

UNIVERSIDAD DE LAS PALMAS DE GRAN CANARIA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA



TESIS DOCTORAL

**DESCRIPCIÓN Y ANÁLISIS CUANTITATIVO
MEDIANTE SERIES DE IMÁGENES DE SATÉLITE DE
LA DINÁMICA DE LAS AGUAS SUPERFICIALES DEL
NOROESTE DE ÁFRICA**

LUIS GARCÍA WEIL

Las Palmas de Gran Canaria, Julio de 1998

13/1998-99

**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/a aspirante expuso esta **TESIS DOCTORAL**.

Terminada la lectura y contestadas por el/a Doctorando/a las objeciones formuladas por los señores miembros del Tribunal, éste calificó dicho trabajo con la nota de SOBRESALIENTE
"COM LAUDE"

Las Palmas de Gran Canaria, a 27 de noviembre de 1998.

El/a Presidente/a: Dr.D. Pedro Sancho Díaz,

El/a Secretario/a: Dra. Dña. Alicia Tejera Cruz,

El/a Vocal: ~~Dr. D. Ramón Román Roldán,~~

El/a Vocal: Dr.D. José Miguel Pacheco Castela,

El/a Vocal: Dr. D. Leo Nikjaer,

El/a Doctorando/a: D. Luis Francisco García Weil,



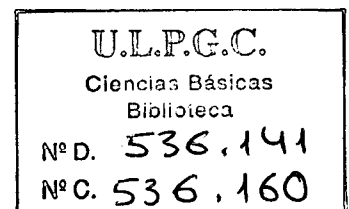
UNIVERSIDAD DE LAS PALMAS DE GRAN CANARIA

DOCTORADO EN FÍSICA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

PROGRAMA DE OCEANOGRAFÍA FÍSICA Y FÍSICA APLICADA

DESCRIPCIÓN Y ANÁLISIS CUANTITATIVO MEDIANTE
SERIES DE IMÁGENES DE SATÉLITE DE LA DINÁMICA
DE LAS AGUAS SUPERFICIALES DEL NOROESTE DE
ÁFRICA



Tesis doctoral presentada por Luis García Weil

Dirigida por el Dr. D. Manuel Cantón Garbín

El director,

El doctorando,

Fdo.: Dr. Manuel Cantón Garbín

Fdo.: Luis García Weil

Las Palmas de Gran Canaria, Julio 1998

*A Nuria, Nurita y María, por donarme un tiempo
que les correspondía y el amor y aliento que en
ellas siempre encontré.*

Agradecimientos

Este trabajo de tesis lejos de ser una labor individual ha sido realizado gracias a la aportación de numerosas personas, sin cuya participación generosa no habría podido ser llevado a cabo. En primer lugar, debo expresar mi gratitud al Dr. Manuel Cantón Garbín, director de esta tesis, por haberme propuesto realizar este trabajo y por el apoyo y paciencia mostrados en todo momento. Su entusiasmo y su saber hacer en la línea de investigación en la que se enmarca este proyecto, han sido claves para la finalización del mismo.

Esta obra es también fruto de una estancia realizada en el Institute for Remote Sensing Applications del Joint Research Center de Ispra (Italia), y de la estrecha colaboración mantenida por esta institución con nuestra universidad. En este sentido estoy agradecido a Peter Schlittenhardt, cuyo interés posibilitó mi permanencia en este centro de investigación, gracias a la concesión de una ayuda económica. Del mismo modo, no podría olvidar a Leo Nykjaer y Lieve Van Camp. Ambos supervisaron mi trabajo inicial, transfiriéndome al mismo tiempo gran parte de su conocimiento y experiencia en el campo de la Teledetección. Ellos han sido responsables directos de la realización de este trabajo. Guardo también un grato recuerdo de José Peláez. Su amistad y su ayuda durante mi estancia en Italia siempre fueron reconfortantes.

Durante todo este tiempo la informática me ha puesto en verdaderos apuros en numerosas ocasiones. Sin la amabilidad, destreza y ayuda de algunas personas que me resolvieron los problemas surgidos, esta tesis habría quedado inconclusa. Desde aquí deseo dar las gracias a Trevor Baker, Bill Hicks, Alberto del Campo, Alexis González, Andry Ratsimandresy, Jorge Pop, José María Cortés, Silvia Rodríguez y Mario Marrero.

Sería injusto no manifestar aquí mi reconocimiento hacia mis compañeros del Departamento de Física, cuya amistad y camaradería han creado el ambiente propicio para poder realizar esta tesis. Hago mención especial aquí de aquellos, que como yo, trabajan en el campo de la Teledetección. Debo citar a Alonso Hernández, que revisó parte de este documento, haciendo algunas sugerencias que quedan plasmadas en el mismo, a Alicia Tejera que colaboró siempre desinteresadamente cuando requerí su asistencia, y a Mercedes Pacheco por su ayuda continua y la disponibilidad mostrada en todo momento. También deseo dar las gracias a Antonio González Ramos, del Departamento de Biología, por su amistad y apoyo, y por cederme algunas de las imágenes AVHRR que se presentan en este trabajo.

No podría concluir sin mostrar mi más sincera gratitud hacia mi familia, que incesantemente me ha dado muestras de su apoyo y afecto. Sin duda, la responsable principal de que este trabajo haya sido finalizado ha sido mi esposa Nuria. Sin su amistad, amor, comprensión y ánimo en los momentos más oscuros, no habría sido capaz de afrontar este reto. Quiero también expresar mi cariño hacia mis hijas Nurita y María, por transmitirme siempre su alegría y servirme de estímulo para seguir hacia adelante.

La realización de esta tesis ha sido posible gracias a la concesión de un proyecto de investigación de la CICYT con código MAR97-0464-CO4, denominado "Reconocimiento de estructuras oceánicas mesoescalares mediante interpretación automática de datos de satélite. Aplicaciones en pesquerías, estudio de variabilidades y predicción de dinámica superficial".

Índice

Lista de abreviaturas.....	ix
Antecedentes y objetivos	xi
Resumen	xiii
Summary.....	xvii

1 Datos de los sensores CZCS y AVHRR

1.1	Introducción.....	1
1.2	Datos del sensor CZCS.....	2
1.2.1	Introducción.....	2
1.2.2	Características generales del sensor CZCS.....	3
1.2.3	Propiedades ópticas del agua de mar en el visible y su relación a la teledetección.....	5
1.2.4	Modelo óptico para aguas del caso 1	9
1.2.5	Corrección atmosférica de primer orden de los datos del sensor CZCS	18
1.2.6	Procesos de segundo orden	30
1.2.7	Error de calibración y pérdida de sensibilidad del sensor CZCS.....	32
1.3	Datos del sensor AVHRR.....	34
1.3.1	Introducción	34
1.3.2	Características generales del sensor AVHRR.....	35
1.3.3	Propiedades del agua de mar en el infrarrojo y su relación a la teledetección	37
1.3.4	Calibración de datos AVHRR.....	39

1.3.5 Corrección atmosférica de primer orden de los datos del sensor AVHRR.....	41
1.3.6 Procesos de segundo orden.....	49
1.3.7 Comparación de las imágenes de temperatura de la superficie del mar y de temperatura de brillo	54

2 La región oceanográfica del noroeste de África

2.1 Introducción	59
2.2 El margen oriental del Giro Subtropical del Atlántico Norte	61
2.3 El afloramiento del noroeste de África	67
2.4 La zona de transición costera del noroeste de África.....	79
2.4.1 Definición y antecedentes de la zona de transición costera (ZTC)	79
2.4.2 Factores relacionados con la variabilidad de la ZTC	82
2.4.3 Descripción regional de la ZTC en el noroeste de África	91

3 Estimación de variabilidades espacio-temporales a partir de datos

CZCS

3.1 Introducción y objetivos.....	133
3.2 Métodos de cálculo de la variabilidad.....	135
3.3 Cálculo de la coherencia cuadrada	140
3.4 Resultados	148
3.5 Valoración de resultados y aplicaciones	152

4 Estimación de velocidades oceánicas superficiales a partir de datos

AVHRR

4.1 Introducción	161
4.2 Tipos de métodos	162
4.3 Métodos empleados para el cálculo de las velocidades a partir de una secuencia de imágenes de satélite	165
4.3.1 Método de las correlaciones cruzadas máximas (CCM)	165

4.3.2 Método de relajación de etiquetas.....	182
4.4 Resultados.....	190
4.5 Valoración de resultados.....	217
Conclusiones y principales aportaciones	221
Áreas de futuras investigaciones	227
Referencias	231
Apéndice A Transferencia radiativa	
A.1 Ecuación de transferencia radiativa.....	255
A.2 Transferencia radiativa en el visible en el agua.....	261
A.3 Transferencia radiativa en el visible en la atmósfera	264
A.4 Transferencia radiativa en el infrarrojo en la atmósfera.....	271
Apéndice B Filtrado de imágenes	
B.1 Filtros para mejora y realce de las imágenes	275
B.2 Operadores puntuales	276
B.3 Modelización del histograma	276
B.4 Operadores espaciales lineales	278
B.5 Operadores espaciales no lineales	287

Lista de abreviaturas

ACNA	Agua Central Noratlántica
ACSA	Agua Central Suratlántica
ADCP	Acoustic Doppler Current Profiler
ATSR	Along Track Scanning Radiometer
AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
CCM	Correlaciones Cruzadas Máximas
CODE	Coastal Ocean Dynamics Experiment
CTZ	Coastal Transition Zone
CZCS	Coastal Zone Colour Scanner
ECWMF	European Center for Medium Weather Forecasting
ETR	Ecuación de transferencia radiativa
FAR	Factor amplificador de ruido
GDL	Grados de libertad
IFOV	Instantaneous field of view
IR	Infrarrojo
LDG	Laplaciano del Gaussiano
MAMS	Multispectral Atmospheric Mapping Sensor
MSS	Multispectral Scanner
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
NODC	National Oceanographic Data Centre

OPTOMA	Ocean Prediction Through Observation Modelling and Analysis
PIA	Parte inferior de la atmósfera
POA	Propiedades ópticas aparentes
POI	Propiedades ópticas inherentes
PSA	Parte superior de la atmósfera
RE	Relajación de Etiquetas
SAR	Synthetic Aperture Radar
SEAWIFS	Sea-viewing Wide Field of View
TB4	Temperatura de brillo del canal 4
TIROS	Television IR Operational Satellite
TSM	Temperatura de la superficie del mar
VD	Valores digitales
ZTC	Zona de Transición Costera

Antecedentes y objetivos

El grupo de Teledetección de los océanos desde el espacio comenzó su andadura en la ULPGC en 1987. Desde entonces, el grupo ha alcanzado plena madurez, como lo demuestra la calidad, número y temática de las tesis defendidas, los trabajos publicados y los proyectos de investigación, con rango regional, nacional y europeo en los que se ha participado.

Sin embargo, la Teledetección espacial de los Océanos, a pesar de haber contribuido de forma espectacular al desarrollo de la Oceanografía a meso y macroescala durante las últimas décadas, lo había hecho desde un punto de vista fundamentalmente cualitativo debido a la resolución espacio-temporal y precisión de los datos medidos desde el espacio. La mejora de los factores anteriores y sobre todo, la utilización de nuevos modelos, metodologías y algoritmos, ha permitido la obtención de información cuantitativa de suficiente calidad, derivada a partir de las medidas primarias de los sensores.

Este trabajo constituye uno de los primeros intentos del grupo por obtener información cuantitativa de naturaleza diferente a la obtenida originalmente por el sensor, en particular la evolución de la coherencia de las estructuras oceanográficas y el cálculo de velocidades superficiales en imágenes visibles e infrarrojas respectivamente.

La estancia del doctorando en el Joint Research Center de Ispra (Italia) durante dos años, supuso el comienzo de este trabajo, que deja abiertos diferentes y atractivos caminos para intentar mejorar los resultados obtenidos.

Manuel Cantón Garbín

Resumen

El uso de datos de satélite como herramienta para el estudio de las corrientes límites orientales ha dado lugar a un marcado cambio respecto a la idea que de estos sistemas se tenía, modificando incluso las estrategias que tradicionalmente se venían empleando para su investigación. Las principales propiedades de estos datos, como son su sinopticidad y repetición en el muestreo han hecho que su utilización para el estudio del área de interés, correspondiente al afloramiento del Noroeste de África y su zona de transición costera, sea ventajoso, habida cuenta además que el número de campañas oceanográficas llevadas a cabo en esta región, aunque actualmente está incrementándose, es significativamente menor al efectuado en áreas similares como podría ser la Corriente de California.

Los primeros estudios que emplearon datos de satélite en esta área [Nykjaer, 1988; Hernández-Guerra, 1990], aunque eran principalmente descriptivos, revelaron que el flujo en esta zona es altamente complejo y variable, evidenciando características oceanográficas que ya se conocían, otras cuya existencia se intuía y por último mostrando algunas nuevas que no habían sido descritas en la literatura [Van Camp *et al*, 1991].

Una vez establecida la validez de uso de los datos de satélite para analizar el área de interés, el propósito que se plantea en este trabajo es el desarrollo de métodos cuantitativos que permitan extraer información nueva o complementaria deducida de parámetros geofísicos primarios obtenidos de las imágenes de satélite. En este sentido se plantean métodos que utilizan una secuencia de imágenes de satélite consecutivas. La

información deducida con estos procedimientos no podría obtenerse únicamente a partir de una sola imagen. Este tipo de análisis ayudará a caracterizar mejor la variabilidad mesoescalar del afloramiento del noroeste de África a partir de imágenes de satélite procedentes de los sensores remotos CZCS (Coastal Zone Colour Scanner) y AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer). Teniendo en cuenta lo anterior la estructura de este trabajo ha quedado de la forma que a continuación se detalla.

En el capítulo 1 comienzan describiéndose las características de los sensores remotos CZCS y AVHRR, a partir de los cuales se obtienen los datos de satélite aquí usados y que llevan información sobre ciertas propiedades de la superficie del océano. Ahora bien, la señal recibida por ambos sensores corresponde no solo al océano, sino que una aportación significativa proviene de la atmósfera. Por consiguiente, se describen además los métodos existentes para eliminar esta importante contribución, haciendo hincapié en los empleados en este trabajo. A estos procedimientos se les conoce como *corrección atmosférica*. Del mismo modo, también se mencionan los métodos o modelos empleados, que a partir de la información remanente permiten obtener finalmente los parámetros geofísicos o biológicos de interés. Así, se verá que, a partir de los datos del sensor CZCS se obtiene la concentración de pigmento de tipo clorofílico del océano, mientras que los datos del sensor AVHRR permiten estimar la temperatura de la superficie del mar (TSM).

Estos procedimientos mencionados se fundamentan en la ecuación de transferencia radiativa (ETR). Ésta se introduce en el apéndice A, analizando su forma en el visible e infrarrojo (IR), tanto para el océano como para la atmósfera.

A continuación en el capítulo 2 se describe la región de estudio desde un punto de vista oceanográfico, pero tomando como base para ello los datos de satélite procesados. Así se comienza haciendo una descripción de la circulación a gran escala producida por el sistema de corrientes en esta área, conocido como Corriente de Canarias, para después centrar el estudio en la dinámica oceánica cerca de la costa y en el fenómeno del afloramiento costero. Por último, se aborda el análisis y caracterización de la zona de transición costera (ZTC) del noroeste de África. Esta constituye el límite

entre la zona costera donde se produce el afloramiento y la oceánica que forma parte de la corriente de Canarias. Para facilitar su estudio se divide el área de interés en cuatro subregiones atendiendo a ciertas características de las mismas, y al mismo tiempo se analizan las causas o factores que pueden originar la alta variabilidad observada en estas áreas, estableciendo en función de las estructuras observadas hipótesis acerca de su origen o formación. Para facilitar la interpretación de los datos de satélite utilizados se han aplicado técnicas clásicas de procesamiento de imágenes a los mismos, cuyo fundamento se explica de forma detallada en el apéndice B.

Seguidamente se analizan secuencias de imágenes de satélite consecutivas con el objetivo de ayudar a la caracterización de la variabilidad mesoescalar de esta región. Así, en el capítulo 3 se emplean varias series de imágenes CZCS, para de este modo, estimar la evolución temporal de las estructuras de clorofila superficial en la región de Cabo Blanco, que reúne una serie de condiciones oceanográficas que la hacen quizás única. Debido a la estrecha relación que existe entre las escalas espaciales y temporales, se han empleado técnicas de análisis espectral cruzado para así estimar la coherencia cuadrada, que da una medida de la tasa de pérdida de correlación temporal para distintas escalas espaciales.

Posteriormente en el capítulo 4 y utilizando secuencias de imágenes AVHRR separadas entre sí por un periodo de 24 horas, se intenta estimar el movimiento intrincado de las estructuras oceánicas superficiales. Para ello se utiliza la temperatura de la superficie del mar como un trazador del flujo superficial oceánico. Este capítulo se inicia presentando los distintos métodos que se han desarrollado para deducir los desplazamientos a partir de imágenes consecutivas, para después centrarse en los empleados en este trabajo, describiendo sus ventajas e inconvenientes. Por último se presentan los resultados obtenidos con ellos para el área de interés.

Por último, se finaliza esta obra entresacando y enumerando las conclusiones más importantes, así como estableciendo algunas líneas de investigación abiertas que pueden dar lugar a futuros trabajos.

Summary

The use of satellite data for the study of the western boundary currents has changed the view about these oceanographic systems, modifying even the sampling strategies employed in its research. The main properties of these data, that is, their synopticity and their recurrence in the sampling, have made advantageous their application for the study of the area of interest, that corresponds to the Northwest African upwelling and its associated coastal transition zone. The number of oceanographic cruises carried on in this area is significantly lower than that in similar areas like the California Current System, although at present the number is fortunately increasing.

The first studies that used satellite data in this area [Nykjaer, 1988; Hernández-Guerra, 1990], were mainly descriptive but reveal a high variability and complexity in the flow. They showed oceanographic features already observed, others known by intuition and finally they displayed some new features not described previously in the scientific literature [Van Camp *et al*, 1991].

The validity of the use of satellite data for this area has been proved in previous works. The main goal of our work is the development of quantitative methods for obtaining new or complementary information derived from primary geophysical parameters obtained from the satellite images. In this sense, methods that use a sequence of consecutive satellite images are derived. The information obtained with these procedures can not be obtained with only one image. This kind of analysis will help to characterise better the mesoscale variability of the Northwest African upwelling

area. The satellite data used in this study come from the CZCS (Coastal Zone Colour Scanner) and AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) remote sensors. Taking into account these considerations the structure of this thesis is showed next.

Chapter 1 starts describing the characteristics of the CZCS and AVHRR remote sensors. These sensors acquire the satellite data used in this work, carrying information about some properties of the sea surface. But the signal received in both sensors corresponds not only to the ocean, and a significant part comes from the atmosphere. Therefore, the methods used for removing this important contribution are described, emphasizing those employed in this work. These procedures are known like atmospheric correction. Through some methods or models the remaining information is used to obtaining the geophysical or biological parameters of interest. Then, chlorophyll like pigment concentration is derived with the data coming from the CZCS sensor, while sea surface temperature is obtained with data coming from the AVHRR sensor.

All of these procedures are based in the radiative transfer equation. This is introduced in Appendix A, analysing its expression in the visible and infrared for the ocean and the atmosphere.

The area of interest is described from an oceanographic point of view in chapter 2, mainly by the use of the processed satellite data. Then this chapter starts with a description of the large scale circulation in this area produced by the current system in this region, known as Canary Current. After, the ocean dynamics next to the coast and the coastal upwelling phenomenon is discussed. Finally, the analysis and characterisation of the coastal transition zone of Northwest Africa is undertaken. This constitutes the limit between the coastal zone where upwelling develops and the oceanic zone that is part of the Canary Current. The studied area is divided in four subregions, attending to certain relevant features. At the same time the important factors and mechanisms involved in the observed high variability are discussed, analysing the hypothesis about its origin or formation, based mainly in the observed oceanographic features. Image processing techniques have been applied to satellite data for improving its interpretation. The basis of these procedures is explained in Appendix B.

Following this, sequences of consecutive satellite images are analysed in order to characterise the mesoscale variability of this region. Then, in chapter 3 some CZCS image series are used for the estimation of the temporal evolution of the surface chlorophyll patterns in Cape Blanc region. This area is favoured by the combination of some oceanographic factors perhaps unique. Due to the close relation between spatial and temporal scales cross-spectral analysis techniques are employed and then squared coherence is estimated. This gives an indication of the decorrelation time for different spatial scales.

In chapter 4 the motion of the surface oceanographic features is estimated using sequences of AVHRR images with a time separation of 24 hours. In order to do this, sea surface temperature is used as a tracer of the surface oceanic flow. This chapter starts showing the different approximations derived for the estimation of the motion using consecutive images. Only those used in this work are described in detail, showing their advantages and drawbacks. Lastly, the results obtained with these methods for the area of interest are presented.

Finally, this work finishes enumerating the principal conclusions, and establishing some activities of interest for future studies.

Capítulo 1

Datos de los sensores CZCS y AVHRR

1.1 Introducción

En este capítulo se presentan los datos que, provenientes de sensores remotos situados en satélites, han sido utilizados en este trabajo, así como los métodos o modelos implicados en la obtención de los parámetros oceanográficos de interés a partir de estos datos.

De vital importancia, para los datos de satélite aquí tratados, es la teoría de la transferencia radiativa, ya que es a través de ésta como es posible relacionar la señal que llega al sensor con los parámetros oceanográficos resultantes. De este modo algunos aspectos básicos de la ecuación de transferencia radiativa, que de algún modo están involucrados en el procesamiento de los datos de satélite se han añadido en este trabajo. Estos han sido incluidos en el apéndice A para así evitar una inadecuada extensión de este capítulo, haciendo referencia explícita a esta teoría cuando sea necesario.

Este capítulo está estructurado del siguiente modo. En primer lugar se presentan los datos adquiridos con el sensor Coastal Zone Color Scanner (CZCS) a partir de los cuales se obtiene información acerca del contenido en pigmento fitoplanctónico de las aguas oceánicas, para seguidamente presentar los datos que se adquieren con el sensor

Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) de los cuales se deduce la temperatura superficial del mar (TSM).

1.2 Datos del sensor CZCS

1.2.1 Introducción

En este apartado se describen las características de los datos de satélite que son adquiridos a través del sensor remoto CZCS, a través de los cuales es posible obtener información de color del océano y de la concentración de fitoplancton.

Se comienza especificando las características generales del sensor CZCS, para seguidamente describir brevemente las propiedades ópticas del agua de mar en el rango visible de longitudes de onda y un modelo de reflectancia del agua de mar válido para aguas del caso 1, que son aquellas cuyas propiedades ópticas vienen caracterizadas principalmente por el fitoplancton. Por último, y ya que la información que interesa es aquella del océano, se detalla el método seguido para eliminar la contribución de la atmósfera en la señal que llega al sensor, lo cual se conoce como *corrección atmosférica*.

La presentación de las propiedades ópticas del agua de mar y del modelo de reflectancia válido para aguas del caso 1, precede en orden a la corrección atmosférica de los datos, debido a que en este trabajo el método que se usa para eliminar los efectos atmosféricos, está estrechamente relacionado con el modelo de reflectancia, siendo un componente vital a la hora de extraer la señal útil de los datos.

1.2.2 Características generales del sensor CZCS

El sensor denominado CZCS fue el primero y hasta ahora único radiómetro multiespectral de barrido dispuesto en un satélite, que fue diseñado específicamente para medir el color del océano, y la concentración de fitoplancton (cuyos pigmentos determinan el color del océano para la mayoría de las regiones oceánicas). El CZCS fue lanzado el 23 Octubre de 1978 a bordo del satélite de investigación Nimbus-7, que a diferencia de otros satélites operacionales como los de la serie NOAA, no mantenía todos los sensores en funcionamiento de forma continua. Las características orbitales más relevantes presentadas por este satélite se muestran en la tabla 1.1.

<i>Tipo de órbita:</i>	heliosíncrona, casi circumpolar
<i>Altitud nominal:</i>	955 km
<i>Periodo de la órbita:</i>	104.16 minutos
<i>Inclinación:</i>	99°
<i>Tiempo local de paso por el Ecuador:</i>	12.00 horas (nodo ascendente)

Tabla 1.1 - Características orbitales del satélite Nimbus-7.

Aunque el tiempo de vida previsto inicialmente para el CZCS era de dos años, éste fue superado ampliamente, y permaneció activo durante siete años y medio, hasta Junio de 1986. Las características de visión y espectrales del sensor aparecen reflejadas en las tablas 1.2 y 1.3 respectivamente.

<i>Ángulo de barrido:</i>	39.35° a cada lado del nadir
<i>Extensión de barrido:</i>	1659 km
<i>IFOV en nadir:</i>	0.865 mrad × 0.865 mrad
<i>Resolución espacial:</i>	0.825 km × 0.825 km en nadir aumentando hasta 1.1 km × 2.5 km para ángulos de barrido máximos.

Tabla 1.2 - Características de visión del satélite CZCS.

Además de las mencionadas en la Tabla 1.2, una característica única del CZCS es que el sensor puede girar hacia adelante o hacia atrás un máximo de 20° en la dirección de desplazamiento del satélite en incrementos de 2°, con la finalidad de evitar la influencia en la señal que llega al sensor de la radiación solar reflejada en la superficie del mar, lo que se conoce como *brillo del sol* [Hernández-Guerra, 1988].

Banda	Longitud de onda central (nm)	Ancho de banda (nm)	Ganancia	Radiancia de saturación ($mW\ cm^{-2}\ sr^{-1}\ \mu m^{-1}$)	Relación señal/ruido
1	443	20	1	11.46	158/1
			2	9.23	
			3	7.64	
			4	5.41	
2	520	20	1	7.64	200/1
			2	6.20	
			3	5.10	
			4	3.50	
3	550	20	1	6.21	176/1
			2	5.10	
			3	4.14	
			4	2.86	
4	670	20	1	2.88	118/1
			2	2.32	
			3	1.91	
			4	1.34	
5	750	100	1	23.9	350/1
6	11500	2000			0.22 K*

Tabla 1.3 - Características espectrales del sensor CZCS.

(*Diferencia de temperatura equivalente a ruido a 270 K)

La localización, en longitud de onda, de las primeras cuatro bandas del CZCS coincide aproximadamente con regiones espectrales para las cuales la absorción por

parte del fitoplancton son máximas y mínimas, lo cual permite determinar la abundancia de éste. Cada una de estas bandas dispone de cuatro ganancias o valores de saturación de radiancia ajustables, que permiten adaptar el sensor al rango de valores de ángulos solares observados a través de una órbita completa y durante todo el año.

La banda 5 en cambio se utiliza para discriminar entre agua, tierra y nubes. Su ancho de banda y longitud de onda central son idénticos a los del canal 6 del sensor multiespectral scanner (MSS) del satélite Landsat, aunque su valor de saturación de radiancia es mayor, pues el Landsat pasa por el Ecuador a las 9.30 de hora local.

Por último, la banda 6 del CZCS fue diseñada para estimar la temperatura de la superficie del mar, pero tuvo problemas poco después del lanzamiento del Nimbus-7, impidiendo su uso.

Todas las bandas del CZCS fueron calibradas antes de su lanzamiento, y el sensor también fue equipado con un dispositivo de calibración interna que como se verá en el apartado 1.2.7 resultó ser ineficaz.

1.2.3 Propiedades ópticas del agua de mar en el visible y su relación a la teledetección

En la teledetección del Océano en el rango visible de longitudes de onda, el parámetro oceanográfico de interés, que es determinado después de la corrección atmosférica de la señal recibida por el sensor, es la radiancia que emerge de la superficie del mar. Este parámetro viene influenciado en parte, tanto en su magnitud como en su distribución espectral, por las propiedades ópticas del agua de mar. La radiación que penetra en el mar es parcialmente absorbida antes de ser retrodispersada hacia la superficie. Estos dos procesos, absorción y dispersión, son producidos por las moléculas de agua de mar así como por el resto de constituyentes que se encuentran presentes en ésta. Pero esta radiancia emergente depende además de la radiación incidente sobre el

océano, que varía con la elevación del sol, el estado del cielo (presencia o ausencia de nubes,...), el estado de la superficie del mar, etc.. Este hecho hace que no sea un indicador adecuado de las propiedades ópticas del océano, al verse influenciado por la radiación incidente y las condiciones ambientales.

En cambio, existen otros parámetros ópticos mucho más útiles, que no manifiestan esta dependencia de forma tan acusada. Uno de ellos, que tiene especial interés en teledetección, al poder relacionarse con esta radiancia que emerge de la superficie del mar, es la reflectancia de irradiancia subsuperficial, $R(\lambda)$, cuya composición espectral se ha visto que está relacionada con las propiedades ópticas del agua de mar [Morel & Prieur]. Esta se define como (apéndice A.1):

$$R(\lambda) = \frac{E_u(\lambda)}{E_d(\lambda)} \quad (1.1)$$

siendo $E_u(\lambda)$ y $E_d(\lambda)$ las irradiancias justo debajo de la superficie del mar en dirección ascendente y descendente respectivamente.

Teniendo en cuenta, como se ha mencionado, que la reflectancia subsuperficial está estrechamente relacionada con algunas propiedades ópticas del océano, diversos investigadores [Gordon, 1975; Morel & Prieur, 1977; Kirk, 1981] han deducido la expresión (A.25) dada en el apéndice A como:

$$R(\lambda) = 0.33 \frac{b_b(\lambda)}{a(\lambda)} \quad (1.2)$$

donde $a(\lambda)$ y $b_b(\lambda)$ son el coeficiente de absorción y de retrodispersión del agua de mar respectivamente. Cuanto mayor es el coeficiente de retrodispersión mayor es la reflectancia, mientras que un incremento del coeficiente de absorción implica un descenso de la misma.

Estas dos propiedades ópticas, $a(\lambda)$ y $b_b(\lambda)$, son coeficientes globales para el agua de mar, que resultan de las contribuciones de cada uno de los constituyentes ópticamente activos, que se encuentran en ésta. De este modo es posible expresarlos de forma explícita como:

$$a(\lambda) = a(\lambda)_w + \sum_{i=1}^n a(\lambda)_i \quad (1.3)$$

$$b_b(\lambda) = b_b(\lambda)_w + \sum_{i=1}^n b_b(\lambda)_i$$

refiriéndose el subíndice w al agua e i al i -ésimo constituyente. Además estos coeficientes en general se pueden expresar como [Morel & Prieur, 1977]:

$$\begin{aligned} a(\lambda)_i &= a^\circ(\lambda)_i C_i \\ b_b(\lambda)_i &= b_b^\circ(\lambda)_i C_i \end{aligned} \quad (1.4)$$

donde $a^\circ(\lambda)_i$ y $b_b^\circ(\lambda)_i$ son los *coeficientes de absorción y de retrodispersión específicos*, esto es, por unidad de concentración del i -ésimo constituyente y C_i la concentración del constituyente.

Se pueden distinguir cuatro grupos de constituyentes principales que afectan a las propiedades ópticas del agua de mar [Prieur & Sathyendranath, 1981; Robinson, 1983; Kirk, 1994, Mobley, 1994]. Estos son:

- 1.- El *agua de mar* misma, incluyendo sus sales inorgánicas disueltas, pero sin considerar cualquier otro material disuelto o particulado.
- 2.- El *fitoplancton*, que posee unas características espectrales bastante complejas. La razón estriba en que además de las células vivas, que contienen clorofila y otros pigmentos asociados, es necesario tener en cuenta además sus productos detríticos, que incluyen material biogénico particulado y compuestos orgánicos disueltos entre los cuales se encuentra un producto de degradación de la clorofila, la feofitina, que presenta características de absorción similares a ésta.
- 3.- *Material particulado en suspensión* no relacionado con el fitoplancton. Éste material puede estar formado por sedimentos del fondo del océano resuspendidos, sedimentos de origen fluvial, material transportado procedente de áreas costeras como playas o producto de la erosión, o bien ser el resultado del vertido de desechos o dragados. Dado el origen tan variado de este material, así lo son también sus características espectrales.

4.- *Material orgánico disuelto* no relacionado con el fitoplancton. Aquí estarían incluidas un amplio rango de sustancias húmicas de origen natural o antropogénico. Por el efecto que producen en el color del agua, debido a sus propiedades de absorción, reciben el nombre de *sustancias amarillas* o *gelbstoff*.

Dado este amplio espectro de constituyentes de origen diverso, para los cuales además existe, en el caso de algunos de ellos, una gran incertidumbre respecto a sus características espectrales de absorción y retrodispersión, es bastante improbable que a partir de medidas de la reflectancia espectral y utilizando las expresiones (1.2), (1.3) y (1.4) se pueda invertir el problema de modo que se obtenga una relación analítica entre la concentración de fitoplancton o de material sólido en suspensión y la propia reflectancia [Morel, 1980]. Para intentar solventar este problema Morel & Prieur [1977] agruparon el agua de mar en dos categorías o clases, que aparecen reflejadas en la tabla 1.4.

AGUAS DEL CASO 2	
<p>AGUAS DEL CASO 1</p> <p>1. CÉLULAS ALGALES VIVAS <i>concentración variable</i></p> <p>2. SUSTANCIAS DE DESECHO ASOCIADAS <i>originadas por el pastoreo del zooplancton y el decaimiento natural del fitoplancton.</i></p> <p>3. MATERIA ORGÁNICA DISUELTA <i>liberada por algas y sus desechos (sustancias amarillas)</i></p>	<p>4. SEDIMENTOS RESUSPENDIDOS <i>del fondo del mar a lo largo de la línea de costa y en áreas someras</i></p> <p>5. MATERIAL TERRÍGENO PARTICULADO <i>Procedente de las escorrentías de ríos y Glaciales</i></p> <p>6. MATERIA ORGÁNICA DISUELTA <i>drenaje terrestre (sustancia amarilla terrestre)</i></p> <p>7. INFLUENCIA ANTROPOGÉNICA <i>materiales particulados y disueltos</i></p>

Tabla 1.4 - Clasificación de tipos de agua (adaptado de Gordon & Morel [1983]).

Como se observa en la tabla 1.4 las aguas del caso 1 son aquellas cuyas propiedades ópticas vienen determinadas por el fitoplancton y sus productos de degradación, mientras que las aguas del caso 2 además o en vez del fitoplancton, contienen material particulado o disuelto no relacionado con éste. Más del 98% de las aguas oceánicas corresponden al caso 1 [Morel, 1988]. Para la región del afloramiento del NO de África, pertenecen al caso 1 las aguas oligotróficas que se encuentran en el océano abierto y también las aguas eutróficas algo alejadas de la costa. Estas aguas eutróficas del caso 1, se transforman gradualmente en aguas del caso 2 al aproximarse a costa, a medida que se alcanzan profundidades más someras (<50 m). Lo que ocurre, en este caso particular, es que por acción de las mareas y del viento los sedimentos del fondo son resuspendidos contribuyendo ópticamente a la reflectancia observada. El aporte de los constituyentes 5, 6, y 7 de la tabla 1.4 para esta región es insignificante debido a la aridez del clima (constituyentes 5 y 6) y la escasa población (constituyente 7) [Nykjaer, 1988].

1.2.4 Modelo óptico para aguas del caso 1

Dada la importancia de las aguas del caso 1 en cuanto a su proporción relativa, y a la dificultad manifiesta que resulta el tratamiento de las aguas del caso 2, solo las primeras serán consideradas aquí, mostrándose cual es la relación que existe entre sus propiedades ópticas y su contenido biogénico, C .

Esta relación fue desarrollada con un modelo semiempírico por Morel [1988] a través del análisis estadístico de una gran cantidad de datos de irradiancia espectral disponibles. Estos fueron utilizados para calcular el coeficiente de atenuación de la irradiancia en dirección descendente, $K_d(\lambda)$, que se define como:

$$K_d(\lambda) = \frac{1}{Z} \ln \frac{E_d(\lambda, 0)}{E_d(\lambda, Z)} \quad (1.5)$$

donde $E_d(\lambda,0)$ es la irradiancia en dirección descendente medida justo por encima de la superficie del mar y $E_d(\lambda,Z)$ es aquella medida a una profundidad Z cercana a la de la capa eufótica, Z_e . Este coeficiente, $K_d(\lambda)$, al igual que la reflectancia subsuperficial, $R(\lambda)$, es bastante insensible a las condiciones ambientales, siendo función principalmente de las propiedades ópticas del agua de mar [Mobley, 1994].

Una vez calculado $K_d(\lambda)$, Morel [1988] realizó un análisis estadístico entre los datos transformados logarítmicamente de $K_d(\lambda) - K_d(\lambda)_w$ y C para un rango espectral que va desde 400 a 700 nm cada 5 nm, donde $K_d(\lambda)_w$ representa al coeficiente de atenuación de la irradiancia en dirección descendente para aguas oceánicas puras, y C a la concentración media de fitoplancton para una capa de agua considerada. Este $K_d(\lambda)_w$ puede ser calculado directamente a partir de datos de irradiancia tomados en aguas muy puras, o bien a través de la siguiente relación, que da su valor limitante más bajo, que es:

$$K_d(\lambda)_w = a(\lambda)_w + \frac{1}{2}b(\lambda)_w \quad (1.6)$$

y que se aproxima bastante bien a su valor real [Smith & Baker, 1981]. En esta expresión, $a(\lambda)_w$ y $b(\lambda)_w$ representan respectivamente al coeficiente de absorción y de dispersión molecular para agua de mar ópticamente pura.

Del análisis estadístico anteriormente mencionado, Morel [1988] dedujo que $K_d(\lambda)$ podía expresarse en función de C a través de:

$$K_d(\lambda) = K_d(\lambda)_w + \chi_c(\lambda)C^{e(\lambda)} \quad (1.7)$$

siendo $\chi_c(\lambda)$ y $e(\lambda)$ los parámetros resultantes de tal ajuste.

En la figura 1.1 se representan los espectros de $K_d(\lambda)$ obtenidos para distintas concentraciones de clorofila, mientras que en la figura 1.2 se muestran los valores de $K_d(\lambda)$ en función de C para distintas longitudes de onda, coincidentes con las de las bandas del CZCS.

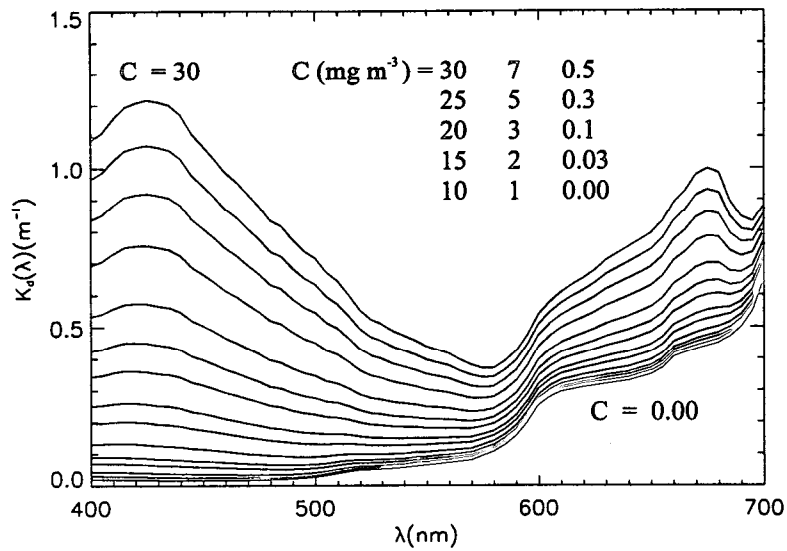


Figura 1.1 - Valores de $K_d(\lambda)$ en función de la longitud de onda. Cada curva corresponden a un valor de C distinto que va desde 0 a 30 mg m^{-3} . (Redibujado de Morel [1988]).

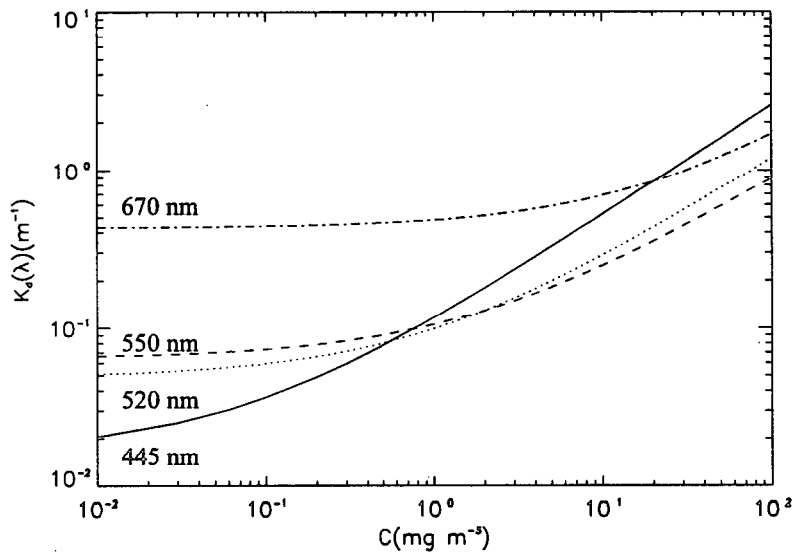


Figura 1.2 - Valores de $K_d(\lambda)$ en función de C . Cada curva corresponde a una longitud de onda distinta que coincide aproximadamente con la longitud de onda de cada banda del CZCS.

El modelo representado por la ecuación (1.7), al contrario que otros similares propuestos con anterioridad [Smith & Baker, 1978], considera a las aguas del caso I como un sistema formado por dos componentes únicamente, como son el agua misma (de contribución constante) y un componente biogénico (de contribución variable) que viene expresada por C . Ahora bien, dentro de este componente biogénico estarían

incluidos no sólo las células algales vivas sino también los materiales detríticos y particulados derivados del fitoplancton, lo que implícitamente quiere decir que se admite que existe cierta correlación entre los subcomponentes que forman este compartimento.

Longitud de onda, <i>Nm</i>	$K_d(\lambda)_w,$ m^{-1}	$\chi_c(\lambda)$	$e(\lambda)$
445	0.0166	0.0996	0.704
520	0.0490	0.0498	0.680
550	0.0640	0.0410	0.650
670	0.4300	0.0515	0.695

Tabla 1.5 - Valores tomados para algunas longitudes de onda, de los parámetros $K_d(\lambda)_w$ y de $\chi_c(\lambda)$ y $e(\lambda)$ resultantes del análisis estadístico de $K_d(\lambda)$.

Por otro lado, observando la expresión (1.7) y los valores que toma el exponente $e(\lambda)$ para distintas longitudes de onda, como se refleja en la tabla 1.5, se aprecia que el efecto biológico es no lineal al ser éste exponente distinto de la unidad, lo que significa que los subcomponentes del compartimento biogénico están cambiando en sus proporciones relativas a medida que varía el valor de C , manifestándose esto en $K_d(\lambda)$ a través de sus efectos ópticos asociados, esto es, a través de sus coeficientes de absorción y dispersión, como se expresa en las ecuaciones (1.3) y (1.4). Esta dependencia se pone de relieve en la siguiente expresión que relaciona $K_d(\lambda)$ con $a(\lambda)$ y $b(\lambda)$, que fue obtenida por Kirk [1981], utilizando el método de Montecarlo:

$$K_d(\lambda) \approx (a(\lambda)^2 + 0.256a(\lambda)b(\lambda))^{1/2} \quad (1.8)$$

Este efecto no lineal ha sido estudiado por Morel [1988], y parece estar originado en el hecho de que hay una evolución continua en el contenido del material biológico de las aguas oceánicas, desde las aguas oligotróficas, donde predomina el carbono orgánico detrítico no pigmentado sobre el carbono vivo pigmentado, a las aguas eutróficas donde ocurre lo contrario. Las partículas no pigmentadas (o que lo son débilmente) aumentan el coeficiente de atenuación, a través de sus propiedades de dispersión principalmente, mientras que las células pigmentadas funcionan como absorbedores y dispersores. A esto es necesario añadir la contribución de la absorción

de la materia orgánica disuelta (sustancias amarillas) que siempre está presente y el marcado efecto de empaquetamiento que se observa en aguas eutróficas donde las células algales suelen ser de gran tamaño y con altas concentraciones de pigmento. (Este efecto de empaquetamiento consiste en un descenso del coeficiente de absorción específico como consecuencia de que los pigmentos fitoplanctónicos no se encuentran uniformemente distribuidos, sino contenidos en paquetes discretos como son las células algales. Este efecto fue descubierto por Duysens [1956] y ha sido estudiado por Kirk [1994] y Morel & Bricaud [1981] entre otros).

Gracias al modelo estadístico obtenido con la expresión (1.7), que relaciona $K_d(\lambda)$ con C , es posible obtener una relación similar, pero referida a la reflectancia espectral (dada en función de $a(\lambda)$ y $b_b(\lambda)$ por la ecuación (1.2)), ya que, como se ha mencionado previamente, éste es un parámetro que se relaciona a la radiancia que abandona la superficie del mar.

Así, por un lado, a través de la expresión exacta (A.23) deducida en el apéndice A se tiene que el coeficiente de absorción, $a(\lambda)$, está relacionado con $K_d(\lambda)$ que a su vez es función de C , a través de

$$a(\lambda) = K_d(\lambda)u(\lambda) = K_d(\lambda) \left(1 - R(\lambda) + \frac{1}{K_d(\lambda)} \frac{dR(\lambda)}{dz} \right) \frac{\bar{\mu}_d \bar{\mu}_u}{R\bar{\mu}_d + \bar{\mu}_u} \quad (1.9)$$

El valor que toma el coseno promedio para irradiancia en dirección ascendente, $\bar{\mu}_u$, es bastante estable y se aproxima a 0.40 [Kirk, 1981]. Sin embargo, el coseno promedio para irradiancia en dirección descendente, $\bar{\mu}_d$, tiene un valor que depende en gran parte del ángulo cenital solar al refractarse en la superficie del agua, siendo por tanto a priori variable con el tiempo, la localización y la longitud de onda considerada. Sin embargo, Bricaud & Morel [1987], por simplicidad y dentro de la exactitud esperada toman un valor promedio constante para $\bar{\mu}_d$ a través del espectro igual a 0.83. Por otro lado, la variación de $R(\lambda)$ con la profundidad es muy pequeña, de manera que $dR(\lambda)/dz$ puede ser despreciado, quedando la expresión anterior como:

$$a(\lambda) = K_a(\lambda) \frac{0.83[1 - R(\lambda)]}{1 + 2.075R(\lambda)} \quad (1.10)$$

Resta por tanto únicamente encontrar una relación entre el coeficiente de retrodispersión, $b_b(\lambda)$, con la concentración de pigmento fitoplanctónico, C . Para aguas del caso 1, el coeficiente de retrodispersión se divide en:

$$b_b(\lambda) = b_b(\lambda)_w + b_b(\lambda)_p \quad (1.11)$$

donde el primer término se debe a la contribución del agua de mar pura y el segundo al fitoplancton y sus productos detriticos asociados. Definiendo la probabilidad de retrodispersión, $\tilde{b}_b(\lambda)$, como:

$$\tilde{b}_b(\lambda) = b_b(\lambda)/b(\lambda) \quad (1.12)$$

se tiene que:

$$b_b(\lambda) = \tilde{b}_b(\lambda)_w b(\lambda)_w + \tilde{b}_b(\lambda)_p b(\lambda)_p \quad (1.13)$$

El coeficiente de dispersión del agua de mar pura, $b(\lambda)_w$, ha sido determinado por Morel [1974] y por Smith & Baker [1981]. Además, al ser la dispersión molecular por el agua de mar pura simétrica respecto al plano de incidencia, se tiene que $\tilde{b}_b(\lambda)_w = 0.5$. Por otro lado, para aguas del caso 1, Morel [1980] (ver además Gordon & Morel [1983]) relacionó empíricamente el coeficiente de dispersión a 550 nm con la concentración de pigmento, y obtuvo la expresión (506 datos, $r^2 = 0.90$):

$$b(550) = 0.30C^{0.62} \quad (1.14)$$

Ya que la dispersión total debida a agua de mar pura es bastante más pequeña que la dispersión total ejercida por las partículas presentes en ésta, es razonable asumir que $b(550) = b(550)_p$ [Gordon, 1988b]. Al ser el exponente de (1.14) menor que uno, se tiene que la dispersión por partículas en aguas oligotróficas es mayor que en aguas eutróficas, lo cual debe de estar relacionado con el importante papel jugado por el material detritico particulado en la dispersión, que como se vio, predomina sobre el material particulado vivo en aguas oligotróficas. Pero además, para obtener una relación útil para $b_b(\lambda)_p$ se han de tener en cuenta los siguientes hechos observados experimentalmente:

- 1.- Se ha encontrado que la dispersión producida por la fracción detrítica particulada varía aproximadamente con la inversa de λ , y que además para ésta la probabilidad de retrodispersión, $\tilde{b}_b(\lambda)$, tiene un valor casi constante igual al 2% [Morel, 1988].
- 2.- Las células algales presentan valores muy pequeños de $\tilde{b}_b(\lambda)$ tomándose este igual al 0.2%, pudiéndose además negar su variación espectral.

Con estas consideraciones, Morel [1988] propuso la siguiente expresión para $b_b(\lambda)_p$:

$$b_b(\lambda)_p = \tilde{b}_b(\lambda)_p b(\lambda)_p = 0.30C^{0.62} \left[2 \cdot 10^{-3} + 2 \cdot 10^{-2} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{4} \log C \right) (550/\lambda) \right] \quad (1.15)$$

que recoge el cambio progresivo experimentado por $b_b(\lambda)_p$ al pasar de una situación oligotrófica donde el material detrítico es relativamente más abundante ($\tilde{b}_b(\lambda) = 2\%$ e inversamente proporcional a λ), a otra eutrófica donde las células algales predominan ($\tilde{b}_b(\lambda) = 0.2\%$ e independiente de λ). En definitiva, se tiene que:

$$b_b(\lambda) = \frac{1}{2} b(\lambda)_w + 0.30C^{0.62} \left[2 \cdot 10^{-3} + 2 \cdot 10^{-2} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{4} \log C \right) (550/\lambda) \right] \quad (1.16)$$

Por tanto, se tiene mediante las expresiones (1.10) y (1.16) como varían $a(\lambda)$ y $b_b(\lambda)$ espectralmente y en función de C . Así pues, finalmente es posible obtener $R(\lambda)$ para distintos valores de C , a través de:

$$R(\lambda) = 0.33 \frac{b_b(\lambda)}{a(\lambda)} = 0.33 \frac{b_b(\lambda)}{u(\lambda)K_d(\lambda)} \quad (1.17)$$

Obsérvese que $u(\lambda)$ es función de $R(\lambda)$. Inicialmente, Morel [1988] toma $u(\lambda) = 0.75$ y obtiene un valor aproximado para $R(\lambda)$, que posteriormente va mejorando a través de un proceso iterativo. En la figura 1.3 se representan los valores obtenidos para $R(\lambda)$ después de tres iteraciones.

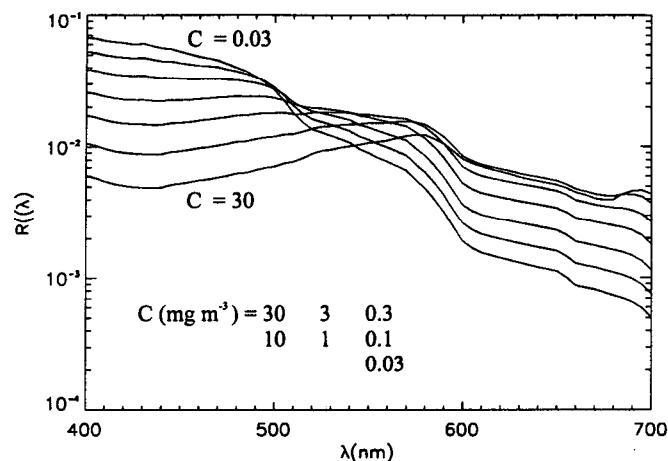


Figura 1.3 - Valores de $R(\lambda)$ en función de la longitud de onda. Cada curva corresponden a un valor de C distinto que va desde 0.03 a 30 mg m^{-3} (Redibujado de Morel [1988]).

Este modelo semiempírico de reflectancia válido para aguas del caso 1 puede ser de gran utilidad en teledetección, como se verá a continuación. El algoritmo que ha mostrado una mayor precisión en la obtención de la concentración de pigmento a partir de medidas de reflectancia es aquel que incluye el cociente de un par de valores de $R(\lambda)$ para dos longitudes de onda distintas, una de las cuales se halla en la parte azul del espectro visible donde $R(\lambda)$ alcanza su valor mínimo, ya que es la zona donde la absorción del fitoplancton es máxima; y la otra se halla en la región verde-amarilla que corresponde al lugar donde $R(\lambda)$ alcanza su valor máximo a medida que C se incrementa, esto es, la zona donde la absorción del fitoplancton es mínima. Precisamente es este sistema el que se utiliza con los datos del CZCS, haciendo uso de sus bandas centradas en las longitudes de onda de 443 y 550 nm respectivamente, para recuperar C (para concentraciones de C menores que 1 mg m^{-3}). Seguidamente se muestra la relación que existe entre $R(\lambda)$ y la radiancia que emerge de la superficie del mar, $L_w(\lambda)$.

- Relación entre la radiancia del mar y la reflectancia

La relación entre la radiancia que abandona la superficie del mar, L_w , que sería el parámetro detectado por el sensor, y la radiancia subsuperficial, L_{ss} , viene dada a través de:

$$L_w = L_{ss} \frac{1 - \rho(\theta)}{n^2(\lambda)} \quad (1.18)$$

donde $n(\lambda)$ es el índice de refracción del agua de mar y $\rho(\theta)$ es la reflectancia de Fresnel dada por (A.34)

Esta radiancia subsuperficial a su vez puede expresarse como:

$$L_{ss} = \frac{E_u(0^-)}{Q} \quad (1.19)$$

donde Q es un factor que sería igual a π si el océano fuera una superficie lambertiana perfecta (luz totalmente difusa). Esta suposición no es válida, y aunque su valor no ha sido medido de forma extensiva, se han observado experimentalmente valores para Q comprendidos entre 4 y 5, dependiendo de la longitud de onda considerada [Austin, 1979]. En este trabajo se toma Q igual a 4.5, ignorándose sus variaciones espectrales.

Teniendo en cuenta (1.1) y (1.19) entonces:

$$L_w = \frac{(1 - \rho(\theta))RE_d(0^-)}{n^2(\lambda)Q} \quad (1.20)$$

y como la radiancia en dirección descendente, medida debajo de la superficie del mar, $E_d(0^-)$, está relacionada con la radiancia solar incidente en la parte superior de la atmósfera, F_0 , a través de:

$$E_d(0^-) = F_0 \cos\theta_0 t(\theta_0)(1 - \bar{\rho}) \quad (1.21)$$

queda finalmente que:

$$L_w = \frac{(1 - \rho(\theta))(1 - \bar{\rho})RF_0 \cos\theta_0 t(\theta_0)}{n^2(\lambda)Q} \quad (1.22)$$

donde $t(\theta_0)$ es la transmitancia de la atmósfera para un ángulo θ_0 , cuya expresión viene dada por (1.24) como se comentará en el siguiente apartado, y $\bar{\rho}$ es la reflectancia de Fresnel promediada sobre todos los ángulos y que se toma igual a 0.04. Por tanto, L_w y R están ligadas a través de (1.22), usándose una u otra indistintamente para determinados propósitos, al estar íntimamente relacionadas.

1.2.5 Corrección atmosférica de primer orden de los datos del sensor CZCS

La radiancia medida por un sensor dispuesto en un satélite y que opera en el visible (región del espectro electromagnético que va desde 400 nm a 700 nm), como es el caso del CZCS, no solo se origina en el océano sino que existe una contribución importante que proviene de la atmósfera (figura 1.4). Es necesario pues, para determinar la señal del océano, poder cuantificar como se altera ésta al transmitirse hacia el sensor a través de la atmósfera. Esto se logra haciendo uso de la ecuación de transferencia radiativa (ETR) (apéndice A.1) y su aplicación a la atmósfera en el visible (apéndice A.3).

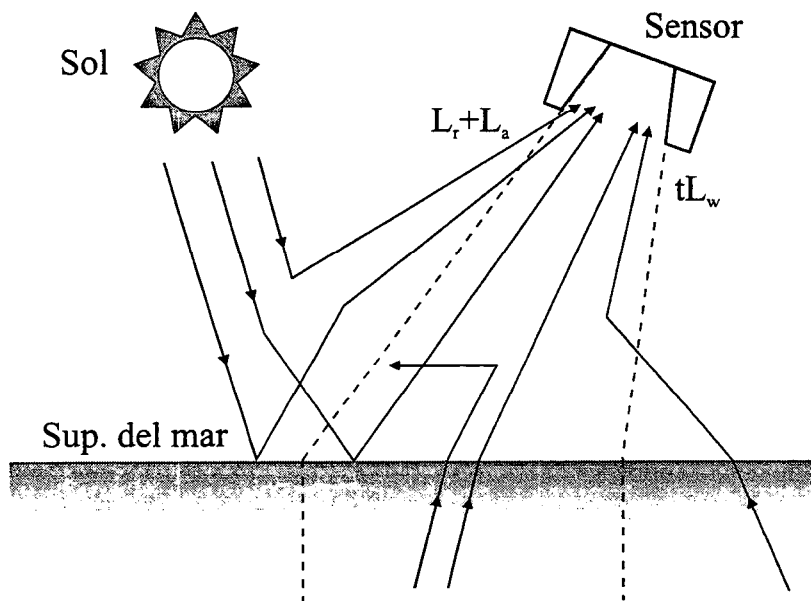


Figura 1.4 - Contribuciones a la radiancia medida por el sensor CZCS.

Admitiendo una serie de hipótesis simplificadoras sobre la transferencia radiativa en el visible (apéndice A.2), que hacen el problema de la corrección atmosférica tratable, como son asumir una atmósfera homogénea, tomar la aproximación de dispersión simple, considerar la superficie del mar en calma,... se tiene que la radiancia total que llega a un sensor remoto como el CZCS, se puede expresar como:

$$L_t = L_r + L_a + t(\theta)L_w \quad (1.23)$$

indicando que la radiancia registrada por el sensor, L_t , está formada por una contribución atmosférica debida a las moléculas de aire, L_r , y a los aerosoles atmosféricos, L_a , y otra contribución procedente del océano, $t(\theta)L_w$. Esta situación se refleja gráficamente en la figura 1.4.

Como se observa, para conocer L_w , que es el parámetro de interés, es necesario estimar cuanto valen L_a , L_r y $t(\theta)$. Las expresiones de L_a y L_r se deducen en el apéndice A.3, pero a modo de resumen se muestran en la tabla 1.6, donde además se indica lo que significan cada uno de los términos que en ellas aparecen.

$$L_t = L_r + L_a + t(\theta)L_w \quad (A.48)$$

$$L_x(0, \theta, \varphi) = -\frac{F'_0 \omega_x \tau_x}{\cos \theta} \left\{ P_x(\alpha_-) + [\rho(\theta) + \rho(\theta_0)] P_x(\alpha_+) \right\} \quad (A.47)$$

siendo $x = r, a$

$$\cos \alpha_{\pm} = \pm \cos \theta \cos \theta_0 - \sin \theta \sin \theta_0 \cos \varphi \quad (A.45)$$

$$F'_0 = F_0 t_{oz}(\theta_0, \theta) = F_0 \exp\left[-\tau_{oz}\left(\frac{1}{\cos \theta_0} + \frac{1}{\cos \theta}\right)\right] \quad (A.43)$$

Definiciones

t, a, r, w, oz (subíndices)	: total, aerosol, Rayleigh, mar y gases absorbentes (ozono)
L	: radiancia
θ	: ángulo cenital de visión (píxel a satélite)
θ_0	: ángulo cenital solar (píxel a sol)
φ	: ángulo acimutal
T	: transmitancia de la atmósfera
τ	: espesor óptico
ω	: albedo de dispersión simple
P	: función de fase de la dispersión
ρ	: reflectancia de Fresnel para la interfase aire-mar
F_0	: irradiancia solar extraterrestre

Tabla 1.6 - Ecuaciones utilizadas en la corrección atmosférica

Las características del factor de atenuación, $t(\theta)$, dependen de como se distribuye angularmente la radiancia, L_w . Si L_w estuviera concentrada en una dirección predominante, $t(\theta)$ sería una *transmitancia directa*, mientras que si L_w fuera la misma

en todas las direcciones, $t(\theta)$ sería una *transmitancia difusa* [Deschamps *et al.*, 1983]. Ya que L_w se aproxima más a la radiancia procedente de una superficie lambertiana, esto es, totalmente difusa, $t(\theta)$ se toma como tal, y tiene por expresión [Gordon *et al.*, 1983a]:

$$t(\theta) = \exp \left[- \frac{(1 - \omega_r f_r) \tau_r + (1 - \omega_a f_a) \tau_a + \tau_{oz}}{\cos \theta} \right] \quad (1.24)$$

siendo f_x la probabilidad de que un fotón sea dispersado a través de un ángulo menor a 90° . Para las moléculas de aire, al ser la dispersión producida por estas de tipo Rayleigh, se tiene que $f_r = 0.5$ y $\omega_r = 1$, mientras que $f_a \approx 1$ y $\omega_a = 0.85$ para aerosoles levemente absorbentes al ser la dispersión de tipo Mie, siendo el límite superior del factor $(1 - \omega_a f_a) \approx 1/6$, con lo cual, para valores de τ_a pequeños, la contribución de los aerosoles a la transmitancia difusa es insignificante. Obsérvese que debido a que L_w se toma como totalmente difusa, el término $t(\theta)L_w$ incluye a fotones procedentes de la superficie del mar, que pueden estar fuera del campo de visión del sensor y haber sido dispersados hacia el sensor por la atmósfera (figura 1.4). Por tanto, para calcular $t(\theta)$ al ser insignificante la contribución de los aerosoles, únicamente se tiene que conocer el espesor óptico de Rayleigh, τ_r , y el espesor óptico del ozono, τ_{oz} . Así, τ_r viene dado por la expresión deducida por Hansen & Davis [1974]:

$$\tau_{r0} = 0.008569\lambda^{-4} (1 + 0.0113\lambda^{-2} + 0.00013\lambda^{-4}) \quad (1.25)$$

$$\tau_r = \frac{P}{P_0} \tau_{r0}$$

donde τ_{r0} es el espesor óptico para una presión atmosférica standard, P_0 , de 1013.25 mbar y τ_r es el espesor óptico para cualquier otra presión superficial, P . En este trabajo se usan valores climatológicos promedios para P .

Del mismo modo, para calcular el espesor óptico del ozono, τ_{oz} , sería imprescindible conocer la concentración de este gas. Esta puede derivarse a partir de los datos generados por otros sensores a bordo del Nimbus-7, aunque en este trabajo al igual que para P se han utilizado valores climatológicos promedios.

En cuanto a L_r , se observa que se puede calcular directamente a partir de (A.47), teniendo en cuenta que la función de fase de Rayleigh, $P_r(\alpha_{\pm})$, se expresa como [Sturm, 1981]:

$$P_r(\alpha_{\pm}) = \frac{3}{16\pi}(1 + \cos^2 \alpha_{\pm}) \quad (1.26)$$

Por último, aunque L_a viene dado también por la misma expresión (A.47), utilizada para calcular la radiancia dispersada por las moléculas de aire, este término no puede calcularse directamente ya que el espesor óptico de los aerosoles, τ_a , varía de forma acusada con el espacio y con el tiempo. E incluso, si se pudiera conocer τ_a de medidas superficiales hechas de forma simultánea al paso del satélite, quedaría por conocer la función de fase de los aerosoles, $P_a(\alpha_{\pm})$, que es muy difícil de obtener.

Entonces L_a tiene que calcularse de algún modo, directamente a partir de las medidas realizadas por el sensor. Los primeros pasos en este sentido fueron sugeridos por Gordon [1978] y Gordon & Clark [1980]. Dada la naturaleza multispectral de los datos registrados por el sensor CZCS, se tiene que para dos de sus bandas, de longitudes de onda λ_i y λ_j , se cumple que:

$$\frac{L_a(\lambda_i)}{L_a(\lambda_j)} = \varepsilon(\lambda_i, \lambda_j) \frac{F_0'(\lambda_i)}{F_0'(\lambda_j)} \quad (1.27)$$

donde

$$\varepsilon(\lambda_i, \lambda_j) = \frac{\omega_a(\lambda_i)\tau_a(\lambda_i)\{P(\alpha_-, \lambda_i) + [\rho(\theta) + \rho(\theta_0)]P(\alpha_+, \lambda_i)\}}{\omega_a(\lambda_j)\tau_a(\lambda_j)\{P(\alpha_-, \lambda_j) + [\rho(\theta) + \rho(\theta_0)]P(\alpha_+, \lambda_j)\}} \quad (1.28)$$

y como fue apuntado por Gordon [1978, 1993] y Maul [1985], existen evidencias, de que tanto la función de fase, $P_a(\alpha_{\pm})$, como el albedo de dispersión simple de los aerosoles, ω_a , son aproximadamente independientes de la longitud de onda, quedando entonces:

$$\varepsilon(\lambda_i, \lambda_j) = \frac{\tau_a(\lambda_i)}{\tau_a(\lambda_j)} \quad (1.29)$$

El espesor óptico del aerosol, τ_a , es por lo general proporcional a la concentración de éste, de modo que $\varepsilon(\lambda_i, \lambda_j)$ es independiente de la concentración del aerosol, y solo depende de la longitud de onda. Esto hecho permite expresar la radiancia del aerosol para una longitud de onda arbitraria, λ_i , en función de aquella para una longitud de onda, λ_j , a través de:

$$L_a(\lambda_i) = \varepsilon(\lambda_i, \lambda_j) \frac{F_0'(\lambda_i)}{F_0'(\lambda_j)} L_a(\lambda_j) \quad (1.30)$$

En el caso del sensor CZCS, y si se toma $\lambda_j = \lambda_4 = 670 \text{ nm}$, se tiene el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{aligned} L_i(\lambda_i) &= L_r(\lambda_i) + L_a(\lambda_4) \varepsilon(\lambda_i, \lambda_4) \frac{F_0'(\lambda_i)}{F_0'(\lambda_4)} + t(\lambda_i) L_w(\lambda_i) \\ L_i(\lambda_4) &= L_r(\lambda_4) + L_a(\lambda_4) + t(\lambda_4) L_w(\lambda_4) \end{aligned} \quad (1.31)$$

para $\lambda_i = 443, 520$ y 550 nm . Como se ve, se tiene un sistema de 4 ecuaciones con 8 incógnitas, que son $L_w(\lambda_i)$ (para $\lambda_i = 1, \dots, 4$), $L_a(\lambda_4)$ y $\varepsilon(\lambda_i, \lambda_4)$, y se necesita información adicional para resolver el problema.

- Solución de la corrección atmosférica para el sensor CZCS

La solución del sistema de ecuaciones (1.31), válida para el CZCS, ha sido un aspecto que ha sufrido una gran evolución y ha despertado un gran interés; que comenzó antes de la puesta en órbita del sensor y que se ha mantenido incluso después de que éste dejase de estar operativo. Según Sturm [1993] han habido dos aproximaciones significativas que tratan de resolver este problema; lo que él llama *la solución estándar* y *la solución a través de un modelo de reflectancia del agua de mar*. Ambos se describen a continuación:

a) *Solución estándar*: En el sistema (1.31), incluso si se conocieran los factores $\varepsilon(\lambda_i, \lambda_4)$ se tendría un sistema de cuatro ecuaciones con cinco incógnitas, los $L_w(\lambda_i)$ (para $\lambda_i = 1, \dots, 4$) y $L_a(\lambda_4)$. Para cerrar el sistema sería necesario por tanto, añadir una ecuación más. Así inicialmente se asumió que $L_w(\lambda_4) = 0$ [Gordon & Clark, 1980]. Sin

embargo, esta suposición es válida solo para aguas claras, no verificándose para aquellas que presentan altas concentraciones de fitoplancton. Una alternativa fue propuesta por Smith & Wilson [1981], que usaban una relación empírica de la forma:

$$f[L_w(\lambda_1), L_w(\lambda_2), L_w(\lambda_3)] = 0 \quad (1.32)$$

De todos modos, el problema clave descansa en la determinación de $\epsilon(\lambda_i, \lambda_4)$. Para poder resolver el problema, Gordon y Clark [1981] utilizaron el concepto de radiancias de agua clara, con el cual mostraron que la radiancia que abandona la superficie del mar normalizada, $[L_w]_N$, que sería aproximadamente la radiancia que saldría del océano si el sol estuviera situado en el cenit y no hubiera atmósfera y que, por tanto, se expresa como:

$$[L_w]_N = \frac{(1 - \rho(\theta))(1 - \bar{\rho})RF_0}{n^2(\lambda)Q} \quad (1.33)$$

se mantiene constante si la concentración de pigmento es inferior a 0.25 mg/m³ para las longitudes de onda de 520, 550 y 670 nm, tomando los valores de 0.498, 0.30 y menos de 0.015 mW/cm²µm sr respectivamente. Sin embargo, para 443 nm el valor de $[L_w]_N$ depende de cual sea la concentración de pigmento, incluso si ésta es inferior a 0.25 mg/m³, ya que a esta longitud de onda el fitoplancton absorbe la luz considerablemente.

Entonces, localizando en una imagen CZCS una región para la cual $C < 0.25$ mg/m³, se pueden determinar a partir de (1.31) los valores de $\epsilon(520,670)$ y $\epsilon(550,670)$. Para poder conocer el valor de $\epsilon(443,670)$ se asume que $\epsilon(\lambda_i,670)$ al ser independiente de la concentración de aerosoles, muestra una dependencia con la longitud de onda que viene dada por el siguiente modelo [Gordon & Clark, 1980; Gordon, 1993]:

$$\epsilon(\lambda_i,670) = \left(\frac{\lambda_i}{670}\right)^{n(\lambda)} \quad (1.34)$$

donde $n(\lambda)$ es conocido con el nombre de *exponente de Angström*. Este exponente tiene alguna justificación teórica para aerosoles de origen continental y aquellos que tienen una distribución de tamaño del tipo conocido como Junge.

De este modo, $n(443)$ se calcula como:

$$n(443) = \frac{n(520) + n(550)}{2} \quad (1.35)$$

y finalmente estos valores de $\varepsilon(\lambda_i, \lambda_j)$ son usados para obtener los valores de $L_w(\lambda_i)$ (o $R(\lambda_i)$) (para $\lambda_i = 1, \dots, 4$) para la imagen entera. Posteriormente, a partir de estos $L_w(\lambda_i)$ se calcula la concentración de pigmento usando relaciones empíricas que utilizan los cocientes $r_{13} = L_w(\lambda_1)/L_w(\lambda_3)$ o $r_{23} = L_w(\lambda_2)/L_w(\lambda_3)$ para lograr este fin. Hernández-Guerra [1990] enumera algunas de las expresiones usadas por distintos investigadores para calcular C . Evidentemente existen diferencias entre las distintas expresiones, ya que los métodos (con datos de satélite o con datos tomados in-situ), condiciones y áreas para las que han sido deducidas son distintos.

b) Solución a través de un modelo de reflectancia del agua de mar. El procedimiento anterior presenta algunas dificultades que con esta solución alternativa se pueden solventar. En primer lugar, pueden no haber aguas claras en la imagen de interés con lo cual no es válido utilizar (1.33). En segundo lugar, el tipo de aerosol puede variar a lo largo de la imagen, con lo que usar los valores de $\varepsilon(\lambda_i, \lambda_j)$, determinados para un píxel de agua clara, para toda la escena puede resultar inadecuado. En tercer lugar, incluso si el tipo de aerosol no varía a lo largo de la imagen, es posible que los $\varepsilon(\lambda_i, \lambda_j)$ lo hagan, ya que algunas de las suposiciones que se han hecho en la corrección atmosférica se verifican solo aproximadamente, como es que la función de fase no dependa de la longitud de onda, que el acoplamiento entre la dispersión molecular y la de los aerosoles sea despreciable, etc. De hecho, Gordon & Castaño [1987] analizaron los efectos de dispersión múltiple en la corrección atmosférica de los datos del CZCS, y recomiendan el cálculo de $\varepsilon(\lambda_i, \lambda_j)$ para cada píxel, si se quieren obtener las radiancias $L_w(\lambda_i)$ con la exactitud deseada.

Esta solución alternativa a la estándar fue propuesta por André & Morel [1991], y es la que se utiliza en este trabajo. Esta solución hace uso de un modelo de reflectancia del agua del mar, que ya se presentó en el apartado 1.2.4, basado en la idea de que el fitoplancton es el principal material ópticamente activo para aguas del caso 1,

relacionando por tanto los $L_w(\lambda_i)$ (o $R(\lambda_i)$) con la concentración de pigmento C [Morel, 1988; Gordon *et al.*, 1988].

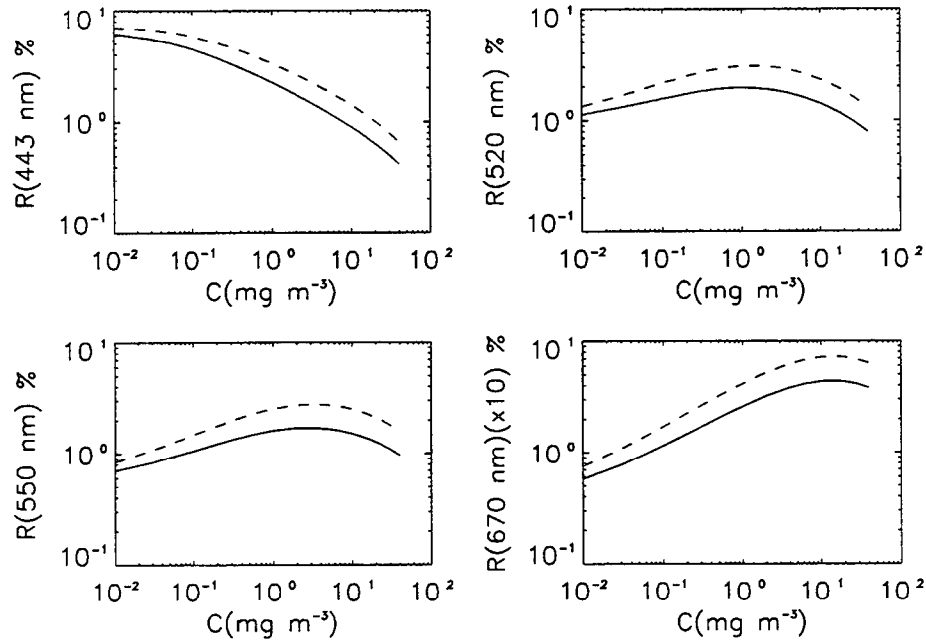


Figura 1.5 - Valores de $R(\lambda)$ para las longitudes de onda de los canales del CZCS en función de C . La línea continua representa los valores de $R(\lambda)$ para aguas del caso 1, mientras que la curva discontinua representa el valor límite entre aguas del caso 1 y aguas del caso 2. (Redibujado de Bricaud & Morel [1987]).

En realidad, este modelo de reflectancia fue utilizado con anterioridad por Bricaud & Morel [1987], para poder discriminar entre aguas del caso 1 y aguas del caso 2 a través de él. Esto se refleja en la figura 1.5 donde se representan en línea continua las reflectancias para los canales del CZCS obtenidas con el modelo frente a la concentración de clorofila, y en línea discontinua aparecen los valores limitantes que separan a aguas del caso 1 y aguas del caso 2. Estos han sido calculados asumiendo que para estas últimas, en vez de (1.14) se verifica que:

$$b(550) = 0.50C^{0.62} \tag{1.36}$$

lo cual parece un límite razonable aunque arbitrario. Para justificar la extensión y forma de los canales del CZCS los valores de reflectancia obtenidos con el modelo han sido pesados del siguiente modo:

$$\bar{R}(\lambda) = \frac{1}{3.9} \{R(\lambda) + 0.95[R(\lambda - 5) + R(\lambda + 5)] + 0.5[R(\lambda - 10) + R(\lambda + 10)]\} \tag{1.37}$$

Sin embargo, Bricaud & Morel [1987] no desarrollaron toda la capacidad del modelo, pues utilizaban relaciones empíricas similares a las de la solución estándar, para realizar la corrección atmosférica y para calcular la concentración de pigmento, en vez del propio modelo, denotando pues una incoherencia interna en su método, y por otro lado, aunque lograban extender el concepto de radiancia de agua clara, seleccionando áreas con concentraciones de fitoplancton de hasta 1 ó 2 mg/m⁻³ para calcular el exponente de Angström, n , aún extrapolaban el n obtenido al resto de la imagen.

André & Morel [1991] desarrollaron el potencial del modelo de reflectancias en toda su magnitud, utilizándolo para diferentes fines, aparte de su utilidad ya vista para discriminar entre aguas del caso 1 y del caso 2. Así, a partir del modelo lograron interrelacionar la señal procedente del mar para distintas longitudes de onda, teniendo en cuenta la respuesta espectral de los canales del CZCS. Entonces dedujeron mediante un ajuste polinómico (con un error del 1%) las siguientes relaciones que utilizan para poder obtener el valor óptimo del exponente de Angström, n . Estas son:

$$\begin{aligned}\log r_{1,4} &= 0.693 + 1.62 \log r_{1,3} - 0.265(\log r_{1,3})^2 \\ \log r_{2,4} &= 0.619 + 3.17 \log r_{2,3} - 1.30(\log r_{2,3})^2\end{aligned}\quad (1.38)$$

indicando r_{ij} la razón entre las reflectancias del agua del mar para longitudes de onda similares a las de las bandas i y j del CZCS.

De forma análoga, a partir del modelo obtuvieron relaciones entre los cocientes de las reflectancias, r_{13} y r_{23} , y la concentración de clorofila, como aparece reflejado en la figura 1.6 resultando después de realizar un ajuste polinómico (con un error del 3%) las siguientes expresiones a través de las cuales se deduce el valor de la concentración de clorofila:

$$\begin{aligned}\log C &= 0.347 - 2.73 \log r_{1,3} + 2.14(\log r_{1,3})^2 - 2.04(\log r_{1,3})^3 \text{ para } C \leq 1 \text{ mg m}^{-3} \\ \log C &= 0.661 - 8.48 \log r_{2,3} + 11.52(\log r_{2,3})^2 - 88.38(\log r_{2,3})^3 \text{ para } C > 1 \text{ mg m}^{-3}\end{aligned}\quad (1.39)$$

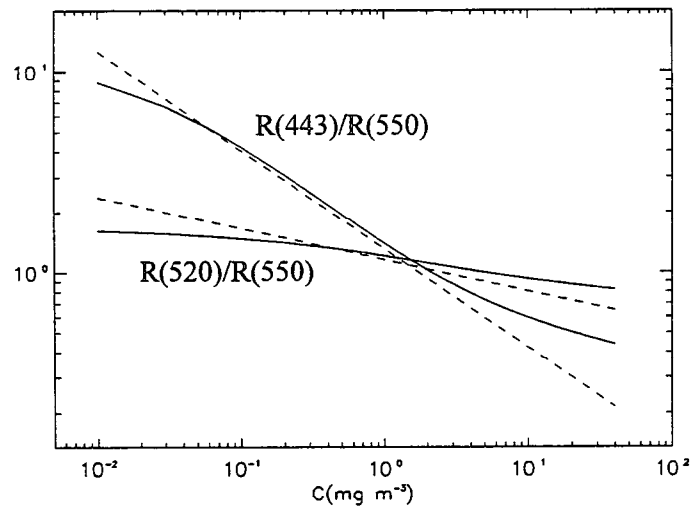


Figura 1.6 - Razón entre reflectancias en función de la concentración de pigmento. La línea continua representa la relación obtenida con el modelo de reflectancias y la discontinua la relación empírica usada por Bricaud y Morel [1987]. (Redibujado de André & Morel [1991]).

Con las consideraciones hechas, en la figura 1.7 se representa la solución propuesta por André & Morel [1991] para realizar la corrección atmosférica. Su procedimiento es iterativo y calcula el valor de n y de C del siguiente modo:

- 1.- Se toma como valor inicial $n \equiv n^{(0)} = 0$.
- 2.- Asumiendo inicialmente $L_w(\lambda_4) = 0$, se calcula $L_w(\lambda_i)$ para $i = 1, 2, 3$ utilizando la ecuación:

$$iL_w(\lambda_i) = L_t(\lambda_i) - L_r(\lambda_i) - \left(\frac{\lambda_i}{\lambda_4}\right)^n \frac{F_0'(\lambda_i)}{F_0'(\lambda_4)} [L_t(\lambda_4) - L_r(\lambda_4) - iL_w(\lambda_4)] \quad (1.40)$$

que se deduce a partir de (1.26) y (1.34).

- 3.- Mediante la ecuación (1.38) calculan un nuevo valor de $L_w(\lambda_4)$ repitiendo el segundo paso hasta que su valor converge. Conseguido esto, se calcula un valor inicial de $C = C^{(0)}$ utilizando (1.39).
- 4.- Utilizando el modelo de reflectancia propuesto para aguas del caso 1, se calculan a partir de $C^{(0)}$ de nuevo los $L_w(\lambda_i)$ para $i = 2, 3, 4$ y usando (1.40) se estima el valor promedio de $n \equiv n^{(1)}$ como nuevo exponente de Angström.
- 5.- Se repite desde el segundo paso hasta el cuarto hasta que el valor de $C \equiv C^{(k)}$ converge.

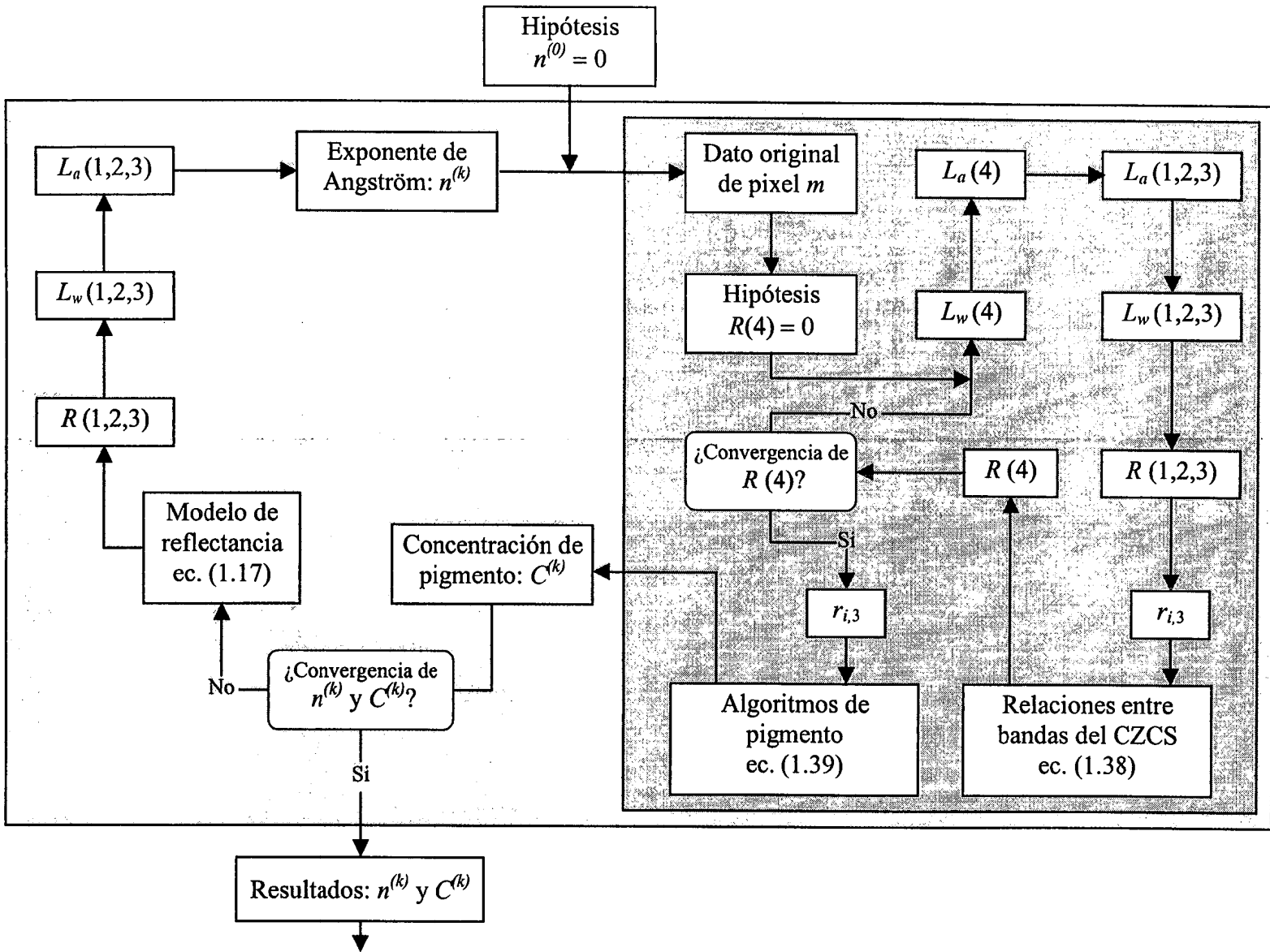


Figura 1.7 - Procedimiento desarrollado por André & Morel [1991] para llevar a cabo la corrección atmosférica y la obtención de la concentración de pigmento a partir de una escena CZCS.

La concordancia entre las medidas de clorofila in-situ y las predicciones haciendo uso de este método se estima que se encuentran en el rango de $\pm 20-50\%$ [André & Morel, 1991].

La figura 1.8 muestra en la parte superior una imagen resultado de la combinación en falso color de las radiancias de los canales 1, 2 y 3 del sensor CZCS,

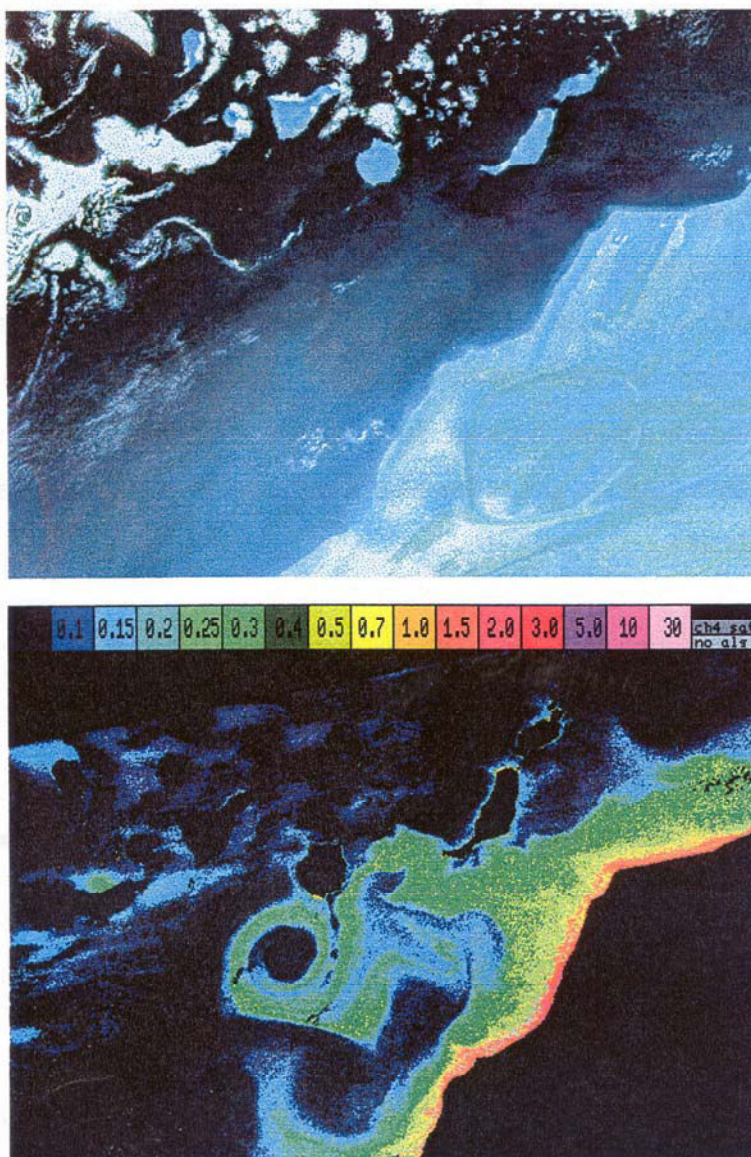


Figura 1.8 - a) Imagen de falso color de la radiancia de los canales 1, 2 y 3 del CZCS sin corregir atmosféricamente para el día 01/09/81
b) Imagen de pigmento de tipo clorofílico para el mismo día.
 (Cortesía de M. Pacheco).

la corrección atmosférica. En la parte inferior se expone la imagen de concentración de pigmento de tipo clorofílico correspondiente a la misma escena, representada con una paleta de pseudocolor, indicando cada color de la leyenda la concentración de pigmento en mg/m^3 .

Como se advierte, las estructuras oceanográficas observadas en la imagen de pigmento son difícilmente apreciables en la imagen no corregida atmosféricamente. En esta se observan otras características que son producto de la contribución atmosférica a la señal recibida por el sensor. Esto da una idea del importante papel jugado por la atmósfera a estas longitudes de onda.

En esta imagen las distorsiones geométricas han sido eliminadas haciendo uso de los datos de efemérides del satélite, representándola en la proyección Mercator. Además, con el objeto de mejorar este aspecto, se ha aplicado una transformación polinómica a la imagen corregida geoméricamente, empleando puntos de control, que son generados automáticamente a través de la equiparación de la línea de costa de la imagen y datos cartográficos de referencia. Con este procedimiento se logra una exactitud de 1-2 píxeles.

1.2.6 Procesos de segundo orden

A continuación se analizan los posibles efectos de los procesos de orden superior, sobre el modelo de corrección atmosférica descrito en el apartado 1.2.5.

1.- Dispersión múltiple

La influencia de la dispersión múltiple atmosférica sobre el algoritmo de corrección atmosférica del CZCS fue estudiada por Deschamps *et al.* [1983] y Gordon & Castaño [1989]. Ambos usaron un modelo realista de atmósfera, y obtuvieron la

radiancia que llega al sensor a través de la ecuación de transferencia radiativa, pero considerando dispersión múltiple de cualquier orden.

En estos estudios se observó que existían diferencias entre la radiancia obtenida para los casos de dispersión simple y de dispersión múltiple, producidos por interacción entre la dispersión de Rayleigh y de los aerosoles (esto es, un fotón es dispersado por ambos, moléculas y aerosoles antes de llegar al sensor). Sin embargo, esta diferencia se encuentra dentro de los límites de detección del CZCS. En el futuro, no obstante, para instrumentos más sensibles, esta influencia tendrá que ser recogida en los algoritmos de corrección atmosférica.

2.- Efectos de polarización y de dispersión múltiple sobre L_r

Si el estado de polarización de la luz es incluido, la radiancia que aparece en la ecuación de transferencia radiativa es reemplazada por un vector y la función de fase por una matriz. Esto es, la ecuación de transferencia radiativa “escalar”, que viene dada por (A.8), pasa a ser una ecuación “vectorial”.

Gordon *et al.* [1988] estudiaron el efecto de la polarización y la dispersión múltiple en el cálculo de L_r . Ellos comentaron que la diferencia entre el valor de L_r para el caso que incluye estos efectos y aquel que se obtiene en el caso de dispersión simple y no polarización es típicamente de alrededor del 3-5 % para ángulos cenitales solares menores de 50° ($\theta_0 < 50^\circ$). Sin embargo para ángulos mayores el error aumenta considerablemente. Para el área de estudio tratada aquí los valores de θ_0 suelen ser pequeños, con lo que es de esperar que este efecto no sea considerable.

Aún así, Gordon *et al.* [1988] a través de sus cálculos dedujeron una serie de coeficientes, $I_m(\theta, \theta_0)$ para $m = 0, \dots, 2$, de forma que es posible calcular fácilmente L_r , incluyendo los efectos de polarización y de dispersión múltiple a través de:

$$L_r(\theta, \theta_0, \phi - \phi_0) = \sum_{m=0}^2 I_m(\theta, \theta_0) \cos(m(\phi - \phi_0)) \quad (1.41)$$

3.- Variaciones en la presión superficial y la concentración de ozono

Las variaciones de presión producen cambios en τ que a su vez son transmitidos a σ . Del mismo modo, variaciones de O_3 influyen a través de su efecto sobre τ . La influencia de estos efectos ha sido tratado por André & Morel [1989] y Gordon [1993], que mostró que su efecto sobre σ es pequeño, del orden del 1 a 1.5 %.

En este trabajo se han tomado valores climatológicos promedios para ambos factores. Sin embargo en el caso del CZCS la concentración de O_3 se podía obtener de manera simultánea a los datos CZCS a través de otros sensores del Nimbus-7, no existiendo esta posibilidad para los datos de presión. Para el caso de futuros sensores como el SeaWiifs (Sea-viewing wide field of view) campos de presión deducidos de modelos meteorológicos podrán añadirse en el procesamiento para estimar la presión.

4.- Superficie del mar rugosa

Hasta ahora se ha asumido que la superficie del mar es plana. La influencia en la corrección atmosférica ejercida por una superficie del mar rugosa ha sido estudiada por Gordon & Wang [1991a, 1991b]. Por medio de simulaciones ellos concluyen que se mejoraría muy poco el procesamiento de las escenas CZCS si se incluye este efecto, pero demostraron que esta influencia quizás tenga que ser considerada en el caso de instrumentos más sensibles.

1.2.7 Error de calibración y pérdida de sensibilidad del sensor CZCS

Como se mencionó en las características del sensor CZCS, éste fue equipado con un dispositivo de calibración interna y fue calibrado antes de su lanzamiento. Algún

tiempo después de su puesta en órbita se observó que la sensibilidad radiométrica del sensor estaba decreciendo [Violler, 1982]. Sin embargo a través del dispositivo de calibración interna no se detectó ningún cambio en la sensibilidad del sensor. Como consecuencia, se argumentó que la razón para esta pérdida de sensibilidad era debida al deterioro de las superficies ópticas del sensor que no se encontraban bajo la influencia de las lámparas de calibración interna. Distintos investigadores usaron diversas metodologías para determinarla [Gordon *et al.*, 1983b; Hovis *et al.*, 1985; Mueller, 1985; Singh *et al.*, 1985] y obtuvieron degradaciones de aproximadamente el 30 % para la banda 1, 12 % para la banda 2 y 5-8 % para la banda 3, después que el sensor describiera las primeras 20.000 órbitas. Este problema es bastante importante si se tiene presente que solo una parte pequeña de la señal recibida por el sensor se debe a radiancia procedente del océano, siendo pues necesaria una corrección para compensar su efecto.

Algunos autores [Gordon *et al.*, 1983b; Mueller, 1985] han seguido un esquema para evaluar y corregir esta pérdida de sensibilidad, que consiste en comparar las radiancias medidas por el sensor con las radiancias “verdaderas”, que serían obtenidas aplicando un modelo de atmósfera a la radiancia procedente de píxeles de agua clara [Gordon, 1987; Sturm, 1993]. A través de este esquema se ha intentado establecer una serie de factores de corrección, $FC(\lambda, N)$, que se definen por:

$$FC(\lambda, N) = \frac{L_t(\lambda)}{L_m(\lambda, N)} \quad (1.42)$$

donde $L_t(\lambda)$ es la radiancia verdadera que obtendría el sensor para la órbita N , y $L_m(\lambda, N)$ es la radiancia medida por el sensor, que viene dada por:

$$L_m(\lambda, N) = VD(\lambda, N)a(\lambda) + b(\lambda) \quad (1.43)$$

siendo $VD(\lambda, N)$ el valor digital de la radiancia tal como es registrado a bordo del satélite, y $a(\lambda)$ y $b(\lambda)$ los valores de la pendiente y la ordenada en el origen correspondientes a la recta de calibración obtenida antes de la puesta en órbita del sensor.

Los factores de corrección utilizados en este trabajo, fueron deducidos por Sturm [1993] a partir del análisis de 660 píxeles de agua clara, correspondientes a 59 órbitas diferentes, que van desde la órbita 302 (16 de Noviembre de 1978) hasta la órbita 37834 (21 de Abril de 1986). Los resultados de este análisis para el caso de dispersión simple se representan gráficamente en la figura 1.9.

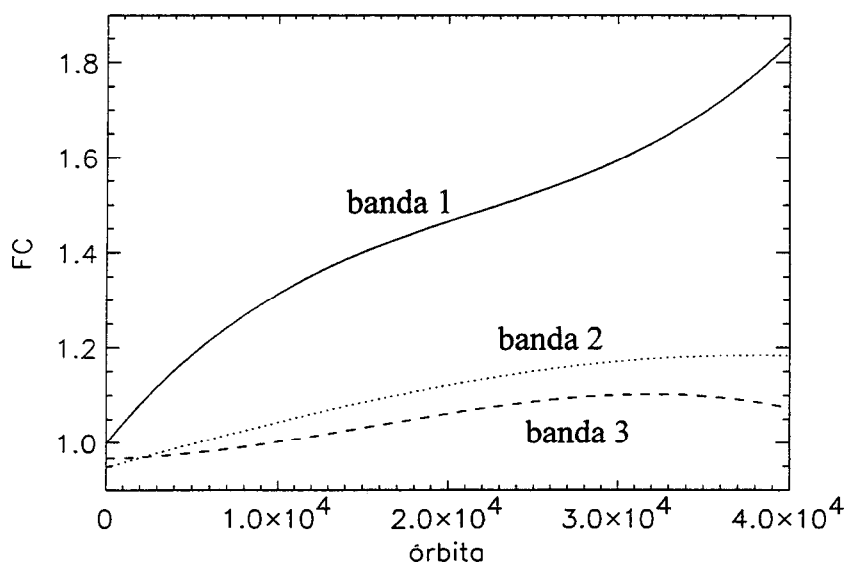


Figura 1.9 - Factores de corrección usados para corregir la pérdida de sensibilidad del CZCS asumiendo dispersión simple para la atmósfera.

1.3 Datos del sensor AVHRR

1.3.1 Introducción

A continuación se describen las características del segundo tipo de datos de satélite usado en este trabajo, que provienen del sensor remoto conocido como Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR), por medio del cual se puede obtener información de la temperatura superficial del mar (TSM).

Al igual que en el apartado anterior se comienzan describiendo las características generales del sensor AVHRR, posteriormente se describen las propiedades del agua de mar en el infrarrojo, después se trata la calibración (que produce la denominada temperatura de brillo) y corrección atmosférica de los datos (que da lugar a la TSM), analizándose los posibles errores cometidos debido a las simplificaciones y metodología utilizada en esta corrección, y por último, se comparan las temperaturas de brillo del canal 4 del AVHRR y de la superficie del mar.

1.3.2 Características generales del sensor AVHRR

El sensor AVHRR al igual que el CZCS es un radiómetro de barrido multiespectral. Fue diseñado para propósitos meteorológicos, aunque ha encontrado un amplio campo de aplicación en otras áreas como son la agricultura, hidrología, glaciología y oceanografía. Este sensor fue situado a bordo de la serie de satélites NOAA y TIROS que son puestos en órbita y administrados por la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration).

Al contrario que el CZCS que ha sido el único sensor de sus características lanzado al espacio, los satélites NOAA constituyen una serie operacional, de forma que la NOAA siempre mantiene simultáneamente a un par de satélites en órbita, con una diferencia aproximada de 6 horas entre ambos respecto al pase por el Ecuador, y cuando uno de ellos deja de estar operativo hay otro listo para su lanzamiento. Las características orbitales de los satélites NOAA se muestran en la tabla 1.7.

<i>Tipo de órbita:</i>	heliosíncrona, casi circumpolar
<i>Altitud nominal:</i>	855 km
<i>Periodo de la órbita:</i>	101-102 minutos
<i>Inclinación:</i>	99°

Tabla 1.7 - Características orbitales de los satélites NOAA.

Las características de visión del AVHRR se presentan en la tabla 1.8. La gran extensión de área barrida por el sensor y las características orbitales de éste hacen que no hayan zonas de la Tierra que no sean observadas por el AVHRR. Además, con dos satélites en órbita al mismo tiempo, existe la posibilidad de obtener hasta cuatro imágenes diarias de una misma área, dos diurnas y dos nocturnas.

<i>Ángulo de barrido:</i>	55.4° a cada lado del nadir
<i>Extensión de barrido:</i>	3000 km
<i>IFOV en nadir:</i>	1.4 mrad × 1.4 mrad
<i>Resolución espacial:</i>	1.1 km × 1.1 km en nadir aumentando hasta 2.5 km × 7.0 km para ángulos de barrido máximos.

Tabla 1.8 - Características de visión del sensor AVHRR.

En cuanto a las características espectrales del AVHRR, éstas aparecen reflejadas en la tabla 1.9. Inicialmente el sensor de los satélites pares solo disponía de las cuatro primeras bandas, mientras que el de los impares contaba con cinco, llamándosele al sensor en estos casos AVHRR/2.

<i>Banda</i>	<i>Longitud de onda (μm)</i>	<i>Relación S/R</i>
1	0.58 - 0.68	3/1 a 0.5% de albedo
2	0.72 - 1.10	3/1 a 0.5% de albedo
3	3.55 - 3.93	0.12 K* a 300 K
4	10.3 - 11.3	0.12 K* a 300 K
5	11.5 - 12.5	0.12 K* a 300 K

Tabla 1.9 - Características espectrales del sensor AVHRR.

(*Diferencia de temperatura equivalente a ruido a 300 K).

Las bandas 1 y 2 están situadas en el visible y se utilizan para la detección de nubes, para la separación de tierra y mar, el control de la vegetación y la cobertura de

hielo y nieve. Las bandas 3, 4 y 5 están situadas en el infrarrojo y son usadas para estimar la temperatura de las nubes y de la superficie del mar.

El AVHRR está provisto de un dispositivo de calibración interna solo para las bandas en el infrarrojo, mientras que las bandas en el visible fueron calibradas únicamente antes de la puesta en órbita del satélite.

1.3.3 Propiedades del agua de mar en el infrarrojo y su relación a la teledetección

La ley de Planck establece que un cuerpo emisor perfecto, lo que se conoce como un *cuerpo negro*, a una temperatura superior al cero absoluto, emite radiancia en un espectro continuo de acuerdo con:

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 (\exp(hc/\lambda kT) - 1)} \quad (1.44)$$

donde h es la constante de Planck, k es la constante de Boltzman, c es la velocidad de la luz y T la temperatura en grados Kelvin. Esta radiancia se encuentra relacionada con la excitancia radiante, $M(\lambda, T)$, a través de:

$$M(\lambda, T) = \pi B(\lambda, T) \quad (1.45)$$

La figura 1.10 representa $M(\lambda, T)$ para un emisor perfecto frente a λ , para una temperatura de 6000 K que corresponde a la del sol y una temperatura de 300 K que corresponde a la del océano. Como se observa a 300 K la excitancia presenta un máximo a 10 μm , y por tanto un sensor que opera en estas longitudes de onda, como el AVHRR, es el apropiado para determinar la TSM.

Sin embargo para materiales reales la expresión (1.44) no es válida, ya que no son emisores perfectos. Para estos se introduce la *emisividad*, $\varepsilon(\lambda, T)$, que se define

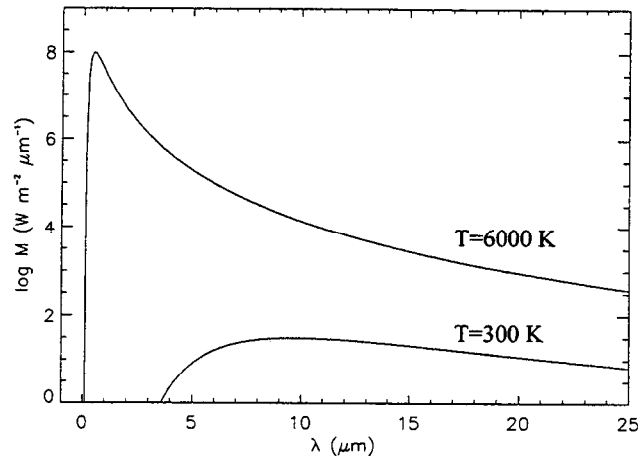


Figura 1.10 - Excitancia radiante de un cuerpo en función de la longitud de onda para temperaturas características del Sol ($T=6000$ °K) y de los océanos ($T=300$ °K) (adaptado de Maul [1985]).

como la razón entre la irradiancia emitida por el material en cuestión y aquella de un cuerpo negro a la misma temperatura. Por tanto para el agua de mar se tiene que:

$$L_{em}(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T)B(\lambda, T) \quad (1.46)$$

Por otro lado, de acuerdo con la ley de Kirchoff, para cualquier cuerpo se cumple que:

$$\rho(\lambda, T) + t(\lambda, T) + \varepsilon(\lambda, T) = 1 \quad (1.47)$$

siendo $\rho(\lambda, T)$ y $t(\lambda, T)$ la reflectancia y transmisividad respectivamente. Para el agua de mar en el infrarrojo el coeficiente de absorción tiene un valor tan elevado (del orden de 10^{-3} cm^{-1}) [Friedman, 1969] que por ejemplo, para una longitud de onda de $10 \mu\text{m}$ el 63% de la radiancia es absorbida en los $10 \mu\text{m}$ de la superficie [Maul, 1985].

Esto quiere decir que la señal recibida por un sensor remoto en este rango de longitudes de onda proviene de la capa más superficial del océano, denominándosele con el nombre de *piel del océano*. De este modo, $t(\lambda, T) = 0$, y se verifica que:

$$\varepsilon(\lambda, T) = 1 - \rho(\lambda, T) \quad (1.48)$$

El agua de mar en el infrarrojo es un pobre reflector. La reflectancia del agua de mar en el infrarrojo térmico es del orden de 0.01 y por consiguiente, la emitancia se acerca a la unidad.

1.3.4 Calibración de datos AVHRR

Las mediciones realizadas por el sensor AVHRR vienen dadas en forma de valores digitales (VD) de 10 bits para cada banda y pixel de una escena. El proceso de calibración consiste fundamentalmente en convertir estos VD en valores de radiancia que es el parámetro físico que es medido.

Los canales infrarrojos del AVHRR, que son los que están involucrados en el cálculo de la TSM, son calibrados en órbita por medio de dos blancos de referencia cuya radiancia se conoce o puede calcularse. Uno de ellos es un cuerpo negro dispuesto en el satélite, cuya temperatura viene dada a través de cuatro termómetros de resistencia de platino, y el otro es el espacio profundo que se toma como punto de referencia de radiancia nula.

Asumiendo que ambos, los VD y las radiancias observadas están relacionados linealmente, se tiene para cada pixel de cada banda que:

$$L = M(VD) + I \quad (1.49)$$

donde L es la radiancia del pixel y M e I son la pendiente y la ordenada en el origen, que se calculan a partir de las dos medidas de calibración como:

$$M = \frac{L_C - L_{EP}}{X_C - X_{EP}} \quad (1.50)$$

e

$$I = L_{EP} - MX_{EP} \quad (1.51)$$

donde L_C y L_{EP} son las radiancias medidas por el sensor cuando observa el cuerpo negro interno y el espacio profundo, siendo X_C y X_{EP} sus valores digitales correspondientes.

El valor de L para cada pixel puede interpretarse en términos de la temperatura de brillo, T_b , que sería la temperatura que tendría un emisor perfecto en ausencia de atmósfera para producir una radiancia L . Esta T_b puede obtenerse a través de la inversa de la función de Planck:

$$T_b = \frac{C_2 K}{\ln\left(1 + \frac{C_1 K^3}{L}\right)} \quad (1.52)$$

donde K (cm^{-1}) es el número de onda central y C_1 y C_2 son constantes de valor:

$$C_1 = 2hc^2 = 1.1910659 \cdot 10^{-5} \text{ mW m}^{-2} \text{ sr cm}^{-4}$$

$$C_2 = hc/k^3 = 1.438833 \text{ cm K}$$

La NOAA suministra el número de onda central, K , para distintos rangos de temperatura. En este trabajo se ha utilizado el intervalo de temperatura que va desde 275 a 320 °K, correspondiente con los valores de TSM observados en el área de estudio,

Aunque es satisfactorio asumir una respuesta lineal para el canal 3 del sensor AVHRR, no ocurre lo mismo para los canales 4 y 5, cuyos detectores tienen una respuesta no lineal [Steyn-Ross *et al.*, 1992]. Por tanto, es necesario llevar a cabo una corrección de esta no linealidad.

Weinred *et al.* [1990] indican que la forma práctica de lograr esta corrección se realiza generando una serie de tablas donde aparecen los términos correctores, y que se obtienen por medio de experimentos elaborados previamente a la puesta en órbita del sensor. Estos factores de corrección son función de la temperatura de la escena y del blanco de calibración interno [Brown *et al.*, 1985]. Entonces, para encontrar el factor de corrección adecuado, δT , es necesario interpolar en estas tablas de forma que la temperatura de brillo verdadera para cada pixel, T_{bv} , se obtiene como:

$$T_{bv} = T_b + \delta T \quad (1.53)$$

Esta T_{bv} puede ya usarse como una indicación de las características de temperatura de la superficie oceánica. De hecho, existen numerosos trabajos oceanográficos que han sido realizados de esta forma [Legeckis, 1978; Minnet, 1991]. Sin embargo, si se está interesado en conocer la temperatura absoluta del océano resulta imprescindible eliminar la contribución atmosférica en los valores de T_{bv} , hecho que se discute en el siguiente apartado.

1.3.5 Corrección atmosférica de primer orden de los datos del sensor AVHRR

Al igual que en el visible, la radiancia que recibe un sensor que opera en el infrarrojo, como es el caso del AVHRR, contiene una contribución procedente de la atmósfera. De nuevo esta contribución se puede eliminar haciendo uso de la ecuación de transferencia radiativa (ETR) y su aplicación a la atmósfera en el infrarrojo (apéndice A.4).

La radiancia total que llega a un sensor remoto como es el AVHRR, se puede expresar como:

$$L_t = L_{ES} + L_{EA} + L_{RS} + L_{RA} \quad (1.54)$$

e indica que la radiancia registrada por el sensor, L_t , está formada por una contribución procedente del océano, L_{ES} , otra que se debe a la radiación solar que se ha reflejado en la superficie oceánica, L_{RS} , una que proviene de la contribución directa de la atmósfera, L_{EA} , y por último, una producida por la radiancia atmosférica que se ha reflejado en la superficie del océano, L_{RA} . Esto se refleja gráficamente en la figura 1.11, mostrándose a

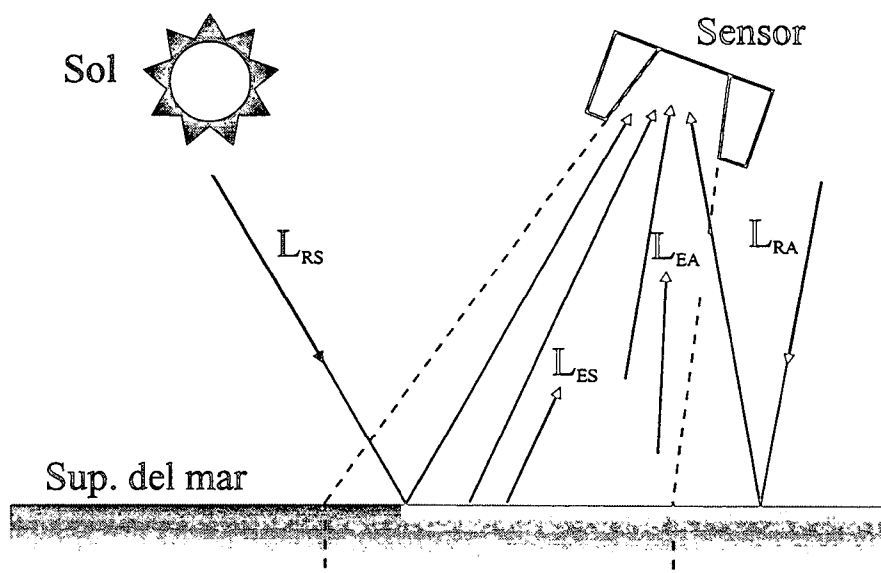


Figura 1.11 - Contribuciones a la radiancia medida por el sensor AVHRR.

modo de resumen, en la tabla 1.10, las expresiones correspondientes a cada uno de estos términos, que se deducen en el apéndice A.4.

$$L_t = L_{ES} + L_{EA} + L_{RS} + L_{RA} \quad (\text{A.61})$$

$$\begin{aligned} L_{ES}(0, \mu) &= \varepsilon(p_S, \mu) L_{em}(p_S, \mu) t(p_S, \mu) \\ L_{RA}(0, \mu) &= (1 - \varepsilon(p_S, \mu)) B_\lambda(T_0) \mu_0 \Omega_0 t^2(p_S, \mu) \\ L_{RS}(0, \mu) &= (1 - \varepsilon(p_S, \mu)) \int_{t(p_S, \mu)}^1 B_\lambda(T(p)) \frac{t^2(p_S, \mu)}{t^2(p, \mu)} dt(p, \mu) \\ L_{EA}(0, \mu) &= \int_{t(p_S, \mu)}^1 B_\lambda(T(p)) dt(p, \mu) \end{aligned} \quad (\text{A.60})$$

Definiciones

L_{em}	: radiancia emitida por el océano
B	: radiancia emitida por un cuerpo negro
ε	: emisividad del agua del mar
T	: transmitancia de la atmósfera
μ	: ángulo cenital de visión (pixel a satélite)
μ_0	: ángulo cenital solar (pixel a sol)
Ω_0	: ángulo sólido subtendido por el sol
T	: temperatura
T_0	: temperatura solar
P	: presión atmosférica
p_S	: presión atmosférica en la superficie del mar

Tabla 1.10 - Ecuaciones utilizadas en la corrección atmosférica de datos AVHRR.

Las contribuciones de estos cuatro términos son desiguales. Es posible evaluar de forma simple su importancia para el rango de longitudes de onda del sensor AVHRR usadas en este trabajo (10-12 μm). Asumiendo una superficie del mar en calma y un valor de ε igual a 0.99, con lo cual la reflectancia es igual a 0.01 (Ver apartado 1.3.3) se tiene que la contribución de la radiación solar reflejada comparada con la de la superficie del mar es:

$$\frac{L_{RS}}{L_{em}} = \frac{\Omega_0 B(11.5 \mu\text{m}, 5900^\circ\text{K}) \rho(11.5 \mu\text{m})}{B(11.5 \mu\text{m}, 300^\circ\text{K}) \varepsilon(11.5 \mu\text{m})} \approx 2 \times 10^{-4} \quad (1.55)$$

y del mismo modo, tomando un valor de $10 \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ para la contribución de la atmósfera, lo que resulta válido para ángulos cenitales menores de 75° [Maul, 1985] se tiene que la contribución de la radiación atmosférica reflejada es:

$$\frac{L_{RA}}{L_{em}} = \frac{L_{atm}(11.5 \mu\text{m})\rho(11.5 \mu\text{m})}{(B(11.5 \mu\text{m}, 300^\circ\text{K})/\pi)\epsilon(11.5 \mu\text{m})} \approx 1 \times 10^{-2} \quad (1.56)$$

de modo que, como primera aproximación, para las longitudes de onda de interés la radiancia recibida por el sensor remoto viene dada por:

$$L_t = L_{ES} + L_{EA} \quad (1.57)$$

expresión que totalmente desarrollada queda como:

$$L_t(0, \mu) = \epsilon(p_s, \mu)L_{em}(p_s, \mu)t(p_s, \mu) + \int_{t(p_s, \mu)}^1 B_\lambda(T(p))dt(p, \mu) \quad (1.58)$$

Además, considerando que el agua de mar, como ya se ha comentado en el apartado 1.3.3, es un mal reflector, resulta apropiado aproximar la superficie del mar como un cuerpo negro perfecto, esto es, que tiene una emitancia igual a 1 y de (1.48) una reflectancia nula. Por tanto:

$$L_{em}(p_s, \mu) = B_\lambda(T_s) \quad (1.59)$$

con lo cual (1.58) queda como:

$$L_t(0, \mu) = B_\lambda(T_s)t(p_s, \mu) + \int_{t(p_s, \mu)}^1 B_\lambda(T(p))dt(p, \mu) \quad (1.60)$$

A partir de esta expresión sería posible obtener la temperatura de la superficie del mar, T_s , si se conocieran la transmitancia en función de la presión y el perfil de temperaturas de la atmósfera. Sin embargo, a causa de la variabilidad espacial y temporal de estas propiedades atmosféricas, es imposible disponer de esta información para una imagen de satélite que cubra un área geográfica extensa. Es necesario entonces recurrir a otro tipo de estrategia que permita extraer T_s directamente a partir de las medidas realizadas por el sensor AVHRR. El método que ha dado mejores resultados y que se utiliza en la actualidad para determinar T_s es el denominado método multibanda, aunque otros diferentes se han desarrollado y se han utilizado con anterioridad (estos se describen por ejemplo en Hernández-Guerra [1990] y Parada [1995]). A continuación se detalla el fundamento y desarrollo del método multibanda.

- Método multibanda para la corrección atmosférica

Fueron Anding y Kauth [1970] los primeros en proponer un método multibanda para corregir atmosféricamente los datos de satélite. Ellos demostraron que para dos bandas del IR de distinta longitud de onda afectadas por los mismos procesos de absorción, aunque de órdenes ligeramente distintos para cada una de ellas, existía una relación lineal entre T_s y las radiancias medidas para cada una de las bandas.

Sin embargo fueron McMillin [1975] y McMillin & Crosby [1984] quienes justificaron el método teóricamente, que a continuación se describe siguiendo las indicaciones de Nykjaer [1988].

Utilizando el teorema del valor medio la ecuación (1.60) puede expresarse como:

$$L_t(0, \mu) = B_\lambda(T_s)t(p_s, \mu) + B_\lambda(\bar{T}_a)[1 - t(p_s, \mu)] \quad (1.61)$$

donde $B_\lambda(\bar{T}_a)$ es la radiancia para una temperatura atmosférica promedio, \bar{T}_a , que viene dada por:

$$B_\lambda(\bar{T}_a) = \int_{t(p_s, \mu)}^1 B_\lambda(T(p)) dt(p, \mu) / \int_{t(p_s, \mu)}^1 dt(p, \mu) \quad (1.62)$$

Reorganizando términos por conveniencia en (1.61) se tiene que:

$$B_\lambda(T_s) - L_t(0, \mu) = [B_\lambda(T_s) - B_\lambda(\bar{T}_a)][1 - t(p_s, \mu)] \quad (1.63)$$

Como la radiancia medida en el satélite se puede expresar como aquella que es emitida por un cuerpo negro a una determinada temperatura, T_b , se tiene que:

$$L_t(0, \mu) = B_\lambda(T_b) \quad (1.64)$$

Por otro lado, todas las temperaturas involucradas en la ETR, como son T_s , T_b y \bar{T}_a son muy próximas entre sí. T_s es similar a T_b porque la atenuación atmosférica en la región del espectro que va desde 10.5 a 12.5 μm es pequeña. Además \bar{T}_a se asemeja a la temperatura del aire cerca de la superficie del mar ya que la emisión atmosférica se debe en estas longitudes de onda al vapor de agua principalmente, que se concentra en las capas bajas de la atmósfera [Coll & Caselles, 1994]. Teniendo en cuenta lo anterior, y que la función de Planck varía lentamente con la temperatura para las longitudes de

onda consideradas, es posible desarrollar la función de Planck en serie de Taylor alrededor de T_s conservando los términos lineales únicamente. Haciendo esto se tiene:

$$\begin{aligned} B_\lambda(\bar{T}_a) &= B_\lambda(T_s) + \left(\frac{\partial B_\lambda(T)}{\partial T} \right)_{T_s} (\bar{T}_a - T_s) \\ B_\lambda(T_b) &= B_\lambda(T_s) + \left(\frac{\partial B_\lambda(T)}{\partial T} \right)_{T_s} (T_b - T_s) \end{aligned} \quad (1.65)$$

con lo cual la ecuación (1.63) queda:

$$-\left(\frac{\partial B_\lambda(T)}{\partial T} \right)_{T_s} (T_b - T_s) = -\left(\frac{\partial B_\lambda(T)}{\partial T} \right)_{T_s} (\bar{T}_a - T_s) [1 - t(p_s, \mu)] \quad (1.66)$$

o lo que es lo mismo:

$$(T_s - T_b) = (T_s - \bar{T}_a) [1 - t(p_s, \mu)] \quad (1.67)$$

Al ser el vapor de agua el responsable principal de la absorción atmosférica en la región del infrarrojo donde están situadas las bandas 4 y 5 del AVHRR, la transmitancia viene dada por:

$$t(p_s, \mu) = \exp[-k_w w(\mu)] \quad (1.68)$$

donde k_w es el coeficiente de absorción del vapor de agua y $w(\mu)$ es la cantidad de vapor de agua a lo largo de un camino óptico en la dirección dada por μ .

Como en condiciones libres de nubes, la absorción en la zona del infrarrojo de interés es pequeña, se puede aproximar (1.68) como [Prabhakara *et al.*, 1974; McMillin, 1975]:

$$t(p_s, \mu) = 1 - k_w w(\mu) \quad (1.69)$$

con lo cual la expresión (1.67) escrita para dos longitudes de onda diferentes queda:

$$\begin{aligned} T_s - T_b(\lambda_1) &= [T_s - \bar{T}_a(\lambda_1)] k_w(\lambda_1) w(\mu) \\ T_s - T_b(\lambda_2) &= [T_s - \bar{T}_a(\lambda_2)] k_w(\lambda_2) w(\mu) \end{aligned} \quad (1.68)$$

Según McMillin & Crosby [1984] si los procesos de absorción en dos longitudes de onda son similares, lo que sucede si éstas son cercanas, los valores de \bar{T}_a son iguales para ambas. Esta suposición fue primero propuesta por McMillin [1971], (citado en

McMillin [1975]) quien encontró un par de longitudes de onda en la región del espectro que va de 10 a 12 μm para la que se verifica lo anterior, y posteriormente ratificada por Prabhakara *et al.* [1974] mostrando que \bar{T}_a varía menos de 1°K en la región que va desde 10.4 a 12.9 μm . Por tanto si λ_1 y λ_2 se encuentran próximas se cumple aproximadamente que:

$$T_s - \bar{T}_a(\lambda_1) = T_s - \bar{T}_a(\lambda_2) \quad (1.69)$$

y se obtiene que:

$$T_s = T_b(\lambda_1) + \gamma [T_b(\lambda_1) - T_b(\lambda_2)] \quad (1.70)$$

siendo $\gamma = k_w(\lambda_2)/k_w(\lambda_1) - k_w(\lambda_2)$.

Como esta expresión se ha obtenido asumiendo una serie de aproximaciones, en la práctica, el algoritmo utilizado para obtener T_s es una combinación lineal de la temperatura de brillo, T_b , para dos ó más longitudes de onda, del siguiente modo [Njoku *et al.*, 1985; Minnett, 1990a]:

$$T_s = a_0 + \sum_{i=1}^n a_i T_b(\lambda_i) \quad (1.71)$$

donde a_i son coeficientes sin dimensiones que son función de los coeficientes de absorción y a_0 es una constante que justifica efectos tales como la reflexión superficial y la absorción, errores de calibración y emisión de otros gases como el CO_2 [Deschamps & Phulpin, 1980; Maul, 1983].

- Algoritmo utilizado para la obtención de la temperatura superficial del mar en el área de estudio

Para el caso del sensor AVHRR, que presenta 3 bandas en el infrarrojo, es posible aplicar un algoritmo del tipo (1.71) utilizando al menos 2 de las tres bandas presentes.

Ha sido demostrado por diversos autores, al menos de forma teórica [Deschamps & Phulpin, 1980; Ho *et al.*, 1986; Barton *et al.*, 1989, etc.] la ventaja que supone el

hacer uso de un algoritmo que contenga las temperaturas registradas por cada una de las bandas infrarrojas. Sin embargo esto presenta como inconveniente que solo es posible aplicar el algoritmo a imágenes nocturnas ya que durante el día la banda 3 presenta una fuerte contribución de la radiación solar, y además por otro lado, los datos del canal 3 del AVHRR presentan un fuerte ruido instrumental desaconsejando su uso en el cálculo de la temperatura de la superficie del mar [Dudhia, 1989; Warren, 1989].

De este modo los algoritmos que principalmente han sido desarrollados para calcular la TSM hacen uso de las bandas 4 y 5 del AVHRR. Existen tres técnicas para determinar los coeficientes de la expresión (1.71) [Barton, 1995]. La primera consiste en utilizar un modelo teórico de transmisión atmosférica que contenga un conjunto representativo de perfiles verticales de temperatura y de gases y constituyentes absorbentes atmosféricos [Barton, 1983, 1985; Callison & Cracknell, 1984; Llewellyn-Jones *et al.*, 1984, Sobrino *et al.*, 1993]. Esta técnica es denominada de *simulación* [Minnet, 1990b].

La segunda aproximación, denominada *empírica* [Minnet, 1990b], requiere la existencia de medidas de temperatura de alta precisión registradas con termómetros in-situ, que sean coincidentes con las medidas del satélite [Bernstein, 1982; McMillin & Crosby, 1984; Yokoyama & Tanba, 1991]. Entonces a través de análisis de regresión lineal entre ambas medidas se obtienen los coeficientes del algoritmo.

Por último, la tercera aproximación es una combinación de las dos anteriores. Esto es, los coeficientes son calculados originalmente con el primer método siendo ajustados posteriormente con el segundo [Strong & McClain, 1984; McClain *et al.*, 1985].

En este trabajo se ha escogido el algoritmo desarrollado por Castagne *et al.* [1986] para calcular la TSM, que tiene por expresión:

$$T_s = T_4 + 2(T_4 - T_5) + 0.5 \quad (1.72)$$

donde T_4 y T_5 son las temperaturas de brillo de los canales 4 y 5 respectivamente. Este algoritmo ya fue utilizado con anterioridad para esta región de estudio por Nykjaer [1988] y Hernández-Guerra [1990]. Este algoritmo, desarrollado por el Centre de Météorologie Spatiale (CMS) de Lannion (Francia), ha sido obtenido empíricamente comparando los datos de satélite con temperaturas medidas con boyas y barcos oceanográficos. La mayoría de las medidas in-situ han sido tomadas en el Mediterráneo occidental y en el Atlántico oriental para latitudes medias. Para datos del AVHRR situado en el NOAA-7, Castagne *et al.* [1986] lograron una desviación estándar de 0.55 °C con una desviación negativa de 0.05 °C para este algoritmo, mientras que para el AVHRR del NOAA-9, Le Borgne *et al.* [1988] obtuvieron una desviación estándar de 0.42 °C con una desviación media de 0.09 °C. Más recientemente, Parada [1995] con datos in-situ tomados en el mar de Alborán, obtuvo una desviación estándar de 0.45 °C y una desviación media de -0.1 °C.

La figura 1.12 muestra en la parte superior una imagen de la radiancia del canal 4 del AVHRR, en niveles de grises y con una gran distorsión geométrica. En la parte inferior aparece la imagen de TSM correspondiente a la escena AVHRR anteriormente representada, con una paleta de pseudocolor y corregida atmosféricamente pero sin enmascaramiento de nubes, indicando cada uno de los colores de la leyenda la temperatura en grados centígrados. Además la distorsión geométrica ha sido eliminada, empleando para ello el mismo procedimiento usado para los datos CZCS.

Como se observa, existe una gran similitud entre ambas imágenes, poniéndose de manifiesto que los efectos atmosféricos no son tan severos a estas longitudes de onda, si se compara con lo que sucede en el visible.

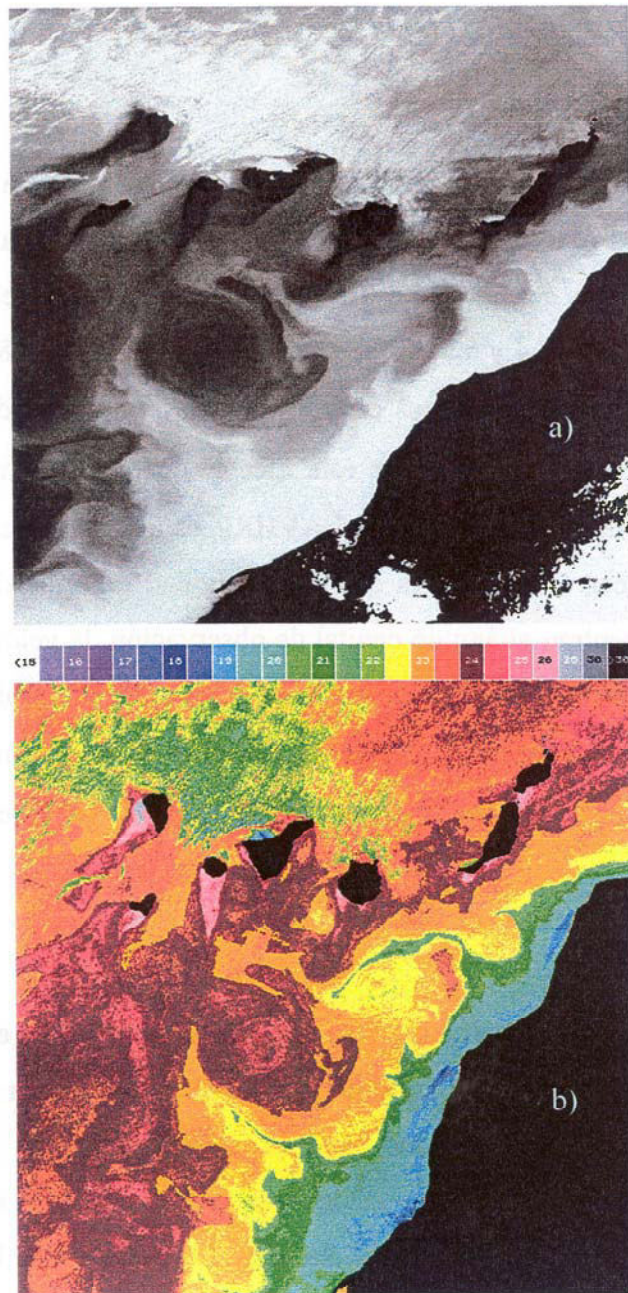


Figura 1.12 - a) Imagen de radiancia del canal 4 del AVHRR para el día 10/08/93. b) Imagen de TSM para el mismo día

1.3.6 Procesos de segundo orden

Seguidamente se analizan los efectos ejercidos por los procesos de segundo orden sobre el modelo de corrección atmosférica descrito en el apartado 1.3.5.

1.- Reflectancia de la superficie del mar

En la deducción de (1.71) se ha asumido que el coeficiente de emisividad del agua de mar es igual a la unidad, lo que equivale a decir que la reflectancia de la superficie del océano es despreciable. Sin embargo, esto no es del todo cierto y las emisividades de los canales 4 y 5 son aproximadamente 0.990 y 0.986 respectivamente. Dalu [1985] a través de simulaciones de transferencia radiativa indica que errores de hasta 0.3 °K pueden ser causadas por este efecto, que son relativamente pequeños considerando que el ruido instrumental del AVHRR es del orden de 0.15 °K. Además, es muy difícil verificar este error, ya que la emisividad depende de muchos factores entre los que se encuentran el ángulo cenital de observación, la velocidad del viento, la composición (salinidad, presencia de manchas de aceite,...) y la propia TSM [Masuda *et al.*, 1988]. Por otro lado, como argumentan Phulphin & Deschamps [1980] y Maul [1983] parte de este efecto estará incluido en el término a_0 de la expresión (1.71).

2.- Efectos superficiales

La emisividad sólo describe parte de la diferencia observada entre la temperatura de un cuerpo negro y aquella medida directamente en el océano, ya que por lo general, la temperatura de la piel del océano (que es aquella detectada por el sensor), es típicamente unas pocas décimas de grado más fría que la del agua unos cuantos centímetros por debajo de la superficie [Saunders, 1973; Katsaros, 1979; Hepplewhite, 1989; Coppin *et al.* 1991]. Esto se debe al flujo de calor vertical a través de la interfase aire-mar. Lejos de la interfase tanto este flujo de calor como de momento se producen a través de mecanismos de intercambio turbulentos, mientras que al acercarnos al límite entre los dos medios la turbulencia se encuentra inhibida y el transporte de calor y de momento se efectúa por medio de procesos moleculares. Para que éste sea posible se hace necesario la existencia de un gradiente de temperatura normalmente negativo, tanto de día como de noche, y las observaciones sugieren que un valor típico de este gradiente se encuentra entre -0.1 °K y -0.5 °K [Robinson *et al.*, 1985]. Este gradiente se mantiene

para velocidades de viento de hasta 10 m/s por encima de las cuales es destruido por la acción de mezcla producida por la rotura de las olas. De cualquier modo, el gradiente se restablece 10 ó 12 segundos después de que éstas han dejado de actuar [Schluessel *et al.*, 1990].

Otro efecto superficial se produce durante el día bajo condiciones de calma y fuerte insolación. En estas condiciones la mezcla en las capas superficiales producida por el viento puede ser insuficiente para transportar el calor absorbido cerca de la superficie a la totalidad de la capa de mezcla. Entonces el calor se transmite solo hasta profundidades someras produciéndose un incremento de la temperatura que da lugar al desarrollo de una termoclina diurna [Hawkins *et al.*, 1993]. Los valores típicos de este calentamiento diurno son de unas pocas décimas de grado aunque en ocasiones se han observado fuertes diferencias entre la temperatura superficial y aquella de la capa de mezcla que pueden llegar hasta un grado o más [Robinson, 1985]. Este efecto ha sido observado y estudiado por numerosos investigadores en áreas diversas [Halpern & Reed, 1978; Deschamps & Frouin, 1984; Cornillon & Stramma, 1985; Fairall *et al.*, 1996]. Yokoyama *et al.* [1995] observaron que para la bahía de Mutsu (Japón) esta diferencia de temperatura desaparecía cuando el viento soplaba con una velocidad superior a los 4 m/s.

Estos dos efectos superficiales son importantes y pueden ser fuentes de error, ya que por lo general, los datos de temperatura utilizados para deducir empíricamente los coeficientes del algoritmo con el que se determina la TSM a partir de datos de satélite, se obtienen a través de mediciones realizadas mediante barcos o boyas a profundidades de 1 m o mayores que pueden ser diferentes de la temperatura de la piel del océano, que es la que contribuye a la señal recibida por el sensor. Por último, el calentamiento superficial presenta un efecto negativo añadido, y es que como ha sido observado por Bohm *et al.* [1991], en ocasiones tiende a enmascarar la señal superficial de características oceanográficas de interés.

3.- Dispersión por aerosoles

La dispersión de los aerosoles atmosféricos decrece a medida que la longitud de onda aumenta y resulta insignificante a 11 μm para una atmósfera libre de nubes. La concentración de aerosoles sobre los océanos es relativamente pequeña en condiciones normales, y la contribución de este factor es de 0.1 °K en el cálculo de la TSM [Dalu & Liberti, 1988]. Existen, sin embargo, ocasiones en que la carga de aerosoles sobre los océanos es anormalmente grande. Esto ocurre por ejemplo después de una erupción volcánica como la acaecida en 1982 en el volcán El Chinchón [Griggs, 1985], o bien cuando tormentas transportan el polvo sahariano hacia el océano [May *et al.*, 1992]. En estos casos la temperatura de brillo se puede ver reducida algunos grados y la estimación precisa de la TSM se hace imposible.

4.- Nubes

La mayor limitación en la estimación de la TSM es la presencia de nubes de tamaño menor que un pixel o bien nubes bajas. Las nubes altas se detectan fácilmente ya que suelen mostrar una temperatura mucho más baja que la de la superficie del mar. Sin embargo, las nubes bajas pueden presentar temperaturas ligeramente menores que la TSM y las nubes que son más pequeñas que el tamaño de un pixel (1 km^2 aproximadamente) darán lugar a una temperatura que será mezcla de la de la nube y la TSM. Ya que no es posible corregir este efecto, se han desarrollado numerosos esquemas para detectar y enmascarar píxeles nubosos, algunos de los cuales son sumamente complejos [Kelly, 1985; McClain, 1985; Saunders & Kriebel, 1988].

Aunque para propósitos descriptivos un observador debidamente entrenado puede distinguir entre lo que son píxeles que corresponden a nubes y a océano, si se quieren aplicar métodos cuantitativos para estudiar la dinámica de la superficie del mar a partir de los datos de TSM, es necesario enmascarar los píxeles que están obviamente contaminados por nubes.

En este trabajo se ha usado un método sencillo para enmascarar nubes, que tiene el inconveniente de necesitar la intervención interactiva de un operador, para su correcta aplicación a cada imagen. Ya que distintos tipos de nubes presentan propiedades diferentes, se utilizan para su identificación la información contenida en los canales 2, 4 y 5 del AVHRR, de acuerdo con los siguientes hechos observados:

1. Las nubes son generalmente más frías que el océano. De este modo la temperatura del canal 5 ha sido usada para detectar nubes altas, grandes y densas, si esta se sitúa por debajo de cierto límite (*test de umbral de temperatura*). Sin embargo este método falla en la detección de aquellas nubes que presentan una temperatura similar a la del océano (nubes bajas y niebla).
2. La mayoría de las nubes tienen una reflectancia alta en el visible e infrarrojo cercano, si se compara con la reducida reflectancia de la superficie del mar, lejos de la región de reflexión especular, para estas longitudes de onda (*test de umbral de albedo*).
3. Las radiancias de la parte superior de las nubes y de los bordes entre nubes y océano, varían sobre escalas espaciales más pequeñas que aquellas correspondientes a la superficie del mar, que suele ser uniforme sobre amplias regiones. De este modo se pueden identificar estas áreas calculando la varianza de los canales 2 y 4 para una pequeña parte de la imagen, que en este trabajo han sido subconjuntos de 3x3 píxeles (*test de coherencia o uniformidad*). Sin embargo este procedimiento en vez de identificar de modo individual a los píxeles nubosos, únicamente detecta a pequeñas regiones con píxeles sospechosos. Además en ocasiones la varianza de estas áreas puede ser similar a la de subregiones con fuertes frentes de temperatura.

En la figura 1.13 se presenta una imagen de TSM con la máscara de nubes superpuesta. Obviamente se observa que existen algunos píxeles que no son identificados por ninguno de los tres tests, y aunque el problema no es grave, es necesario desarrollar un método más preciso y con un mayor nivel de automatización.

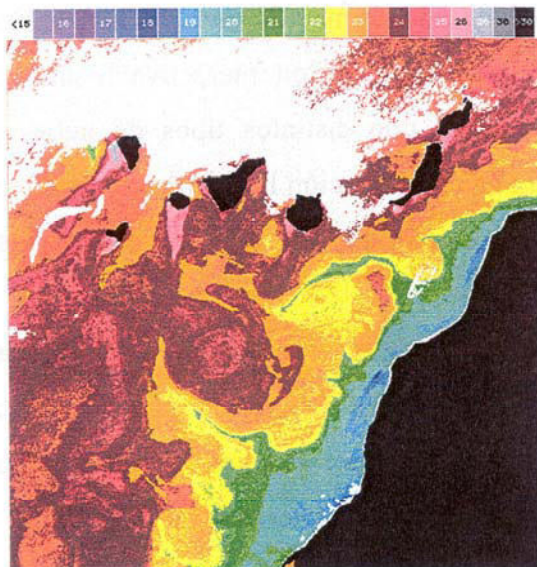


Figura 1.13 - Imagen de TSM mostrada en la figura 1.12 con la máscara de nubes desarrollada superpuesta.

1.3.7 Comparación de las imágenes de temperatura de la superficie del mar y de temperatura de brillo

Los datos de los canales infrarrojos del sensor AVHRR contribuyen real o potencialmente en multitud de áreas de la Oceanografía. Dependiendo de la aplicación para la que se usen los datos, se requiere una exactitud y/o sensibilidad (entendiendo como tal la habilidad para detectar diferencias de temperatura dentro de una imagen o de una imagen a otra) determinada [Robinson, 1985]. Por ejemplo, para estudios de cambio global o climatológicos la exactitud absoluta de la temperatura medida por el satélite se ha dicho que debe de ser de 0.2-0.3 °K [Njoku *et al.*, 1985] y de este modo, Bates & Díaz [1991] evaluaron los datos de satélite de TSM concluyendo que su uso es necesario para estudios climáticos, aunque sin otras fuentes de datos su utilidad para estos propósitos es solo marginal. En cambio, para otro tipo de aplicaciones como son el estudio de la dinámica de estructuras mesoescalares, de zonas frontales y afloramientos, el énfasis se encuentra, más que en la exactitud absoluta, en poder reflejar la variación espacial de la temperatura [Legeckis, 1978; Minnett, 1991].

Relacionado con lo anterior, La Violette & Holyer [1988] compararon las imágenes de TSM y de temperatura de brillo del canal 4 observando que la calidad de las primeras era baja, esto es, presentaban mayores niveles de ruido y menores gradientes de temperatura. Según un estudio realizado por Barton [1989] esto podría ser debido a la influencia negativa de los efectos de digitalización de los datos del AVHRR cuando se combinan canales diferentes, como ocurre cuando se calcula la TSM.

Para el algoritmo utilizado en este estudio para calcular la TSM, que es de la siguiente forma:

$$T_s = aT_i + \gamma(T_i - T_j) + c \quad (1.73)$$

con $a = 1$, $\gamma = 2$ y $c = 0.5$, Pearce *et al.* [1989] definieron el factor amplificador de ruido (FAR) como:

$$\text{FAR} = \sqrt{(a + \gamma)^2 + \gamma^2} \quad (1.74)$$

de modo que el FAR para el algoritmo de Castagne *et al.* [1986] es igual a 3.16. Si se toma el ruido de cada canal equivalente a temperatura como 0.1 °K, el ruido de las imágenes de TSM predicho por (1.74) es igual a 0.316 °K.

La figura 1.14 presenta una imagen de TSM (izquierda) y de temperatura de brillo del canal 4 (derecha) realizadas mediante ecualización del histograma. Resulta



Figura 1.14 - a) Imagen de TSM en niveles de grises realizada mediante ecualización del histograma. b) Similar a la anterior pero mostrando la temperatura de brillo del canal 4.

evidente a simple vista que el nivel de ruido de la imagen de TSM es mucho mayor.

Como resultado, para estudiar la estructura espacial contenida en las imágenes se decidió utilizar como parámetro de interés la temperatura de brillo del canal 4. Sin embargo, resulta adecuado cuestionarse las implicaciones de lo anterior, habida cuenta que las imágenes de temperatura de brillo no han sido corregidas atmosféricamente. Esto ha sido abordado por Maul [1985] y Minnett [1991] usando la ETR, partiendo de la relación (1.61) expresada de forma ligeramente distinta como:

$$L_i = L_{\text{mar}} t_a + \bar{L}_{\text{atm}} (1 - t_a) \quad (1.75)$$

donde L_i es la radiancia medida en el canal i del AVHRR. Entonces, asumiendo que la transmitancia de la atmósfera, t_a , es constante para distancias pequeñas, resulta:

$$dL_i / dL_{\text{mar}} = t_a \quad (1.76)$$

y expandiendo L_i alrededor de la temperatura superficial del mar reteniendo solo los términos lineales produce:

$$L_i = L_{\text{mar}} + \frac{dL}{dT} (T_i - T_{\text{mar}}) \quad (1.77)$$

Si se aproxima la función de Planck en el rango de temperaturas que va desde T_i a T_{mar} por:

$$L = kT^\alpha \quad (1.78)$$

entonces:

$$\frac{dL}{dT} = \alpha k T^{\alpha-1} = \frac{\alpha L}{T} \quad (1.79)$$

y (1.77) queda:

$$L_i = L_{\text{mar}} + \alpha \frac{L_{\text{mar}}}{T_{\text{mar}}} (T_i - T_{\text{mar}}) \quad (1.80)$$

con lo cual:

$$\frac{dL_i}{dL_{\text{mar}}} = 1 + \frac{\alpha}{T_{\text{mar}}} (T_i - T_{\text{mar}}) \quad (1.81)$$

e igualando (1.76) y (1.81):

$$t_a = 1 + \frac{\alpha T_i}{T_{\text{mar}}} - \alpha \quad (1.82)$$

y finalmente se tiene que:

$$\frac{dT_{\text{mar}}}{dT_i} = \frac{\alpha}{\alpha + t_a - 1} \quad (1.83)$$

Para el canal 4 ($i = 4$, $\lambda_4 \approx 11 \mu\text{m}$) se tiene que $\alpha \approx 4.8$, y tomando $t_a = 0.7$ para la región de estudio entonces:

$$\frac{dT_{\text{mar}}}{dT_i} \approx 1.07 \quad (1.84)$$

y por tanto:

$$\Delta T_{\text{mar}} \approx 1.07 \Delta T_i \quad (1.85)$$

y esto quiere decir que los gradientes de temperatura del mar son del 7-10 % más altos que aquellos observados en las imágenes de temperatura de brillo del canal 4.

Capítulo 2

La región oceanográfica del noroeste de África

2.1 Introducción

La región que corresponde al presente estudio se encuentra enclavada en el margen más oriental del océano Atlántico. Con el objeto de acotar de forma más o menos precisa sus límites, estos comprenderían un área cuya latitud va desde 19°N hasta 33°N, y cuya longitud abarca desde 7°O hasta 21°O aproximadamente. En este trabajo, dicha área será denominada como la “región oceanográfica del noroeste de África” (figura 2.1). En determinados aspectos esta región guarda bastantes similitudes dinámicas con el límite oriental del océano Pacífico, con lo cual las referencias a investigaciones realizadas en este otro sistema serán frecuentes a lo largo del presente trabajo.

Conectando con el esquema de circulación oceánica global, la zona de estudio forma parte del denominado Giro Subtropical del Atlántico Norte, constituyendo una porción del extremo oriental. Esta parte del bucle se caracteriza por tener en su límite superior a la Corriente de Azores que conduce el flujo de agua hacia el este. Éste al aproximarse al continente africano se ve forzado a circular en dirección sudoeste hacia

el ecuador debido a la acción de los vientos alisios y de la costa, constituyendo lo que se conoce como Corriente de Canarias. Entre 20° y 25° N esta corriente se despega del margen continental y gira de forma gradual en dirección oeste formando parte de la Corriente Norecuatorial.

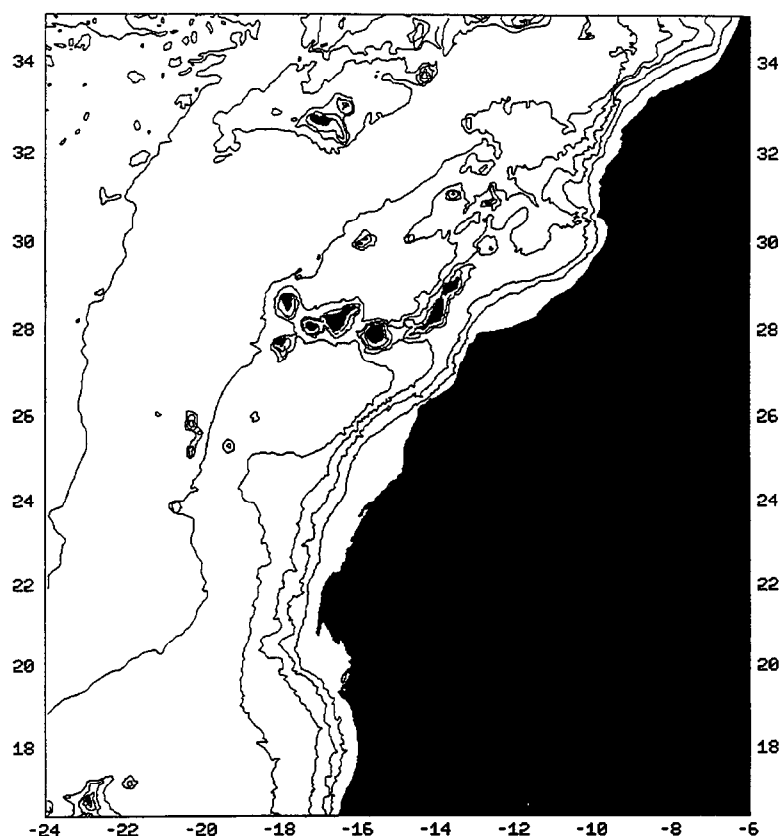


Figura 2.1 - Mapa batimétrico del Atlántico Oriental. La región objeto de este estudio se corresponde aproximadamente con el área mostrada.

Cerca de la costa, la dinámica oceánica se modifica como resultado de la dirección meridional del viento, conociéndose a la circulación resultante con el nombre de afloramiento costero. Algunos investigadores consideran el afloramiento aparte de la corriente de Canarias argumentando que son características dinámicamente independientes [Tomczak, 1994]. Sin embargo, por lo general, bajo el nombre de Corriente de Canarias se engloba tanto a aquellas corrientes que forman parte de la recirculación del Giro Subtropical, como a las asociadas al afloramiento costero, que constituirían su límite exterior. En este trabajo, sin embargo, para facilitar la descripción del área de interés se hará distinción entre ambas áreas, reservando el nombre de

Corriente de Canarias para la primera, designando a la segunda como el afloramiento del noroeste de África.

Precisamente, el límite de transición entre ambas zonas, la costera correspondiente al afloramiento y la oceánica que formaría parte de la corriente de Canarias, es uno de los tópicos de interés de este trabajo. Esta frontera es según Mittelstaedt [1991] el campo de batalla de ambos regímenes, presentando una gran actividad mesoescalar, y ha sido acuñada con el nombre de “zona de transición costera” [Brink & Coles, 1991].

Teniendo en cuenta lo anterior, este capítulo se estructura del siguiente modo. En primer lugar, se describen las características oceanográficas del margen oriental del Giro Subtropical, para posteriormente hacer lo propio con las del afloramiento costero del noroeste de África. Por último, se analizan las peculiaridades de la zona de transición costera entre estos dos regímenes. Esta descripción, siempre que sea posible, se apoyará en las imágenes de satélite disponibles, ya que el peso fundamental de este trabajo reside en el análisis de este tipo de datos.

2.2 El margen oriental del Giro Subtropical del Atlántico Norte

Como ya ha sido mencionado, la Corriente de Canarias forma parte constitutiva del margen oriental del Giro Subtropical. Básicamente, el sistema de corrientes en esta parte del giro estaría integrado por la Corriente de Azores, la propia Corriente de Canarias y la Corriente Norecuatorial. El estudio de este sistema ha sido llevado a cabo basándose en escalas espaciales y temporales muy diferentes, debido principalmente a la dificultad de obtener datos sobre escalas que varían extensamente.

A escala del giro, el análisis de datos climatológicos y de bases de datos históricas ha sido fundamental [Stramma, 1984; Klein & Siedler, 1989]. Estos indican

que el límite septentrional del giro estaría formado por una corriente estrecha que es una extensión de la Corriente del Golfo a la que se conoce como la Corriente de Azores, que transporta hacia el este aproximadamente $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ de agua. La mayor parte de este flujo recircula hacia el sur en varias ramas. Mientras las ramas más occidentales conectan casi directamente con la Corriente Norecuatorial, la más oriental situada al este de Madeira, alimenta a la Corriente de Canarias antes de que ésta contribuya también a la Corriente Norecuatorial. Esta última constituye el límite meridional del Giro Subtropical, transportando agua hacia el oeste (figura 2.2a). Spall [1990] realizó un modelo para estudiar la circulación en la cuenca canaria y comparó sus resultados con los análisis de datos oceanográficos históricos, observando que en líneas generales, sus campos de velocidades medios coinciden bastante bien. Existe, sin embargo, una excepción en la región de la Corriente Norecuatorial (figura 2.2b).

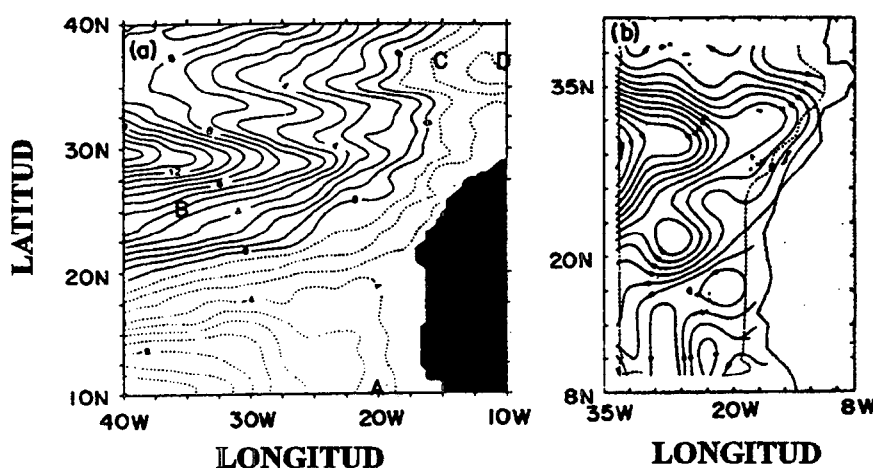


Figura 2.2 - Transporte de volumen integrado (de 0 a 800 m) obtenidos a partir de: (a) un modelo en ecuaciones primitivas, y (b) bases de datos históricas (Spall, 1990). Cada línea de flujo representa 1 Sv ($10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$).

Mientras los resultados del modelo indican de forma clara un flujo que entra desde el sur girando hacia el oeste, que se corresponde según Mittelstaedt [1991] con una rama de la Contracorriente Norecuatorial, el balance geostrófico obtenido a partir de los datos históricos, sólo refleja un flujo débil entrando desde el sur y fluyendo hacia la costa. Stramma (1984) atribuye este hecho observado en los datos históricos a la variación estacional en la intensidad de la Contracorriente Ecuatorial. Por otro lado, según Spall, esto se debe a que el transporte en la Corriente Norecuatorial es

principalmente ageostrófico, lo que también concuerda con las conclusiones de Maillard y Kase [1989] basadas en datos de boyas superficiales y aquellas de Fiekas *et al.* [1992] obtenidas con datos hidrográficos y de ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler).

Esta imagen general del Giro Subtropical está por supuesto sujeta a cambios estacionales. Así, del análisis de datos históricos de temperatura y salinidad, Stramma & Siedler [1988] observaron variaciones estacionales en la forma del giro, pero no en el volumen de agua transportado. Estas variaciones se traducen en que en verano el giro sufre una compresión norte-sur con la consiguiente extensión este-oeste, si se compara con la situación invernal. Por tanto, la Corriente de Azores se sitúa más al sur en verano que en invierno [Klein & Siedler, 1989], ocurriéndole lo contrario a la Corriente Norecuatorial. La Corriente de Canarias en cambio se acerca a la costa africana en verano, alejándose de ésta en invierno (figura 2.3).

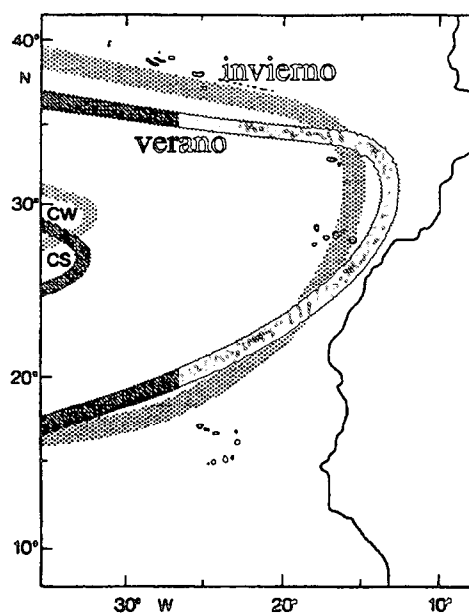


Figura 2.3 - Representación esquemática del giro subtropical para los primeros 200 m de profundidad (Stramma & Siedler, 1988).

Según Stramma & Siedler [1988] podría existir una conexión entre parte de estas variaciones estacionales del giro, y aquellas del campo de vientos. De este modo, Mittelstaedt [1991] presenta los resultados de un modelo numérico de circulación,

forzado por el campo de vientos observado en verano y en invierno [Hellerman & Rosenstein, 1983]. Estos reflejan la coincidencia entre el desplazamiento que sufre el centro y el límite septentrional del sistema de vientos anticiclónico y aquel de la Corriente Norecuatorial. Dicha conexión parece ser lógica si se considera el carácter ageostrófico de esta corriente, antes mencionado (figura 2.4).

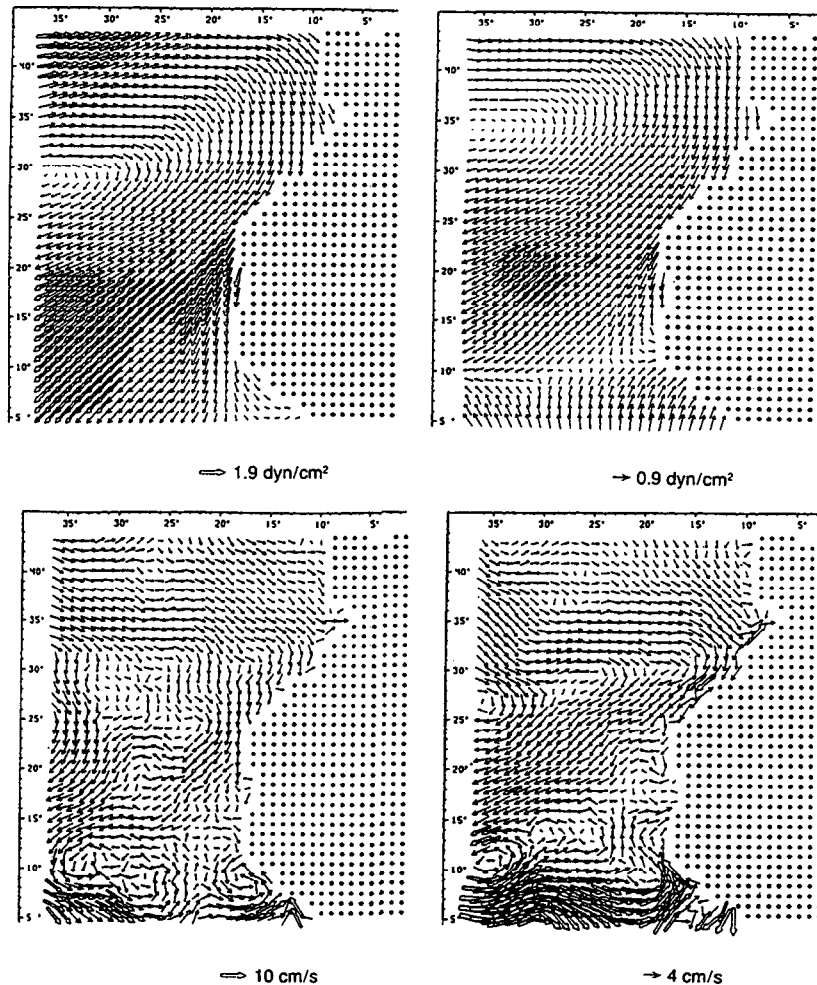


Figura 2.4 - Tensión media del viento en la superficie del mar (arriba) y circulación superficial obtenida con un modelo (abajo), durante el periodo de Febrero, Marzo y Abril (izquierda) y Agosto, Septiembre y Octubre (derecha) (Mittelstaedt, 1991).

Mientras que el análisis de datos históricos permite describir las propiedades del giro a gran escala, es a través de campañas de muestreo cuasi-sinópticas y a través del uso de correntímetros como se ha obtenido información, acerca de cuales son las

características mesoescalares de las corrientes mencionadas. Así, a través de estas medidas se ha observado que la Corriente de Azores se caracteriza por ser un flujo zonal intenso y profundo [Fiekas *et al.*, 1992], relacionada a un frente termohalino, conocido como Frente de Azores [Stramma & Müller, 1989], que lleva asociado altos niveles de energía [Müller & Siedler, 1992]. Este produce un fuerte gradiente de densidad, lo que da como resultado que la corriente sea de marcado carácter baroclínico [Siedler *et al.*, 1985; Sy, 1988]. A través de estas observaciones, se ha puesto de relieve, además, que aparte de tener una orientación eminentemente zonal, el frente presenta un intenso serpenteo, detectándose incluso la presencia de remolinos a ambos lados de este frente termohalino [Käse & Siedler, 1982; Gould, 1985; Käse *et al.*, 1986]. Según Käse *et al.* [1985], el aprisionamiento de ondas de Rossby entre la dorsal Medio Atlántica y la costa africana podría explicar el serpenteo del frente de las Azores; mientras que los remolinos podrían generarse como consecuencia de la inestabilidad baroclínica de la corriente [Kielmann & Käse, 1987]. Por último, este frente se extiende hasta la superficie, haciendo posible que sea identificado a través de imágenes de temperatura de la superficie del mar (TSM).

Las Corrientes de Canarias y Norecuatorial, en comparación con la Corriente de Azores, se encuentran restringidas a los 200 primeros metros [Fiekas *et al.*, 1992]. Al igual que el límite septentrional del giro está constituido por el frente de Azores, el límite suroriental cuenta también con una zona frontal destacable, asociada a la Corriente de Canarias y la Corriente Norecuatorial, que ha sido denominada como la zona frontal de Cabo Verde [Zenk *et al.*, 1991]. Aunque esta zona presenta también una alta variabilidad espacio-temporal y altos niveles de energía [Müller & Siedler, 1992], contando con la presencia de meandros y remolinos, Maillard & Käse [1989] observaron a través del análisis de boyas lagrangianas que la escala de estos era menor. De nuevo, las causas de esta variabilidad pueden estar propiciadas por la inestabilidad baroclínica de la corriente [Hagen, 1985; Onken & Klein, 1991] y la presencia de ondas de Rossby, que pueden generarse por diversos mecanismos [Krauss & Wuebber, 1982; Hagen, 1985; Onken & Klein, 1991; Spall, 1992].

Sin embargo, a pesar de estas similitudes, ambos frentes (el de Azores y Cabo Verde) presentan características muy diferentes. En primer lugar, el frente de Cabo Verde constituye la frontera entre dos masas de agua de propiedades hidrográficas distintas, como son el agua central Noratlántica (ACNA) y el agua central Suratlántica (ACSA). Ambas masas de agua tienen temperaturas similares, pero la ACSA presenta salinidades más bajas y concentraciones de nutrientes más altas que la ACNA [Tomczak & Godfrey, 1994]. Esto da lugar a que para el ACSA y ACNA de igual densidad, los gradientes de temperatura y salinidad del frente que separan a ambas masas de agua, se compensen mutuamente de forma que la estructura del frente no se refleja en el campo de densidades [Barton, 1987]. Así el flujo predominante no tiene que situarse en la posición del frente como ocurre para la Corriente de Azores, encontrándose al Norte de este límite hidrográfico para el frente de Cabo Verde [Stramma & Müller, 1989].

Por último, la Corriente de Canarias presenta varias fuentes de variabilidad propias y características, lo cual se evidencia en los altos valores de energía observados en datos procedentes de correntímetros [Müller & Siedler, 1992] y de altímetros situados en satélites [Tejera, 1996]. En primer lugar, como ocurre con otras corrientes de límite oriental, su proximidad al continente africano da lugar a la presencia de multitud de estructuras mesoescalares resultado de la interacción entre los procesos oceánicos y costeros, caracterizándose esta frontera como una zona frontal, donde abundan la presencia de remolinos y filamentos de agua fría procedentes del afloramiento costero [Van Camp *et al.*, 1991]. El estudio de esta frontera es uno de los principales objetivos de este trabajo y será tratada separadamente. En segundo lugar, la presencia de las islas Canarias obstaculiza el flujo de la corriente a su paso a través del archipiélago perturbándolo, generándose remolinos ciclónicos y anticiclónicos al sur de las islas, que han sido observados en imágenes de satélite de TSM y de concentración superficial de clorofila [Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Arístegui *et al.*, 1994]. El estudio de los mecanismos involucrados en la génesis y evolución de estos remolinos ha sido abordado a través de un modelo numérico cuasigeostrofico por Sangrá [1995].

2.3 El afloramiento del Noroeste de Africa

Es de sobra conocido que al soplar el viento sobre el océano, se generan corrientes debidas a la fricción producida por éste, cuya influencia se deja notar en una capa límite superficial denominada como capa de Ekman. Las corrientes promediadas sobre la profundidad de esta capa forman un ángulo con la dirección en que sopla el viento de 90° (a la derecha en el Hemisferio Norte), que se conoce como transporte o deriva de Ekman [Cushman-Roisin, 1994].

De este modo, un viento soplando a lo largo de una costa situada a su izquierda, genera un transporte de Ekman que, en el Hemisferio Norte, se dirige mar adentro. Este volumen de agua desplazado tiene que ser reemplazado para conservar la masa, obligando al agua más densa situada en la parte inferior a subir para sustituirla. A este fenómeno se le conoce como *afloramiento costero*. Este ascenso de las aguas produce un transporte hacia costa en los niveles inferiores, que es de la misma magnitud que el producido en la capa de Ekman, siempre que no existan variaciones a lo largo de la costa. Pero además del afloramiento, el transporte de Ekman mar adentro produce un descenso de la superficie del mar cerca de la costa, que causa un gradiente de presión zonal que permite el desarrollo de un flujo geostrofico hacia el Ecuador, en la misma dirección que sopla el viento.

El agua aflorada posee características específicas importantes, que hacen que su estudio y evolución a través de sensores remotos sean posibles. Una de estas propiedades es su baja temperatura en relación con el resto de las aguas superficiales, y la otra es su alto contenido en nutrientes, que unido a las condiciones de insolación óptimas permite el desarrollo y proliferación del fitoplancton. Normalmente la transición entre las aguas afloradas y el resto de las aguas superficiales es brusca, en forma de frentes. Resulta, por tanto, factible realizar el estudio y evolución en superficie del afloramiento a través de sensores que operen en el rango infrarrojo y visible del espectro electromagnético, ya que estos son sensibles a las variaciones de temperatura y de abundancia de fitoplancton.

El estudio de los afloramientos costeros recibió una atención considerable en las décadas pasadas que aún hoy en la actualidad perdura. La razón de esto estriba, en primer lugar, en que constituyen áreas de gran riqueza biológica e importantes pesquerías producidas por la abundancia del fitoplancton. Además las bajas temperaturas del agua hacen que los afloramientos costeros jueguen un papel importante en los procesos de intercambio de calor que ocurren en la interfase atmósfera-oceano.

Las áreas de afloramiento costero más importantes se encuentran situadas en el margen oriental de los continentes, ya que en estos lugares se dan las condiciones meteorológicas idóneas para su desarrollo, soplando los vientos dominantes hacia el Ecuador. De este modo, las cuatro zonas de afloramiento más importantes son la de California, Perú, Benguela y la que nos ocupa, el Noroeste de África.

Al igual que para el Giro Subtropical el estudio del afloramiento del NO de África se ha hecho sobre la base de escalas espaciales y temporales diferentes, siendo útil, como comenta Hagen [1981] distinguir entre la gran escala y la mesoescala.

A través de bases de datos históricas de temperatura de la superficie del mar y de velocidad del viento, obtenidas de fuentes diversas, algunos investigadores han estudiado las características a gran escala del afloramiento desarrollando para ello distintos índices [Wooster *et al.*, 1976; Speth & Detlefsen, 1982; Nykjaer & Van Camp, 1994]. Uno de estos índices se obtiene calculando la diferencia de temperatura superficial entre áreas costeras y oceánicas, mientras que el otro viene dado a partir de los datos de vientos, del cálculo del transporte de Ekman. En ambos, como se refleja en la figura 2.5, se observa en general la misma tendencia, esto es, el afloramiento se desarrolla en invierno y primavera al sur de 20°N. Entre 20°N y 25°N se encuentra presente durante todo el año con mayor intensidad durante primavera y otoño. Y por último al norte de 25°N el afloramiento por lo general ocurre en verano y a comienzos de otoño.

Esta estacionalidad del afloramiento está fuertemente ligada a la de los vientos dominantes en el área, esto es, los alisios. Estos se hallan en su posición más meridional durante el invierno, situándose su límite inferior a unos 10°N. A medida que progresa la primavera y el verano, este sistema de vientos se desplaza hacia el norte alcanzando su posición más septentrional entre julio y agosto. En sus migraciones en dirección norte-sur se encuentra una región para la cual los alisios soplan fuertemente durante todo el año, que es la comprendida entre 20°N y 25°N, para la cual el afloramiento es permanente.

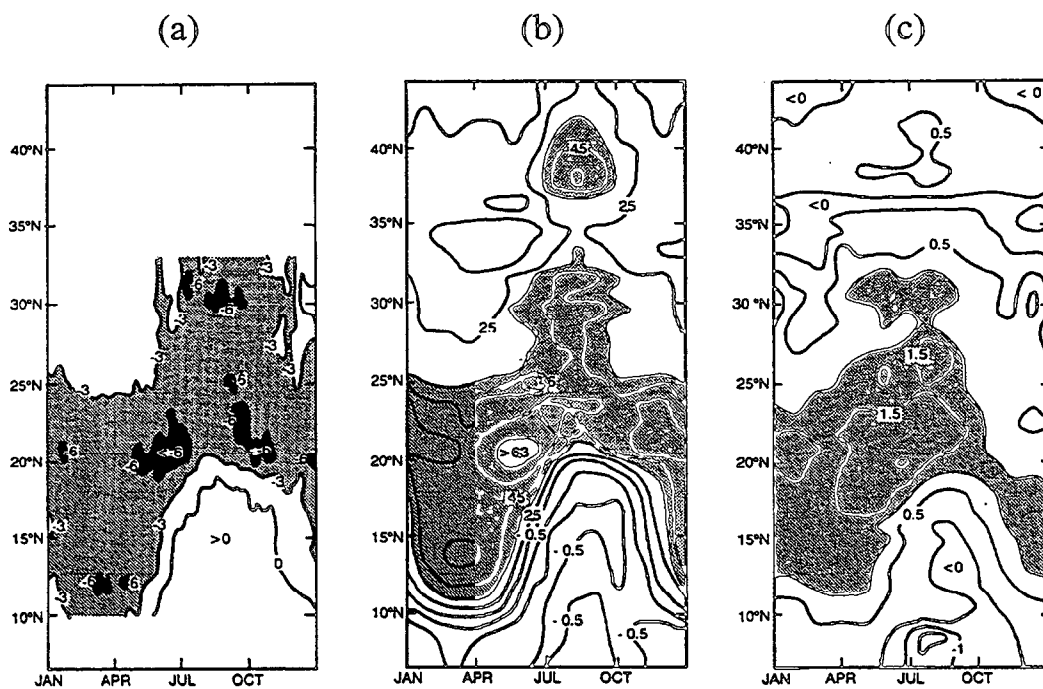


Figura 2.5 - Diferencias de temperatura media (K) entre áreas oceánicas y costeras para el periodo 1969-1976. Redibujado de Speth y Detlefsen [1982]. (b) Similar a figura 2.5a pero redibujado de Wooster *et al.* [1976]. (c) Transporte de Ekman (m^2s^{-1}) calculado a partir de la componente paralela a la costa de la tensión del viento. Redibujado de Wooster *et al.* [1976]. (Nykjaer & Van Camp, 1994).

A pesar de esta tendencia general, es posible que ocasionalmente aparezcan afloramientos pequeños en cualquier lugar de la costa y de varios días de duración, producidos por vientos locales que actúan independientemente del patrón a gran escala de los alisios anteriormente visto.

Algunos de los primeros estudios a menor escala en este área, consistían en la toma de medidas in-situ perpendicularmente a la costa realizándose generalmente en lugares muy concretos como son Cabo Blanco [Johnson, 1976; Barton *et al.*, 1977; Halpern *et al.*, 1977] y Cabo Bojador [Johnson *et al.*, 1975]. Esto permitía observar cómo se distribuyen verticalmente las propiedades físicas, químicas y biológicas del océano durante el periodo en que el afloramiento está presente y efectuar estudios comparativos con otras regiones donde este fenómeno es también importante [Huyer, 1976; Smith, 1981].

Una característica del afloramiento en este área, común con el de otras regiones, que se deriva de estas distribuciones verticales perpendiculares a costa, es la presencia de un flujo a lo largo de ésta que muestra fluctuaciones cuasi-barotrópicas similares a las fluctuaciones en el viento. Este flujo consta de una corriente que va hacia el Ecuador, ocupando la práctica totalidad de la plataforma costera, y una corriente profunda que se dirige hacia el polo. La plataforma continental del noroeste de África, en líneas generales, es extensa y somera con una transición abrupta hacia una empinada pendiente continental. Estas peculiaridades hacen que la corriente profunda con dirección al polo, al contrario que en otras áreas, no se encuentra sobre la plataforma, situándose sobre la pendiente continental apoyándose fuertemente sobre ésta.

Estos estudios, además, mostraron que en la región del NO de África, la dirección del viento (en condiciones favorables para el afloramiento) permanece casi constante, pero su velocidad fluctúa entre 5 y 10 cm s^{-1} con periodos de 7 a 10 días. La respuesta del afloramiento a estas variaciones del viento es rápida, modificándose la distribución de densidad y otros campos afines antes de que haya transcurrido un día. Estos cambios llegan a afectar a profundidades del orden de 150 m, y su causa parece deberse a la débil estratificación del afloramiento en esta zona. Esta característica, además, hace que el transporte de Ekman superficial alcance hasta la mitad de la profundidad del agua sobre la plataforma continental, mientras que el flujo compensatorio hacia costa se desarrolla en la mitad inferior, pudiendo extenderse hasta profundidades que superan al borde de la plataforma [Huyer, 1976].

Por último, y relacionado con la distribución vertical de propiedades físicas, Johnson *et al.* [1975] dedujeron para la circulación perpendicular a la costa, una estructura de dobles células de circulación en Cabo Bojador. Por el contrario, para Cabo Blanco solamente se observaron células de circulación simple. Teniendo en cuenta esto, Smith [1981] sugirió que la organización en dobles células de circulación es efímera y juega un papel insignificante en la circulación.

La discusión anterior donde se comentan los resultados de estudios hechos perpendicularmente a la costa, podría hacer pensar que el afloramiento es un fenómeno bidimensional que ocurre de manera uniforme a lo largo de la costa. Sin embargo, por el contrario, éste se caracteriza por ser un proceso altamente tridimensional con variaciones a lo largo de la costa, produciéndose rara vez un balance entre el transporte de Ekman y el flujo compensatorio hacia costa. Esta tridimensionalidad viene impuesta por la variabilidad espacial y temporal del viento que sopla a lo largo de la costa y las irregularidades de la topografía del fondo [Peffley & O'Brien, 1976] y de la línea de costa [Brink, 1983], aunque también se pueden producir variaciones del afloramiento a mesoescala generadas por la presencia de ondas, con periodos de varios días y longitudes de onda de cientos de kilómetros, que se propagan por la plataforma costera fortaleciendo el afloramiento en ciertas áreas y debilitándolo en otras [Crépon & Richez, 1982].

Relacionado con lo anterior, Brink [1983] introdujo el concepto de *centro de afloramiento* que definió como un área donde el afloramiento costero aparece intensificado presentando escalas espaciales a lo largo de la costa comparables a aquellas perpendiculares a ésta. Es conocido el centro de afloramiento que se encuentra cerca de la costa de Perú a una latitud de 15° S [Brink *et al.*, 1981], o también aquellos que se hallan en el Golfo de Lyon en el Mediterráneo [Hua & Thomasset, 1983], por citar algunos ejemplos.

En el área de estudio, también se detectan lugares donde el afloramiento aparece intensificado poniéndose de manifiesto en imágenes de TSM. Así, Hernández-Guerra & Nykjaer [1997] en un trabajo donde analizaron la variabilidad de la TSM para el periodo 1981-1989 en el NO de Africa, muestran una imagen promedio para estos años (figura 2.6). En ésta se observan dos lugares donde el afloramiento aparece localmente reforzado presentando las temperaturas más bajas. El primero de ellos se encuentra situado al Norte de la región de interés, en las cercanías de Cabo Ghir (31°-32° N), alcanzando temperaturas inferiores a 20°C; mientras que el segundo se observa al sur de Cabo Bojador (23.5°-25.5° N) con temperaturas promedio de 20° C. Evidentemente, la presencia de estos centros de afloramiento en la imagen promedio es indicativo de la fuerza o permanencia del proceso en estas regiones.

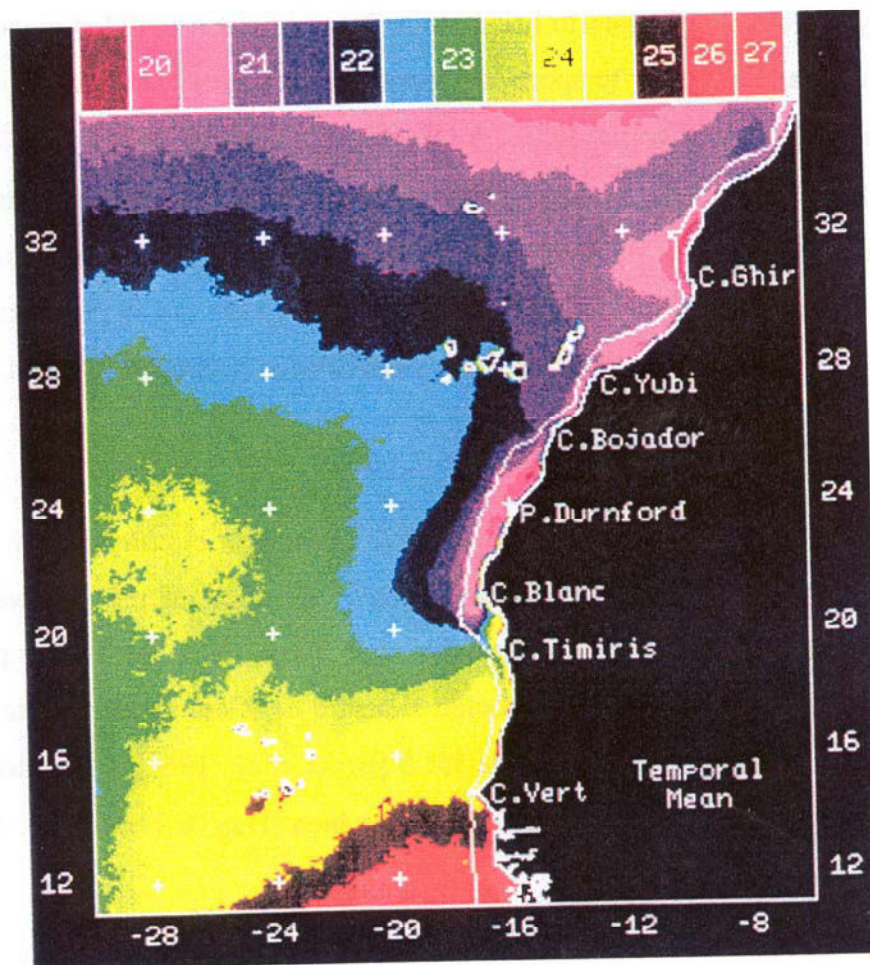


Figura 2.6 - Imagen de TSM que representa el promedio temporal obtenido a partir de todas las escenas disponibles para el periodo 1981-1989 (Hernández-Guerra & Nykjaer, 1997).

Si se compara esta imagen promedio con la figura 2.5, donde se muestran dos índices de afloramiento distintos (uno basado en diferencias de temperatura y otro en datos de viento), se observa a simple vista que para el centro de afloramiento situado más al norte, ambos índices coinciden bastante bien. Un análisis más detallado, llevado a cabo por Nykjaer & Van Camp [1994], donde se calcula el coeficiente de correlación cruzado entre los índices, mostró que éste alcanza su mayor valor para un desfase de unos tres meses entre ambos, apareciendo el afloramiento reforzado, en el índice obtenido a partir de diferencias de temperatura, en agosto y septiembre. Según Nykjaer & Van Camp [1994] las posibles causas para este desfase no son claras. Pero en cualquier caso, la presencia del centro de afloramiento en la imagen promedio parece indicar que en esta latitud, cuando las condiciones son favorables, el afloramiento es lo bastante intenso como para dejar su señal impresa en la imagen promedio.

El otro centro de afloramiento, que se encuentra en cambio situado en un área donde este fenómeno es persistente a lo largo de todo el año, muestra en el índice de afloramiento obtenido a partir de las diferencias de temperatura un doble pico en primavera y otoño (figura 2.5). Sin embargo, el pico de otoño no tiene su análogo en el índice que se deduce a partir de los datos de viento. Según Nykjaer & Van Camp [1994] esto puede estar relacionado con algún efecto cuya influencia no queda reflejada en el índice obtenido con los datos de viento. En cualquier caso, la presencia de este centro de afloramiento en la imagen promedio parece estar vinculada a la permanencia a lo largo del año del fenómeno en dicha región.

Resulta interesante, además, estudiar estos centros de afloramiento a través del análisis de secuencias de imágenes individuales. Así, para el centro situado más al norte se observa, para diversas series de imágenes obtenidas en el periodo en que el afloramiento es más propicio (verano y comienzos de otoño), que las aguas más frías aparecen generalmente justo al norte de cabo Ghir (30.6°N). Estas se extienden hasta cabo Sim (31.4°N), alcanzando en ocasiones la posición de cabo Beddouza (32.5°N) (figura 2.7). En estas secuencias, el agua más fría tiene temperaturas que oscilan entre 15 y 16°C, situándose 1 ó 2 grados por debajo de las aguas que la rodean.

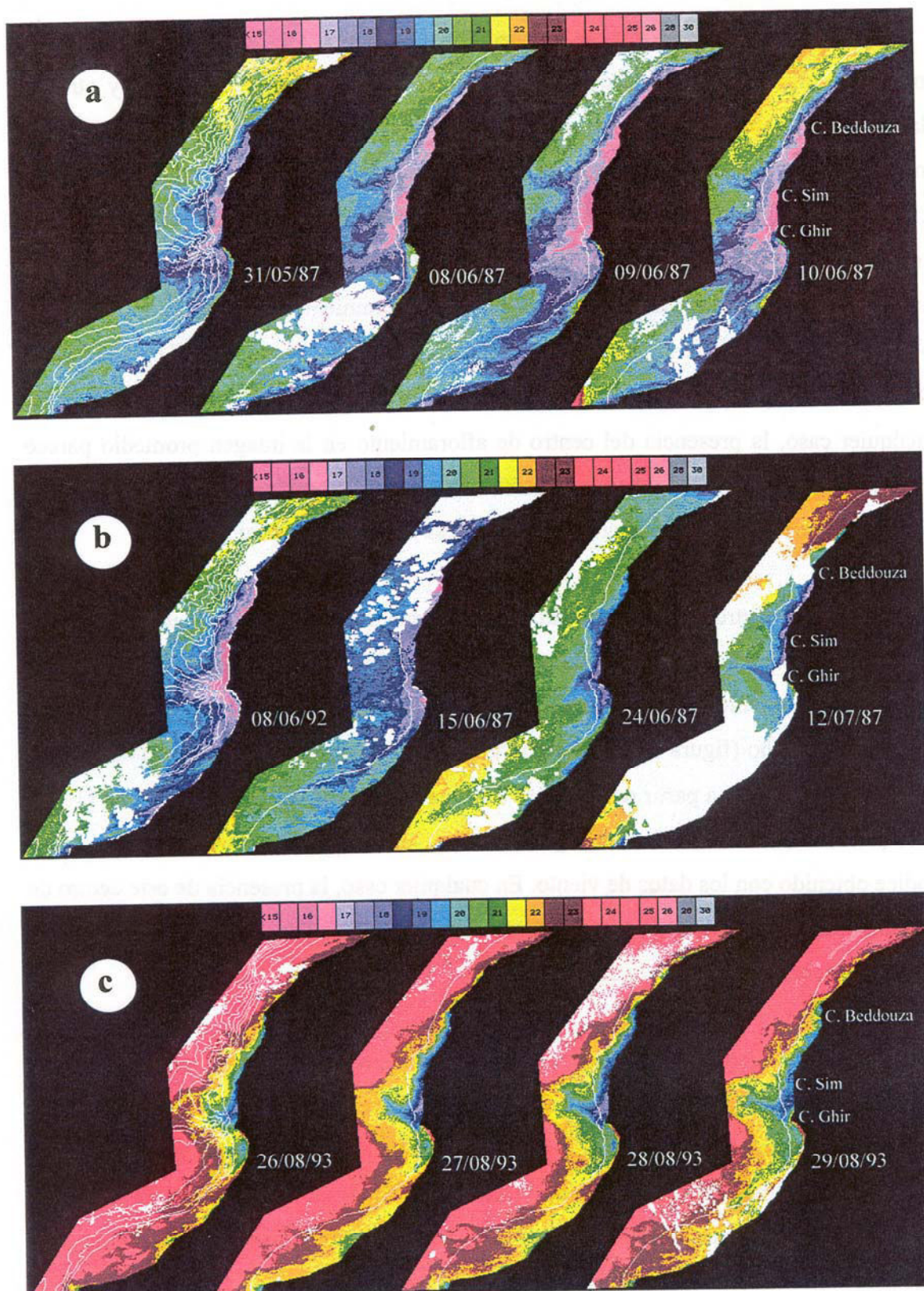


Figura 2.7 - Secuencias de imágenes de TSM correspondientes al centro de afloramiento situado entre 30.5° y 32° N.

Diversos factores podrían estar involucrados en la presencia del afloramiento en este lugar. El más obvio quizá es la orientación favorable de la costa con relación a la dirección en que soplan los alisios en este área, tal como notaron Van Camp *et al.* [1991], quienes seleccionaron imágenes de TSM de distintas estaciones y las compararon con campos de viento diarios observando que ambos son consistentes. Otro factor, que, además, podría ser determinante dada la recurrencia observada casi siempre en la misma posición del afloramiento, es la influencia de los resaltes topográficos costeros constituidos por los cabos. Crépon *et al.* [1984] estudiaron el efecto de la geometría de la línea de costa sobre el afloramiento y observaron que la intensidad de éste es mayor en la parte del cabo situada en la posición de donde no sopla el viento. Así, se podrían explicar los pulsos de afloramiento al sur de cabo Sim y cabo Beddouza. Sin embargo, Narimousa y Maxworthy [1987] realizando experimentos de laboratorio en un tanque cilíndrico, en el que situaron un obstáculo en forma de cabo, comprobaron que el primer indicio de agua aflorada en la superficie siempre aparecía adyacente al cabo en la región situada corriente arriba, de forma similar a como ocurre en cabo Ghir. Por último se ha de tener en cuenta que en esta región la topografía del fondo submarino es peculiar, detectándose la presencia de un resalte submarino conocido como meseta de cabo Ghir. En otro experimento de laboratorio Narimousa & Maxworthy [1985] estudiaron la influencia de la topografía del fondo en el afloramiento costero y notaron que el primer signo de afloramiento ocurre en forma de pluma sobre el resalte topográfico, de forma similar a como se observa en la figura 2.7. A pesar de estas evidencias, no es posible evaluar con las imágenes de TSM únicamente la importancia de estos factores en la localización de este centro de afloramiento, y un estudio más detallado con otros datos añadidos sería necesario.

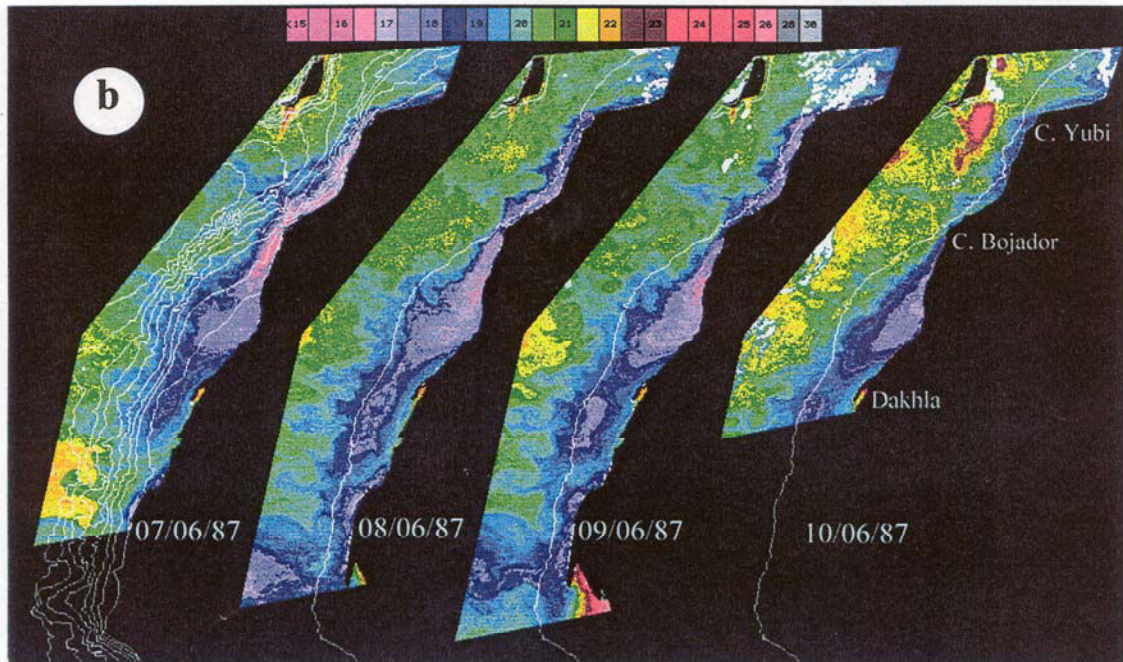
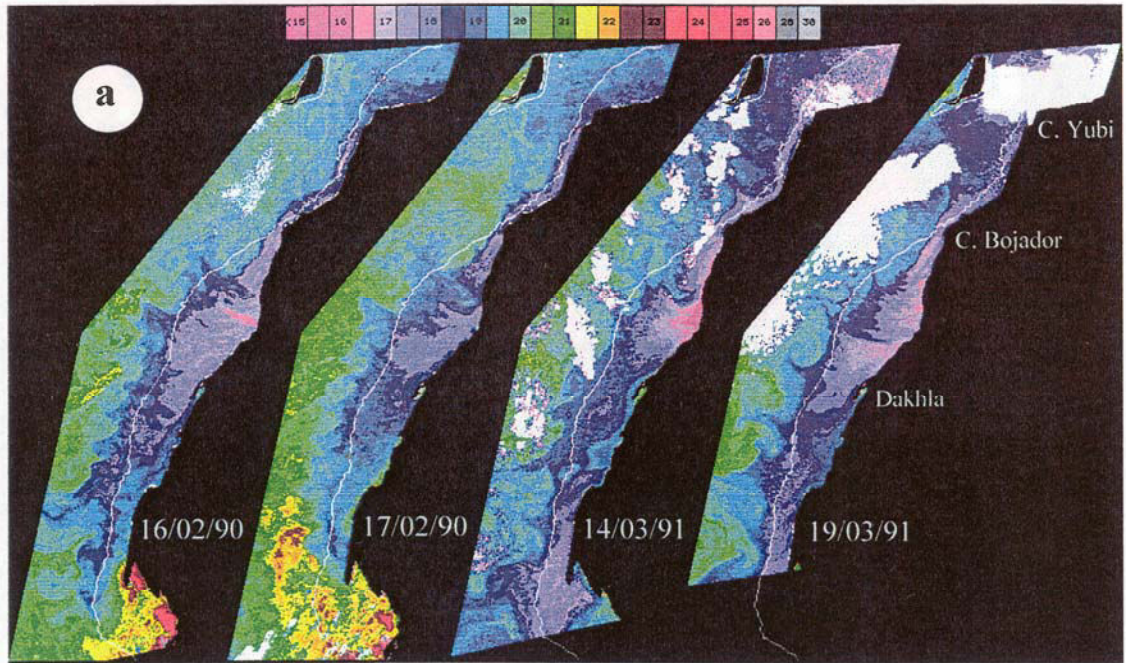
A través de secuencias de imágenes individuales de TSM (figura 2.8) también es posible estudiar el centro de afloramiento situado al sur de la región de estudio, que generalmente se extiende desde Dakhla (23.5°N) hasta el sur de cabo Bojador (25.5°N). Se caracteriza este centro por su amplitud, su permanencia y su fuerza, alcanzando temperaturas que son 2 ó 3°C más bajas respecto de las aguas existentes en el entorno. Aunque ya había sido evidenciado con anterioridad a través de medidas in-situ de

temperatura y salinidad realizadas por Cruzado y Salat [1981] que ponían de manifiesto la tridimensionalidad de este evento, no ha sido tan estudiado como otras áreas de este afloramiento, tales como las próximas a Cabo Bojador y Cabo Blanco. Si se compara la distribución de temperatura superficial con la topografía submarina, se observa que sigue de forma ajustada el contorno del fondo, encorvándose hacia el final del centro del afloramiento adoptando una orientación zonal.

Aunque la presencia de este centro puede estar motivada por distintos factores, uno que parece determinante es la influencia de la topografía del fondo. A pesar de que la morfología de la plataforma en el afloramiento del NO de África es menos abrupta que la observada en otros lugares ya mencionados, se observa, sin embargo, para esta latitud un cambio marcado en la anchura de ésta. Así, pasa de tener unos 30 km en la región comprendida entre Cabo Yubi y Cabo Bojador, a alcanzar unos 150 km entre Cabo Barbas y el Sur de Cabo Bojador (sí se toma la isóbata de 200 m como referencia). Por analogía, en la región costera de Perú situada entre 14 y 15.30°S existe un afloramiento fuerte y persistente, que ha sido estudiado en detalle. Su causa, según se desprende de un estudio efectuado a través de un modelo numérico por Preller y O'Brien [1980], parece estar producida por un cambio en la topografía del fondo similar al aquí encontrado.

Evidentemente, y esto se pone de manifiesto en las secuencias de imágenes, este centro de afloramiento parece acentuarse, deformarse y atenuarse en función de como fluctúa la tensión del viento local con el tiempo. Ahora bien, como apuntan Peffley y O'Brien [1976] los efectos del afloramiento son más fáciles de crear que de destruir y no desaparecen durante un periodo de algunos días bajo condiciones de vientos desfavorables. Esta tendencia también se observa en las secuencias de imágenes, con la salvedad de que los efectos del afloramiento perduran más en el centro situado a 25°N que en las áreas vecinas.

Por último, hay otra característica del afloramiento que destaca en las secuencias de imágenes de TSM de la figura 2.8. Mientras que en la mayor parte de la región de



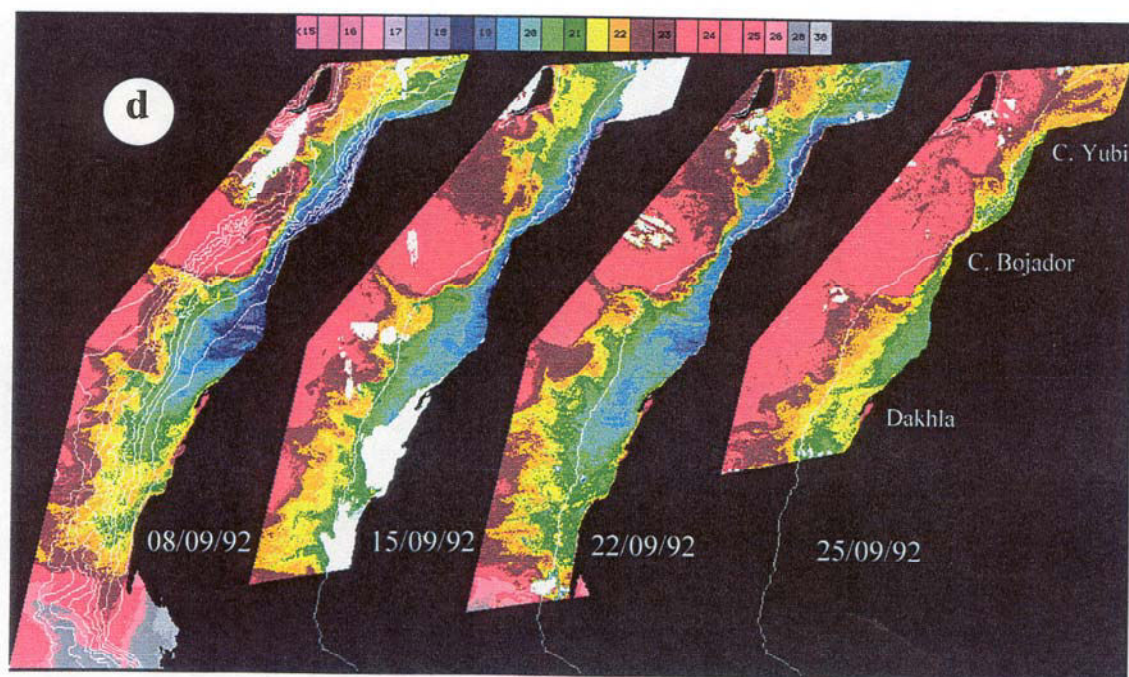
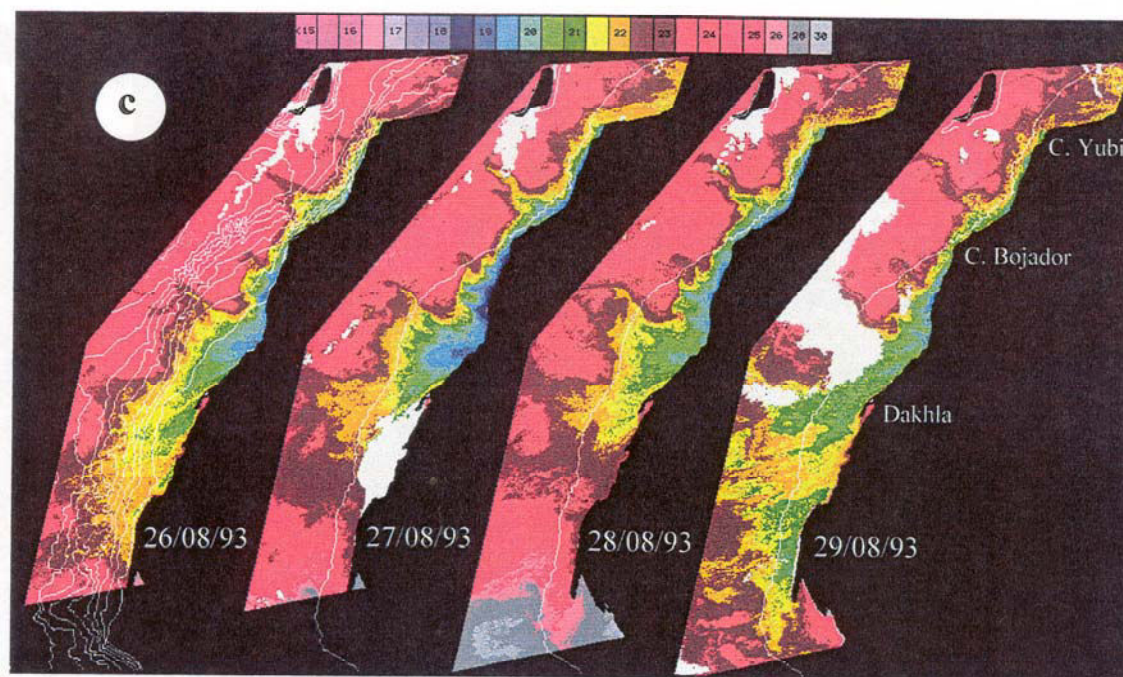


Figura 2.8 - Secuencias de imágenes de TSM correspondientes al centro de afloramiento situado entre 23.5° y 25.5° N.

estudio, el afloramiento aparece cerca de la costa, sin embargo, entre Dakhla y Cabo Blanco, esto es, a continuación del centro de afloramiento antes citado, las aguas más frías suelen encontrarse situadas en el medio o incluso en el borde de la plataforma continental. Esta característica ya había sido observada por Johnson [1976] a través del análisis de datos in-situ tomados en las proximidades de Cabo Blanco. Según Van Camp *et al* [1991], esto puede deberse a la aparición de agua cálida en una zona de sombra a la acción de los alisios, como ocurre en la bahía de Rio de Oro situada a 24°N en Dakhla. Esta bahía entonces actúa como una fuente de calor pudiéndose trazar una pluma de agua caliente a lo largo de la costa. Mittelstaedt [1983] apoya la idea de que la explicación más natural parece ser la advección de diferentes masas de agua a lo largo de la costa. Sin embargo, no excluye la posibilidad de que en ocasiones sea la propia agua la que aflore a la superficie en el borde o en medio de la plataforma continental.

2.4 La zona de transición costera del noroeste de Africa

2.4.1 Definición y antecedentes de la zona de transición costera

En este apartado se tratará de describir la zona de transición costera (ZTC) del noroeste de África. Con este nombre, se hace referencia a aquella región situada por lo general más allá de la plataforma continental, donde precisamente se produce la transición entre las aguas frías y ricas en nutrientes y fitoplancton procedentes del afloramiento de aquellas más cálidas y pobres situadas en el océano abierto. Este paso de un tipo de agua a otro, suele ser bastante brusco en forma de zona frontal. Esta zona de transición presenta, además, una alta variabilidad, que queda patente al observarse en ella una fuerte actividad mesoescalar con la presencia de remolinos ciclónicos y anticiclónicos de diferentes tamaños, y unas estructuras estrechas y elongadas

características conocidas con el nombre de *filamentos de afloramiento*. Estos últimos son la manifestación superficial de anomalías hidrográficas que, según distintas observaciones, se extienden hasta 100 m en profundidad, llevando asociados, además, fuertes corrientes hacia el océano abierto que pueden tener velocidades de hasta 100 cm/s. Aunque no suelen superar los 100 km de anchura alcanzan en ocasiones, sin embargo, longitudes del orden de cientos de kilómetros. Esto hace que esta zona de transición abarque una región de tamaño considerable cuando se encuentra totalmente desarrollada. Existen evidencias documentadas de los filamentos en lugares como la costa de California [Breaker & Gilliland, 1981], Portugal [Haynes *et al.*, 1993], el sudoeste de África [Shannon *et al.*, 1985] y el noroeste de África [Nykjaer, 1988].

Esta alta variabilidad de la ZTC queda plasmada en las imágenes de satélite de temperatura superficial y de color del océano. La detección en las escenas de los remolinos está relacionada con la manifestación en superficie de los procesos de convergencia y/o divergencia asociados a este tipo de estructuras. Sin embargo, en ocasiones los gradientes superficiales de temperatura y de pigmento fitoplanctónico resultantes de estos procesos, son demasiado pequeños como para producir una buena señal que pueda ser detectada por los sensores remotos. Pero aún en estas circunstancias, estas estructuras pueden hacerse evidentes al encontrarse situadas en la vecindad de la zona frontal del afloramiento, que separa masas de agua con propiedades bien diferenciadas. De este modo, la entrada lateral de aguas no locales, a lo largo del límite exterior de los remolinos, con temperaturas y concentraciones de pigmentos fitoplanctónicos suficientemente diferentes de las encontradas dentro de las capas superficiales de los mismos, puede dar lugar a gradientes que producen señales superficiales de buena calidad.

Por otro lado, los filamentos al transportar hacia el océano abierto aguas procedentes del afloramiento, aparecen en las imágenes de satélite como lenguas de agua fría, por lo general, ricas en fitoplancton. Éstas contrastan fuertemente con las aguas más cálidas y pobres en pigmento fitoplanctónico que se encuentran a su alrededor.

A pesar de que la alta variabilidad de esta zona fronteriza ya había sido puesta de relieve a través de datos tomados con medidas in-situ, como por ejemplo, así lo indica Fedoseev [1970] para la Corriente de Canarias, recibió en principio poca atención pasando esta característica casi desapercibida hasta la llegada de las primeras imágenes obtenidas por medio de satélites. Estas imágenes fueron utilizadas en algunos trabajos pioneros como los realizados por La Violette [1974] en la Corriente de Canarias, o Bernstein *et al.* [1977] en la Corriente de California, donde se mostraba que las estructuras observadas en las imágenes tenían su correspondencia con los datos, entonces más convencionales, tomados a través de medidas in-situ. Este hecho cambió la visión que se tenía sobre las corrientes de límite oriental y sobre las estrategias de muestreo adoptadas para su estudio.

Así, ya desde el inicio de la década de los años ochenta, comenzaron en la Corriente de California los programas científicos diseñados para el estudio detallado de la ZTC, a través de experimentos multidisciplinarios, como el CODE (Coastal Ocean Dynamics Experiment), y el OPTOMA (Ocean Prediction Through Observation, Modelling and Analysis) culminando con el reciente y exhaustivo programa CTZ (Coastal Transition Zone). No obstante, en el área de interés de este trabajo los primeros estudios se iniciaron a finales de los ochenta, haciendo uso básicamente de los datos procedentes de satélite [Nykjaer, 1988, Van Camp *et al.*, 1991]. Solo recientemente, por un lado, se han combinado las escenas en conjunción con datos de campañas oceanográficas pero de corta duración, como la realizada por Hagen *et al.* [1996] en Cabo Ghir y, por otro lado, se han desarrollado programas multidisciplinarios como el Coastal Transition Zone Islas Canarias encaminados a estudiar la zona de transición aunque restringiéndose al área cercana a las Islas Canarias [Barton *et al.*, 1997].

El objetivo a lograr en este apartado es el de describir la ZTC en el área de estudio, usando una base de datos de imágenes de satélite y mediante el apoyo de algunas técnicas de procesamiento de imágenes sencillas. Las imágenes utilizadas aquí se extienden desde el año 1987 hasta 1993 y han sido adquiridas en diversos proyectos como complemento a otro tipo de medidas, más que pensando en la finalidad que aquí

se persigue. Por tanto, se ha de tener presente en todo momento que la descripción que aquí se hace es parcial, y puede representar situaciones concretas que no reflejan la generalidad del problema y, por tanto, han de ser tratadas con precaución. Sin embargo, a pesar de este hecho, esta serie de imágenes contiene información útil y relevante que merece la pena ser comentada y que puede ser discutida, sirviendo de base o hipótesis de partida para estudios futuros más exhaustivos.

Pero antes de iniciar este análisis y como apoyo a la interpretación que aquí se hace de las imágenes de satélite, se tratarán de forma breve los modelos que han sido desarrollados para intentar desenmascarar la dinámica de estas áreas activas. Al mismo tiempo se hará referencia a las evidencias observacionales y las hipótesis que han surgido para intentar explicar la génesis estructuras oceanográficas características que en ellas se presentan.

2.4.2 Factores relacionados con la variabilidad de la ZTC

A partir de modelos numéricos, experimentos de laboratorio y las diferentes campañas oceanográficas, se han empezado a reconocer cuales son los factores importantes implicados en la variabilidad observada en la ZTC, y en la formación y evolución de las estructuras mesoescalares presentes en este área. Así, por ejemplo, y con referencia a los filamentos Strub *et al.* [1991] propusieron tres modelos conceptuales relacionados con su generación, que se representan esquemáticamente en la figura 2.9 y a los que se hará referencia posteriormente. Evidentemente, de los tres modelos ninguno prevalece sobre el otro y como se verá, para el área de estudio, más de un modelo parece implicado en la explicación referente a cual es la causa más probable en la formación de los distintos filamentos que se observan en el área. A continuación se trata cada uno de los distintos factores implicados.

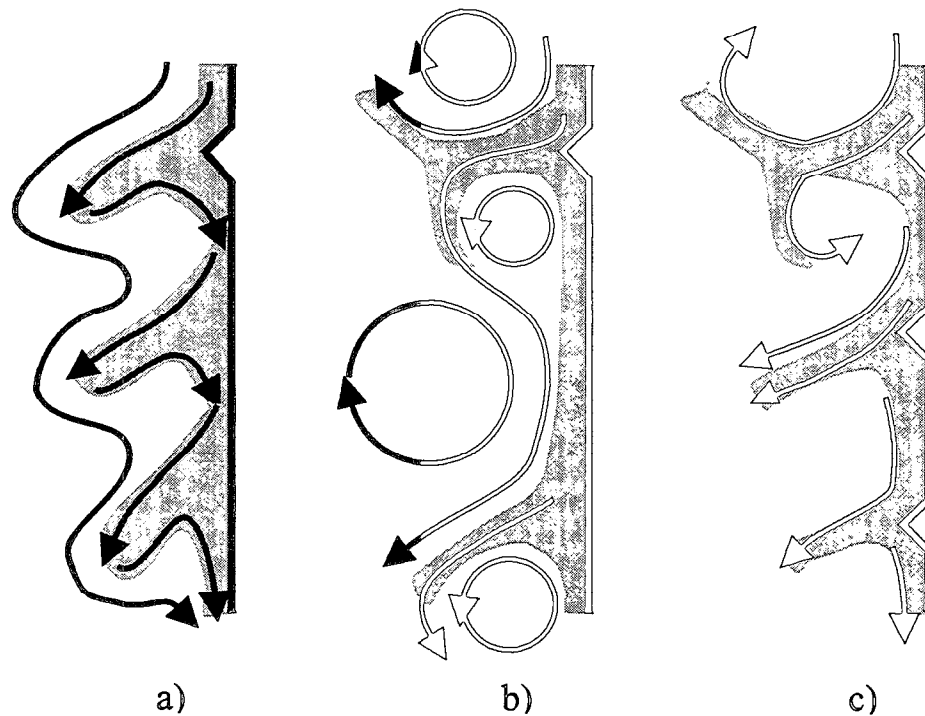


Figura 2.9 - Modelos gráficos acerca de la naturaleza de los filamentos: a) Meandros de una corriente de chorro costera, b) Campo de remolinos mesoescalares, y c) Flujo saliente generado por la topografía o viento (adaptado de Strub *et al.* [1991] y Haynes *et al.* [1993]).

- Inestabilidad dinámica de la corriente límite oriental

En las primeras imágenes de satélite de TSM y color del océano de la Corriente de California, se apreciaron una serie de lenguas de agua fría en forma de meandros, alineados con la costa y con una determinada longitud de onda. Esto motivó como primera hipótesis que la variabilidad de la ZTC podría estar producida por la inestabilidad dinámica de la corriente [Emery & Mysak, 1980].

Así surgieron los primeros modelos numéricos involucrados en el estudio de la variabilidad de la ZTC. Estos usaron en principio la aproximación cuasigeostrofica para tratar de simular la dinámica de la Corriente de California en diversas áreas (Isla de Vancouver, Oregón y el norte de California) [Ikeda *et al.*, 1984a, Ikeda *et al.*, 1984b, Ikeda & Emery, 1984]. La estructura de este sistema se intentó reproducir de forma

sencilla, empleando en los modelos un máximo de cuatro capas, que trataban de representar a la corriente superficial, a la contracorriente subsuperficial y a la débil corriente profunda. En ellos se observó, haciendo uso de una teoría de estabilidad lineal, que la cizalladura vertical, entre la corriente superficial y la contracorriente, a través del mecanismo de inestabilidad baroclínica, es la responsable del mantenimiento y crecimiento inicial de los meandros observados (Figura 2.9a). Cálculos numéricos no lineales permitieron simular la evolución posterior de estas características que incluían el reemplazamiento o la absorción de los meandros más pequeños por aquellos de longitud de onda mayor y la generación por separación de remolinos. Estos remolinos pueden posteriormente interactuar con el área donde el afloramiento costero está presente, pudiendo dar lugar a la formación de filamentos [Ikeda *et al.*, 1984a] (Figura 2.9b). Este mismo modelo fue empleado después por Ikeda *et al.* [1989] también para estudiar los meandros y remolinos de la corriente costera noruega.

Asumiendo también la aproximación cuasigeostrófica, Pierce *et al.* [1991] realizaron un análisis de estabilidad lineal, que continuaron Allen *et al.* [1991] examinando el comportamiento no lineal para amplitudes finitas. Ambos modelos contaban, en esta ocasión, con un mayor número de capas, ya que intentaban identificar los procesos físicos más relevantes, usando como condición inicial la estructura de la corriente de chorro obtenida a través de observaciones hidrográficas con una buena resolución espacial. En su análisis observaron que inicialmente, para amplitudes pequeñas, los procesos de inestabilidad barotrópica y baroclínica son igualmente importantes en el desarrollo inicial de los meandros. Cuando estos alcanzan una gran amplitud son, en cambio, los baroclínicos los que parecen dominar su crecimiento, que cesa nuevamente con la generación de remolinos que se desprenden de los meandros. Tanto en estos estudios como en los anteriores las longitudes de onda de las perturbaciones más inestables están comprendidas entre 150 y 250 km.

La aproximación cuasigeostrófica aunque simplifica el estudio de las inestabilidades, presenta una serie de limitaciones, como son entre otras, el no permitir grandes desplazamientos de las interfases entre capas, cizalladuras horizontales fuertes y

grandes pendientes en la topografía del fondo. Esto hace que una característica importante de este área de interés, como son los frentes de afloramiento costeros y su posible influencia en la generación de inestabilidades, haya quedado excluida en los anteriores estudios. En este sentido, Barth [1989a] realizó un análisis de estabilidad lineal de un frente costero, utilizando un modelo ageostrófico de dos capas. Este dio lugar a la aparición de una banda de ondas inestables, cuya tasa de crecimiento máximo ocurría para una longitud de onda similar a la que se obtenía con la aproximación cuasigeostrófica. Sin embargo, observó en este caso que las condiciones necesarias para la existencia de estas ondas son diferentes de aquellas que proponen la teoría cuasigeostrófica. Según su estudio, los frentes producidos por afloramientos costeros pueden ser inestables independientemente de cual sea la configuración del flujo. Esto, por tanto, agrega a los trabajos anteriores un factor nuevo importante, como es el papel jugado por los frentes de afloramiento.

McCreary *et al.* [1991] aplicaron un modelo no lineal de 2 capas y media también de carácter ageostrófico, que incluía la intrusión de agua fría hacia la capa superior estableciendo un gradiente de temperatura y densidad horizontal. Este modelo era capaz de generar inestabilidades con dos escalas diferentes, una de ellas similar a la obtenida con los modelos cuasigeostróficos, y otra inédita de menor tamaño, cuya existencia requiere la presencia de una zona frontal, y que por este motivo se la denominó inestabilidad frontal. Para este nuevo tipo de inestabilidad, las longitudes de onda de las perturbaciones con las tasas de crecimiento más altas, están comprendidas entre 25 y 50 km. En el trabajo inicial de Barth [1989a, b], esta banda adicional de ondas inestables era filtrada ya que éste empleaba la aproximación de momento geostrófico [Barth, 1994].

Más recientemente, Barth [1994] y Fukamachi *et al.* [1995] han continuado examinando la estabilidad de un frente costero usando diferentes modelos, corroborando en ambos casos la existencia de estos dos modos de inestabilidad con diferentes escalas horizontales. Además, se pone de manifiesto la naturaleza de esta inestabilidad frontal,

observándose que crece principalmente extrayendo la energía potencial disponible del flujo medio, a través de un mecanismo de inestabilidad baroclínica.

El estudio de la variabilidad de la ZTC también ha sido abordado a través de experimentos de laboratorio. Utilizando un tanque rotante, Narimousa & Maxworthy [1987a] trataron de modelar las inestabilidades generadas por una corriente costera producida por el viento. Para ello utilizaron agua con dos densidades diferentes y un disco en contacto con la capa de agua superior que trataba de simular la tensión del viento. En respuesta a este forzamiento se originaba una corriente costera y la interfase entre las dos capas de fluido se elevaba hacia la superficie del tanque, generando un afloramiento costero y la formación de un frente costero. Seguidamente este frente costero se desplazaba hacia fuera hasta alcanzar una posición de equilibrio en la que el sistema está en balance geostrofico, pero antes de que esto ocurriera, se volvía inestable a perturbaciones baroclinas que crecían rápidamente generando remolinos ciclónicos y anticiclónicos. De nuevo, la interacción de estos remolinos podía dar lugar a la formación de filamentos que llevaban el agua aflorada hacia el interior del tanque (Figura 2.9b).

Estos modelos que proponen la inestabilidad del flujo como responsable principal de la variabilidad de la ZTC, coinciden favorablemente con datos de observaciones obtenidos con distintos medios. Así, en primer lugar, se ha visto que existe una buena consistencia entre las propiedades de las ondas más inestables, producidas con los modelos, y las características de los meandros observados en las imágenes de satélite de TSM [Ikeda *et al.*, 1984a; Barth, 1989b, 1994]. En segundo lugar, existen evidencias de que los remolinos pueden generarse por este mecanismo. Thomson [1984] analizó la circulación, propiedades del agua y energía de un remolino ciclónico situado en el margen continental de la isla de Vancouver, concluyendo que fue formado por la inestabilidad baroclina del flujo. Por último, también ha sido observado como estos remolinos pueden interactuar con el afloramiento para formar los filamentos. Mooers & Robinson [1984], basándose en observaciones realizadas en la Corriente de California, detectaron un par de remolinos contrarrotantes (ciclónico y

anticiclónico) que podían producir la advección del agua aflorada hacia el océano abierto, y ser los responsables de la génesis de los filamentos .

Finalmente, en contraste a la importancia del mecanismo de inestabilidad del flujo, Grimshaw & Yi [1991] estudiaron la evolución de un frente de vorticidad situado sobre una pendiente topográfica. Ellos concluyeron que no es necesario recurrir siempre a un mecanismo de inestabilidad para explicar la presencia de meandros y filamentos, y que estos pueden engendrarse únicamente a través de procesos no lineales.

- Influencia de la topografía y la geometría de la costa

Como indican Haynes *et al.* [1993] procesos dinámicos costeros relacionados con irregularidades de la costa y la plataforma podrían ser responsables de la variabilidad observada en la ZTC. Las presencias de cabos y/o montañas submarinas podrían producir la separación o el bloqueo de la corriente costera generando un fuerte flujo saliente que podría ocasionar la formación de filamentos (Figura 2.9c).

Ikeda *et al.* [1984b] e Ikeda & Emery [1984] con el objeto de explicar la existencia de meandros con ciertas longitudes de onda que no coincidían con la de las ondas más inestables, incluyeron en sus experimentos numéricos promontorios costeros que intentaban reflejar a los cabos y los montes submarinos que con cierta regularidad espacial se presentan en la Corriente de California. Ellos observaron que estas características topográficas actuaban como mecanismos desencadenantes de estos meandros que posteriormente crecían debido a la inestabilidad baroclínica de la corriente.

Haidvogel *et al.* [1991] estudiaron a través de un modelo en ecuaciones primitivas los efectos de la topografía del fondo y la geometría de la costa en la evolución de una corriente límite oriental, concluyendo que las irregularidades costeras influyen la localización y frecuencia de los filamentos, así como el gran crecimiento de estos, que suele finalizar con el desprendimiento de un par de remolinos contrarrotantes.

De hecho, sin la presencia de estas protuberancias costeras no se observaba una desviación sistemática de los meandros hacia el interior del océano y sólo se generaban filamentos débiles. Aunque su modelo incluía la presencia de un frente costero y se detectan evidencias de intensas inestabilidades frontales de pequeña escala, su estudio se centró en los efectos de una línea de costa irregular y de la batimetría del fondo, sin tratar de revelar los mecanismos que producen los fenómenos observados.

Recientemente, Batteen [1997] a través de un modelo oceánico en ecuaciones primitivas, ha llegado a una conclusión idéntica a la anteriormente expuesta por Haidvogel *et al.* [1991], esto es, que las irregularidades en la geometría de la línea de costa son factores importantes implicados en el anclaje de los filamentos, así como la intensificación de los meandros y los remolinos.

Viera & Grimshaw [1994] investigaron la influencia de la topografía del fondo, en la evolución no lineal de un frente costero de vorticidad potencial en presencia de un flujo básico estable. Ellos comprobaron que en este caso no es necesaria la existencia de inestabilidades en el flujo para que se puedan generar filamentos y remolinos, siendo suficiente los procesos dinámicos no lineales para su formación.

La influencia de la topografía del fondo y las irregularidades de la costa también ha sido examinada a través de modelos de laboratorio. Para estudiar estos efectos, Narimousa & Maxworthy [1985, 1987b] incluyeron en sus experiencias con tanques rotantes un promontorio submarino, y una protuberancia costera que trataban de representar a una cordillera submarina y un cabo. Así, observaron una gran deformación del frente en las cercanías de éstos, que daba lugar a la formación de un filamento. La presencia de un obstáculo, además, afectaba a la dinámica del flujo tanto corriente arriba como corriente abajo, presentando un comportamiento diferente al observado cuando éste no está presente. El aspecto quizá más notable era la formación de grandes ondas estacionarias corriente abajo. En ocasiones se desprendían remolinos del frente corriente arriba del filamento que se hallaba sobre los obstáculos y de las crestas de las ondas estacionarias que se formaban corriente abajo.

A través del análisis de imágenes de satélite, se ha observado una buena correspondencia entre el espaciamiento de los meandros y las distancias entre cabos y/o irregularidades en la topografía submarina, a lo largo de diferentes áreas costeras, como por ejemplo, Oregón y el norte de California y la costa atlántica de la Península Ibérica [Haynes *et al.*, 1993]. Sin embargo, hay además pruebas que confirman que la topografía puede estar involucrada directamente en la formación de remolinos mesoescalares. Johannessen *et al.*, [1995] en un experimento llevado a cabo en la Corriente Costera Noruega advirtieron que la interacción de la corriente media con la topografía del fondo puede dar lugar, en combinación con otros efectos, a la generación de remolinos. Pingree & Le Cann [1992] estudiaron tres remolinos anticiclónicos en el Golfo de Vizcaya reconociendo que estos eran el resultado de la interacción de la corriente con características topográficas particulares.

- Influencia del viento

Aunque el viento está directamente relacionado con la presencia del afloramiento costero y la estructura de la capa superficial del océano, no se entienden tan bien cuales son sus efectos sobre las corrientes más profundas, y el papel jugado en la variabilidad de la ZTC [Brink & Cowles, 1991]. De hecho, algunos de los modelos hasta ahora citados sugieren que el viento no es un factor directamente implicado en la variabilidad de la ZTC, detectándose incluso la presencia de remolinos de gran escala en condiciones de viento débil [McCreary *et al.*, 1991]. Así pues, de lo dicho parece que el papel jugado por el viento es indirecto, modificando al campo de flujo medio, pero sin afectar directamente a la estabilidad de la corriente.

Sin embargo, el viento en virtud de su variabilidad espacial puede precondicionar la formación y el desarrollo de estructuras mesoescalares [Batteen *et al.*, 1989; Batteen, 1997]. Batteen *et al.* [1989] a través de un modelo en ecuaciones primitivas examinaron la respuesta de una corriente límite oriental al forzamiento del viento, observando que para una tensión del viento variable a lo largo de la costa, los remolinos y meandros se encontraban confinados en la vecindad y corriente abajo de la

latitud donde ésta es máxima. Según Bateen *et al.* [1989] esto apoyaba la idea de que el viento podría ser un mecanismo de generación importante de la variabilidad de la ZTC. Más recientemente, Wang [1997] ha estudiado los efectos del viento cerca de un cabo. Él observó que cuando el rotacional del viento es positivo, se produce un fuerte gradiente de presión a lo largo de la costa que induce un remolino ciclónico que dirige la corriente hacia el Polo cerca de ésta. Esta corriente se opone a la corriente fría generada por el viento, que se dirige hacia el Ecuador, dando lugar a una región de confluencia que genera un flujo saliente que se dirige mar adentro. Apoyando lo anterior se encuentra el trabajo de Stern [1986], que estudió la formación de plumas de agua fría como consecuencia de la amplificación de convergencias de las corrientes costeras.

Por otro lado, en experimentos de laboratorio con tanques rotantes, Narimousa & Maxworthy [1986] estudiaron el efecto del rotacional del viento, que daba lugar a remolinos ciclónicos y anticiclónicos en la región donde la tensión del viento no actúa. Estos remolinos pueden posteriormente interactuar con el afloramiento costero para generar los filamentos (Figura 2.9c).

Existen, por último, evidencias observacionales que confirman la influencia del viento. Thomson & Gower [1985] utilizando imágenes del sensor CZCS en combinación con datos de correntímetros concluyeron que corrientes costeras generadas durante episodios de viento fuerte pueden dar lugar a la formación de remolinos mesoescalares sobre el margen continental de la Isla de Vancouver.

- Influencia de los remolinos mesoescalares oceánicos

La variabilidad de la ZTC podría también venir influenciada por el papel perturbador ejercido por los remolinos mesoescalares oceánicos, que al acercarse al área donde se encuentra el afloramiento costero, podrían dar lugar a la formación de los filamentos (figura 2.9b). El origen de estos remolinos puede ser muy diverso. Aparte de poder estar causados por los mismos factores vistos anteriormente, que controlan directamente la variabilidad de la ZTC (inestabilidad de un flujo, irregularidades en la

topografía submarina e influencia de viento), otra forma alternativa de poder engendrarse los remolinos es a través de la perturbación de la corriente por un obstáculo como el que puede constituir una isla. De este modo es como se forman los remolinos observados al sur del archipiélago canario [Aristegui *et al.*, 1994; Sangrà, 1995].

En cualquier caso, e independientemente del mecanismo generador, lo que sí parece claro es que la cuenca oriental de los océanos está plenamente ocupada por un campo de remolinos mesoescalares de naturaleza aleatoria. Aunque éstos son mucho menos energéticos que sus homólogos en el Atlántico Occidental dominan el flujo medio en todas las partes de la cuenca [Fiekas *et al.*, 1992].

Ahora bien, como exponen Haynes *et al.* [1993], no parece posible que un campo de remolinos oceánicos aleatorio pueda ser el causante de aquellos filamentos que se presentan de forma recurrente en un determinado lugar. No obstante, aunque estos pueden no estar directamente implicados en su formación, su posterior evolución si puede venir determinada por su presencia.

2.4.3. Descripción regional de la ZTC en el Noroeste de África

Para facilitar la descripción de la ZTC en el noroeste de África se divide la zona de estudio en cuatro subregiones (figura 2.10). La situada más al norte que comprende al cabo Ghir será llamada *región A*, siguiéndole a continuación aquella comprendida entre cabo Yubi y cabo Bojador denominada *región B*, que se caracteriza por presentar una plataforma continental estrecha y abrupta. La *región C* está comprendida entre el sur de cabo Bojador y cabo Barbas, y al contrario que la anterior presenta una plataforma ancha y de suave pendiente. Por último, la *región D* será la situada más al sur y es aquella comprendida entre cabo Barbas y cabo Timiris y como se verá presenta unas características oceanográficas especiales y relevantes.

Por razones de espacio resulta imposible presentar todas las imágenes analizadas como parte de este estudio. Es por ello, que sólo los resultados más representativos se mostrarán aquí.

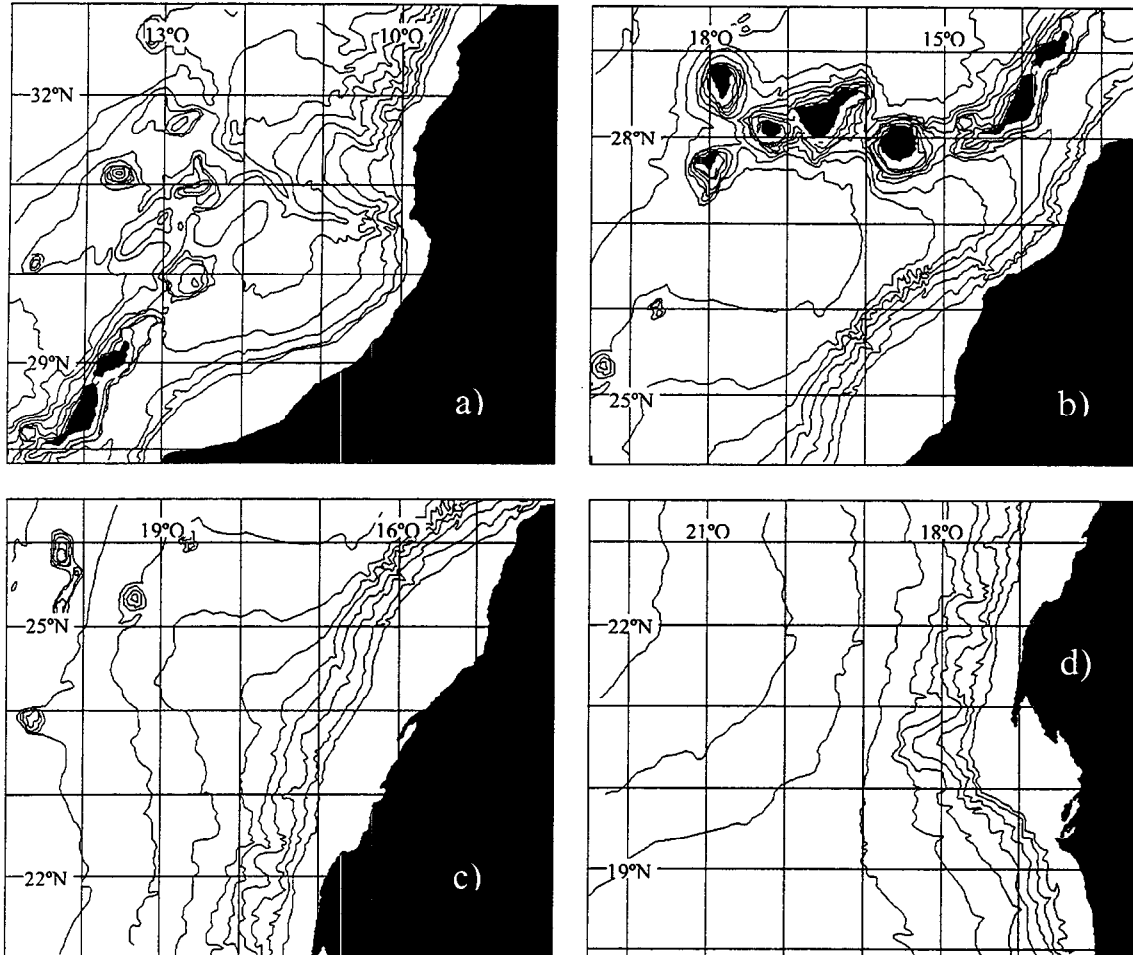


Figura 2.10 - Zonas en las que se divide el área de estudio para la descripción de la ZTC: a) Región A, b) Región B, c) Región C y d) Región D (las líneas batimétricas dibujadas corresponden a 200, 500, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000, 3500, 4000 y 4500 m).

- Región A

Una de las particularidades más relevantes de la región A es la irregularidad de la topografía submarina y de la geometría y topografía de la costa. Esta característica se manifiesta, en primer lugar, con la presencia de varios cabos de los cuales el más notable es el cabo Ghir situado a 30.5° N. A una latitud de 31° N se encuentra, además, una meseta submarina, conocida como *meseta de Cabo Ghir*, que se extiende 150 km

hacia el océano abierto y representa una ramificación submarina de la cordillera del Atlas. Y por último, al sur de esta meseta se encuentra un cañón submarino que se conoce como cañón de Cabo Ghir situado en la latitud del cabo del mismo nombre.

Como se indicó en el apartado anterior, la influencia de la topografía puede afectar considerablemente a la variabilidad de la ZTC. Este efecto se pone de relieve en esta zona, al observar de forma recurrente un filamento en las imágenes de TSM, que ocupa aproximadamente la misma posición y que se conoce como *filamento de Cabo Ghir* [Nykjaer, 1988]. El papel fundamental que ejerce la topografía submarina y la geometría de la costa en el anclaje de esta estructura coincide con los resultados de modelos numéricos [Haidvogel *et al.*, 1991], experimentos de laboratorio [Narimousa & Maxworthy, 1985] y con observaciones realizadas en otras áreas similares, como es la ZTC de la costa de Portugal [Haynes *et al.*, 1993].

Aunque las irregularidades topográficas parecen ser determinantes, es necesario considerar, además, como indica Nykjaer [1988], que al norte de cabo Ghir se suele observar un gran rotacional positivo en la tensión del viento (figura 2.11). Esto puede deberse, como indican Hagen *et al* [1996], a la influencia orográfica de la cordillera del Atlas que afecta de forma marcada al campo de vientos, y este a su vez a la variabilidad de la zona. La presencia, en algunas ocasiones, de una fuerte zona frontal al sur de Cabo Ghir sugiere que ésta puede ser un área de convergencia donde el mecanismo propuesto por Wang [1996] y Stern [1986] sería importante (figura 2.12a, b, h). De hecho, Mittelstaedt [1991] informa sobre la presencia en la bahía de Agadir (justo al sur de cabo Ghir) de corrientes costeras fluyendo en dirección al polo, especialmente durante el verano. Sin embargo, esta situación no se observa siempre, apreciándose en otras imágenes evidencias de continuidad de la corriente costera fría, en dirección al Ecuador, al sur del citado cabo (figura 2.12c, d, e, f).

Por otro lado, en la mayoría de las imágenes de TSM se advierten pruebas de la presencia de remolinos ciclónicos y anticiclónicos que pueden interaccionar con el filamento, facilitando la salida del agua fría costera hacia el mar abierto. La forma que

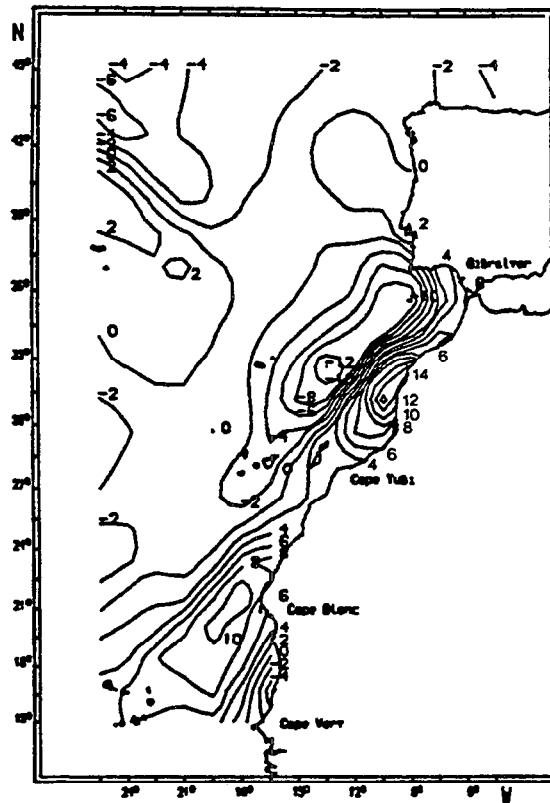
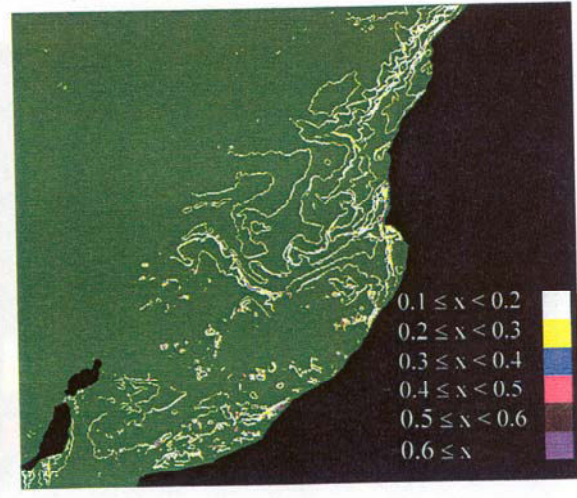
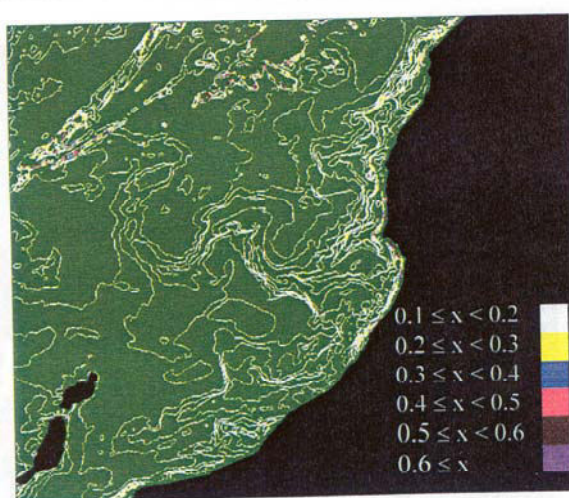
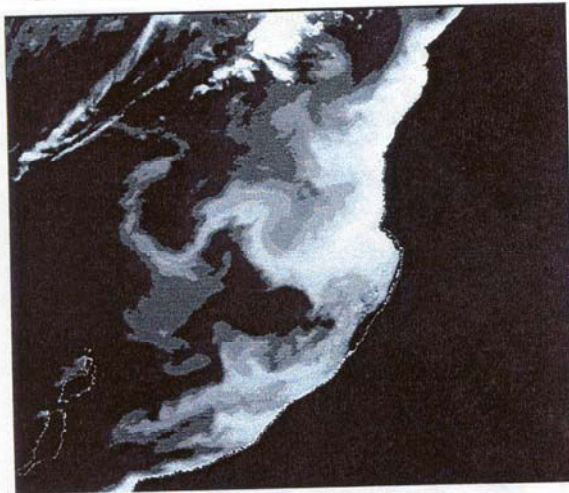
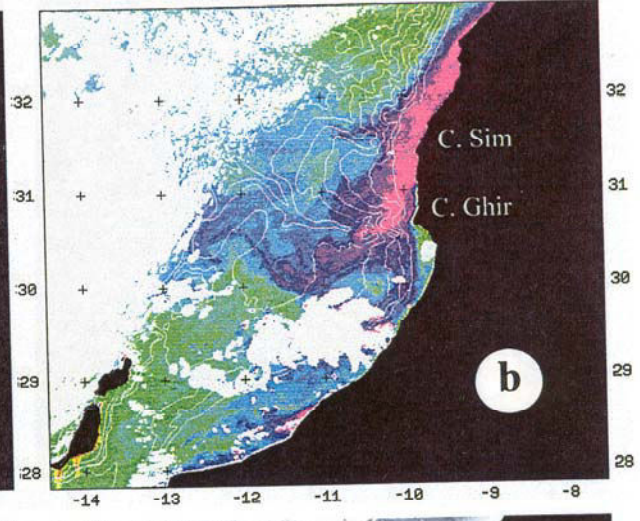
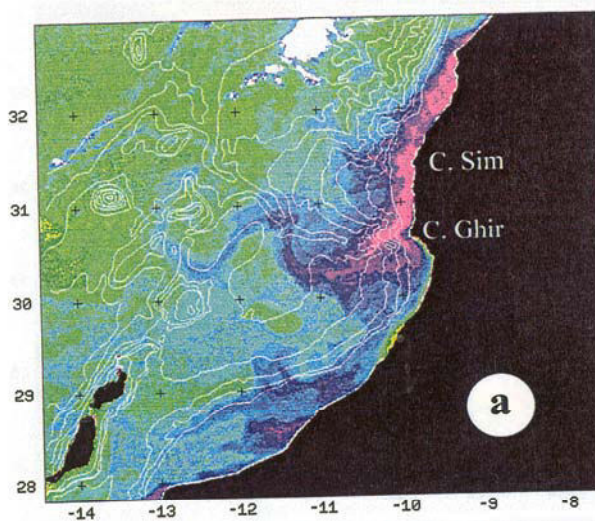
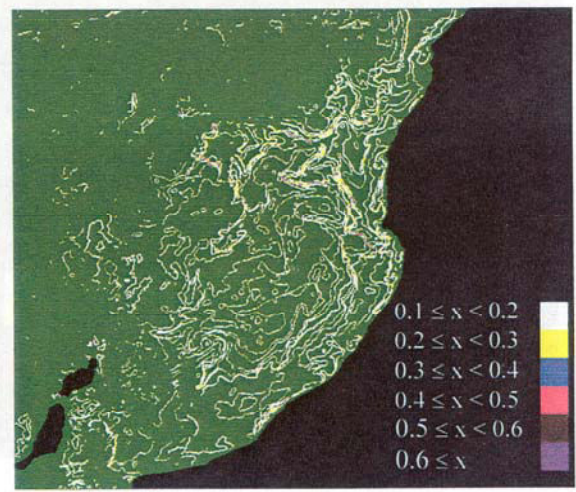
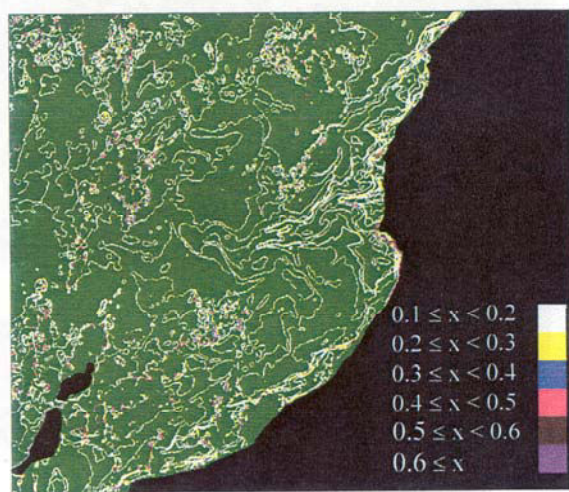
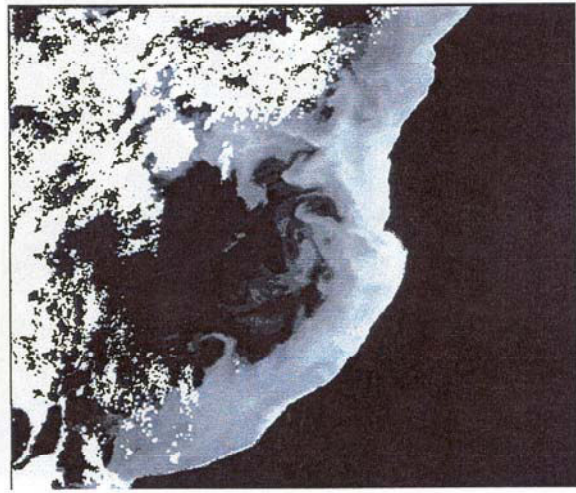
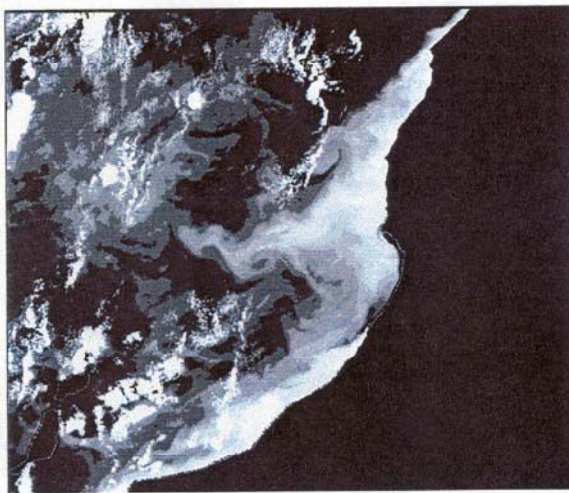
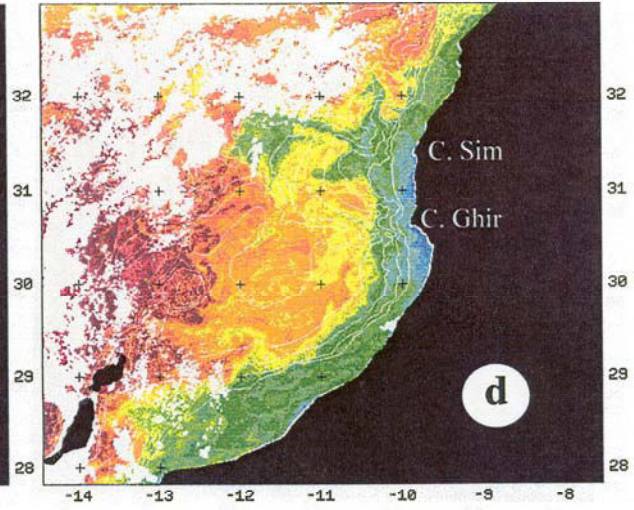
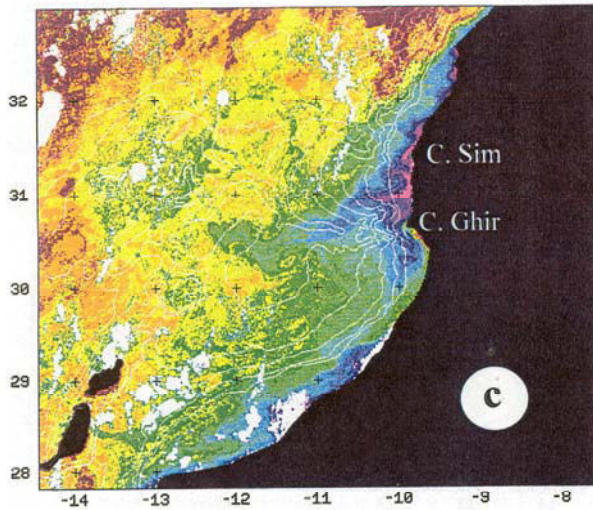
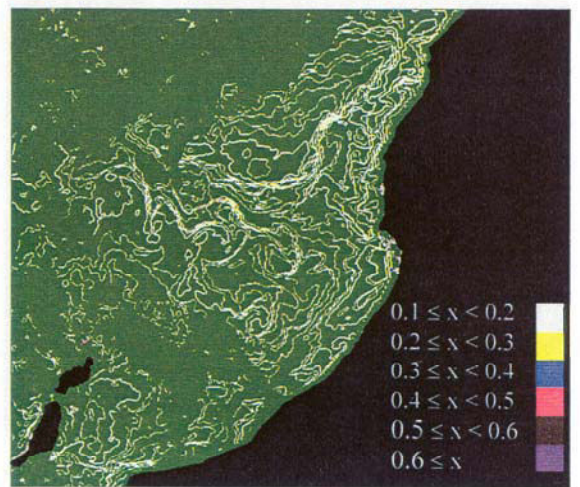
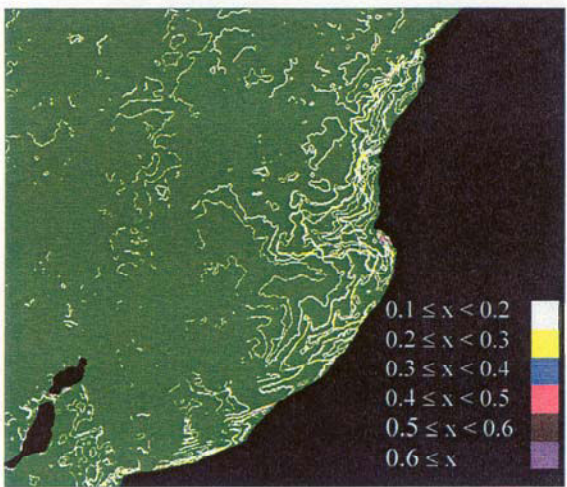
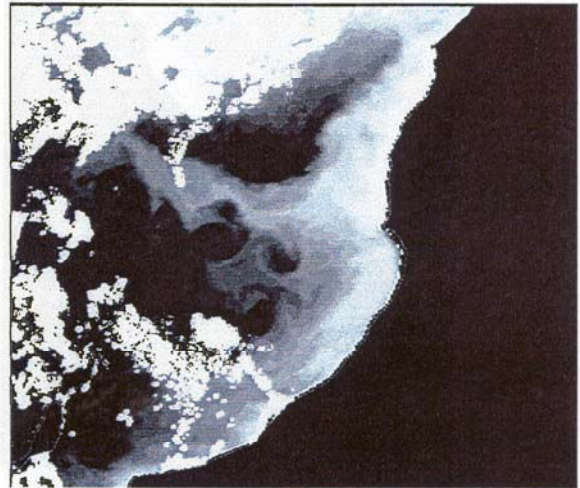
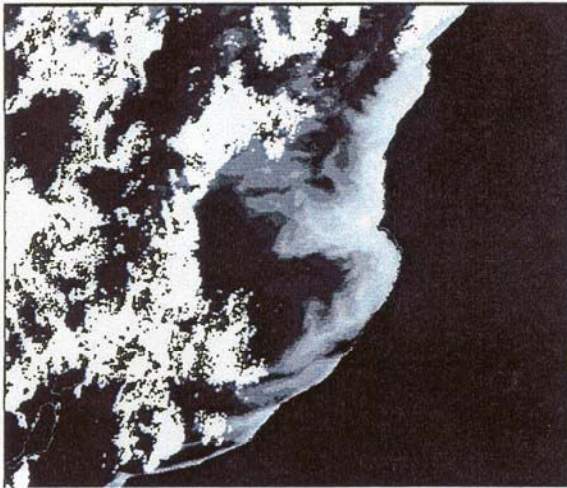
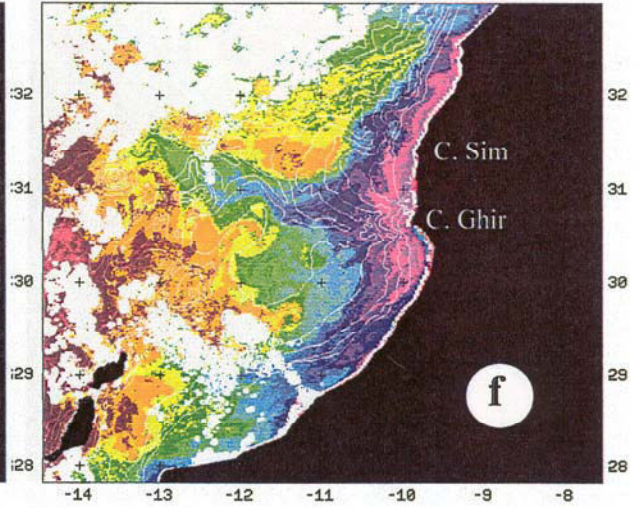
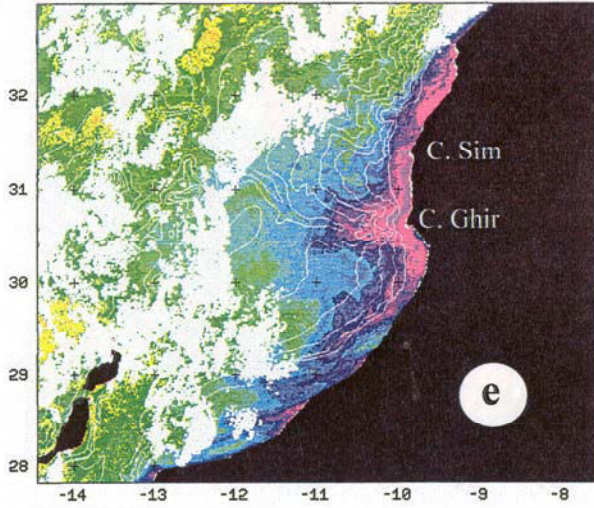
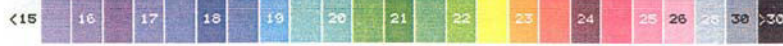


Figura 2.11 - Mapa de rotacional de la tensión del viento para el 8 de Junio de 1987 (10^{-7}Nm^{-2}) (Nykjaer, 1988).

presenta el filamento de Cabo Ghir en algunas imágenes de TSM parece indicar la existencia de un remolino ciclónico o de un par ciclón-anticiclón en su extremo (figura 2.12a,c). Las dimensiones de estos remolinos pueden ser considerables, del orden de 100 km, haciendo que el filamento adopte una forma serpenteante (figura 2.12a). Hagen *et al.* [1996] combinando medidas in-situ e imágenes de satélite del filamento de cabo Ghir, obtuvieron indicaciones de dos remolinos contrarrotantes en una campaña realizada a finales del verano de 1992. Según ellos, estas estructuras pueden surgir como respuesta al paso por la meseta de cabo Ghir de las corrientes que se dirigen hacia al sur. En su argumento, válido para el caso barotrópico simple, exponen que debe de existir una tendencia para la formación de remolinos anticiclónicos con vorticidad relativa negativa en el norte de la meseta (figura 2.12a,h) y de ciclónicos con vorticidad relativa positiva en el sur de la misma; si bien estos últimos podrían formarse también por el







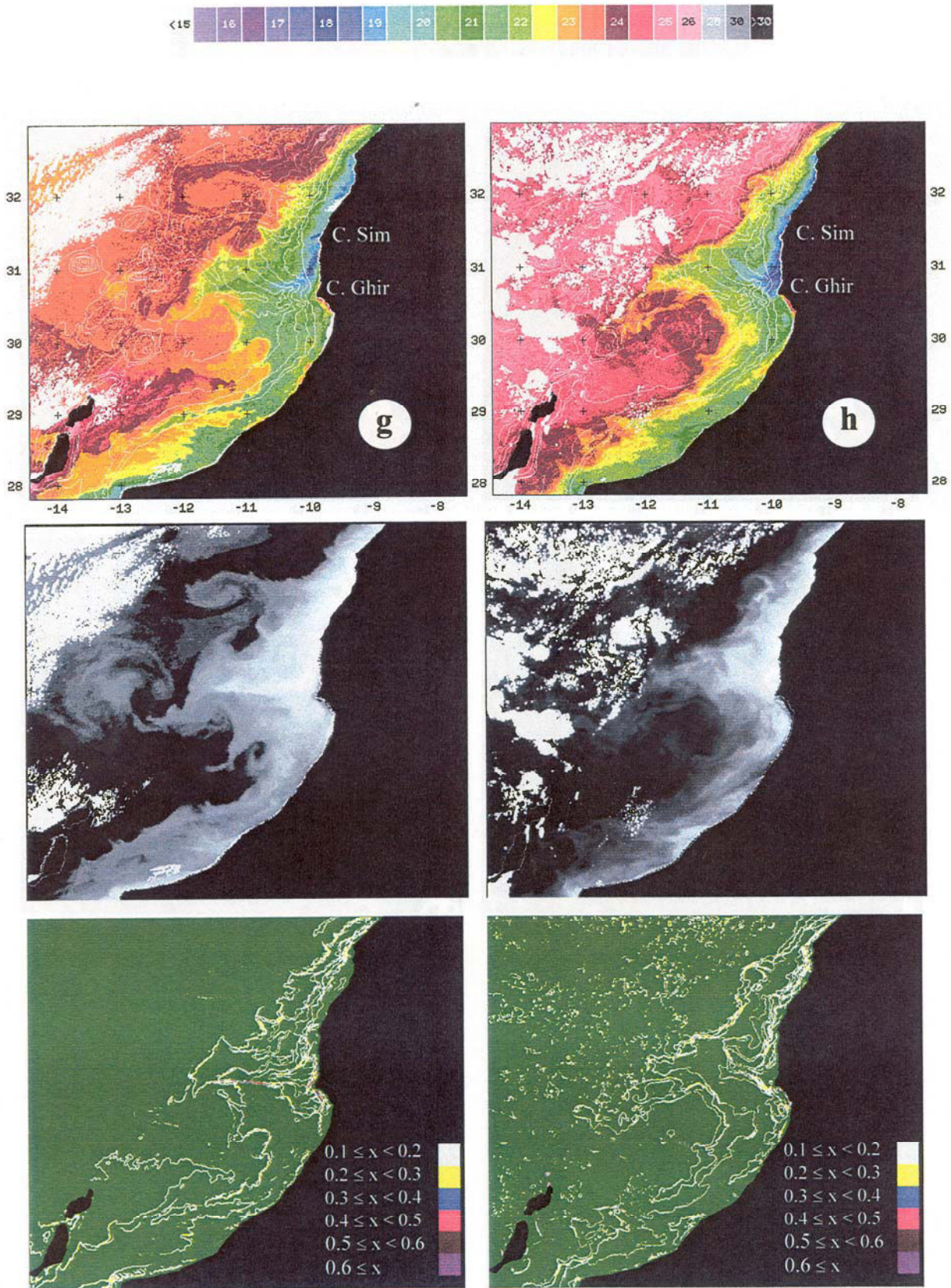


Figura 2.12 - Imágenes de TSM (superior), TB4 (medio) y gradiente de temperatura (inferior) para a) 30/05/87, b) 08/06/87, c) 17/06/90, d) 17/10/91, e) 08/06/92, f) 22/09/92, g) 10/08/93, h) 27/08/93.

mecanismo propuesto por Wang [1996] donde el viento aparece como principal responsable.

Además de su recurrencia, otra característica importante del filamento de cabo Ghir es su persistencia, y ésta queda patente en la imagen de TSM promedio mostrada por Hernández-Guerra & Nykjaer [1997] (figura 2.6). En ella se advierte la huella en forma de abombamiento de agua fría dejada por el filamento en la vecindad de cabo Ghir y que se extiende hasta 300 km más allá de la costa.

Es bastante difícil a partir de las imágenes de TSM establecer las dimensiones exactas del filamento de Cabo Ghir, ya que debido a procesos de subducción y de intercambio de calor con la atmósfera, resulta complicado averiguar la longitud precisa del mismo. De igual modo, los límites que separan las aguas frías que transporta el filamento, de las más cálidas que lo rodean, son en ocasiones difusos, lo cual tampoco permite siempre la determinación correcta de su anchura. A pesar de lo anterior, es siempre posible hacerse una idea aproximada de las proporciones del filamento a través del examen de las imágenes disponibles. En estas parece ser que la longitud del filamento queda comprendida entre 100 y 300 km, mientras que su anchura lo está entre 20 y 50 km.

En cuanto a las características de su posición y orientación, éstas suelen ser bastante estables. En la mayoría de las imágenes analizadas el origen del filamento está localizado cerca de Cabo Ghir o ligeramente al norte, de forma que el resto del filamento suele situarse en el flanco sur de la meseta de Cabo Ghir (figura 2.12a, b, c, e, f). Por otro lado su orientación suele ser casi perpendicular a la costa con ligeras variaciones, presentándose ocasionalmente grandes desviaciones (figura 2.12d).

Con referencia a la estructura de los frentes de TSM observados, ocurre que al igual que en otras ZTC [Flament *et al.*, 1985; Randerson & Simpson, 1993], una peculiaridad aparente en alguna de las imágenes del filamento de cabo Ghir, es la desigualdad existente entre los límites que separan el agua fría del centro del filamento,

de la más caliente que le rodea. Así en la figura 2.12a se observa claramente, que el límite norte muestra una transición más suave y difusa en la TSM que el límite sur, que presenta un cambio brusco. Por otra parte, destaca en todas las imágenes de esta zona, el hecho de que el frente de TSM situado corriente arriba del filamento sea más intenso que el observado corriente abajo. Esto puede estar vinculado a la orientación desfavorable de la geometría costera al sur de cabo Ghir con relación a la presencia del afloramiento. En ocasiones, como aparece en la figura 2.12h, se detecta una doble estructura frontal en la TSM, con un frente más externo que se sitúa más allá de la plataforma continental, y otro interno ubicado dentro de ésta.

Además del filamento de Cabo Ghir en ocasiones se suelen observar uno o dos más de tamaño intermedio, que se forman corriente arriba (figura 2.12a,b,c,g). Estos, al contrario que el de cabo Ghir cuya posición parece anclada, pueden desplazarse corriente abajo, aumentando además al mismo tiempo su tamaño de forma considerable. En la figura 2.13 se muestra una secuencia de imágenes con dos filamentos de menor tamaño que el de cabo Ghir, uno situado en cabo Sim y otro ligeramente al norte, que además dejan su señal en los transectos representados en la figura 2.14 correspondientes a la línea discontinua de la figura 2.13. De ambas figuras se puede inferir la tasa de crecimiento y la velocidad a la que se desplazan. Como se observa, sus longitudes varían de forma marcada desde la primera imagen de la secuencia, correspondiente al 29 de mayo de 1987, hasta la última del 10 de junio de 1987, pasando de medir 45 y 30 km aproximadamente hasta alcanzar 90 y 110 km respectivamente. En cuanto a la velocidad a la que se desplazan, esta no es uniforme a través de toda la secuencia, tomando valores que van desde 5 hasta 20 km día⁻¹ (figura 2.13 y 2.14). Lo anterior podría estar relacionado con la influencia ejercida por las pequeñas irregularidades de la costa, como es el cabo Sim, traduciéndose ésta en un aumento de la tasa de crecimiento y una disminución de la velocidad de desplazamiento de las estructuras corriente abajo, cuando se encuentran en sus cercanías. También se evidencia en la última imagen de la secuencia, que el filamento situado inicialmente sobre cabo Sim ha perdido casi totalmente su identidad, siendo absorbido por el filamento de cabo Ghir, que mantiene su posición durante todo este tiempo.

En este sentido, la situación anterior coincide bastante bien con los experimentos de laboratorio realizados por Narimousa & Maxworthy [1985, 1987b]. Por un lado, ellos notaron que el efecto producido por un cabo sobre las corrientes costeras (como sería cabo Sim) es el de distorsionar las ondas baroclínicas inestables formadas corriente arriba, que aumentan considerablemente de tamaño antes de continuar su recorrido corriente abajo. Por otro lado, en presencia de irregularidades en la topografía del fondo (como sería la meseta de cabo Ghir) además de formarse un filamento permanente de gran amplitud, las estructuras que se acercan a éste se deforman y son absorbidas por él.

Narimousa & Maxworthy [1985, 1987b] detectaron en sus experimentos la presencia de grandes ondas estacionarias, al sur de los cabos e irregularidades en la topografía del fondo. Este parece ser, además, el origen de los filamentos observados por Haynes *et al.* [1993] en el afloramiento de la costa portuguesa, al sur de cabo Finisterre. En contraste, al sur de cabo Ghir no se presentan este tipo de estructuras, advirtiéndose únicamente en algunas imágenes evidencias de la corriente costera que se dirige al Ecuador y la aparición de pequeñas inestabilidades (figura 2.12a).

Además de los filamentos intermedios, se descubren en este área la existencia de estructuras de pequeña escala en forma de ondas, que se extienden desde el frente en diversas regiones. En la secuencia de la figura 2.13 se puede seguir la evolución de este tipo de características al norte de cabo Sim, que se hacen visibles a partir del día 8 de junio de 1987. Su longitud es ligeramente superior a los 15 km, y aunque aparecen de forma no demasiado regular, su separación promedio es cercana también a los 15 km. Su identificación en imágenes sucesivas, permite estimar cuales son sus velocidades de propagación que se encuentran en torno a los 30 km día⁻¹. Las escalas propias de estas pequeñas perturbaciones coinciden aproximadamente con las encontradas por otros investigadores en distintas áreas de estudio [Flament *et al.*, 1985; Washburn & Armi, 1988; Barth, 1994], siendo, por tanto, este tipo de estructuras, que se presentan a lo largo de la zona frontal del afloramiento y de los filamentos, bastante ubicuas. Según Barth [1994] y Fukamachi *et al.* [1995], estas características dinámicas con pequeñas longitudes de onda son inestabilidades frontales que se desarrollan rápidamente,

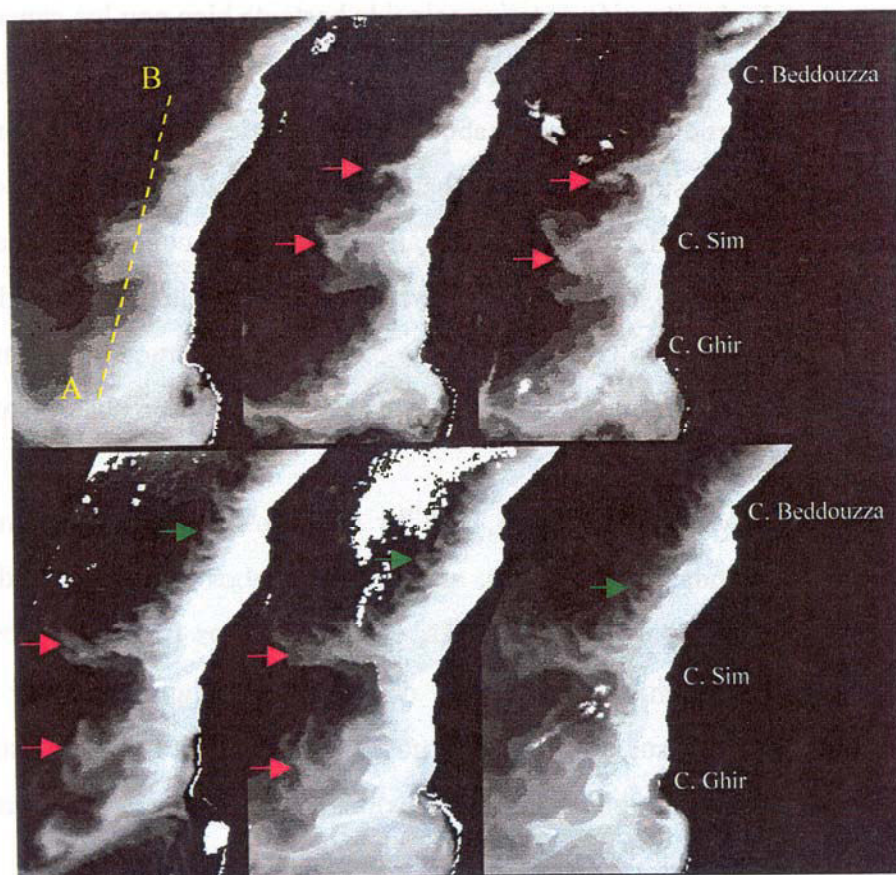


Figura 2.13 - Secuencias de imágenes de TB4 mostrando la evolución de los filamentos de tamaño intermedio (flecha roja) y las pequeñas inestabilidades (flecha verde) durante los días 29/05/87, 30/05/87, 31/05/87, 08/06/87, 09/06/87 y 10/06/87.

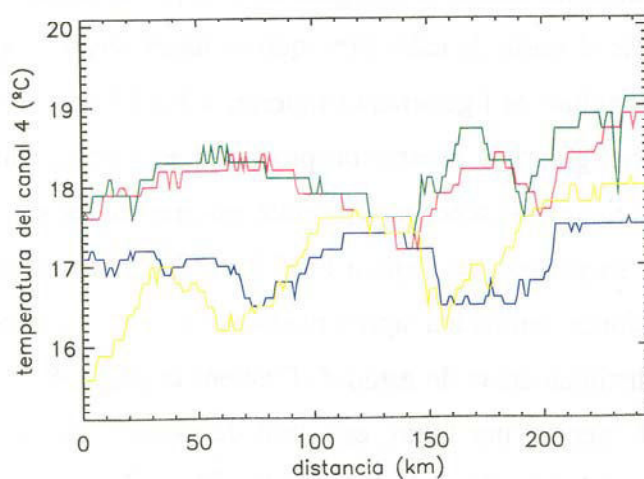


Figura 2.14 - Transectos de TB4 pertenecientes a la línea discontinua en la figura 2.13 para los días 30/05/87 (línea roja), 31/05/87 (línea verde), 08/06/87 (línea azul) y 09/06/87 (línea amarilla).

creciendo a expensas de la energía potencial del flujo medio, a través del mecanismo de inestabilidad baroclina.

- Región B

La región B se caracteriza por tener una geometría costera irregular, y una plataforma continental estrecha y abrupta, destacando la presencia de los resaltes costeros de cabo Yubi y cabo Bojador. Se aprecian al norte y al sur de este área cambios significativos en la topografía del fondo, que disminuye notablemente, pudiendo afectar de alguna manera a la variabilidad observada.

Aunque dentro de esta zona estaría incluido el archipiélago canario, ejerciendo un papel significativo dentro de la variabilidad de este área, su influencia en la generación y modificación de estructuras oceanográficas mesoescalares ya ha sido tratada de forma extensa por otros autores [Hernández-Guerra, 1990; Aristegui *et al.*, 1994; Sangrà, 1995], de modo que este aspecto no será discutido aquí, al menos de forma directa.

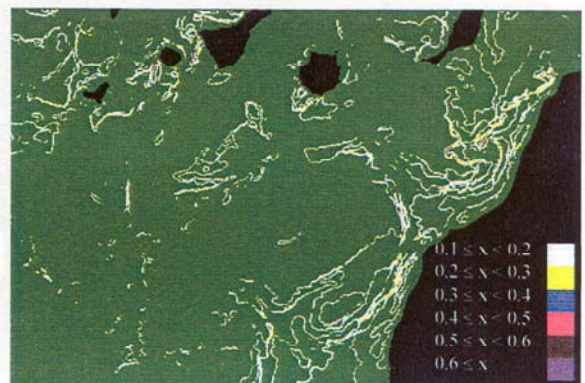
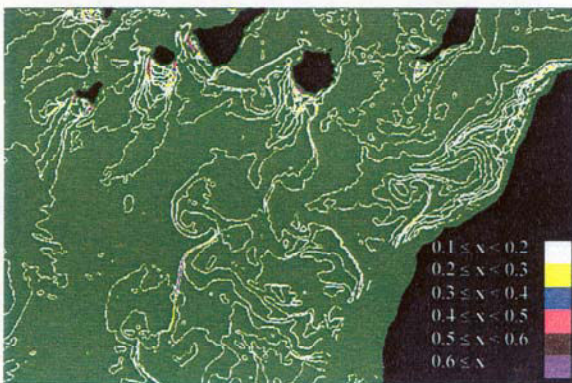
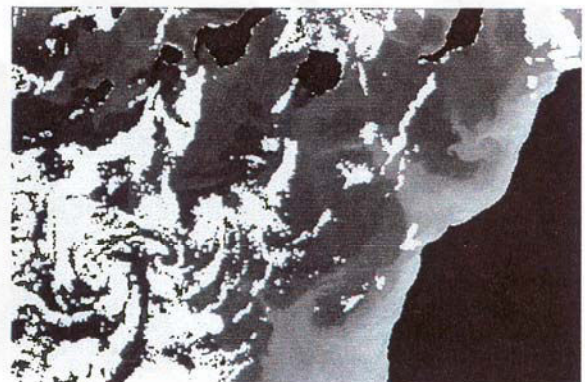
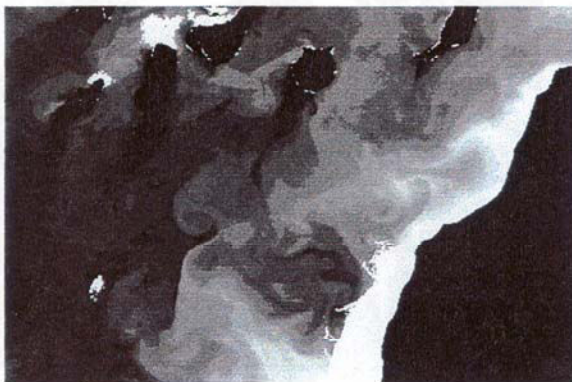
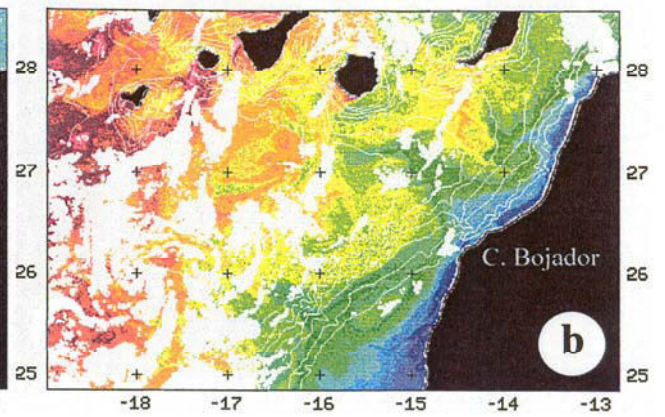
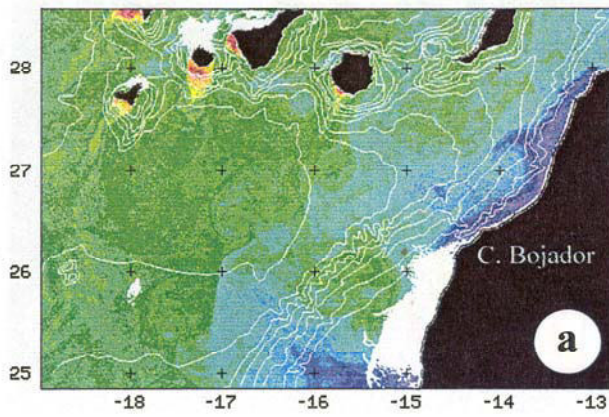
Al norte de esta zona, entre cabo Yubi y cabo Bojador, es característico observar en las imágenes de TSM uno o dos filamentos procedentes del afloramiento (figura 2.15). Estos aparecen de forma recurrente, señalándose ya su presencia en estudios anteriores donde se usaban datos de satélite de TSM y color [La Violette, 1974; Van Camp *et al.*, 1991; Hernández-Guerra *et al.*, 1993]. Como se advierte, estos filamentos se extienden mar adentro finalizando por lo general en un remolino ciclónico. En la imagen correspondiente al 30 de mayo de 1987 (figura 2.15a), se pueden detectar dos filamentos de tamaño intermedio, uno aparentemente anclado en cabo Bojador y otro ligeramente al norte de éste, que parecen estar incrustados en una anomalía de agua fría de escala mayor. En las imágenes de los días 11 de junio de 1989, 5 de febrero de 1991 y 10 de agosto de 1993 (figuras 2.15b, e y h) aparecen también dos filamentos pero independientes y de longitudes diferentes siendo uno de ellos mucho mayor que el otro. Para el 21 de febrero de 1990, 4 de junio de 1990 y 15 de agosto de 1992 (figuras 2.15c,

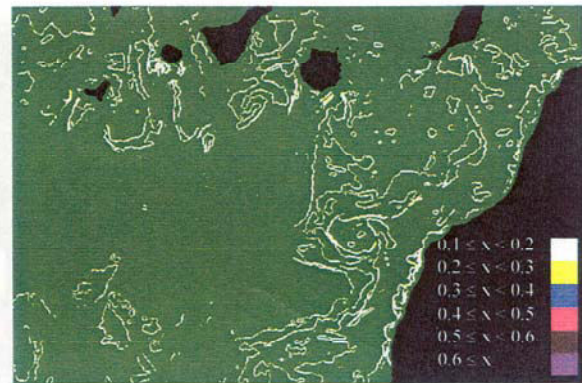
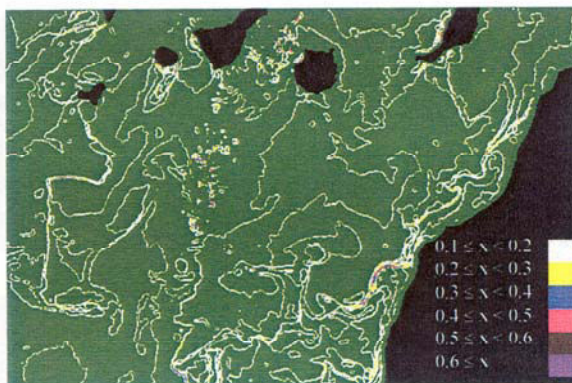
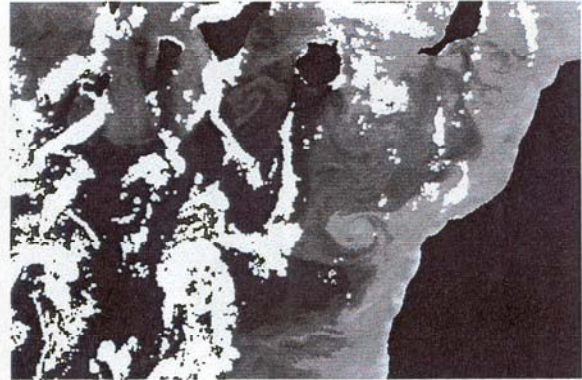
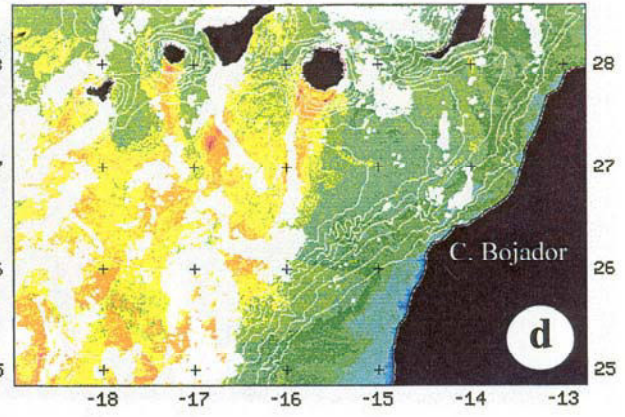
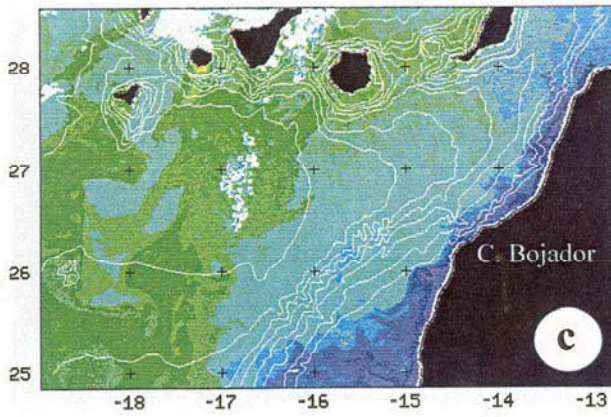
d y f), por el contrario, solo se evidencia un filamento situado en el área comprendida entre los cabos.

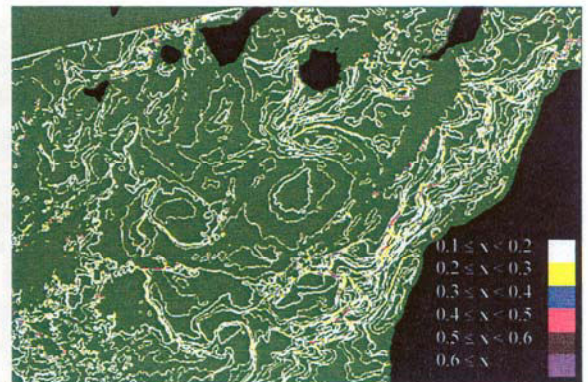
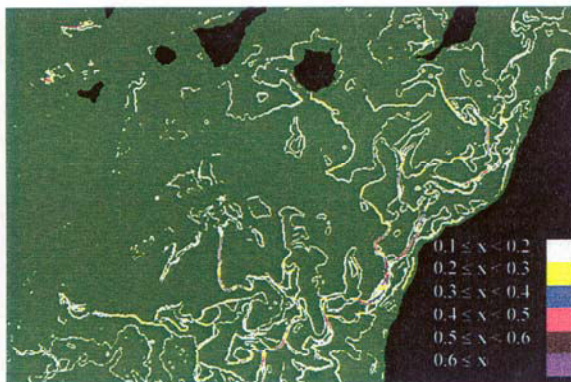
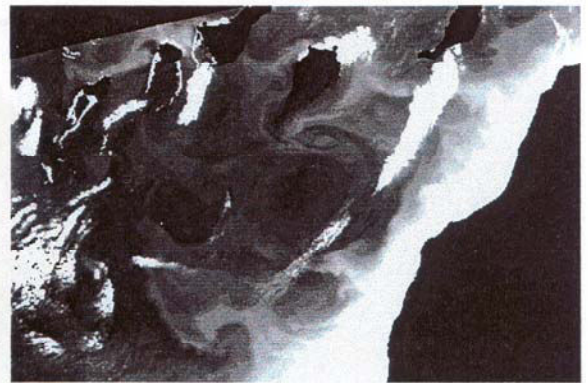
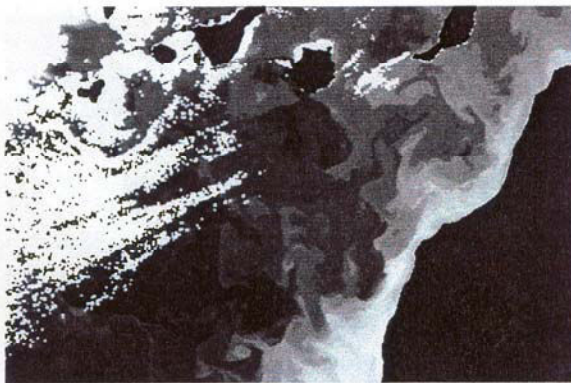
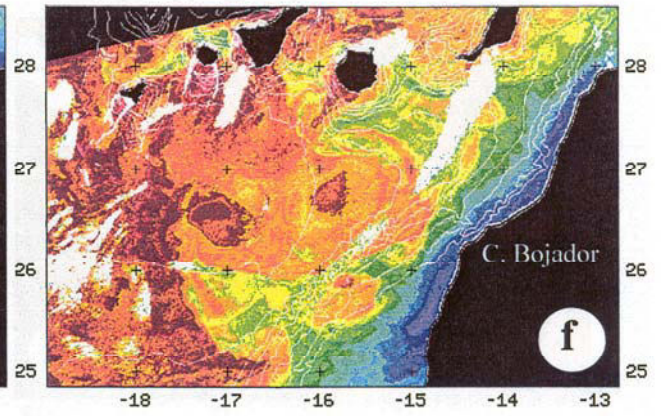
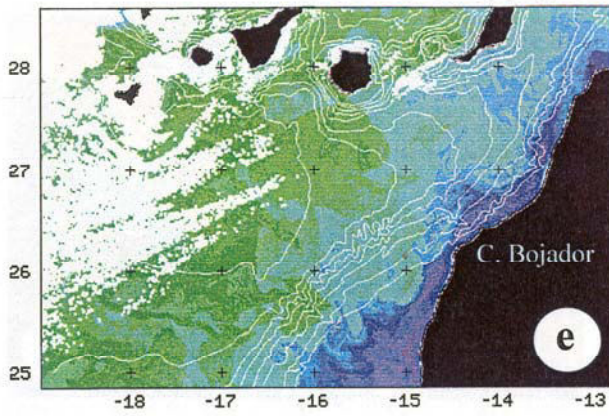
Según Navarro-Pérez [1996] y Barton *et al.* [1997] gran parte de la variabilidad observada entre los cabos puede estar relacionada con la existencia de un remolino ciclónico. El origen de éste parece estar vinculado a la topografía del fondo, a través del mecanismo de extensión del vórtice que sufre el flujo al salir de un canal somero, como es el situado entre África y el archipiélago canario. De este modo, cuando el afloramiento está bien desarrollado, el límite exterior del agua fría puede quedar atrapado por este remolino, extendiéndose mar adentro alrededor del mismo para producir el filamento, que alcanza hasta los 200 km de longitud (figura 2.15h).

Este remolino ciclónico es una característica recurrente y persistente, tal como indican Navarro-Pérez [1996] y Barton *et al.* [1997] y como se aprecia en las figuras 2.15f, g, h y 2.16, correspondientes a años y periodos distintos. Además, sus dimensiones pueden ser considerables, alcanzando un diámetro del orden de 100 km en la imagen del 5 de noviembre de 1992. Asimismo, Navarro-Pérez [1996] a través del análisis de datos hidrográficos mostró que la señal de este remolino es penetrante advirtiéndose aún a 300 m de profundidad, mientras que el filamento es una estructura superficial que alcanza como máximo los 150 m.

En la latitud de cabo Bojador o ligeramente al sur del mismo, se observa claramente en algunas de las imágenes de TSM un remolino anticiclónico, que parece estar relacionado también con la topografía submarina de alguna manera al permanecer cuasi estacionario en la misma posición. Este remolino muestra indicios de ser también recurrente y persistente, estando presente tanto en 1991 (figura 2.16), 1992 (figura 2.15f y g) y 1993 (figura 2.15h), evidenciándose durante largos periodos de tiempo. Esto se refleja en la figura 2.17, donde se expone una secuencia de imágenes obtenidas entre agosto y noviembre de 1992, en las que su manifestación es patente, perdurando cuatro meses al menos. Esta estructura circular de agua cálida tiene un diámetro comprendido entre los 100 (figura 2.15f y h) y 200 km (figura 2.15g) y en las imágenes analizadas su







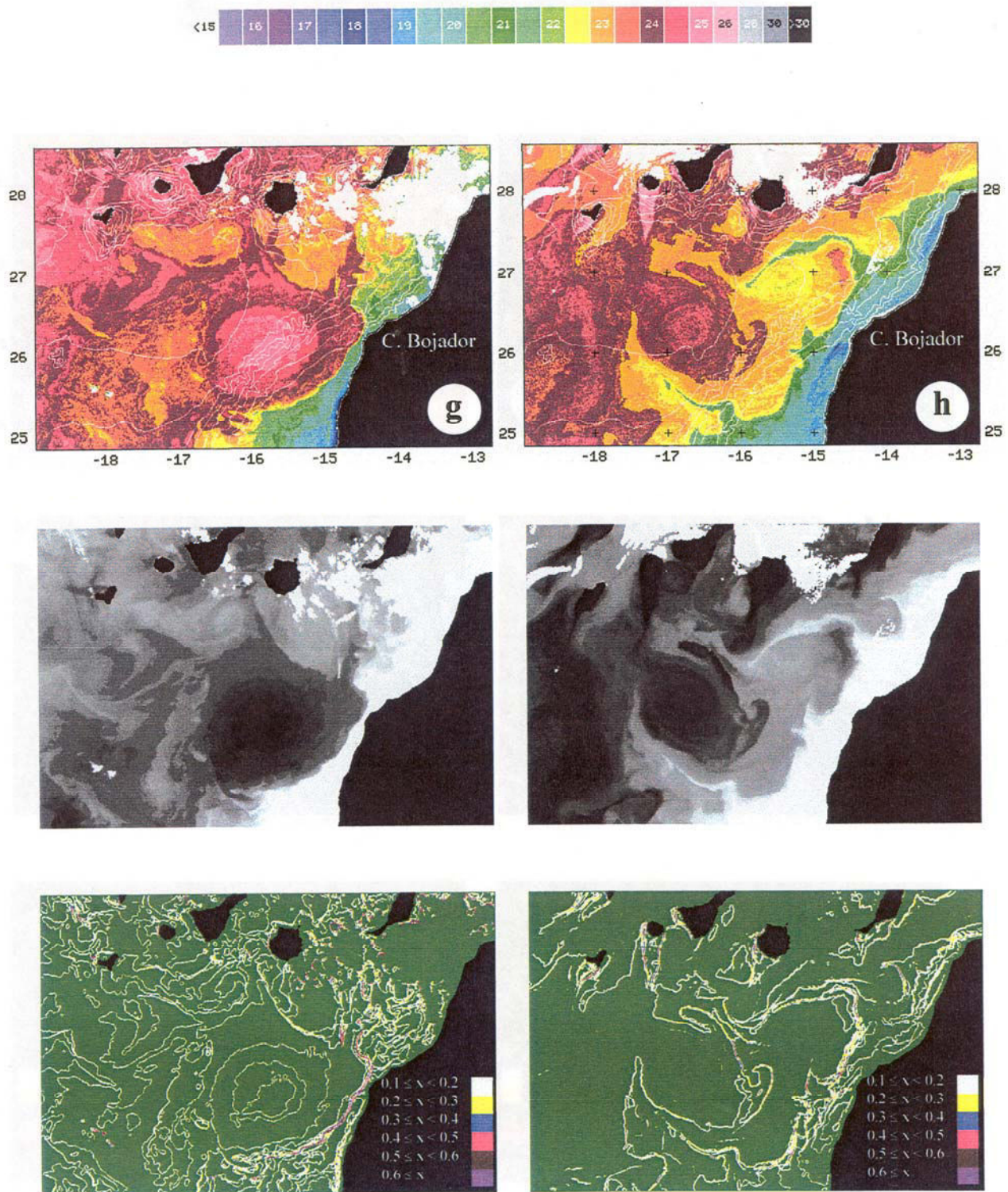


Figura 2.15 - Imágenes de TSM (superior), TB4 (medio) y gradiente de temperatura (inferior) para a) 30/05/87, b) 11/06/89, c) 21/02/90, d) 04/06/90, e) 05/02/91, f) 15/08/92, g) 05/11/92, h) 10/08/93.

centro se encuentra situado a una distancia entre 150 (figura 2.15g) y 250 km (figura 2.15h) de la costa. Como se contempla en la figura 2.15 los gradientes frontales más fuertes ocurren a lo largo del borde exterior del remolino, llegando a alcanzar hasta 0.5°C/km (figura 2.15g y h).

La presencia de remolinos anticiclónicos de dimensiones considerables parece ser también un rasgo común de la ZTC de la Corriente de California, siendo perceptibles en las imágenes de TSM [Bernstein *et al.*, 1977] y de color del océano [Peláez & McGowan, 1986]. Uno de ellos, situado al sudoeste de Punta Concepción (35°N-125°W), fue estudiado utilizando medidas hidrográficas, datos de satélite y registros históricos [Koblinsky *et al.*, 1984; Simpson *et al.*, 1986]. Estos revelaron una característica recurrente y persistente a lo largo de todo el año aunque más evidente en las imágenes de TSM de otoño e invierno, que aparece aproximadamente en la misma localización geográfica tal como ocurre para esta área de estudio. Su tamaño es además similar al del remolino anticiclónico aquí evidenciado, presentando un diámetro aproximado de 200 km, con los gradientes más pronunciados también a lo largo de su límite exterior, pero su centro se situaba más alejado, a unos 400 km de la costa. Los datos hidrográficos analizados indicaron que la estructura observada en las imágenes de satélite es el resultado del reajustamiento geostrofico de la capa superficial debido a la presencia de un remolino subsuperficial de agua caliente. La presencia de otro remolino anticiclónico recurrente cerca de Punta Arena (39°N-124°O) ha sido documentada a través del análisis de imágenes de TSM y de la revisión de datos hidrográficos históricos [Lagerloef, 1992]. Sus dimensiones oscilan entre los 100 y 200 km de diámetro, su centro suele encontrarse más cercano a la costa, a unos 200 km de distancia y parece estar acoplado al flujo serpenteante de un filamento de agua fría que aparece la mayoría de los veranos en la misma vecindad. La naturaleza recurrente de estos remolinos de Punta Concepción y Punta Arena en el mismo lugar, sugiere que los efectos topográficos y las variaciones en la línea de costa pueden ejercer un importante papel en la generación y/o apresamiento de los mismos.

Alguno o varios de los mecanismos de generación de variabilidad comentados en el apartado 2.4.2, podrían ser la causa o el origen del remolino anticiclónico presente al sur de cabo Bojador. De nuevo, como para el remolino ciclónico su generación podría estar relacionada con el cambio marcado en la topografía submarina. La dinámica de la vorticidad del flujo se vería afectada, en esta ocasión, por la reducción considerable de la profundidad del fondo que se produce al sur del cabo, favoreciendo la génesis del remolino.

Sin embargo, por otro lado, aunque no de forma tan directa, su origen podría estar relacionado con los remolinos generados por la perturbación del flujo oceánico ejercida por el archipiélago canario. De hecho, algunos estudios informan de la presencia de remolinos ciclónicos y anticiclónicos observados al sur de Gran Canaria cuyos tiempos de vida deben de ser de algunas semanas [Aristegui *et al.*, 1997]. Bajo condiciones favorables estos podrían desplazarse hacia el sur y acercarse a costa quedando apresados por la topografía, creciendo en tamaño. Algunos indicios que podrían apoyar esta hipótesis se reflejan en la figura 2.17. En ella se observa que el remolino anticiclónico experimenta un aumento significativo en su escala durante 1992, doblando su diámetro entre el 15 de agosto y el 5 de noviembre. Al mismo tiempo su posición también cambió durante este periodo de tiempo y así mientras que en Agosto su centro se encuentra situado por encima de cabo Bojador cercano a 27°N, en Noviembre su posición está centrada al sur de dicho cabo a 26°N. Además el límite oriental del remolino aparece más cercano a costa en Noviembre siendo esta la causa de los fuertes gradientes de temperatura observados en la figura 2.15g.

En algunas imágenes no se evidencia de forma clara esta estructura anticiclónica, mostrándose en su lugar una intrusión de agua caliente, pero sin los contornos cerrados (figura 2.15a). Según Lagerloef [1992] esto mismo parece ocurrir en ocasiones en Punta Arena y puede estar motivado por la intensidad relativa de la perturbación producida por el remolino. De hecho, en muchas de las imágenes donde aparecía un meandro (una intrusión de agua caliente sin un contorno cerrado), mostró que al sustraer una tendencia

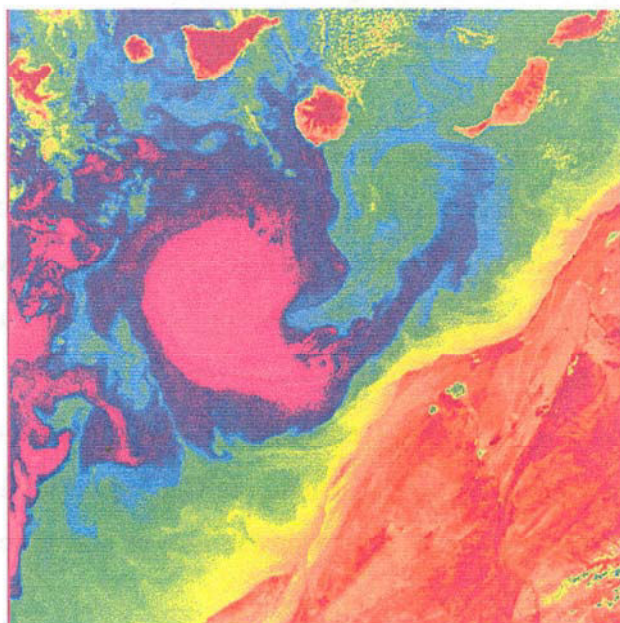


Figura 2.16 - Imagen de TSM del 19 de Octubre de 1991 obtenida con el ATSR (cortesía del Dr. Mutlow).

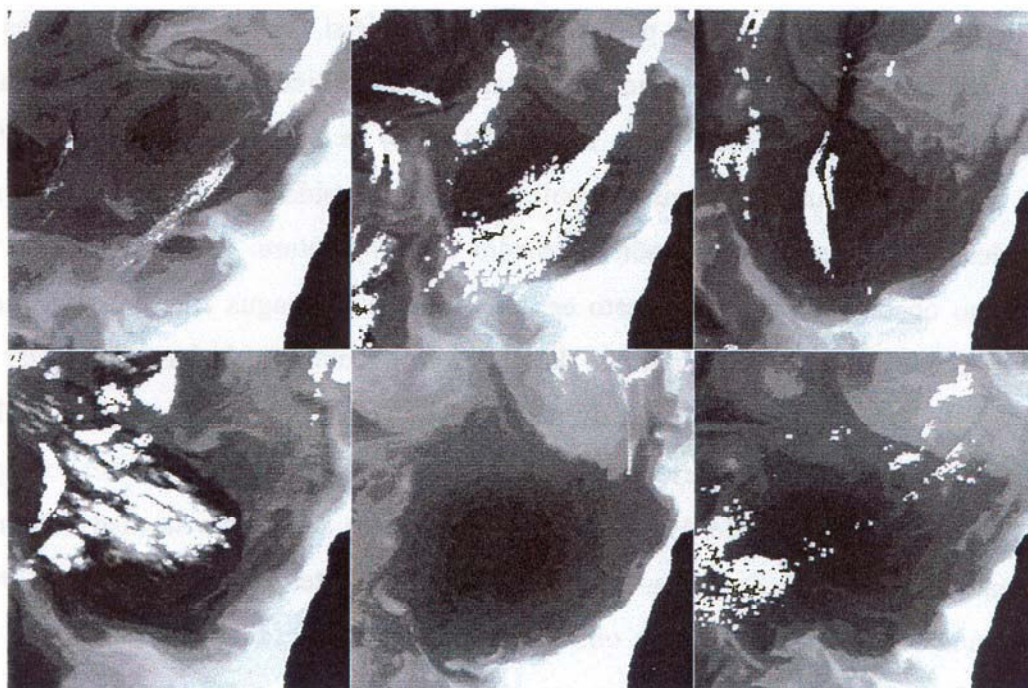


Figura 2.17 - Secuencias de imágenes de TB4 mostrando la evolución del remolino anticiclónico durante los días (de izquierda a derecha) 15/08/92, 30/08/92, 15/09/92, 22/09/92, 05/11/92 y 11/11/92.

lineal de las mismas para eliminar los gradientes a gran escala de TSM, el residuo producido era una perturbación en forma de remolino.

Aunque el número de imágenes analizadas en este trabajo es reducido, en aquellas en que aparece el remolino anticiclónico también lo hace el ciclónico, pudiendo existir, por tanto, un acoplamiento entre ambas estructuras, que adopta la forma de “hongo” (figura 2.15f, g, h, 2.16 y 2.17). Resulta significativo, además, la diferencia de tamaño que muestra el remolino anticiclónico respecto al ciclónico, siendo este último mucho menor. Swenson *et al.* [1992] encontraron también una estructura análoga, aunque de proporciones menores, en la corriente de California donde la parte norte era pequeña y ciclónica mientras que la parte sur era mayor y anticiclónica, perdurando durante al menos 30 días.

Por último, dada la recurrencia y la persistencia de las estructuras en la región, su huella queda impresa en los registros históricos existentes. Mittelstaedt [1991] analizó estacionalmente los datos superficiales de temperatura y salinidad (hasta una profundidad de 5 m) para el periodo 1906-1977. Así, en las distribuciones de temperatura y densidad de verano (julio, agosto y septiembre) y otoño (octubre, noviembre y diciembre) (sus figuras 11, 12, 19 y 20) se aprecia entre 25° y 26.5° de latitud norte una intrusión de agua caliente y de baja densidad en el agua costera más fría y densa, que perturba el gradiente medio de temperatura. Entre 26.5° y 28° se observa no obstante lo contrario, esto es, una extensión de agua fría y densa que se expande desde la costa más allá de la plataforma continental, hasta alcanzar las cercanías de Gran Canaria. Navarro-Pérez [1996], por otro lado, analizó también estacionalmente los datos históricos compilados por el NODC (National Oceanographic Data Centre) para el periodo 1920-1990, recogiendo en su estudio la distribución de datos en superficie, a 100 m y a 200 m. Los mapas de temperatura a 100 y 200 m reflejan una situación análoga a la observada en los superficiales de Mittelstaedt (sus figuras 5.3e, g, 5.4e, g). Esto podría ser un indicio de que estas características son profundas y se extienden hasta 200 m al menos. En su investigación Navarro-Pérez además representó los contornos de la altura dinámica respecto de un nivel de referencia

de 500 dbar (sus figuras 5.6c y d). Aunque el número de datos usados para generarlos es escaso, lo que puede dar lugar a interpretaciones erróneas, parecen vislumbrarse en ellos rastros de las estructuras mesoescalares propias de esta región. Para concluir, la imagen de TSM promedio obtenida con los datos AVHRR del periodo 1981-1989 (figura 2.6) corrobora las observaciones anteriores manifestando las mismas tendencias.

- Región C

La región C se caracteriza por poseer una plataforma continental ancha con una pendiente continental suave y una geometría costera que no presenta irregularidades apreciables. De este modo, al contrario que en las dos regiones anteriores la variabilidad en el área no parece estar fuertemente dominada por la topografía del fondo y de la costa.

De hecho, como ya ha sido mencionado y demuestran algunos modelos numéricos que presentan una línea de costa recta y sin batimetría [Batteen *et al.*, 1989, McCreary *et al.*, 1991], las irregularidades en la topografía del fondo y de la geometría costera no son necesarias para la generación de las estructuras observadas en la ZTC. En estos casos, según McCreary *et al.* [1991], Barth [1994] y Fukamachi *et al.* [1995] los mecanismos responsables de la evolución de las características mesoescalares son la inestabilidad baroclínica y la inestabilidad frontal, denominada así porque requiere un gradiente de temperatura horizontal en la capa superficial para su existencia.

McCreary *et al.* [1991] forzaron su modelo con un campo de vientos en dirección hacia el sur, de forma que la tensión del mismo se incrementaba linealmente con el tiempo hasta alcanzar un valor de 1 newton m⁻², a partir del cual permanecía constante. El modelo respondía inicialmente generando una corriente superficial hacia el Ecuador, una contracorriente profunda y un frente costero de afloramiento. Después de esto, aparecían una serie de perturbaciones regulares de pequeño tamaño a lo largo de la costa (40 km de longitud de onda propagándose hacia el sur a una velocidad de 7 cm s⁻¹), que son el resultado de la inestabilidad frontal, y que crecen rápidamente en amplitud

y escala. Este crecimiento está producido por dos motivos: el desarrollo más pausado de las perturbaciones de escalas mayores que son el producto de las inestabilidades baroclínicas, dando como resultado la formación de pares de remolinos dipolares, y la fusión de remolinos anticiclónicos a través de interacciones no lineales. Finalmente, los cambios son más graduales a medida que la solución se ajusta hacia un estado de equilibrio, continuando la fusión de anticiclones y la formación de pares dipolares. En la figura 2.18 se muestran los resultados de este modelo para diferentes días.

Sin embargo, si McCreary *et al.* [1991] incluían en su modelo la variabilidad estacional de la tensión del viento, éste no mostraba la serie de pequeñas inestabilidades

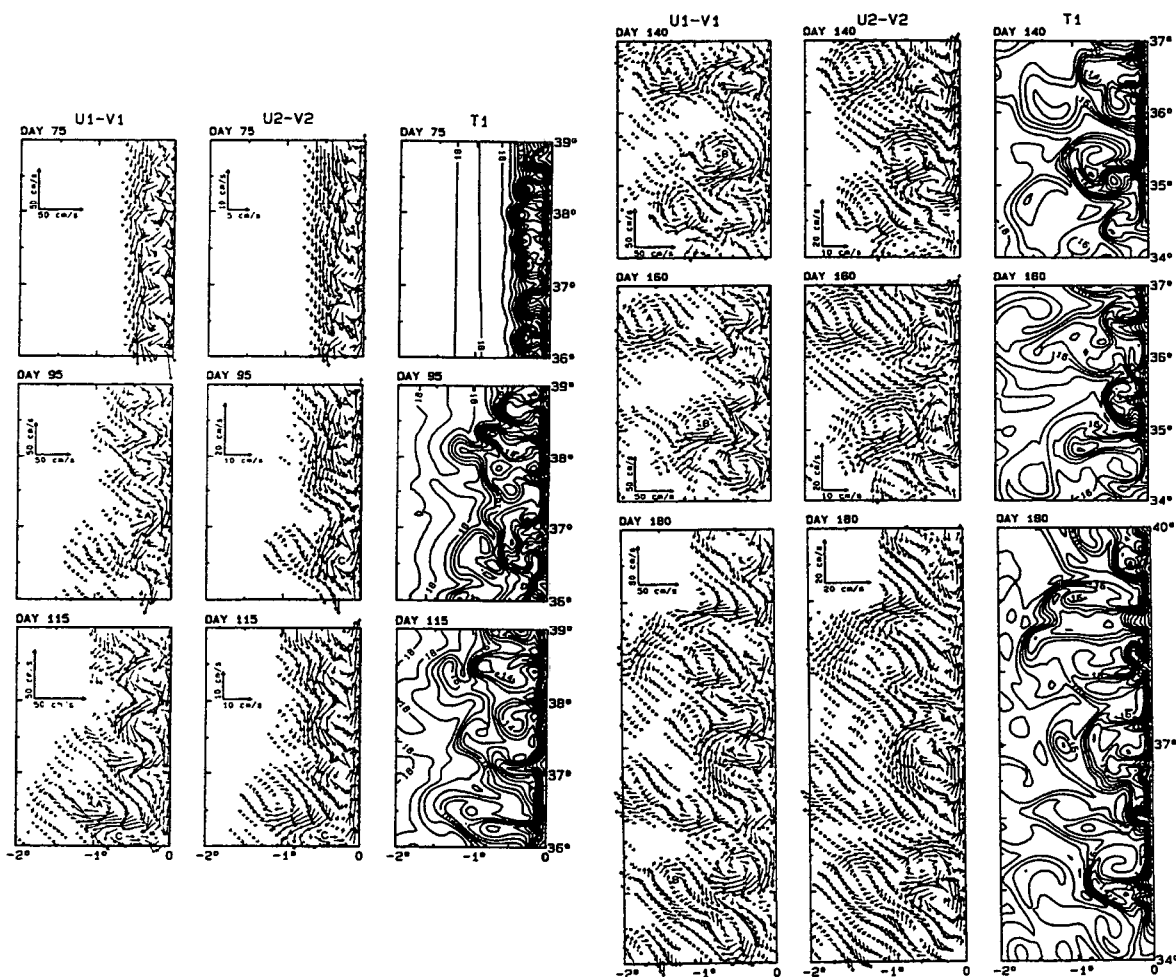


Figura 2.18 - Corrientes en la capa superior, en la capa inferior y TSM para los días 75, 95, 115, 140, 160 y 180 obtenidas con el modelo de McCreary *et al.* (McCreary *et al.*, 1991).

regulares durante la transición de invierno a verano, debido probablemente a que el flujo inicial (durante el invierno) era ya turbulento presentando características de gran escala.

A pesar de que este modelo de McCreary *et al.* [1991] es un estudio idealizado, orientado a la aclaración de algunos procesos, lo que no permite su comparación directa con datos reales, es posible investigar si su comportamiento fenomenológico es cualitativamente similar al observado en las imágenes de TSM. Ya que en la región C el afloramiento puede estar presente a lo largo de todo el año, aunque mostrando su máxima intensidad durante primavera y otoño, es razonable esperar en la mayoría de las ocasiones un flujo mesoescalar turbulento con características de gran escala presentes, a semejanza con los resultados obtenidos por McCreary *et al.* [1991] cuando incluía la variación estacional del viento. De este modo, en las imágenes de principio de año, como indican las figuras 2.19c y 2.19d correspondientes al 16 de febrero de 1990 y 5 de febrero de 1991 se detectan restos de estructuras a gran escala que presentan una señal débil. Estos se corresponden aparentemente con grandes filamentos que encierran características de agua caliente que podrían ser la manifestación superficial de remolinos anticiclónicos situados a gran distancia de la costa. Sin embargo, destacan sobre el frente costero unos meandros de menor tamaño que aparecen espaciados cuasi-regularmente, con longitudes de onda comprendidas entre 50 y 70 km y tamaños entre 40 y 70 km, y que suelen finalizar en un par de remolinos dipolares. La escala de estas perturbaciones no parece corresponder con aquella de las inestabilidades frontales, que suelen ser menores (entre 20 y 40 km), y propagarse a gran velocidad (entre 7 y 30 cm s⁻¹) siendo más consistente con la escala de las inestabilidades baroclínica [Barth, 1994, Fukamachi *et al.*, 1995].

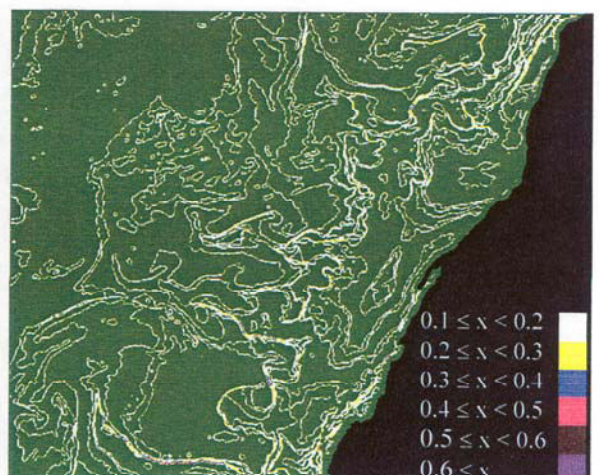
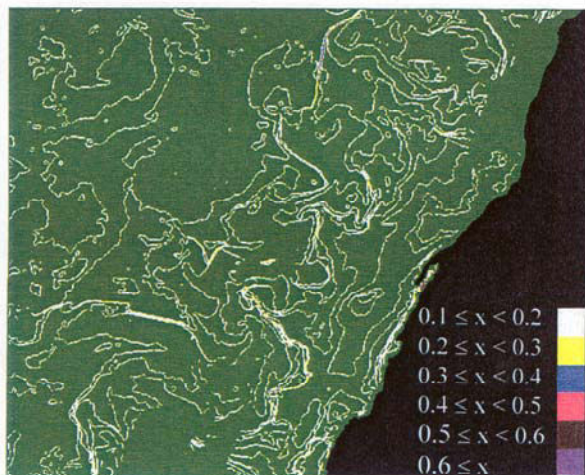
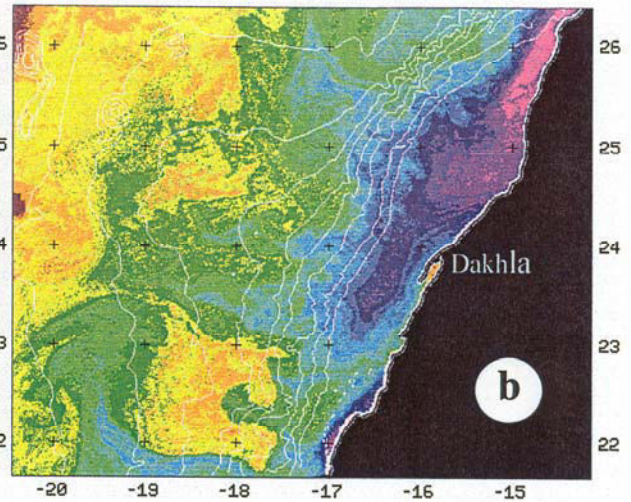
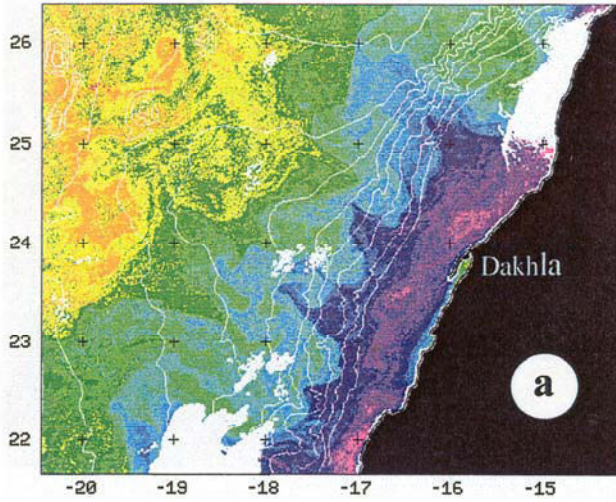
A medida que transcurre el ciclo anual y el afloramiento en esta región se intensifica, se observan perturbaciones que han crecido en tamaño y escala a lo largo de la costa. Así en las figuras 2.19a y b correspondientes a las imágenes del 30 de mayo y 7 de junio de 1987, se observan claramente al menos 3 filamentos cuyo tamaño está comprendido entre 150 y 200 km y que finalizan en un par de remolinos contrarrotantes. Esto mismo ocurre en las figuras 2.19e y f pertenecientes a las imágenes del 15 de

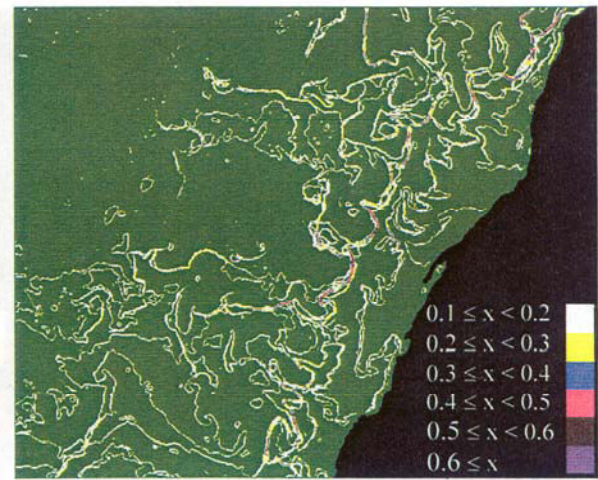
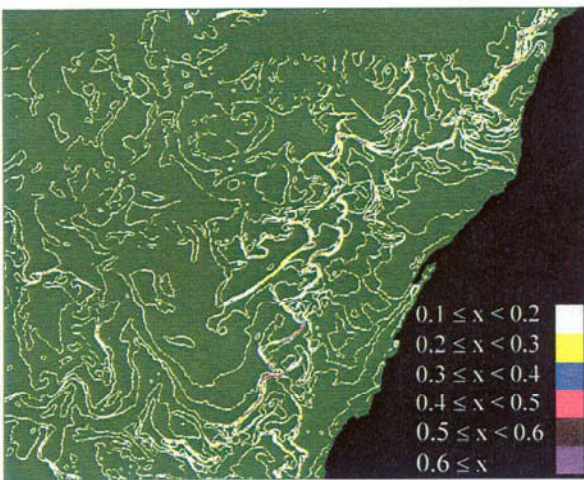
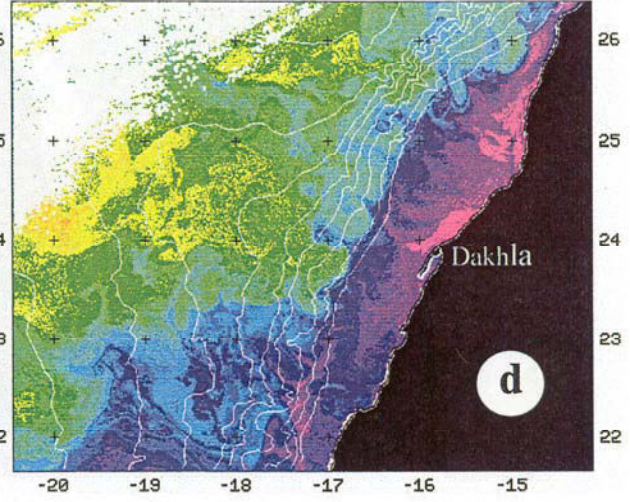
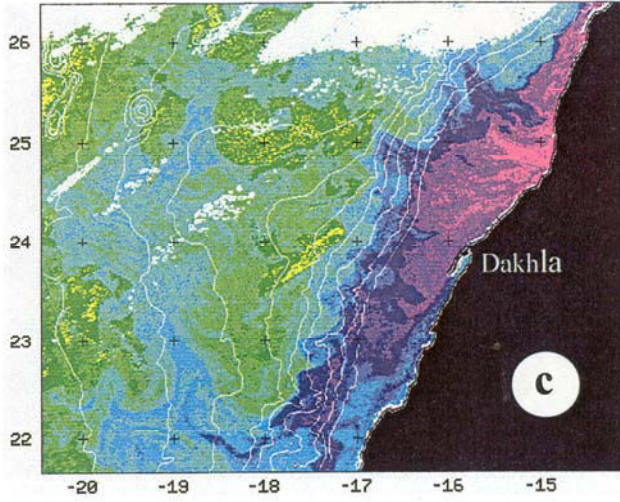
agosto y 15 de septiembre de 1992, en las que se advierte, además, la existencia de pequeñas perturbaciones cerca de la costa. Por último, a finales de año como indican las figuras 2.19g y h correspondientes al 5 y 11 de noviembre de 1992, las estructuras de gran escala aumentan en tamaño, superponiéndose sobre estas pequeñas inestabilidades, como se aprecia en la imagen del 5 de noviembre. Estas también crecen en escala y tamaño tal como refleja la imagen del 11 de noviembre. Es de esperar pues, que se produzcan de forma continua inestabilidades de pequeña escala que crecen en tamaño a lo largo de todo el año, superpuestas sobre estas perturbaciones de gran escala.

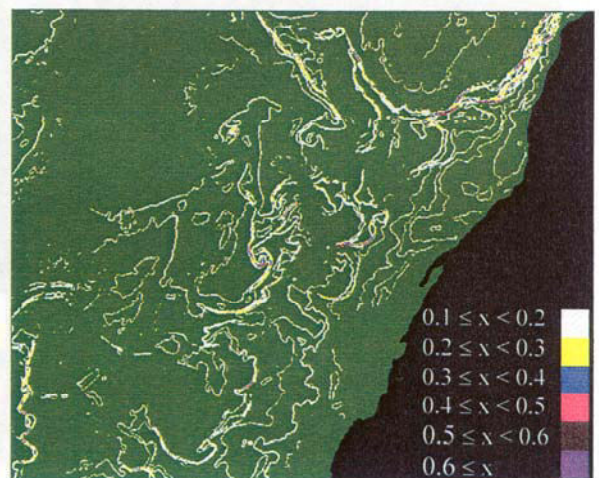
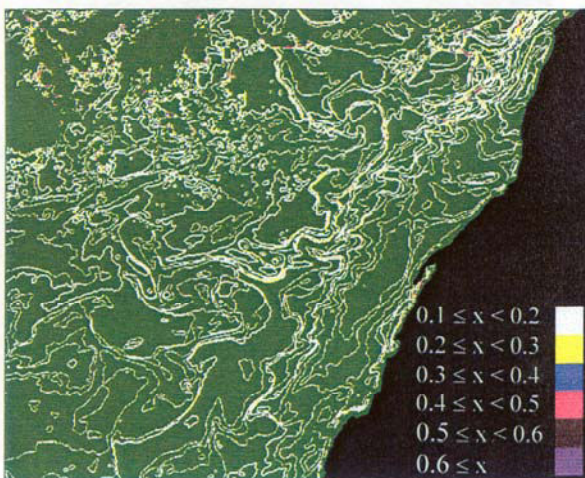
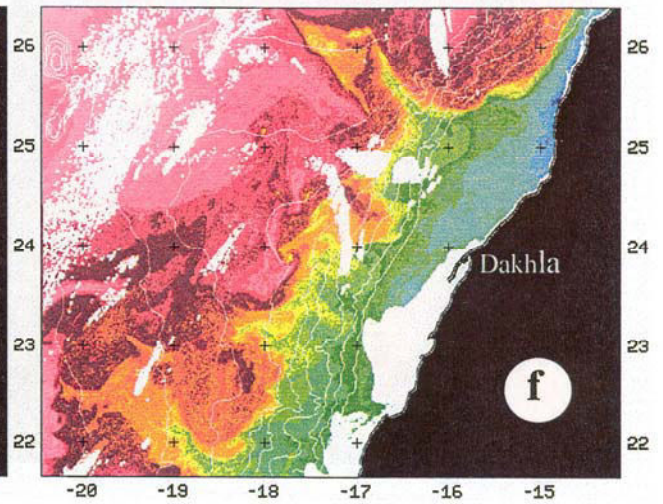
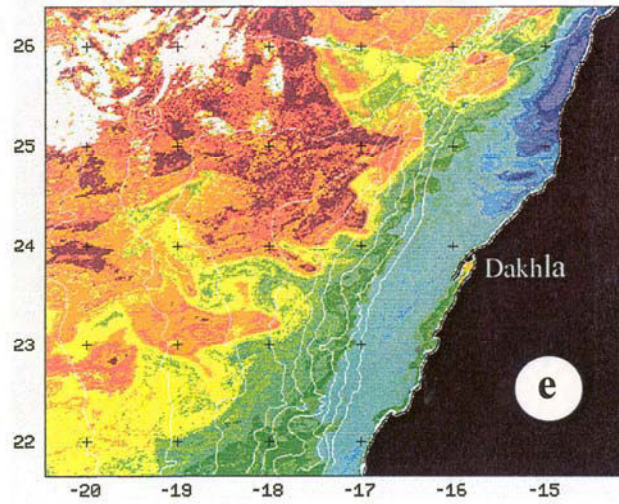
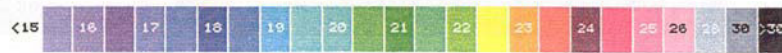
Una fuente posible de energía, para el desarrollo de los meandros y remolinos de gran escala observados en esta región, podría venir dada por la cizalladura vertical entre la corriente costera superficial, que se dirige hacia el Ecuador, y la contracorriente profunda, que fluye hacia el Polo. Este mecanismo había sido propuesto por Ikeda *et al.* [1984a, 1984b] como el responsable de los meandros de la Corriente de California observados en las cercanías de la Isla de Vancouver. La presencia de una contracorriente persistente en dirección al Polo, situada a lo largo de la pendiente continental del Noroeste de África, ha sido documentada en numerosos estudios, tal como recoge la revisión llevada a cabo por Barton [1989]. En la región C parece extenderse desde 400 hasta 1000 m de profundidad [Mittelstaedt, 1989].

Un aspecto significativo en estas imágenes de noviembre es la presencia de lo que aparentemente parecen ser dos grandes remolinos anticiclónicos de 100 km de diámetro que podrían ser el resultado de la fusión de anticiclones para formar un remolino de escala mayor como indica McCreary *et al.* [1991]. Esta situación coincide con la existente en la Corriente de California donde parece haber una propensión a la aparición de remolinos anticiclónicos de 100 a 200 km de diámetro, y que ha sido descrita por Koblinsky *et al.* [1984] y Lagerloef [1992].

Basándose en los resultados de los experimentos numéricos de algunos investigadores, Lagerloef [1992] encontró que esta abundancia de remolinos anticiclónicos puede ser una manifestación de la importancia del papel jugado por el







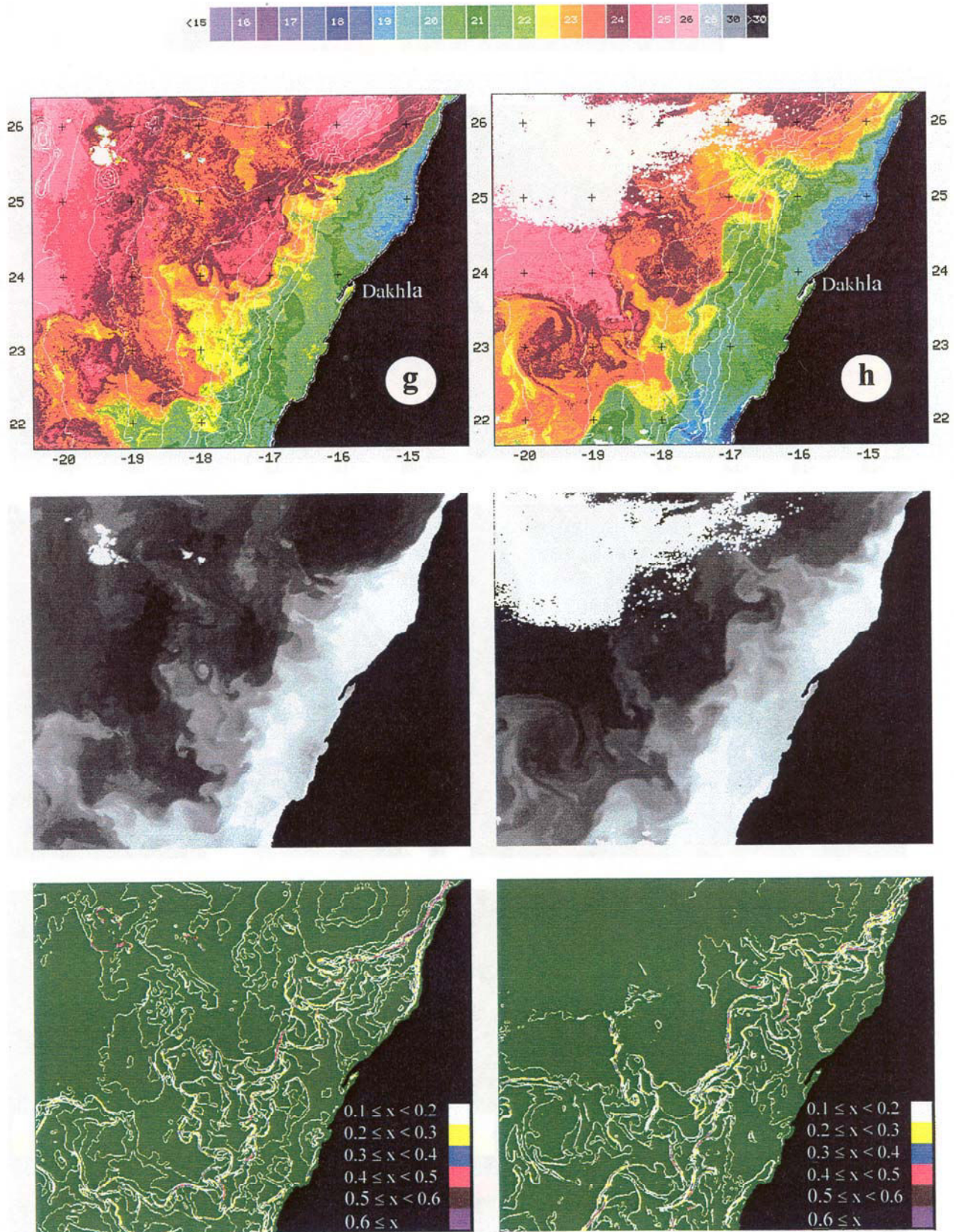


Figura 2.19 - Imágenes de TSM (superior), TB4 (medio) y gradiente de temperatura (inferior) para a) 30/05/87, b) 07/06/87, c) 16/02/90, d) 05/02/91, e) 15/08/92, f) 15/09/92, g) 05/11/92, h) 11/11/92.

proceso de la inestabilidad frontal en la variabilidad de la región. Así, McCreary *et al.* [1991] impidió la formación de un frente costero en su modelo, para desactivar el proceso de inestabilidad frontal, mostrando como resultado la evolución de remolinos de gran tamaño, predominantemente ciclónicos al igual que ocurría con el modelo cuasigeostrófico de Ikeda & Emery [1984]. Por el contrario con la inestabilidad baroclina desactivada prácticamente no se desarrollaban ciclónicos y la inestabilidad frontal era la causa principal de la evolución de características de pequeña escala y la formación de anticiclones cercanos a costa. Además, mediante un análisis lineal de la inestabilidad verificaron que la inestabilidad frontal era la causa de las pequeñas inestabilidades pero también puede ser importante en la generación de las estructuras de gran escala.

En resumen, en esta región se observan perturbaciones con dos escalas bien diferenciadas cuyo origen parece estar motivado por procesos de inestabilidad frontal y baroclina de la corriente. Esto viene apoyado por los estudios de modelaje numérico realizados por diversos investigadores. La aparición de estructuras dipolares y remolinos anticiclónicos mesoescales de relativo gran tamaño hacia finales de año, así como en los vestigios remanentes de las grandes estructuras observados a principio de año, son indicios del importante papel jugado por la inestabilidad frontal. Sin embargo, estas observaciones son preliminares y no permiten establecer una conclusión definitiva al respecto, ya que el número de imágenes analizado es exiguo y las conjeturas aquí realizadas pueden estar sesgadas. No obstante, como concluye Lagerloef [1992], un análisis exhaustivo de las estructuras observadas y de la abundancia relativa, tamaño y longevidad de remolinos ciclónicos y anticiclónicos es necesario y producirá importantes pistas que podrían ayudar en la aclaración de los procesos físicos fundamentales de este sistema.

- Región D

Esta última región posee unas características oceanográficas propias que hacen de ella una zona de especial interés y de gran complejidad. En primer lugar, al igual que

en la región C, las condiciones necesarias para el afloramiento se dan en gran parte de su área durante todo el año. Las aguas afloradas en esta región son distintas al norte y al sur de una zona de transición que se encuentra situada al norte de cabo Blanco cerca de la costa. Gran parte de estas se identifican como agua central Suratlántica (ACSA) al sur de esta zona de cambio, mientras que en el norte la contribución más importante proviene del agua central noratlántica (ACNA). El ACSA es menos salina pero más rica en nutrientes que el ACNA. Ambas masas de agua son inicialmente subsuperficiales alcanzando la capa superior del océano al ser afloradas, siendo los mecanismos a través de los cuales son transportadas hasta esta región bien distintos. El ACSA es llevada por la corriente profunda que se dirige hacia el norte. Más allá de cabo Blanco fluye por debajo de las capas que originan las aguas afloradas, con lo cual el ACNA advectada desde el norte es la que aparece en el afloramiento al norte de Cabo Blanco.

La zona de transición entre ambas masas de agua está formada por un fuerte frente termohalino conocido como *límite de aguas centrales*, que presenta una alta variabilidad constituyendo un complejo régimen mesoescalar, asociado a la confluencia a lo largo de la costa de las corrientes medias [Barton, 1987]. Durante el verano, al sur de esta zona frontal llegan aguas superficiales cálidas que son transportadas por la contracorriente que fluye en dirección norte. Al poseer esta capa de aguas superficiales cálidas una extensión vertical de 50-150 m y al no existir afloramiento al sur de Cabo Blanco en este periodo, no habrá ACSA aflorada en esta región. Esta situación cambia radicalmente durante el invierno, cuando el afloramiento se extiende más al sur y la circulación tropical retrocede hacia el Ecuador. En cambio al norte de Cabo Blanco las condiciones para el afloramiento son propicias a lo largo de todo el año de forma que el ACNA se extiende por la superficie a lo largo de la costa.

En segundo lugar, y relacionado con la circulación a gran escala, es en esta latitud donde la Corriente de Canarias se separa del margen continental, fluyendo gradualmente hacia el sudoeste para constituir parte de la Corriente Norecuatorial a latitudes bajas. También es éste el lugar para el cual la contracorriente que fluye hacia el norte encuentra a la Corriente de Canarias dirigiéndose entonces hacia el oeste. De este

modo, ambas corrientes combinadas dan origen a la advección de agua costera procedente del norte y el sur hacia el mar abierto. La figura 2.20 muestra de forma idealizada la circulación superficial a gran escala en el área de Cabo Blanco, tal como ha sido recogida por Mittelstaedt [1983,1991]. Según Mittelstaedt existen evidencias suficientes que sugieren la presencia de un giro ciclónico permanente situado al sur de Cabo Blanco entre 15°N y 22°N. La posición de éste varía estacionalmente encontrándose en su posición más septentrional en otoño e invierno. Este giro puede también contribuir de forma importante a la intensificación del flujo zonal hacia fuera de la plataforma.

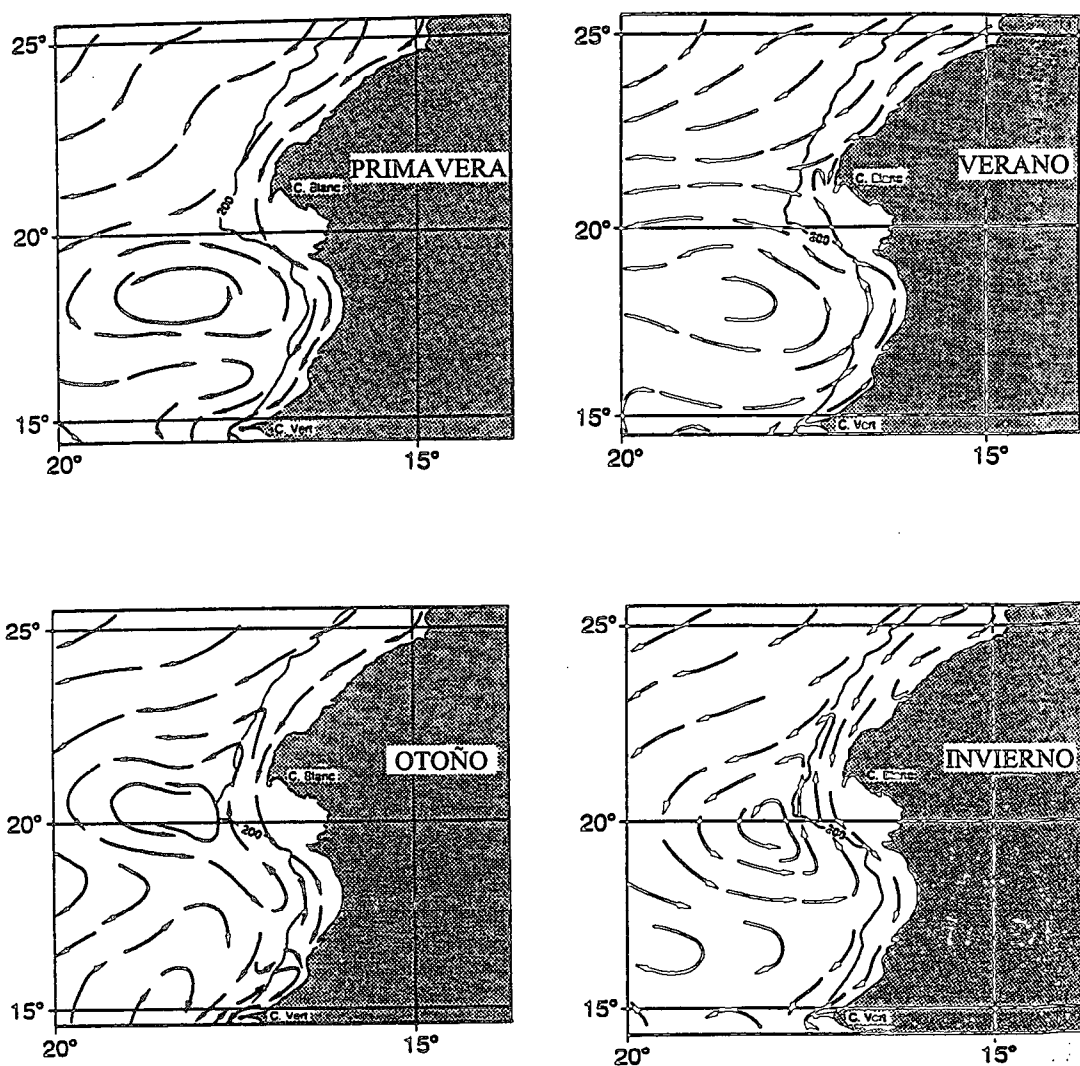
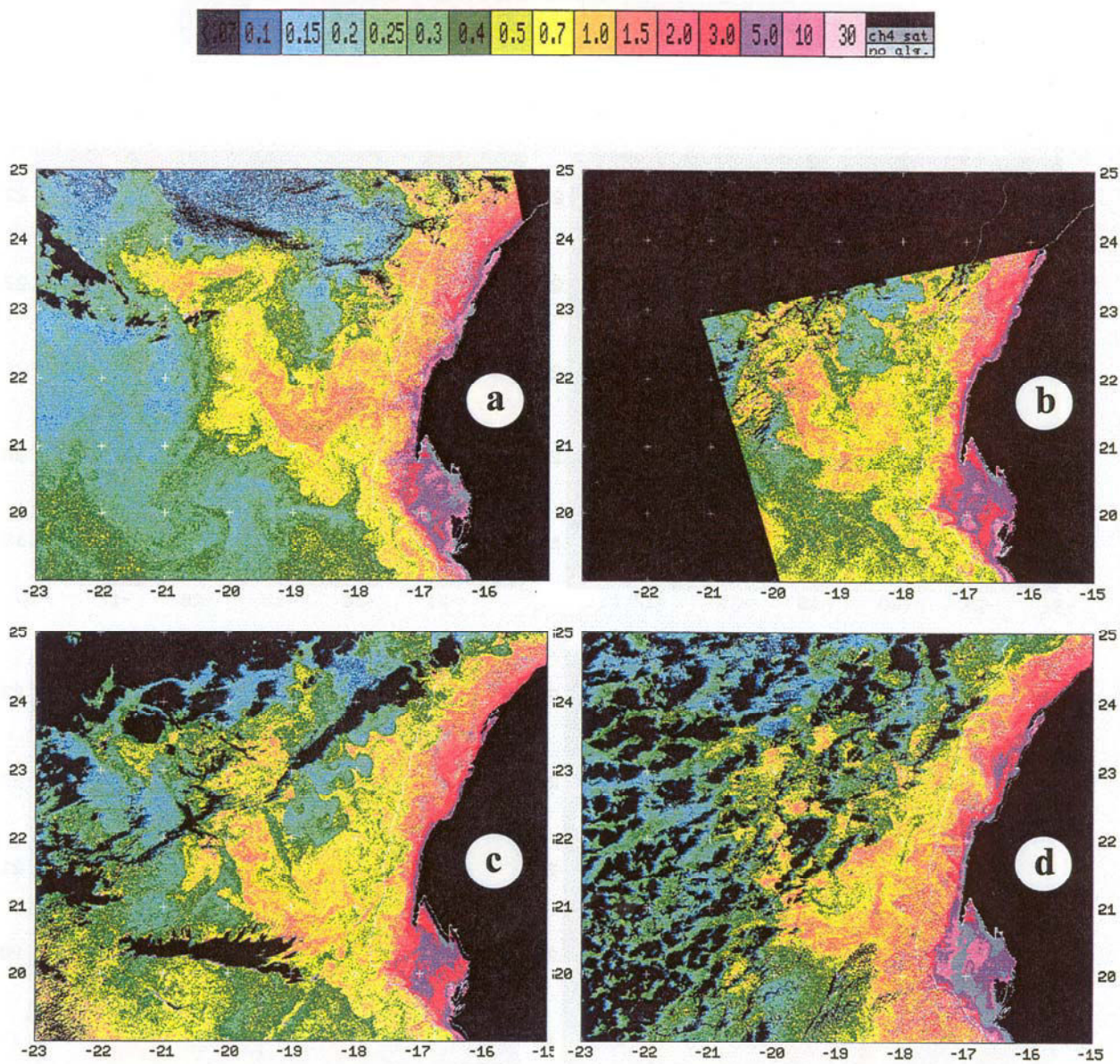


Figura 2.20 - Variabilidad estacional de la circulación a gran escala en el área de Cabo Blanco: primavera, Abril-Mayo; verano, Julio-Septiembre; otoño, Octubre-Diciembre; invierno, Enero-Marzo. (Gabric *et al.*, 1993).

Toda esta serie de condicionantes hacen que en esta región, se produzca la advección a una distancia considerable de la costa del agua de la plataforma, baja en temperatura y rica en fitoplancton. Esto se manifiesta de forma clara en las imágenes de color del océano en las que se observa una extensa intrusión de agua con altas concentraciones de pigmento (figura 2.21, 2.22 y 2.23), a la que se le ha dado el nombre de “filamento gigante” de Cabo Blanco [Van Camp *et al.*, 1991]. También existen evidencias de este filamento en las imágenes de TSM (figura 2.24). No obstante su extensión hacia el océano abierto es menor que en las de color, debido al calentamiento que sufren las aguas frías después de algunos días en contacto con la atmósfera, adquiriendo finalmente una temperatura similar a la de las aguas cálidas que le rodean [Nykjaer, 1988]. Diversos estudios indican que este filamento permanece a lo largo del año pero su intensidad varía tanto estacional como interanualmente [Bricaud *et al.*, 1987; Van Camp *et al.*, 1991].

En este trabajo se han analizado tres secuencias de imágenes de pigmento obtenidas con el CZCS para los periodos de diciembre de 1983, marzo de 1984 y octubre de 1984 (figura 2.21, 2.22 y 2.23). En todas ellas se observan concentraciones de pigmento altas, en ocasiones superiores a 1 mg/m^3 que pueden extenderse hasta 400 km de la costa. El límite de estas aguas mesotróficas con aquellas que presentan concentraciones de pigmento inferiores a 0.3 mg/m^3 está bien definido, descendiendo las concentraciones de pigmento bruscamente para distancias inferiores a 10 km. Esto es lo que define la forma y dimensiones del filamento gigante. En estas secuencias se advierte que en marzo de 1984 las concentraciones eran ligeramente superiores a los otros periodos. Sin embargo, mientras que en las imágenes de octubre y diciembre se evidencia de forma notable el filamento, con longitudes cercanas a los 400 km y anchuras del orden de los 200 km, en la secuencia de marzo su presencia no es tan clara. En estas en vez de un filamento gigante, se presentan varios de dimensiones más reducidas, dando lugar a estructuras de circulación con una complejidad mayor. Como se refleja en la figura 2.20 y argumentan Gabric *et al.* [1993] durante la primavera el giro ciclónico permanente se desplaza hacia el sur de Cabo Blanco y ejerce una influencia menor en el transporte hacia el océano abierto al norte de 20°N .



© Universidad de Las Palmas de Gran Canaria. Biblioteca Digital, 2003

Figura 2.21 - Serie temporal de imágenes CZCS para a) 10/12/83, b) 19/12/83, c) 20/12/83, d) 26/12/83

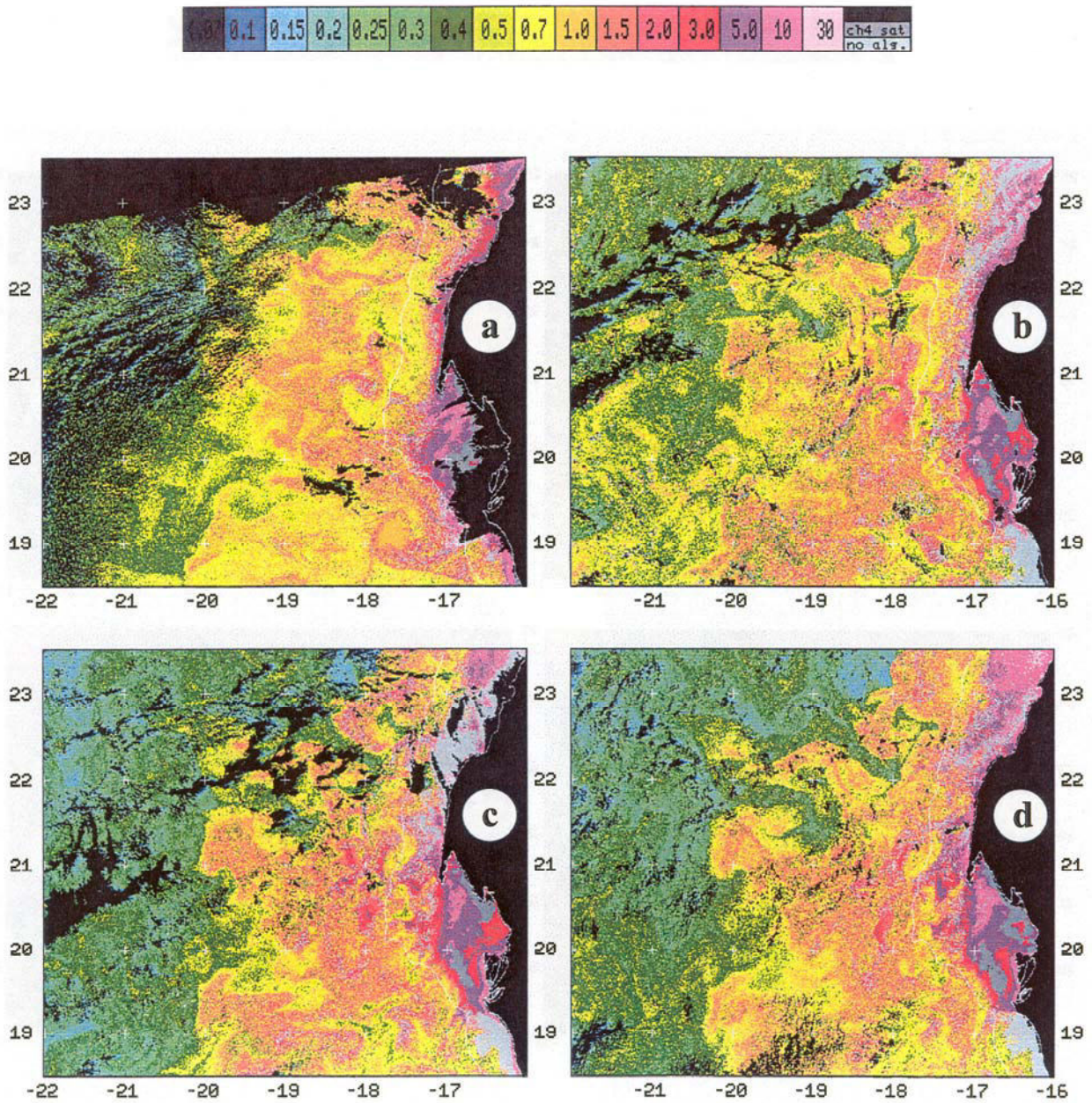


Figura 2.22 - Serie temporal de imágenes CZCS para a) 15/03/84, b) 19/03/84, c) 20/03/84, d) 21/03/84

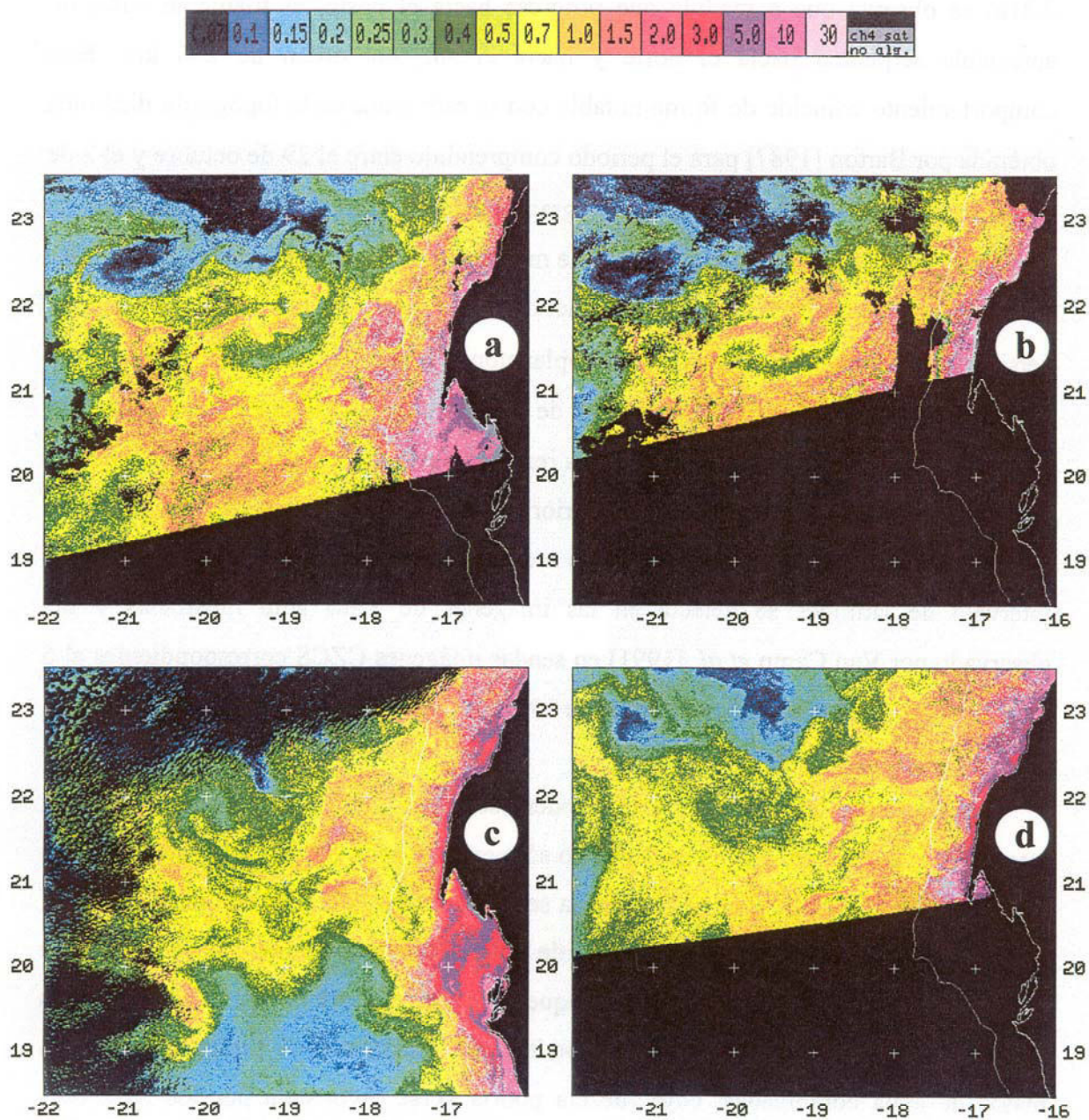
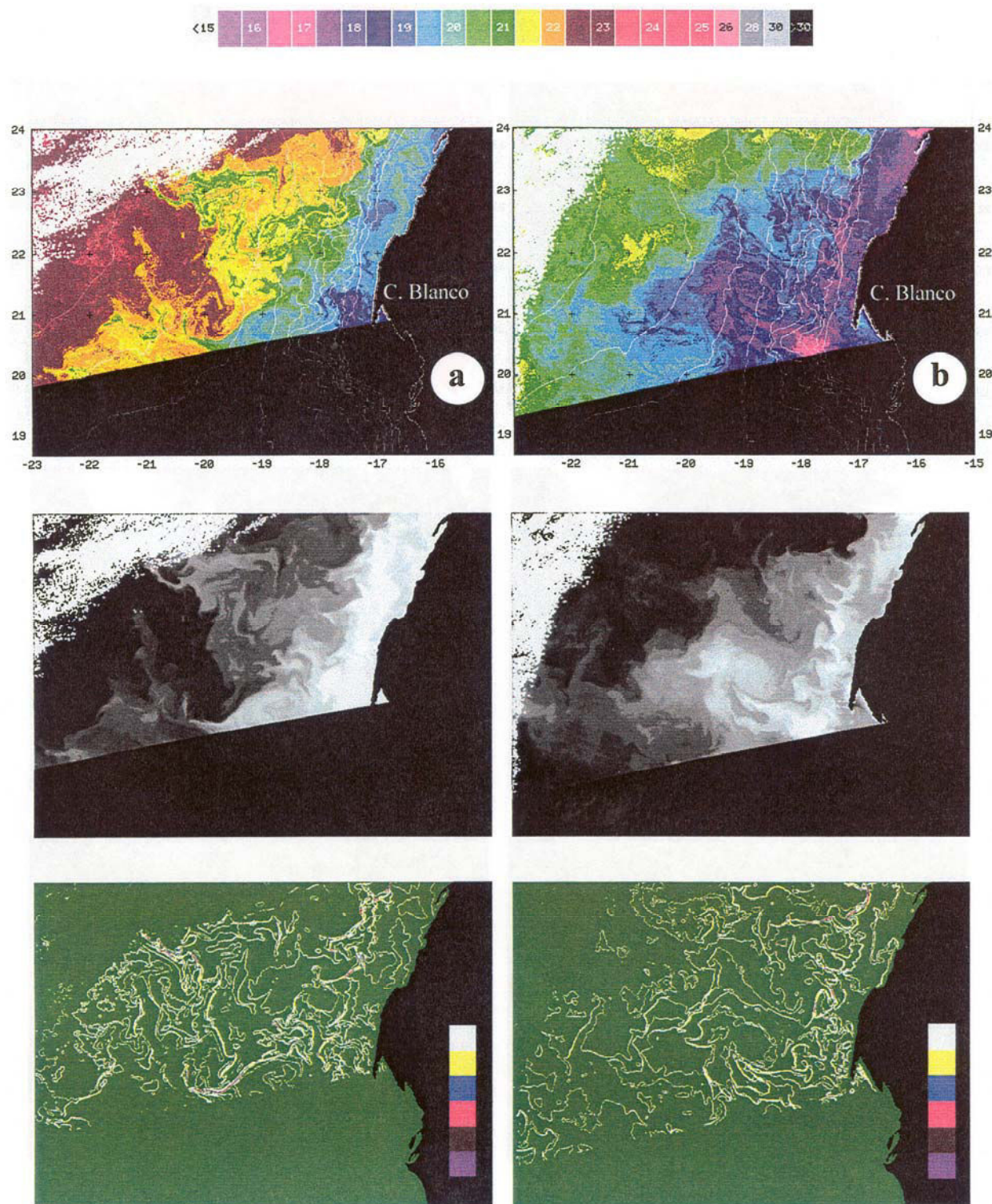


Figura 2.23 - Serie temporal de imágenes CZCS para a) 15/10/84, b) 16/10/84, c) 21/10/84, d) 27/10/84

En la imagen de pigmento correspondiente al 10 de diciembre de 1983 (figura 2.21a) se observa que a medida que progresa hacia el oeste, el filamento sufre un apreciable serpenteo hacia el norte y hacia el sur, del orden de 200 km. Este comportamiento coincide de forma notable con la estructura de la topografía dinámica obtenida por Barton [1987] para el periodo comprendido entre el 29 de octubre y el 2 de noviembre de 1981. Además de este gran meandro, Barton [1987] descubrió la presencia de otros meandros y remolinos de menor escala. También han sido observados remolinos mesoescales con un tamaño del orden de 100 km y que muestran una gran persistencia en imágenes de pigmento fitoplanctónico por Nykjaer [1988] y Van Camp *et al.* [1991]. Así, en la serie de imágenes de octubre de 1984 (figura 2.23) se observan entre 21° N y 23° N lo que parecen ser dos remolinos anticiclónicos que presentan bajas concentraciones de pigmento en su interior, con relación al agua rica en pigmento proveniente del filamento gigante que les rodea. Una situación análoga para el mismo intervalo de latitudes se detecta en las imágenes de TSM aquí mostradas y fue observado por Van Camp *et al.* [1991] en sendas imágenes CZCS correspondientes al 6 de noviembre 1980 y el 3 de noviembre de 1982.

Estos remolinos observados pueden ser importantes mecanismos para el intercambio de energía, calor y material no sólo entre el agua costera y la oceánica, sino también entre el ACNA y el ACSA. En la serie de imágenes CZCS de marzo de 1984, se localizan unas estructuras cerca del borde de la plataforma continental que presentan concentraciones de pigmento menores a aquellas mostradas por las aguas costeras y las situadas más allá de la plataforma. Esto podría ser un indicio de la presencia de ambas masas de agua combinadas, cuya mezcla podría verse favorecida por los remolinos existentes.

Por tanto, en todas las imágenes analizadas en este trabajo se observa una gran actividad mesoescalar para este área, aunque la escala de las estructuras fitoplanctónicas es mayor para la secuencia de imágenes CZCS de diciembre de 1983 y octubre de 1984 (del orden de 100-150 km) que para la de marzo de 1984 (que solo alcanzan los 50 km). Quizá sería necesario considerar relacionado con esto, tal como refleja la figura 2.25,



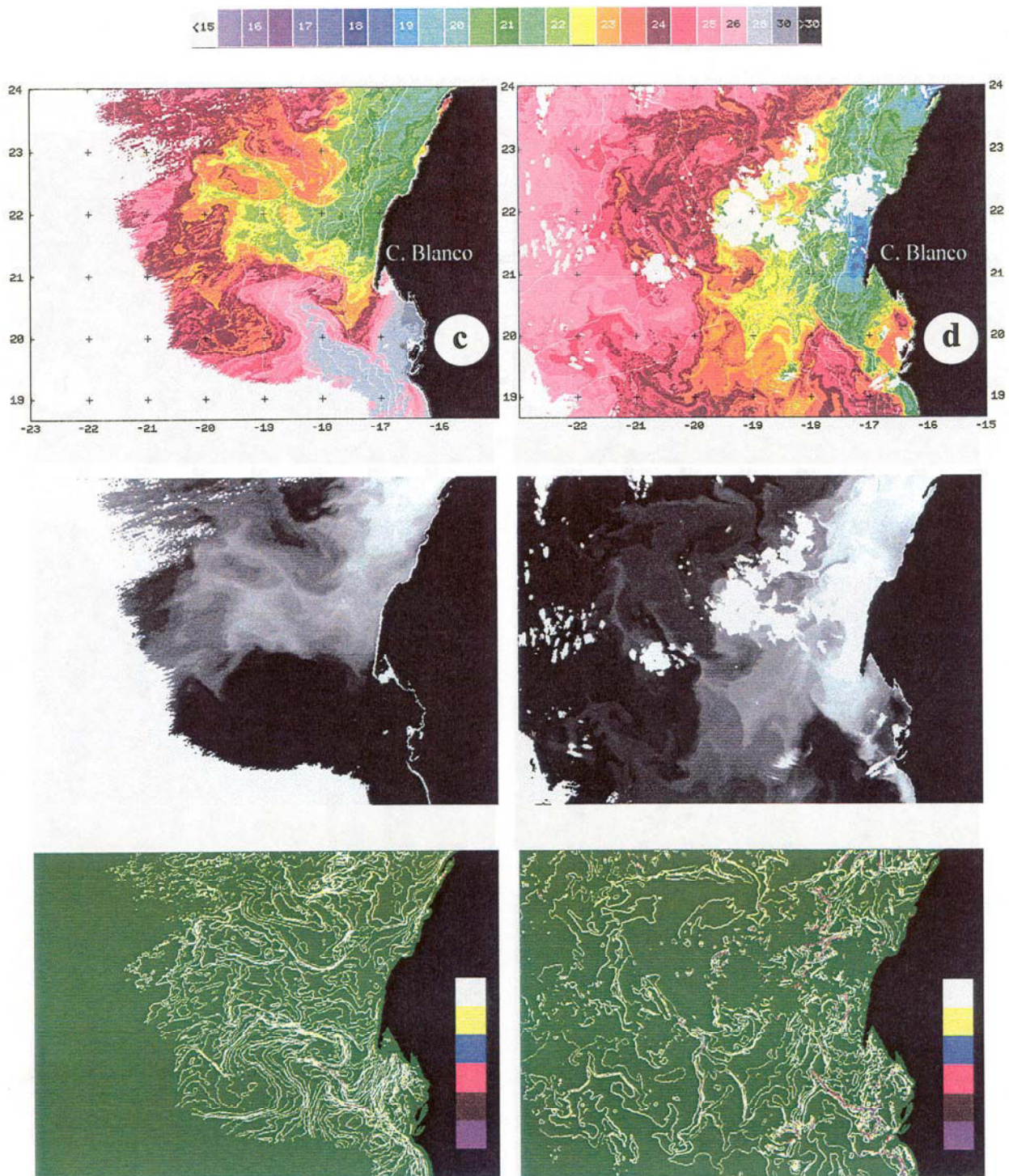


Figura 2.24 - Imágenes de TSM (superior), TB4 (medio) y gradiente de temperatura (inferior) para a) 08/01/91, b) 05/02/91, c) 08/09/92, d) 20/10/92.

elaborada por Gabric *et al.* [1993], que representa el transporte de Ekman obtenido a partir de datos de viento del ECMWF (European Center for Medium Weather

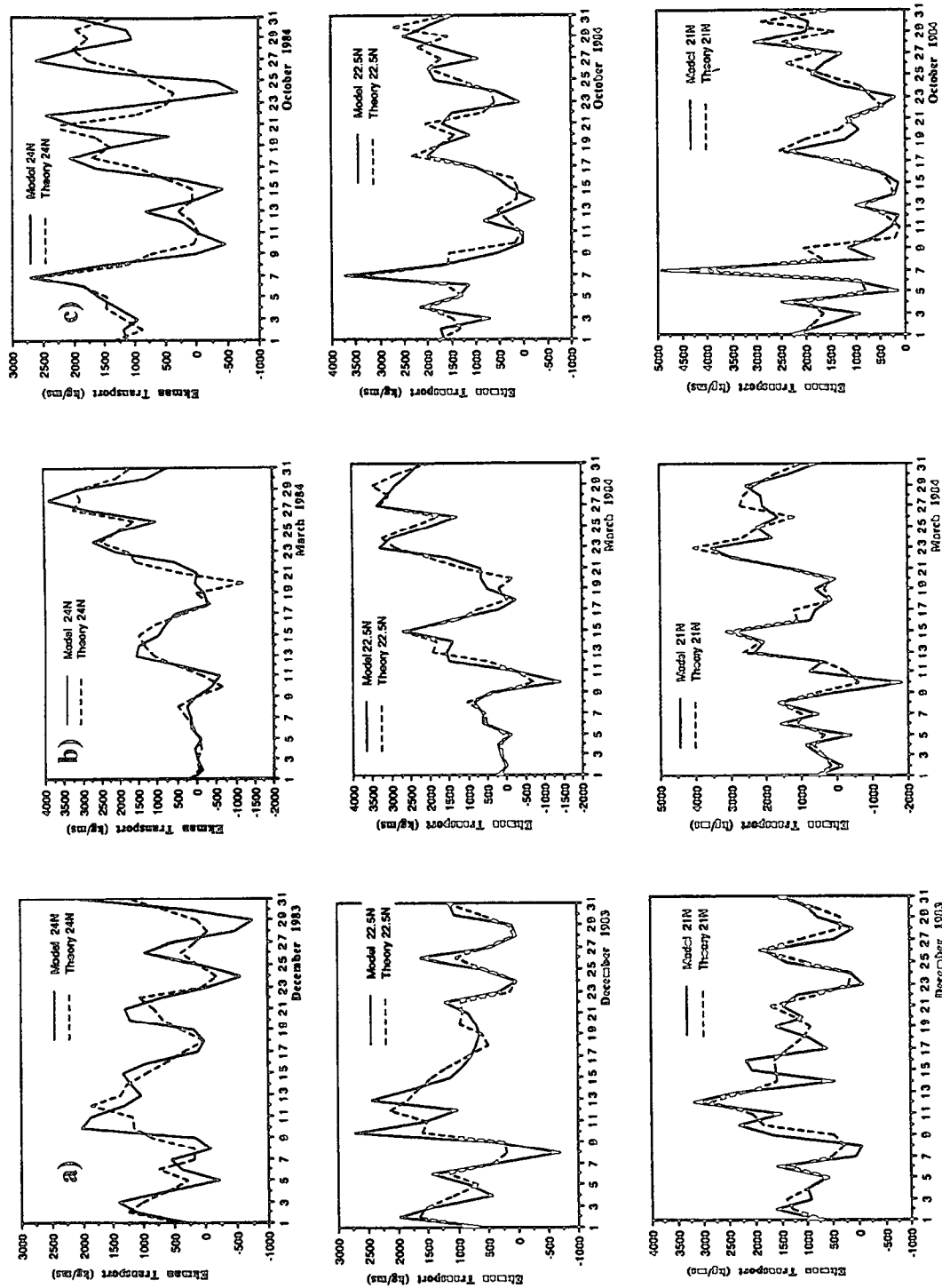


Figura 2.25 - Valores teóricos (línea discontinua) y predicciones numéricas (línea continua) del transporte de Ekman a 21°N, 22.5°N y 24°N para a) Diciembre de 1983, b) Marzo de 1984, y c) Octubre de 1984. (Valores positivos indican transporte hacia el océano abierto) (Gabric *et al.*, 1993).

Forecasting), que la serie de imágenes de marzo de 1984 se obtuvo después de un periodo de 10 días de afloramiento débil o ausente, mientras que para las otras dos series los periodos de relajación son mucho menores.

Por último, el análisis de datos históricos [Mittelstaedt, 1991] y de series temporales largas [Hernández-Guerra & Nykjaer, 1997] muestra en sus resultados promedios la existencia de aguas afloradas a grandes distancias de la costa. Esto está, con casi total probabilidad, relacionado con la advección de ésta por parte de la corriente de Canarias originando la gran pluma de pigmento anteriormente descrita. De estos análisis se puede concluir que las características oceanográficas aquí detalladas son permanentes y recurrentes a lo largo del año.

Capítulo 3

Estimación de variabilidades espacio-temporales a partir de datos CZCS

3.1 Introducción

La variabilidad natural de los procesos físicos y biológicos en el Océano se extiende en un amplio rango de escalas espacio-temporales [Stommel, 1963]. El tener en cuenta ambas conjuntamente es un hecho de gran importancia en Oceanografía y en general éstas no son independientes [Haury *et al.*, 1977; Woods, 1977]. Si se considera este aspecto, los métodos de toma de datos oceanográficos que se pueden denominar como convencionales presentan algunos inconvenientes frente a los obtenidos a través de sensores dispuestos en satélites. Así, por ejemplo, los instrumentos que se disponen en una situación fija en el océano presentan una alta resolución temporal pero una cobertura espacial limitada. Otro tipo de instrumentos, como son los dispositivos de deriva producen una serie temporal que abarca a un área mayor pero que corresponde únicamente a una sola parcela de agua. Por último, los métodos de muestreo realizados desde barcos son incapaces de abarcar un área extensa, de resolver largas escalas temporales, y además no son sinópticos, logrando por lo general una buena resolución espacial vertical a expensas de una mala resolución espacial horizontal.

Frente a estas desventajas el método de muestreo de los satélites cuyos datos son empleados aquí, provee la oportunidad de obtener información del océano, sobre un espectro de escalas tanto espaciales como temporales, inabordables mediante los otros métodos aquí descritos. Así, los datos tomados con los sensores AVHRR y CZCS permiten realizar observaciones, sobre escalas temporales que van desde días a años y escalas espaciales que van desde 1 a 10^3 km, de los procesos físico-biológicos presentes en el océano. De cualquier modo, a pesar de estas ventajas sólo unos pocos estudios cuantitativos y estadísticos en términos de la variabilidad espacio-temporal han sido llevados a cabo a través del uso de los datos de estos satélites, en parte debido a los problemas inherentes que presentan, como son la presencia frecuente de nubes, la no utilidad de imágenes con concentraciones de aerosoles anómalas, fenómenos de calentamiento superficial en las imágenes de temperatura de la superficie del mar, etc.

En esta parte del trabajo lo que se estudia es la variabilidad espacio-temporal de las estructuras de fitoplancton observadas por el sensor CZCS, en el área del afloramiento del Noroeste de África correspondiente a la región de Cabo Blanco. Un análisis de este tipo podría permitir: 1) Caracterizar escalas bajo diferentes condiciones ambientales, 2) Identificar mecanismos responsables de esta variabilidad espacio-temporal y 3) Incrementar el conocimiento de la variabilidad de los procesos físico-biológicos del océano, lo cual implica un aumento de la fiabilidad de las estrategias de muestreo y de análisis de datos oceanográficos.

Diversas razones, algunas de ellas expuestas en el capítulo anterior, son las que han motivado el iniciar un estudio de estas características en la región de Cabo Blanco. En primer lugar, el área de Cabo Blanco constituye, dadas las características meteorológicas predominantes, la única región del noroeste de África donde las condiciones necesarias para la presencia de afloramiento costero son favorables a lo largo de todo el año. Además, también se manifiesta aquí un evento oceanográfico destacado, y es que en esta latitud la Corriente de Canarias se despega de la pendiente continental y fluye hacia el sudoeste, como parte constitutiva del Giro Subtropical Atlántico. Por último, una detallada observación del archivo de *quick-looks* de imágenes CZCS que se encuentra disponible en la estación receptora de Maspalomas, reveló que

el número mayor de imágenes no contaminadas por nubes corresponde al área de Cabo Blanco, y así tres series de imágenes de esta región lo más cercanas en el tiempo posible, correspondientes a diferentes períodos se identificaron y utilizaron para su análisis posterior (tabla 3.1). Algunas de ellas ya han sido mostradas en el capítulo anterior (figuras 2.20, 2.21 y 2.22).

<i>Serie 1</i>		<i>Serie 2</i>		<i>Serie 3</i>	
<i>Órbita</i>	<i>Fecha</i>	<i>Órbita</i>	<i>Fecha</i>	<i>Órbita</i>	<i>Fecha</i>
25891	10 Dic 1983	27204	14 Mar 1984	30176	15 Oct 1984
26015	19 Dic 1983	27218	15 Mar 1984	30190	16 Oct 1984
26029	20 Dic 1983	27232	16 Mar 1984	30259	21 Oct 1984
26098	25 Dic 1983	27273	19 Mar 1984	30273	22 Oct 1984
26112	26 Dic 1983	27287	20 Mar 1984	30342	27 Oct 1984
		27301	21 Mar 1984		
		27356	25 Mar 1984		

Tabla 3.1 - Datos CZCS utilizados para la estimación de las variabilidades espacio-temporales.

De este modo, en este capítulo se hace primero una revisión de trabajos previos existentes relacionados con el cálculo de escalas espaciales y temporales características, llevados a cabo en distintas áreas utilizando diferentes fuentes de datos y métodos, tratando de justificar el método aquí empleado. Posteriormente se hace una descripción detallada del mismo para posteriormente presentar sus resultados. Finalmente se valoran los resultados obtenidos y algunas aplicaciones que surgen de los mismos.

3.2 Métodos de cálculo de la variabilidad

Existen distintos trabajos que han utilizado diferentes métodos para determinar la variabilidad espacial y/o temporal de los fenómenos físico-biológicos presentes en el Océano, haciendo uso algunos de ellos de datos de satélite.

Tanto para estimar la variabilidad espacial como la variabilidad temporal, los diferentes métodos están basados en el cálculo de la *función de autocorrelación* (espacial o temporal), o bien de la *función de estructura* (espacial o temporal), también conocida como *variograma* [Wald, 1989].

Sea una función aleatoria, $Z(\mathbf{x}, t)$, que depende de la variable espacial bidimensional \mathbf{x} y t . De este modo, la función de autocorrelación espacial para una separación espacial \mathbf{h} , viene dada por:

$$r(\mathbf{x}, \mathbf{x} + \mathbf{h}) = E\{Z(\mathbf{x}, t) Z(\mathbf{x} + \mathbf{h}, t)\} \quad (3.1)$$

y la función de autocorrelación temporal para una separación temporal τ , se expresa como:

$$r(t, t + \tau) = E\{Z(\mathbf{x}, t) Z(\mathbf{x}, t + \tau)\} \quad (3.2)$$

siendo $E\{ \}$ la esperanza matemática.

De forma análoga, la función de estructura espacial viene dada por [Samper & Carrera, 1990]:

$$D(\mathbf{x}, \mathbf{x} + \mathbf{h}) = E\{[Z(\mathbf{x} + \mathbf{h}, t) - Z(\mathbf{x}, t)]^2\} \quad (3.3)$$

y la función de estructura temporal como:

$$D(t, t + \tau) = E\{[Z(\mathbf{x}, t + \tau) - Z(\mathbf{x}, t)]^2\} \quad (3.4)$$

La función de estructura y la función de autocorrelación están relacionadas. La expresión que liga a ambas viene dada por:

$$D(\mathbf{x}, \mathbf{x} + \mathbf{h}) = r(\mathbf{x}, \mathbf{x}) + r(\mathbf{x} + \mathbf{h}, \mathbf{x} + \mathbf{h}) - 2r(\mathbf{x}, \mathbf{x} + \mathbf{h})$$

En el caso particular de que la función de autocorrelación espacial sea invariante a cambios en la posición de \mathbf{x} y $\mathbf{x} + \mathbf{h}$, con lo cual $r(\mathbf{x}, \mathbf{x} + \mathbf{h}) = r(\mathbf{h})$, y a la orientación de \mathbf{h} , con lo que $r(\mathbf{h}) = r(h)$, siendo $h = |\mathbf{h}|$, entonces se dice que el campo es *homogéneo* e *isótropo*, y la ecuación anterior se reduce a:

$$D(h) = 2[r(0) - r(h)]$$

siendo $r(0)$ la varianza de $Z(\mathbf{x}, t)$.

Experimentalmente, para el cálculo de las escalas espaciales dominantes, la función de autocorrelación espacial viene estimada por:

$$r^*[\mathbf{h}, 0] = \sum_{\mathbf{x}=0,0}^{N-i-1, M-j-1} Z[\mathbf{x}, t] Z[\mathbf{x} + \mathbf{h}, t] \quad (3.5)$$

y para el cálculo de las escalas temporales, la función de autocorrelación temporal viene dada por:

$$r^*[0, \tau] = \sum_{t=0}^{T-\tau-1} Z[\mathbf{x}, t] Z[\mathbf{x}, t + \tau] \quad (3.6)$$

Existen diversos estudios que han hecho uso de este estadístico para caracterizar la variabilidad espacial y temporal. Así, por ejemplo, Van Woert [1982], haciendo uso de datos de satélite de la temperatura de la superficie del mar (TSM), investigó la variabilidad espacial del frente Subtropical del Pacífico Norte, por medio de la función de autocorrelación espacial, basándose para ello en la localización del primer paso por cero de esta función. Él obtuvo una estructura elíptica con un eje mayor y menor de 85 km y 32 km, respectivamente. Un estudio similar ha sido llevado a cabo por Viehoff [1989] para un área del Atlántico Norte, obteniendo funciones de autocorrelación espacial cuyo paso por cero oscila entre 51-150 km, para el eje mayor, y 40-100 km, para el eje menor. También a través de datos de satélite de TSM, Tate *et al.* [1989] estimaron las escalas espaciales características en el área del mar de Tasmania utilizando la función de autocorrelación espacial, distinguiendo una región donde las escalas espaciales son pequeñas (<250 km), en el área de la Corriente Oriental de Australia, y otra región de escalas espaciales mayores (>250 km), en la mitad norte del área de estudio. En este mismo estudio y haciendo uso también de la función de autocorrelación temporal, Tate *et al.* [1989] estimaron las escalas temporales características, que definieron como cuatro veces el intervalo para el cual la función de correlación cruzada toma un valor de 0.37 (e^{-1}). Los resultados obtenidos indicaron que las escalas temporales más cortas aparecían en aquellas áreas donde las escalas espaciales también lo son, lo que además se corresponde con el lugar donde la circulación es más fuerte y más variable. Únicamente parte de su región de estudio se

desviaba de esta tendencia general presentando grandes escalas espaciales y cortas escalas temporales, efecto que podría explicarse debido a procesos de intercambio de calor con la atmósfera.

Por otro lado, Campbell & Esaias [1985] calcularon la función de autocorrelación utilizando datos de temperatura y clorofila obtenidos a través de sensores remotos aerotransportados, del área de Nantucket Shoals, situada en la costa oriental norteamericana, y observaron que para este área la función de autocorrelación de los datos de clorofila, que parece estar relacionada con la fase mareal para parte de la región, es más variable que la de los datos de temperatura cuyas longitudes características oscilan entre 22 y 24 km. Además llevaron a cabo un análisis utilizando la función de correlación cruzada entre temperatura y clorofila, observando también cierta relación con la marea, dando evidencias por consiguiente de acoplamiento entre los factores físicos y la distribución de fitoplancton.

Por otro lado, como ya ha sido mencionado, las escalas espaciales dominantes también pueden determinarse a través de la función de estructura espacial, que experimentalmente viene estimada por:

$$D^*(\mathbf{h}, 0) = \frac{1}{N - h_x} \frac{1}{M - h_y} \sum_{x=0}^{N-h_x} \sum_{y=0}^{M-h_y} [Z(\mathbf{x} + \mathbf{h}, t) - Z(\mathbf{x}, t)]^2 \quad (3.8)$$

mientras que la función de estructura temporal, que resuelve las escalas temporales, viene dada por:

$$D^*(\mathbf{0}, \tau) = \frac{1}{T - \tau} \sum_{t=0}^{T-\tau} [Z(\mathbf{x}, t + \tau) - Z(\mathbf{x}, t)]^2 \quad (3.9)$$

Una de las primeras aplicaciones oceanográficas de la función de estructura surgió en el estudio realizado por Hamon & Cresswell [1972] sobre la circulación oceánica de Australia. Estos calcularon la función de estructura a partir de datos de anomalía de la altura dinámica de la superficie del mar y de temperatura, obteniendo una longitud de escala horizontal dominante de alrededor de 500 km.

También Denman & Freeland [1985], utilizando datos in-situ tomados en 15 campañas oceanográficas, construyeron las funciones de estructura espacial para algunas variables oceanográficas, como son, la altura geopotencial, la temperatura, la salinidad, y la concentración de fitoplancton, obteniendo para todas ellas un máximo para una separación de 30 km, lo cual representa una escala espacial dominante de 60 km aproximadamente, consistente con la presencia de un remolino de dimensiones similares presente en su área de estudio. Además, utilizando los mismos datos, determinaron las funciones de estructura temporales para los datos de temperatura y salinidad, encontrando que la varianza asociada con éstas para intervalos menores de 10 días eran 0.54 y 0.07 veces del promedio de la varianza espacial. Esto significa que la varianza temporal para el tiempo característico de duración de una campaña oceanográfica de alrededor de 10 días era a lo más igual a la mitad de la varianza espacial para su región de estudio, reafirmando por tanto que los mapas espaciales generados de sus campañas oceanográficas son correctos.

Yoder *et al* [1987] determinaron, por medio de la función de estructura espacial, las escalas espaciales características de las estructuras fitoplanctónicas, en el área de la plataforma continental de la costa sudoriental de los Estados Unidos, a través del análisis de una serie temporal anual de imágenes CZCS. Las escalas espaciales medias obtenidas están comprendidas en un intervalo que va desde 32 a 124 km, existiendo una tendencia general a incrementarse éstas a medida que aumenta la distancia a la costa.

También la función de estructura ha sido utilizada para calcular las escalas temporales típicas. Así Kelly [1983, 1985] estimó un tiempo de pérdida de correlación de 4-5 días, para un área costera energética de la región del norte de California utilizando imágenes de TSM.

Ahora bien, como queda puesto de manifiesto, ninguno de estos trabajos relaciona las escalas espaciales con las temporales, que como además se ha visto no son independientes. El objetivo de esta parte del trabajo es, por tanto, estimar a partir de unas series de secuencias de imágenes CZCS, el tiempo para el cual las estructuras de pigmento superficiales pierden la correlación como una función de la escala espacial.

Para lograr esto, se ha calculado para cada par de imágenes que se encuentran separadas por un intervalo temporal τ , una función análoga a (3.6) pero que es dependiente de la escala espacial, y que se conoce con el nombre de coherencia cuadrada $\gamma_{12}^2(k)$, que es una función de la inversa de la longitud de onda escalar k , la cual será referida con el nombre de número de onda. En el siguiente apartado se describen los detalles del cálculo de $\gamma_{12}^2(k)$.

3.3 Cálculo de la coherencia cuadrada

El primer paso, en el cálculo de la coherencia cuadrada, es la aplicación a las imágenes CZCS seleccionadas de un filtro no lineal de mediana, para eliminar parte del ruido presente en éstas. Las propiedades de este filtro han sido descritas en el apéndice B y como se mencionó su objetivo es además de eliminar parte del ruido de la imagen, preservar los bordes y características presentes, siendo esto pues esencial para el análisis estructural aquí realizado. Además todos los valores fuera de rango, es decir, aquellos correspondientes a nubes y tierra se fijaron a cero.

En todas las imágenes procedentes del sensor CZCS hay una fracción más o menos importante de la imagen que corresponde a la presencia de nubes (incluyendo las que hemos seleccionado en esta parte del trabajo). Esto da lugar a que el cálculo de la coherencia no haya sido realizado para la totalidad de la imagen, sino únicamente para algunas subáreas oceánicas libres de nubes comunes a algunas de las imágenes de cada serie. Para facilitar el análisis la forma elegida para las subáreas ha sido cuadrada, siendo además los tamaños seleccionados para éstas de 100×100 km y 150×150 km respectivamente. La localización de las subáreas elegidas se superpone sobre una de las imágenes CZCS utilizadas en la figura 3.1, una de las secuencias utilizadas se muestra en la figura 3.2, y un intento de clasificación de las subáreas seleccionadas viene dado en la Tabla 3.2.

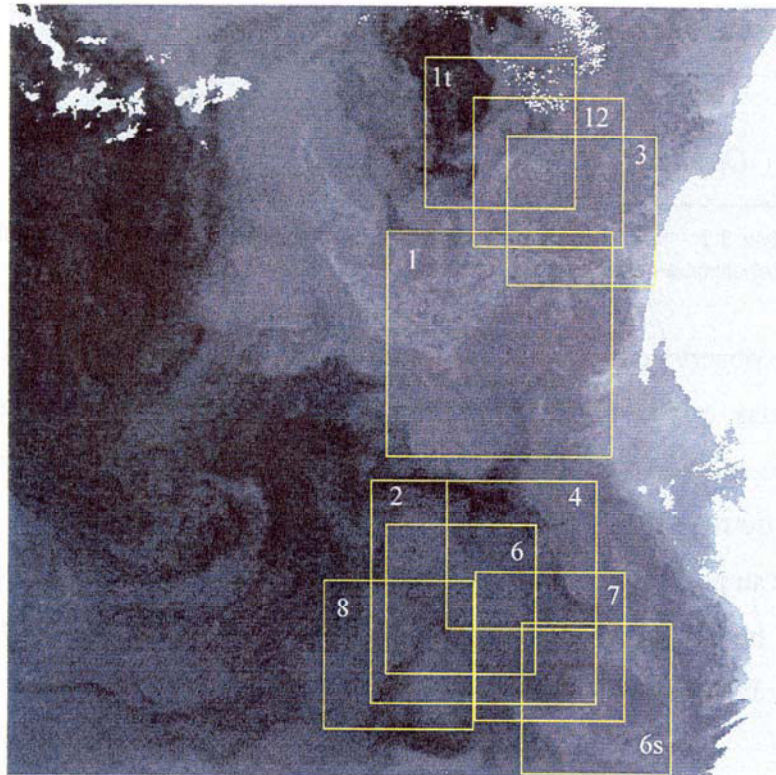


Figura 3.1 - Subáreas elegidas para la primera serie de imágenes superpuestas sobre la escena CZCS del 10 de Diciembre de 1983.

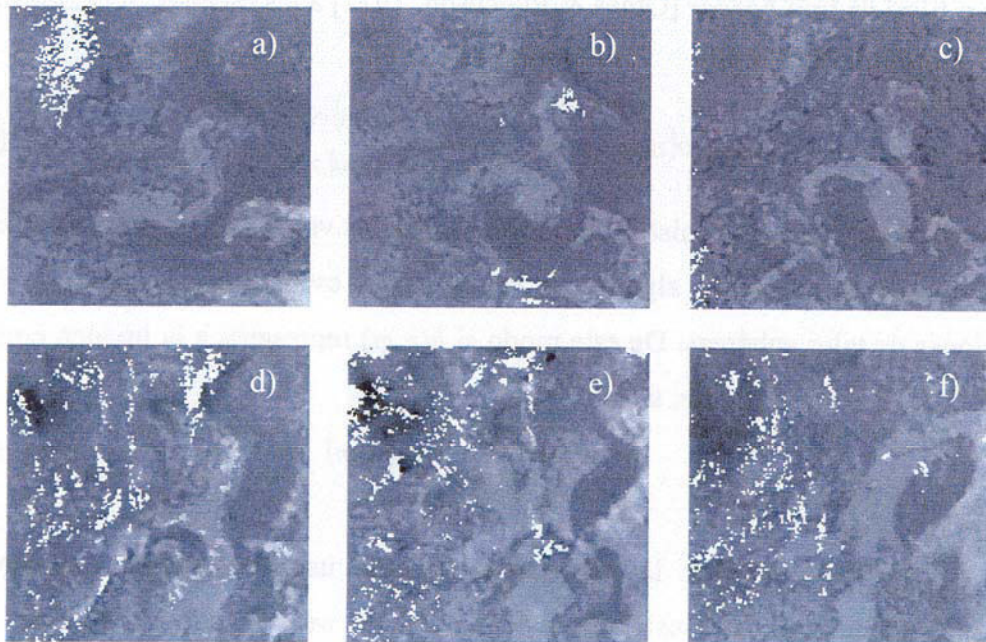


Figura 3.2 - Secuencia del subárea 1 perteneciente a la serie 2 para los días a) 14/03/84, b) 15/03/84, c) 16/03/84, d) 19/03/84, e) 20/03/84 y f) 21/03/84.

Subáreas	Norte	Sur
Costera	1,3,4,12,4s,1t	2,6,7,8,6s
Oceánica	5,1s,2s,3s,5s,2t	9,10,11,3t

Tabla 3.2 - Subáreas de imágenes CZCS seleccionadas para el cálculo de la coherencia cuadrada.

Como se observa en la Tabla 3.2 todas las subáreas elegidas se agrupan en torno a cuatro categorías, que se corresponden con una subdivisión del área de estudio cuyos límites han sido elegidos de forma más o menos arbitraria. Así dependiendo de su proximidad a tierra es posible distinguir entre subáreas costeras y oceánicas, y dependiendo de su posición zonal en subáreas situadas al norte o sur del área de estudio. Esto ha sido hecho para observar si existe alguna relación entre las escalas características y la división del área de estudio efectuada.

A causa de que se ha trabajado con imágenes cuyo tamaño es de 512×512 píxeles, el proceso de selección de las subáreas es equivalente a la aplicación de una función o filtro de tipo *boxcar* [Otnes & Enochson, 1972] a las escenas. La expresión de este filtro viene dada por:

$$u(n, m) = \begin{cases} 1, & |n| \leq N/2, |m| \leq M/2 \\ 0, & |n| > N/2, |m| > M/2 \end{cases} \quad (3.10)$$

y como se observa tiene por misión fijar a cero todos los valores de aquellos píxeles que caen fuera del dominio de alguna de las subáreas escogidas, siendo N y M las dimensiones de tales subáreas. De este modo si $h(n, m)$ representa a la imagen completa y $w(n, m)$ a la subárea escogida, se tiene que:

$$w(n, m) = h(n, m) u(n, m) \quad (3.11)$$

Ya que para estimar la coherencia se hace uso del análisis espectral, es importante indicar que la transformada de Fourier de $w(n, m)$, que viene dada por la expresión (3.11) es igual a:

$$W(k_n, k_m) = H(k_n, k_m) * U(k_n, k_m) \quad (3.12)$$

donde * representa a la operación convolución, siendo $U(k_n, k_m)$ la transformada de Fourier de $u(n, m)$, y cuyo valor es igual a:

$$U(k_n, k_m) = NM \frac{\text{sen } \pi k_n N}{\pi k_n N} \frac{\text{sen } \pi k_m M}{\pi k_m M} e^{-j\pi k_n N} e^{-j\pi k_m M} \quad (3.13)$$

La figura 3.3 ilustra gráficamente en el dominio temporal y en el de frecuencias el efecto que resulta de aplicar el filtro boxcar a una secuencia discreta, que por sencillez se ha tomado como una senoide. La transformada o representación frecuencial de la senoide que viene dada por la respuesta impulsiva observada en la figura 3.3b se modifica al aplicarle la función boxcar cuya respuesta se muestra en la figura 3.3d. Como se observa, la truncación en el dominio espacial al utilizar el filtro boxcar produce una difusión o propagación de la respuesta impulsiva del senoide sobre un rango mucho más extenso de frecuencias. Este efecto se denomina *leakage*

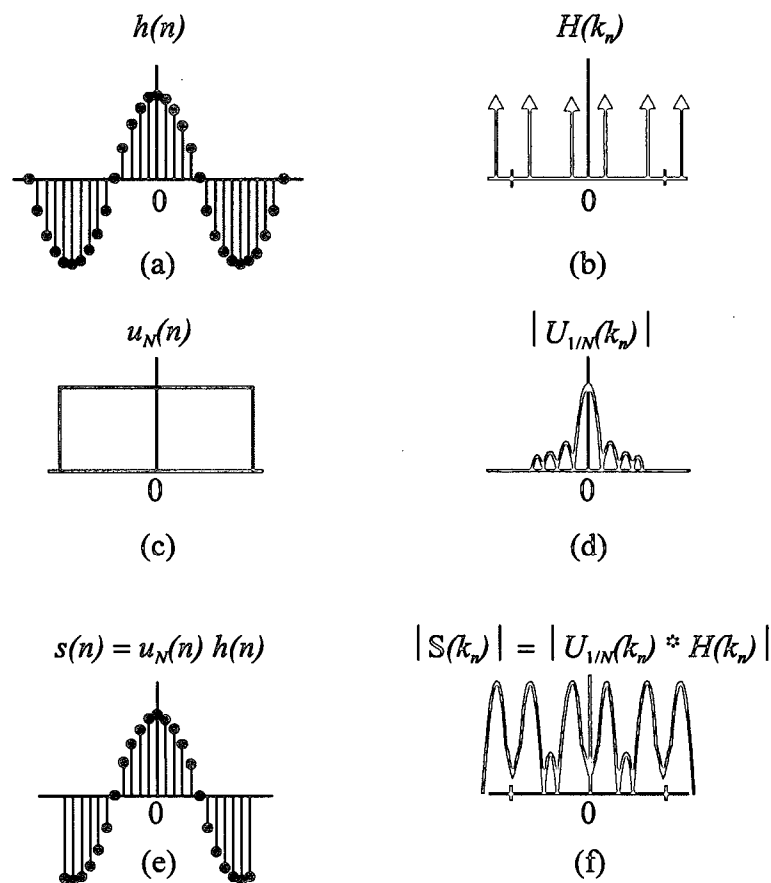


Figura 3.3 - Representación gráfica del efecto de un filtro boxcar sobre una secuencia discreta.

[Marple, 1987]. Como se aprecia en la representación de $U(k_n, k_m)$, esta consta de un lóbulo principal, y una serie de lóbulos laterales de tamaño apreciable. Estos lóbulos laterales pueden producir, como se observa en la figura 3.3f, componentes frecuenciales adicionales que afectan a la transformada de la secuencia sinusoidal, introduciendo desviaciones significantes en la estimación del espectro [Bendat & Piersol, 1986]. El mismo tipo de distorsiones aparecen en secuencias no sinusoidales.

Para atenuar los efectos negativos del filtro boxcar se calculó la media dentro de cada subárea y se sustrajo a los valores de campo dentro de ésta. Además, con el mismo fin, se aplicó una función *taper* de coseno a los residuos de cada subárea, con un 10% de *tapering* en cada extremo del subárea, primero en la dirección este-oeste y luego en la dirección norte-sur. Esta función viene representada gráficamente en el dominio espacial a través de la figura 3.4 y tiene la siguiente expresión:

$$u_c(n) = \begin{cases} \cos^2 \frac{5\pi n}{N} & , \quad \frac{4N}{10} \leq |n| \leq \frac{N}{2} \\ 1 & , \quad 0 \leq |n| \leq \frac{4N}{10} \\ 0 & , \quad |n| > \frac{N}{2} \end{cases} \quad (3.14)$$

indicando N las dimensiones de la subárea.

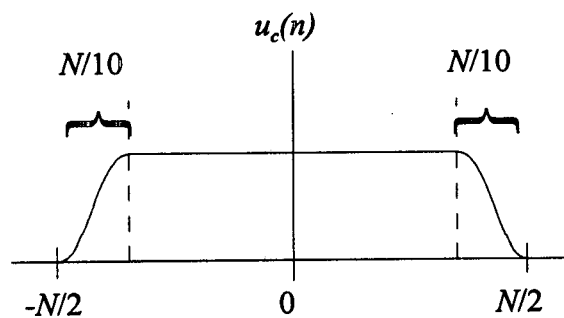


Figura 3.4 - Representación gráfica de una función taper de coseno en el dominio espacial.

En el dominio de frecuencias esta función se asemeja a la función boxcar. La diferencia entre ambas estriba en que el tamaño de los lóbulos laterales en la función taper se reduce en relación a la función boxcar, con lo que se aminora el problema

generado por éstos, pero a costa de aumentar la extensión del lóbulo principal, es decir, sacrificando algo de resolución frecuencial.

Seguidamente, para una subárea común a un par de imágenes consecutivas se calcula el autoespectro, para cada una de ellas, utilizando la transformada rápida de Fourier bidimensional de $w(m,n)$ [Lim, 1990], dada por:

$$W(k_n, k_m) = T_m T_n \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} w(m,n) e^{-j2\pi k_m m T_m} e^{-j2\pi k_n n T_n} \quad (3.15)$$

donde,

$$\begin{aligned} k_m &= \frac{m}{M}, \quad m = 0, \dots, \frac{M}{2} \\ k_n &= \frac{n}{N}, \quad n = 0, \dots, \frac{N}{2} \end{aligned} \quad (3.16)$$

indicando M y N las dimensiones de las subáreas elegidas, que en este estudio son de 512×512 pixels y T_m y T_n los intervalos de muestreo, que son de 1×1 km.

De este modo, una vez calculadas las transformadas de Fourier bidimensionales, $W_1(k_n, k_m)$ y $W_2(k_n, k_m)$, para cada par de imágenes, los autoespectros de cada una de ellas, $S_{11}(\mathbf{k})$ y $S_{22}(\mathbf{k})$ se calculan a través de:

$$S(\mathbf{k}) = S(k_n, k_m) = \frac{1}{MN} |W(k_n, k_m)|^2 \quad (3.17)$$

A este procedimiento convencional de calcular el espectro directamente a partir de los datos se le conoce con el nombre de *periodograma*.

Posteriormente, los autoespectros bidimensionales son convertidos a sus equivalentes unidimensionales, $S_{11}(k)$ y $S_{22}(k)$, realizando una suma azimutal en el plano de la transformación, para anillos circulares de magnitud radial constante k [Holladay & O'Brien, 1975]. La extensión de estos anillos puede ser constante o bien puede incrementarse geoméricamente [Denman & Abbott, 1988]. Esto se muestra gráficamente en la figura 3.5:

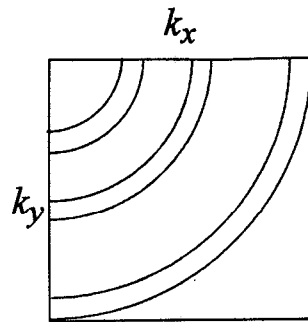


Figura 3.5 - Representación gráfica del procedimiento empleado para obtener los autoespectros unidimensionales.

El espectro cruzado complejo correspondiente a una subárea común a dos imágenes consecutivas, $S_{12}(\mathbf{k})$, se calcula también utilizando la transformada rápida de Fourier bidimensional, y su expresión viene dada por:

$$S_{12}(\mathbf{k}) = C_{12}(\mathbf{k}) - jQ_{12}(\mathbf{k}) = \frac{1}{MN} W_1^*(k_n, k_m) W_2(k_n, k_m) \quad (3.18)$$

donde $C_{12}(\mathbf{k})$ y $Q_{12}(\mathbf{k})$ se denominan como el coespectro y el espectro de cuadratura respectivamente y $W_1^*(k_m, k_n)$ es el conjugado complejo de $W_1(k_m, k_n)$. A continuación y al igual que con los autoespectros, el coespectro y el autoespectro son sumados azimutalmente para dar lugar a sus equivalentes unidimensionales $C_{12}(k)$ y $Q_{12}(k)$.

A continuación se estima la coherencia cuadrada, siendo su expresión la siguiente [Bendat & Piersol, 1986]:

$$\gamma_{12}^2(k) = \frac{|S_{12}(k)|^2}{S_{11}(k)S_{22}(k)} = \frac{C_{12}^2(k) + Q_{12}^2(k)}{S_{11}(k)S_{22}(k)} \quad (3.19)$$

Como ya ha sido comentado, la coherencia cuadrada entre dos imágenes, $\gamma_{12}^2(k)$, es para un número de onda determinado, k , análogo al coeficiente de correlación entre dos imágenes, $r_{12}^2(0)$, calculado a partir de la varianza y covarianza, $\sigma_{ij}(\tau)$, tomadas para un desplazamiento espacial nulo. Esto es:

$$r_{12}^2(0) = \frac{\sigma_{12}^2(\tau)}{\sigma_{11}(0)\sigma_{22}(0)} \quad (3.20)$$

Ahora bien, el coeficiente de correlación cruzada, $r_{12}^2(0)$, representa la correlación de dos imágenes sobre la totalidad del subárea y da información, principalmente, de las escalas más grandes dentro del subárea únicamente.

Por último, se representa $\gamma_{12}^2(k)$ para diferentes bandas con intervalos de número de onda (o longitud de onda), Δk , frente al tiempo de separación entre pares de imágenes, τ , obteniendo un cálculo de la evolución temporal a la que las estructuras de pigmento evolucionan y pierden su correlación.

Para comprobar la efectividad del método expuesto, Denman y Abbott [1988] realizaron algunas simulaciones utilizando espectros sintéticos que se transformaban inversamente formando imágenes aleatorias con un determinado comportamiento espectral. A algunas de estas imágenes posteriormente se les añadió ruido blanco sin correlación espacial, calculándose para éstas y para las imágenes sin ruido el espectro utilizando la transformada rápida de Fourier, que era posteriormente comparado con el espectro original de la imagen. De este modo fueron probados cuales eran los efectos resultantes sobre el espectro, tanto individuales como secuenciales, de aplicar el filtro de mediana móvil, el filtro boxcar, el taper de coseno y de eliminar la media dentro de una subárea. Según su estudio, los efectos eran los esperados, esto es, el filtro de mediana móvil eliminaba el ruido de alta frecuencia, y el filtro boxcar provocaba un fuerte efecto resonante si la media dentro del subárea y el taper de coseno no se aplicaban.

Para finalizar, ya que la coherencia cuadrada, al igual que el coeficiente de correlación, es una técnica estadística, es necesario establecer los límites de confianza para los cuales la coherencia deja de ser representativa, para algún nivel de significancia. En este trabajo, se han utilizado los niveles de significancia deducidos por Denman y Abbott [1988], ya que la metodología seguida, como ya ha sido indicado, es similar a la desarrollada por ellos. Ellos obtuvieron los límites de confianza para los distintos intervalos de números de onda usados, Δk , para un nivel de significancia del 90%, a través del cálculo de la coherencia cuadrada, entre muchos pares de imágenes aleatorias sintéticas no correlacionadas y con la forma espectral apropiada.

3.4 Resultados

Para cada una de las tres series de imágenes se ha representado el valor de la coherencia cuadrada en función del tiempo de separación para distintos intervalos de longitudes de onda, y para distintas subáreas. Los intervalos de longitudes de onda correspondientes van desde 50 a 100 km (esto es, para k que va desde 0.02 a 0.01 km^{-1}), desde 25 a 50 km (para k desde 0.04 a 0.02 km^{-1}) y desde 12.5 a 25 km (para k desde 0.08 a 0.04 km^{-1}) respectivamente, y los valores de coherencia para cada serie han sido unidos por una línea, para así reflejar de manera aproximada el tiempo en que las estructuras fitoplanctónicas superficiales pierden su correlación para las distintas escalas espaciales.

Como tendencia general para la coherencia cuadrada de todas las series de imágenes aquí analizadas, se observa que a medida que el tiempo transcurre la coherencia disminuye para la mayoría de las subáreas. Además, para cada una de las series se observa también que para intervalos de longitud de onda menores (intervalos de número de onda mayores) por lo general el valor de la coherencia cuadrada es menor, aunque también es necesario indicar que los niveles de significancia son diferentes para las distintas escalas espaciales consideradas, siendo más pequeño para los intervalos de longitudes de onda menores. Por tanto, el valor de la coherencia cuadrada tiene importancia, siempre y cuando se relacione con el nivel de significancia correspondiente.

Para la primera serie de datos (figura 3.6), tomada durante el mes de Diciembre de 1983, y para el intervalo de longitudes de onda mayor (de 50 a 100 km), se observa que todas las subáreas, a excepción de la 6s, para una separación temporal de un día poseen un valor de la coherencia cuadrada que se encuentra por encima de los niveles de significancia establecidos (para subáreas de 100×100 km y de 150×150 km). Extrapolando el valor de coherencia para la subárea 3 (que es la única que se mantiene por encima del nivel de significancia después de 6 días) se tiene que los valores para los cuales la coherencia deja de ser significativa están comprendidos entre 2 (para la

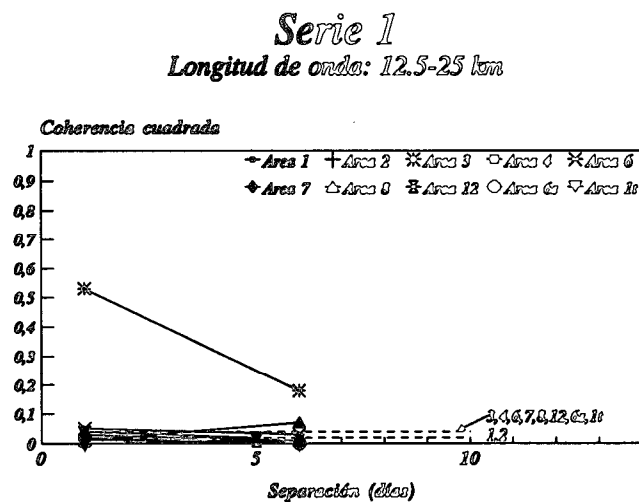
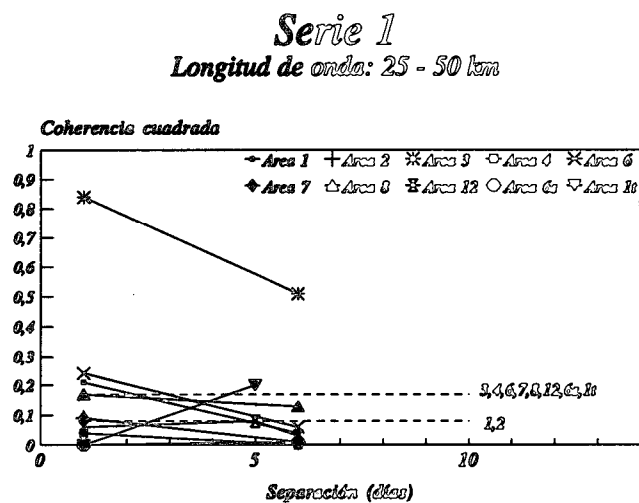
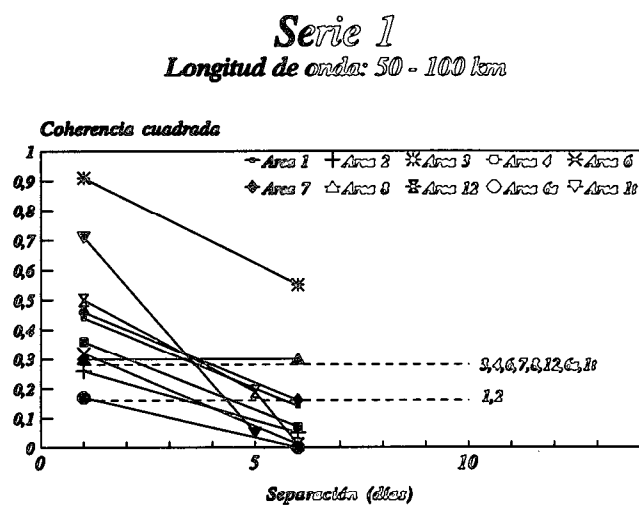


Figura 3.6 - Coherencia cuadrada frente al tiempo para las imágenes CZCS de la serie correspondiente a Diciembre de 1983.

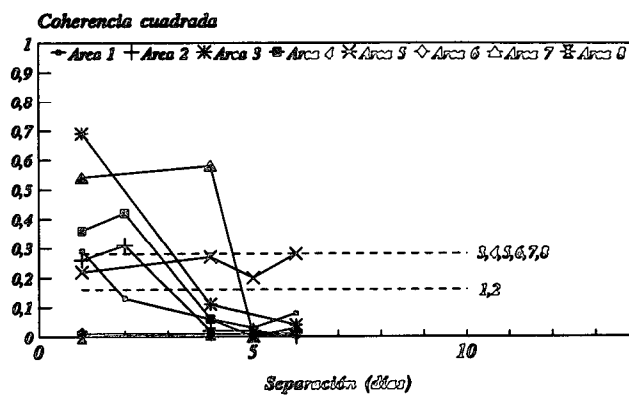
subárea 6) y 10 días, siendo el valor promedio (para aquellas subáreas que son coherentes después de un día) de 4.5 días, y la desviación estándar de 2.7 días.

Para el intervalo de longitudes de onda intermedio (de 25 a 50 km), el número de subáreas cuya coherencia sigue siendo significativa después de un día disminuye (lo son las subáreas 1, 2, 3, 6 y 8), siendo de nuevo la subárea 3 la única que se encuentra por encima del nivel de significancia después de 6 días transcurridos. Para el resto de subáreas con coherencia significativa después de un día, esto es, para las subáreas 1, 2, 6 y 8, esta deja de serlo después de 5, 2, 2 y 1 día, cuando lo hacían después de 6, 4, 2 y 4 días para las longitudes de onda de 50 a 100 km. Por tanto, para este intervalo de longitudes de onda los valores para los cuales la coherencia deja de ser significativa están comprendidos entre 1 y 10 días, siendo el valor promedio de 4.2 días y la desviación estándar de 3.5 días. Por último, para el intervalo de longitudes de onda menor (de 12.5 a 25 km), todas las subáreas han perdido la coherencia después de un día, a excepción de nuevo del subárea 3 que se mantiene por encima del nivel de significancia aun después de haber transcurrido un período temporal de 6 días.

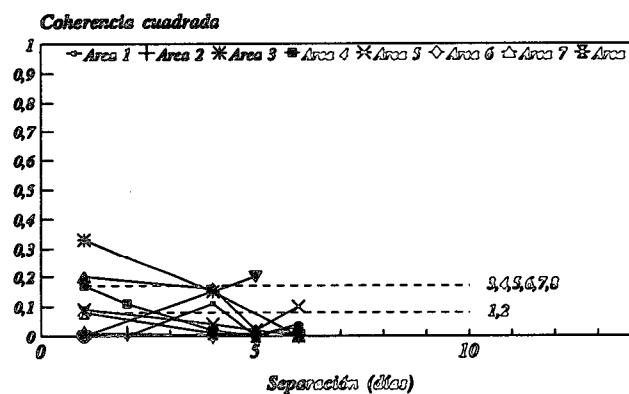
La segunda serie de datos (figura 3.7), tomada tres meses más tarde, esto es, en Marzo de 1984, presenta las siguientes características para la coherencia cuadrada. En primer lugar, para el intervalo de longitudes de onda que va desde 50 a 100 km, se observa que de las ocho subáreas consideradas tres de ellas (5, 6 y 8) presentan un valor de coherencia cuadrada que se encuentra por debajo del nivel de significancia. Por tanto, la proporción de áreas con coherencias significativas disminuye respecto a la serie anterior. Para el resto de subáreas, los valores para los cuales la coherencia deja de ser significativa, se encuentran dentro de un rango que va desde 2 a 4.5 días aproximadamente, siendo el valor promedio de 3.1 días y la desviación estándar de 0.9 días aproximadamente.

Continuando con el siguiente intervalo de longitudes de onda, que va desde 25 a 50 km, se observa que para éste, el número de subáreas para las cuales la coherencia sigue siendo significativa después de haber transcurrido un día ha disminuido, quedando sólo dos, la 3 y la 7, que la pierden después de haber transcurrido 4 y 3 días

Serie 2
Longitud de onda: 50 - 100 km



Serie 2
Longitud de onda: 25 - 50 km



Serie 2
Longitud de onda: 12.5-25 km

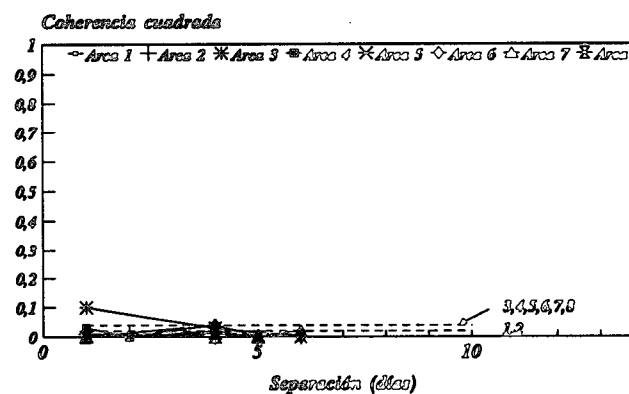


Figura 3.7 - Coherencia cuadrada frente al tiempo para las imágenes CZCS de la serie correspondiente a Marzo de 1984.

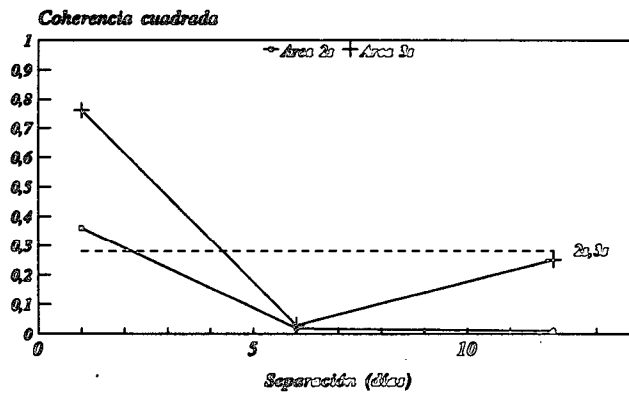
respectivamente, siendo por tanto su promedio de 3.5 días y la desviación estándar de 0.5 días. Por último, para el intervalo de longitudes de onda menores, que va de 12.5 a 25 km, se observa que todas las subáreas han perdido la coherencia después de haber transcurrido un día, excepto la 3 que lo hace después de 3 días.

Por último, para la tercera serie de datos (figura 3.8), que se corresponden con el mes de Octubre de 1994, únicamente fue posible seleccionar dos subáreas comunes al conjunto de imágenes disponible durante esta fecha. En este caso para el intervalo de longitudes de onda que van desde 50 a 100 km, la coherencia deja de ser significativa después de 2.5 y 4.5 días aproximadamente para ambas subáreas. Esto da lugar a un promedio de 3.5 días para esta serie y una desviación estándar de un día. En cambio para el intervalo de longitudes de onda intermedio, que va de 25 a 50 km, para ambas subáreas la coherencia deja de ser significativa después de aproximadamente 2.5 días. Por último, para el intervalo de longitudes de onda de 12.5 a 25 km ambas subáreas presentan un valor de la coherencia cuadrada que se encuentre por debajo del nivel de significancia después de haber transcurrido un solo día.

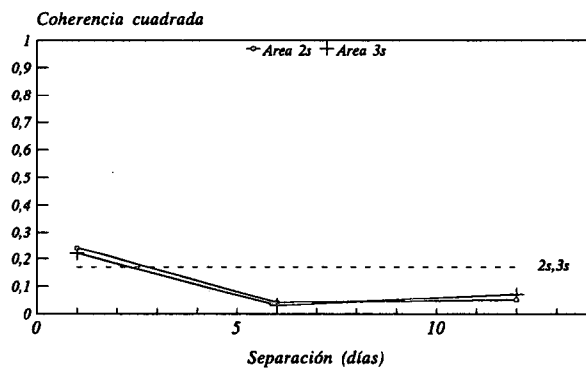
3.5 Valoración de resultados y aplicaciones

De los resultados obtenidos y comentados en el apartado anterior, se puede argumentar que por lo general la coherencia se pierde antes para los intervalos de longitudes de onda menores como se podría intuir a priori. Así, para las tres series se observa que salvo rara excepción para el intervalo de longitudes de onda más pequeño (12.5-25 km), la coherencia cuadrada cae por debajo del nivel de significancia del 90% después de transcurrir un día. Sin embargo, entre la escala mayor y la escala media, las diferencias entre este tiempo para ambas no son tan evidentes, aunque es ligeramente menor para la segunda. Únicamente, para la serie de Octubre de 1984, la diferencia es de un día, aunque se ha de indicar que para las series de Diciembre de 1983 y de Marzo de 1984, el número de subáreas que permanecen por encima del nivel de significancia

Serie 3
Longitud de onda: 50 - 100 km



Serie 3
Longitud de onda: 25 - 50 km



Serie 3
Longitud de onda: 12.5-25 km

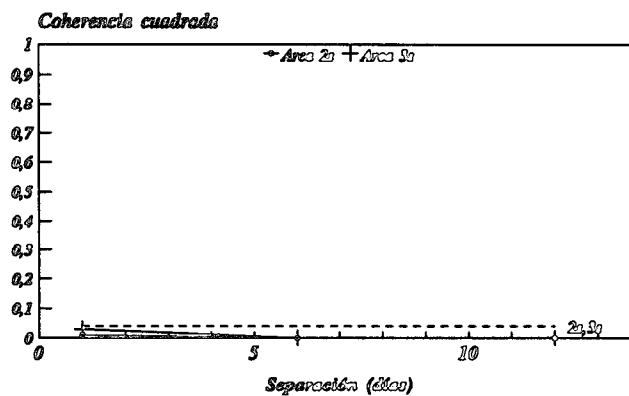


Figura 3.8 - Coherencia cuadrada frente al tiempo para las imágenes CZCS de la serie correspondiente a Octubre de 1984.

del 90% después de un día para el intervalo de longitudes de onda medio, en ambos casos, es menor que para el intervalo de longitudes mayor.

Además, para las tres series aquí tratadas se observa que los tiempos para los cuales la coherencia deja de ser significativa tienden a ser bastante cortos. Esto puede estar directamente relacionado con la alta actividad oceanográfica del área de Cabo Blanco, que presenta una fuerte variabilidad mesoescalar, con la presencia de meandros y remolinos de distintos tamaños, como ya fue comentado en el capítulo anterior [Barton, 1987]. En general, para todos los intervalos de longitudes de onda implicados en este estudio, es importante resaltar que no hemos encontrado ninguna relación peculiar, digna de mención, entre los tiempos estimados y la división realizada para la región de estudio (Tabla 3.2).

En cuanto a la diferencia en los tiempos para cada una de las series aquí incluídas, se observa que las subáreas de la segunda serie de imágenes se encuentran por debajo del nivel de significancia del 90%, para tiempos más cortos que la primera y la tercera serie (aunque esta última solo presenta dos subáreas libres de nubes), siendo además la proporción de subáreas con coherencias significativas más allá de un día mucho menor. Esto podría estar relacionado con los mecanismos físico y/o biológicos dominantes en cada serie. Así, mientras en las series 1 y 3 de imágenes se distingue de manera clara la presencia del filamento gigante de cabo Blanco (figuras 2.20a y c) y se detectan estructuras mesoescalares del orden de 100-150 km, para la serie 2, aún cuando las concentraciones de pigmento son altas y se extienden hacia el océano abierto, la presencia del filamento gigante no está bien definida (figura 2.20b) y el tamaño de las estructuras mesoescalares es menor (del orden de 50 km). Las posibles causas de este comportamiento fueron discutidas en el apartado 2.4.3 del capítulo anterior.

Resulta interesante comparar los resultados obtenidos para esta región con aquellos obtenidos por Denman & Abbott [1988, 1994] para otras áreas y regímenes oceanográficos. Así, en primer lugar, al igual que en este estudio, Denman & Abbott observaron que el tiempo para el cual la coherencia se encuentra por debajo del nivel de

significancia del 90% es menor cuanto más pequeño es el intervalo de longitudes de onda considerado, por lo que parece ser ésta una tendencia general (figura 3.9).

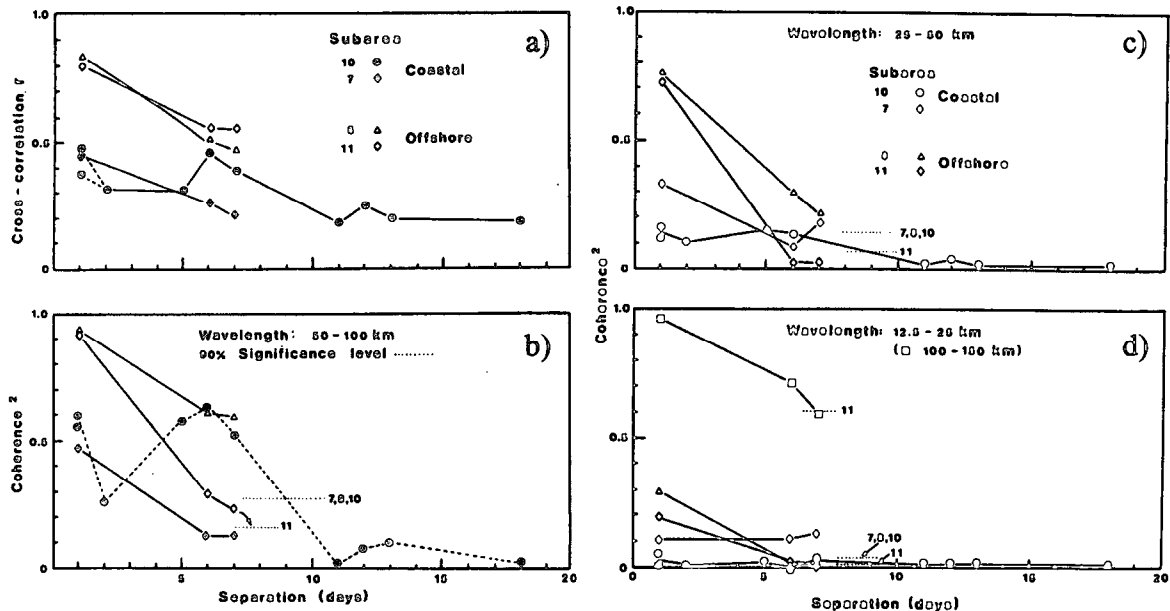


Figura 3.9 - Resultados obtenidos por Denman & Abbott [1988] para el área de Vancouver: a) Correlación cruzada para un desplazamiento espacial nulo, b) Coherencia cuadrada para longitudes de onda entre 50-100 km, c) Coherencia cuadrada para longitudes de onda entre 25-50 km, d) Coherencia cuadrada para longitudes de onda entre 12.5-25 km.

En segundo lugar, Denman & Abbott realizaron su análisis, inicialmente para una región adyacente a la isla de Vancouver, situada en el margen oriental del Pacífico Norte [Denman & Abbott, 1988] y posteriormente lo hicieron para un área englobada dentro de la Corriente de California [Denman & Abbott, 1994], situada en el norte de California. Para la primera, ellos seleccionaron algunas subáreas cerca de la costa caracterizadas por presentar altas concentraciones de pigmento fitoplanctónico y otras subáreas alejadas de la costa, que por el contrario mostraban bajas concentraciones de éste. De este modo, agruparon las subáreas dentro de dos categorías, una costera y otra oceánica, observando que las subáreas oceánicas, mantienen la coherencia durante un tiempo más largo que las subáreas costeras. En este trabajo, como ya se indicó, no fue posible establecer esta diferenciación, asemejándose todos los tiempos a aquellos que obtuvieron Denman & Abbot para sus subáreas costeras (figura 3.9)

Para el análisis llevado a cabo en el norte de California, Denman & Abbott seleccionaron tres subáreas, dos de ellas estaban situadas en lo que ellos denominaron como regímenes activos, donde se manifestaron la presencia de filamentos persistentes que desde la costa se adentraban algunos cientos de kilómetros océano adentro, mientras que la subárea restante pertenecía a lo que denominaron como régimen tranquilo, encontrándose dispuesta entre las dos anteriormente descritas. De forma similar a lo que sucedía en la región de Vancouver, Denman & Abbott observaron que la coherencia se perdía el doble de rápido en los regímenes activos en comparación con el régimen tranquilo. Además, como en el caso anterior, los valores de coherencia que obtuvieron para sus regímenes activos, se asemejan más que los obtenidos para su régimen pasivo a los presentados en este trabajo.

Es posible pensar que los tiempos aquí obtenidos son cortos, teniendo en cuenta, por ejemplo, las observaciones llevadas a cabo aquí y en otros estudios, que muestran la persistencia de remolinos y otras estructuras como filamentos más allá de los valores aquí presentados. Una razón para esto, podría ser debida a que el análisis llevado a cabo es euleriano y que cualquier movimiento de traslación y/o rotación de las estructuras de pigmento será traducido en pérdida de coherencia. Por tanto, es necesario no confundir entre la tasa temporal de pérdida de coherencia y el tiempo de vida de una estructura para un intervalo de longitud de onda determinado. Es evidente, que el intervalo de tiempo para el cual la coherencia deja de ser significativa constituye, en todo caso, un límite inferior del tiempo de vida de las estructuras.

Además, se ha de considerar que el fitoplancton es un trazador no conservativo, existiendo la posibilidad de que pueda generar varianza para las longitudes de onda aquí consideradas. Por tanto, sería interesante por ejemplo llevar a cabo un análisis similar al aquí realizado con imágenes CZCS, pero utilizando además imágenes de TSM coincidentes para observar si los procesos biológicos pueden ser los responsables de la formación y evolución de las estructuras fitoplanctónicas. Además es posible obtener en un solo día hasta cuatro imágenes de TSM, con lo cual se puede mejorar la resolución temporal de este análisis. Desafortunadamente, para nuestra área de estudio no existen

imágenes AVHRR de resolución total coincidentes en el tiempo con las imágenes CZCS, no siendo éste el caso para otras áreas.

De hecho en su segundo estudio, Denman & Abbott [1994] utilizaron ambos tipos de imágenes, encontrando que los tiempos de pérdida de coherencia de las estructuras para datos AVHRR y CZCS eran similares, observando también que la coherencia cuadrada cruzada entre ambos tipos de datos era máxima para separaciones temporales nulas. Estas tendencias indican que los distintos procesos biológicos (como son el crecimiento, reproducción, muerte, etc) no son realmente importantes a la hora de formar las estructuras de pigmento clorofílico observadas a estas escalas, viniendo pues éstas determinadas por los diferentes procesos físicos (advectivos y difusivos), comportándose el fitoplancton como un escalar pasivo para las escalas aquí consideradas. Únicamente para una de las subáreas correspondientes a uno de los regímenes activos (la situada más al sur), Denman & Abbott observaron que el máximo de la coherencia cuadrada cruzada entre datos AVHRR y CZCS ocurría para una separación temporal de uno o dos días, indicando pues cierta evidencia de la influencia de los procesos biológicos. Se espera, que esta tendencia ocurra en un régimen de afloramiento costero donde el agua recién aflorada (rica en nutrientes y con bajas temperaturas) precede a la alta biomasa fitoplanctónica. Con la puesta en órbita del sensor SeaWifs, se podrían analizar conjuntamente secuencias de imágenes de color del océano y de TSM para el área de estudio tratada.

Una aplicación inmediata de los resultados obtenidos es la siguiente. Una práctica habitual llevada a cabo en teledetección, debido a los problemas que producen la presencia de nubes, aerosoles, etc, es la producción de imágenes compuestas (formadas a través de promedios espaciales y temporales de varias imágenes). Así es importante conocer qué tipo de estructuras de fitoplancton se conservan al aplicar este tipo de operadores a las imágenes. Por ejemplo, si se calcula el promedio de todas las escenas CZCS disponibles en un mes para el área de Cabo Blanco (al menos durante los periodos que aquí se han tratado), es evidente que las estructuras de pigmento con escalas espaciales menores de 100 km no son preservadas en la imagen final.

También relacionado con este aspecto, y que además presenta una gran importancia, está el hecho de que recientemente ha habido un gran desarrollo teórico y de análisis dirigido a la obtención de estimaciones regionales de producción primaria a partir de datos de satélite de color del océano, ya que ello implica una mejora considerable, en comparación con las estimaciones que se habían hecho hasta ahora, basadas únicamente en el uso de datos in-situ [Platt & Sathyendranat, 1988; Morel & Berthon, 1989; Balch *et al.*, 1989a,b]. Los resultados aquí presentados ayudarían a elegir el promedio de datos de satélite adecuado para la estimación de la producción primaria, en áreas, como la aquí considerada, que son altamente productivas pero al mismo tiempo altamente variables. El no tener presente esta consideración, podría llevar a error en la estimación de la producción primaria mensual o estacional, utilizando datos de satélite.

Otra aplicación de los resultados obtenidos, se refiere al diseño apropiado de la red de muestreo para las campañas de toma de datos in-situ, ya que es conveniente saber a priori cuales son las escalas espaciales que pueden ser muestreadas en un tiempo dado. Como último ejemplo de aplicación, las técnicas de asimilación de datos y los métodos de interpolación requieren estimaciones de las funciones de correlación temporal y/o espacial [Bretherton *et al.*, 1976; Denman & Freeland, 1985]. Este tipo de técnica y las ya mencionadas en el apartado 3.2, podrían ser utilizadas para obtener las funciones de correlación temporal y espacial para una determinada región a partir de los datos de satélite.

Por último, como ya ha sido mencionado, este trabajo supone una continuación de un estudio similar llevado a cabo por Denman & Abbott [1988] en el área de Vancouver. Una de sus conclusiones fue extender su análisis a otras secuencias de imágenes y a otras regiones geográficas representativas. Bajo este estímulo se eligió el área de Cabo Blanco como área candidata, por las razones ya comentadas. El siguiente paso lógico, sería pues del mismo modo, utilizar otras secuencias de imágenes disponibles y extender este análisis a otras áreas del afloramiento del noroeste de África y a otras fuentes de datos. A la vista de los resultados comentados, es de suponer, que

otras áreas del afloramiento menos activas presenten, para las mismas escalas espaciales aquí tratadas, tiempos de decorrelación mayores que los obtenidos para la región de Cabo Blanco.

Capítulo 4

Estimación de velocidades oceánicas superficiales a partir de datos AVHRR

4.1 Introducción

Un tópico de gran importancia en Oceanografía es el estudio de la circulación oceánica, y por tanto, de la medida de las velocidades de corrientes. En concreto, las corrientes superficiales juegan un papel destacado en un buen número de actividades relacionadas con el océano como son las misiones de búsqueda y rescate, la contención de vertidos de petróleo y contaminantes tóxicos, el trazado óptimo de las rutas marítimas y el control y explotación de los recursos marinos [Breaker *et al.*, 1994].

Ya desde el inicio de los primeros estudios oceanográficos que combinaban datos tomados in-situ e imágenes de satélite, se observó que existía una buena correspondencia entre las estructuras que aparecen en las escenas procedentes de los sensores remotos que trabajan en el rango visible e infrarrojo de longitudes de onda, y la trayectoria seguida por boyas derivantes o las velocidades medidas con el ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler).

Esto ha acentuado el interés creciente por parte de la comunidad científica oceanográfica hacia el empleo de estos datos de satélite para calcular el flujo superficial oceánico, a partir del intrincado movimiento de las estructuras oceanográficas observadas en las imágenes de la superficie del mar. Este interés además se haya respaldado por los siguientes hechos significativos. En primer lugar, la resolución espacial de los llamados métodos convencionales que se usan para medir velocidades superficiales en el océano, ya sea a través de técnicas de medida eulerianas o lagrangianas, es bastante limitada, siendo esto una dificultad a la hora de obtener una cobertura sinóptica del campo de velocidades para una región de interés, mientras que como es sabido los datos de satélite se caracterizan por su alta densidad espacial y repetición temporal. Por otro lado, el coste de las imágenes de satélite es relativamente bajo, sobre todo, si se comparan con los derivados de las medidas convencionales de velocidad y los problemas logísticos que éstas ocasionan.

Esta idea de utilizar una distribución espacial y temporal de trazadores para estimar la circulación oceánica no se reduce al ámbito de los datos de satélite, sino que constituye un problema oceanográfico mucho más general. De hecho, la imagen que se tiene hoy en día de la circulación oceánica ha sido elaborada por medio de una gran variedad de métodos y datos, y dentro del marco de la Geofísica y otras ciencias, es bastante frecuente utilizar medidas tomadas de ciertos parámetros observables para poder deducir otros que no lo son directamente.

Por último, existen distintos trazadores oceánicos que son susceptibles de ser utilizados para estimar el flujo superficial y que se detectan a través de sensores remotos, generando una secuencia temporal de imágenes. Estos pueden ser una propiedad de las aguas superficiales como es el caso de la temperatura de la superficie del mar, un constituyente natural del éstas como es el fitoplancton, o bien tratarse de constituyentes no naturales introducidos en el medio ambiente marino como son los contaminantes o la rodamina-B.

A continuación, en el siguiente apartado se enumerarán los distintos tipos de métodos que se han desarrollado para determinar el flujo superficial a partir de una

secuencia de imágenes de satélite, para posteriormente describir en detalle aquellos empleados en este trabajo. Después se comentarán los resultados obtenidos de aplicar dichos métodos a la región de estudio de interés, para finalizar realizando una valoración de los resultados obtenidos.

4.2 Tipos de métodos

En función del procedimiento utilizado para deducir la circulación superficial oceánica a partir de una secuencia de imágenes de satélite, se pueden distinguir dos tipos de métodos. Estos son:

1.- *Métodos subjetivos*: Para los cuales la velocidad se calcula a partir de la identificación del desplazamiento de características oceanográficas claramente observables en una secuencia de imágenes, por medio de un operador o usuario debidamente entrenado. Dividiendo este desplazamiento para cada par de imágenes entre el tiempo de separación existente entre ambas se obtienen las velocidades. Uno de los primeros que usó un método subjetivo fue La Violette [1984] y tenía por objetivo estimar la velocidad en el giro del Mar de Alborán utilizando una secuencia de imágenes AVHRR. Un procedimiento similar fue empleado por Vastano & Borders [1984] para el estudio de los remolinos del frente de Oyashio que se haya situado en el Pacífico nororiental y por Koblinsky *et al.* [1984] para el estudio de la Corriente de California. También ha sido utilizado por Cracknell & Huang [1988] para determinar las corrientes superficiales de la costa oriental de Irlanda y por Svejkovsky [1988], de nuevo en dos regiones de la Corriente de California, usando secuencias de imágenes AVHRR y CZCS.

2.- *Métodos objetivos*: Son independientes del usuario y generalmente producen un campo de velocidades espacialmente denso. Dentro de esta categoría de métodos se han distinguido dos subgrupos, que intentan resolver el problema desde puntos de vista o aproximaciones diferentes:

2.1.- *Métodos desarrollados a partir de fundamentos basados en el análisis y procesamiento de imágenes digitales y reconocimiento de formas.* Los primeros en usar este tipo de métodos en Oceanografía fueron Emery *et al.* [1986] que adaptaron una técnica objetiva, conocida como *método de las correlaciones cruzadas máximas* (CCM), que se fundamenta en lo que se conoce en el lenguaje del procesamiento de imágenes como *igualación o equiparación de plantilla* [Pratt, 1978], que se describirá con más detalle en el próximo apartado. Wu & Pairman [1995] han hecho uso de un método similar al CCM pero que establece la equiparación de características puntuales claramente identificables entre las imágenes y explota la posible relación existente entre los desplazamientos de características cercanas.

Kuo & Yan [1994] han usado una aproximación distinta denominada como *método de máxima verosimilitud* para verificación de la forma, que se apoya en el empleo de dos parámetros, el centroide y el radio promedio ponderado, como medidas de equiparación de los bordes detectados en dos imágenes secuenciales. Yan & Breaker [1993] desarrollaron un procedimiento que estima el flujo superficial a través de la correspondencia de líneas. Por último, Côté & Tatnall [1995] han logrado estimar el flujo superficial a través del empleo de sistemas de redes neuronales.

2.2.- *Métodos que han sido desarrollados dentro del ámbito general de la Oceanografía y la Geofísica,* y que han sido adaptados para poder tratar los datos de satélite. Así, Kelly [1983] estimó el flujo superficial a partir de una serie de imágenes AVHRR de la costa de California, combinando la ecuación de conservación de la temperatura y la ecuación de viento térmico. Esta ecuación de conservación de la temperatura viene dada por:

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} T = K \nabla^2 T + S \quad (4.1)$$

donde T es la temperatura, v es la velocidad, K es un coeficiente de difusión turbulenta y S es un término sumidero y/o fuente. Además, Kelly [1983] asumía un flujo horizontalmente no divergente, lo que le permitía usar una función de corriente, ψ , de modo que $\vec{u} = \vec{k} \times \vec{\nabla} \psi$, quedando (4.1) como:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} = K \nabla^2 T + S \quad (4.2)$$

Vastano & Reid [1985] y Vastano *et al.* [1985] usaron una formulación parecida para calcular la topografía dinámica de parte del frente de Oyashio y de una región oceánica cercana a Georges Bank, equiparando velocidades geostróficas a estimaciones obtenidas de identificar características de imágenes de TSM y del visible. Más recientemente, Essen [1995] estimó las corrientes superficiales geostróficas en aguas de la costa noruega, a partir de datos AVHRR utilizando la ecuación de viento termal, siguiendo el modelo de Kelly [1983].

Por otro lado, Wald [1980] resolvía (4.2) a través del *método de las características*, utilizando medidas in-situ para especificar el valor de la función de corriente. Stow [1985, 1987] sin embargo utilizaba un modelo numérico que requiere conocer los valores apropiados de ψ en los límites de su dominio. Por último, Kelly [1989, 1992] utilizó un *modelo inverso* [Menke, 1984] para inferir las velocidades superficiales a partir de la ecuación de conservación de la temperatura usando una serie de imágenes de TSM del norte de California.

4.3 Métodos empleados para el cálculo de las velocidades a partir de una secuencia de imágenes de satélite

4.3.1 Método de las correlaciones cruzadas máximas (CCM)

- El método de las correlaciones cruzadas máximas

El objetivo de este método es bastante claro, y consiste en encontrar la mejor equiparación entre regiones de una imagen, con regiones vecinas de otra imagen,

utilizando la correlación como medida del grado de semejanza entre ambas. De este modo, es posible estimar el desplazamiento sufrido por una región, empleando para ello dos imágenes tomadas en instantes consecutivos. Conocido éste y teniendo en cuenta el tiempo transcurrido entre ambas imágenes puede deducirse fácilmente cual es la velocidad a la que se ha desplazado el objeto en cuestión.

Sin embargo, este método posee otras aplicaciones importantes además de la anteriormente citada, revelándose como una herramienta eficaz para lograr el alineamiento o registro espacial de dos imágenes de un objeto, tomadas en dos instantes distintos, o bien a través de sensores diferentes [Svedlow *et al.*, 1978].

Para estimar velocidades con imágenes tomadas por un sensor remoto, el método CCM fue empleado por primera vez en Meteorología, teniendo por objetivo medir la velocidad del viento a partir del movimiento observado de las nubes. Para ello se utilizaban pares de imágenes consecutivas procedentes de satélites geosíncronos [Lesse *et al.*, 1971; Smith & Phillips, 1972].

Para calcular el flujo superficial oceánico el método CCM fue utilizado por primera vez por Emery *et al.* [1986], que utilizaron imágenes consecutivas del sensor AVHRR, correspondientes al área de Vancouver. Posteriormente su uso se extendió a otras áreas y datos de satélite. Así, por ejemplo, García & Robinson [1989] hicieron uso del mismo método, pero aplicándolo a una secuencia de imágenes del sensor CZCS correspondientes al Canal de La Mancha. Pope & Emery [1994] dedujeron las velocidades de la superficie del mar por medio del método CCM, usando una secuencia de imágenes, procedentes del radiómetro de barrido denominado Multispectral Atmospheric Mapping Sensor (MAMS), que presenta bandas en el visible y en el infrarrojo útiles para este fin.

Además, por último, también se ha utilizado frecuentemente con el fin de estudiar el movimiento de fragmentos de hielo en regiones polares destinando para ello, datos de las bandas del visible e infrarrojo del AVHRR y de un sensor denominado

SAR (Synthetic Aperture Radar) [Ninnis *et al.*, 1986; Emery *et al.*, 1991] que opera en el rango de las microondas.

- Estimación de velocidades oceánicas superficiales a partir de una secuencia de imágenes de satélite a través del método CCM

A continuación se detalla cómo el método CCM calcula el desplazamiento (o las velocidades) a partir de un par de imágenes consecutivas. Para ello, considérese en primer lugar un par de funciones reales bidimensionales, $f(x, y)$ y $g(x, y)$. Entonces, para un desplazamiento (x', y') las funciones de autocovarianza y covarianza cruzada de ambas vienen dadas respectivamente por:

$$r_{ff}(x', y') = E[(f(x, y) - m_f)(f(x + x', y + y') - m_f)] \quad (4.3)$$

$$r_{fg}(x', y') = E[(f(x, y) - m_f)(g(x + x', y + y') - m_g)] \quad (4.4)$$

donde $E[]$ es el valor esperado y m_f y m_g son las medias de las funciones:

$$m_f = E[f(x, y)] \quad (4.5)$$

$$m_g = E[g(x, y)] \quad (4.6)$$

Teniendo en cuenta lo anterior la función de covarianza cruzada normalizada por la varianza, se define como:

$$\rho(x', y') = \frac{r_{fg}(x', y')}{(\sigma_f^2 \sigma_g^2)^{1/2}} \quad (4.7)$$

siendo las varianzas de f y g :

$$\sigma_f^2 = r_{ff}(0, 0) \quad (4.8)$$

$$\sigma_g^2 = r_{gg}(0, 0) \quad (4.9)$$

cumpléndose además que:

$$|\rho(x', y')| \leq 1 \quad (4.10)$$

Si la función g es una réplica exacta de la función f , pero desplazada respecto de la primera una distancia (x_0, y_0) , esto es, si:

$$f(x, y) = g(x + x_0, y + y_0) \quad (4.11)$$

entonces de (4.7) es fácil observar que:

$$\rho(x_0, y_0) = 1 \quad (4.12)$$

es decir, el coeficiente de correlación alcanza el valor máximo para el desplazamiento (x_0, y_0) . Sin embargo, en la práctica, cualquier par de señales correspondientes a un determinado parámetro físico muestran un valor de $\rho(x_0, y_0)$ menor que 1, ya que la segunda señal no es necesariamente una réplica desplazada espacialmente de la primera, siendo el valor del coeficiente más pequeño cuanto más difieren las señales. Por tanto, la función de covarianza cruzada nos da información acerca de la similitud de dos señales para un desplazamiento espacial dado. Existen otra serie de funciones que dan una medida de la semejanza (o disparidad) de dos señales, como son la función de correlación, la función de correlación normalizada por la media, la suma de diferencias cuadradas y la suma de diferencias absolutas [Singh, 1991]. Sin embargo la función de covarianza cruzada es la única empleada en este estudio, posponiéndose un análisis comparativo entre las distintas medidas como trabajo de investigación futuro.

Si lo que se tiene es una secuencia de imágenes de satélite consecutivas y corregistradas, ambas pueden considerarse como un par de funciones bidimensionales reales y discretas. Entonces el objetivo del método CCM es dada una pequeña subárea de la primera imagen, $f(i, j)$, tratar de determinar si la segunda imagen contiene una subárea similar, $g(i, j)$, definida en una región algo mayor. A esta pequeña subárea de la primera imagen se le conoce con el nombre de *plantilla* y a la región algo mayor de la segunda imagen se le denomina *área o ventana de búsqueda*. Ambas se representan esquemáticamente en la figura 4.1, donde además también se pone de manifiesto que las coordenadas centrales de la plantilla y el área de búsqueda coinciden.

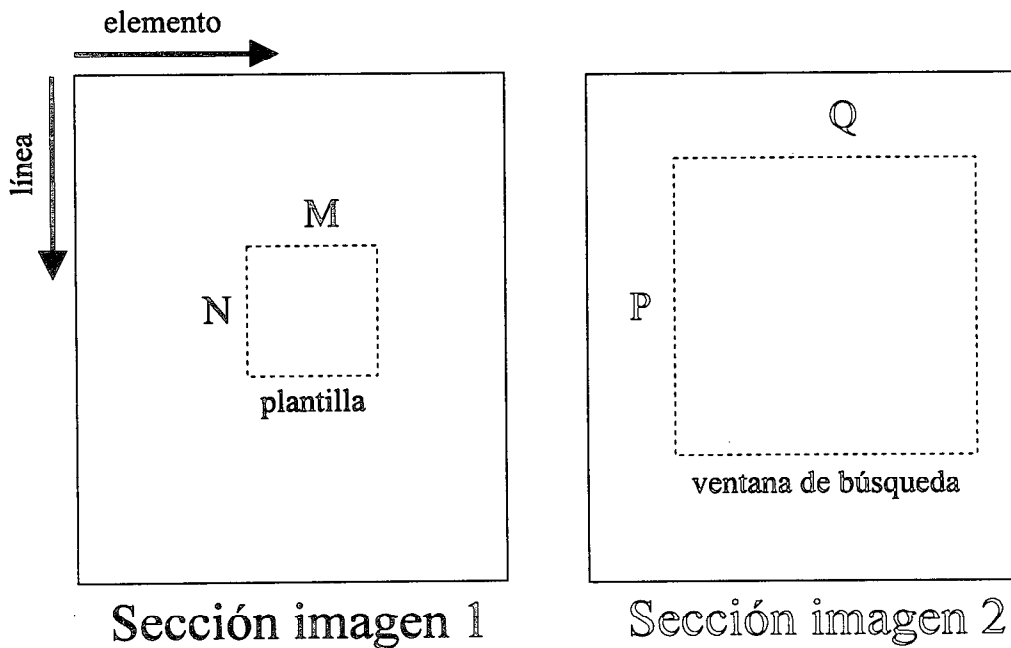


Figura 4.1 - Geometría de la plantilla y la ventana de búsqueda. El centro de la plantilla en la imagen 1 coincide con el de la ventana de búsqueda en la imagen 2.

Para este par de imágenes, la versión discretizada de la función de covarianza cruzada, que indica la semejanza entre $f(i, j)$ y $g(i, j)$, viene dada por la siguiente matriz de coeficientes de correlación:

$$\rho(k, l) = \frac{\sum_i \sum_j [f(i+k, j+l) - m_f] [g(i, j) - m_g]}{\sum_i \sum_j [f(i+k, j+l) - m_f]^2 \sum_i \sum_j [g(i, j) - m_g]^2} \quad (4.13)$$

Entonces, el desplazamiento espacial resulta de la búsqueda de la posición en la cual el coeficiente de correlación alcanza su valor máximo. Con este desplazamiento espacial y el tiempo transcurrido entre las imágenes se puede calcular la velocidad media para la región deseada.

En la práctica, el procedimiento descrito anteriormente para una pequeña subárea ha de extenderse a la totalidad de la imagen. Esto se realiza de la siguiente manera. La primera imagen se divide totalmente en plantillas contiguas de forma que para cada una de éstas, hay definida un área de búsqueda mayor en la segunda imagen. El hecho de que las plantillas estén juntas hace que las ventanas de búsqueda se

superpongan unas con otras. Este esquema junto con las relaciones que existen entre la plantillas, la ventana de búsqueda, la matriz de correlación y el vector desplazamiento resultante se ilustran en la figura 4.2.

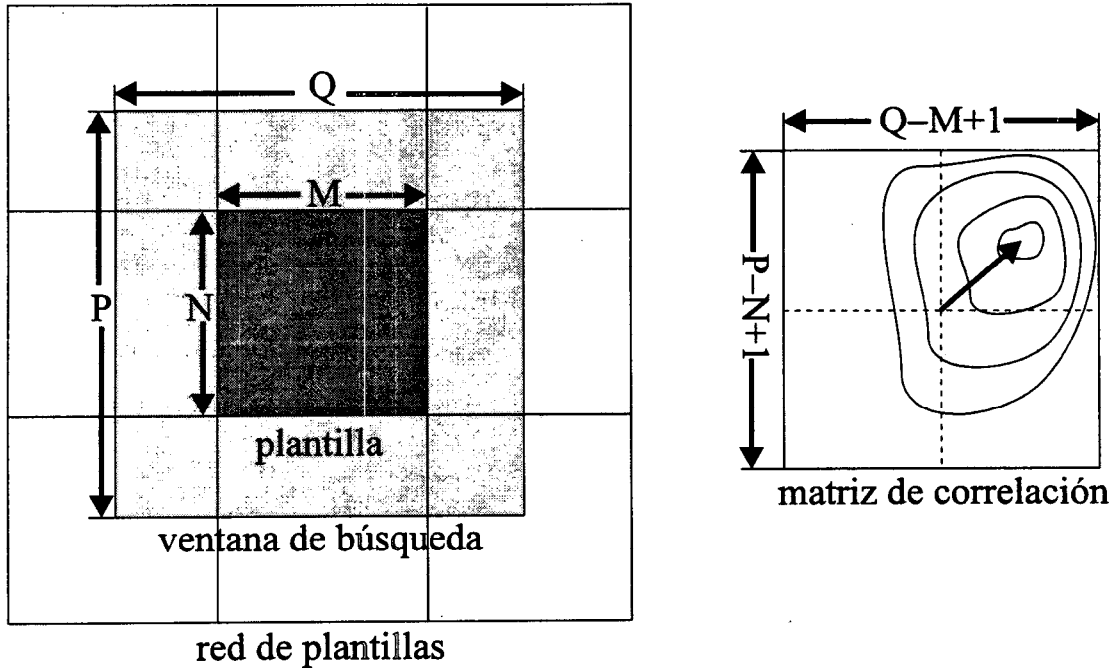


Figura 4.2 - Representación gráfica del método CCM.

Ya que el cálculo de la matriz de correlación requiere un tiempo de cálculo elevado, una reducción significativa de éste puede lograrse implementando este método trabajando en el dominio del número de onda. Para ello, se hace uso de la siguiente propiedad de la transformada de Fourier en forma discreta (DFT) que dice que:

$$f(i, j) \circ g(i, j) \leftrightarrow F^*(k_i, k_j) G(k_i, k_j) \quad (4.14)$$

donde \circ representa el operador correlación, $F^*(k_i, k_j)$ la conjugada de la DFT de $f(i, j)$ y $G(k_i, k_j)$ la DFT de $g(i, j)$. Sin embargo, si el número de ceros que hay que añadir a la plantilla para equipararse con el tamaño del área de búsqueda, con el objeto de calcular (4.14) es menor que 132, es más eficiente emplear (4.13) [González & Wintz, 1987]. Además el uso de la transformada rápida de Fourier (FFT) requiere un dominio computacional de forma rectangular cuyo tamaño sea una potencia de dos y

que todos los píxeles del área de búsqueda, incluyendo aquellos correspondientes a nubes y tierra, sean usados en el cálculo de ésta. Sin embargo, el cálculo directo de la matriz de correlaciones a través de (4.13) no presenta este tipo de restricciones y es por lo que se ha optado por emplear este procedimiento.

Antes de utilizar el método CCM y con el fin de reducir el ruido de pequeña escala presente en las imágenes, un filtro de mediana móvil de 3x3 píxeles de tamaño fue aplicado a cada una de ellas. Sin embargo, no se optó por emplear un filtro de paso alto como el filtro de gradiente, ya que al contrario de lo que afirma Emery *et al.* [1986], la utilización de éste no produjo un campo de velocidades más coherente, que aquel que se obtiene directamente a partir de las imágenes originales. Por tanto, al igual que otros investigadores como García & Robinson [1989], Wahl & Simpson [1990] y Wu *et al.* [1992] las velocidades superficiales fueron calculadas directamente de las imágenes originales, sin ningún preprocesamiento, salvo la aplicación del filtro de mediana antes mencionado.

- Presencia de tierra y nubes

En cuanto a la presencia de píxeles de nubes y tierra y su posible contribución al valor de (4.13) se ha adoptado el siguiente criterio desarrollado por Wu *et al.* [1992]. Como se observa de (4.13) para calcular la matriz de coeficientes de correlación lo que se utilizan son los valores de anomalías y no valores absolutos. De este modo, lo que se ha hecho en principio es calcular para cada plantilla el valor promedio, excluyendo aquellos píxeles que han sido previamente identificados como tierra o nubes. Entonces estos píxeles excluidos son reemplazados por el valor medio, asegurando de este modo que no contribuyen en el cálculo de (4.13).

Lo anterior solo resulta válido cuando la contaminación de la plantilla, resultado de la presencia de tierra y nubes, tiene un efecto minoritario. Para aquellas plantillas y ventanas de búsqueda que están dominadas por nubes y/o tierra, la matriz de coeficientes de correlación posee poca representatividad a la hora determinar la

semejanza de estructuras oceánicas. Entonces con tal de evitar aquellas áreas que estén obviamente contaminadas lo que se ha hecho es calcular los porcentajes de nubes y tierra que hay dentro de cada plantilla y si éste supera el 25% del total de los píxeles no se calcula el vector velocidad.

Existe no obstante la posibilidad de que algunos píxeles correspondientes a nubes no hayan sido adecuadamente identificados. En estos casos, ya que es poco probable que las estructuras nubosas se repitan de igual forma de un día al siguiente, el efecto de los píxeles contaminados lo que hará será reducir los valores de correlación que se obtienen. Por último, como indican Emery *et al.* [1991], en el caso de las nubes, es posible filtrar su influencia a partir de la observación de los campos de velocidades, ya que los vectores velocidad que se obtienen en áreas nubosas son espacialmente menos coherentes, que aquellos correspondientes a las estructuras oceanográficas.

- Test de significancia

Como ya se mencionó existen diversos procesos físicos que afectan a la evolución temporal de las estructuras oceánicas superficiales, de modo tal que el coeficiente de correlación máximo es por lo general distinto de la unidad. Es posible incluso que para una determinada región no exista ninguna correspondencia entre las estructuras de un mismo área separadas un cierto periodo de tiempo. En estos casos el coeficiente de correlación máximo no da información acerca de la equiparación de estructuras observadas en imágenes consecutivas, ya que ésta simplemente no existe.

Desde el punto de vista estadístico, la significancia en la equiparación de estructuras no puede venir dada únicamente por el coeficiente de correlación, ya que es necesario comprobar cual es la probabilidad de que un determinado coeficiente de correlación pueda surgir por muestreo aleatorio de una población no correlacionada. Esta cuestión se puede intentar resolver utilizando distintos procedimientos.

El método más simple consiste en una aproximación heurística basada en elegir el umbral de correlación de acuerdo con el campo de velocidades observado. De este

modo, se ha de considerar que un umbral de correlación bajo producirá más vectores que un umbral mayor, mientras que un umbral de correlación más alto producirá un flujo espacialmente más coherente. Se trata por tanto de llegar a un compromiso adecuado al elegir el límite de correlación, de forma que produzca un número suficiente de vectores velocidad, y que estos sean espacialmente coherentes.

Tokmakian *et al* [1990] y Kelly & Strub [1992] usaron un procedimiento empírico alternativo que consistía en aplicar el método CCM para pares de imágenes separadas entre sí por largos periodos temporales, de modo que las correlaciones cruzadas obtenidas pueden ser consideradas como aleatorias, estableciendo éstas los niveles de significancia necesarios.

Por último, otro método empleado por algunos investigadores consiste en hacer uso del hecho conocido en inferencia estadística, que argumenta que el siguiente estadístico:

$$t = \frac{\rho\sqrt{N}}{\sqrt{1-\rho^2}} \quad (4.15)$$

se distribuye según una t de Student con N *grados de libertad* (GDL), siendo ρ el coeficiente de correlación [Vargas Sabadías, 1995]. Si los datos son independientes, N es igual al tamaño de la muestra menos 2. De no ser así, es necesario estimar N a partir de la propia muestra, analizando para ello la función de autocorrelación, ya que ésta da una medida de la dependencia espacial de la misma. Así, Emery *et al.* [1986] determinaron los GDL a partir de la función de autocorrelación bidimensional promedio de todas las plantillas seleccionadas para la imagen. Sin embargo, el uso de un umbral de correlación fijo para toda la imagen no resulta apropiado [Ching, 1994], sobre todo si se tiene en cuenta que la correlación depende de la estructura espacial y la varianza de las plantillas, siendo por lo general distintas para cada una de ellas. De este modo, Wu *et al.* [1992] proponen un método alternativo al utilizado por Emery *et al* [1986] para establecer los GDL basado también en la función de autocorrelación pero que establece un umbral de correlación por lo general diferente para cada una de las plantillas de la imagen.

En este estudio, para establecer los límites de correlaciones, se ha hecho uso de la aproximación heurística, que además es la más simple, tomando los valores 0.6 y 0.7 como umbrales de correlación válidos. Como referencia, en la tabla 4.1 se muestran los límites de correlación utilizados por diferentes investigadores usando las distintas aproximaciones, observándose que los valores aquí empleados ocupan un lugar intermedio entre los que se exhiben en la tabla.

<i>Umbral de correlación</i>	<i>Referencias</i>
0.4	Emery <i>et al.</i> [1986]
0.6 y 0.7	García & Robinson [1989]
0.4 y 0.8	Tokmakian <i>et al.</i> [1990]
0.75 y 0.85	Wahl & Simpson [1991]
0.4 y 0.6	Kelly & Strub [1992]
Variable	Wu <i>et al.</i> [1992]
0.4	Pope & Emery [1994]

Tabla 4.1 - Umbrales de correlación empleados en diversos estudios.

- Elección del tamaño de la plantilla y el área de búsqueda

Dos parámetros de gran importancia a determinar en el cálculo de velocidades a través del método CCM son el tamaño de la plantilla y del área de búsqueda. Ambos deben de ajustarse de modo que permitan obtener un campo de velocidades que sea coherente y presente coeficientes de correlaciones cruzadas máximas que sean altos. No existe concordancia en el tamaño elegido por los distintos investigadores para estos parámetros. Esto se debe a que implícitamente dependen de distintos factores como son el área de estudio, el parámetro geofísico utilizado como trazador, la separación temporal de las imágenes, etc (Tabla 4.2).

No obstante, las siguientes consideraciones pueden ayudar a la hora de elegir correctamente estos parámetros. En primer lugar en cuanto al tamaño de la plantilla, se ha de tener en cuenta que la velocidad total estimada mediante el método CCM

representa el movimiento promedio de la estructura situada en la plantilla. Por tanto, la plantilla debe poseer un tamaño óptimo que sea lo suficientemente grande como para contener estructuras oceanográficas distintivas que permitan usar correctamente el método CCM, pero al mismo tiempo lo bastante pequeño como para no producir un efecto de suavizado excesivo de las velocidades que se obtienen. Así, Kelly & Strub [1992] usaron una plantilla de 25×25 píxeles de modo que contenía características oceanográficas bien definidas con escalas de 5-10 km y al mismo tiempo les permitía obtener velocidades de desplazamiento para estructuras como filamentos de 20-40 km de extensión.

<i>Tamaño de plantilla</i>	<i>Tamaño de área de búsqueda</i>	<i>Referencias</i>
22×22	32×32	Emery <i>et al.</i> [1986]
20×20	40×40, 72×72	García & Robinson [1989]
12×12	22×22, 32×32, 64×64	Wahl & Simpson [1991]
32×32	64×64	Wu <i>et al.</i> [1992]
25×25	35×35, 40×40, 45×45, 55×55	Simpson & Gobat [1994]

Tabla 4.2 - Tamaños de plantilla y de áreas de búsqueda utilizadas en diferentes estudios.

Se han empleado en este trabajo plantillas de diversos tamaños con el objetivo de seleccionar aquellas que parezcan más adecuadas para el área de estudio. Se han usado plantillas de 21×21, 25×25, 29×29 y 33×33 píxeles, ofreciendo las dos últimas los mejores resultados.

En segundo lugar, en cuanto al tamaño del área de búsqueda, ocurre que si la ventana de búsqueda es excesivamente grande el número de correlaciones cruzadas a calcular se incrementa, aumentando de forma considerable el tiempo de cálculo, pudiendo producirse además desplazamientos muy grandes, que son debidos a picos de correlación falsos, originados por la presencia dentro del área de búsqueda de estructuras similares a aquellas de la plantilla, pero que no están relacionadas con éstas. Por otra parte, si el área de búsqueda es excesivamente pequeña, puede ocurrir que las

estructuras a detectar se hayan desplazado más allá de los límites del área de búsqueda, de manera que las correlaciones cruzadas máximas no se corresponden con la advección de éstas, perdiéndose la posibilidad de estimar las velocidades máximas. Así Wahl & Simpson [1991] y Kelly & Strub [1992] trabajando con imágenes de la Corriente de California fijaron el tamaño del área de búsqueda, teniendo presente que velocidades superiores a los 100 cm/s han sido raramente observadas en dicha región.

Una opción posible para seleccionar el área de búsqueda es a través de la observación de los mapas de bordes que se obtienen mediante la aplicación de un operador laplaciano del gaussiano (LDG) a la imagen primitiva (Apéndice B). De este modo, comparando los bordes correspondientes a dos imágenes consecutivas es posible conocer los desplazamientos sufridos por las estructuras en las imágenes y así estimar cuales son las velocidades típicas.

Puede ser útil además para seleccionar el tamaño del área de búsqueda la generación de una imagen que contenga los valores de correlaciones cruzadas obtenidos con el método CCM. Si se observa que los contornos de la función de correlación no forman bucles cerrados y se encuentran cortados en los bordes de las matrices de correlación, existen evidencias de que el tamaño del área de correlación es menor que la escala de movimiento del agua para ese área. De forma similar es posible determinar si el tamaño del área de búsqueda es demasiado grande. Este procedimiento permitiría elegir de forma dinámica el tamaño óptimo del área de búsqueda, de manera que éste variaría dependiendo de la zona para una misma imagen. Sin embargo, por simplicidad, al igual que se ha hecho para la plantilla, se ha elegido un tamaño de área de búsqueda constante para toda la imagen.

- Limitaciones del método CCM

El método CCM presenta algunas limitaciones que es necesario considerar. Al aplicar el método a una secuencia de imágenes, se asume que el parámetro físico que se obtiene con los datos de satélite (TSM, concentración superficial de clorofila,...) se comporta como un trazador pasivo y conservativo del flujo, que es desplazado sin

cambios aparentes por advección horizontal, durante el intervalo de tiempo que separa a un par de imágenes consecutivas. El método, además, adopta la hipótesis de turbulencia congelada de Taylor. Ésta afirma que para escalas de tiempo relativamente cortas, el agregado de remolinos turbulentos que gobiernan las fluctuaciones de la velocidad son trasladados sin cambio por la velocidad media del flujo, de forma que los gradientes de los parámetros físicos, obtenidos con los datos de satélite, permiten obtener directamente la velocidad media del flujo superficial [Wahl & Simpson, 1990].

Sin embargo, además de la advección horizontal existen otros procesos actuando que podrían ser responsables de los cambios observados en una secuencia de imágenes. Para parámetros físicos o biológicos, como los que se obtienen a partir de las imágenes procedentes de los sensores AVHRR y CZCS, estos procesos pueden discutirse a partir de una versión simplificada de la ecuación que rige la evolución del parámetro, y que tiene por expresión:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \bar{\nabla}_h C = S + K_h \nabla_h^2 C + K_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} - w \frac{\partial C}{\partial z} \quad (4.16)$$

donde C es el parámetro de interés (TSM, concentración de pigmento,...). Como se observa, ambas velocidades, horizontal y vertical, aparecen separadas, siendo K_h y K_z los coeficientes de difusión turbulentos horizontal y vertical y S un término sumidero/fuente.

En general, se asume que los procesos de advección y mezcla vertical no afectan al cálculo de la velocidad con el método CCM, esto es, se toma el flujo oceánico como bidimensional y la velocidad vertical media, w , nula. Sin embargo en áreas de afloramiento costero intenso w está lejos de ser nula y la suposición anterior no es correcta. Ahora bien, como argumentan Simpson & Gobat [1994], si se tiene en cuenta que el área de estudio de este trabajo abarca una zona donde el afloramiento costero ocupa una posición marginal, cuya extensión viene dada por el radio de deformación de Rossby, que es del orden de 15 km para 25° N, su influencia es por tanto reducida. Por otro lado, como afirman Simpson & Gobat [1994], aunque pueden existir áreas de convergencia o divergencia locales cerca de los filamentos, estos movimientos

verticales son pequeños en comparación con aquellos producidos por la advección horizontal. Así, Kadko *et. al.* [1991] observaron en áreas de convergencia velocidades verticales de aproximadamente 25 metros por día en 1988 para los filamentos de la Corriente de California, que comparadas con los valores de las velocidades advectivas horizontales medias medidas, que son del orden de 0.30 m s^{-1} , resulta en una razón entre las velocidades horizontales y verticales del orden de 10^3 . Por consiguiente, parece razonable ignorar los procesos verticales como primera aproximación.

Para las escalas espaciales (del orden de la decena de kilómetros) y temporales (que van desde 6 a 24 horas) implicadas en el cálculo de las velocidades superficiales, Wahl & Simpson [1990], a través de simulaciones, y Kelly [1989], por medio de un análisis de escala simple, mostraron que los procesos difusivos no afectan a las velocidades estimadas por ellos. No obstante, a medida que el intervalo de separación entre las imágenes se incrementa más allá de 24 horas estos efectos pueden entrar a jugar un papel importante. En este trabajo, todas los pares de imágenes usados para estimar velocidades están separados por un máximo de 24 horas.

Por otro lado, los parámetros que se emplean como trazadores del flujo no son verdaderamente conservativos, debido a la presencia de términos que actúan como fuentes y/o sumideros que pueden generar cambios locales. Así, para el caso de las imágenes AVHRR el intercambio de calor con la atmósfera en la superficie puede influenciar la estructura del campo de TSM y por tanto las velocidades estimadas a partir de éstas. Wahl & Simpson [1990] observaron, a través de simulaciones, que son los efectos de calentamiento o enfriamiento espacialmente no uniformes, producidos por la presencia de nubes, los que podrían interferir en la estimación exacta de las velocidades superficiales a partir de una secuencia de imágenes AVHRR. En el caso de la concentración superficial de pigmento clorofílico, es obvio que pueden producirse cambios locales que no muestren uniformidad espacial y que son generados por la propia dinámica biológica, además de la advección horizontal. En este trabajo se ha procurado, en la medida de lo posible, utilizar secuencias de imágenes AVHRR libres de nubes de forma que la incidencia de este factor sea mínima. Sin embargo, existe la

incertidumbre de que durante el intervalo de tiempo que separa a dos imágenes consecutivas, el área de estudio se encuentre afectada por la presencia de éstas. Un conocimiento continuo del tipo y cantidad de nubes para una cierta región puede ser obtenido a partir de satélites geostacionarios como el Meteosat. Sin embargo, en el trabajo presente no se disponía de esta información, que puede ser incluida en futuros estudios.

Además de estos procesos, que aparecen incluidos en (4.16) afectando a la evolución del parámetro registrado por el satélite, otra posible fuente de error es la incapacidad del método CCM para tratar desplazamientos no lineales (esto es rotación) y deformaciones de las estructuras observadas. Estos problemas pueden minimizarse de varias maneras. En primer lugar, utilizando pares de imágenes cuya separación temporal sea lo más corta posible. Respecto a esto, Kamachi [1989] con el objeto de poder aplicar el método CCM a imágenes separadas por un intervalo de tiempo mayor incluyó los efectos de rotación usando un método para el registro de ésta. No obstante, este método no se ha empleado en este estudio al ser bastante costoso desde el punto de vista computacional y ofrecer sólo una leve mejora en el cálculo de las velocidades [Wu *et al.*, 1992]. Por otro lado, Wu *et al.* [1992] han propuesto una segunda alternativa para reducir estos efectos. Ellos sugieren reducir el tamaño de la plantilla en aquellas áreas donde los efectos de rotación puedan ser importantes, por ejemplo, debido a la presencia de remolinos, siendo la reducción en el tamaño de la plantilla acorde con la escala de los remolinos presentes. Esto supondría usar un tamaño de plantilla variable incrementando la complejidad del método. Por simplicidad, en este trabajo de tesis se ha empleado un tamaño de plantilla constante, posponiéndose esta alternativa para trabajos futuros.

Otra limitación que afecta tanto al método CCM, como a otros de los mencionados con anterioridad, es lo que se conoce en el lenguaje de reconocimiento de formas como el *problema de la abertura* [Jähne, 1995; Simgh, 1991; Wahl & Simpson, 1991], que se explica de forma gráfica con la ayuda de la figura 4.3. En ésta se representa una barra moviéndose a través de una abertura pequeña en comparación con las dimensiones de la misma. La figura 4.3a muestra la posición de la barra en el tiempo

t_1 y la figura 4.3b la posición el tiempo $t_2 = t_1 + \Delta t$, para el cual la barra se ha movido en dirección sudeste. De este modo, cuando se observa la barra a través de la abertura, es imposible calcular la velocidad total en la vecindad de ésta, y como se pone de manifiesto en la figura 4.3c, la única información que se puede obtener con certeza es de la velocidad perpendicular al contorno. Por tanto, este problema se presentará en aquellas regiones de la imagen que muestran gradientes fuertemente orientados del parámetro que se detecta remotamente, mientras que aquellas que presentan otro tipo de variaciones de la intensidad, como la presencia de esquinas o áreas fuertemente estructuradas no lo padecerán. Utilizando los valores de velocidad correspondientes a áreas próximas que no presentan este problema, se puede intentar corregir esta limitación para aquellas regiones donde se manifiesta.

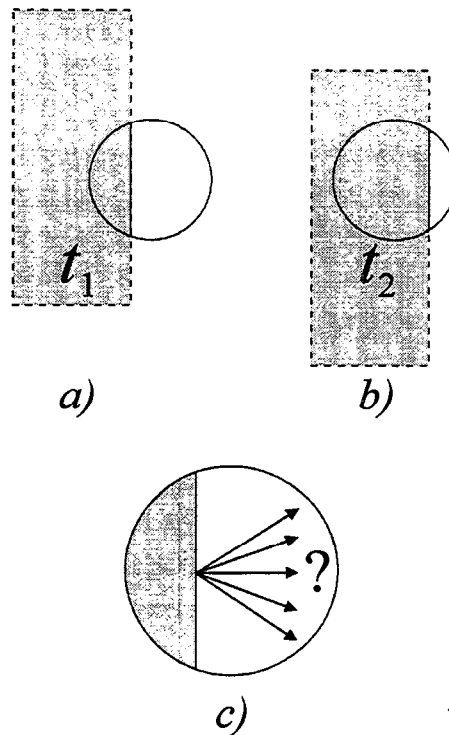


Figura 4.3 - Explicación gráfica del problema de la abertura.

Por último, otro factor que afecta a la exactitud de las velocidades estimadas es la resolución espacial del sensor y la posible existencia de algún error residual en la realización de la corrección geométrica. Dividiendo la resolución o el error procedente

de la corrección geométrica por el intervalo de separación entre imágenes consecutivas se obtiene el menor valor de velocidad que será posible obtener. Teniendo en cuenta que la resolución espacial de los píxeles de las escenas procedentes del AVHRR es de 1.1 km en nadir, para imágenes separadas 6, 12 y 24 horas se tendrán incertidumbres en las velocidades medidas de 5.0, 2.5 y 1.3 cm s⁻¹ respectivamente, siempre que no existan otros errores residuales. Como se observa, esta limitación está inversamente relacionada con la separación temporal entre las imágenes. Sin embargo, si la separación temporal entre las imágenes es grande, las estructuras que en ellas se observan comienzan a perder su identidad. En la práctica una separación temporal entre imágenes de 12-24 horas parece ser un compromiso adecuado [Svejkovsky, 1988].

- Test de consistencia vectorial

Teniendo en cuenta el apartado anterior existe la posibilidad de que algunos de los vectores velocidad producidos sean incorrectos, debido a las limitaciones del método CCM, quedando esto patente en algunas de las imágenes observadas.

Con el objetivo de aumentar la confianza en las estimación de los desplazamientos observados se han desarrollado algunos métodos que verifican la consistencia de los vectores velocidad producidos después de aplicar el método CCM y seleccionar el umbral de correlación adecuado [Tokmakian *et al.*, 1990; Emery *et al.*, 1991].

Este filtro de coherencia espacial requiere para cualquier vector velocidad la presencia de al menos un vecino que no se desvíe en módulo y dirección más allá de ciertos límites. Estos han sido fijados de forma arbitraria para obtener los mejores resultados, de modo que dos vectores vecinos satisfacen este criterio si verifican que la relación entre sus módulos sea de orden 2 y que sus direcciones no se desvíen más de 40°.

Es evidente que este procedimiento tiene ciertas limitaciones que a continuación se indican. Así, si el número de vectores velocidad en una cierta región es escaso, este

procedimiento podría eliminar algunos correctos al no verificar el método. Además también en áreas de fuertes divergencias y rotaciones este filtro puede eliminar vectores velocidad válidos. Por tanto, este procedimiento puede sacrificar algunos vectores velocidad correctos a costa de aumentar la fiabilidad de los que superan el mismo.

El filtro puede modificarse para que sea más o menos restrictivo, aumentando o disminuyendo el número de vectores que deben de ser consistentes vectorialmente, o bien la desviación en dirección y/o módulo permitida entre los vectores para su equiparación.

4.3.2 Método de relajación de etiquetas (RE)

- El método de relajación de etiquetas

El método CCM, tal como fue descrito en el apartado anterior, es un procedimiento que estima la velocidad superficial para una pequeña región oceánica sin considerar el valor obtenido para ésta en áreas cercanas, ya que el test de verificación de la coherencia vectorial únicamente actúa como un filtro, limitándose a eliminar los vectores que no satisfacen el criterio. Sin embargo, se han desarrollado dentro del campo del procesamiento de imágenes, métodos que explotan la posible interrelación existente entre los objetos presentes en una o varias imágenes, para intentar mejorar el resultado global. Estos se conocen como *métodos dependientes del contexto* o *métodos contextuales* [Therrien, 1989].

Parece evidente en principio que un método contextual podría ayudar a superar algunas de las limitaciones inherentes al método CCM, como sería la ambigüedad que supone determinar la velocidad correcta cuando la matriz de correlaciones cruzadas muestra un pico muy suave, o bien más de uno, como también intentar superar el problema de la abertura descrito en el apartado anterior. El uso de uno de estos métodos lleva asociado implícitamente la asunción de que existe una dependencia espacial al

menos entre los valores de velocidades superficiales próximos. En este caso esta dependencia espacial se traduce en suponer que el flujo es espacialmente coherente o uniforme.

Algunos métodos contextuales emplean una técnica conocida como *relajación de etiquetas*, que fue descrita por Rosenfeld *et al.* [1976]. La técnica de relajación de etiquetas consiste en asignar un conjunto de etiquetas a determinados objetos. Un *objeto* se refiere a una entidad bajo investigación y una *etiqueta* es una característica que puede pertenecer a ese objeto. Muchas veces para estos objetos se conocen las relaciones que existen entre ellos y las condiciones bajo las cuales un conjunto de etiquetas se pueden o no asignar a un conjunto de objetos. El problema del etiquetado consiste en asignar la etiqueta adecuada a los objetos presentes, basándose en el conjunto de ellas existente, y las restricciones que hay entre las mismas cuando se conocen las relaciones entre los objetos para un dominio dado. Esto se ilustra de forma gráfica en la figura 4.4 en la que cada nodo representa un objeto al que debería asignársele una etiqueta. Las líneas que conectan a los nodos entre si simbolizan la relación entre objetos.

El *método de relajación* pretende resolver el problema anterior de forma iterativa. En cada iteración la confianza de las etiquetas viene influenciada, en primer lugar, por los nodos que se encuentran directamente relacionados. Sin embargo, como muestra la figura 4.4, este influjo se propaga a otros nodos en posteriores iteraciones. Esto es, el método decide cual es la etiqueta correcta para un objeto en función de su relación con aquellos cercanos, siendo además la interpretación final globalmente correcta.

Esta influencia entre objetos cercanos viene dada en términos de una *función de compatibilidad* que aumenta o disminuye la confianza de las etiquetas de los objetos en consideración. Dependiendo del problema que se trate, el método finaliza cuando una sola etiqueta es asignada a cada objeto, o cuando el valor de confianza de las etiquetas alcanza un valor estacionario.

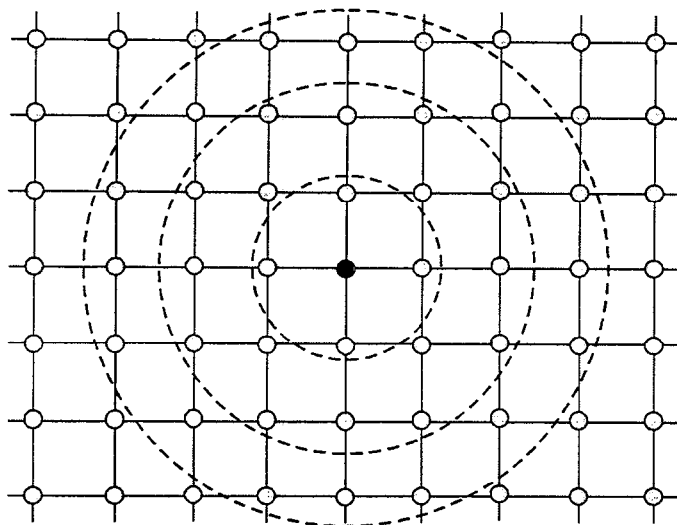


Figura 4.4 - Propagación de la influencia en el método de relajación.

Barnard & Thompson [1980] adoptaron esta técnica con el fin de analizar la disparidad existente entre imágenes consecutivas y el movimiento de los objetos presentes en estas escenas. Esto sirvió de apoyo, más recientemente, a Wu & Pairman [1995] que desarrollaron un método contextual para estimar velocidades oceánicas superficiales a partir de una secuencia de imágenes, que es precisamente el que se ha empleado en este trabajo de tesis.

- Estimación de velocidades oceánicas superficiales a partir de una secuencia de imágenes de satélite a través del método RE

Cuando se tiene por finalidad obtener las velocidades superficiales a partir de un par de imágenes de satélite consecutivas, los objetos vienen dados por características puntuales observadas en la primera imagen de la secuencia y las etiquetas se corresponden con los posibles desplazamientos asignados a estos objetos.

El método RE, a diferencia con el método CCM, no se aplica de forma continua a cada par de imágenes, y el primer paso consiste en seleccionar aquellos puntos de la escena que puedan ser posibles candidatos para la equiparación de las estructuras. Esto se logra a través de un operador aplicable a las imágenes, sensible a la varianza local y

desarrollado por Wu & Pairman [1995]. Para ello, sobre un área de 5×5 píxeles y para cuatro direcciones distintas (horizontal, vertical, y las dos diagonales) se calcula la suma de las diferencias de los píxeles adyacentes en cada dirección. El valor del operador en el píxel de interés vendrá dado por el promedio de estas cuatro medidas. Para asegurar el carácter distintivo de los puntos usados por el método en la equiparación, solo se utilizarán aquellos píxeles para los cuales el valor del operador anterior se encuentra por encima de un umbral predefinido.

En este apartado se seguirá la nomenclatura utilizada por Wu & Pairman [1995] y así las características puntuales detectadas en la primera imagen con el operador anteriormente descrito, que constituyen los objetos de acuerdo con el método RE, serán denominadas *características puntuales* o simplemente *puntos* mientras que aquellas identificadas en la segunda imagen serán denominadas *candidatos*. De este modo, a una característica puntual a_i , de coordenadas (x_i, y_i) , se le asigna inicialmente una serie de etiquetas ambiguas que son los vectores desplazamiento, $\vec{r}_{ik} = (x_k - x_i, y_k - y_i)$, resultado de su equiparación con los candidatos de la segunda imagen. Los candidatos, pertenecientes a a_i , estarán constituidos por todas aquellas características puntuales que se encuentren dentro de una región centrada en (x_i, y_i) , cuyo límite l , viene fijado por el máximo desplazamiento que se pudiera esperar para el área de interés (figura 4.5). Por consiguiente se cumple que $l \geq [(x_k - x_i)^2 + (y_k - y_i)^2]^{1/2}$.

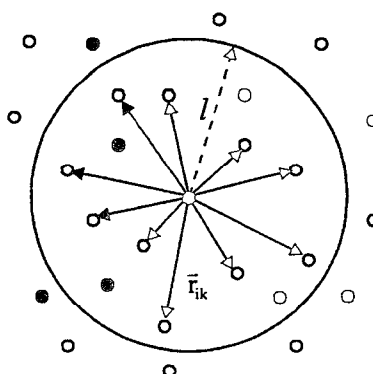


Figura 4.5 - Asignación inicial de etiquetas. Los círculos negros representan a las características puntuales a equiparar y los blancos a los posibles candidatos (adaptado de Wu & Pairman [1995]).

A cada una de las etiquetas, \bar{r}_{ik} , pertenecientes a un objeto, a_i , el método de relajación le asocia una probabilidad, p_{ik} . La probabilidad inicial, p_{ik}^0 , viene definida por alguna medida de semejanza o disparidad como las ya comentadas para el método CCM. Posteriormente, su estimación es mejorada sucesivamente por medio de un método iterativo, que analiza la compatibilidad entre las etiquetas asignadas al punto a_i y sus vecinos. Si la compatibilidad para \bar{r}_{ik} es alta, p_{ik} se incrementa, y si sucede lo contrario disminuye.

La medida de semejanza usada por el método RE viene dada de nuevo a través del cálculo de la correlación cruzada entre una región centrada en el pixel correspondiente a a_i , y otra de las mismas dimensiones centrada en cada uno de los puntos candidatos. Mediante este procedimiento cada etiqueta \bar{r}_{ik} de a_i tiene asignado un peso w_{ik} , que se define como:

$$w_{ik} = \begin{cases} 0.0 & \text{si } \rho_{ik} \leq 0 \\ \rho_{ik} & \text{de otro modo} \end{cases} \quad (4.17)$$

donde ρ_{ik} es el coeficiente de correlación entre a_i y el correspondiente candidato.

En aquellas áreas donde predominen procesos físicos como el calentamiento o la mezcla, es posible que haya características puntuales que no sean equiparables a ningún candidato. Además, si para una característica puntual ninguna de las etiquetas presenta un peso w_{ik} alto, probablemente ninguno de los desplazamientos sea correcto. Teniendo en cuenta esto, se define un peso que corresponde a la etiqueta de no equiparación como:

$$w_{i0} = 1 - \max_k(w_{ik}) \quad (4.18)$$

Una vez calculados los pesos, las estimaciones de la probabilidad inicial, p_{ik}^0 , se obtienen normalizando los mismos (incluyendo el caso para el que $k = 0$). Esto es,

$$p_{ik}^0 = \frac{w_{ik}}{\sum_r w_{ir}} \quad (4.19)$$

Posteriormente el valor de las probabilidades iniciales de cada etiqueta puede modificarse a través de un procedimiento de relajación iterativo, que tiene presente su

relación con las etiquetas pertenecientes a características puntuales próximas, que se hallan a una distancia menor o igual a R (figura 4.6). Esto está basada en la idea, válida para fluidos no turbulentos, de que las velocidades pertenecientes a características puntuales próximas no deben diferir demasiado en módulo y dirección. Se trata, pues, de una restricción sobre la uniformidad espacial del flujo que se rige a través del cálculo de un coeficiente de compatibilidad entre las etiquetas de una característica puntual y las pertenecientes a características puntuales próximas.

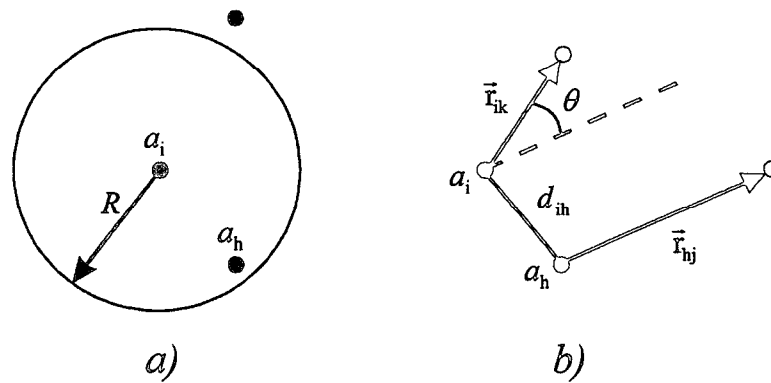


Figura 4.6.- Compatibilidad entre etiquetas \vec{r}_{ik} y \vec{r}_{hj} pertenecientes a las características puntuales próximas a_i y a_h (adaptado de Wu & Pairman [1995]).

Wu & Pairman [1995] definen el coeficiente de compatibilidad entre dos etiquetas, \vec{r}_{ik} y \vec{r}_{hj} , como:

$$\alpha(i, k; h, j) = \alpha_d(i, k; h, j) \alpha_m(i, k; h, j) = \left(\frac{\vec{r}_{ik} \cdot \vec{r}_{hj}}{|\vec{r}_{ik}| |\vec{r}_{hj}|} \right) \left(1 - \frac{||\vec{r}_{ik}| - |\vec{r}_{hj}||}{\max(|\vec{r}_{ik}|, |\vec{r}_{hj}|)} \right) \quad (4.20)$$

La compatibilidad en dirección viene dada por $\alpha_d(i, k; h, j)$, que no es más que el coseno del ángulo que forman ambas etiquetas. De este modo, las dos etiquetas son totalmente compatibles en dirección cuando el ángulo que forman es de cero radianes y $\alpha_d(i, k; h, j) = 1$, siendo completamente incompatibles cuando el ángulo es de π radianes y $\alpha_d(i, k; h, j) = -1$.

La compatibilidad en módulo viene dada por el segundo término, $\alpha_m(i, k; h, j)$. Así, las dos etiquetas son completamente compatibles cuando ambas tienen la misma longitud, y por tanto, $\alpha_m(i, k; h, j) = 1$, mientras que son completamente incompatibles cuando la diferencia relativa en el módulo de las etiquetas es igual a la unidad, y por consiguiente, $\alpha_m(i, k; h, j) = 0$.

El resultado es que el coeficiente de compatibilidad que engloba ambos efectos combinados, $\alpha(i, k; h, j)$ toma valores comprendidos en el rango $[-1, 1]$. Para aquellas características puntuales que no se equiparen con ningún candidato, se define $\alpha(i, 0; h, j) = 0$, y al ser simétrico se tiene que $\alpha(i, k; h, 0) = 0$. Este hecho se basa en que si una característica puntual no es equiparable a ningún candidato no influye en el movimiento de características puntuales vecinas.

Las características puntuales alejadas deberían afectar en menor medida a la probabilidad asignada a las etiquetas, en comparación con las características puntuales más cercanas cuya influencia debe de ser en teoría mayor. De este modo, Wu & Pairman [1995] definieron un factor de decaimiento con la distancia, $\beta(i, h)$, que separa a las características puntuales a_i y a_h como:

$$\beta(i, h) = \exp(-d_{ih}/d_0) \quad (4.21)$$

donde d_0 es una constante de decaimiento, propiedad del flujo, y por tanto, dependiente de la posición. Por simplicidad Wu & Pairman [1995] tomaron un valor constante para d_0 igual a $R/2$.

Teniendo en cuenta lo anterior el coeficiente de compatibilidad total viene dado por:

$$c(i, k; h, j) = \alpha(i, k; h, j)\beta(i, h) \quad (4.22)$$

que como se observa toma valores comprendidos en el intervalo $[-1, 1]$.

Este coeficiente permite introducir el *soporte*, S_{ik}^n , para cualquier etiqueta, \bar{i}_{ik} , en la n -ésima iteración, que además debe incluir la probabilidad de que las etiquetas pertenecientes a características puntuales próximas sean correctas, p_{hj}^n , como:

$$\begin{aligned} S_{ik}^n &= \frac{1}{C \max_r |\tilde{S}_{ir}^n|} \tilde{S}_{ik}^n = \\ &= \frac{1}{C \max_r |\tilde{S}_{ir}^n|} \sum_{h \neq i} \sum_j c(i, k; h, j) p_{hj}^n = \\ &= \frac{1}{C \max_r |\tilde{S}_{ir}^n|} \sum_{h \neq i} \left(\beta(i, h) \sum_j \alpha(i, k; h, j) p_{hj}^n \right) \end{aligned} \quad (4.23)$$

siendo C una constante de relajación que gobierna las características de convergencia del modelo descrito. Los valores que S_{ik}^n puede tomar están comprendidos entre -1 y 1.

Por último, la probabilidad asignada a cada etiqueta, p_{ik}^n , es actualizada a través de:

$$p_{ik}^{n+1} = \frac{p_{ik}^n (1 + S_{ik}^n)}{\sum_r p_{ir}^n (1 + S_{ir}^n)} \quad (4.24)$$

- Elección de parámetros para la estimación de velocidades oceánicas superficiales a través del método RE

Con el objetivo de estimar la probabilidad inicial, p_{ik}^0 , se probaron diferentes tamaños de plantilla centradas en las características puntuales, a_i , y cada uno de los candidatos (12×12 , 21×21 , 25×25 , 29×29 y 33×33 píxeles). De estos, el que mejores resultados producía tanto en la estimación de la probabilidad inicial, p_{ik}^0 , como de la probabilidad después de un cierto número de iteraciones, p_{ik}^i , era un tamaño de 33×33 píxeles, que es mucho mayor que el seleccionado por Wu & Pairman [1995] que consistía en regiones de 12×12 píxeles de tamaño.

En cuanto al límite, l , de la región en la que es posible encontrar un posible candidato se tomó igual a 37 píxeles, considerando el orden de magnitud de las velocidades observadas en esta región oceanográfica.

Para el cálculo del coeficiente de compatibilidad se tomaron dos características puntuales, a_i y a_h como vecinas si la distancia, R , entre ellas era igual o menor a 12 píxeles. Este valor fue encontrado como adecuado observándose que algunos más elevados no mejoraban los resultados obtenidos, incrementando el tamaño de los coeficientes de compatibilidad de forma innecesaria. Por otro lado, aunque la elección de la constante d_0 del factor de decaimiento debería depender de las características del flujo, se ha seguido el mismo criterio que Wu y Pairman [1995] que por simplicidad la tomaron igual a $R/2$, que en este caso corresponde a 6 píxeles.

Por último, para la constante de relajación C que aparece en la expresión (4.23) y que controla la velocidad de convergencia del procedimiento iterativo, de modo que cuanto mayor es, más lento es el proceso de convergencia, se tomó un valor igual a 1.05 [Wu y Pairman, 1995].

4.4 Resultados

En este apartado se muestran las velocidades calculadas utilizando cada uno de los métodos anteriormente descritos. Estos han sido aplicados a las imágenes AVHRR que se presentan en la tabla 4.3 y que se separan en varios grupos para los cuales las estructuras de TSM son marcadamente distintas. Las series de Mayo y Junio de 1987 se caracterizan por la presencia de grandes filamentos de agua fría que desde la costa se extienden cientos de kilómetros mar adentro, dominando el campo de temperaturas oceánicas superficiales. Por el contrario, en las series de Febrero de 1990 y 1991, aunque aún pueden apreciarse vestigios de las estructuras anteriores, la característica predominante es la presencia de pequeñas inestabilidades y filamentos de menores

dimensiones que se extienden a lo largo de la costa a intervalos aproximadamente regulares.

Dada la vasta región cubierta por estas imágenes, han sido divididas en dos subáreas con el objeto de estimar las velocidades. La primera de ellas situada en la parte más septentrional de la región de estudio abarca la zona de Cabo Ghir y se corresponde aproximadamente con la región A mostrada en el apartado 2.4.3, mientras que la segunda está situada al sur de las Islas Canarias y ocupa una zona que coincide casi en su totalidad con la región C mencionada también en dicho apartado. Por brevedad y para distinguir ambas serán referidas como *subárea norte* y *sur* respectivamente.

<i>Fecha</i>	<i>Satélite</i>	<i>Órbita</i>	<i>Hora</i>
29 Mayo 1987	NOAA 9	12671	16:12
30 Mayo 1987	NOAA 9	12685	16:01
31 Mayo 1987	NOAA 9	12699	15:50
7 Junio 1987	NOAA 9	12789	16:16
8 Junio 1987	NOAA 9	12812	16:04
9 Junio 1987	NOAA 9	12826	15:53
16 Febrero 1990	NOAA 11	7195	14:23
17 Febrero 1990	NOAA 11	7209	14:11
5 Febrero 1991	NOAA 11	12190	15:06
6 Febrero 1991	NOAA 11	12204	14:55

Tabla 4.3.- Escenas de satélite utilizadas para calcular el flujo oceánico superficial.

Es posible inferir de forma cualitativa el movimiento de las estructuras de TSM a través de la observación de los bordes detectados por medio del operador LDG (Apéndice B). Para algunas de las escenas de la tabla 4.3 y cada una de las subáreas, se muestran en las figuras 4.7 y 4.8, superpuestos sobre la primera de las imágenes de cada par consecutivo, los bordes correspondientes a diferentes intervalos temporales. Los bordes de color verde indican de forma aproximada la posición inicial de los frentes térmicos, y los de color rojo su situación una vez ha transcurrido casi un día.

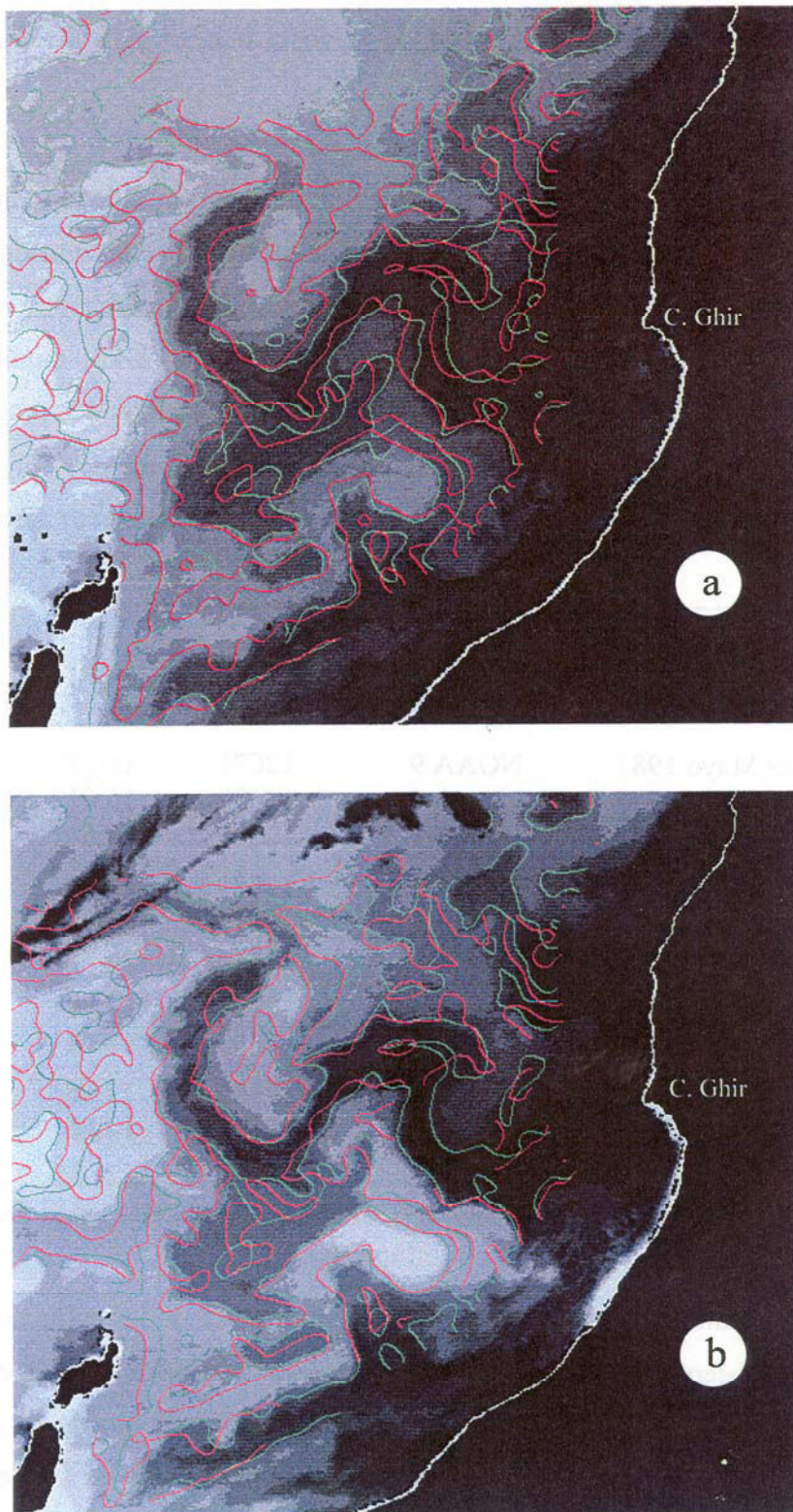


Figura 4.7 - Mapas de bordes de la subárea norte calculados usando el operador LDG con $\sigma = 7$ para: a) Escenas del 29 y 30 de Mayo de 1987, y b) Escenas del 30 y 31 de Mayo de 1987. Ambos aparecen sobrepuestos sobre la primera de las escenas. El borde verde corresponde a la imagen inicial y el rojo a la final.

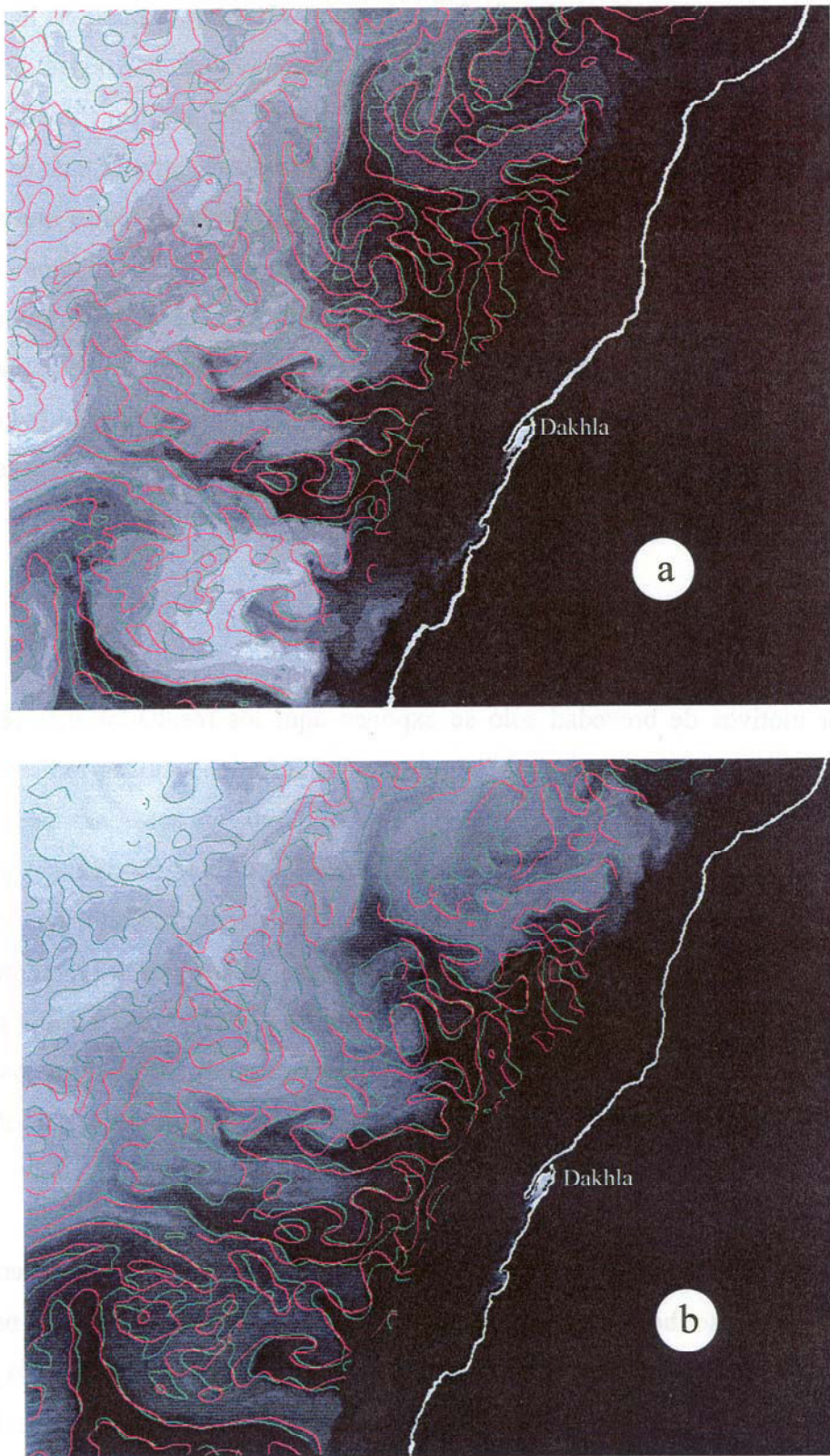


Figura 4.8 - Análogo a figura 4.7 pero para la subárea sur y: a) Escenas del 7 y 8 de Junio de 1987, y b) Escenas del 8 y 9 de Junio de 1987.

Las figuras 4.7 y 4.8 revelan de forma bastante clara la presencia de los grandes filamentos observados en las series de 1987 y cómo evolucionan estas estructuras oceánicas superficiales a lo largo del tiempo. A través del seguimiento de algunas características claramente identificables en los bordes se puede estimar cuál es el orden de magnitud de las velocidades. Así se pueden observar desplazamientos que alcanzan hasta los 25 km en un solo día, y otros que apenas superan los 5 km, los cuales se corresponden con velocidades comprendidas entre 30 y 6 cm s^{-1} . Sin embargo los valores más usuales se encuentran comprendidos dentro del rango de velocidades que va desde 15 a 25 cm s^{-1} . Este dato es bastante importante, como ya ha sido indicado, ya que permite seleccionar cual es el tamaño del área de búsqueda adecuado para estimar el flujo utilizando los métodos descritos en detalle para calcular velocidades.

- Resultados de aplicar el método CCM

Por motivos de brevedad sólo se exponen aquí los resultados más relevantes obtenidos de aplicar el método CCM siguiendo las recomendaciones indicadas en el apartado 4.3 donde se describía el método. Sin embargo, en ocasiones se mostrarán además imágenes de las matrices de los coeficientes de correlación cruzadas y más de un campo de velocidades obtenido para un par de imágenes concreto, con el fin de poder interpretar adecuadamente algunos resultados sospechosos y aumentar la confianza sobre algunos de los vectores velocidad que se obtienen. Ya que parte del comportamiento de las velocidades observadas puede ser en respuesta a los vientos dominantes, aquellos coincidentes temporalmente con algunas de las imágenes utilizadas en este análisis se presentan en la figura 4.9.

A la hora de presentar los resultados se ha adoptado el siguiente criterio que a continuación se describe: 1) una cruz señala que las correlaciones cruzadas no fueron calculadas porque toda o una parte significativa de la plantilla (más del 25 % de ésta) estaba constituida por tierra o contaminada por nubes, 2) un cuadrado manifiesta que el método fue aplicado pero el valor de correlación máximo se encuentra por debajo del umbral establecido, 3) un rombo indica que la velocidad no satisface el criterio de consistencia vectorial con sus vecinos próximos, tal como se detalló en el apartado 4.3,

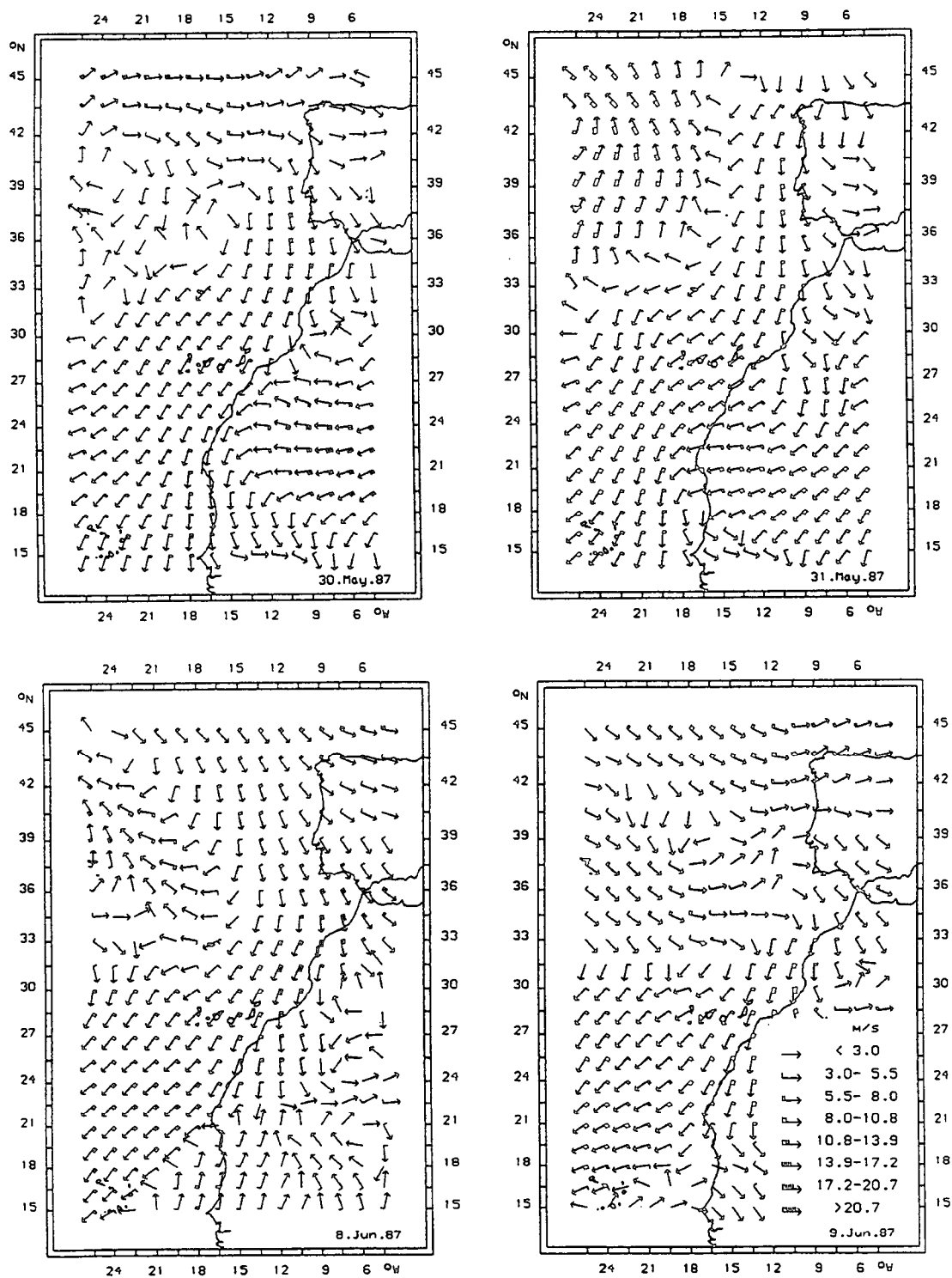


Figura 4.9 - Vientos durante los días 30 y 31 de Mayo de 1987 (parte superior) y durante los días 8 y 9 de Junio de 1987 (parte inferior) (Van Camp *et al.* [1991]).

y 4) una flecha se corresponde con un vector velocidad que supera todos los tests de validación anteriores. Estos resultados se superponen sobre las imágenes de temperatura de brillo del canal 4 correspondientes, que han sido realizadas usando técnicas de equalización del histograma, con la idea de poder comparar los vectores resultantes con las estructuras de temperatura superficial.

En primer lugar se presentan los resultados para la subárea norte, que han sido obtenidos a través de las escenas de Mayo y Junio de 1987 enumeradas en la tabla 4.3. No hay imágenes de Febrero disponibles para esta área que además presenta un campo de temperaturas superficiales bastante uniforme durante este periodo del año.

Comenzando con la secuencia de tres imágenes de mayo de 1987, en la figura 4.10 se muestran los histogramas obtenidos de aplicar el método CCM a las imágenes

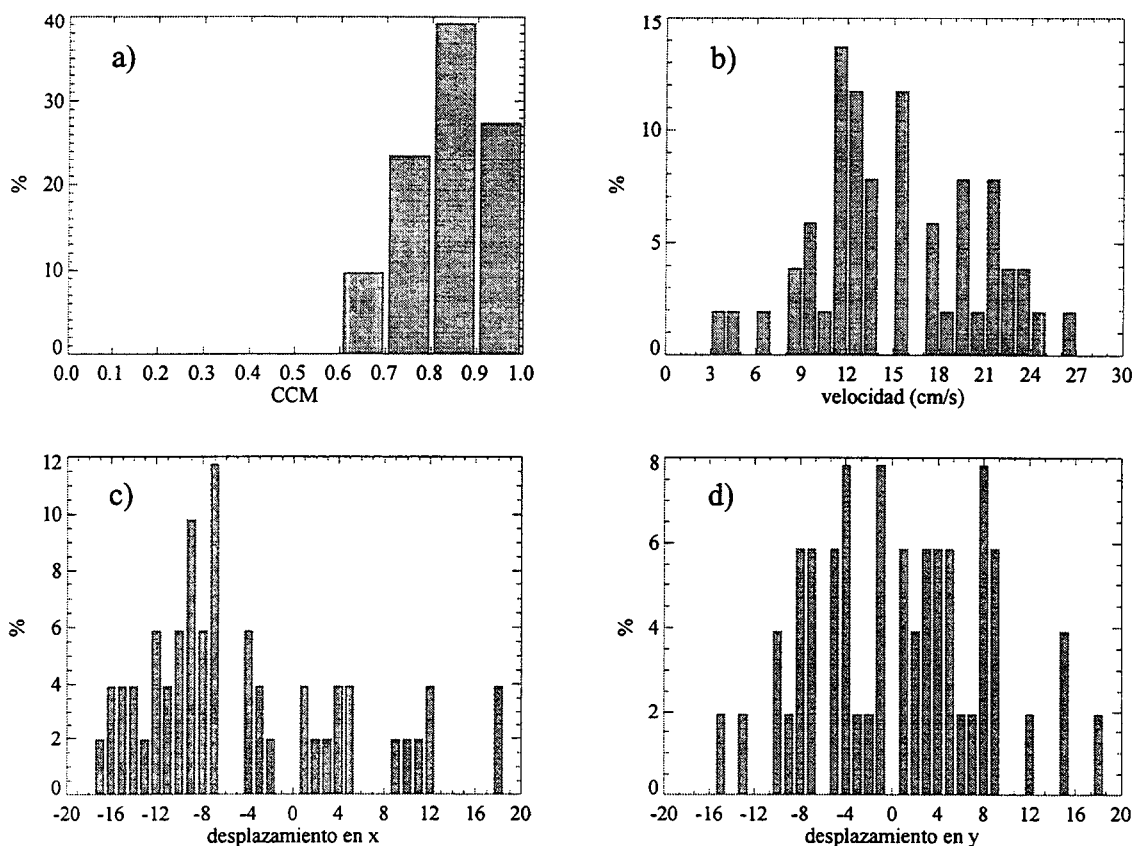


Figura 4.10 - Histogramas para las velocidades advectivas superficiales mostradas en la figura 4.11 de: **a)** las correlaciones cruzadas máximas por encima del umbral elegido, **b)** el módulo de la velocidad, **c)** el desplazamiento en la dirección este (negativa) – oeste (positiva) (en píxeles), y **d)** El desplazamiento en la dirección norte (positiva) – sur (negativa) (en píxeles).

AVHRR de los días 29 y 30 de Mayo de 1987 y en la figura 4.11a las velocidades advectivas superficiales superpuestas sobre la primera de éstas escenas. Aunque el número de vectores resultantes, después de aplicar el umbral de correlación y el test de consistencia vectorial, es escaso, parecen indicar algunas características notables del flujo en este área. En la figura 4.11b se muestra la imagen de matrices de coeficientes de correlación calculada usando (4.13), que como se aprecia guarda bastantes analogías con la de temperatura de brillo del canal 4. En aquellos lugares donde los cambios en la temperatura superficial son producidos principalmente por advección los coeficientes de correlación suelen ser bastante altos, mientras que donde parecen ser otros los mecanismos dominantes presentan valores notablemente menores.

En la figura 4.11a, y en la parte superior de la imagen, las escasas velocidades obtenidas sobre la plataforma continental parecen evidenciar predominantemente un flujo en dirección hacia el sur como cabría esperar cuando el afloramiento se encuentra bien desarrollado como indican los datos de viento (figura 4.9). Hay un par de vectores velocidad que apunta claramente en dirección hacia la costa y que en principio parecen sospechosos. La matriz de correlación de estos (figura 4.11b) muestra una estructura anómala sin presentar un pico bien definido, al contrario que la mayoría de los desplazamientos representados, por lo que su validez es en principio cuestionable.

Sobre el filamento de cabo Ghir, el número de vectores velocidad es considerablemente mayor indicando una estructura serpenteante. En la parte central del mismo, el flujo se dirige claramente hacia fuera oscilando ligeramente en la dirección norte-sur con velocidades cercanas a los 20 cm s^{-1} , girando anticiclónicamente en el extremo final del filamento para encaminarse claramente hacia el norte. Esto parece indicar que el meandro se encuentra embebido en un campo de remolinos de gran tamaño, siendo afectado por la interacción con ellos.

Por último, en la parte inferior de la imagen hay también algunas muestras de un flujo paralelo a la costa en dirección sudoeste que se pone de relieve a través del movimiento de las pequeñas inestabilidades fácilmente identificables.

Los histogramas de la figura 4.10 ayudan a completar la interpretación de las velocidades mostradas en la figura 4.11a. Así la figura 4.10a indica el elevado porcentaje de velocidades con una correlación alta. Tanto las velocidades (figura 4.10b) como los desplazamientos en ambas direcciones (figuras 4.10c y d) muestran un rango extenso de valores e indican la adecuación de los parámetros seleccionados usados con el método CCM. La mayor parte de las velocidades se encuentran comprendidas entre 10 y 20 cm s^{-1} y en cuanto a los desplazamientos, aquellos en la dirección este-oeste evidencian claramente el flujo hacia mar abierto mientras que en la dirección norte-sur están igualmente distribuidos en ambos sentidos dando muestras de nuevo, del carácter serpenteante del filamento.

En la figura 4.12 se muestran de nuevo los vectores velocidad calculados utilizando las imágenes del 29 y 30 de Mayo, pero en esta ocasión desplazando ligeramente la posición de las plantillas y áreas de búsqueda. Aunque tanto las velocidades como las matrices de correlación concuerdan bastante bien con el caso anterior se observan ciertas diferencias que conviene mencionar.

De nuevo, aunque el número de vectores sobre la plataforma en la parte superior de la imagen es escaso, el flujo en la figura 4.12a apunta predominantemente en dirección sur, desapareciendo los vectores anómalos observados en el caso anterior, que apuntaban directamente a costa. Por otro lado, en el lugar donde se sitúa un filamento intermedio, descrito en el apartado 2.4.3 se observa que el flujo apunta directamente hacia el exterior de la plataforma.

Por último, en el filamento de Cabo Ghir las velocidades muestran idéntica estructura que en el caso anterior, aunque justo en su posición final se observan algunas diferencias. En primer lugar se aprecian un par de vectores sospechosos que apuntan hacia el sur y que no aparecían en la imagen de la figura 4.11. Analizando la matriz de correlaciones correspondiente a estos vectores (figura 4.12b) se observa que muestra dos picos de correlaciones máximos; uno de ellos situado en la posición correcta mientras que el otro justo en la dirección opuesta presentando una correlación ligeramente mayor. Sin embargo, justo en el extremo final del filamento de cabo Ghir

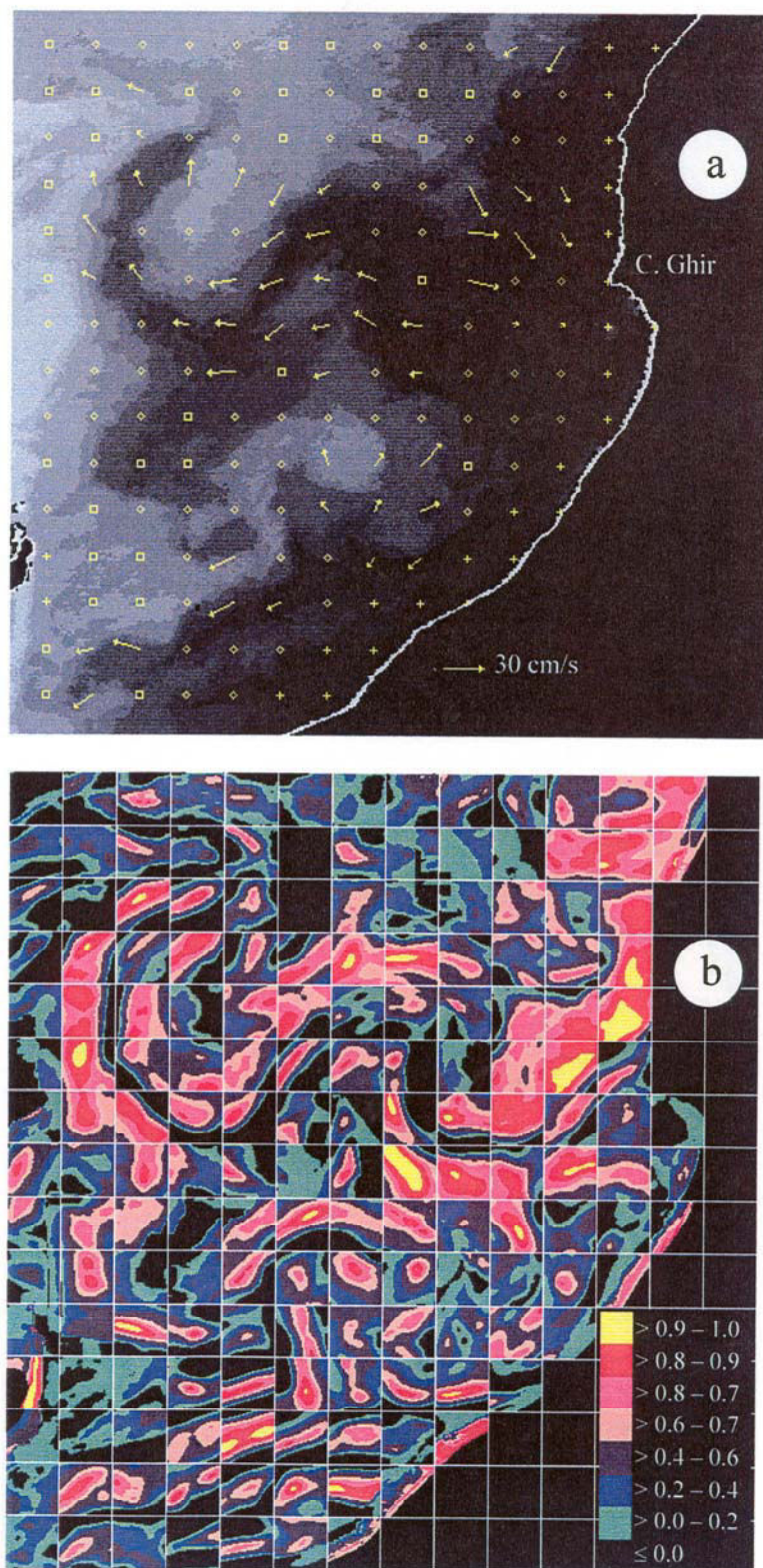


Figura 4.11 - a) Imagen de temperatura de brillo del canal 4 del 29 de Mayo de 1987 con las velocidades advectivas superficiales superpuestas. **b)** Matrices de correlaciones cruzadas calculadas para el par de imágenes del 29 y 30 de Mayo.

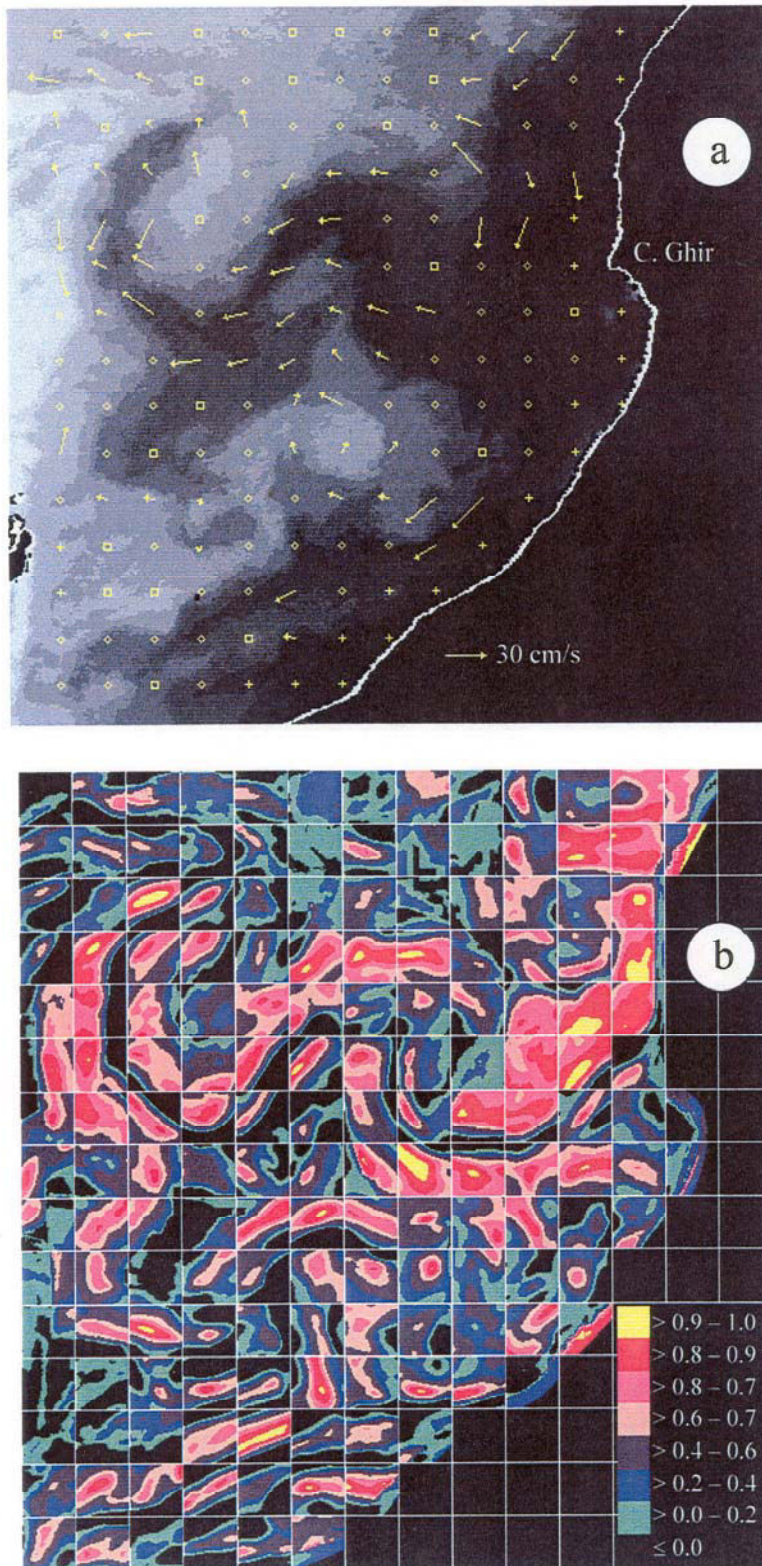


Figura 4.12 – Similar a la figura 4.11 pero variando ligeramente la posición central de las plantillas y áreas de búsqueda.

(figura 4.12a), hay varios vectores velocidad espacialmente coherentes que no aparecían en la figura 4.11 y que parecen indicar de nuevo el serpenteo del flujo hacia el oeste.

El siguiente conjunto de velocidades advectivas (figura 4.13a) que corresponde al par de imágenes del 30 y 31 de mayo de 1987, tiene bastantes similitudes con el del par anterior, aumentando la confianza sobre alguna de las características del flujo comentadas anteriormente. De nuevo se observa, incluso con más nitidez, el flujo en dirección hacia el sur sobre la plataforma continental en la parte superior de la imagen como cabría esperar. Sobre el filamento de cabo Ghir destaca otra vez su serpenteo hacia el norte y sur mientras progresa hacia el oeste, repitiéndose el flujo final hacia el norte que remarca la presencia de un remolino anticiclónico, y el módulo de las velocidades de nuevo es cercano a los 20 cm s^{-1} .

Por último, una característica antes mencionada y que ahora se muestra fuertemente reafirmada es el flujo paralelo a la costa en dirección sudoeste que aparece en la parte inferior de la imagen como un denso conjunto de velocidades espacialmente coherentes. Estas velocidades podrían ser una parte importante del flujo incidente sobre la parte más oriental del archipiélago canario y las velocidades estimadas se encuentran entre 15 y 20 cm s^{-1} .

Sin embargo, al igual que en el caso anterior algunos vectores velocidad indican una dirección que parece ir en contra de la tendencia que cabría esperar para el flujo oceánico. Esto es patente sobre todo en la base del filamento de cabo Ghir, donde aparecen una serie de vectores que apuntan directamente hacia la costa. La matriz de correlaciones pertenecientes a estos vectores (figura 4.13b) revela como en ocasiones similares una estructura anómala sin la presencia de un pico de correlación máxima bien definido. Por otro lado, intentos realizados con el mismo par de imágenes (no mostrados) pero que tenían desplazadas ligeramente la posición de las plantillas y áreas de búsqueda no mostraron estas velocidades aparentemente erróneas. De cualquier modo no han sido escogidas porque otras características importantes del flujo no aparecían definidas tan claramente.

La otra secuencia de imágenes para esta subárea norte está separada por un periodo de siete días respecto de la anteriormente analizada. Aunque la presencia del filamento de cabo Ghir para esta secuencia de imágenes es evidente, en este caso solo se pudo estimar el flujo oceánico superficial cerca de la plataforma costera y en la base del filamento por problemas de contaminación por nubes (figura 4.14a y b), con lo cual el número de vectores velocidad resultante es pequeño. Destaca sin embargo la alta coherencia de estos indicando un fuerte flujo hacia el sur con una importante componente apuntando al oeste, cerca del borde exterior de la plataforma. Esto ocurre tanto para el primer par de imágenes de esta secuencia formado por las escenas de los días 8 y 9 de Junio de 1987 (figura 4.14a), como para el segundo par que está constituido por las imágenes del 9 y 10 de Junio de 1987 (figura 4.14b).

Si se comparan las velocidades de esta secuencia con las deducidas para la secuencia anterior, parece observarse un incremento en el módulo de las velocidades, que ahora se encuentra cercano a los 30 cm s^{-1} , y que podría estar relacionado con los vientos de mayor fuerza para estos días, en comparación con los de final de Mayo, tal como se refleja en la figura 4.9. Se podría decir en este caso por tanto que una importante contribución de la velocidad viene dada como respuesta al aumento en la intensidad del viento. Los histogramas pertenecientes a las velocidades obtenidas con las escenas del 8 y 9 de Junio de 1987 (figura 4.15), confirman lo comentado anteriormente dando muestras de mayores velocidades y desplazamientos que los histogramas de las velocidades pertenecientes a la primera secuencia (figura 4.10). De hecho las áreas de búsqueda empleadas para esta secuencia son mayores que para la anterior con el objeto de poder hacer frente al incremento en módulo de las velocidades.

Para la subárea sur se han analizado cuatro secuencias. Dos de ellas coinciden temporalmente con las secuencias de la subárea norte y las otras dos son de febrero de 1990 y febrero de 1991, respectivamente. Como ya fue comentado en el apartado 2.4.3 existen diferencias importantes para esta zona, respecto de las estructuras oceanográficas observadas en las imágenes de principio y mitad de año, sobre todo relacionado con las escalas predominantes.

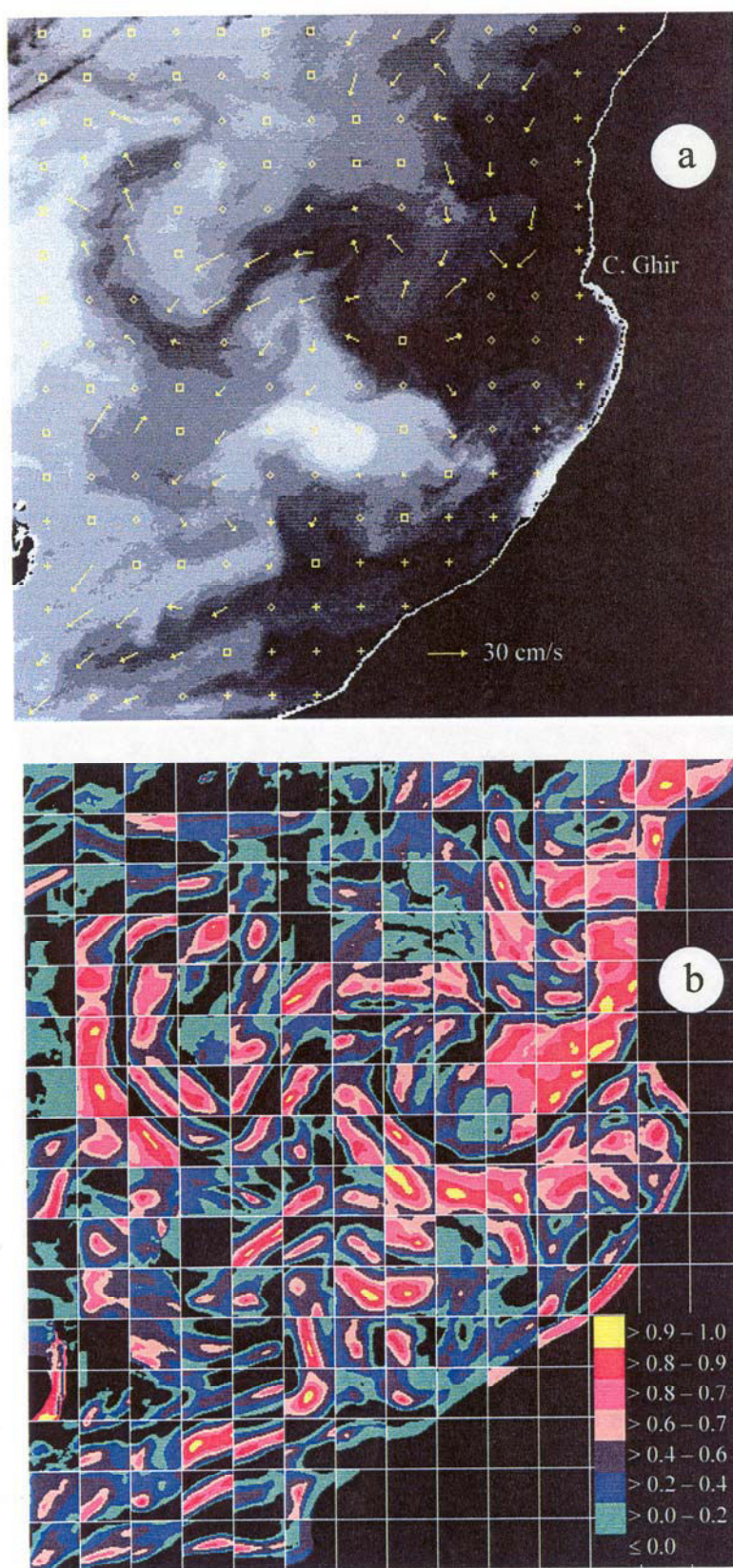


Figura 4.13 - a) Imagen de temperatura de brillo del canal 4 del 30 de Mayo de 1987 con las velocidades advectivas superficiales superpuestas. b) Matrices de correlaciones cruzadas calculadas para el par de imágenes del 30 y 31 de Mayo.

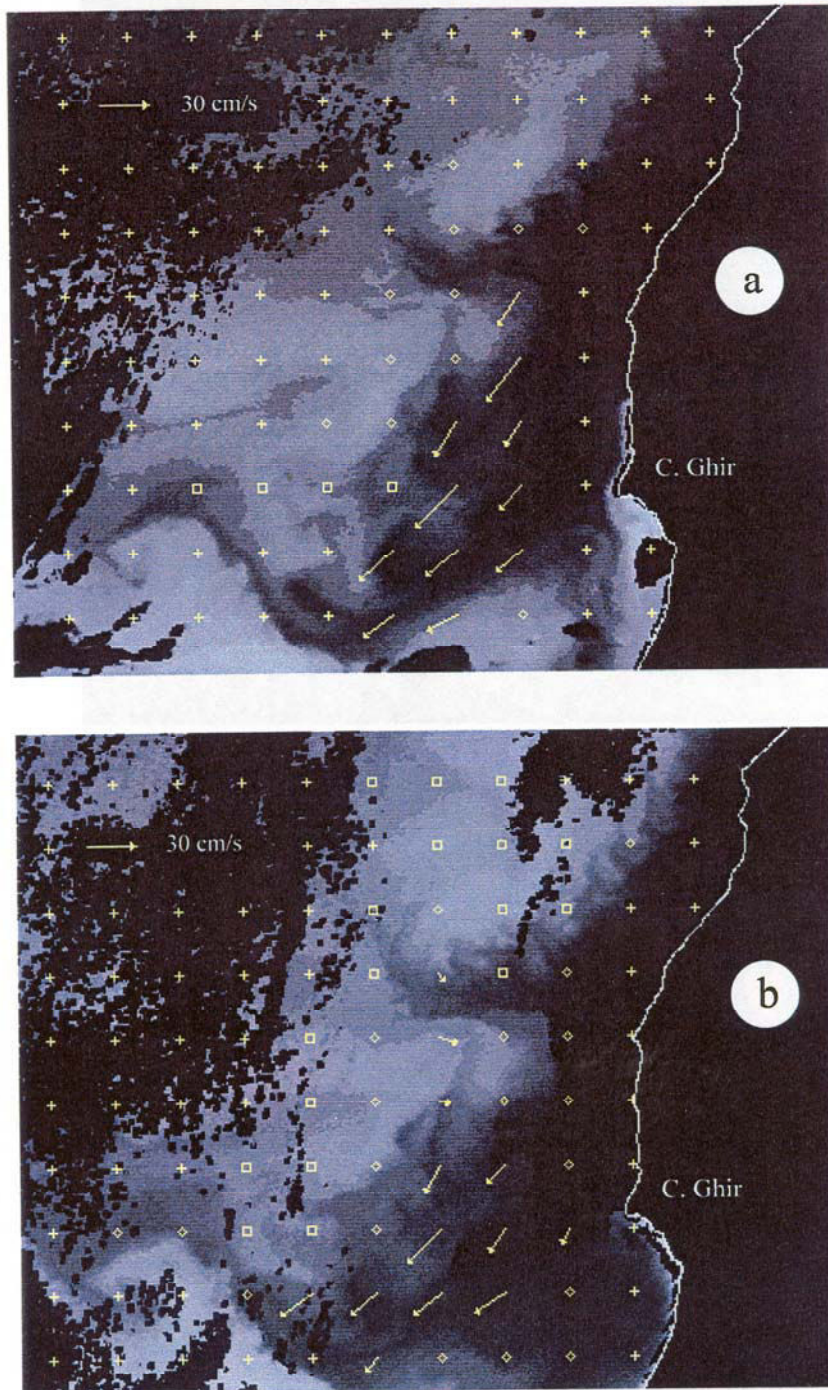


Figura 4.14 - a) Imagen de temperatura de brillo del canal 4 del 8 de Junio de 1987 con las velocidades advectivas superficiales superpuestas. **b)** Imagen de temperatura de brillo del canal 4 del 9 de Junio de 1987 con las velocidades advectivas superficiales superpuestas.

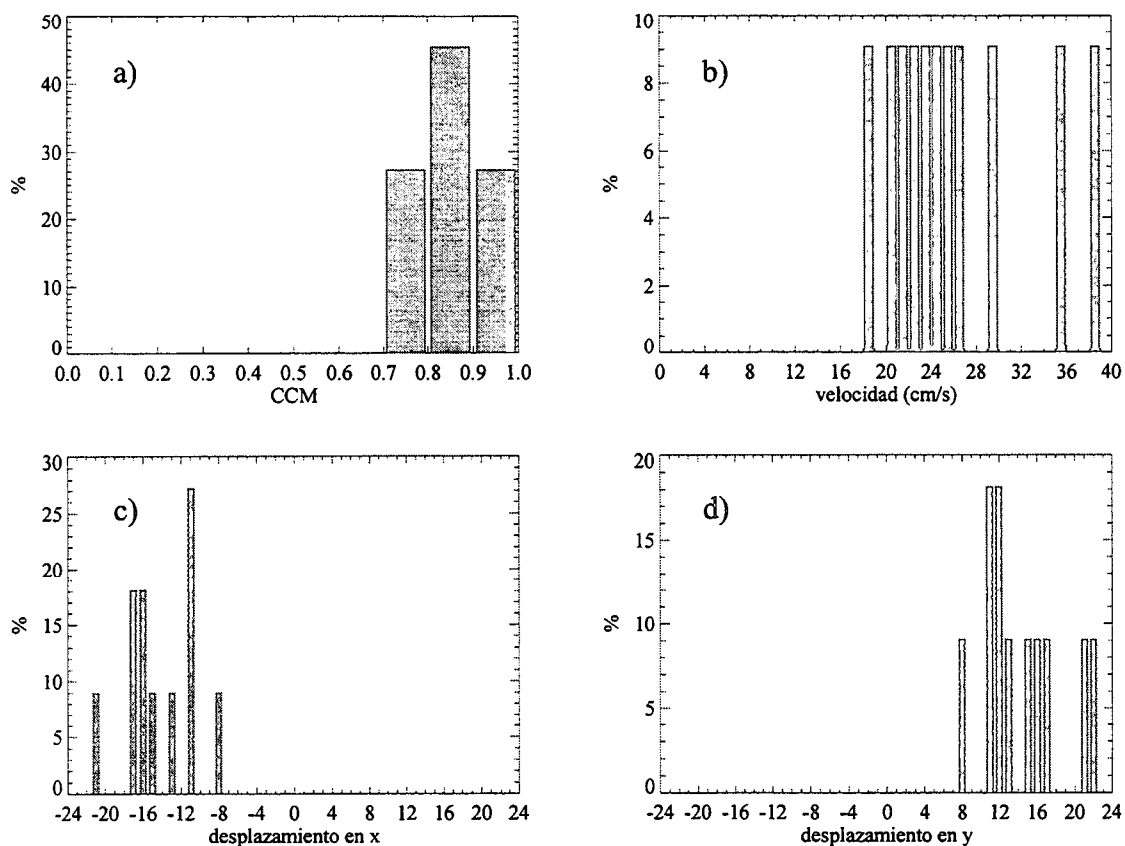


Figura 4.15 - Igual a la figura 4.10 pero para el par de imágenes del 8 y 9 de Junio de 1987.

Para esta subárea las primeras velocidades que se muestran corresponden al par de imágenes del 30 y 31 de mayo de 1987, describiéndose solo los resultados para aquella parte de la región que no se encuentra contaminada por nubes (figura 4.16). Destaca sobre todo un fuerte flujo en dirección noroeste con velocidades que superan los 20 cm s^{-1} en el lugar donde se encuentra un gran filamento que presenta la misma orientación. Ligeramente más al sur y sobre la plataforma costera las velocidades son paralelas a la costa, del mismo orden de magnitud que las del filamento, y apuntan hacia el sudoeste, justo en el lugar donde se encuentra el centro de afloramiento persistente descrito en el apartado 2.3. Situado también al sur del gran filamento se puede apreciar la presencia de otro, desviándose en sus inmediaciones el flujo hacia el exterior, apuntando en dirección oeste, con velocidades menores que oscilan alrededor de los 10 cm s^{-1} . En la figura 4.16 las velocidades presentadas corresponden al mismo par de imágenes, pero se han cambiado los parámetros al aplicar a estas el método CCM.

Ambas evidencian resultados similares y en cierto sentido son complementarias, y así mientras en la figura 4.16a aparecen bien representadas las velocidades en la base del gran filamento y sobre el otro situado al sur, en la figura 4.16b, en cambio, están reflejados mejor los vectores del extremo final del gran filamento. Esto podría indicar la ventaja que supone el empleo de plantillas y áreas de búsqueda de distinto tamaño para una misma imagen, sin embargo, el grado de dificultad aumenta en términos del diseño de algoritmos que puedan considerar estos factores.

Las siguientes velocidades pertenecen a la secuencia de Junio de 1987 y está formada por las escenas de los días 7, 8 y 9 de junio. El primer par de imágenes se han utilizado para generar las velocidades que se presentan en la figura 4.17a donde se aprecian características del flujo similares a las descritas a finales de Mayo. Así, continúa presente el gran filamento al sur de cabo Bojador y el flujo hacia el exterior asociado a éste con velocidades similares en módulo, y del mismo modo también se aprecia el flujo paralelo a la costa en el lugar ubicado por el centro de afloramiento permanente, con velocidades que superan los 20 cm s^{-1} . En la latitud de Dakhla se observan dos filamentos estrechos que ponen de relieve un flujo importante hacia el oeste, quizá de mayor intensidad para aquel situado más al norte, con velocidades cercanas a los 20 cm s^{-1} , y cuya presencia ya había sido detectada en la secuencia de Mayo.

Para el siguiente par de imágenes no se advierte el flujo hacia el exterior del filamento situado más al norte. Sin embargo se siguen reflejando las velocidades en el lugar ocupado por el centro de afloramiento y los dos filamentos largos y estrechos situados cerca de Dakhla, aunque parece haber un ligero cambio en la orientación de estos vectores cobrando mayor importancia la componente hacia el sur del flujo. Este mismo aspecto se aprecia en la figura 4.8 donde se muestran los mapas de bordes de las escenas empleadas para calcular las velocidades de la figura 4.17. Por último, en la parte inferior de la imagen hay evidencias de un flujo en dirección oeste que no se manifestaba en las velocidades calculadas con el par anterior, en el lugar ocupado por un pequeño filamento.

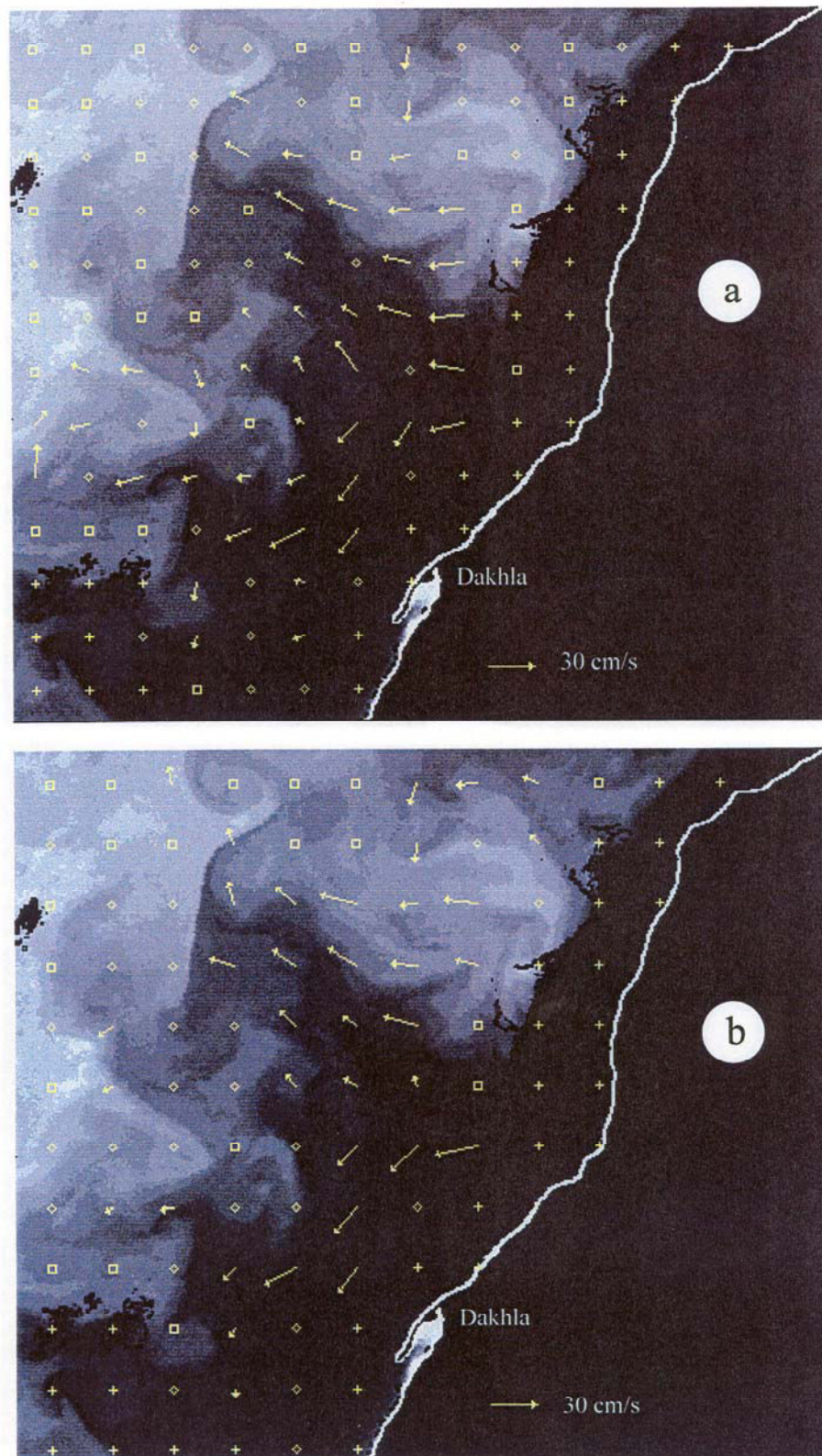


Figura 4.16 - Imagen de temperatura de brillo del canal 4 del 30 de mayo de 1987 con las velocidades advectivas superficiales superpuestas calculadas con: **a)** una plantilla de 29×29 píxeles y un área de búsqueda de 65×65 píxeles, y **b)** una plantilla de 33×33 píxeles y un área de búsqueda de 79×79 píxeles.

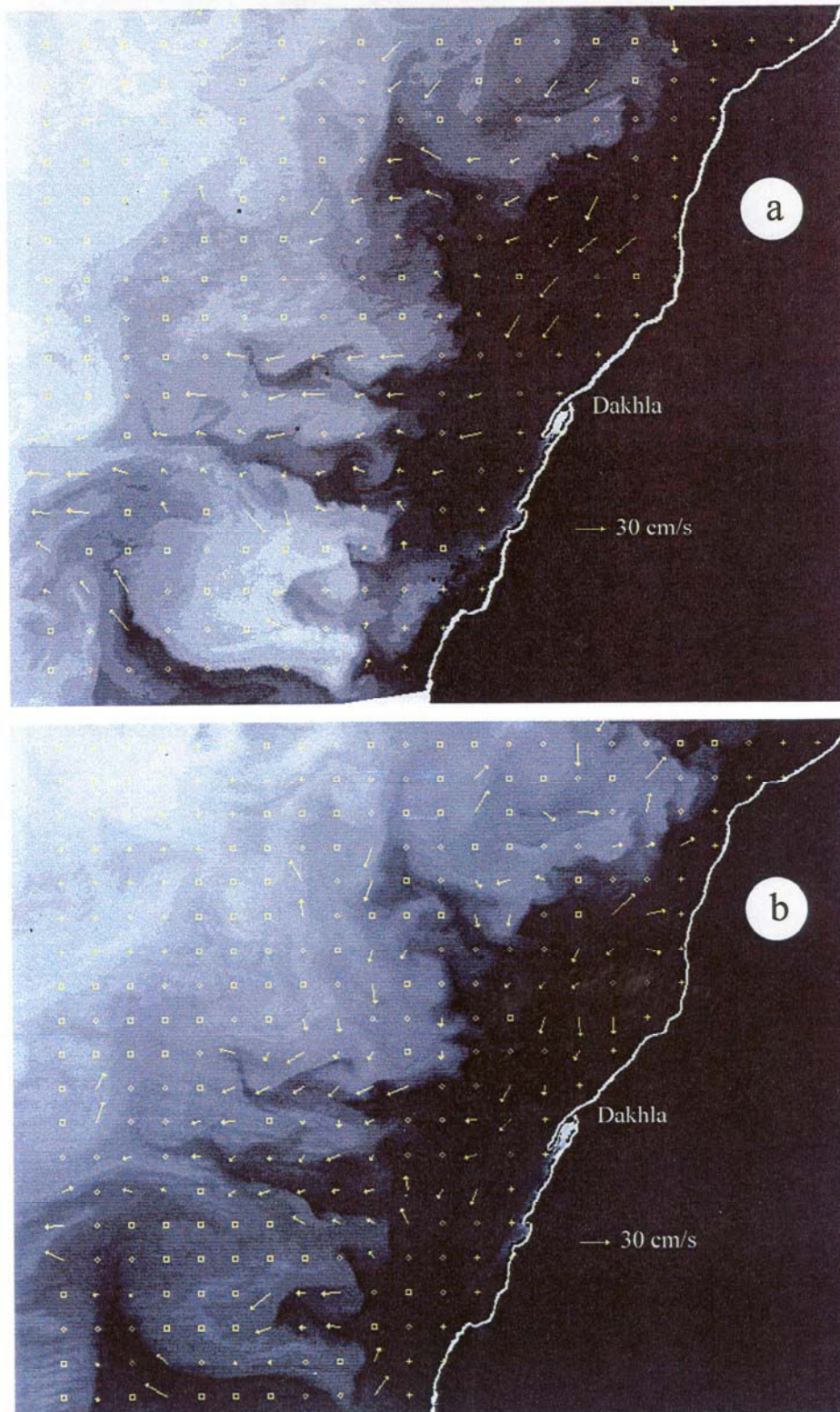


Figura 4.17 - a) Imagen de temperatura de brillo del canal 4 del 7 de Junio de 1987 con las velocidades advectivas superficiales superpuestas. **b)** Imagen de temperatura de brillo del canal 4 del 8 de Junio de 1987 con las velocidades advectivas superficiales superpuestas.

En las velocidades calculadas para esta secuencia hay algunos vectores sobre la plataforma en la parte inferior de la imagen que apuntan en dirección hacia el polo y que presentan velocidades cercanas a los 10 cm s^{-1} . Dada la escasez de estos y su situación justo cerca del borde de la escena, es difícil establecer cual es su origen. Sin embargo podrían estar relacionados, como indican los datos de viento durante el 8 y 9 de junio (figura 4.9), con el debilitamiento de los alisios o la rotación ciclónica del viento observada al sur de 18°N , que podría generar una contracorriente costera que reemplaza las corrientes hacia el Ecuador.

Las siguientes secuencias de esta subárea sur pertenecen a los periodos de febrero de 1990 y 1991. Las imágenes de ambas secuencias revelan características oceanográficas similares, donde abundan las inestabilidades y filamentos de pequeña escala que se encuentran sobre la zona frontal situada en el borde de la plataforma continental. Aún a pesar de esta semejanza, las características del flujo parecen diferir notablemente tal como se refleja en la figura 4.18.

Para el par de imágenes del 16 y 17 de Febrero de 1990 (figura 4.18a), las velocidades resultantes parecen indicar un flujo paralelo a la costa y espacialmente coherente que se dirige hacia el polo con velocidades que oscilan alrededor de los 15 cm s^{-1} , situándose estos vectores sobre las pequeñas perturbaciones que surgen en la zona frontal. Más hacia el exterior se observan otras perturbaciones de escala algo mayor que parecen desplazarse hacia el Ecuador si se atiende a los exiguos vectores velocidad detectados para este área. Estas circunstancias parecen indicar una dinámica compleja, y es difícil establecer sin otro tipo de datos y un mayor número de imágenes cuales son las causas posibles que originan la situación descrita.

Para el último par de escenas del 5 y 6 de Febrero de 1991 (figura 4.18b) la tónica del flujo es bastante diferente a la observada para el par de imágenes anteriores. En el área de la plataforma donde se encuentra el centro de afloramiento se observa de nuevo un flujo paralelo a la costa que se dirige hacia el Ecuador y que es bastante moderado en comparación con el observado para esta zona en mayo y junio (comprendido entre 10 y 15 cm s^{-1}). Por otro lado, en la parte inferior de la imagen se

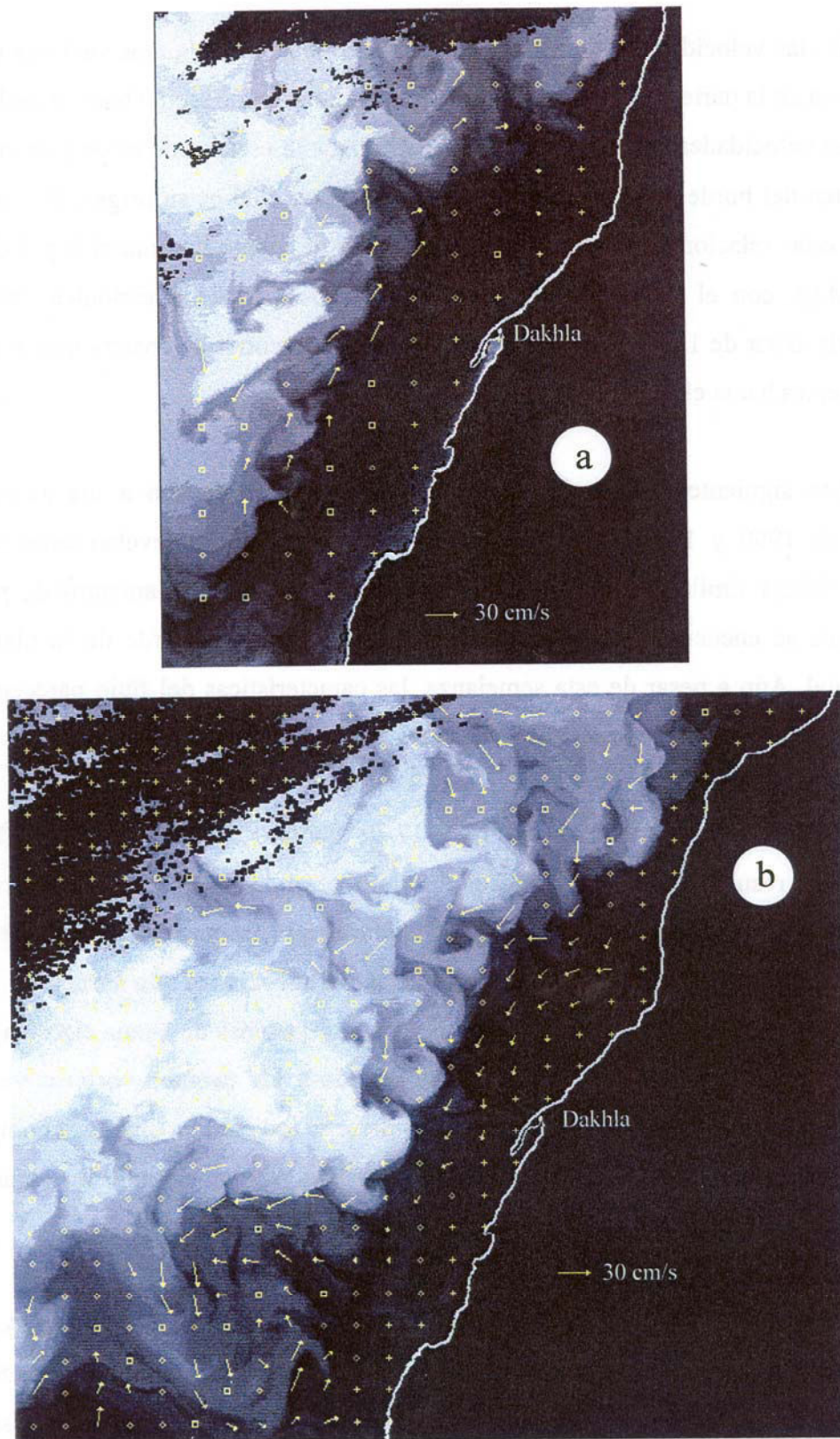


Figura 4.18 - a) Imagen de temperatura de brillo del canal 4 del 16 de Febrero de 1990 con las velocidades advectivas superficiales superpuestas. **b)** Imagen de temperatura de brillo del canal 4 del 5 de Febrero de 1991 con las velocidades advectivas superficiales superpuestas.

observan velocidades mucho mayores que apuntan hacia el exterior superando los 20 cm s^{-1} y que luego giran ciclónicamente, justo en el lugar donde se encuentra emplazado un filamento de dimensiones apreciables. Sobre la plataforma los vectores velocidad indican una corriente costera que apunta hacia el norte con velocidades cercanas a los 10 cm s^{-1} .

- Resultados de aplicar el método RE

Aunque el método CCM y el RE utilizan la correlación como medida de semejanza, una diferencia apreciable entre ambos es que el método RE no se aplica de forma continua a toda la imagen, y el primer paso consiste en la selección de las características puntuales y los candidatos como ya se comentó en el apartado 4.3.2. Como ejemplo, para la subárea norte y para las escenas pertenecientes a los días 29 y 30 de Mayo de 1987, se muestran en la figura 4.19 superpuestas sobre las imágenes de temperatura de brillo de la banda 4, las características puntuales y los posibles candidatos correspondientes a este par de imágenes. Estos puntos candidatos se corresponden a su vez con las características puntuales a utilizar para deducir las velocidades con las escenas de los días 30 y 31 de Mayo.

Dada la alta densidad de vectores velocidad que genera este método se ha adoptado el siguiente criterio para su representación. Cada vector se dibuja con una línea roja indicando su origen con un punto blanco. Al igual que para el método CCM las velocidades aparecen superpuestas sobre las imágenes de temperatura de brillo del canal 4. Para cada una de las figuras donde se muestran los resultados, se exponen en la parte superior las velocidades obtenidas después del etiquetado inicial, mientras que en la parte inferior se representan las velocidades resultantes después de aplicar 10 veces el procedimiento iterativo una vez calculados los coeficientes de compatibilidad entre cada uno de los posibles desplazamientos.

Comenzando con la secuencia de Mayo de 1987 para la subárea norte, en las figuras 4.20 y 4.21 se muestran los resultados de aplicar el método a cada uno de los pares de imágenes de esta secuencia. Los vectores que se obtienen después del

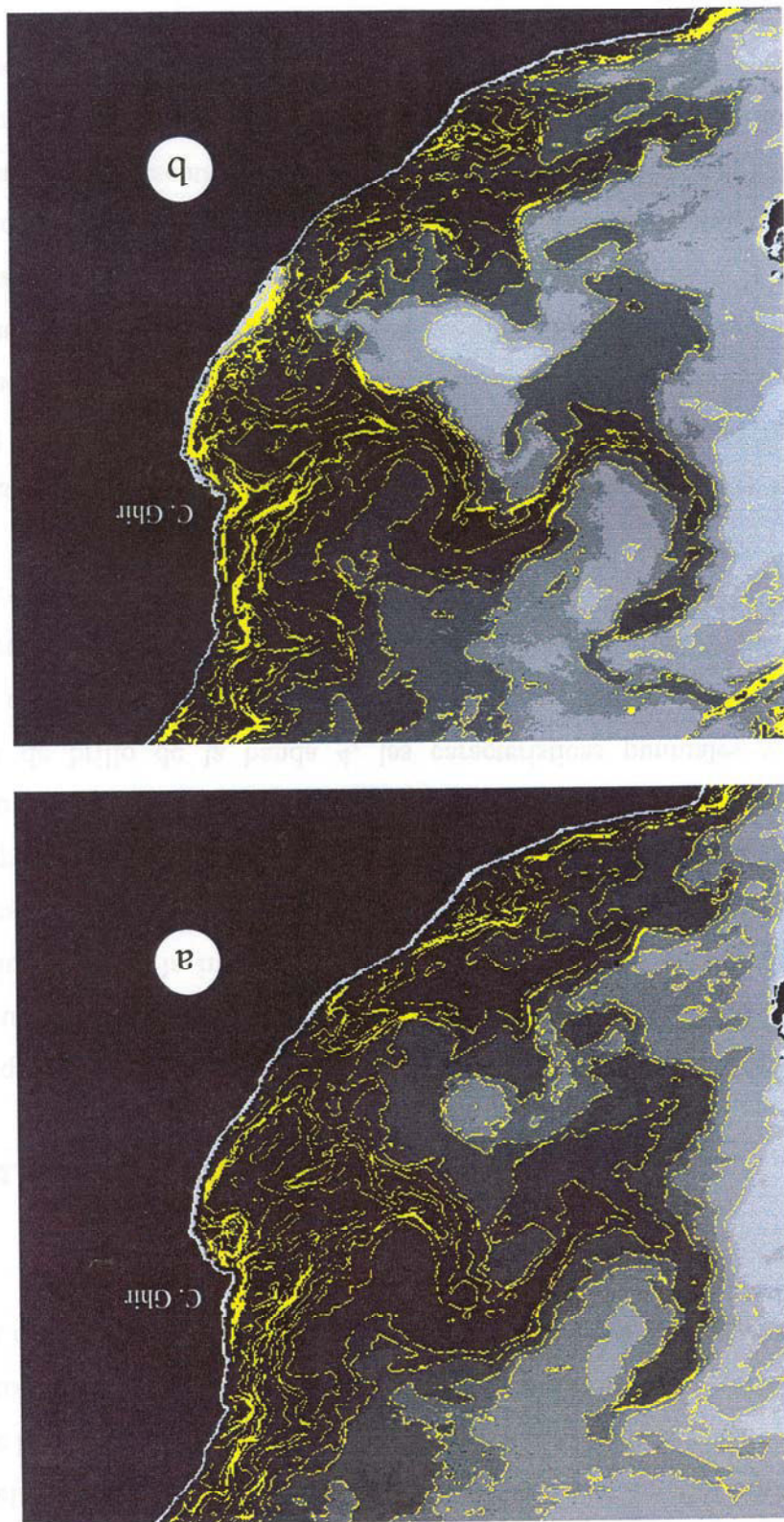


Figura 4.19 - a) Imagen de temperatura de brillo del canal 4 correspondiente al 29 de Mayo de 1987 con las características puntuales superpuestas (en color amarillo), y b) Imagen de temperatura de brillo del canal 4 correspondiente al 30 de Mayo de 1987 con los posibles candidatos superpuestos (en color amarillo).

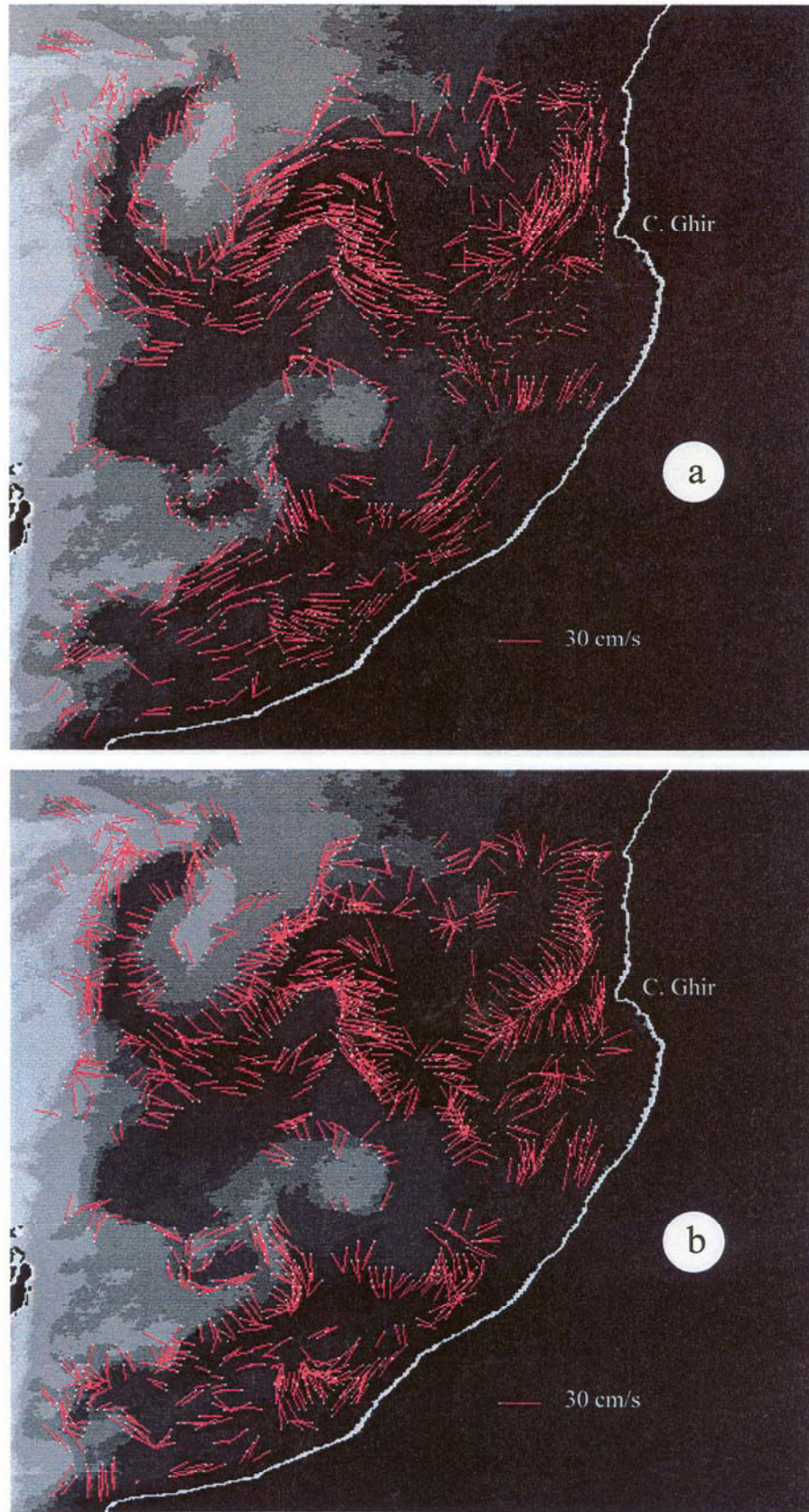


Figura 4.20 - Imagen de temperatura de brillo del canal 4 del 29 de Mayo de 1987 con las velocidades advectivas superficiales superpuestas: a) Después del etiquetado inicial, y b) Después de 10 iteraciones.

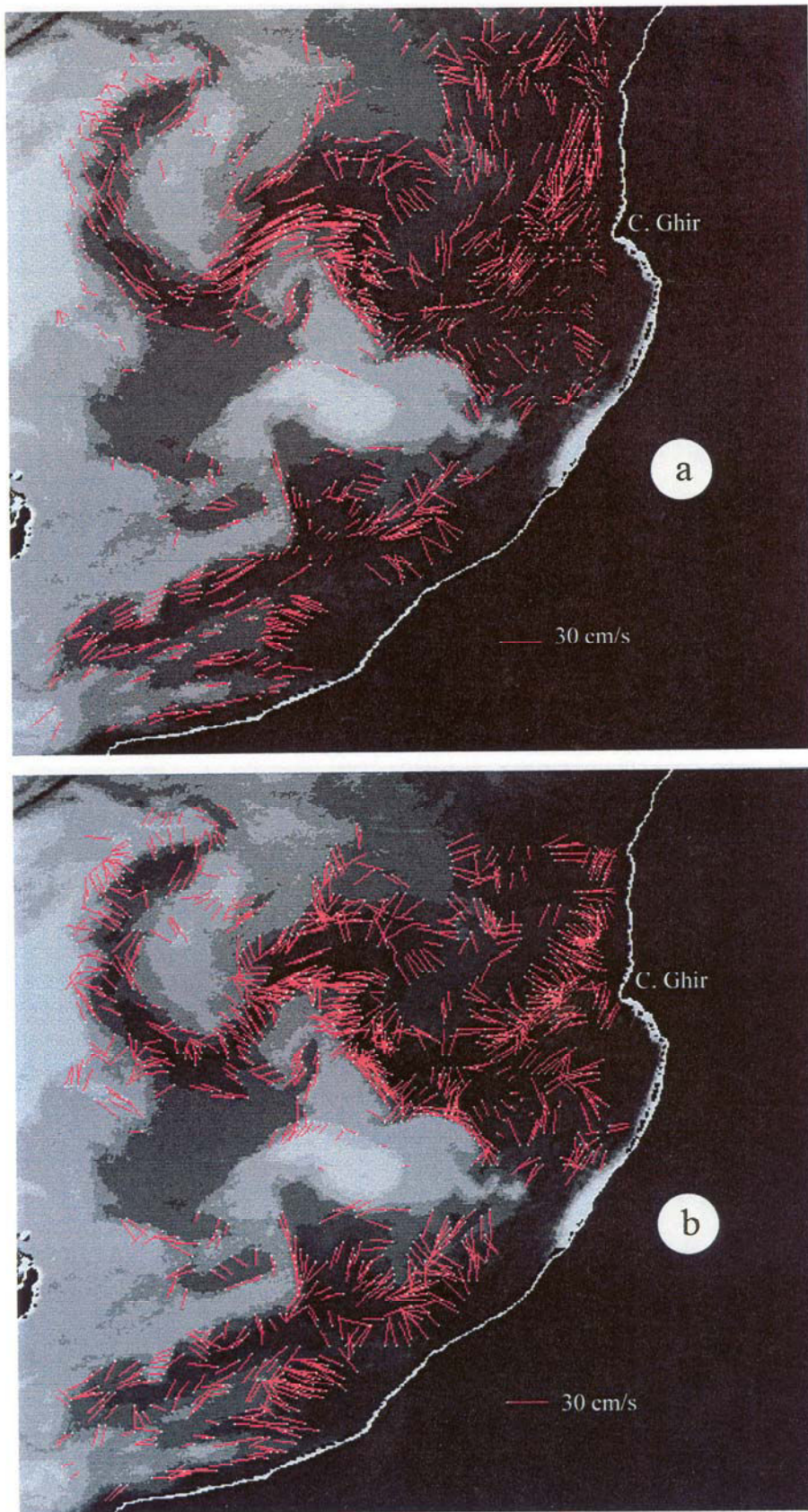


Figura 4.21 - Imagen de temperatura de brillo del canal 4 del 30 de Mayo de 1987 con las velocidades advectivas superficiales superpuestas: a) Después del etiquetado inicial, y b) Después de 10 iteraciones.

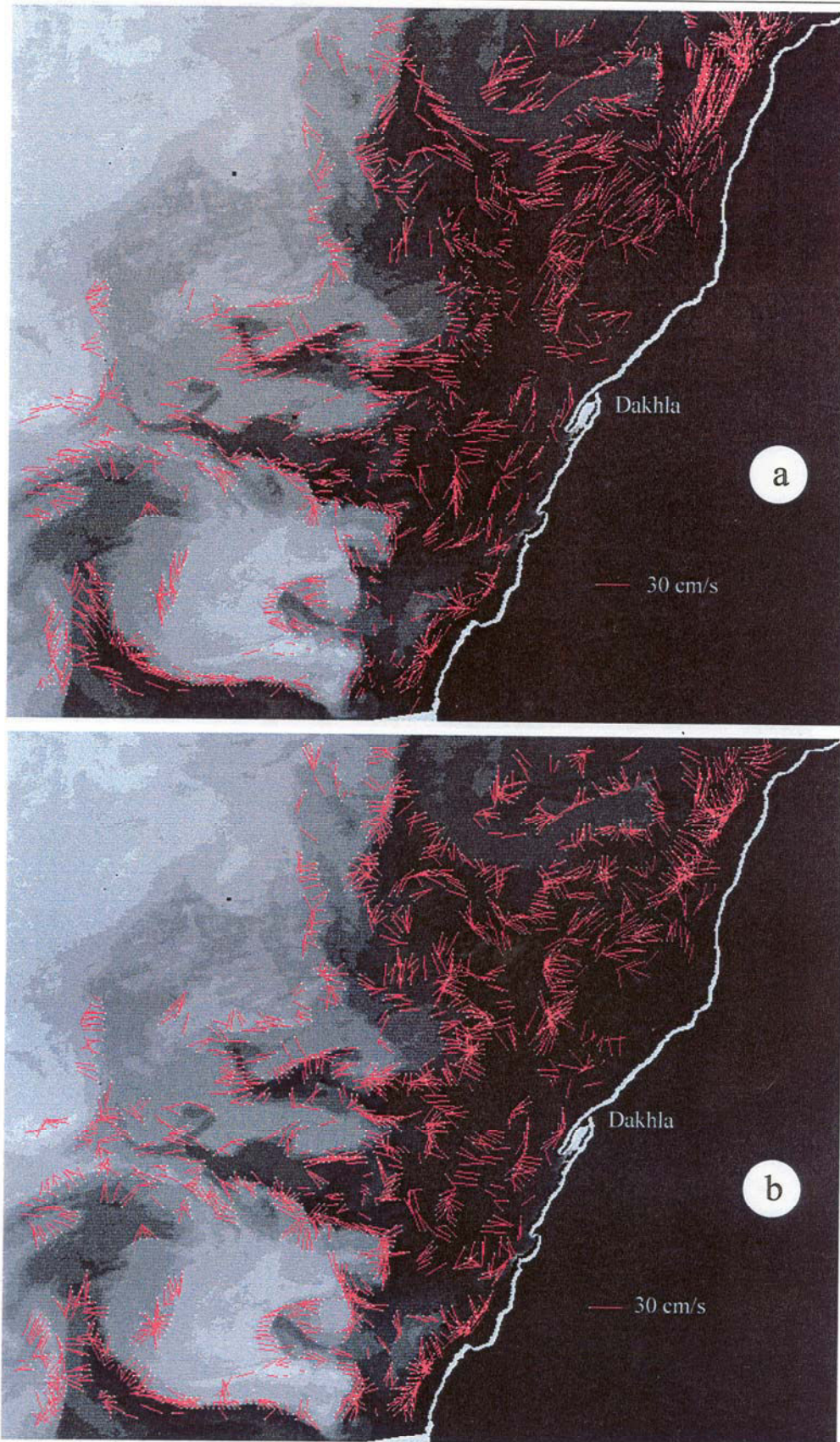


Figura 4.22 - Imagen de temperatura de brillo del canal 4 del 7 de Junio de 1987 con las velocidades advectivas superficiales superpuestas: a) Después del etiquetado inicial, y b) Después de 10 iteraciones.

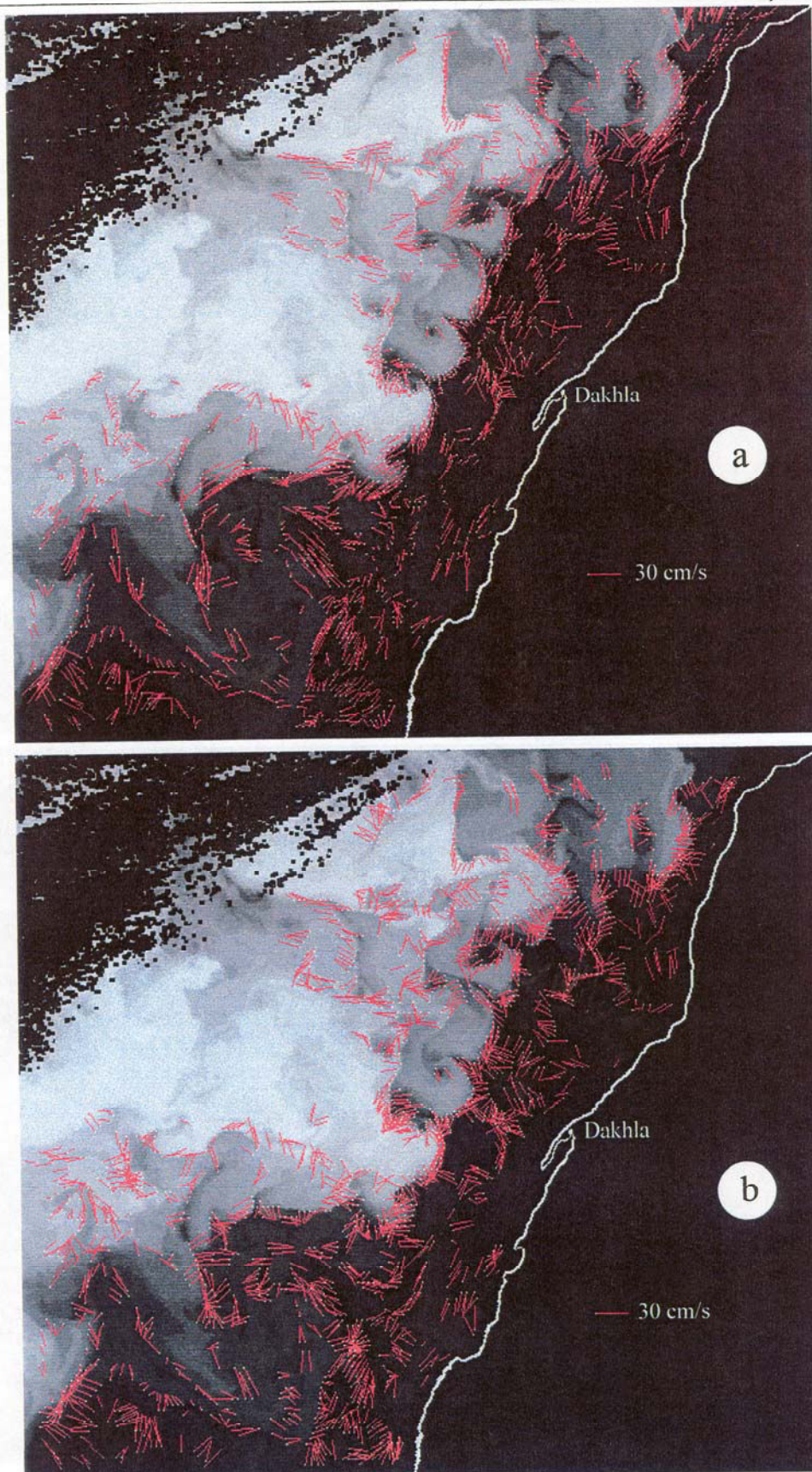


Figura 4.23 - Imagen de temperatura de brillo del canal 4 del 5 de Febrero de 1991 con las velocidades advectivas superficiales superpuestas: a) Después del etiquetado inicial, y b) Después de 10 iteraciones.

etiquetado inicial (figura 4.20a y 4.21a) muestran bastantes coincidencias con los que provienen del método CCM, aunque se observan algunas velocidades incorrectas, ya que aún no se ha aplicado ninguna técnica de filtrado. Así, se pueden apreciar algunas de las características del flujo ya comentadas anteriormente. En la parte superior de las figuras 4.20a y 4.21a y sobre la plataforma continental resalta un flujo en dirección hacia el Ecuador, que ya se vislumbraba en los resultados del método CCM. En el lugar donde se encuentra emplazado el filamento de cabo Ghir, las velocidades apuntan mayoritariamente hacia el exterior y dan muestras del serpenteo del filamento en la dirección norte-sur, para dirigirse hacia el norte en el extremo final del mismo. Por último, en la parte inferior de ambas figuras predomina el flujo paralelo a la costa en dirección sudoeste, que es más coherente espacialmente para la figura 4.21a.

Después de aplicar diez veces el procedimiento iterativo parece observarse globalmente una mayor uniformidad en el flujo resultante, al compararlo con las velocidades iniciales, acorde con las restricciones impuestas por el método RE (figura 4.20b y 4.21b). Sin embargo, a pesar de esto y de que en el etiquetado inicial aparecen vectores claramente sospechosos, no se observan mejorías respecto al flujo resultante después del etiquetado inicial, e incluso es relativamente fácil identificar vectores que aparecían inicialmente como espacialmente coherentes e hipotéticamente correctos, y cuya dirección y/o módulo es modificado después de aplicar este procedimiento iterativo, generando características en el flujo resultante no acordes con lo que cabría esperar.

Para la subárea sur se han seleccionado como ejemplos un par de imágenes de Junio de 1987 y el otro de Febrero de 1991 (figura 4.22 y 4.23), siendo en general los resultados similares a los descritos para la subárea norte. Los vectores derivados después del etiquetado inicial guardan de nuevo bastantes analogías con los obtenidos con el método CCM, reflejando un flujo paralelo a la costa sobre la plataforma y dirigido hacia el exterior en el lugar donde se emplazan los grandes filamentos.

Dado que este procedimiento selecciona los lugares idóneos para su aplicación, revela algunos aspectos del flujo no advertidos con el método anterior, para el que la

posición de la plantilla no viene impuesta por ningún criterio, a excepción de la fila y la columna en que se empieza a desarrollar el procedimiento. Así en los filamentos de menor escala situados en la parte inferior de la figura 4.22 y en las perturbaciones de pequeño tamaño que se distribuyen de forma regular en el borde de la plataforma continental en la figura 4.23, se observan vectores velocidad espacialmente coherentes, que muestran las velocidades y el aumento de tamaño experimentado por estas pequeñas estructuras entre dos imágenes consecutivas.

Después de 10 iteraciones con el método RE, los resultados para la subárea sur vuelven a mostrar las mismas peculiaridades que para la subárea norte, de forma que aunque el resultado sea espacialmente coherente, sin embargo, de nuevo se observan vectores que cambian su dirección aunque ya inicialmente mostraban características del flujo razonables, y solo se observa de forma marginal mejoras en la calidad de los vectores deducidos.

Para el resto de pares de imágenes que se enumeran en la tabla 4.3 los resultados son similares y muestran las mismas tendencias, de forma que solo se han expuesto como ejemplos aquellos que parecían más significativos. De este modo se evita una extensión innecesaria en la descripción de los resultados obtenidos con el método RE.

4.5 Valoración de resultados

El uso de métodos objetivos robustos y sencillos basados en la correlación como medida de semejanza, ha permitido estimar el flujo oceánico superficial en la región oceanográfica del Noroeste de África, para unos pocos pares de imágenes concretos que reunían las condiciones adecuadas para su aplicación (presencia de estructuras oceanográficas relevantes, ausencia de nubes y aerosoles,...).

Los resultados obtenidos son relevantes a pesar de la escasez de imágenes disponibles, y amplían la descripción hecha en el capítulo 2 sobre la dinámica de la

zona de interés, analizando el movimiento algunas veces intrincado de las estructuras oceanográficas observadas en las escenas de satélite. Ambos métodos revelan características del flujo que cabría esperar asociadas a las estructuras oceanográficas más destacadas como son los centros de afloramiento y los filamentos, pero además ponen de relieve peculiaridades que serían difíciles de observar con un método subjetivo, como es la presencia de corrientes en dirección hacia el Polo, o de corrientes costeras importantes en áreas donde el afloramiento costero no es importante como ocurre al sur de cabo Ghir.

En cuanto al orden de magnitud de las velocidades obtenidas a partir de las imágenes, éstas se encuentran entre 20 y 30 cm s^{-1} . No existen desdichadamente datos simultáneos de velocidades medidos con otros dispositivos que permitan realizar un contraste directo. Sin embargo, y aunque las medidas de velocidad no coincidentes temporalmente tampoco son muy abundantes en este área, éstas parecen mostrar valores ligeramente mayores que pueden oscilar entre 40 y 50 cm/s^{-1} [Barton *et al.*, 1997]. Estas discrepancias podrían estar motivadas por el gran tamaño de la plantilla usada en este estudio y por el empleo de imágenes separadas entre sí 24 horas. Esto puede producir un fuerte efecto de promediado en la velocidad. Kelly & Strub [1992] en la Corriente de California y con medidas casi simultáneas de velocidades obtenidas a través de ADCP y boyas lagrangianas, observaron también una subestimación en las velocidades deducidas a partir de pares de imágenes AVHRR, concluyendo que ésta es inherente a las hipótesis usadas para deducir la velocidad a partir de datos AVHRR. Sería necesario llevar a cabo un estudio más detallado que considere este importante aspecto en futuros trabajos relacionados con este tema.

A pesar de que el método de relajación de etiquetas (RE) es un procedimiento contextual, que en principio ayudaría a solventar algunas de las limitaciones inherentes al método de las correlaciones cruzadas máximas (CCM), asumiendo homogeneidad en el flujo, los resultados después de un cierto número de iteraciones no muestran mejoras respecto de los que se obtienen después del etiquetado inicial y de los que se logran con el método CCM. Aun así, es prematuro establecer la invalidez del método RE y sería necesario un estudio más exhaustivo para conocer las causas de este comportamiento

inapropiado y la posibilidad de introducir modificaciones que ofrezcan mejores resultados. Los posibles cambios podrían afectar a la forma de los coeficientes de compatibilidad utilizados y al procedimiento empleado para identificar las características puntuales y los posibles candidatos, ya que éste responde solo a características locales que no abarcan la extensión total de la plantilla.

De este modo, el método CCM después de establecer el umbral de correlación y el test de consistencia vectorial genera resultados que parecen los más apropiados. Además, el empleo de las imágenes de matrices de correlación y de los histogramas de las velocidades, aumenta la confianza de los resultados obtenidos ayudando a identificar los vectores sospechosos y permite la selección óptima de los parámetros empleados por el método.

Sin embargo, aunque los resultados del método RE después de aplicar el proceso iterativo no parecen acertados, aquellos que se obtienen después del etiquetado inicial muestran bastantes analogías con los del método CCM, y en ciertos casos presentan ciertas características del flujo válidas no evidenciadas por el primero de los métodos descritos.

Por último, en la actualidad es bastante fácil acceder a imágenes AVHRR consecutivas cuya separación temporal es de tan solo unas horas. Esto sin duda mejorará los resultados que se obtengan, tanto en calidad como en densidad de vectores velocidad utilizando los métodos aquí empleados y además permitirá introducir modificaciones a los mismos. Todo esto ayudará a describir la oceanografía dinámica de las aguas superficiales de la región del noroeste de África.

Conclusiones y principales aportaciones

A continuación se exponen de forma abreviada aquellas conclusiones de este trabajo que merecen destacarse, así como las principales aportaciones realizadas.

1. El principal logro de este trabajo es quizá la aplicación de técnicas cuantitativas, en su mayoría desarrolladas dentro del campo del procesamiento de imágenes, a los datos de satélite de aplicación oceanográfica registrados con sensores remotos. El resultado de aplicar estos métodos ha permitido obtener nuevos parámetros de interés oceanográfico (tasa de pérdida de correlación de estructuras oceanográficas y estimación de velocidades superficiales) y al mismo tiempo ha servido de ayuda para la interpretación de las imágenes de satélite.

2. Con el objeto de describir el área de estudio, se han revisado todas las escenas AVHRR existentes en nuestro archivo de imágenes entre los años 1987 y 1993 y tres secuencias de escenas CZCS correspondientes a los años 1983 y 1984. De estas se han obtenido las imágenes de temperatura de brillo, el gradiente de esta magnitud, la temperatura corregida y la concentración de pigmento fitoplanctónico. Su análisis detallado ha permitido extraer las siguientes conclusiones, algunas de las cuales, motivado por la escasez de imágenes o la irregularidad en su adquisición, no dejan de ser meras hipótesis iniciales o conjeturas acerca de la dinámica oceanográfica en esta región.
 - 2.1. Las imágenes revelan que el afloramiento costero es un fenómeno generalmente confinado a la costa, pero que presenta una alta variabilidad espacial dando lugar a los denominados *centros de afloramiento*, donde estos aparecen

localmente reforzados. En las imágenes AVHRR del área de estudio resaltan dos: Uno que se encuentra al Norte en la región de Cabo Ghir (31°N-32°N) mientras que el otro se observa al sur de Cabo Bojador (23.5°N-25.5°N). Mientras que existen diversos factores que podrían ser responsables del primero de los centros, la topografía del fondo parece ser determinante para la presencia del segundo.

- 2.2. La zona de transición entre el afloramiento y el océano abierto es brusca y presenta una alta actividad mesoescalar y variabilidad, con la presencia de remolinos ciclónicos y anticiclónicos y filamentos de afloramiento que son unas estructuras estrechas y elongadas que transportan el agua aflorada lejos de la plataforma continental. Para facilitar su descripción, se ha dividido el área de estudio en diversas zonas que reúnen ciertas peculiaridades.
- 2.3. La zona A que es la situada al norte del área de estudio se caracteriza por la irregularidad de su topografía submarina y línea costera. Esta podría ser la causa principal de la presencia de un filamento recurrente y persistente que se observa en las inmediaciones de Cabo Ghir. De cualquier modo, un fuerte rotacional positivo del viento producido por la accidentada orografía de la zona podría también estar involucrado en la generación de esta estructura. Además de éste, se observan ocasionalmente al norte uno o dos filamentos de tamaño intermedio que al contrario que el anterior, se desplazan corriente abajo pudiendo ser finalmente absorbidos por el filamento de Cabo Ghir. Por último, también se aprecian en esta zona unas estructuras de pequeña escala, que se extienden a lo largo de la zona frontal. Sus escalas características coinciden aparentemente con aquellas descritas para las inestabilidades frontales, que han sido observadas en otros lugares similares como es el área de afloramiento de la costa de California.
- 2.4. La zona B se encuentra situada al sur de las Islas Canarias, encajada entre Cabo Yubi y el sur de Cabo Bojador. Se caracteriza también por poseer una geometría costera irregular y una plataforma continental estrecha y abrupta, destacando al

norte y sur de la misma un cambio marcado en la topografía del fondo, que decrece notablemente. Esto puede tener fuertes repercusiones sobre la oceanografía de este área. Se suelen detectar en esta región uno o dos filamentos cuya presencia parece estar estrechamente vinculada a la existencia de un remolino ciclónico que puede alcanzar hasta 100 km de diámetro. Además, situado al sur de este remolino se observa otro anticiclónico de mayores dimensiones, que alcanza hasta 200 km de diámetro en las imágenes observadas. Ambas estructuras parecen estar relacionadas con la topografía submarina que puede ser responsable de su génesis y/o apresamiento. En aquellas escenas donde se ha observado el remolino anticiclónico el ciclónico también se encontraba presente. Ambas estructuras parecen ser recurrentes y persistentes, existiendo evidencias de este hecho en otros trabajos donde se han analizado datos in-situ históricos.

2.5. La zona C que está comprendida entre Cabo Bojador y Cabo Barbas, al contrario que las dos anteriores presenta una plataforma extensa y de pendiente suave, sin observarse irregularidades apreciables en la topografía del fondo, de modo que este factor no parece influir en la variabilidad observada en esta región. Se observan perturbaciones con dos escalas claramente diferenciadas que pueden ser debidas a procesos de inestabilidad frontal y baroclínica de la corriente. Esto viene apoyado por los experimentos numéricos realizados por algunos investigadores. A partir de las imágenes analizadas parece haber indicios de que la inestabilidad frontal juega un papel importante en la variabilidad de esta área tal como indican las estructuras dipolares y los remolinos anticiclónicas observados hacia finales de año, así como los vestigios observados a principios de año. Debido al número reducido de imágenes analizadas estas conclusiones deben de ser interpretadas con cautela, y un análisis más exhaustivo podrá ayudar a verificar estas aseveraciones.

2.6. La zona D que comprende al área de Cabo Blanco posee unas características oceanográficas especiales, producidas por el efecto combinado de la Corriente de Canarias y la presencia del afloramiento durante todo el año, lo que da lugar

a que se observen masas de aguas con altas concentraciones de fitoplancton a distancias de al menos 300-500 km de la costa. Un giro ciclónico permanente situado al sur de cabo Blanco puede contribuir de forma importante a la advección de las masas de agua explicando la formación de una estructura en forma de filamento gigante claramente observable en numerosas imágenes. Esta estructura parece ser persistente tal como lo revelan este y otros estudios que han hecho uso de datos in-situ y de satélite. Por último, este área presenta una alta actividad mesoescalar, observándose la presencia de meandros y remolinos de diversas escalas.

3. Se ha analizado la variabilidad espacio-temporal en el área de cabo Blanco a partir de tres series de imágenes CZCS tomadas en diciembre de 1983, marzo de 1984 y octubre de 1984, utilizando para ello técnicas de análisis espectral cruzado que permiten estimar el valor de la coherencia cuadrada. De este estudio se han extraído las siguientes conclusiones:
 - 3.1. Como tendencia general se ha visto que para todas las series analizadas la coherencia cuadrada disminuye a medida que el tiempo transcurre para la mayoría de las subáreas.
 - 3.2. La coherencia cuadrada deja de ser significativa por lo general antes para los intervalos de longitudes de onda menores. Así, salvo raras excepciones, para el intervalo de longitudes de onda más pequeño (12.5-25 km) la coherencia cuadrada cae por debajo del nivel de significancia del 90% después de haber transcurrido un solo día. Entre la escala media (25-50 km) y la escala mayor (50-100 km) sin embargo estas diferencias no son tan evidentes siendo el tiempo estimado de 4 días para la escala mayor y de 3 días para la escala media. Sin embargo, es necesario añadir que el número de subáreas que mantienen su coherencia por encima del nivel de significancia después de un día es menor para el intervalo de longitudes de onda medio.

- 3.3. Para las tres series los tiempos obtenidos son bastante cortos, coincidiendo aproximadamente con los obtenidos por Denman y Abbott por lo que ellos denominan como regímenes activos. Esto puede estar relacionado con la alta variabilidad mesoescalar de esta área, concordando con estudios anteriores.
- 3.4. Se observa además que las subáreas de la segunda serie, correspondientes a marzo de 1984, presentan tiempos más cortos con un nivel de significancia por encima del 90 %, si se comparan con los obtenidos para las otras dos series. Además, para esta serie la proporción de subáreas con coherencias significativas más allá de un día es mucho menor. Esto puede estar relacionado con los mecanismos físico y/o biológicos dominantes para cada serie.
4. Se han utilizado las mejores secuencias de imágenes de satélite que se encontraban disponibles en el archivo de escenas AVHRR para inferir el flujo superficial del océano. Los procedimientos empleados han sido el método de las correlaciones cruzadas máximas (CCM) y el método de relajación de etiquetas (RE) que se caracterizan por su sencillez y robustez, y porque emplean la correlación como parámetro de semejanza entre imágenes para calcular el flujo superficial. El fundamento de ambos métodos se trata en detalle. De su aplicación a las imágenes seleccionadas se pueden extraer las siguientes conclusiones:
- 4.1. El método CCM produce un campo de velocidades espacialmente coherente, después de aplicar un umbral de correlación y un test de consistencia vectorial, que concuerda con las características del flujo que cabría esperar en el área de interés. El estudio de las matrices de correlación y de los histogramas de velocidades que se generan al aplicar este método, ayudan a identificar los resultados erróneos y la selección adecuada de los parámetros necesarios. De este modo, su uso aumenta la confianza en los resultados obtenidos.
- 4.2. El método RE que es un procedimiento contextual y que en principio ayudaría a superar algunos de los problemas inherentes al método CCM, estableciendo algunas restricciones sobre el flujo, no ha dado lugar a las mejoras esperadas.

Los vectores que se obtienen tras el etiquetado inicial ofrecen resultados aparentemente más fiables que después de aplicar el procedimiento iterativo, y en cierto sentido complementan al flujo derivado del método CCM, ya que éste se aplica indiscriminadamente a la imagen completa. Las causas de este comportamiento no se conocen y es necesario un estudio más exhaustivo que permita establecer la validez del método.

- 4.3. Algunas de las características del flujo observadas coinciden con las que se podrían en principio esperar para un área de estas características, como son la presencia de vectores velocidad de mayor o menor intensidad paralelos a la costa bajo la acción de vientos favorables para observar el afloramiento, o desplazamientos con una componente predominante hacia el océano abierto, en el lugar donde se encuentran emplazados los filamentos, que pueden presentar un intenso serpenteo en la dirección norte-sur o bien apuntar directamente al exterior. Otras en cambio no son tan evidentes, y podrían pasar inadvertidas si se usa un método subjetivo, como es la probable existencia de corrientes sobre la plataforma continental que apuntan en dirección hacia el Polo norte.

Áreas de futuras investigaciones

Como resultado del trabajo realizado que aquí ha quedado expuesto han surgido nuevos interrogantes y líneas de actuación que pueden servir de base para la realización de investigaciones futuras. A continuación se enumeran las que se suponen como más significativas:

1. *Análisis de un mayor número de imágenes de satélite de color del océano y de temperatura de la superficie del mar del área de estudio.* La descripción de la región de interés se ha hecho en base al reducido número de imágenes disponible en el archivo, que fueron adquiridas con distintos criterios y gran irregularidad, a pesar de lo cual se han mostrado evidencias de estructuras oceanográficas cuya importancia no había sido resaltada y se han realizado interpretaciones y comparaciones con estudios teóricos, experimentos numéricos y otros tipos de datos. Sin embargo, para establecer conclusiones definitivas sería necesario analizar un mayor número de imágenes que se adquirieran regularmente y que abarcaran un número mínimo de años. Esto ayudaría a resolver algunas incógnitas como serían:
 - a) Determinar cual es la variabilidad de los centros de afloramiento identificados, así como cuáles son sus tiempos de residencia y períodos característicos.
 - b) Establecer, de modo más concluyente, el carácter recurrente de los remolinos ciclónicos y anticiclónicos de gran tamaño (~100 km) observados cerca de la zona de transición costera al sur del archipiélago canario, y analizar cuáles son los tiempos de permanencia, así como los periodos característicos, en los que ocurre la desaparición y reaparición de estas estructuras.
 - c) Identificar qué procesos físicos dominantes son los responsables de los filamentos y remolinos observados entre cabo Bojador y cabo Barbas, y tratar de averiguar el

papel jugado por los mecanismos de inestabilidad frontal y baroclina de la corriente.

- d) Reafirmar el carácter permanente del filamento gigante de Cabo Blanco y caracterizar su variabilidad estacional e interanual, tratando de desvelar el importante papel jugado por el giro ciclónico permanente situado al sur de cabo Blanco.

2. *Desarrollo y aplicación de técnicas de análisis de imágenes más elaboradas.*

Algunos de los procedimientos aquí empleados para poder extraer la información relevante de las imágenes de satélite son susceptibles de posteriores refinamientos, así como también es necesario el desarrollo de nuevos métodos que permitan tratar de forma efectiva un mayor número de imágenes de satélite. Alguno de los aspectos a considerar en el futuro son la implementación de:

- a) Métodos que permitan detectar la presencia de píxeles contaminados por nubes de forma más fiable y automática [Torres *et al.*, 1997].
- b) Métodos de interpolación, de promediado estadístico, segmentación, extracción de características invariantes y reconocimiento de formas, que permitan obtener mapas de los parámetros oceanográficos de interés de forma ininterrumpida.
- c) Métodos de análisis estadístico multivariante como el conocido análisis en componentes principales, que ha sido ampliamente utilizado en el procesamiento de imágenes para extraer de forma eficaz información de grandes conjuntos de datos.

3. *Uso sistemático de otras fuentes de datos.* Parece evidente que además de un mayor número de imágenes y el desarrollo de nuevos métodos, también es imprescindible contrastar y complementar los datos de satélite utilizados con otras fuentes de datos. El importante papel jugado por el viento en la dinámica superficial de esta región hace necesario su utilización para una correcta interpretación de las imágenes de satélite, como se ha puesto de manifiesto. Por otro lado, parece existir una buena correspondencia de los datos aquí tratados con los obtenidos con otros sensores remotos como es el caso del altímetro [Tejera, 1996]. Sería pues adecuado el uso conjunto de ambos tipos de datos. Además la evidencia de las características

oceanográficas aquí descritas en los trabajos donde se analizan datos históricos, sugiere una reexaminación de estos a la luz de las observaciones realizadas. Por último, la estructura vertical del océano permanece inaccesible a los datos de satélite aquí usados. Es por ello que se hace necesario la utilización de datos in-situ en conjunción con los primeros, lo que sin duda producirá un conocimiento mucho más completo sobre la oceanografía de esta región.

4. *Extensión del estudio sobre las escalas temporales características a toda la región del afloramiento del NO de África.* El estudio aquí realizado se ha limitado a la utilización de tres secuencias de imágenes CZCS pertenecientes al área de Cabo Blanco. El siguiente paso sería la aplicación a otras secuencias de imágenes de color del océano, a otras regiones del afloramiento y además la utilización conjunta con datos de satélite de TSM. Esto ayudaría a establecer la posible conexión existente entre los procesos físicos y biológicos que ocurren en la superficie del océano.
5. *Refinamiento de los métodos empleados para estimar el flujo superficial oceánico.* Los procedimientos aquí empleados para estimar velocidades, basados en la correlación como medida de similitud, admiten ciertas modificaciones que podrían dar lugar a mejoras en los resultados obtenidos. Al mismo tiempo el desarrollo y comparación con métodos basados en otras aproximaciones (diferenciales, energéticos,...) y la búsqueda de integración en los resultados pueden generar estimaciones más robustas del flujo.
6. *Utilización de imágenes de TSM más cercanas temporalmente para calcular velocidades superficiales oceánicas.* En este estudio solo se disponía de imágenes procedentes del sensor AVHRR separadas entre sí 24 horas, mientras que en la actualidad se pueden obtener, bajo condiciones atmosféricas óptimas, hasta cuatro imágenes en un solo día. Esto permitirá además modificar los métodos utilizados para calcular el flujo, de forma que puedan usar más de dos imágenes para inferir las velocidades superficiales con un mayor grado de certidumbre.

Referencias

- ALLEN, J. S., L. J. WALSTAD & P. A. NEWBERGER, 1991. "Dynamics of the coastal transition zone jet. 2. Nonlinear finite amplitude behavior", *Journal of Geophysical Research*, **96**, 14995-15016.
- ANDING D. & R. KAUTH, 1970. "Estimation of sea surface temperature from space", *Remote Sensing of Environment*, **1**, 217-220.
- ANDRÉ, J. M. & A. MOREL, 1989. "Simulated effects of barometric pressure and ozone content upon the estimate of marine phytoplankton from space", *Journal of Geophysical Research*, **94**, 1029-1037.
- ANDRÉ, J. M. & A. MOREL, 1991. "Atmospheric corrections and interpretation of marine radiances in CZCS imagery, revisited", *Oceanologica Acta*, **14**, 3-22.
- ARISTEGUI, J., P. SANGRA, S. HERNÁNDEZ-LEÓN, M. CANTÓN, A. HERNÁNDEZ-GUERRA & J. L. KERLING, 1994. "Island-induced eddies in the Canary Islands", *Deep-Sea Research*, **41**, 1509-1525.
- ARISTEGUI, J., P. TETT, A. HERNÁNDEZ-GUERRA G. BASTERRETXEA, M. F. MONTERO, K. WILD, P. SANGRA, S. HERNÁNDEZ-LEÓN, M. CANTÓN, J. A. GARCÍA-BRAUN, M. PACHECO & E. D. BARTON, 1997. "The influence of island-generated eddies on chlorophyll distribution: a study of mesoscale variation around Gran Canaria", *Deep-Sea Research*, **44**, 71-96.
- ASTOLA, J., P. HAAVISTO & Y. NEUVO, 1990. "Vector median filters", *Proceedings of the IEEE*, **78**, 678-689.
- AUSTIN, R. W., 1974. "The remote sensing of spectral radiance from below the ocean surface" en "Optical aspects of oceanography", Academic Press.
- AUSTIN, R. W., 1979. "Coastal zone color scanner radiometry", *Proceedings of the Society of the Photo-Optical Instrumentation Engineers*, **208**, 170-177.

- BALCH, W. M., M. R. ABBOTT & R. W. EPPLEY, 1989a. "Remote sensing of primary production, I. A comparison of empirical and semianalytical algorithms", *Deep-Sea Research*, **36**, 281-295.
- BALCH, W. M., R. W. EPPLEY & M. R. ABBOTT, 1989b. "Remote sensing of primary production, II. A semianalytical algorithm based on pigments, temperature and light", *Deep-Sea Research*, **36**, 1201-1217.
- BARNARD, S. T. & W. B. THOMPSON, 1980. "Disparity analysis of images", *IEEE Transactions of Pattern Analysis and Machine Intelligence*, **2**, 333-340
- BARTH, J. A., 1989a. "Stability of a coastal upwelling front, 1. Model development and a stability theorem", *Journal of Geophysical Research*, **94**, 10844-10856.
- BARTH, J. A., 1989b. "Stability of a coastal upwelling front, 2. Model results and comparison with observations", *Journal of Geophysical Research*, **94**, 10857-10883.
- BARTH, J. A., 1994. "Short-wavelength instabilities on coastal jets and fronts", *Journal of Geophysical Research*, **99**, 16095-16115.
- BARTON, E. D., A. HUYER & R. L. SMITH, 1977. "Temporal variations observed in the hydrographic regime near Cabo Corveiro in the northwest African upwelling region, February to April 1974", *Deep-Sea Research*, **24**, 7-23.
- BARTON, E. D., 1987. "Meanders, eddies and intrusions in the termohaline front off Northwest Africa", *Oceanologica Acta*, **10**, 267-283.
- BARTON, E. D., J. ARÍSTEGUI, P. TETT, M. CANTÓN, J. GARCÍA-BRAUN, S. HERNÁNDEZ-LEÓN, L. NYKJAER, C. ALMEIDA, J. ALMUNIA, S. BALLESTEROS, G. BASTERRETxea, J. ESCÁNEZ, L. GARCÍA-WEIL, A. HERNÁNDEZ-GUERRA, F. LÓPEZ-LAATZEN, R. MOLINA, M. F. MONTERO, E. NAVARRO-PÉREZ, J. M. RODRÍGUEZ-PÉREZ, K. VAN LENNING, H. VÉLEZ, K. WILD, 1997. "The transition zone of the Canary Current upwelling region", enviado a *Progress in Oceanography*.
- BARTON, I. J., 1983. "Dual channel satellite measurements of sea surface temperatures", *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **109**, 365-378.
- BARTON, I. J., 1985. "Transmission model and ground-truth investigation of satellite-derived sea surface temperatures", *Journal of Climate and Applied Meteorology*, **24**, 508-516.
- BARTON, I. J., 1989. "Digitization effects in AVHRR and MCSST data", *Remote Sensing of Environment*, **29**, 87-89.

- BARTON, I. J., A. M. ZAVODY, D. M. O'BRIEN, D. R. CUTTEN, R.W. SAUNDERS & D. T. LLEWELLYN-JONES, 1989. "Theoretical algorithms for satellite-derived sea surface temperatures", *Journal of Geophysical Research*, **94**, 3365-3375.
- BARTON, I. J., 1995. "Satellite-derived sea surface temperatures: current status", *Journal of Geophysical Research*, **100**, 8777-8790.
- BATES, J. J. & H. F. DIAZ, 1991. "Evaluation of multichannel sea surface temperature product quality for climate monitoring: 1982-1988", *Journal of Geophysical Research*, **96**, 20613-20622.
- BATTEEN, M. L., R. L. HANEY, T. A. TIELKING & P. G. RENAUD, 1989. "A numerical study of wind forcing of eddies and jets in the California Current System", *Journal of Marine Research*, **47**, 493-523.
- BATTEEN, M. L., 1997. "Wind-forced modeling studies of currents, meanders, and eddies in the California Current system", *Journal of Geophysical Research*, **102**, 985-1010.
- BERNSTEIN, R. L., L. BREAKER & R. WHRITNER, 1977. "California Current eddy formation: ship, air, and satellite results", *Science*, **195**, 353-359.
- BERNSTEIN, R. L., 1982. "Sea surface temperature estimation using the NOAA 6 satellite Advanced Very High Resolution Radiometer", *Journal of Geophysical Research*, **87**, 9455-9465.
- BENDAT, J. S. & A. G. PIERSOL, 1986. "Random data: Analysis and measurement procedures", John Wiley & Sons.
- BÖHM, E., S. MARULLO & R. SANTOLERI, 1991. "AVHRR visible-IR detection of diurnal warming events in the western Mediterranean Sea", *International Journal of Remote Sensing*, **12**, 695-701.
- BOVIK, A. C., T. S. HUANG & D. C. MUNSON JR., 1987. "The effect of median filter on edge estimation and detection", *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, **9**, 181-194.
- BREAKER, L. C. & R. P. GILLILAND, 1981. "A satellite sequence on upwelling along the California coast", en "Coastal Upwelling", American Geophysical Union.
- BREAKER, L. C., V. M. KRASNOPOLSKY, D. B. RAO & X.-H. YAN, 1994. "The feasibility of estimating ocean surface currents on an operational basis using satellite feature tracking methods", *Bulletin of the American Meteorological Society*, **75**, 2085-2095.

- BRETHERTON, F. P., R. E. DAVIS & C. B. FANDRY, 1976. "A technique for objective analysis and design of oceanographic experiments applied to MODE-73", *Deep-Sea Research*, **23**, 559-582.
- BRICAUD, A. & A. MOREL, 1987. "Atmospheric corrections and interpretation of marine radiances in CZCS imagery: use of a reflectance model", *Oceanologica Acta*, **7**, 33-50.
- BRICAUD, A., A. MOREL & J. M. ANDRÉ, 1987. "Spatial/temporal variability of algal biomass and potential productivity in the Mauritanian upwelling zone as estimated from CZCS data", *Advances in Space Research*, **7**,(2)53-(2)62.
- BRIGHAM, E. O., 1974. "The fast Fourier transform", Prentice-Hall.
- BRINK, K. H., B. H. JONES, J. C. VAN LEER, C. N. K. MOOERS, D. W. STUART, M. R. STEVENSON, R. C. DUGDALE & G. W. HEBURN, 1981. "Physical and biological structure and variability in an upwelling center off Peru near 15° S during March, 1977", en "Coastal Upwelling", Coastal and estuarine science 1, American Geophysical Union.
- BRINK, K. H., 1983. "The near-surface dynamics of coastal upwelling", *Progress in Oceanography*, **12**, 223-257.
- BRINK, K. H. & T. J. COWLES, 1991. "The Coastal Transition Zone program", *Journal of Geophysical Research*, **96**, 14637-14647.
- BROWN, O. B., J. W. BROWN & R. H. EVANS, 1985. "Calibration of Advance Very High Resolution Radiometer infrared observations", *Journal of Geophysical Research*, **90**, 11667-11677.
- CALLISON, R. D. & A. P. CRACKNELL, 1984. "Atmospheric correction to AVHRR brightness temperatures for waters around Great Britain", *International Journal of Remote Sensing*, **5**, 185-198.
- CAMPBELL, J. W. & W. E. ESAIAS, 1985. "Spatial patterns in temperature and chlorophyll on Nantucket Shoals from airborne remote sensing data, May 7-9, 1981", *Journal of Marine Research*, **43**, 139-161.
- CASTAGNE, N., P. LE BORGNE, J. LE VOURCH & J. P. OLRVY, 1986. "Operational measurement of sea surface temperatures at CMS Lannion from NOAA-7 AVHRR data". *International Journal of Remote Sensing*, **7**, 953-984.
- COLL, C. & V. CASELLES, 1994. "Analysis of the atmospheric and emissivity influence on the split-window equation for sea surface temperature", *International Journal of Remote Sensing*, **15**, 1915-1932.

- COPPIN, P. A., E. F. BRADLEY, I. J. BARTON & J. S. GODFREY, 1991. "Simultaneous observations of sea surface temperature in the western equatorial Pacific ocean by bulk, radiative and satellite methods", *Journal of Geophysical Research*, **96**, 3401-3409.
- CORNILLON, P. & L. STRAMMA, 1985. "The distribution of diurnal sea surface warming events in the western Sargasso Sea", *Journal of Geophysical Research*, **90**, 11811-11815.
- CÔTÉ, S. & R. L. TATNALL, 1995. "A neural network-based method for tracking features from satellite sensor images", *International Journal of Remote Sensing*, **16**, 3695-3701.
- CRACKNELL, A. P. & W. G. HUANG, 1988. "Surface currents off the west coast of Ireland studied from satellite images", *International Journal of Remote Sensing*, **9**, 439-446.
- CRÉPON, M. & C. RICHEZ, 1982. "Transient upwelling generated by two-dimensional atmospheric forcing and variability in the coastline", *Journal of Physical Oceanography*, **12**, 1437-1457.
- CRÉPON, M., C. RICHEZ & M. CHARTIER, 1984. "Effects of coastline geometry on upwelling", *Journal of Physical Oceanography*, **14**, 1365-1382.
- CRUZADO, A. & J. SALAT, 1981. "Interaction between the Canary Current and the bottom topography", en "Coastal Upwelling", American Geophysical Union.
- CUSHMAN-ROISIN, B., 1994. "Introduction to Geophysical Fluid Dynamics", Prentice-Hall.
- CHING, 1994. "A novel change detection algorithm using adaptive threshold", *Image and Vision Computing*, **12**, 459-463.
- DALU, G., 1985. "Emission effect on the remotely sensed sea surface temperature", *International Journal of Remote Sensing*, **6**, 733-740.
- DALU, G. & L. LIBERTI, 1988. "Validation problems for remotely sensed sea surface temperature", *Il Nuovo Cimento*, **11**, 589-607.
- DENMAN, K. L. & H. J. FREELAND, 1985. "Correlation scales, objective mapping and a statistical test of geostrophy over the continental shelf", *Journal of Marine Research*, **43**, 517-539.
- DENMAN, K. L. & M. R. ABBOTT, 1988. "Time evolution of surface chlorophyll patterns from cross-spectrum analysis of satellite color images", *Journal of Geophysical Research*, **93**, 6789-6798.

- DENMAN, K. L. & M. R. ABBOTT, 1994. "Time scales of pattern evolution from cross-spectrum analysis of advance very high resolution radiometer and coastal zone color scanner imagery", *Journal of Geophysical Research*, **99**, 7433-7442.
- DESCHAMPS, P. Y. & T. PHULPIN, 1980. "Atmospheric correction of infrared measurements of sea surface temperature using channels at 3.7, 11 and 12 μm ", *Boundary-Layer Meteorology*, **18**, 131-143.
- DESCHAMPS, P. Y., M. HERMAN & D. TANRÉ, 1983a. "Definitions of atmospheric radiance and transmittances in remote sensing", *Remote Sensing of Environment*, **13**, 89-92.
- DESCHAMPS, P. Y., M. HERMAN & D. TANRÉ, 1983b. "Modelling of the atmospheric effects and its application to the remote sensing", *Applied Optics*, **22**, 3751-3758.
- DESCHAMPS, P. Y. & R. FROUIN, 1984. "Large diurnal heating of the sea surface observed by the HCMR experiment", *Journal of Physical Oceanography*, **14**; 177-184.
- DUDHIA, A., 1989. "Noise characteristics of the AVHRR infrared channels", *International Journal of Remote Sensing*, **10**, 637-644.
- DUYSENS, L. N. M., 1956. "The flattening of the absorption spectrum of suspensions, as compared to that of solutions", *Biochimica et Biophysica Acta*, **19**, 1-12.
- EMERY, W. J. & L. A. MYSAK, 1980. "Dynamical interpretation of satellite-sensed thermal features off Vancouver Island", *Journal of Physical Oceanography*, **10**, 961-970.
- EMERY, W. J., A. C THOMAS, M. J. COLLINS, W. R. CRAWFORD & D. L. MACKAS, 1986. "An objective method for computing advective surface velocities from sequential infrared satellite images", *Journal of Geophysical Research*, **91**, 12865-12878.
- EMERY, W. J., C. W. FOWLER, J. HAWKINS & R. H. PRELLER, 1991. "Fram Strait satellite image-derived ice motions", *Journal of Geophysical Research*, **96**, 4751-4768.
- ESSEN, H.-H., 1995. "Gostrophic surface currents as derived from satellite SST images and measured by a land-based HF radar", *International Journal of Remote Sensing*, **16**, 239-256.
- FAIRALL, C. W., E. F. BRADLEY, J. S. GODFREY, G. A. WICK, J. B. EDSON & G. S. YOUNG, 1996. "Cool-skin and warm-layer effects on sea surface temperature", *Journal of Geophysical Research*, **101**, 1295-1308.

- FEDOSEEV, A., 1970. "Geostrophic circulation of surface waters on the shelf of Northwest Africa", *Rapports et Procès-Verbeaux des Réunions, Conseil International pour l'Exploration de la Mer*, 159, 30-37.
- FIEKAS V., J. ELKEN, T. J. MÜLLER, A. AITSAM & W. ZENK, 1992. "A view of the Canary Basin thermocline circulation in winter", *Journal of Geophysical Research*, 97, 12495-12510.
- FLAMENT, P., L. ARMI & L. WASHBURN, 1985. "The evolving structure of an upwelling filament", *Journal of Geophysical Research*, 90, 11765-11778.
- FRIEDMAN, D., 1969. "Infrared characteristics of ocean water (1.5-15 μ)", *Applied Optics*, 8, 2073-2078.
- FUKAMACHI, Y., J. P. McCREARY JR. & J. A. PROEHL, 1995. "Instability of density fronts in layer and continuously stratified models", *Journal of Geophysical Research*, 100, 2559-2577.
- GABRIC, A. J., L. GARCÍA, L. VAN CAMP, L. NYKJAER, W. EIFLER & W. SCHRIMPF, 1993. "Offshore export of shelf production in the Cape Blanc (Mauritania) giant filament as derived from Coastal Zone Color Imagery", *Journal of Geophysical Research*, 98, 4697-4712.
- GARCÍA, C. A. E. & I. S. ROBINSON, 1989. "Sea surface velocities in shallow seas extracted from sequential Coastal Zone Color Scanner satellite data", *Journal of Geophysical Research*, 94, 12681-12691.
- GONZALEZ R. C. & P WINTZ, 1987. "Digital Image Processing", Addison-Wesley.
- GOODY, R. M. & Y. L. YUNG, 1989. "Atmospheric Radiation", Oxford University Press.
- GORDON, H. R., O. B. BROWN & M. M. JACOBS, 1975. "Computed relationships between the inherent and apparent optical properties of a flat homogeneous ocean", *Applied Optics*, 14, 417-427.
- GORDON, H. R., 1978. "Removal of atmospheric effects from satellite imagery of the oceans", *Applied Optics*, 17, 1631-1636.
- GORDON, H. R. & D. K. CLARK, 1980. "Atmospheric effects in the remote sensing of phytoplankton pigments", *Boundary-Layer Meteorology*, 18, 299-313.
- GORDON, H. R. & D. K. CLARK, 1981. "Clear water radiances for atmospheric correction of coastal zone color scanner imagery", *Applied Optics*, 20, 4175-4180.

- GORDON, H. R. & A. Y. MOREL, 1983. "Remote assessment of ocean color for interpretation of satellite visible imagery, a review", Springer-Verlag.
- GORDON, H. R., D. K. CLARK, J. W. BROWN, O. B. BROWN, R. H. EVANS & W. W. BROENKOW, 1983a. "Phytoplankton pigment concentrations in the Middle Atlantic Bight: comparison of ship determinations and CZCS estimates", *Applied Optics*, **22**, 20-36.
- GORDON, H.R., J. W. BROWN, O. B. BROWN, R. H. EVANS & D. K. CLARK, 1983b. "Nimbus 7 CZCS: reduction of its radiometric sensitivity with time", *Applied Optics*, **22**, 3929-3931.
- GORDON, H. R., 1987. "Calibration requirements and methodology for remote sensors viewing the ocean in the visible", *Remote Sensing of Environment*, **22**, 103-126.
- GORDON, H. R. & D. J. CASTAÑO, 1987. "Coastal Zone Color Scanner atmospheric correction algorithm: multiple scattering effects", *Applied Optics*, **26**, 2111-2122.
- GORDON, H.R., J. W. BROWN & R. H. EVANS, 1988. "Exact Rayleigh scattering calculations for use with the Nimbus-7 Coastal Zone Color Scanner", *Applied Optics*, **27**, 862-870.
- GORDON, H. R., O. B. BROWN, R. H. EVANS, J. W. BROWN, R. C. SMITH, K. S. BAKER & D. K. CLARK, 1988. "A semianalytic radiance model of ocean color", *Journal of Geophysical Research*, **93**, 10909-10924.
- GORDON, H. R. & D. J. CASTAÑO, 1989. "Aerosol analysis with the Coastal Zone Color Scanner: a simple method for including multiple scattering effects", *Applied Optics*, **28**, 1320-1326.
- GORDON, H. R. & M. WANG, 1991a. "Surface roughness considerations for atmospheric correction of ocean color sensors. 1: the Rayleigh scattering component", *Applied Optics*, **31**, 4247-4260.
- GORDON, H. R. & M. WANG, 1991b. "Surface roughness considerations for atmospheric correction of ocean color sensors. 2: error in the retrieved water-leaving radiance", *Applied Optics*, **31**, 4261-4268.
- GORDON, H. R., 1993. "Radiative transfer in the atmosphere for correction of ocean color remote sensors" en "Ocean colour: theory and applications in a decade of CZCS experience", Kluwer Academic Publishers.
- GOULD, W. J., 1985. "Physical Oceanography of the Azores Front", *Progress in Oceanography*, **14**, 167-190.

- GRIGGS, M., 1985. "A method to correct satellite measurements of sea surface temperature for the effects of atmospheric aerosols", *Journal of Geophysical Research*, **90**, 12951-12959.
- GRIMSHAW, R. & Z. YI, 1991. "Evolution of a potential vorticity front over a topographic slope", *Journal of Physical Oceanography*, **21**, 1240-1255.
- GRIMSON, W. E. L. & E. C. HILDRETH, 1985. "Comments on digital step edges from zero crossings of second directional derivatives", *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, **7**, 121-127.
- HAGEN, E., 1981. "Mesoscale upwelling variations off the west african coast" en "Coastal Upwelling", Coastal and estuarine science 1, American Geophysical Union.
- HAGEN, E., 1985. "A meandering intermediate front North-West off Cape Verde Islands", *Océanogr. Trop.*, **20**, 71-83.
- HAGEN, E., C. ZÜLICHE & R. FEISTEL, 1996. "Near-surface structures in the Cape Ghir filament of Morocco", *Oceanologica Acta*, **19**, 577-598.
- HAIDGOVEL, D. B., A. BECKMANN & K. S. HEDSTRÖM, 1991. "Dynamical simulations of filament formations and evolution in the Coastal Transition Zone", *Journal of Geophysical Research*, **96**, 15017-15040.
- HALPERN, D. & R. K. REED, 1976. "Heat budget of the upper ocean under light winds", *Journal of Physical Oceanography*, **6**, 972-975.
- HALPERN, D., R. L. SMITH & E. MITTELSTAEDT, 1977. "Cross-shelf circulation on the continental shelf off northwest Africa during upwelling", *Journal of Marine Research*, **35**, 787-796.
- HAMON, B. V. & G. R. CRESSWELL, 1972. "Structure functions and intensities of ocean circulation off east and west Australia", *Australian Journal of Marine and Freshwater Research*, **23**, 99-103.
- HANSEN, J. E. & L. D. TRAVIS, 1974. "Light scattering in planetary atmospheres", *Space Science Reviews*, **16**, 527-610.
- HAURY, R. L., J. A. MCGOWAN & P. H. WIEBE, 1977. "Patterns and processes in the time-space scales of plankton distributions", en "Spatial patterns in plankton communities", (ed. J. H. Steele), Plenum Press, New York.
- HAWKINS, J. D., R. M. CLANCY & J. F. PRICE, 1993. "Use of AVHRR data to verify a system for forecasting diurnal sea surface temperature variability", *International Journal of Remote Sensing*, **14**, 1347-1357

- HAYNES, R., E. D. BARTON & Y. PILLING, 1993. "Development, persistence, and variability of upwelling filaments off the atlantic coast of the Iberian Peninsula", *Journal of Geophysical Research*, **98**, 22681-22692.
- HELLERMAN, S. & R. ROSENSTEIN, 1983. "Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates", *Journal of Physical Oceanography*, **13**, 1093-1104.
- HEPPLEWHITE, C. L., 1989. "Remote observation of the sea surface and atmosphere. The oceanic skin effect", *International Journal of Remote Sensing*, **10**, 801-810.
- HERNÁNDEZ-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.
- HERNÁNDEZ-GUERRA, A., J. ARISTEGUI, M. CANTON & L. NYKJAER, 1993. "Phytoplankton pigment patterns in the Canary Islands area as determined using Coastal Zone Colour Scanner data", *International Journal of Remote Sensing*, **14**, 1431-1437.
- HERNÁNDEZ-GUERRA, A. & L. NYKJAER, 1997. "Sea surface temperature variability off north-west Africa: 1981-1989", *International Journal of Remote Sensing*, **18**, 2539-2558.
- HO, D., A. ASEM & P. Y. DESCHAMPS, 1986. "Atmospheric correction for the sea surface temperature using NOAA-7 AVHRR and METEOSAT-2 infrared data", *International Journal of Remote Sensing*, **7**, 1323-1333.
- HODGSON, R. M., D. G. BAILEY, M. J. NAYLOR, A. L. M. NG & S. J. MCNEILL, 1985. "Properties, implementations and applications of rank filters", *Image and Vision Computing*, **3**, 3-14.
- HOLLADAY, C. G. & J. J. O'BRIEN, 1975. "Mesoscale variability of sea surface temperature", *Journal of Physical Oceanography*, **5**, 761-772.
- HOVIS, W. A., J. S. KNOLL & G. R. SMITH, 1985. "Aircraft measurements for calibration of an orbiting spacecraft sensor", *Applied Optics*, **24**, 407-410.
- HUA, B. L. & F. THOMASSET, 1983. "A numerical study of the effects of coastline geometry on wind-induced upwelling in the Gulf of Lions", *Journal of Physical Oceanography*, **13**, 678-694.
- HUERTAS, A. & G. MEDIONI, 1986. "Detection of intensity changes with subpixel accuracy using Laplacian-Gaussian masks", *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, **8**, 651-664.

- HUYER, A., 1976. "A comparison of upwelling events in two locations: Oregon and Northwest Africa", *Journal of Marine Research*, 34, 531-546.
- IKEDA, M., L. A. MYSAK & W. J. EMERY, 1984a. "Observation and modeling of satellite-sensed meanders and eddies off Vancouver Island", *Journal of Physical Oceanography*, 14, 3-21.
- IKEDA, M., W. J. EMERY & L. A. MYSAK, 1984b. "Seasonal variability in meanders of the California Current System off Vancouver Island", *Journal of Geophysical Research*, 89, 3487-3505.
- IKEDA, M. & W. J. EMERY, 1984. "Satellite observations and modelling of meanders in the California Current System off Oregon and Northern California", *Journal of Physical Oceanography*, 14, 1434-1450.
- IKEDA, M., J. A. JOHANNESSEN, K. LYGRE & S. SANDVEN, 1989. "A process study of mesoscale meanders and eddies in the Norwegian coastal current", *Journal of Physical Oceanography*, 19, 20-35.
- JÄHNE, 1995. "Digital Image Processing: Concepts, Algorithms, and Scientific Applications", Springer-Verlag.
- JAIN, A. K., 1989. "Fundamentals of Digital Image Processing", Prentice Hall.
- JOHANNESSEN, J. A., E. SVENDSEN, S. SANDVEN, O. M. JOHANNESSEN & K. LYGRE, 1989. "Three-dimensional structure of mesoscale eddies in the Norwegian Coastal Current", *Journal of Physical Oceanography*, 19, 3-19.
- JOHNSON, D. R., E. D. BARTON, P. HUGHES & C. N. K. MOOERS, 1975. "Circulation in the Canary Current upwelling region off Cabo Bojador in August 1972", *Deep-Sea Research*, 22, 547-558.
- JOHNSON, D. R., 1976. "Current profiles in the Canary Current upwelling region near Cape Blanc, March and April 1974", *Journal of Geophysical Research*, 81, 6429-6439.
- KADKO, D. C., L. WASHBURN & B. JONES, 1991. "Evidence of subduction with cold filaments of the northern California coastal transition zone", *Journal of Geophysical Research*, 96, 14909-14926.
- KAMACHI, M., 1989. "Advective surface velocities derived from sequential images for rotational flow field: Limitations and applications of maximum cross-correlation method with rotational registration", *Journal of Geophysical Research*, 94, 18227-18233.
- KÄSE, R. H. & G. SIEDLER, 1982. "Meandering of the subtropical southeast of the Azores", *Nature*, 300, 245-246.

- KÄSE, R. H., W. ZENK, T. B. SANDFORD & W. HILLER, 1985. "Currents, fronts and eddy fluxes in the Canary Basin", *Progress in Oceanography*, **14**, 231-257.
- KÄSE, R. H., J. F. PRICE, P. L. RICHARDSON & W. ZENK, 1986. "A quasi-synoptic survey of the thermocline circulation and water mass distribution within the Canary Basin", *Journal of Geophysical Research*, **91**, 9739-9748.
- KATSAROS, K. B., 1979. "The aqueous thermal boundary layer", *Boundary-Layer Meteorology*, **18**, 107-127.
- KELLY, K. A., 1983. "Swirls and plumes or application of statistical methods to satellite-derived sea surface temperatures", Ph.D. Thesis, Scripps Institution of Oceanography, University of California, San Diego, USA.
- KELLY, K. A., 1985. "Separating clouds from ocean in infrared images", *Remote Sensing of Environment*, **17**, 67-83.
- KELLY, K. A., 1985. "The influence of winds and topography on the sea surface temperature patterns over the northern California slope", *Journal of Geophysical Research*, **90**, 11783-11798.
- KELLY, K. A., 1989. "An inverse model for near-surface velocity from infrared images", *Journal of Physical Oceanography, Journal of Geophysical Research*, **19**, 1845-1864.
- KELLY, K. A. & P. T. STRUB, 1992. "Comparison of velocity estimates from Advanced Very High Resolution Radiometer in the Coastal Transition Zone", **97**, 9653-9668.
- KIELMANN J. & R. H. KÄSE, 1987. "Numerical modelling of meander and eddy formation in the Azores current frontal zone", *Journal of Physical Oceanography*, **17**, 529-541.
- KIRK, J. T. O., 1981. "Monte Carlo study of the nature of the underwater light field in, and the relationships between optical properties of, turbid yellow waters", *Australian Journal of Marine and Freshwater Research*, **32**, 517-532.
- KIRK, J. T. O., 1984. "Dependence of relationship between inherent and aparent optical properties of water on solar altitude", *Limnology and Oceanography*, **29**, 350-356.
- KIRK, J. T. O., 1994. "Light and photosynthesis in aquatic ecosystems", Cambridge University Press.
- KLEIN, B. & G. SIEDLER, 1989. "On the origin of the Azores Current", *Journal of Geophysical Research*, **94**, 6159-6168.

- KOBLINSKY, C. J., J. J. SIMPSON & T. D. DICKEY, 1984. "An offshore eddy in the California Current system, II, surface manifestation", *Progress in Oceanography*, 13, 51-69.
- KRAUSS, W. & C. WUEBBER, 1982. "Response of the North Atlantic to annual wind variations along the eastern coast", *Deep-Sea Research*, 29, 851-868.
- KUO, N.-J. & X.-H. YAN, 1994. "Using the shape-matching method to compute sea-surface velocities from AVHRR satellite images", *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 32, 724-728.
- LA VIOLETTE, P. E., 1974. "A satellite-aircraft thermal study of the upwelled waters off Spanish Sahara", *Journal of Physical Oceanography*, 4, 676-684.
- LA VIOLETTE, P. E., 1984. "The advection of submesoscale thermal features in the Alboran Sea Gyre", *Journal of Physical Oceanography*, 14, 550-565.
- LA VIOLETTE, P. E. & R. J. HOLYER, 1988. "Noise and temperature gradients in multichannel sea surface temperature imagery of the ocean", *Remote Sensing of Environment*, 25, 231-241.
- LAGERLOEF, G. S. E., 1992. "The Point Arena eddy: a recurring summer anticyclone in the California Current", *Journal of Geophysical Research*, 97, 12557-12568.
- LE BORGNE, P., J. LE VOURCH & A. MARSOUIN, 1988. "Sea surface parameters inferred from meteorological satellite data at CMS, Lannion. New products and projects.", *International Journal of Remote Sensing*, 9, 1819-1834.
- LEGECKIS, R., 1978. "A survey of worldwide sea surface temperature fronts detected by environmental satellites", *Journal of Geophysical Research*, 83, 4501-4522.
- LESSE J. A., C. S. NOVAK & B. B. CLARK, 1971. "An automated technique for obtaining cloud motion from geosynchronous satellite data using cross correlation", *Journal of Applied Meteorology*, 10, 118-132.
- LIM, J. S., 1990. "Two-dimensional signal and image processing", Prentice-Hall.
- LLEWELLYN-JONES, D. T., P. J. MINNETT, R. W. SAUNDERS & A. M. ZAVODY, 1984. "Satellite multichannel infrared measurements of sea surface temperature of the N. E. Atlantic Ocean using AVHRR/2", *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 110, 613-631.
- MAILLARD, C. & R. KÄSE, 1989. "The near surface flow in the subtropical gyre south of the Azores", *Journal of Geophysical Research*, 94, 16133-16140.
- MARPLE, S. L. JR., 1987. "Digital spectral analysis with applications", Prentice-Hall.

- MARR, D. & E. C. HILDRETH, 1980. "Theory of edge detection", *Proceedings of the Royal Society of London*, **207**, 187-217.
- MASUDA, K., T. TAKASHIMA & Y. TAKAYAMA, 1988. "Emissivity of pure water and sea waters for the model sea surface in the infrared window regions", *Remote Sensing of Environment*, **24**, 313-329.
- MAUL, G. A., 1983. "Zenith angle effects in multichannel infrared sea surface remote sensing", *Remote Sensing of Environment*, **13**, 439-451.
- MAUL, G. A., 1985. "Introduction to satellite oceanography", Martinus Nijhoff Publishers.
- MAY, D. A., L. L. STOWE, J. D. HAWKINS & E. P. McCLAIN, 1992. "A correction for saharan dust effects on sea surface temperature measurements", *Journal of Geophysical Research*, **97**, 3611-3619.
- McCLAIN, E. P., W. G. PICHEL & C. C. WALTON, 1985. "Comparative performance of AVHRR-based multichannel sea surface temperature", *Journal of Geophysical Research*, **90**, 11587-11601.
- McCREARY, J. P., Y. FUKAMACHI & P. K. KUNDU, 1991. "A numerical investigation on jets and eddies near an eastern ocean boundary", *Journal of Geophysical Research*, **96**, 2515-2534.
- McMILLIN, L. M., 1971. "A method of determining surface temperatures from measurements of spectral radiance at two wavelengths", Ph.D. thesis, Iowa State University, United States.
- McMILLIN, L. M., 1975. "Estimation of sea surface temperatures from two infrared window measurements with different absorption", *Journal of Geophysical Research*, **80**, 5113-5117.
- McMILLIN, L. M., & D. S. CROSBY, 1984. "Theory and validation of the multiple window sea surface temperature technique", *Journal of Geophysical Research*, **89**, 3655-3661.
- MENKE, W., 1984. "Geophysical data analysis: Discrete inverse theory", Academic Press.
- MINNETT, P. J., 1990a. "The regional optimization of infrared measurements of sea surface temperature from space", *Journal of Geophysical Research*, **95**, 13497-13510.
- MINNETT, P. J., 1990b. "Satellite infrared scanning radiometers- AVHRR and ATSR/M", en "Microwave remote sensing for oceanographic and marine weather forecast models", Kluwer Academic Publishers.

- MINNETT, P. J., 1991. "Consequences of sea surface temperature variability on the validation and applications of satellite measurements", *Journal of Geophysical Research*, **96**, 18475-18489.
- MITTELSTAEDT, E., 1983. "The upwelling area off northwest Africa - A description of phenomena related to coastal upwelling", *Progress in Oceanography*, **12**, 223-257.
- 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.
- MOBLEY, C. D., 1994. "Light and water: Radiative transfer in natural waters", Academic Press.
- MOOERS, C. N. K. & A. R. ROBINSON, 1984. "Turbulent jets and eddies in the California Current and inferred cross-shore transports", *Science*, **223**, 51-53.
- MOREL, A., 1974. "Optical properties of pure water and pure sea water" en "Optical aspects of oceanography", Academic Press.
- MOREL, A. & L. PRIEUR, 1977. "Analysis and variations in ocean color", *Limnology and Oceanography*, **22**, 709-722.
- MOREL, A., 1980. "In-water and remote measurements of ocean color", *Boundary-Layer Meteorology*, **18**, 177-201.
- MOREL, A. & A. BRICAUD, 1981. "Theoretical results concerning light absorption in a discrete medium and application to specific absorption of phytoplankton", *Deep-Sea Research*, **28**, 1375-1393.
- MOREL, A., 1988. "Optical modelling of the upper ocean in relation to its biogenous matter content (case 1 waters)", *Journal of Geophysical Research*, **93**, 10749-10768.
- MOREL, A. & J. F. BERTHON, 1989. "Surface pigments, algal biomass profiles, and potential production of the euphotic layer: Relationship reinvestigated in view of remote sensing applications", *Limnology and Oceanography*, **34**, 1545-1562.
- MOREL, A. & B. GENTILI, 1991. "Diffuse reflectance of ocean waters: its dependence of sun angle as influenced by the molecular scattering contribution", *Applied Optics*, **30**, 4427-4438.
- MUELLER, J. L., 1985. "Nimbus-7 CZCS: confirmation of its radiometric sensitivity decay rate through 1982", *Applied Optics*, **24**, 1043-1047.

- MÜLLER, T.J. & G. SIEDLER, G., 1992. "Multi-year current time series in the eastern North Atlantic Ocean", *Journal of Marine Research*, **50**, 63-98.
- NARIMOUSA, S. & T. MAXWORTHY, 1985. "Two-layer model of shear-driven coastal upwelling in the presence of bottom topography", *Journal of Fluid Mechanics*, **159**, 503-531.
- NARIMOUSA, S. & T. MAXWORTHY, 1986. "Effects of a discontinuous surface stress on a model of coastal upwelling", *Journal of Physical Oceanography*, **16**, 2071-2083.
- NARIMOUSA, S. & T. MAXWORTHY, 1987a. "Coastal upwelling on a sloping bottom: the formation of plumes, jets and pinched-off cyclones", *Journal of Fluid Mechanics*, **176**, 169-190.
- NARIMOUSA, S. & T. MAXWORTHY, 1987b. "On the effects of coastline perturbations on coastal currents and fronts", *Journal of Physical Oceanography*, **17**, 1296-1303.
- NAVARRO-PÉREZ, E., 1996. "Physical Oceanography of the Canary Current: Short term, seasonal and interannual variability", Ph.D. Thesis, University of Wales, Bangor, England.
- NECKEL, H. & D. LABS, 1984. "The solar radiation between 3300 and 12500 Å", *Solar Physics*, **90**, 205-258.
- NINNIS, R. M., W. J. EMERY & M. J. COLLINS, 1986. "Automated extraction of pack ice motion from Advanced Very High Resolution Radiometer imagery", *Journal of Geophysical Research*, **91**, 10725-10734.
- NJOKU, E. G., T. P. BARNETT, R. M. LAURS & A. C. VASTANO, 1985. "Advances in satellite sea surface temperature measurement and oceanographic applications", *Journal of Geophysical Research*, **90**, 11573-11586.
- NYKJAER, L., 1988. "Remote sensing applied to the Northwest African upwelling area", Ph.D. thesis, University of Copenhagen, Denmark.
- NYKJAER, L. & L. VAN CAMP, 1994. "Seasonal and interannual variability of coastal upwelling along northwest Africa and Portugal from 1981 to 1991", *Journal of Geophysical Research*, **99**, 14197-14207.
- ONKEN, R. & B. KLEIN, 1991. "A model of baroclinic instability and waves between the ventilated gyre and the shadow zone of the North Atlantic Ocean", *Journal of Physical Oceanography*, **21**, 53-67.
- OTNES, R. K. & L. ENOCHSON, 1972. "Digital time series analysis", John Wiley & Sons.

- PARADA, M., 1995. "Desarrollo de algoritmos para la obtención de mapas de temperatura superficial a partir de imágenes de satélite. Estudio de las estructuras oceanográficas en el mar de Alborán y el estrecho de Gibraltar", Tesis Doctoral, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria.
- PEARCE, A. F., A. J. PRATA & C. R. MANNING, 1989. "Comparison of NOAA/AVHRR-2 sea surface measurements in coastal waters", *International Journal of Remote Sensing*.
- PEFFLEY, M. B. & J. J. O'BRIEN, 1976. "A three dimensional simulation of coastal upwelling off Oregon", *Journal of Physical Oceanography*, 6, 164-180.
- PELÁEZ, J. & J. A. MCGOWAN, 1986. "Phytoplankton pigment patterns in the California Current as determined by satellite", *Limnology and Oceanography*, 31, 927-950.
- PIERCE, S. D., J. S. ALLEN & L. J. WALSTAD, 1991. "Dynamics of the Coastal Transition Zone jet. 1. Linear stability analysis", *Journal of Geophysical Research*, 96, 14979-14991.
- PINGREE, R. D. & B. LE CANN, 1992. "Three anticyclonic Slope Water Oceanic eDDIES (SWODDIES) in the Southern Bay of Biscay in 1990", *Deep-Sea Research*, 39, 1147-1175.
- PLATT, T. & S. SATHYENDRANATH, 1988. "Oceanic primary production: Estimation by remote sensing at local and regional scales", *Science*, 241, 1613-1620.
- POPE P. A. & W. J. EMERY, 1994. "Sea surface velocities from visible and infrared Multispectral Atmospheric Mapping Sensor (MAMS) imagery", *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 32, 220-223.
- PRABHAKARA, C., G. DALU & V. G. KUNDE, 1974. "Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 11 to 13 μm window region", *Journal of Geophysical Research*, 79, 5039-5044.
- PRATT, W. K., 1978. "Digital image processing", Jon Wiley & Sons.
- PREISENDORFER, R. W., 1977. "Application of radiative transfer theory to light measurements in the sea", en "Light in the sea", John Wiley & Sons, 46-64.
- PRELLER, R. & J. J. O'BRIEN, 1980. "The influence of bottom topography on upwelling off Peru", *Journal of Physical Oceanography*, 10, 1377-1398.
- PRIEUR, L. & S. SATHYENDRANATH, 1981. "An optical classification of coastal and oceanic waters based on the specific spectral absorption curves of

- phytoplankton pigments, dissolved organic matter, and other particulate materials”, *Limnology and Oceanography*, **26**, 671-689.
- RANDERSON, J. T. & J. J. SIMPSON, 1993. “Recurrent patterns in surface thermal fronts associated with cold filaments along the West Coast of North America”, *Remote Sensing of Environment*, **46**, 146-163.
- REES, W. G., 1990. “Physical Principles of Remote Sensing”, Cambridge University Press.
- ROBINSON, I. S., 1983. “Satellite observations of ocean colour”, *Philosophy Transactions of the Royal Society of London, A*, **309**, 415-432.
- ROBINSON, I. S., N. C. WELLS & H. CHARNOCK 1984. “The sea surface thermal boundary layer and its relevance to the measurement of sea surface temperature by airborne and space radiometers”, *International Journal of Remote Sensing*, **5**, 19-45.
- ROBINSON, I. S., 1985. “Satellite Oceanography”, Ellis Horwood Limited.
- ROSENFELD, A., R. A. HUMMEL & S. W. ZUCKER, 1976. “Scene labelling by relaxation operations”, *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics*, **6**, 420-433.
- SAMPER, F. J. & J. C. CARRERA, 1990. “Geoestadística. Aplicaciones a la hidrogeología subterránea”, Centro Internacional de Métodos Numéricos en Ingeniería, Universitat Politècnica de Catalunya.
- SANGRÁ, P., 1995. “Perturbación de un flujo geofísico por un obstáculo: Aplicación a la isla de Gran Canaria”, Tesis Doctoral, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria.
- SAUNDERS, P. M., 1973. “The skin temperature of the ocean. A review”, *Mémoires Société Royale des Sciences de Liège*, **6**, 93-98.
- SAUNDERS, R. W. & K. T. KRIEBEL. “An improved method for detecting clear sky and cloud radiances from AVHRR data”, *International Journal of Remote Sensing*, **9**, 123-150.
- SCHALKOFF, R. J., 1989. “Digital Image Processing and Computer Vision”, John Wiley & Sons.
- SCHLUESSEL, P., W. J. EMERY, H. GRASSL & T. MAMMEN, 1990. “On the bulk-skin temperature difference and its impact on satellite remote sensing of sea surface temperatures”, *Journal of Geophysical Research*, **95**, 13341-13356.

- SHANNON, L. V., N. M. WALTERS & S. A. MOSTERT, 1985. "Satellite observations of surface temperature and near-surface chlorophyll in the southern Benguela region", en "South African Ocean Colour and Upwelling Experiment", Ed. L. V. Shannon.
- SIEDLER, G., W. ZENK & W. J. EMERY, 1985. "Strong current events related to a Subtropical Front in the Northeast Atlantic", *Journal of Physical Oceanography*, **15**, 885-897.
- SIMPSON, J. J., C. J. KOBLINSKY, J. PELÁEZ, L. R. HAURY & D. WIESENHAHN, 1986. "Temperature-plant pigment-optical relations in a recurrent offshore mesoscale eddy near Point Conception, California", *Journal of Geophysical Research*, **91**, 12919-12936.
- SIMPSON, J. J., 1990. "On the accurate detection and enhancement of oceanic features observed in satellite data", *Remote Sensing of the Environment*, **33**, 17-33.
- SIMPSON, J. J. & J. I. GOBAT, 1994. "Robust velocity estimates, stream functions, and simulated lagrangian drifters from sequential spacecraft data", *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **32**, 479-493.
- SINGH, A., 1991. "Optic flow computation: a unified perspective", IEEE Computer Society Press.
- SINGH, S. M., A. P. CRACKNELL & D. SPITZER, 1985. "Evaluation of sensitivity decay of Coastal Zone Colour Scanner (CZCS) detectors by comparison with in situ near-surface radiance measurements", *International Journal of Remote Sensing*, **6**, 749-758.
- SMITH, E. A. & D. R. PHILLIPS, 1972. "Automated cloud tracking using precisely aligned digital ATS pictures", *IEEE Transactions on Computers*, **21**, 715-729.
- SMITH, R. C. & K. S. BAKER, 1978. "Optical classification of natural waters", *Limnology and Oceanography*, **23**, 260-267.
- SMITH, R. C. & K. S. BAKER, 1981. "Optical properties of the clearest natural waters", *Applied Optics*, **20**, 177-184.
- SMITH, R. C. & W. H. WILSON, 1981. "Ship and satellite bio-optical research in the California Bight" en "Oceanography from space", Plenum Press.
- SMITH, R. L., 1981. "A comparison of the structure and variability of the flow field in three coastal upwelling regions: Oregon, Northwest Africa, and Peru", en "Coastal Upwelling", American Geophysical Union.
- SOBRINO, J. A., Z.-L. LI & M. P. STOLL, 1993. "Impact of the atmospheric transmittance and total water vapor content in the algorithms for estimating

- satellite sea surface temperatures”, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **31**, 946-952.
- SPALL, M. A., 1990. “Circulation in the Canary Basin: a model/data analysis”, *Journal of Geophysical Research*, **95**, 9611-9628.
- SPALL, M. A., 1991. “Rossby wave radiation in the Cape Verde frontal zone”, *Journal of Physical Oceanography*, **21**, 796-807.
- SPETH, P. & H. DETLEFSEN, 1982. “Meteorological influences on upwelling off Northwest Africa”, en “The Canary Current: studies of an upwelling system”, *Rapports et Procès-Verbeaux des Réunions, Conseil International pour l'Exploration de la Mer*, **180**.
- STEIN-ROSS, D. A., M. L. STEIN-ROSS & S CLIFT, 1992. “Radiance calibrations for Advance Very High Resolution Radiometer infrared channels”, *Journal of Geophysical Research*, **97**, 5551-5568.
- STERN, M. E., 1986. “On the amplification of convergences in coastal currents and the formation of squirts”, *Journal of Marine Research*, **44**, 403-421.
- STOMMEL, H., 1963. “Varieties of oceanographic experience”, *Science*, **139**, 572-576.
- STOW, D. A., 1985. “Eulerian velocity measurements of hydrodynamic surfaces using optical flow methods”, *International Journal of Remote Sensing*, **6**, 1855-1860.
- STOW, D. A., 1987. “Numerical derivation of a hydrodynamic surface flow field from time sequential remotely sensed data”, *Remote Sensing of Environment*, **23**, 1-22.
- STRAMMA, L., 1984. “Geostrophic transport in the warm water sphere of the eastern subtropical North Atlantic”, *Journal of Marine Research*, **42**, 537-558.
- STRAMMA, L. & G. SIEDLER, 1988. “Seasonal changes in the North Atlantic Subtropical gyre””, *Journal of Geophysical Research*, **93**, 8111-8118.
- STRAMMA, L. & T. J. MÜLLER, 1989. “Some observations of the Azores Current and the North Equatorial Current”, *Journal of Geophysical Research*, **94**, 3181-3186.
- STRONG, A. E. & E. P. McCLAIN, 1984. “Improved ocean surface temperatures from space-comparisons with drifting buoys”, *Bulletin American Meteorological Society*, **65**, 138-142.
- STRUB, P. T., P. M. KOSRO & A. HUYER, 1991. “The nature of the cold filaments in the California Current system”, *Journal of Geophysical Research*, **96**, 14743-14768.

- STURM, B., 1981. "The atmospheric correction of remotely sensed data and the quantitative determination of suspended matter in marine water surface layers" en "Remote Sensing in Meteorology, Oceanography, and Hydrography", Ellis Horwood.
- STURM, B., 1993. "CZCS data processing algorithms", en "Ocean colour: theory and applications in a decade of CZCS experience", Kluwer Academic Publishers.
- SVEDLOW, M., C. D. MCGILLEM & P. E. ANUTA, 1978. "Image registration: similarity measure and preprocessing method comparisons", *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, 14, 141-149.
- SVEJKOVSKY, J., 1988. "Sea surface flow estimation from Advanced Very High Resolution Radiometer and Coastal Zone Color Scanner Satellite Imagery: A verification study", *Journal of Geophysical Research*, 93, 6735-6743.
- SWENSON, M. S., P. P. NILER, K. H. BRINK & M. R. ABBOTT, 1992. "Drifter observations of a cold filament off Point Arena, California, in July 1988", *Journal of Geophysical Research*, 97, 3593-3610.
- SY, A., 1988. "Investigation of large-scale circulation patterns in the central North Atlantic Current, the Azores Current, and the Mediterranean Water plume in the area of the Mid-Atlantic Ridge", *Deep-Sea Research*, 35, 383-413.
- TATE, P. M., I. S. F. JONES & B. V. HAMON, 1989. "Time and space scales of surface temperatures in the Tasman Sea, from satellite data", *Deep-Sea Research*, 36, 419-430.
- TEJERA, A., 1996. "Estudio de estructuras oceanográficas mesoescalares en la Cuenca Canaria mediante los altímetros de los satélites Geosat, ERS-1 y Topex/Poseidon", Tesis Doctoral, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria.
- THERRIEN, C. W., 1989. "Decision Estimation and Classification: An Introduction to Pattern Recognition and Related Topics", John Wiley & Sons.
- THOMSON, R., 1984. "A cyclonic eddy over continental margin of Vancouver Island: Evidence for baroclinic instability", *Journal of Physical Oceanography*, 14, 1326-1348.
- THOMSON, R. E. & J. F. R. GOWER, 1985. "A wind-induced mesoscale eddy over the Vancouver Island continental slope", *Journal of Geophysical Research*, 90, 8981-8993.
- TOKMAKIAN, R., P. T. STRUB, J. McCLEAN-PADMAN, 1990. "Evaluation of the maximum cross-correlation method of estimating sea surface velocities from sequential satellite images", *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 7, 852-865.

- TOMCZAK, M. & J. S. GODFREY, 1994. "Regional Oceanography: An introduction", Pergamon Press.
- TORRES, J. A., F. GUINDOS, M. PERALTA, A. FERNÁNDEZ & M. CANTÓN, 1997. "Enmascaramiento automático de estructuras nubosas en imágenes de satélite AVHRR usando modelos de computación neuronal" en "XXVI Reunión Bienal R.S.E.F.: Resúmenes de las Comunicaciones", Servicio de publicaciones de la Universidad de Las Palmas de Gran Canaria".
- VAN CAMP, L., L. NYKJAER, E. MITTELSTAEDT & P. SCHLITTENHARDT, 1991. "Upwelling and boundary circulation off Northwest Africa as depicted by infrared and visible satellite observations", *Progress in Oceanography*, **26**, 357-402.
- VAN WOERT, M., 1982. "The Subtropical Front: satellite observations during FRONTS 80", *Journal of Geophysical Research*, **87**, 9523-9536.
- VARGAS SABADÍAS, A., 1995. "Estadística descriptiva e inferencial", Servicio de Publicaciones de la Universidad de Castilla-La Mancha.
- VASTANO, A. E. & S. E. BORDES, 1984. "Sea surface motion over an anticyclonic eddy on the Oyashio front", *Remote Sensing of Environment*, **16**, 87-90.
- VASTANO, A. E. & R. O. REID, 1985. "Sea surface topography estimation with infrared satellite imagery", *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **2**, 393-400.
- VASTANO, A. E., S. E. BORDES & R. E. WITTENBERG, 1985. "Sea surface flow estimation with infrared and visible imagery", *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **2**, 401-403.
- VIEHOFF, T., 1989. "Mesoscale variability of sea surface temperature in the North Atlantic", *International Journal of Remote Sensing*, **10**, 771-785.
- VIERA, F. & R. GRIMSHAW, 1994. "Topographic forcing of coastal phenomena: Filamentation, vortex formation and eddy detachment", *Journal of Physical Oceanography*, **24**, 1433-1448.
- VIOLLER, M., 1982. "Radiometric calibration of the Coastal Zone Color Scanner on Nimbus 7: a proposed adjustment", *Applied Optics*, **21**, 1142-1145.
- WAHL, D. D. & J. J. SIMPSON, 1990. "Physical processes affecting the objective determination of near-surface velocity from satellite data", *Journal of Geophysical Research*, **95**, 13511-13528.

- WAHL, D. D. & J. J. SIMPSON, 1991. "Satellite derived estimates of the normal and tangential components of near-surface flow", *International Journal of Remote Sensing*, 12, 2529-2571.
- WALD, L., 1980. "Utilisation du satellite NOAA-5 à la connaissance de la thermique océanique. Etude de ses variations saisonnières en mer Ligure et de ses variations spatiales en Méditerranée", Thèse de 3ème Cycle, Université Paris VI, Paris, France.
- WALD, L., 1989. "Some examples of the use of structure functions in the analysis of satellite images of the ocean", *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, 1487-1490.
- WANG, D.-P., 1997. "Effects of small-scale wind on coastal upwelling with applications to Point Conception", *Journal of Geophysical Research*, 102, 15555-15566.
- WARREN, D., 1989. "AVHRR channel-3 noise and methods for its removal", *International Journal of Remote Sensing*, 10, 645-651.
- WEINREB, M. P., G. HAMILTON, S. BROWN & R. J. KOCZOR, 1990. "Nonlinearity corrections in calibration of Advanced Very High Resolution Radiometer infrared channels", *Journal of Geophysical Research*, 95, 7381-7388.
- WOODS, J. D., "Information theory related to experiments in the upper ocean", en "Modelling and prediction of the upper layers of the ocean", (ed. E. B. Krauss), Pergamon Press.
- WOOSTER, W. S., A. BAKUN & D. R. McCLAIN, 1976. "The seasonal upwelling cycle along the eastern boundary of the North Atlantic", *Journal of Marine Research*, 34, 131-141.
- WU, Q. X., D. PAIRMAN, S. J. McNEILL & E. J. BARNES, 1992. "Computing advective velocities from satellite images of sea surface temperature", *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 30, 166-176.
- WU, Q. X. & D. PAIRMAN, 1995. "A relaxation labelling technique for computing sea surface velocities from sea surface temperature", *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 33, 216-220.
- YAN, X.-H. & L. C. BREAKER, 1993. "Surface circulation estimation using image processing and computer vision methods applied to sequential satellite imagery", *Photogrammetric Engineering & Remote Sensing*, 59, 407-413.

- YODER, J. A., C. H. McCLAIN, J. O. BLANTON & L. OEY, 1987. "Spatial scales in CZCS-chlorophyll imagery of the southeastern U.S. continental shelf", *Limnology and Oceanography*, **34**, 929-941.
- YOKOYAMA, R. & S. TANBA, 1991. "Estimation of sea surface temperature via AVHRR of NOAA-9 comparison with fixed buoy data", *International Journal of Remote Sensing*, **12**, 2513-2528.
- YOKOYAMA, R., S. TANBA & T. SOUMA, 1991. "Sea surface effects on the sea surface temperature estimation by remote sensing", *International Journal of Remote Sensing*, **16**, 227-238.
- ZENK, W., B. KLEIN & M. SCHRÖDER, 1991. "Cape Verde frontal zone", *Deep-Sea Research*, **38**, 5505-5530.

Apéndice A

Transferencia radiativa

A.1 Ecuación de transferencia radiativa

En teledetección en el infrarrojo y el visible la magnitud relevante determinada por los sensores remotos, y que tiene en cuenta tanto la dirección en que se propaga la luz como su potencia asociada, es la *radiancia* $L(\lambda, \vec{\xi})$. Ésta se define como:

$$L(\lambda, \vec{\xi}) = \frac{P(\lambda, \vec{\xi})}{A \Delta \Omega \Delta \lambda} \quad (\text{A.1})$$

siendo $P(\lambda, \vec{\xi})$ la potencia registrada por el detector del sensor remoto cuando éste está orientado para recibir los fotones procedentes de una dirección $\vec{\xi}$, A es el área física del detector, $\Delta \Omega$ es el ángulo sólido definido por el campo de visión de éste, y por último, $\Delta \lambda$ es el rango de longitudes de onda aceptadas por el sensor.

La propagación de esta radiancia para los medios aquí considerados, como son la atmósfera y el océano puede ser determinada haciendo uso de la *ecuación de transferencia radiativa (ETR) independiente del tiempo*, ya que es razonable asumir que la variación temporal de los parámetros atmosféricos u oceánicos es insignificante en comparación con el tiempo tomado por la radiación en atravesar los medios aquí

tratados. Así para un elemento de volumen dado situado en un medio concreto, se cumple que (figura A.1):

$$\frac{dL(\lambda, \vec{r}, \vec{\xi})}{ds} = -c(\lambda, \vec{r}) \cdot L(\lambda, \vec{r}, \vec{\xi}) + L_*(\lambda, \vec{r}, \vec{\xi}) + F_*(\lambda, \vec{r}, \vec{\xi}) \quad (\text{A.2})$$

donde $L(\lambda, \vec{r}, \vec{\xi})$ es la radiancia espectral para la longitud de onda λ , en la posición \vec{r} y viajando en la dirección $\vec{\xi}$, $c(\lambda, \vec{r})$ es el *coeficiente de atenuación volumétrico* espectral, suma de los coeficientes de *absorción*, $a(\lambda, \vec{r})$, y de *dispersión volumétricos*, $b(\lambda, \vec{r})$, $L_*(\lambda, \vec{r}, \vec{\xi})$ se conoce como la *función trayectoria* y da cuenta del incremento de radiancia debido a la dispersión dentro del elemento de volumen, y $F_*(\lambda, \vec{r}, \vec{\xi})$ es una *función fuente* que da cuenta de la emisión interna de radiancia dentro del elemento de volumen.

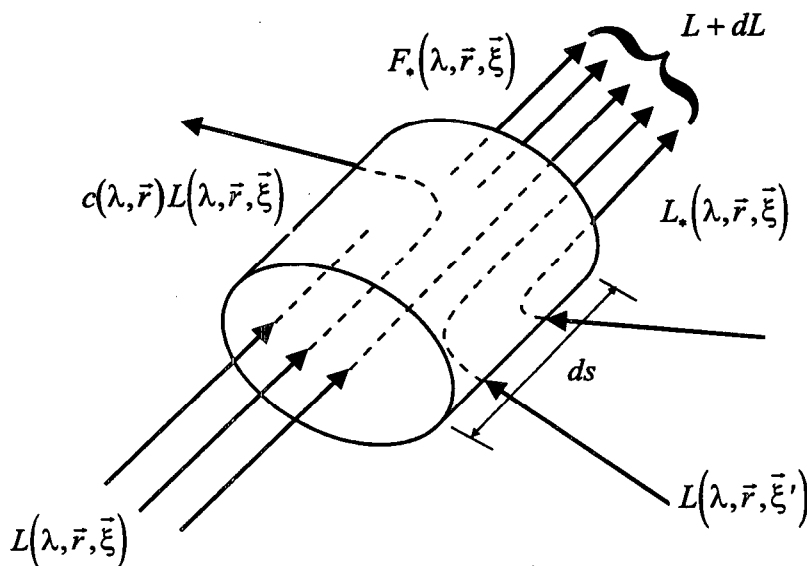


Figura A.1 - Cambio en radiancia al atravesar un elemento de volumen.

En este trabajo, se han tomado los ejes x e y en un plano horizontal, y el eje z dirigido hacia abajo. La dirección de un fotón viene dada por un ángulo polar o cenital, θ , y un ángulo acimutal, φ , como se indica en la figura A.2, de modo que si éste está viajando en la dirección especificada por el vector unitario $\vec{\xi}$, las componentes de $\vec{\xi}$ son $(\text{sen } \theta \cos \varphi, \text{sen } \theta \text{sen } \varphi, \cos \theta)$. Así, si el fotón se mueve en dirección descendente $0 \leq \theta \leq 90^\circ$, mientras que para fotones en dirección ascendente $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$.

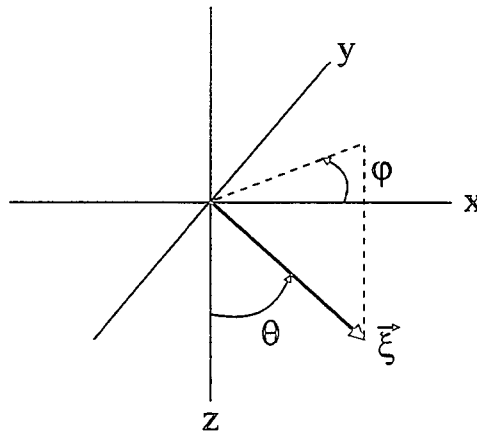


Figura A.2 - Definición de coordenadas.

Además, para los medios aquí tratados, se asume que son horizontalmente homogéneos y estructurados en capas plano paralelas, lo cual resulta adecuado siempre que el ángulo cenital no sea excesivamente grande. Esto supone que:

$$\frac{dL(\lambda, \vec{r}, \vec{\xi})}{ds} = \vec{\xi} \cdot \vec{\nabla}L(\lambda, \vec{r}, \vec{\xi}) = \cos\theta \frac{dL(\lambda, z, \theta, \varphi)}{dz} \quad (A.3)$$

y de este modo la ecuación (A.2) queda:

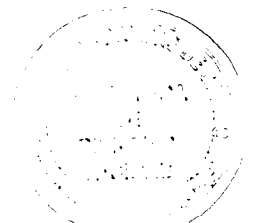
$$\cos\theta \frac{dL(\lambda, z, \theta, \varphi)}{dz} = -c(\lambda, z)L(\lambda, z, \theta, \varphi) + L_s(\lambda, z, \theta, \varphi) + F_s(\lambda, z, \theta, \varphi) \quad (A.4)$$

siendo z la altura, y (θ, φ) los ángulos polar y cenital respectivamente, que indican la dirección en que viajan los fotones.

La función trayectoria, en general viene dada como:

$$\begin{aligned} L_s(\lambda, z, \theta, \varphi) &= \int_{\Xi} \beta(\lambda, z, \theta', \varphi', \theta, \varphi)L(\lambda, z, \theta', \varphi')d\Omega' = \\ &= b(\lambda, z) \int_{\Xi} P(\lambda, z, \theta', \varphi', \theta, \varphi)L(\lambda, z, \theta', \varphi')d\Omega' \end{aligned} \quad (A.5)$$

donde $\beta(\lambda, z, \theta', \varphi', \theta, \varphi)$ es la *función de dispersión volumétrica*, que es la fracción de potencia dispersada de la dirección (θ', φ') a (θ, φ) por unidad de longitud y ángulo sólido y $P(\lambda, z, \theta', \varphi', \theta, \varphi) = \beta(\lambda, z, \theta', \varphi', \theta, \varphi)/b(\lambda, z)$ es la *función de fase* de la dispersión volumétrica, indicando el símbolo Ξ al conjunto de todas las direcciones (la esfera



unidad). Integrando $\beta(\lambda, z, \theta', \varphi', \theta, \varphi)$ sobre todas las direcciones (ángulos sólidos) se obtiene el coeficiente de dispersión $b(\lambda, z)$ ya mencionado, esto es:

$$b(\lambda, z) = \int_{\Xi} \beta(\lambda, z, \theta', \varphi', \theta, \varphi) d\Omega' = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \beta(\lambda, z, \theta', \varphi', \theta, \varphi) \sin \theta' d\theta' d\varphi' \quad (\text{A.6})$$

Teniendo en cuenta (A.5), e introduciendo una nueva magnitud, el *espesor óptico*, τ , que se define como:

$$\tau = \int c(\lambda, z) dz \quad (\text{A.7})$$

la ETR dada por la ecuación (A.4) queda:

$$\cos \theta \frac{dL(\lambda, \tau, \theta, \varphi)}{d\tau} = -L(\lambda, \tau, \theta, \varphi) + \omega_0(\lambda, \tau) \int_{\Xi} P(\lambda, \tau, \theta', \varphi', \theta, \varphi) L(\lambda, \tau, \theta', \varphi') d\Omega' + F_*(\lambda, \tau, \theta, \varphi)/c(\lambda, \tau) \quad (\text{A.8})$$

donde $\omega_0(\lambda, \tau) = b(\lambda, \tau)/c(\lambda, \tau)$ es el *albedo de dispersión simple*, que indica la probabilidad de que un fotón sea dispersado cuando interactúa. En la figura A.3 se presentan los distintos sistemas coordenados relacionados con la ETR para el caso de medios plano paralelos como los que se tratan aquí.

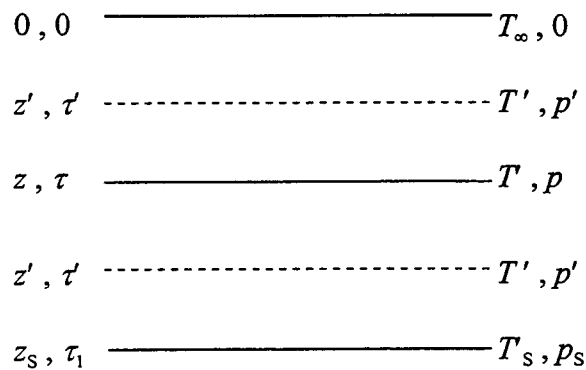


Figura A.3 - Sistemas de coordenadas utilizados en la ETR de medios plano-paralelos, donde τ es el espesor óptico, T la temperatura y p la presión.

Un parámetro óptico importante relacionado con la ETR es la transmitancia que se define a través de:

$$t_\lambda(\tau, \theta) = \exp[-\tau/\cos \theta] \quad (\text{A.9})$$

si $\theta \leq 90^\circ$ y como:

$$t_\lambda(\tau, \theta) = \exp[\tau/\cos\theta] \quad (\text{A.10})$$

si $\theta > 90^\circ$.

En este trabajo la ETR se aplica para tratar tres situaciones diferentes: 1) *Transferencia radiativa en el visible en el agua*, 2) *transferencia radiativa en el visible en la atmósfera*, y 3) *transferencia radiativa en el infrarrojo en la atmósfera*.

- Propiedades ópticas inherentes (POI) y propiedades ópticas aparentes (POA)

Las cantidades $a(\lambda)$, $b(\lambda)$, $c(\lambda)$, $\beta(\lambda, \theta', \varphi', \theta, \varphi)$ y aquellas que se deducen a partir de éstas, como son $\omega_0(\lambda)$ y $P(\lambda, \theta', \varphi', \theta, \varphi)$, reciben la denominación de *propiedades ópticas inherentes* (POI), indicando que su valor en un punto determinado de un medio es invariante a todos los cambios en la distribución de radiancia en ese punto [Preisendorfer, 1977]. Además de éstas, otras dos POI importantes, sobre todo en transferencia radiativa en el visible en el agua, son el *coeficiente de retrodispersión*, $b_b(\lambda)$ y el *coeficiente de dispersión hacia delante*, $b_f(\lambda)$, que se definen como:

$$b_b(\lambda) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \beta(\lambda, z, \theta', \varphi', \theta, \varphi) \sin\theta' d\theta' d\varphi'$$

$$b_f(\lambda) = \int_0^{2\pi} \int_{\pi/2}^{\pi} \beta(\lambda, z, \theta', \varphi', \theta, \varphi) \sin\theta' d\theta' d\varphi'$$
(A.11)

Por otro lado, se conocen como *propiedades ópticas aparentes* (POA) aquellas cuyo valor en un punto dado de un medio no es invariante a la distribución de radiancia en él. Entre estas POA destacan la *irradiancia plana espectral en dirección descendente*, $E_d(z, \lambda)$, y la *irradiancia plana espectral en dirección ascendente*, $E_u(z, \lambda)$, que se definen como:

$$E_d(z, \lambda) = \int_{\Xi_d} L(\lambda, z, \theta, \varphi) |\cos\theta| d\Omega$$

$$E_u(z, \lambda) = \int_{\Xi_u} L(\lambda, z, \theta, \varphi) |\cos\theta| d\Omega$$
(A.12)

correspondiendo Ξ_d (Ξ_u) al conjunto de direcciones descendentes (ascendentes). Otras POA importantes son la *irradiancia escalar en dirección descendente*, E_{od} , y la *irradiancia escalar en dirección ascendente*, E_{ou} , que se definen como:

$$\begin{aligned} E_{od}(z, \lambda) &= \int_{\Xi_d} L(\lambda, z, \theta, \varphi) d\Omega \\ E_{ou}(z, \lambda) &= \int_{\Xi_u} L(\lambda, z, \theta, \varphi) d\Omega \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

siendo la *irradiancia escalar total*, E_o :

$$E_o(z, \lambda) = \int_{\Xi} L(\lambda, z, \theta, \varphi) d\Omega = E_{od}(z, \lambda) + E_{ou}(z, \lambda) \quad (\text{A.14})$$

Además, de estas POA se deducen muchas otras. Algunas, por su importancia, se mencionan en este trabajo, como es el caso de la *reflectancia de irradiancia*, $R(\lambda, z)$, que es igual a:

$$R(\lambda, z) = \frac{E_u(\lambda, z)}{E_d(\lambda, z)} \quad (\text{A.15})$$

o los *coeficientes de atenuación difusos para irradiancias*, que se definen como:

$$\begin{aligned} K_{d,u}(\lambda, z) &= -\frac{1}{E_{d,u}(\lambda, z)} \frac{dE_{d,u}(\lambda, z)}{dz} \\ K_{od,ou}(\lambda, z) &= -\frac{1}{E_{od,ou}(\lambda, z)} \frac{dE_{od,ou}(\lambda, z)}{dz} \\ K_o(\lambda, z) &= -\frac{1}{E_o(\lambda, z)} \frac{dE_o(\lambda, z)}{dz} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

y los *cosenos espectrales promedios*:

$$\begin{aligned} \bar{\mu}_{d,u}(\lambda, z) &= \frac{E_{d,u}(\lambda, z)}{E_{od,ou}(\lambda, z)} \\ \bar{\mu}(\lambda, z) &= \frac{E_d(\lambda, z) - E_u(\lambda, z)}{E_o(\lambda, z)} \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

A.2 Transferencia radiativa en el visible en el agua

Los principales procesos involucrados en la transferencia de luz visible en el mar son la absorción y dispersión. Aunque presentes, los procesos de emisión interna, como son la fluorescencia o bioluminiscencia han sido ignorados, ya que el primero es un fenómeno importante producido por los pigmentos clorofílicos, pero solo alrededor de 685 nm, no afectando a la señal registrada por el CZCS, mientras que para el segundo pocos estudios cuantitativos se han hecho [Mobley, 1994] y en principio tampoco parece que afecte a la señal adquirida por el CZCS. Teniendo en cuenta esto, la ETR dada por (A.4), pero utilizando la función de dispersión volumétrica en vez de la función de fase, para una masa de agua isotrópica estratificada queda (por razones de simplicidad se omite en las expresiones que aparezcan a continuación la dependencia con la longitud de onda de forma explícita, y solo cuando la falta de ésta sea causa de confusión, será incluida):

$$\cos\theta \frac{dL(z, \theta, \varphi)}{dz} = -c(z)L(z, \theta, \varphi) + \int_{\Omega'} \beta(z, \theta', \varphi', \theta, \varphi)L(z, \theta', \varphi')d\Omega' \quad (\text{A.18})$$

- La ley de la divergencia para irradiancia

En numerosas ocasiones en óptica hidrológica se trabaja con irradiancias en vez de con radiancias. Esto se hace por diversos motivos. En primer lugar, se han realizado muchas más medidas de las primeras que de las segundas. En segundo lugar, algunas de las POA que se deducen de estas irradiancias como son la reflectancia de irradiancia subsuperficial, $R(z=0) \equiv R(0)$, y el coeficiente de atenuación difusa para irradiancia en dirección descendente, $K_d(z)$, están estrechamente relacionados con la teledetección del océano en el visible y con algunas clasificaciones ópticas de las aguas naturales. En tercer lugar, es posible obtener relaciones de gran utilidad que ligan algunas POA, deducidas a partir de irradiancias medidas, con algunas POI. Finalmente, muchas veces basta con conocer las irradiancias y no es necesaria toda la información direccional contenida en la distribución de radiancia.

Si se integra (A.18) sobre todas las direcciones, se obtiene para cada uno de los términos de esta expresión lo siguiente:

$$\begin{aligned}
 \int_{\Omega} \cos\theta \frac{dL(z, \theta, \varphi)}{dz} d\Omega &= \frac{d}{dz} \int_{\Omega} L(z, \theta, \varphi) \cos\theta d\Omega = \frac{d}{dz} (E_d - E_u) \\
 \int_{\Omega} -c(z) L(z, \theta, \varphi) d\Omega &= -c(z) \int_{\Omega} L(z, \theta, \varphi) d\Omega = -c(z) E_o \\
 \int_{\Omega} L_*(z, \theta, \varphi) d\Omega &= \int_{\Omega} \left[\int_{\Omega'} \beta(z, \theta', \varphi', \theta, \varphi) L(z, \theta', \varphi') d\Omega' \right] d\Omega \\
 &= \int_{\Omega'} L(z, \theta', \varphi') \left[\int_{\Omega} \beta(z, \theta', \varphi', \theta, \varphi) d\Omega \right] d\Omega' = \\
 &= b(z) \int_{\Omega'} L(z, \theta', \varphi') d\Omega' = b(z) E_o
 \end{aligned} \tag{A.19}$$

donde E_u y E_d son las irradiancias en dirección ascendente y descendente respectivamente, y $E_o = E_{ou} + E_{od}$ es la irradiancia escalar, que es suma de las irradiancias escalares en dirección ascendente y descendente. De este modo se obtiene:

$$\frac{d(E_d(z) - E_u(z))}{dz} = -a(z) E_o(z) \tag{A.20}$$

que se conoce como *ley de Gershun* o *ley de la divergencia para irradiancia* [Mobley, 1994].

- Relaciones entre POI y POA

Se pueden obtener relaciones útiles entre las POI y POA a partir de las ecuaciones de doble flujo para irradiancia [Gordon & Morel, 1983; Nykjaer, 1988; Mobley, 1994], o también a través de la ley de Gershun vista anteriormente. De esta última se deduce una relación de interés que ha sido utilizada para desarrollar un modelo de reflectancias válido para aguas del caso 1 por Morel [1988]. Así, partiendo de la ley de Gershun es fácil transformarla y obtener:

$$a(z) = K_d(z) \left[1 - R(z) + \frac{1}{K_d(z)} \frac{dR(z)}{dz} \right] \frac{E_d(z)}{E_o(z)} \tag{A.21}$$

Por otro lado, al poder expresarse el cociente $E_d(z)/E_o(z)$ como:

$$\frac{E_d}{E_0} = 1 / \left[\frac{1}{\bar{\mu}_d} + \frac{R(z)}{\bar{\mu}_u} \right] = \frac{\bar{\mu}_d \bar{\mu}_u}{R(z) \bar{\mu}_d + \bar{\mu}_u} \quad (\text{A.22})$$

se tiene finalmente:

$$a(z) = K_d(z) \left[1 - R(z) + \frac{1}{K_d(z)} \frac{dR(z)}{dz} \right] \frac{\bar{\mu}_d \bar{\mu}_u}{R(z) \bar{\mu}_d + \bar{\mu}_u} \quad (\text{A.23})$$

que es la relación usada por Morel [1988], y que como se observa liga al coeficiente de absorción, una POI, con algunas POA ya definidas con anterioridad.

La relación anterior es exacta en ausencia de fuentes internas. Sin embargo a lo largo de los años se han venido desarrollando relaciones aproximadas entre diversas POI y POA. Algunas de éstas asumen un océano homogéneo en el sentido que el coeficiente de absorción, a , y el coeficiente de retrodispersión, b_b , son independientes de la profundidad. Para aplicaciones con el CZCS esta suposición es razonable ya que la señal que llega al CZCS proviene de los primeros 10-20 metros de la superficie del mar que generalmente están bien mezclados.

De especial interés en teledetección en el visible es la reflectancia de irradiancia justo debajo de la superficie del mar, $R(z=0) \equiv R(0)$. Teniendo en cuenta la definición de $R(z)$ dada por (A.15), resulta razonable pensar que $R(0)$ debería ser directamente proporcional a b_b que indica que cantidad de fotones en dirección descendente se convierten en fotones en dirección ascendente hacia la superficie del océano, e inversamente proporcional a a que veta a los fotones la posibilidad de ser retrodispersados. Por tanto se tiene que:

$$R(0) = \alpha \frac{b_b}{a} \quad (\text{A.24})$$

dependiendo la constante de proporcionalidad α de la distribución de radiancia, esto es, del ángulo cenital solar, condiciones de luminosidad del cielo, estado del mar, forma de la función de fase para la dispersión, etc. Así, Morel & Prieur [1977] utilizando el método de dispersión de orden sucesivo por un lado, y Gordon [1975] y Kirk [1981] utilizando el método de Montecarlo por otro, mostraron que $\alpha = 0.33$ para el sol en el

cenit y para una superficie del mar en calma. Aunque se han desarrollado relaciones más complejas para $R(0)$ [Kirk, 1984; Morel & Gentili, 1991] la relación que se ha utilizado en este trabajo es:

$$R(0) = 0.33 \frac{b_b}{a} \quad (\text{A.25})$$

A.3 Transferencia radiativa en el visible en la atmósfera

Al igual que para el océano en el visible, los procesos que juegan un papel fundamental en la transferencia radiativa de la atmósfera en el visible son la absorción y la dispersión de la radiación. De este modo la ETR, dada por (A.8) para un medio libre de fuentes internas es:

$$\begin{aligned} \cos\theta \frac{dL(\lambda, \tau, \theta, \varphi)}{d\tau} = & -L(\lambda, \tau, \theta, \varphi) \\ & + \omega_0(\lambda, \tau) \int_{\Omega'} P(\lambda, \tau, \theta', \varphi', \theta, \varphi) L(\lambda, \tau, \theta', \varphi') d\Omega' \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

Tanto el albedo de dispersión simple, ω_0 , como la función de fase de dispersión volumétrica, P , dependen de la altura (o espesor óptico). Sin embargo, en este trabajo se considerará la atmósfera como homogénea omitiéndose la variación de ambas magnitudes con la altura, lo que simplifica el tratamiento del problema y además que $\omega_0 < 1$ (es decir, que hay alguna absorción). De este modo (A.26) queda:

$$\begin{aligned} \cos\theta \frac{dL(\lambda, \tau, \theta, \varphi)}{d\tau} = & -L(\lambda, \tau, \theta, \varphi) \\ & + \omega_0(\lambda) \int_{\Omega'} P(\lambda, \theta', \varphi', \theta, \varphi) L(\lambda, \tau, \theta', \varphi') d\Omega' \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

Existen diversos métodos para resolver la ETR en la atmósfera [Hansen & Travis, 1974]. Quizás el más sencillo de todos ellos es el *método de dispersión de orden sucesivo*, que ha sido usado por Gordon [1991] para ilustrar el problema de la corrección atmosférica de los datos del CZCS. Este método se explica brevemente a continuación.

- El método de dispersión de orden sucesivo

Este método consiste en calcular la radiancia que es dispersada una vez, dos veces, etc. para después sumar todas estas contribuciones y obtener la radiancia total. Con las simplificaciones reflejadas en la expresión (A.27), es posible expresar la radiancia mediante un desarrollo en serie de potencias en ω_0 , quedando:

$$L(\tau, \theta, \varphi) = L^{(0)}(\tau, \theta, \varphi) + \omega_0 L^{(1)}(\tau, \theta, \varphi) + \omega_0^2 L^{(2)}(\tau, \theta, \varphi) + \dots \quad (\text{A.28})$$

donde $L^{(0)}, L^{(1)}, L^{(2)}, \dots$ son respectivamente la radiancia que no ha sido dispersada, que ha sido dispersada una vez, dos veces, etc. De este modo, la ETR se satisface si se cumple que:

$$\begin{aligned} \cos\theta \frac{dL^{(0)}}{d\tau} &= -L^{(0)} \\ \cos\theta \frac{dL^{(1)}}{d\tau} &= -L^{(1)} + \int PL^{(0)'} d\Omega' \\ \cos\theta \frac{dL^{(2)}}{d\tau} &= -L^{(2)} + \int PL^{(1)'} d\Omega' \\ &\vdots \\ \cos\theta \frac{dL^{(n)}}{d\tau} &= -L^{(n)} + \int PL^{(n-1)'} d\Omega' \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

que convierte una ecuación integro-diferencial como es la ETR, en un conjunto de ecuaciones diferenciales ordinarias a las que se deben de buscar sus condiciones límites para solucionarlas. Así, como la atmósfera es iluminada desde arriba por una radiancia incidente, $L_{\text{inc}}(0, \theta, \varphi)$, se tiene que la condición límite superior (para $\tau = 0$) es:

$$\begin{aligned} L^{(0)}(0, \theta, \varphi) &= L_{\text{inc}}(0, \theta, \varphi) \\ L^{(n)}(0, \theta, \varphi) &= 0 \quad \text{para } n > 0 \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

donde debido a que la radiancia incidente sobre la parte superior de la atmósfera es únicamente aquella debida a los rayos del sol, se tiene:

$$L_{\text{inc}}(0, \theta, \varphi) = F_0 \delta(\cos\theta - \cos\theta_0) \delta(\varphi - \varphi_0) \quad (\text{A.31})$$

siendo θ_0 y φ_0 los ángulos cenital y acimutal con los que inciden los rayos solares y δ la función delta de Dirac. F_0 es la irradiancia solar que incide sobre un plano normal a

los rayos del sol en la parte superior de la atmósfera, y depende de la distancia que separa a la tierra del sol, siendo expresada a través de:

$$F_0 = \langle F_0 \rangle \left(1 + e \cos \left[\frac{2\pi(D-3)}{365} \right] \right)^2 \quad (\text{A.32})$$

donde $e = 0.0167$ es la excentricidad de la órbita de la tierra, D es el día juliano y $\langle F_0 \rangle$ es la irradiancia solar extraterrestre para la distancia tierra-sol promedio. Los valores de ésta para las bandas del sensor CZCS fueron dados por Austin, pesando los valores determinados por Neckel y Labs [1984] con las respuestas espectrales de estas bandas, y son respectivamente:

$$\langle F_0 \rangle = 189.96, 187.02, 186.81, 153.09 \text{ mW} / \text{cm}^2 \mu\text{m sr}$$

Por otro lado, la condición límite inferior (para $\tau = \tau_1$) viene dada, tomando una superficie del mar reflejante, de modo que:

$$L^{(n)}(\tau_1, \theta_r, \varphi_r) = \rho(\theta_i) L^{(n)}(\tau_1, \theta_i, \varphi_i) \quad \text{para todo } n \quad (\text{A.33})$$

siendo (θ_i, φ_i) la dirección del fotón incidente, $(\theta_r = \pi - \theta_i, \varphi_r = \varphi_i)$ la dirección del fotón reflejado, y $\rho(\theta_i)$ la reflectancia de Fresnel para un ángulo de incidencia θ_i , que para luz no polarizada y una superficie aire-mar en calma, tiene por expresión:

$$\rho(\theta_i) = \frac{1}{2} \left[\frac{\text{sen}^2(\theta_i - \theta_t)}{\text{sen}^2(\theta_i + \theta_t)} + \frac{\text{tg}^2(\theta_i - \theta_t)}{\text{tg}^2(\theta_i + \theta_t)} \right] \quad (\text{A.34})$$

estando θ_i y θ_t relacionados a través de la ley de Snell ($m \text{sen } \theta_r = \text{sen } \theta_t$), donde m es el índice de refracción del agua de mar) y θ_t el ángulo que forma el rayo refractado con la normal al plano de incidencia. Esta $\rho(\theta_i)$ es casi independiente de la velocidad del viento para ángulos no muy alejados de nadir [Austin, 1974].

- Aproximación de dispersión simple

Aún a pesar de que el espesor de la atmósfera terrestre es demasiado grande como para que la teoría de la dispersión simple sea completamente válida (esto es, que los fotones sean dispersados a lo sumo una sola vez antes de llegar al sensor remoto),

Gordon [1978] sugirió que dicha aproximación resulta ser suficiente, en cuanto al problema de la corrección de los efectos atmosféricos de las imágenes de satélite se refiere.

Esta aproximación se traduce en finalizar el desarrollo en serie de la radiancia dado por (A.28) para la primera potencia de ω_0 . Por tanto:

$$L(\tau, \theta, \varphi) = L^{(0)}(\tau, \theta, \varphi) + \omega_0 L^{(1)}(\tau, \theta, \varphi) \quad (\text{A.35})$$

Si además se considera una superficie oceánica negra o totalmente absorbente para simplificar el problema (esto es, no hay radiancia en dirección ascendente procedente del límite inferior), la ecuación para $L^{(0)}$ se resuelve y da:

$$L^{(0)}(\tau, \theta, \varphi) = F_0 \delta(\cos \theta - \cos \theta_0) \delta(\varphi - \varphi_0) \exp(-\tau / \cos \theta) \quad (\text{A.36})$$

quedando la ecuación para $L^{(1)}$ como:

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{dL^{(1)}}{d\tau} &= -L^{(1)} + \int PL^{(0)'} d\Omega' \\ &= -L^{(1)} + P(\theta_0, \varphi_0; \theta, \varphi) F_0 \exp(-\tau / \cos \theta_0) \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

siendo su solución para la atmósfera:

$$\begin{aligned} L_u^{(1)}(\tau, \theta, \varphi) &= \frac{F_0 \cos \theta_0 P(\theta_0, \varphi_0; \theta, \varphi)}{\cos \theta_0 - \cos \theta} \exp(-\tau / \cos \theta) \\ &\times (\exp[-\tau(1/\cos \theta - 1/\cos \theta_0)] - \exp[-\tau_1(1/\cos \theta - 1/\cos \theta_0)]) \end{aligned} \quad (\text{A.38})$$

y

$$L_d^{(1)}(\tau, \theta, \varphi) = \frac{F_0 \cos \theta_0 P(\theta_0, \varphi_0; \theta, \varphi)}{\cos \theta_0 - \cos \theta} (\exp[-\tau / \cos \theta_0] - \exp[-\tau / \cos \theta]) \quad (\text{A.39})$$

donde los subíndices u y d se refieren a radiancia en dirección ascendente y descendente respectivamente, y τ_1 es el espesor óptico total de la atmósfera. Entonces con (A.36), (A.38) y (A.39) y teniendo en cuenta (A.35) se obtiene la radiancia total. Si se toma $\theta \neq \theta_0$ no hay contribución de $L^{(0)}$ (esto es, de la radiancia solar directa) a la radiancia total y entonces L_u y L_d vienen dados multiplicando (A.38) y (A.39) por ω_0 . Si además se asume una atmósfera ópticamente fina ($\tau_1 \ll 1$) las exponenciales se pueden desarrollar en una serie de potencias en τ_1 y resulta:

$$L_u(0, \theta, \varphi) = -\frac{F_0 \omega_0 P(\theta_0, \varphi_0; \theta, \varphi) \tau_1}{\cos \theta} \quad (\theta > 90^\circ) \quad (\text{A.40})$$

y

$$L_d(\tau_1, \theta, \varphi) = +\frac{F_0 \omega_0 P(\theta_0, \varphi_0; \theta, \varphi) \tau_1}{\cos \theta} \quad (\theta < 90^\circ) \quad (\text{A.41})$$

- Radiancia en dirección ascendente en la parte superior de la atmósfera

Evidentemente, para observaciones del océano con satélites en el visible, el parámetro registrado por el sensor es la radiancia en dirección ascendente en la parte superior de la atmósfera, esto es, $L_u(0, \theta, \varphi)$. Sin embargo, la expresión (A.36) obtenida en el apartado anterior no es del todo correcta, ya que no se han incluido algunos procesos importantes de la transferencia radiativa en la atmósfera, en cuanto al problema de la corrección atmosférica de los datos de satélite en el visible se refiere.

En primer lugar, se ha ignorado la influencia del ozono (O_3), que da lugar a una absorción apreciable de radiación en el visible. Su mayor contribución se produce a alturas por encima de los 20 a 25 km, y por tanto como primera aproximación, su efecto se puede simular asumiendo que se encuentra confinado en una capa por encima de la atmósfera. Como la radiancia dispersada tiene que atravesar dos veces esta capa de O_3 antes de llegar al sensor, quedará atenuada por un factor de transmitancia, $t_{oz}(\theta_0, \theta)$, igual a:

$$t_{oz}(\theta_0, \theta) = \exp[-\tau_{oz}(1/\cos \theta_0 + 1/\cos \theta)] \quad (\text{A.42})$$

de modo que en la expresión (A.36) se debe sustituir F_0 por:

$$F'_0 = F_0 t_{oz}(\theta_0, \theta) = F_0 \exp[-\tau_{oz}(1/\cos \theta_0 + 1/\cos \theta)] \quad (\text{A.43})$$

siendo F'_0 la irradiancia solar extraterrestre reducida por dos viajes a través de la capa de ozono [Gordon *et al.*, 1983].

En segundo lugar, para obtener (A.40) se consideró una superficie oceánica negra, lo cual no es muy realista, apareciendo en $L_u(0, \theta, \varphi)$ únicamente la contribución

de radiación solar directamente dispersada por la atmósfera (figura A.4). Si se toma una superficie oceánica plana reflejante surgen dos nuevas contribuciones a $L_u(0, \theta, \varphi)$: 1) Una proveniente de rayos solares que son primero dispersados y posteriormente reflejados en la superficie del océano (figura A.5) y 2) Otra procedente de rayos solares que en cambio son primero reflejados y posteriormente dispersados propagándose hacia la parte superior de la atmósfera (figura A.6).

De este modo la radiancia en dirección ascendente que alcanza la parte superior de la atmósfera es:

$$L_u(0, \theta, \varphi) = -\frac{F_0' \omega_0 \tau_1}{\cos \theta} \{ P(\alpha_-) + [\rho(\theta) + \rho(\theta_0)] P(\alpha_+) \} \quad (A.44)$$

donde

$$\cos \alpha_{\pm} = \pm \cos \theta \cos \theta_0 - \text{sen} \theta \text{sen} \theta_0 \cos \varphi \quad (A.45)$$

como se deduce de las figuras A.4, A.5 y A.6.

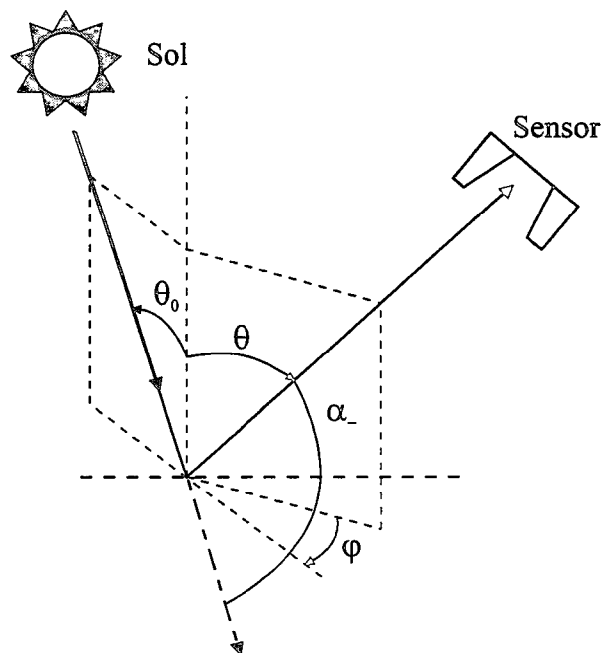


Figura A.4 - Luz solar directa dispersada hacia el sensor.

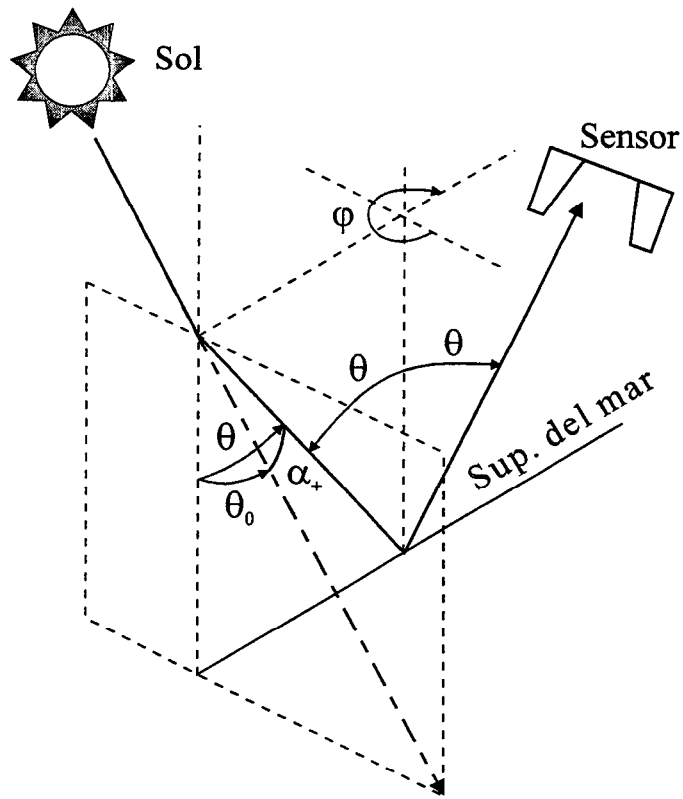


Figura A.5 - Reflexión de luz solar dispersada hacia el sensor.

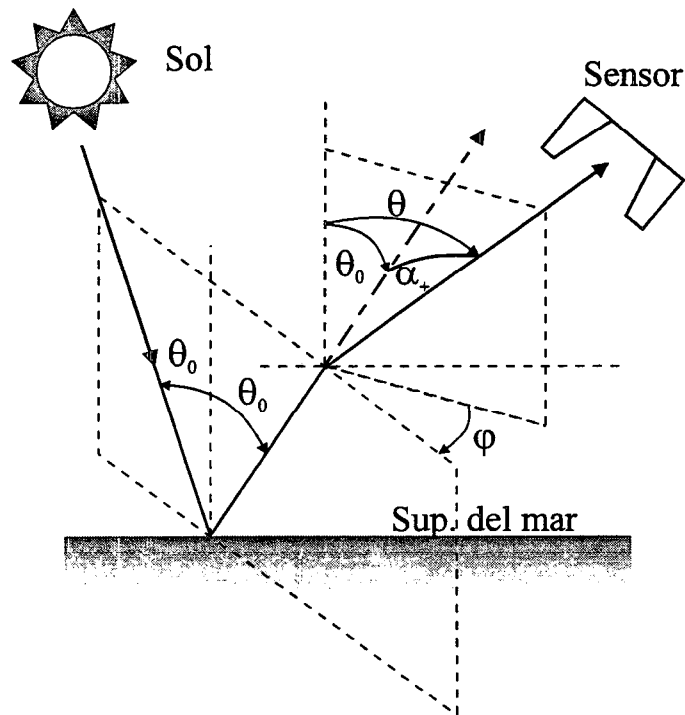


Figura A.6 - Dispersión de luz solar reflejada hacia el sensor.

Además, como la radiancia que llega al sensor puede haber sido dispersada tanto por moléculas de aire (dispersión tipo Rayleigh) como aerosoles (dispersión tipo Mie) resulta conveniente expresar $L_u(0, \theta, \varphi)$ como:

$$L_u(0, \theta, \varphi) = L_r(0, \theta, \varphi) + L_a(0, \theta, \varphi) \quad (\text{A.46})$$

con

$$L_x(0, \theta, \varphi) = -\frac{F'_0 \omega_{0x} \tau_{1x}}{\cos \theta} \{P_x(\alpha_-) + [\rho(\theta) + \rho(\theta_0)]P_x(\alpha_+)\} \quad (\text{A.47})$$

donde x se refiere a moléculas de aire (r) o aerosoles (a).

Por último, hay una componente de la radiancia que aún no se ha tenido en cuenta, y es aquella que deja o abandona la superficie del mar, L_w , y que es la que lleva la información sobre las propiedades ópticas del agua. Esta radiancia es atenuada por la atmósfera a través de un factor de transmitancia $t(\theta)$, de modo que la radiancia que llega al sensor es $t(\theta)L_w$. Entonces con las aproximaciones tomadas, finalmente la radiancia total recibida por el sensor se expresa como:

$$L_t = L_r + L_a + t(\theta)L_w \quad (\text{A.48})$$

A.4 Transferencia radiativa en el infrarrojo en la atmósfera

En la teledetección del océano en el infrarrojo (entre 3 y 14 μm de longitud de onda) se aceptan como válidas las siguientes aproximaciones:

- 1.- En primer lugar, la transferencia radiativa en estas longitudes de onda es fundamentalmente un proceso de emisión-absorción, pudiéndose ignorar los efectos de dispersión producidos por las moléculas de aire y aerosoles.
- 2.- La atmósfera se encuentra en condiciones de equilibrio local termodinámico [Goody & Yung, 1989], permitiendo éstas definir en cada punto de la misma una temperatura local. Bajo estas circunstancias el coeficiente de emisión en

cada punto de la atmósfera, $\varepsilon(\lambda, \tau)$, puede ser relacionado con el coeficiente de absorción, $a(\lambda, \tau)$, a través de la ley de Kirchhoff, cumpliéndose que:

$$\varepsilon(\lambda, \tau) = a(\lambda, \tau) \quad (\text{A.49})$$

y el término de emisión, $F_*(\lambda, \tau, \theta, \varphi)$, puede calcularse a través de la ley de Planck, según la cual la radiancia emitida por un cuerpo negro a una determinada temperatura, puede expresarse en términos de la longitud de onda, como:

$$B_\lambda(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 (\exp(hc/\lambda kT) - 1)} \quad (\text{A.50})$$

donde T es la temperatura absoluta expresada en grados Kelvin, h es la constante de Planck, k es la constante de Boltzman y c es la velocidad de la luz. Teniendo en cuenta (A.49) y (A.50) el término fuente se expresa a través de:

$$F_*(\lambda, \tau, \theta, \varphi) = a(\lambda, \tau) B_\lambda(\lambda, T(\tau)) \quad (\text{A.51})$$

donde $B_\lambda(\lambda, T(\tau))$ es la radiancia de un cuerpo negro a una temperatura T y a una altura z en la atmósfera.

Además, por conveniencia en el análisis de la ETR, tomamos como ángulo polar, θ , aquél que forman la dirección en que viajan los fotones con la parte negativa del eje z . Con estas modificaciones, la ETR dada por (A.8) queda como:

$$\cos\theta \frac{dL(\lambda, \tau, \theta, \varphi)}{d\tau} = L(\lambda, \tau, \theta, \varphi) - B_\lambda(\lambda, T(\tau)) \quad (\text{A.52})$$

Ésta es una ecuación diferencial de primer orden. Para resolver las componentes ascendentes y descendentes de L para la atmósfera que tiene un espesor óptico τ_1 se requieren dos condiciones límites. La condición límite para la parte superior de la atmósfera (PSA) ($\tau = 0$) es:

$$L_d(\lambda, 0, \theta, \varphi) = L_{inc}(\lambda, 0, \theta, \varphi) \quad (\text{A.53})$$

donde el subíndice d se refiere a radiancia en dirección descendente mientras que el subíndice inc se refiere a radiancia incidente en PSA. Y como solo llegan rayos de sol a la parte superior de la atmósfera, se tiene que:

$$L_{inc}(\lambda, 0, \theta, \varphi) = B_{\lambda}(\lambda, T_0) \cos \theta_0 \Omega_0 \quad (A.54)$$

donde T_0 es la temperatura radiante del Sol, θ_0 es el ángulo cenital de los rayos solares y Ω_0 es el ángulo sólido subtendido por el Sol sobre la Tierra, que es igual a 6.6×10^{-5} sr.

Por otro lado, la condición límite para la parte inferior de la atmósfera (PIA) ($\tau = \tau_1$) viene dada por:

$$L_a(\lambda, \tau_1, \theta, \varphi) = \varepsilon(\lambda, \tau_1, \mu) L_{em}(\lambda, \tau_1, \theta, \varphi) + (1 - \varepsilon(\lambda, \tau_1, \mu)) L_d(\lambda, \tau_1, \theta, \varphi) \quad (A.55)$$

donde el subíndice a se refiere a radiancia en dirección ascendente, L_{em} a la radiancia procedente de la superficie del mar y ε la emitancia de la superficie del mar.

Sujeto a estas condiciones límites, la solución formal para las radiancias en dirección ascendente y descendente viene dada multiplicando (A.52) por $\exp(-\tau/\mu)$, llamando $\mu = \cos \theta$, e integrando, obteniéndose que:

$$\begin{aligned} L_u(\lambda, \tau, \mu, \varphi) &= L_u(\lambda, \tau_1, \mu, \varphi) \exp(-(\tau_1 - \tau)/\mu) \\ &\quad + \int_{\tau}^{\tau_1} B_{\lambda}(\lambda, T(\tau')) \exp(-(\tau' - \tau)/\mu) \frac{d\tau'}{\mu} \\ L_d(\lambda, \tau, \mu, \varphi) &= L_d(\lambda, 0, \mu, \varphi) \exp(-\tau/\mu) \\ &\quad + \int_0^{\tau_1} B_{\lambda}(\lambda, T(\tau')) \exp(-(\tau - \tau')/\mu) \frac{d\tau'}{\mu} \end{aligned} \quad (A.56)$$

- Radiancia en dirección ascendente en la parte superior de la atmósfera

A partir de (A.56) se obtienen la radiancia en dirección ascendente en la PSA y la radiancia en dirección descendente en la superficie del mar o PIA que vienen dadas por:

$$\begin{aligned} L_u(0, \mu) &= L_u(\tau_1, \mu) \exp(-\tau_1/\mu) + \int_0^{\tau_1} B_{\lambda}(T(\tau')) \exp(-\tau'/\mu) \frac{d\tau'}{\mu} \\ L_d(\tau_1, \mu) &= L_d(0, \mu) \exp(-\tau_1/\mu) + \int_0^{\tau_1} B_{\lambda}(T(\tau')) \exp(-(\tau_1 - \tau')/\mu) \frac{d\tau'}{\mu} \end{aligned} \quad (A.57)$$

donde para simplificar se han suprimido la dependencia con la longitud de onda y el ángulo acimutal. Y ya que la radiancia se atenúa exponencialmente, es preferible

expresar estas ecuaciones en función de la transmitancia, t , que viene dada por (A.9) y (A.10) quedando:

$$\begin{aligned} L_u(0, \mu) &= L_u(\tau_1, \mu)t(\tau_1/\mu) + \int_{t(\tau_1/\mu)}^1 B_\lambda(T(\tau')) dt(\tau'/\mu) \\ L_d(\tau_1, \mu) &= L_d(0, \mu)t(\tau_1/\mu) + \int_{t(\tau_1/\mu)}^1 B_\lambda(T(\tau')) \frac{t(\tau_1/\mu)}{t^2(\tau'/\mu)} dt(\tau'/\mu) \end{aligned} \quad (\text{A.58})$$

En el infrarrojo en la atmósfera se suelen utilizar coordenadas de presión (ver figura A.3) de forma que (A.58) queda:

$$\begin{aligned} L_u(0, \mu) &= L_u(p_S, \mu)t(p_S, \mu) + \int_{t(p_S, \mu)}^1 B_\lambda(T(p)) dt(p, \mu) \\ L_d(p_S, \mu) &= L_d(0, \mu)t(p_S, \mu) + \int_{t(p_S, \mu)}^1 B_\lambda(T(p)) \frac{t(p_S, \mu)}{t^2(p, \mu)} dt(p, \mu) \end{aligned} \quad (\text{A.59})$$

donde $t(p_S, \mu)$ es la transmitancia desde la PIA hasta la PSA. Y teniendo en cuenta las condiciones límites dadas por (A.54) y (A.55) la radiancia en la PSA, que sería el parámetro que mide el sensor queda:

$$\begin{aligned} L_u(0, \mu) &= \varepsilon(p_S, \mu)L_{em}(p_S, \mu)t(p_S, \mu) \\ &+ (1 - \varepsilon(p_S, \mu))B_\lambda(T_0)\mu_0\Omega_0 t^2(p_S, \mu) \\ &+ (1 - \varepsilon(p_S, \mu)) \int_{t(p_S, \mu)}^1 B_\lambda(T(p)) \frac{t^2(p_S, \mu)}{t^2(p, \mu)} dt(p, \mu) \\ &+ \int_{t(p_S, \mu)}^1 B_\lambda(T(p)) dt(p, \mu) \end{aligned} \quad (\text{A.60})$$

El significado físico de esta ecuación se discute a continuación. El primer término a la derecha es la radiancia de la superficie del mar, transmitida hasta la PSA; el segundo término es la radiancia solar directa que ha atravesado la atmósfera, se ha reflejado en el océano y es transmitida hasta la PSA, el tercer término es la radiancia emitida por la atmósfera a distintos niveles, reflejada en el océano y transmitida hasta la PSA y el último término es la radiancia emitida por la atmósfera a distintos niveles y transmitida hasta la PSA. De forma abreviada, entonces, la ecuación anterior puede expresarse como:

$$L_t = L_{ES} + L_{EA} + L_{RS} + L_{RA} \quad (\text{A.61})$$

donde los sumandos se corresponden con cada uno de los términos anteriormente descritos.

Apéndice B

Filtrado de imágenes

B.1 Filtros para mejora y realce de las imágenes

Cuando se pretende llevar a cabo un análisis cuantitativo de las imágenes de satélite, un paso previo necesario es el filtrado de estos datos con el objetivo de mejorar su calidad eliminando el posible ruido existente, y realzar las imágenes mejorando la posibilidad de detectar ciertas estructuras. Además, por otro lado, este tipo de técnicas puede también dar lugar, a partir de una imagen original, a una nueva imagen donde la información contenida es útil, aunque esencialmente distinta a la presente en la imagen original.

Básicamente, el tipo de técnicas utilizadas en este trabajo para lograr los propósitos mencionados anteriormente, se podrían agrupar en tres categorías: operadores *puntuales*, de *modelización del histograma* y operadores *espaciales* [Jain, 1989], y estos últimos a su vez se pueden clasificar en operadores espaciales *lineales* y *no lineales*.

B.2 Operadores puntuales

Son operadores puntuales todos aquellos en los que el valor resultante de un píxel después de aplicar el operador sólo depende del valor o valores originales de los propios píxeles, y no del contexto ni la distribución de probabilidad de los píxeles observados en la imagen. En este sentido son llamados también operadores de memoria nula, de modo que dado un valor del píxel, $u \in [0, L]$, es modificado por este operador por una transformación del tipo:

$$v = f(u) \tag{B.1}$$

siendo v el valor del píxel resultante.

El algoritmo (1.72) utilizado en este trabajo para calcular la TSM podría considerarse como un operador de esta naturaleza ya que su aplicación es independiente del resto de los píxeles de la imagen.

B.3 Modelización del histograma

Resulta bastante útil en ocasiones considerar las intensidades de una imagen como si fueran variables aleatorias con una función de densidad de probabilidad determinada. Esta función de densidad de probabilidad contiene información global acerca del contenido o apariencia de una imagen. Ahora bien, por lo general esta última no se conoce y debe de ser estimada a partir de la propia imagen mediante el cálculo del histograma. De este modo, modificando el histograma de una imagen es posible cambiar su aspecto realizándolo. Para lograr esto lo que se hace es extender los niveles de bajo contraste de las imágenes que presentan un estrecho histograma, como ocurre en el caso de las imágenes de satélite aquí utilizadas.

Existen diversas técnicas para realzar imágenes que utilizan esta aproximación. En este trabajo ha sido utilizada la conocida como *ecualización del histograma*, cuya

finalidad es tratar de obtener para la imagen resultante un histograma uniforme. El método consiste en dadas las intensidades de los píxeles de la imagen, u , como variables aleatorias con una función de densidad de probabilidad continua, $p_u(u)$, y una función de distribución, $F_u(u_0) = P(u \leq u_0)$, se define una nueva variable aleatoria, v , tal que:

$$v = F_u(u_0) = \int_0^{u_0} p_u(u) du \quad (\text{B.2})$$

Esta nueva variable tiene la propiedad de estar distribuida uniformemente, esto es, $p_v(v) = 1$. Para que esta aproximación pueda ser utilizada con imágenes digitales tiene que ser formulada de forma discreta. Para ello, consideramos a la imagen formada por L niveles de grises u_i de probabilidades $p_u(u_i)$ donde $i = 0, 1, \dots, L-1$. Estas probabilidades son determinadas del histograma de la imagen, y por tanto:

$$p_u(u_i) = \frac{h(u_i)}{\sum_{i=0}^{L-1} h(u_i)} \quad (\text{B.3})$$

siendo $h(u_i)$ el número de píxeles que presentan un nivel de gris u_i .

La imagen final también estará formada por L niveles de grises v'_i que vienen dados por:

$$v = \sum_{u_i=0}^u p_u(u_i) \quad (\text{B.4})$$

$$v' = \text{Int} \left[\frac{v - v_{\min}}{1 - v_{\min}} (L - 1) + 0.5 \right]$$

siendo v_{\min} el menor valor de v . En este caso la función de densidad de probabilidad de v' solo se aproximará a una distribución uniforme, ya que v no es una variable uniformemente distribuida.

En la figura B.1 se muestra una imagen de satélite de temperatura de brillo de la banda 4 en escala de grises sin ecualización de histograma (izquierda) y la imagen resultante después de aplicarle esta técnica (derecha).



Figura B.1 - Imagen de temperatura de brillo del canal 4 sin ecualizar (izquierda) y ecualizada (derecha).

B.4 Operadores espaciales lineales

Este tipo de operadores forman la intensidad del píxel de salida en la posición (m,n) mediante operaciones espaciales realizadas sobre las intensidades de los píxeles de entrada en la vecindad de (m,n) . Esto se logra convolucionando la imagen con un filtro de respuesta de impulso finita, que se suele denominar *máscara espacial*.

- Filtros de promedio espacial y de paso espacial bajo

Estos filtros reemplazan cada píxel de la imagen por un promedio ponderado de los píxeles vecinos. Esto es:

$$y(m,n) = \sum_{(k,l) \in W} a(k,l)x(m-k,n-l) \quad (\text{B.5})$$

donde $x(m,n)$ e $y(m,n)$ son las imágenes de entrada y salida, W es la ventana elegida y $a(k,l)$ son los pesos de los filtros. Quizá el más común de estos filtros sea aquél que tiene todos los pesos iguales, quedando:

$$y(m,n) = \frac{1}{N_W} \sum_{(k,l) \in W} x(m-k,n-l) \quad (\text{B.6})$$

siendo en este caso $a(k,l) = 1/N_W$ y N_W el número total de píxeles en la ventana W .

El uso de estos filtros está indicado para eliminar el ruido existente en las imágenes. Ahora bien, al mismo tiempo presentan un problema y es que de su aplicación resulta una imagen más borrosa que la original, haciendo que los bordes y detalles de la imagen presenten un aspecto más difuso, degradándose la calidad de la misma. Ya que la correcta detección de bordes y estructuras es un aspecto clave del trabajo que aquí se presenta, otro tipo de filtros han sido utilizados, que eliminan ruido intentando dejar bordes y detalles de la imagen inalterados. En la figura B.2 se presenta una imagen de temperatura superficial del mar (TSM) con una escala de falso color antes (izquierda) y después (derecha) de aplicarle un filtro de media móvil con un tamaño de 3x3 píxeles.

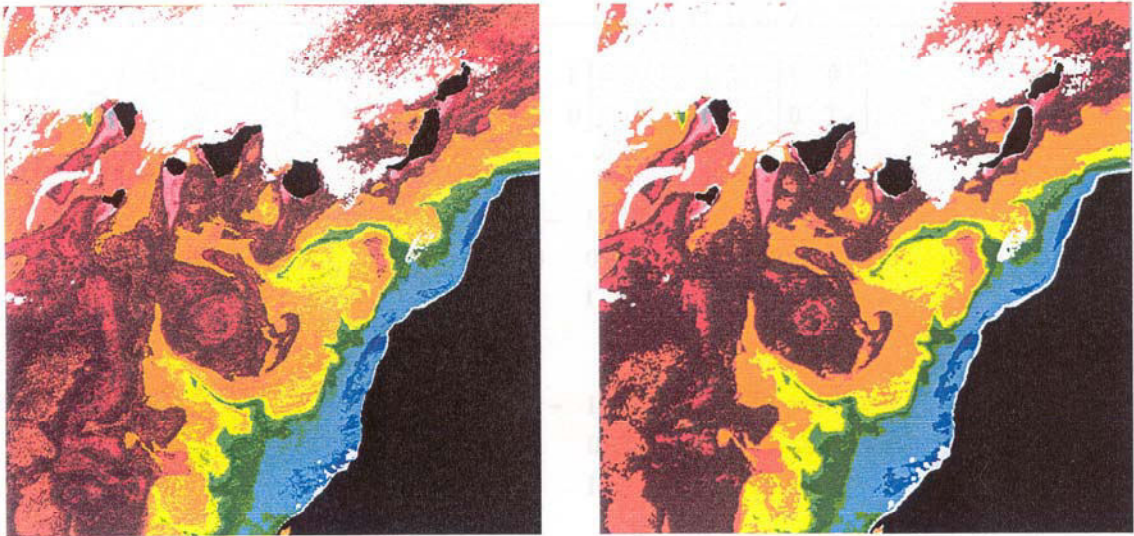


Figura B.2 - Imagen de TSM en escala de falso color antes (izquierda) y después de aplicarle un filtro de media móvil de 3x3 píxeles de tamaño.

- Filtros de gradiente

Estos filtros se emplean cuando se desea conocer el valor exacto del gradiente de una imagen. Este se define como:

$$\vec{\nabla}u = \frac{\partial u}{\partial m} \vec{i} + \frac{\partial u}{\partial n} \vec{j} \quad (\text{B.7})$$

siendo su magnitud:

$$|\bar{\nabla}u| = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial m} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{B.8})$$

y su dirección:

$$\theta = \arctg \left[\frac{\partial u / \partial n}{\partial u / \partial m} \right] \quad (\text{B.9})$$

Para calcular $\partial u / \partial m$ y $\partial u / \partial n$ es necesario la aplicación de dos filtros ortogonales definidos en las direcciones m y n respectivamente. Algunos de los más utilizados comúnmente en el procesamiento de imágenes se indican en la tabla B.1 [Simpson, 1990].

Nombre	Máscara M_1	Máscara M_2	Factor de normalización	Factor espacial
<i>Roberts</i>	$\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$	1	$\sqrt{2}$
<i>Prewitt</i>	$\begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} -1 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 \end{bmatrix}$	3	2
<i>Sobel</i>	$\begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -2 & 0 & 2 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} -1 & -2 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix}$	4	2
<i>Isotrópico</i>	$\begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -\sqrt{2} & 0 & \sqrt{2} \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} -1 & -\sqrt{2} & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & \sqrt{2} & 1 \end{bmatrix}$	$2 + \sqrt{2}$	2
<i>Kirsch</i>	$\begin{bmatrix} -3 & -3 & 5 \\ -3 & 0 & 5 \\ -3 & -3 & 5 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 5 & 5 & 5 \\ -3 & 0 & -3 \\ -3 & -3 & -3 \end{bmatrix}$	15	2

Tabla B.1 - Filtros de gradiente más utilizados en el procesamiento de imágenes digitales.

Los pesos de las máscaras M_1 y M_2 (ver tabla B.1) surgen respectivamente como resultado de aproximar mediante diferencias finitas $\partial u/\partial m$ y $\partial u/\partial n$ y de aplicar cierto suavizado. Así por ejemplo, el operador de Sobel y el de Prewitt se obtienen de la misma aproximación en diferencias finitas. La diferencia en sus pesos estriba en que el filtro de Sobel enfatiza el píxel central a la hora de realizar el suavizado.

Para obtener el gradiente en un píxel determinado es necesario dividir los productos de convolucionar la imagen con las máscaras M_1 y M_2 , por el número de diferencias que calcula cada máscara. Así por ejemplo, el operador de Sobel realiza cuatro diferencias por lo que el factor de normalización será cuatro. Por último, el gradiente se calcula dividiendo el resultado anterior por el factor espacial mostrado en la tabla B.1.

Un requisito necesario para poder utilizar estos filtros es contrastar su efectividad para la determinación de gradientes presentes en las imágenes de satélite. Este se ha realizado utilizando imágenes de la Corriente de California a las que se les añadieron distintos porcentajes de ruido aleatorio [Simpson, 1990]. De este análisis resultó que los operadores que presentan un mejor comportamiento son el isotrópico y el de Prewitt, y por tanto son los que han sido utilizados en este trabajo.

En la figura B.3 se muestran los resultados de aplicar las máscaras M_1 y M_2 del filtro de gradiente isotrópico a la imagen de temperatura de brillo del canal 4 mostrada en la figura B.1.

- Filtros detectores de bordes

Este tipo de filtros tiene como objetivo fundamental la determinación exacta de la posición de los bordes en las imágenes. En el ámbito del procesamiento de imágenes un borde estaría constituido por aquellos píxeles donde hay un cambio marcado en la intensidad o brillo. Así por ejemplo, las estructuras frontales oceanográficas se manifiestan en las imágenes de temperatura de la superficie del mar y de clorofila por

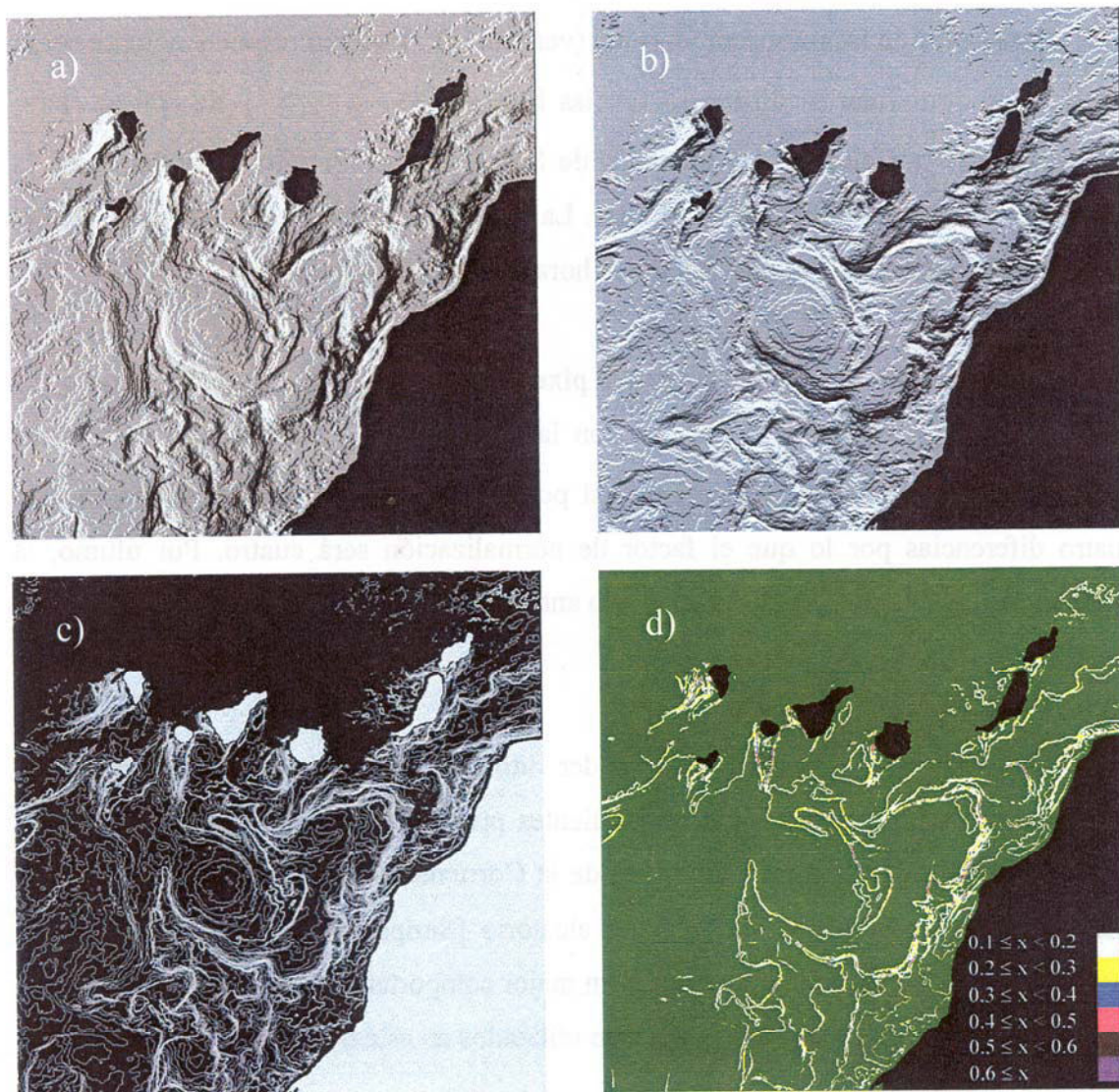


Figura B.3 - Imagen resultante de aplicar a la imagen de la figura B.1 a) la máscara M_1 del filtro isotrópico, b) la máscara M_2 , c) el gradiente total y d) los gradientes superiores a 0.1°C .

un fuerte cambio en la intensidad de los píxeles vecinos y por tanto pueden ser representadas efectivamente mediante bordes.

En este trabajo ha sido elegido un procedimiento, que previo a la detección de los bordes minimiza los efectos del ruido y que recibe el nombre de Laplaciano del Gaussiano (LDG) [Marr & Hildreth, 1980].

Marr & Hildreth [1980] argumentaron que un filtro óptimo que realiza esta tarea de suavizado debe de contemplar las siguientes consideraciones físicas. En primer lugar,

una razón para filtrar la imagen es reducir el rango de escalas en que el cambio de intensidad puede ocurrir. Esto implica que el espectro del filtro debería de ser suave y limitado en banda en el dominio de las frecuencias. Esta condición se puede expresar diciendo que la varianza frecuencial del filtro, Δk , debería de ser pequeña.

En segundo lugar, el filtro debe verificar una restricción en cuanto a su localización espacial, en el sentido que los píxeles resultantes de aplicar el filtro deberían de surgir como un promedio suave de aquellos próximos entre sí, y no de píxeles extensamente dispersados. Por tanto el filtro debería de ser suave y localizado en el dominio espacial. Esto se puede expresar diciendo que la varianza espacial del filtro, Δx , debería de ser pequeña.

Ahora bien, estos dos requerimientos de localización en los dominios espacial y frecuencial son mutuamente exclusivos y están relacionados por un principio de incertidumbre que establece que $\Delta k \Delta x \geq \pi/4$, siendo la distribución Gaussiana la única que optimiza estas dos consideraciones. La expresión para este operador en dos dimensiones viene dada por:

$$G(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(\frac{-(x^2 + y^2)}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{B.10})$$

El operador $G(x,y)$ es simétrico circularmente y su efecto de suavizado puede ser controlado a través del parámetro σ (figura B.4). Este operador es pues, convolucionado con la imagen $f(x,y)$ para producir la imagen suavizada:

$$f_s(x, y) = G(x, y) * f(x, y) \quad (\text{B.11})$$

Después de la aplicación del operador Gaussiano, el operador Laplaciano es aplicado a la imagen suavizada para detectar los bordes. Este operador se define como la suma de las segundas derivadas espaciales y tiene por expresión:

$$\nabla^2 f_s(x, y) = \frac{\partial^2 f_s(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_s(x, y)}{\partial y^2} \quad (\text{B.12})$$

Allí donde se encuentra un borde, habrá un pico en la primera derivada direccional o equivalentemente un paso por cero de la segunda derivada direccional. Por

tanto la tarea de detectar bordes se reduce a identificar los pasos por cero de la segunda derivada direccional.

En resumen, la base conceptual del procedimiento aquí mostrado para detectar bordes consiste en suavizar primero la imagen mediante un operador Gaussiano, para a continuación aplicar el operador Laplaciano. Ahora bien, este proceso secuencial es innecesario, ya que aplicando la regla de derivación para convoluciones, el Laplaciano de la imagen suavizada, resultado de convolucionar $f(x, y)$ y $G(x, y)$, puede ser obtenido como la convolución de $f(x, y)$ con el Laplaciano de $G(x, y)$. Esto es:

$$f_{\text{borde}}(x, y) = \nabla^2(G(x, y) * f(x, y)) = (\nabla^2 G(x, y)) * f(x, y) \quad (\text{B.13})$$

siendo el Laplaciano de $G(x, y)$ por tanto:

$$\nabla^2 G(x, y) = \frac{1}{\pi\sigma^4} \left(\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2} - 1 \right) \exp\left(\frac{-(x^2 + y^2)}{2\sigma^2} \right) \quad (\text{B.14})$$

Ya que lo que es realmente significativo para detectar bordes mediante la aplicación de este operador es la identificación de los pasos por cero de la imagen resultante, el término constante $(1/\pi\sigma^4)$ suele ser reemplazado por un factor de escala arbitrario, K , siendo pues la expresión más general para este operador:

$$\nabla^2 G(x, y) = K \left(\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2} - 1 \right) \exp\left(\frac{-(x^2 + y^2)}{2\sigma^2} \right) \quad (\text{B.15})$$

Un aspecto importante a tener en cuenta es cual debe de ser la extensión espacial del operador LDG. Teóricamente, al igual que la distribución Gaussiana, el alcance del operador LDG es infinito. Ahora bien, ya que el 99.7% del área bajo la curva Gaussiana cae dentro de tres desviaciones standard de la media ($\pm 3\sigma$), esto da una cierta idea acerca de cual debe ser su extensión.

De la expresión (B.15) se puede mostrar con facilidad que la extensión máxima del lóbulo central del operador es $w = 2\sqrt{2}\sigma$ (figura B.4). Por tanto, para poder detectar

bordes adecuadamente la dimensión del filtro debería de estar en el rango de $3w$ a $4w$ [Huertas & Medioni, 1986].

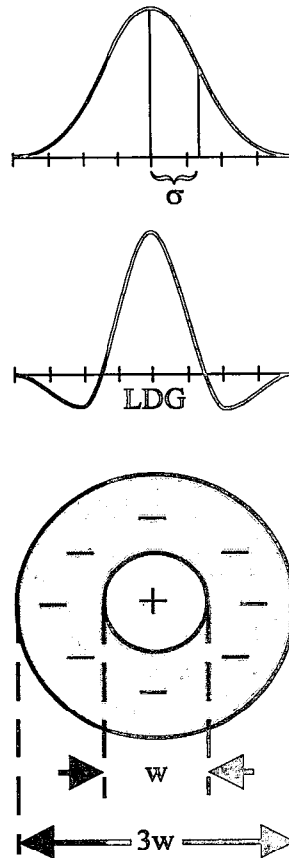


Figura B.4 - Parámetros asociados al filtro LDG (adaptado de Huertas & Medioni [1986]).

En la práctica, la construcción del operador LDG incluye [Grimson & Hildreth, 1985]: 1) Asignación de valores al factor de escala K (en este trabajo se ha tomado para K un valor igual a 1024), 2) aproximar al número entero más próximo los valores del operador, 3) extender el área de aplicación del filtro para incluir todos los valores enteros no nulos, procurando que el tamaño total de la máscara sea un número impar para asegurar la aplicación simétrica del filtro, y 4) manipular los valores del operador una pequeña cantidad para asegurar que la suma integral de todos ellos sea igual a cero.

En la figura B.5 se representa el resultado de aplicar el operador LDG usando diferentes valores para el parámetro σ ($\sigma=2,3,5,7$ y 9). Como se observa, para $\sigma=2$ el resultado es muy ruidoso y gran cantidad de bordes de pequeña escala son detectados. A

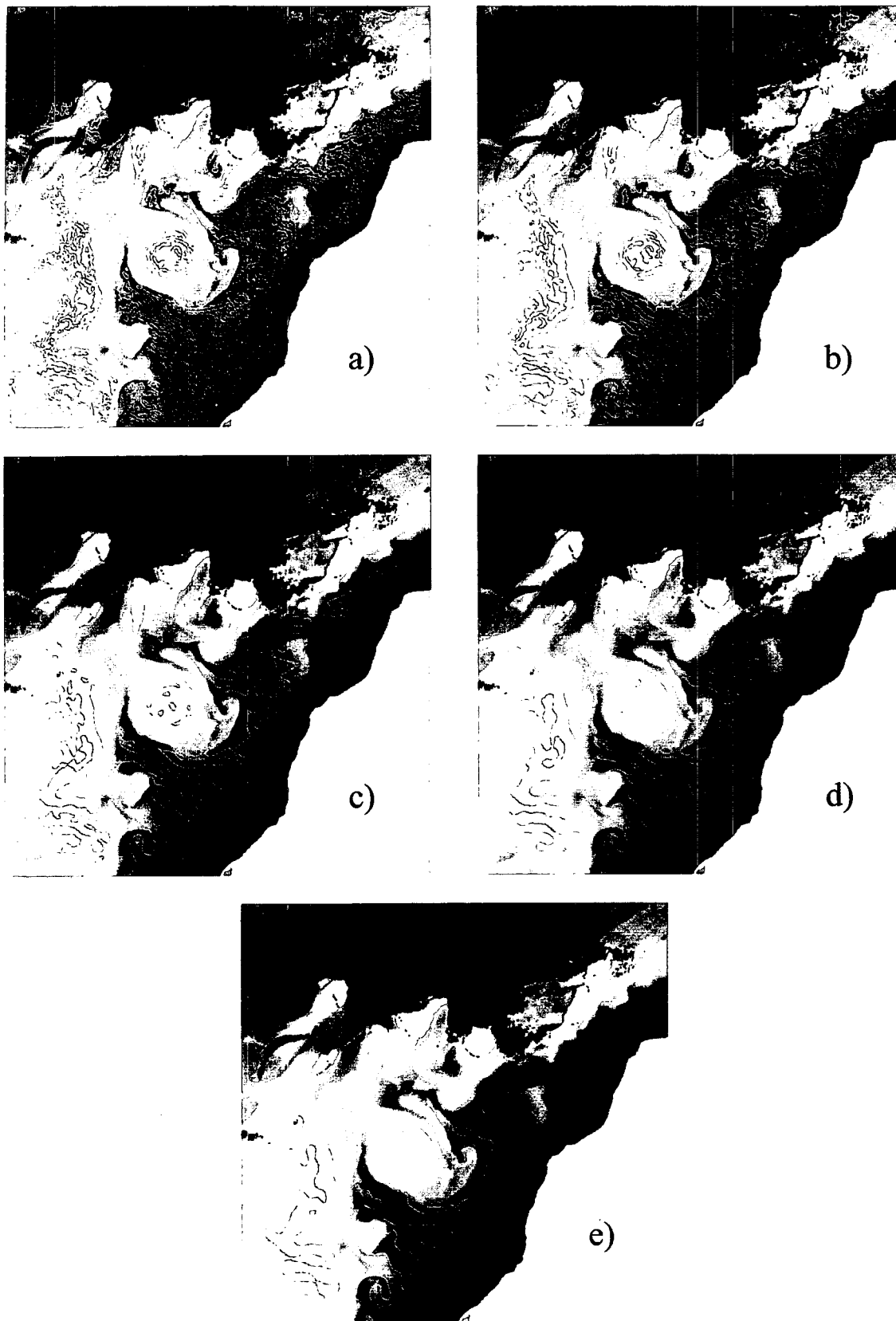


Figura B.5 - Bordes resultantes de aplicar el operador LDG a la imagen de la figura B.1 para valores del parámetro σ iguales a a) 2, b) 3, c) 5, d) 7 y e) 9.

medida que este parámetro se incrementa, las estructuras más pequeñas desaparecen y cuando $\sigma=9$ solo las estructuras de mayor escala permanecen. En definitiva el operador LDG se comporta como un filtro de paso de banda. Para pequeños valores de σ , el paso de banda del filtro está centrado a altos números de onda. A medida que σ se incrementa, la frecuencia a la cual el paso de banda se encuentra centrado decrece, así como la extensión del paso de banda.

B.5 Operadores espaciales no lineales

En el apartado anterior hemos analizado las propiedades de algunos filtros lineales, que se caracterizan porque el valor del píxel en la imagen resultante es una combinación lineal o promedio pesado de los píxeles de entrada dentro de una ventana determinada. La elección de los pesos depende de las propiedades de dicho filtro, y la teoría de estos filtros está bien desarrollada. Ahora bien, como se ha puesto de manifiesto en el apartado B.4 estos filtros no cumplen los requisitos adecuados para llevar a cabo ciertas tareas dentro del procesamiento de imágenes.

Por este motivo se han venido desarrollando algunos filtros no lineales que cubren las deficiencias o bien no presentan los atributos negativos observados en los filtros lineales. Sin embargo, la teoría de estos filtros no se conoce tan exactamente, ni está tan desarrollada como la de los filtros lineales.

El único filtro no lineal utilizado aquí ha sido el filtro de mediana, que pertenece a una clase más extensa de filtros no lineales conocidos como filtros de rango [Schalkoff, 1989; Hodgson *et al.*, 1985]. Todos estos filtros están basados en el ordenamiento de los valores de los píxeles dentro de una determinada ventana sin tener en cuenta el lugar que ocupan dentro de ella. La salida de este filtro se obtiene tomando el valor de un píxel situado en una determinada posición en la lista de ordenamiento.

Así, dada una ventana o máscara que contiene N píxeles, éstos pueden ser dispuestos en orden creciente, de modo que se tiene la siguiente lista ordenada:

$$\{f_1, f_2, f_3, \dots, f_i, \dots, f_N\}$$

donde $f_i \leq f_{i+1}$.

Pues bien, el píxel en la imagen de salida, $g(x,y)$ será uno de la lista tal que:

$$g(x,y) = R_i[f(x,y)] = f_i \quad 1 \leq i \leq N \quad (\text{B.16})$$

indicando el subíndice i la posición seleccionada dentro de la lista de ordenamiento. Así, por ejemplo, eligiendo $i=1$ obtenemos el filtro de valor mínimo, en el que el primer elemento de la lista es elegido. Esto es:

$$g(x,y) = \min[f(x,y)] = R_1[f(x,y)] = f_1 \quad (\text{B.17})$$

Si por el contrario se toma $i=N$ se obtiene el filtro de valor máximo, que viene dado por:

$$g(x,y) = \max[f(x,y)] = R_N[f(x,y)] = f_N \quad (\text{B.18})$$

El filtro de mediana da para el píxel de la imagen de salida en cambio, el valor f_m de la lista siendo m :

$$m = \frac{N+1}{2} \quad (\text{B.19})$$

que corresponde a la posición de la mediana. Por tanto para este filtro:

$$g(x,y) = \text{med}[f(x,y)] = R_{\frac{N+1}{2}}[f(x,y)] = f_{\frac{N+1}{2}} \quad (\text{B.20})$$

Como se puede observar, en este caso concreto N debe ser impar para corresponderse la mediana con algún valor de la lista.

El filtro de mediana posee una serie de propiedades que hacen su uso recomendable frente a otros filtros lineales. En primer lugar, es un filtro robusto en cuanto a la supresión de ruido de una imagen cuando las características de éste no son conocidas, como ocurre en general con las escenas provenientes de satélites [Astola *et al.*, 1990]. Además posee la propiedad de que preserva los bordes presentes en la imagen original, al contrario que otros filtros lineales de paso bajo [Hodgson *et al.*, 1985], lo cual es un requisito esencial para el análisis llevado a cabo aquí. Y por último, se ha observado que la utilización de un filtro de mediana mejora los resultados obtenidos al aplicar un filtro para detectar bordes basado en el paso por cero de la

segunda derivada [Bovik *et al.*, 1987], como es el caso del filtro LDG descrito en el apartado anterior.

En este trabajo se ha seleccionado una ventana cuadrada de 3×3 para el filtro de mediana. Otros tipos de ventanas han sido utilizados para el filtro de mediana [Bovik *et al.*, 1987; Hodgson *et al.*, 1985], aunque el tipo cuadrado es el elegido más frecuentemente. En la figura B.6 se presenta una imagen de TSM que resulta de aplicar este filtro de mediana.

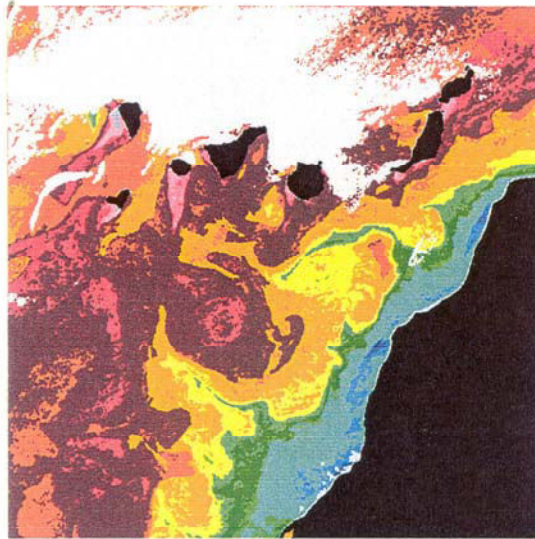


Figura B.6 - Imagen resultante de aplicar un filtro de mediana a la imagen de TSM de la figura B.2.

