

Tesis de Posgrado

Estudio de los efectos de la orografía sobre la circulación atmosférica sinóptico-planetaria, en casos marcadamente barotrópicos y baroclínicos

Berbery, Ernesto Hugo

1987

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias de la Atmósfera de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Berbery, Ernesto Hugo. (1987). Estudio de los efectos de la orografía sobre la circulación atmosférica sinóptico-planetaria, en casos marcadamente barotrópicos y baroclínicos. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2047_Berbery.pdf

Cita tipo Chicago:

Berbery, Ernesto Hugo. "Estudio de los efectos de la orografía sobre la circulación atmosférica sinóptico-planetaria, en casos marcadamente barotrópicos y baroclínicos". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1987.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2047_Berbery.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Tema de Tesis

ESTUDIO DE LOS EFECTOS DE LA OROGRAFIA SOBRE LA
CIRCULACION ATMOSFERICA SINOPTICO-PLANETARIA,
EN CASOS MARCADAMENTE BAROTROPICOS Y BAROCLINICOS

Autor

Ernesto Hugo Berbery

Director de tesis

Dr. Mario Néstor Núñez

Lugar de trabajo

Departamento de Meteorología

- 2047 -
y.2

Tesis presentada para optar al título de
Doctor en Ciencias Meteorológicas

1987

A mis padres

A mi esposa y a mi hija

AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi gratitud al Dr. Mario N. Núñez por la confianza demostrada en mi trabajo, así como por el apoyo y las facilidades que me brindara para el desarrollo de esta tesis.

Al Dr. Gustavo V. Necco, por asistirme en su carácter de Consejero de Estudios y por sugerirme el empleo del esquema de Arakawa y Lamb para las experiencias barotrópicas.

A los Dres. Frisch Lichtenstein y Héctor H. Ciappesoni, por sus valiosos comentarios sobre los aspectos sinópticos de los fenómenos aquí tratados.

Al Dr. Carlos R. Mechoso, quien en una breve visita hizo útiles sugerencias en el tema de las ondas estacionarias.

Al Dr. Isidoro Orlanski, por sus sugerencias durante los experimentos numéricos de puesta a punto del modelo baroclínico.

Al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, por los recursos materiales provistos a través del FID N° 3-916804/85.

Agradezco también a la Comp. Cient. María Graciela Del Franco y al Tec. en Climat. Luis Marceca. A la primera, no solo por la generosidad con que facilitó sus programas de graficación automática, sino también por el tiempo que dedicó para adaptarlos a mis necesidades. Al segundo, por su eficiente colaboración en la preparación de las figuras. Ellos pertenecen al pequeño grupo que, cuando se les solicita la realización de una tarea, lo hacen de buen ánimo, bien y pronto.

Deseo agradecer al Lic. Alberto Terneus Escudero, quien colaboró en la corrección gramatical de buena parte del texto.

Y en esta lista de agradecimientos no quiero dejar de mencionar a mi padre, por su ejemplo; a mi madre, por su confianza; a mi esposa, y a mi hija, por su paciencia...

Muchas personas colaboraron de una manera u otra creando el campo propicio para desarrollar una labor fecunda. Entre ellos he de mencionar a mi Amigo y Maestro, el Dr. Emilio A. Caimi, al Ing. Norberto Di Lorenzo y a la Lic. Yolanda Quinteros.

El desarrollo de una tesis, en particular en sus etapas

finales, es una tarea absorbente y extenuante. Pido disculpas a todos aquellos que inmerecidamente han sido receptores de mis momentos de tensión.

RESUMEN

En esta tesis se estudian las características más sobresalientes de la circulación general de la atmósfera en el hemisferio sur en lo que hace a la dinámica de los efectos orográficos, particularizando en los fenómenos de naturaleza marcadamente barotrópica por un lado y marcadamente baroclínica por el otro.

Para ello se desarrolla un modelo barotrópico con el esquema de Arakawa y Lamb, el cual tiene la capacidad de conservar la energía total y la enstrofia potencial del sistema y es estable aún en presencia de pendientes abruptas del terreno. El objeto de desarrollar este modelo es estudiar el efecto dinámico de la cordillera de los Andes en dos fenómenos de estructura marcadamente barotrópica: las ondas estacionarias y los anticiclones de bloqueo.

Se modifica también un modelo baroclínico en ecuaciones primitivas y coordenadas esféricas con la coordenada r en la vertical: se ha extendido el recinto de integración a un hemisferio, incluyéndosele un filtro de Fourier para las altas latitudes, se le han modificado las condiciones de borde y se le ha incorporado la difusión horizontal y vertical. En este modelo, de 5 niveles en la vertical, se ha incorporado a la topografía como regiones de aire estanco y es empleado para la simulación de desarrollos ciclogénéticos.

Las experiencias realizadas con estos modelos muestran que para lograr una correcta representación de los fenómenos es necesario emplear una orografía realzada (conocida como "envelope orography").

Las simulaciones de las ondas estacionarias indican que la orografía produce campos semejantes a los observados al sur de 45° S para invierno y al sur de 35° S para verano. Esta comparación es desde el punto de vista espectral.

Regionalmente, los campos simulados coinciden cualitativamente con los observados entre $110/120^{\circ}$ O y 10° E y al norte de 70° S para ambas estaciones, aunque la coincidencia es más pronunciada para el verano. De todos los continentes, América del Sur (con la cordillera de los Andes) es el más importante para definir la configuración de los campos simulados. La Antártida, entre 50 y 70° S también hace un aporte a las ondas.

Las simulaciones de bloqueos muestran que el mecanismo de Kalnay-Rivas y Merkiné (1981) mantiene su validez al ser extendido a un hemisferio con geometría esférica y con una topografía realista. Este mecanismo, más que la iniciación del bloqueo, explicaría su intensificación y mantenimiento.

La ciclogénesis a sotavento de los Andes resulta más profunda y más al norte que en el caso de ausencia de orografía. La orografía tendría el efecto de aumentar principalmente la acción ciclogénica del término de la advección de espesores en la ecuación del desarrollo, debido al bloqueo del flujo en las capas bajas.

LISTA PARCIAL DE SIMBOLOS

Esta lista no comprende los símbolos de los desarrollos de Fourier (punto 2.4) pues ellos responden a lo habitualmente usado en los libros de texto. Por otra parte, para los casos en que esos mismos símbolos se usaron además con otro sentido, éste está aclarado en la lista que sigue.

a	Radio de la Tierra ($6,336 \times 10^6$ m).
A_T	Advección de espesores o térmica.
A_z	Advección de vorticidad.
b	Subíndice que indica el valor en el borde de la variable correspondiente.
c	Velocidad de fase de las ondas.
c_p	Calor específico a presión constante.
C_D	Coefficiente de arrastre.
d	Distancia entre puntos de retículo.
D_H	Difusión horizontal. Subíndices y supraíndices indican las correspondientes coordenadas.
D_T	Disipación de calor.
D_V	Difusión vertical.
f	Parámetro de Coriolis.
g	Aceleración de la gravedad ($9,81 \text{ ms}^{-2}$).
h	Altura de la superficie libre sobre el nivel del mar.
H	Flujo hacia arriba de calor sensible debido a mezcla turbulenta vertical.
i, j	Puntos de retículo.
i, j, k	Vectores.
k	Número de onda; nivel de la atmósfera.
K	Energía cinética; coeficiente de difusión turbulenta horizontal de cantidad de movimiento horizontal.
K_M	Coefficiente de difusión turbulenta vertical de cantidad de movimiento horizontal.
l	Longitud (coordenada geográfica); longitud de mezcla.
L	Longitud de la onda de número k.
m	$1/(a \cdot \cos \theta)$
n	$1/a$
N	Número de puntos de retículo por círculo de latitud.
p	Subíndice que indica el valor de la variable en el polo; presión.

q	Vorticidad potencial.
R	Constante específica del aire seco ($287 \text{ m}^2\text{s}^{-2} \text{ K}^{-1}$).
s	Topografía.
S	Término de estabilidad.
T	Temperatura.
u, v	Componentes zonal y meridional del viento horizontal.
V	Velocidad del viento horizontal.
V_3	Velocidad del viento en las tres dimensiones.
w	Velocidad vertical.
w^h, w^s	Velocidad vertical en la superficie libre y en la superficie del terreno, respectivamente.
z^R	Vorticidad relativa.
$(z^R)_0$	Vorticidad relativa en el nivel 0.
α	Angulo entre el viento en superficie y el viento en la atmósfera libre.
r	Gradiente de temperatura.
Γ_A	Gradiente adiabático seco (9.76 K km^{-1}).
ϵ	Coefficiente que multiplica a la desviación standard de la topografía.
θ	Temperatura potencial.
χ	R/c_p ($1005 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$).
λ	Longitud (coordenada geográfica).
ρ	Densidad.
σ	Desviación standard de la topografía en un retículo de baja densidad; presión normalizada, p/p_* , (coordenada vertical).
τ_λ	Flujo hacia arriba de momento zonal debido a mezcla vertical.
τ_θ	Flujo hacia arriba de momento meridional debido a mezcla vertical.
ϑ	Latitud.
$\bar{\phi}$	Energía potencial o geopotencial.
ω	dp/dt ; Velocidad vertical con coordenada vertical p.
*	Subíndice que indica valores en la superficie.
$()_\alpha; \partial()/\partial\alpha$	Derivada parcial respecto de α .
$d\beta/dt; \dot{\beta}$	Derivada total de β .
$\delta_n, (\overline{\quad})^*$	Operadores del esquema en diferencias finitas.

INDICE

	Pág.
Lista parcial de símbolos	vii
CAPITULO 1: INTRODUCCION	1
1.1 Ondas estacionarias en el hemisferio sur	2
1.2 Mecanismos de formación de las ondas estacionarias	5
1.3 Situaciones de bloqueo	8
1.4 Mecanismos de bloqueos	11
1.5 Ciclogénesis a sotavento de los Andes	13
1.6 Mecanismos de ciclogénesis a sotavento de cadenas montañosas	18
1.7 Objetivos propuestos	22
CAPITULO 2: LA ATMOSFERA BAROTROPICA	23
2.1 Ecuaciones que describen a una atmósfera barotrópica	23
2.2 Propiedades conservativas del sistema de ecuaciones de agua poco profunda	25
2.3 El esquema numérico en diferencias finitas utilizado	28
2.4 El problema del polo	31
2.5 Condición de borde inferior. (Inclusión de la orografía)	33
2.6 Breve resumen del funcionamiento del modelo	36
CAPITULO 3: EXPERIENCIAS BAROTROPICAS REALIZADAS.	
PARTE 1: ONDAS ESTACIONARIAS	37
3.1 Consideraciones previas	37
3.2 Campos simulados de invierno	38
3.3 Aporte de los distintos continentes al campo simulado de invierno	41
3.4 Campos simulados de verano	44
3.5 Conclusiones sobre ondas estacionarias	45
CAPITULO 4: EXPERIENCIAS BAROTROPICAS REALIZADAS.	
PARTE 2: SITUACIONES DE BLOQUEO	47
4.1 Un anticiclón de bloqueo en el mes de abril de 1983	47
4.2 Otras características típicas de los bloqueos	52
4.3 Experiencias previas	54

4.4 Descripción del bloqueo simulado y su comparación con observaciones	56
4.5 Resumen de los resultados y conclusiones	63
CAPITULO 5: UN MODELO PARA LA ATMOSFERA BAROCLINICA	65
5.1 Ecuaciones que describen a la atmósfera baroclínica	65
5.2 Las ecuaciones en diferencias finitas	72
5.3 El modelo utilizado	75
CAPITULO 6: EXPERIENCIAS BAROCLINICAS REALIZADAS.	
CICLOGENESIS AL ESTE DE LOS ANDES	77
6.1 Expresiones empleadas para definir el estado inicial	77
6.2 La ecuación del desarrollo de Sutcliffe	79
6.3 Experiencias realizadas	80
6.4 Conclusiones de las experiencias baroclínicas	84
CAPITULO 7: COMENTARIOS FINALES	86
7.1 Conclusiones generales	86
7.2 Sugerencias	89
REFERENCIAS	91
TABLA 1	99
AFENDICE A	100
AFENDICE B	102
FIGURAS	103

CAPITULO 1

INTRODUCCION

La circulación general de la atmósfera, y por lo tanto el clima local, regional y global, son afectados significativamente por la distribución de la orografía en las distintas escalas espaciales. Esta aseveración, si bien reconocida ampliamente, carece de la suficiente fundamentación dinámica.

No está claro aún (y este es un problema que ha estado en discusión durante las últimas décadas) cuál es la importancia del efecto orográfico frente al efecto térmico de fuentes y sumideros de calor. Es costumbre analizar esos dos forzantes por separado, aunque en realidad actúan en forma combinada, dando cada uno de ellos lugar a procesos de naturaleza no lineal; así los efectos no pueden ser "sumados" para obtener el comportamiento general de la atmósfera.

El argumento a favor de tal procedimiento está basado en el hecho de que permite adquirir conocimientos sobre los distintos mecanismos involucrados en cada caso.

El efecto causado por las montañas sobre el flujo atmosférico depende básicamente de dos aspectos: por una parte, de la estructura vertical y horizontal de la atmósfera así como de su movimiento; por la otra parte, debido a la condición cinemática de borde por la cual el aire debe fluir alrededor o por encima de la orografía, de la disposición de la montaña o cadena montañosa respecto al flujo incidente. La latitud, la altura, la extensión horizontal de las montañas son así algunos de los factores que se combinan de manera tal que la acción resultante puede ser totalmente diferente de un caso a otro.

Si se agrega el hecho de que los procesos son no lineales, se tendrá que esa acción resultante cubre un amplio espectro de escalas espaciales y afecta tanto a las componentes estacionarias como a las transitorias del flujo.

También es afectado por la orografía el espectro de frecuencias de distintas variables, como las alturas geopotenciales y las vorticidades geostróficas. Por ejemplo Paegle y Paegle (1976), hallaron que en la escala sinóptica la varianza contenida en las oscilaciones de períodos largos a barlovento de las Rocallosas es el doble de la misma a

sotavento, mientras que en las fluctuaciones de menor período se da la distribución opuesta.

Entre los fenómenos que es aceptado que tienen una componente de la orografía en su desarrollo o mantenimiento, se pueden destacar las ondas estacionarias, las situaciones de bloqueo, las ciclogénesis a sotavento y las ondas de montaña.

En esta tesis se estudiará el efecto dinámico orográfico en la escala sinóptico-planetaria y por lo tanto se hará un análisis de los tres primeros fenómenos, con particular interés en la región comprendida por la Argentina y zonas aledañas.

1.1 Ondas estacionarias en el hemisferio sur

Al estudiar los campos medios de las variables meteorológicas, tal el caso del geopotencial en altura, se observa en ambos hemisferios la existencia de desviaciones respecto al promedio en una misma latitud. Si bien esto es particularmente notorio en el hemisferio norte, es posible apreciar efectos del mismo tipo en el hemisferio sur aunque con menor intensidad que en el primero.

Al respecto, Trenberth realizó una serie de trabajos, con los análisis del Australian Bureau of Meteorology del período mayo de 1972 a enero de 1978; entre los puntos que estudió exhaustivamente se hallan las ondas estacionarias en el hemisferio sur. La figura 1 (Trenberth, 1979) muestra los campos medios de alturas geopotenciales en 500 mb para invierno y verano, mientras que en la figura 2 (Trenberth, 1980) se observan las desviaciones resultantes de restar a los campos de la figura 1, los promedios zonales respectivos.

De acuerdo con Trenberth, para el invierno existen anomalías positivas tanto en el océano Pacífico oriental como en el océano Atlántico, extendiéndose esta región por el sur de Africa hacia el océano Indico en aproximadamente 30° S. Sobre Sudamérica se extiende una región de anomalías negativas que se prolonga hacia el este en 60° S, hasta el océano Indico, con un máximo absoluto en aproximadamente 90° E y 55° S. La máxima anomalía positiva se halla al sur de Nueva Zelandia y tanto al sur como al noreste se observan anomalías negativas.

En verano, y siempre de acuerdo con Trenberth, se ha ensanchado la región de anomalías negativas sobre América del

Sur y como antes, se extiende sobre el océano Atlántico, pero ahora con un máximo relativo en 30° O y 60° S. Otro rasgo del campo de verano es que no se observa en forma evidente la región de anomalías negativas que existían bien definidas en 160° O y 35° S en invierno.

Streten (1973), habiendo hecho 200 cartas de brillo de fotos satelitarias, promediadas en lapsos de 5 días para el período de noviembre de 1968 a octubre de 1971, observó que había regiones preferenciales de nubosidad: En la figura 3 se presenta la frecuencia porcentual de bandas nubosas para invierno y verano. Cabe aclarar que las regiones de mayor nubosidad estarían desplazadas un cuarto de longitud de onda corriente abajo de los ejes de las vaguadas correspondientes.

En invierno se observan las siguientes regiones de alta frecuencia: En la costa de Perú; sobre Sudamérica, extendiéndose hacia el Atlántico; sobre el Atlántico junto a la costa occidental de Africa; otra región en el océano Indico y tal vez la más importante sobre el océano Pacífico desde Australia hasta casi 100° O.

En verano se observan tres regiones de alta frecuencia, una de ellas se extiende desde el continente sudamericano hacia el océano Atlántico, otra en el océano Indico y una tercera en el océano Pacífico. Tanto en invierno como en verano, es evidente la variabilidad longitudinal de la frecuencia porcentual de la nubosidad.

El análisis espectral de los campos, primero en los trabajos de Van Loon y Jenne (1972) y Van Loon et al. (1973), hechos en base a la información obtenida durante el Año Geofísico Internacional y luego por Trenberth (1980), permitió reconocer algunas de las características de las ondas estacionarias. Por ejemplo Van Loon observó que a diferencia del hemisferio norte, las ondas estacionarias del hemisferio sur son predominantemente barotrópicas. Tanto Van Loon como Trenberth hallaron que las ondas 1 a 3 son quienes explican la mayor parte de la varianza.

En la figura 4 se muestra la amplitud, aporte porcentual a la varianza y la fase de las ondas 1, 2 y 3 en función de la latitud y de la época del año, de acuerdo con Trenberth (1980). Existen algunas diferencias entre los resultados de Trenberth y Van Loon, tal el caso de la importancia de la onda 2, pues mientras que para Van Loon su aporte es mínimo, para Trenberth

dicho aporte es del orden de la onda 3. Un aspecto para destacar es que la onda 1 predomina tanto en las zonas subpolares como en las subtropicales (Van Loon) mientras que la onda 3 está mejor definida en latitudes medias.

La fase de dichas ondas es un parámetro muy difícil de evaluar, pues pequeñas diferencias en la conformación del espectro producen grandes variaciones en la fase de cada número de onda. Ese parece ser el motivo por el cual existen diferencias notorias entre los resultados obtenidos por Trenberth y Van Loon al respecto.

Por otra parte, Yasunari (1977) analizando cartas de brillo de fotos satelitarias diarias, promediadas en 90 días para verano e iguales períodos en invierno y una estación intermedia, realizó un análisis armónico para 4 círculos de latitud y observó una predominancia de las ondas 1 a 4, cuyos ejes en general muestran una inclinación noroeste-sudeste. Si bien sus resultados coinciden con los de Van Loon y Jenne (1972) respecto a las ondas 1 y 3, obtuvo también que las ondas 2 y 4 tienen importancia en el espectro.

Mechoso (1984) graficó la amplitud de las ondas de número 1 y 2 como función de la latitud y de la altura (hasta 55 km) para los meses de junio a septiembre promediados de 1979 a 1982. En la figura 5 se puede observar que para el mes de agosto, en la región inferior de la atmósfera, tanto la onda 1 como la onda 2 tienen su mayor amplitud en aproximadamente 60° S. Los otros meses muestran distribuciones semejantes en la tropósfera.

Recientemente Karoly (1985) en base a 10 años de análisis numéricos del World Meteorological Centre en Melbourne preparó una climatología de las ondas estacionarias en el hemisferio sur, observando que éstas tienen una escala zonal grande y meridional pequeña, y una estructura barotrópica equivalente. Prácticamente no observa variación de la amplitud de esas ondas para las distintas épocas del año.

Se ha presentado hasta aquí la evidencia observacional de las ondas estacionarias en el hemisferio austral. En el punto que sigue se discutirán algunas hipótesis propuestas por varios autores para explicar la existencia de las mismas.

1.2 Mecanismos de formación de las ondas estacionarias

Las explicaciones relacionadas con la formación de las ondas estacionarias son en general diferentes variantes de dos hipótesis básicas que se han propuesto y cuya validez se ha reforzado con los años, pese al hecho de que no se ha logrado aún determinar la importancia de cada una de ellas así como no está claro aún cómo interactúan. Estas hipótesis plantean que las ondas estacionarias son el resultado de un forzante mecánico y de un forzante térmico, entendiéndose por el primero al efecto dinámico de la orografía y por el segundo a la irregular ubicación longitudinal de fuentes o sumideros de calor (incluyendo aquí a los intercambios de calor latente, sensible, flujos de radiación en distintas bandas y disipación de calor por fricción). Estas dos hipótesis se pueden encontrar en su forma básica en dos trabajos que si bien no fueron los primeros en proponerlas, son clásicos. Por considerárselos como los primeros aportes concretos al tema, se resumen a continuación algunos aspectos de interés en ellos:

i) Charney y Eliassen (1949) estudiaron el efecto de la topografía en las ondas estacionarias con un modelo barotrópico, al cual se le incluyó un efecto friccional y una velocidad vertical forzada por la orografía. Ellos concluyeron que la ubicación de cuñas y vaguadas estacionarias quedaría determinada por un ajuste global del flujo zonal a la forma de los continentes.

ii) Smagorinsky (1953) planteó que la influencia en la tropósfera media de la ubicación irregular de los calentamientos y enfriamientos no adiabáticos en gran escala, es de la misma magnitud que la influencia de grandes áreas montañosas, pero el efecto térmico se vuelve menos importante a medida que se consideran niveles más altos de la tropósfera. Aunque no niega la importancia de la orografía, dice que más estudios son necesarios para lograr discernir mejor la importancia relativa de los dos forzantes.

A continuación se centrará el interés en el primero de estos dos planteos básicos del problema, es decir el que se refiere al efecto orográfico, en particular en una atmósfera barotrópica pues como se mencionó en el punto 1.1, las ondas estacionarias

del hemisferio sur son practicamente barotrópicas.

a) Bolin (1950), en una extensión del trabajo de Charney y Eliassen, plantea que tanto los Andes como las Rocallosas (aparte del Himalaya), podrían tener un efecto dinámico sobre el flujo atmosférico; en su trabajo presenta varias explicaciones (en particular la invariancia del invierno al verano de ciertas características de las ondas) por las cuales atribuye más importancia al efecto dinámico que al efecto térmico, en particular en niveles altos de la tropósfera.

b) Kasahara (1966) clarifica el efecto dinámico de la orografía sobre los movimientos de gran escala en la atmósfera, con un modelo barotrópico en un canal con la suposición plano β . Obtiene un tren de ondas largas a sotavento de la montaña en el caso de flujo del oeste; estas ondas tienen características semejantes a las ondas planetarias observadas. Con flujo del este, no se generan ondas limitándose la perturbación a la región sobre la montaña. (Conclusiones que por otra parte son obtenidas de estudiar la conservación de la vorticidad potencial de un flujo que pasa sobre una montaña).

c) Grose y Hoskins (1979) estudian la respuesta atmosférica a la orografía tal como es descripta por un modelo que representa a las ecuaciones linealizadas de agua poco profunda en una esfera (permitiendo que el flujo pase sobre la montaña y no alrededor de ella). Para el hemisferio sur, ellos obtienen que la respuesta a la orografía suavizada es semejante a la producida por una montaña circular centrada en 70° E. Otros rasgos que se pueden observar es una vaguada y una cuña corriente abajo de los Andes y una perturbación menor debida a la presencia continental del sur de Africa. Su análisis es más detallado para el hemisferio norte, observándose un realismo sorprendente al comparar sus resultados con los campos medios observados. Un tercer resultado importante para destacar en este trabajo es haber encontrado que el flujo ecuatorial del este es importante para aislar las ondas estacionarias de uno y otro hemisferio.

Estudios más generales han sido realizados por medio de modelos de circulación general, los cuales además de permitir la existencia de baroclinicidad, incluyen parametrizaciones de distintos fenómenos, en particular los que se producen en una

escala menor que la del retículo en el cual es resuelto el modelo. De estas experiencias, se describen dos que permiten obtener una idea global del efecto de las montañas en el flujo atmosférico bajo condiciones menos restrictivas.

d) Manabe y Terpstra (1974), con uno de estos modelos realizaron experiencias numéricas con y sin montañas, pero manteniendo el resto de las características del modelo sin modificar. Ellos obtienen que es necesario considerar los efectos de las montañas para lograr una simulación exitosa del flujo estacionario en la atmósfera, en particular en la alta tropósfera y estratósfera. Por otra parte los efectos térmicos parecen ser importantes en la baja tropósfera (coincidiendo con lo propuesto por Bolin en 1950).

En el hemisferio norte, encuentran regiones en las que la importancia de las montañas es destacable (p. ej. la alta presión en Siberia) y otras donde no lo es (p. ej. la baja presión en las Aleutianas). En el hemisferio sur obtienen una pobre respuesta del flujo a la orografía, pero señalan como causa probable un error sistemático en el cálculo en diferencias finitas del gradiente de presión en zonas de pendientes abruptas. Ellos indican que es deseable reexaminar todos sus resultados una vez resuelto ese problema, en particular para el hemisferio sur.

e) Mechoso (1981) realizó experiencias semejantes a las de Manabe y Terpstra, pero sólo para el hemisferio sur, con un modelo espectral que supera el problema mencionado por esos autores. Por medio de un análisis espectral de los campos obtiene que en varias regiones hay semejanzas entre sus experiencias con montaña y las observaciones compiladas por Van Loon y Jenne (1972) para distintos números de onda, tanto en lo que hace a la amplitud como a la fase de las ondas. Entre los resultados coincidentes se halla la posición de las vaguadas de las ondas 1, 2 y 4 en latitudes altas, aunque la onda 4 tiene una amplitud muy pequeña. Al norte de latitudes medias todas las ondas tienden a no coincidir con las observaciones. Destaca asimismo la importancia de la Antártida como factor de peso en la circulación del hemisferio sur.

Focos autores han realizado estudios sobre los efectos de las montañas en el hemisferio sur en flujos barotrópicos (p.ej.

Faegle et al., 1983) y no se ha encontrado en esos trabajos un análisis en profundidad de los resultados, requiriéndose la revisión del problema con un análisis detallado de los efectos regionales y globales de la orografía.

1.3 Situaciones de bloqueo

El término "bloqueo" en la escala sinóptica tiene un amplio espectro de interpretaciones entre investigadores y pronosticadores. Para algunos, es una situación en la cual aumenta la circulación meridional y a la vez disminuye la circulación zonal. Tal es el caso de Charney y DeVore (1979), pero la interpretación dada en la práctica es más específica, y requiere que existan anomalías de alta presión desplazadas significativamente hacia el sur de su posición normal (en el hemisferio sur), dejando una correspondiente zona de baja presión hacia el ecuador de tal anomalía de alta presión. En casos bien desarrollados, aparece una "baja segregada" del cinturón de los oeste de latitudes medias.

El bloqueo produce así una bifurcación de la corriente principal de los oeste, con una rama desplazada hacia el polo, al sur de la zona de alta presión mientras que otra rama estará al ecuador de la baja segregada. En la figura 6 se observa la configuración de una situación de bloqueo típica para el hemisferio sur.

Esta configuración, que se extiende en toda la profundidad de la tropósfera, actúa como un "bloqueo" (de ahí el nombre) a los sistemas baroclinicos de menor escala, pudiendo deflectar fenómenos como tormentas en forma sistemática.

La definición de la situación de bloqueo impone algunas características más, como requerir que el anticiclón esté desplazado por lo menos 10° hacia el sur de la posición típica de los anticiclones, y que su duración sea por lo menos de 5 o 6 días. Un rasgo común de los anticiclones de bloqueo es que durante su profundización tienden a ser retrógrados, esto es, con desplazamiento hacia el oeste.

El interés de estudiar las situaciones de bloqueo reside en que el tiempo en la región y en las zonas que lo rodean, puede ser afectado de una manera o de otra por períodos considerables. La precipitación puede estar bien por debajo o por encima de la normal, las temperaturas pueden llegar a ser extremas. Las

sequías o las inundaciones, entonces, son resultados característicos de este tipo de fenómenos.

Según Taljaard (1972), refiriéndose a los bloqueos en el hemisferio sur en general, se deben tener en consideración los profundos efectos de las bajas segregadas (muchas veces presentes junto con el anticiclón de bloqueo) en la precipitación, ya que serían responsables de lluvias extendidas y ocasionalmente inundaciones, así como los anticiclones de bloqueo serían responsables de muchos períodos de frío en invierno. De acuerdo con Taljaard, la latitud típica de las bajas segregadas para nuestra región se halla en 25 a 35° S. Asimismo menciona que las sudestadas en el estuario del Río de la Plata son características de la existencia de una baja segregada al norte de Buenos Aires.

En 1956, Van Loon realizó una estadística de bloqueos en el hemisferio sur, para lo cual consideró un período de 5 años de análisis sinópticos. El encontró que una de las regiones donde se suelen producir bloqueos es en el Atlántico sur, al sudeste del continente sudamericano (en esa zona hubo 20 casos en ese período). Otras dos regiones donde se presentan este tipo de fenómenos se hallan en el océano Indico y en Nueva Zelandia.

En la figura 7a tomada de ese trabajo, se muestra la distribución zonal de los bloqueos en tres momentos de su evolución; allí se observa que la región entre 80° O y 30° O aproximadamente, es una de las tres zonas con más bloqueos. En la figura 7b se observa que existirían dos máximos en la variación anual de la frecuencia de bloqueos en el Atlántico sur: uno en mayo y otro a fines de agosto, principios de septiembre. En la figura 7c se da la persistencia de los bloqueos observándose que la mayoría dura entre 6 y 10 días (siempre en la misma región).

Trenberth y Mo (1985). también encontraron máximos de frecuencias de bloqueo en el sector de Nueva Zelandia, al sudeste del continente sudamericano y sobre el océano Indico sur, en coincidencia con la estadística de Van Loon, y citan que si bien ha habido algunos casos de bloqueos múltiples (en 2 o 3 zonas a la vez) donde la onda 3 es muy evidente, la mayoría de los bloqueos ocurren como fenómenos aislados.

Si bien es sabido, no sólo por las estadísticas sino también por el análisis de los campos diarios, que los bloqueos en la

región sur de Sudamérica son algo común y que afectan gran parte del territorio, sólo hay dos casos documentados de situaciones de bloqueo.

El primero se debe a Grandoso y Núñez (1955), quienes con los pocos datos existentes hicieron el análisis de una situación de bloqueo extrema que persistió durante unos 10 días en junio de 1952. En el campo de presiones medias para ese período (figura 8) aparecen claramente tanto la región anticiclónica al sur (en 55° S), como una región ciclónica sobre el océano Atlántico en 42° S. El campo de anomalías de la presión, (figura 9), muestra anomalías positivas al sur de 45° S sobre el océano Atlántico y sobre toda la Argentina continental, mientras que al norte de esa latitud, sobre el océano Atlántico, costa de Buenos Aires, Uruguay y sur de Brasil, se observa una región de anomalías negativas.

Sobre las Islas Malvinas existió en ese período, en todos los niveles, viento del este, y la tropósfera se mantuvo más caliente que para el promedio del mes de junio de los años 1951, 1953 y 1954, como es de esperar en una situación de bloqueo (esto es, un anticiclón caliente). Un rasgo interesante de esta situación de bloqueo es que durante su existencia se produjo la formación sucesiva de cuatro vórtices ciclónicos entre 35° y 45° S, cuya influencia se observa tanto en la carta de presiones medias para el período, como en la correspondiente carta de anomalías. Uno de esos vórtices es descrito por los autores como "una violenta ciclogénesis sobre la costa del Uruguay, a 35° S".

Otro punto importante en la presentación del trabajo es el hecho que, del análisis de los mapas diarios surge que el bloqueo se inició y consolidó en la parte occidental del océano Atlántico, para luego retroceder hacia el oeste y avanzar hacia el norte sobre el continente.

El segundo trabajo, de Malaka y Núñez (1980), muestra claramente la importancia de los bloqueos en el tiempo de la República Argentina. Precisamente analizan una situación de sequía que afectó a nuestro país en casi un 80% de su territorio. Si bien sólo muestran el mes de octubre de 1962, dicen que 7 meses de ese año tuvieron un comportamiento semejante. En ese trabajo se informa que algunas de las características de ese período han sido la ausencia de aire

tropical sobre el centro y norte del país, la intensificación de la influencia del anticiclón semipermanente del Pacífico al oeste de Chile y el debilitamiento del cinturón de bajas subpolares asociado con sistemas frontales menos intensos o menos frecuentes que lo normal debido a un campo baroclínico disminuído. En la figura 10, tomada de ese trabajo, se observan las anomalías de precipitación, que muestran que gran parte del territorio argentino estuvo por debajo de la precipitación media para octubre. El campo de anomalías de alturas en 500 mb (figura 11), muestra anomalías positivas en el sur, con un máximo ubicado en 60° S y 45° O, y cubriendo gran parte del territorio argentino, salvo el centro y este del mismo, Uruguay y sur de Brasil, donde existen anomalías negativas, que se extienden hacia el océano Atlántico. Estas características son típicas de los bloqueos en el Atlántico sur.

Un caso de bloqueo múltiple es analizado brevemente por Taljaard (1972) y en lo que hace a la región sudamericana, el bloqueo se produjo en 65° S y 90° O (a barlovento de la cordillera), ocasionando que varias bajas segregadas se desarrollaran en sucesión, tan solo a 15° al norte de la punta sur de Sudamérica.

1.4 Mecanismos de bloqueos.

Muchos mecanismos han sido propuestos para explicar la posible iniciación o mantenimiento de los bloqueos. Entre ellos se destacan algunos que se detallan a continuación.

a) Egger (1978) propone que la interacción no lineal entre ondas forzadas y ondas de desplazamiento lento puede conducir al desarrollo de un anticiclón de bloqueo bajo condiciones favorables. Este mecanismo fue elaborado teniendo en cuenta los resultados de experiencias realizadas con un modelo barotrópico, pero experiencias hechas por el mismo Egger (1978) con un modelo baroclínico de 2 niveles muestran que los anticiclones de bloqueo se desarrollan aún bajo condiciones más generales, y tienen una fuerte preferencia por ubicarse en ciertas posiciones con respecto a la orografía. Egger señala en su trabajo que para poder extender sus resultados a la atmósfera, se debería usar un modelo con geometría esférica en lugar de un canal, y se debería permitir la interacción con ondas más cortas, que en sus experiencias han sido eliminadas.

b) Charney y DeVore (1979) a partir de experiencias en un canal barotrópico, donde inducen perturbaciones por orografía y por un simil barotrópico de forzante térmico, proponen que los bloqueos son estados de equilibrio metaestable, de carácter casi resonante de un flujo de bajo índice zonal.

c) Mc Williams (1980) y autores varios han estudiado los "modones", que son soluciones exactas a las ecuaciones barotrópicas no lineales (debidamente simplificadas). Esas soluciones son locales, con una estructura de dipolo que puede permanecer estacionario en presencia de un flujo medio. Ese estado estacionario se alcanza porque la interacción no lineal y la dispersión lineal, que individualmente podrían destruir la configuración, se balancean entre sí dando al sistema local una resistencia a ser destruido por perturbaciones. El origen de estas estructuras estaría basado en la existencia de gradientes zonales de temperatura de superficie, siendo de esta manera un fenómeno local y no hemisférico. Según Baines (1983) este mecanismo podría explicar los bloqueos en la región australiana, aunque admite la posibilidad de otros mecanismos alternativos.

d) Kalnay-Rivas y Merkin (1981) presentan un mecanismo interesante y simple que usa como hipótesis la resonancia local entre ondas de Rossby que resultan de dos forzantes, pudiendo ser uno de ellos un obstáculo orográfico. Así las ondas de Rossby generadas por un forzante pueden ser amplificadas por un segundo forzante corriente abajo, produciendo el bloqueo a sotavento del segundo forzante. Sus experiencias fueron realizadas en un canal barotrópico con la suposición plano β . En ese canal pusieron una barrera montañosa en forma meridional y corriente arriba una región emisora de pulsos de vorticidad ciclónica. Ellos encontraron que la respuesta del modelo era muy variable de acuerdo a la distancia entre ambos forzantes. Para que las ondas de Rossby generadas puedan desarrollarse a un bloqueo a sotavento de la barrera montañosa, el primer forzante debe ser tal que produzca flujo del norte (para el hemisferio norte. Sería flujo del sur en el hemisferio sur) sobre el segundo forzante (la barrera montañosa). El primer forzante, según los autores puede ser una región baroclínica donde ocurren repetidas ciclogénesis, puede tratarse de una región donde existen anomalías en la temperatura del mar o puede aún tratarse de otra barrera montañosa. Según los autores los factores

involucrados en este mecanismo podrían estar relacionados con el desarrollo de los bloqueos en el océano Atlántico al este de Sudamérica.

e) Fredericksen en varios trabajos resumidos por Baines (1983), a diferencia de los autores anteriores no supone que el bloqueo se produce en condiciones barotrópicas sino que sería el resultado de una inestabilidad baroclínica débil. Si bien la inestabilidad baroclínica produce una ciclogénesis, al estar el flujo cerca del límite del criterio de inestabilidad, el modo más inestable sería más lento y adquiriría una forma dipolar entre el ecuador y el polo. Según Baines esta teoría, que no está desarrollada en forma completa, tiene la ventaja de no requerir forzantes, aunque no explica las razones por las cuales el flujo se inestabiliza de esa manera en determinadas regiones del planeta.

Los cuatro primeros mecanismos asignan un rol fundamental a los procesos no lineales. Ellos han sido elaborados en general para canales barotrópicos con la suposición plano β . La extensión a condiciones más generales (hemisferio, geometría esférica, baroclinicidad), son pasos necesarios para la justificación de los respectivos mecanismos, pues podría darse el caso de que al tener un flujo con menos restricciones, el bloqueo no se produjera. Egger (1978) muestra que sus resultados siguen siendo válidos al admitir baroclinicidad. Se ha verificado también que el mecanismo de Charney y DeVore es válido para el caso baroclínico y con geometría esférica (Charney y Straus, 1980 y Källén, 1982, citados en Baines, 1983). No se ha encontrado en la bibliografía que esas extensiones hayan sido realizadas para los mecanismos de Mc Williams y Kalnay-Rivas y Merkine.

1.5 Ciclogénesis a sotavento de los Andes

Los estudios sobre la distribución espacial de las ciclogénesis, han mostrado que la frecuencia de éstas varía con la dirección longitudinal. Esto se ha verificado independientemente de la definición adoptada de tal fenómeno. Así Petterssen (1956), quien definió a la ciclogénesis como el momento en que se producen isobaras cerradas en superficie, observó que las regiones de mayor frecuencia de ciclogénesis en

el hemisferio norte se encuentran en general a sotavento de cadenas montañosas, como por ejemplo dos regiones al este de las Rocallosas y otra región en el norte de Italia, a sotavento de los Alpes (Las ciclogénesis de esta región son conocidas como las "Ciclogénesis de Génova").

Blackmon et al. (1977) definiendo a las ciclogénesis a partir de las varianzas de la presión al nivel del mar y de las alturas geopotenciales de distintos niveles, en la banda de 2,5 a 6 días, encontró también ciclogénesis a sotavento de las principales cadenas montañosas, fenómeno que estaría caracterizado por sistemas baroclínicos intensos y chatos, que no se extenderían hasta el nivel de la corriente en chorro.

Si se centra el interés en el hemisferio sur, también es posible observar que ciertas regiones son más propensas que otras para producir ciclogénesis. Las coincidencias al respecto se mantienen entre autores que emplearon distintos períodos de datos y aún distintos métodos de análisis para el estudio de estos fenómenos. En lo que sigue se discuten solamente las características ciclogénéticas en la región argentina y no se incluyen las bajas de origen térmico como las que se producen en el noroeste argentino y las cuales fueron estudiadas en profundidad por Lichtenstein (1980).

Taljaard (1972) estudió la distribución de ciclogénesis en el hemisferio sur para el Año Geofísico Internacional, definiendo como ciclogénesis a la primer aparición de una baja cerrada en superficie o de una pronunciada distorsión ciclónica de las isobaras seguida en los días siguientes por un centro cerrado de baja presión. La figura 12 ha sido extraída de ese trabajo, y de la cual Taljaard destaca que en la región de Sudamérica y el océano Atlántico adyacente hasta 30° O casi la mitad de las ciclogénesis ocurren al norte de los 35° S. La variación anual muestra que esas ciclogénesis son más frecuentes sobre el mar en verano y temporadas intermedias, y tienen aproximadamente la misma frecuencia sobre mar y sobre tierra en invierno. Por otra parte, Taljaard observó que las ciclogénesis sobre el continente en invierno se producen aproximadamente hasta en los 22° S.

Streten y Troup (1973) realizaron un esquema de clasificación de vórtices nubosos observados por satélites para 550 días de las temporadas de verano (aproximadamente) de los años 1966 a 1969, la cual emplearon para estimar algunos rasgos generales de

las depresiones del hemisferio sur. Ellos obtuvieron que la región oeste del océano Atlántico sur es una de las regiones donde hay máximos persistentes de desarrollo de vórtices; esa región, junto con otra ubicada en el centro del océano Pacífico sur, es la que más se extiende hacia bajas latitudes en este hemisferio.

Yasunari (1977) en base a cartas diarias de brillo promedio para el verano, invierno y una temporada intermedia del año 1969, definió a la ciclogénesis como el primer estadio de configuraciones en desarrollo de ciclones extratropicales (según la clasificación de Streten y Troup, 1973), limitándose al caso de cualquier sistema nuboso que se mueve, que no puede ser hallado el día anterior pero sí el día siguiente de su formación. En ese trabajo obtiene que una de las cuatro regiones de ciclogénesis en el hemisferio sur es la que se observa en la costa sudeste de Sudamérica entre 20 y 40°S (Refiriéndose a las costas del sur de Brasil, Uruguay y Argentina).

Carleton (1979) basándose en imágenes satelitarias bidiurnas en infrarrojo para los inviernos de los años 1973 a 1977, estudió la actividad ciclónica en el hemisferio sur según la clasificación de Streten y Troup (1973). El obtuvo que el máximo de ciclogénesis obtenido por Streten y Troup en verano, se desplaza en invierno sobre el continente, y en particular sobre el litoral argentino.

Physick (1981) empleó el método de Blackmon (1977) mencionado previamente para los análisis del Australian Bureau of Meteorology y los combinó con información satelitaria clasificada de acuerdo a Streten y Troup (1973). Calculó así la distribución de ciclogénesis en el invierno del año 1979, obteniendo también que una de las regiones favorables a la ciclogénesis se halla costa afuera (hacia el este) de Sudamérica en aproximadamente 45° S.

Necco (1982a y b) realizó una revisión de trabajos sobre este tema, y cita trabajos de autores varios anteriores a 1950, que se refieren al comportamiento de los ciclones y anticiclones en la República Argentina. En esos trabajos se describe como uno de los fenómenos sinópticos típicos de nuestro país, a las ciclogénesis en el litoral, las que casi siempre se presentan simultáneamente con un anticiclón al sur de las mismas, con su

secuela de precipitaciones intensas, sudestadas en el Río de la Plata e inundaciones en zonas bajas. La época más favorable para sudestadas intensas es hacia el fin del otoño.

De acuerdo con Schwerdtfeger (1950 y 1954, también citado por Necco, 1982a) para la formación de estas depresiones activas del litoral se requieren las siguientes condiciones: a) corrientes conducentes en forma de vaguada en capas medias y altas; b) una masa caliente y muy húmeda en las capas inferiores sobre el noreste de la Argentina; c) la superposición de un sistema catalobárico que inicie la circulación ciclónica en la masa húmeda. Atribuye Schwerdtfeger a la divergencia en niveles altos un papel muy importante como mecanismo de profundización del sistema.

Por su parte Necco en esos trabajos estudió la génesis, trayectorias y desarrollos de los vórtices ciclónicos en el área sudamericana durante el FGGE*. Del primero de esos trabajos se ha extraído la figura 13, que muestra la distribución de ciclogénesis para verano, invierno y la estación intermedia. Nuevamente se observa una acumulación de casos al norte de 35° S y entre 30 y 60° O. De esos ciclones que se producen al norte de 35° S y al oeste de 30° O, aproximadamente la mitad son moderados o intensos que se mueven de la región fuente, como ocurre a sotavento de las Rocallosas.

Destaca Necco (1982c) que estas depresiones están fuertemente relacionadas con flujos difluentes en niveles altos. Tanto en las Rocallosas canadienses como en Asia, el flujo difluente de altura está muy asociado con las ciclogénesis a sotavento. Además observó comportamientos que sugieren a la advección de vorticidad en niveles altos como un mecanismo mayor en las ciclogénesis sobre el litoral. Los máximos de intensidad de los ciclones bien desarrollados presentan una tendencia a agruparse cerca de las anomalías positivas de temperatura del mar tanto en invierno como en verano.

Necco verificó en esos trabajos las conclusiones previas de Taljaard (1972), planteó la posibilidad de que las colinas del sur de Brasil influyan sobre las ciclogénesis del litoral y

*FGGE : First GARP Global Experiment (Primer Experimento Global del GARP).

GARP : Global Atmospheric Research Program (Programa de Investigación Atmosférica Global).

menciona además que las tres etapas propuestas por Chung (1977) en la intensificación de ciclones a sotavento de cadenas montañosas podrían aplicarse a las ciclogénesis sobre el continente sudamericano, a saber: a) una vaguada o convergencia en niveles bajos a sotavento; b) una ciclogénesis desencadenada por un flujo difluente en altura y c) un desarrollo.

Necco (1982c) realizó un muy detallado análisis de la evolución sinóptica así como de la diagnosis y energética cuasigeostróficas de una ciclogénesis ocurrida entre el 15 y el 25 de febrero de 1979. No fue posible ubicar el punto de ciclogénesis (como iniciación del sistema) pues la depresión parece originarse a partir de la modificación de una baja térmica orográfica, cuasiestacionaria y chata. El proceso es iniciado cuando una vaguada fría de altura cruza los Andes y alcanza a una circulación ciclónica en capas bajas relacionada a la típica baja caliente de verano del noroeste argentino. En esa primera etapa, la circulación ciclónica en altura está casi en fase con el sistema de superficie indicando una estructura principalmente barotrópica. Una segunda etapa se observa con una intensificación de las advecciones térmicas en respuesta a las crecientes circulaciones ciclónicas. La inclinación del eje vertical de la vaguada va en aumento y la difluencia comienza a cubrir el centro de la baja en superficie. El sistema entonces se profundiza rápidamente y se desarrolla como una perturbación extratropical. La evolución de la energética cuasigeostrófica muestra también el período inicial barotrópico mientras el sistema se mueve lentamente sobre tierra y una rápida y fuerte conversión baroclínica durante su intensificación en áreas oceánicas.

La configuración general de esta ciclogénesis es consistente con la evolución inducida principalmente por advección de vorticidad en altura que se extiende sobre una convergencia en capas bajas originada orográficamente.

Si bien Necco muestra varios rasgos semejantes a los de las ciclogénesis a sotavento de cadenas montañosas, debido a la complejidad de los sistemas reales y las limitaciones de los datos, no se puede establecer claramente que ese sea el caso para la situación en estudio.

Rivero (1971) dice que las ciclogénesis del litoral generalmente tienen lugar cuando la parte delantera de una

vaguada de altura se superpone a frentes que se mantienen semiestacionarios en superficie, agregando que debido a la cordillera de los Andes no se registran casos de pasajes de sistemas de baja presión que atravesando a la misma se reflejen inmediatamente en superficie a sotavento de los Andes. Presenta luego el caso de una ciclogénesis que se debió a un ciclón maduro que fue frenado por la cordillera y se produjo así la entrada de una depresión en altura, con su núcleo frío correspondiente y un campo de advección de vorticidad ciclónica. El aire frío ligado a esa depresión dio lugar a una zona baroclínica que coincidió con la parte delantera de la vaguada (algo difluente hacia el lado polar) y de esa manera al coincidir el campo de advección de vorticidad ciclónica en altura con la zona baroclínica, tuvo lugar la ciclogénesis en el litoral.

1.6 Mecanismos de ciclogénesis a sotavento de cadenas montañosas

Desde los estudios de Charney (1947) y Eady (1949) sobre la ciclogénesis como resultado de la inestabilidad baroclínica, hasta el presente, muchos han sido los trabajos dedicados al tema. Dado que es posible encontrar revisiones detalladas (p. ej. Haltiner y Williams, 1980; Simmons y Hoskins, 1980) no se describirá con detalle ese mecanismo, pero se presentarán algunos trabajos que estudian los efectos de la topografía en la inestabilidad baroclínica. La mayoría de ellos han sido realizados con modelos cuasigeostróficos de 2 capas.

Buzzi y Speranza (1983) en una revisión, describen la acción de los obstáculos de gran pendiente sobre una onda baroclínica en escala planetaria que crece en un flujo básico zonal; sus conclusiones, según ellos no completamente satisfactorias, son que el obstáculo vertical modifica, principalmente en la capa inferior, a la estructura de la onda baroclínica creciente, sin modificar esencialmente las propiedades de estabilidad.

Tang (1976) estudió la influencia de la topografía cuando esta tiene pendiente transversal al flujo de los oestes. Concluyó que si la altura del terreno aumenta hacia el polo, se reduce la velocidad de fase hacia el este de las ondas inestables y se alarga la longitud de onda de la onda más inestable. En cambio si la altura del terreno aumenta hacia el ecuador, aumenta la

velocidad de fase hacia el este de las ondas más inestables y se acorta la longitud de onda de la onda más inestable. Refiriéndose a la inestabilidad, sus resultados son inciertos, pues dice que ésta podría ser ligeramente aumentada o disminuida para una pequeña pendiente, dependiendo de las características del modelo.

Estos resultados no han sido probados en casos concretos, pero varios trabajos basados en el modelado numérico tanto de situaciones ideales como de casos reales, se han concentrado en estudiar la dinámica de las ciclogénesis a sotavento de los Alpes (ciclogénesis del golfo de Génova), que si bien inicialmente son de una escala algo menor que la sinóptica, y por lo tanto diferentes a las ciclogénesis a sotavento de los Andes, permiten explicar en parte la posible acción de las montañas sobre el flujo baroclínico.

Tibaldi (1980), dice que las experimentaciones numéricas confirman la distinción entre una etapa en que se "desata" la ciclogénesis, durante la cual se produce una perturbación del flujo en capas bajas y cuyos detalles pueden ser diferentes en cada caso, y una segunda etapa baroclínica durante la cual la perturbación crece hasta llegar a ser un ciclón de latitudes medias. La primera etapa está caracterizada frecuentemente por una deformación intensa del campo de advección térmica en capas bajas, causada por el pronunciado efecto bloqueante de la montaña y la consecuente advección fría alrededor del obstáculo, mientras que el flujo en altura prácticamente no se perturba.

De esta manera, según el mismo Tibaldi, la ciclogénesis sería el producto de una inestabilidad baroclínica secundaria iniciada en una onda de gran escala por la acción de las montañas sobre el flujo en capas bajas. Por lo tanto ocurrirá cuando la perturbación causada por la presencia del obstáculo sea suficientemente intensa y actúe sobre el estado básico (la onda en gran escala) donde suficiente energía potencial disponible puede ser convertida en energía cinética turbulenta.

Esta información complementa a los resultados de Buzzi et al. (1979) quienes hallaron que la ciclogénesis a sotavento de los Alpes es un desarrollo baroclínico desatado por la acción perturbadora de la orografía, la cual al aumentar la conversión local de energía reduce la eficiencia de la conversión baroclínica sobre todo el dominio.

Tosi et al. (1983) relacionan el proceso de ciclogénesis a sotavento de los Alpes con las características de la onda en gran escala y dicen que la primera de las dos etapas en que se desarrolla el ciclón, está identificada por una alta velocidad de crecimiento donde hay una transferencia de energía potencial disponible inducida por los movimientos verticales, de la gran escala a los movimientos de menor escala, comparable a la de la montaña; en esa primer etapa no hay conversión sustancial a energía cinética. En la segunda etapa, con menor velocidad de crecimiento, la energía potencial disponible es convertida en energía cinética. En trabajos previos (Buzzi et al., 1979 y Tibaldi, 1980) se destaca que la orografía actúa desatando la inestabilidad baroclínica, pero Tosi et al. demuestran que la acción de la montaña continúa siendo importante en todo el proceso, de modo que la perturbación en desarrollo es diferente a una onda baroclínica que se desarrolla libremente.

Radinovic (1985) realizó un análisis dinámico y sinóptico de varias ciclogénesis producidas a sotavento de los Alpes y analizó los términos de la ecuación del desarrollo de Sutcliffe. Basándose en ello y en trabajos previos, dice que las ciclogénesis a sotavento están asociadas a la existencia de una vaguada en el espesor 1000/500 mb, situada al oeste de los Alpes y a su pronunciada deformación al acercarse a la montaña. Esta información es indicada por una concentración de líneas de espesor en las cartas y por una intensificación del viento térmico, lo cual según la teoría del desarrollo de Sutcliffe, produce vorticidad ciclónica en superficie.

Concluye Radinovic que estos ciclones constituyen un tipo específico que se diferencia de los dos tipos definidos por Petterssen y Smebye (1971), a saber: una onda frontal que se amplifica produciendo energía cinética a través de una reducción de la baroclinicidad en su propio dominio (tipo A) y una perturbación finita en la alta tropósfera, cuya intensificación es acompañada por un aumento de la baroclinicidad y la importación de energía cinética principalmente desde la región de la corriente en chorro. Radinovic dice que la evidencia observacional indica que el mecanismo de ciclogénesis a sotavento es de alguna manera específico y debiera ser considerado como un tipo diferente de ciclogénesis, que llama "perturbación orográfica, tipo C".

Como se dijo previamente las dimensiones de los Alpes son menores que las de otras cadenas montañosas, como las Rocallosas o los Andes. En los Alpes, el flujo atmosférico tiene una importante componente que rodea a la orografía, mientras que las Rocallosas o los Andes, por su extensión fuerzan al flujo a que pase sobre ellas, más que a su alrededor.

Palmén y Newton (1969) describen las ciclogénesis a sotavento de las Rocallosas, y citando a Hess y Wagner (1948) dicen que las mismas dependen del doble efecto causado por una baja del Pacífico que entra por la costa oeste: la presencia de la baja aumenta el flujo sobre las montañas con la consecuente intensificación de la vaguada estacionaria a sotavento y en una segunda instancia la baja pasa sobre las montañas y produce una caída adicional de presión.

Según Palmén y Newton, el proceso general es uno en que la vorticidad es generada en la vaguada a sotavento en las capas bajas. Dicha vaguada es mantenida fija a la pendiente oriental y finalmente es alcanzada por la región de divergencia en altura a medida que la vaguada se acerca.

Egger (1974), simula una ciclogénesis a sotavento de una cadena comparable con las Rocallosas y estudia los términos de las ecuaciones de la divergencia y de la vorticidad. Representa a las montañas como una masa de aire estanco en un modelo de 6 niveles en coordenadas σ , donde el estado inicial es una baja desplazándose en una corriente baroclínica hacia la cadena montañosa que se encuentra al este de la misma. Su simulación representa satisfactoriamente a una débil ciclogénesis a sotavento de las Rocallosas, en la que la penetración de aire caliente del ciclón primario resulta en una tendencia hacia la caída de presión a sotavento. Observa Egger que en su simulación la advección de vorticidad no tiene influencia en el desarrollo en las capas bajas.

Chung et al. (1976) estudian un gran número de ciclogénesis a sotavento de las Rocallosas canadienses y de las montañas al este de Asia y dicen que la formación inicial de la mayoría de los ciclones a sotavento ocurre bajo un flujo difluente en la tropósfera media que cruza la barrera montañosa. Esas características difluentes del flujo parecen intensificarse debido a las montañas.

Mechoso (1981) hizo una serie de simulaciones con y sin

orografía incluida en un modelo de circulación general y obtuvo que cuando aquella es incluida, hay una mayor frecuencia de ciclogénesis al este de Sudamérica, característica que no se observa en ausencia de orografía.

Ciappesoni y Núñez (1983) por medio de una simulación numérica estudiaron el efecto de la cordillera de los Andes en el flujo atmosférico, obteniendo que éste es más inestable a sotavento que a barlovento, así como que la cordillera produce un descenso de la presión a sotavento de la misma.

Cabe mencionar que los efectos de la cordillera de los Andes sobre las ciclogénesis al este de la misma no son muy conocidos (a no ser por las hipótesis intuitivas presentadas en algunos trabajos), pese a que éstas afectan las regiones más pobladas del país.

1.7 Objetivos propuestos

De acuerdo a lo anteriormente señalado, se proponen para este trabajo los siguientes objetivos:

i) En lo que hace a las ondas estacionarias, en esta tesis se profundizará el estudio de los efectos de la presencia de la orografía sobre un flujo barotrópico permitiendo intercambios no lineales en las ecuaciones del sistema. Un factor novedoso en esta tesis respecto de otros trabajos es la incorporación de una orografía realizada, cuyas alturas en la cordillera de los Andes son mucho más realistas que las de las experiencias previas citadas. Por último se estudiará el aporte de distintos continentes al flujo forzado por la topografía hemisférica.

ii) Con respecto a las situaciones de bloqueo, el objetivo será extender el mecanismo de Kalnay-Rivas y Merkiné (1981) a un hemisferio, con geometría esférica y considerando a la topografía sudamericana como el forzante corriente abajo (segundo forzante), para lograr así condiciones más realistas.

iii) Por último, con respecto a las ciclogénesis al este de los Andes, se simulará un caso de ciclogénesis con y sin orografía, de manera de poder analizar y comparar su evolución; se estudiará también la importancia de cada una de las componentes de la ecuación del desarrollo en la evolución del ciclón.

CAPITULO 2

LA ATMOSFERA BAROTROPICA.

2.1 Ecuaciones que describen a una atmósfera barotrópica.

Un estudio realizado por Blackmon et al (1979) mostró que las fluctuaciones transientes sobre el este de los océanos tienen una importante estructura barotrópica con una fuerte coherencia vertical en el campo de las alturas geopotenciales, mientras que en el interior de los continentes la estructura es mucho más baroclínica. Asimismo Blackmon et al (1977), aplicando filtros pasa-banda y pasa-bajo, obtuvieron que las fluctuaciones entre 2,5 y 6 días parecen estar relacionadas con ondas baroclínicas en desarrollo, mientras que para períodos mayores a 6 días, las perturbaciones tienden a ser más barotrópicas que para escalas de tiempo menores.

Si bien estos resultados fueron obtenidos para el hemisferio norte, pueden ser también considerados válidos para el hemisferio sur, ya que son interpretaciones del efecto océano-continente y de la duración de las perturbaciones, que no tienen un condicionamiento sobre el hemisferio en el cual se producen. Siendo el hemisferio sur principalmente oceánico y teniendo en cuenta que tanto las ondas estacionarias como los bloqueos tienen períodos superiores a los 6 días, se puede considerar que la atmósfera del hemisferio sur es para estos fenómenos fuertemente barotrópica. Verifican esta hipótesis los resultados presentados en el capítulo 1, mostrando la estructura barotrópica tanto de las ondas estacionarias como de los anticiclones de bloqueo.

Es posible entonces estudiar ambos fenómenos suponiendo una atmósfera barotrópica, la cual puede ser representada por el sistema de ecuaciones que consideran a un fluido incompresible, homogéneo y sin fricción, con un límite inferior y una superficie libre.

Suponiendo que la presión se determina hidrostáticamente, la ecuación de movimiento en forma vectorial es:

$$v_t + v \cdot \nabla v + f k \times v + g \nabla h = 0 \quad (2.1)$$

donde se siguen las convenciones usuales en meteorología (ver lista de símbolos). Las derivadas parciales son representadas por subíndices. Otra expresión de la ecuación (2.1) se puede obtener debido a la igualdad:

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \nabla (v^2/2) + z^R \mathbf{k} \times \mathbf{v}$$

donde $z^R = \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{v}$ es la vorticidad relativa. Esta expresión reemplazada en (2.1) da:

$$v_t + \nabla (v^2/2) + f \mathbf{k} \times \mathbf{v} + z^R \mathbf{k} \times \mathbf{v} + g \nabla h = 0$$

$$\text{ó } v_t + (f + z^R) \mathbf{k} \times \mathbf{v} + \nabla (v^2/2 + gh) = 0$$

y multiplicando y dividiendo el segundo término por el espesor de fluido, $(h-s)$, donde s es la topografía,

$$v_t + [(f + z^R)/(h-s)] \mathbf{k} \times (h-s) \mathbf{v} + \nabla (v^2/2 + gh) = 0$$

Si se tiene en cuenta que $(f + z^R/(h-s)) = q$ es la vorticidad potencial, esta última ecuación se puede escribir:

$$v_t + q \mathbf{k} \times (h-s) \mathbf{v} + \nabla (v^2/2 + gh) = 0 \quad (2.2)$$

Por la suposición de incompresibilidad, la ecuación de continuidad en esta atmósfera se reduce a:

$$u_x + v_y + w_z = 0 \quad (2.3)$$

donde w es la velocidad vertical.

La ecuación (2.3) puede ser integrada en la vertical, obteniéndose

$$(u_x + v_y)(h-s) + w^h - w^0 = 0 \quad (2.4)$$

Donde w^h y w^0 son las velocidades en la superficie libre y en el límite inferior respectivamente.

De acuerdo con la condición cinemática de borde, la velocidad vertical en el límite inferior se anula si la superficie es horizontal ($z=0$, $w^0=0$). Si no lo es, se puede

suponer que:

$$w^{\theta} = \mathbf{V} \cdot \nabla s = u s_x + v s_y \quad (2.5)$$

Por otra parte, la velocidad vertical en el límite superior es:

$$w^h = dh/dt = h_t + u h_x + v h_y \quad (2.6)$$

Entonces se pueden reemplazar w^h y w^{θ} de las ecuaciones (2.5) y (2.6) en la ecuación (2.4),

$$(u_x + v_y)(h-s) + h_t + u(h-s)_x + v(h-s)_y = 0$$

de donde se despeja h_t :

$$h_t = -(h-s)(u_x + v_y) - u(h-s)_x - v(h-s)_y \quad (2.7)$$

como $s_t=0$, entonces $h_t=(h-s)_t$, y la ecuación (2.7) se puede escribir:

$$(h-s)_t = -\nabla \cdot [(h-s) \mathbf{V}] \quad (2.8)$$

Que es otra expresión de la ecuación de continuidad.

Las ecuaciones (2.2) y (2.8) constituyen un sistema de 3 ecuaciones escalares con 3 incógnitas, conocido con el nombre de "sistema de ecuaciones de agua poco profunda".

2.2 Propiedades conservativas del sistema de ecuaciones de agua poco profunda

a) Vorticidad potencial.

Es posible aplicar el operador $k \cdot \nabla \times ()$ a cada uno de los términos de la ecuación (2.2),

$$i) k \cdot \nabla \times \mathbf{V}_t = (k \cdot \nabla \times \mathbf{V})_t = (z^{\omega})_t = (z^{\omega} + f)_t$$

$$ii) k \cdot \nabla \times [qk \times (h-s) \mathbf{V}] = k \cdot \{qk [\nabla \cdot (h-s) \mathbf{V}] - (h-s) \mathbf{V} (\nabla \cdot qk) + [(h-s) \mathbf{V} \cdot \nabla] qk - (qk \cdot \nabla) (h-s) \mathbf{V}\}$$

donde el segundo y cuarto términos de la derecha son nulos

$$\text{iii) } k \cdot \nabla \times [V^2/2 + gh] = 0$$

Sumando los términos,

$$(z^R + f)_t + q \nabla \cdot (h-s)V + (h-s)V \cdot \nabla q = 0 \quad (2.9)$$

El segundo término puede ser reemplazado por la ecuación de continuidad, (2.8),

$$(z^R + f)_t - q(h-s)_t + (h-s)V \cdot \nabla q = 0$$

Dividiendo por el espesor de fluido, (h-z),

$$(z^R + f)_t / (h-s) - (z^R + f)(h-s)_t / (h-s)^2 + V \cdot \nabla q = 0$$

Los dos primeros términos son iguales a $[(z^R + f)/(h-s)]_t$ de donde

$$[(z^R + f)/(h-s)]_t + V \cdot \nabla q = 0$$

$$\text{ó} \quad q_t + V \cdot \nabla q = 0 \quad (2.10)$$

$$\text{ó} \quad dq/dt = 0 \quad (2.11)$$

Que muestra la conservación de la vorticidad potencial para cada parcela.

b) Enstrofia potencial.

Si ahora se multiplica a la ecuación (2.10) por (h-z)q,

$$(h-s)q(q_t + V \cdot \nabla q) = (h-s)(q^2/2)_t + (h-s)V \cdot \nabla (q^2/2) = 0 \quad (2.12)$$

y luego se multiplica a la ecuación (2.8) por $q^2/2$,

$$(q^2/2) \{ (h-s)_t + \nabla \cdot [(h-s)V] \} = (q^2/2)(h-s)_t + (q^2/2) \nabla \cdot [(h-s)V] \quad (2.13)$$

y se suman (2.12) y (2.13), se obtiene:

$$[(h-s)(q^2/2)]_t + \nabla \cdot [(h-s)\mathbf{V}(q^2/2)] = 0$$

Esta ecuación, integrada en el dominio, da:

$$d\left\{\int\int (h-s)(q^2/2) dx dy\right\}/dt = 0 \quad (2.14)$$

Lo que demuestra la conservación de la enstrofia potencial para el sistema. La conservación de la enstrofia trae aparejado un correcto tratamiento de las transferencias energéticas entre los distintos números de onda; de esa manera no se producen cascadas de energía sistemáticas y ficticias hacia los mayores números de onda (Mesinger y Arakawa, 1976).

c) Energías cinética y potencial.

La ecuación de la energía cinética es obtenida multiplicando escalarmente la ecuación (2.2) por $(h-s)\mathbf{V}$ y combinando los resultados con (2.8) multiplicada por $\mathbf{V}^2/2$ (energía cinética, también identificada por K):

$$i) (h-s)\mathbf{V} \cdot \mathbf{V}_t = (h-s)(\mathbf{V}^2/2)_t = (h-s)K_t$$

$$ii) (h-s)\mathbf{V} \cdot \mathbf{qk} \times (h-s)\mathbf{V} = 0$$

$$iii) (h-s)\mathbf{V} \cdot \nabla [(\mathbf{V}^2/2) + gh] \text{ queda sin modificar.}$$

De manera que al multiplicar (2.2) por $(h-s)\mathbf{V}$, resulta :

$$(h-s)K_t + (h-s)\mathbf{V} \cdot \nabla (K + gh) = 0 \quad (2.15)$$

Si ahora se multiplica (2.8) por K , se tiene:

$$K(h-s)_t = -K\nabla \cdot [(h-s)\mathbf{V}] \quad (2.16)$$

y sumando (2.15) y (2.16), se llega a:

$$[(h-s)K]_t + \nabla \cdot [(h-s)\mathbf{V}K] + (h-s)\mathbf{V} \cdot \nabla (gh) = 0 \quad (2.17)$$

que es la expresión para la energía cinética total.

Para obtener la ecuación de la energía potencial, se multiplica a (2.8) por gh ,

$$i) gh(h-s)_t = g(h^2/2)_t$$

$$ii) gh\nabla \cdot [(h-s)\mathbf{V}] = \nabla \cdot [gh(h-s)\mathbf{V}] - (h-s)\mathbf{V} \cdot \nabla(gh)$$

Llegándose a :

$$g(h^2/2)_t + \nabla \cdot [gh(h-s)\mathbf{V}] - (h-s)\mathbf{V} \cdot \nabla(gh) = 0 \quad (2.18)$$

que es la ecuación para la energía potencial.

Sumando (2.17) y (2.18), se obtiene la expresión para la energía total,

$$[(h-s)K + g(h^2/2)]_t + \nabla \cdot [gh(h-s)\mathbf{V} + (h-s)\mathbf{V}K] = 0$$

Que integrada en todo el dominio, da:

$$d\left(\iint [(h-s)K + gh^2/2]dx dy\right)/dt = 0 \quad (2.19)$$

Lo cual demuestra la conservación de la energía total.

2.3 El esquema numérico en diferencias finitas utilizado

El sistema de ecuaciones de agua poco profunda mencionado en el punto 1 de este capítulo fue resuelto usando el esquema de Arakawa y Lamb (1981), para las alturas de 300 mb, pues es el nivel que da campos más realistas en los modelos barotrópicos, según Grose y Hoskins (1979). Este esquema tiene propiedades muy importantes, como que conserva a la enstrofia potencial del sistema y a la energía del mismo, aún en presencia de pendientes abruptas en la orografía. De esta manera no se producen cascadas de energía hacia las ondas cortas, evitándose el problema de la inestabilidad no lineal, y desde el punto de vista físico, se asegura un correcto tratamiento de los procesos no lineales, y de los correspondientes intercambios entre los distintos números de onda. Cabe recordar que en las ondas estacionarias y especialmente en las situaciones de bloqueo, los

procesos no lineales juegan un papel muy importante en el desarrollo de las mismas. Esto es un detalle muy importante cuando se trata de simular esos fenómenos en nuestra región, donde la presencia de la cordillera de los Andes significa un obstáculo que no todos los modelos pueden tratar correctamente.

Las ecuaciones (2.2) y (2.8) expresadas en coordenadas esféricas son, según Arakawa y Lamb (1981),

$$(u/m)_e - q(h-s)v/m + (K+\bar{Q})_1 = 0 \quad (2.20)$$

$$(v/n)_e + q(h-s)u/n + (K+\bar{Q})_\theta = 0 \quad (2.21)$$

$$[h/(nm)]_e + [(h-s)u/n]_1 + [(h-s)v/m]_\theta = 0 \quad (2.22)$$

donde $\bar{Q} = gh$, $m = 1/[a \cdot \cos(\theta)]$, $n = 1/a$, θ la latitud, l la longitud, y a el radio de la tierra.

La vorticidad relativa queda expresada como:

$$z^R = mn[(v/n)_1 - (u/m)_\theta] \quad (2.23)$$

Estas ecuaciones puestas en diferencias finitas con el esquema de estos autores se expresan:

Ecuaciones de movimiento,

$$\begin{aligned} & (\Delta l \cdot u_{i,j+k}/m_{j+k})_e - \alpha_{i,j+k}(v^*)_{i+k,j+1} - \beta_{i,j+k}(v^*)_{i-k,j+1} \\ & - \Gamma_{i,j+k}(v^*)_{i-k,j} + \delta_{i,j+k}(v^*)_{i+k,j} + \\ & + \epsilon_{i+k,j+k}(u^*)_{i+1,j+k} - \epsilon_{i-k,j+k}(u^*)_{i-1,j+k} \\ & + [K_{i+k,j+k} - K_{i-k,j+k}] + [\bar{Q}_{i+k,j+k} - \bar{Q}_{i-k,j+k}] = 0 \end{aligned} \quad (2.24)$$

$$\begin{aligned} & (\Delta \theta \cdot v_{i+k,j}/n_j)_e + \Gamma_{i+1,j+k}(u^*)_{i+1,j+k} + \delta_{i,j+k}(u^*)_{i,j+k} \\ & + \alpha_{i,j-k}(u^*)_{i,j-k} + \beta_{i+1,j-k}(u^*)_{i+1,j-k} + \\ & + \mu_{i+k,j+k}(v^*)_{i+k,j+1} - \mu_{i+k,j-k}(v^*)_{i+k,j-1} \\ & + [K_{i+k,j+k} - K_{i+k,j-k}] + [\bar{Q}_{i+k,j+k} - \bar{Q}_{i+k,j-k}] = 0 \end{aligned} \quad (2.25)$$

donde la energía cinética es:

$$\begin{aligned} K_{i+k,j+k} = & \{ (mn)_{j+k} / (\Delta l \Delta \theta) \} [\frac{1}{2} (\Delta l \Delta \theta) u^2 / (mn)_{j+k} + \\ & + \frac{1}{2} (\Delta l \Delta \theta) v^2 / (mn)_j]_{i+k,j+k} \end{aligned} \quad (2.26)$$

$$y \quad (u^*)_{i,j+k} \equiv [(h-s)u]_{i,j+k} \Delta\theta/n_{j+k} \quad (2.27a)$$

$$(v^*)_{i+k,j} \equiv [(h-s)v]_{i+k,j} \Delta l/m_j \quad (2.27b)$$

con

$$\epsilon_{i+k,j+k} = (q_{i+1,j+1} + q_{i,j+1} - q_{i,j} - q_{i+1,j})/24 \quad (2.28a)$$

$$\mu_{i+k,j+k} = (-q_{i+1,j+1} + q_{i,j+1} + q_{i,j} - q_{i+1,j})/24 \quad (2.28b)$$

$$\alpha_{i,j+k} = (2q_{i+1,j+1} + q_{i,j+1} + 2q_{i,j} + q_{i+1,j})/24 \quad (2.28c)$$

$$\beta_{i,j+k} = (q_{i,j+1} + 2q_{i-1,j+1} + q_{i-1,j} + 2q_{i,j})/24 \quad (2.28d)$$

$$\Gamma_{i,j+k} = (2q_{i,j+1} + q_{i-1,j+1} + 2q_{i-1,j} + q_{i,j})/24 \quad (2.28e)$$

$$\delta_{i,j+k} = (q_{i+1,j+1} + 2q_{i,j+1} + q_{i,j} + q_{i+1,j})/24 \quad (2.28f)$$

La vorticidad potencial es:

$$q_{i,j} = [f_j + (z^R)_{i,j}] \cdot \Delta l \Delta\theta / \{(mn)_{j+k} [(H-s)_{i+k,j+k} + (H-s)_{i-k,j+k} + (H-s)_{i+k,j-k} + (H-s)_{i-k,j-k}]\} \quad (2.29)$$

y la vorticidad relativa,

$$(z^R)_{i,j} = [(mn)_j / \Delta l \Delta\theta] [(v\Delta\theta/n)_{i+k,j} - (v\Delta\theta/n)_{i-k,j} + (u\Delta l/m)_{i,j-k} - (u\Delta l/m)_{i,j+k}] \quad (2.30)$$

$$\text{con } H_{i+k,j+k} \equiv [\Delta l \Delta\theta / (mn)_{j+k}] h_{i+k,j+k}$$

Por último la ecuación de continuidad se escribe:

$$(H_{i+k,j+k})_t + (u^*)_{i+1,j+k} - (u^*)_{i,j+k} + (v^*)_{i+k,j+1} - (v^*)_{i+k,j} = 0 \quad (2.31)$$

La región de integración del modelo es el hemisferio sur hasta una latitud de 5° S, con un retículo cuyos nodos están distanciados 9° en la dirección longitudinal y 5° en la dirección latitudinal, necesitándose 40x17 puntos para cubrir el dominio de integración. Como se habrá podido observar en las ecuaciones anteriores el retículo es desplazado, y en la figura 14a se observa la distribución de las variables en él.

La condición de borde hacia el ecuador para las experiencias de ondas estacionarias fue tomada considerando una pared tal que:

$$u_b = 0$$

$$v_b = 0$$

que es semejante, en primera aproximación, a lo que resulta en promedio; las alturas geopotenciales en el borde se tomaron iguales al valor inicial en esa latitud, obtenido por equilibrio geostrófico. Para las experiencias de bloqueos, se tomó como borde una pared deslizante, en la cual se cumple que:

$$u_b = u_{b-1}$$

$$v_b = 0$$

$$h_b = h_{b-1} - (1/g) \int \bar{u} f dy \quad \text{con } \bar{u} = (u_b + u_{b-1})/2$$

El esquema temporal empleado es centrado ("leap frog") salvo en el paso inicial, donde se empleó el esquema de Matsuno.

2.4 El problema del polo.

a) Dado que el polo sur en coordenadas esféricas es un punto singular, donde las componentes de la velocidad no pueden ser definidas, es necesario modificar las ecuaciones en diferencias finitas, teniendo en cuenta que el retículo cerca del polo es el indicado en la figura 14b. Las ecuaciones en $j = p + \frac{1}{2}$ y $j = p + 1$, donde p indica el polo, son (siempre según Arakawa y Lamb, 1981):

Ecuación de movimiento (zonal) en $p + \frac{1}{2} = 1,5$

$$\begin{aligned} & (\Delta t \cdot u_{1,p+\frac{1}{2}} / m_{p+\frac{1}{2}})_t - \alpha_{1,p+\frac{1}{2}} (v^*)_{1+\frac{1}{2},p+1} - \beta_{1,p+\frac{1}{2}} (v^*)_{1-\frac{1}{2},p+1} \\ & + \epsilon_{1+\frac{1}{2},p+\frac{1}{2}} (u^*)_{1+1,p+\frac{1}{2}} - \epsilon_{1-\frac{1}{2},p+\frac{1}{2}} (u^*)_{1-1,p+\frac{1}{2}} \\ & + [K_{1+\frac{1}{2},p+\frac{1}{2}} - K_{1-\frac{1}{2},p+\frac{1}{2}}] + [\bar{\delta}_{1+\frac{1}{2},p+\frac{1}{2}} - \bar{\delta}_{1-\frac{1}{2},p+\frac{1}{2}}] = 0 \end{aligned} \quad (2.32)$$

Ecuación de continuidad en $p + \frac{1}{2} = 1,5$

$$\begin{aligned} & (H_{1+\frac{1}{2},p+\frac{1}{2}})_t + (u^*)_{1+1,p+\frac{1}{2}} - (u^*)_{1,p+\frac{1}{2}} + \\ & + (v^*)_{1+\frac{1}{2},p+1} = 0 \end{aligned} \quad (2.33)$$

$$\text{con } H_{1+\frac{1}{2},p+\frac{1}{2}} \equiv [\Delta t \Delta \theta / (m n)_{p+\frac{1}{2}}] h_{1+\frac{1}{2},p+\frac{1}{2}} \quad (2.34)$$

$$y \quad \epsilon_{1+\frac{1}{2},p+\frac{1}{2}} = (q_{1+1,p+1} + q_{1,p+1} - 2q_p) / 24 \quad (2.35a)$$

$$\alpha_{1,p+\frac{1}{2}} = (2q_{1+1,p+1} + q_{1,p+1} + 3q_p) / 24 \quad (2.35b)$$

$$\beta_{1,p+\frac{1}{2}} = (q_{1,p+1} + 2q_{1-1,p+1} + 3q_p) / 24 \quad (2.35c)$$

siendo la vorticidad potencial en el polo

$$q_p = [f_p + (z^R)_p] / (h-s)_p \quad (2.36)$$

y donde

$$(z^R)_p = (1/A) \sum (u \Delta l / m)_{i, p-k} \quad i = 1, \dots, N \quad (2.37)$$

con N el número de puntos en un círculo de latitud, y

$$A = N \cdot \Delta l \Delta \theta / (mn)_p$$

$$y \quad \Delta l \Delta \theta / (mn)_p = \frac{1}{2} \Delta l \Delta \theta / (mn)_{p+k}$$

Por último la ecuación de movimiento (meridional) en $p+1 = 2$

$$\begin{aligned} & (\Delta \theta \cdot v_{i+k, p+1} / n_{p+1})_t + \Gamma_{i+1, p+3/2} (u^*)_{i+1, p+3/2} + \\ & + \delta_{i, p+3/2} (u^*)_{i, p+3/2} + \alpha_{i, p+k} (u^*)_{i, p+k} + \beta_{i+1, p+k} (u^*)_{i+1, p+k} + \\ & + \mu_{i+k, p+3/2} (v^*)_{i+k, p+2} + [K_{i+k, p+3/2} - K_{i+k, p+k}] \\ & + [\tilde{Q}_{i+k, p+3/2} - \tilde{Q}_{i+k, p+k}] = 0 \end{aligned} \quad (2.38)$$

b) Otro problema concerniente a las coordenadas esféricas es que al acercarse al polo, la distancia entre puntos de retículo en la dirección zonal se va reduciendo, y esto exigiría emplear pasos de tiempo en extremo pequeños para evitar transgredir la condición de Courant-Friedrichs-Levy de inestabilidad lineal. El resultado es que se necesitarían tiempos de computación exageradamente elevados para la integración del modelo. El problema puede ser resuelto teniendo en cuenta la condición de inestabilidad lineal en el espacio de número de onda para las ecuaciones lineales de agua poco profunda (Holloway et al., 1973):

$$c \Delta t \leq L / \{2\pi [\text{sen}(kd) / (kd)]\} \quad (2.39)$$

Donde L es la longitud de onda correspondiente al número de onda k, de acuerdo a la relación $L=2\pi/k$, c es la velocidad de las ondas y d la distancia entre puntos de retículo.

Se ve en la ecuación (2.39) que si las ondas más cortas son eliminadas por medio de un filtrado, al aumentar el valor de L es posible aumentar el paso de tiempo sin producir inestabilidad lineal.

En el modelo barotrópico el filtro se emplea entre el polo y los 60° S, limitando la longitud de onda zonal de la onda más corta, a la distancia entre 2 puntos de retículo a 60° S.

El filtro se aplica a las variables en cada paso de tiempo, analizando a las mismas en cada círculo de latitud, en sus componentes de Fourier,

$$A_m = (1/N) \sum x_i \cos(2\pi mi/N) \quad i = 1, \dots, N \quad (2.40a)$$

$$B_m = (1/N) \sum x_i \sin(2\pi mi/N) \quad i = 1, \dots, N \quad (2.40b)$$

donde N es el número de puntos por círculo de latitud, m varía de 1 a $M = \frac{1}{2}N - 1$ (si N es par) y A_m y B_m son los coeficientes de Fourier. Una vez calculados los coeficientes, se hace la síntesis sin incluir las ondas más cortas que aquella prefijada,

$$x_i = A_0 + 2 \sum [A_m \cos(2\pi mi/N) + B_m \sin(2\pi mi/N)] + A_M \cos(2\pi Mi/N) \quad m = 1, \dots, M_{\max} \quad (2.41)$$

M_{\max} es el número de onda máximo (correspondiente a la longitud de onda mínima) que se considera en cada círculo de latitud. M_{\max} se determina con la fórmula (Holloway et al., 1973):

$$M_{\max} = \frac{1}{2}N \cos(\theta) / \cos(60^\circ) \quad (2.42)$$

El último término de la ecuación (2.41) solo aparecerá si $M_{\max} \geq M$. En ese caso la sumatoria se hace sólo hasta M. De esta manera el paso de tiempo empleado en las integraciones pudo ser extendido a 15 minutos.

2.5 Condición de borde inferior. (Inclusión de la topografía).

Al trabajar con modelos numéricos se discretizan las variables para definir las en puntos de retículo, pero al hacer esto se eliminan una serie de fenómenos y efectos que se producen en una escala menor a la que es capaz de representar el retículo. Tal es el caso de la topografía, pues ella es habitualmente

promediada tomando los valores alrededor de cada punto de retículo y asignando ese promedio al mismo.

Para poder representar realísticamente a la topografía, se necesitaría trabajar en un retículo de muy alta resolución, de manera que las alturas del terreno en el modelo sean semejantes a las reales. Sin embargo lo común es que no se trabaje con este tipo de retículos, porque se necesitaría tener gran capacidad de memoria en la computadora y además los tiempos de computación de los modelos numéricos serían muy altos. Al reducir la resolución, se debe aumentar el área para promediar la orografía que irá en cada punto del retículo, y eso redundará en una disminución de las alturas de las montañas en el modelo, pues al promediar se suavizan los campos.

Como resultado de esto, se tiene que cuanto menor sea la altura de la orografía en el modelo, menor será su acción sobre el flujo atmosférico. Precisamente en el caso de los modelos de pronóstico (en particular a mediano y largo plazo), un factor importante en los errores sistemáticos es la deficiencia con que es tratado el forzante orográfico por dichos modelos (Wallace et al., 1983).

Esos autores describen un método efectivo para parametrizar el efecto subreticular de la orografía, que es usando la llamada "orografía envolvente".

La orografía envolvente consiste en obtener, a partir de un conjunto de datos de orografía en un retículo de alta resolución, el promedio y la desviación standard de las alturas de terreno que corresponden a cada punto del retículo de baja resolución, donde se resuelven las ecuaciones del modelo. En la figura 14c se muestran los dos retículos superpuestos, y la cantidad de puntos de retículo de alta resolución que se asignan a cada punto del retículo de baja resolución. Entonces, teniendo el promedio (\bar{s}) y la desviación standard (σ) para cada punto (i,j) en el retículo de baja resolución, se asigna como valor de la topografía en ese punto al que corresponde de hacer

$$s_{i,j} = \bar{s} + \epsilon\sigma$$

donde ϵ es una constante a estimar.

El efecto que producirá la orografía envolvente es el siguiente: En regiones de topografía regular, donde la

desviación standard es pequeña, no se producen modificaciones sensibles a los valores de la orografía promedio. Ese es el caso del macizo antártico, como se verá enseguida. Pero en regiones con cambios abruptos de las alturas del terreno en distancias cortas, la desviación standard será mayor y hará un aporte considerable a la orografía en cada punto de retículo. Este es el caso de la cordillera de los Andes, la cual resulta muy suavizada al considerar solo el promedio.

Para realizar las experiencias barotrópicas a describir en los capítulos que siguen, se tomaron como datos en el retículo de alta resolución a los datos obtenidos por Gates y Nelson (1975), quienes tabularon las alturas de terreno en un retículo de $1^\circ \times 1^\circ$. En ese conjunto de datos, la altura de terreno máxima en la cordillera de los Andes es de 5500m, y en la Antártida es de 3890 m. Como ya se mencionó previamente, el retículo de baja resolución para las experiencias barotrópicas fue de $9^\circ \times 5^\circ$, y en él se consideraron varios tipos de orografía:

- i) Orografía promedio, $\epsilon=0$
- ii) Orografía envolvente, $\epsilon=1$
- iii) Orografía envolvente, $\epsilon=1,5$

Con la orografía promedio (figura 15) la altura máxima en la cordillera de los Andes es de 2330 m, mientras que en la Antártida se observa una altura máxima de 3800 m. Esta última es cercana a la observada, pero no ocurre así con la primera.

Al emplear la orografía envolvente con $\epsilon=1$ (figura 16), se nota una sustancial mejora en las alturas de la cordillera de los Andes, cuya altura máxima resulta ahora de 4110 m, aunque de todos modos sigue siendo menor que aquella del retículo de alta resolución. En la Antártida la altura máxima resulta de 3890 m, es decir que ha habido una muy pequeña variación de alturas.

El tercer tipo de orografía, envolvente con $\epsilon=1,5$, (figura 17), muestra un valor máximo de 5010 m en los Andes y de 3970 m en la Antártida.

No se incluyó la orografía envolvente con $\epsilon=2$, ya que excedía los valores tabulados por Gates y Nelson. En el capítulo 3 se discutirán las diferencias en las experiencias como resultado de considerar a las diferentes orografías.

2.6 Breve resumen del funcionamiento del modelo

La estructura del modelo es representada por un diagrama de bloques en el apéndice A.

En la parte inicial del programa son calculadas las constantes de uso reiterado durante la integración. En esa primera fase, se incorpora la topografía del hemisferio sur, la cual fue preparada previamente de acuerdo a lo indicado en el punto 2.5. A continuación se calculan o leen los campos iniciales de las variables u , v , y h , de acuerdo a la experiencia a realizar.

En una segunda etapa se realiza la integración temporal, que como se indicó anteriormente consiste en un primer paso de acuerdo al esquema de Matsuno para luego continuar con pasos centrados en el tiempo. Posteriormente a cada paso es aplicado el filtro en altas latitudes para evitar la inestabilidad lineal. A lo largo de la integración, son calculados los siguientes parámetros cada 15 pasos (3hs. y 45 min.): amplitud de las ondas de número 1 a 18 en una latitud de interés, energía cinética, energía potencial, energía total, enstrofía potencial, masa total y cantidad de movimiento zonal y meridional. Durante la integración se acumulan los valores en cada punto del retículo para así poder hacer el promedio de los campos en el período requerido.

Una vez completada la integración y en la última parte del programa, se imprimen, para el estado final, los campos de las componentes de la velocidad, las alturas y las anomalías de las alturas respecto al promedio zonal inicial, la vorticidad relativa y el análisis espectral de las alturas; luego de calcular el promedio de los campos en el período que se le solicite, calcula la vorticidad relativa de los campos medios, las anomalías de las alturas medias y también analiza espectralmente a esas alturas.

CAPITULO 3

EXPERIENCIAS BAROTROPICAS REALIZADAS.

PARTE 1: ONDAS ESTACIONARIAS.

En las próximas secciones se describirán las experiencias realizadas para estudiar las ondas estacionarias. En el punto 3.1 se discuten los estados iniciales y otras características de las simulaciones efectuadas. En el punto 3.2 se estudia la respuesta de distintas orografías al flujo barotrópico de invierno y en el punto 3.3, la influencia de cada continente en los campos simulados de invierno. En el punto 3.4 se estudia el aporte de la orografía a los campos de verano y por último en el punto 3.5 se presentan las conclusiones de los análisis hechos en las secciones previas.

3.1 Consideraciones previas.

a) Perfil de vientos.

El estado inicial de las experiencias de ondas estacionarias para invierno (julio) fue un perfil zonal de vientos en 300 mb aproximado al observado (Van Loon, 1972); ese perfil es presentado en la figura 18a, donde se destaca que la velocidad máxima ($u_{max} = 35$ m/s) está en los 25° S, aunque existe un máximo secundario ($u = 26$ m/s) en 50° S. Tanto hacia el ecuador como hacia el polo de esos máximos, la velocidad decrece fuertemente.

En la figura 18b se presenta el perfil correspondiente al verano (enero) siempre de acuerdo a Van Loon. Ahora hay un único máximo ($u_{max} = 30$ m/s) en 45° S, mientras que hacia el borde ecuatorial aparece una componente del este del flujo atmosférico.

Estos perfiles fueron mantenidos a lo largo de las correspondientes integraciones forzando a que el flujo oscilara alrededor de ellos. Para lograr esto se ha de agregar en las ecuaciones de movimiento un término del tipo:

$$u_t = \dots -k(u - u_e)$$

$$v_t = \dots -kv$$

donde u_c representa al perfil climático de vientos considerado y k es un coeficiente friccional que equivale a un tiempo de decaimiento de 15 días, hacia el flujo medio. Es decir que en ausencia de otros efectos, luego de 15 días las perturbaciones respecto al flujo medio disminuirían a $(1/e)$ de su valor inicial. ($e=2,7182\dots$, es el número de Euler o la base de los logaritmos naturales).

b) Determinación del período de integración.

Quando se trabaja con un modelo para simular efectos climáticos se han de tener en cuenta dos factores: El tiempo de integración hasta lograr una estabilidad de la solución y el período en que se han de promediar los campos simulados. Para establecer valores apropiados de los factores citados, se estudiaron las amplitudes de las distintas ondas (que resultan al realizar un análisis espectral de los campos en cada círculo de latitud), en función del tiempo. De las 19 ondas del espectro, se analizaron las primeras 6, pues las otras tenían amplitudes despreciables. En la figura 19 se muestra la amplitud de la onda 1 en función del tiempo para 55° S, donde se puede observar que hay fuertes variaciones en los primeros 10 días; posteriormente estas oscilaciones se van amortiguando tendiendo a un estado estacionario, el cual prácticamente se logra a partir del día 30, pues no hay variaciones significativas de la amplitud. Las amplitudes de las ondas 2 a 6 no son presentadas por tener un comportamiento semejante al de la onda 1.

El período en el cual se promediaron los campos fue tomado como los 5 días siguientes al día 30 (promedio del día 31 al 35) por considerárselo suficientemente estable como para describir en forma apropiada los campos producidos por la orografía en las distintas simulaciones. (Ver Addenda al final de esta tesis).

3.2 Campos simulados de invierno

a) Descripción de los campos con distintas topografías.

Se realizaron tres experiencias en las cuales se simularon las ondas estacionarias de invierno con las distintas topografías hemisféricas citadas en el punto 2.5.

La experiencia E1 fue realizada con la orografía promedio. La

experiencia E2 fue realizada con la orografía envolvente con $\epsilon=1$ y la tercera experiencia (E3), con orografía envolvente con $\epsilon=1.5$.

Los campos resultantes de las tres experiencias y sus anomalías (con respecto al estado inicial), se muestran en las figuras 20, 21 y 22 (a y b). Al comparar los campos no se observan diferencias en la configuración, es decir que aparecen anomalías positivas y negativas en las mismas regiones para las tres experiencias, modificándose sólo la intensidad de las mismas.

Al comparar esos campos con los obtenidos por Trenberth (1979, 1980), (Figs. 1a y 2a)*, se hallan coincidencias en las anomalías positivas sobre el océano Pacífico oriental, sobre el océano Atlántico y en el océano Índico occidental en 30° S. Las anomalías negativas muestran coincidencias sobre América del sur y en su litoral atlántico.

Se observan discrepancias al sur de Africa hacia la Antártida ($50-70^\circ$ S), en el océano Índico sur (entre $50-70^\circ$ S y $0-120^\circ$ E), y en el océano Pacífico occidental (entre 30 y 60° S).

En los campos de las experiencias se observa un dipolo al sur de Australia, con anomalías positivas en 30° S y 130° E, y anomalías negativas en 60° S y 150° E. En los campos obtenidos por Trenberth (1980) se halla también un dipolo con anomalías positivas en aproximadamente 55° S y 160° E y anomalías negativas en 75° S, 160° E. Si bien ambas regiones son muy cercanas, varios trabajos (p. ej. Baines, 1983), atribuyen esa característica del flujo a las anomalías térmicas del mar en esa zona, y no al efecto de la orografía.

En los campos simulados sobre la Antártida aparecen anomalías positivas; esa característica será discutida con detalle en el punto 3.3.

b) Análisis espectral de los campos.

En el capítulo 1 se presentaron los resultados del análisis espectral realizado por Trenberth (1980) y en la figura 4 se mostró la marcha anual en función de la latitud, de la amplitud,

* Si bien los campos de Trenberth corresponden a las alturas de 500 mb, mientras que en las experiencias se consideró el nivel de 300 mb, por suponer barotropía los datos de ambos niveles pueden ser comparados cualitativamente.

fase y porcentaje de la varianza de las ondas 1, 2 y 3 para las anomalías del campo de las alturas en 500 mb. A partir de los valores de amplitud y porcentaje de la varianza es posible construir la marcha anual de la varianza longitudinal total en función de la latitud (ver apéndice B). Si bien esta estimación es algo imprecisa debido a la metodología utilizada, puede servir para realizar una comparación entre las observaciones y las simulaciones. Se calculó por este método la varianza longitudinal total para los meses de julio y enero (este último caso se discutirá en el punto 3.4).

En la figura 23 se representa en línea gruesa continua la varianza longitudinal total para julio en función de la latitud según Trenberth (1980). Se puede observar un máximo absoluto en los 60° S, un mínimo en 45° S y un máximo secundario en $30-35^{\circ}$ S.

En la misma figura se ha representado la varianza longitudinal total en función de la latitud para los campos resultantes de las tres experiencias E1, E2 y E3 (línea fina continua, línea de trazos y línea de puntos respectivamente). En el caso de la experiencia E1, (orografía promedio), se observa un único máximo en una latitud casi coincidente con la del máximo secundario de los datos de Trenberth (1980), esto es en 30° S, pero no se observa ningún máximo en 60° S; es decir que en este caso se está ignorando una característica fundamental del comportamiento del flujo estacionario en lo que hace a la varianza.

Al emplear una orografía envolvente con $\epsilon=1$ (experiencia E2), aparecen ahora dos máximos en la curva: en $25-30^{\circ}$ S, el máximo de la simulación y el correspondiente a los valores observados tienen una magnitud semejante; en 55° S, el modelo produce otro máximo en la varianza, casi coincidente con la latitud del máximo absoluto observado (60° S). Claramente surge que al emplear la orografía envolvente, se logra que las características del flujo sean mejor representadas.

La experiencia E3 (orografía envolvente con $\epsilon=1.5$), produce un aumento en el máximo ubicado en 55° S, mejorando aún más el perfil latitudinal de la varianza total.

Dado que no se busco hacer un ajuste del modelo a estos datos observacionales y teniendo en cuenta que las orografías envolventes con $\epsilon=1.5$ si bien representan mejor a la cordillera de los Andes, a su vez exceden las alturas reales de la

Antártida y Australia, se optó por emplear en todas las experiencias la orografía envolvente con $\epsilon=1$, la cual produce un flujo estacionario cualitativamente semejante al observado.

Se destaca el hecho de que sólo una orografía realizada permite describir correctamente (en forma cualitativa, como es de esperar en un modelo barotrópico) la varianza longitudinal total del campo de las alturas, cosa que no hubiera sido posible de haberse usado la orografía promedio.

En la figura 24a se muestra en línea gruesa continua el aporte de las ondas 1 a 3 a la varianza total, siempre de acuerdo a Trenberth (1980). De esa figura surge que esas ondas son las que más aportan a la varianza total, siendo ese aporte superior al 90% en casi todas las latitudes salvo en la banda entre 40 y 55° S, donde se llega a un mínimo de 70%.

Los aportes de las ondas 1 a 3 en función de la latitud para la experiencia E2 (figura 24a, línea de trazos) muestran una notable coincidencia para latitudes mayores que 45° S. Sin embargo en latitudes menores que 45° S, la diferencia es llamativa, pues según los campos simulados la orografía produciría su aporte principal a la varianza en los números de onda 4 a 6 (figura 24b), en total discordancia con las observaciones.

El análisis de los resultados aquí presentados exige la consideración simultánea de lo obtenido en el punto 3.2 a) y b). A partir de los resultados en lo que hace a la varianza longitudinal total en función de la latitud, podría pensarse que en todas las latitudes hay una influencia de la orografía desde el punto de vista global, pero al descomponer la varianza en números de onda, se ve que esa semejanza se daría sólo para latitudes mayores que 45° S, mientras que en latitudes menores que 45° S no habría semejanza global. Es importante destacar que, desde el punto de vista regional, existen zonas de coincidencia, por ejemplo entre 120° O y 10° E, que es precisamente la región de América del Sur y zonas aledañas.

3.3 Aporte de los distintos continentes al campo simulado de invierno

Una vez estudiado el efecto de la topografía hemisférica en el

flujo atmosférico, de acuerdo a los resultados obtenidos con el modelo barotrópico, se procedió a analizar cual fue el aporte de cada continente o conjunto de continentes al campo recién descripto.

Para ello se realizaron tres experiencias con la orografía envolvente con $\epsilon=1$. En la primera se puso la topografía antártica solamente (experiencia E4). En la segunda se puso toda la topografía hemisférica menos el continente antártico (experiencia E5) y la tercera donde a la topografía hemisférica se le quitó América del Sur (experiencia E6). Las experiencias E4 y E5 son de alguna manera equivalentes, pues en ambas se está estudiando el aporte de la Antártida a las ondas estacionarias generadas por la topografía en el modelo.

a) Descripción de los campos.

En la figura 25 (a y b) se presenta el campo medio de las alturas en 300 mb y sus anomalías, para la experiencia E4. En el campo de anomalías se observa que sobre la misma Antártida hay una región de anomalías positivas, la cual se extiende sobre el océano Pacífico, al sur de 40° S y en $180-100^{\circ}$ O. La Antártida produce, también según esta experiencia, anomalías negativas en dos regiones: Al sudeste de América del Sur y en $50-70^{\circ}$ S y $50-130^{\circ}$ E.

Al eliminar a la Antártida de la topografía hemisférica, (figura 26), se observan aproximadamente los mismos campos que con la topografía hemisférica salvo lógicamente en las cercanías de la Antártida. En particular en las regiones mencionadas se observan las siguientes características: sobre el océano Pacífico existen anomalías positivas y al este de América se observan anomalías negativas, notándose entonces que la presencia de la orografía de la Antártida por un lado y la de los demás continentes por el otro, producen efectos semejantes sobre esas zonas. Sin embargo en la región entre $50-70^{\circ}$ S y $50-130^{\circ}$ E, ahora se observan anomalías positivas mientras que la Antártida produce anomalías negativas. De acuerdo con la experiencia E2, predomina el campo de anomalías positivas, el cual es una de las regiones mencionadas como discrepantes respecto a los campos obtenidos por Trenberth (1980).

Las anomalías positivas (en las simulaciones) sobre la Antártida se deben fundamentalmente a la presencia de este continente. Allí las configuraciones observada y simuladas son

disímiles; la forma concéntrica de las anomalías al sur de 70° S en el campo de la experiencia E4 (y en todas aquellas experiencias que incluyen a la Antártida) puede ser el resultado de interacciones no realistas entre las perturbaciones generadas por la Antártida en la circulación y el filtro polar, el cual al eliminar las ondas cortas en esas latitudes puede distorsionar las interacciones no lineales del flujo.

La experiencia E6 fue realizada para estudiar el efecto de América del Sur sobre la circulación, en comparación con los demás continentes. En la figura 27 a y b se presenta el campo medio en ausencia de América y las anomalías correspondientes. Al comparar con el campo de la experiencia E2, se observa que ha habido un cambio fundamental en el campo, evidenciándose que de todos los continentes, América sería el que hace su mayor aporte a las anomalías, al menos regionalmente en el sector oeste del hemisferio, y donde precisamente se hallan las coincidencias con los campos calculados por Trenberth.

b) Análisis espectral de los campos.

En la figura 28 se muestra la varianza longitudinal total en función de la latitud para las experiencias E4 y E6 (líneas de trazos y puntos respectivamente) y se las compara con la correspondiente varianza de la experiencia E2 (línea continua gruesa).

La experiencia E4 (Antártida sola) muestra un máximo en 55° S; la varianza tiende a cero al alejarse de esa latitud, y en particular hacia el norte, más allá de los 40° S, no hace un aporte efectivo a la varianza total. Al agregar a Australia y Africa (experiencia E6), la varianza en altas latitudes prácticamente no es modificada, pero aparece un pequeño aporte en las latitudes bajas, el cual es menos de un tercio de la varianza longitudinal total de la experiencia E2 con topografía hemisférica. Precisamente esta experiencia muestra que al agregarse América del Sur (o sea topografía hemisférica), la varianza aumenta en todas las latitudes duplicando el valor en 55° S y triplicándolo en $25-30^{\circ}$ S.

En resumen, de acuerdo con el punto a), la Antártida haría un aporte a algunas de las anomalías que coinciden con las observadas, en particular en la banda $50-70^{\circ}$ S, pero en latitudes mayores que 70° S el campo resultante sería ficticio.

De los otros continentes, Sudamérica sería el que hace el principal aporte a las anomalías tanto positivas como negativas, mientras que Australia y Africa tendrían un efecto insignificante en el campo global.

Del punto b) se observa que desde el punto de vista de aportes a la varianza (debida a la orografía), Sudamérica sería quien realiza el mayor aporte, mientras que la Antártida también hace un aporte considerable en latitudes entre 50-70° S.

3.4 Campos simulados de verano.

a) Descripción del campo.

En la figura 29 (a y b) se presenta el campo resultante de la experiencia E7, la cual es realizada con el perfil climático de verano discutido en el punto 3.1a y considerando la orografía envolvente con $\epsilon=1$. La comparación de ese campo con el correspondiente obtenido por Trenberth (1979, 1980) (Figs. 1b y 2b), muestra que hay coincidencias en la ubicación de las anomalías negativas en el océano Atlántico al este del continente americano y sobre su costa oriental. También se observan coincidencias en las regiones de anomalías positivas tanto en el océano Pacífico (en particular en la región oriental) como en el sector oriental del océano Atlántico.

Las discrepancias más notorias se hallan en la región de anomalías negativas observadas en el océano Índico cerca de la Antártida. Mientras que las observaciones al sudeste de Australia muestran un máximo absoluto de las anomalías positivas, en la experiencia E7 aparecen también anomalías positivas pero de mucha menor intensidad.

El campo de anomalías sobre la Antártida, no tiene semejanza con las observaciones; la configuración del campo simulado es semejante al correspondiente a las experiencias de invierno, y su causa sería la propia acción del filtro polar ya enunciada en el punto 3.3a.

b) Análisis espectral del campo.

Adoptando la misma metodología que para el invierno, se calculó la varianza longitudinal total de verano en función de la latitud, de acuerdo a los resultados de Trenberth (1980), representados en la figura 30 con línea continua. Allí se

observa un máximo en 50° S, tendiendo casi a cero en los 30° S y en los 70° S. En latitudes menores que 25° S, tiene un máximo secundario débil. La varianza longitudinal total calculada del campo de la experiencia E7, es representada en la misma figura con línea de trazos. Cualitativamente hay una notable coincidencia, pues el máximo se encuentra en la misma latitud (50° S) y decreciendo tanto hacia el polo como hacia el ecuador. El máximo secundario en 20° S no es obtenido con los resultados del modelo.

En la figura 31 se presenta el aporte de las ondas 1 a 3 a la varianza longitudinal total; en línea continua, para los datos de Trenberth (1980) y en línea de trazos, para el campo de la experiencia E7. Se observa que hay coincidencia entre los resultados experimentales y las observaciones en latitudes mayores que 35° S, es decir que ha habido un corrimiento hacia el norte de la región de coincidencia, respecto a lo que sucedía en invierno.

Nuevamente la región oeste del hemisferio presenta similitudes entre las observaciones y las experiencias en la ubicación de las anomalías positivas y negativas; esta semejanza es mayor que para el invierno. El análisis espectral muestra que hay semejanzas en latitudes mayores que 35° S en lo que hace al aporte de las ondas 1 a 3.

Parece ser que en verano se logran más coincidencias que en invierno (cualitativamente), pudiendo deberse esto al hecho de que en verano la atmósfera es más barotrópica y por lo tanto el modelo la representaría mejor.

3.5 Conclusiones sobre ondas estacionarias.

En las secciones anteriores se han realizado comparaciones entre observaciones y simulaciones y se hizo un análisis descriptivo regional y análisis espectrales por latitud. En las conclusiones que siguen se han intentado resumir los distintos aspectos estudiados en lo que hace a las ondas estacionarias.

(a) Los procesos barotrópicos muestran ser de gran importancia en las ondas estacionarias, y por lo tanto este modelo barotrópico describe cualitativamente muchos de los rasgos obtenidos con modelos de circulación general.

(b) Una adecuada representación de las ondas estacionarias en

el hemisferio sur exige la utilización de orografías realizadas en los modelos de simulación.

En invierno se observa que:

(c) Hay semejanza global (desde el punto de vista espectral) al sur de 45° S, donde las ondas 1 a 3 hacen su mayor aporte a la varianza longitudinal total, pero no la hay al norte de esa latitud.

(d) Regionalmente hay zonas de coincidencia entre 120° O y 10° E, precisamente la región que comprende a América del Sur y zonas aledañas. Esta coincidencia se da en todas las latitudes menores a 70° S.

(e) La Antártida aporta significativamente a la varianza longitudinal total de los campos de alturas geopotenciales en $50-70^{\circ}$ S.

(f) La presencia de América del Sur con la Cordillera de los Andes es fundamental para que exista una buena concordancia entre los resultados de las simulaciones y las observaciones, en especial regionalmente, como se indicó en (d).

(g) Tanto América del Sur como la Antártida son los principales responsables de la varianza longitudinal total, mientras que Australia y África hacen un aporte pequeño a la misma.

En verano se observa que:

(h) Nuevamente hay coincidencia regional entre 110° O y 10° E (aproximadamente) que es la zona ya mencionada de América del Sur y alrededores. Esa coincidencia es mayor aún que en invierno.

(i) La región de coincidencia global se ha corrido al norte, comprendiendo ahora la zona al sur de 35° S.

Para ambas estaciones:

(j) El campo que se produce sobre la Antártida (al sur de 70° S) resulta ficticio por limitaciones en el modelo.

CAPITULO 4

EXPERIENCIAS BAROTROPICAS REALIZADAS.

PARTE 2: SITUACIONES DE BLOQUEO.

En este capítulo se estudian distintos aspectos relacionados con los bloqueos: en el punto 4.1 se describe un bloqueo típico en la región sur del océano Atlántico al este de Sudamérica y a continuación, en el punto 4.2 se agrega otra información observacional relacionada con la estructura de los bloqueos.

El punto 4.3 describe una serie de experiencias previas de ajuste para lograr una mejor simulación del bloqueo, y lograda ésta se la analiza y compara con observaciones en el punto 4.4; las conclusiones son presentadas en el punto 4.5.

4.1 Un anticiclón de bloqueo en el mes de abril de 1983.

Con el objeto de poder comparar las experiencias realizadas en esta tesis con algún caso observado de bloqueo, se eligió una situación típica de tal fenómeno ocurrida en abril de 1983 y se analizó de ella tanto su evolución día a día como los campos medios resultantes para el mes que comprendió al bloqueo.

El presente análisis, que se centrará en la región sudamericana y zonas aledañas, se ha realizado en base a las cartas publicadas por el Centro Europeo de Pronóstico para el Mediano Plazo (ECMWF), con el nombre de " Operational Data Assimilation System, Daily Global Analyses, April-June, 1983 ". De esta publicación se han analizado las cartas de superficie de 0 y 12 GMT (aunque sólo se muestran y comentan las cartas de 12 GMT) y las cartas de 300 mb, también de 12 GMT. Las cartas de 500 mb no presentaron diferencias respecto a 300 mb, y por eso no son incluidas en la presente descripción.

A partir de los campos de alturas de 300 mb se estimaron los campos de isalohipsas (cada 24 horas) para el período del 14 al 19 de abril.

De esa publicación se han tomado también los campos medios de presión al nivel del mar y de las alturas en 300 mb del mes de abril de 1983 con sus correspondientes anomalías.

a) El campo medio.

En la figura 32 (a y b) se observa el campo de presión media

en el nivel del mar y sus anomalías para el mes de abril de 1983. Estrictamente se debería hacer el promedio de cada situación de bloqueo. Sin embargo, por disponerse sólo de la información de la publicación mencionada anteriormente, se presenta el promedio del mes, es decir que si bien muchos días corresponden a situaciones de bloqueo, también se incluyen días que no lo fueron.

De todos modos, el emplear el promedio mensual en lugar del promedio para el período del bloqueo (cuando estos son extendidos en el tiempo), es una práctica comunmente hallada en la bibliografía (por ejemplo Noar (1983), entre otros).

Aún con esta limitación, es posible observar en esas figuras una región de anomalías positivas (con un máximo de 10 mb en 65° S, 55° O) principalmente al este de la Argentina y de la península antártica, sobre el océano Atlántico, que corresponde a los bloqueos o acciones bloqueantes que en distintos momentos del mes se produjeron en la región.

Una región de anomalías negativas se extiende al norte de los 40° o 50° S y desde los 80° O hasta casi 0°, cubriendo entre otras zonas, el sur de Brasil, Uruguay y gran parte de la Argentina.

Alrededor de los 120° O y 70° S, se observa otra región de anomalías negativas, con un mínimo de casi -16mb; en el campo medio correspondiente, se puede observar una isobara cerrada, evidenciando la profundidad y persistencia de esa zona de baja presión.

En la figura 33 se muestra el campo de alturas geopotenciales medias y sus anomalías en 300 mb, donde se observan rasgos semejantes a los de superficie: nuevamente la región de anomalías positivas en la punta de la península antártica, con lo que se ve que el eje vertical de las anomalías positivas está inclinado levemente hacia el noroeste. Las anomalías positivas se observan aún en 50 mb (no se muestra dicho campo) indicando claramente que ellas afectaron a toda la profundidad de la tropósfera.

Al norte y al este de la región de anomalías positivas, aparecen anomalías negativas de menor intensidad pero claramente visibles en el campo. La otra región de anomalías negativas sobre el océano Pacífico sur muestra una inclinación de su eje vertical también hacia el noroeste (inclinación mayor que para

el eje de anomalías positivas), hallándose su centro en 300 mb en 60° S y 130° O. La inclinación mayor de este eje respecto al de las anomalías positivas, indicaría que el Pacífico en 120° - 130° O fue una región más baroclínica que aquella donde se produjo el bloqueo en el Atlántico sur.

b) Análisis diario del período entre los días 12 y 22 de abril.

Día 12. (Fig. 34). Es una situación totalmente normal; en superficie hay una baja ubicada en aproximadamente 50° S y al este de la Argentina, mientras que en altura, y más hacia el oeste aparece una vaguada, que lógicamente es la parte superior de ese sistema baroclínico.

En 100 - 120° O se observa una vaguada tanto en superficie como en 300 mb, con gran extensión meridional.

Día 13. (Fig. 35). La baja en superficie se ha profundizado a medida que se desplazó hacia el este. En altura se ha profundizado la vaguada asociada a la baja así como se ha intensificado la cuña que se halla a barlovento de la cordillera (en aproximadamente 80° O). Esto produce flujo del sudoeste sobre la cordillera. Más al oeste, la vaguada de gran extensión meridional se halla ahora entre 90 y 110° O aproximadamente.

Día 14. (Fig. 36). La baja en superficie sobre el Atlántico sur se ha desplazado aún más hacia el este mientras que en la parte trasera de la vaguada en altura hay una fuerte corriente del sur desde la península antártica.

En superficie se ha separado un anticiclón del correspondiente semipermanente del Pacífico, que aparece sobre el Río de la Plata en una posición normal para abril.

A barlovento de la cordillera y hacia la península antártica se observa la cuña en altura que produce flujo del sudoeste sobre el continente. Se continúa observando la vaguada en 100° O.

Día 15. (Fig. 37). En superficie se forma otro anticiclón centrado aproximadamente en 45° S y 60° W con el eje de la cuña en altura sobre el sur de la cordillera de los Andes; persiste el flujo del sudoeste sobre la cordillera. La vaguada en altura sobre el Pacífico está localizada en 90 - 100° O.

Día 16. (Fig. 38). En superficie se continúa observando el anticiclón frente a la costa atlántica, con una cuña débil en

altura. La vaguada que estaba en 90° O aproximadamente, ha avanzado y se halla a barlovento de la cordillera produciendo viento del oeste sobre la misma. En superficie, en 105° O, se observa una nueva baja, que está casi cerrada aún en 300 mb. nivel en que se halla casi en los 115° O. Esta tiene gran alcance meridional y advecta aire cálido desde la isla de Pascua hasta el estrecho de Drake.

Día 17. (Fig. 39). Según el campo de altura, la primera vaguada ha avanzado sobre el continente. La segunda vaguada está en $100-110^{\circ}$ O, produciendo advección de aire caliente hacia el sur. Una cuña a barlovento está asociada a un anticiclón de 1022 mb en superficie en la parte austral del continente (iniciación del bloqueo). Ya hay claras componentes del este en el flujo, aún en 300 mb.

El anticiclón principal que se hallaba sobre la costa patagónica se ha desplazado hacia el sudeste, en 45° S, intensificándose. El campo baroclínico en la región presenta un desplazamiento hacia el sur.

Día 18. (Fig. 40). En altura el anticiclón de bloqueo está sobre la región austral del continente, y una baja segregada se ha formado en 40° S, 65° O. El anticiclón en superficie se ha intensificado y tiene una forma extendida longitudinalmente, desde el continente hacia el este, con un máximo de 1033 mb en 45° S, 50° O.

En altura se observa una baja en 90° O, 45° S, que corresponde a la vaguada que avanzó desde el oeste.

Día 19. (Fig. 41). Se mantiene el bloqueo, con una configuración muy parecida a la del día anterior. El anticiclón se ha desplazado hacia el oeste (65° O, 45° S) en un movimiento retrógrado. Su eje vertical se encuentra inclinado hacia el sudoeste, como es típico en los bloqueos. La baja segregada se halla sobre la costa de Uruguay, sur de Brasil.

Se puede considerar a este día como el más representativo del bloqueo.

Día 20. (Fig. 42). En superficie se observa que el bloqueo está prácticamente sobre toda la Patagonia, aunque se ha partido en dos centros: uno en 55° S, 70° O y otro en 40° S, 65° O. La baja segregada subsiste en altura, y se ha desplazado hacia el este. En $120-130^{\circ}$ O se observa una tercera vaguada también de gran extensión meridional.

Día 21. (Fig. 43). En altura no hay circulación cerrada, pero sí persiste una cuña pronunciada sobre todo el país, en especial en 70° O y entre 80 y 60° S.

La baja segregada ha migrado a latitudes subtropicales y desaparece. En superficie se renueva el flujo de aire caliente (en capas bajas) hacia el estrecho de Drake, con una vaguada localizada en 110° O, mientras que en el Atlántico hay una profunda irrupción de aire frío.

Día 22. (Fig. 44). En superficie el anticiclón centrado sobre el Río de la Plata se ha debilitado (1022 mb). Entre 100 y 110° O continúa observándose la región de baja presión, en forma de una vaguada pronunciada.

En altura la vaguada se halla en los $110-120^{\circ}$ mientras que sobre el continente se observa flujo del sudoeste. La evolución posterior hasta el día 27 es en cierta manera semejante al período descrito, con un nuevo bloqueo en el flujo, y no se incluye en este análisis porque nada nuevo aporta a la descripción recién hecha.

c) Campos de isalohipsas (cada 24 horas) para el período del 14 al 19 de abril.

En la figura 45 (a hasta f) se muestran los campos de isalohipsas en 300 mb para el período del 14 al 19 de abril, estimados de los campos anteriores. Estos campos, por haber sido calculados a partir de mapas impresos, deben ser considerados sólo como una guía cualitativa de la evolución del bloqueo.

El día 14 hay una región de isalohipsas positivas a barlovento de la cordillera, pero en los días subsiguientes la región de isalohipsas positivas más importante se halla al sur del continente y con mayor intensidad en el océano Atlántico sur. Esto indicaría que el anticiclón de bloqueo se inició a barlovento de la cordillera, pero se intensificó notoriamente a sotavento de la misma.

d) Resumen de la situación.

El mes de abril se ha caracterizado por una secuencia de situaciones que han producido bloqueos en el flujo de los oeste, desviando la región baroclínica hacia el sur. En particular en el período analizado, se observan varios días con

flujo del sudoeste sobre la cordillera, así como tres vaguadas de gran extensión meridional fueron ubicadas entre 90 y 130° O.

El bloqueo en el período analizado dentro de ese mes parecería haberse iniciado desde el anticiclón del Pacífico, aunque una vez en el Atlántico se intensificó notoriamente, para luego iniciar su movimiento retrógrado.

Como resultado de estas características, se observan en el promedio anomalías positivas en el Atlántico sur, anomalías negativas hacia el norte y anomalías negativas nuevamente en aproximadamente 120° O. Por la inclinación de los ejes, se concluye que la zona del Pacífico es baroclínica aún en el campo medio, mientras que la región del bloqueo sería más barotrópica.

4.2 Otras características típicas de los bloqueos.

En los puntos 1.3 y 4.1 se han señalado algunas de las características de los bloqueos y su relación a los fenómenos que pueden producir, de su evolución y de las configuraciones típicas tanto de los campos diarios como de los campos medios. Pero hay otras características, que también son típicas de los bloqueos, y que se pueden usar como un elemento más de juicio para analizar las semejanzas o discrepancias entre las simulaciones y las observaciones.

Una de ellas (Colucci et al., 1981) trata sobre la evolución de un bloqueo en el espacio de número de onda, para el hemisferio norte, la cual será complementada por otro trabajo (Trenberth y Mo, 1985) que se refiere a un análisis estadístico en el espacio de número de onda para el hemisferio sur.

Otro rasgo típico se refiere al campo de vorticidad en los bloqueos del hemisferio norte (Hartmann y Ghan, 1980) también desde un punto de vista estadístico.

a) Evolución de un bloqueo en el espacio de número de onda.

Se hará referencia al trabajo citado de Colucci et al. (1981) en el que se realizó un análisis espectral de las alturas geopotenciales de las 0 GMT de 500 mb para diciembre de 1976 y enero de 1977. Al hacer el análisis en una dimensión (la dirección zonal), en 60° N, los autores desprecian el efecto de las ondas cortas pues ellas realizan un aporte despreciable a la varianza total, de manera que limitan el análisis a los números de onda 1 a 6. En ese período se observan dos momentos en que

el flujo se divide en dos , adoptando la configuración de bloqueo; si bien el primero no persiste en el tiempo, el segundo sí lo hace. El análisis espectral muestra que en ambos casos ha habido un crecimiento de la amplitud de la onda 3, que llega a un pico en el momento de producirse la separación del flujo, mientras que las ondas 1 y 2 declinan en amplitud.

En las ondas 4 a 6 no se observa ningún comportamiento especial; si bien la amplitud de la onda 4 aumenta de manera semejante a la onda 3 al producirse el segundo episodio bloqueante, es claro que también ha tenido amplitudes grandes fuera de los periodos de los bloqueos, invalidando así cualquier conjetura sobre su comportamiento.

Trenberth y Mo (1985), en un estudio estadístico para el hemisferio sur, con los datos de análisis operativos del World Meteorological Centre en Melbourne, Australia, del período mayo de 1972 a noviembre de 1980, tomaron las alturas de 500 mb y sus campos de anomalías promediados para la duración de cada evento bloqueante. Promediaron las anomalías de alturas en bandas de latitud entre 46 y 62° S, y realizaron un análisis de Fourier para los campos resultantes. Luego reconstruyeron el campo de anomalías para cada número de onda y obtuvieron que la onda 3 en invierno se destaca nitidamente de las demás y es la única que está relacionada fuerte y consistentemente con la persistencia de las anomalías.

b) El campo de vorticidad en los anticiclones de bloqueo.

Hartmann y Ghan (1980) estudiaron el aporte a la vorticidad de cada uno de los términos de la ecuación de la vorticidad en los casos de bloqueos, y los compararon con los correspondientes aportes en el caso de cuñas transientes.

La distribución de vorticidad para la banda de latitud 50-60° N en función de la longitud en el océano Pacífico, muestra diferencias significativas en los bordes de la zona de alta presión (Figura 46a): los casos de bloqueo muestran en promedio un máximo de vorticidad (anticiclónica) mayor corriente abajo y un máximo de vorticidad más débil corriente arriba que los correspondientes para los casos de cuñas transientes. La escala zonal de la perturbación de vorticidad es de aproximadamente 60° de longitud.

En el océano Atlántico (figura 46b) no se observan diferencias

significativas entre los perfiles de vorticidad de los bloqueos y de las cuñas transientes, y la escala longitudinal sigue siendo de 60° .

Si bien las diferencias entre un océano y otro muestran que no es posible establecer una diferenciación entre cuñas transientes y bloqueos a partir del campo de vorticidad, de esta información se puede establecer una escala longitudinal característica de los anticiclones; por otra parte, también es posible obtener una amplitud característica de la vorticidad para estos fenómenos, del orden de $5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

4.3 Experiencias previas.

Como se mencionó en el punto 1.4, en esta tesis se simuló un bloqueo siguiendo el mecanismo de Kalnay-Rivas y Merkiné (1981), para lo cual se ubicó un forzante en el océano Pacífico, el que produce ondas de Rossby que interactúan con la cordillera de los Andes.

Para la simulación del bloqueo fue necesario realizar una serie de experiencias previas, que se describen en los puntos que siguen.

a) Tipos de forzantes. La elección de los distintos forzantes se debe a que en un modelo barotrópico no es posible incluir determinados efectos, como por ejemplo una región baroclínica o un calentamiento, a menos que se los parametrize de alguna manera. Por este motivo se probaron 2 tipos de forzantes:

i) Una "montaña" en el océano Pacífico, de manera que perturbe al flujo produciendo una vaguada corriente abajo y flujo del sudoeste sobre la cordillera de los Andes. Este tipo de forzante produciría el mismo efecto, en el modelo, que anomalías positivas de temperatura del mar.

ii) Se "generaron" bajas cada 3 días, también a barlovento de la cordillera, eliminando una pequeña porción de masa en un sector limitado del retículo.

Los resultados con ambos forzantes mostraron configuraciones semejantes, salvo que con el segundo forzante el campo resulta mucho más perturbado. Teniendo en cuenta que el tipo de forzante no modifica los resultados y en beneficio de una mayor claridad en la descripción de la simulación, se optó entonces por el primer forzante mencionado.

b) La posición del forzante se modificó en dos direcciones: este-oeste y norte-sur. La ubicación del forzante fue elegida de tal manera que produjera flujo del sudoeste sobre la cordillera; la ubicación del forzante en la dirección este-oeste es fundamental, pues se requiere una distancia definida para la correcta interacción entre las ondas, y así producir el efecto de resonancia. Esto se vio claramente en las experiencias, donde al desplazar el forzante hacia el este o hacia el oeste, alejándose de esa ubicación crítica, el bloqueo ya no se produjo.

El desplazamiento norte-sur mostró muy poca influencia en los campos resultantes, siendo tal vez lo más notorio un muy leve desplazamiento de la ubicación del anticiclón de bloqueo hacia el oeste a medida que el forzante se desplazó hacia el norte. Sin embargo fue un efecto casi despreciable y se optó por dejar el forzante centrado en $\varnothing=35^{\circ}$ S, $l=130,5^{\circ}$ O.

c) Se tomaron en consideración distintos estados iniciales:

- i) Perfil de velocidad zonal constante, $u = 10$ m/s.
- ii) Perfil de velocidad zonal constante, $u = 15$ m/s.
- iii) Perfil de velocidad zonal constante, $u = 20$ m/s.
- iv) Perfil parabólico con velocidad máxima $u_{max} = 15$ m/s en 50° S. (Ubicación aproximada de u_{max} en verano).
- v) Perfil parabólico con velocidad máxima $u_{max} = 15$ m/s en 30° S. (Ubicación aproximada de u_{max} en invierno).

El primer perfil mencionado si bien producía ondas de gran amplitud, no llegaba a desarrollar isolíneas cerradas, que caracterizan a los bloqueos.

El tercer perfil, producía el bloqueo luego de 20 días de integración, pero ubicado prácticamente en el centro del océano Atlántico, entre América y Africa. Por estos motivos no fueron considerados ninguno de los dos perfiles citados para las experiencias de bloqueos.

El segundo perfil permitió obtener una situación de bloqueo bien definida, y en un tiempo razonable para la producción de la misma (del orden de una semana).

Los dos perfiles parabólicos, que pretendieron simular corrientes en chorro idealizadas, no cambiaron prácticamente en nada los resultados del segundo perfil y por lo tanto se eligió

a éste para realizar las experiencias. Por otra parte ese valor de viento es muy cercano al obtenido por Egger (1978) para una completa actividad bloqueante.

d) Se probó la interacción entre el forzante y la cordillera de los Andes en ausencia de los demás continentes; agregando sólo la Antártida y luego con la orografía global.

Los dos últimos casos no produjeron modificaciones en los campos, en lo que respecta al bloqueo, y nuevamente en beneficio de una mejor descripción de la situación, no se los incluyó, dejándose entonces sólo al continente sudamericano como forzante orográfico.

4.4 Descripción del bloqueo simulado y su comparación con observaciones.

En esta sección se hace un detallado análisis de la situación de bloqueo que se ha obtenido en la simulación numérica de acuerdo a las condiciones establecidas en el punto 4.3. Estos resultados son comparados con observaciones de bloqueos en la región, y con ciertos aspectos de los bloqueos en el hemisferio norte.

a) Evolución de la situación.

La figura 47 (a a q) muestra el campo de alturas geopotenciales día a día desde el inicio de la simulación hasta el día 17 de integración. En los primeros días aparecen dos vaguadas, una a sotavento del forzante, con su eje en 115° O aproximadamente, y la otra a sotavento de la cordillera de los Andes, con su eje en 50° O aproximadamente y que se extiende meridionalmente desde el sur del Brasil hacia el Atlántico sur. La cuña comprendida entre ambas vaguadas, se halla a barlovento de la cordillera, produciendo flujo del sudoeste sobre la misma.

Mientras la primera vaguada permanece sin desarrollarse, la segunda va profundizándose y es acompañada por una cuña corriente abajo igualmente intensa.

La evolución de este par vaguada-cuña es tal que para el día 7 ya aparece un centro cerrado de baja presión al sur del Brasil (baja segregada) centrado en 30° S, 48° O. Al este, se observa un centro casi cerrado de alta presión en 41° S, 22° O.

Los correspondientes centros de anomalías negativas y

positivas (figura 48 g) se hallan centrados en 25° S, 48° O y en 50° S, 25° O respectivamente.

Los días siguientes muestran cómo el anticiclón experimenta un movimiento retrógrado y va desplazándose hacia el sur de la baja, que ha permanecido prácticamente estacionaria. El día 13 se observa la baja segregada en 20° S y 35° O pero con una gran extensión horizontal, sobre todo el sur del Brasil. El anticiclón de bloqueo se halla centrado en $55-60^{\circ}$ O y 40° S, prácticamente sobre la costa atlántica.

Entre los días 14 y 17 se produce un desplazamiento de la baja segregada hacia el sudeste, sobre el océano Atlántico, mientras que el anticiclón de bloqueo se ha transformado en una cuña sobre el continente, donde pierde intensidad.

Hacia el día 17, se insinúa un movimiento retrógrado de la cuña que se halla sobre el océano Atlántico (aproximadamente entre 10° y 30° O), sugiriendo una repetición del proceso descrito.

La descripción de la evolución del bloqueo a partir de los campos de anomalías de las alturas geopotenciales (al campo de alturas geopotenciales se le resta el campo inicial), en la figura 48 (a a q) es muy semejante a la descripción recientemente hecha en base a los campos de alturas geopotenciales, aunque permite un análisis más pormenorizado de los mismos.

Por ejemplo el día 4 se observan anomalías negativas en el océano Pacífico (debidas al forzante), aproximadamente en $110-120^{\circ}$ O; corriente abajo y a barlovento de la cordillera aparecen anomalías positivas. Aproximadamente en 30° S y 45° O se ve una profunda zona de anomalías negativas correspondientes a la vaguada que se desarrollará hasta llegar a ser la baja segregada, y hacia el sudeste anomalías positivas correspondientes a la cuña que luego dará lugar al anticiclón de bloqueo.

El día 8, mientras las anomalías ubicadas sobre el océano Pacífico han permanecido prácticamente con las mismas intensidades, tanto las anomalías negativas correspondientes a la baja segregada como las anomalías correspondientes al anticiclón de bloqueo, han aumentado su magnitud.

El día 13 con el bloqueo bien desarrollado, continúa observándose la zona de anomalías negativas sobre el océano

Pacífico en 110° O; a barlovento de la cordillera y casi sobre la costa de Chile hay una región de débiles anomalías positivas.

Las anomalías negativas correspondientes a la baja segregada tienen una gran extensión horizontal, encontrándose al norte de 30° S sobre el continente sudamericano y el océano Atlántico occidental. Las anomalías positivas del anticiclón de bloqueo, que han continuado su movimiento hacia el oeste, se hallan centradas en 55° S y 60° O, o sea al este de la Isla de los Estados, en Tierra del Fuego.

Para comprender mejor la evolución del bloqueo, se calcularon los campos de isalohipsas cada 24 horas.

En la figura 49 se muestran los campos de isalohipsas para los días 2 a 17, y en la figura 50 se muestra el desplazamiento del centro de isalohipsas positivas en el período considerado. En estas dos figuras se ve que el anticiclón se ha iniciado sobre el océano Atlántico retrocediendo hacia el oeste primero para luego avanzar hacia el norte sobre el continente. Este movimiento hacia el oeste primero y luego hacia el norte, guarda un paralelismo con el análisis hecho por Grandoso y Núñez (1956), quienes observaron que el anticiclón de su caso estudiado se desplazó en las mismas direcciones.

La evolución del bloqueo simulado es lógicamente muy simplificada comparada con la evolución del bloqueo observado en abril de 1983. Sin embargo algunos rasgos en común de ambos desarrollos se dan no en los primeros días sino ya una vez que se insinúa el bloqueo, como son una fuerte intensificación en el océano Atlántico y el movimiento retrógrado característico de los anticiclones de bloqueo.

Las discrepancias en los primeros días ocurrirían porque el bloqueo observado se iniciaría a barlovento de la cordillera para luego avanzar e intensificarse en el océano Atlántico, mientras que en la simulación todo el desarrollo se daría en el océano Atlántico. Cabe agregar que el anticiclón de bloqueo analizado por Grandoso y Núñez (1956) se inició y consolidó sobre el océano Atlántico, asemejándose la simulación más a este caso, al menos en la evolución inicial*. Las observaciones

* La semejanza está referida a la configuración adoptada en el océano Atlántico y no a su génesis, pues no hay información disponible para determinar si obedece o no al mecanismo de Kalnay-Rivas y Merkin.

indican que ambos tipos de bloqueo son posibles (esto es los que se inician a barlovento y después se desplazan al océano Atlántico, y los que se forman directamente en el océano Atlántico), pero si se tiene en cuenta que el estado inicial de la simulación considera un viento zonal de 15 m/s (valor más bajo que lo observado en latitudes medias en 300 mb), de todos modos quedaría una discrepancia en lo que hace a la iniciación del bloqueo, cualquiera sea su tipo, pues en la simulación no se explica cómo se pudo reducir la velocidad zonal hasta el valor indicado.

b) Campos medios.

Se promediaron los campos de alturas geopotenciales para dos períodos, parcialmente superpuestos. El primero de ellos comprende los días 8 a 13 e incluye los primeros días de la formación del bloqueo hasta que alcanza su pleno desarrollo. El segundo período toma los días 11 a 15 considerando al bloqueo una vez formado hasta que empieza a perder intensidad.

En el campo promediado de los días 8 a 13 (figura 51a), se observa una región de baja presión (baja segregada) centrada en 25° S y 45° O al sur del Brasil, y de gran extensión horizontal. Una región de alta presión (el anticiclón de bloqueo) está ubicada al sudeste, con centro en 45° S y 30° O; esta zona de alta presión presenta una configuración elongada, en la dirección este-oeste, debido a que el anticiclón tuvo un desplazamiento retrógrado en ese período, como se discutiera en el análisis de la evolución diaria del bloqueo. En los 110° O aparece la vaguada producida por el forzante en el océano Pacífico.

En la figura 51b se presenta el campo de anomalías del promedio, donde se observa la región de anomalías negativas débiles sobre el océano Pacífico, en los $100-120^{\circ}$ O, que está asociada a la vaguada producida por el forzante corriente arriba. A barlovento de los Andes, aparece también una región de anomalías positivas débiles. Esta zona de anomalías positivas está unida con otra más intensa, de gran extensión, (correspondiente a la región del anticiclón de bloqueo), que se puede localizar al sur de los 40° S y entre 90° O y 10° O aproximadamente. Su centro se halla en 55° S y 40° O, y el mismo presenta un importante desplazamiento hacia el sur

respecto al centro de alta presión.

La baja segregada produce anomalías negativas en la mesopotamia, Uruguay y sur del Brasil, con centro en 20° S y 45° O. En este caso se observa un ligero desplazamiento, ahora hacia el norte, del centro de las anomalías negativas respecto al centro de baja presión. Nótese que el desplazamiento hacia el sur del centro de anomalías positivas con respecto al anticiclón de bloqueo y el desplazamiento hacia el norte de las anomalías negativas respecto de la baja segregada, también se observan tanto en los dos casos descriptos en 1.3, (Grandoso y Núñez, 1956; Malaka y Núñez, 1980), como en la situación de bloqueo del mes de abril de 1983, para los promedios y para las situaciones diarias.

En el promedio de los días 11 a 15 (figura 52a), el hecho más distintivo es el desplazamiento de la región de alta presión hacia el oeste (con respecto a su posición promedio en el primer período), hallándose ahora centrada en 40° S y 50° O, extendiéndose sobre la costa argentina.

Nuevamente es visible la forma elongada de ese centro de alta presión, por los motivos ya mencionados. La región de baja presión ha tenido un leve desplazamiento al este pero básicamente presenta las mismas características del primer período.

La vaguada en el océano Pacífico, centrada en 120° O se mantiene prácticamente igual en los dos períodos.

El campo de anomalías del promedio (figura 52b) ubica a la región de anomalías positivas centrada en $50-55^{\circ}$ O y 55° S, nuevamente con una gran extensión horizontal, ya que se observan anomalías positivas al sur de 35° S y desde barlovento de la cordillera de los Andes hasta 10° O.

Las anomalías negativas correspondientes a la baja segregada muestran el corrimiento de la misma hacia el este, y se hallan centradas en 20° S, 35° O.

La región del océano Pacífico donde se observan las anomalías negativas correspondientes a la vaguada producida por el forzante y las anomalías positivas a barlovento de la cordillera, presenta prácticamente la misma estructura que para el primer período.

Llamativas semejanzas se observan al comparar los campos medios simulados y sus anomalías (figuras 51 y 52) con los

respectivos campos de Grandoso y Núñez, 1956, (figuras 8 y 9), con los campos de Malaka y Núñez, 1980, (figura 11) y los campos medios del mes de abril de 1983.

Para facilitar la comparación se ha preparado la tabla I con la posición de los distintos centros, tanto en los campos medios simulados como en los observados. Se ha agregado otra evidencia observacional, referida a otras situaciones de bloqueo, producidas en mayo, junio (los campos de estos dos meses fueron tomados de Noar, 1983) y agosto de 1982 (análisis del ECMWF), y también presentada en la figura 53 a, b, y c. Nótese que en todos esos casos está bien definida la región de anomalías negativas en el océano Pacífico.

Las ubicaciones del anticiclón de bloqueo, de la baja segregada y de la vaguada en el océano Pacífico (para la simulación), son muy semejantes a las correspondientes observadas. La diferencia que se observa es que en la simulación hay un corrimiento (de unos 10 a 15° de latitud) hacia el norte de los distintos sistemas.

La región de anomalías positivas en el océano Atlántico sur y las regiones de anomalías negativas, tanto al sur del Brasil como en el océano Pacífico en 110-129° O, también son muy semejantes a las observadas, con excepción del corrimiento hacia el norte en las simulaciones.

c) Perfil meridional de vientos.

Una característica de los bloqueos es que al encontrarse el anticiclón desplazado hacia el sur de la región en que se suelen hallar, se produce flujo del este en latitudes típicas de vientos de los oeste. En la figura 54 se muestra el perfil meridional de vientos en 40,5° O para el promedio de los días 8 a 13 (línea de trazos) y para el promedio de los días 11 a 15 (línea continua).

En ambos casos el perfil, que inicialmente era constante e igual a 15 m/s en todas las latitudes, se ha modificado de manera tal que entre los 25 y 45° S aproximadamente, se observa flujo del este, con un pico de 18m/s.

Tanto al norte como al sur de ese viento del este, se observa que el viento del oeste ha aumentado, mostrando las dos ramas en que se ha dividido el flujo.

d) Evolución de la amplitud de las ondas 1 a 6 en la situación de bloqueo simulada.

En la figura 55 se observa que en los primeros días, aproximadamente hasta el día 6, todas las ondas crecen lentamente. Entre el día 6 y el día 11 aproximadamente, la onda 1 ha disminuido su amplitud y las ondas 5 y 6 han permanecido constantes. Pero las ondas 2, 3 y 4, en ese período continuaron aumentando: lentamente la onda 2, más rápidamente las ondas 3 y 4, cuyas amplitudes llegan a casi 40 m como valor máximo para ese período; el valor máximo correspondió a la onda 3.

Entre los días 11 y 13 (con el bloqueo bien desarrollado), se invierte la tendencia, comenzando a disminuir la amplitud de las ondas 2, 3 y 4 y aumentando la onda 1. Las ondas 5 y 6 continúan disminuyendo su amplitud. A partir del día 13 empiezan a aumentar nuevamente todas las ondas (menos la 2 que permanece constante)

De esta descripción se ve que las ondas que más se destacaron en el bloqueo han sido las ondas 3 y 4, con una menor participación de la onda 2.

Nuevamente hay semejanza con las observaciones pues como se recordará en ellas la onda 3 es la que más se desarrolla mientras que las ondas 1 y 2 decrecen en amplitud. En la simulación crecen especialmente las ondas 3 y 4 (hay un poco más de dispersión en el espectro) y disminuye la onda 1. La onda 2 aumenta más lentamente.

e) Análisis del perfil de vorticidad para el bloqueo simulado.

En la figura 56 se muestran los perfiles zonales de vorticidad en la latitud de máxima vorticidad anticiclónica de acuerdo a la simulación y se ha tomado como longitud cero precisamente al centro de máxima vorticidad anticiclónica.

Se observa que la extensión longitudinal de la perturbación de la vorticidad en el bloqueo simulado es de alrededor de 60° para el día 11 (línea de trazos) y algo mayor para el día 13 (línea de puntos), de 60° a 70° de longitud, en buena coincidencia con las observaciones de Hartmann y Ghan (1980). Se ha superpuesto el perfil obtenido por esos autores para el océano Pacífico norte a título de comparación, en línea continua.

La amplitud de la perturbación es algo menor el día 13 que el día 11 (y a su vez ambas son menores que para el hemisferio

norte), en particular en el borde oriental del bloqueo, mostrando que este empieza a decaer.

No perdiendo de vista que los resultados del modelo han de ser interpretados en forma cualitativa, se puede aceptar que el modelo representa correctamente el perfil de vorticidad observado en los bloqueos.

4.5 Resumen de los resultados y conclusiones.

Del análisis realizado en los puntos anteriores, se pueden resumir los resultados obtenidos en la simulación:

i) Hay notorias coincidencias con las observaciones tanto en los campos medios como en sus anomalías. Las diferencias están dadas por un desplazamiento hacia el norte de la configuración general simulada con respecto a la observada.

ii) La evolución del bloqueo es semejante a la de los bloqueos que se inician y consolidan en el océano Atlántico (como el estudiado por Grandoso y Núñez, 1956), pero también guarda semejanza en la etapa de intensificación con los bloqueos que habiéndose iniciado a barlovento de la cordillera, se desarrollan a sotavento (p. ej. el caso de abril de 1983).

iii) Hay razonable analogía con las observaciones en la evolución espectral, donde la onda 3 tiene un papel preponderante.

iv) Hay coincidencias con las observaciones tanto en la magnitud de la perturbación de vorticidad anticiclónica como en la dimensión longitudinal de la misma.

v) El considerar un viento zonal de 15 m/s como estado inicial significa que en la simulación no se explica cómo se reduce el perfil de vientos desde los valores típicos hasta el valor indicado.

Con respecto al análisis de la situación de bloqueo de abril de 1983, hay dos puntos que merecen destacarse:

i) En la región del océano Pacífico, entre 90° y 130° O, se han observado tres vaguadas de gran extensión meridional durante el período estudiado. Como resultado de estas vaguadas y situaciones semejantes a la descrita que ocurrieron fuera del período analizado, los campos medios del mes presentan anomalías negativas de las alturas en esa región.

ii) Varios días ha predominado el flujo del sudoeste sobre la

cordillera de los Andes.

Ambos puntos coinciden con el mecanismo de Kalnay-Rivas y Merkiné, y en general la evidencia observacional indica que en muchos casos en que se produjeron bloqueos en el océano Atlántico sur, se ha observado una región de anomalías negativas en el océano Pacífico, aproximadamente en $100-130^{\circ}$ O, como es de esperar con ese mecanismo.

Todos estos resultados permiten concluir que:

(a) El mecanismo de Kalnay-Rivas y Merkiné (1981) sigue siendo válido cuando el modelo es resuelto en un hemisferio, con geometría esférica y reemplazando al forzante corriente abajo por la topografía de América del Sur.

(b) Sin embargo este mecanismo explicaría más que la iniciación del anticiclón de bloqueo, su intensificación y mantenimiento en el océano Atlántico, aún en el caso de los anticiclones de bloqueo iniciados a barlovento de la cordillera de los Andes.

(c) Quedaría así demostrada la influencia de la cordillera de los Andes como forzante en los anticiclones de bloqueo del Atlántico sur.

(d) De estas conclusiones se puede suponer que el mecanismo de Kalnay-Rivas y Merkiné puede ser una herramienta útil para el pronóstico de las situaciones de bloqueo y en particular de su finalización, a partir del análisis del tiempo en el océano Pacífico en la región de $100-130^{\circ}$ O.

CAPITULO 5

UN MODELO PARA LA ATMOSFERA BAROCLINICA

En los capítulos anteriores se discutió la influencia de la cordillera de los Andes en fenómenos que por sus características pueden ser considerados fuertemente barotrópicos. Como se indicó en el capítulo 1, la influencia de las cadenas montañosas comprende también a fenómenos baroclinicos, siendo tal vez el más conspicuo el conocido como ciclogénesis a sotavento de cadenas montañosas.

Dado que en la presente tesis interesan estudiar los efectos dinámicos de la cordillera de los Andes sobre las ciclogénesis a sotavento de los Andes, se considerará el caso de una atmósfera baroclinica, adiabática (a menos de los términos de difusión), seca e hidrostática.

5.1 Ecuaciones que describen a la atmósfera baroclinica.

a) Ecuaciones generales.

El sistema de ecuaciones que describe a la atmósfera baroclinica (para las presentes experiencias), comprende a las ecuaciones de movimiento horizontal, la ecuación de continuidad, la ecuación del primer principio de la termodinámica y la ecuación hidrostática.

Siguiendo nuevamente las convenciones usuales para la simbología (ver lista parcial de símbolos), se presentarán distintas expresiones para esas ecuaciones, aclarando sólo aquellos términos que no se ajustan a dicha convención.

Las ecuaciones de movimiento son:

$$(\partial u / \partial t + v_s \cdot \nabla u) = \rho f v - \partial p / \partial x + D_{Hx} + D_{Vx} \quad (5.1)$$

$$(\partial v / \partial t + v_s \cdot \nabla v) = -\rho f u - \partial p / \partial y + D_{Hy} + D_{Vy} \quad (5.2)$$

donde D_{Hx} y D_{Hy} representan a la difusión horizontal en las correspondientes direcciones, mientras que D_{Vx} y D_{Vy} representan a la difusión vertical.

La ecuación de continuidad:

$$\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (5.3)$$

La ecuación termodinámica:

$$D_{TH} + D_{TV} = c_p dT/dt - (RT/p) dp/dt \quad (5.4)$$

donde los únicos efectos diabáticos considerados son, D_{TH} , la disipación de calor debido a la difusión horizontal y D_{TV} la disipación de calor debida a la difusión vertical.

Por último, la ecuación hidrostática se expresa:

$$\partial p / \partial z = - \rho g \quad (5.5)$$

Combinando (5.3) con (5.1) y con (5.2) es posible expresar las ecuaciones de movimiento en forma de ecuaciones de cantidad de movimiento. Para ello se multiplica primero a (5.3) por u y a (5.1) por ρ . Sumando luego miembro a miembro, se obtiene:

$$\begin{aligned} \partial(\rho u) / \partial t + \partial(\rho uu) / \partial x + \partial(\rho uv) / \partial y + \partial(\rho uw) / \partial z = \\ = \rho f_v - \partial p / \partial x + \rho D_{Hx} + \rho D_{Vx} \end{aligned} \quad (5.6)$$

Del mismo modo, multiplicando a (5.3) por v y a (5.2) por ρ ,

$$\begin{aligned} \partial(\rho v) / \partial t + \partial(\rho uv) / \partial x + \partial(\rho vv) / \partial y + \partial(\rho vw) / \partial z = \\ = -\rho f_u - \partial p / \partial y + \rho D_{Hy} + \rho D_{Vy} \end{aligned} \quad (5.7)$$

El nuevo sistema de ecuaciones queda constituido por (5.6), (5.7), (5.3), (5.4) y (5.5).

El paso siguiente es hacer una transformación de la coordenada vertical z a la coordenada vertical σ ($\sigma = p/p_*$, donde p_* es la presión de superficie).

Para ello se ha de tener en cuenta que la transformación está dada por (Kasahara, 1974):

$$\left[\frac{\partial (\quad)}{\partial s} \right]_{\sigma} = \left[\frac{\partial (\quad)}{\partial s} \right]_{*} + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial z}{\partial s} \right) \left[\frac{\partial (\quad)}{\partial \sigma} \right]$$

donde s representa a x , y o t .

En la vertical, es:

$$\frac{\partial (\quad)}{\partial \sigma} = -\left(\frac{RT}{\sigma} \right) \frac{\partial (\quad)}{\partial z}$$

En estas ecuaciones está incluida la hipótesis hidrostática. Aplicadas estas fórmulas de transformación al sistema de ecuaciones anterior, se tendrán las ecuaciones en el sistema de coordenadas (x, y, σ, t) .

Las ecuaciones de cantidad de movimiento son ahora:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(p_*u)}{\partial t} + \frac{\partial(p_*uu)}{\partial x} + \frac{\partial(p_*uv)}{\partial y} + \frac{\partial(p_*u\sigma)}{\partial \sigma} = \\ = -RT \frac{\partial p_*}{\partial x} - p_* \frac{\partial(gz)}{\partial x} + p_*fv + D_{Hx}^{\sigma} + D_{Ux}^{\sigma} \end{aligned} \quad (5.8)$$

y

$$\begin{aligned} \frac{\partial(p_*v)}{\partial t} + \frac{\partial(p_*uv)}{\partial x} + \frac{\partial(p_*vv)}{\partial y} + \frac{\partial(p_*v\sigma)}{\partial \sigma} = \\ = -RT \frac{\partial p_*}{\partial y} - p_* \frac{\partial(gz)}{\partial y} - p_*fu + D_{Hy}^{\sigma} + D_{Vy}^{\sigma} \end{aligned} \quad (5.9)$$

La ecuación de continuidad es:

$$\frac{\partial p_*}{\partial t} + \frac{\partial(p_*u)}{\partial x} + \frac{\partial(p_*v)}{\partial y} + \frac{\partial(p_*\sigma)}{\partial \sigma} \quad (5.10)$$

La ecuación termodinámica,

$$\begin{aligned} D_{TH}^{\sigma} + D_{TV}^{\sigma} = \frac{\partial(p_*T)}{\partial t} + \frac{\partial(p_*Tu)}{\partial x} + \frac{\partial(p_*Tv)}{\partial y} + \\ + \frac{\partial(p_*T\sigma)}{\partial \sigma} - \alpha T\omega/\sigma \end{aligned} \quad (5.11)$$

donde α es R/c_p y ω es dp/dt .

Mientras que la ecuación hidrostática es expresada como:

$$\frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial \sigma} + RT/\sigma = 0 \quad \text{con } \tilde{\xi} = gz \quad (5.12)$$

Entonces el sistema de ecuaciones en (x, y, σ, t) está constituido por (5.8), (5.9), (5.10), (5.11) y (5.12).

El paso siguiente será expresar ese sistema de ecuaciones en coordenadas esféricas, $(\lambda, \vartheta, \sigma, t)$ donde ahora λ es la longitud; para ello se emplean las transformaciones dadas en Santaló (1973).

Las ecuaciones de cantidad de movimiento resultan:

$$\begin{aligned} \partial(p_*u)/\partial t + 1/(a \cos\vartheta) \left[\frac{\partial}{\partial\lambda}(p_*uu) + \frac{\partial}{\partial\vartheta}(p_*uv \cos\vartheta) \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial\sigma}(p_*u\sigma) - p_*v \left[f + (u/a)\operatorname{tg}\vartheta \right] + \\ + 1/(a \cos\vartheta) \left(RT \frac{\partial p_*}{\partial\lambda} + p_* \frac{\partial\vartheta}{\partial\lambda} \right) = D_{H\lambda}^{\sigma} + D_{V\lambda}^{\sigma} \end{aligned} \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} \partial(p_*v)/\partial t + 1/(a \cos\vartheta) \left[\frac{\partial}{\partial\lambda}(p_*uv) + \frac{\partial}{\partial\vartheta}(p_*vv \cos\vartheta) \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial\sigma}(p_*v\sigma) + p_*v \left[f + (u/a)\operatorname{tg}\vartheta \right] + \\ + 1/a \left(RT \frac{\partial p_*}{\partial\vartheta} + p_* \frac{\partial\vartheta}{\partial\vartheta} \right) = D_{H\vartheta}^{\sigma} + D_{V\vartheta}^{\sigma} \end{aligned} \quad (5.14)$$

La ecuación de continuidad se expresa como:

$$\partial p_*/\partial t + 1/(a \cos\vartheta) \left[\frac{\partial}{\partial\lambda}(p_*u) + \frac{\partial}{\partial\vartheta}(p_*v \cos\vartheta) \right] + \frac{\partial}{\partial\sigma}(p_*\sigma) = 0 \quad (5.15)$$

La ecuación termodinámica es:

$$\begin{aligned} \partial(p_*T)/\partial t + 1/(a \cos\vartheta) \left[\frac{\partial}{\partial\lambda}(p_*uT) + \frac{\partial}{\partial\vartheta}(p_*vT \cos\vartheta) \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial\sigma}(p_*\sigma T) - T\alpha\omega/\sigma = D_{TH}^{\sigma} + D_{TV}^{\sigma} \end{aligned} \quad (5.16)$$

La ecuación de continuidad (5.15) se integra en la vertical para dar una expresión de la tendencia de la presión en superficie; para ello es necesario suponer ciertas condiciones de borde superior e inferior, tales que $\sigma = 0$ en $\sigma = 0$ y $\sigma = 1$.

Así,

$$\int_0^1 (\partial p_*/\partial t) d\sigma + 1/(a \cos\theta) \int_0^1 \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} (p_* u) + \frac{\partial}{\partial \phi} (p_* v \cos\theta) \right] d\sigma + \int_0^1 \frac{\partial}{\partial \sigma} (p_* \dot{\sigma}) d\sigma = 0 \quad (5.17)$$

como $\frac{\partial p_*}{\partial t}$ no depende de σ , y $p_* \dot{\sigma} \Big|_0^1 = 0$, se tiene que:

$$\partial p_*/\partial t + 1/(a \cos\theta) \int_0^1 \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} (p_* u) + \frac{\partial}{\partial \phi} (p_* v \cos\theta) \right] d\sigma = 0 \quad (5.18)$$

En la ecuación (5.16) aparece un término que incluye a la velocidad vertical, a la cual se le ha de hallar una expresión en función de las variables del sistema considerado.

De la definición de ω , se tiene que:

$$\omega = dp/dt = d(p_* \sigma)/dt = p_* d\sigma/dt + \sigma dp_*/dt$$

$$\text{pero } dp_*/dt = \partial p_*/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla p_*$$

de manera que:

$$\omega = dp/dt = p_* d\sigma/dt + \sigma \partial p_*/\partial t + \sigma \mathbf{v} \cdot \nabla p_* \quad (5.19)$$

los términos primero y segundo del miembro de la derecha pueden ser reemplazados si se integra la ecuación de continuidad (5.15) como se hizo anteriormente pero entre $\sigma = 0$ y el nivel σ :

$$\frac{\partial}{\partial t} (p_*) \sigma + 1/(a \cos\theta) \int_0^\sigma \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} (p_* u) + \frac{\partial}{\partial \phi} (p_* v \cos\theta) \right] d\sigma + p_* \dot{\sigma} \Big|_0^\sigma = 0 \quad (5.20)$$

despejando de (5.20),

$$p_* d\sigma/dt + \sigma \frac{\partial p_*}{\partial t} = - \int_0^\sigma \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} (p_* u) + \frac{\partial}{\partial \phi} (p_* v \cos\theta) \right] d\sigma \quad (5.21)$$

y reemplazada esta expresión en (5.19),

$$\omega = -1/(a \cos\theta) \int_0^\sigma \left[\frac{\partial}{\partial \lambda}(p_* u) + \frac{\partial}{\partial \phi}(p_* v \cos\theta) \right] d\sigma + \sigma v \cdot \nabla p_* \quad (5.22)$$

Si esta ecuación se multiplica por $\alpha T/\sigma$ en ambos miembros y el último término se escribe explícitamente en coordenadas esféricas, se llega a:

$$\begin{aligned} \alpha T \omega / \sigma = & -\alpha T / (a \cos\theta) \int_0^\sigma \left[\frac{\partial}{\partial \lambda}(p_* u) + \frac{\partial}{\partial \phi}(p_* v \cos\theta) \right] d\sigma + \\ & + \alpha T / (a \cos\theta) \left[u \frac{\partial p_*}{\partial \lambda} + v \frac{\partial}{\partial \phi}(p_* v \cos\theta) \right] \end{aligned} \quad (5.23)$$

Las ecuaciones (5.13), (5.14) y otras de este mismo capítulo contienen un término para el cual también ha de hallarse su expresión en función de las variables del sistema y ese término es $p_* \dot{\sigma}$.

Para obtenerlo se despeja $p_* \dot{\sigma}$ de la ecuación (5.20) y se reemplaza la tendencia de la presión en superficie despejándola de la ecuación (5.18). De esa manera se llega a :

$$\begin{aligned} p_* \dot{\sigma} = & -1/(a \cos\theta) \int_0^\sigma \left[\frac{\partial}{\partial \lambda}(p_* u) + \frac{\partial}{\partial \phi}(p_* v \cos\theta) \right] d\sigma + \\ & + 1/(a \cos\theta) \int_0^1 \left[\frac{\partial}{\partial \lambda}(p_* u) + \frac{\partial}{\partial \phi}(p_* v \cos\theta) \right] d\sigma \end{aligned} \quad (5.24)$$

Entonces las ecuaciones (5.12), (5.13), (5.14), (5.16) y (5.18) junto con las ecuaciones (5.23) y (5.24) constituyen un sistema cerrado que al ser integrado en el tiempo por métodos numéricos, permite obtener p_* , u , v , T , ω , $\dot{\sigma}$ y ξ .

b) Difusión horizontal.

En las ecuaciones anteriores se han presentado tres términos, $D_{H\lambda}^\sigma$, $D_{H\phi}^\sigma$ y D_{HT}^σ para los que no se dio una forma explícita. Como se dijo previamente, esos términos representan la difusión horizontal en coordenadas esféricas con σ en la vertical.

Para expresar esos términos se ha empleado una forma laplaciana, de acuerdo a Pearce (1974):

$$D_{H\lambda}^{\sigma} = K \nabla \cdot (\rho_* \nabla u) \quad (5.25a)$$

$$D_{H\omega}^{\sigma} = K \nabla \cdot (\rho_* \nabla v) \quad (5.25b)$$

$$D_{TH}^{\sigma} = K \nabla \cdot \{ (\rho_*)^{\kappa+1} \nabla [T / (\rho_*)^{\kappa}] \} \quad (5.25c)$$

En estas expresiones se supone que el coeficiente de difusión K es constante, cuyo valor se ha de estimar.

c) Difusión vertical.

La difusión vertical está representada por tres términos, dos de ellos correspondientes a las ecuaciones de movimiento y el tercero a la ecuación del primer principio de la termodinámica.

Esos términos tienen las siguientes expresiones:

$$D_{\lambda}^{\sigma} = g \partial \tau_{\lambda} / \partial \sigma \quad (5.26a)$$

$$D_{\omega}^{\sigma} = g \partial \tau_{\omega} / \partial \sigma \quad (5.26b)$$

$$D_{TV}^{\sigma} = (g/c_p) \partial H / \partial \sigma \quad (5.26c)$$

donde

$$\tau_{\lambda} = - K_M \partial u / \partial z = - g K_M \partial u / \partial \xi \quad (5.27a)$$

$$\tau_{\omega} = - K_M \partial v / \partial z = - g K_M \partial v / \partial \xi \quad (5.27a)$$

$$H = - c_p K_M \partial \theta / \partial z = - g c_p K_M \partial \theta / \partial \xi \quad (5.27c)$$

donde θ es la temperatura potencial,

$$K_M = l^2 \left| \partial v / \partial z \right| = g l^2 \left| \partial v / \partial \xi \right|$$

y donde l representa la longitud de mezcla, tomada igual a 30 m (Pearce, 1974). Todas esas expresiones han de ser convertidas al sistema con coordenada vertical σ , para lo cual se emplean las ecuaciones de conversión ya citadas, llegándose a:

$$D_{\lambda}^{\sigma} = g \partial \tau_{\lambda} / \partial \sigma = g^3 l^2 p_{*} / R^3 \cdot \frac{\partial}{\partial \sigma} \{ \sigma^3 T^3 [(\partial u / \partial \sigma)^2 + (\partial v / \partial \sigma)^2] + \partial u / \partial \sigma \} \quad (5.28a)$$

$$D_{\theta}^{\sigma} = g \partial \tau_{\theta} / \partial \sigma = g^3 l^2 p_{*} / R^3 \cdot \frac{\partial}{\partial \sigma} \{ \sigma^3 T^3 [(\partial u / \partial \sigma)^2 + (\partial v / \partial \sigma)^2] + \partial v / \partial \sigma \} \quad (5.28b)$$

$$D_{T\theta}^{\sigma} = g^3 l^2 p_{*} / R^3 \cdot \frac{\partial}{\partial \sigma} \{ \sigma^3 T^3 [(\partial u / \partial \sigma)^2 + (\partial v / \partial \sigma)^2] + \partial \theta / \partial \sigma \} \quad (5.28c)$$

En el borde superior ($\sigma = 0$) se supone que el flujo turbulento se anula, mientras que en superficie se supone que:

$$\tau_{\lambda*} = - \rho_* C_D |V| (u \cdot \cos \alpha - v \cdot \sin \alpha)$$

$$\tau_{\theta*} = - \rho_* C_D |V| (v \cdot \cos \alpha + u \cdot \sin \alpha)$$

$$H_* = - \rho_* c_p C_D |V| \Delta \theta \quad \text{donde } \Delta \theta = \theta_n - \theta_*$$

los asteriscos se refieren a los valores en superficie y θ_n es el valor de la temperatura potencial en el nivel más bajo considerado. C_D y α son respectivamente un coeficiente de arrastre y el ángulo entre el viento en superficie y el viento en la atmósfera libre. Siguiendo a Corby et al. (1972), se tomaron los valores de $0,2 \times 10^{-3}$ y $\pi/9$ respectivamente.

5.2 Las ecuaciones en diferencias finitas.

El modelo empleado para las experiencias realizadas es básicamente el modelo del United Kingdom Universities Modelling Group (Pearce, 1974), que está basado en el esquema de Shuman y Vanderman (1969).

Ese esquema hace uso de dos operadores,

$$\overline{(\quad)}^S = \frac{1}{2} [(\quad)_{\theta + \Delta \theta / 2} + (\quad)_{\theta - \Delta \theta / 2}]$$

$$\delta_{\theta}(\) = [(\)_{\theta+\Delta\theta/2} - (\)_{\theta-\Delta\theta/2}] / \Delta\theta$$

La combinación apropiada de esos operadores en los términos de las ecuaciones permite que el esquema sea tal que se conserven la energía total y la masa total para los términos advectivos.

La ecuación (5.13) expresada en diferencias finitas resulta:

$$\begin{aligned} \delta_{\epsilon}(\overline{p_*u})^t + 1/(a.\cos\theta) \{ \delta_{\lambda} [(\overline{p_*u})^{\lambda} \overline{u}^{\lambda}] + \delta_{\theta} [(\overline{p_*v})^{\phi} \overline{u}^{\phi} \cos\theta] \} + \\ + \delta_{\sigma}(\overline{p_*\dot{\sigma}} \overline{u}^{\sigma}) - p_*v(f + u.\text{tg}\theta/a) + \\ + p_*/(a.\cos\theta) [\delta_{\lambda} \overline{\dot{\sigma}}^{\lambda} + R \overline{T}^{\lambda} \delta_{\lambda} (\ln p_*)] = D_{H\lambda}^{\sigma} + D_{V\lambda}^{\sigma} \end{aligned} \quad (5.29)$$

La ecuación (5.14),

$$\begin{aligned} \delta_{\epsilon}(\overline{p_*v})^t + 1/(a.\cos\theta) \{ \delta_{\lambda} [(\overline{p_*u})^{\lambda} \overline{v}^{\lambda}] + \delta_{\theta} [(\overline{p_*v})^{\phi} \overline{v}^{\phi} \cos\theta] \} + \\ + \delta_{\sigma}(\overline{p_*\dot{\sigma}} \overline{v}^{\sigma}) + p_*u(f + u.\text{tg}\theta/a) + \\ + p_*/(a.\cos\theta) [\cos\theta \delta_{\theta} \overline{\dot{\sigma}}^{\phi} + R \cos\theta \overline{T}^{\phi} \delta_{\theta} (\ln p_*)] = \\ = D_{H\theta}^{\sigma} + D_{V\theta}^{\sigma} \end{aligned} \quad (5.30)$$

La ecuación (5.16),

$$\begin{aligned} \delta_{\epsilon}(\overline{p_*T})^t + 1/(a.\cos\theta) \{ \delta_{\lambda} [(\overline{p_*u})^{\lambda} \overline{T}^{\lambda}] + \delta_{\theta} [(\overline{p_*v})^{\phi} \overline{T}^{\phi} \cos\theta] \} + \\ + \delta_{\sigma}(\overline{p_*\dot{\sigma}} T) - \alpha T \omega / \sigma = D_{TH}^{\sigma} + D_{TV}^{\sigma} \end{aligned} \quad (5.31)$$

La ecuación (5.18),

$$\delta_{\epsilon}(\overline{p_*})^t = -\Delta\sigma \sum_{h=1}^n \nabla \cdot (\overline{p_*V}) \quad (5.32)$$

donde n es el número de niveles en el modelo; además se definió:

$$\nabla \cdot (\rho_* \mathbf{V}) = 1/(a \cos \theta) [\delta_\lambda (\overline{\rho_* u})^\lambda + \delta_\theta (\overline{\rho_* v})^\phi \cos \theta]$$

La ecuación hidrostática, ecuación (5.12),

$$\delta_{1n\sigma} \bar{\sigma} + R \overline{T}^\sigma = 0 \quad (5.33)$$

En las ecuaciones anteriores algunos términos quedaron sin explicitar:

$$\begin{aligned} (\chi T \omega / \sigma)_k &= -\chi (T_k / 2) \left\{ \ln(\sigma_{k+1} / \sigma_k) \sum_{l=1}^k \nabla \cdot (\rho_* \mathbf{V})_l + \right. \\ &+ \ln(\sigma_k / \sigma_{k-1}) \sum_{l=1}^{k-1} \nabla \cdot (\rho_* \mathbf{V})_l + \\ &+ \chi / (a \cos \theta) \left\{ u \overline{T}^\lambda \delta_\lambda (\ln \rho_*) + v \cos \theta \overline{T}^\phi \delta_\theta (\ln \rho_*) \right\} \end{aligned} \quad (5.34)$$

donde k es un dado nivel de la atmósfera. Otra ecuación sin explicitar es:

$$(\rho_* \dot{\sigma})_{k+1/2} = \Delta \sigma \left\{ \sigma_{k+1/2} \sum_{l=1}^k \nabla \cdot (\rho_* \mathbf{V}_l - \sum_{l=1}^k \nabla \cdot (\rho_* \mathbf{V}_l)) \right\} \quad (5.35)$$

y los términos de difusión, que son:

$$\begin{aligned} D_{H\lambda}^\sigma &= K / (a^2 \cos^2 \theta) \delta_\lambda (\overline{\rho_*}^\lambda \delta_\lambda u) + \\ &+ K / (a^2 \cos \theta) \delta_\theta (\overline{\rho_*}^\phi \cos \theta \delta_\theta u) \end{aligned} \quad (5.36a)$$

$$\begin{aligned} D_{H\theta}^\sigma &= K / (a^2 \cos^2 \theta) \delta_\lambda (\overline{\rho_*}^\lambda \delta_\lambda v) + \\ &+ K / (a^2 \cos \theta) \delta_\theta (\overline{\rho_*}^\phi \cos \theta \delta_\theta v) \end{aligned} \quad (5.36b)$$

$$\begin{aligned} D_{TH}^\sigma &= K / (a^2 \cos^2 \theta) \delta_\lambda [\overline{\rho_*^{\chi+1}}^\lambda \delta_\lambda (T / \rho_*^\chi)] + \\ &+ K / (a^2 \cos \theta) \delta_\theta [\overline{\rho_*^{\chi+1}}^\phi \cos \theta \delta_\theta (T / \rho_*^\chi)] \end{aligned} \quad (5.36c)$$

$$D_{\sigma\lambda}^{\sigma} = (g^3 1^2 p_* / R^3) \delta_{\sigma} \{ (\sigma^3 / T^3) [(\delta_{\sigma} u)^2 + (\delta_{\sigma} v)^2]^{1/2} \delta_{\sigma} u \} \quad (5.37a)$$

$$D_{\sigma\mu}^{\sigma} = (g^3 1^2 p_* / R^3) \delta_{\sigma} \{ (\sigma^3 / T^3) [(\delta_{\sigma} u)^2 + (\delta_{\sigma} v)^2]^{1/2} \delta_{\sigma} v \} \quad (5.37b)$$

$$D_{\sigma\nu}^{\sigma} = (g^3 1^2 p_* / R^3) \delta_{\sigma} \{ (\sigma^3 / T^3) [(\delta_{\sigma} u)^2 + (\delta_{\sigma} v)^2]^{1/2} \delta_{\sigma} \theta \} \quad (5.37c)$$

5.3 El modelo utilizado.

El programa básico utilizado fue el desarrollado por Núñez (1980) quien integró el modelo para una región, con un retículo cuadrado y con 5 niveles distribuidos regularmente en la vertical en $\sigma = 0,1$, $\sigma = 0,3$, $\sigma = 0,5$, $\sigma = 0,7$ y $\sigma = 0,9$. La figura 57 muestra la distribución de las variables en la vertical.

El programa fue modificado para extender la región de integración al hemisferio sur, con un retículo rectangular cuya distancia entre los nodos es de 10° en la dirección zonal, y 5° en la dirección meridional, sumando 36×17 puntos en cada nivel considerado.

Se ubicó el borde sur en 86° S y el borde norte en 6° S. Ambos bordes fueron considerados paredes rígidas no deslizantes, ($u=0$, $v=0$); en el borde norte se puso además una zona esponjosa en los puntos cercanos al mismo. Esa zona esponjosa se logró aumentando cinco veces el valor del coeficiente de difusión en b-1 y en b-2, siendo b la fila correspondiente al borde norte. Las alturas geopotenciales en los bordes se mantuvieron constantes e iguales al promedio de los valores iniciales en el borde. La temperatura fue supuesta en equilibrio hidrostático con esas alturas geopotenciales. En cuanto a la presión en superficie en los bordes, se la tomó constante e igual a 1000mb.

A latitudes mayores de 61° S, se aplicó el filtro de Fourier para evitar la inestabilidad lineal, como fuera señalado en el punto 2.4. El mismo fue aplicado en cada paso de tiempo a las variables p_*u , p_*v , p_*T , y p_* . De esa manera los pasos de tiempo empleados fueron de 15 minutos.

El esquema temporal es un "leap-frog" y dado que puede ocasionar la separación de las soluciones pares e impares, se aplicó un débil filtro temporal (Haltiner y Williams, 1980) que se expresa como:

$$\overline{x_t} = x_t + \mu(\overline{x_{t-1}} + x_{t+1} - 2x_t)$$

Este filtro tiende a amortiguar las ondas cortas temporales y de acuerdo con Pearce (1974), el asignar un valor a μ de 0,005 es suficiente para producir el efecto deseado sin alterar la solución meteorológica.

Para los términos de difusión, debido a que el esquema "leap-frog" es inestable, se empleó un esquema adelantado en el tiempo.

La modificación más importante introducida fue la incorporación de la orografía siguiendo a Egger (1974). El criterio empleado fue bloquear el flujo suponiendo aire estanco en los puntos de retículo donde hay orografía. Para ello, se calculó primero la orografía envolvente correspondiente al retículo de $10^\circ \times 5^\circ$, con $\epsilon=1$, para América del Sur, obteniéndose la orografía indicada en la figura 58. Luego en los puntos del terreno en los que la altura superó los 500 m, se impuso la condición de aire estanco en el nivel más bajo ($\sigma = 0,9$). Si la altura del terreno superó los 2000m, también se bloqueó el flujo en $\sigma = 0,7$. Esta condición fue aplicada desde el momento inicial de la integración, no requiriéndose un tiempo de "crecimiento" de la orografía, como en Ciappesoni (1980), quien empleó un método en cierto modo semejante para simular los efectos de la cordillera de los Andes.

Alrededor de 200 experiencias fueron necesarias para la puesta a punto del modelo en lo que hace a los puntos recién indicados. Las experiencias finales insumieron 20 minutos de CPU por cada día de integración en una máquina IBM 370, sin incluir el tiempo necesario para el análisis de los campos.

CAPITULO 6

EXPERIENCIAS BAROCLINICAS REALIZADAS. CICLOGENESIS AL ESTE DE LOS ANDES

En este capítulo se presentan los resultados de las experiencias realizadas con el modelo baroclínico descrito en el capítulo 5, a fin de estudiar la influencia de la cordillera de los Andes en una ciclogénesis.

En el punto 6.1 se detallan las expresiones usadas para definir el estado inicial y se discuten las propiedades del mismo. En el punto 6.2 se presenta en forma sucinta la ecuación del desarrollo de la correspondiente teoría de Sutcliffe y en el punto 6.3 se describe la evolución temporal de la onda baroclínica en presencia de orografía y se discuten los aportes de cada uno de los términos de la ecuación del desarrollo a la variación local de la vorticidad. Esa evolución es comparada con la correspondiente al caso sin cordillera. Por último, en el punto 6.4, se presentan las conclusiones.

6.1 Expresiones empleadas para definir el estado inicial.

El estado inicial de los campos es obtenido a partir de la definición de un campo teórico de la temperatura, el cual está originado a su vez en un perfil meridional de temperatura de superficie, que responde a la expresión (Núñez, 1980):

$$T_*(\theta) = 253 + 30 (5.\cos^2\theta - 3.\cos^4\theta) \quad (6.1)$$

Así la temperatura del polo resulta de 253 K (-20°C), mientras que en el ecuador es de 313 K (40°C), siendo la diferencia de temperaturas entre el ecuador y el polo de 60°C. La máxima variación está en latitudes medias, con el punto de inflexión en 45° S. Estos valores de la temperatura y de su variación entre el polo y el ecuador han sido elegidos para lograr un estado baroclínicamente inestable que permita el desarrollo de ciclogénesis.

La variación de temperatura en la vertical se obtuvo con la fórmula:

$$T(\theta, \sigma) = T_*(\theta) \cdot \sigma^\alpha \quad \text{con } \alpha = \ln[(T_*(\theta)/220)]/\ln(5) \quad (6.2)$$

Esta fórmula (Núñez, 1980), lleva implícita la suposición de un gradiente vertical de temperatura que es constante con la altura, y en particular en el nivel $\sigma=0,2$, la temperatura es constante e igual a 220 K.

Al campo medio de la temperatura recién descrito se le superpone una onda 8 zonal, con amplitud variable con la altura, que responde a la ecuación (Doron, 1978):

$$T(\lambda, \theta, \sigma) = T(\theta, \sigma) - (10\sigma - 1) \text{sen}^4(2\theta) \text{sen}(8\lambda) \quad (6.3)$$

La presión de superficie se supone igual a 1000 mb en todo el recinto de integración; las alturas geopotenciales son tomadas nulas en la superficie, mientras que en los demás niveles son calculadas por la hipótesis hidrostática a partir de las temperaturas. Con esos valores de alturas geopotenciales se obtienen las componentes u y v de la velocidad, suponiendo que en el instante inicial hay equilibrio geostrófico.

En la figura 59 se muestran los promedios zonales de la temperatura y de la componente u de la velocidad en función de la latitud, de acuerdo con las suposiciones realizadas.

Como se dijo previamente, la temperatura presenta su máxima variación meridional en latitudes medias, y se observa que el gradiente meridional de temperatura se va reduciendo con la altura, hasta que en el nivel superior se invierte, de manera que el polo es más caliente que el ecuador.

Los correspondientes perfiles de u muestran un máximo también en latitudes medias (en los 45°S) mientras que en la vertical la velocidad máxima se halla en el nivel $\sigma=0,3$.

La cortante vertical de vientos en esas latitudes es aproximadamente de $2,39 \text{ ms}^{-1}\text{km}^{-1}$ (entre $\sigma=0,3$ y $\sigma=0,9$). De acuerdo a los gráficos de velocidad de crecimiento de la onda en función de su longitud y de la cortante (por ejemplo Petterssen, 1956, pág. 315), ese valor se encuentra en la región inestable desde el punto de vista baroclínico.

En la figura 60 se muestra el campo de alturas geopotenciales en el instante inicial para los distintos niveles σ : se observa una vaguada inmediatamente a barlovento de la cordillera de los Andes; esa ubicación de la vaguada no es casual, sino que ha sido elegida para que coincida con las observaciones, que

indican que muchas ciclogénesis a sotavento de los Andes están precedidas por una baja cerrada (o una vaguada pronunciada) ubicada sobre el océano Pacífico a barlovento de la cordillera (ver punto 1.5).

Cabe consignar que todos los análisis de los campos han sido realizados en niveles σ y no en niveles p . Esto no significa un error serio, pues al no considerar la presencia explícita de la orografía (sino como masas de aire estanco), no hay grandes diferencias entre los niveles p y los niveles σ . Egger (1974) empleó la misma suposición para el análisis de sus simulaciones de ciclogénesis.

6.2 La ecuación del desarrollo de Sutcliffe

Utilizando los campos pronosticados por el modelo, se realizó un estudio de distintos factores que podrían influir en la ciclogénesis. Para ello se recurrió a la teoría clásica del desarrollo de Sutcliffe, evaluando en la ecuación del desarrollo, la contribución de los distintos términos que la componen.

Esta ecuación tiene la expresión,

$$\partial(z^R)_0 / \partial t = A_z - (1/f) \nabla^2 A_T + (R/f) \nabla^2 S \quad (6.4)$$

donde $(z^R)_0$ es la vorticidad relativa en superficie; por la suposición de adiabatismo no se incluyó un cuarto término representando a los efectos diabáticos y además :

$$A_z = -(\mathbf{V} \cdot \nabla z^R)_{500 \text{ mb}} \quad \text{es la advección de vorticidad}$$

$$A_T = -\bar{V} \cdot \nabla (\bar{\xi}_{500} - \bar{\xi}_{1000}) \quad \text{es la advección de espesores}$$

$$S = \log (1000/500) \overline{\omega (\Gamma_A - \Gamma^*)} \quad \text{es el término de la estabilidad}$$

Para el cálculo de los términos se hicieron las siguientes suposiciones: en lugar de considerar el nivel $p = 500$ mb, se tomó el nivel $\sigma = 0,5$; en lugar del nivel $p = 1000$ mb, se tomó el nivel $\sigma = 0,9$ (nivel inferior del modelo); \bar{V} y $\bar{\omega}$ fueron estimados usando los valores respectivos del nivel $\sigma = 0,7$.

Además los gradientes verticales de temperatura se expresan como

$$\begin{aligned} \Gamma_A &= (\partial T / \partial p)_A = -(1/\rho g) (\partial T / \partial z)_A = -(RT/pg) (-g/c_p) = \\ &= RT/(c_p p) = RT/(\sigma p_* c_p) = RT_{0,7}/(0,7 p_* c_p) \end{aligned}$$

$$\Gamma = \partial T / \partial p = (1/p_*) \partial T / \partial \sigma = -(1/p_*) (T_{0,8} - T_{0,9}) / 0,4$$

Una descripción de la acción de cada uno de los términos de la ecuación del desarrollo puede hallarse en Petterssen (1956), en Palmén y Newton (1969) o más recientemente en Radinovic (1985).

6.3 Experiencias realizadas

En el capítulo 5 se mencionó el coeficiente de difusión horizontal K , al que no se le asignó un valor. Este fue estimado por medio del siguiente procedimiento: considerando una ecuación sólo difusiva y una única onda sinusoidal (que decae en el tiempo), con el paso de tiempo con que se integró el modelo y una distancia media entre puntos de retículo, se obtuvo una primer estimación del coeficiente, la cual fue del orden de $10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Luego, con el estado inicial descrito en 6.1, se realizaron varias experiencias previas para ajustar ese coeficiente de difusión, obteniéndose que un valor apropiado es $0,6 \times 10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Posteriormente se realizaron dos integraciones a 7 días, una de ellas sin orografía y la otra con orografía, que serán identificadas como BC1 y BC2 respectivamente.

En los primeros dos días de integración de la experiencia BC2 (figuras 61 y 62), la onda evoluciona en forma semejante al caso sin orografía (BC1), notándose en la hora 72 (figura 63) que en el sur la vaguada ya está a sotavento de la cordillera, desarrollándose en forma más acentuada que en el caso sin orografía, aunque la ubicación es la misma: $45-50^\circ \text{ S}$ y 60° O en el nivel $\sigma = 0,9$.

Obsérvese que el flujo (del noroeste) es más intenso en la parte delantera de la vaguada que en la parte trasera (flujo del sudoeste), como es común observar en el hemisferio sur.

La figura 64 muestra las alturas geopotenciales para cada nivel (en la hora 72) para la simulación con orografía, a las cuales se les han restado las correspondientes alturas geopotenciales de la simulación sin orografía. Se observa que las diferencias entre los campos son prácticamente nulas salvo en la región cercana a la cordillera de los Andes, donde se destaca la influencia de la misma sobre el ciclón: en todos los niveles el ciclón es más profundo cuando se incluye la orografía, por ejemplo en $\sigma = 0,5$ las diferencias son del orden de -200 mgp.

En la figura 65 se presentan los distintos términos de la ecuación del desarrollo: (a) la advección de vorticidad, (b) el laplaciano de la advección de espesores, (c) el laplaciano del término de la estabilidad y (d), la suma de los tres términos, o sea la variación local de la vorticidad en el nivel inferior del modelo, de acuerdo a lo visto en el punto 6.2. De los tres términos, el que más se destaca en la región de interés es la advección de espesores, mientras que la advección de vorticidad y el término de la estabilidad parecen compensarse entre sí.

En el término de la estabilidad y en menor medida en los otros dos, se observa hacia el sur una serie de máximos y mínimos alternados de los campos, extendidos longitudinalmente, que por su disposición hacen pensar que es una distorsión producida por el filtro de Fourier para las altas latitudes. Aquí valen también las limitaciones del modelo en altas latitudes por los mismos motivos que se expusieron en el capítulo 3.

La variación local de la vorticidad (figura 65 d) muestra la región de ciclogénesis en la misma ubicación que indicara el término de la advección de espesores.

Al restarle a estos campos los correspondientes de la experiencia sin orografía (figura 66), se observa sobre la costa atlántica que el aporte de la advección de espesores es algo mayor en el caso de la experiencia con orografía, favoreciéndose más la ciclogénesis. Las diferencias en el término de la estabilidad y en el término de la advección de vorticidad no están aún suficientemente definidas, y su análisis en este momento de la evolución del ciclón no es posible.

La gran cantidad de isolíneas presente en estos campos, lejos del continente sudamericano, es debida a que los valores son muy cercanos a cero y la isolínea de valor cero se halla entonces en

muchos lugares. Esto ha de ser interpretado como "ruido".

Las alturas geopotenciales de la hora 96 (figura 67) muestran que el ciclón presenta isolíneas cerradas en los tres niveles más bajos, habiéndose desplazado hacia el norte (ahora está ubicado en 45° S y 60° O en $\sigma = 0,9$).

Las diferencias en las alturas geopotenciales entre BC2 y BC1 (figura 68), indican nuevamente la acción de la cordillera que hace que el ciclón sea más profundo que cuando ella no es considerada en las simulaciones. Se observa que las anomalías en $\sigma = 0,5$ llegan a -400 mgp (prácticamente el doble que 24 horas antes). Asimismo en el sud-sudoeste del ciclón se observan anomalías positivas, insinuando la formación de un anticiclón detrás del ciclón.

De acuerdo a la figura 69, la advección de espesores es la que primariamente contribuye a la ciclogénesis (así como hacia su movimiento hacia el norte, coincidiendo con lo indicado por Petterssen, 1956). La advección de vorticidad también contribuye (aunque en menor intensidad) al desarrollo del ciclón, en particular hacia el noroeste del mismo. En cambio el término de la estabilidad se opone al desarrollo, como es de esperar en la teoría clásica. La variación local de la vorticidad presenta un máximo negativo (ciclogénesis) sobre el océano Atlántico junto a la costa continental en aproximadamente 40° S. Al oeste de la región ciclogénica, sobre el continente, hay una región anticiclogénica, la cual es también causada por el término de la advección de espesores.

La diferencia entre los términos de la ecuación del desarrollo para BC1 y BC2 (figura 70) indican nuevamente que la cordillera acentúa el efecto de la advección de espesores, que resulta en una intensidad mayor en la región ciclogénica. Los términos de la advección de vorticidad y de estabilidad no muestran diferencias notorias entre ambas simulaciones.

En la hora 120 de integración (figura 71) los campos de alturas geopotenciales muestran que el ciclón se halla cerrado aún en el nivel $\sigma = 0,3$, mientras que en el nivel $\sigma = 0,1$ hay una vaguada profunda pero sin cerrar. El ciclón está ahora en 42° S y 60° O en $\sigma = 0,9$; una cuña empieza a penetrar al sur del ciclón desde el océano Pacífico, fenómeno que es fácilmente

observable en $\sigma = 0,7$ y $\sigma = 0,5$.

Los campos de diferencias de alturas geopotenciales entre BC1 y BC2 (figura 72) muestran los mismos rasgos de los correspondientes campos de la hora 96; las anomalías se mantienen ahora en el orden de magnitud del día anterior, por ejemplo en $\sigma = 0,5$ son del orden de -400 mgp; al sur se observan las anomalías positivas, que son del orden de 100 mgp en $\sigma = 0,5$.

Los términos de la ecuación del desarrollo (figura 73) presentan las mismas características del día anterior, siendo el principal aporte a la variación local de la vorticidad el debido al término de la advección de espesores y luego en menor proporción, un aporte de la advección de vorticidad. El término de estabilidad por sí solo genera anticiclogénesis en la región.

La figura 74 indica que en la región del ciclón la advección de vorticidad al norte ha sido un poco más negativa cuando se incorpora la orografía (experiencia BC2) pero al sur aparece una región más anticiclogénica (o menos ciclogénica) que para BC1; de todos modos, nuevamente el término más afectado es el de la advección de espesores, que indica que en presencia de orografía es más ciclogénico.

El campo del término de estabilidad presenta por primera vez anomalías negativas en la zona del ciclón, indicando si no una acción favorable, al menos un efecto menos opuesto a la ciclogénesis que anteriormente.

En la figura 75 de las alturas geopotenciales de la hora 144, se observa que el ciclón ocupa toda la profundidad de la tropósfera, con isolíneas cerradas aún en $\sigma = 0,1$. Este ciclón ha proseguido su desplazamiento hacia el norte, hallándose ahora en 40° S y 60° O en el nivel $\sigma = 0,9$.

Al sur del ciclón ha penetrado un anticiclón que en los niveles superiores aparece como una cuña pronunciada.

Los campos de diferencias de alturas geopotenciales (figura 76) indican aún que el ciclón es más profundo en la simulación con orografía que en la correspondiente sin ella. En cambio las anomalías positivas al sur (el anticiclón que avanza desde el oeste) han aumentado su intensidad, pasando de 100 mgp en la hora 120 a 300 mgp en la hora 144.

Los términos de la ecuación del desarrollo (figura 77) indican ahora que mientras que la advección de espesores sigue siendo el término más importante, el término de la estabilidad hace un leve aporte en el oeste del ciclón, y la advección de vorticidad es positiva sobre el centro y sur del ciclón (aporte anticiclogénico).

Las diferencias entre los términos de la ecuación del desarrollo obtenidas a partir de los valores de los experimentos BC1 y BC2 (figura 78), muestran que la advección de vorticidad sobre el ciclón y su sector oriental es ahora más anticiclogénica para la experiencia BC2, pero no se han producido cambios en los otros dos términos (con respecto al día anterior), donde la advección de espesores continúa dominando al campo de variación local de la vorticidad, con un leve aporte del término de la estabilidad.

La hora 168 (figuras 79 a 82) no aporta demasiada información más a esta descripción, siendo tal vez el rasgo más conspicuo la intensificación del anticiclón al sur del ciclón (que para ese momento se halla en 35° S y 60° O en $\sigma = 0,9$). Ese anticiclón parece tener características de bloqueo, aunque para poder afirmar esto debería haberse continuado la integración por más tiempo. Nótese que en 115° O se halla otra vaguada, lo cual indicaría al mecanismo de Kalnay-Rivas y Merkiné (1981) como posible generador del anticiclón. Al sur del anticiclón, los sistemas parecen desplazarse más libremente, produciendo un desfase con los sistemas en latitudes bajas.

6.4 Conclusiones de las experiencias baroclínicas

El análisis de la ciclogénesis recién descrita permite clarificar algunos aspectos de la influencia de la orografía:

a) La ciclogénesis producida en la simulación con orografía, ha sido más profunda que en ausencia de la misma.

b) La mayor profundización del ciclón en la experiencia con orografía se dio en los primeros cuatro días, pero después las diferencias de las alturas geopotenciales (con respecto a la experiencia sin orografía) se mantuvieron constantes, insinuando que hay un límite a la profundización adicional debida al efecto

orográfico y mostrando por lo tanto la capacidad del modelo para simular dicho efecto.

c) Las características de la evolución, con el ciclón desplazándose al norte, insinúan que la orografía favorecería una posición más al norte para los ciclones.

d) El mecanismo por el cual actuaría la orografía sobre el ciclón sería a través de un aumento de la acción ciclogénica del término de la advección de espesores debido al bloqueo del flujo en capas bajas (mientras que en altura el flujo no tiene las mismas restricciones). Habría también una contribución menor de la advección de vorticidad. En general y salvo hacia la finalización de la experiencia, el término de la estabilidad actúa en contra del desarrollo, como es habitual que ocurra en la teoría clásica.

CAPÍTULO 7

COMENTARIOS FINALES

En los capítulos previos se han simulado tres fenómenos meteorológicos por separado. Esta separación es en cierto modo ficticia, pero ha servido para aislar los procesos relacionados con cada uno de ellos. Las observaciones meteorológicas muestran que, de hecho, en muchas ocasiones esos fenómenos están relacionados, pueden tener interacciones y por lo tanto no constituir episodios aislados. En este trabajo no se ha tratado el tema de la relación entre los distintos fenómenos, pues éste constituye de por sí otro tema de investigación.

Se presentarán en este capítulo las conclusiones más importantes que se obtuvieron en esta tesis (y que ya fueron mencionadas en los capítulos 3, 4 y 6).

7.1 Conclusiones generales.

Los fenómenos observados en el hemisferio sur, que tienen una marcada estructura barotrópica, fueron exitosamente simulados con un modelo barotrópico resuelto con el esquema numérico de Arakawa y Lamb (1981), el que demostró ser estable a largo plazo aún con la presencia de una topografía realista con agudas pendientes. Se reprodujeron las ondas estacionarias forzadas por la topografía, y su comparación con las ondas observadas permitió concluir que en invierno:

(a) Hay semejanza global (desde el punto de vista espectral) al sur de 45° S, donde las ondas 1 a 3 hacen su mayor aporte a la varianza longitudinal total, pero no la hay al norte de esa latitud.

(b) Regionalmente hay zonas de coincidencia entre 120° O y 10° E, precisamente la región que comprende a América del Sur y zonas aledañas. Esta coincidencia se da en todas las latitudes menores a 70° S.

(c) La Antártida aporta significativamente a la varianza longitudinal total de los campos de alturas geopotenciales en $50-70^{\circ}$ S.

(d) La presencia de América del Sur con la Cordillera de los Andes es fundamental para que exista una buena concordancia entre los resultados de las simulaciones y las observaciones, en

especial regionalmente, como se indicó en (b).

(e) Tanto América del Sur como la Antártida son los principales responsables de la varianza longitudinal total, mientras que Australia y Africa aportan en menor medida a la misma.

En tanto que para el verano se concluye que:

(f) Nuevamente hay coincidencia regional entre 110° O y 10° E (aproximadamente) que es la zona ya mencionada de América del Sur y alrededores. Esa coincidencia es mayor aún que en invierno.

(g) La región de coincidencia global se ha corrido al norte, comprendiendo ahora la zona al sur de 35° S.

En resumen, se verificó que la presencia de la cordillera de los Andes significa un aporte importante a la configuración observada, particularmente en verano, cuando la atmósfera se comporta más barotrópicamente. Del mismo modo la Antártida hace su aporte en las zonas subpolares.

En el caso de la simulación del anticiclón de bloqueo, su comparación con observaciones indica que:

i) Hay notorias coincidencias tanto en los campos medios como en sus anomalías. Las diferencias están dadas por un desplazamiento hacia el norte de la configuración general simulada con respecto a la observada.

ii) La evolución del bloqueo simulado es semejante a la de los bloqueos que se inician y consolidan en el océano Atlántico (como el estudiado por Grandoso y Núñez, 1956), pero también guarda semejanza en la etapa de intensificación con los bloqueos que habiéndose iniciado a barlovento de la cordillera, se desarrollan a sotavento (p. ej. el caso de abril de 1983).

iii) Hay razonable analogía con las observaciones en la evolución espectral, donde la onda 3 tiene un papel preponderante.

iv) Hay coincidencias (con las observaciones) tanto en la magnitud de la perturbación de vorticidad anticiclónica como en la dimensión longitudinal de la misma.

v) El considerar un viento zonal de 15 m/s como estado inicial significa que en la simulación no se explica cómo se reduce el perfil de vientos desde los valores típicos hasta el valor indicado.

Con respecto al análisis de la situación de bloqueo de abril de 1983, hay dos puntos que merecen destacarse:

i) En la región del océano Pacífico, entre 90° y 130° O, se han observado tres vaguadas de gran extensión meridional durante el período estudiado. Como resultado de estas vaguadas y situaciones semejantes a la descrita que ocurrieron fuera del período analizado, los campos medios del mes presentan anomalías negativas de las alturas en esa región.

ii) Varios días ha predominado el flujo del sudoeste sobre la cordillera de los Andes.

Ambos puntos coinciden con el mecanismo de Kalnay-Rivas y Merkiné, y en general la evidencia observacional indica que en muchos casos en que se produjeron bloqueos en el océano Atlántico sur, se ha observado una región de anomalías negativas en el océano Pacífico, aproximadamente en $100-130^{\circ}$ O, como es de esperar con ese mecanismo.

Estos resultados permiten concluir que:

(a) El mecanismo de Kalnay-Rivas y Merkiné (1981) sigue siendo válido cuando el modelo es resuelto en un hemisferio, con geometría esférica y reemplazando al forzante corriente abajo por la topografía de América del Sur.

(b) Sin embargo este mecanismo explicaría, más que la iniciación del anticiclón de bloqueo, su intensificación y mantenimiento en el océano Atlántico, aún en el caso de los anticiclones de bloqueo iniciados a barlovento de la cordillera de los Andes.

(c) Quedaría así demostrada la influencia de la cordillera de los Andes como forzante en los anticiclones de bloqueo del Atlántico sur.

(d) De estas conclusiones se puede suponer que el mecanismo de Kalnay-Rivas y Merkiné puede ser una herramienta útil para el pronóstico de las situaciones de bloqueo y en particular de su finalización, a partir del análisis del tiempo en el océano Pacífico en la región de $100-130^{\circ}$ O.

Por último, un fenómeno marcadamente baroclínico, como es la ciclogénesis al este de los Andes, fue simulada luego de adaptar un modelo baroclínico, al que se le hicieron los siguientes cambios: se lo extendió a un hemisferio incluyéndosele un filtro de Fourier para altas latitudes; se le modificaron las

condiciones de borde; se le incorporó la orografía como regiones de aire estanco, las que estuvieron presentes desde el momento inicial de las integraciones y se le incluyó la difusión horizontal y vertical.

La puesta a punto del modelo requirió alrededor de 200 experiencias, y logrado esto se realizaron 2 integraciones a 7 días, que insumieron alrededor de 2 hs y 30 minutos de tiempo de CPU cada una, en una máquina IBM 370. Ese tiempo no incluye el requerido para el posterior análisis de los campos.

De las simulaciones de ciclogénesis con este modelo baroclínico, se concluye que:

(a) La ciclogénesis producida en la simulación con orografía, ha sido más profunda que en ausencia de la misma.

(b) La mayor profundización del ciclón en la experiencia con orografía se dio en los primeros cuatro días, pero después las diferencias de las alturas geopotenciales (con respecto a la experiencia sin orografía) se mantuvieron constantes, insinuando que hay un límite a la profundización adicional debida al efecto orográfico y mostrando por lo tanto la capacidad del modelo para simular dicho efecto.

(c) Las características de la evolución, con el ciclón desplazándose al norte, insinúan que la orografía favorecería una posición más al norte para los ciclones.

(d) El mecanismo por el cual actuaría la orografía sobre el ciclón sería a través de un aumento de la acción ciclogénica del término de la advección de espesores debido al bloqueo del flujo en capas bajas (mientras que en altura el flujo no tiene las mismas restricciones). Habría también una contribución menor de la advección de vorticidad. En general y salvo hacia la finalización de la experiencia, el término de la estabilidad actúa en contra del desarrollo, como es habitual que ocurra en la teoría clásica.

7.2 Sugerencias.

En relación con los temas aquí tratados, es posible definir dos líneas básicas de investigación. La primera está referida a la prosecución del estudio físico de la influencia de la orografía bajo otro tipo de condiciones. La segunda atañe al mejoramiento de los métodos numéricos en modelos como los aquí utilizados, permitiendo superar ciertas limitaciones

evidenciadas durante las experiencias.

Así es recomendable el estudio de la construcción de filtros para regiones polares, en particular cuando en ellas hay orografía. Este es un problema común en todos los modelos con coordenadas esféricas que incluyen los polos. Con la mejora en la acción de los filtros se podrá representar más realísticamente al flujo atmosférico sobre la Antártida.

Uno de los resultados prácticos de este trabajo ha sido el aportar nuevos elementos de juicio al pronóstico de las situaciones de bloqueo: sería interesante pues comprobar la aplicabilidad de este mecanismo a casos concretos de pronóstico de tales situaciones.

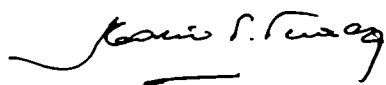
El modelo baroclínico utilizado ha sido integrado con un estado inicial ideal; la extensión de su uso a datos reales no es directa ni trivial. Pero esta extensión y el control del modelo como herramienta de pronóstico, son pasos necesarios para su uso operativo.

Como se dijo anteriormente, el modelo baroclínico es susceptible de ser mejorado: la inclusión de la humedad como variable y la parametrización de distintos procesos físicos, podrían permitir que este modelo sea empleado para fines climáticos (o pronósticos a largo plazo): así se podría realizar un conjunto de experimentos tendiente a un estudio numérico de la climatología del hemisferio sur, cuando las facilidades de computación así lo permitan.

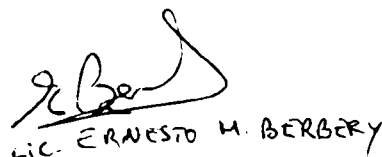
Otro proceso posible de analizar será la influencia de la liberación de calor latente en el desarrollo de las ciclogénesis a sotavento de los Andes.

Estos últimos dos puntos deberían ir acompañados con el análisis de un conjunto apreciable de observaciones de los respectivos fenómenos.

Se han insinuado algunas líneas posibles de trabajo a desarrollar a partir de las experiencias aquí realizadas. Esas líneas no son de igual importancia ni son las únicas posibles, pero todas ellas permitirán de alguna manera, avanzar un paso más en el conocimiento de los procesos atmosféricos en nuestra región.



DR. MARIO N. NÚÑEZ
 PROF TIT METEOROLOGÍA (UBA)
 INVESTIGADOR CONICET



LIC. ERNESTO M. BERBERY

REFERENCIAS

Arakawa A. y V. Lamb, 1981: A potential enstrophy and energy conserving scheme for the shallow water equations. *Mon. Wea. Rev.*, 109, págs. 18-36.

Baines P., 1983: A survey of blocking mechanisms, with application to the Australian region. *Aust. Met. Mag.*, 31, págs. 27-36.

Blackmon M.L., J.M. Wallace, N.-C. Lau y S.L. Mullen, 1977: An observational study of the Northern Hemisphere wintertime circulation. *J. Atm. Sci.*, 34, págs. 1040-1053.

Blackmon M.L., R.A. Madden, J.M. Wallace y D.S. Gutzler, 1979: Geographical variations in the vertical structure of geopotential height fluctuations. *J. Atm. Sci.*, 36, págs. 2450-2466.

Bolin B., 1950: On the influence of the Earth's orography on the general character of the westerlies. *Tellus*, 2, págs. 184-195.

Buzzi A., F. Malguzzi y S. Tibaldi, 1979: Orographically induced cyclogenesis: Analysis of numerical experiments. Workshop on mountains and numerical weather prediction, ECMWF, págs. 166-208.

Buzzi A. y A. Speranza, 1983: Cyclogenesis in the lee of the Alps. *Mesoscale Meteorology - Theories, observations and models*, Reidel Publishing Co., págs. 55-142.

Carleton A.M., 1979: A synoptic climatology of satellite-observed extratropical cyclone activity for the Southern Hemisphere: Winter. *Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. B*, 27, págs. 265-279.

Ciappesoni H., 1980: Simulación numérica de la influencia dinámica de la cordillera de los Andes sobre el flujo atmosférico en escala sinóptica planetaria utilizando un modelo

hemisférico de tres niveles. Tesis Doctoral, Departamento de Meteorología, Facultad de Cs. Exactas y Naturales, Univ. de Buenos Aires.

Ciappesoni H. y M.N. Núñez, 1983: Experimentos numéricos sobre la influencia de la orografía en la circulación atmosférica, usando un modelo de tres niveles en ecuaciones primitivas. *Meteorologica*, 14, págs. 593-600.

Corby G.A., D. Gilchrist y R. Newson, 1972: A general circulation model of the atmosphere suitable for long period integrations. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 98, págs. 809-832.

Colucci S., A. Loesch y L. Bosart, 1981: Spectral evolution of a blocking episode and comparison with wave interaction theory. *J. Atm. Sci.*, 38, págs. 2092-2111.

Charney J., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. of Meteor.*, 4, págs. 135-162.

Charney J. y A. Eliassen, 1949: A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitude westerlies. *Tellus*, 1, págs 38-54.

Charney J. y J. DeVore, 1979: Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. *J. Atm. Sci.*, 36, págs 1205-1216.

Charney J. y D. Straus, 1980: Form-drag instability, multiple equilibria and propagating planetary waves in baroclinic, orographically forced, planetary wave systems. *J. Atm. Sci.*, 37, págs. 1157-1176.

Chung Y., K. Hage y E. Reinelt, 1976: On the lee cyclogenesis and airflow in the Canadian Rocky Mountains and the East Asian Mountains. *Mon. Wea. Rev.*, 104, págs. 879-891.

Del Franco M.G., 1983: Aplicaciones del trazado automático de isolíneas. *Meteorologica*, 13, págs. 97-109.

Doron E., 1978: Description of the inter-U.K. Universities global circulation model. Report of the Department of Geophysics, Univ. of Reading.

Eady E. T., 1949: Long waves and cyclone waves. *Tellus*, 1, págs. 33-52.

Egger J., 1974: Numerical experiments on lee cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, 102, págs 847-860.

Egger J., 1978: Dynamics of blocking highs. *J. Atm. Sci.*, 35, págs 1788-1801.

Gates W. y A. Nelson, 1975: A new (revised) tabulation of the Scripps topography on a 1° global grid. Part 1: Terrain Heights. The Rand Corp., R-1276-1-ARPA, Santa Monica, CA.

Grandoso H. y J. E. Núñez, 1955: Análisis de una situación de bloqueo en la parte austral de América del Sur. *Meteoros*, 5, págs. 35-54.

Grose W.L. y B.J. Hoskins, 1979: On the influence of orography on large scale atmospheric flow. *J. Atm. Sci.*, 36, págs. 223-234.

Haltiner G.J. y R.F. Williams, 1980: Numerical prediction and dynamic meteorology. John Wiley and Sohns.

Hartmann D. y S. Ghan, 1980: A statistical study of the dynamics of blocking. *Mon. Wea. Rev.*, 108, págs. 1144-1159.

Hess S.L. y H. Wagner, 1948: Atmospheric waves in the northwestern United States. *J. Meteor.*, 5, págs. 1-19.

Holloway J., M. Spelman y S. Manabe, 1973: Latitude-longitude grid suitable for numerical time integration of a global atmospheric model. *Mon. Wea. Rev.*, 101, págs. 69-78.

Källén E., 1982: Bifurcation of quasi geostrophic barotropic models and their relation to atmospheric blockings. *Tellus*, 34, págs. 255-265.

Kalnay-Rivas E. y L. Merkine, 1981: A simple mechanism for blocking. *J. Atm. Sci.*, 38, págs. 2077-2091.

Karoly D., 1985: An atmospheric climatology of the Southern Hemisphere based on ten years of daily numerical analyses (1972-1982): II Standing wave climatology. *Aust. Met. Mag.*, 33, págs. 105-116.

Kasahara A., 1966: The dynamical influence of orography on the large scale motion of the atmosphere. *J. Atm. Sci.*, 23, págs. 259-271.

Kasahara A., 1974: Various vertical coordinate systems used for numerical weather prediction. *Mon. Wea. Rev.*, 102, págs. 509-522.

Mc Williams J.J. 1980: An application of equivalent modons to atmospheric blocking. *Dyn. Atmos. Oceans*, 5, págs. 43-66.

Malaka I. y S. Núñez, 1980: Aspectos sinópticos de la sequía que afectó a la República Argentina en el año 1962. *Geoacta*, 10, págs. 1-21.

Manabe S. y T.B. Terpstra, 1974: The effects of mountains on the general circulation of the atmosphere as identified by numerical experiments. *J. Atm. Sci.*, 31, págs. 3-42.

Mechoso C., 1981: Topographic Influences on the General Circulation of the Southern Hemisphere: A numerical experiment. *Mon. Wea. Rev.*, 109, págs. 2131-2139.

Mechoso C., 1984: Amplitud de las ondas estacionarias 1, 2 y 3 en función de la latitud y de la altura para los meses de invierno en el hemisferio sur. *Comunicación Personal*.

Mesinger C. y A. Arakawa, 1976: Numerical Methods used in

Atmospheric Models. GARP Publication Series, 17.

Necco G., 1982a: Comportamiento de vórtices ciclónicos en el área sudamericana durante el FGGE : Ciclogénesis. Meteorologica, 13, págs. 7-19.

Necco G., 1982b: Comportamiento de vórtices ciclónicos en el área sudamericana durante el FGGE : Trayectorias y desarrollos. Meteorologica, 13, págs. 21-34.

Necco G., 1982c: On cyclogenesis in South American regions during FGGE (GWE). National Meteorological Center. Development Division.

Noar, P.F., 1983: Numerical modelling of blocking, with reference to June 1982. Aust. Met. Mag., 31, págs. 37-49.

Núñez M.N., 1980: Simulación numérica del flujo atmosférico sobre Sudamérica, usando un modelo de 5 niveles en ecuaciones primitivas. Publicación interna del I.N.C.Y.T.H.

Paegle J., C. Ereño, J. Zubillaga, y J. Paegle, 1983: Efectos orográficos sobre la Argentina zonas vecinas. Estructura del flujo medio y transitorio. Meteorologica, 14, págs. 601-607.

Paegle J. y J. Paegle, 1976: Frequency spectra of atmospheric motions in the vicinity of a mountain barrier. J. Atm. Sci., 33, págs. 499-506.

Palmén E. y Ch. Newton, 1969: Atmospheric Circulation Systems. Academic Press, New York.

Pearce R.P., 1974: 5 level general circulation model. GARP Publ. Series, 14, cap 11, págs. 127-140.

Petterssen S. 1956: Weather analysis and forecasting, 2nd. ed., Vol. II, Mc Graw-Hill, New York.

Petterssen S. y S.J. Smebye, 1971: On the development of extratropical cyclones. Quart. J. Roy. Met. Soc., 97, págs. 457-482.

Physick W.L., 1981: Winter depression tracks and climatological jet streams in the Southern Hemisphere during the FGGE year. Quart. J. Roy. Met. Soc., 107, págs. 883-898.

Radinovic D., 1985: On the development of orographic cyclones. Technical Report Nro. 50, ECMWF.

Rivero O., 1971: Proceso de "baja segregada" sobre el centro del país. Meteorologica, 2, págs 447-475.

Santaló L., 1973: Vectores y Tensores. Editorial Universitaria de Buenos Aires (EUDEBA).

Schwerdtfeger W., 1950 : La depresión térmica en el noroeste de la Argentina. An. Soc. Cient. Arg., 151, págs. 255-257.

Schwerdtfeger W., 1954: Análisis sinóptico y aspecto climatológico de dos distintos tipos de depresiones béricas en el norte de la Argentina. Meteoros, 4, págs. 301-323.

Shuman F.G. y L.W. Vanderman, 1969: A multi-level primitive equation model suitable for operational numerical weather prediction (A collection of three papers with introduction). Lectures on numerical short-range weather prediction, WMO, Leningrado.

Simmons A. y B. Hoskins 1980: Baroclinic instability and frontogenesis. Seminar 1979, Dynamic meteorology and numerical weather prediction, ECMWF.

Smagorinsky J., 1953: The dynamical influence of large scale heat sources and sinks on the quasi stationary mean motions of the atmosphere. Quart. J. Roy. Met. Soc., 79, págs. 342-366.

Streten N., 1973: Some characteristics of satellite-observed bands of persistent cloudiness over the Southern Hemisphere.

Mon. Wea. Rev., 101, págs. 486-495.

Streten N. y A. Troup, 1973: A synoptic climatology of satellite observed cloud vortices over the Southern Hemisphere. Quart. J. Roy. Met. Soc., 99, págs. 56-72.

Taljaard J.J., 1972: Synoptic meteorology of the Southern Hemisphere. Meteorological Monographs, 13, págs. 139-213.

Tang Ch.-M., 1976: The influence of meridionally sloping topography on baroclinic instability and its implications for macroclimate. J. Atm. Sci., 33, págs. 592-601.

Tibaldi S., 1980: Cyclogenesis in the lee of orography and its numerical modelling, with special reference to the Alps. GARP Publ. Series, 23, cap. 7.

Tosi E., M. Fantini y A. Trevisan, 1983: Numerical experiments on orographic cyclogenesis: Relationship between the development of the lee cyclone and the basic flow characteristics. Mon. Wea. Rev., 111, págs. 799-814.

Trenberth K., 1979: Interannual variability of the 500 mb zonal mean flow in the Southern Hemisphere. Mon. Wea. Rev., 107, págs. 1515-1524.

Trenberth K., 1980: Planetary waves at 500 mb in the Southern Hemisphere. Mon. Wea. Rev., 108, págs. 1378-1389.

Trenberth K. y K. Mo, 1985: Blocking in the Southern Hemisphere. Mon. Wea. Rev., 113, págs. 3-21.

Van Loon H., 1956: Blocking action in the Southern Hemisphere. Part 1. Notos, 5, págs. 171-178.

Van Loon H., 1972: Wind in the Southern Hemisphere. Meteorological Monographs, 13, págs. 87-100.

Van Loon H. y R. Jenne, 1972: The zonal harmonic standing waves in the Southern Hemisphere. J. Geophysical Research, 77,

págs. 992-1003.

Van Loon H., R. Jenne y K. Lahitzke, 1973: Zonal harmonic standing waves. J. Geophysical Research, 78, págs. 4463-4471.

Wallace J., S. Tibaldi y A. Simmons, 1983: Reduction of systematic forecast errors in the ECMWF model through the introduction of an envelope orography. Quart. J. Roy. Met. Soc., 109, págs. 683-717.

Yasunari T., 1977: Stationary waves in the Southern Hemisphere mid-latitude zone revealed from average brightness charts. J. of the Met. Soc. of Japan, 55, págs. 274-285.

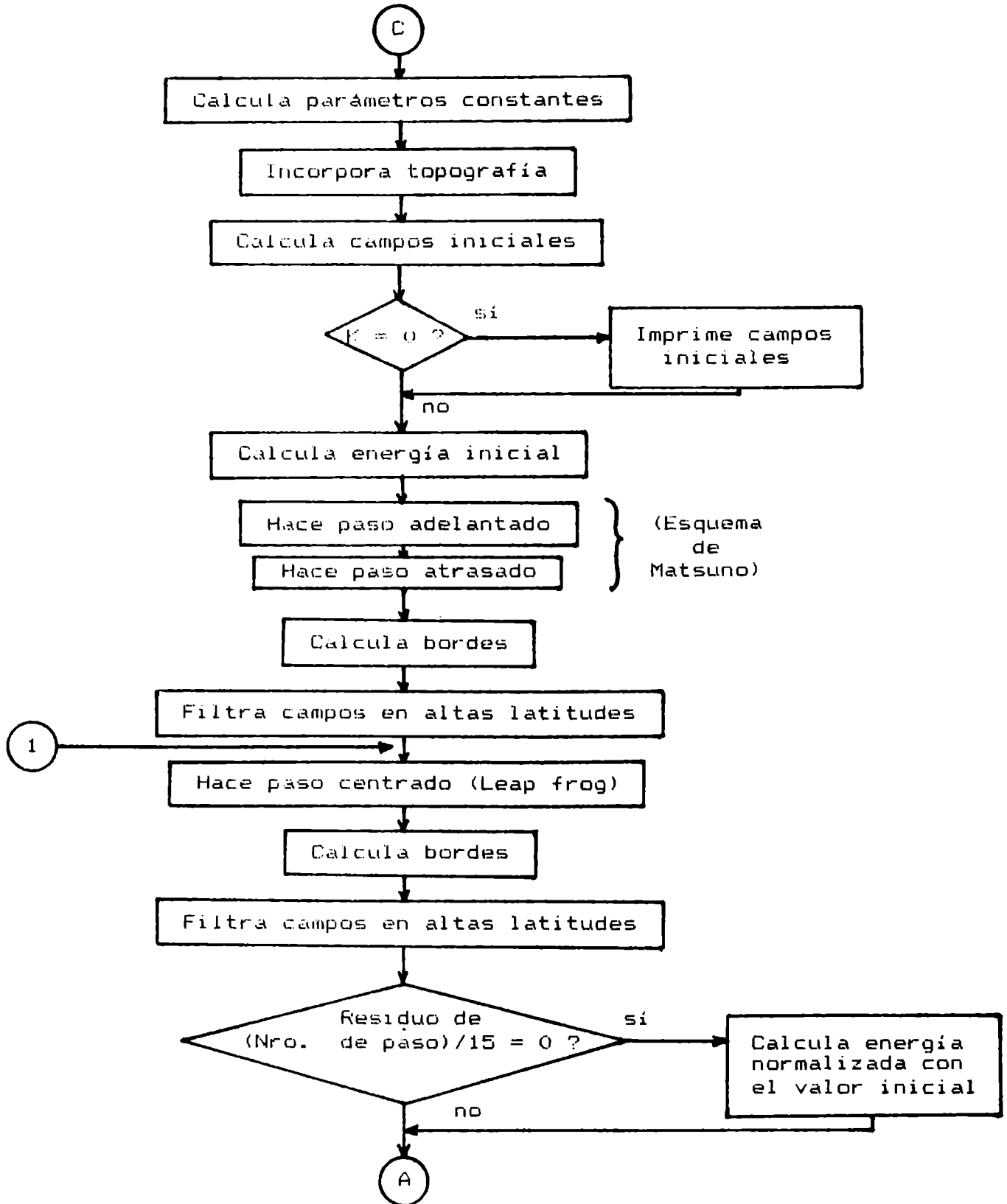
TABLA 1 : UBICACION DE CENTROS CICLONICOS Y ANTICICLONICOS
Y DE ANOMALIAS POSITIVAS Y NEGATIVAS EN LOS PROMEDIOS

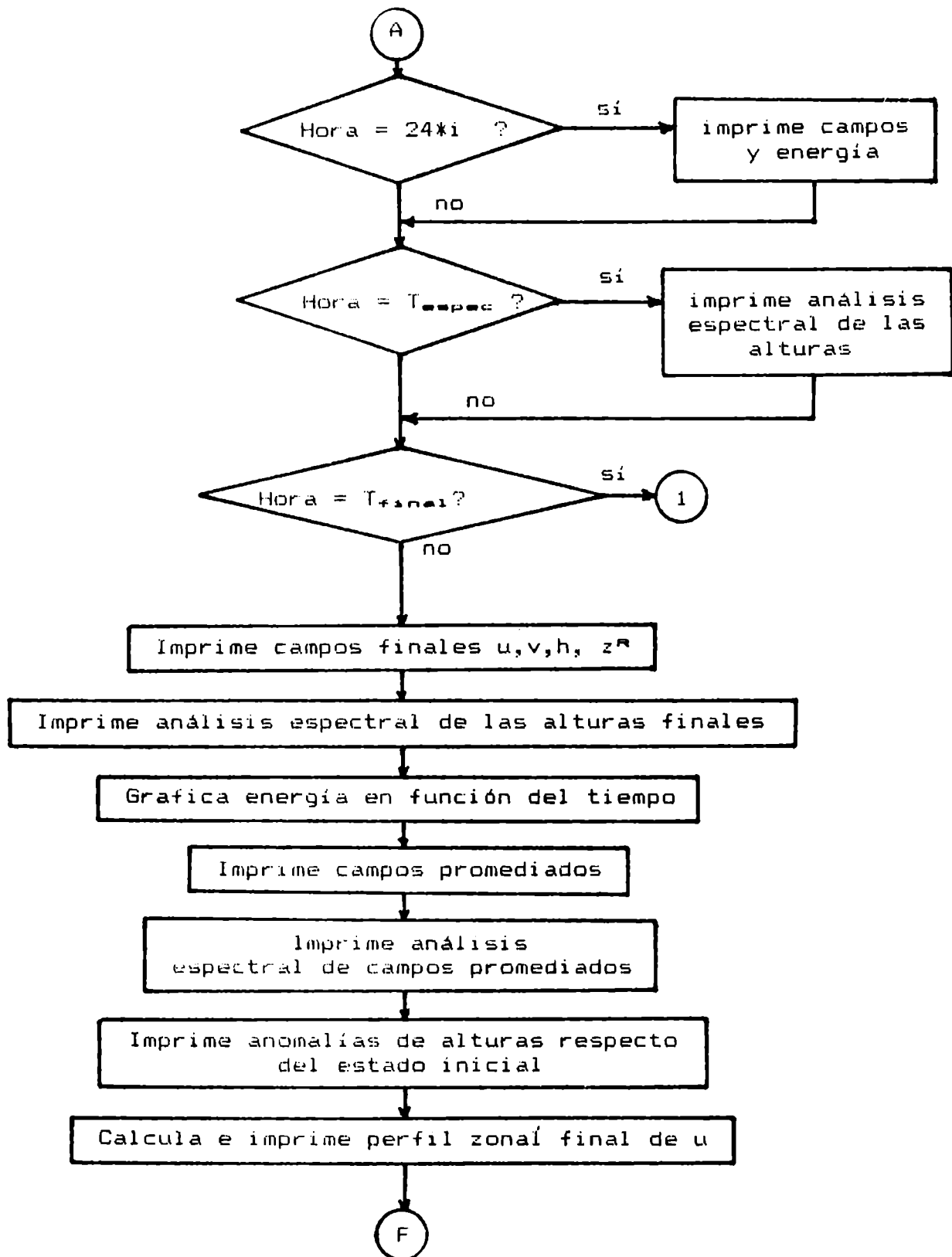
	Campo medio (Región atlántica)				Campo de anomalías medias				
					(Región atlánt.)				(Reg. pacif.)
	Centro Anticicl.		Centro Ciclónic.		Centro Anom.Pos.		Centro Anom. Neg.		Centro Anom. Neg.
	°O	°S	°O	°S	°O	°S	°O	°S	°O
Simul. 8/13 (300 mb)	30	45	45	25	40	55	45	20	100/120
Simul. 11/15 (300 mb)	50	40	35	20	55	55	35	20	110
Grand.- Núñ. (Sup.)	55	55	50/55	40/45	55/60	60	45	35/40	(2)
Malak.- Núñ. (500 mb)	(2)	(2)	(2)	(2)	45	60	50	35	(2)
Abril 1983 (300 mb)	60	55	(1)	(1)	60	60	30/40	40	130
Mayo 1982 (500 mb)	(1)	(1)	(1)	(1)	40	60	(1)	(1)	110
Junio 1982 (500 mb)	(1)	(1)	(1)	(1)	50	60	(1)	(1)	120
Agosto 1982 (300 mb)	60	60	(1)	(1)	65	60	(1)	(1)	110/120

- (1) No se observa en la región (tal vez por ser promedio de todo el mes).
(2) No se informa en el trabajo.

APENDICE A

Diagrama de bloques del modelo barotrópico.





APENDICE B

Varianza longitudinal total estimada de datos de la amplitud y porcentaje de la varianza de cada número de onda.

Si se define como A_1 a la amplitud de la onda zonal i , esa onda hará un aporte a la varianza total que estará dado por:

$$V_{A_1} = (A_1)^2 \quad (B-1)$$

De manera que la varianza total será la suma de esa expresión para todos los números de onda,

$$V_T = \sum_{i=1}^n (A_i)^2 \quad (B-2)$$

y el aporte porcentual de cada número de onda a la varianza total estará dado por:

$$V_{A_1} (\%) = V_{A_1}/V_T = (A_1)^2/V_T \quad (B-3)$$

de donde se puede despejar la varianza longitudinal total:

$$V_T = (A_1)^2/V_{A_1} (\%) \quad (B-4)$$

Trenberth (1980) publicó figuras de la amplitud y el aporte porcentual a la varianza total de varios números de onda, como se mencionara en el punto 1.1 y se reprodujera en la figura 4. De esa figura se estimaron la amplitud y el aporte porcentual a la varianza total de la onda 1 para los meses de enero y julio.

Entonces, empleando la ecuación (B-4), se obtuvo la varianza total para enero y julio en función de la latitud; estas curvas son las que se muestran en las figuras 23 y 30.

La elección del número de onda 1 para los presentes cálculos se basó en el hecho de que al ser ésta la onda que más aporta a la varianza total, se reduce el error de cálculo de la estimación efectuada por este método. Las pruebas realizadas con las ondas 2 y 3 así lo verificaron.

FIGURAS*

* Las figuras de los campos correspondientes a las simulaciones fueron realizadas mediante adaptaciones al método de trazado automático de isoclinas desarrollado por Del Franco, 1983.

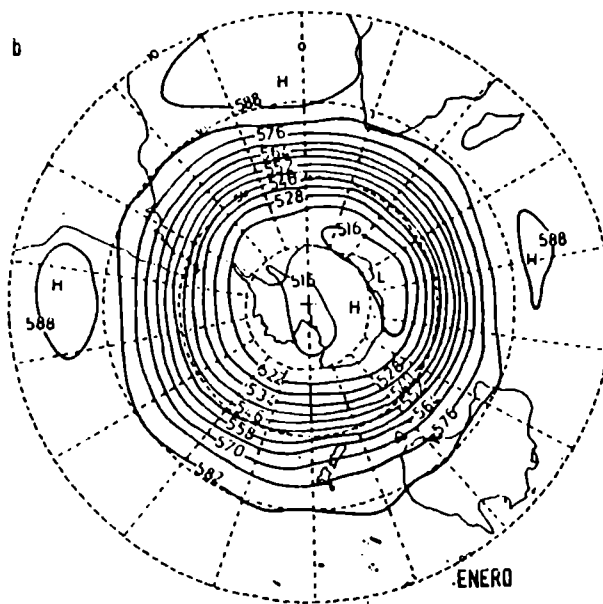
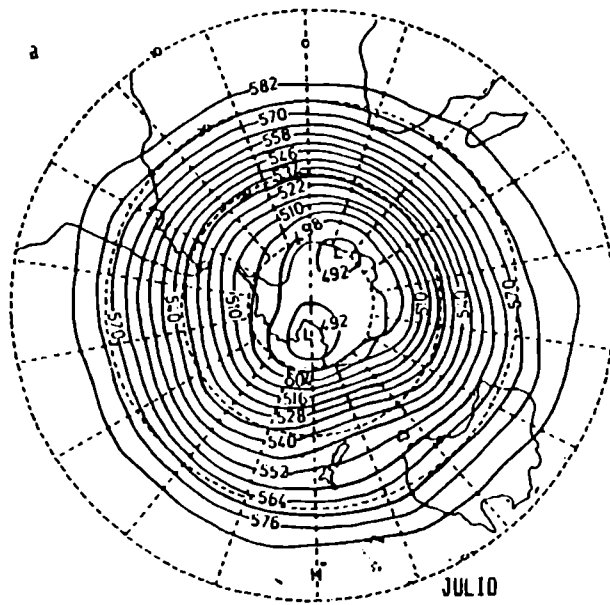


Fig. 1: Campos medios de alturas geopotenciales (en dam) en 500 mb para julio (a) y enero (b) en el hemisferio sur, según Trenberth (1979).

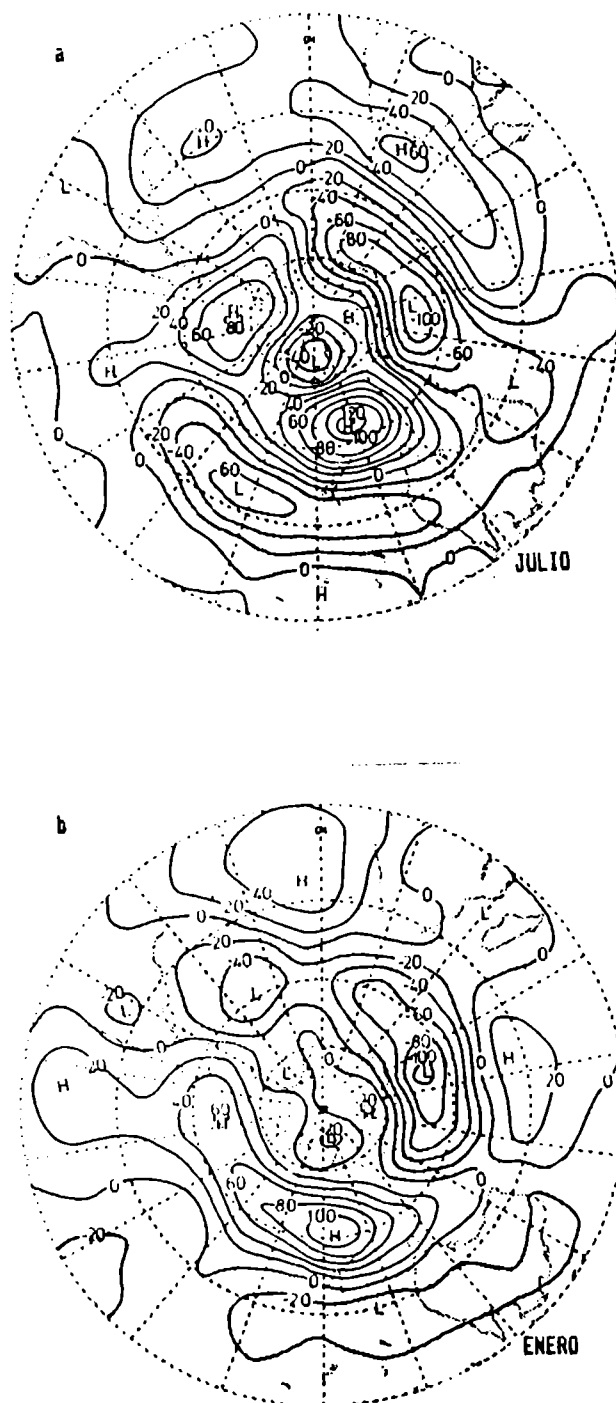


Fig. 2: Respectivas anomalías resultantes de restar a los campos de la Fig. 1, los promedios zonales correspondientes. De Trenberth (1980).

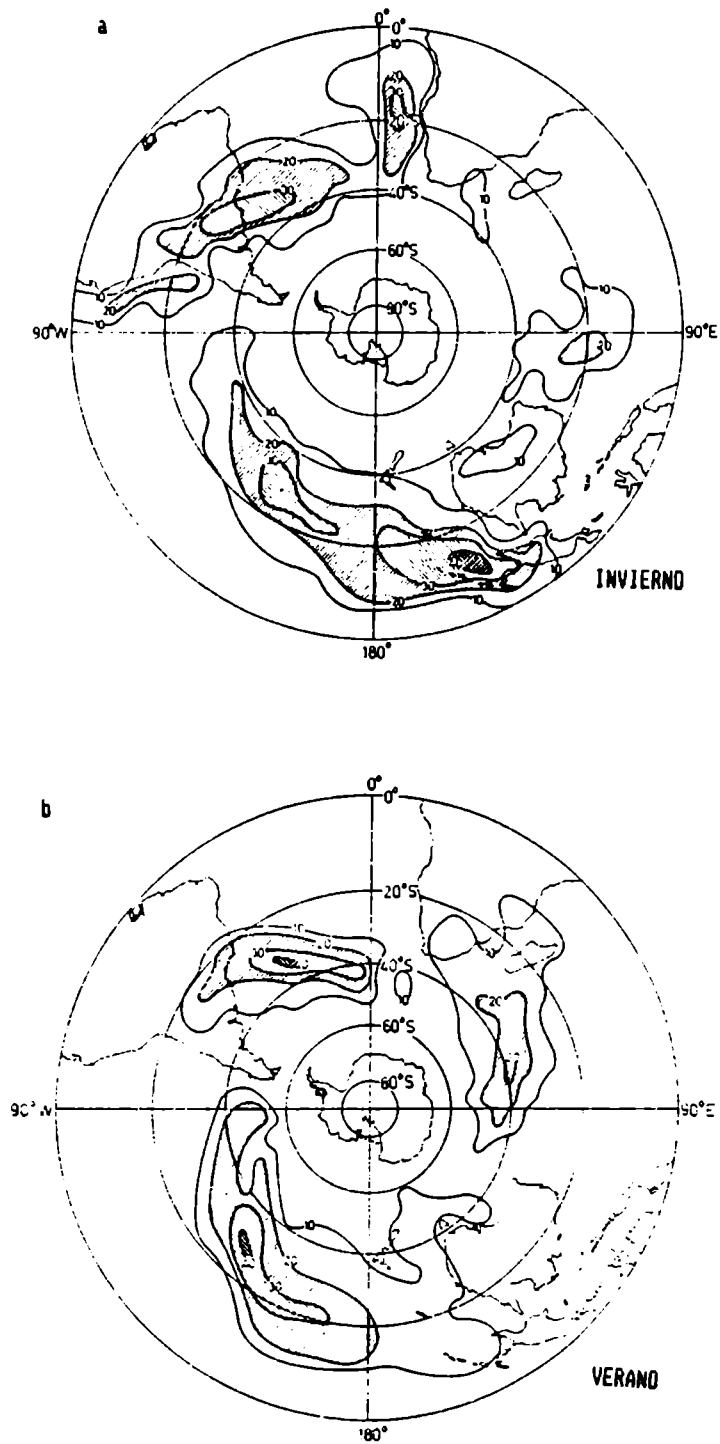


Fig. 3: Frecuencia porcentual de bandas nubosas para invierno (a) y verano (b) según Streten (1973).

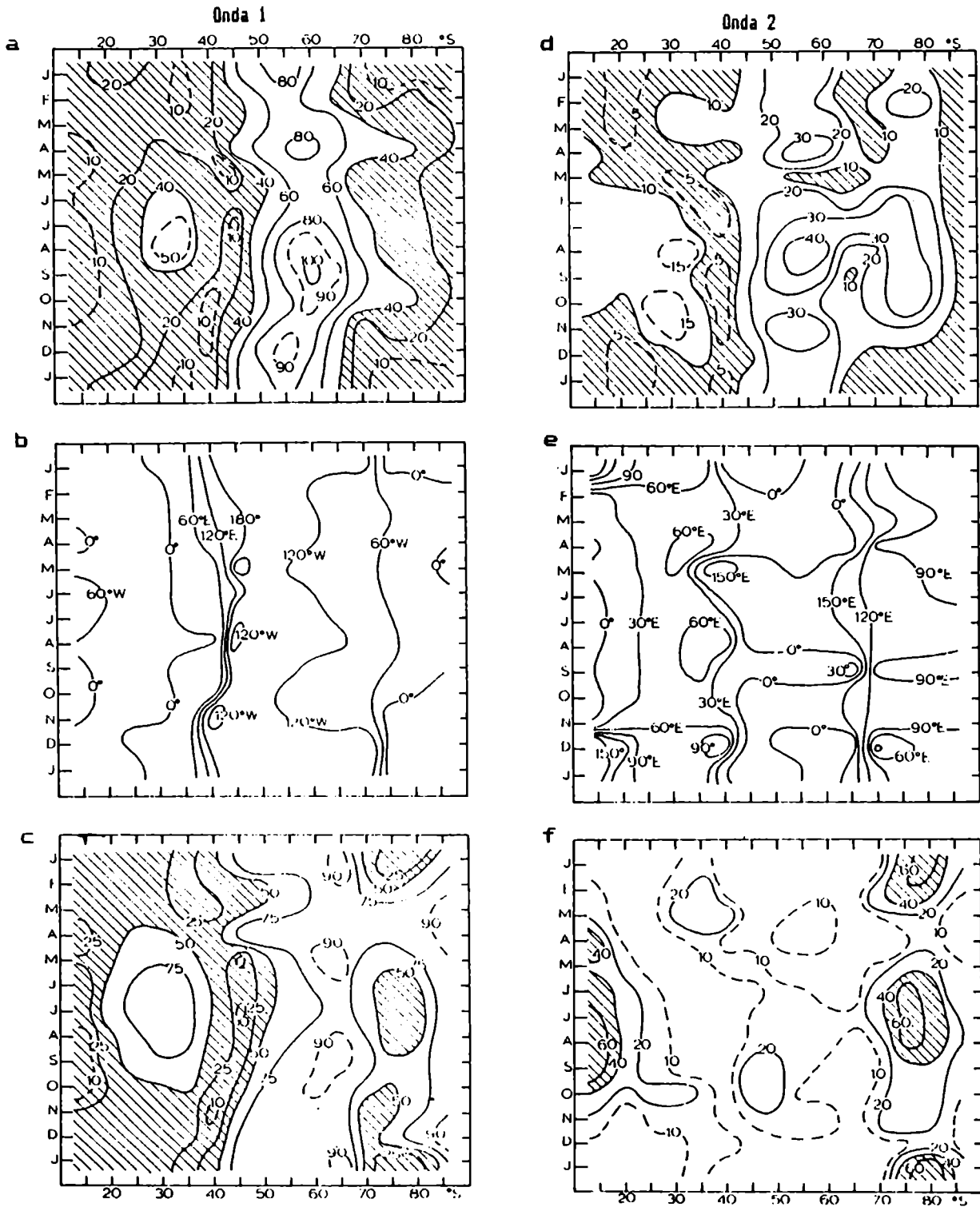
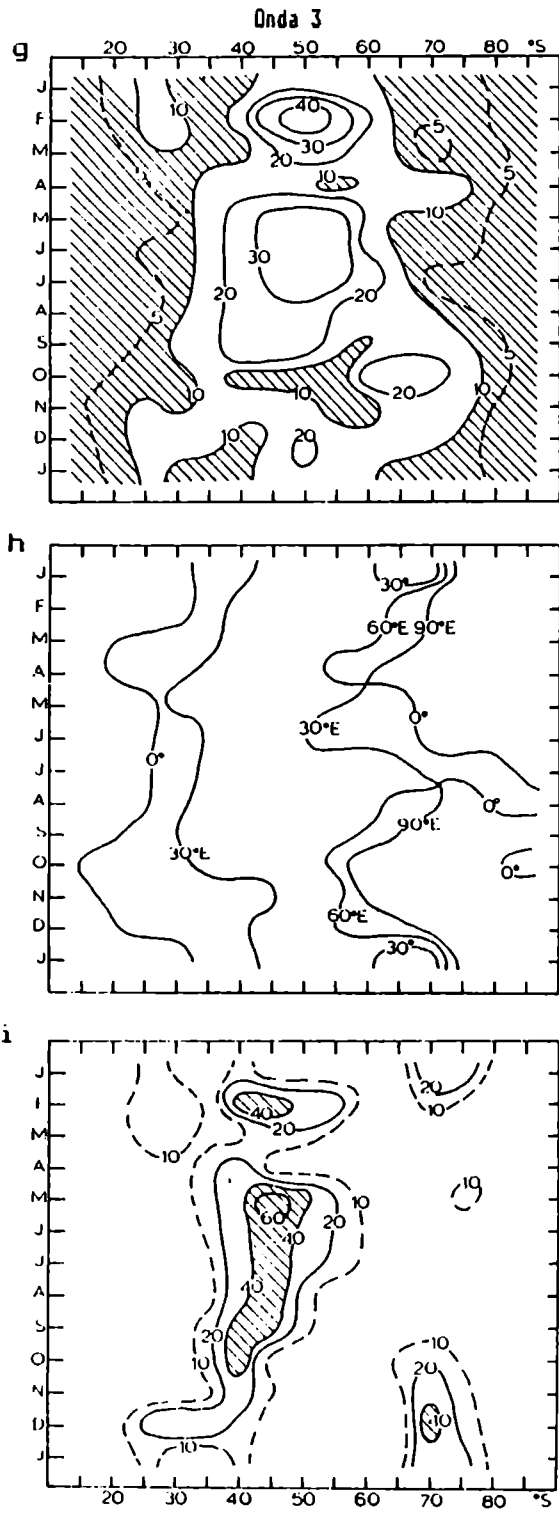


Fig. 4: Marcha anual de la amplitud (mgp), fase (longitud de la cuña) y aporte porcentual a la varianza de las ondas 1 (a, b y c), 2 (d, e y f) y 3 (g, h e i). De Trenberth (1980).



Continuación de Fig. 4.

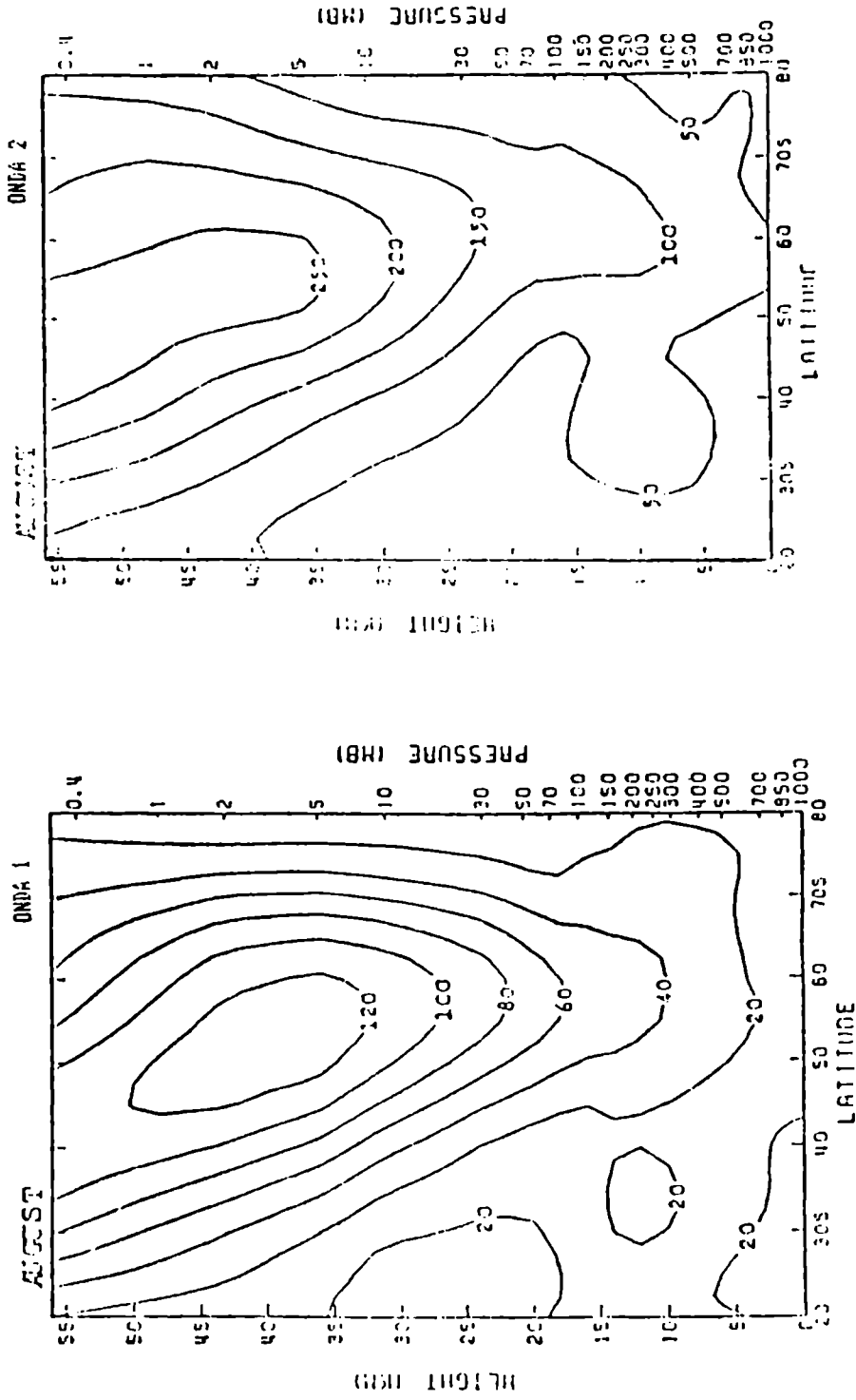


Fig. 5: Amplitud promedio de las ondas 1 y 2 para el mes de agosto, de acuerdo a Mechoso (1984). (Isolíneas en m/g).

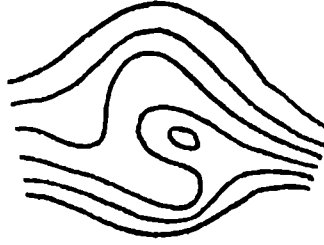


Fig. 6: Configuración de un bloqueo típico en el H.S.

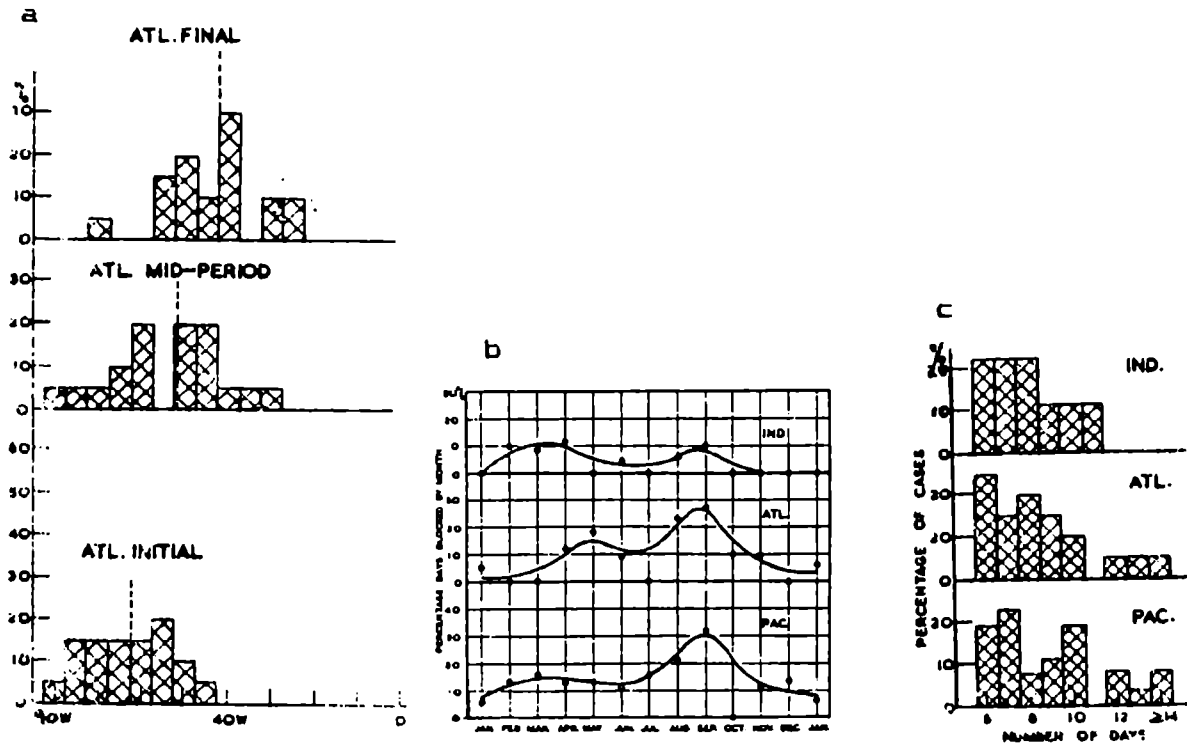


Fig. 7: a) Distribución geográfica de bloqueos en el hemisferio sur, en los estadios inicial, medio y final.

b) Variación anual de la frecuencia de bloqueos en el hemisferio sur, para los océanos Índico (IND), Atlántico (ATL) y Pacífico (PAC).

c) Persistencia de bloqueos en el hemisferio sur.

(Figuras tomadas de Van Loon, 1956).

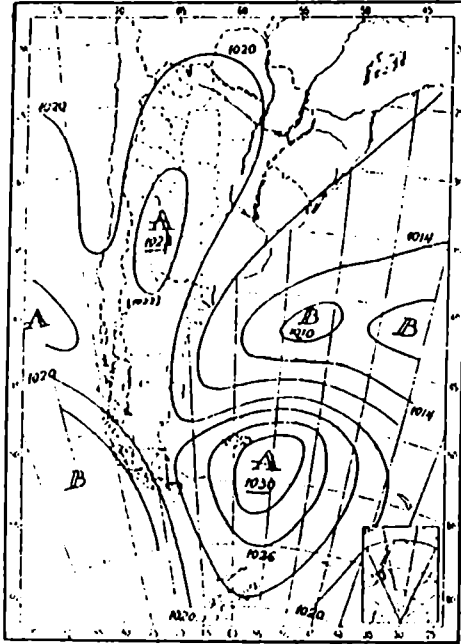


Fig. 8: Campo de presiones medias para el periodo del bloqueo de junio de 1952. (De Grandoso y Núñez, 1956).

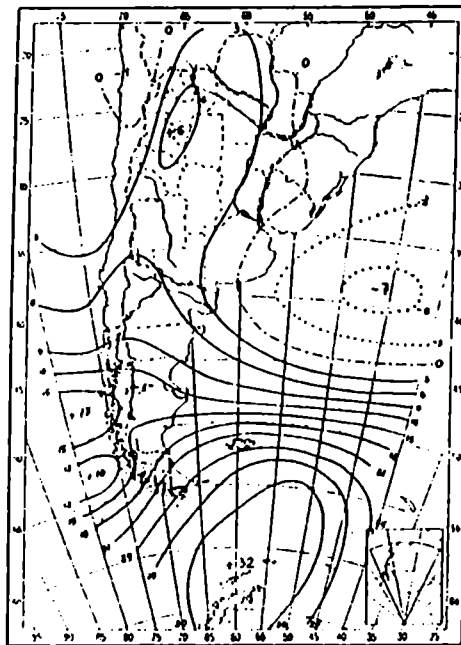


Fig. 9: Anomalías de la presión media (durante el bloqueo de junio de 1952) con respecto a la presión normal del mes de junio. (De Grandoso y Nuñez, 1956).

CAMPO ANOMALO DE PRECIPITACION (%)

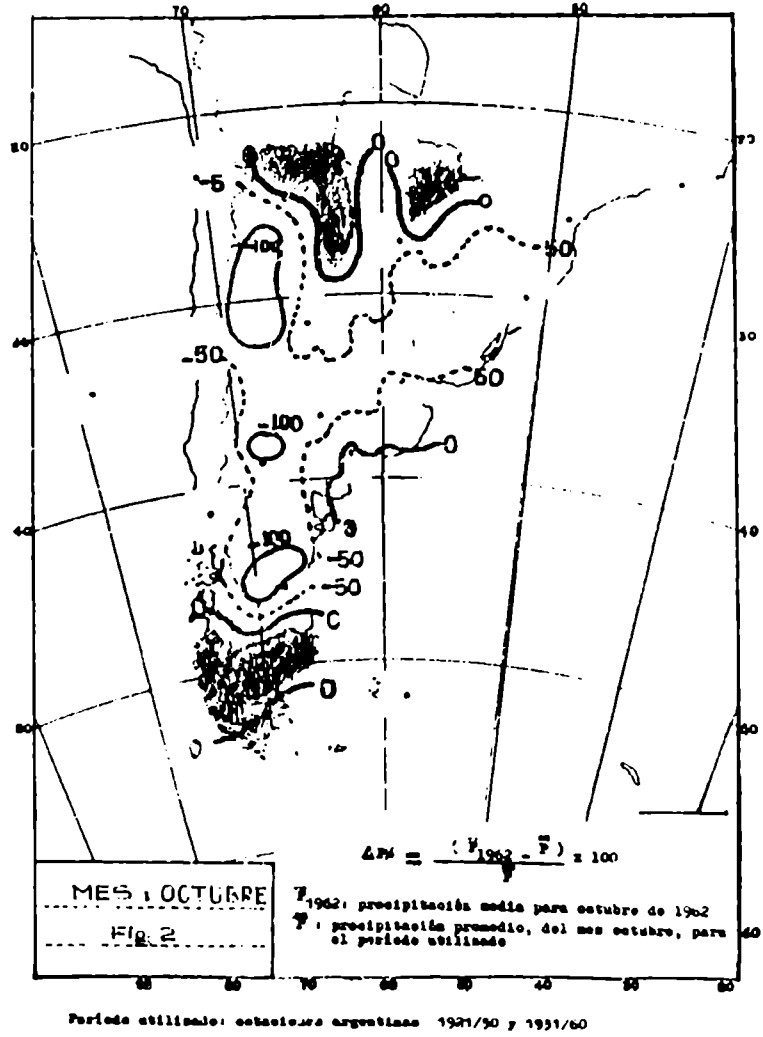
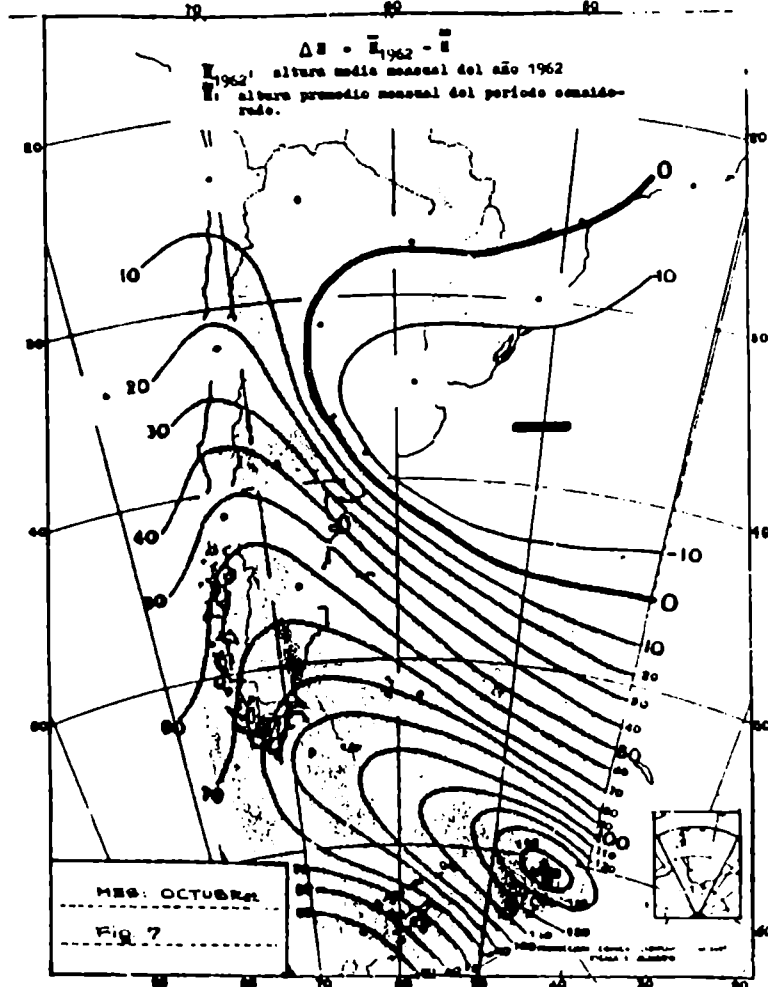


Fig. 10: Anomalías de precipitación para el mes de octubre de 1962. (De Malaka y Núñez, 1980)

CAMPO ANOMALO MENSUAL DE ALTURAS CORRESPONDIENTE A LA SUPERFICIE ISOBARICA STANDARD DE 500 mb. (M.G.F.)



Periodos considerados: estaciones argentinas 1958/76 y estaciones chilenas 1961/73

Fig. 11: Campo de anomalías de alturas geopotenciales en 500 mb para el mes de octubre de 1962. (De Malaka y Nuñez, 1962).

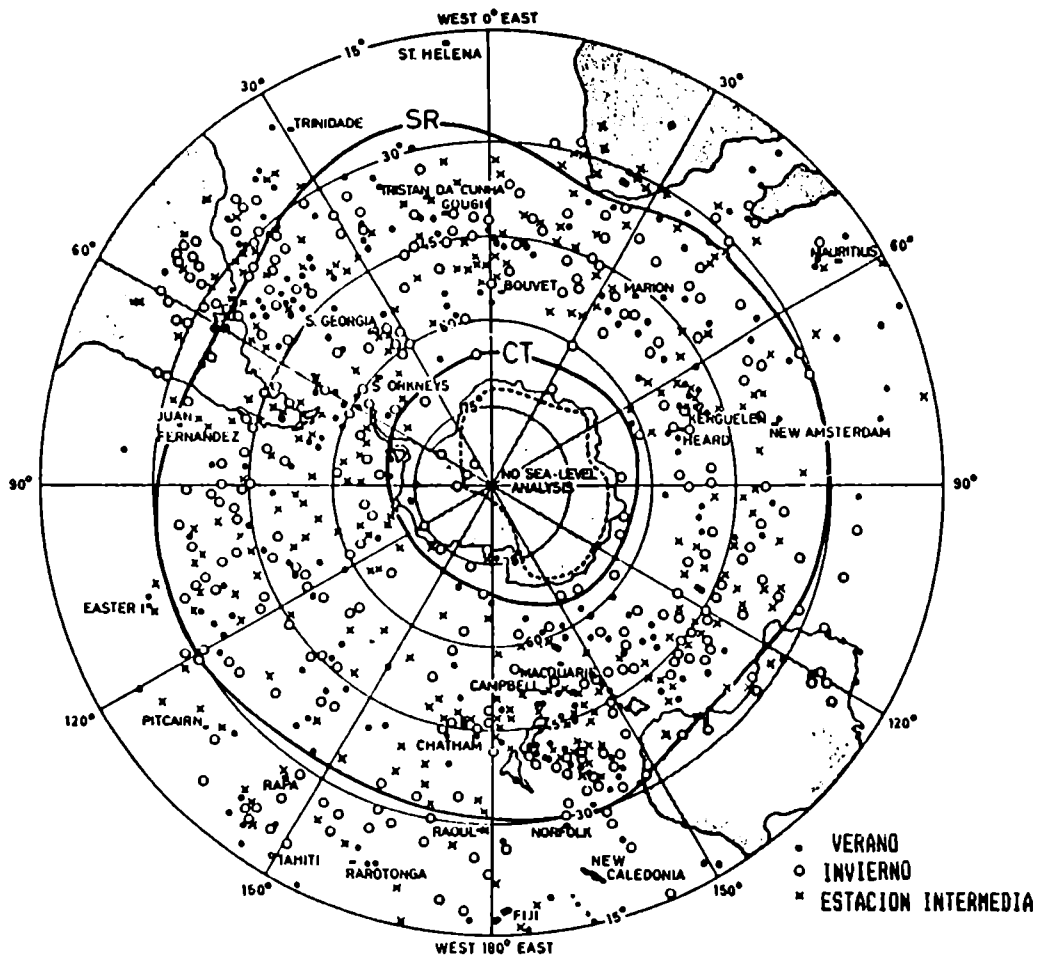


Fig. 12: Distribución de ciclogénesis (casos individuales) durante el Año Geofísico Internacional. (De Taljaard, 1972).

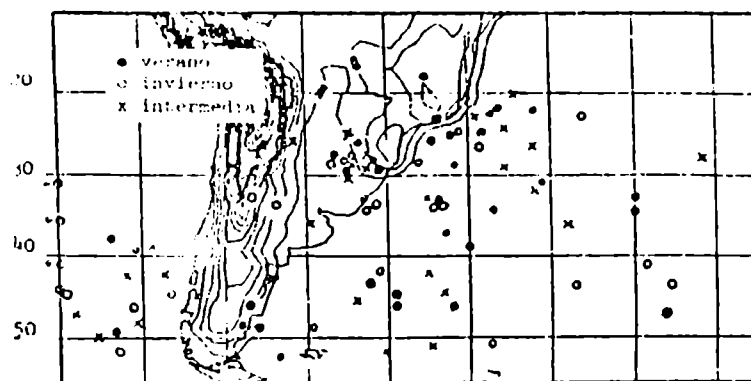


Fig. 13: Distribución de ciclogénesis (casos individuales) durante el año del FGGE. (De Necco, 1982).

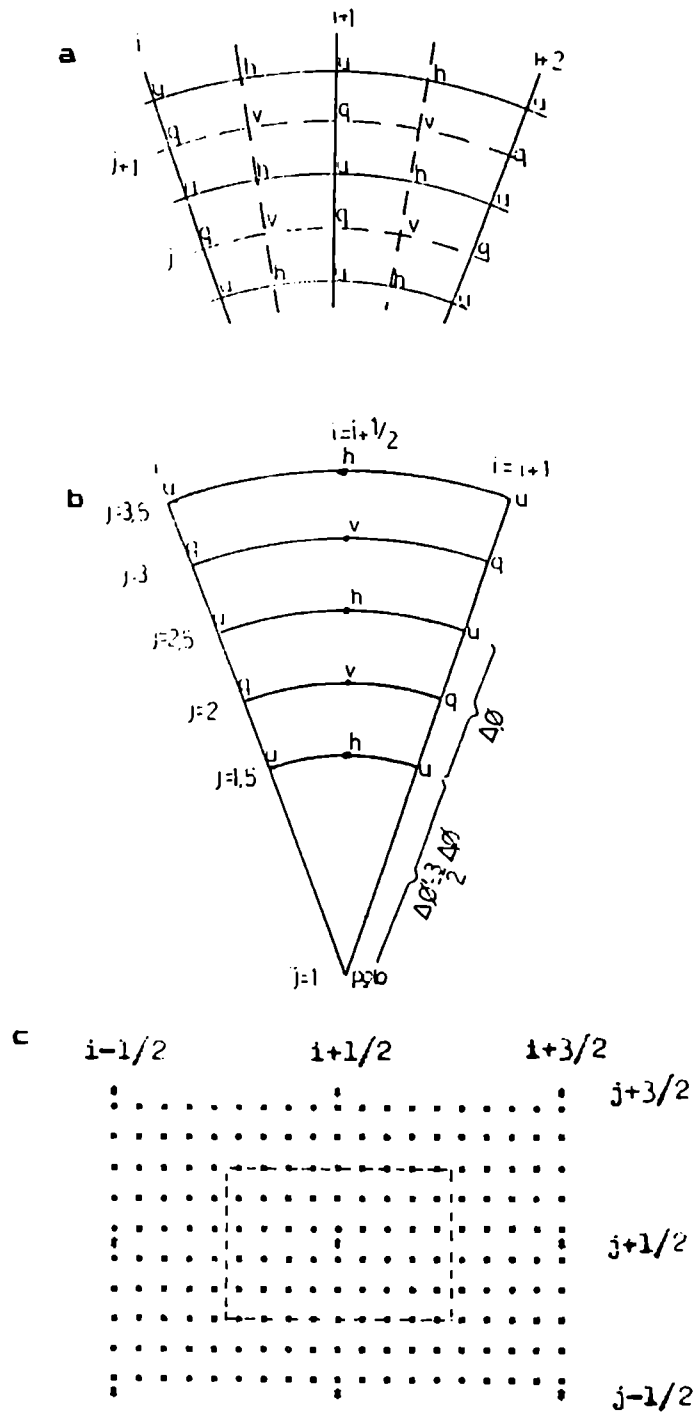


Fig. 14: a) Distribución de variables en el retículo empleado en el modelo barotrópico.
 b) Idem a) en las cercanías del polo sur.
 c) Retículo de $1^\circ \times 1^\circ$ (*) superpuesto con un retículo de $9^\circ \times 5^\circ$ (■); en éste se calculan las distintas orografías a partir de datos en el primero.

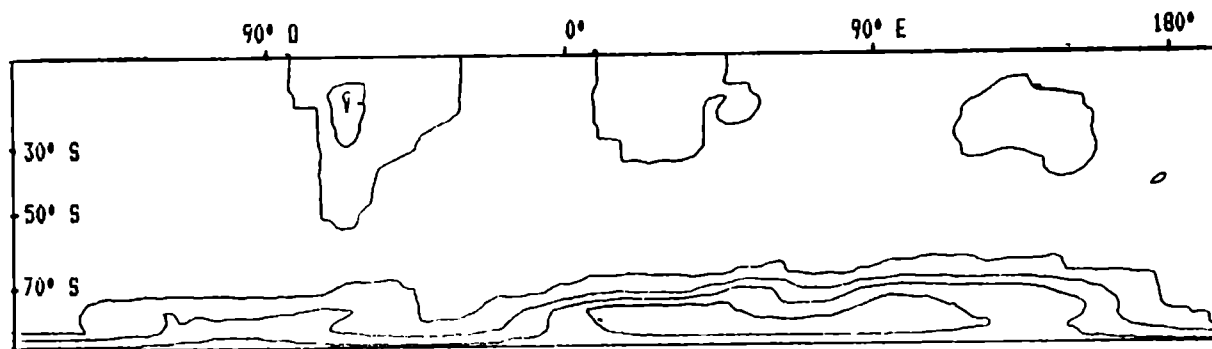


Fig. 15: Orografía promedio en un retículo de $9^{\circ} \times 5^{\circ}$. Isolíneas cada 1000 m.

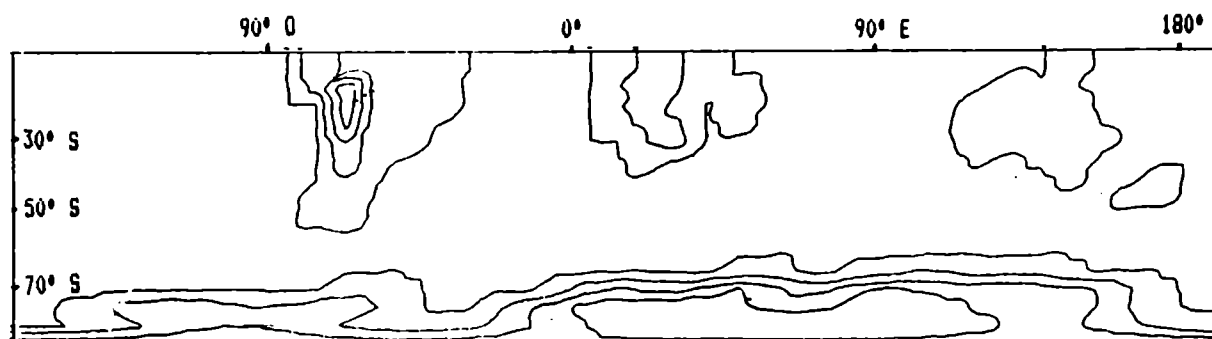


Fig. 16: Orografía envolvente (con $\epsilon=1$) en un retículo de $9^{\circ} \times 5^{\circ}$. Isolíneas cada 1000 m.

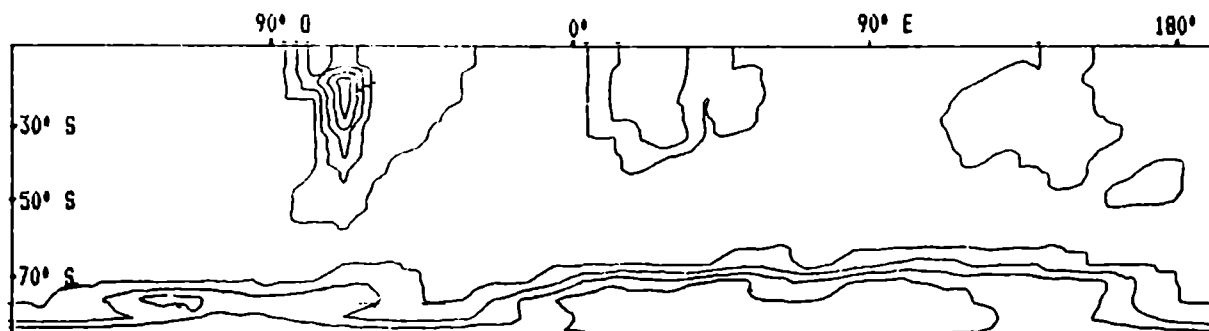


Fig. 17: Orografía envolvente (con $\epsilon=1,5$) en un retículo de $9^{\circ} \times 5^{\circ}$. Isolíneas cada 1000 m.

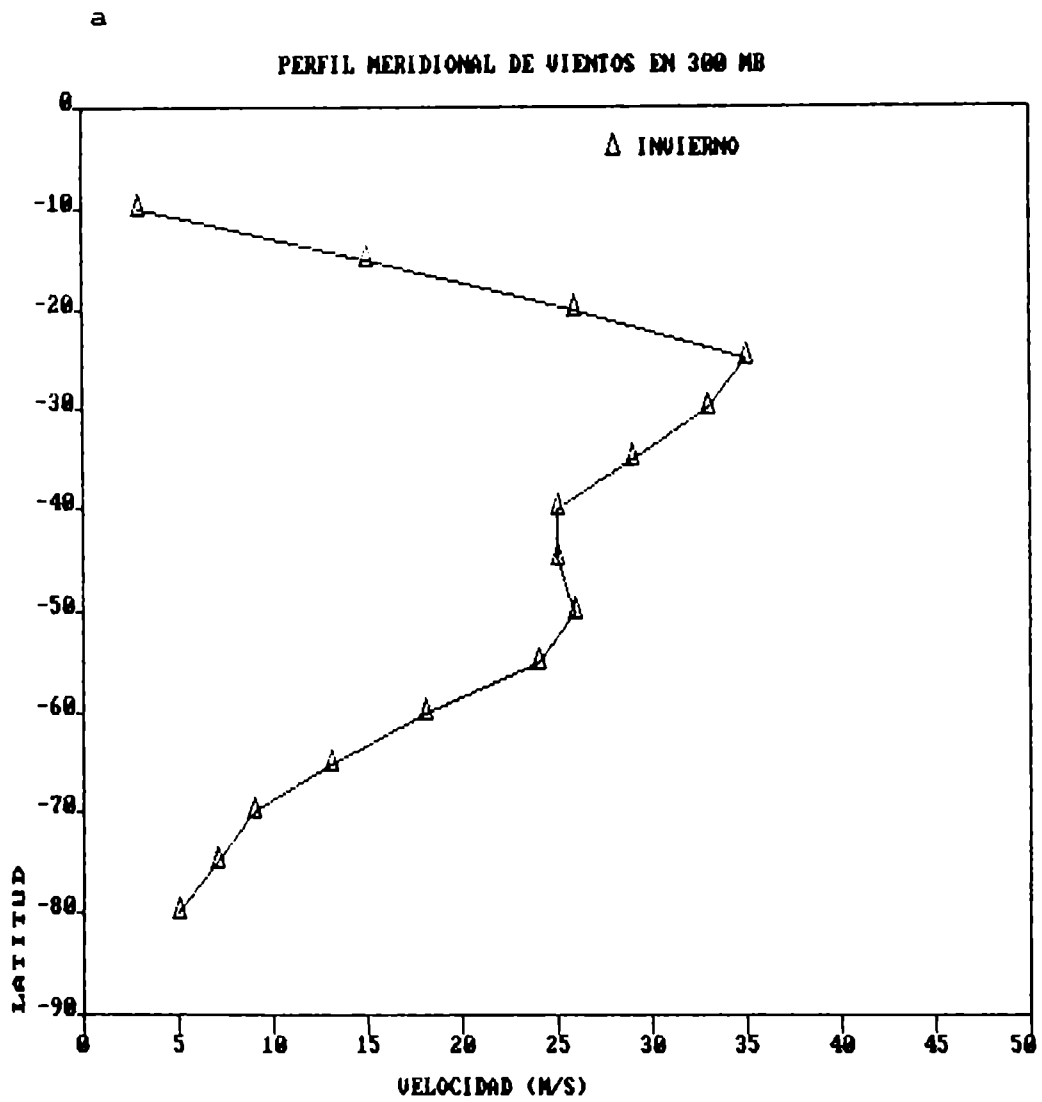


Fig. 18: a) Velocidad del viento en 300 mb aproximada a los valores observados por Van Loon (1972) para invierno (julio).

b

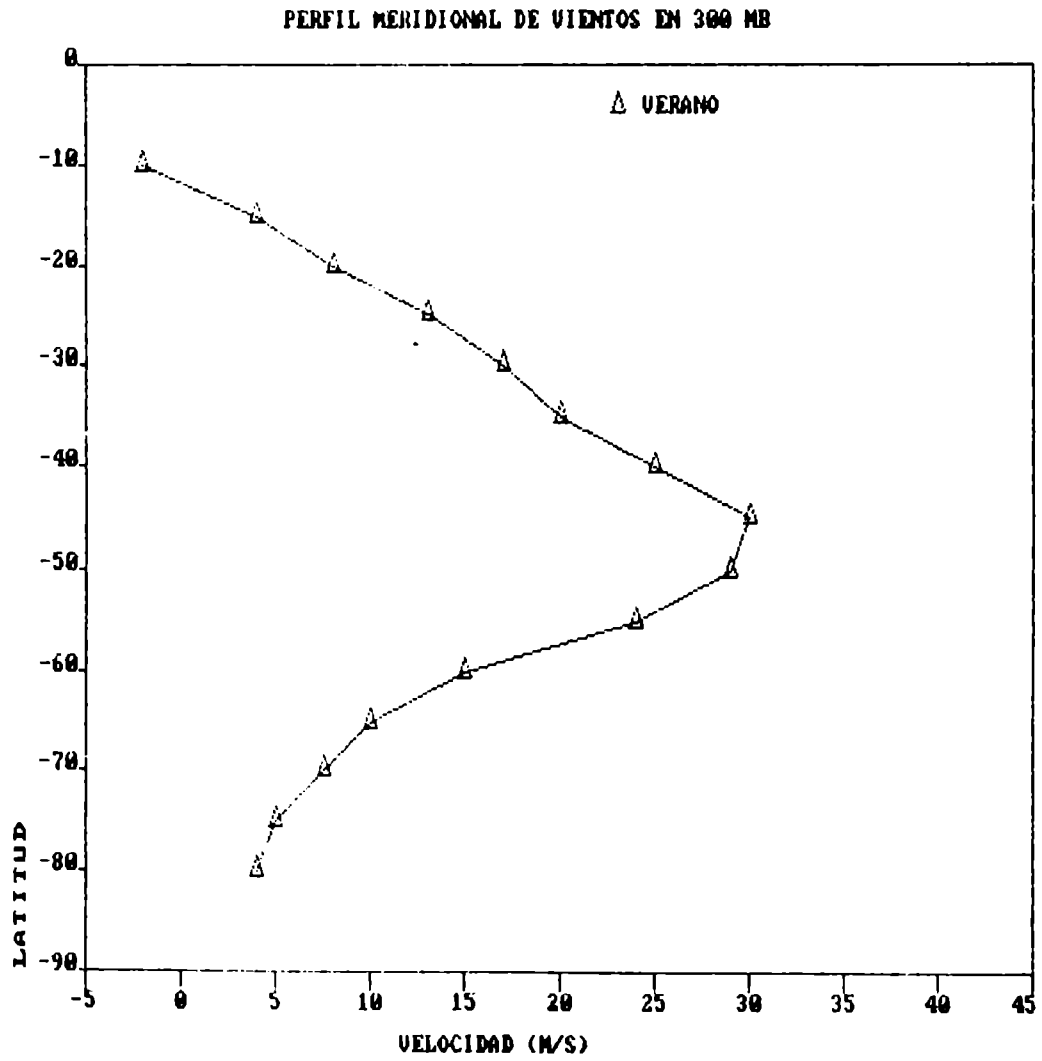


Fig. 18: b) Velocidad del viento en 300 mb aproximada a los valores observados por Van Loon (1972) para verano (enero).

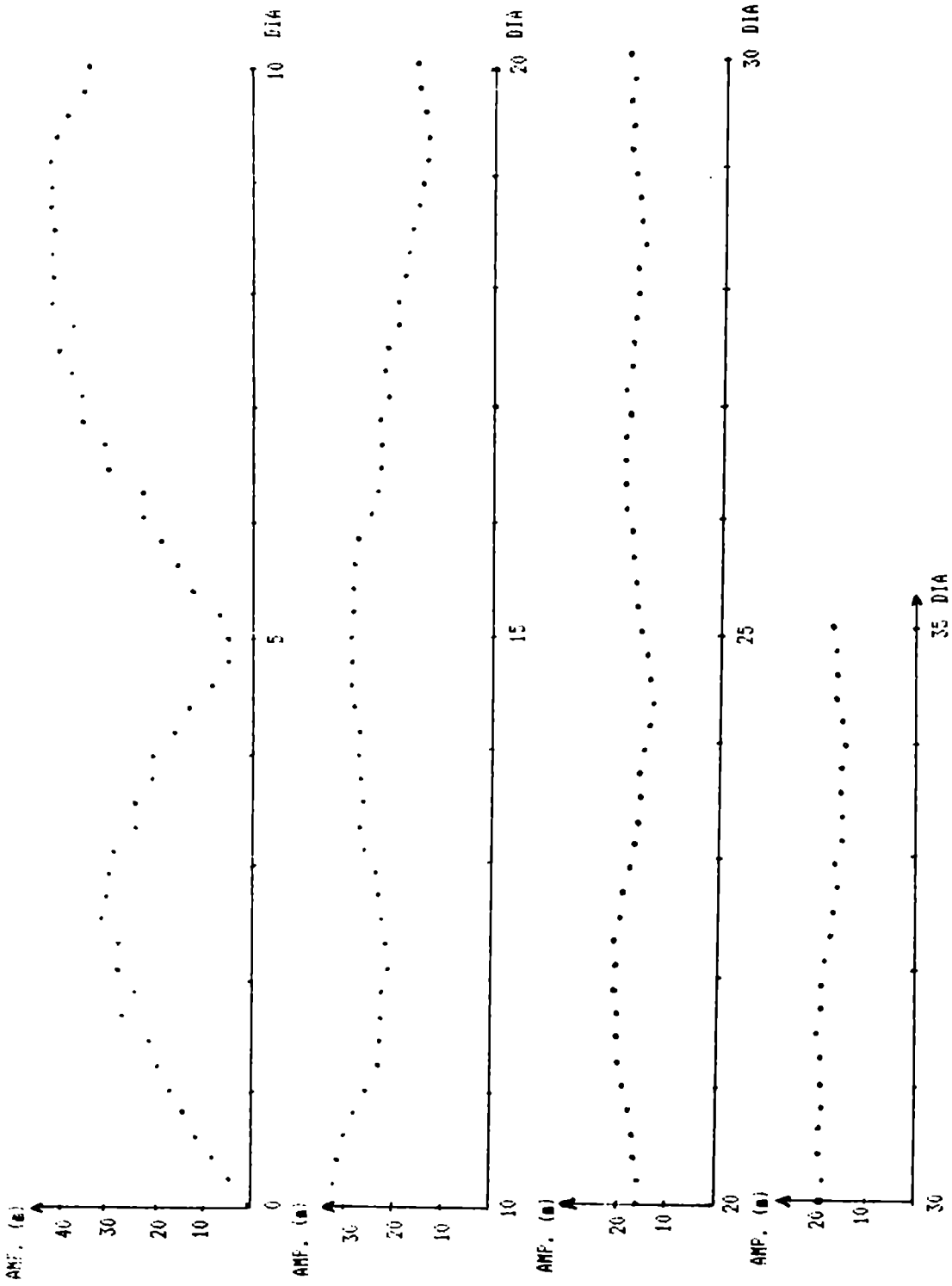


Fig. 19: Amplitud de la onda 1 en función del tiempo para 55° S, en una experiencia barotrópica.

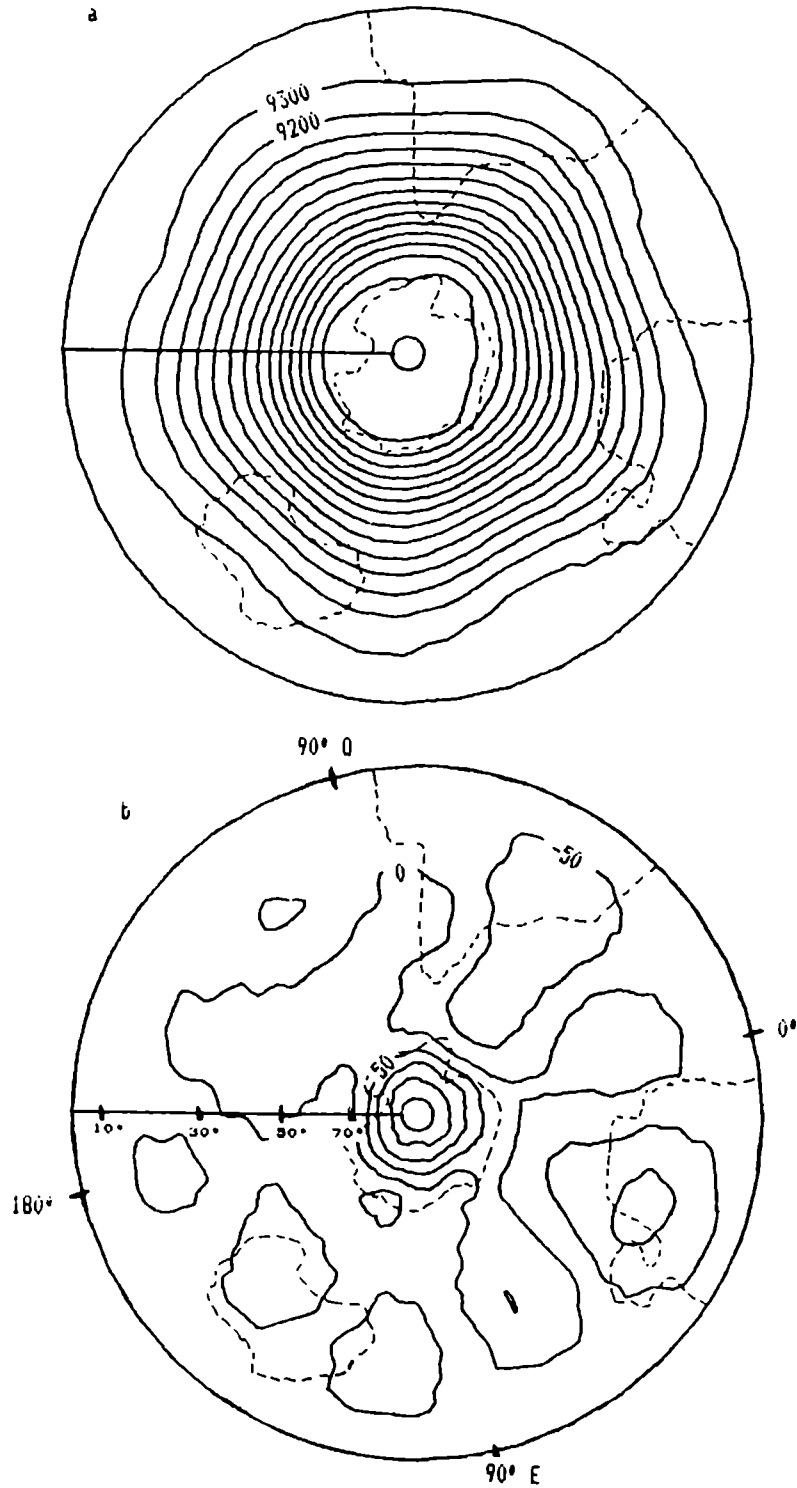


Fig. 20: a) Alturas geopotenciales promedio de acuerdo a la experiencia E1 (en mqp).
 b) Anomalías del mismo campo respecto del estado inicial.

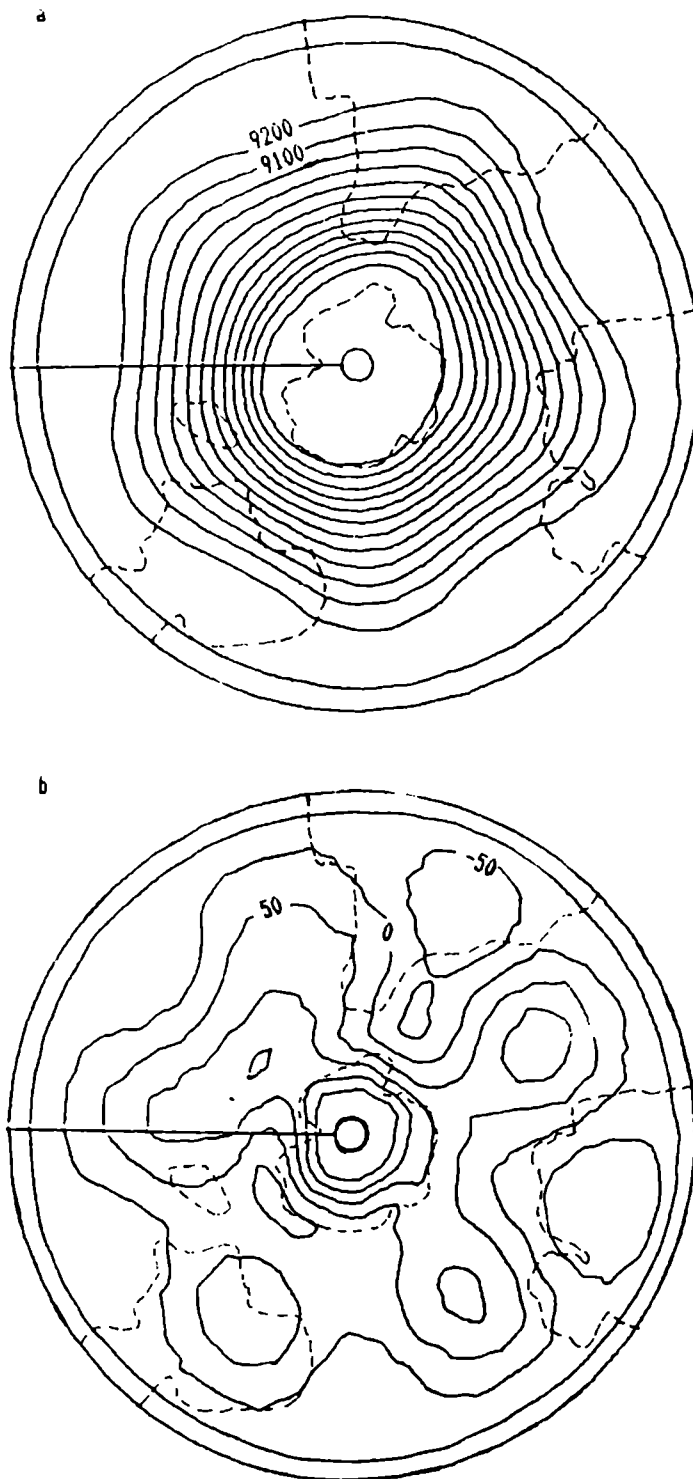


Fig. 21: Idem Fig. 20 pero para la experiencia E2.

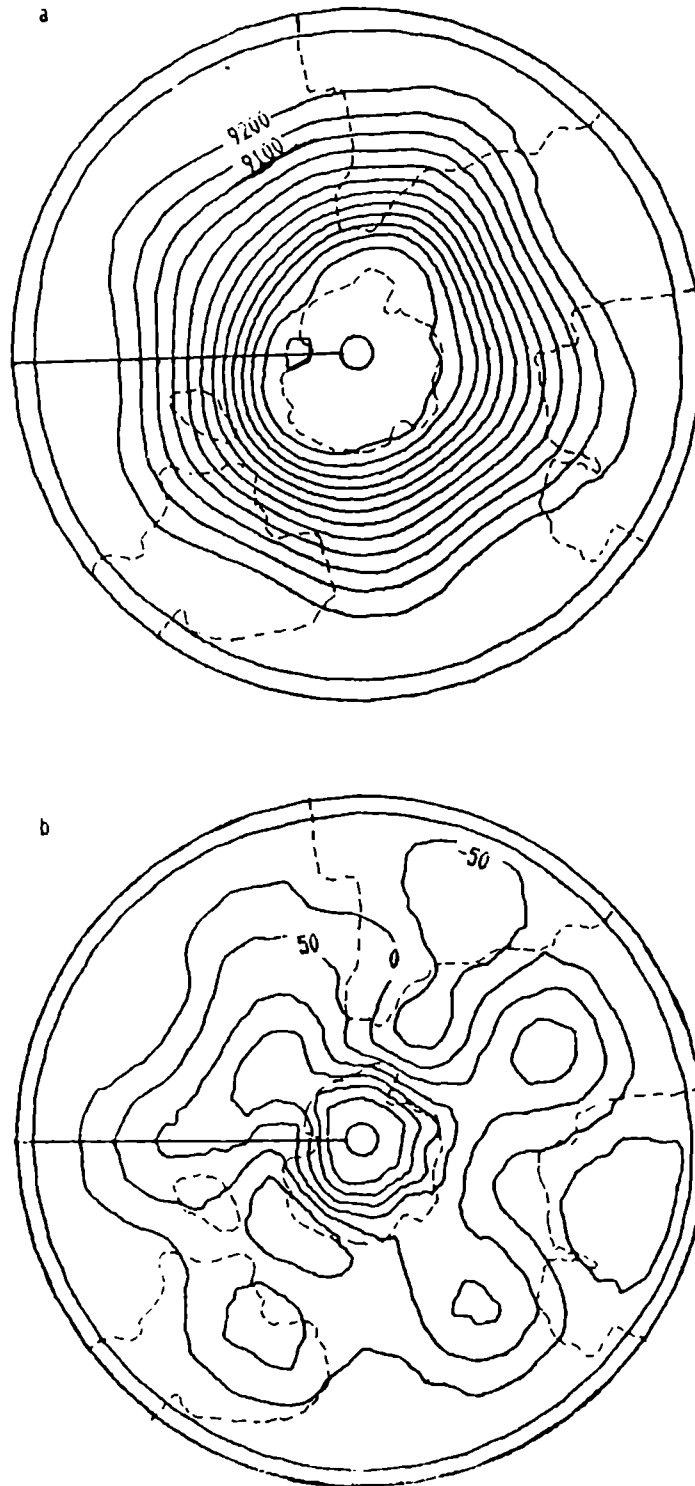


Fig. 22: Idem Fig. 20 pero para la experiencia E3.

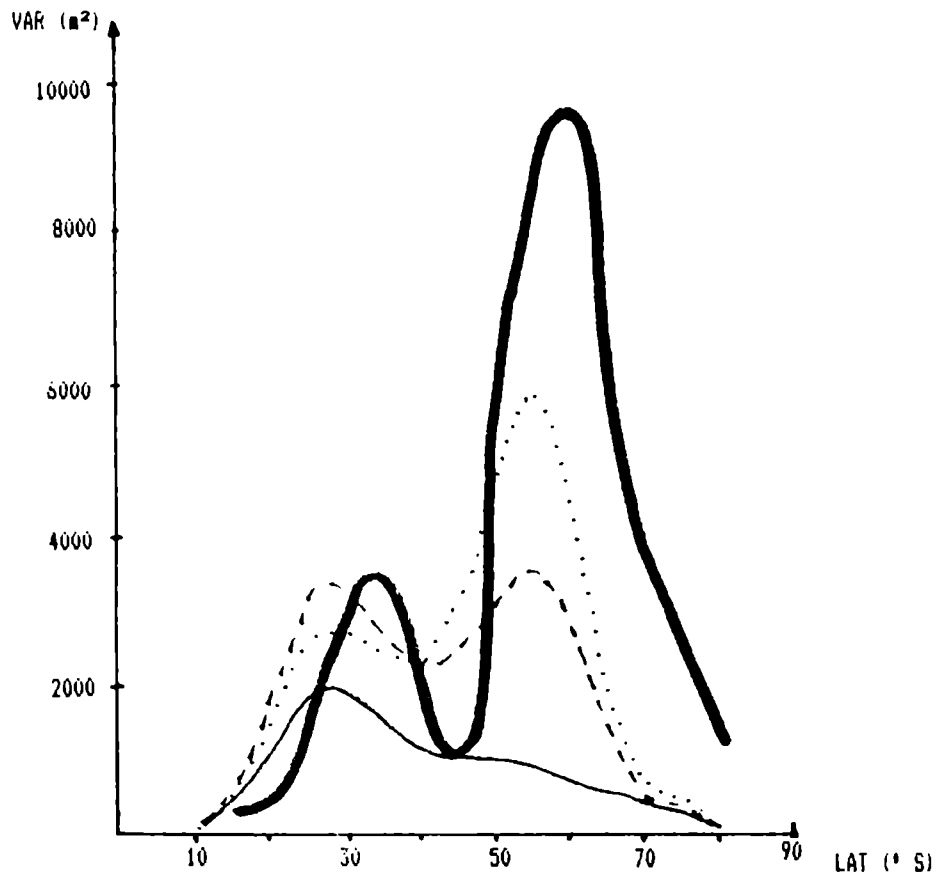
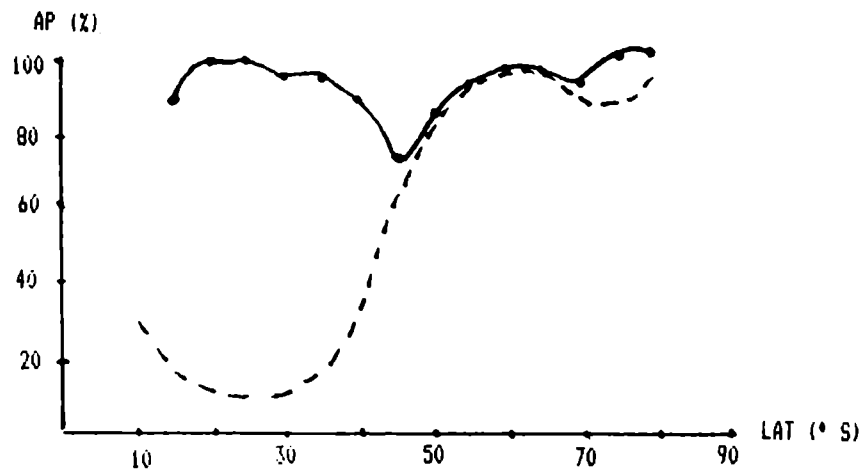


Fig. 23: Varianza longitudinal total para julio de acuerdo con Trenberth, 1980 (línea gruesa continua) y para las experiencias E1 (línea fina continua), E2 (línea de trazos) y E3 (línea de puntos).

a



b

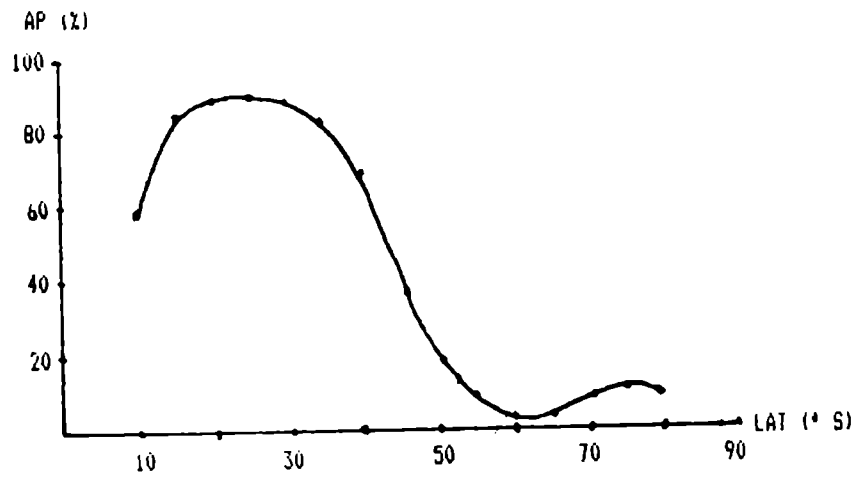


Fig. 24: a) Aporte de las ondas 1 a 3 a la varianza longitudinal total, según Trenberth, 1980 (línea continua) y según la experiencia E2 (línea de trazos).

b) Aporte de las ondas 4 a 6 a la varianza longitudinal total, según la experiencia E2.

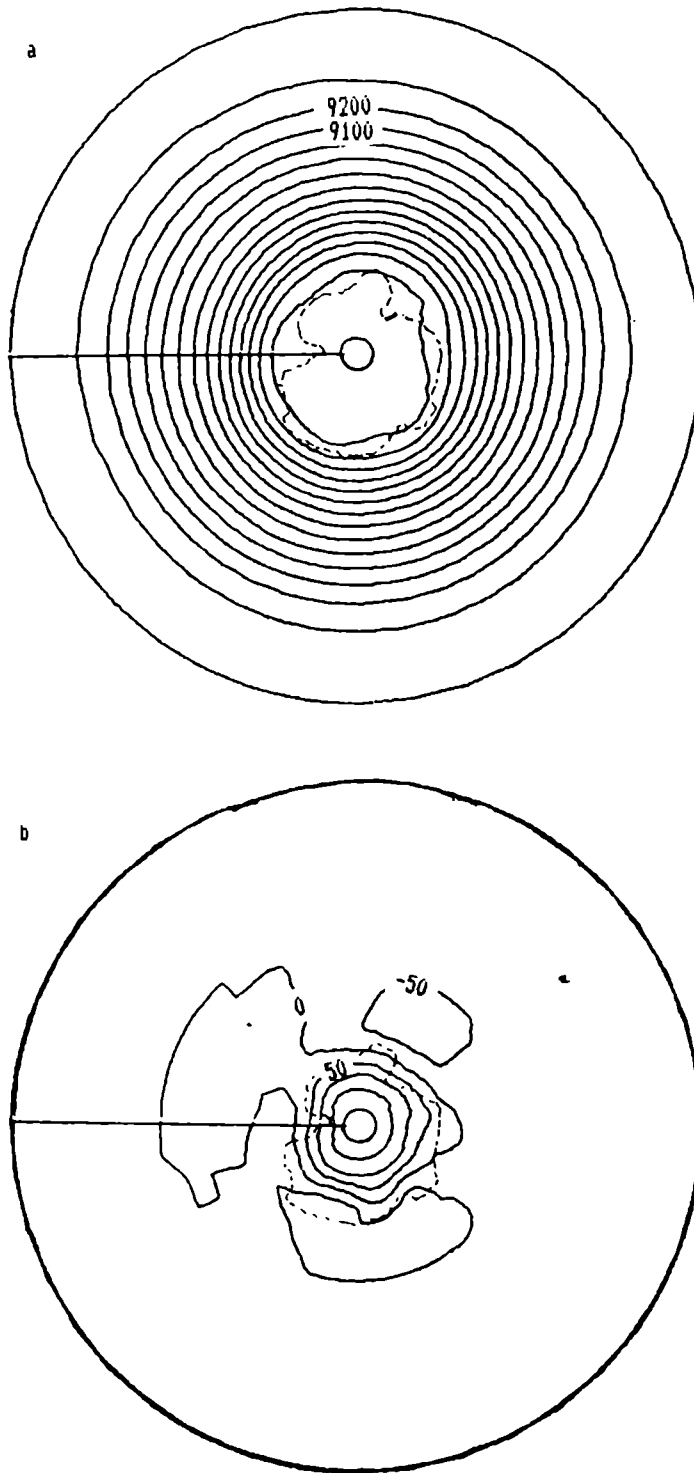


Fig. 25: Iden: Fig. 20 para la experiencia E4.

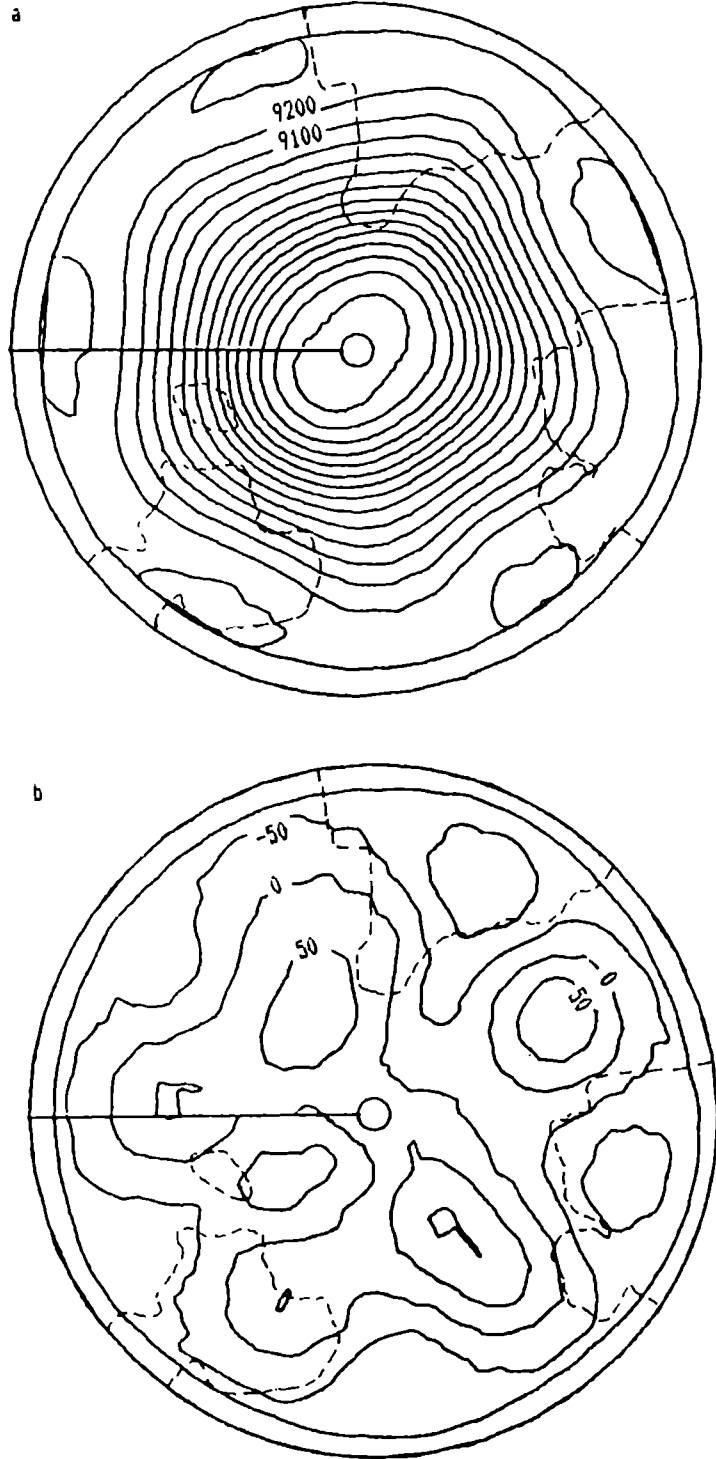


Fig. Idem Fig. 20 para la experiencia E5.

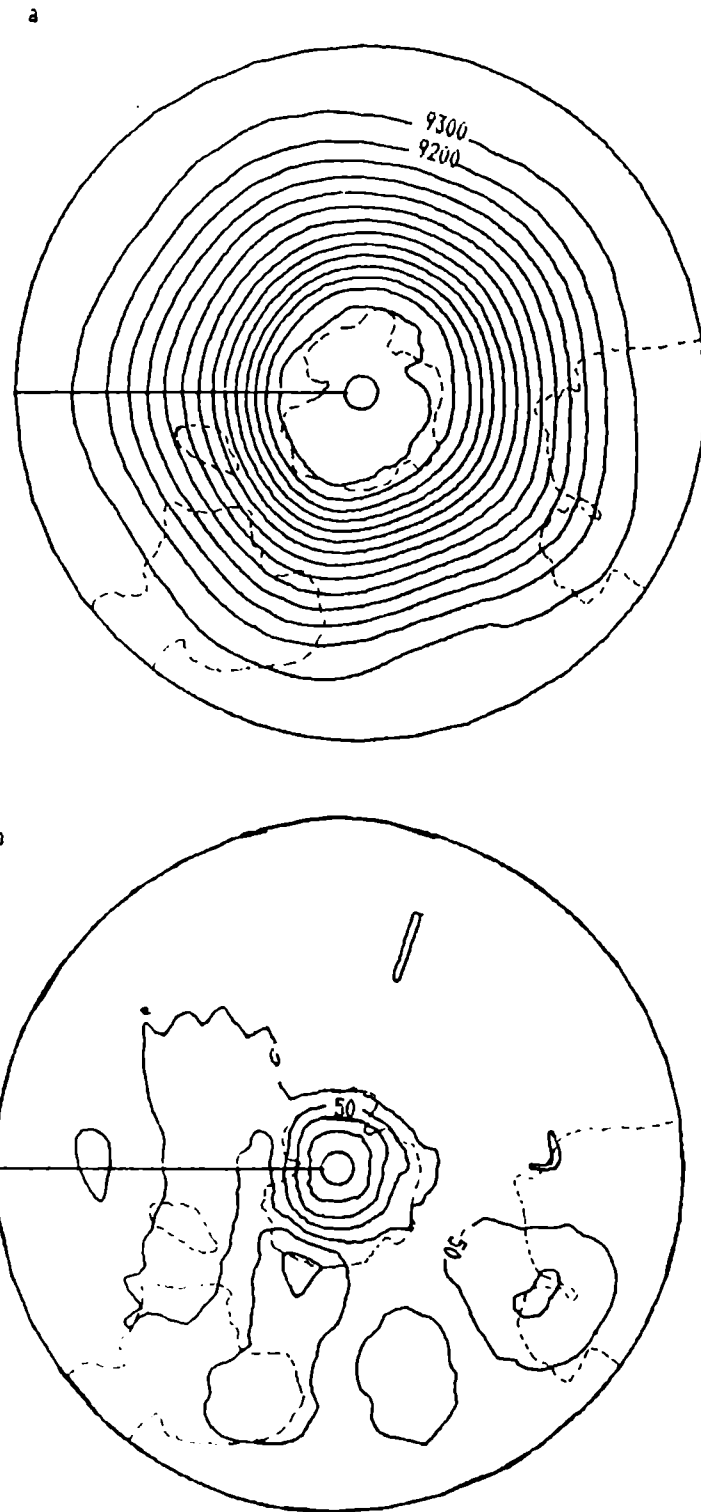


Fig. 27: Idem Fig. 20 para la experiencia E6.

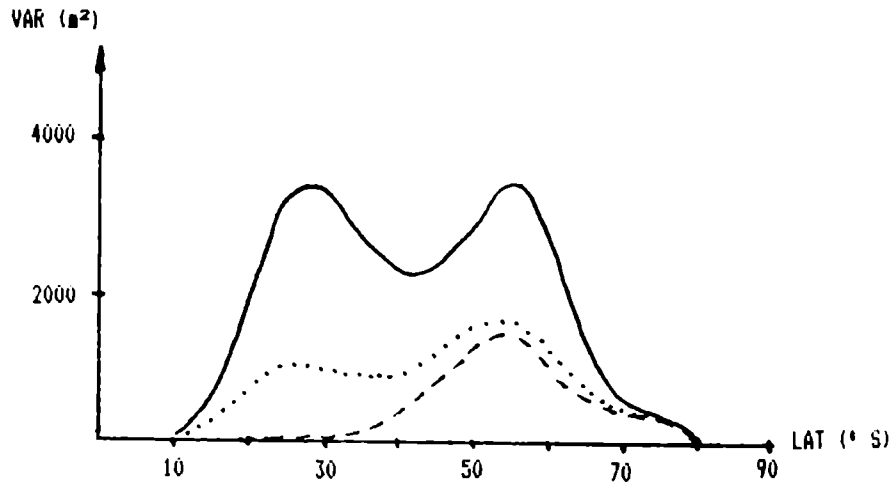


Fig. 28: Idem Fig. 23 para las experiencias E2, E4 y E6 (líneas continua, de trazos y de puntos respectivamente).

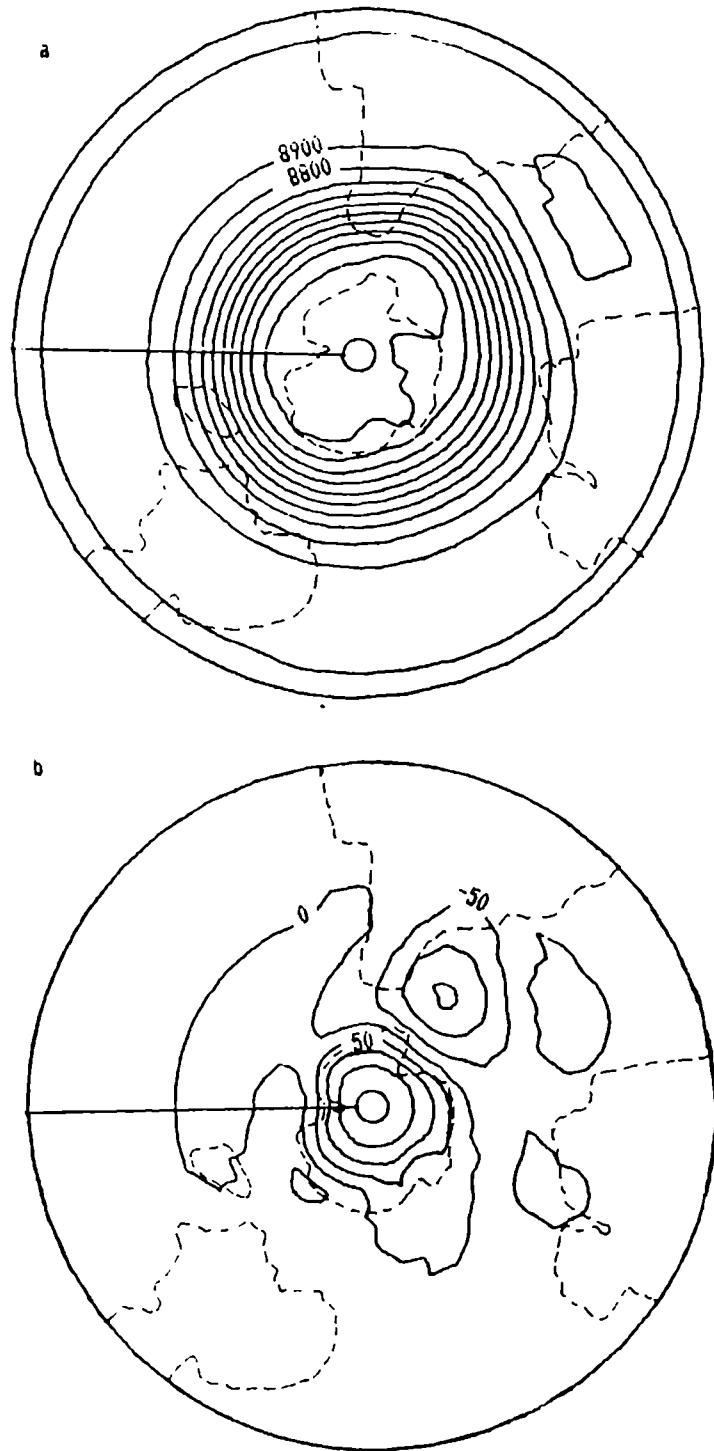


Fig. 29: Idem Fig. 20 para la experiencia E7.

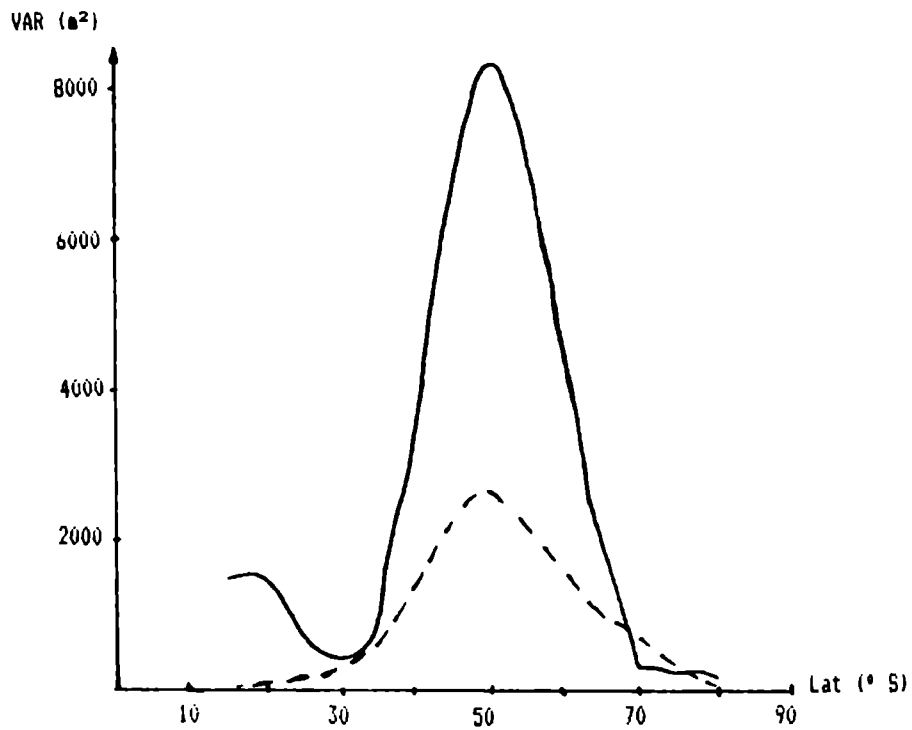


Fig. 30: Varianza longitudinal total para enero de acuerdo con Trenberth, 1980 (línea continua) y según la experiencia E7.

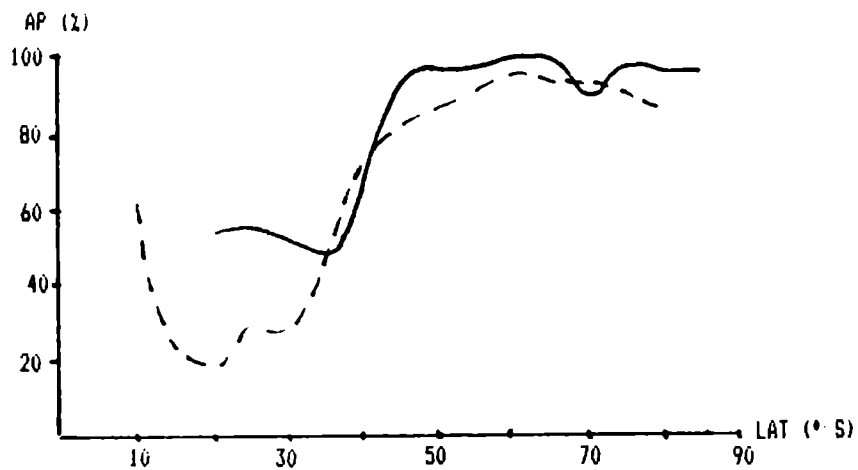
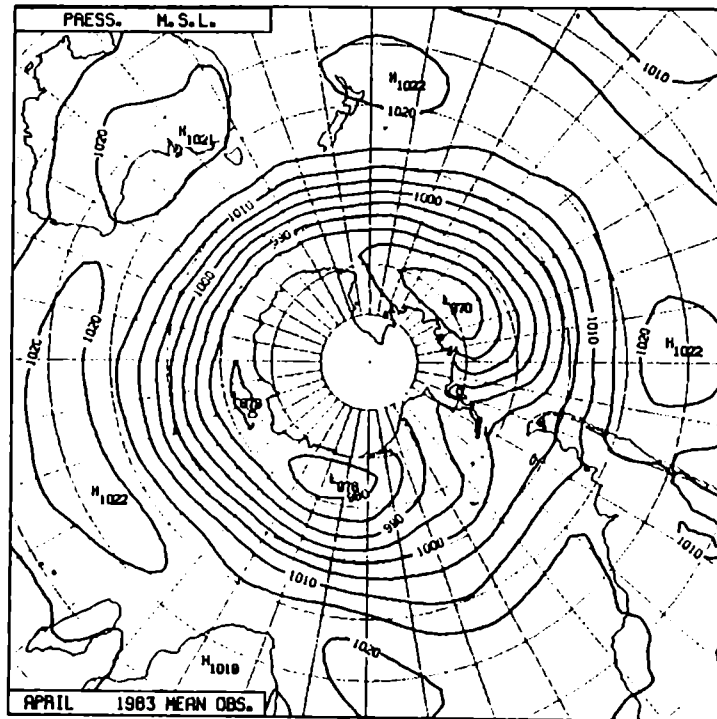


Fig. 31: Aporte de las ondas 1 a 3 a la varianza total según Trenberth (línea continua) y según la experiencia E7.

a



b

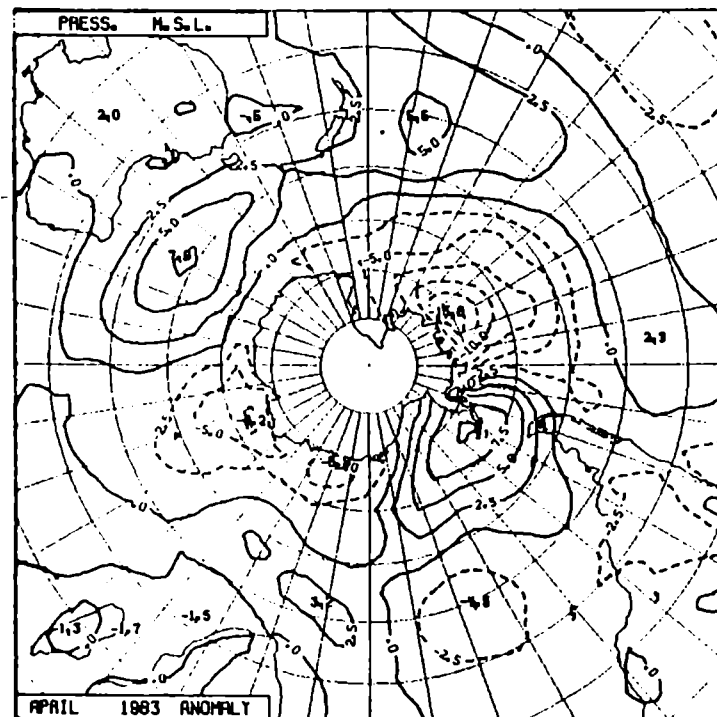
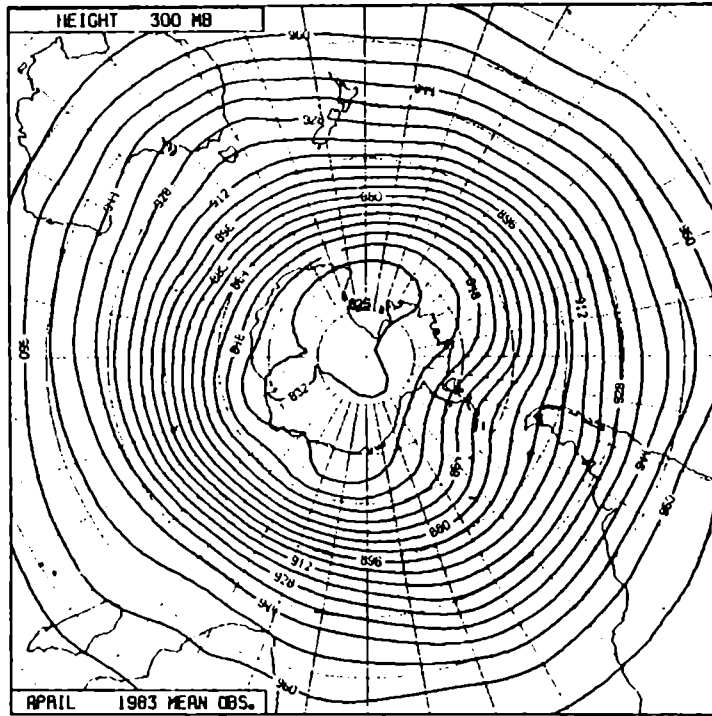


Fig. 32: Campo de la presión media en el nivel del mar (a) y sus anomalías (b), para el mes de abril de 1983. (Análisis del ECMWF).

a



b

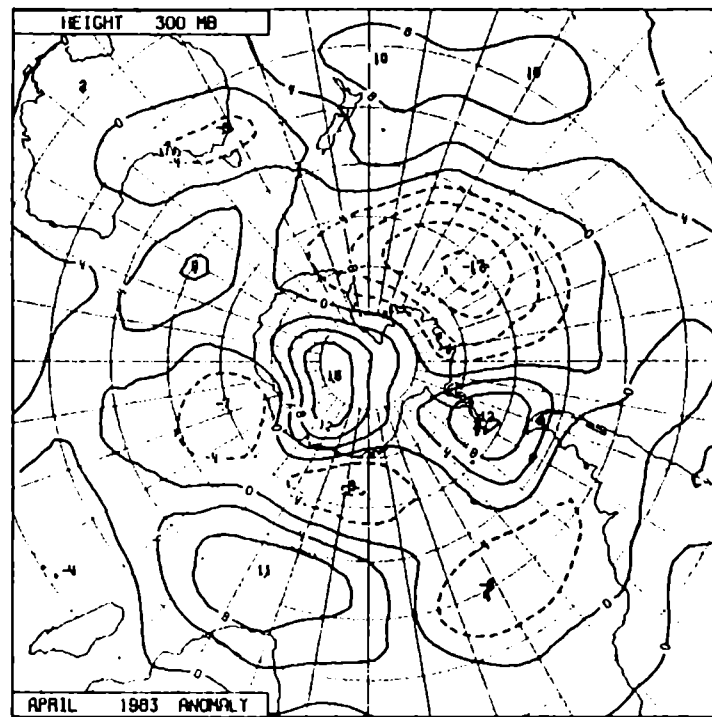
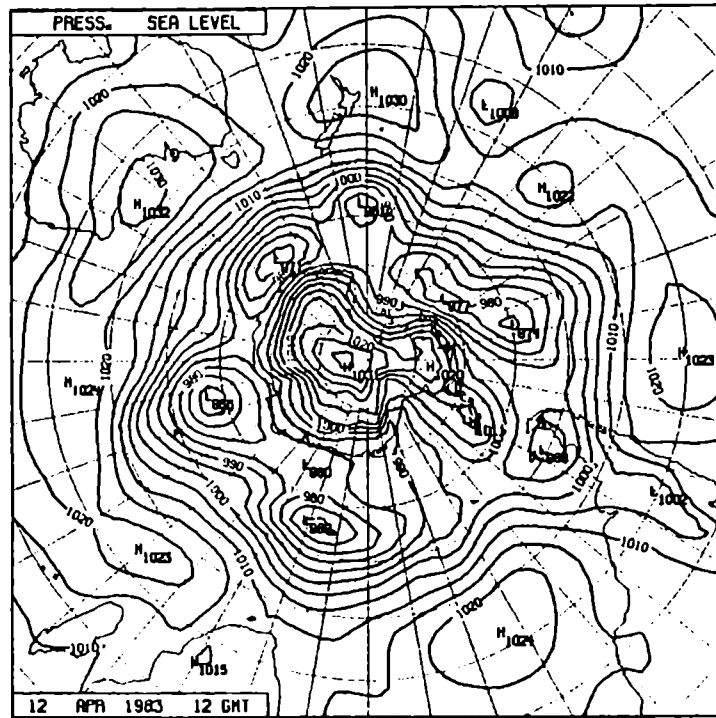


Fig. 33: Idem Fig. 32 para las alturas geopotenciales en 300 mb.

a



b

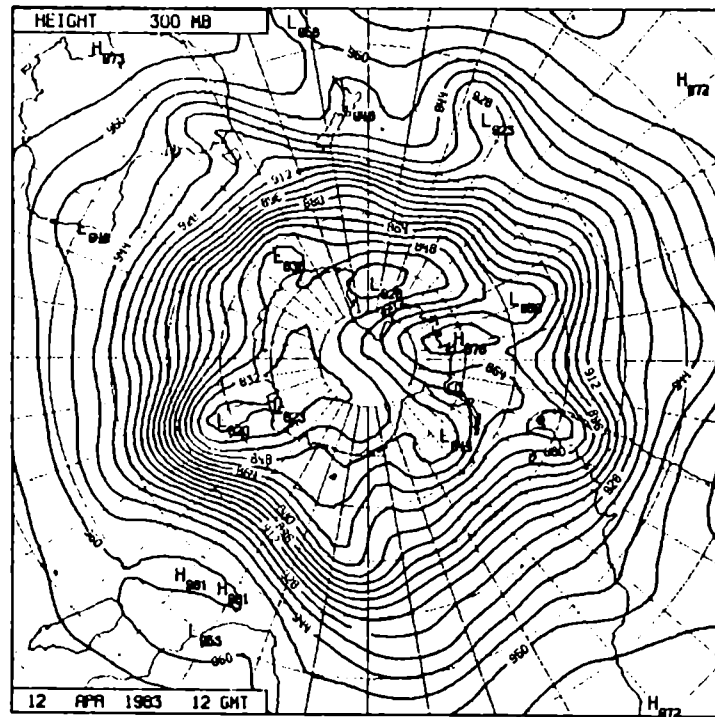
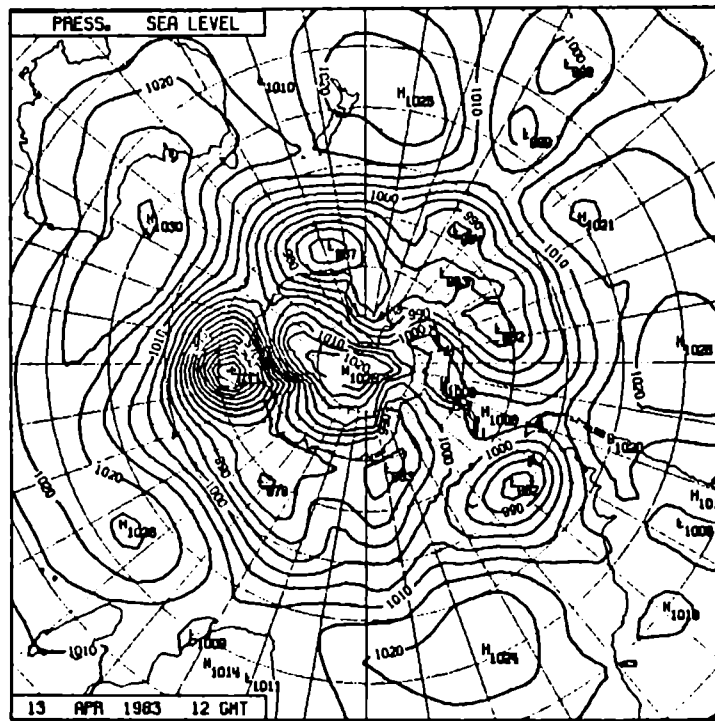


Fig. 34: Presión al nivel del mar (a) y alturas geopotenciales en 300 mb (b), para el 12 de abril de 1983. (Análisis del ECMWF).

a



b

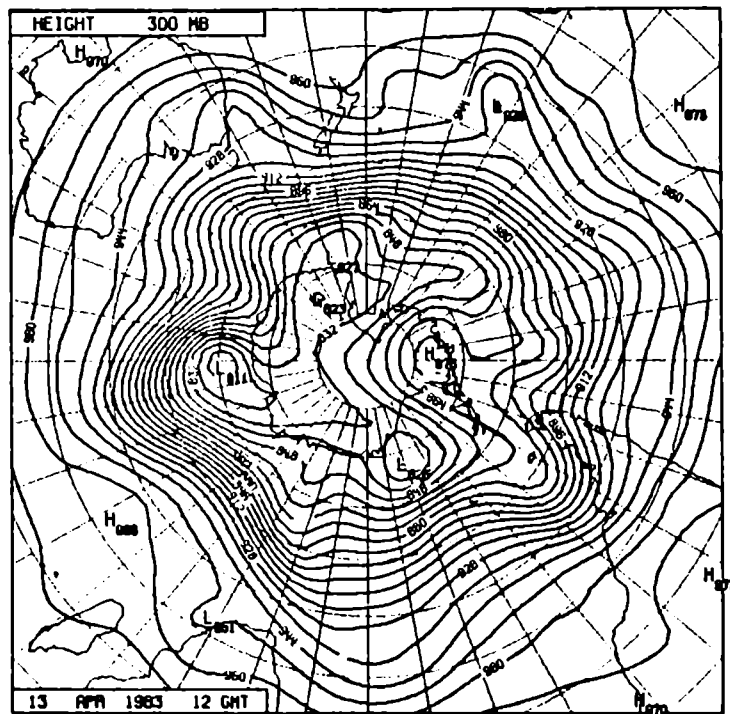
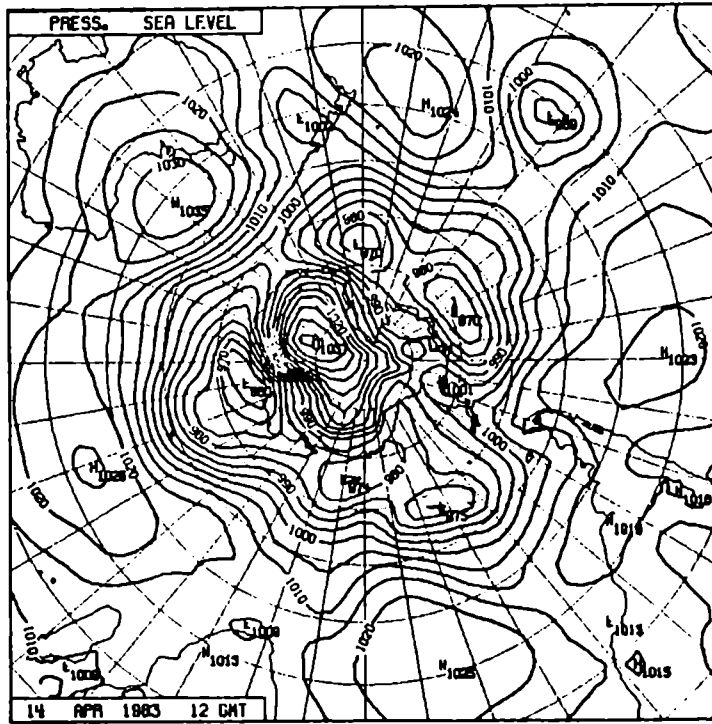


Fig. 35: Idem Fig. 34 pero para el día 13 de abril de 1983.

a



b

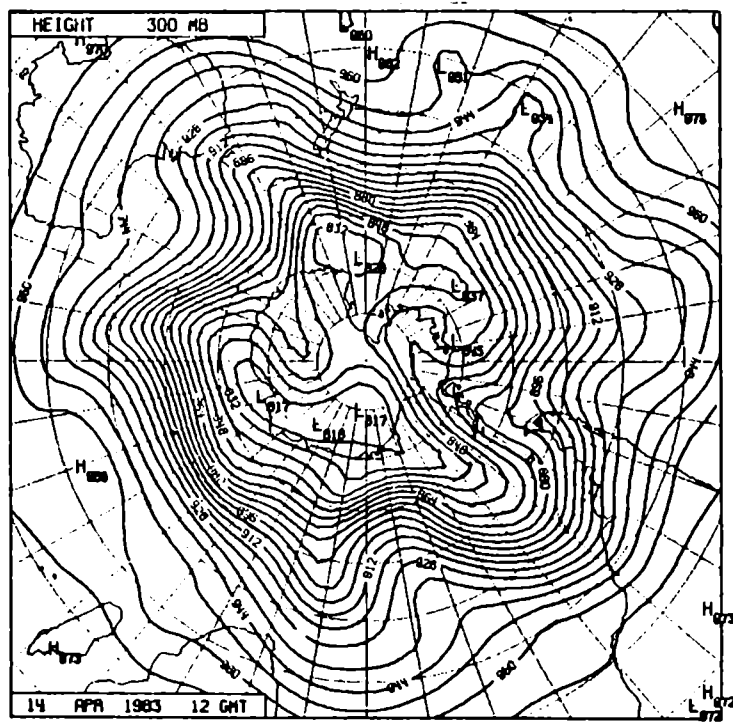
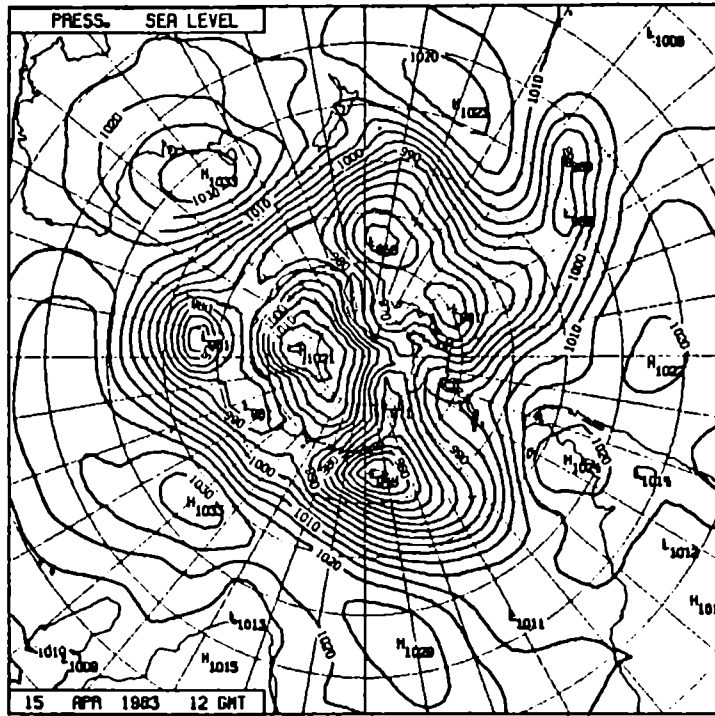


Fig. 36: Idem Fig. 34 pero para el día 14 de abril de 1983.

a



b

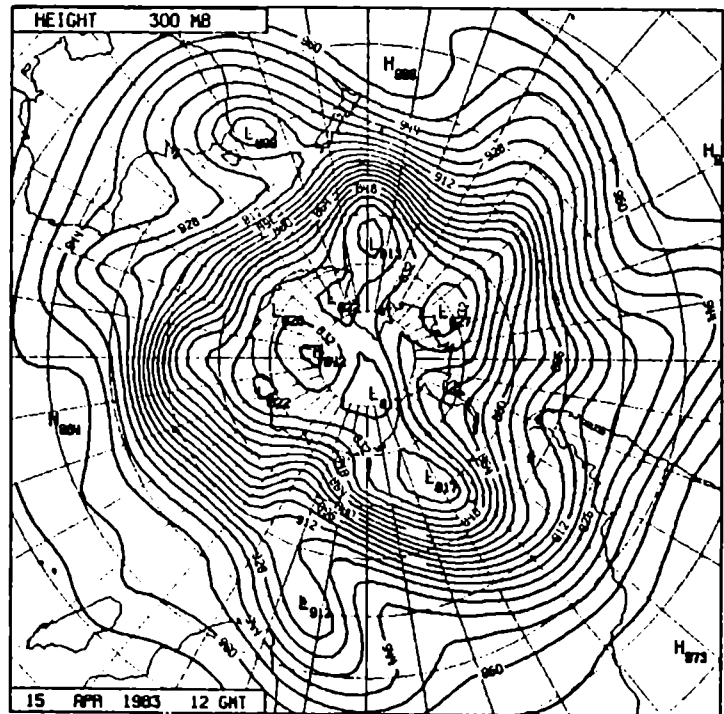
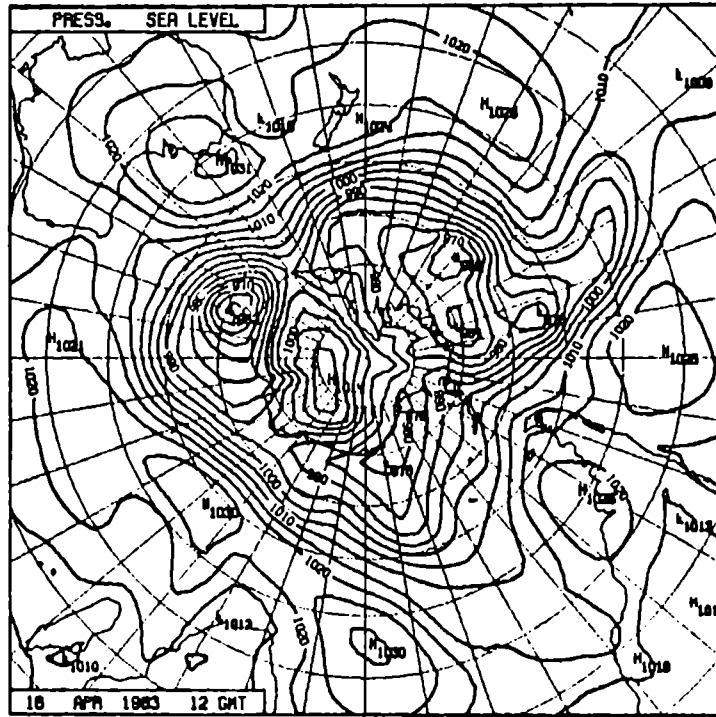


Fig. 37: Idem Fig. 34 pero para el día 15 de abril de 1983.

a



b

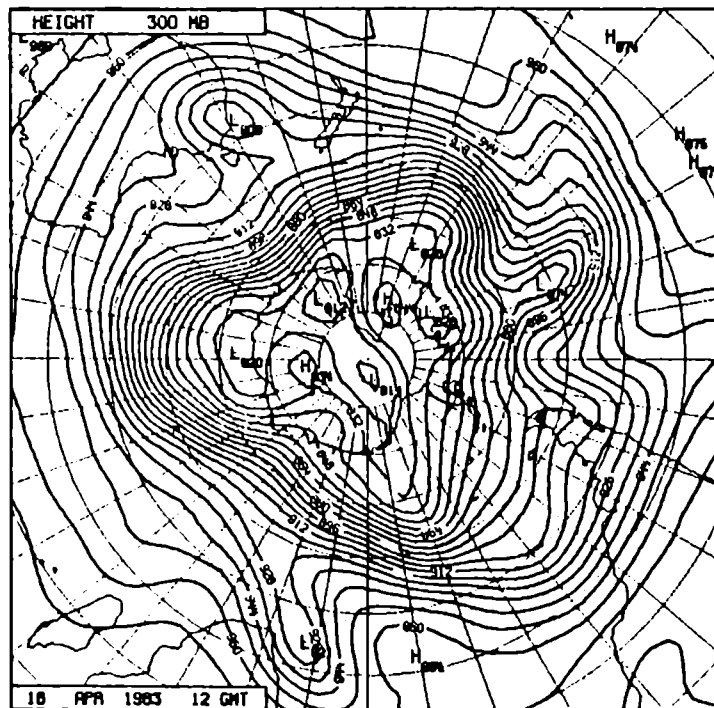
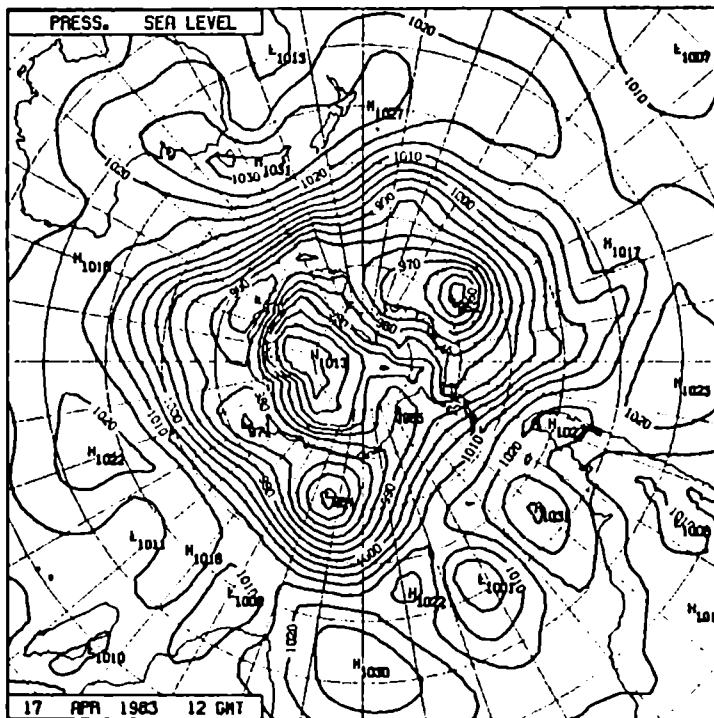


Fig. 38: Idem Fig. 34 pero para el día 16 de abril de 1983.

a



b

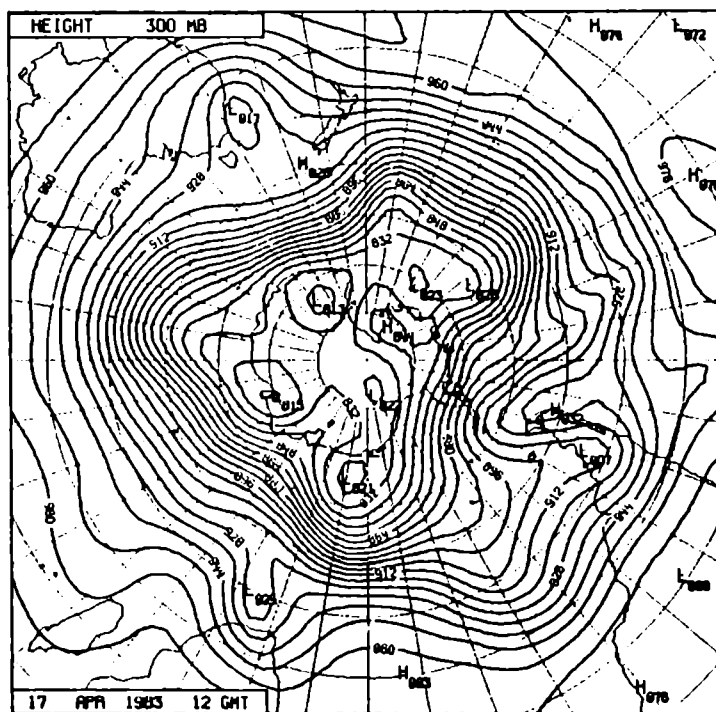


Fig. 39: Idem Fig. 34 pero para el día 17 de abril de 1983.

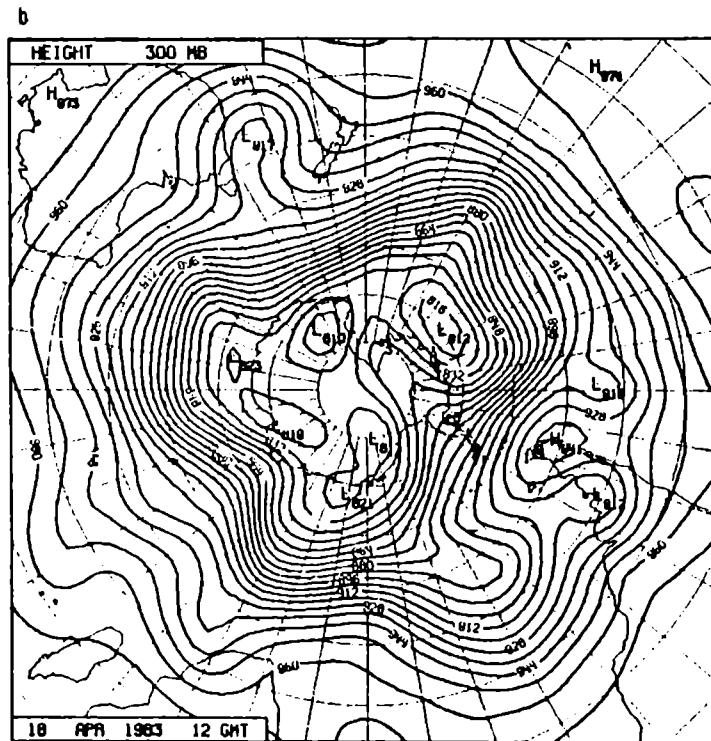
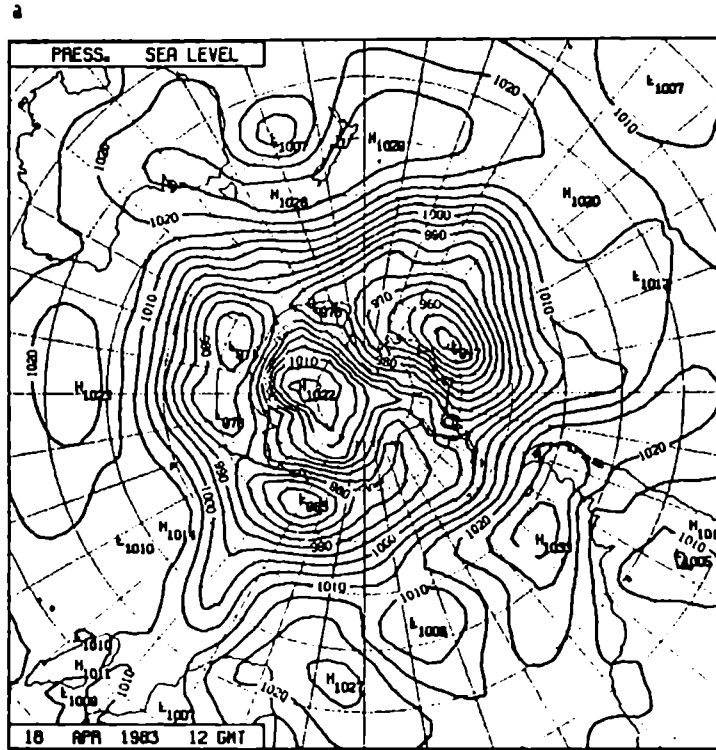


Fig. 40: Idem Fig. 34 pero para el día 18 de abril de 1983.

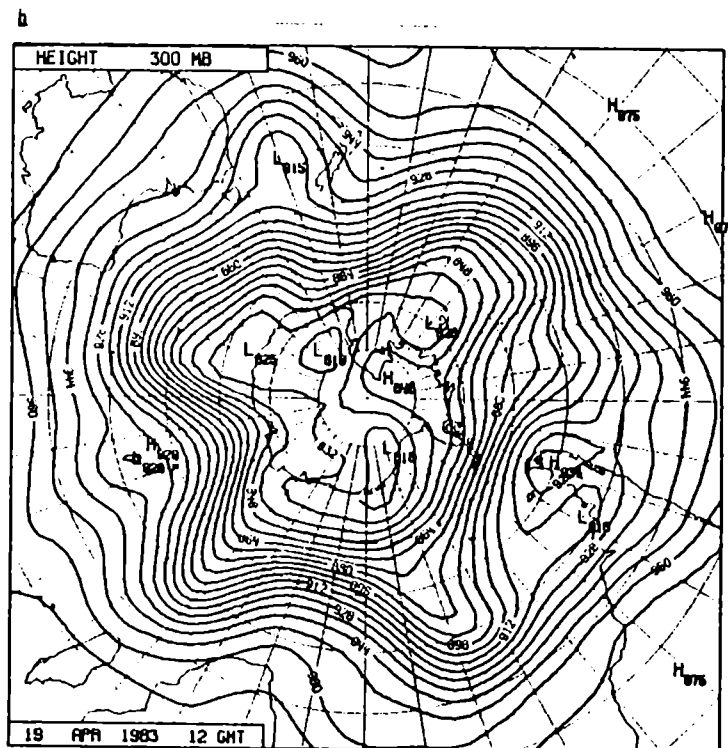
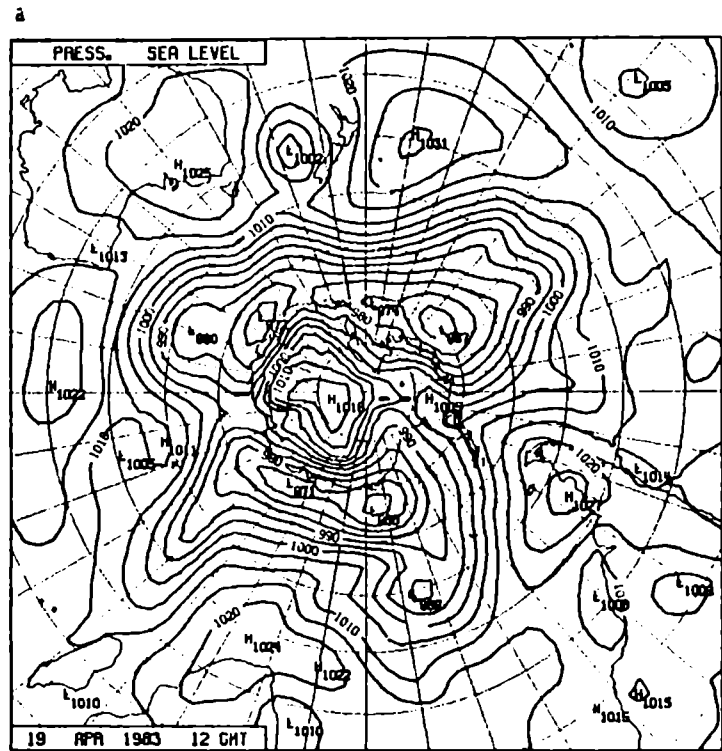
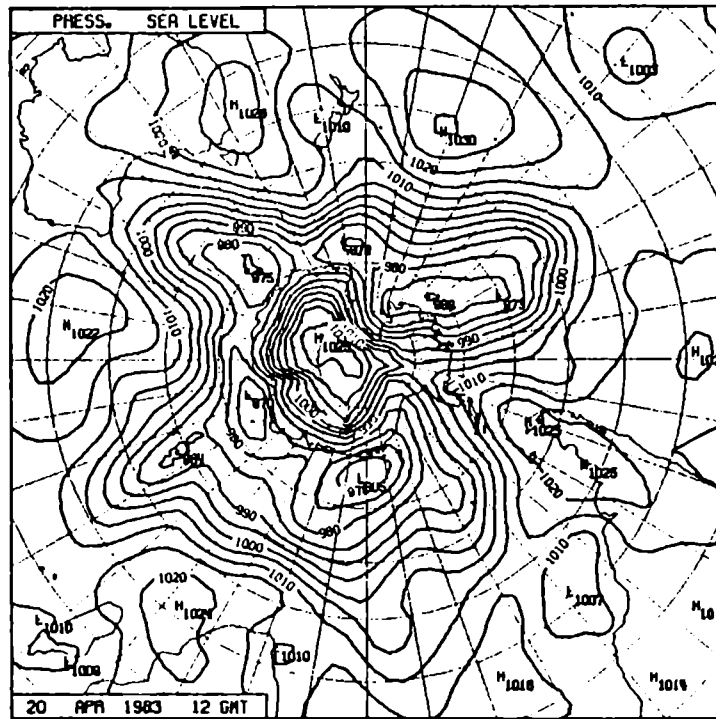


Fig. 41: Idem Fig. 34 pero para el día 19 de abril de 1983.

a



b

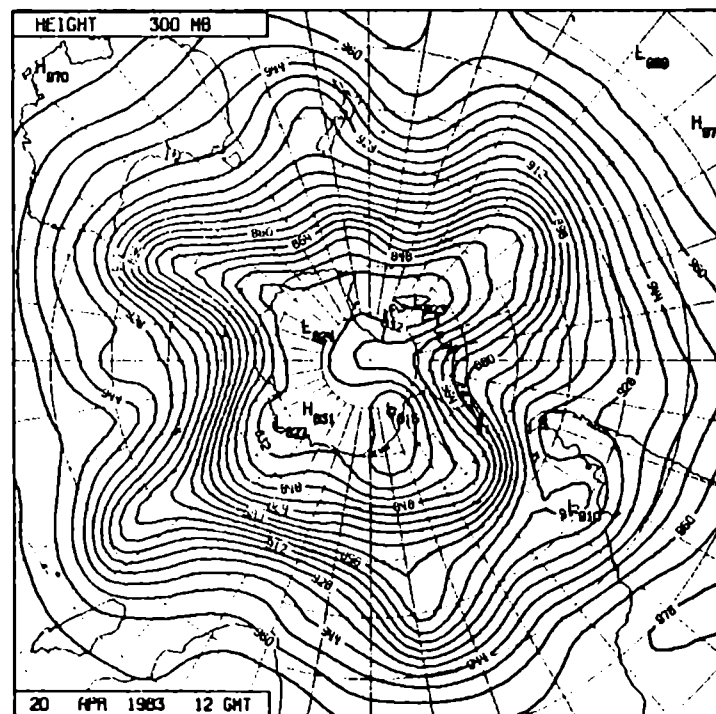


Fig. 42: Idem Fig. 34 pero para el día 20 de abril de 1983.

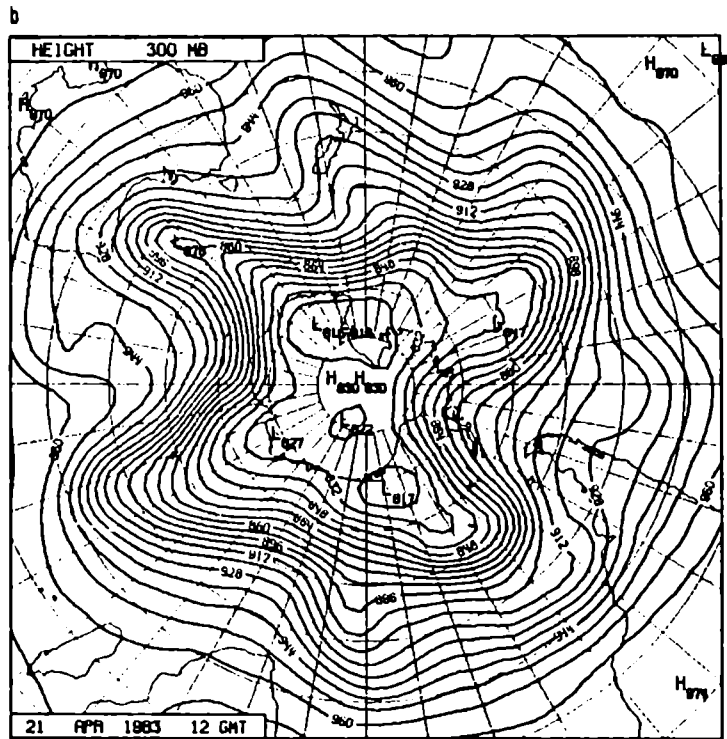
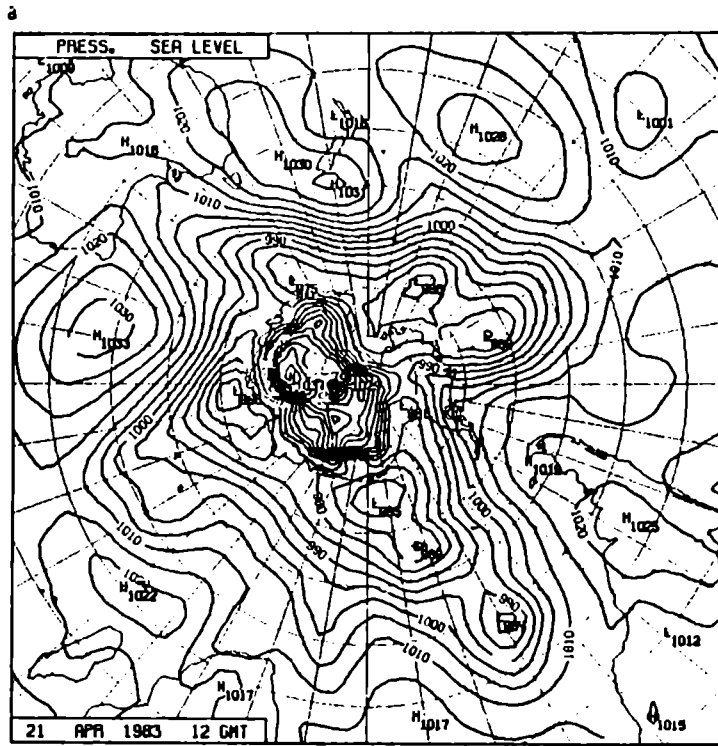


Fig. 43: Idem Fig. 34 pero para el día 21 de abril de 1983.

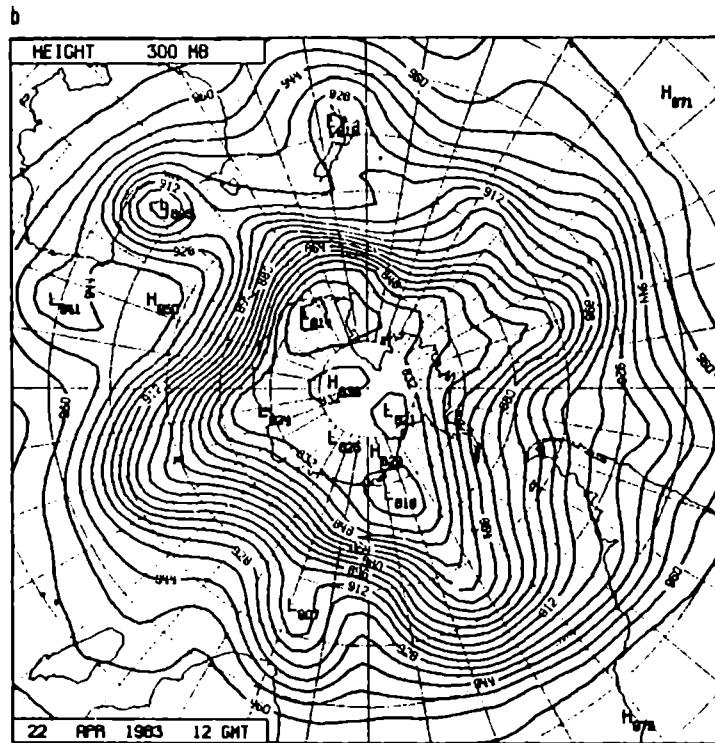
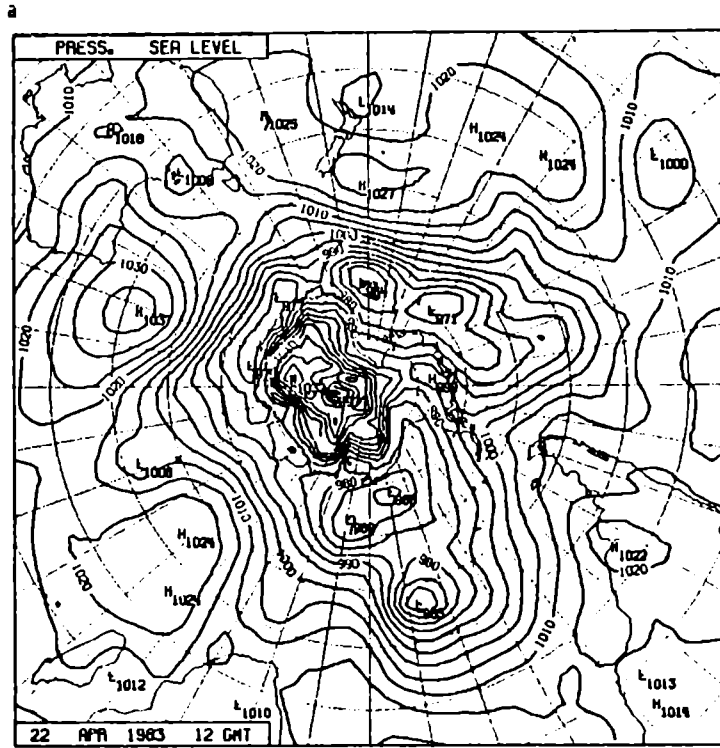


Fig. 44: Idem Fig. 34 pero para el día 22 de abril de 1983.

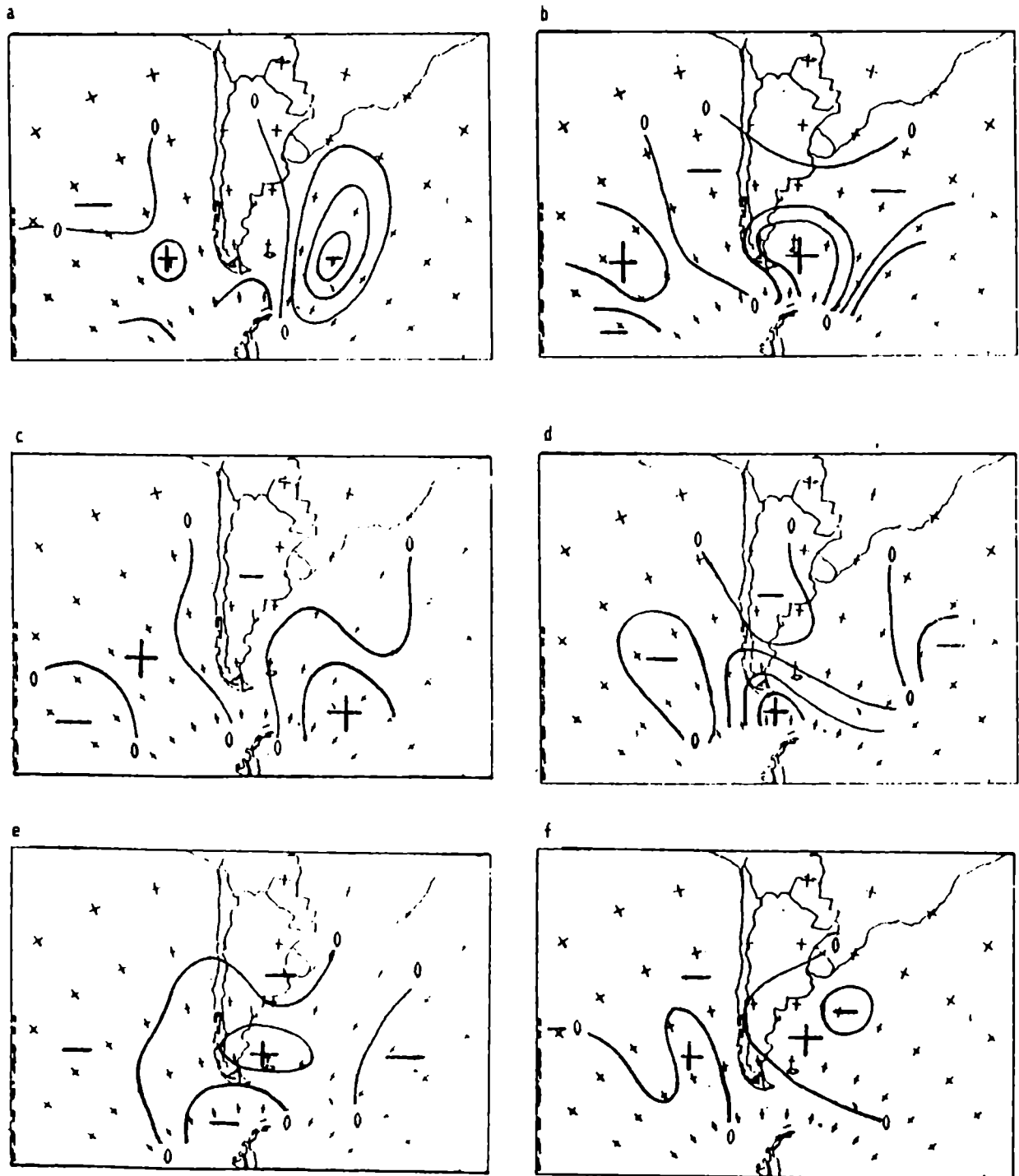
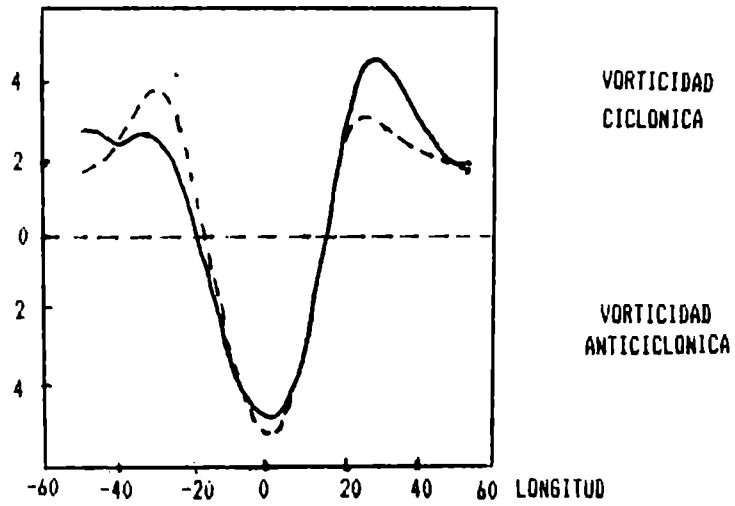


Fig. 45: Isalohipsas (cada 24 hs.) en 300 mb estimadas de los campos anteriores para los días 14 (a), 15 (b), 16 (c), 17 (d), 18 (e) y 19 (f) del mes de abril de 1983. (Isolíneas cada 100 mgp).

a



b

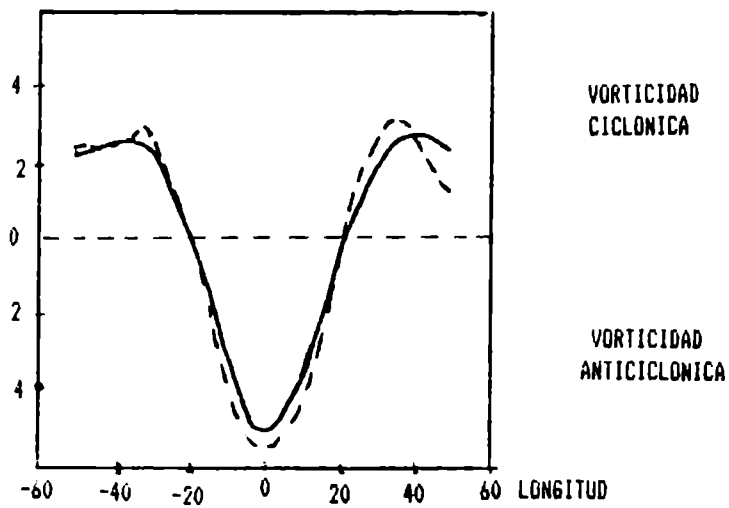
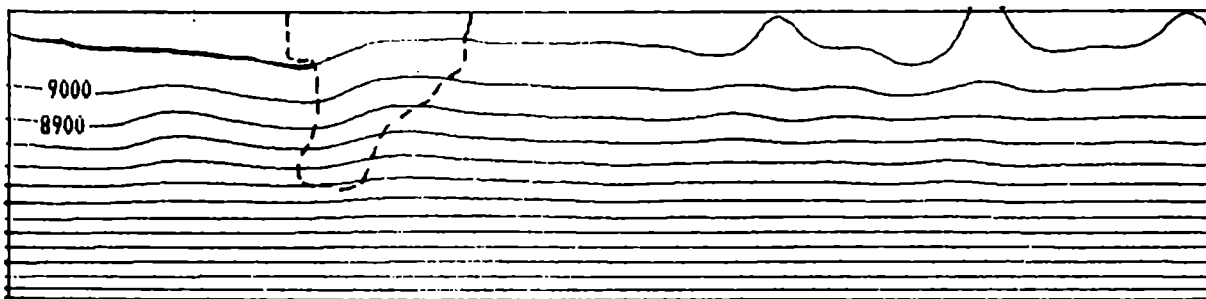


Fig. 46: a) Vorticidad en función de la longitud para el océano Pacífico. Línea continua, bloqueos; línea de trazos, cuñas transientes. Los valores deben ser multiplicados por 10^{-6} s^{-1} .

b) Idem a) para el océano Atlántico. (De Hartmann y Ghan, 1980)

a HORA 24



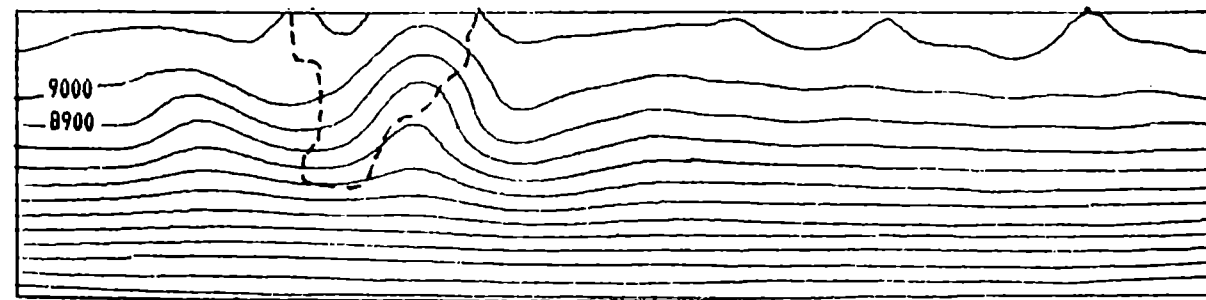
b



c



d



e

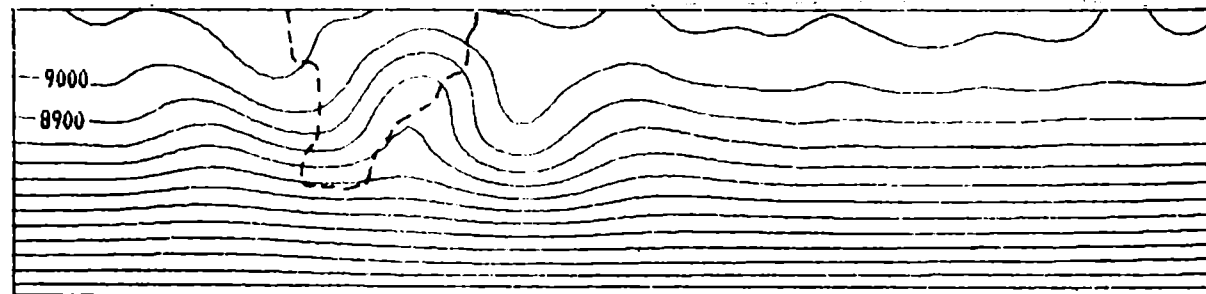
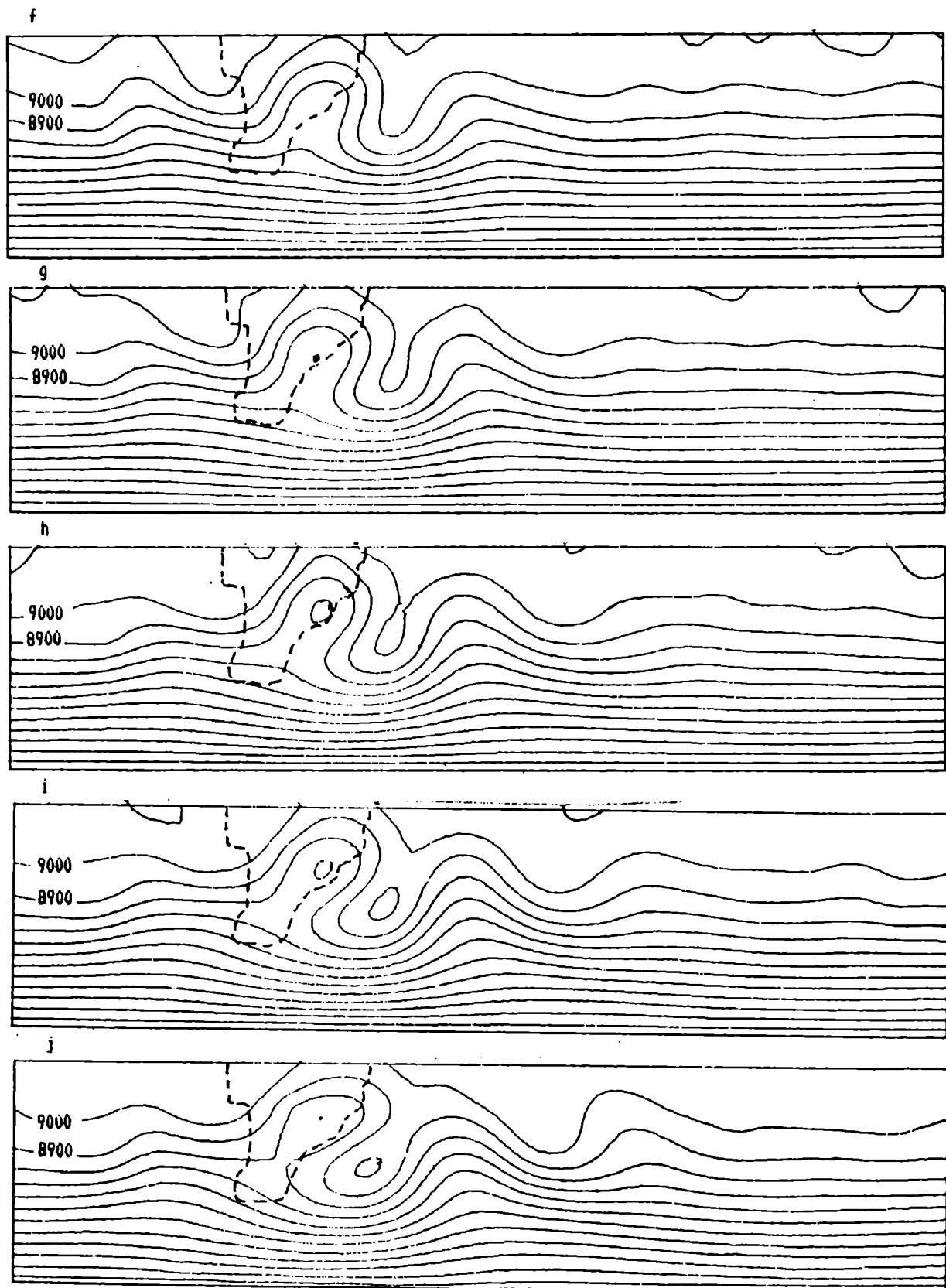
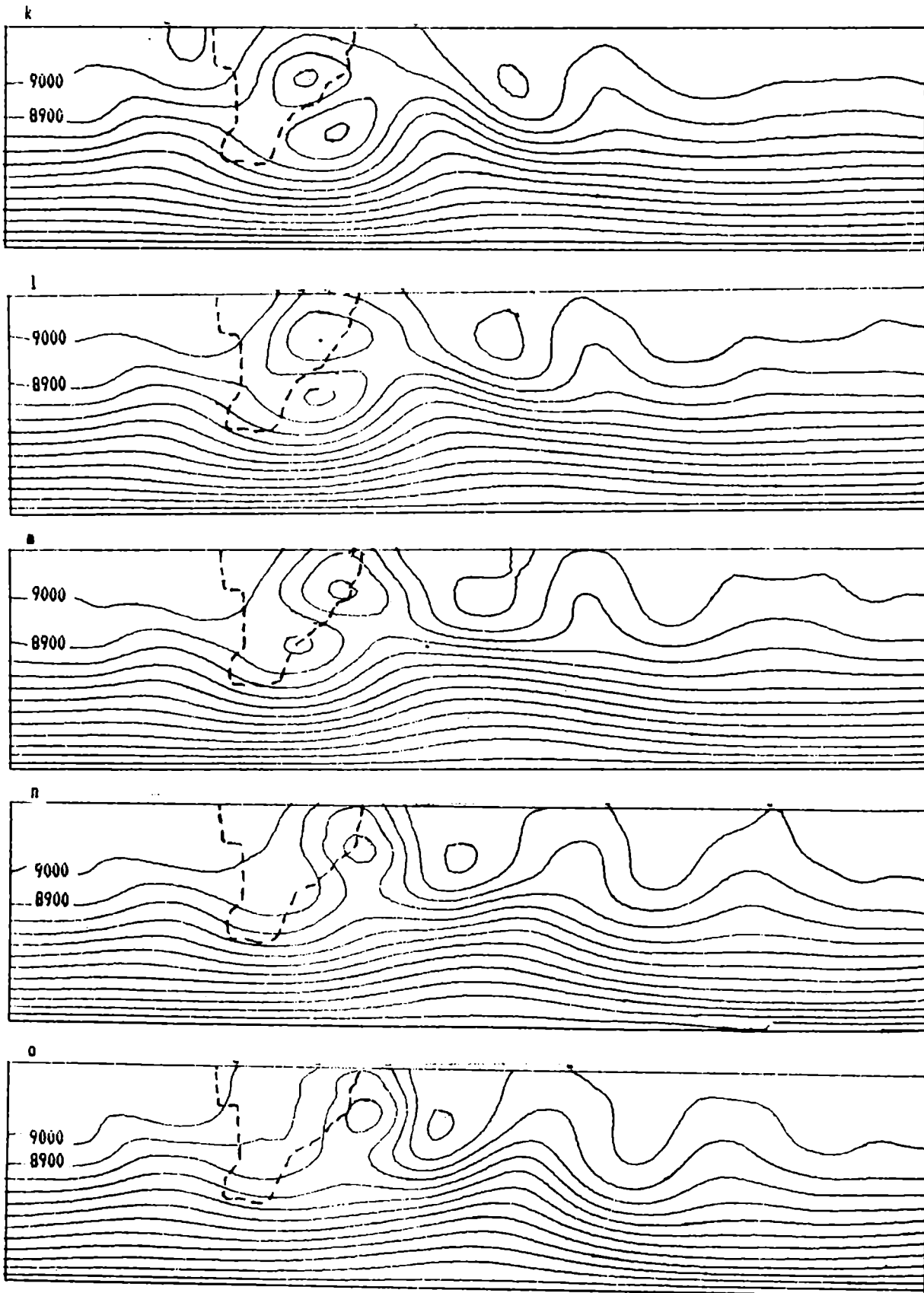


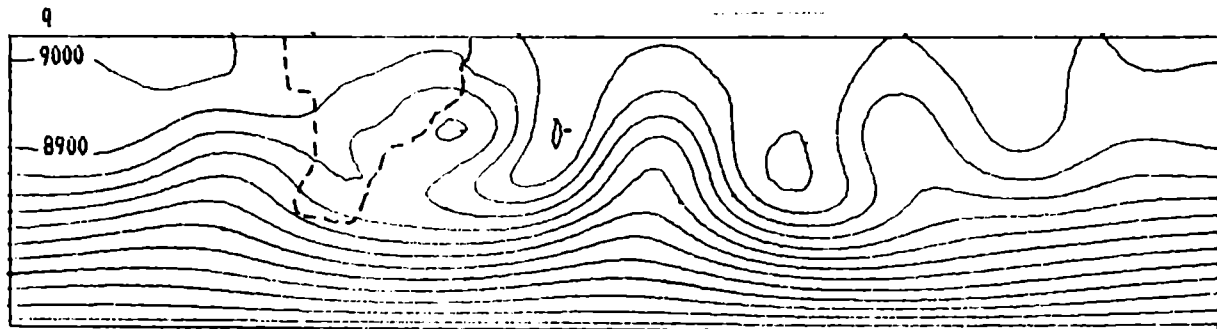
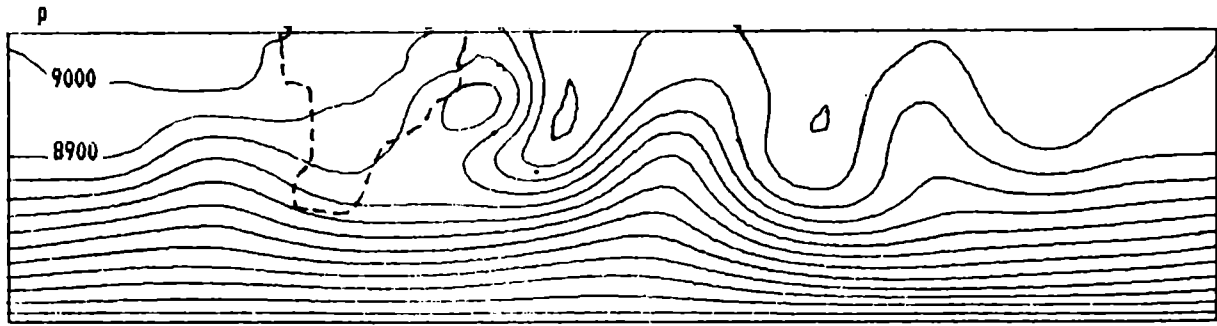
Fig. 47: Alturas geopotenciales cada 24 hs. hasta el día 17 de integración. (Isolíneas en mgp).



Continuación de la Fig. 47



Continuación de la Fig. 47



Continuación de la Fig. 47

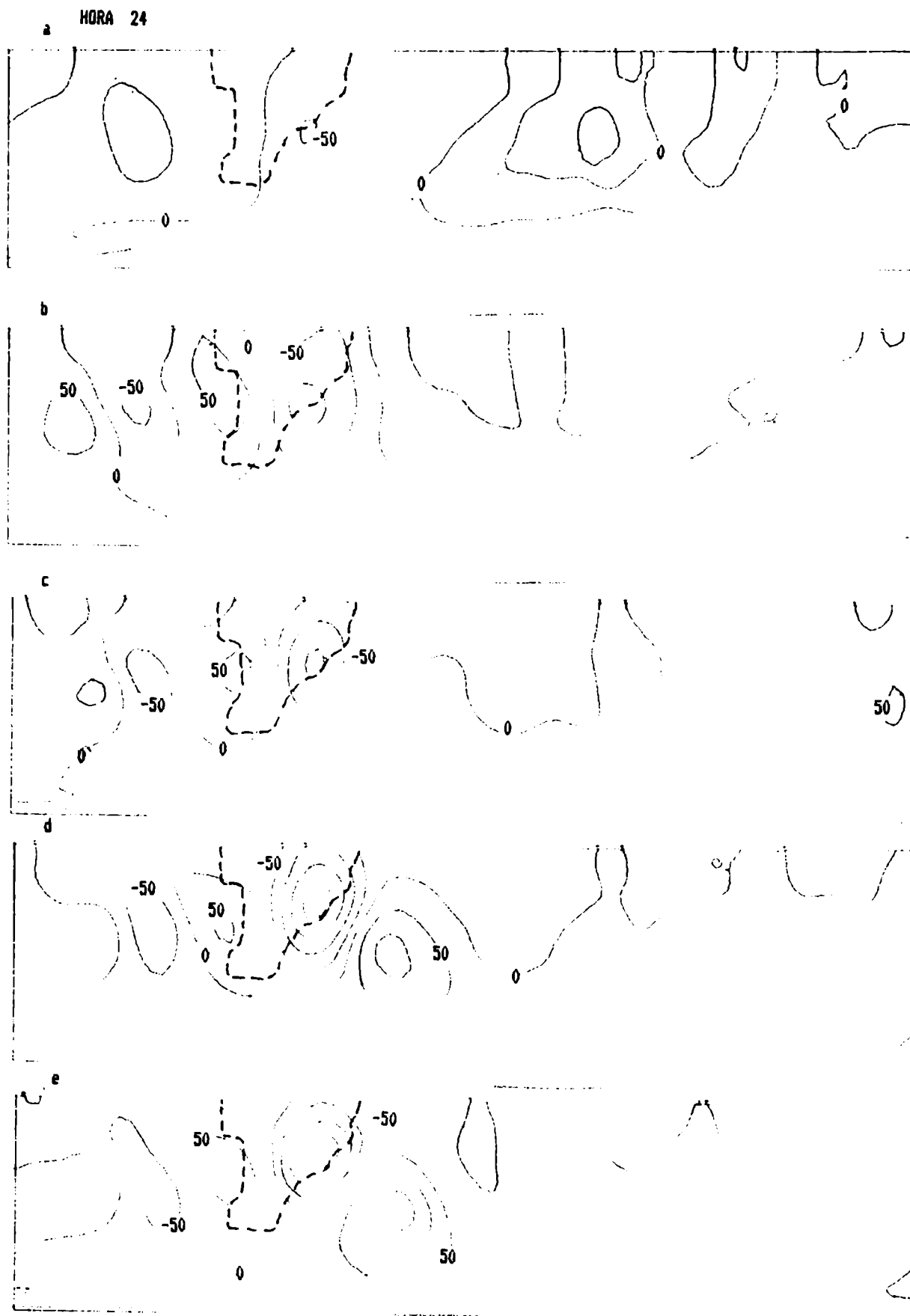
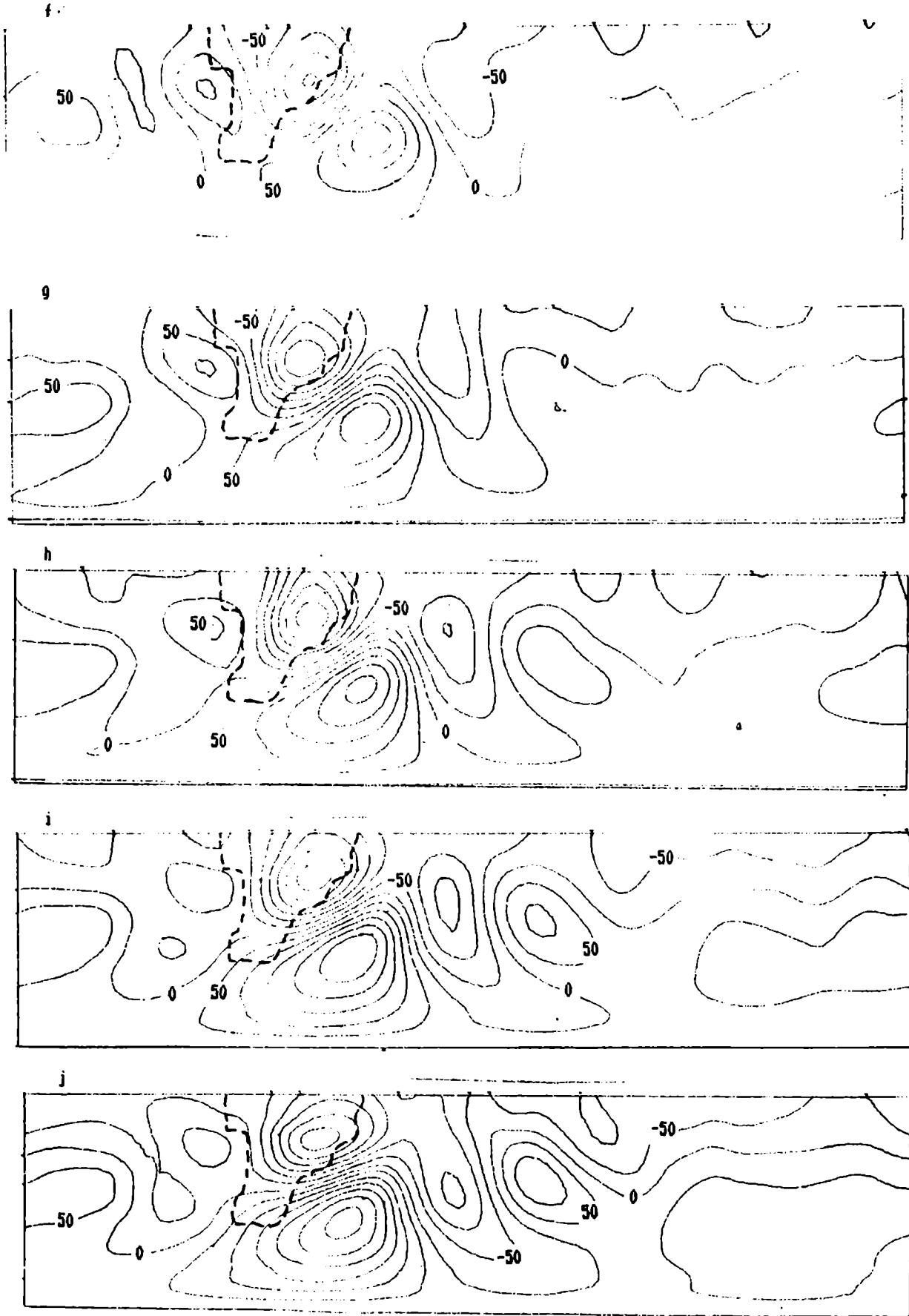
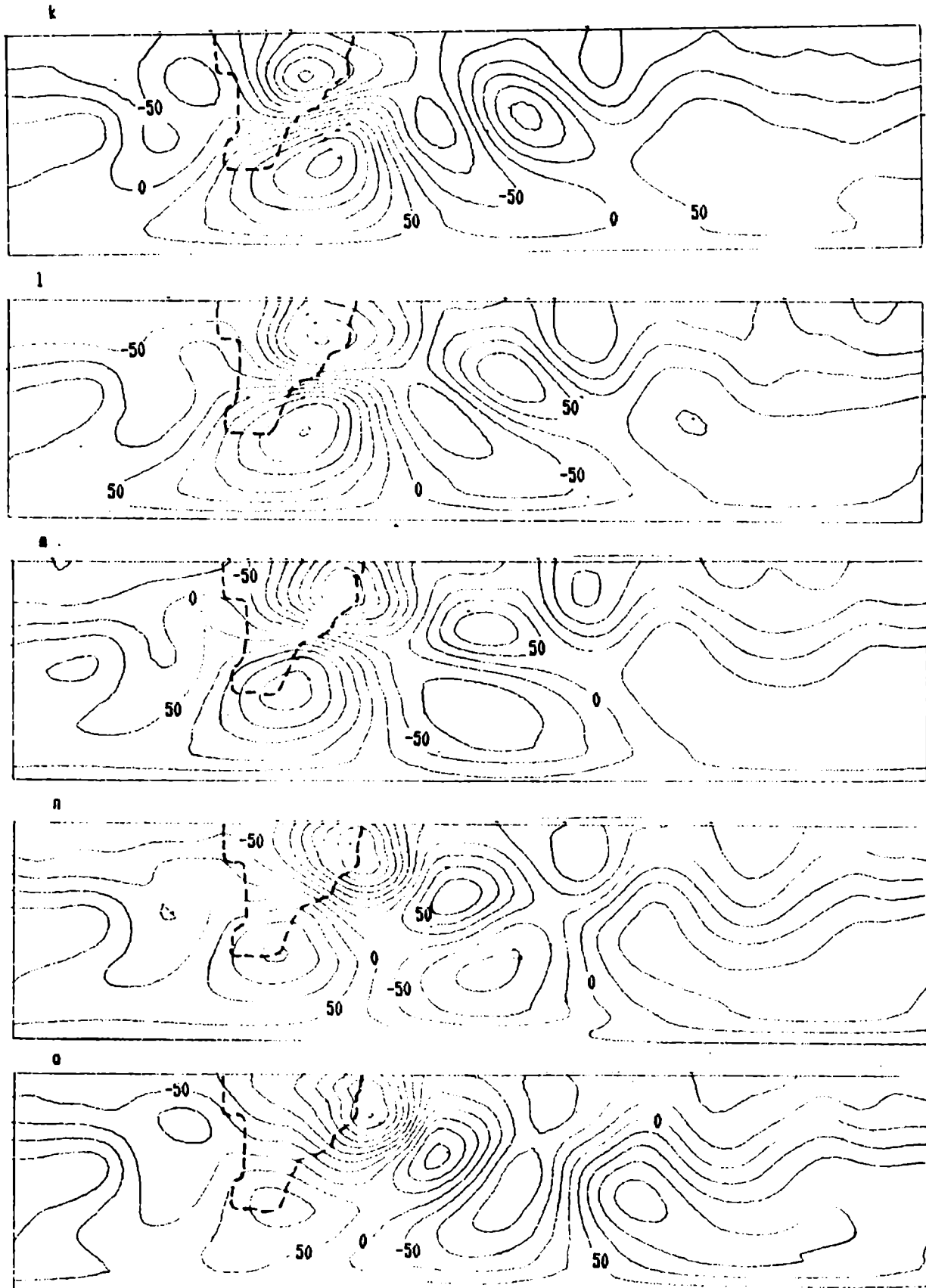


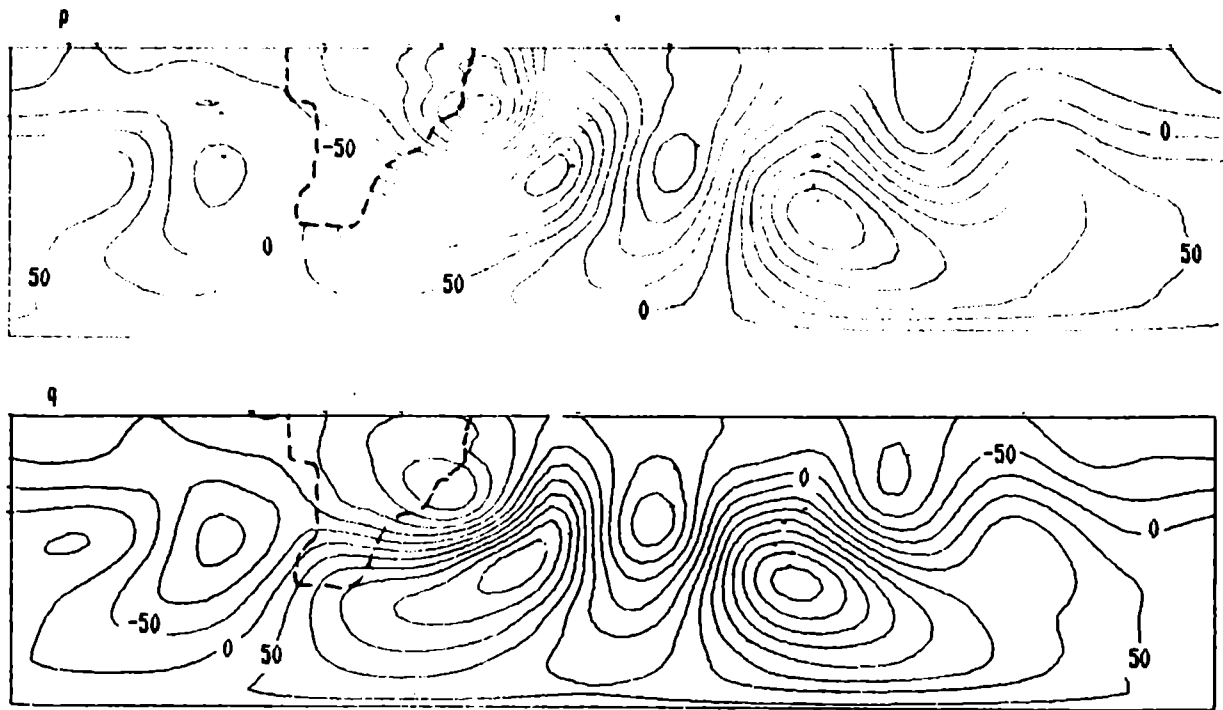
Fig. 48: Anomalías de los campos de la Fig. 47 respecto al estado inicial. (Isolíneas en mgp).



Continuación de la Fig. 48



Continuación de la Fig. 48



Continuación de la Fig. 48

HORA 48

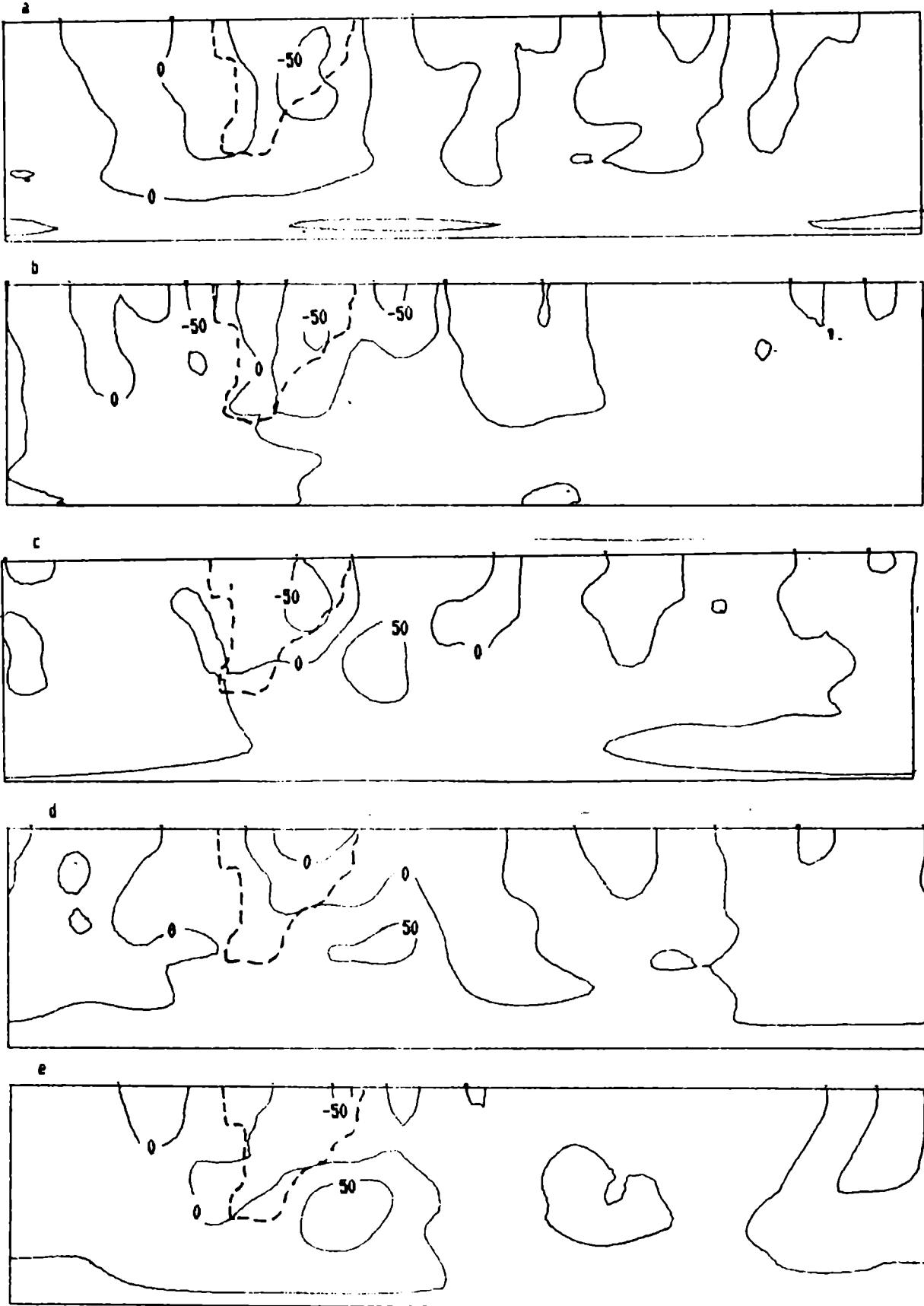
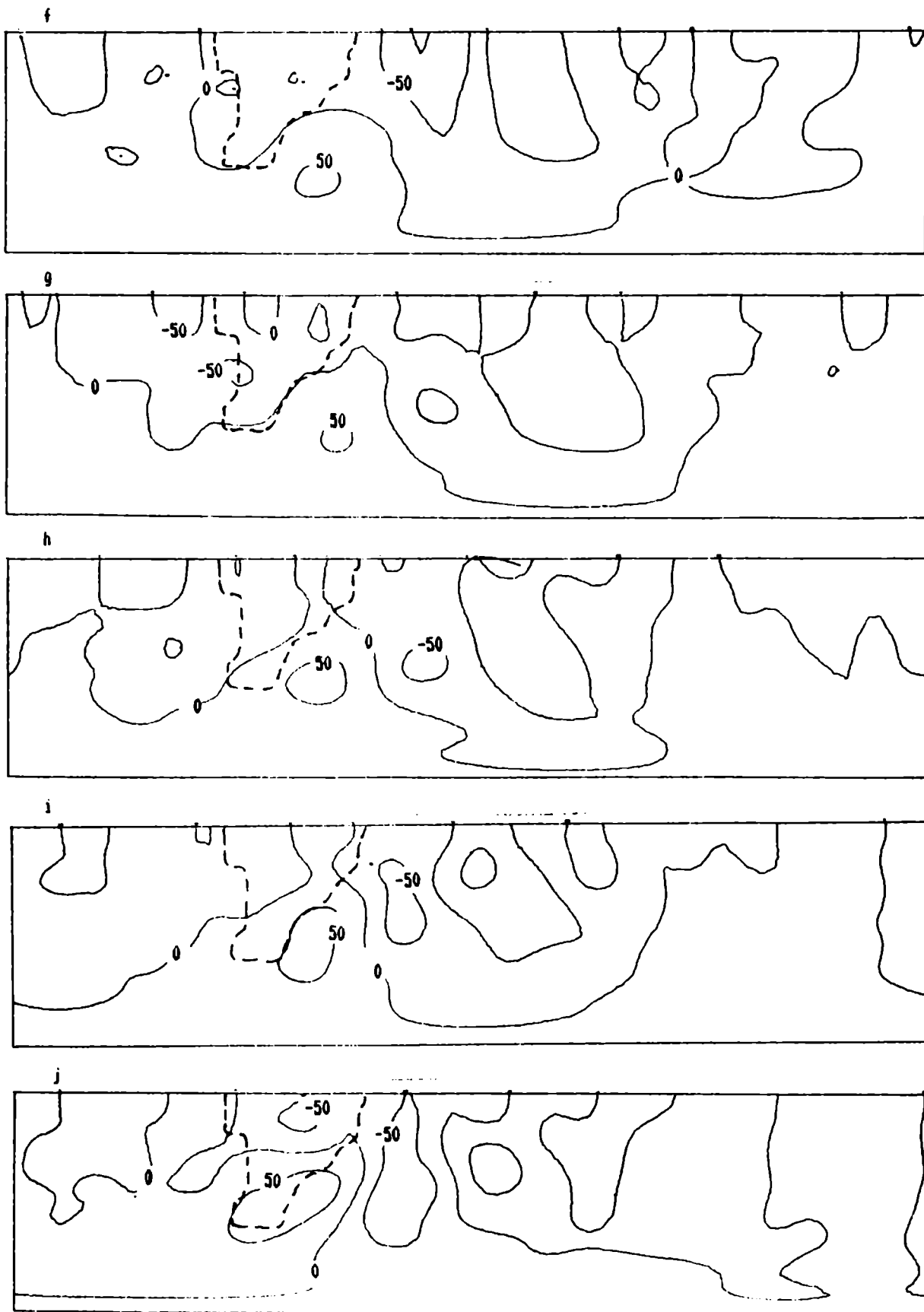
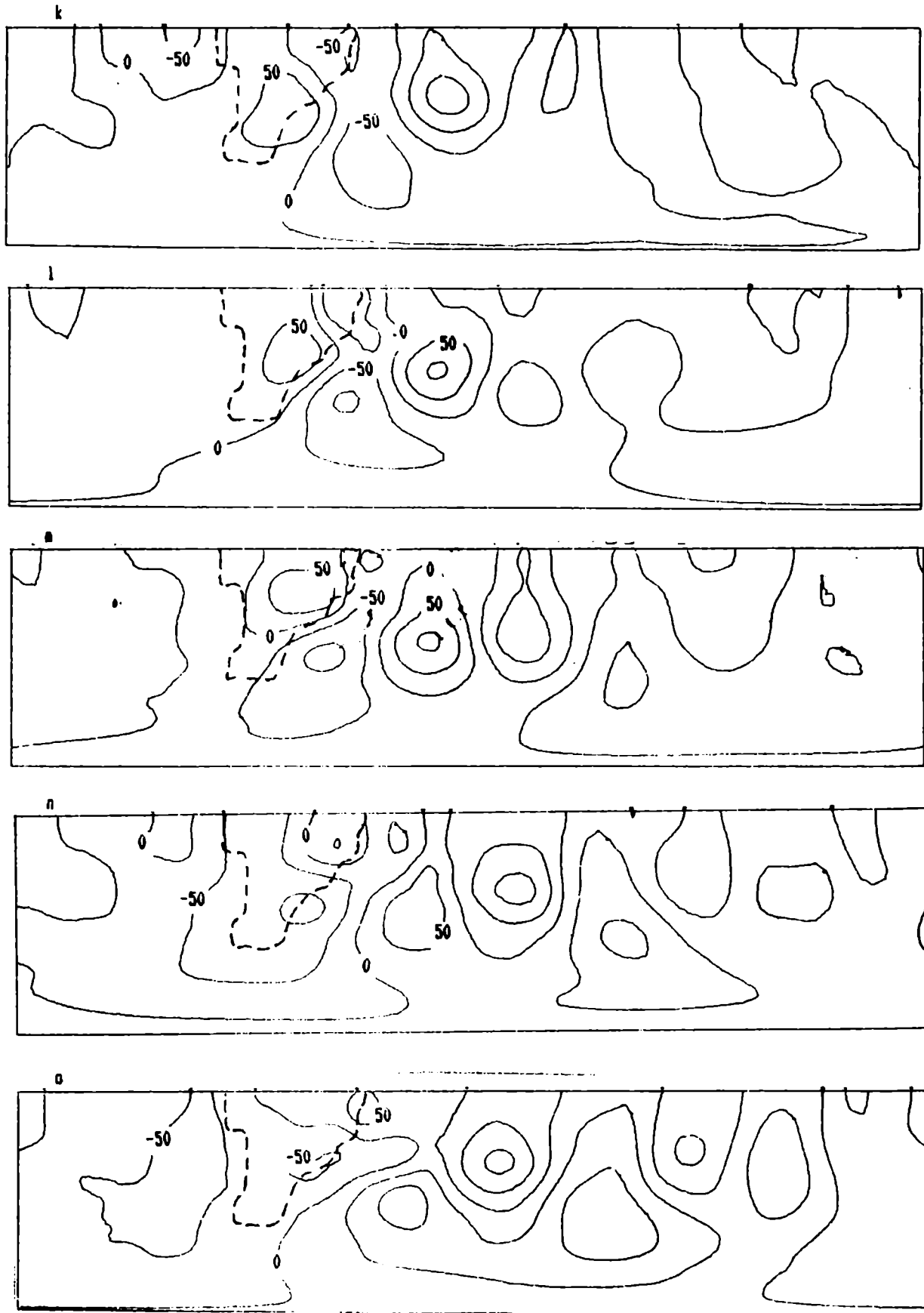


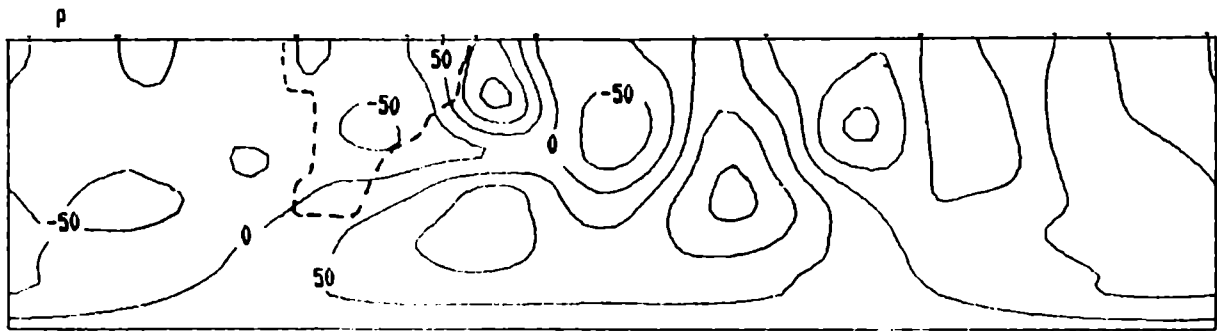
Fig. 49: Isalohipsas (cada 24 hs.) de los campos de la Fig. 47 (en mgp).



Continuación de la Fig. 49



Continuación de la Fig. 49



Continuación de la Fig. 49

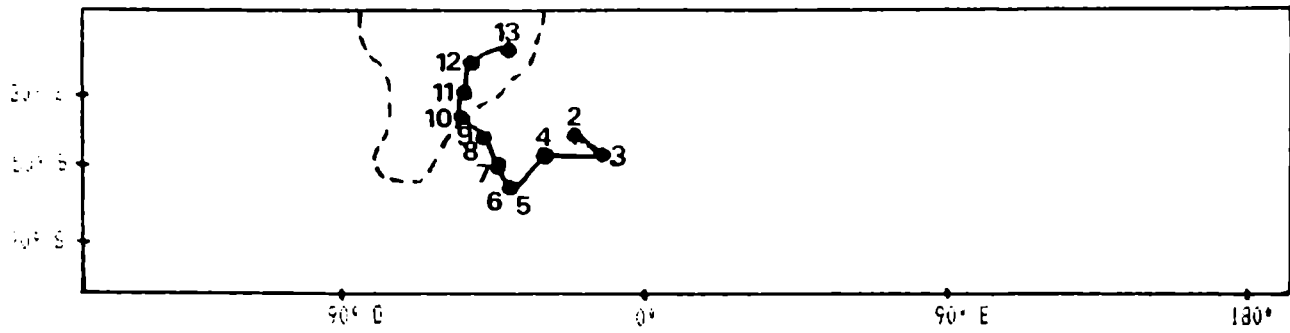


Fig. 50: Desplazamiento del centro de isalohipsas positivas para la simulación del bloqueo.

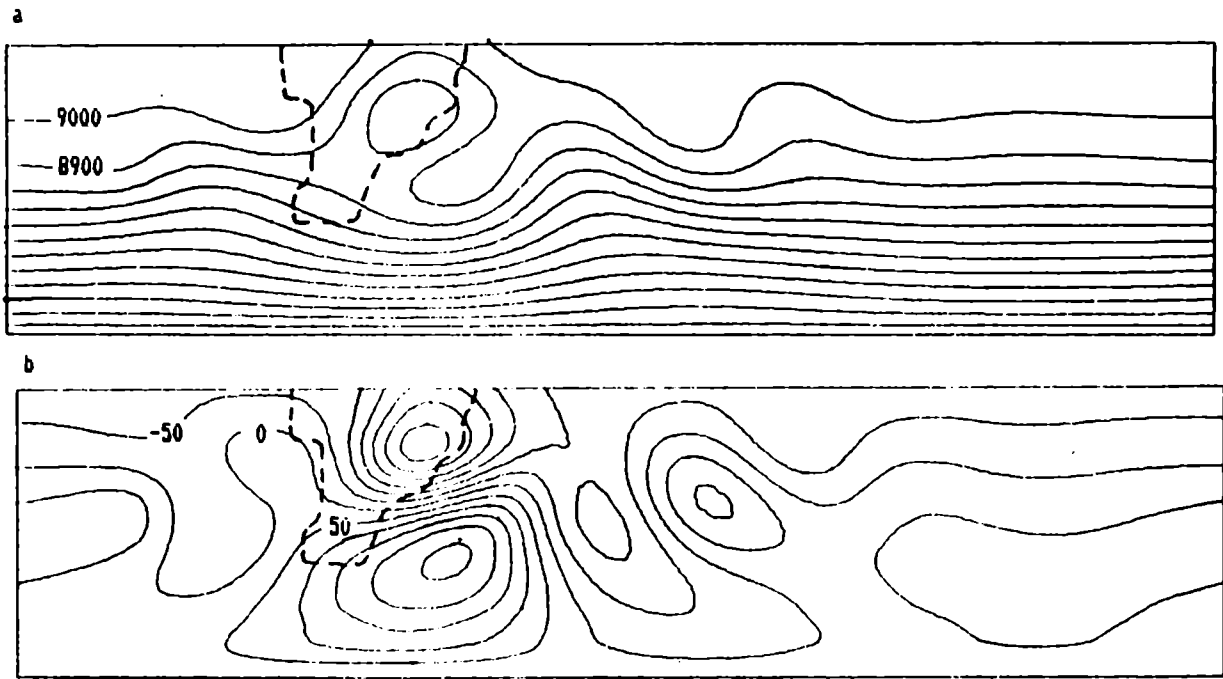


Fig. 51: Campo de las alturas geopotenciales promediadas del día 8 al 13 de la integración (a) y sus anomalías (b). (en mgp).

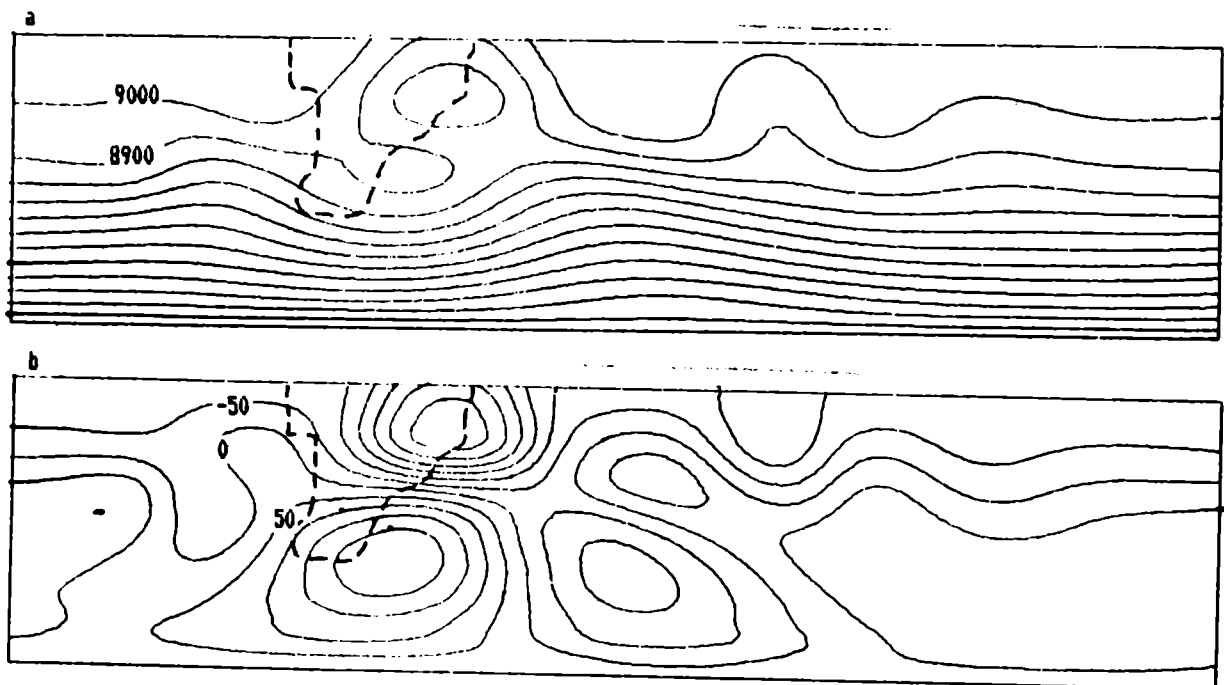


Fig. 52: Idem Fig. 51 para el promedio de los días 11 a 15.

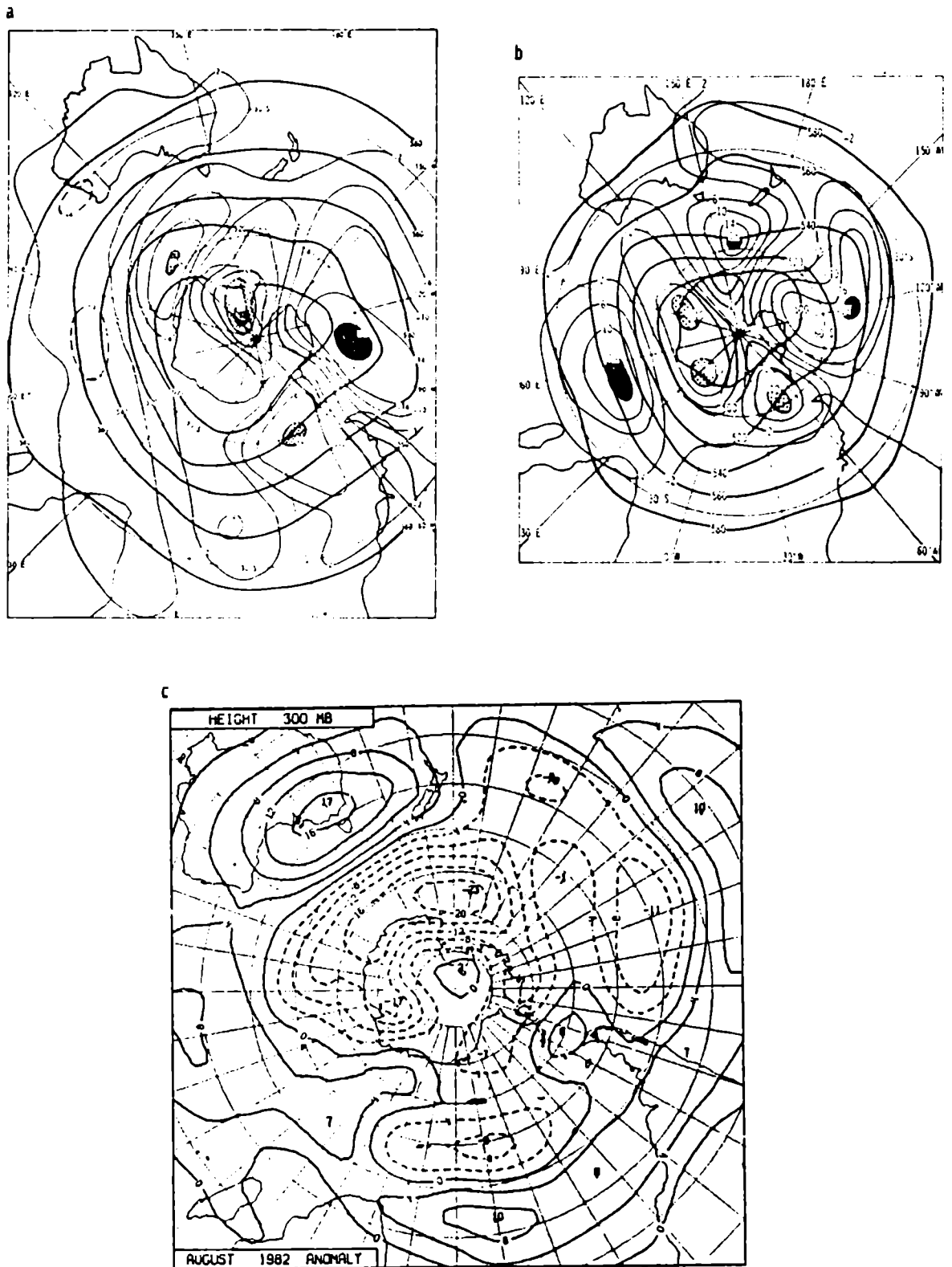


Fig. 53: Campos de alturas geopotenciales medias para mayo (a), junio (b) y agosto (c) de 1982. Las Figs. (a) y (b) pertenecen a Noar (1983) y (c) es un análisis del ECMWF.

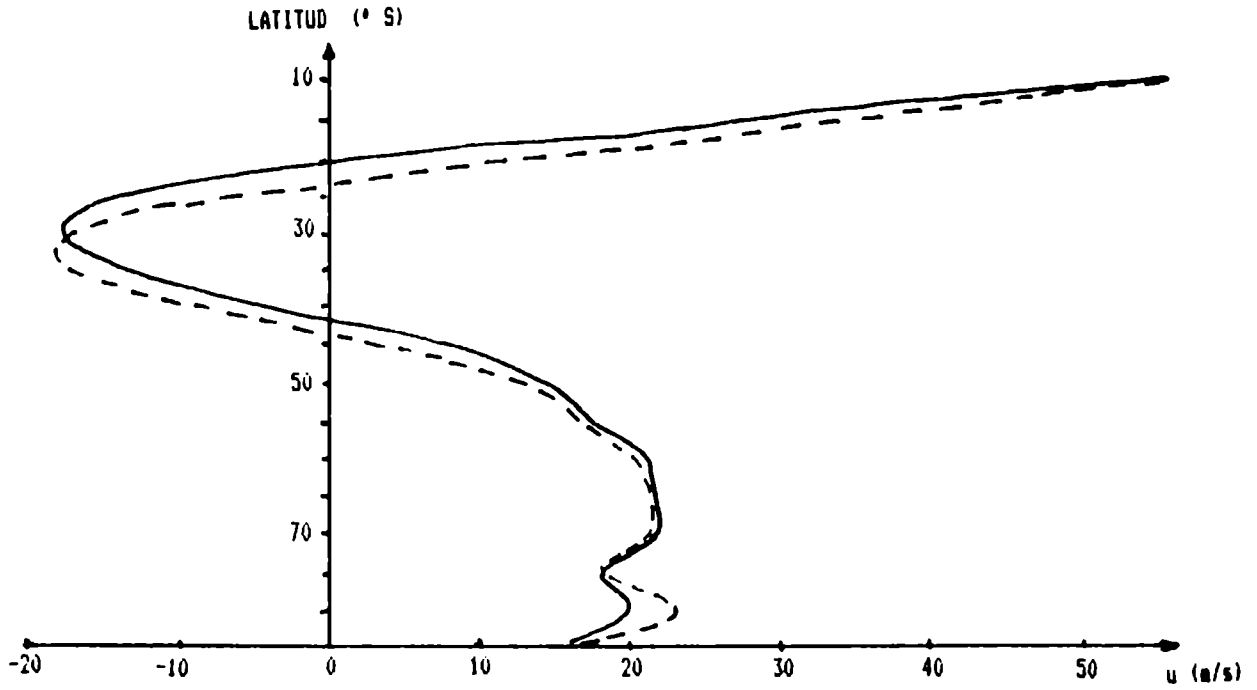


Fig. 54: Perfil meridional de vientos en $40,5^{\circ}$ O para el promedio de los días 8 a 13 (línea de trazos) y de los días 11 a 15 (línea continua).

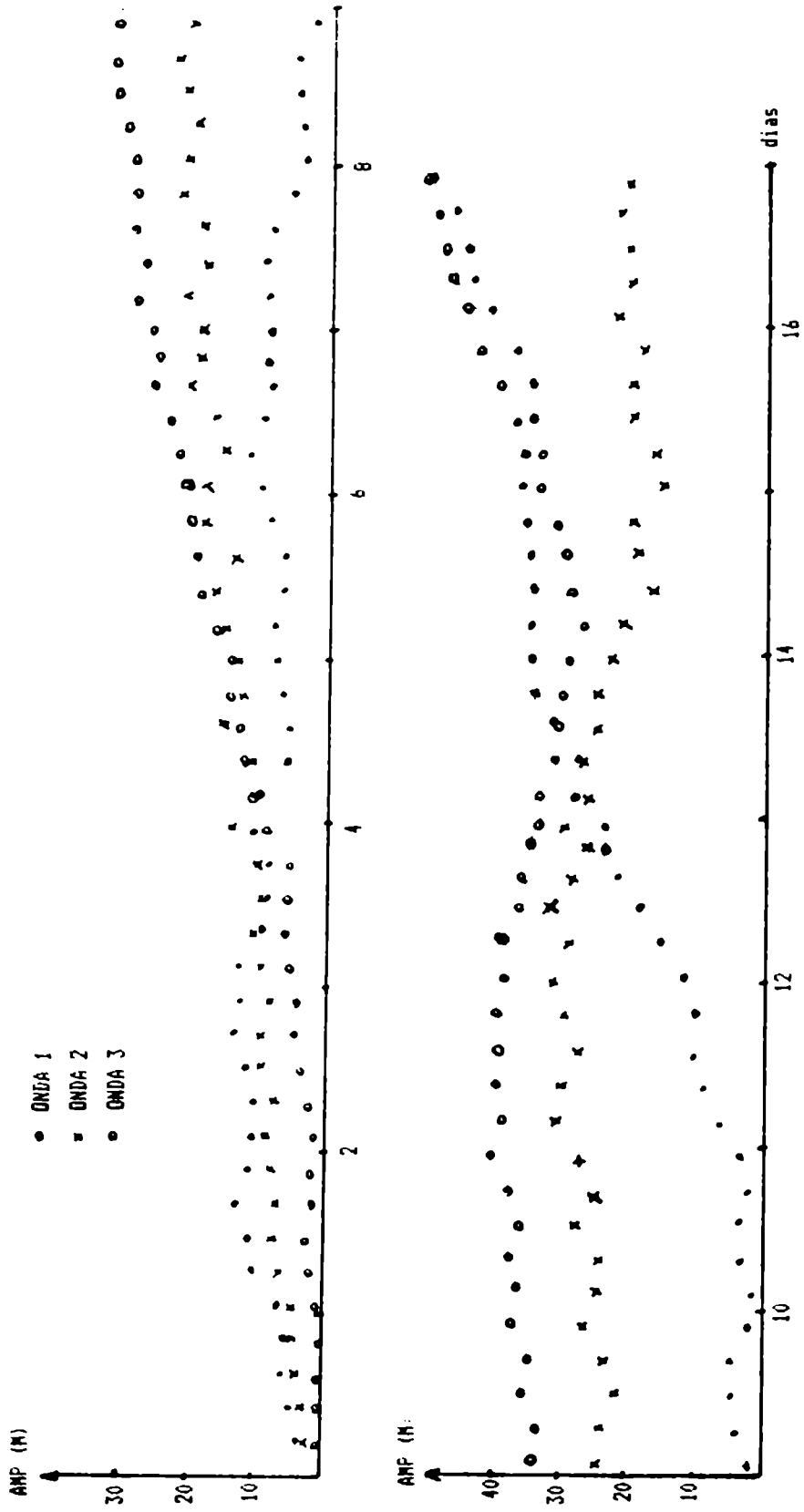


Fig. 55: a) Evolución de la amplitud de las ondas 1, 2 y 3 durante la experiencia del bloqueo.

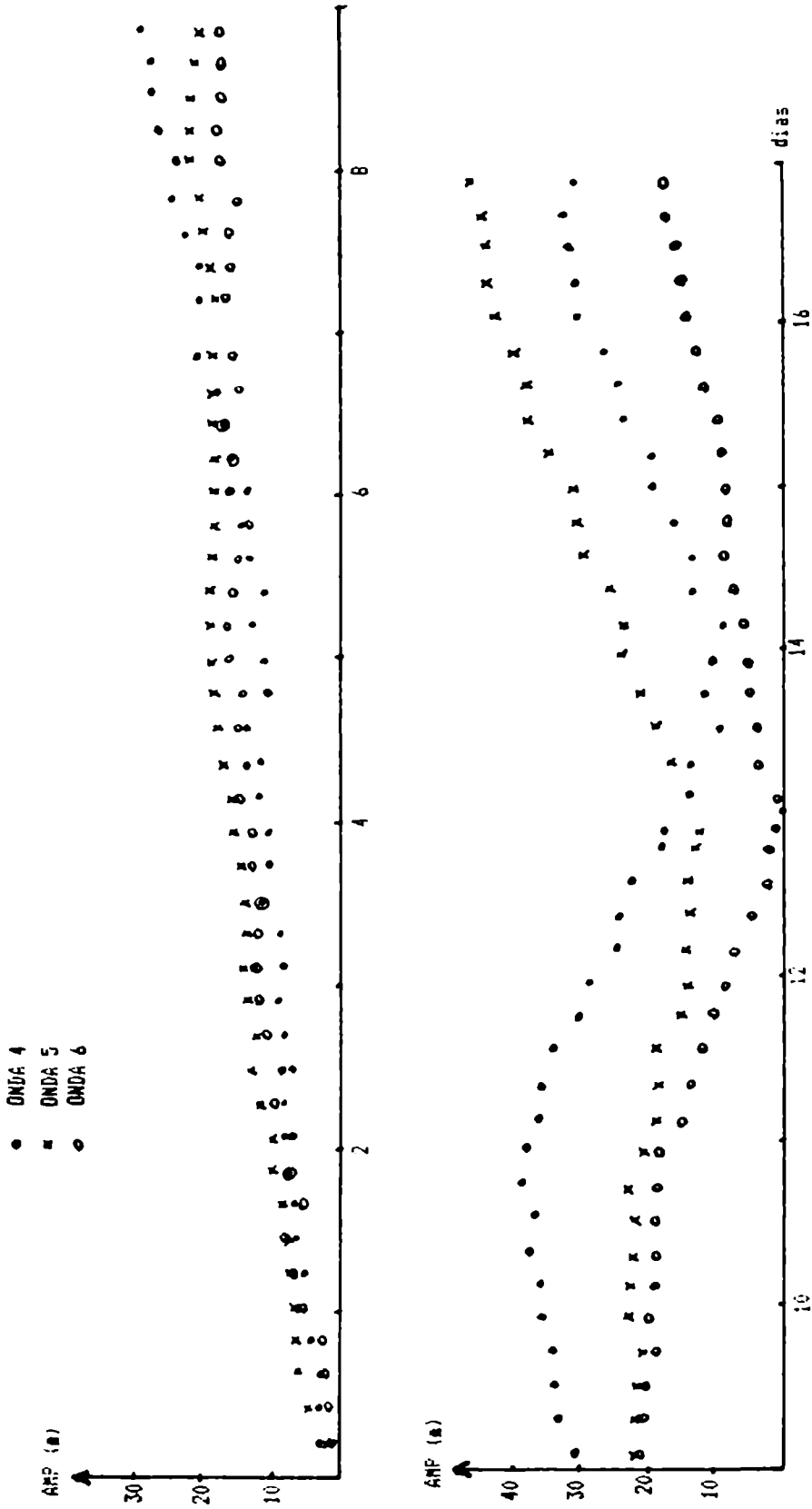


Fig. 55: b) Evolución de la amplitud de las ondas 4, 5 y 6 durante la experiencia del bloqueo.

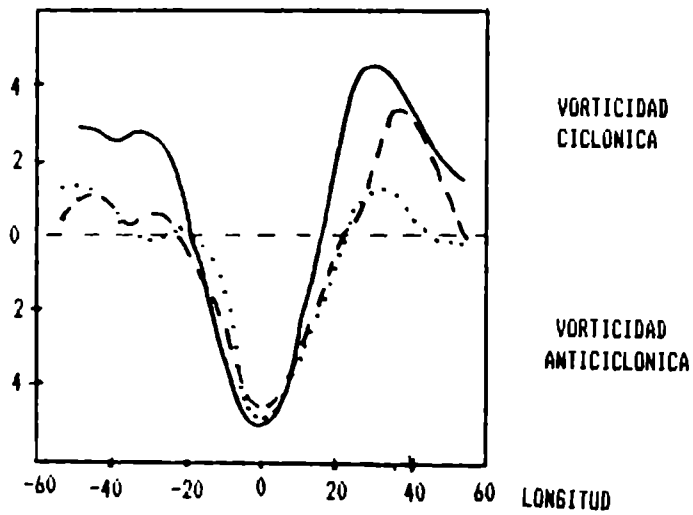


Fig. 56: Vorticidad en función de la longitud para el día 11 en la latitud de máxima vorticidad anticiclónica (línea de trazos) y para el día 13 (línea de puntos). En línea continua, el perfil obtenido por Hartmann y Ghan (1980) para el océano Pacífico. Los valores deben ser multiplicados por 10^{-8} s^{-1} .

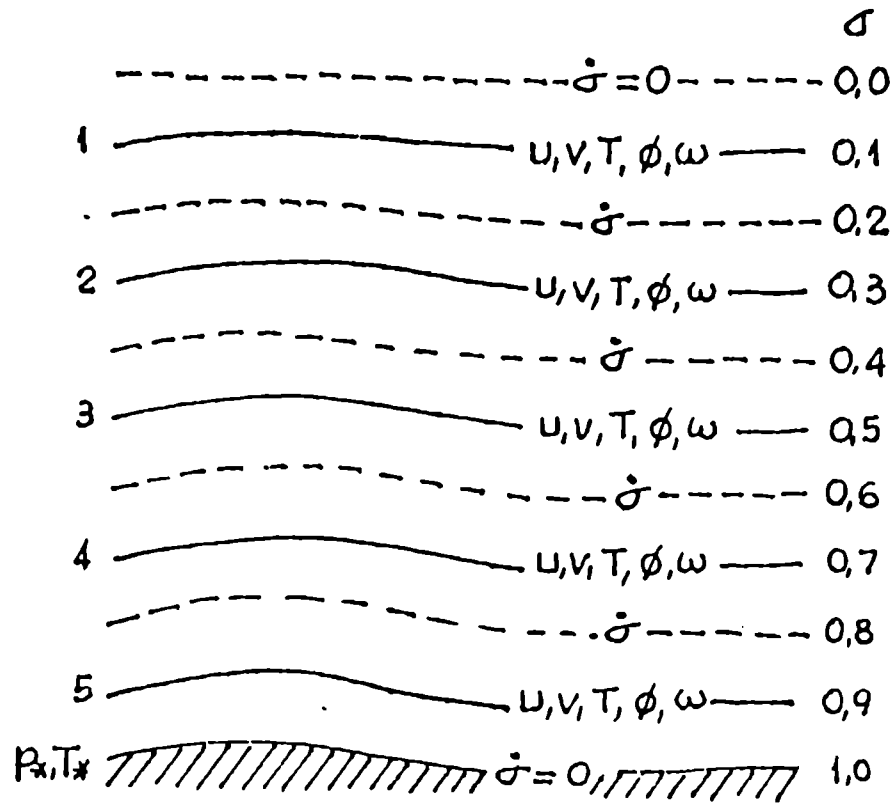


Fig. 57: Distribución de variables en la vertical en el modelo baroclínico (de Núñez, 1980).

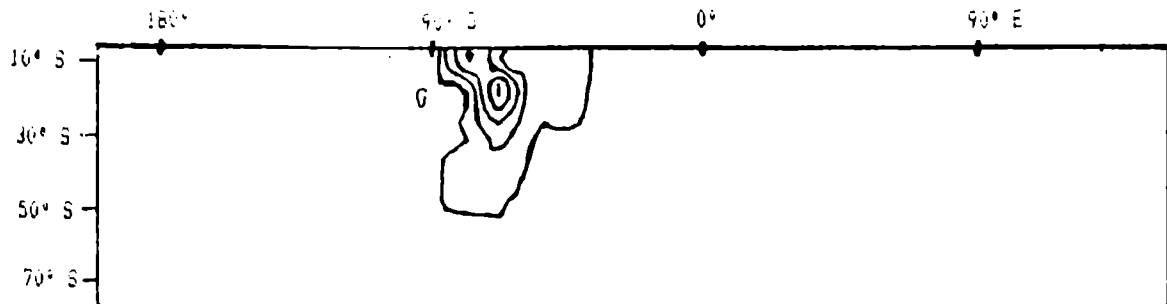


Fig. 58: Orografía envolvente ($\epsilon = 1$) en un retículo de $10^\circ \times 5^\circ$, empleada en las experiencias baroclínicas. (Isolíneas cada 1000 m).

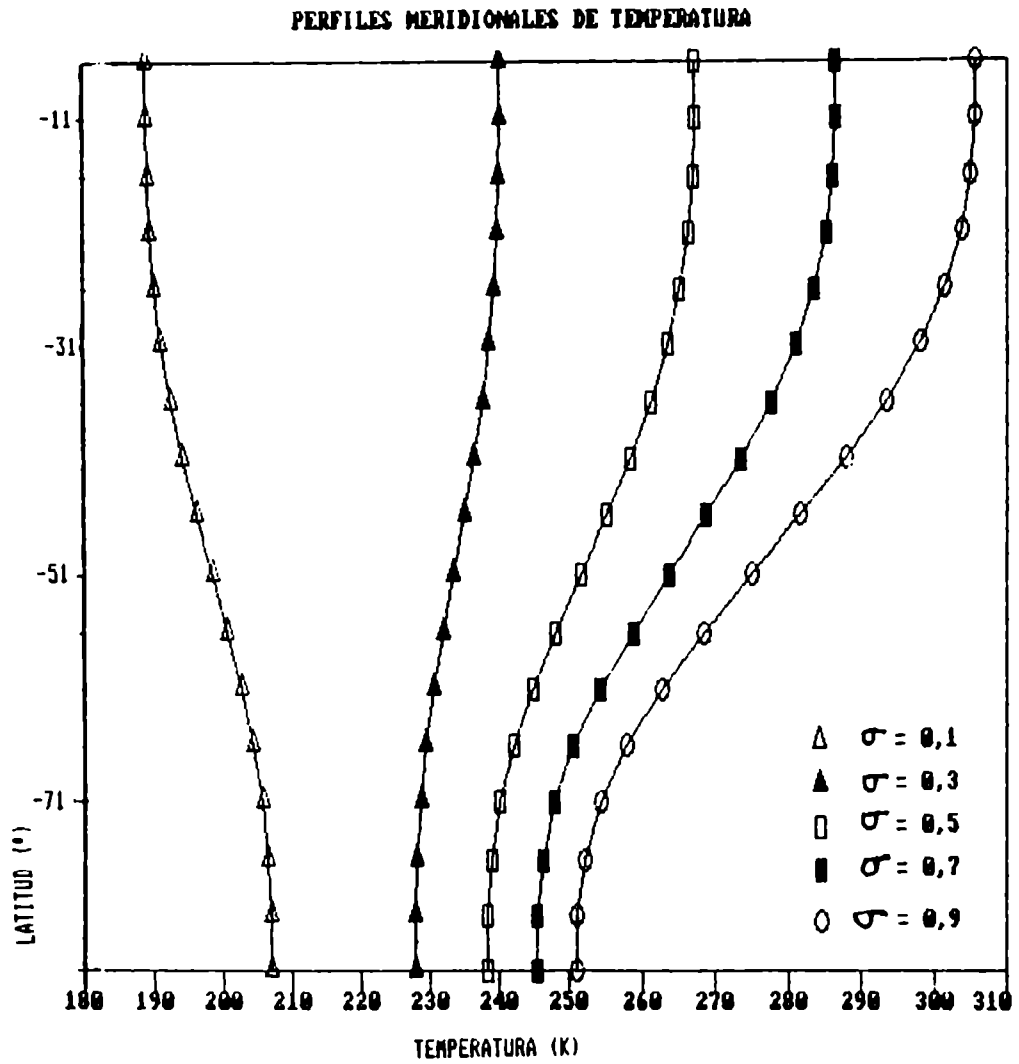


Fig. 59: a) Promedios zonales de la temperatura para cada nivel del modelo.

PERFILES MERIDIONALES DE U

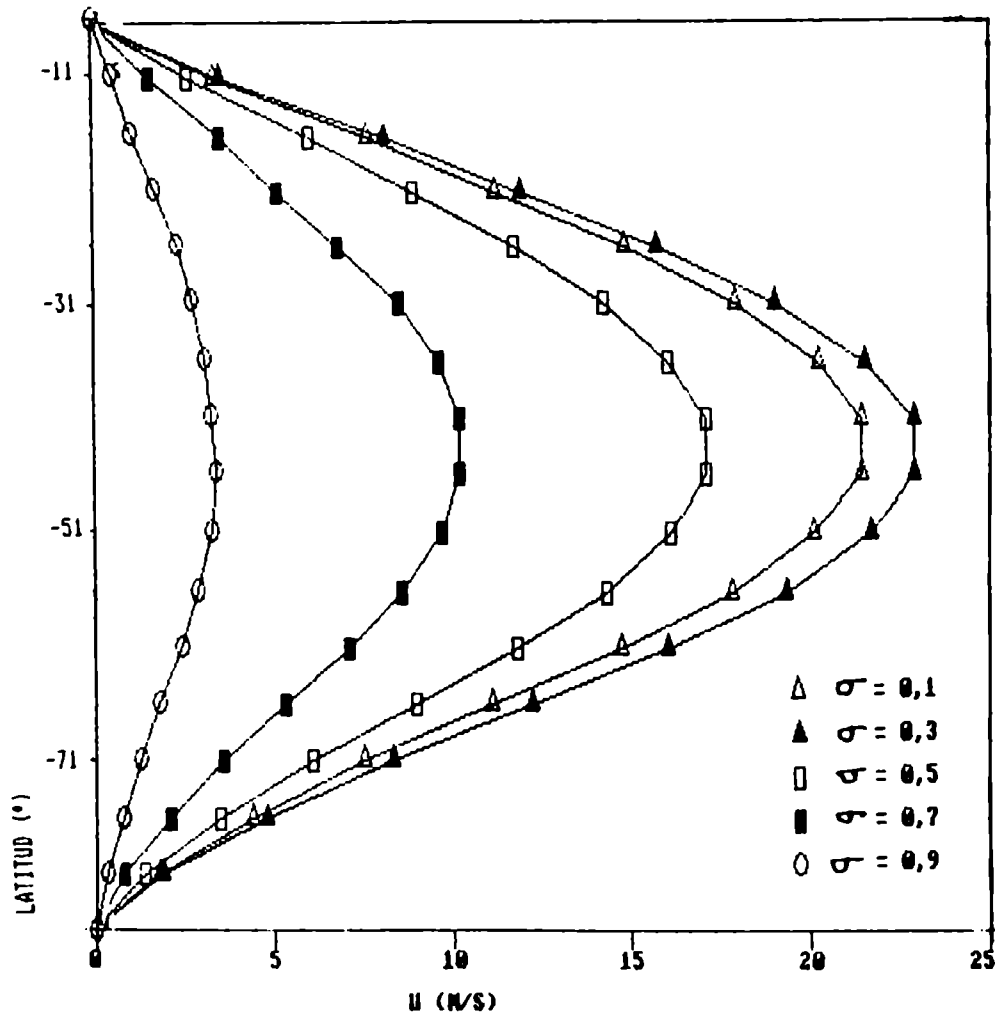


Fig. 59: b) Promedios zonales de la componente u de la velocidad para cada nivel del modelo.

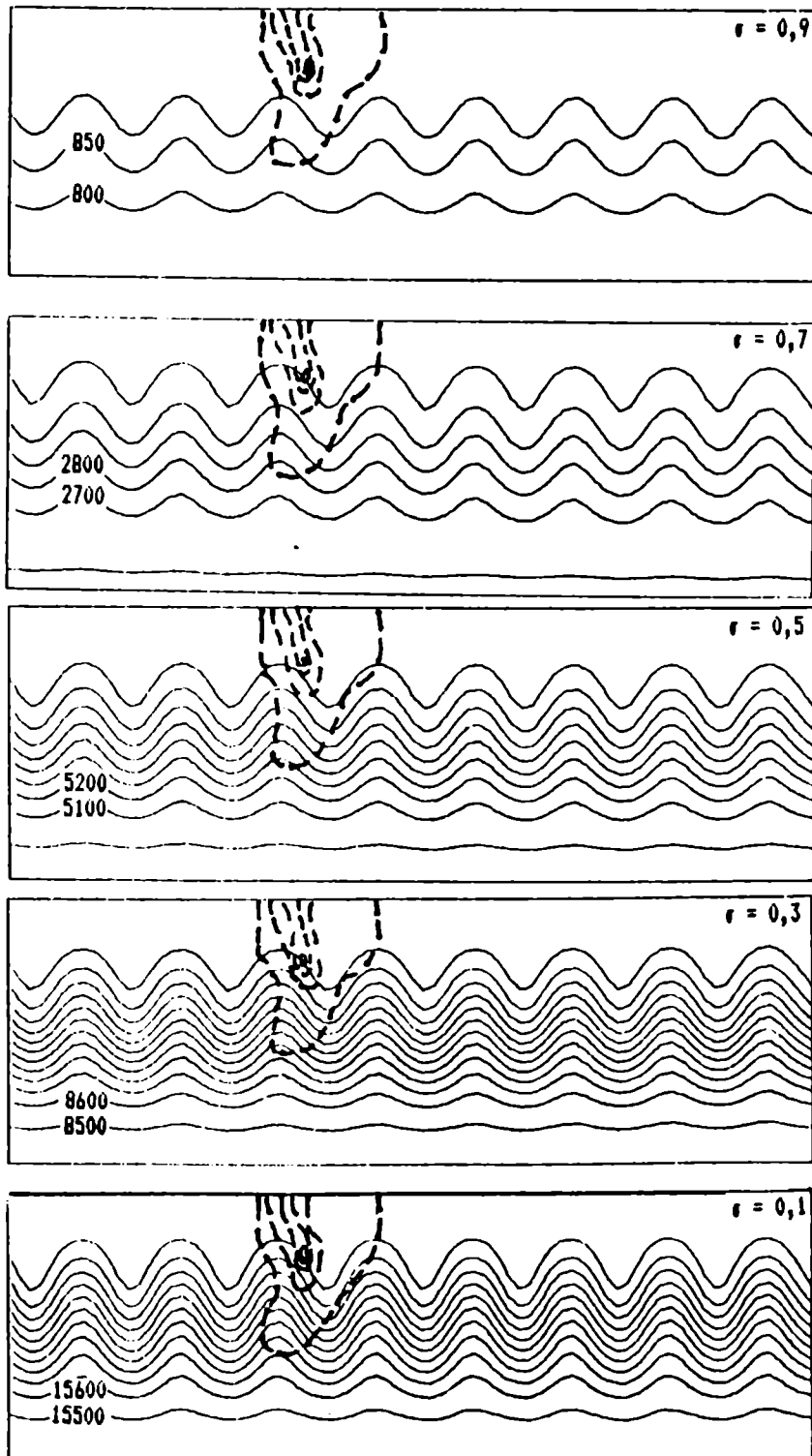


Fig. 60: Alturas geopotenciales en cada nivel σ , en el instante inicial. (Isolíneas en mgp).

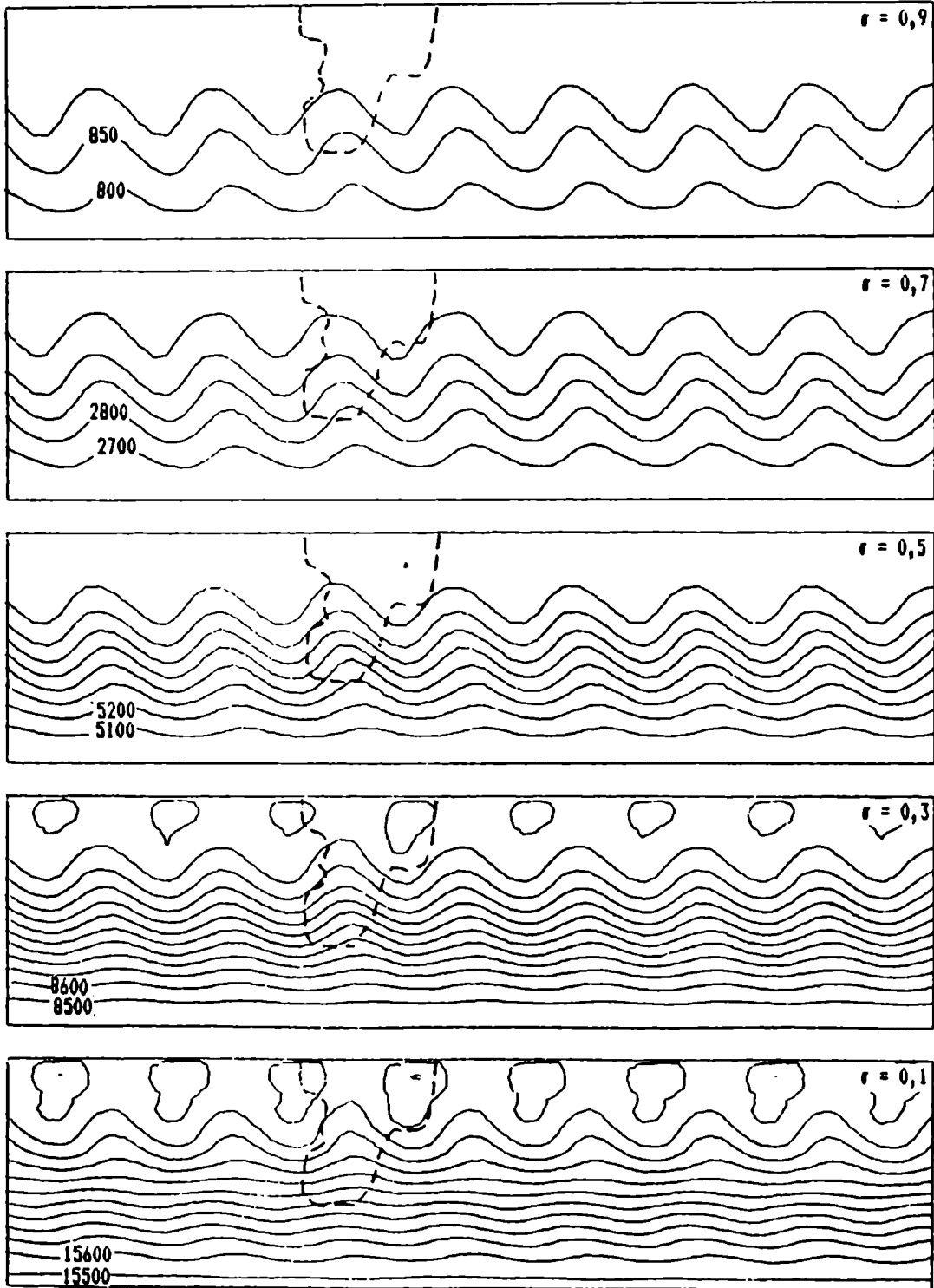


Fig. 61: Alturas geopotenciales en cada nivel σ , para la hora 24 de integración en la experiencia BC2. (Isolíneas en mgs).

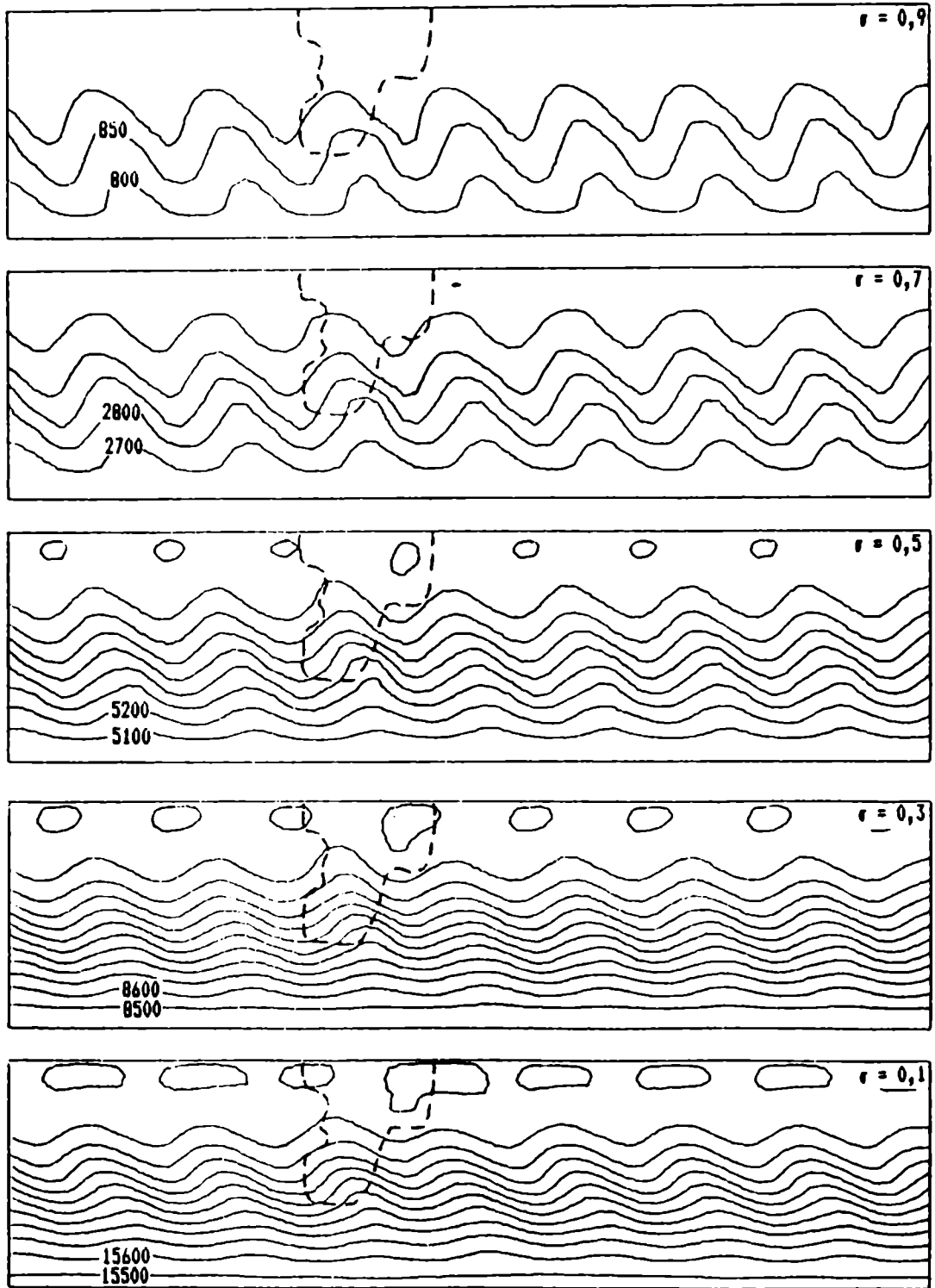


Fig. 62: Idem Fig. 61, pero para la hora 48 de integración. (Isolíneas en mgp).

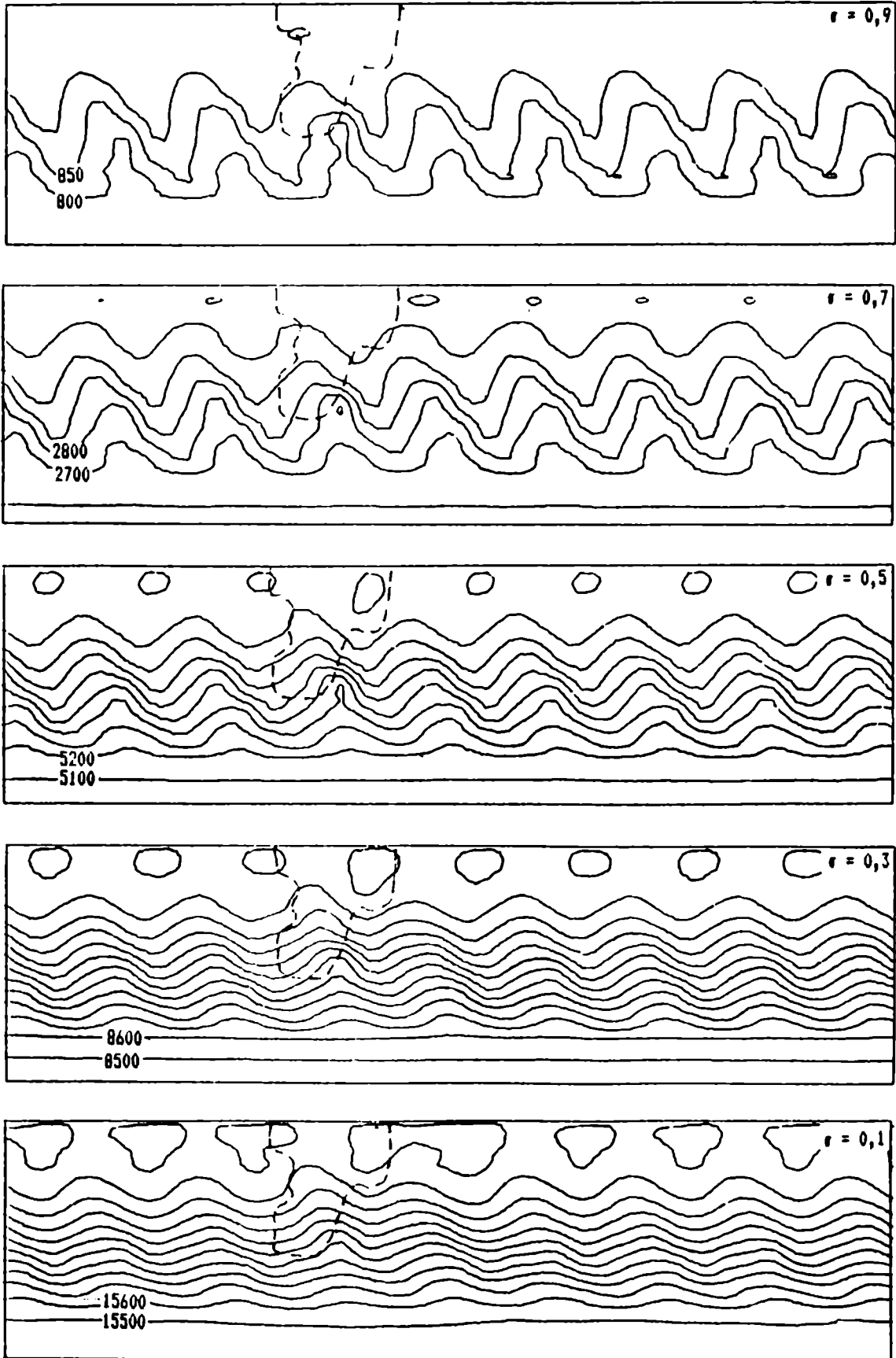


Fig. 63: Idem Fig. 61, pero para la hora 72 de integración. (Isolíneas en mmp).

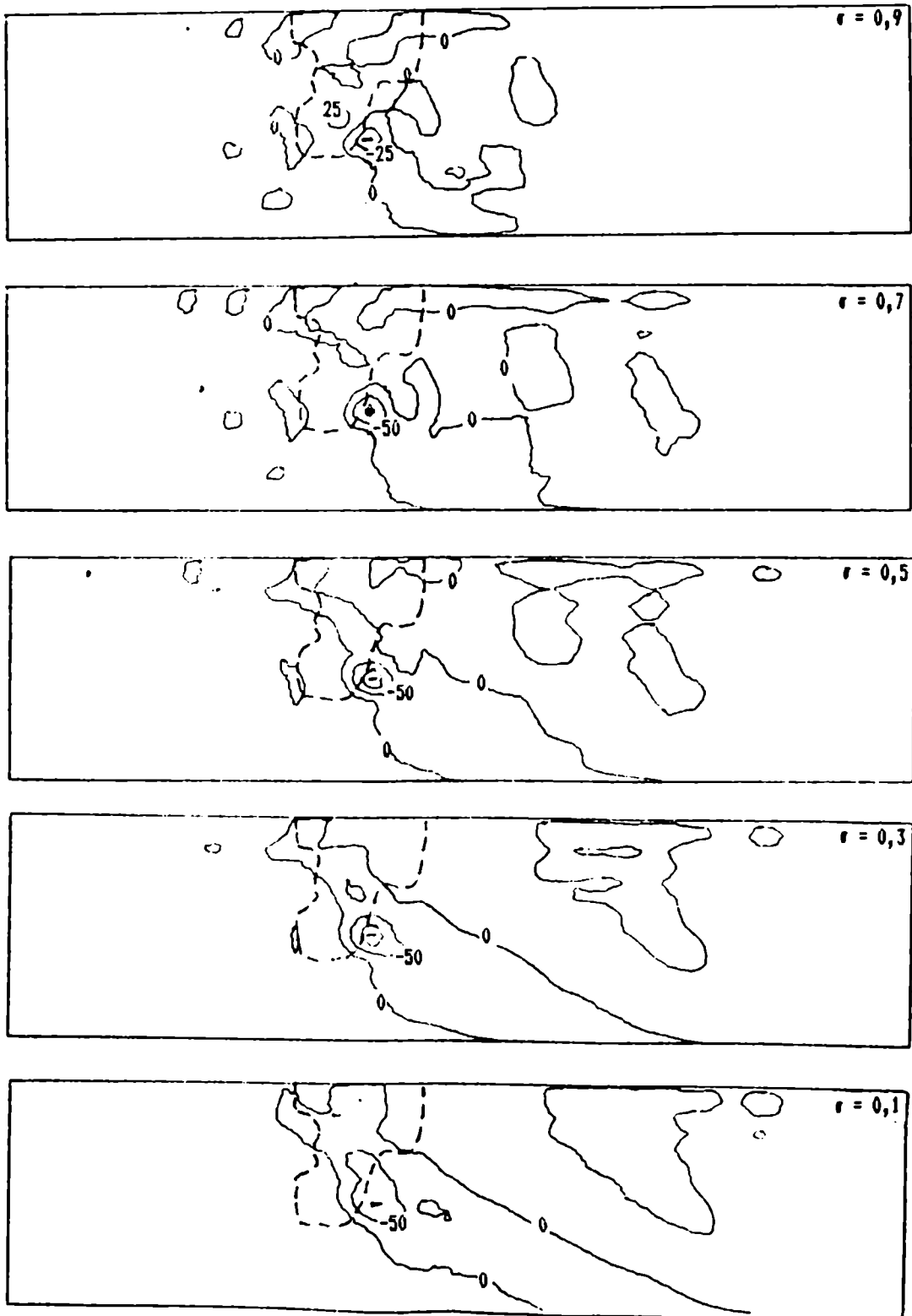


Fig. 64: Alturas geopotenciales de la experiencia BC2 en la hora 72 a las que se les han restado las alturas geopotenciales correspondientes de la experiencia BC1. (Isolíneas en mgp).

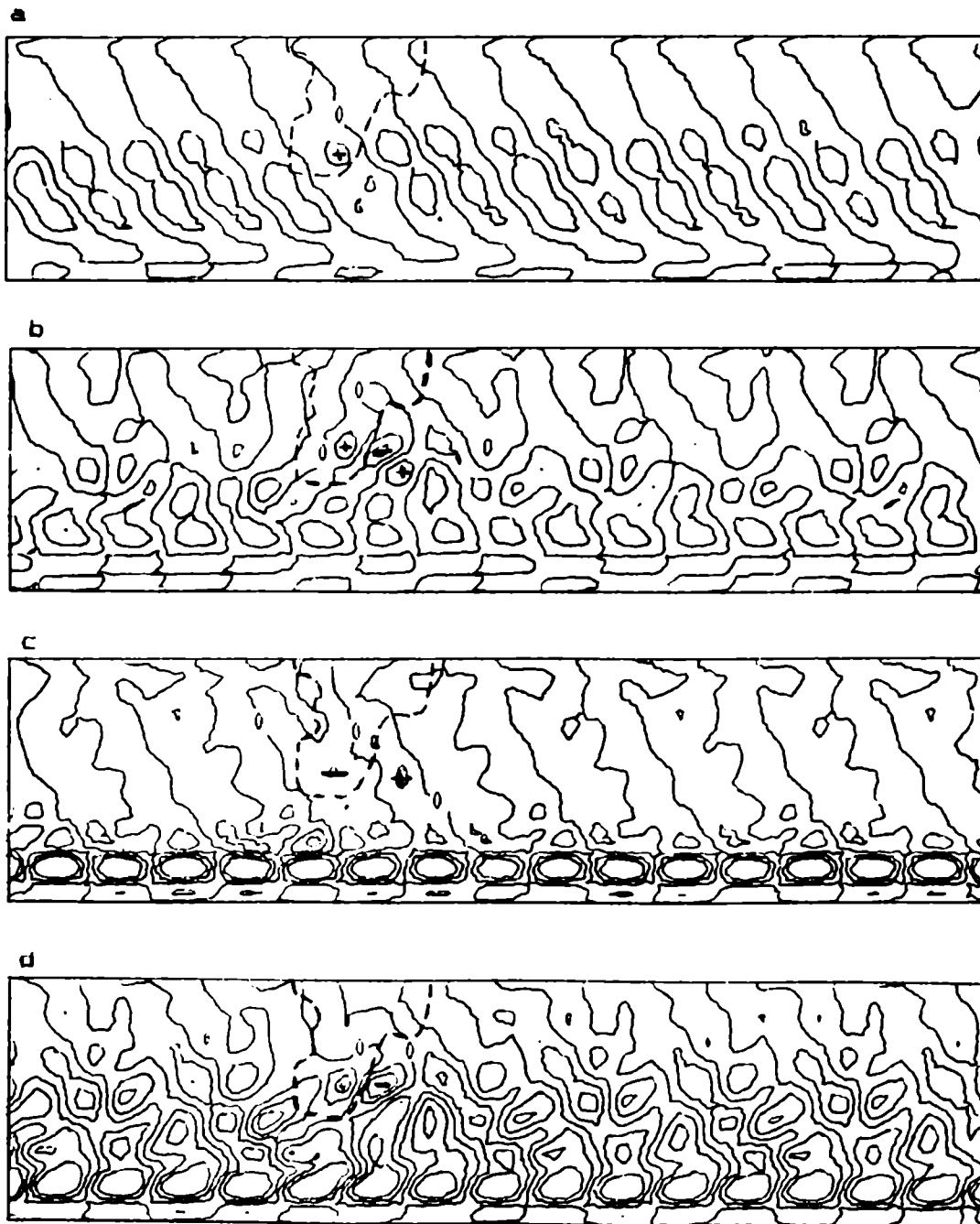


Fig. 65: Experiencia BC2 en la hora 72 de integración:
 (a) Advección de vorticidad. (Isolíneas cada $2 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (b) Laplaciano de la advección de espesores. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (c) Laplaciano del término de la estabilidad. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (d) Variación local de la vorticidad en $\sigma=0,9$. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)

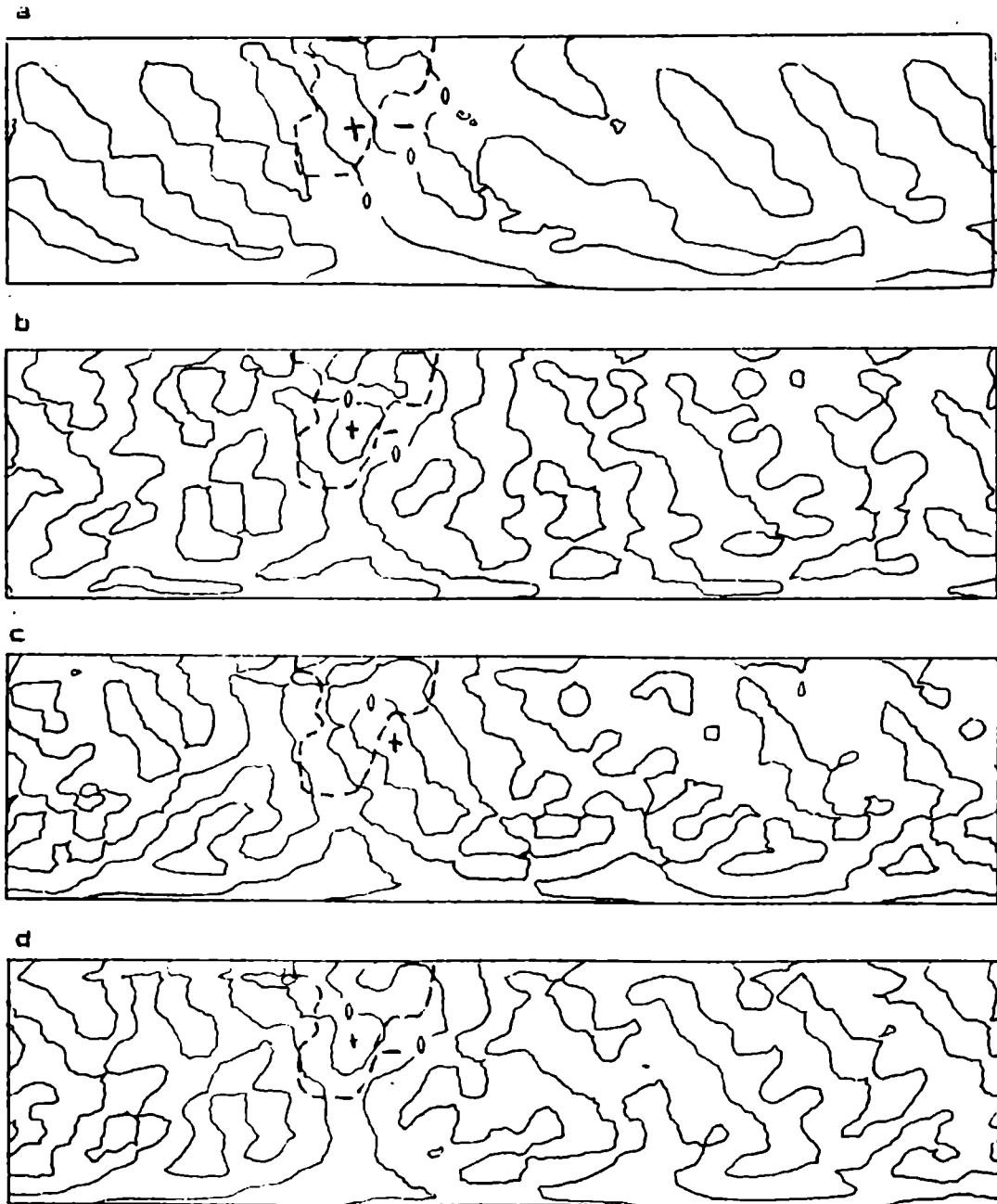


Fig. 66: Hora 72 de integración.
 (a) Diferencias entre la advección de vorticidad de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).
 (b) Diferencias entre el Laplaciano de la advección de espesores de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).
 (c) Diferencias entre el término de la estabilidad de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).
 (d) Diferencias entre la variación local de la vorticidad en $\sigma=0,9$ de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).

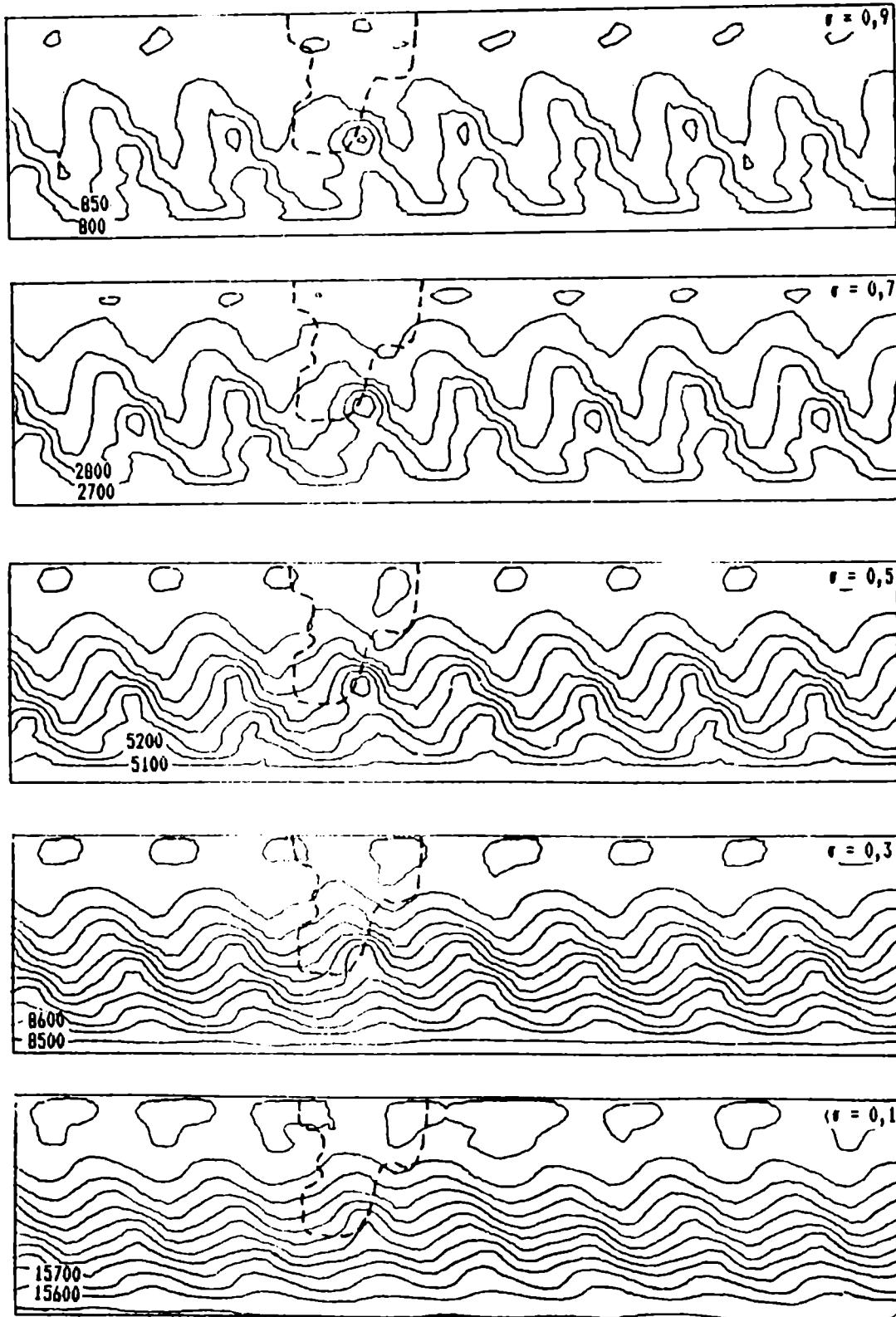


Fig. 67: Alturas geopotenciales en cada nivel σ , para la hora 96 de integración en la experiencia BC2. (Isolíneas en mgp).

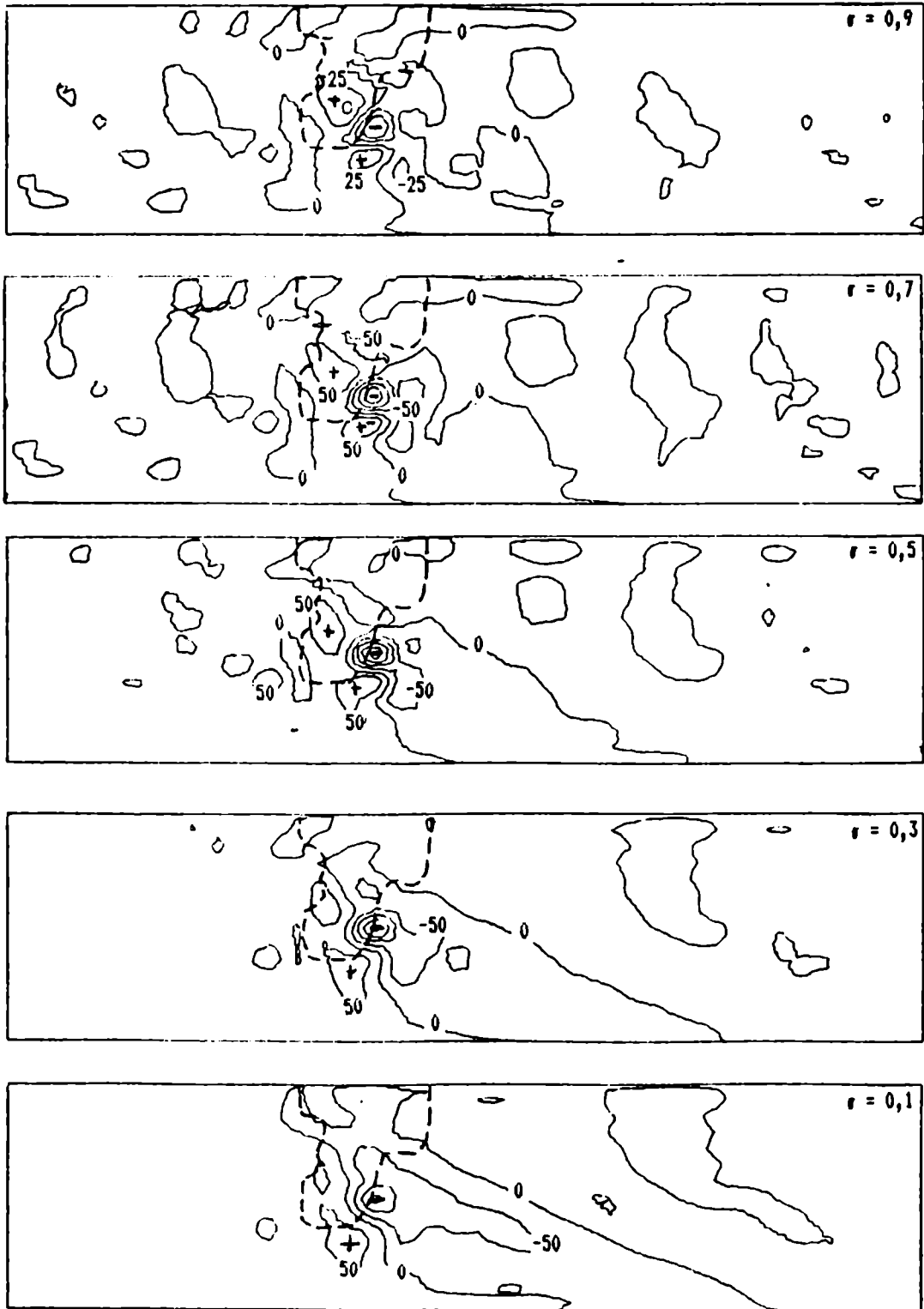


Fig. 68: Alturas geopotenciales de la experiencia BC2 en la hora 96 a las que se les han restado las alturas geopotenciales correspondientes de la experiencia BC1. (Isolíneas en mgp).

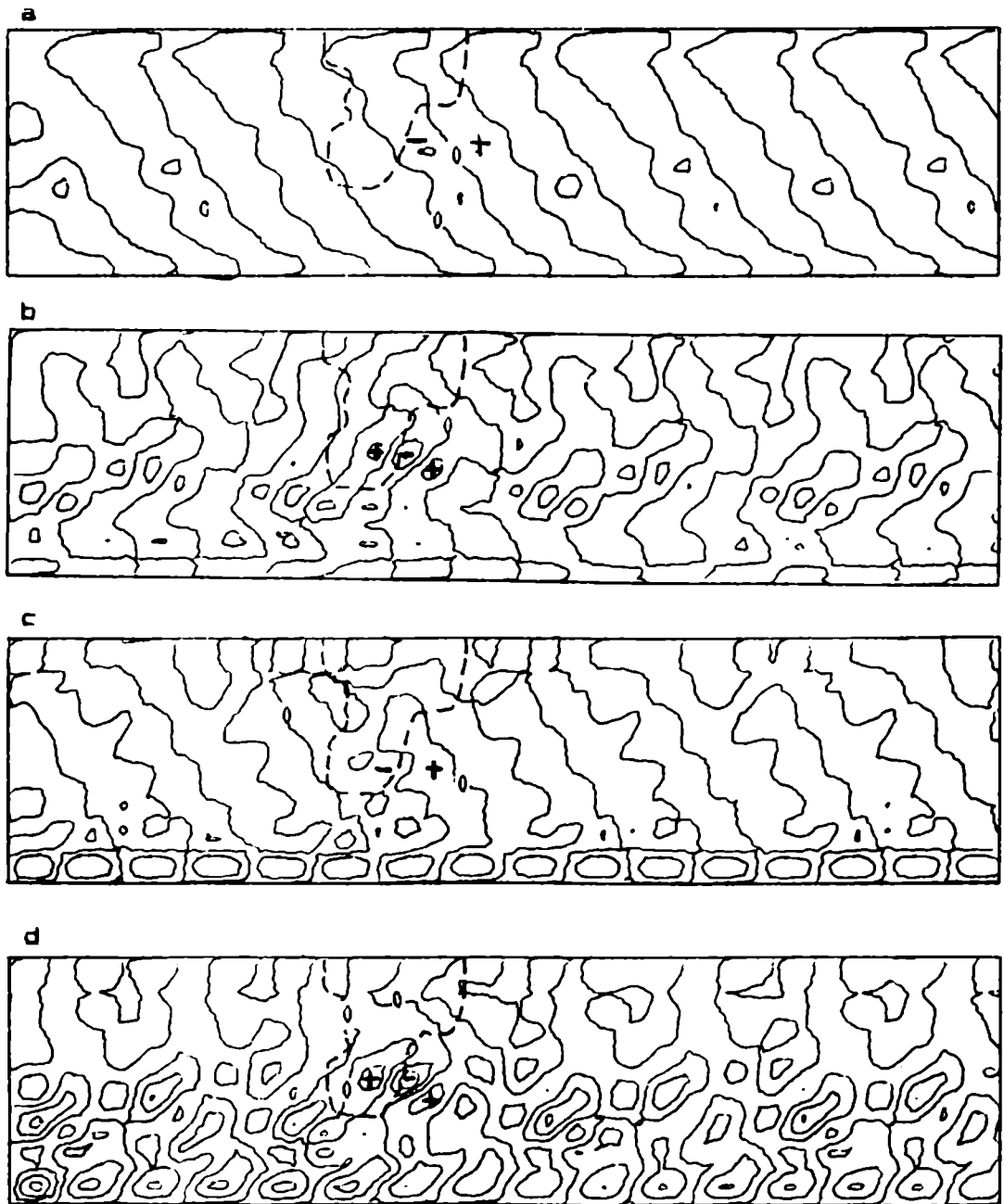


Fig. 69: Experiencia BC2 en la hora 96 de integración:
 (a) Advección de vorticidad. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (b) Laplaciano de la advección de espesores. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (c) Laplaciano del término de la estabilidad. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (d) Variación local de la vorticidad en $\sigma=0,9$. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)

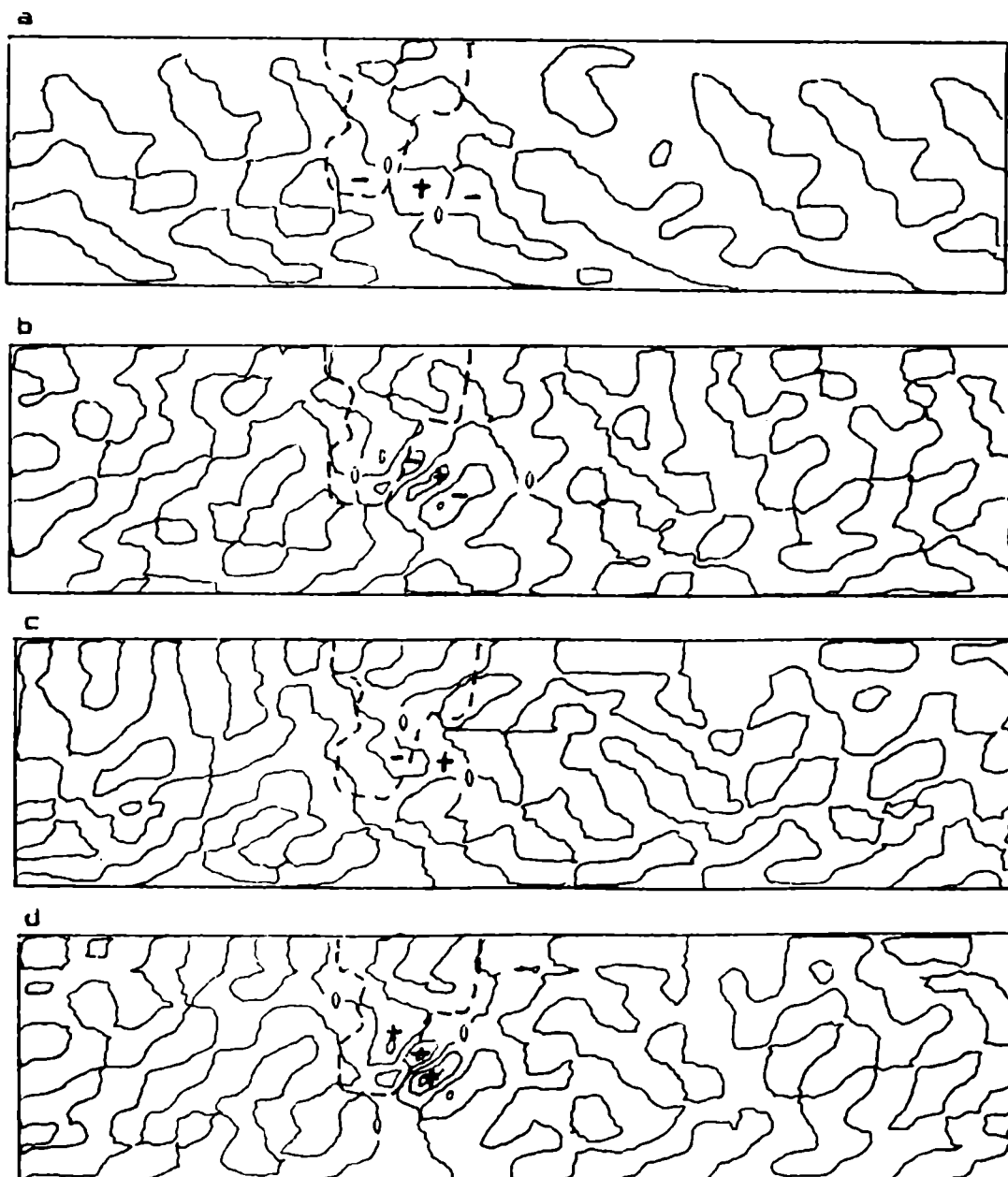


Fig. 70: Hora 96 de integración.

(a) Diferencias entre la advección de vorticidad de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).

(b) Diferencias entre el Laplaciano de la advección de espesores de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).

(c) Diferencias entre el término de la estabilidad de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).

(d) Diferencias entre la variación local de la vorticidad en $\sigma=0,9$ de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).

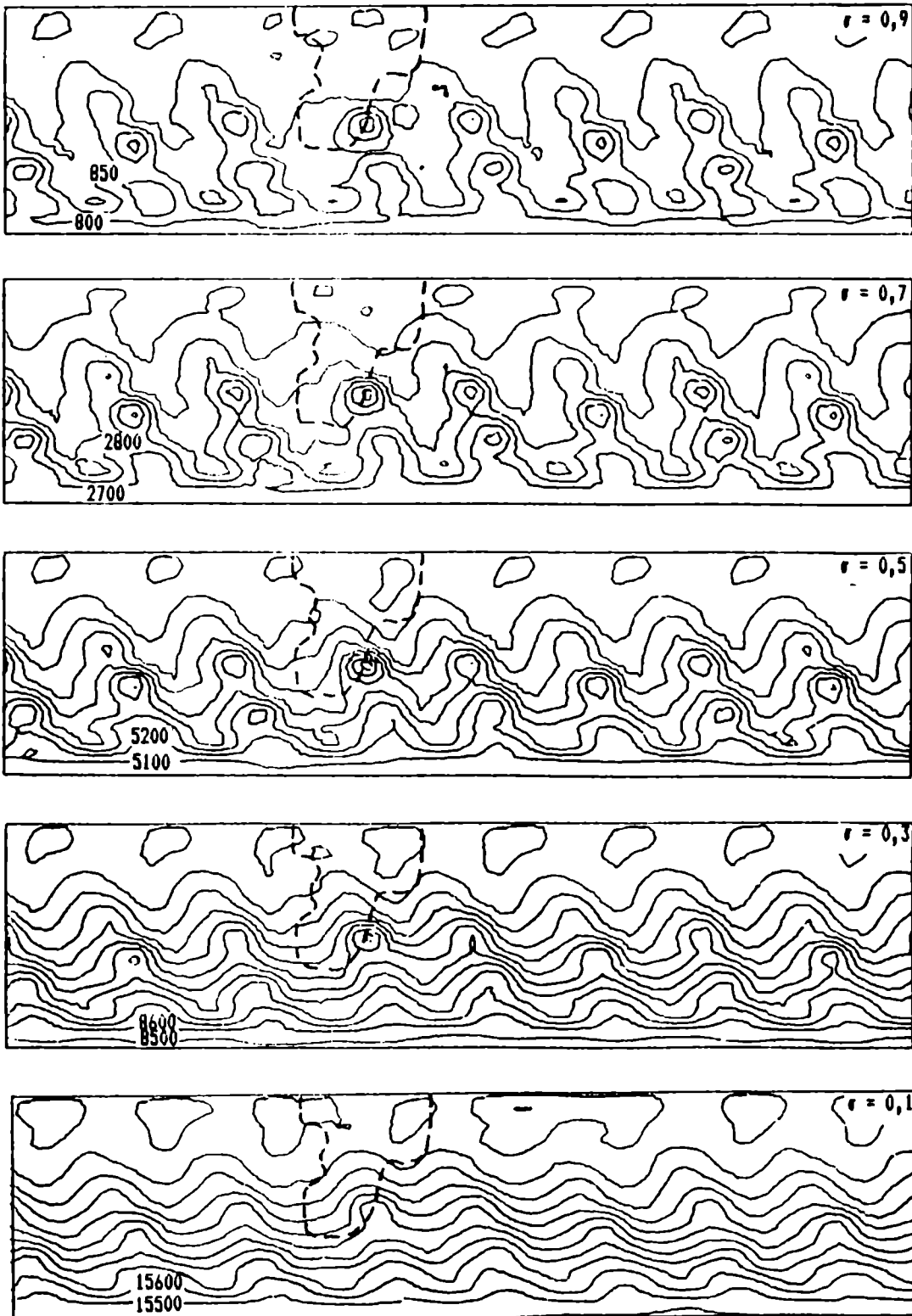


Fig. 71: Alturas geopotenciales en cada nivel σ , para la hora 120 de integración en la experiencia BC2. (Isolíneas en m).

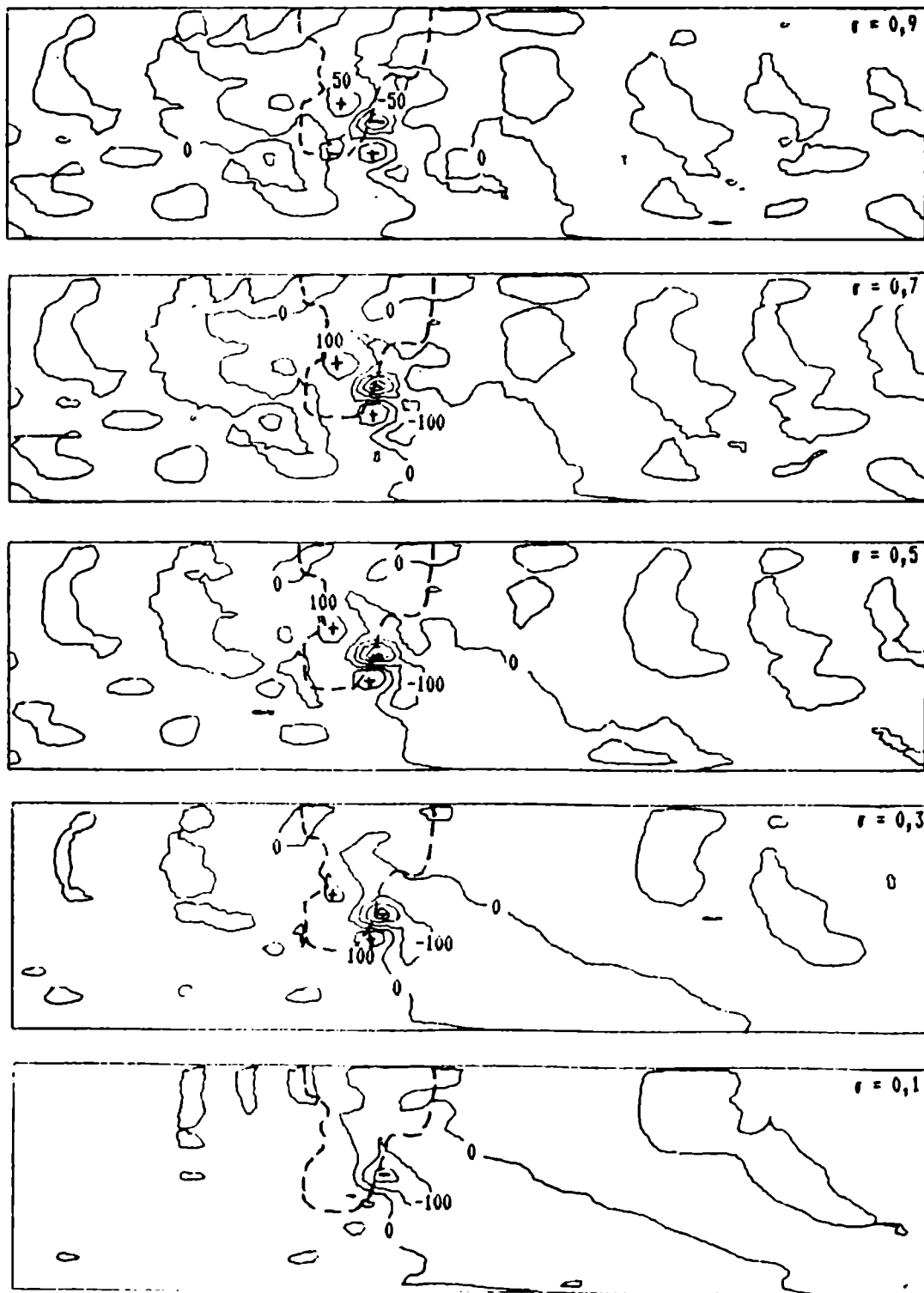


Fig. 72: Alturas geopotenciales de la experiencia BC2 en la hora 120 a las que se les han restado las alturas geopotenciales correspondientes de la experiencia BC1. (Isolíneas en mgp).

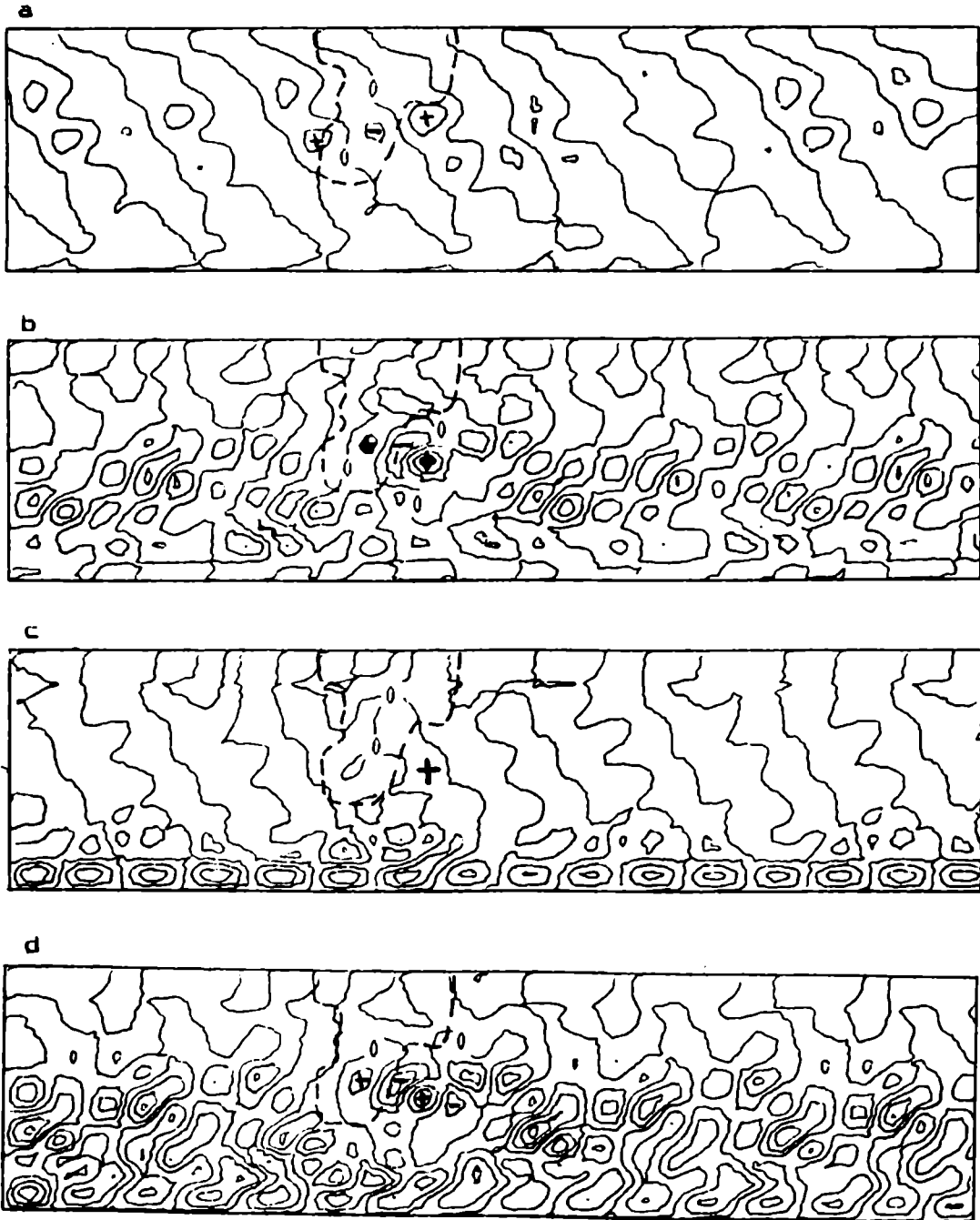


Fig. 73: Experiencia BC2 en la hora 120 de integración:
 (a) Advección de vorticidad. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (b) Laplaciano de la advección de espesores. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (c) Laplaciano del término de la estabilidad. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (d) Variación local de la vorticidad en $\sigma=0,9$. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)

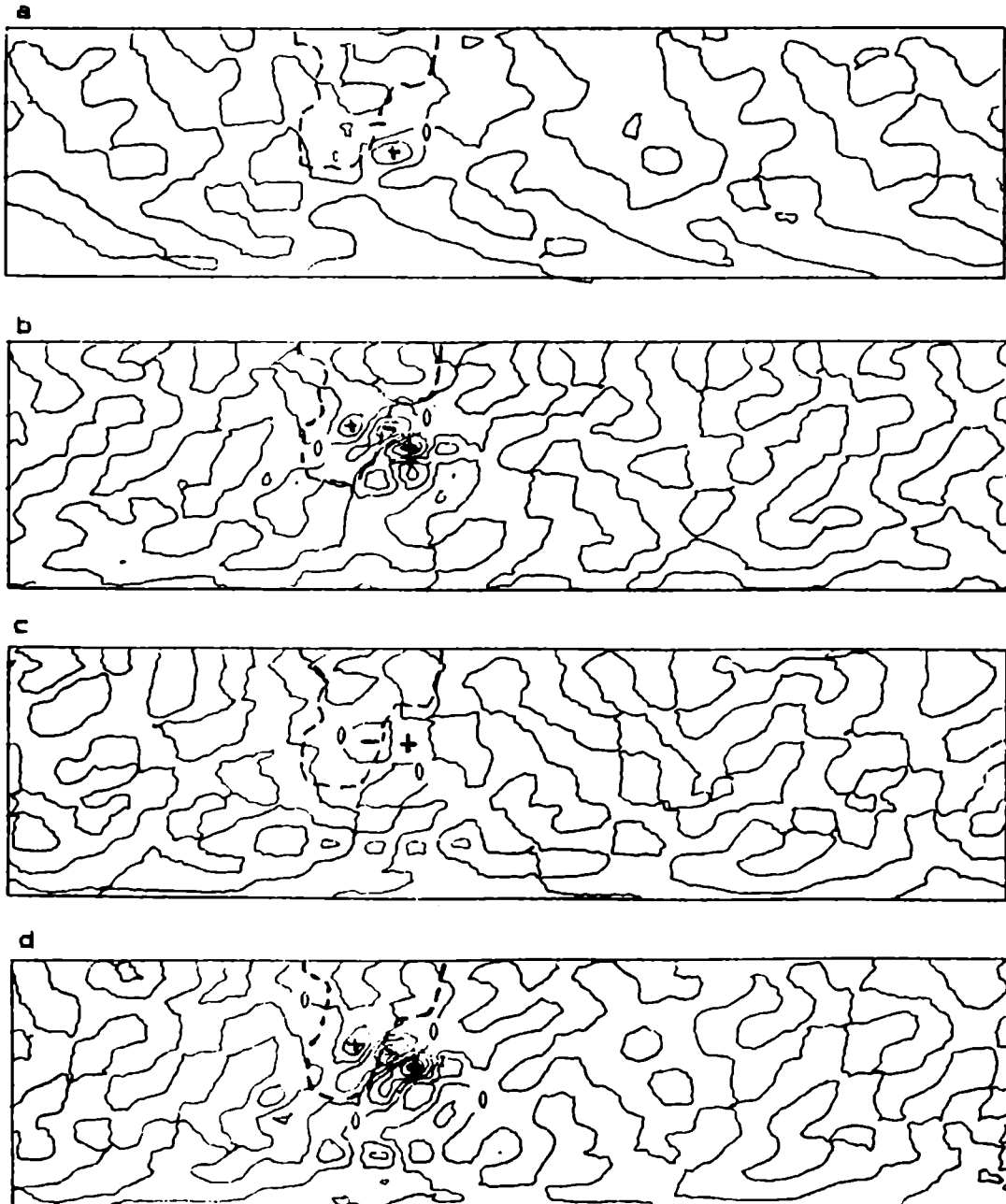


Fig. 74: Hora 120 de integración.

- (a) Diferencias entre la advección de vorticidad de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).
- (b) Diferencias entre el Laplaciano de la advección de espesores de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).
- (c) Diferencias entre el término de la estabilidad de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).
- (d) Diferencias entre la variación local de la vorticidad en $\sigma=0,9$ de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).

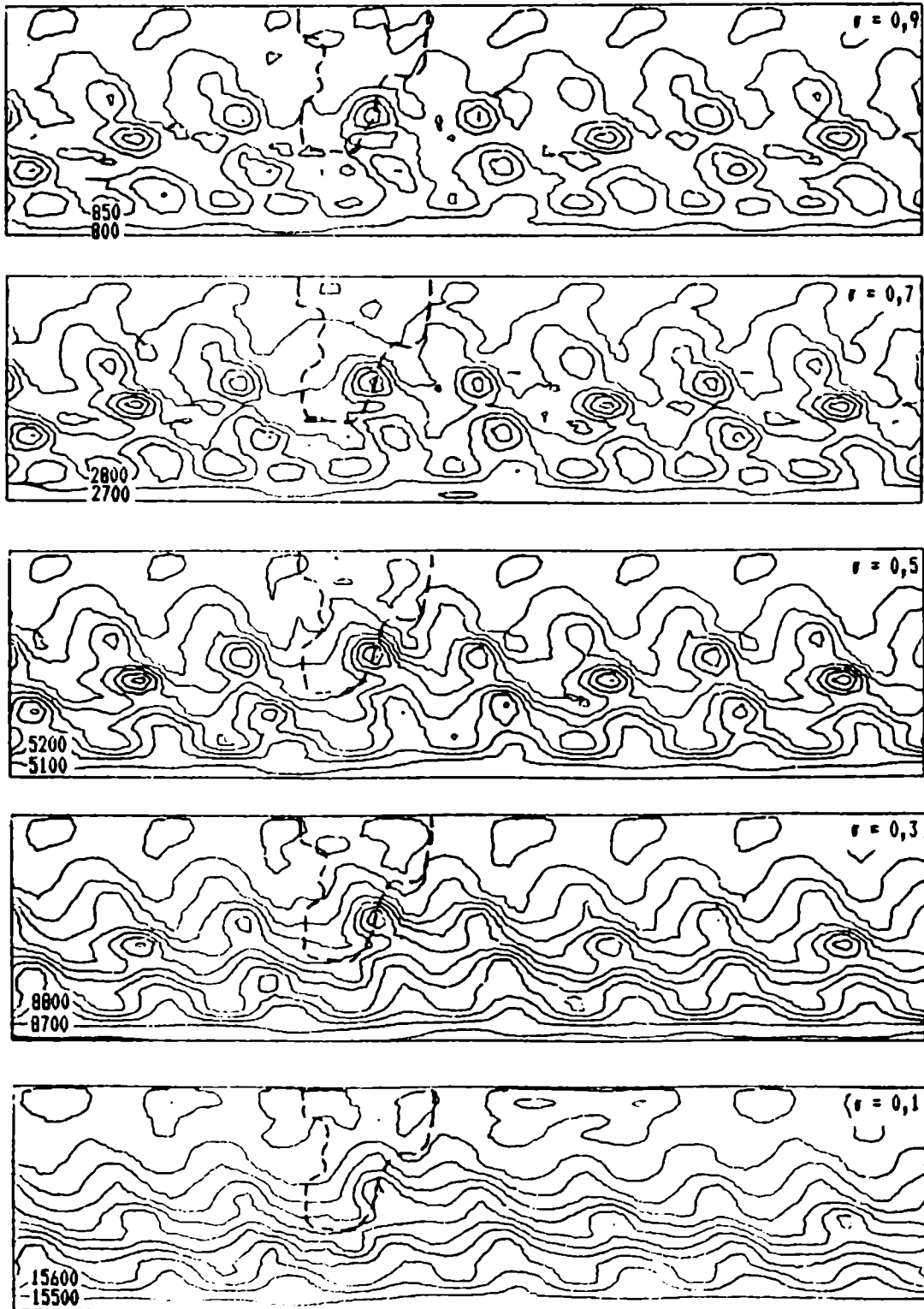


Fig. 75: Alturas geopotenciales en cada nivel σ , para la hora 144 de integración en la experiencia BC2. (Isolíneas en mgp).

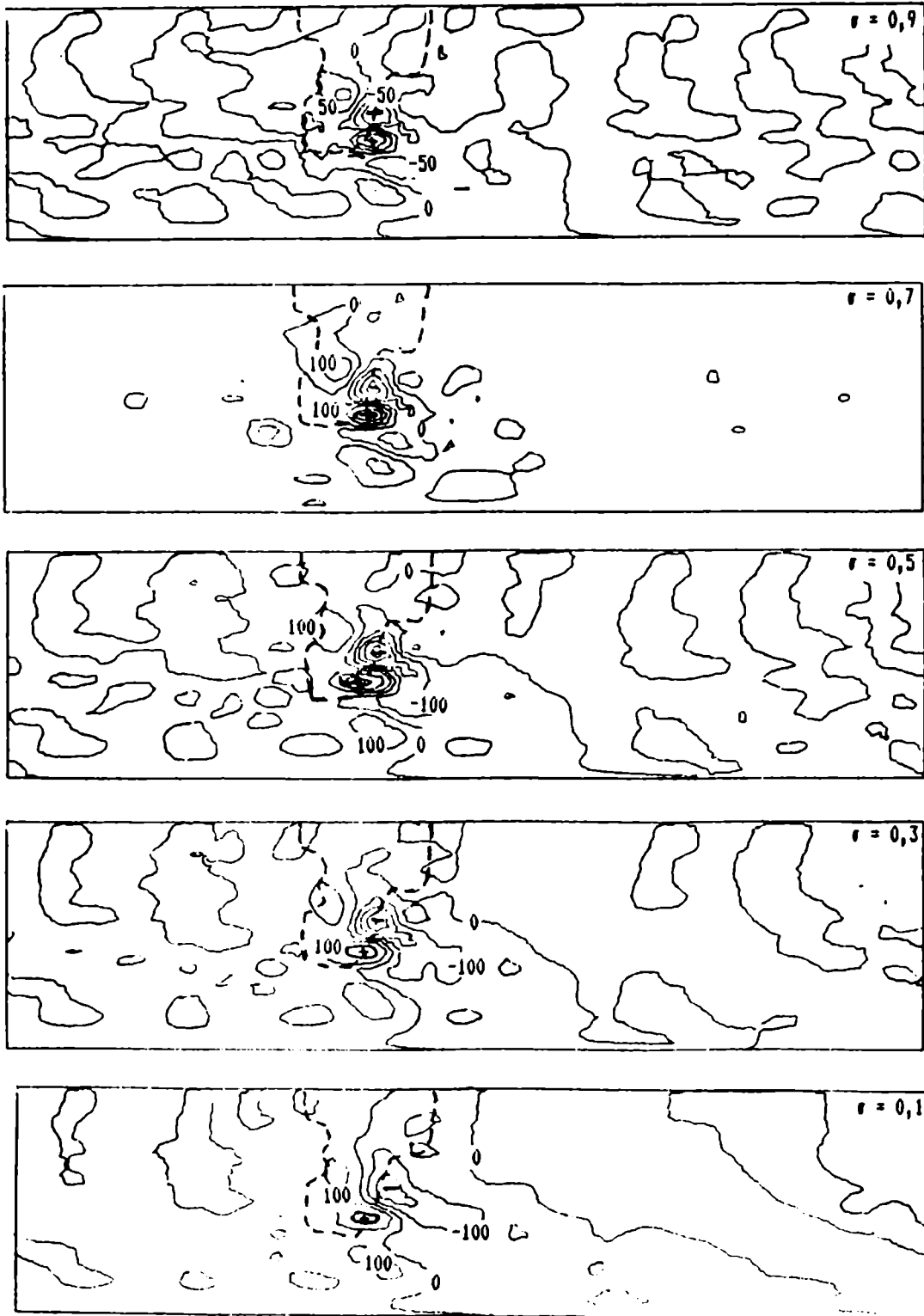


Fig. 76: Alturas geopotenciales de la experiencia BC2 en la hora 144 a las que se les han restado las alturas geopotenciales correspondientes de la experiencia BC1. (Isolíneas en m).

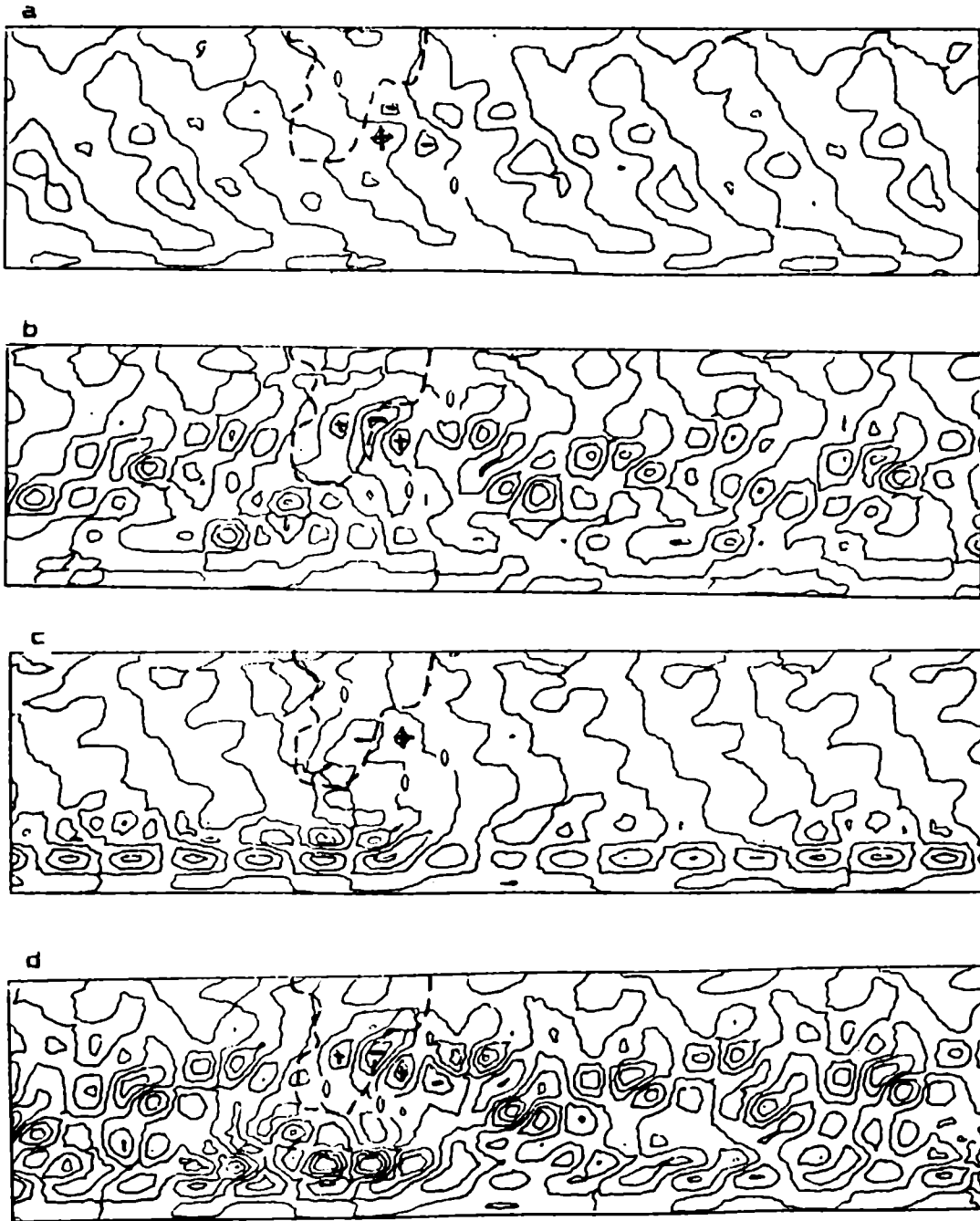


Fig. 77: Experiencia BC2 en la hora 144 de integración:
 (a) Advección de vorticidad. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (b) Laplaciano de la advección de espesores. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (c) Laplaciano del término de la estabilidad. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (d) Variación local de la vorticidad en $r=0,9$. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)

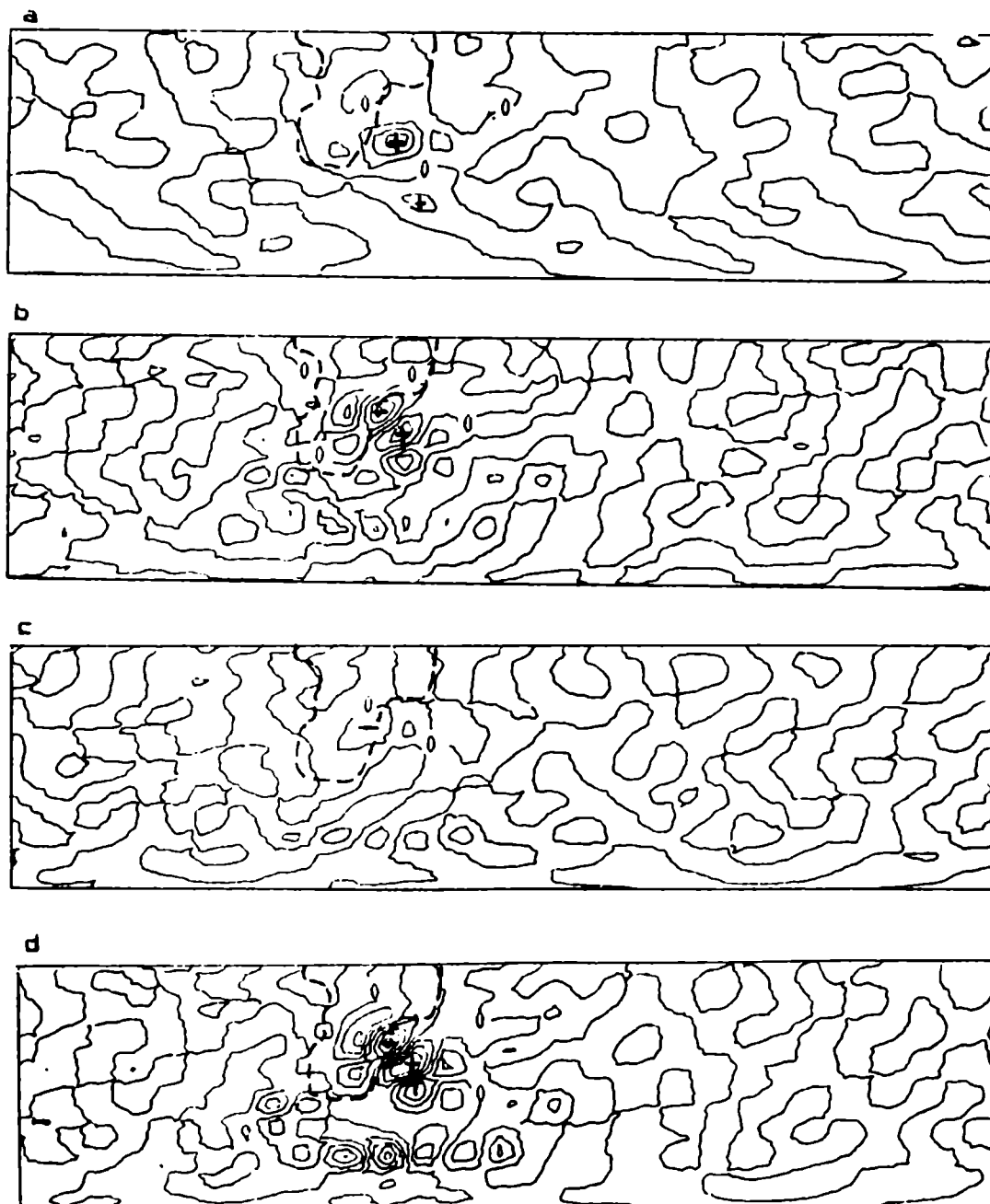


Fig. 7B: Hora 144 de integración.
 (a) Diferencias entre la advección de vorticidad de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).
 (b) Diferencias entre el Laplaciano de la advección de espesores de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).
 (c) Diferencias entre el término de la estabilidad de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).
 (d) Diferencias entre la variación local de la vorticidad en $\sigma=0,9$ de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).

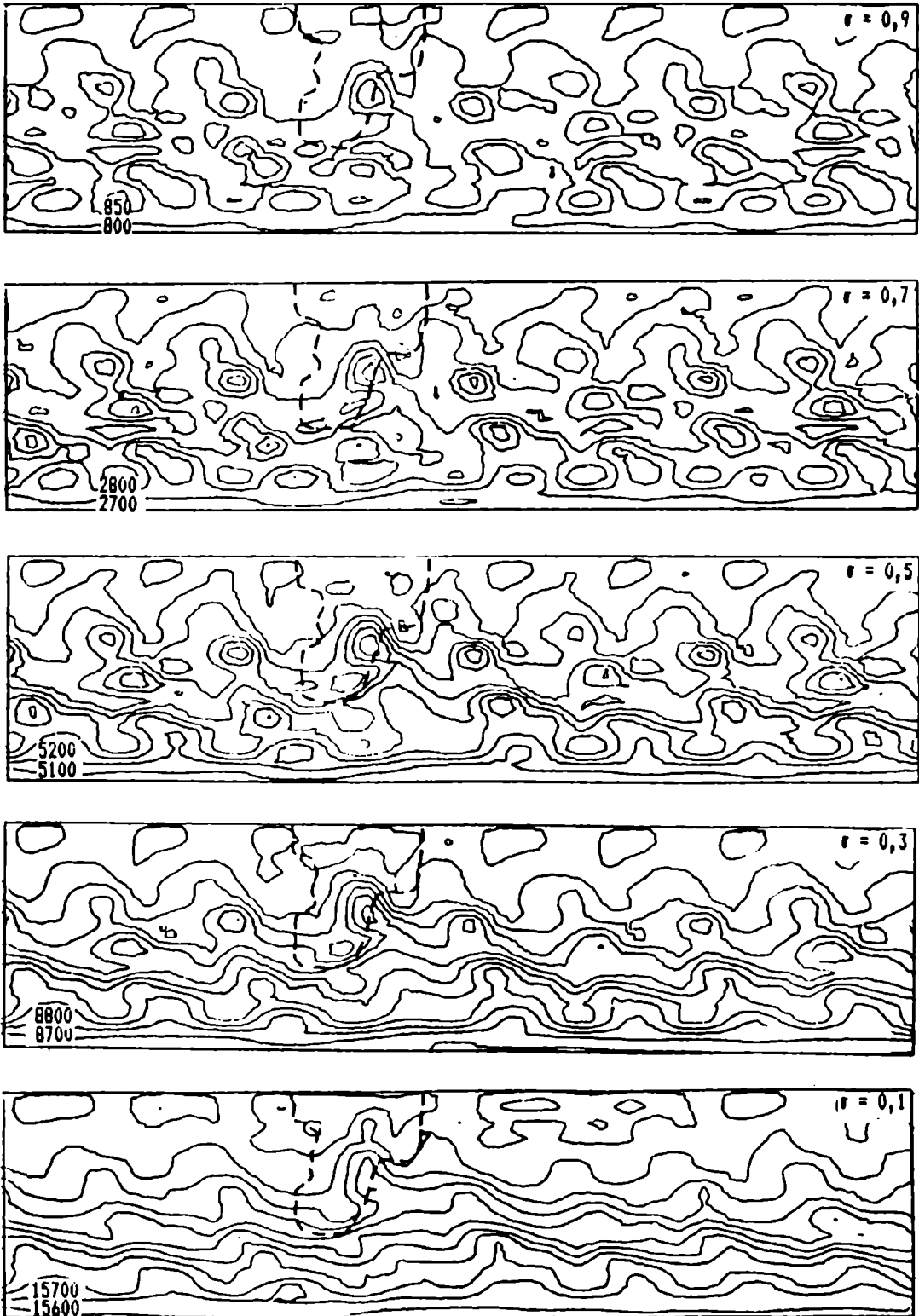


Fig. 79: Alturas geopotenciales en cada nivel σ , para la hora 168 de integración en la experiencia BC2. (Isolíneas en mgs).

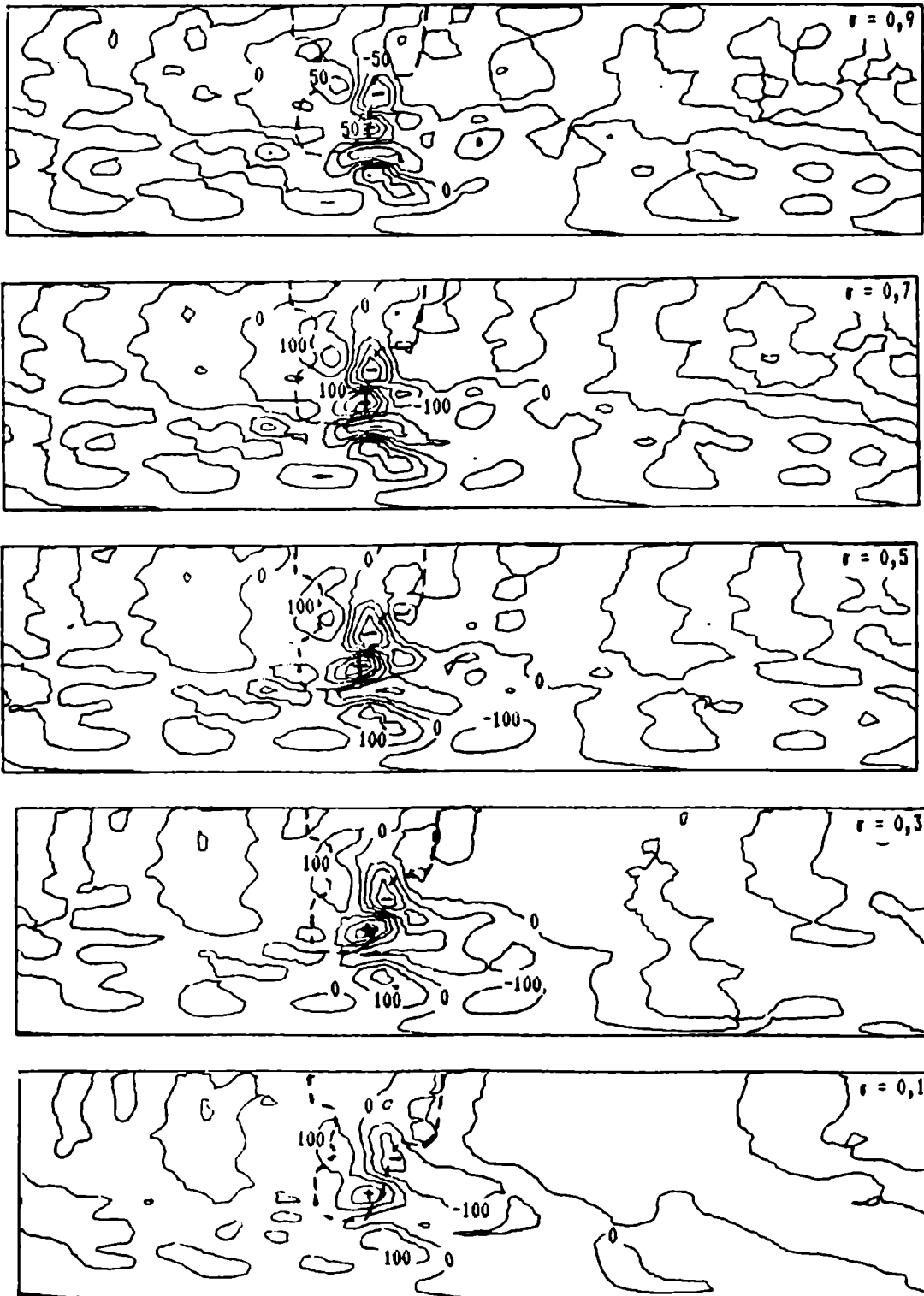


Fig. 80: Alturas geopotenciales de la experiencia BC2 en la hora 168 a las que se les han restado las alturas geopotenciales correspondientes de la experiencia BC1. (Isolíneas en mgp).

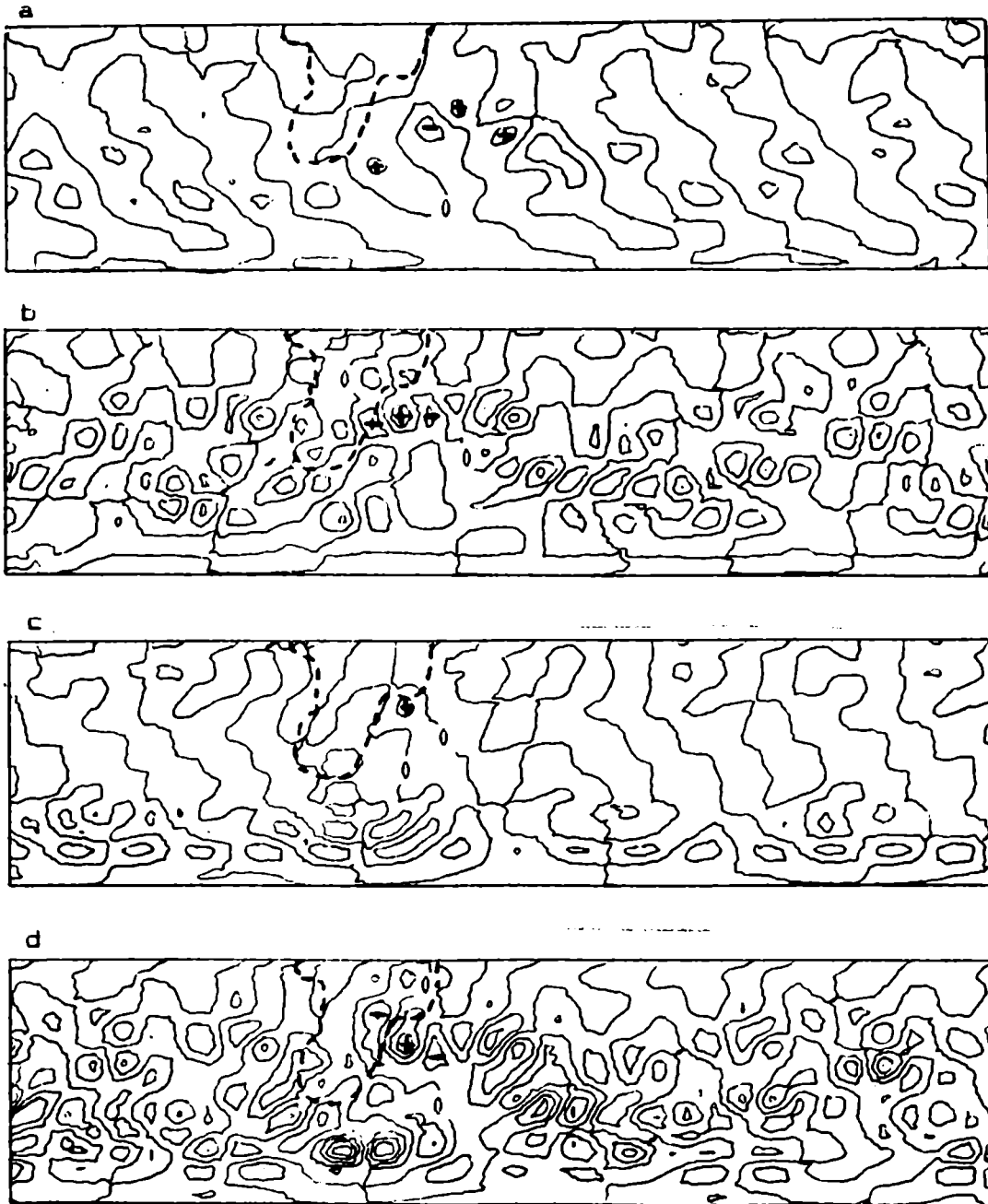


Fig. 81: Experiencia BC2 en la hora 168 de integración:
 (a) Advección de vorticidad. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (b) Laplaciano de la advección de espesores. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (c) Laplaciano del término de la estabilidad. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)
 (d) Variación local de la vorticidad en $\sigma=0,9$. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$)

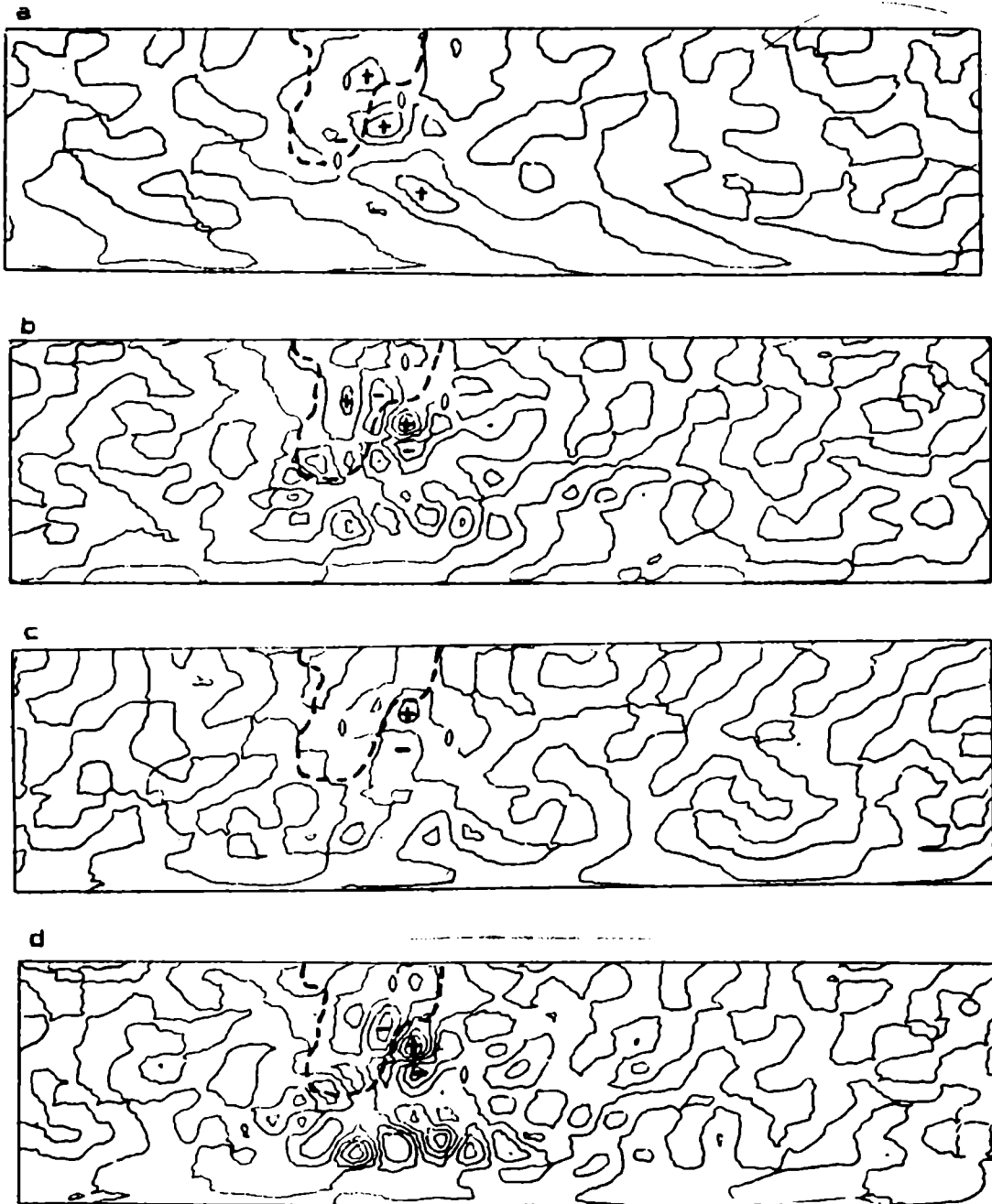


Fig. 82: Hora 168 de integración.
 (a) Diferencias entre la advección de vorticidad de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).
 (b) Diferencias entre el Laplaciano de la advección de espesores de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).
 (c) Diferencias entre el término de la estabilidad de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).
 (d) Diferencias entre la variación local de la vorticidad en $\sigma = 0,9$ de BC2 y BC1. (Isolíneas cada $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$).

ADDENDA

Las experiencias climáticas en base a modelos numéricos de simulación requieren como un paso previo, el estudio de la respuesta del modelo a un "ruido" inicial. Esto permite estimar la sensibilidad del modelo y por lo tanto su aptitud para simular el efecto deseado.

En esta tesis, la experiencia de ondas estacionarias puede considerarse como un ejemplo en tal sentido. Sin embargo, las características de esa experiencia impiden el crecimiento de perturbaciones puestas al azar en todos los números de onda en dos dimensiones para el estado inicial.

Esto se debe a que el flujo responde a dos forzantes: el primero que hace tender al flujo medio zonal hacia el perfil climático tomado como estado inicial y el segundo, la orografía, que es precisamente el que produce las ondas estacionarias.

Para verificar esto, se realizó una experiencia en la cual se integró el modelo a 35 días, promediándose los últimos 5 días, tal como se hiciera para las experiencias del capítulo 3. El estado inicial de esta experiencia se obtuvo con la siguiente metodología: Se tomó el perfil de vientos de invierno descrito en el punto 3.1a y se calcularon por equilibrio geostrófico las alturas geopotenciales correspondientes. A este último campo se le superpusieron perturbaciones al azar en todos los números de onda en dos dimensiones y por último se recalcularon las componentes u y v del viento, de manera que estuvieran en equilibrio geostrófico con las alturas geopotenciales. Dichas perturbaciones fueron tomadas como números al azar con distribución uniforme, de manera que resultaran aproximadamente el 1% de la amplitud de las ondas.

El campo medio de las alturas geopotenciales obtenido con la experiencia numérica (ver figura al final de este texto), mostró que ese ruido inicial se mantiene acotado y su efecto es despreciable frente a los efectos dinámicos considerados.

