



**POSIBLES  
CONSECUENCIAS DE UN  
CALENTAMIENTO  
GLOBAL SOBRE LAS  
ONDAS ESTACIONARIAS  
DEL HEMISFERIO SUR**

**LUIS ALFARO LOZANO  
SENAMHI-CID**

**JUAN CARLOS TORRES  
UBA-CC DE LA  
ATMOSFERA**

SNMH  
551.509.313  
A38

**OCTUBRE-1993**



**POSIBLES  
CONSECUENCIAS DE UN  
CALENTAMIENTO  
GLOBAL SOBRE LAS  
ONDAS ESTACIONARIAS  
DEL HEMISFERIO SUR**

**LUIS ALFARO LOZANO  
SENAMHI-CID**

**JUAN CARLOS TORRES  
UBA-CC DE LA  
ATMOSFERA**

**OCTUBRE-1993**

## RESUMEN

El objetivo de este trabajo es diagnosticar los efectos que produciría un posible calentamiento global sobre la amplitud y fase de las ondas estacionarias en el Hemisferio Sur.

Los resultados obtenidos muestran que el forzante térmico para número de onda 3 es el mas adecuado para el análisis y que la mayor barotropía provocada por el calentamiento podría desplazar las ondas hacia el Oeste y aumentar su amplitud.

## ABSTRACT

The aim of this work is to diagnose the effects that a posible global warm could produce over the amplitude and stationary waves phase in the South Hemisfere.

The results obtained show taht the thermical forced for 3 ware number is the most appropiste for the analysis and that the geat barotropy caused for tha warm could displace de waves to the west and increase its amplitude.

## I N D I C E

|   | <u>Página</u> |
|---|---------------|
| 1. INDICE   | 1             |
| 1. Introducción   | 2             |
| 2. Descripción del modelo                                 | 2             |
| 3. Respuesta del modelo                                   | 7             |
| 4. Sensibilidad del modelo                                | 10            |
| 5. Ajuste del modelo a la climatología del hemisferio sur | 11            |
| 6. Experiencia realizada                                  | 12            |
| 7. Conclusiones   | 14            |
| 8. Referencias  | 14            |

## 1. INTRODUCCION.

A pesar de sus limitaciones, los modelos matemáticos proporcionan una herramienta útil para estudios climáticos. Estos modelos pueden utilizarse para investigar la sensibilidad del clima tanto a factores internos como externos, o bien con fines de predicción actualmente existen módulos climáticos muy sofisticados, sin embargo, tanto éstos como los más simples, lo que mejor pronostican (o diagnostican) es el campo de movimiento a gran escala, perdiendo confiabilidad en lo que respecta a aspectos climáticos regionales.

El objetivo de este trabajo es diagnosticar los efectos que un posible calentamiento global, pudiera tener sobre la amplitud y fase de las ondas estacionarias. Evidentemente, este calentamiento global se traducirá en una disminución de la baroclinicidad (viento térmico y/o viento zonal medio). Por lo tanto, lo que haremos será analizar la respuesta de un modelo a cambios tanto del viento térmico como del viento zonal medio. Para ello utilizamos un modelo baroclínico, cuasigeostrófico, estacionario de dos niveles. De acuerdo al trabajo de Derome (1968), utilizando el método de las pequeñas perturbaciones, se obtiene una representación lineal de la atmósfera. Se logra así separar los efectos de la topografía de los de las fuentes y sumideros de calor.

## 2. DESCRIPCION DEL MODELO.

En gran escala el flujo atmosférico es cuasi-oriental, cuasi- no divergente y cuasi-hidroestático. Tanto por análisis de escala como por consideraciones energéticas, estas características nos conducen a la teoría cuasigeostrófica que proporciona una ventajosa formulación del sistema de ecuaciones hidrodinámicas que gobiernan el comportamiento atmosférico.

Asumiendo la aproximación plano- $\beta$  y utilizando un sistema ortogonal de coordenadas, con el eje x orientado en la dirección oeste-este, el eje y orientado sur-norte y tomando como coordenada vertical la presión; las ecuaciones de vorticidad y termodinámica para el modelo cuasigeostrófico resultan ser las siguientes.

$$\vec{v} \cdot \nabla(\xi + f) = f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad (2.1)$$

$$\vec{v} \cdot \nabla \left( \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + \sigma \omega = - \frac{RH}{c_p p} \quad (2.2)$$

en donde  $\vec{v}$  es la parte no divergente del vector velocidad horizontal,  $\zeta$  es la vorticidad relativa,  $f$  es el parámetro de Coriolis,  $\omega$  es la velocidad vertical en el sistema de coordenadas  $p$ ,  $\Phi$  es el geopotencial,  $\sigma$  es el parámetro de estabilidad estática,  $R = 287 \text{ KJ t}^{-1}\text{K}^{-1}$  es la constante de los gases para el aire,  $c_p = 1004 \text{ KJ t}^{-1}\text{K}^{-1}$  es el calor específico a presión constante,  $H$  es el calentamiento adiabático por unidad de tiempo y de masa.

En 2.2 consideraremos, de acuerdo a la ecuación de balance lineal, que:

$$\phi = f_o \cdot \psi \quad (2.3)$$

donde  $\psi$  es la función corriente.

La atmósfera es dividida en 4 capas horizontales (Fig 1.), con las siguientes condiciones de borde:

$$\omega = 0 \quad \text{en } p = 0 \quad (2.4)$$

$$\omega = \omega_4 = \omega_{4M} + \omega_{4F} \quad \text{en } p = p_4 \quad (2.5)$$

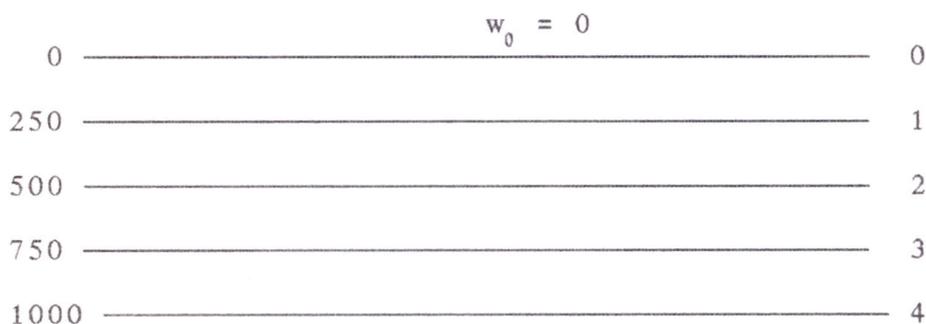


Fig.1 Representación esquemática del modelo de dos niveles. donde:

$$\omega_4 = \vec{v}_4 \cdot \nabla_{p_g} - F \zeta_4$$

$$\omega_{4M} = \vec{v}_4 \cdot \nabla_{p_g} \quad (2.5b)$$

$$\omega_{4F} = -F \zeta_4 \quad (2.5c)$$

$\omega_{4M}$  es la parte de  $\omega_4$  debida al terreno movido en donde la presión estandar es  $P_g$ ,  $\omega_{4F}$  es el movimiento vertical en el tope de la capa límite debido a la fricción y  $F$  es el coeficiente de fricción tomado como  $4 \times 10^{-6} \text{ S}^{-1}$ .

Procediendo con la ecuación de vorticidad y termodinámica como es acostumbrado en éste tipo de modelos, obtenemos las ecuaciones:

$$\vec{v}_* \cdot \nabla(\zeta_* + f) + \vec{v}_T \cdot \nabla \zeta_T = \frac{f_o}{P_4} (\vec{v}_* - 1.6\vec{v}_T) \cdot \nabla p_g - F(\zeta_* - 1.6\zeta_T) \quad (2.6)$$

$$\vec{v}_* \cdot \nabla \zeta_T + \vec{v}_T \cdot \nabla(\zeta_* + f) = \frac{f_o}{P_2} \omega_2 - \frac{f_o}{P_4} (\vec{v}_* - 1.6\vec{v}_T) \cdot \nabla p_g + F(\zeta_* - 1.6\zeta_T) \quad (2.7)$$

$$2f_o \vec{v}_* \cdot \nabla \psi_T + \sigma_2 p_2 \omega_2 = \frac{R}{C_p} H \quad (2.8)$$

donde los subíndices "\*" y "T" se definen como:

$$(*)_* = \frac{1}{2} [(*)_1 + (*)_3] \quad (2.9)$$

$$(*)_T = \frac{1}{2} [(*)_1 - (*)_3] \quad (2.10)$$

Dado que  $\vec{v}_*$  y  $\zeta_*$  son funciones de  $\psi_*$  y que  $\vec{v}_T$  y  $\zeta_T$  lo son de  $\psi_T$ , (2.6), (2.7), (2.8) constituyen un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas,  $\psi_*$ ,  $\psi_T$ ,  $\omega_2$  ya que  $p_g$  y  $H$  son funciones conocidas de  $x$  e  $y$ .

Linealizando las ecuaciones (2.6), (2.7) y (2.8) y eliminando la velocidad vertical entre las ecuaciones resultantes, se obtiene el siguiente sistema lineal en  $\psi_*$  y  $\psi_T$  :

$$U_* \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi_* + \frac{F}{2} \nabla^2 \psi_* + \beta \frac{\partial \psi_*}{\partial x} + U_T \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi_T - 0.8 F \nabla^2 \psi_T = \frac{f_o}{P_4} (U_* - 1.6 U_T) \frac{\partial p_g}{\partial x} \quad (2.11a)$$

$$U_T \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi_* - \frac{F}{2} \nabla^2 \psi_* + \delta^2 U_T \frac{\partial \psi_*}{\partial x} + U_* \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi_T + 0.8 F \nabla^2 \psi_T + (\beta - U_* \delta^2) \frac{\partial \psi_T}{\partial x} =$$

$$-\frac{4RF_0}{c_p \sigma_2 p_4^2} H - \frac{f_0}{P_4} (U_* - 1.6 U_T) \frac{\partial p_g}{\partial x} \quad (2.11b)$$

donde,

$$\delta^2 = \frac{8f_0^2}{\sigma_2 p_4^2} \quad ; \quad \beta = df / dy$$

$U_*$  y  $U_T$  son las velocidades del viento zonal medio y del viento térmico del flujo básico.

Como todas las derivadas con respecto a  $y$  son de segundo orden y todos los coeficientes son independientes de  $y$ , entonces  $p_g$  y  $H$  tienen la forma:

$$p_g = \hat{p}_g(x) \cos(\mu y) \quad (2.12a)$$

$$H = \hat{H}(x) \cos(\mu y) \quad (2.12b)$$

con lo que  $\psi_*$  y  $\psi_T$  deben ser:

$$\psi_* = \hat{\psi}_*(x) \cos(\mu y) \quad (2.12c)$$

$$\psi_T = \hat{\psi}_T(x) \cos(\mu y) \quad (2.12d)$$

Como las perturbaciones son periódicas en  $x$ , podemos expandirlas en series de Fourier. Por conveniencia reemplazamos la coordenada  $x$  por  $(a \lambda \cos \phi_0)$ , donde  $a$  es el radio terrestre,  $\phi_0$  es  $45^\circ$  y  $\lambda$  es la longitud en radianes. Entonces puede escribirse:

$$\hat{p}_g(\lambda) = \sum_{n=1}^N (R_n \cos(n\lambda) + S_n \sin(n\lambda)) \quad (2.13a)$$

$$\hat{H}(\lambda) = \sum_{n=1}^N (Q_n \cos(n\lambda) + T_n \sin(n\lambda)) \quad (2.13b)$$

$$\hat{\Psi}_*(\lambda) = \sum_{n=1}^N (A^*_n \cos(n\lambda) + B^*_n \sin(n\lambda)) \quad (2.13c)$$

$$\hat{\Psi}_T(\lambda) = \sum_{n=1}^N (A^T_n \cos(n\lambda) + B^T_n \sin(n\lambda)) \quad (2.13d)$$

Reemplazando (2.12) y (2.13) en (2.11) se obtiene un sistema de ecuaciones algebraicas para  $A^*_n$ ,  $B^*_n$ ,  $A^T_n$ ,  $B^T_n$  como el siguiente:

$$a_1 A^*_n - a_2 B^*_n - 1.6 a_1 A^T_n + a_3 B^T_n = -b S_n \quad (2.14a)$$

$$a_2 A^*_n + a_1 B^*_n - a_3 A^T_n - 1.6 a_1 B^T_n = b R_n \quad (2.14b)$$

$$a_1 A^*_n + a_4 B^*_n - 1.6 a_1 A^T_n + a_5 B^T_n = -b S_n - q Q_n \quad (2.14c)$$

$$a_4 A^*_n - a_1 B^*_n + a_5 A^T_n + 1.6 a_1 B^T_n = -b R_n - q T_n \quad (2.14d)$$

donde los coeficientes se definen como:

$$a_1 = Fh(n^2 + \mu^2 h^2) / (2U_*)$$

$$a_2 = n \left[ \left( \frac{\beta}{U_*} - \mu^2 \right) h^2 - n^2 \right]$$

$$a_3 = \frac{nU_T}{U_*} (n^2 + \mu^2 h^2)$$

$$a_4 = \frac{nU_T}{U_*} \left[ (\sigma^2 - \mu^2) h^2 - n^2 \right]$$

$$a_5 = n \left[ \left( \frac{\beta}{U_*} - \mu^2 - \delta^2 \right) h^2 - n^2 \right]$$

$$b = \frac{nf_o h^2}{P_4} \left( 1 - \frac{1.6U_T}{U_*} \right)$$

$$q = \frac{4Rf_o h^3}{\sigma_z c_p P^2_4 U_*}$$

y  $h = a \cos \phi_0$ .

Si  $S_n$ ,  $R_n$ ,  $Q_n$  y  $T_n$  son conocidos a partir de observaciones, el problema se reduce a resolver el sistema algebraico (2.14) para  $A_n$ ,  $B_n$ ,  $A_n^T$  y  $b_n^T$ . Una vez hecho esto para  $1 \leq n \leq N$ , y reemplazado el resultado en (2.13c) y (2.13d), se obtiene la solución para  $\hat{\psi}_*$  y  $\hat{\psi}_T$ .

Tanto a partir de (2.11) o (2.13) juntamente con la (2.14), la solución  $\hat{\psi}_*$  puede escribirse como:

$$\hat{\psi}_*(\lambda) = \hat{\psi}_{*M}(\lambda) + \hat{\psi}_{*H}(\lambda)$$

donde  $\hat{\psi}_{*M}$  es la parte de  $\hat{\psi}_*$  originada por la presencia de montañas, mientras que  $\hat{\psi}_{*H}$  se debe al calentamiento adiabático. Similares consideraciones se aplican a  $\hat{\psi}_T$ , de modo que puede escribirse como:

$$\hat{\psi}_T(\lambda) = \hat{\psi}_{TM}(\lambda) + \hat{\psi}_{TH}(\lambda)$$

$\hat{\psi}_{*M}$  y  $\hat{\psi}_{TM}$  pueden obtenerse resolviendo el modelo con  $\hat{H} = 0$ , mientras que  $\hat{\psi}_{*H}$  y  $\hat{\psi}_{TH}$  son las soluciones en el caso  $p_g = 0$ .

### 3. RESPUESTA DEL MODELO.

#### a) Al forzante topográfico.

A fin de verificar el comportamiento del modelo, se resolvió el sistema (2.14) con los mismos valores de los parámetros utilizados por Derome. Para analizar la respuesta el forzante orográfico se colocó  $S_n = Q_n = T_n = 0$  para todos los armónicos, y  $R_n = 1$  para uno de los armónicos y cero para todos los restantes. De esta forma se procedió a resolver el sistema (2.14) para cada uno de los distintos armónicos.

La solución para la función corriente media tiene la forma:

$$\hat{\psi}_*(\lambda) = \hat{\psi}_{*M}(\lambda) = A_n^* \cos(n\lambda) + B_n^* \text{sen}(n\lambda) = C_n^* \cos(n\lambda - \alpha_n^*) \quad (3.1a)$$

donde:

$$C_n^* = [A_n^{*2} + B_n^{*2}]^{\frac{1}{2}} \quad (3.1b)$$

$$\alpha_n^* = \text{arctg}(B_n^*/A_n^*) \quad (3.1c)$$

La solución para la función corriente térmica tiene la misma forma reemplazando los asteriscos por "T". Estas soluciones fueron halladas para los primeros 18 armónicos, es decir para  $1 \leq n \leq 18$ , utilizando en todos los cálculos, de acuerdo a los valores dados por Derome, los siguientes parámetros:

$$F = 4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}, \quad U_* = 15 \text{ ms}^{-1}, \quad \sigma_2 = 3 \text{ m}^4 \text{ s}^2 \text{ t}^{-2}$$

$$\mu = 0.95 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}, \quad U_T = 5 \text{ ms}^{-1}$$

Los resultados de la función corriente media  $C_n^*$  y de la función corriente térmica  $C_n^T$  como función del armónico  $n$  se muestran en la Fig. 2. Se observa que la máxima respuesta de la función corriente media al forzante topográfico se produce en la onda número 2 y disminuye luego rápidamente. Esto indica que la máxima sensibilidad de la atmósfera del modelo se produce para un forzante topográfico de número de onda 2, mientras que se muestra prácticamente insensible para ondas más cortas. En cuanto a la función corriente térmica, vemos que la máxima respuesta se da en  $n = 1$  y que presenta un mínimo relativo para los números de onda 3 y 4; luego volveremos sobre este punto.

La Fig. 3 nos muestra la diferencia de fase entre la función corriente media y el forzante topográfico como una fracción de longitud de onda entre una vaguada de  $\hat{p}_g$  (una cuña en el terreno) y la primer cuña en  $\hat{\psi}_*$  corriente arriba. Vemos entonces que la cuña en  $\hat{\psi}_*$  se encuentra siempre corriente arriba de la vaguada de  $\hat{p}_g$  y que este desfase disminuye a medida que aumenta el número de onda.

Para analizar la amplificación o el amortiguamiento con la altura de la función corriente forzada por el terreno, se calculó el cociente entre las amplitudes de  $\hat{\psi}_1$  y de  $\hat{\psi}_3$ .

Este cociente se muestra en la Fig. 4 como una función del número de onda  $n$ . Vemos entonces que las ondas con  $n = 1, 2$  y  $3$  se amplifican con la altura, mientras que las restantes se amortiguan.

Este cambio en el comportamiento de las ondas que pasan por amplificarse a amortiguarse, se produce justamente para aquellos números de onda en que la amplitud de la onda térmica muestra un mínimo relativo. Puede mostrarse que ésto se debe a que las funciones corrientes  $\hat{\psi}_*$  y  $\hat{\psi}_T$  están en fase para las ondas números 1, 2 y 3 y completamente fuera de fase para  $n \geq 4$ .

b) Al forzante térmico.

De la misma manera en que se analizó la respuesta a un forzante topográfico, se estudia ahora la respuesta al forzante térmico.

Consideramos entonces  $R_n = S_n = T_n = 0$  para todos los armónicos, y  $Q_n = 1$  para uno de los armónicos y cero para todos los demás. Resolviendo el sistema (2.14) para cada uno de los distintos armónicos se obtiene la solución para la función corriente media como:

$$\hat{\psi}_*(\lambda) = \hat{\psi}_{*H}(\lambda) = A_n^* \cos(n\lambda) + B_n^* \operatorname{sen}(n\lambda) = C_n^* \cos(n\lambda - \alpha_n^*) \quad (3.2a)$$

donde:

$$C_n^* = [A_n^{*2} + B_n^{*2}]^{\frac{1}{2}} \quad (3.2b)$$

$$\alpha_n^* = \operatorname{arctg}(B_n^*/A_n^*) \quad (3.2c)$$

Como antes,  $\hat{\psi}_T^*$  se obtiene al reemplazar los asteriscos por "T".

En la Fig.5 observamos las amplitudes de la función corriente media y de la función corriente térmica versus el número de onda  $n$ . Para ambas funciones vemos que el modo más excitado corresponde a la onda número 1, disminuyendo rápidamente a medida que aumenta  $n$ .

El desfase existente entre la función corriente media y el forzante térmico, se muestra en la Fig. 6. En este caso, el desfase se mide como la distancia, en unidades de longitud de onda de número  $n$ , existente entre una cuña forzante térmico

$\hat{H}$  y la primer cuña corriente abajo de la función corriente media  $\hat{\psi}_*$ . Puede verse que para la onda número 2, las cuñas en  $\hat{\psi}_*$  se encuentran ligeramente al oeste de las vaguadas en  $\hat{H}$ . Para las ondas más cortas, las cuñas en la función corriente media se ubican al este de la vaguadas en  $\hat{H}$ .

Nuevamente se analiza la amplificación de la función corriente con la altura como el cociente entre  $\hat{\psi}_1$  y  $\hat{\psi}_3$ . Este gráfico se presenta en la Fig. 7. Notamos que las ondas 1 y 2 se amplifican con la altura mientras que las restantes se amortiguan.

#### 4. SENSIBILIDAD DEL MODELO.

Antes de analizar el impacto que variaciones del viento zonal medio y del viento térmico pueden tener sobre la climatología del hemisferio sur, se evaluó la respuesta del modelo de variaciones de  $U_z$  y de  $U_T$  respecto de sus valores medios, tanto para el caso de considerar un forzante topográfico como para el caso de un forzante térmico.

##### a) Forzante topográfico.

En las Figs. 8a) y 8b) vemos como varía la amplitud y la fase de la función corriente media usando el viento zonal medio y el viento térmico son apartados de sus valores climatológicos. La Fig. 8a) muestra una disminución en la amplitud de la función corriente media tanto para un aumento como para la disminución de  $U_z$  y de  $U_T$  en un 50%. Se observa también que el número de onda en que se produce el máximo se desplaza hacia armónicos menores en el caso de un aumento del flujo básico y hacia armónicos mayores en el caso contrario.

En cuanto a la fase, la (Fig. 8b) nos muestra que para un aumento de  $U_z$  y de  $U_T$ , la cuña de la función corriente media número 1 se corre algo más de media longitud de onda corriente arriba. Este corrimiento disminuye rápidamente a medida que crece el número de onda. Desde la onda 3 en adelante, el comportamiento es prácticamente como con los valores climatológicos. Cuando el viento zonal medio y el viento térmico aumentan un 50%, los dos primeros números de onda muestran un comportamiento similar al caso de la disminución de  $U_z$  y  $U_T$ .

Sin embargo, para los números de onda 3, 4 y 5 se observa un comportamiento errático. Esto podría deberse a una limitación propia del modelo a adaptarse a variaciones tan grandes del flujo básico.

En cuanto a la función corriente térmica (figuras no mostradas), se observó que un aumento en el viento zonal medio y en el viento térmico de un 50% produce una respuesta bastante menor en las ondas más largas; pero igualmente sigue presentando un mínimo relativo, ahora corrido hacia las ondas 2 y 3. Las ondas cortas prácticamente no acusan el aumento del flujo básico. Cuando se disminuye  $U_z$  y  $U_T$ , se ve un aumento en la amplitud de las ondas más largas y el mínimo relativo se corre hacia la onda 5. Nuevamente, las ondas cortas no muestran cambios significativos en su amplitud.

b) Forzante Térmico

Como con el forzante orográfico, ahora las figs. (9a y 9b) muestran las variaciones de la amplitud y la fase de la función corriente media cuando se altera el viento zonal medio y el viento térmico en un 50%. en la Fig. (9a) vemos que cuando  $U_z$  y  $U_T$  disminuyen, se produce un enorme incremento en la amplitud de la respuesta del modelo. Esto se observa fundamentalmente en las ondas largas, las más cortas muestran una sensibilidad mucho menor. En la situación opuesta, es decir, cuando aumenta  $U_z$  y  $U_T$ , la amplitud de la función corriente media disminuye significativamente. Nuevamente la mayor sensibilidad se presenta en las ondas largas, las ondas cortas casi no muestran variación en su respuesta respecto de los valores climatológicos.

La fig. (9b) presenta las variaciones de fase de la función corriente media a modificarse del flujo básico. Vemos que una disminución de  $U_z$  y  $U_T$  provoca que la cuña de  $\hat{\psi}_*$  se mueva hacia el este, hasta quedar prácticamente totalmente fuera de fase respecto del forzante térmico para las ondas 1 y 2. Este corrimiento hacia el este sigue aumentando hasta la onda 4. En la onda 5 se produce un brusco salto de fase. Este probablemente se deba a que el modelo utilizado no es capaz de adaptarse a apartamientos muy grandes del flujo básico; especialmente a disminuciones de éste, ya que cuando el viento zonal medio y el térmico aumentan, el comportamiento de la fase de la función corriente media ya no muestra estos saltos. Se observa que la cuña de la onda 1 esta ligeramente al oeste de la vaguada del forzante térmico; las demás ondas se van desplazando corriente abajo, comportandose en forma similar al estado básico.

Para la función corriente térmica (figuras no mostradas), una disminución de  $U_z$  y  $U_T$ , produce que practicamente se triplique la amplitud de las onda largas.

Las ondas más cortas presentan una variación mucho menor. Cuando  $U_z$  y  $U_T$ , aumentan, la amplitud de las ondas largas de  $\hat{\psi}_T$  disminuye notoriamente. Como siempre, las ondas cortas muestran un menor impacto a las variaciones del flujo básico.

## 5. AJUSTE DEL MODELO A LA CLIMATOLOGIA DEL HEMISFERIO SUR.

Hasta qué hemos observado cómo se comporta el modelo cuando es utilizado con los valores climatológicos correspondientes al hemisferio norte, y hemos visto además, la sensibilidad que presenta a modificaciones respecto de estos valores. Es necesario ahora realizar un estudio similar con los campos medios correspondientes a la climatología del hemisferio sur.

De acuerdo a Oort (1983), obtuvimos para el verano del hemisferio sur y para la franja 20° / 50°S los siguientes valores del viento zonal medio y del viento térmico.

$$U_z = 13 \text{ ms}^{-1} \qquad U_T = 7.5 \text{ ms}^{-1}$$

Si bien Derome trabajó con la franja 30° / 60°N, nosotros nos vimos obligados a no usar la misma banda del hemisferio sur debido a que queriamos abarcar la mayor parte posible de los continentes de nuestro hemisferio de forma tal que tenga sentido hablar de fuentes y sumideros de calor.

En la Fig. 10 comparamos la amplitud de la función corriente media correspondiente al invierno del hemisferio norte con la correspondiente al verano del hemisferio sur cuando tenemos en cuenta el forzante térmico. Vemos que el modelo se adapta bien a los nuevos valores del flujo básico, mostrando que la respuesta al forzante térmico de las ondas largas del hemisferio norte es algo menor que la del hemisferio sur. Esta diferencia va disminuyendo a medida que crece el número de onda, y para las ondas más cortas ya casi no existe.

Hicimos lo mismo con la fase de la función corriente media para ambos hemisferios con forzante térmico, y el resultado se muestra en la Fig. 11. Vemos nuevamente que la respuesta del modelo se adapta a los nuevos valores climatológicos, mostrando que el desfase entre la función corriente media y el forzante térmico en el hemisferio sur es, para todo número de onda, menor que en el hemisferio norte.

## 6. EXPERIENCIA REALIZADA

Si bien numerosos estudios ( Von Loon and Janne (1972), van Loon et al. (1973), Trenberth (1979), y otros) muestran que las ondas estacionarias del hemisferio sur son de escala planetaria, y generalmente más débiles que las del hemisferio norte, Kalnay y Halem (1981) observaron la presencia de ondas estacionarias cortas de amplitud inesperadamente grande sobre y a sotavento del Sudamérica durante enero de 1979. Estas ondas desaparecieron durante el mes de enero 1979. Estas ondas desaparecieron durante el mes de febrero de ese año.

Kalnay y Paegle (1983) y Kalnay et al. (1986) discutieron diversos mecanismos que podrían haber sido el origen de estas ondas durante enero y no durante febrero: forzantes orográficos, anomalías en la temperatura de la superficie del mar, calentamiento tropical, etc.

Estos autores concluyeron que las ondas de enero no fueron forzadas por los Andes, ya que éstos producirían una vaguada a sotavento, y lo que se observó fue una cuña o flujo hacia el polo sobre la cordillera.

En cuanto a las anomalías en la temperatura de la superficie del mar, observaron que estas fueron una consecuencia de las ondas más que su causa.

Finalmente, sugiere que las ondas estuvieron relacionadas a un muy fuerte calentamiento sobre el Amazonas y el Pacífico Central durante enero.

Estas consideraciones nos llevan a pensar que el forzante térmico constituye un importante mecanismo en la generación de ondas estacionarias en el hemisferio sur, que inclusive puede tener un comportamiento independiente al orográfico. Por otro lado, en recientes estudios hechos por Nigam y Lindzen (1989) se observa que la amplitud de las ondas estacionarias del hemisferio norte presentan un marcado ciclo estacional asociado a la topografía. Este comportamiento no tiene contrapartida en el hemisferio sur, donde no existen estructuras topográficas de la relevancia de los Himalayas (Wallace, 1983).

De lo anterior, puede surgir como hipótesis la posibilidad de analizar el comportamiento de las ondas estacionarias en el verano del hemisferio sur considerando principalmente el forzante térmico. Por esta razón, nosotros nos concentraremos en el estudio de la onda 3, dado que ésta es la estructura del forzante térmico con que contamos en nuestro hemisferio: 3 fuentes de calor (Sudamérica, África y Australia) y 3 sumideros (Atlántico, Pacífico e Índico).

Como dijimos al comienzo, un calentamiento global originaría una disminución tanto del viento zonal medio como el viento térmico, en consecuencia, lo que haremos será ver la respuesta del modelo cuando se tiene en consideración esto.

En la Fig. 12 y 13 vemos como se modifica la amplitud y la fase de la función corriente media, cuando se disminuye la intensidad del viento zonal medio y del viento térmico a distintos porcentajes de sus valores climatológicos. En la primera de estas figuras podemos observar un continuo incremento en la amplitud de la onda 3 a medida que disminuye  $U_z$  y  $U_T$ . Esto daría indicios de un flujo más perturbado y menos zonal, con cuñas y vaguadas más pronunciadas. En cuanto a la fase, de la Fig. 13 notamos que las cuñas de la función corriente media, se despalzan hacia el oeste respecto de la posición que ocupaban en el estado climatológico.

Este desplazamiento se incrementa a medida que aumenta el apartamiento de los valores de  $U_z$  y  $U_T$  respecto de sus valores medios. Vemos que para una disminución del campo de movimiento superior a un 30%, se produce un brusco salto de fase. Como ya dijimos más arriba, esto puede deberse a que el modelo utilizado no es capaz de adaptarse a cambios muy grandes del flujo básico.

De acuerdo con esta figura, una disminución de entre 10 y un 30% de  $U_z$  y  $U_T$  produciría un desplazamiento de la onda 3 de entre 28 y un 40 % hacia el oeste respecto de su posición actual. Esto representa un corrimiento de entre 3000 y 4400 kilómetros.

Por lo tanto, la vaguada de la onda 3, que normalmente durante el verano se ubica sobre la región central del Atlántico sur (Yasunari, 1977), se desplazará hacia el continente quedando prácticamente sobre el borde oriental de éste.

## 7. CONCLUSIONES

A modo de control, se resolvió el modelo baroclínico de dos niveles utilizando los mismos valores que Derome (1968). De esta forma, se pudieron reproducir los resultados obtenidos por éste para el hemisferio norte, teniendo en consideración tanto un forzante térmico como orográfico.

Asimismo, se analizó la sensibilidad del modelo a variaciones del flujo básico. En este caso se observó que el modelo tiene problemas para adaptarse a cambios muy significativos del flujo básico.

Posteriormente, se corrió el modelo con los valores climatológicos de  $U_4$  y  $U_T$  correspondientes al verano del hemisferio sur. En este caso, sólo consideramos el forzante térmico y observamos que el modelo se ajusta bien a los nuevos valores climatológicos.

Para simular el efecto que un calentamiento global pudiera tener sobre las ondas estacionarias del hemisferio sur, por los motivos ya comentados, lo que hicimos fue estudiar la respuesta del modelo cuando el flujo básico disminuía. Analizamos el comportamiento de la amplitud de la onda 3 para disminuciones del viento zonal medio y del viento térmico. Pudimos observar que ésto origina un aumento de la amplitud de la onda y un corrimiento hacia el oeste de la misma, de modo tal que la vaguada de la onda 3 se sitúa al este de Sudamérica. Esto originaría un aumento de la actividad ciclogénica en la región, y consecuentemente, un incremento de las precipitaciones durante el verano.

Ahora bien, de acuerdo a un modelo conceptual utilizado frecuentemente en el Perú el aumento de la actividad ciclogénica sobre el norte de Argentina y sur de Brasil implica una tendencia a la disminución de las precipitaciones en la Sierra Sur y tal vez en el Centro del Perú.

De otro lado si este fenómeno entra en fase con un evento cálido en el Pacífico, es probable la profundización de la vaguada orientada de SE a NW incrementando las precipitaciones en la zona norte del Perú.

## 8. REFERENCIAS

- Derome, J.F., 1968 The maintenance of the time-averaged state of the atmosphere. Tech. Rept., Department of Meteorology and Oceanography, University of Michigan, 129 pp.

Kalnay, E., and Halem, M., 1981: Large amplitude stationary Rossby waves in the southern hemisphere. Proc. Int. Conf. Early Results FGGE Large Scale Aspects Monsoon Exp., Tallahassee Fla; Jan. 12-17.

Kalnay, E., and Paegle, J., 1983: Large amplitude stationary waves in the southern hemisphere observations and theory, Proc. Int. Conf. Southern hemisphere Meteorol., 1st.

Kalnay, E., Balgovind R., Chao, W., Edelman, D., Pfaendter J., Takacs, L., and Takano, K., 1983 Documentation of the GLASS fourth order general circulation model, Volumen 1, 2 and 3. NASA Tech. Memo. 86064.

Nigam, S., and Lindzen, R.S., 1989: The sensitivity of stationary waves to variations in the basic state zonal flow. J. Atmos. Sci., 1746-1768.

Oort, A.H., 1983 Global atmospheric circulation statistics, 1958-1973. NOAA Profesional Paper 41. U. S. Department of comerce Rocknille, Md., 180 pp.

Trenberth, K. E., 1979: Planetary waves at 500 mb in the Southern Hemisphere. Mon. Wea. Rev, 108, 1378-1389.

Van Loon, H., and Jenne, R. L., 1972: The zonal harmonic stadign waves in the Southern Hemisphere. J. Geophys. Res. 77, 992-1003.

Van Loon, H., Jenne, R. L., and Lakitzke, K., 1973: Zonal harmónic standing waves. J. Geophys. Res. 78, 4463- 4471.

Wallace, J. M.; 1983: The climatoogical mean stationary waves: Observational evidence. Large scale Dynamical Processes in the Atmosfere. B. J. Hoskins and R. P. Pearce, Eds., Academic Press, 27-54.

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

## AMPLITUD DE LA FUNCION CORRIENTE CON FORZANTE OROGRAFICO

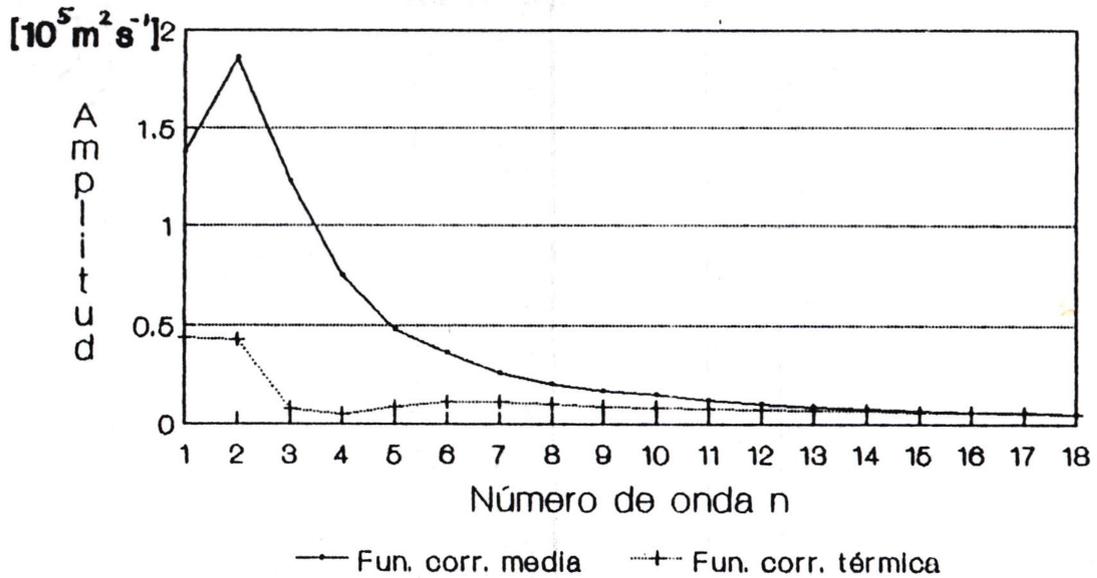


FIGURA 2. Parámetros:  $\mu = 0.95 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$   
 $U_* = 15 \text{ ms}^{-1}$ ,  $U_T = 5 \text{ ms}^{-1}$ ,  $F = 4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

## DIF. DE FASE DE LA FUNCION CORRIENTE MEDIA RESPECTO DEL FORZ. OROGRAFICO

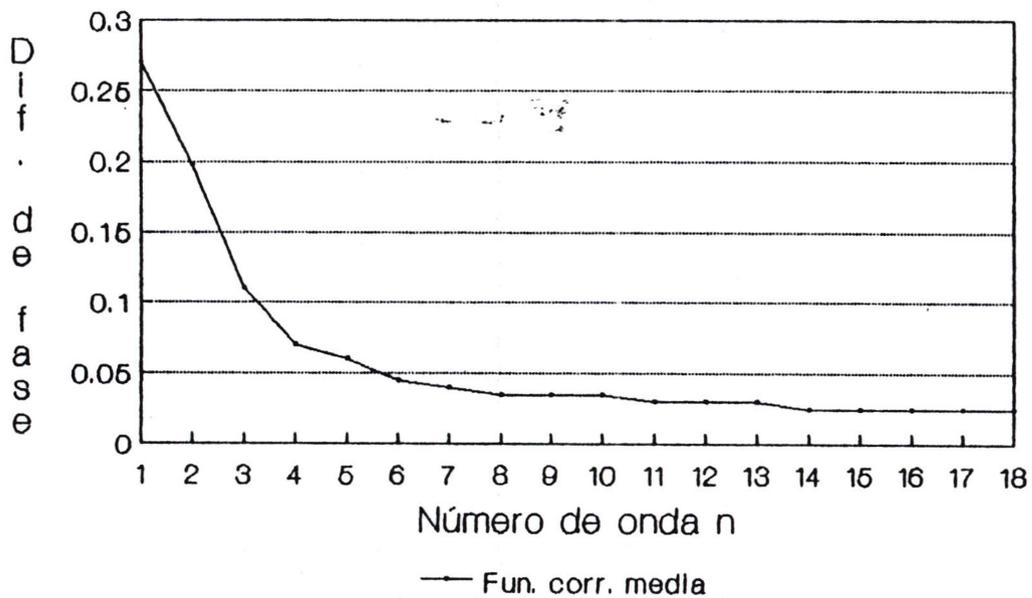


FIGURA 3. Parámetros: como en la Fig. 2.

## AMPLIFICACION DE LA FUNCION CORRIENTE CON FORZANTE OROGRAFICO

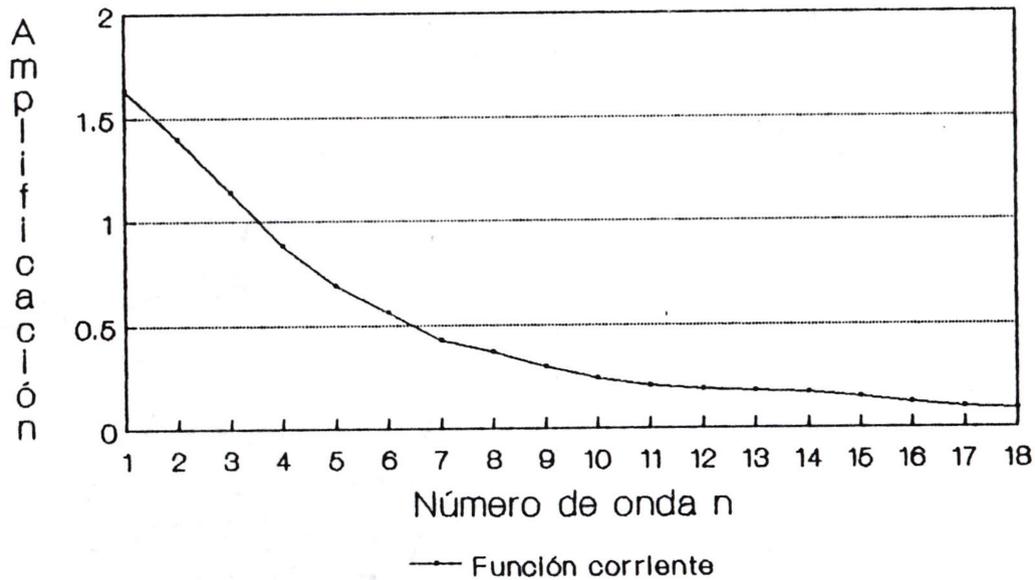


FIGURA 4. Parámetros: como en la Fig. 2.

## AMPLITUD DE LA FUNCION CORRIENTE CON FORZANTE TERMICO

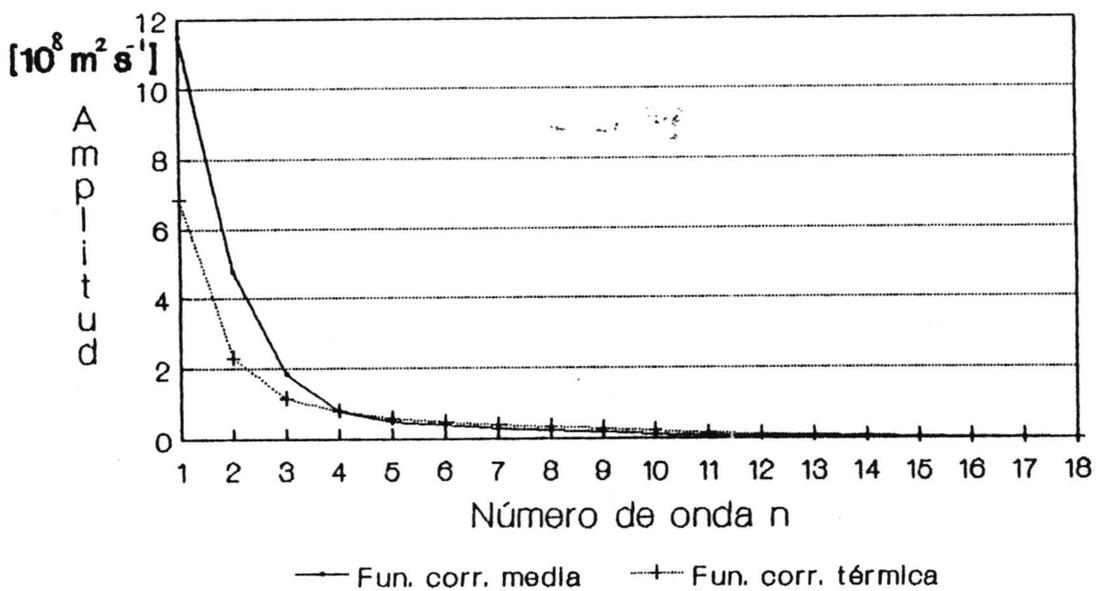


FIGURA 5. Parámetros: como en la Fig. 2:

## DIF. DE FASE DE LA FUNCION CORRIENTE MEDIA RESPECTO DEL FORZ. TERMICO

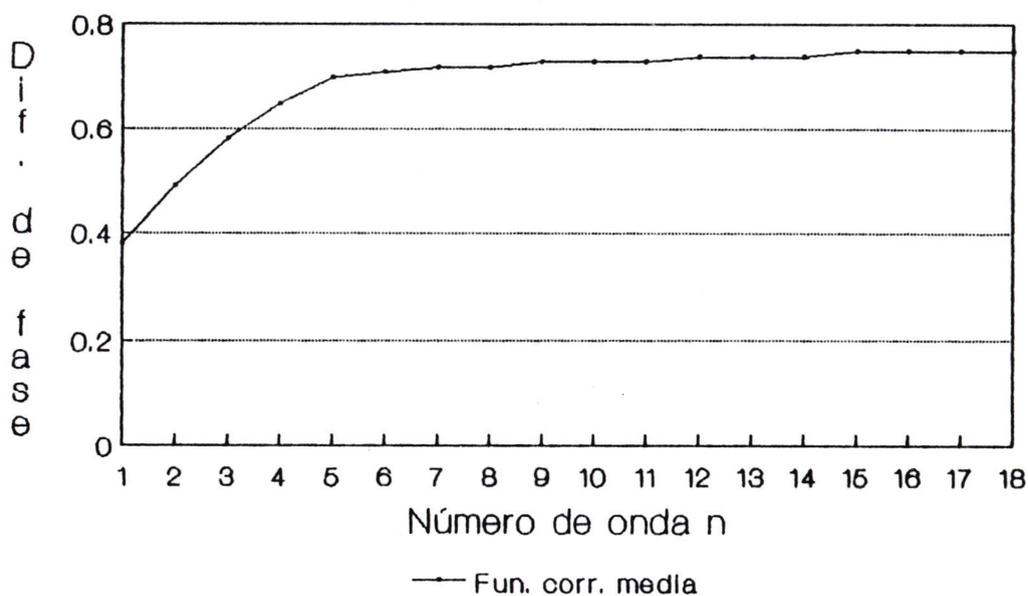


FIGURA 6. Parámetros: como en la Fig. 2.

## AMPLIFICACION DE LA FUNCION CORRIENTE CON FORZANTE TERMICO

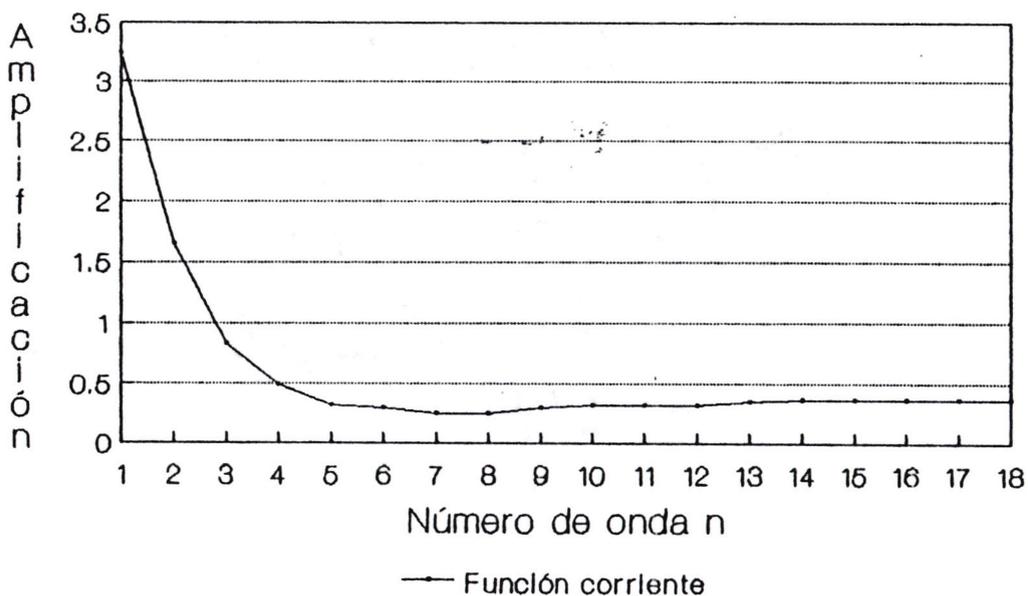


FIGURA 7. Parámetros: como en la Fig. 2.

## AMPLITUD DE LA FUNCION CORRIENTE MEDIA CON FORZANTE OROGRAFICO

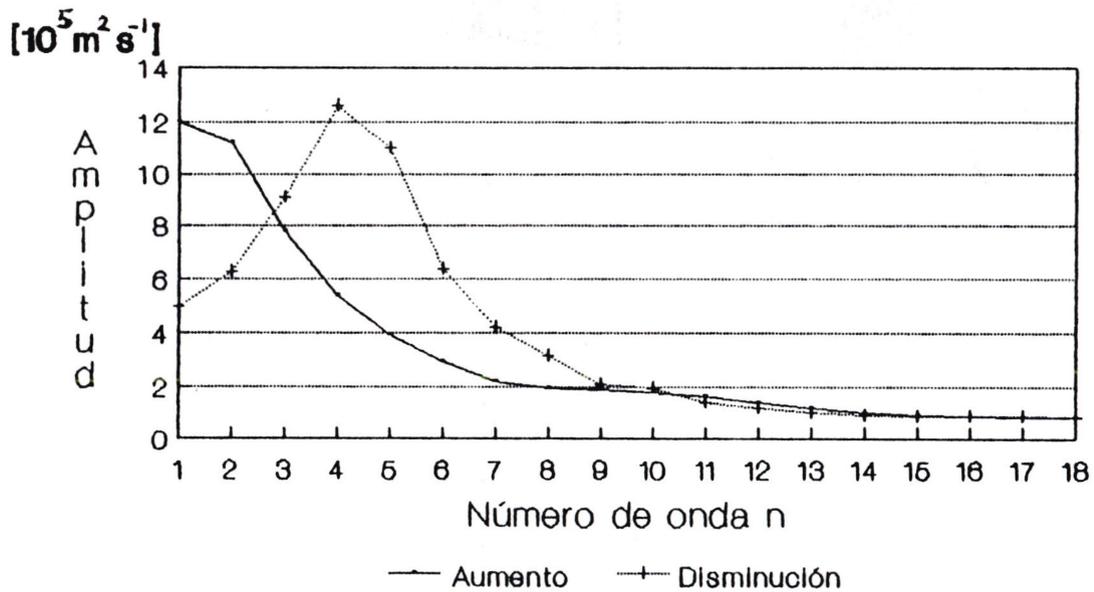


FIGURA 8a). Parámetros para el aumento:  
 $U_N = 22.5 \text{ m s}^{-1}$ ,  $U_T = 7.5 \text{ m s}^{-1}$  Parámetros para  
 la disminución:  $U_N = 7.5 \text{ m s}^{-1}$ ,  $U_T = 2.5 \text{ m s}^{-1}$

## DIF. DE FASE DE LA FUNCION CORRIENTE MEDIA RESPECTO DEL FORZ. OROGRAFICO

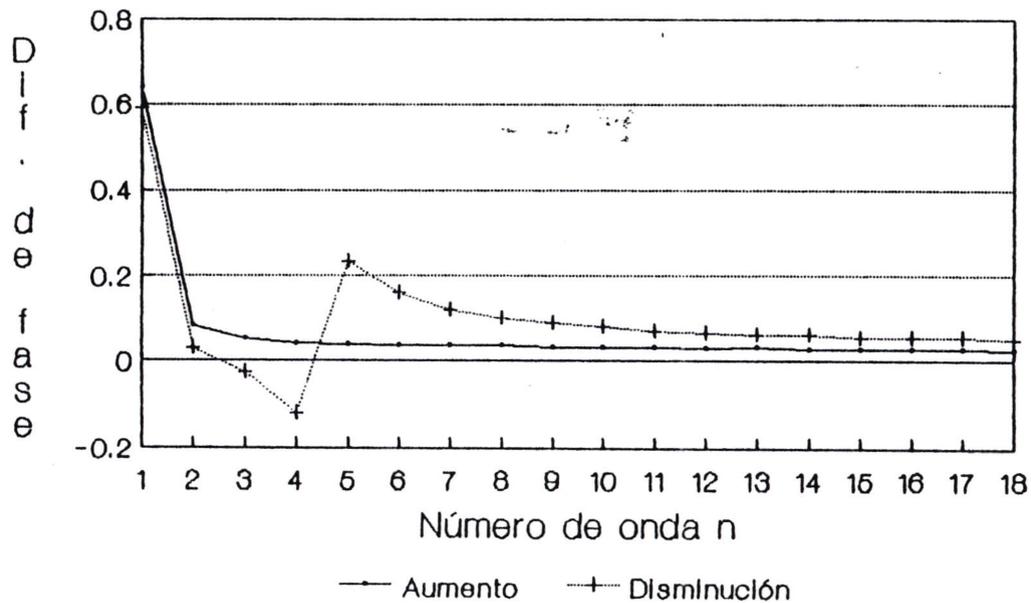


FIGURA 8b). Parámetros: como en Fig.8a).

## AMPLITUD DE LA FUNCION CORRIENTE MEDIA CON FORZANTE TERMICO

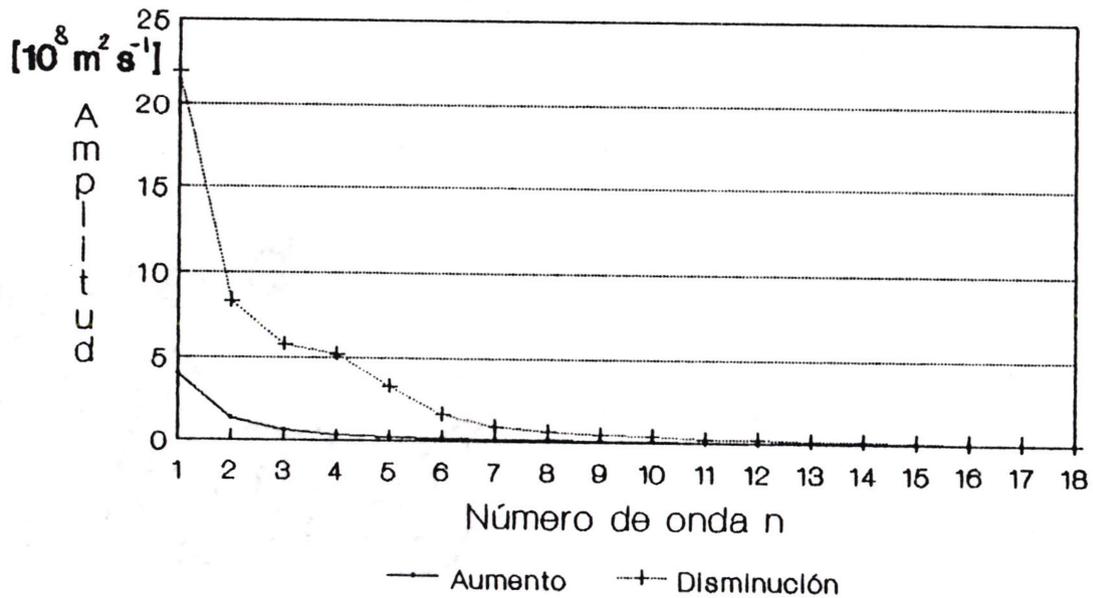


FIGURA 9a). Parámetros como en Fig. 8a).

## DIF. DE FASE DE LA FUNCION CORRIENTE MEDIA RESPECTO DEL FORZ. TERMICO

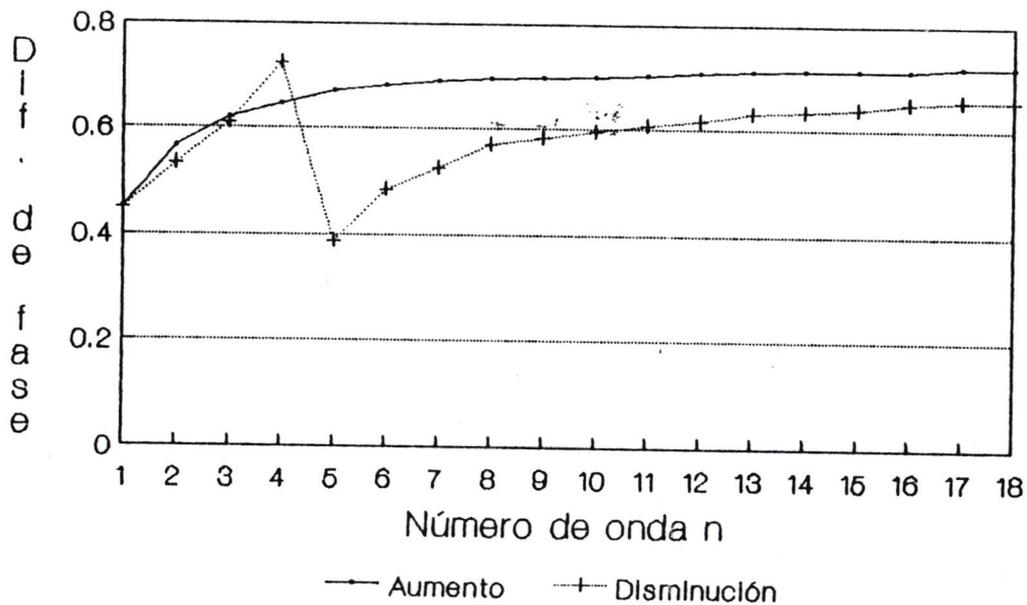


FIGURA 9b). Parámetros: como en Fig. 8a)

## AMPLITUD DE LA FUNCION CORRIENTE MEDIA CON FORZ. TERMICO PARA AMBOS HEMISFERIO

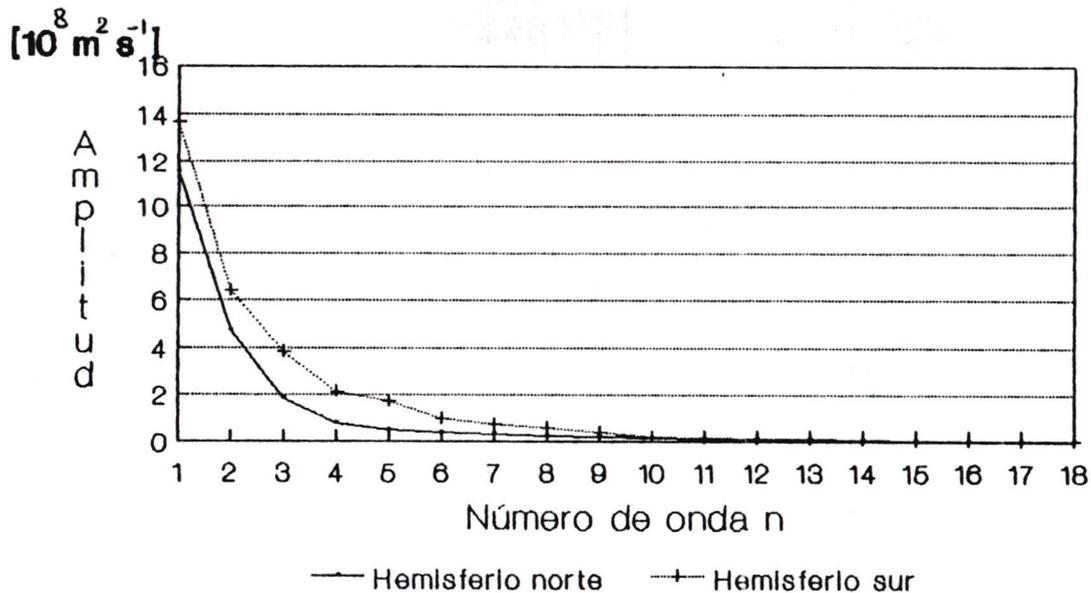


FIGURA 10). Parámetros HN: como en la  
Fig. 2. Parámetros HS:  $\mu = 0.95 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$   
 $U_x = 13 \text{ m s}^{-1}$ ,  $U_T = 7.5 \text{ m s}^{-1}$ ,  $F = 4 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$

## DIF. FASE DE FUN. CORR. MEDIA RESPECTO DEL FORZ. TERM. PARA AMBOS HEMISFERIOS

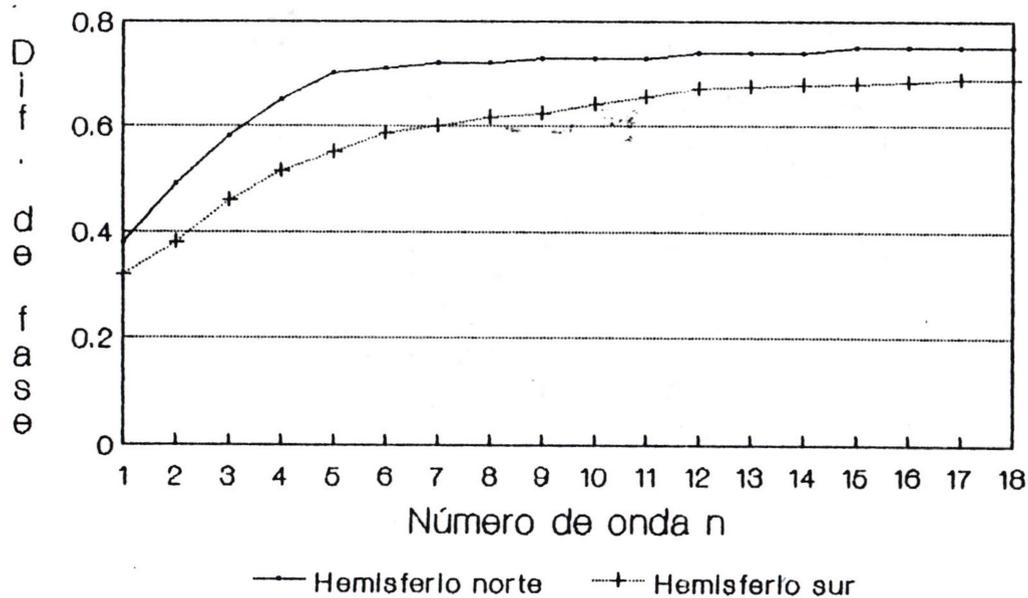


FIGURA 11). Parámetros: como en Fig. 10.

## AMPLITUD DE LA ONDA 3 DE LA FUNCION CORRIENTE MEDIA CON FORZANTE TERMICO

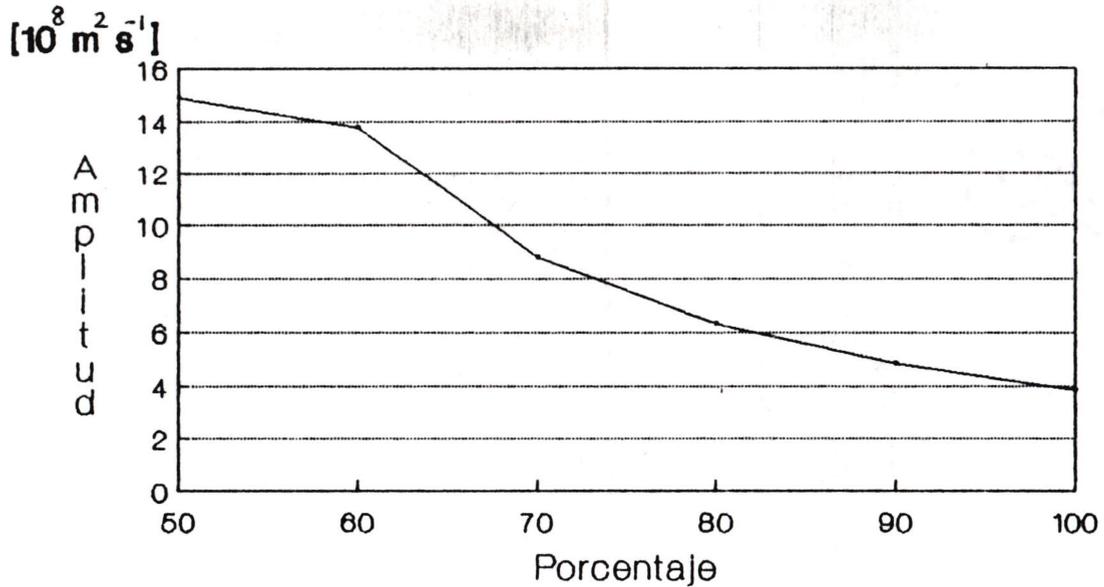


FIGURA 12). Parámetros como en Fig. 10.

## DIF. DE FASE DE LA ONDA 3 DE LA FUNCION CORRIENTE MEDIA RESPECTO DEL FORZ. TERM.

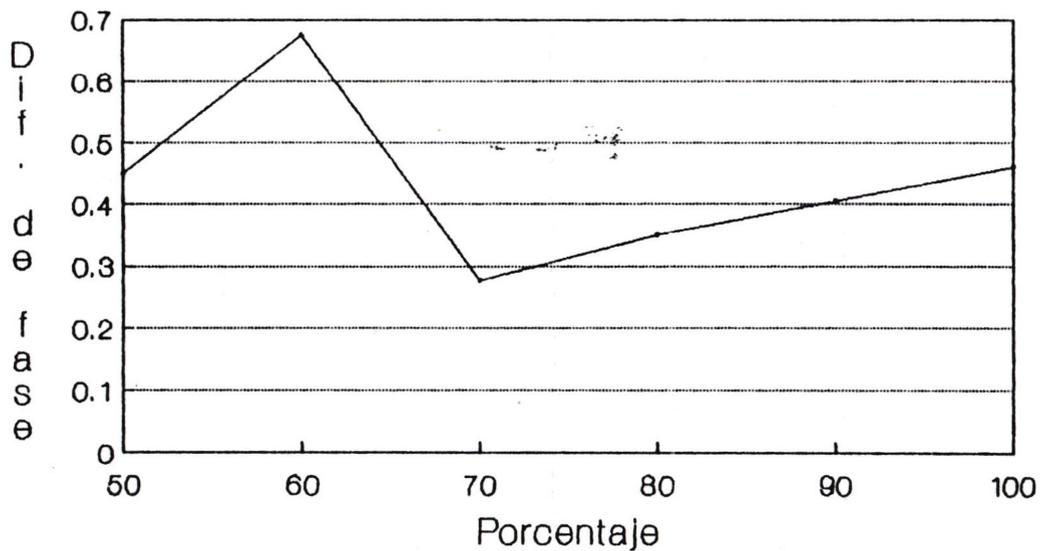


FIGURA 13). Parámetros: como en Fig. 10.

