UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

SOBRE LA PREDICCION DE LA TEMPERATURA MENSUAL DE LOS OCEANOS INCORPORANDO LA ECUACION DE VORTICIDAD

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS

(GEOFISICA)

P R E S E N T A:

MA. ELENA FERNANDEZ BARAJAS

MEXICO, D.F. 1989

I N D I C E

Página

INTRODUCCION

Debido a la importancia que tiene la predicción del tiempo en nuestros días, es preciso comprender los fenómenos físicos a un grado tal que puedan ser reproducidos cualitativa y cuantitativamente. La comprensión de estos fenómenos es una de las finalidades más importantes de la ciencia física ya que puede predecirse el comportamiento de fenómenos físicos naturales o provocados.

Importantes aportaciones ha hecho la investigación dedicada a la climatología diseñando modelos descriptivos para el estudio de fenómenos de escálas dimensionales muy pequeños o muy grandes o que no pueden ser observados directamente y que, por lo tanto es díficil comprenderlos e imposible reproducirlos.

El diseño de estos modelos permite la predicción numérica del tiempo a corto, mediano y largo plazo.

En lo que respecta a la predicción numérica del tiempo a largo plazo, Julián Adem ha desarrollado un modelo termodinámico en donde la ecuación de conservación de energía térmica es aplicada: a la capa superior de los océanos con una profundidad de 100 a 50 metros, a la capa superior de los continen tes de profundidad despreciable y a la capa atmosférica de unos 10 km.

Este modelo ha sido aplicado para predecir las anomalías medias mensuales de la temperatura y precipitación en el Hemisferio Norte.

En el presente trabajo se analizará únicamente el modelo aplicado a la capa superior de los océanos y así predecir las anomalías mensuales de la temperatura de la superficie de los océanos y los cambios mensuales de estas mismas anomalías.

Los términos que incluye la ecuación de conservación de energía térmica aplicada a la capa superior de los océanos son: el transporte de calor por corrientes oceánicas medias y por remolinos turbulentos de gran escala, así como el almacenamiento por radiación, pérdida de calor latente y el transporte turbulento vertical de calor sensible.

En lo que respecta al transporte de calor por corrientes oceánicas medias, la velocidad de la corriente en el presente trabajo se obtendrá por dos métodos distintos:

- a partir de una función de corriente, la cual satisface la ecuación de vorticidad aplicada a la capa superior de los océanos, en esta el forzamiento es el esfuerzo del viento sobre la superficie.
- a partir de las fórmulas clásicas de Ekman, en donde la corriente es derivada por el viento geostrófico.

Esto permitirá determinar el efecto de este transporte de calor por corrientes oceánicas medias para la predicción de las anomalías de temperatura en la superficie del océano, así como realizar un estudio comparativo variando en las predicciones el ángulo entre el viento en la superficie y el viento geostrófico la forma de calcular el esfuerzo del viento en la superficie y la rapidez del viento cuando se utiliza una función de corriente la cual satisface la ecuación de vorticidad.

La evaluación de las predicciones se realiza de manera cuantitativa para determinar cual de los dos métodos es mejor.

El desarrollo de esta tesis se divide en tres capítulos.

En el capítulo 1 se describe brevemente el modelo termodinámico del clima en la superficie de los océanos, en donde el transporte de calor por corrientes oceánicas medias es obtenido a partir de las fórmulas clásicas de Ekman.

En el capítulo 2 se deduce la ecuación de vorticidad a partir de las ecuaciones hidrodinámicas para la velocidad promediada en un flujo turbulento. Así como la obtención de los esfuerzos cortantes turbulentos considerando la relación entre el viento en la superficie y el viento geostrófico.

En el capítulo 3 se presentan los experimentos numéricos llevados a cabo así como los resultados obtenidos realizando una verificación objetiva que consiste en evaluar la habilidad del modelo en las predicciones para cada uno de los experimentos numéricos. También se presenta la visualización gráfica de estos resultados presentando dos casos para Invierno.

CAPITULO 1
MODELO TERMODINAMICO DEL CLIMA EN LA SUPERFICIE DE LOS OCEANOS

En el modelo termodinámico desarrollado por Julián Adem, la ecuación de conservación de energía térmica aplicada a la capa superior de los océanos se utiliza para predecir los cambios mensuales de las anomalías de la temperatura de la superficie oceánica en el Hemisferio Norte. A continuación se presenta de manera breve cada uno de los términos que integran la ecuación mencionada anteriormente.

a) Ecuación de energía térmica aplicada a la capa superior de los océanos

Las bases para el método de predicción presentado en este trabajo es la primera ley de la termodinámica, la cual cuando es aplicada a una unidad de volumen de agua en una forma similar a la dada por Miller (1950) puede ser escrita:

$$\rho_s C_s \left[\frac{\partial \overline{T_s^*}}{\partial t} + \nabla \cdot \overline{V_{sT}^*}\,\overline{T_s^*} + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{\omega}\,\overline{T_s^*}) + \nabla \cdot \overline{V_{sT}^{*\prime}\, T_s^{*\prime}} + \frac{\partial}{\partial z}(\overline{\omega' T_s^{*\prime}}) \right] = \overline{E_s^*} - \overline{G_3^*} + \overline{R} \tag{1.1}$$

donde las variables con prima son desviaciones de valores promediados en el tiempo, ∇ , operador gradiente bidimensional; Z, coordenada vertical hacia abajo; $\overline{T}_s'$, la temperatura; ρ_s , densidad constante; C_s , calor específico; $\overline{V}^*_{st}$, vector de velocidad horizontal; $\overline{w}$, componente vertical de la velocidad; $\overline{E}^*_s$, energía térmica sumada por radiación; $\overline{G}^*_3$, calor perdido por evaporación; $\overline{R}$, calor sumado por compresión, fricción y conducción molecular.

La ecuación (1.1) es integrada sobre la capa superior de los océanos de profundidad $\overline{h}$ llamada capa de mezclado. En esta capa se hacen las siguientes suposiciones:

i) La capa de profundidad $\overline{h}$ es agitada y mezclada por el viento en la superficie del océano, de manera que el gradiente de temperatura vertical se hace cero; por lo tanto, el campo de temperatura $\overline{T}^*_s$, en esta capa es independiente de la profundidad. A la profundidad h, existe una discontinuidad en el gradiente vertical de temperatura, esta discontinuidad representa el principio de la termoclina.

Por consiguiente:

$$\frac{\partial \overline{T}^*_s}{\partial z} = 0 \qquad \text{para} \qquad z < \overline{h}$$

$$\frac{\partial \overline{T}^*_s}{\partial z} \neq 0 \qquad \text{en} \qquad z = \overline{h}$$

ii) Las variables promediadas satisfacen la ecuación de continuidad, es decir

$$\nabla \cdot \overline{V}_{ST}^{*} + \frac{\partial \overline{\omega}}{\partial z} = 0 \tag{1.2}$$

Integrado (1.2) desde la superficie (Z=0) hasta $Z=\overline{h}$ se obtiene

$$\nabla \cdot \overline{V}_{ST} = - \frac{\overline{\omega}_h}{\overline{h}} \tag{1.3}$$

donde $\overline{\omega}_h$ es la velocidad vertical en $Z=\overline{h}$, $\overline{V}_{ST}$ es la velocidad horizontal media en la capa de profundidad $\overline{h}$, y donde se han usado las condiciones de frontera:

$$(\overline{\omega})_{z=0} = 0 \quad ; \quad (\overline{\omega})_{z=\overline{h}} = \overline{\omega}_h$$

iii) El término de transporte turbulento horizontal es parametrizado usando un coeficiente de "Austausch", K_s

$$\overline{V_s^{*\prime} T_s^{*\prime}} = - K_s \nabla \overline{T}_s^{*}$$

iv) De los componentes de calentamiento en el lado derecho de la ecuación (1.1), el término $\dot{\overline{R}}$ es despreciablemente pequeño comparado con los otros términos, suponiendo así $\dot{\overline{R}} = 0$.

Integrando la ecuación (1.1) desde Z=0 hasta $Z=\overline{h}$ y usando las suposiciones (*i*), (*iii*), (*iv*) y la ecuación (1.3) se obtiene la ecuación de conservación de energía térmica en la capa superior de los océanos:

$$\bar{h}\rho_s C_s\left[\frac{\partial \bar{T}_s}{\partial t}+\bar{V}_{ST}\cdot\nabla\bar{T}_s-K_s\nabla^2\bar{T}_s\right]=-\bar{W}_s+\bar{E}_s-\bar{G}_3-\bar{G}_2 \qquad (1.4)$$

donde $\bar{T}_s$ es la temperatura en la superficie del océano

$$\bar{V}_{ST}=\frac{1}{\bar{h}}\int_0^{\bar{h}}\bar{V}^*_{ST}\,dz \quad , \quad \bar{E}_s=\int_0^{\bar{h}}\bar{E}^*_s\,dz \quad , \quad \bar{G}_3=\int_0^{\bar{h}}\bar{G}^*_3\,dz \; ,$$

$\bar{h}\rho_s C_s \dfrac{\partial \bar{T}_s}{\partial t}$ cambio local de energía térmica por unidad de área en la superficie del océano.

$\bar{h}\rho_s C_s \bar{V}_{ST}\cdot\nabla\bar{T}_s$ advección horizontal total de calor por unidad de área por unidad de tiempo, producido por corrientes océanicas medias.

$\bar{h}\rho_s C_s K_s \nabla^2\bar{T}_s$ transporte turbulento horizontal de calor por unidad de área por unidad de tiempo producido por remolinos turbulentos en el océano.

$\bar{G}_2=-\left(\overline{\omega'\rho_s C_s T^{*\prime}}\right)_{z=0}$ calor sensible por unidad de área, por unidad de tiempo dado desde la superficie de los océanos a la atmósfera por transporte vertical turbulento.

$$\overline{W_s} = \overline{(\omega^{*\prime} \rho_s c_s T_s^{*\prime})}_{z=h}$$

calor por unidad de área, por unidad de tiempo dado a la termoclina por la capa de mezcla.

En el presente trabajo se trata únicamente con variables promediadas en el tiempo a las cuales, por comodidad, las denotaremos sin las barras de promedio.

b) Advección horizontal de calor producida por corrientes oceánicas medias

En estudios previos sobre la predicción de anomalías de temperatura en la superficie del océano (Adem 1970) la corriente oceánica total $\overline{\mathbf{V}}_{ST}^{*}$ es expresada (Arthur 1966) como la suma de un valor normal estacional observada (y no mensual) y un valor que es la anomalía mensual; es decir

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_{ST}^{*} &= \mathbf{V}_{S\omega}^{*} + \mathbf{V}_{STD\omega}^{*} \\ \mathbf{V}_{STD\omega}^{*} &= (\mathbf{V}_{S}^{*} - \mathbf{V}_{SN}^{*}) \end{aligned} \tag{1.5}$$

donde $\mathbf{V}_{S}^{*}$ es la corriente de deriva y $\mathbf{V}_{SN}^{*}$ su correspondiente valor normal.

Experimentos númericos más recientes (Adem y Mendoza 1988) sobre la corriente oceánica total $\mathbf{V}_{ST}^{*}$ son obtenidos incluyendo únicamente la corriente de deriva.

$$\mathbf{V}_{ST}^{*} = \mathbf{V}_{S}^{*} \tag{1.6}$$

En ambos casos esta corriente es obtenida usando las aproximaciones de Ekman (1902).

Estas corrientes de deriva (Neumann & Pierson 1966), las cuales son capaces de producir anomalías no despreciables en la corriente oceánica total, son producidas por el esfuerzo del viento sobre la superficie del océano y la fuerza de Coriolis debida a la rotación de la tierra.

Las condiciones necesarias para obtener las corrientes de deriva son:

- *que el océano sea ilimitado en la dirección horizontal*
- *infinitamente profundo*
- *que el campo de velocidad del viento sobre el agua sea uniforme.*

Para tal océano idealizado las ecuaciones de movimiento horizontal están expresadas como:

$$
\begin{aligned}
f u_s^* &= \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial v_s^*}{\partial z} \right) \\
-f v_s^* &= \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial u_s^*}{\partial z} \right)
\end{aligned}
\qquad (1.7)
$$

en donde:

A	coeficiente de viscosidad turbulento
$f = 2\Omega \operatorname{sen} \phi$	parámetro de Coriolis
u_s^* y v_s^*	componentes de la velocidad V_s^* de la corriente de deriva en la dirección x y y respectivamente.

En la solución de tal ecuación se supone un coeficiente de viscosidad turbulento constante y las siguientes condiciones a la frontera:

- *en la frontera inferior la velocidad tiende a cero para aguas infinitamente profundas* ($Z = \infty$)

- *en la frontera superior (superficie oceánica) el esfuerzo que el viento ejerce sobre el agua τ_{ax} y τ_{ay} es balanceado por el esfuerzo que el agua ejerce sobre el aire.*

Obteniéndose así las componentes de la corriente de deriva como funciones de la profundidad Z:

$$u_s^* = V_0\, e^{-(\pi/h_1)z} \cos\left(45° - \frac{\pi}{h_1} z\right)$$

$$v_s^* = V_0\, e^{-(\pi/h_1)z} \operatorname{sen}\left(45° - \frac{\pi}{h_1} z\right) \qquad (1.8)$$

en donde

$$h_1 = \pi \sqrt{\frac{A}{\rho_s \Omega \operatorname{sen}\phi}} \qquad \text{y} \qquad V_0 = C_z = \frac{\tau_{ay}}{A a}$$

con (1.9)

$$a = \sqrt{2\, \Omega \cdot \operatorname{sen}\phi \frac{\rho_s}{A}}$$

Analizando las ecuaciones (1.8) para diferentes profundidades observamos:

- *En la superficie oceánica (Z=0)*

$$(u_s^*)_{z=0} = V_o \cos 45°$$

$$(v_s^*)_{z=0} = V_o \operatorname{sen} 45° \qquad (1.10)$$

$$V_o = \left[(u_s^*)^2_{z=0} + (v_s^*)^2_{z=0} \right]^{1/2}$$

Por lo tanto la corriente océanica en la superficie deriva a 45° a la derecha del viento.

- *Para* $Z = h_1$

$$(u_s^*)_{z=h_1} = V_o e^{-\pi} \cos (45° - \pi)$$

$$(v_s^*)_{z=h_1} = V_o e^{-\pi} \operatorname{sen} (45° - \pi) \qquad (1.11)$$

En esta profundidad, la magnitud de la velocidad ha decrecido en $e^{-\pi} = 1/23$ veces de su valor en la superficie, además la dirección de la corriente ha cambiado. En la profundidad h_1, la corriente es opuesta a la corriente en la superficie. Las más importantes corrientes ocurren antes de la profundidad h_1 es por esta razón importante, que ha sido llamada por Ekman: "profundidad de influencia friccional".

La figura 1 es una representación vectorial de la corriente de deriva como función de la profundidad.

Expresando a V_0 y h_1 (Neumann & Pierson 1966) en términos del esfuerzo del viento τ_a, del coeficiente de viscosidad turbulento A y la latitud geográfica ϕ se obtiene:

$$V_0 = \frac{\tau_a}{\sqrt{2 A \rho_a \Omega \operatorname{sen} \phi}} \quad y \quad h_1 = \frac{\pi \tau_a}{\sqrt{2 V_0 \rho_a \Omega \operatorname{sen} \phi}} \tag{1.12}$$

Los valores de h_1,"influencia friccional", y de la velocidad de la corriente en la superficie han sido calculados por varios investigadores (Neumann & Pierson 1966).

El esfuerzo del viento, es usualmente expresado en términos de un coeficiente de resistencia C y la velocidad del viento V_a como se muestra en la siguiente ecuación, donde ρ_a es la densidad del aire considerada constante:

$$\tau_a = \rho_a C V_a^2 \tag{1.13}$$

En la superficie del océano el coeficiente de resistencia puede variar con la velocidad del viento. Por consiguiente C no puede ser considerado como constante sino como una función de la velocidad del viento por tanto:

$$\tau_a = \rho_a C V_a V_a^2 = \rho_a C^* V_a^n \tag{1.14}$$

Para determinar el valor numérico de C^*, así como de n, se hicieron varias investigaciones usando diferentes métodos. Tales investigaciones condujeron a una discusión considerable entre el coeficiente de resitencia $C V_a$ y la velocidad del viento, especialmente, con velocidad del viento bajas ($< 6\ m \cdot seg^{-1}$). Neumann (1948) sugiere sobre las bases de las observaciones hechas el valor de

$C(V_a) = 9 \times 10^{-3} \; V_a^{-1/2}$ y $\tau_a = 0.9 \times 10^{-3} \rho_a \; V_a^{3/2}$ donde V_a esta dada en $m \cdot seg^{-1}$

Las dificultades involucradas en determinar el esfuerzo del viento, así como las discrepancias entre los resultados obtenidos por diferentes métodos, condujeron a varios investigadores a inclinarse por la ley cuadrática $\tau_a = 2.6 \times 10^{-3} \rho_a V_a^2$ en donde el esfuerzo del viento es una función del viento. Ekman fue el primero en aplicar este esfuerzo.

Palmén y Laurila (1938)[27] obtienen una relación similar con el factor 2.4×10^{-3} en lugar de 2.6×10^{-3} . Hela (1948)[21] obtiene $\tau_a = 1.9 \times 10^{-3} \cdot V_a^2$.

Thorade (1914)[27] determina empíricamente la dependencia de Vo y h_1 sobre la latitud geográfica ϕ y la rapidez del viento $|V_a|$:

$$V_o = \frac{0.0259 \sqrt{|V_a|}}{\sqrt{\operatorname{sen} \phi}} \quad \text{para} \quad |V_a| \leq 6$$

$$V_o = \frac{0.0126 \, |V_a|}{\sqrt{\operatorname{sen} \phi}} \quad \text{para} \quad |V_a| > 6$$

$$h_1 = \frac{3.67 \sqrt{|V_a|^3}}{\sqrt{\operatorname{sen} \phi}} \quad \text{para} \quad |V_a| \leq 6 \qquad (1.15)$$

$$h_1 = \frac{7.6 \, |V_a|}{\sqrt{\operatorname{sen} \phi}} \quad \text{para} \quad |V_a| > 6$$

donde Vo esta dada en $m \cdot seg^{-1}$, h_1 en metros y $|V_a|$ en $m \cdot seg^{-1}$.

Palmén (1931)[27] argumenta que las relaciones de Thorade para $V_a \leq 6\ m \cdot seg^{-1}$ presentan incertidumbre en la conversión de la escala Beaufort en $m \cdot seg^{-1}$. Palmén sugiere $V_0\ [cm \cdot seg^{-1}] = 1.4\ V_a\ [m \cdot seg^{-1}]$ para una latitud de 61° N. Sin embargo, estos resultados se aplican a "aguas someras" (Mar Báltico). Durst (1924)[23] obtiene $V_0 = \frac{0.79\,|V_a|}{\sqrt{sen\,\phi}}$ para corrientes en océano abierto, así como hace algunos cálculos del coeficiente de viscocidad turbulento para varias regiones en tres océanos, basado sobre observaciones con velocidad del viento entre 7.5 y 9.8 $m \cdot seg^{-1}$.

Las observaciones hechas no son suficientes para establecer definitivamente la existencia de una corriente de deriva pura como lo indica la teoría, sin embargo hay consistencia y en algunos aspectos muestra un notable acuerdo con las características teóricas de tales corrientes de deriva.

Los valores de Vo y h_1 determinados empíricamente por Thorade (ecuación 1.15) son los utilizados como una guía para construir el modelo numérico en este trabajo.

La corriente de deriva resultante en la capa de profundidad h_1 está dada por:

$$V_s = \frac{1}{h}\int_0^h V_s^* dz \tag{1.16}$$

y expresada en sus componentes

$$u_s = \frac{1}{h}\int_0^h u_s^* \, dz \quad ; \quad v_s = \frac{1}{h}\int_0^h v_s^* \, dz \tag{1.17}$$

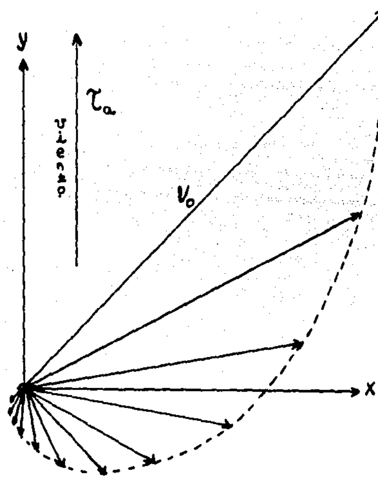


Figura 1. *Espiral de Ekman para las corrientes de deriva proyectadas sobre un plano horizontal. Vo es la velocidad en la superficie desviada a 45° a la derecha del vector del viento (Hemisferio Norte).*

sustituyendo las ecuaciones (1.8) en (1.17), se obtienen las componentes de la velocidad de la corriente de deriva resultante en la capa de profundidad h y están dadas por:

$$u_s = \frac{0.7071}{\pi h} V_o h_1 \left[1 - e^{-(\pi/h_1)h} \cos \frac{\pi}{h_1} h \right]$$

(1.18)

$$v_s = \frac{0.7071}{\pi h} V_o h_1 \left[e^{-(\pi/h_1)h} \operatorname{sen} \frac{\pi}{h_1} h \right]$$

Se observa en estas ecuaciones que la corriente de deriva resultante en una capa de profundidad $h = h_1$ forma un ángulo de $\theta = 90^\circ$ a la derecha del viento en la superficie, y la magnitud de la velocidad de la corriente es $|V_s| = 0.235 V_o$.

En una capa de profundidad $h \ll h_1$

$$u_s = v_s = 0.7071 V_o \qquad (1.19)$$

la corriente de deriva resultante forma un ángulo de $\theta = 45^\circ$ a la derecha del viento en la superficie, y la magnitud de la corriente es $|V_s| \simeq V_o$.

De acuerdo con la figura 2 se introduce un coeficiente en la magnitud de la corriente oceánica:

$$|V_s| = C_1 V_o \qquad (1.20)$$

Los rangos de valores del coeficiente C_1 y del ángulo θ obtenidos del análisis a los componentes de corriente de deriva son:

$$45^\circ \leq \theta \leq 90^\circ \qquad y \qquad 1 \geq C_1 \geq 0.235$$

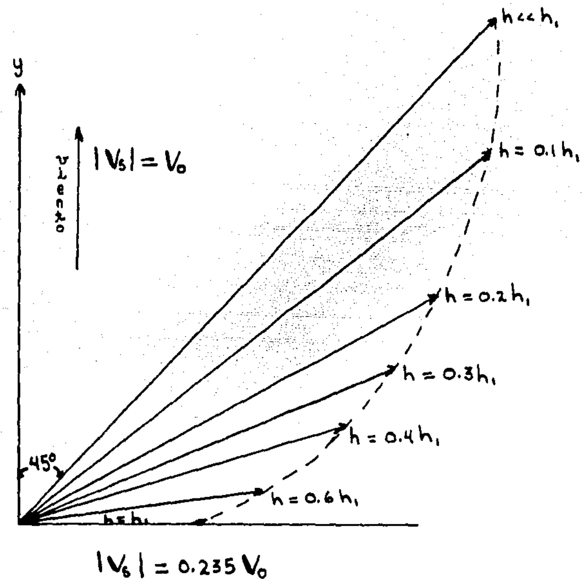


Figura 2. *Corrientes de deriva resultantes con distintas capas de profundidad.*

Las componentes de la velocidad de la corriente de deriva resultante (V_s) en la capa, serán expresadas en términos de las componentes de la velocidad del viento en la superficie oceánica (Va) y el ángulo que forman estos dos vectores de velocidad.

Los componentes del vector Vs (Adem 1970 a) se expresan como:

$$u_s = \frac{C_1 0.0126}{\sqrt{\operatorname{sen}\phi}} (u_a \cos\theta + v_a \operatorname{sen}\theta)$$

(1.21)

$$v_s = \frac{C_1 0.0126}{\sqrt{\operatorname{sen}\phi}} (v_a \cos\theta - u_a \operatorname{sen}\theta)$$

en donde $45^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ y $1 \geq C_1 \geq 0.235$

La figura 3 muestra la posición de los vectores Va y Vs en el plano x y. La dirección del eje x apunta hacia el este y la dirección del eje y hacia el norte.

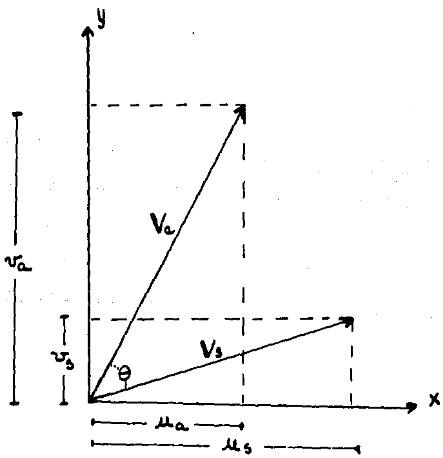


Figura 3. *Posición de los vectores Va y Vs en el plano de coordenadas x y.*

Debido a lo complicado que resulta obtener datos en la superficie del océano el viento observado (Va) es sustituido por el viento geostrófico.

Las ecuaciones para el viento geostrófico sobre la superficie del océano están dadas por:

$$u_g = -\frac{1}{\rho_a f}\frac{\partial P_a}{\partial y}$$

$$v_g = \frac{1}{\rho_a f}\frac{\partial P_a}{\partial x} \qquad (1.22)$$

donde u_g y v_g son las componentes del viento geostrófico sobre la superficie del océano en la dirección del eje x (hacia el este) y en la dirección del eje y (hacie el norte) respectivamente; ρ_a y P_a son la densidad del aire (constante) y la presión sobre la superficie del océano y $f = 2\Omega \operatorname{sen}\phi$ el parámetro de Coriolis.

Una forma diferente de introducir el viento geostrófico en la ecuación (1.21) es la siguiente:

$$u_a = C_2^* (u_g \cos\alpha + v_g \operatorname{sen}\alpha)$$

$$v_a = C_2^* (v_g \cos\alpha - u_g \operatorname{sen}\alpha) \qquad (1.23)$$

donde $C_2^* = \frac{|V_a|}{|V_g|}$ es la razón entre la magnitud del viento no geostrófico y la magnitud del viento geostrófico y α el ángulo entre la velocidad del viento en la superficie y la velocidad del viento geostrófico. En las figuras 4 y 5 (capítulo siguiente) se observan C_2^* y α respectivamente.

Al ser sustituidas las ecuaciones (1.23) en las fórmulas (1.21) se obtienen las componentes de la corriente de deriva resultante como una función de las componentes del viento geostrófico (la relación entre el viento en la superficie del océano y el viento geostrófico serán discutidos en el capítulo 2):

$$u_s = C_1 C_2^* \frac{0.0126}{\sqrt{\operatorname{sen}\phi}} \Big(u_g \cos\alpha \cos\theta - v_g \operatorname{sen}\alpha \cos\theta + v_g \cos\alpha \operatorname{sen}\theta$$
$$+ u_g \operatorname{sen}\alpha \operatorname{sen}\theta \Big)$$

$$v_s = C_1 C_2^* \frac{0.0126}{\sqrt{\operatorname{sen}\phi}} \; v_g \cos\alpha \cos\theta + u_g \operatorname{sen}\alpha \cos\theta - u_g \cos\alpha \operatorname{sen}\theta$$
$$+ v_g \operatorname{sen}\alpha \operatorname{sen}\theta \Big)$$

reagrupando términos

$$u_s = C_1^* \frac{0.0126}{\sqrt{\operatorname{sen}\phi}} \left(u_g \cos\theta^* + v_g \operatorname{sen}\theta^* \right)$$

(1.24)

$$v_s = C_1^* \frac{0.0126}{\sqrt{\operatorname{sen}\phi}} \left(v_g \cos\theta^* - u_g \operatorname{sen}\theta^* \right)$$

donde

$$C_1^* = C_1 C_2^*$$

$$\theta^* = \theta - \alpha$$

Los valores de C_1^* y θ^* serán limitados por los siguientes rangos (Adem 1970 a)

$$0^\circ \doteq \theta^* \doteq 45^\circ \quad , \quad 0.235 \doteq C_1^* \doteq 1$$

El utilizar al viento geostrófico en las ecuaciones (1.24) resulta ser una buena aproximación al campo de viento real para calcular las componentes de la corriente oceánica en la superficie del océano.

Sin embargo, sería más adecuado utilizar la ecuación (1.21) en lugar de (1.24) para calcular estas corrientes.

Para esto es necesario contar con un banco de datos confiables para el viento real en la superficie oceánica lo cual posiblemente conduciría a un mejoramiento considerable en la predicción de las anomalías de temperatura en la superficie de los océanos.

Las fórmulas (1.24) para obtener las componentes de la corriente oceánica han sido la base en diversos experimentos para obtener los cambios de las anomalías de temperatura debido a las anomalías medias mensuales en la corriente de deriva.

Adem (1970) muestra los resultados obtenidos usando estas fórmulas con $C^*_1 = 1$ y $\theta^* = 45°$, $\theta^* = 90°$ respectivamente. En estos experimentos cabe recordar que la corriente oceánica es expresada (ecuación 1.5) $V^*_{ST} = V^*_{SW} + (V^*_S - V^*_{SN})$ donde V^*_{SW} es la velocidad de la corriente oceánica estacional normal, la cual se prescribe para invierno y verano que son las estaciones que registran cambios sustanciales en la corriente.

Experimentos más recientes (Adem y Mendoza 1988) para obtener las anomalías de temperatura en la superficie del océano y sus cambios mes a mes fueron computados usando valores para $C^*_1 = 0.235$ y $\theta^* = 45°$, $\theta^* = 90°$, $\theta^* = 0°$ respectivamente. En estos resultados en los cuales es considerado al transporte horizontal de calor por corrientes de deriva como uno de los efectos físicos para producir cambios en la temperatura de la superficie de los océanos, muestran que las mejores predicciones se obtienen para $\theta^* = 0°$.

c) ***Calor sensible por unidad de área por unidad de tiempo, dado desde la capa superior del océano a la termoclina***

$$W_s = (\omega' \rho_s C_s T_s^{*\prime})_{z=h} \tag{1.25}$$

La evaluación de W_s tiene muchas incertidumbres, sin embargo, para estimar su orden de magnitud (Wyrtki 1961) supone que en la termoclina:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\omega\, T_s^{*}) + \frac{\partial}{\partial z}(\omega' T_s^{*\prime}) = 0 \tag{1.26}$$

la cual implica que

$$\omega\, T_s^{*} + \omega' T_s^{*\prime} = F(x, y) \tag{1.27}$$

donde F es una función de las coordenadas horizontales x y y

Si suponemos que en el fondo de la termoclina $\omega' T_s^{*\prime} = 0$ se tiene que

$$F(x, y) = \omega_B T_B \tag{1.28}$$

donde T_B es la temperatura en el fondo de la termoclina; y ω_B, T_B son funciones de x y y solamente.

Aplicando (1.27) en $Z = h_1$, utilizando (1.28) y (1.25) así como suponiendo $\omega_B = \omega_h$ se obtiene:

$$W_s = -\omega_h (T_s - T_B) \tag{1.29}$$

que es la expresión obtenida por (Wyrtki 1961) con $-\omega_h = 2 \times 10^{-5}$ cm·seg^{-1}.

Este, es un valor probable de la velocidad hacia arriba a través de la capa de discontinuidad.

De acuerdo con este valor de $-\omega_h$ resulta que los cambios en las anomalías de la temperatura de la superficie de los océanos debidos al término de surgencias (W_s) son despreciablemente pequeños al compararlos con los cambios observados. Para obtener cambios importantes se requieren velocidades ascendentes del orden de 0.33×10^{-2} cm·seg.$^{-1}$ (Adem, 1970).

d) *Calor perdido por evaporación en la superficie del océano* (G_3) *y calor sensible dado desde la superficie de los océanos a la atmósfera por transporte vertical turbulento* (G_2)

Las funciones de calentamiento G_3 y G_2 son parametrizadas por las siguientes fórmulas: (Jacobs, W.J. 1967)

$$G_3 = K_4 |V_a| [0.981\, e_s(T_s) - U e_s(T_a)] \tag{1.30}$$

$$G_2 = K_3 |V_a| (T_s - T_a) \tag{1.31}$$

donde K_4 y K_3 son constantes, $|V_a|$, rapidez del viento y Ta es la temperatura del aire, ambas medidas sobre la cubierta de un barco; $e_s(T_s)$ y $e_s(T_a)$ son las presiones del vapor de saturación a la temperatura de la superficie del océano y a la temperatura del aire al nivel de la cubierta de un barco respectivamente; U es la humedad relativa del aire.

Para la presión del vapor de saturación se usa la fórmula:

$$e_s(t^*) = a_1 + b_1 t^* + c_1 t^{*2} + d_1 t^{*3} + l_1 t^{*4} \tag{1.32}$$

donde e_s se mide en milibarios y $t^* = T^* - 273.16$ °C; T^* es la temperatura absoluta; $a_1 = 6.115$, $b_1 = 0.42915$, $C_1 = 0.014206$; $d_1 = 3.046 \times 10^{-4}$ y $l_1 = 3.2 \times 10^{-6}$ (Adem 1967).

Las fórmulas (1.30) y (1.31) pueden ser utilizadas directamente en el modelo termodinámico del clima aplicado a la capa superior de los océanos. Sin embargo, debido a que no se cuenta con datos para la temperatura del aire en la superficie del océano, ni para la rapidez del viento, serán utilizadas G_3 y G_2 con los siguientes supuestos: la presión del vapor de saturación se aproxima a una función lineal de la temperatura; se considera un gradiente térmico vertical constante; los valores de la rapidez del viento $|V_a|$ y humedad relativa U son aproximados a sus valores normales $|V_{an}|$ y U_n respectivamente.

Con estas suposiciones se obtienen las siguientes expresiones:

$$G_3 - G_{3N} = K_4 B |V_{an}| [0.981 (T_S - T_{SN}) - A_7 U_N (T_m - T_{mn})] \tag{1.33}$$

$$G_2 - G_{2N} = K_3 |V_{an}| [(T_S - T_{SN}) - A_7 (T_m - T_{mn})] \tag{1.34}$$

donde Tm es la temperatura en los 700 milibarios y T_{sN}, T_{mn}, G_{3N} y G_{2N} son los valores normales de T_s, T_m, G_3 y G_2 respectivamente. Para el caso de G_3 y G_2 estos valores normales se prescriben.

Las fórmulas (1.33) y (1.34) representan las anomalías de calor perdido por evaporación y del transporte turbulento vertical de calor sensible en la superficie del océano.

Las fórmulas (1.33) y (1.34) con $A_7 = 1$ fueron desarrolladas por Philip F. Clapp (1965) como una adaptación de las fórmulas volumétricas de Jacobs (1951) las cuales han sido aplicadas en el modelo termodinámico (Adem 1965, 1979).

Adem y Mendoza (1986) realizan experimentos para calibrar algunos parámetros oceanográficos del modelo y para estimar su importancia en las predicciones.

Los resultados obtenidos en estos experimentos muestran que un valor adecuado para A_7 es 0.4 el cual es utilizado en el presente trabajo.

e) *Exceso de radiación en la superficie de los océanos* (E_s).

Para calcular E_s se usa el modelo de radiación desarrollado previamente (Adem, 1962) obteniéndose:

$$E_s = F_{34} + \epsilon F'_{34} + F_{35} T'_m + F_{36} T'_s + \alpha_1 I \qquad (1.35)$$

en donde ϵ es la cubierta fraccional de nubes, $T'_a = T_a - 288$, $T'_s = T_s - 288$, $\alpha_1 I$ es la radiación de onda corta absorbida por la capa oceánica; F_{34}, F'_{34}, F_{35} y F_{36} son constantes dadas por:

$$\begin{aligned} F_{34} &= -F(T_{so}) \\ F'_{34} &= F(T_{c2}) \\ F_{35} &= 4\sigma T_{so}^3 - \left(\frac{\partial F}{\partial T^*}\right)_{T^*=T_{so}} \\ F_{36} &= -4\sigma T_{so}^3 \end{aligned} \qquad (1.36)$$

con $\sigma = (8215)\ 10^{-4}\ \mathrm{cal \cdot cm^{-2} \cdot K^{-4}}$ y $T_{so} = 288\ °K$, T_{c2} es la temperatura en el fondo de la capa de nubes considerada en el modelo de radiación.

$F(T^*)$ es una función de la temperatura T^*

Para $\alpha_1 I$ se utiliza la fórmula (Adem 1964)

$$\alpha_1 I = (Q+q)_o [1 - (1-K)\epsilon](1-\alpha)$$

donde $(Q + q)_o$ es la radiación total recibida por la superficie del océano con cielo despejado ($\epsilon = 0$), K función de la latitud y α el albedo en la superficie del océano.

CAPITULO 2

ECUACION DE VORTICIDAD PARA LA FUNCION DE CORRIENTE EN LOS OCEANOS

Un análisis matemático completo de las corrientes de deriva pura en un océano baroclínico es difícil por diversas razones.

En la circulación oceánica tridimensional la componente vertical de la velocidad tiene que ser considerada, y la distribución vertical del campo de velocidad horizontal tiene que ser determinado.

La estratificación de la densidad en la dirección lateral y vertical es en cierto modo el resultado de un ajuste del campo de masa y campo de corrientes. Dificultades surgen al formular una relación entre estos dos campos, especialmente cuando la fricción es incluída.

Para corrientes de deriva pura un corrimiento horizontal en la velocidad vertical puede ser el resultado de la fricción y la frontera inferior variable de las corrientes en un océano estratificado.

La importancia de fuerzas friccionales correctas en el análisis presenta dificultades. Dificultades matemáticas que surgen por la presencia de campos de aceleración no lineales las cuales pueden ser importantes en alguna región del fluído.

En la circulación oceánica algunos progresos han sido hechos con ciertas simplificaciones especialmente en el análisis del transporte horizontal de masa o transporte de volumen por corrientes de deriva. Las suposiciones, más frecuentemente retenidas y utilizadas en el presente trabajo para la obtención de la ecuación de vorticidad son corrientes no aceleradas y un coeficiente de viscosidad turbulento vertical (Az) y horizontal (A_h) constantes.

La obtención de esta ecuación de vorticidad es presentada en el siguiente inciso.

a) *Deducción de la ecuación de vorticidad para la función de corriente en los océanos.*

Esta ecuación de vorticidad es obtenida a partir de las ecuaciones de la hidrodinámica del tipo Reynold's que son las siguientes:

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{1}{\rho_s}\frac{\partial P}{\partial X} + 2\Omega \operatorname{sen}\phi V + \frac{1}{\rho_s}\left[\frac{\partial}{\partial X}\left(A_{xx}\frac{\partial U}{\partial X}\right)\right.$$

$$\left. + \frac{\partial}{\partial y}\left(A_{xy}\frac{\partial U}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(A_{xz}\frac{\partial U}{\partial z}\right)\right] \qquad (2.1)$$

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho_s}\frac{\partial P}{\partial y} - 2\Omega \operatorname{sen}\phi\, U + \frac{1}{\rho_s}\left[\frac{\partial}{\partial X} A_{yx}\frac{\partial V}{\partial X}\right.$$

$$\left. + \frac{\partial}{\partial y}\left(A_{yy}\frac{\partial V}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(A_{yz}\frac{\partial V}{\partial z}\right)\right] \qquad (2.2)$$

Los términos en paréntesis de la ecuación (2.1) y (2.2) representan las tres componentes de una fuerza friccional causada por esfuerzos turbulentos. Suponiendo corrientes no aceleradas y un coeficiente de viscosidad turbulento vertical (A_z) y horizontal (A_h) constantes las ecuaciones de movimiento para flujo horizontal se reducen a la forma:

$$-f\rho_s v^* = -\frac{\partial P^*}{\partial X} + A_z\frac{\partial^2 u^*}{\partial z^2} + A_h \nabla^2 u \qquad (2.3)$$

$$f\rho_s u^* = -\frac{\partial P^*}{\partial y} + A_z\frac{\partial^2 v^*}{\partial z^2} + A_h \nabla^2 v \qquad (2.4)$$

donde $f = 2\Omega \operatorname{sen}\phi$ y el operador $\nabla = \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$

sea

$$u = \frac{1}{h(x,y)}\int_0^{h(x,y)} u^*\, dz \quad , \quad v = \frac{1}{h(x,y)}\int_0^{h(x,y)} v^*\, dz$$

Las ecuaciones (2.3) y (2.4) son integradas desde $Z = 0$ a $Z = h\ (x,y)$ suponiendo $0 \leq Z \leq h\ (x,y)$, ρ_s = cte, $h\ (x,y)$ = cte = hs.

$$-f \rho_s h_s \frac{1}{h_s} \int_0^{h_s} v^* dz = -\frac{\partial}{\partial x} \int_0^{h_s} p^* dz + A_z \int_0^{h_s} \frac{\partial^2 u^*}{\partial z^2} dz + \tag{2.5}$$

$$+ A_h h_s \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{1}{h_s} \int_0^{h_s} u^* dz + A_h h_s \frac{\partial^2}{\partial y^2} \frac{1}{h_s} \int_0^{h_s} u^* dz$$

$$f \rho_s h_s \frac{1}{h_s} \int_0^{h_s} u^* dz = -\frac{\partial}{\partial y} \int_0^{h_s} p^* dz + A_z \int_0^{h_s} \frac{\partial^2 v^*}{\partial z^2} dz + \tag{2.6}$$

$$+ A_h h_s \frac{\partial^2}{\partial y^2} \frac{1}{h_s} \int_0^{h_s} v^* dz + A_h h_s \frac{\partial^2}{\partial y^2} \frac{1}{h_s} \int_0^{h_s} v^* dz$$

Las integrales de los esfuerzos cortantes verticales se reducen a:

$$A_z \int_0^{h_s} \frac{\partial^2 u^*}{\partial z^2} dz = A_z \int_0^{h_s} d\left(\frac{\partial u^*}{\partial z}\right) = A_z \left(\frac{\partial u^*}{\partial z}\right)_{z=h_s} - A_z \left(\frac{\partial u^*}{\partial z}\right)_{z=0}$$

$$= \tau_x - (\tau_x)_{\tau_s} \tag{2.7}$$

$$A_z \int_0^{h_s} \frac{\partial^2 v^*}{\partial z^2} dz = A_z \int_0^{h_s} d\left(\frac{\partial v^*}{\partial z}\right) = A_z \left(\frac{\partial v^*}{\partial z}\right)_{z=h_s} - A_z \left(\frac{\partial v^*}{\partial z}\right)_{z=0}$$

$$= \tau_y - (\tau_y)_{\tau_s} \tag{2.8}$$

donde τ_x , τ_y representan los esfuerzos del viento en la superficie del océano, $(\tau_x)_{\tau_s}$, $(\tau_y)_{\tau_s}$ el esfuerzo tangencial ejercido en Z=h por la corriente.

Sustituyendo (2.7) y (2.8) en las ecuaciones (2.5) y (2.6) respectivamente se obtiene:

$$-f\rho_s h_s v = -\frac{\partial}{\partial x}\int_0^{h_s} p^* dz + \tau_x - (\tau_x)_{\tau_s} + A_h h_s\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) \qquad (2.9)$$

$$f\rho_s h_s u = -\frac{\partial}{\partial y}\int_0^{h_s} p^* dz + \tau_y - (\tau_y)_{\tau_s} + A_h h_s\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) \qquad (2.10)$$

diferenciando la ecuación (2.9) con respecto a "y", la ecuación (2.10) con respecto a "X" y considerando $\frac{\partial f}{\partial y} = \beta_y$, $\frac{\partial f}{\partial x} = \beta_x$ obtenemos:

$$-\beta_y \rho_s h_s v - f\rho_s h_s \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial^2}{\partial y \partial x}\int_0^{h_s} p^* dz + \frac{\partial}{\partial y}(\tau_x) - \frac{\partial}{\partial y}(\tau_x)_{\tau_s} + A_h h_s\left(\frac{\partial^3 u}{\partial y \partial x^2} + \frac{\partial^3 u}{\partial y^3}\right) \qquad (2.11)$$

$$\beta_x \rho_s h_s u + f\rho_s h_s \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial^2}{\partial x \partial y}\int_0^{h_s} p^* dz + \frac{\partial}{\partial x}(\tau_y) - \frac{\partial}{\partial x}(\tau_y)_{\tau_s} + A_h h_s\left(\frac{\partial^3 v}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 v}{\partial x \partial y^2}\right) \qquad (2.12)$$

restando (2.11) y (2.12) se tiene:

$$-\rho_s h_s\left(\beta_x u + \beta_y v\right) - f\rho_s h_s\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = \left(\frac{\partial \tau_x}{\partial y} - \frac{\partial \tau_y}{\partial x}\right) + \tag{2.13}$$

$$+\left(-\frac{\partial}{\partial y}(\tau_x)_{\tau_s} + \frac{\partial}{\partial x}(\tau_y)_{\tau_s}\right) + A_h h_s\left\{\left(\frac{\partial^3 u}{\partial y\,\partial x^2} + \frac{\partial^3 u}{\partial y^3}\right) - \left(\frac{\partial^3 v}{\partial x^3} - \frac{\partial^3 v}{\partial x\,\partial y^2}\right)\right\}$$

En un océano estratificado donde el vector de velocidad absoluta se desvanece gradualmente cerca de alguna distancia sobre el fondo sólido, el esfuerzo en el fondo con estas componentes $(\tau_x)_{\tau_s}$ y $(\tau_y)_{\tau_s}$ puede ser despreciado.

Con estas suposiciones la ecuación (2.13) se reduce a:

$$-\rho_s h_s\left(\beta_x u + \beta_y v\right) - f\rho_s h_s\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = \left(\frac{\partial \tau_x}{\partial y} - \frac{\partial \tau_y}{\partial x}\right) + \tag{2.14}$$

$$+ A_h h_s\left\{\left(\frac{\partial^3 u}{\partial y\,\partial x^2} + \frac{\partial^3 u}{\partial y^3}\right) - \left(\frac{\partial^3 v}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 v}{\partial x\,\partial y^2}\right)\right\}$$

Para un fluído incompresible.

$$\frac{\partial u^*}{\partial x} + \frac{\partial v^*}{\partial y} = 0$$

donde se ha considerado que el fluído sólo tiene movimiento horizontal, con lo cual la componente vertical de la velocidad se supone cero.

Integrando de $Z = 0$ a $Z = h$ se tiene:

$$h_s\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{1}{h_s}\int_0^h u^*\,dz\right] + h_s\frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{1}{h_s}\int_0^h v^*\,dz\right] = 0$$

donde h = cte. ; así

$$h_s\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)=0$$

Por lo tanto la ecuación (2.14) puede escribirse:

$$\rho_s h_s \; \beta_x u+\beta_y v+\left(\frac{\partial \tau_x}{\partial y}-\frac{\partial \tau_y}{\partial x}\right)+A_h h_s\left\{\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)-\right.$$

$$\left.-\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)\right\}=0 \qquad (2.15)$$

Las integrales verticales sobre las componentes horizontales de la fuerza de fricción son simbólicamente escritas con la abreviación

$$R_x = A_h\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)=A_h\nabla^2 u$$

$$R_y = A_h\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)=A_h\nabla^2 v \qquad (2.16)$$

Munk (1950) introduce estas fuerzas friccionales.

Algunos investigadores presentan otras formas para la fricción horizontal diferentes a las propuestas en la ecuación (2.16).

Stommel (1948) aplica fuerzas friccionales en la forma

$$R_x = -\rho_s K_o u$$

$$R_y = -\rho_s K_o v \qquad (2.17)$$

con K_o constante. Esta forma de aplicar las fuerzas friccionales es la utilizada en el presente trabajo.

Sustituyendo (2.17) en (2.15) se obtiene:

$$\rho_s h_s \left(\beta_x u + \beta_y v\right) + \left(\frac{\partial \tau_x}{\partial y} - \frac{\partial \tau_y}{\partial x}\right) + h_s \frac{\partial}{\partial y}\left(-\rho_s K_o u\right)$$

$$- h_s \frac{\partial}{\partial x}\left(-\rho_s K_o v\right) = 0$$

agrupando términos:

$$\rho_s h_s \left(\beta_x u + \beta_y v\right) + \left(\frac{\partial \tau_x}{\partial y} - \frac{\partial \tau_y}{\partial x}\right) + h_s \rho_s K_o \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right) = 0 \qquad (2.18)$$

En lo que respecta al campo de velocidad en la ecuación (2.18) el teorema de Helmholtz establece que cualquier campo de velocidad puede ser dividido en una parte no divergente $\mathbf{V}_\psi$ más una parte irrotacional $\mathbf{V}_e$

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_\psi + \mathbf{V}_e \qquad (2.18^1)$$

donde $\nabla \cdot \mathbf{V}_\psi = 0$, $\nabla \times \mathbf{V}_e = 0$

De la ecuación de continuidad se tiene que $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$, aplicando la divergencia al campo de velocidad expresado en (2.18^1) se obtiene que la divergencia de la parte irrotacional $\mathbf{V}_e$ es cero por tanto $\mathbf{V} = \mathbf{V}_\psi$ el cual puede ser expresado en términos de una función de corriente ψ definida como:

$$\mathbf{V} = \hat{k} \times \nabla \psi$$

o en componentes cartesianas

$$u = -\frac{\partial\psi}{\partial y} \quad , \quad v = \frac{\partial\psi}{\partial x} \tag{2.19}$$

sustituyendo (2.19) en (2.18) se obtiene:

$$\rho_s h_s\left(\beta_y \frac{\partial\psi}{\partial x} - \beta_x \frac{\partial\psi}{\partial y}\right) + \left(\frac{\partial\tau_x}{\partial y} - \frac{\partial\tau_y}{\partial x}\right) + h_s \rho_s K_o\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}\right) = 0 \tag{2.20}$$

el segundo término se expresa

$$\nabla\times\tau = \begin{vmatrix} \hat{i} & -\hat{j} & +\hat{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & 0 \\ \tau_x & \tau_y & 0 \end{vmatrix} = \hat{k}\left(\frac{\partial}{\partial x}\tau_y - \frac{\partial}{\partial y}\tau_x\right)$$

que al ser sustituido en (2.20) obtenemos:

$$\beta_y \frac{\partial\psi}{\partial x} - \beta_x \frac{\partial\psi}{\partial y} + K_o \nabla^2\psi = \frac{1}{\rho_s h_s} \mathrm{rot}_z \tau \tag{2.21}$$

Obteniéndose así una ecuación diferencial elíptica de segundo orden con condiciones a la frontera, esta ecuación permite calcular la corriente oceánica por medio de la función de corriente aplicada a la capa superior de los oceános.

En esta ecuación el forzamiento es el esfuerzo del viento sobre la superficie.

La relación entre la velocidad del viento en la superficie y la velocidad del viento geostrófico como una función de simples parámetros es de gran interés. El intercambio de momento entre el aire y el agua genera y conserva ondas en la superficie y corrientes oceánicas de deriva. Casi todo el conocimiento sobre la interacción entre el aire y el mar es relacionado a la velocidad del viento en la superficie.

Esta relación ha sido investigada por un gran número de nombres famosos asociados con tales estudios. Sin embargo, no todas las relaciones han sido publicadas (Roll 1965)[21]. Una razón de esto es por la dificultad de medidas confiables en el mar. Usualmente el viento geostrófico es mejor conocido que el viento actual debido a la gran variabilidad de este último. Así, las interacciones aire-mar, es necesario expresarlas en términos del viento geostrófico mejor que el viento en la superficie.

Otra razón, es que para un fluído desacelerado, la razón de la velocidad del viento en la superficie y la velocidad del viento geostrófico depende de la velocidad del viento geostrófico, de la estabilidad de la estratificación de la densidad, del parámetro de Coriolis y probablemente de otras variables.

Estas observaciones pueden ser explicadas o sostenidas por otra información o simples consideraciones teóricas.

La relación de la velocidad del viento en la superficie y la velocidad del viento geostrófico es obtenida a continuación:

b) *Relación entre el viento geostrófico y el viento en la superficie oceánica*

Para el movimiento horizontal del aire, las ecuaciones de Navier-Stokes (tipo Reynold's) están dadas por:

$$\frac{du^*}{dt} - f v^* = -\frac{1}{\rho_a^*}\frac{\partial p^*}{\partial x} + \frac{1}{\rho_a^*} F_x^* \qquad (2.22)$$

$$\frac{dv^*}{dt} + f u^* = -\frac{1}{\rho_a^*}\frac{\partial P^*}{\partial y} + \frac{1}{\rho_a^*} F_y^* \tag{2.23}$$

donde u^* y v^* son las componentes medias de la velocidad del viento en las direcciones este y norte, respectivamente.

f	parámetro de Cariolis
ρ_a^*	densidad del aire
P^*	presión atmosférica promediada
F_x^* , F_y^*	componentes de la fuerza friccional turbulenta en las direcciones este y norte, respectivamente

Considerando el caso estacionario y suponiendo que únicamente los esfuerzos turbulentos cortantes son importantes, las ecuaciones (2.22) y (2.23) se reducen a:

$$f(v^* - v_g^*) = -\frac{1}{\rho_a^*}\frac{\partial}{\partial z}\tau_{xz}^* \tag{2.24}$$

$$f(u^* - u_g^*) = \frac{1}{\rho_a^*}\frac{\partial}{\partial z}\tau_{yz}^* \tag{2.25}$$

donde τ_{xz}^* y τ_{yz}^* son las componentes del tensor de los esfuerzos cortantes turbulentos y

$$u_g^* = -\frac{1}{f\rho_a^*}\frac{\partial P^*}{\partial y} \tag{2.26}$$

$$v_g^* = \frac{1}{f\rho_a^*}\frac{\partial P^*}{\partial x} \tag{2.27}$$

los componentes del viento geostrófico en las direcciones este y norte respectivamente.

Integrando las ecuaciones (2.24) y (2.25) en la capa límite planetaria atmosférica o capa de Ekman, de espesor H_s se obtiene:

$$\frac{1}{H_s}\int_{h_1}^{h_2} v^* \, dz - \frac{1}{H_s}\int_{h_1}^{h_2} v_g^* \, dz = -\frac{1}{fH_s}\int_{h_1}^{h_2} \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\tau_{xz}^*}{\rho^*}\right) dz -$$

$$-\frac{1}{fH_s}\int_{h_1}^{h_2} \frac{\tau_{xz}^*}{\rho^{*2}} \frac{\partial \rho_a^*}{\partial z} \, dz \qquad (2.28)$$

$$\frac{1}{H_s}\int_{h_1}^{h_2} u^* \, dz - \frac{1}{H_s}\int_{h_1}^{h_2} u_g^* \, dz = \frac{1}{fH_s}\int_{h_1}^{h_2} \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\tau_{yz}^*}{\rho^*}\right) dz +$$

$$+\frac{1}{fH_s}\int_{h_1}^{h_2} \frac{\tau_{yz}^*}{\rho^{*2}} \frac{\partial \rho_a^*}{\partial z} \, dz \qquad (2.29)$$

donde h_1 y h_2 son las alturas de las fronteras superiores de la capa límite superficial y de la capa límite planetaria y $H_s = h_2 - h_1$.

Vamos a considerar que en áreas oceánicas las segundas integrales del lado derecho de (2.28) y (2.29) son despreciables, y que el viento no geostrófico y el geostrófico dependen linealmente de la altura:

$$V^* = \frac{z-h_1}{h_2-h_1} V_h + \frac{h_2-z}{h_2-h_1} V_a \qquad (2.30)$$

$$V_g^* = \frac{z-h_1}{h_2-h_1} V_{gh} + \frac{h_2-z}{h_2-h_1} V_{ga} \qquad (2.31)$$

donde V_h y V_a son las velocidades del viento no geostrófico en $Z = h_2$ y $Z = h_1$, respectivamente; V_{gh} V_{ga} son las velocidades del viento geostrófico en $Z = h_2$ y $Z = h_1$, respectivamente.

Realizando las integrales en (2.28) y (2.29), considerando (2.30) y (2.31) se obtiene:

$$\frac{1}{2}(v_h + v_a) - \frac{1}{2}(v_{gh} + v_{ga}) = -\frac{1}{fH_s}\left[\frac{\tau_{xh}}{\rho_h} - \frac{\tau_{xa}}{\rho_a}\right] \tag{2.32}$$

$$\frac{1}{2}(u_h + u_a) - \frac{1}{2}(u_{gh} + u_{ga}) = \frac{1}{fH_s}\left[\frac{\tau_{yh}}{\rho_h} - \frac{\tau_{ya}}{\rho_a}\right] \tag{2.33}$$

donde u_h y v_h componentes de V_h

u_a y v_a componentes de V_a

u_{gh} y v_{gh} componentes de V_{gh}

u_{ga} y v_{ga} componentes de V_{ga}

τ_{xh} y τ_{yh} componentes de τ en $Z = h_2$

τ_{xa} y τ_{ya} componentes de τ en $Z = h_1$

ρ_a y ρ_h densidad del aire en $Z = h_1$ y $Z = h_2$, respectivamente.

En la frontera superior de la capa límite planetaria atmosférica el viento se aproxima al viento geostrófico y el esfuerzo turbulento se anula. De esta manera (2.32) y (2.33) se reducen a:

$$\frac{1}{2}(v_a - v_g) = \frac{1}{fH_s\rho_a}\tau_{xa} \tag{2.34}$$

$$\frac{1}{2}(u_a - u_g) = -\frac{1}{fH_s\rho_a}\tau_{ya} \tag{2.35}$$

donde se ha denotado a V_{ga} y U_{ga} por V_g y U_g, respectivamente.

Los esfuerzos cortantes turbulentos se obtienen de las fórmulas de Huang (1978)

$$\tau_{xa} = \frac{1}{2} K \rho_a u_a |V_a| \qquad (2.36)$$

$$\tau_{ya} = \frac{1}{2} K \rho_a v_a |V_a| \qquad (2.37)$$

donde K es el coeficiente de arrastre el cual depende de la estabilidad atmosférica y $|V_a|$ la rapidez del viento no geostrófico en la capa límite superficial.

Sustituyendo las fórmulas (2.36) y (2.37) en (2.34) y (2.35) respectivamente, se obtiene:

$$v_a \left(1 + \frac{K^2 |V_a|^2}{f^2 H_s^2} \right) = v_g + \frac{K |V_a|}{f H_s} u_g \qquad (2.38)$$

$$u_a \left(1 + \frac{K^2 |V_a|^2}{f^2 H_s^2} \right) = u_g - \frac{K |V_a|}{f H_s} v_g \qquad (2.39)$$

es decir:

$$\begin{aligned} u_a &= a u_g - b v_g \\ v_a &= a v_g + b u_g \end{aligned} \qquad (2.40)$$

donde

$$a = \left(1 + \frac{K^2 |V_a|^2}{f^2 H_s^2} \right)^{-1}$$

$$b = a \frac{K |V_a|}{f H_s} \qquad (2.41)$$

De (2.40) obtenemos (Lutz Hasse 1971) la razón entre la magnitud del viento no geostrófico y la magnitud del viento geostrófico:

$$C_2^* = \frac{|V_a|}{|V_g|} = \left(1 + \frac{K^2 |V_a|^2}{f^2 H_s^2} \right)^{-1/2} \qquad (2.42)$$

donde $u_{z=h_1}$, $v_{z=h_1}$ son los componentes de $|V_a|$ y $u_{z=h_2}$, $v_{z=h_2}$ componentes de $|V_g|$

La figura 4 muestra la razón $|V_a|/|V_g|$ en función de $|V_a|$ para diferentes latitudes con $K = 6.0 \times 10^{-3}$ cm^2. seg^{-1} y $H = 1 \times 10^5$ cm. De la figura se observa que la magnitud del viento geostrófico en superficie difiere apreciablemente de la magnitud del viento en superficie para bajas latitudes (15° y 25°) y vientos $|V_a| > 4$ m·seg^{-1} así como para latitudes medias y altas latitudes (45° y 65°) vientos $|V_a| > 12$ m·seg^{-1}.

El ángulo α entre la velocidad del viento en superficie y la velocidad del viento geostrófico, está dado por la relación:

$$\cos \alpha = \frac{V_a \cdot V_g}{|V_a| |V_g|} \qquad (2.43)$$

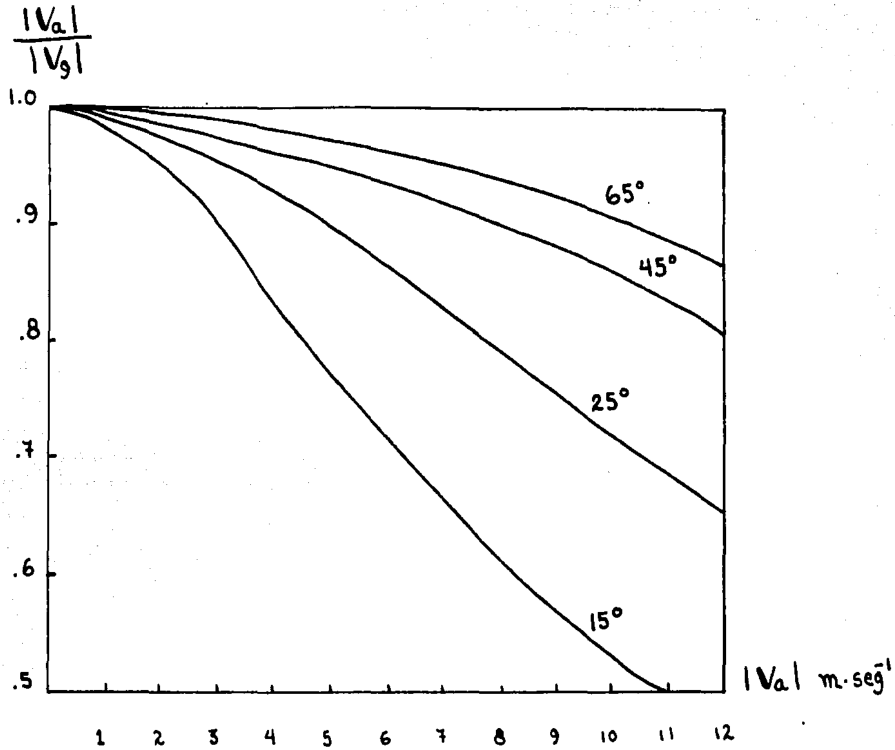


Figura 4. *Razón de* $|V_a| / |V_g|$ *en función de* $|V_a|$ *para diferentes latitudes.*

ó

$$\cos\alpha = \left(1 + \frac{K^2 |V_a|^2}{f^2 H_s^2}\right)^{-1/2} \qquad (2.43')$$

La figura 5 muestra el ángulo α en función de la magnitud del viento en superficie: observándose que el viento y el viento geostrófico en superficie difieren apreciablemente en dirección para bajas latitudes (15° y 25°) y vientos $|V_a| > 4\ m\cdot seg^{-1}$. Para latitudes medias y altas latitudes (45° y 65°) el viento y el viento geostrófico difieren apreciablemente en direcciones para vientos $|V_a| > 12\ m\cdot seg^{-1}$.

En el inciso a) del presente capítulo se obtuvo la ecuación de vorticidad en donde el forzamiento es el esfuerzo del viento sobre la superficie del océano.

En seguida se presenta la obtención de estos esfuerzos considerando la relación entre el viento geostrófico y el viento en la superficie oceánica.

c) *Obtención de los esfuerzos cortantes turbulentos*

El ángulo α entre la velocidad del viento en superficie y la velocidad del viento geostrófico (ecuación 2.43) puede expresarse:

$$\cos\alpha = \frac{V_a \cdot V_g}{|V_a||V_g|} = a\frac{|V_g|}{|V_a|} \quad ; \quad a = \frac{|V_a|}{|V_g|}\cos\alpha \qquad (2.44)$$

Así para el seno del ángulo α en función de estas velocidades se tiene:

$$\operatorname{sen}\alpha = \frac{|V_a \times V_g|}{|V_a||V_g|} = b\frac{|V_g|}{|V_a|} \quad ; \quad b = \frac{|V_a|}{|V_g|}\operatorname{sen}\alpha \qquad (2.45)$$

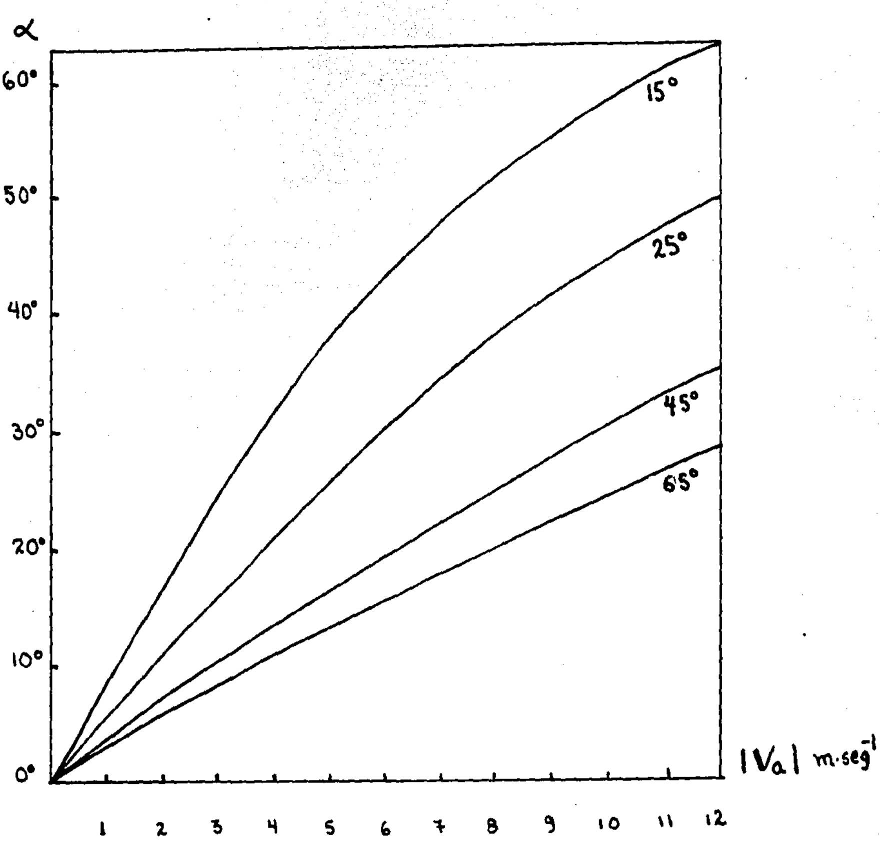


Figura 5. *Angulo α en función de la magnitud del viento.*

sustituyendo (2.44) y (2.45) en las ecuaciones (2.40) obtenemos:

$$u_a = \frac{|V_a|}{|V_g|}\left[u_g \cos\alpha - v_g \operatorname{sen}\alpha\right]$$

(2.46)

$$v_a = \frac{|V_a|}{|V_g|}\left[v_g \cos\alpha + u_g \operatorname{sen}\alpha\right]$$

en donde el viento no geostrófico queda expresado en términos del viento geostrófico con $C_2^* = |V_a|/|V_g|$ (ecuación 2.42).

Sustituyendo (2.46) en (2.36) y (2.37) respectivamente, los esfuerzos cortantes turbulentos quedan expresados:

$$\tau_{xa} = \frac{1}{2} K \rho_a |V_a| C_2^* \left(u_g \cos\alpha - v_g \operatorname{sen}\alpha\right)$$

(2.47)

$$\tau_{ya} = \frac{1}{2} K \rho_a |V_a| C_2^* \left(v_g \cos\alpha + u_g \operatorname{sen}\alpha\right)$$

sustituyendo (2.26) y (2.27) para Z = 0 en (2.47) se tiene:

$$\tau_{xa} = -\frac{1}{2} K \frac{|V_a|}{f} C_2^* \left[\frac{\partial P_a}{\partial y}\cos\alpha + \frac{\partial P_a}{\partial x}\operatorname{sen}\alpha\right]$$

(2.48)

$$\tau_{ya} = \frac{1}{2} K \frac{|V_a|}{f} C_2^* \left[\frac{\partial P_a}{\partial x}\cos\alpha - \frac{\partial P_a}{\partial y}\operatorname{sen}\alpha\right]$$

si $$\alpha'' = \frac{f}{K|V_a|C_2^*}$$

$$\tau_{xa} = -\frac{1}{2\alpha''}\left(\frac{\partial P_a}{\partial y}\cos\alpha + \frac{\partial P_a}{\partial x}\,\mathrm{sen}\,\alpha\right)$$

(2.49)

$$\tau_{ya} = \frac{1}{2\alpha''}\left(\frac{\partial P_a}{\partial x}\cos\alpha - \frac{\partial P_a}{\partial y}\,\mathrm{sen}\,\alpha\right)$$

Sarkisyan (1954, 1956) aplica los esfuerzos cortantes turbulentos en la forma:

$$\tau_{xa} = -\frac{1}{2\alpha'}\left(\frac{\partial P_a}{\partial y}\cos\alpha + \frac{\partial P_a}{\partial x}\,\mathrm{sen}\,\alpha\right)$$

$$\tau_{ya} = \frac{1}{2\alpha'}\left(\frac{\partial P_a}{\partial x}\cos\alpha - \frac{\partial P_a}{\partial y}\,\mathrm{sen}\,\alpha\right) \qquad (2.50)$$

con $\alpha' = \left(\frac{\Omega\,\mathrm{sen}\,\phi}{\nu'}\right)^{1/2}$ y $\alpha = 45°$

donde ν' es el coeficiente de mezclado turbulento vertical para el aire.

En el presente trabajo se realizan experimentos numéricos aplicando tanto la fórmula (2.49) como la fórmula (2.50).

Lutz Hasse (1971) investiga como el viento en la superficie oceánica (V_a) puede ser derivado de los campos de presión como un función de otros parámetos simples (diferencia de temperatura en la interfase aire-mar).

Las observaciones son agrupadas en tres clases de acuerdo a la diferencia de temperatura en la interfase aire-mar que son inestable, neutral y estable. Las correspondientes diferencias (temperatura del aire menos temperatura en el mar) son - 2.7° , - 0.2° y 1.7 ° C respectivamente.

La razón de Va/Vg y los resultados obtenidos para la diferencia de temperaturas en el aire permiten obtener una relación entre la rapidez del viento y el viento geostrófico dada por las siguientes fórmulas:

$$|V_a| = 0.56\,|V_g| + 3.0 \qquad \text{inestable} \tag{2.51}$$

$$|V_a| = 0.56\,|V_g| + 2.4 \qquad \text{neutral} \tag{2.52}$$

$$|V_a| = 0.56\,|V_g| + 1.5 \qquad \text{estable} \tag{2.53}$$

En los experimentos numéricos llevados a cabo en el presente trabajo el viento en la superficie(V_a)es calculado a partir de la relación entre la rapidez del viento y el viento geostrófico obtenida para el caso inestable, siendo el más representativo de acuerdo a lo observado en el Atlas of the World Volume IX (Ref. 26).

CAPITULO 3
EXPERIMENTOS NUMERICOS
Y
RESULTADOS

a) *Experimentos numéricos*

En los experimentos numéricos llevados a cabo en el presente trabajo, la ecuación de conservación de energía térmica aplicada a la capa superior de los océanos se utiliza para predecir las anomalías medias mensuales de la temperatura de la superficie del océano y sus cambios mes a mes.

La ecuación 1.4 se puede expresar en la siguiente forma

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = AD + TU + HE \qquad (3.1)$$

donde

$$AD = -V_{ST} \cdot \nabla T_s$$

$$TU = K_s \nabla^2 T_s$$

$$HE = \left(\frac{1}{h} \rho_s C_s\right)\left(E_s - G_2 - G_3\right)$$

y donde el término W_s ha sido despreciado.

Las fórmulas para calcular el término HE en cada experimento son las obtenidas por Philipp F. Clapp (ecuación 1.33 y 1.34) y Adem (ecuación 1.35).

En lo que respecta al término TU se usa el valor $K_s = 1 \times 10^8\ cm^2 \cdot seg^{-1}$ para el coeficiente de intercambio horizontal.

Para las funciones de calentamiento HE se usan los valores para K_3 y K_4 Jacobs (1951) de 26.8 $gm \cdot seg^{-2} \cdot cm^{-1}\ {}^{\circ}K^{-1}$ y 40.5×10^{-13} respectivamente, $A_7 = 0.4$, $B = 1.28 \times 10^{-3}$ $g \cdot mseg^{-2} \cdot cm^{-1}\ {}^{\circ}K^{-1}$, $\rho_s = 1 gm \cdot cm^{-3}$, $C_s = 1 \cdot cal\ gm^{-1}$ y una profundidad constante (h) para la capa de mezcla igual a 100 m.

La importancia de las corrientes oceánicas es determinada utilizando el modelo de Ekman forzado con un viento geostrófico superficial, así como la función de corriente que satisface la ecuación de vorticidad forzada con un esfuerzo del viento en la superficie.

A continuación se presenta cada uno de los experimentos numéricos realizados indicando el método empleado para obtener estas corrientes oceánicas.

Experimento 1: Ekman ($\theta^* = 0°$)

Para calcular las corrientes oceánicas medias en el término (AD) de la ecuación (3.1) se utiliza el modelo de Ekman forzado con un viento geostrófico superficial. La componente horizontal de tales corrientes es cal calculada utilizando las fórmulas (1.24).

$$u_s = \frac{C_1^* 0.0126}{\sqrt{\mathrm{sen}\,\phi}} \left(u_g \cos\theta^* + v_g \,\mathrm{sen}\,\theta^* \right)$$

$$v_s = \frac{C_1^* 0.0126}{\sqrt{\mathrm{sen}\,\phi}} \left(v_g \cos\theta^* - u_g \,\mathrm{sen}\,\theta^* \right) \qquad (1.24)$$

donde

$$C_1^* = C_1 C_2^*$$

$$\theta^* = \theta - \alpha$$

En este experimento el valor númerico para el coeficiente constante C_1^* es igual a 0.235 y, el ángulo entre el viento geostrófico superficial y la corriente oceánica superficial resultante (θ^*) es cero grados.

Experimento 2: Sarkisyan ($\alpha = 45°$)

Las corrientes oceánicas medias en el término (AD) de la ecuación (3.1) son computadas a partir de una función de corriente. Las componentes de estas corrientes son las siguientes:

$$u = -\frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad , \quad v = \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

y ψ satisface la ecuación de vorticidad (2.21) aplicada a la capa superior de los océanos:

$$\beta_y \frac{\partial \psi}{\partial x} - \beta_x \frac{\partial \psi}{\partial y} + K_o \nabla^2 \psi = \frac{1}{\rho_s h_s} rot_z \tau \qquad (2.21)$$

con $\psi = 0$ como condición a la frontera.

El forzamiento en esta ecuación es el esfuerzo del viento sobre la superficie, el cual es obtenido a partir de las fórmulas de Sarkisyan (2.50):

$$\tau_{xa} = -\frac{1}{2\alpha'}\left(\frac{\partial P_a}{\partial y}\cos\alpha + \frac{\partial P_a}{\partial x}\operatorname{sen}\alpha\right)$$

$$\tau_{ya} = \frac{1}{2\alpha'}\left(\frac{\partial P_a}{\partial x}\cos\alpha - \frac{\partial P_a}{\partial y}\operatorname{sen}\alpha\right) \qquad (2.50)$$

con $\alpha' = \left(\frac{\Omega \operatorname{sen}\phi}{\nu'}\right)^{1/2}$

Los valores numéricos utilizados en este experimento son:

$\Omega = 7.292 \times 10^{-5}$ rad. seg^{-1}

Ko = 6×10^{-6} seg^{-1} (determinado por Stommel 1948)

$\nu' = 5.0 \times 10^{4}$ cm.^{2} seg^{-1} (Thomson 1961)

$\alpha = 45^\circ$

Experimento 3: General$_1$

La forma de calcular las corrientes oceánicas en este experimento, es a través de una función de corriente la cual satisface la ecuación de vorticidad (2.21).

El forzamiento en esta ecuación es calculado a partir de las fórmulas (2.49):

$$\tau_{xa} = -\frac{1}{2\alpha''}\left(\frac{\partial P_a}{\partial y}\cos\alpha + \frac{\partial P_a}{\partial x}\operatorname{sen}\alpha\right) \tag{2.49}$$

$$\tau_{ya} = \frac{1}{2\alpha''}\left(\frac{\partial P_a}{\partial x}\cos\alpha - \frac{\partial P_a}{\partial y}\operatorname{sen}\alpha\right)$$

$$\alpha'' = \frac{f}{K|V_a|C_2^*} \qquad y \qquad C_2^* = \left(1 + \frac{K^2|V_a|^2}{f^2 H_s^2}\right)^{-1/2}$$

El viento en la superficie es calćulado de las fórmulas de Lutz Hasse (1971) para el caso inestable.

$$|V_a| = 0.56\,|V_g| + 3.0 \tag{2.51}$$

Para el ángulo α se utiliza la expresión:

$$\alpha = \tan^{-1}\frac{K|V_a|}{f H_s}$$

en donde el ángulo α depende de $|V_a|$ (figura 5)

Los valores numéricos para este experimento son:

$K = 6 \times 10^{-3}\ cm^2 \cdot seg^{-1}$ (Thomson 1961)

$\Omega = 7.292 \times 10^{-5}\ rad.seg^{-1}$

$H = 1 \times 10^5\ cm.$ (Thomson 1961)

Experimento 4: General$_2$ ($\alpha = 0°$)

Igual que el experimento 3, sólo que en este caso el ángulo α se prescribe con el valor de cero grados.

Experimento 5: General$^*_3$ ($\alpha = 0°$)

Es calculado de una manera similar al experimento 2, excepto el ángulo α que para este caso se prescribe con el valor de cero grados.

Experimento 6: General$_4$ ($\alpha = 22.5°$)

Se obtiene igual que el experimento 3 sólo que en este caso α se prescribe con el valor de 22.5°.

En el siguiente cuadro sinóptico, se presentan cada uno de los experimentos numéricos, así como la forma de calcular la corriente oceánica, los esfuerzos del viento, viento en la superficie y el ángulo α para cada caso particular.

Estos experimentos numéricos, son calculados para los 24 meses de junio 1980 a mayo 1982, son integrados en una malla uniforme de 1977 puntos con un intervalo en la malla de 408.5 Km. superpuesta a la proyección estereográfica polar del Hemisferio Norte. El área de integración y los puntos en la malla son mostrados en la figura 6.

El método de integración es el descrito por Adem (1970). Para las derivadas en el tiempo se usan la fórmula de Euler (diferencias finitas adelantadas).

$$\left(\frac{\partial T_s}{\partial t}\right)^m = \frac{(T_s)^{m+1} - (T_s)^m}{\Delta t} \qquad (3.2)$$

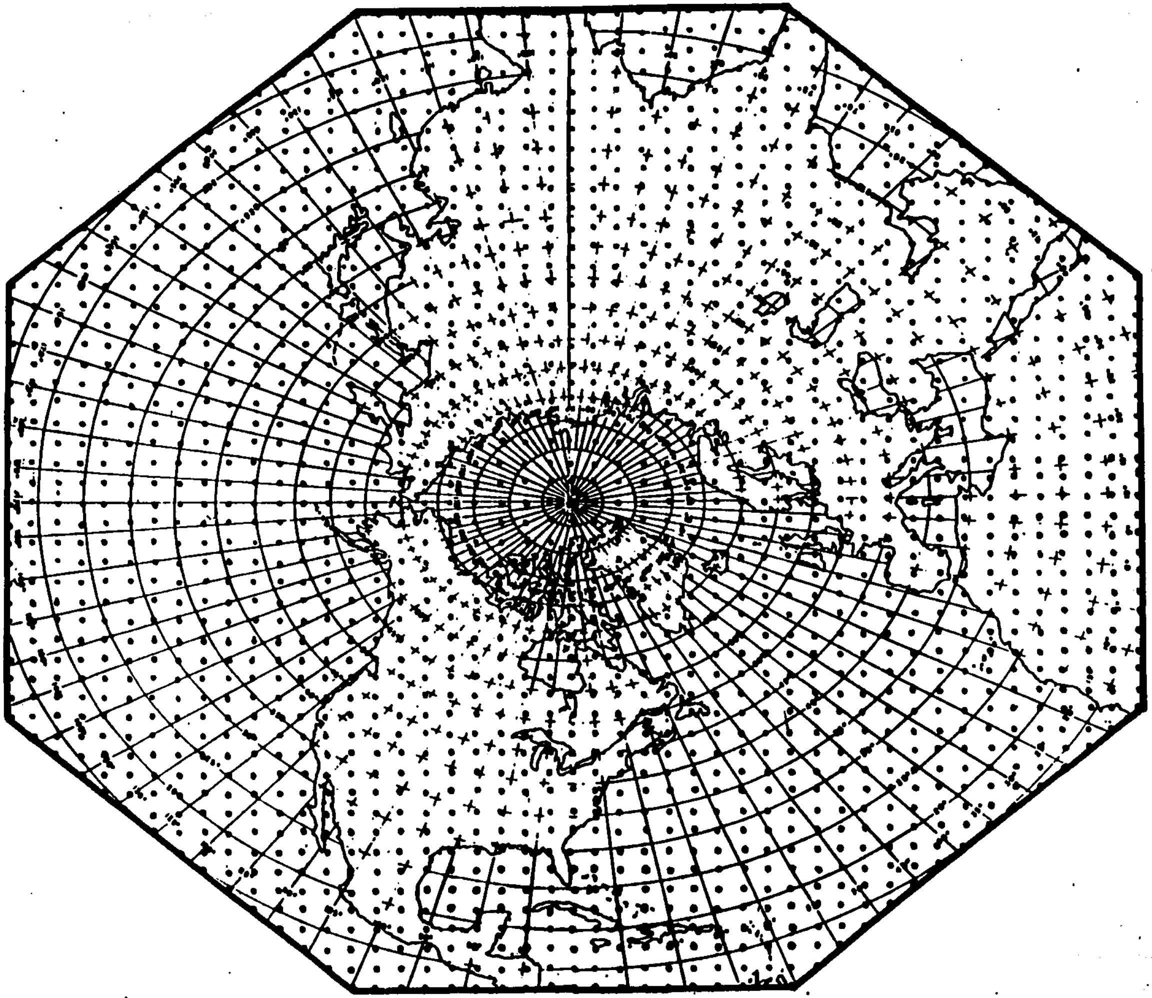


Figura 6. Región de integración y puntos de la malla usados en el modelo.

CUADRO SINOPTICO

Experimento	Corriente Oceánica	Esfuerzo del Viento	Viento en la Superficie	Angulo
1: **Ekman** ($\theta^{*}=0°$)	Aproximaciones de Ekman $u_s = C_1 C_2^{*} \frac{0.0126}{\sqrt{\operatorname{sen}\phi}}\left[u_a \cos(\theta-\alpha) + v_a \operatorname{sen}(\theta-\alpha)\right]$ $v_s = C_1 C_2^{*} \frac{0.0126}{\sqrt{\operatorname{sen}\phi}}\left[v_a \cos(\theta-\alpha) - u_a \operatorname{sen}(\theta-\alpha)\right]$ (ecuación 1.21)	Aproximaciones de Thorade (ecuación 1.15)	$u_a = C_2^{*}(u_g \cos\alpha + v_g \operatorname{sen}\alpha)$ $v_a = C_2^{*}(v_g \cos\alpha - u_g \operatorname{sen}\alpha)$ (ecuación 1.23)	$\theta^{*}=0°$
2: **Sarkisyan** ($\alpha=45°$)	Función de corriente (coordenadas cartesianas) $u = -\frac{\partial\psi}{\partial y} \quad v = \frac{\partial\psi}{\partial x}$ que satisface la ecuación de vorticidad $\beta_y \frac{\partial\psi}{\partial x} - \beta_x \frac{\partial\psi}{\partial y} + K_0 \nabla^2\psi = \frac{1}{\rho_s h_s} \operatorname{rot}_z \tau$ (ecuación 2.21)	$\tau_{xa} = -\frac{1}{2\alpha'}\left(\frac{\partial P_a}{\partial y}\cos\alpha + \frac{\partial P_a}{\partial x}\operatorname{sen}\alpha\right)$ $\tau_{ya} = \frac{1}{2\alpha'}\left(\frac{\partial P_a}{\partial x}\cos\alpha - \frac{\partial P_a}{\partial y}\operatorname{sen}\alpha\right)$ $\alpha' = \left(\frac{\Omega \operatorname{sen}\phi}{\nu'}\right)^{1/2}$ (ecuación 2.50)		$\alpha = 45°$
3: **General$_1$**	Función de corriente (coordenadas cartesianas) $u = -\frac{\partial\psi}{\partial y} \quad v = \frac{\partial\psi}{\partial x}$ que satisface la ecuación de vorticidad $\beta_y \frac{\partial\psi}{\partial x} - \beta_x \frac{\partial\psi}{\partial y} + K_0 \nabla^2\psi = \frac{1}{\rho_s h_s} \operatorname{rot}_z \tau$ (ecuación 2.21)	$\tau_{xa} = -\frac{1}{2\alpha''}\left(\frac{\partial P_a}{\partial y}\cos\alpha + \frac{\partial P_a}{\partial x}\operatorname{sen}\alpha\right)$ $\tau_{ya} = \frac{1}{2\alpha''}\left(\frac{\partial P_a}{\partial x}\cos\alpha - \frac{\partial P_a}{\partial y}\operatorname{sen}\alpha\right)$ $\alpha'' = \frac{f}{K\lvert V_a\rvert C_2^{*}}$ $C_2^{*} = \left(1 + \frac{K^2 \lvert V_a\rvert^2}{f^2 H_s^2}\right)^{-1/2}$ (ecuación 2.49)	$\lvert V_a\rvert = 0.56\lvert V_g\rvert + 3.0$ (ecuación 2.51)	$\alpha = \tan^{-1}\frac{K\lvert V_a\rvert}{f H_s}$
4: **General$_2$** ($\alpha=0°$)	Función de corriente (coordenadas cartesianas) $u = -\frac{\partial\psi}{\partial y} \quad v = \frac{\partial\psi}{\partial x}$ que satisface la ecuación de vorticidad $\beta_y \frac{\partial\psi}{\partial x} - \beta_x \frac{\partial\psi}{\partial y} + K_0 \nabla^2\psi = \frac{1}{\rho_s h_s} \operatorname{rot}_z \tau$ (ecuación 2.21)	$\tau_{xa} = -\frac{1}{2\alpha''}\left(\frac{\partial P_a}{\partial y}\cos\alpha + \frac{\partial P_a}{\partial x}\operatorname{sen}\alpha\right)$ $\tau_{ya} = \frac{1}{2\alpha''}\left(\frac{\partial P_a}{\partial x}\cos\alpha - \frac{\partial P_a}{\partial y}\operatorname{sen}\alpha\right)$ $\alpha'' = \frac{f}{K\lvert V_a\rvert C_2^{*}}$ $C_2^{*} = \left(1 + \frac{K^2 \lvert V_a\rvert^2}{f^2 H_s^2}\right)^{-1/2}$ (ecuación 2.49)	$\lvert V_a\rvert = 0.56\lvert V_g\rvert + 3.0$ (ecuación 2.51)	$\alpha = 0°$
5: **General$_3^{*}$** ($\alpha=0°$)	Función de corriente (coordenadas cartesianas) $u = -\frac{\partial\psi}{\partial y} \quad , \quad v = \frac{\partial\psi}{\partial x}$ que satisface la ecuación de vorticidad $\beta_y \frac{\partial\psi}{\partial x} - \beta_x \frac{\partial\psi}{\partial y} + K_0 \nabla^2\psi = \frac{1}{\rho_s h_s} \operatorname{rot}_z \tau$ (ecuación 2.21)	$\tau_{xa} = -\frac{1}{2\alpha'}\left(\frac{\partial P_a}{\partial y}\cos\alpha + \frac{\partial P_a}{\partial x}\operatorname{sen}\alpha\right)$ $\tau_{ya} = \frac{1}{2\alpha'}\left(\frac{\partial P_a}{\partial x}\cos\alpha - \frac{\partial P_a}{\partial y}\operatorname{sen}\alpha\right)$ $\alpha' = \left(\frac{\Omega \operatorname{sen}\phi}{\nu'}\right)^{1/2}$ (ecuación 2.50)		$\alpha = 0°$
6: **General$_4$** ($\alpha=22.5°$)	Función de corriente (coordenadas cartesianas) $u = -\frac{\partial\psi}{\partial y} \quad , \quad v = \frac{\partial\psi}{\partial x}$ que satisface la ecuación de vorticidad $\beta_y \frac{\partial\psi}{\partial x} - \beta_x \frac{\partial\psi}{\partial y} + K_0 \nabla^2\psi = \frac{1}{\rho_s h_s} \operatorname{rot}_z \tau$ (ecuación 2.21)	$\tau_{xa} = -\frac{1}{2\alpha''}\left(\frac{\partial P_a}{\partial y}\cos\alpha + \frac{\partial P_a}{\partial x}\operatorname{sen}\alpha\right)$ $\tau_{ya} = \frac{1}{2\alpha''}\left(\frac{\partial P_a}{\partial x}\cos\alpha - \frac{\partial P_a}{\partial y}\operatorname{sen}\alpha\right)$ $\alpha'' = \frac{f}{K\lvert V_a\rvert C_2^{*}}$ $C_2^{*} = \left(1 + \frac{K^2 \lvert V_a\rvert^2}{f^2 H_s^2}\right)^{-1/2}$ (ecuación 2.49)	$\lvert V_a\rvert = 0.56\lvert V_g\rvert + 3.0$ (ecuación 2.51)	$\alpha = 22.5°$

*** Intensidad del esfuerzo considerada como la de Sarkisyan.**

que al ser sustituida en la ecuación 3.1 para el paso de tiempo m obtenemos:

$$(T_s)^{m+1} = (T_s)^m + \Delta t\left[(AD_1)^m + (TU)^m + (HE)^m \right] \tag{3.3}$$

la cual permite calcular la temperatura media mensual de los océanos del paso de tiempo m+1 usando los valores observados del paso de tiempo m. En esta fórmula se usaron seis pasos de tiempo con $\Delta t = 5$ días.

Para evaluar las derivadas espaciales se utilizan diferencias finitas centradas

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_m} \right)_{i,j} = \frac{\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i-1,j}}{2D}$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial y_m} \right)_{i,j} = \frac{\Phi_{i,j+1} - \Phi_{i,j-1}}{2D} \tag{3.4}$$

donde (i,j) es el punto donde se evaluan nuestras derivadas y D es la distancia entre los puntos de la malla (408.5 Km).

Para evaluar las derivadas espaciales en la frontera con el continente se prescribe el valor de la temperatura en los puntos de la malla que están sobre el continente y que forman la frontera con el océano. Este valor de la temperatura que se prescribe en el continente es el mismo que en la frontera inmediata con el océano.

Como datos iniciales utilizamos la temperatura en la superficie del océano, la temperatura a 700 mb y la presión del aire en la superficie correspondiente al mes anterior según se prepara en la NOAA.

El método de predicción para el primer paso consiste en hacer una pre dicción para los valores normales usando valores normales observados del mes previo como condición inicial y otra predicción para el mes considerado usando los valores observados del mes previo como condición inicial (normal más anomalía). Las anomalías predichas son obtenidas sustrayendo de los valores calculados en el primer paso del tiempo, el correspondiente valor normal calculado.

Las condiciones iniciales en la atmósfera se mantienen fijas a través de toda integración.

La habilidad de las predicciones es evaluada determinando lo siguiente:

i) Porcentaje correctamente predicho por el modelo en el signo de las anomalías de la temperatura en la superficie del océano. Como control de la predicción se utiliza el porcentaje de signos correctamente predicho por persistencia (signo de las anomalías del mes previo como predicción).

ii) Porcentaje correctamente predicho por el modelo en el signo de los cambios mes a mes de las anomalías de la temperatura de la superficie de los océanos. Como control de la predicción se usa el porcentaje de signos correctamente predicho por "retorno a los valores normales" (usando el signo opuesto de las anomalías del mes previo como predicción del signo de los cambios mes a mes de las anomalías de la temperatura en la superficie de los océanos).

iii) Raíz cuadrada del error cuadrático medio producido en las predicciones (RMSE) de las anomalías de la temperatura en la superficie de los océanos. Como control se usa el RMSE producido por la persistencia (valores de las anomalías del mes previo como predicción).

b) *Resultados*

Los resultados obtenidos en los experimentos numéricos permiten evaluar la habilidad del modelo, para ello ejemplificaremos gráficamente estos resultados analizando dos casos particulares para Invierno.

El primer caso corresponde al experimento 1 (Ekman $\theta^* = 0°$) el cual permite observar los resultados que se obtienen al aplicar la teoría sobre corrientes oceánicas en un océano homogéneo desarrollada por Ekman (Neumann & Pierson 1966) y cuyos resultados siguen siendo válidos hasta la fecha, con la particularidad de tomar las aproximaciones de Thorade para calcular los esfuerzos del viento.

Para el segundo caso se elige el experimento 2 (Sarkisyan $\alpha = 45°$) en donde los resultados obtenidos permiten observar los fundamentos de la teoría de un océano baroclínico analizado por Sarkisyan (1969) y aplicada en este experimento con algunas simplificaciones adecuadas en el transporte horizontal de masa y en donde los esfuerzos cortantes turbulentos son calculados utilizando las fórmulas de Sarkisyan.

La comparación gráfica de estos experimentos permitirá observar el efecto que tiene el término de advección horizontal total de calor por unidad de área por unidad de tiempo, producido por corrientes oceánicas medias en la predicción de las anomalías medias mensuales de la temperatura en la superficie del océano y sus cambios mes a mes.

En seguida se presentan los resultados obtenidos.

1. *Corrientes Oceánicas*

Las figuras 7a y 7b muestran la corriente oceánica zonal y meridional observada respectivamente en nudos por cien (*KT x 100*). Estas corrientes oceánicas son superficiales.

En las figuras 8a y 8b se observa la corriente zonal y meridional, respectivamente calculada aplicando las fórmulas mencionadas en el Experimento 1 (Ekman $\theta^* = 0°$), y en las figuras 9a y 9b las calculadas de acuerdo el Experimento 2 (Sarkisyan $\alpha = 45°$). En estos experimentos las corrientes oceánicas corresponden a las corrientes resultantes de una capa de profundidad $h \ h_1$.

Para realizar una comparación de corrientes calculadas con las observadas, estas últimas fueron multiplicadas por el factor de $C_1^* = 0.235$ (Capítulo 1).

La dirección de la corriente calculada en ambos experimentos está de acuerdo con la observada, en lo que respecta a la magnitud de la corriente se observan máximos y mínimos congruentes con los observados, aunque para el Experimento 1 (Ekman $\theta^* = 0°$) esta magnitud es menor. Así también se observa que al calcular la corriente oceánica por medio de una función de corriente, Experimento 2 (Sarkisyan $\alpha = 45°$), se simulan las grandes corrientes; esto es observado en el océano atlántico en la llamada corriente del Golfo, así como la corriente Kuro-sivo en el océano Pacífico.

2. Predicción en las anomalías de la temperatura.

Para ilustrar el tipo de predicción incluida en este trabajo, las figuras 10_a (Experimento 1) y 10_b (Experimento 2) muestran respectivamente la predicción de los cambios en las anomalías de la temperatura de Diciembre 1980 a Enero 1981. La figura 10_c presenta los cambios observados en estas anomalías.

En lo que respecta al Experimento 2 se observa una anomalía negativa en el área del Atlántico semejante al regreso a los valores normales (mapa no mostrado). Es posible que en esta anomalía negativa la advección

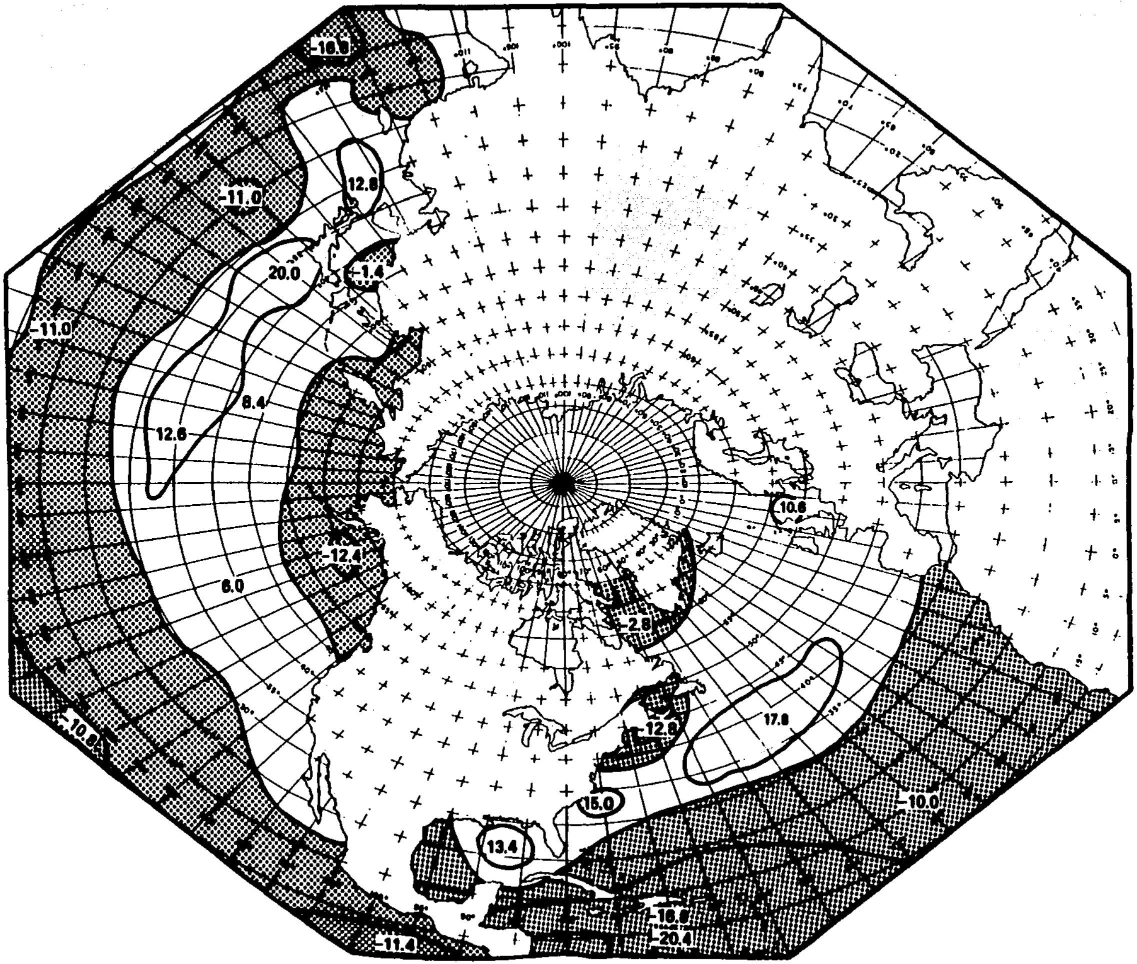


Figura 7a. Corriente zonal observada para Invierno en KT x 100.

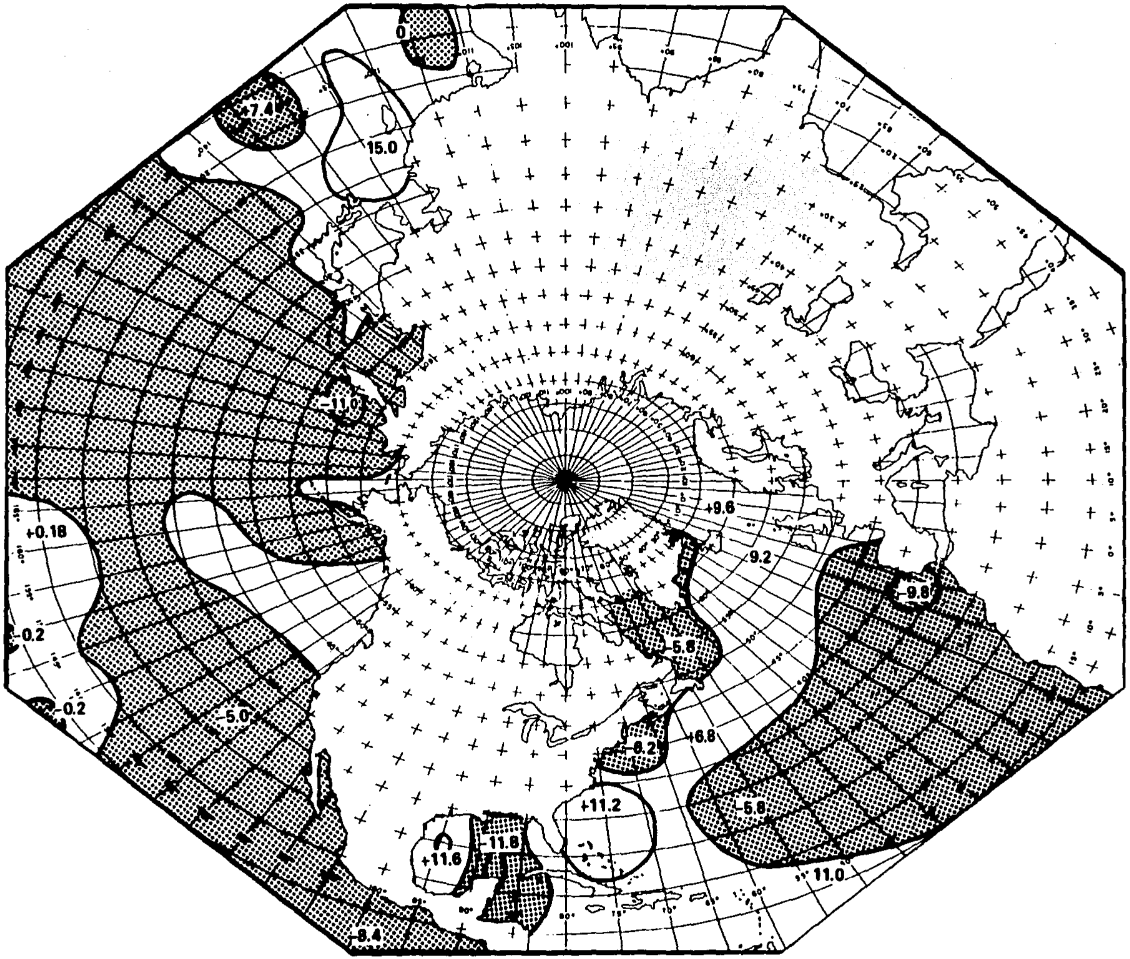


Figura 7b. Corriente Meridional observada para Invierno en KT x 100.

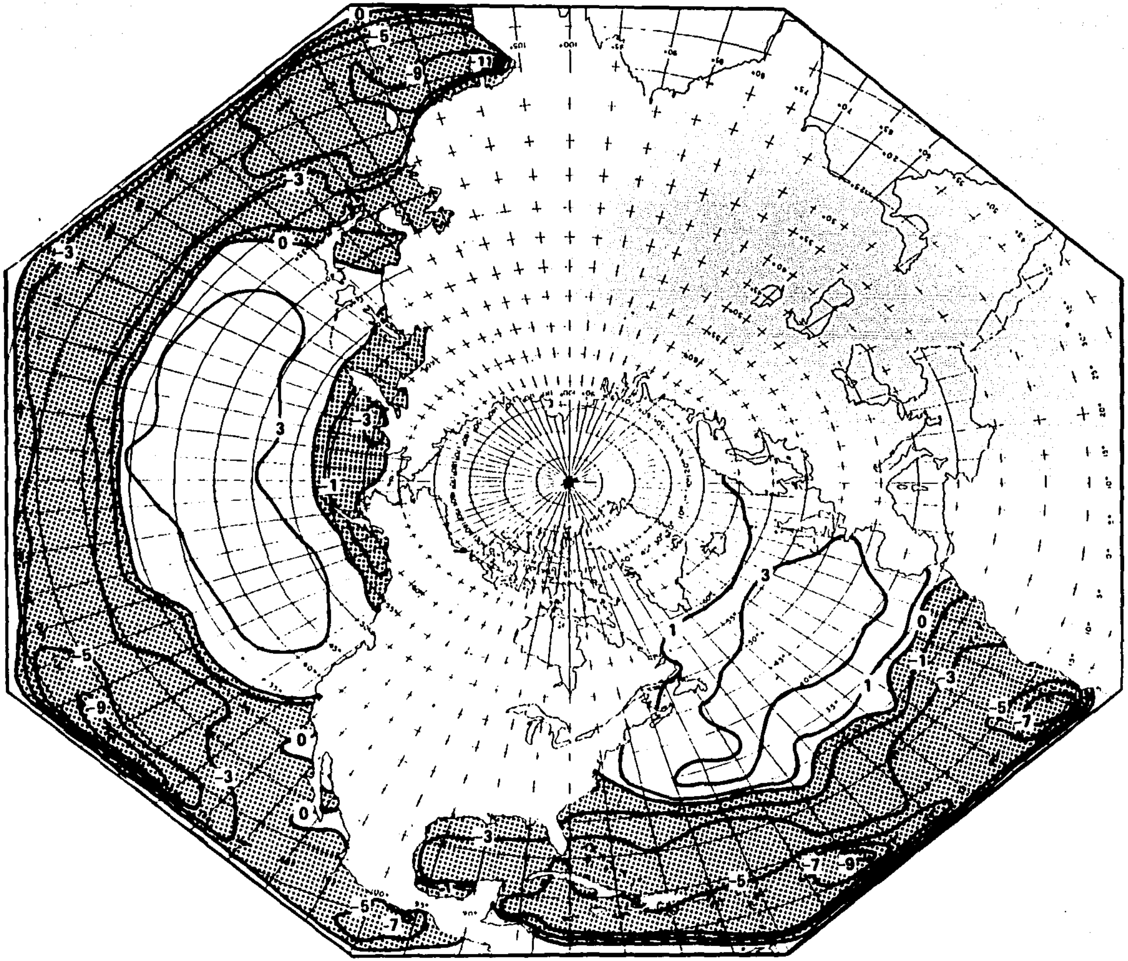


Figura 8a. Corriente zonal computada (Ekman $\theta^* = 0°$) para Invierno en KT x 100.

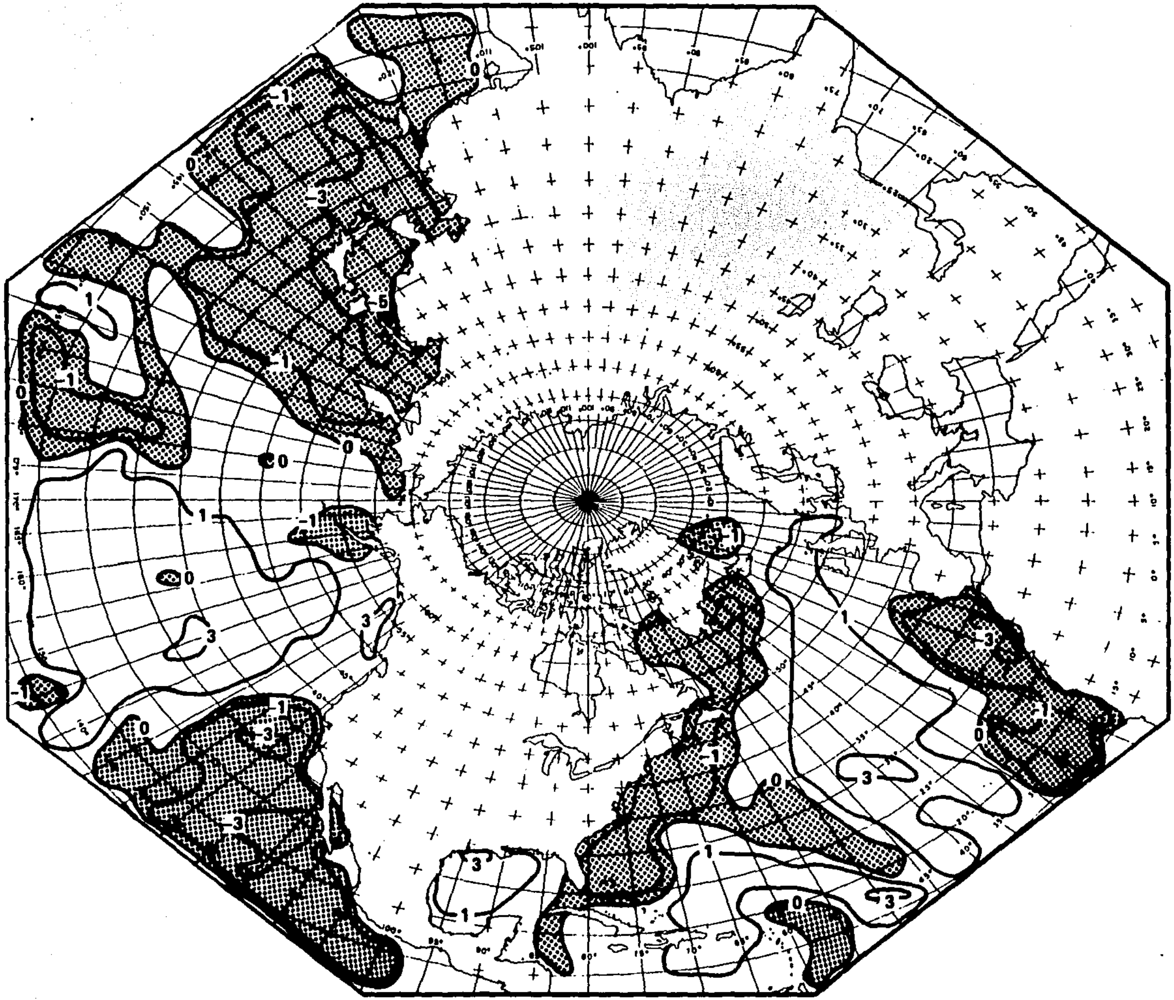


Figura 8b. Corriente Meridional computada (Ekman $\theta^* = 0°$) para Invierno en KT x 100.

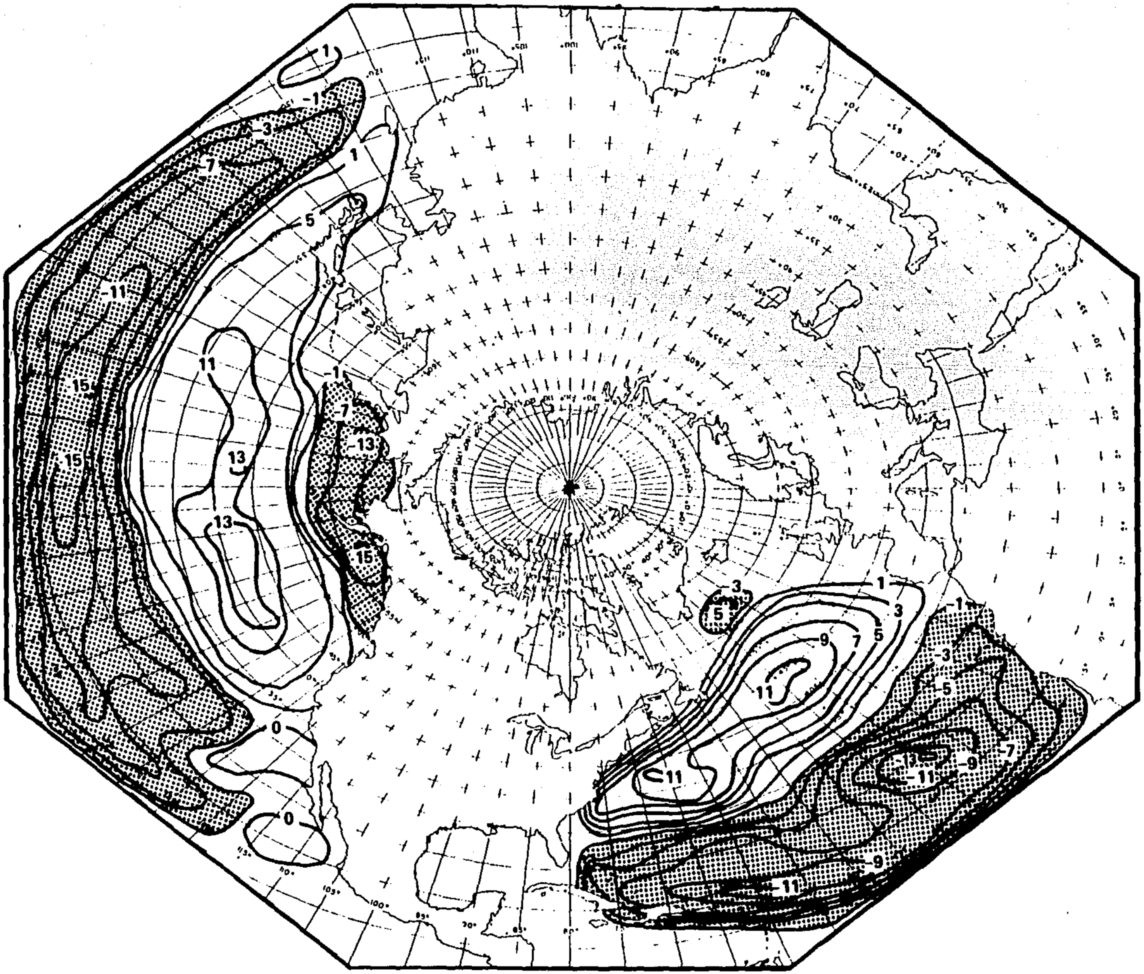


Figura 9a. Corriente zonal computada (Sarkisyan $\alpha = 45°$) para Invierno en KT x 100.

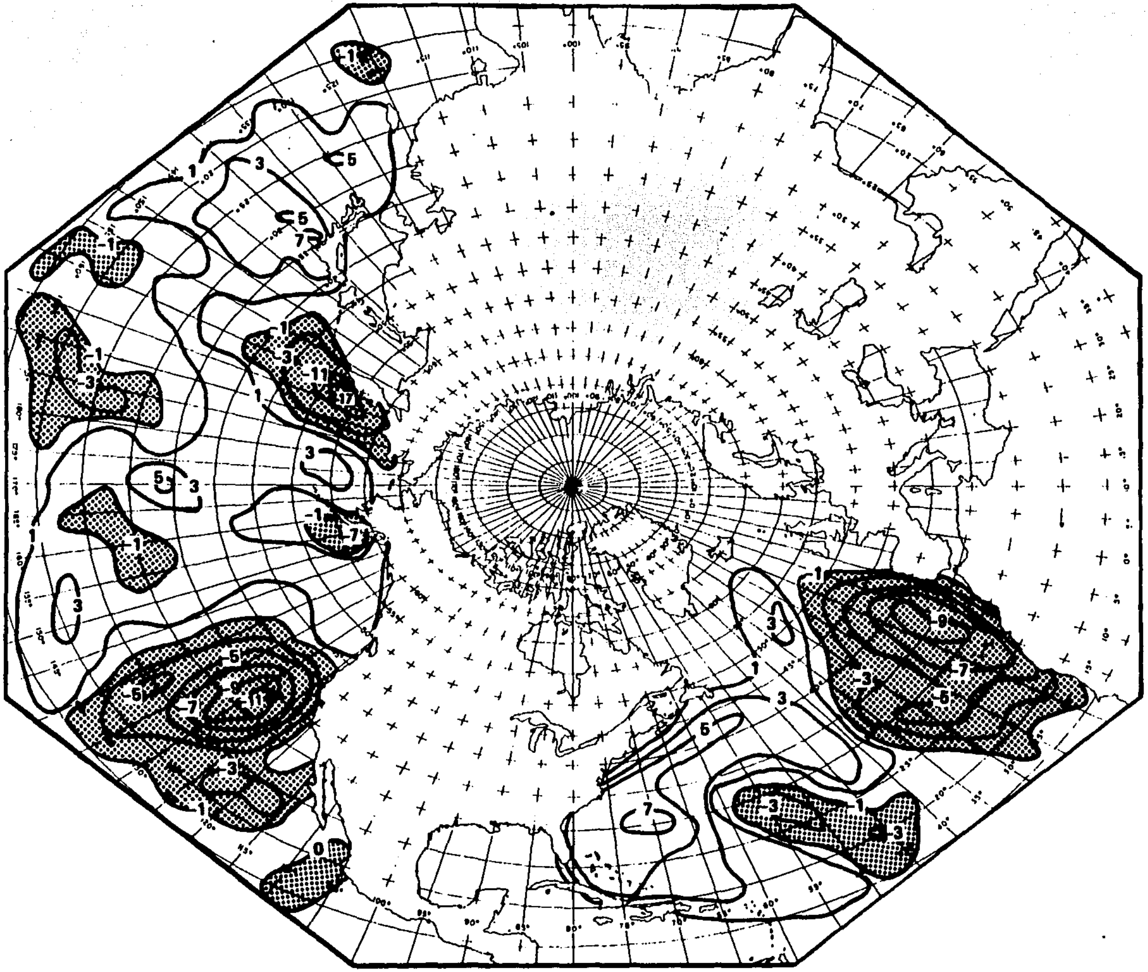


Figura 9b. Corriente Meridional computada (Sarkisyan α = 45°) para Invierno en KT x 100.

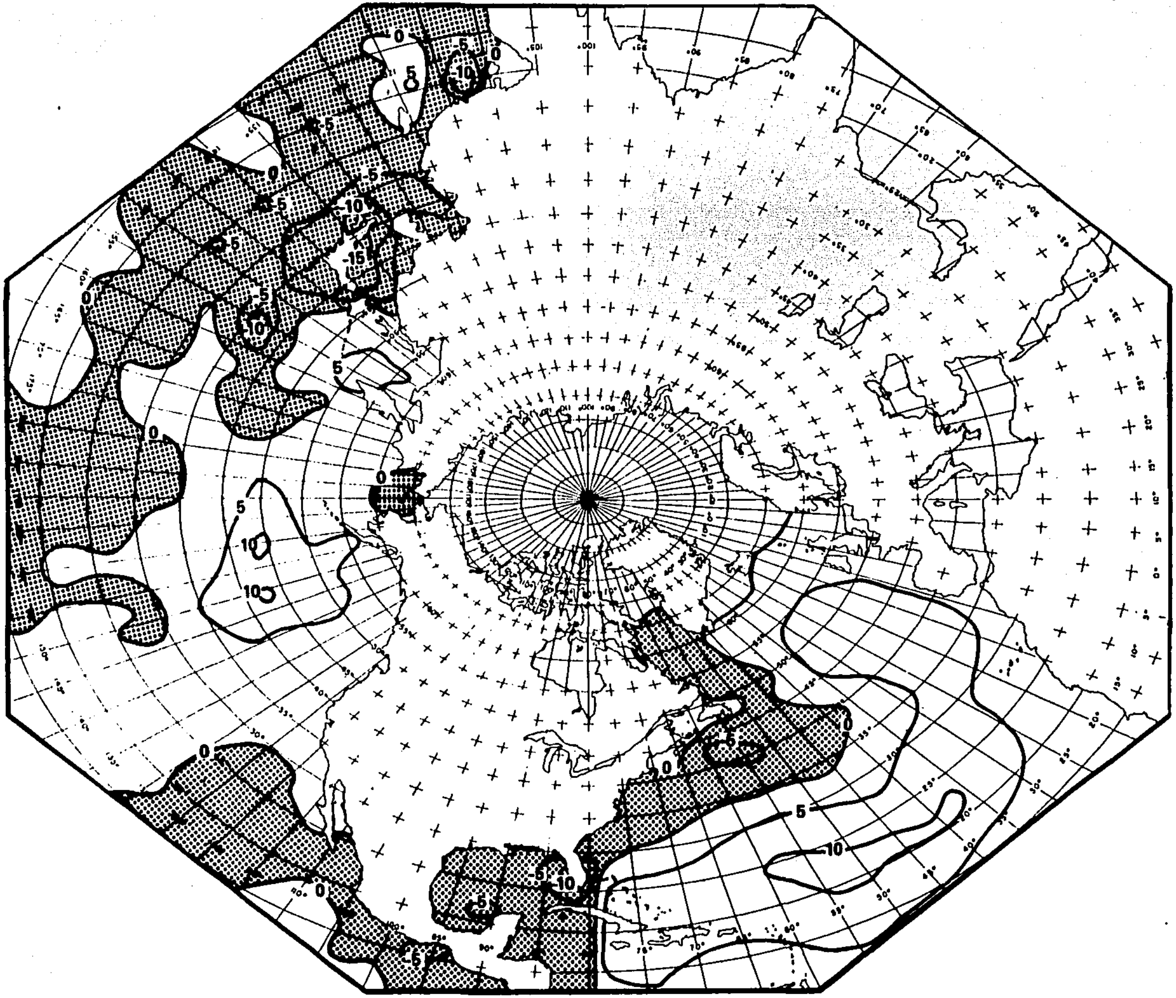
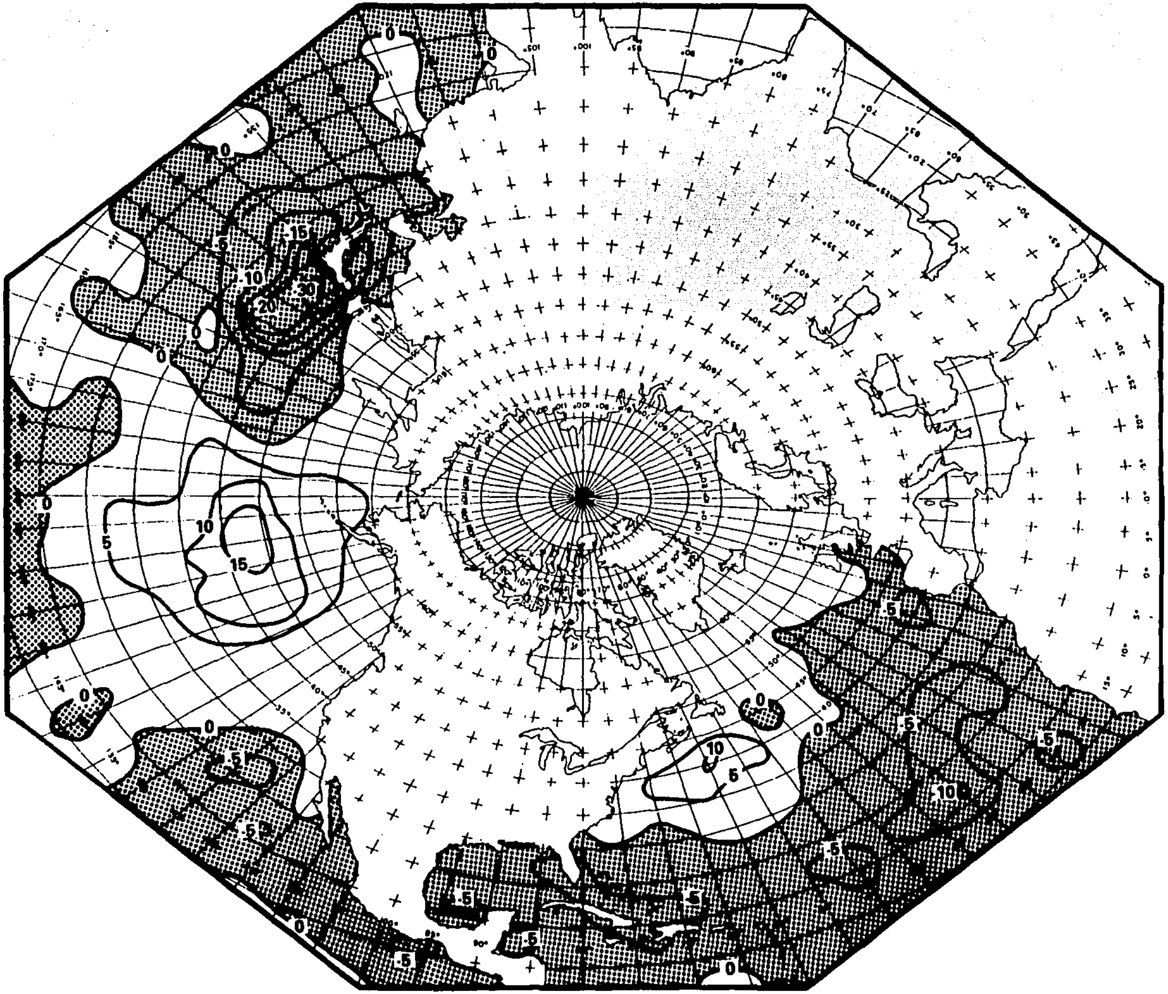


Figura 10a. Cambios predichos en las anomalías de la temperatura de la superficie del océano (Ekman $\theta^* = 0°$) de diciembre 1980 a enero 1981 en décimas de °C.



Fírgura 10b. Cambios predichos en las anomalías de la temperatura de la supeficie del océano (Sarkisyan $\alpha = 45°$) de diciembre 1980 a enero 1981 en décimas de °c.

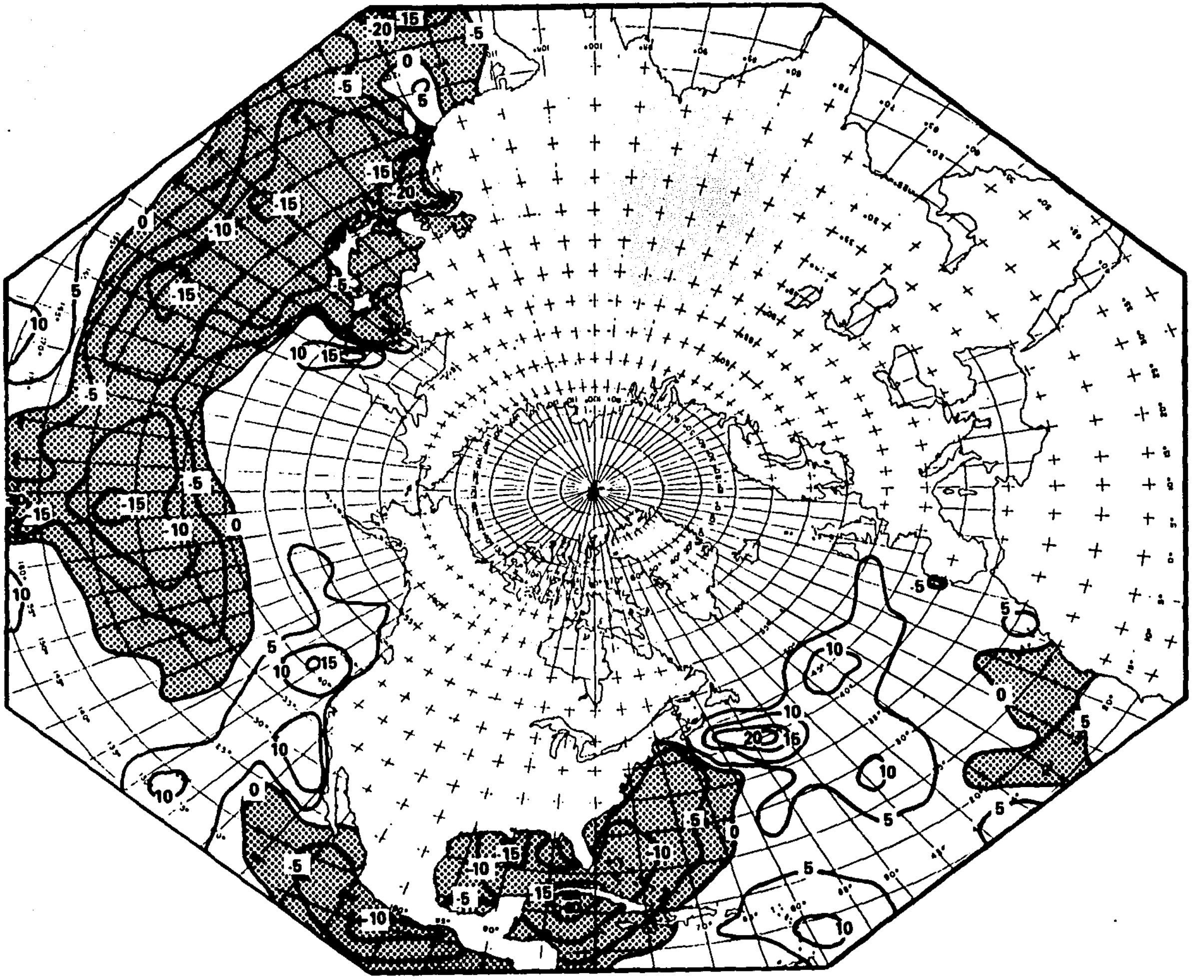


Figura 10c. Cambios observados en las anomalías de la temperatura de la superficie del océano de diciembre 1980 a enero 1981 en décimas de°c.

debida a las anomalías de la corriente sea muy pequeña y, al ser calculados los cambios de las anomalías en la temperatura, predominen los términos correspondientes a las anomalías de temperatura en la superficie del océano y del aire a los 700 milibarios (función de calentamiento) del mes anterior, los cuales producen una tendencia al regreso a los valores normales.

En términos generales se observa que los dos experimentos muestran habilidad en predecir el signo de los cambios en las anomalías de la temperatura de la superficie de los océanos. Aunque de una manera subjetiva, podemos decir que el Experimento 1, para el caso de Diciembre 1980 a Enero 1981, es superior en predictibilidad al Experimento 2.

3. *Habilidad en las predicciones.*

El porcentaje correctamente predicho en el signo de las anomalías de la temperatura mensual de la superficie de los océanos de Junio 1980 a Mayo 1982 para cada caso particular se muestra en la tabla 1.

En términos generales el área de Pacífico, Atlántico y área total Pacífico y Atlántico, registran un exceso sobre la persistencia para cada uno de los experimentos numéricos. Excepto en el área del Pacífico para el caso particular General_2 ($\alpha = 0^\circ$) que registra un valor inferior al control en la predicción.

Los mejores resultados son obtenidos para el área del Atlántico excepto el experimento numérico Ekman ($\theta^* = 0^\circ$) que registra el valor máximo + 2.2 para el área del Pacífico.

El mínimo es registrado con - 0.4 (General_2 $\alpha = 0^\circ$) para el área del Pacífico.

Las tablas 2, 3 y 4 muestran, para cada experimento numérico, el pro medio, por estación y para todo el período, del porcentaje correctamente predicho en el signo de las anomalías de la temperatura mensual de la superficie de los océanos.

En lo que respecta al Pacífico, el exceso sobre la persistencia se observa tanto en Primavera como Verano para cada uno de los experimentos numéricos llevados a cabo.

El valor máximo es observado en Primavera con + 4.2 (Ekman $\theta^{*} = 0°$) y el mínimo para Verano con + 0.2 (General_3^{*} $\alpha = 0°$).

Para el Atlántico tanto el Invierno como el Verano registran un exceso sobre la persistencia en los seis experimentos numéricos.

En Verano se observa el máximo con + 4.0 (Sarkisyan $\alpha = 45°$) y el mínimo con + 0.3 (General_2 $\alpha = 0°$).

Para el área total Pacífico y Atlántico se registra un exceso sobre la persistencia para las estaciones Primavera y Verano siendo máximo este valor en Verano con + 3.3 (Ekman $\theta^{*} = 0°$) y mínimo para Primavera con + 1.1 (General_1).

Las predicciones son mejores en el área del Atlántico que en área total Pacífico y Atlántico.

La tabla 5 muestra, para cada experimento numérico, el porcentaje correctamente predicho en el signo de los cambios, de un mes al siguiente, de las anomalías de la temperatura de la superficie de los océanos, de Junio 1980 a Mayo 1982, para el área del Pacífico, Atlántico y área total Pacífico y Atlántico.

De los resultados se observa que la habilidad del modelo en cada experimento es superior al control en la predicción (regreso a los valores normales).

Los mejores resultados son obtenidos para el área del Atlántico, no siendo así para el área del Pacífico que registra la habilidad más baja.

El experimento numérico Ekman ($\theta^* = 0°$) registra los valores máximos en el exceso sobre el registro a los valores normales en las tres áreas de estudio y con respecto a los otros experimentos numéricos.

Con una habilidad más baja que la registrada con Ekman ($\theta^* = 0°$), pero superior a los otros experimentos numéricos, se muestra el caso particular General$_4$ ($\alpha = 22.5°$).

El valor máximo es observado para el Atlántico con + 3.6 (Ekman $\theta^* = 0°$) y el mínimo para el Pacífico con + 0.4 (General$_2$ $\alpha = 0°$).

Las tablas 6, 7 y 8 muestran, para cada experimento, el promedio, por estación y para todo el período, del porcentaje correctamente predicho en el signo de los cambios de un mes al siguiente de la temperatura de la superficie de los océanos.

El porcentaje de puntos correctamente predicho por el modelo supera el porcentaje sobre el retorno a los valores normales, tanto en el área del Pacífico como en el área total Pacífico y Atlántico para cada uno de los experimentos numéricos.

Se registra un máximo para el área del Pacífico con + 9.5 en Primavera (Ekman $\theta^* = 0°$) y un mínimo con + 0.0 (General$_1$) en Verano.

Para el área total Pacífico y Atlántico el exceso sobre el retorno a los valores normales registra el máximo con + 5.3 (Ekman $\theta^* = 0°$) y + 2.5 como mínimo (General$_1$) .

El exceso sobre el retorno a los valores normales en el área del Atlántico se registra para Invierno, Verano y Otoño en cada uno de los experimentos con un máximo de + 7.3 en Verano ($General_3^* \alpha = 0°$) y un mínimo en Invierno con + 1.2 ($General_3^* \alpha = 0°$).

Los resultados muestran, en lo que respecta al promedio para todo el período, que las predicciones en cada uno de los experimentos numéricos son mejores para el área del Atlántico que las registradas en el Pacífico y área total Pacífico y Atlántico.

En lo que respecta al error cuadrático medio producido en las predicciones de las anomalías de la temperatura de la superficie de los océanos de Junio 1980 a Mayo 1982 (tabla 9), para cada experimento numérico el área total Pacífico y Atlántico registra una disminución en el error cuadrático medio con respecto al error a la persistencia (una disminución en este error con respecto al control se indica con signo positivo) este error está expresado en grados centígrados.

Tanto el área del Pacífico como la del Atlántico registra un aumento en el error cuadrático medio del orden de - 0.01 para el experimento ($General_2 \alpha = 0°$) y ($General_1$) respectivamente.

El máximo en la disminución del error se observa con + 0.06 (Ekman $\theta^* = 0°$) para el área del Pacífico.

Las tablas 10, 11 y 12 muestran, para cada experimento numérico, los resultados obtenidos para el área del Pacífico, Atlántico y área total Pacífico y Atlántico.

En cada uno de los experimentos numéricos llevados a cabo el error cuadrático medio disminuye tanto para Verano como en Otoño para el área del Pacífico.

Para el Verano es registrado un mínimo con + 0.10 (Ekman $\theta^* = 0°$) y máximo de + 0.4 para Otoño (Experimento 2 al Experimento 6).

El área del Atlántico registra en Verano errores inferiores al error cuadrático medio producido por la persistencia, para todos los experimentos numéricos, con un intervalo de + 0.7 a + 0.5.

Tanto en Verano como en Otoño registra, en cada uno de los experimentos numéricos llevados a cabo, una disminución en el error cuadrático medio para el área total Pacífico y Atlántico.

El valor mínimo observado es en Verano con + 0.08 (Ekman $\theta^{*} = 0°$) y máximo con + 0.02 para Otoño (General$_2$ $\alpha = 0°$).

Tabla 1. Porcentaje correctamente predicho en el signo de las anomalías de la temperatura mensual de la superficie de los océanos de junio 1980 a mayo 1982.

Caso	**Pacífico**	**Atlántico**	**Pacífico y Atlántico**
Persistencia	66.0	75.6	69.5
Ekman ($\theta - \alpha = 0°$)	+ 2.2	+ 1.6	+ 2.1
Sarkisyan ($\alpha = 45°$)	+ 0.5	+ 1.0	+ 0.5
$General_1$	+ 0.2	+ 0.7	+ 0.3
$General_2$ ($\alpha = 0°$)	- 0.4	+ 0.7	+ 0.0
$General_3^*$ ($\alpha = 0°$)	+ 0.0	+ 0.7	+ 0.3
$General_4$ ($\alpha = 22.5°$)	+ 0.0	+ 1.2	+ 0.5

* Intensidad del esfuerzo considerada como la de Sarkisyan.

Tabla 2. Promedio por estación y para todo el período del porcentaje correctamente predicho en el signo de las anomalías de la temperatura mensual de la superficie de los océanos de junio 1980 a mayo 1982.

Pacífico

Estación	**Persistencia**	**Ekman ($\theta - \alpha = 0°$)**	**Sarkisyan ($\alpha = 45°$)**	**$General_1$**	**$General_2$ ($\alpha = 0°$)**	**$General_3$* ($\alpha = 0°$)**	**$General_4$ ($\alpha = 22.5°$)**
Invierno	66.1	+ 0.5	- 2.7	- 4.4	- 5.3	- 3.3	- 3.8
Primavera	73.7	+ 4.2	+ 2.5	+ 2.6	+ 3.4	+ 3.6	+ 3.1
Verano	59.1	+ 2.0	+ 2.2	+ 1.5	+ 1.1	+ 0.2	+ 1.4
Otoño	64.9	+ 1.6	+ 0.1	- 0.4	- 0.6	- 0.5	- 0.6
Promedio	66.0	+ 2.2	+ 0.5	- 0.2	- 0.4	+ 0.0	+ 0.0

* Intensidad del esfuerzo considerada como la de Sarkisyan.

Tabla 3. Promedio por estación y para todo el período del porcentaje correctamente predicho en el signo de las anomalías de la temperatura mensual de la superficie de los océanos de junio 1980 a mayo 1982.

Atlántico

Estación	Persistencia	Ekman ($\theta - \alpha = 0°$)	Sarkisyan ($\alpha = 45°$)	$General_1$	$General_2$ ($\alpha = 0°$)	$General_3$* ($\alpha = 0°$)	$General_4$ ($\alpha = 22.5°$)
Invierno	76.2	+ 1.6	+ 0.9	+ 1.2	+ 0.3	+ 0.8	+ 1.7
Primavera	68.0	- 0.5	- 1.0	- 1.4	- 0.6	- 0.7	- 0.3
Verano	74.6	+ 3.9	+ 4.0	+ 3.3	+ 3.2	+ 3.5	+ 3.2
Otoño	83.7	+ 1.2	- 0.1	- 0.2	- 0.3	- 0.8	+ 0.0
Promedio	75.6	+ 1.6	+ 1.0	+ 0.7	+ 0.7	+ 0.7	+ 1.2

* Intensidad del esfuerzo considerada como la de Sarkisyan.

Tabla 4. Promedio por estación y para todo el período del porcentaje correctamente predicho en el signo de las anomalías de la temperatura mensual de la superficie de los océanos de junio 1980 a mayo 1982.

Pacífico y Atlántico

Estación	Persistencia	Ekman ($\theta - \alpha = 0°$)	Sarkisyan ($\alpha = 45°$)	$General_1$	$General_2$ ($\alpha = 0°$)	$General_3$ ($\alpha = 0°$)	$General_4$ ($\alpha = 22.5°$)
Invierno	69.9	+ 0.8	- 1.4	- 2.4	- 3.3	- 1.8	- 1.8
Primavera	71.6	+ 2.5	+ 1.2	+ 1.1	+ 1.9	+ 2.1	+ 1.9
Verano	64.8	+ 3.3	+ 2.2	+ 2.2	+ 1.8	+ 1.5	+ 2.0
Otoño	71.8	+ 1.5	+ 0.0	- 0.3	- 0.4	- 0.7	- 0.4
Promedio	69.5	+ 2.1	+ 0.5	+ 0.2	+ 0.0	+ 0.3	+ 0.5

* Intensidad del esfuerzo considerada como la de Sarkisyan.

Tabla 5. Porcentaje correctamente predicho en el signo de los cambios de un mes al siguiente de las anomalías de la temperatura de la superficie de los océanos de junio 1980 a mayo 1982.

Caso	**Pacífico**	**Atlántico**	**Pacífico y Atlántico**
Regreso a los valores normales	60.0	58.2	59.3
Ekman ($\theta - \alpha = 0°$)	+ 3.0	+ 3.6	+ 3.3
Sarkisyan ($\alpha = 45°$)	+ 0.8	+ 2.2	+ 1.4
General_1	+ 0.5	+ 1.8	+ 1.0
General_2 ($\alpha = 0°$)	+ 0.4	+ 1.8	+ 0.9
General_3^* ($\alpha = 0°$)	+ 0.5	+ 2.3	+ 1.2
General_4 ($\alpha = 22.5°$)	+ 0.8	+ 2.5	+ 1.4

* Intensidad del esfuerzo considerada como la de Sarkisyan.

Tabla 6. Promedio por estación y para todo el período del porcentaje correctamente predicho en el signo de los cambios de un mes al siguiente de la temperatura de la superficie de los océanos de junio 1980 a mayo 1982.

Pacífico

Estación	Regreso a los valores normales	Ekman ($\theta - \alpha = 0°$)	Sarkisyan ($\alpha = 45°$)	$General_1$	$General_2$ ($\alpha = 0°$)	$General_3$* ($\alpha = 0°$)	$General_4$ ($\alpha = 22.5°$)
Invierno	59.4	+ 0.0	- 2.6	- 4.1	- 3.1	- 4.0	- 3.4
Primavera	49.8	+ 9.5	+ 7.7	+ 8.8	+ 8.2	+ 9.2	+ 9.2
Verano	66.1	+ 2.0	+ 0.7	+ 0.0	+ 0.5	+ 0.4	+ 0.1
Otoño	64.8	+ 0.2	- 2.4	- 2.7	- 3.7	- 3.6	- 3.0
Promedio	60.0	+ 3.0	+ 0.8	+ 0.5	+ 0.4	+ 0.5	+ 0.8

* Intensidad del esfuerzo considerada como la de Sarkisyan.

Tabla 7. Promedio por estación y para todo el período del porcentaje correctamente predicho en el signo de los cambios de un mes al siguiente de la temperatura de la superficie de los océanos de junio 1980 a mayo 1982.

Atlántico

Estación	Regreso a los valores normales	Ekman ($\theta - \alpha = 0°$)	Sakisyan ($\alpha = 45°$)	$General_1$	$General_2$ ($\alpha = 0°$)	$General_3$* ($\alpha = 0°$)	$General_4$ ($\alpha = 22.5°$)
Invierno	62.9	+ 4.2	+ 1.5	+ 2.3	+ 1.3	+ 1.2	+ 2.7
Primavera	64.9	- 1.6	- 2.8	- 3.4	- 1.7	- 0.9	- 2.4
Verano	57.9	+ 6.9	+ 7.1	+ 6.6	+ 6.2	+ 7.3	+ 7.1
Otoño	47.0	+ 4.9	+ 2.6	+ 2.0	+ 1.6	+ 1.6	+ 2.6
Promedio	58.2	+ 3.6	+ 2.0	+ 1.8	+ 1.8	+ 2.3	+ 2.5

* Intensidad del esfuerzo considerada como la de Sarkisyan.

Tabla 8. Promedio por estación y para todo el período del porcentaje correctamente predicho en el signo de los cambios de un mes al siguiente de la temperatura de la superficie de los océanos de junio de 1980 a mayo 1982.

Pacífico y Atlántico

Estación	Regreso a los valores normales	Ekman ($\theta - \alpha = 0°$)	Sarkisyan ($\alpha = 45°$)	$General_1$	$General_2$ ($\alpha = 0°$)	$General_3$* ($\alpha = 0°$)	$General_4$ ($\alpha = 22.5°$)
Invierno	60.7	+ 2.7	- 1.0	- 1.9	- 1.8	- 2.3	- 1.2
Primavera	55.4	+ 5.3	+ 3.8	+ 4.3	+ 4.5	+ 5.5	+ 4.8
Verano	63.0	+ 3.9	+ 3.1	+ 2.5	+ 2.6	+ 3.0	+ 2.8
Otoño	58.2	+ 2.0	- 0.6	- 0.9	- 1.9	- 1.6	- 0.9
Promedio	59.3	+ 3.3	+ 1.4	+ 1.0	+ 0.9	+ 0.8	+ 1.4

* Intensidad del esfuerzo considerada como la de Sarkisyan.

Tabla 9. Error cuadrático medio producido en las predicciones de las anomalías de la temperatura de la superficie de los océanos de junio 1980 a mayo 1982.

Caso	**Pacífico**	**Atlántico**	**Pacífico y Atlántico**
Persistencia	0.61	0.52	0.58
Ekman ($\theta - \alpha = 0°$)	+ 0.06	+ 0.04	+ 0.05
Sarkisyan ($\alpha = 45°$)	+ 0.01	+ 0.00	+ 0.01
General_1	+ 0.00	- 0.01	+ 0.00
General_2 ($\alpha = 0°$)	- 0.01	+ 0.01	+ 0.01
General_3^* ($\alpha = 0°$)	+ 0.01	+ 0.01	+ 0.01
General_4 ($\alpha = 22.5°$)	+ 0.01	+ 0.00	+ 0.01

* Intensidad del esfuerzo considerada como la de Sarkisyan.

Tabla 10. Promedio por estación y para todo el período del error cuadrático medio producido en las predicciones de las anomalías de la temperatura de la superficie de los océanos de junio 1980 a mayo 1982.

Pacífico

Estación	Persistencia	Ekman ($\theta - \alpha = 0°$)	Sarkisyan ($\alpha = 45°$)	General$_1$	General$_2$ ($\alpha = 0°$)	General$_3^*$ ($\alpha = 0°$)	General$_4$ ($\alpha = 22.5°$)
Invierno	0.58	+ 0.02	- 0.06	- 0.09	- 0.11	- 0.06	- 0.06
Primavera	0.59	+ 0.04	+ 0.01	- 0.01	- 0.01	+ 0.01	+ 0.01
Verano	0.69	+ 0.10	+ 0.06	+ 0.05	+ 0.06	+ 0.05	+ 0.05
Otoño	0.59	+ 0.08	+ 0.04	+ 0.04	+ 0.04	+ 0.04	+ 0.04
Promedio	0.61	+ 0.06	+ 0.01	+ 0.00	- 0.01	+ 0.01	+ 0.01

* Intensidad del esfuerzo considerada como la de Sarkisyan.

Tabla 11. Promedio por estación y para todo el período del error cuadrático medio producido en las predicciones de las anomalías de la temperatura de la superficie de los océanos de junio 1980 a mayo 1982.

Atlántico

Estación	Persistencia	Ekman ($\theta - \alpha = 0°$)	Sarkisyan ($\alpha = 45°$)	$General_1$	$General_2$ ($\alpha = 0°$)	$General_3$* ($\alpha = 0°$)	$General_4$ ($\alpha = 22.5°$)
Invierno	0.58	+ 0.04	- 0.01	- 0.02	+ 0.02	+ 0.01	- 0.01
Primavera	0.54	+ 0.02	- 0.04	- 0.04	+ 0.01	+ 0.00	- 0.02
Verano	0.52	+ 0.07	+ 0.06	+ 0.05	+ 0.06	+ 0.06	+ 0.06
Otoño	0.44	+ 0.00	- 0.02	- 0.03	- 0.03	- 0.02	- 0.02
Promedio	0.52	+ 0.04	+ 0.00	- 0.01	+ 0.01	+ 0.01	+ 0.00

* Intensidad del esfuerzo considerada como lo de Sarkisyan.

Tabla 12. Promedio por estación y para todo el período del error cuadrático medio producido en las predicciones de las anomalías de la temperatura de la superficie de los océanos de junio 1980 a mayo 1982.

Pacífico y Atlántico

Estación	Persistencia	Ekman ($\theta - \alpha = 0°$)	Sarkisyan ($\alpha = 45°$)	General$_1$	General$_2$ ($\alpha = 0°$)	General$_3$* ($\alpha = 0°$)	General$_4$ ($\alpha = 22.5°$)
Invierno	0.59	+ 0.04	- 0.03	- 0.06	- 0.05	- 0.03	- 0.03
Primavera	0.57	+ 0.03	- 0.01	- 0.02	+ 0.00	+ 0.00	+ 0.00
Verano	0.64	+ 0.08	+ 0.06	+ 0.06	+ 0.05	+ 0.06	+ 0.06
Otoño	0.55	+ 0.06	+ 0.05	+ 0.03	+ 0.02	+ 0.03	+ 0.03
Promedio	0.58	+ 0.05	+ 0.01	+ 0.00	+ 0.01	+ 0.01	+ 0.01

* Intensidad del esfuerzo considerada como la de Sarkisyan.

Conclusiones

De los resultados mostrados en las tablas se observa, en términos generales, que la habilidad del modelo en la predicción de las anomalías de la temperatura de la superficie oceánica y de sus cambios mes con mes, es superior a la de los controles (persistencia y regreso a los valores normales). En particular, el área del Atlántico registra los valores más altos en la predicción.

En lo que respecta a los dos métodos utilizados para computar las corrientes oceánicas:

-El primero de estos, que corresponde al Experimento 1 (Ekman $\theta^* = 0°$) en donde la corriente oceánica es derivada por el viento geostrófico, registró los mejores resultados. Para una posible mejoría de estos resultados es necesario contar con un banco de datos confiables sobre el viento real en la superficie oceánica.

-En el segundo método (Experimento 2 al 6), en el que la corriente oceánica es derivada a partir de la ecuación de vorticidad estacionaria (2.21), se realizaron varios estudios comparativos: un estudio consistió en fijar la intensidad del esfuerzo y el ángulo se prescribió con el valor $\alpha = 45°$ y $\alpha = 0°$ respectivamente, observándose así los mejores resultados para $\alpha = 45°$; otro estu dio comparativo consistió en considerar la intensidad del esfuerzo como una función de la relación entre la rapidez del viento geostrófico y la rapidez del viento en la superficie oceánica, las relaciones de Lutz-Hasse (Ref. 21) para la rapidez del viento en la superficie oceánica y la variación del ángulo cuando éste es considerado como una función del viento en la superficie y cuando se prescribe con el valor de $\alpha = 0°$ y $\alpha = 22.5°$ respectivamente. Se encontró que los mejores resultados se obtuvieron con el valor de $\alpha = 22.5°$.

En términos generales los resultados son positivos pero posiblemente un estudio en lo que respecta al viento en la superficie oceánica considerando las diferencias de temperatura en el aire y mar para el caso estable y neutral (Ref. 21), y un estudio en cuanto a la magnitud del ángulo α, conduciría a resultados favorables.

Bibliografía

1. Adem, J., 1962. "On the theory of the general circulation of the atmosphere". Tellus 14, 102-115.

2. Adem, J., 1964a. "On the physical basis for the numerical prediction of monthly and seasonal temperatures in the trosposphere -ocean- continent system." Mon. Wea. Rev., 98, 776-786.

3. Adem, J., 1964b. "On the thermal state of the troposphere -ocean-continent system in Northern Hemisphere. Geof. Int., 4, 3-32.

4. Adem, J., 1965 "Experiments aiming at monthly and seasonal numerical weather prediction". Men. Wea. Rev., 93, 495-503.

5. Adem, J., 1967 "Parameterization of atmospheric humidity using cloudiness and temperature". Mon. Wea. Rev., 95, 83-88.

6. Adem, J., 1970a. "On the prediction of mean monthly ocean temperature". Tellus 22, 410-430.

7. Adem, J., 1970b. "Incorporation of advection of heat by mean wind and by ocean currents in a thermodynamic model for lonq-range-weather prediction". Mon. Wea. Rev., 98, 776-786.

8. Adem, J., 1971 "Further studies on the thermodynamic prediction of ocean temperatures". Geofís. Int., 11, 7-45.

9. Adem, J., 1975 "Numerical Thermodynamical prediction of mean monthly ocean temperatures". Tellus 27, 541-551.

10. Adem, J., 1979 "Low resolution thermodynamic grid models". Dyn. Atmos. Oceans. 3, 433-451.

11. Adem, J. and V.M. Mendoza, 1987 "Sensitivity experiments on ocean temperature predictions with a thermodynamic climate model". Geofís. Int., 4, 525-543

12. Adem, J. anda V.M. Mendoza, 1988 "Recent numerical -thermodynamic experiments on sea surface temperature prediction". Geofís. Int., 27, 309-325.

13. Arthur, R.S. 1966 "Estimation of Mean Monthly anomalies of sea surface temperature". J. Geophys. Res., 71, 2689-2690.

14. Clapp, P.F., S.H. Scolnik, RE. Taubensee and F.J. Winninhoff, 1965 "Parameterization of certain atmospheric heat sources and sinks for use in a numerical model for monthly and seasonal forecasting". Internal Report. Extended Forecast Division (Available on Request to Climate Analysis Center, NWS/NOAA, Washington, D.C.).

15. Clark, N.E., 1972 "Specification of sea surface temperature anomaly patterns in the eastern North Pacific. J. Phys. Oceanogr., 2, 391-404.

16. Daly, W.T., 1978 "The response of the North Atlantic sea surface temperature to atmospheric forcing processes". Quart. J. Roy, Meteor. Soc., 194, 363-382.

17. Ekman, V.W. 1902 "Om jordrotationens inverkan pá vindströmmar i hafvet". Nyt. Mag. F. Naturvid 20, Kristiania.

18. Huang J.C.K. 1978 "Numerical Simulation studies of Oceanic anomalies in the North Pacific Basin" l: The ocean model and the Long-Term Mean State, A. Meteor Soc., 755-777.

19. Jacob, W.J. 1967 "Numerical semiprediction of monthly mean sea surface temperature". J. Geophys. Res., 72, 1681-1689.

20. Jacobs, W.C, 1951 "The energy exchange between the sea and the atmosphere and some of its consequences". Bull. Scripps Inst. of Oceanography, Univ. of California 6, 27-122.

21. Lutz Hasse, 1971 "On the relationship between geostrophic and surface wind at sea". Mon. Wea. Rev. 99, 255-260.

22. Mendoza C., V.M, 1981 "Sobre la predicción de la temperatura media mensual de los océanos". Tesis Licenciatura Físico, U.N.A.M.

23. Miller, J. 1950 "Energy Transformation functions". J. Meteor. 7, 152-159.

24. Munk, W.H., 1950 "On the wind -driven ocean circulation". J. Geophys. 64, 631-646.

25. Namias, J. 1959 "Receant Seasonal interactions between North Pacif waters and overlying atmospheric circula tions". J. Geophys. Res., 64, 681-646.

26. Naval Oceanography Command Detachment, Asheville, N.C. "U.S. Navy. Marine Climatic Atlas of the world Volume IX.

27. Neumann, & Pierson, W.J., Jr. 1966 "Principles of Physical Oceanography". Prentice. Hall. Inc., Englewood Calif. N.J.

28. Sarkisyan, A.S. 1969 "Deficiencies of Barotropic Models of Oceanic Circulation". Izv. Atmospheric and Oceanic Physics, 5-8: 818-835. Trs. A.B. Kaufman.

29. Simpson, G.C. 1928 "Further studies in terrestrial radiation". Me, Ray. Meorol Soc., 3, No. 21.

30. Stommel, H., 1948 "The Westward intensification of wind-driven ocean currents". A. Geophys. Union. No. 2, 202-206.

31. Thomson, P., D., 1961 "Numerical weather analysis and prediction". New York Macmillan.

32. Wyrtki, K. 1961 "The thermohaline circulation in relation to the general circulation in the oceans". Deep. Sea. Res. 8, 39-64.