

Problema de la interacción oceano-atmósfera en los modelos del clima

A. RUIZ DE ELVIRA

Grupo de Física del Clima
Dpto. de Física, Universidad de Alcalá de Henares

RESUMEN

Esta contribución pretende ser una revisión crítica de nuestro estado de conocimiento de los problemas del acople océano-atmósfera en los modelos del clima. Como cualquier otra revisión se apoya fuertemente en los trabajos realizados por un gran número de grupos científicos más que en los resultados de alguno de ellos en concreto. En la bibliografía se ha tratado de mencionar los trabajos más importantes en este campo, pidiendo disculpas de antemano si por error o desconocimiento hemos dejado de mencionar alguno.

I. INTRODUCCION

Para nosotros, y quizá ampliando el uso estándar, el estudio del clima es el estudio de los fluidos aire y agua en su discurrir sobre la superficie sólida de la Tierra. Escalas de horas hasta una o dos semanas pueden llamarse, si se quiere, Meteorología, escalas de tiempo superiores son el objeto del hoy día candente tema del *«Cambio Climático»*.

Pero la meteorología en un lugar concreto de la Tierra, es evidente, depende del «clima» de la Tierra en ese momento. Así, si la trayectoria de los ciclones sube o baja 300 o 400 km (cambio climático), el «tiempo» en la península Ibérica puede pasar a ser desértico o mucho más húmedo de lo que es en la actualidad, por ejemplo.

Ahora bien, ¿qué es lo que determina el clima, es decir, el estado de la atmósfera en cada momento?

Como en el resto de la mecánica de fluidos conocemos las ecuaciones que rigen el problema, pero no la física que estas ecuaciones representan.

Las ecuaciones de la mecánica de fluidos son inmediatas en su aplicación, y son simples: Són las ecuaciones de Navier-Stokes, que no son otra cosa más que la reescritura de las ecuaciones de Newton para un sistema continuo. Sin embargo, encierran una física nueva y completa: La física de sistemas complejos en interacción no lineal, una física que, de momento, no comprendemos.

La capa de aire que envuelve la tierra sólida es un fluido somero (o más bien muy somero), compresible y altamente estratificado, dotado, además, de una extraña «rigidez» que le suministra la rotación de la Tierra.

Se mueve debido a los gradientes térmicos, mediante procesos que originalmente son de convección, pero que se ven modificados por la rotación, que los convierte en movimientos oscilatorios y turbulentos, apareciendo la turbulencia tanto en pequeña escala (tri-dimensional) como en gran escala (cuasi bi-dimensional).

Adicionalmente, el problema convectivo se complica al aparecer fuentes de energía en forma de calor latente en el seno de las parcelas convecivas.

Para entender el movimiento del aire debemos añadir a las ecuaciones las condiciones de contorno del sistema. ¿Cuáles son esas condiciones?

Algunas de esas condiciones son fijas (la orografía, por ejemplo), pero otras son altamente variables, sobre todo las que se refieren a los flujos de energía en forma de calor. Tanto la tierra sólida, que representa un 30% de la superficie inferior de la atmósfera, como los océanos, que representan un 70%, son fuentes, altamente variables, de calor sensible y de calor latente.

Las características de la superficie oceánica dependen del movimiento del agua. Precisamos, pues, para especificar estas condiciones de contorno, resolver el problema del movimiento oceánico, que a su vez depende del movimiento de la atmósfera. Debemos de esta manera considerar un único sistema formado por aire y agua en interacción.

El océano es de nuevo un fluido somero, estratificado debido a la salinidad, ahora con barreras laterales y en el que no existen fuentes de calor en las parcelas «convecivas». Debido a la diferencia de densidad la escala de tiempo del océano es mayor que la de la atmósfera, lo que introduce un problema de orden técnico al tratar de resolver numéricamente las ecuaciones.

El modelo más simple de océano lo considera formado por dos capas, una superficial, de un espesor entre 60 y 200 m, caliente y bien mezclada (capa de mezcla), y otra inferior, que se extiende hasta el fondo, de un espesor de alrededor de 4000 m, fría. La interfase que separa las dos capas se denomina termoclinia, y representa una superficie de discontinuidad para la temperatura y la densidad. La existencia, mantenimiento y evolución de la termoclinia es un problema no resuelto en oceanografía.

La posición (vertical) de la termoclinia varía en el tiempo, siguiendo las variaciones de la temperatura de la capa de mezcla de forma que un calentamiento de ésta supone una profundización de la termoclinia, y un enfriamiento, su asfloramiento.

La capa de mezcla actúa sobre la atmósfera a través de su temperatura. Un aumento de temperatura supone un aumento del flujo de energía en forma de calor sensible y sobre todo un aumento de la evaporación, y por tanto, un

suministro de energía al aire por encima de los 1000 m en forma de calor latente de condensación.

Si los cambios de temperatura de la superficie T_s son fluctuaciones (no cambios estacionales, p. ej.), han de ser relativamente rápidos, es decir, forzados mecánicamente, ya que la radiación recibida cambia de forma lenta y predecible. Por lo tanto, deben venir forzados por «patches» de viento, es decir, zonas relativamente extensas, pero localizadas, donde se produce una fluctuación bien en la dirección, bien en la intensidad del viento. Este «patch» de viento arrastra el agua hacia el punto central de la figura indicado por T (Fig. 1). Puesto que el agua no se puede acumular, se debe producir una corriente descendente. El agua superficial está más caliente que la profunda. Al bajar el agua aumenta el espesor local de agua caliente o lo que es equivalente, baja la termoclina. Al producirse un incremento de la convección, se produce un incremento del viento convergente hacia esa posición geográfica, el viento arrastra el agua, lo que de nuevo produce un incremento de temperatura: tenemos una realimentación positiva.

Adicionalmente, cualquier variación de la termoclina produce ondas, que, debido a la rotación de la Tierra, presentan un carácter marcadamente distinto en la posición de sus frentes de onda, sus velocidades y sus relaciones de dispersión, tanto si se propagan hacia el este como si se propagan hacia el oeste.

Como ya hemos indicado, el agua se mueve debido al viento. En efecto, éste debe frenarse sobre la superficie, para satisfacer la condición de no deslizamiento, mediante una fuerza o stress τ . La fuerza de reacción mueve el agua.

No existe acuerdo acerca de la mejor fórmula que represente este stress τ . Pondré aquí algunas:

$$\bar{\tau} = C_D(|\bar{V}|, \varepsilon) \rho_A |\bar{V}| \bar{V} \quad [1]$$

donde \bar{V} es la velocidad vectorial del viento (esencialmente bidimensional) a 10 m sobre la superficie, ρ_A la densidad del aire, y C_D un coeficiente empírico que depende del módulo de la velocidad del viento y de la estabilidad del aire en esa capa de 10 m sobre la superficie. Para estabilidad neutra puede ponerse, entre otras parametrizaciones, por ejemplo:

$$\begin{aligned} C_D &= 1.15 & |\bar{V}| &< 11 \text{ m/s} \\ C_D &= 0.49 + 0.065 |\bar{V}| & |\bar{V}| &> 11 \text{ m/s} \end{aligned} \quad [2]$$

y fórmulas más complicadas (determinadas iterativamente) para el caso de inestabilidad.

Por otro lado, ya hemos dicho que la existencia de fluctuaciones en el viento, y por tanto en el stress, depende de las fluctuaciones de la temperatura

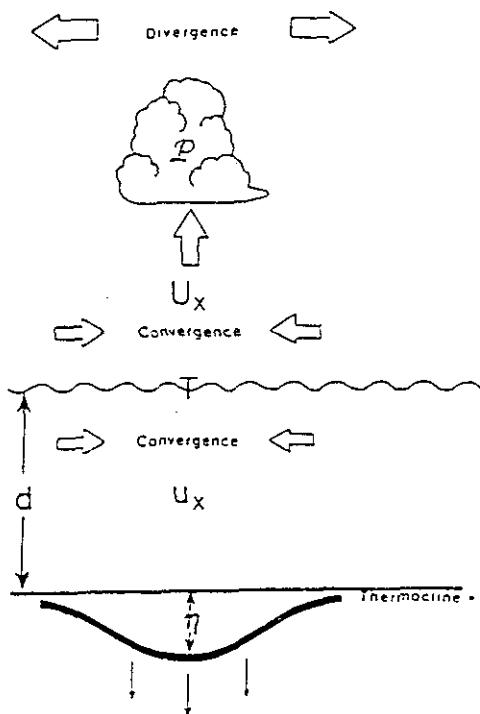


Figura 1.—Un diagrama esquemático mostrando un posible mecanismo de inestabilidad en la interacción aire-agua. Una profundización de la termoclina (η) indica un incremento de temperatura T , y por tanto un incremento en la convección (o precipitación), un incremento en la convergencia del viento U_x que produce un incremento en la convergencia oceánica u_x y una profundización adicional de la termoclina. (Tomado de McCreary y Anderson, 1990).

T_s o bien, dicho de otra manera, de la profundidad de la termoclina: η_e . Se han propuesto también fórmulas para el stress en función de η_e , como por ejemplo:

$$\tau = \tau_0 \operatorname{Sign}(\eta_e - \eta_{cr}) \quad [3]$$

o más sencillamente

$$\vec{\tau} = \gamma d \vec{V}$$

siendo γ una constante a determinar y d un espesor típico de la capa de mezcla.

La determinación del stress depende, pues, tanto de la determinación de la velocidad del viento en la capa superficial del aire sobre el océano, como de la correcta selección de la expresión que relaciona ésta con aquél.

En cuanto al flujo de energía se pueden proponer dos formas para los acoplos. Una de ellas especifica el flujo en forma de calor sensible Q_s o latente Q_L :

$$Q_s = C_s (\rho_A c_p) |\vec{V}| (T_s - T_A) \quad [4]$$

$$Q_L = C_L \rho_A |\vec{V}| (q_s(T_s) - q_A) \quad [5]$$

donde C_s y C_L son dos coeficientes empíricos, ρ_A es la densidad del aire, T_s es la temperatura superficial del océano, T_A la del aire, q_s la humedad específica de saturación a la temperatura T_s y q_A la humedad específica del aire en cada punto en el que se produce el acople.

Otra forma de especificar el acople es a través de ecuaciones para la temperatura T_s :

$$\partial_t T_s + u \partial_x T_s = 0$$

$$\partial_t T_s - x(\sigma \eta - T_s) = 0 \quad [6]$$

$$\partial_t T + u \partial_x T - x(\sigma \eta - T) = 0$$

con $\vec{v} = (u, v)$, x y σ parámetros a determinar, o para la precipitación \mathcal{P} :

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &= -q_A (\operatorname{div} \vec{v}) \\ \mathcal{P} + (1 - q_A \lambda / c_a^2) c_a^2 \operatorname{div} \vec{v} &= -Bp - (\alpha / \sigma) T \end{aligned} \quad [7]$$

etc., etc.

Podemos ver que no existe mucho acuerdo sobre las formas o sobre el número de parámetros a utilizar.

¿Qué ocurre con la forma de solucionar las ecuaciones? El procedimiento seguido es el desarrollo de modelos. Los modelos son subconjuntos del sistema de ecuaciones de Navier-Stokes acopladas para el aire y el océano, en los cuales se mantienen algunos términos, se suprimen otros y se parametriza como mejor se sabe o se puede las condiciones de contorno, de radiación, etc. Realmente, la especificación de un modelo consiste en la especificación de los términos mantenidos, la parametrización utilizada, el tamaño de la red de discretización empleada, y del esquema numérico de resolución de las ecuaciones.

Las ecuaciones son diferenciales. Parecería adecuado suponer que los resultados de los modelos mejorarían adoptando un discretizado muy fino para su resolución. Sin embargo, esto presenta dos problemas. El primero es de orden práctico: El esfuerzo de resolución numérica de las ecuaciones crece como el cubo del número de puntos de la malla empleada, y no existen

ordenadores capaces de hacer frente a ese número de cálculos. Sin embargo, el segundo problema es más importante. Las ecuaciones que rigen el clima son esencialmente no lineales, y esto implica (recordemos las nociones sobre caos y distribuciones fractales) que los detalles de las escalas inferiores, aún siendo similares a los de las escalas superiores, no son los mismos. Esto quiere decir que según vamos bajando en el tamaño de la red, surgen cada vez nuevos movimientos, que deben ser resueltos en su totalidad, o bien simulados. Ahora, la simulación de las escalas pequeñas no es más fácil que la de las escalas grandes, por lo que no es obvio que un discretizado más fino produzca mejores resultados, aunque sí es seguro que exige mucho más esfuerzo y por lo tanto mayor gasto.

Para discutir los modelos acoplados, es conveniente hacerlo con referencia a un fenómeno concreto. Elegimos aquí el fenómeno de El Niño-La Oscilación Austral (ENSO, a partir de la forma inglesa de escribir). ENSO es el fenómeno climático cuya signatura es más clara. Aún siendo altamente irregular, lo es menos que cualquier otra oscilación del sistema. Si pretendemos llegar a comprender el fenómeno de las oscilaciones climáticas, debemos poder llegar a explicar la evolución de ENSO a partir de las ecuaciones del sistema acoplado.

ENSO es un fenómeno recurrente, con un tiempo característico de entre dos y seis años, en los que el sistema climático de la región del Pacífico Tropical oscila entre dos estados de equilibrio metaestable: Un estado *normal* y un estado *excitado*. En este último, la temperatura de la superficie del agua en una zona relativamente extensa del Pacífico oriental se mantiene durante un intervalo considerable de tiempo por encima de la temperatura de esa región en el estado *normal*. (Fig. 2). *Normal* y *excitado* tienen un sentido ciertamente arbitrario. Lo importante es la irregularidad de las oscilaciones de agua fría y agua caliente, tanto en duración como en extensión.

Un análisis de los modos de oscilación preponderantes en los datos de los vientos y las temperaturas superficiales (Alonso *et al.*, 1990) indica un conjunto de tres a cinco patrones de oscilación con períodos comprendidos entre los 18 y los 73 meses cuya interacción produce la aparición irregular de «patches» de viento y su avance en forma ondulatoria hacia el este desde el Índico (Fig. 3). La evolución de uno de estos patrones, el que contiene más energía y que corresponde a un período de cinco años se puede observar en la figura 4, donde vemos la propagación de una perturbación desde el Índico hacia el Pacífico, su intensificación en el Pacífico central y su posterior evolución.

Los mejores modelos corridos hasta la fecha (noviembre 1990) son incapaces de generar estos dos estados y el paso de uno a otro de forma realista, así como la existencia de estos patrones de oscilación de períodos extremadamente largos y la interacción entre las cuencas Índica y Pacífica.

Vamos a indicar a continuación el funcionamiento de alguno de estos modelos y sugerir las posibles razones de su fracaso; un fracaso que sabemos puede superarse al ir mejorando tanto las observaciones como la bondad de las parametrizaciones.

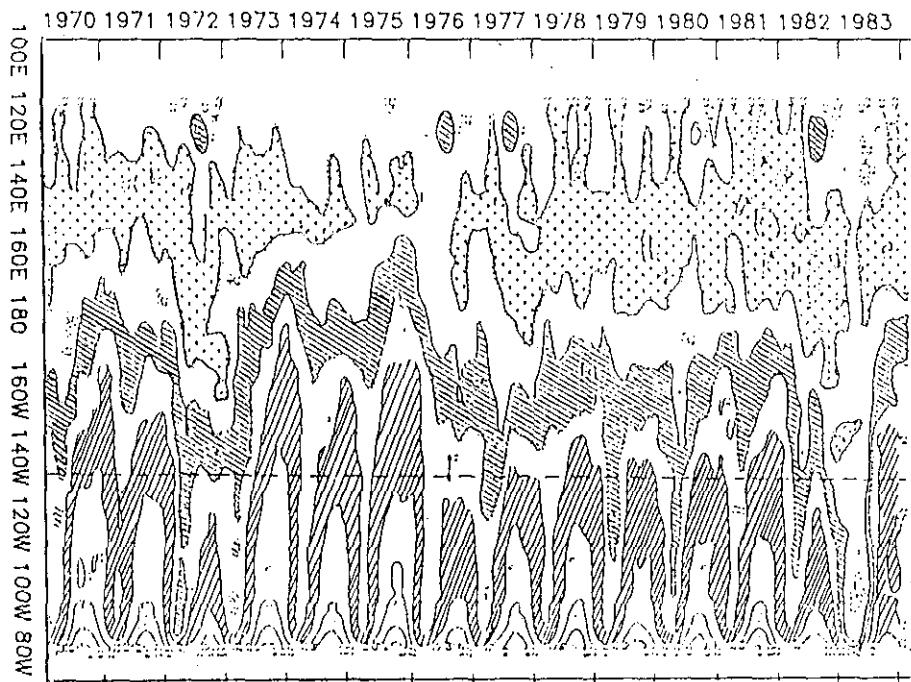


Figura 2.—Un diagrama Longitud (Abscisas)-Tiempo (Ordenadas) de la temperatura superficial oceánica en el Ecuador Pacífico. El agua «caliente» se encuentra a la izquierda o rayada , mientras que el agua «fría» se encuentra a la derecha y está indicada por . La oscilación de El Niño consiste en la entrada de agua «caliente» hacia la costa del Perú (80° W) al final del año. Lo que pretenden explicar los modelos no es la oscilación anual, fácilmente discernible en el diagrama, sino su irregularidad: La intensidad y duración en los años 72-73, la intensidad del año 83, su desaparición en el 74-75, etc.

El problema es la sensibilidad del fenómeno. El surgimiento y desarrollo de ENSO depende mucho de la posición e intensidad de la perturbación que lo dispara.

Sabemos que ENSO se debe al acople entre atmósfera y océano. Modelos aislados tanto de la atmósfera como del océano no han sido capaces de generar oscilaciones.

En la figura 5 vemos un diagrama de tiempos de crecimiento de las perturbaciones (panel superior de cada diagrama) y períodos de oscilación (panel inferior, el período tiende a infinito al acercarse a la línea media horizontal) para un modelo esquelético del problema, lineal, en el que los stresses τ se representan sencillamente, en un «patch» de extensión meridiana μ (en dirección Norte-Sur) variable y posición ecuatorial (Oeste-Este) x_e también variable, por la expresión:

$$\tau = x \eta.$$

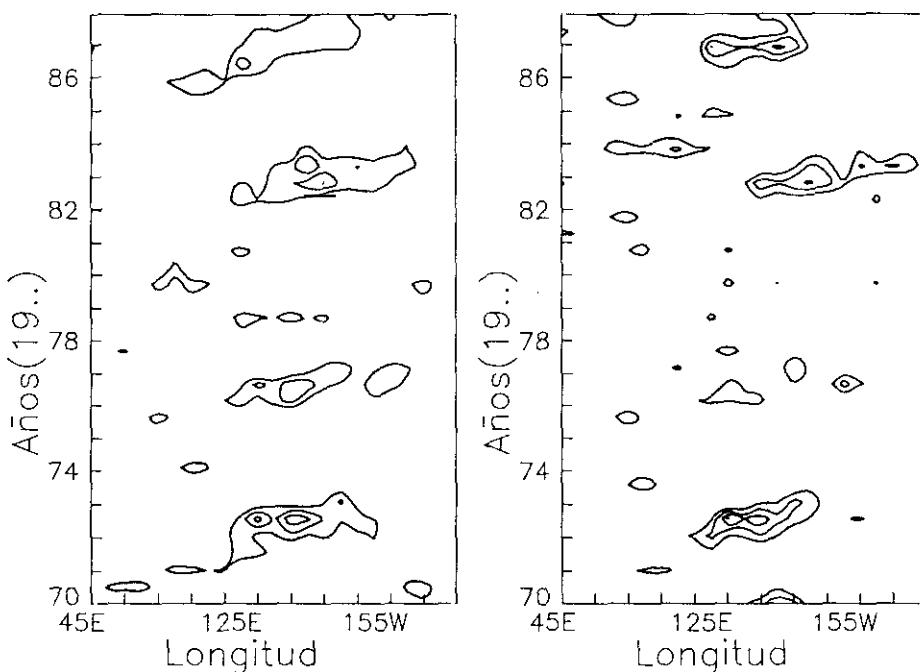


Figura 3.- Diagrama Longitud-Tiempo de los datos del viento zonal sobre el Ecuador Índico y Pacífico (derecha) y su análisis mediante patrones bayesianos de oscilación. Podemos observar claramente los Niños marcados del 71-73, 81-83 y 86-88, su surgimiento en el Índico y su propagación hacia el Pacífico, donde se incrementan. (Tomado de Alonso *et al.*, 1990.)

Vemos que la sensibilidad tanto a la intensidad del acople x como a la extensión y posición es extrema. La razón es la siguiente. El surgimiento de agua fría o caliente se debe, como ya hemos indicado, a la variación en la profundidad de la termoclina, y esta variación, al apilamiento o depleción de agua en una cierta región. Estas variaciones de espesor de la capa de mezcla son forzadas por el movimiento de ondas de Kelvin generadas por una fluctuación del viento en un cierto «patch», generalmente alejado de donde se observa la variación de temperatura. Ahora, las ondas de Kelvin son de dos tipos: primarias y secundarias, procedentes estas últimas de ondas de Rossby generadas en el «patch», transmitidas hacia el Oeste y convertidas en ondas de Kelvin en la reflexión en la frontera occidental de la cuenca. Es, por tanto, la interferencia positiva de dos ondas la que produce el fenómeno, y esta interferencia depende de la relación entre las fases de las ondas. Ahora, es bien conocido que las relaciones de fase son altamente no lineales, y enormemente sensibles a cambios en las configuraciones de los sistemas.

Los mejores modelos serían, *a priori*, los *modelos generales de circulación*, acoplando la atmósfera y el océano (CGCM). Sin embargo, estos modelos son tan complejos, y tan sensibles a la parametrización, que es difícil, por el

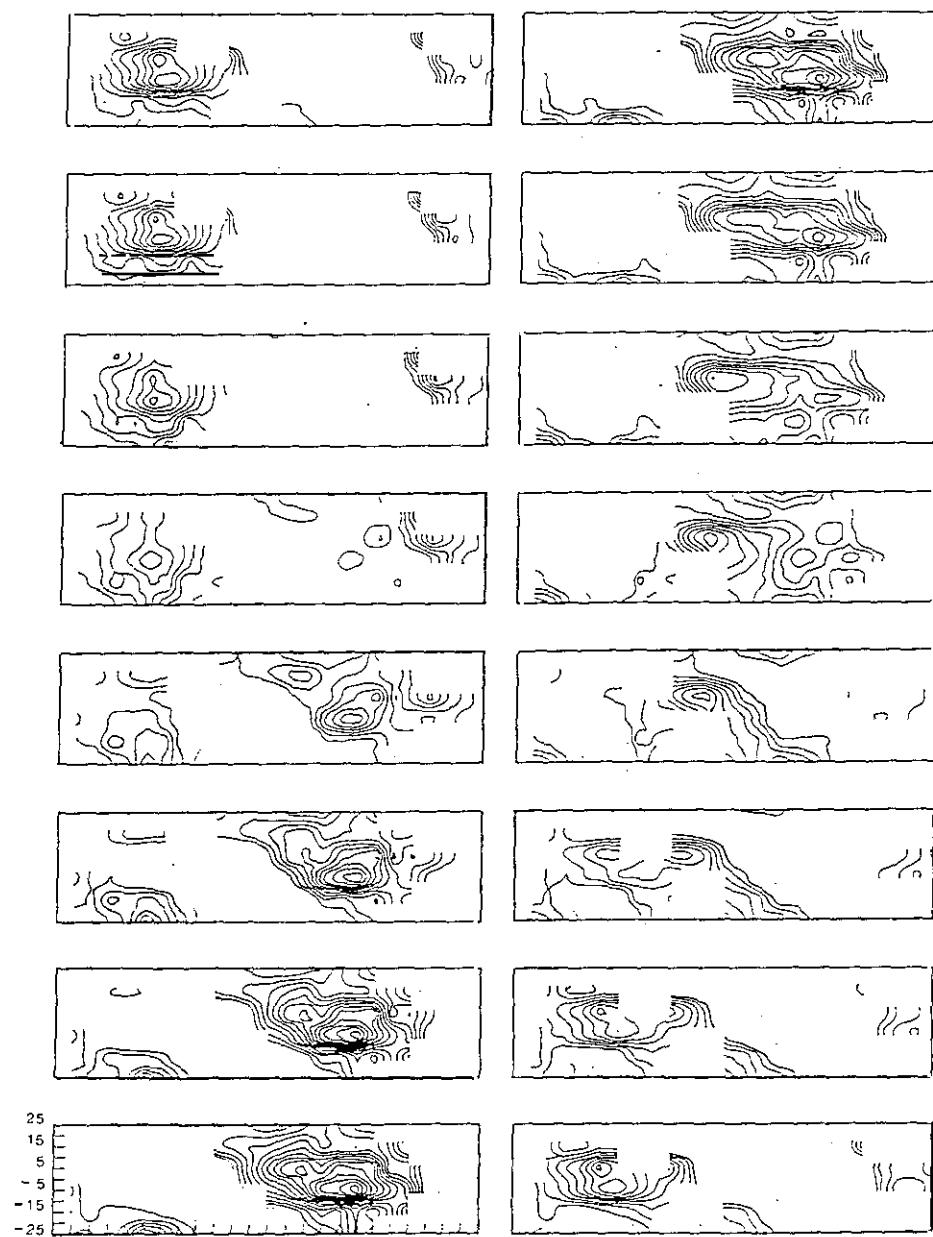


Figura 4.—Ciclo de oscilación del patrón más energético de los que posiblemente forman ENSO. Viento zonal. Período $T \approx 5$ años. La evolución discurre de arriba abajo, primero en los paneles de la izquierda que se continúan por los paneles de la derecha. Observamos un surgimiento de una anomalía en el Índico norte y su propagación hacia el Índico sur y el Pacífico central, donde se intensifica. (Tomado de Alonso *et al.*, 1990).

momento, lograr comprender su funcionamiento. Por comprensión entendemos el llegar a saber el efecto de las variaciones de cada parámetro sobre los resultados del modelo.

Para tratar de mejorar esta comprensión, pueden simplificarse las ecuaciones hasta dejar un conjunto de términos cuyas variaciones producen efectos controlables. Se denominan *modelos intermedios* aquellos que utilizan ecuaciones de gravedad reducida y con una termodinámica realista del océano.

Aún así, estos modelos deben acompañarse, para mejorar su comprensión, de otros todavía más sencillos: Modelos simples y conceptuales. En los *modelos simples* las ecuaciones dinámicas se han reducido a un mínimo de términos, de forma que sus resultados, muy controlables, no pueden compararse con las observaciones, mientras que los *modelos conceptuales* prescinden totalmente de las ecuaciones dinámicas y proponen sencillamente ecuaciones uni-dimensionales, no lineales (o lo que es equivalente, con retardo) que producen soluciones oscilantes de carácter irregular. La utilidad de estos últimos modelos es limitada, pues si la información que proporcionan es, por ejemplo, que el sistema climático es *similar* a un oscilador con retardo, no proporcionan ninguna información acerca de cómo traducir esa *similaridad* a términos físicos de velocidad del viento, temperatura, humedad o precipitación.

2. MODELOS CONCEPTUALES

Estos modelos suelen adoptar la forma de ecuaciones de osciladores con retardo, del tipo

$$\ddot{y}(t) = -x^2 y(t - \tau) \quad [9]$$

y están basadas en el hecho de que es la interacción entre las ondas de Kelvin secundarias y las de Kelvin primarias la que produce la oscilación, y en que las primeras llegan al punto de interacción con un cierto retardo τ .

Una ecuación de retardo fue propuesta por Suárez y Schopf (1987):

$$\partial_t y(t) = c y(t) - b y(t - \tau) - a y^3(t) \quad [10]$$

$$\partial_t y'(t') = y'(t') - \alpha y'(t' - \Delta) - y'^3(t') \quad [11]$$

donde $y(t)$ representa cualquiera de las variables del sistema: fluctuaciones de la temperatura superficial del océano, profundidad de la termóclina, tensor de esfuerzos del viento, etc., e $y' = y(c/a)^{-1/2}$, $t' = t/c$, es decir, representan variables normalizadas.

El primer término del miembro de la derecha representa una realimentación positiva en la región de interacción fuerte entre la atmósfera y el océano (el «patch»). El segundo término representa las ondas de Kelvin secundarias.

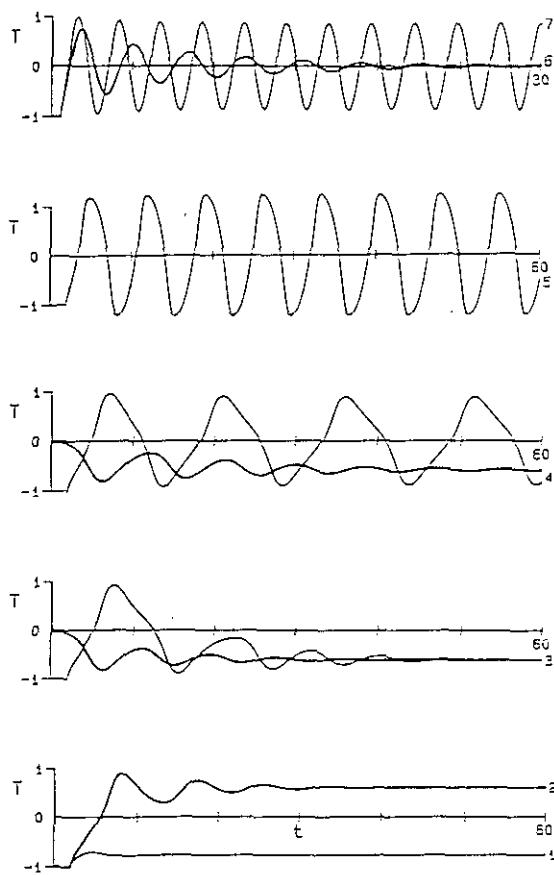
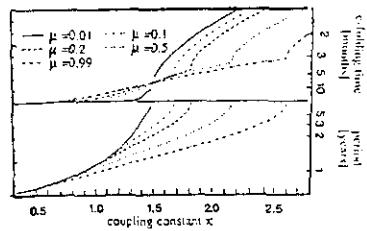
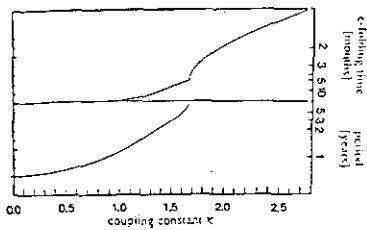


Figura 5

Figura 6

Figura 5.—Diagramas del periodo de oscilación (años, panel inferior) y tiempo de crecimiento (meses, panel superior) de una variable climática sometida a la ecuación [8], frente a la intensidad del acople x . Diagrama superior: Tamaño meridiano μ y posición del \langle patch \rangle x_c fijas. Diagrama central: Variación de μ . Diagrama inferior: Variación de x_c . (Tomado de Schopf and Suárez, 1990).

Figura 6. Comportamiento de la solución de la ecuación [11] para varios valores de los parámetros α y Δ . Las curvas 1 y 2 se encuentran completamente dentro de la región de estabilidad. La curva 3 está dentro de esta región, pero más cerca de la frontera de inestabilidad Δ_{cr} ($\alpha = .645$, $T(0) = -1$, o $T(0) = -0.01$). Las curvas 4 ($\alpha = .665$) corresponden a un ciclo límite estable ($T(0) = -1$) o a la solución estacionaria ($T(0) = -0.01$) de los puntos 1, 2 y 3. La curva 5 corresponde a $\alpha = 1$, para un Δ superior al crítico. Para estos valores la única solución estable es un ciclo límite, y éste ocurre para $\alpha = 1$ o para $\alpha = -1$. Las curvas 6 y 7 se encuentran una a cada lado de la línea Δ_{cr} . La curva 6 presenta oscilaciones amortiguadas, mientras que la curva 7 tiende a un ciclo límite de período menor que el correspondiente a la curva 5. (Tomado de McCreary y Anderson, 1990).

mientras que el tercer término frena el crecimiento excesivo de la solución producido por la realimentación positiva (es, pues, un término de disipación). Si observamos la ecuación equivalente [11], vemos que sólo existen dos parámetros independientes, α y Δ .

En la figura 6 se presentan algunas soluciones típicas de diversos valores de los parámetros. Observamos oscilaciones amortiguadas que tienden a soluciones constantes, o bien oscilaciones mantenidas, pero en cualquier caso, altamente regulares y simétricas.

Otra ecuación conceptual de la misma forma ha sido propuesta por Battisti y Hirst (1989). Dividieron el Pacífico en dos subcuenca: En la subcuenca oriental se producían todos los procesos termodinámicos, mientras que en la occidental solamente se consideraban procesos dinámicos. De esta manera pudieron determinar los siguientes valores para los parámetros: $c = 2.2 \text{ años}^{-1}$, $b = 3.9 \text{ años}^{-2}$, $\delta = .5 \text{ años}$, y $e = .07 \text{ }^{\circ}\text{C}^{-2} \text{ años}^{-1}$. Para estos parámetros la solución tiene un período de 1.7 años y una amplitud para las anomalías de temperatura de $7.5 \text{ }^{\circ}\text{C}$, valores que son excesivamente cortos (para el período) y grandes (para la amplitud) cuando se comparan con los datos.

Para mejorar estos resultados, Battisti y Hirst corrigieron la ecuación proponiendo la siguiente:

$$\partial_t T(t) = c T(t) - b T(t - \delta) - e [T - r T(t - \delta)]^3 \quad [12]$$

donde el último término representa la influencia de las perturbaciones de la termoclinia sobre la temperatura superficial, y se produce con retardo. Para el valor $r = 0.66$, con los valores anteriores para el resto de los parámetros, el período crece hasta 2.4 años, y la amplitud decrece hasta $4.1 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

Otro modelo conceptual, no relacionado con modelos más complejos ha sido propuesto por Graham y White (1988). Implica cuatro variables: η_e , η_o , τ , y T , las anomalías de la posición de la termoclinia en el este y el oeste, el stress y las anomalías de temperatura superficial oceánica. Las ecuaciones incluyen retardo y una excitación aleatoria como término de fuente para el stress.

La función de transferencia que genera stress a partir de la excitación se denota por $\chi(\omega)$. $\chi(\omega)$, caracteriza un proceso estocástico de banda ancha centrado en un período de alrededor de cuatro años, de forma que las soluciones oscilan de forma irregular con escalas similares a las de los datos de ENSO.

3. MODELOS SIMPLES

Debemos citar el de McCreary (1983) del que derivan buena parte de los propuestos posteriormente.

En este modelo el océano se presenta por una capa superficial que satisface ecuaciones de movimiento del tipo:

$$\begin{aligned}\partial_t u - fv + \partial_x p &= -vu + \tau^x/d \\ \partial_t v + fu + \partial_y p &= -vv + \tau^y/d \\ \partial_t p + c_o^2 \operatorname{div} \bar{v} &= -\mu p\end{aligned}\quad [13]$$

donde d es el espesor inicial de la capa, h su espesor en cada instante, ρ su densidad, $\bar{v} = (u, v)$ es la velocidad bidimensional, $c_o^2 \equiv g'd$, $g' \equiv g\Delta\rho/\bar{\rho}$. Adicionalmente, la temperatura superficial del océano oriental se especifica como fría o caliente dependiendo del signo de $(h_e - h_{cr})$. El acople con la atmósfera consiste en dos «patches» de viento zonal, caracterizados por τ_w y τ_h ; τ_w representa alisios ecuatoriales y se hace distinto de cero cuando $h_e < h_{cr}$, representando una celda ecuatorial de Walker en el Pacífico Central. Cuando $h_e > h_{cr}$, se disparan los alisios extra ecuatoriales τ_h , simulando la circulación de Hadley.

El modelo produce oscilaciones de baja frecuencia de la siguiente manera (Fig. 7):

Cuando τ_h se hace distinto de cero, el viento forma una cresta A, y genera ondas de Rossby de subsidencia, que al propagarse hacia el oeste extienden esta cresta en esa dirección. Las ondas se reflejan en la frontera occidental como ondas ecuatoriales guiadas de Kelvin, que elevan la termoclina a lo largo del ecuador. En su momento, esta reducción del espesor de la capa produce que h_e se haga menor que h_{cr} , cambiando τ_h a τ_w , e intensificando la disminución de h_e (panel 2). La cresta se propaga hacia el oeste y produce de nuevo ondas de Kelvin hacia el este que van a invertir el signo $(h_e - h_{cr})$, de forma que se excita de nuevo el viento τ_h , reiniciándose el ciclo.

Schopf y Suárez (1990), Cane *et al.* (1990) y Munich *et al.* (1990) han considerado modelos similares al de McCreary, en cuencas limitadas zonalmente pero ilimitadas en dirección meridiana, con un único «patch» de viento centrado en el ecuador, representando la circulación de Walker, y controlado por el espesor h_e de la capa en la zona oriental de la cuenca. Estos modelos difieren del de McCreary en que carecen de la circulación meridiana de Hadley y en la especificación de la cuenca. Las soluciones son ondas atrapadas en la guía de ondas ecuatorial. Cuando se incluyen varias ondas de Rossby se observan oscilaciones irregulares del tipo de las que aparecen en ENSO. Es interesante indicar que el modelo produce oscilaciones aún cuando no incluya la circulación meridiana de Hadley. Las razones para esto no están claras, pero deben depender del uso de cuencas ilimitadas en dirección meridiana.

Estos modelos, tanto los conceptuales como los simples, dependen de manera muy importante de los valores de los parámetros. Esta sensibilidad de

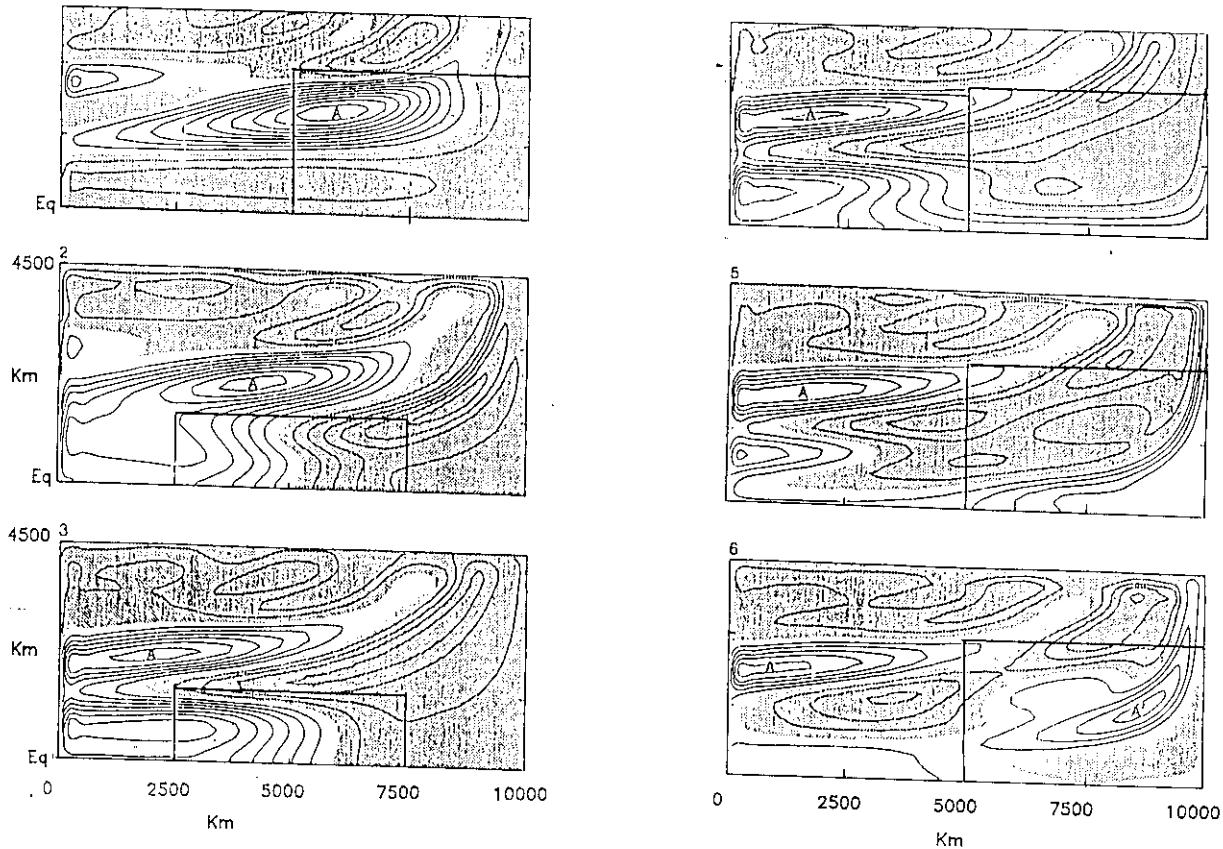


Figura 7.—Gráficas del espesor de la capa de mezcla en la mitad norte de la cuenca, para varios tiempos correspondientes a una fase «caliente» y a otra «fría». Los rectángulos en línea discontinua indican la posición de los «patches» τ_h y τ_u . El tiempo característico viene marcado por la velocidad de desplazamiento de la loma A. (Tomado de McCreary, 1983.)

los modelos más sencillos sugiere que los modelos más complicados van a ser también extraordinariamente sensibles a la elección de sus parámetros, e incluso van a cambiar de carácter de forma estacional. Volvemos así a observar que el problema es del tipo de los problemas modernos de la Física de los sistemas complejos.

Como ya hemos citado, ENSO puede describirse como la oscilación entre dos estados de pseudo-equilibrio, y los modelos deben proporcionar el mecanismo que produzca la transición entre esos estados. Una modificación del modelo de McCreary (McCreary y Anderson, 1984) implica la supresión de la circulación de Hadley (se elimina τ_h), pero se incluye una fuerte variación estacional τ_s . Las ondas de Rossby reflejadas de nuevo como ondas ecuatoriales de Kelvin precondicionan el océano para responder a las variaciones estacionales del viento. Variando el espesor crítico h_{cr} , y el carácter del viento estacional τ_s , este modelo produce oscilaciones de períodos variables, del tipo ENSO. Por ejemplo, una ligera variación en la fuerza de los alisios con un ciclo de unos 40 años producía ENSO con ciclos de tres años en una década, mientras que dejaban de producirse en la siguiente.

Todos estos modelos simples, y por supuesto, los conceptuales, puesto que están diseñados para ello, producen oscilaciones que no aparecen en los modelos mas complejos. Una razón para esto puede ser el que la relación entre el viento y la profundidad de la termoclinia (el espesor de la capa superficial) es más complicada en estos últimos modelos. Veamos a continuación algunos de ellos.

4. MODELOS CON ACOPLO

Casi todos estos modelos emplean ecuaciones linealizadas para modos únicos baroclínicos, tanto para el océano como para la atmósfera. Las ecuaciones son similares a [13]. La termodinámica se escribe

$$T = \sigma \eta \quad [14]$$

pero ahora, en contraste con los modelos simples anteriores, se extiende a toda la cuenca, eliminando la restricción de su validez exclusiva en el océano oriental.

La atmósfera se considera como la capa inferior de una troposfera de dos capas, con un espesor D , frecuencia N , densidad ρ_a y temperatura ϑ_a (Gill, 1980; Davey y Gill, 1987). Las ecuaciones son

$$\begin{aligned} \partial_t U - fV + \partial_x P &= -AU \\ \partial_t V - fU + \partial_y P &= -AV \\ \partial_t P + c_a^2 \operatorname{div} \vec{V} &= -BP - \lambda \mathcal{P} \end{aligned} \quad [15]$$

donde ahora las mayúsculas indican variables atmosféricas, y se incluye la precipitación \mathcal{P} , ($V = (U, V)$).

El acoplamiento se realiza mediante las ecuaciones

$$\tau_x = d\gamma U$$

$$\tau_y = d\gamma V$$

[16]

$$\mathcal{P} = (\alpha / \sigma \lambda) T$$

donde α es una constante a determinar.

5. MODELOS GENERALES DE CIRCULACION CON ACOPLO ATMOSFERA OCEANO

Se han desarrollado varios modelos acoplados con el objetivo concreto de tratar de reproducir la oscilación de El Niño. Recordamos que estos modelos deben producir la evolución correcta de la oscilación una vez que ésta ha comenzado y al mismo tiempo deberían de ser capaces de reproducir correctamente el ciclo irregular de Niños grandes y pequeños que caracterizan el fenómeno. Tres modelos se han dedicado especialmente hacia este problema: El de Latif *et al.* (1988, 1990), el de Gordon (1989, 1990) y el de Philander *et al.* (1989). Estos modelos contienen una cuenca oceánica limitada, discretizado variable (más fino en el ecuador, más grueso hacia los trópicos) y un número adecuado de niveles en vertical. El modelo atmosférico es uno de los modelos existentes (ECMWF, con 6° de resolución y 16 niveles para el modelo de Latif, UKMO con $2.25^\circ \times 3.75^\circ$ y 11 niveles para el de Gordon, y un modelo R15 con $4.5^\circ \times 7.5^\circ$ para el de Philander).

Todos los modelos producen un desplazamiento climático, es decir, una tendencia hacia un estado de equilibrio en el que las variables características (SST, por ejemplo) se separan de las observadas.

El modelo más reciente de Latif mantiene este desplazamiento, pero es capaz de producir oscilaciones de tipo ENSO (Fig. 8).

Gordon ha sido capaz de determinar la causa del desplazamiento de su modelo de 1989 como un exceso de flujo de energía en forma de calor en el océano occidental, debido a un flujo insuficiente de calor latente bajo condiciones de viento ligero. Corregido esto y añadiendo un esquema mejorado para la mezcla de agua en la capa superficial, Gordon ha obtenido una secuencia razonable de la evolución estacional y una ausencia de desplazamiento climático, pero no ha sido capaz de obtener oscilaciones de tipo ENSO.

El modelo de Philander (de una resolución relativamente baja) sí produce oscilaciones, pero éstas no simulan las ENSO. Los autores señalan que no existe evidencia en su modelo de que las ondas de Kelvin atribuibles a la reflexión de perturbaciones extra ecuatoriales provoquen el paso de la fase caliente a la fase fría de El Niño. Utilizando un modelo de resolución más baja para el océano, Philander *et al.* (1989) encontraron oscilaciones de tipo

Coupled GCM, Latif and Sterl (1990)

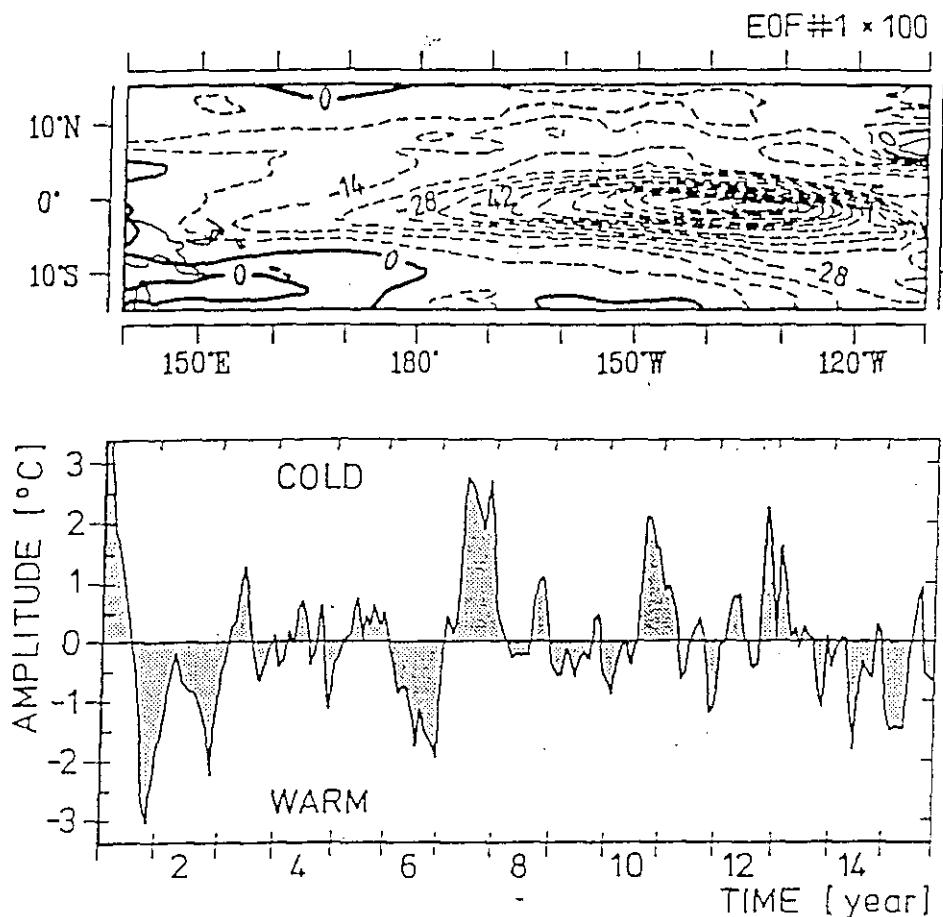


Figura 8. Gráficas de la estructura espacial de la primera EOF (panel superior), y su evolución temporal (inferior) de la solución de un CGCM. Aunque la variabilidad no es la de ENSO, por lo menos el sistema oscila irregularmente. (Tomado de Latif *et al.*, 1989.)

regular. La diferencia entre los dos modelos estriba en que en este último la disipación es lo suficientemente alta como para hacer desaparecer las ondas de Kelvin. Si se introducen nubes en estos modelos, se produce deslizamiento y desaparecen las oscilaciones.

6. CONCLUSIONES

El sistema climático presenta un desafío tanto de orden práctico como de orden teórico. Su comprensión supone la resolución de un sistema no lineal

de un número muy elevado de grados de libertad, es decir, lo que conocemos como un sistema físico complejo.

Para esta resolución es preciso considerar los diversos componentes del sistema evolucionando de forma acoplada.

La parte esencial de estos acoplos se produce entre los componentes aire-agua, de forma asimétrica. Así el océano transfiere energía hacia la atmósfera en forma de calor, sobre todo de calor latente, mientras que la atmósfera transfiere cantidad de movimiento hacia el océano mediante el viento.

La respuesta correcta a estos acoplos sería la resolución analítica del sistema de ecuaciones, resolución que está hoy día muy lejos de nuestras capacidades.

Al optar entonces por las aproximaciones numéricas, es preciso parametrizar los acoplos. Se han propuesto diversas parametrizaciones con resultados que hoy por hoy están lejos de ser satisfactorios.

Hemos analizado alguna de estas parametrizaciones y su incorporación a modelos de complejidad creciente, para el fenómeno más claro del desarrollo climático: El Niño-La Oscilación Austral. Tenemos hoy una idea clara de los mecanismos que lo controlan. Estamos razonablemente seguros de que la oscilación se produce por un efecto de realimentación positiva entre el océano y la atmósfera. El mecanismo de transmisión lo forman ondas de Rossby y Kelvin y sus reflexiones en las paredes de una cuenca cerrada. Sabemos que es la interacción entre ondas uno de los factores controlantes del proceso. Sin embargo, ni los modelos simples, ni los intermedios ni los más generales CGCM son capaces de resolver adecuadamente la posición correcta de las zonas de convección extrema ni la posición de las regiones de viento anómalo que controlan tanto la intensidad del proceso como su recurrencia irregular.

Queda por lo tanto mucho trabajo que realizar, aunque estamos en el camino correcto.

La extensión de nuestra posible comprensión del fenómeno a zonas extra-ecuatoriales y la incorporación del resto de los océanos implica la resolución de los términos no lineales, cuya importancia en el Ecuador es menor.

REFERENCIAS

- McCreary, J. and D.L.T. Anderson (1991): An Overview of Coupled Ocean-Atmosphere Models of El Niño and the Southern Oscillation. *J. Geophys. Res.* **96**, 3125-3150.
- Un análisis sobre los patrones de oscilación existentes en los datos se encuentra en:
- Alonso, M., M. J. Ortiz and A. Ruiz de Elvira (1990): Application of Statistical Techniques to the Analysis and Prediction of ENSO. Enviado a *J. Climate*.
- Battisti, D. S. and A. C. Hirst (1989): Interannual variability in a tropical atmosphere-ocean model: influence of the basic state, ocean geometry and non linearity. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1687-1712.
- Cane, M. A., M. Munnich and S. E. Zebiak (1990): A study of self excited oscillations of the tropical ocean atmosphere system. Part I. *J. Atmos. Sci.* **47**, 1562-1577.

- Davey, M. and A. Gill (1987): Experiments on tropical circulation with a simple moist model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **113**, 1237-1270.
- Gill, A (1980): Some simple solutions for heat induced tropical circulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **106**, 447-462.
- Gordon, C. (1989): Tropical ocean-atmosphere interactions in a coupled model. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A329*, 207-223.
- Gordon, C. and R. A. Correy (1990): A model simulation of the seasonal cycle in the tropical Pacific ocean using climatological and modelled surface forcing». *J. Geophys. Res.* (En prensa.)
- Graham N. E. and W. B. White (1988): The El Niño cycle: A natural oscillator of the Pacific ocean-atmosphere. *Science* **240**, 1293-1302.
- Graham N. E. and W. B. White (1990): On the role of the western boundary in ENSO cycle: Experiments with coupled models. *J. Phys. Ocean.* **20**, 1935-1948.
- Latif, M. J., Biercamp, H. von Storch and F. W. Zwiers (1988): A ten year climate simulation with a coupled ocean-atmosphere general circulation model. Max Planck Institut für Meteorologie, Rep. 21.
- Latif, M. and A. Villbock (1990): Interannual variability in the tropical Pacific as simulated in coupled ocean-atmosphere models. *J. Marine Systems* **1**, 51-60.
- Latif, M., M. Flugel and J. S. Xu (1990): An investigation of short range climatic predictability in the tropical Pacific. Max Planck Institut für Meteorologie, Rep. 52.
- McCreary, J. P. (1983): A model of tropical ocean-atmosphere interaction, *Mon. Wea. Rev.* **111**, 370-387.
- Munnich M., M. A. Cane and S. E. Zebiak (1991): A study of self excited oscillations of the tropical ocean atmosphere system. Part II, *J. Atmos. Sci.* **48**, 1238-1248.
- Philander, S. G. H., N. C. Lau, R. C. Pacanowski and M. J. Nath (1989): Two different simulations of the Southern Oscillation and El Niño with coupled ocean-atmosphere general circulation models. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A329*, 167-178.
- Philander, S. G. H., R. C. Pacanowski, N. C. Lau and M. J. Nath (1990): A simulation of the Southern Oscillation: Part II. Results from high resolution coupled general circulation models of the ocean and atmosphere. Enviado a publicar.
- Schopf, P. S. and M. J. Suárez (1988): «Vaccillations in a coupled ocean-atmosphere model», *J. Atmos. Sci.* **45**, 549-566.
- Schopf, P. S. and M. J. Suárez (1990): Ocean wave dynamics and the time scale of ENSO. *J. Phys. Ocean.* **20**, 620-645.
- Suárez, M. J. and Schopf, P. S. (1988): A delayed action oscillator for ENSO, *J. Atmos. Sci.* **45**, 3283-3286.