

03060
4
25)



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE
MEXICO

UNIDAD ACADEMICA DE LOS CICLOS PROFESIONAL Y DE
POSGRADO DEL COLEGIO DE CIENCIAS Y HUMANIDADES
Posgrado en Ciencias de la Tierra
Centro de Ciencias de la Atmósfera

**ACTIVIDAD DE CONVECCION
ATMOSFERICA EN LAS ALBERCAS DE
AGUA CALIENTE CERCANAS A MEXICO**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRA EN CIENCIAS (FISICA DE LA ATMOSFERA)

P R E S E N T A :

MARIA DEL SOCORRO MEDINA VALLES

Ciudad Universitaria

1999

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

274264



Universidad Nacional
Autónoma de México




UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



A las chicas, María Teresa y Estefania

Agradecimientos

Quiero agradecer al Dr. Víctor O. Magaña por haber dirigido esta tesis.

Al Dr. Fernando García y al Dr. Amando Leyva por sus comentarios.

A Rodolfo Meza por su invaluable ayuda.

Al Dr. Tercio Ambrizzi quien pacientemente realizó los experimentos numéricos.

Al Centro de Ciencias de la Atmósfera en cuyas instalaciones se llevo a cabo esta investigación.

A Norman Rivera, Jose Luis Pérez y Manuel González por todo su apoyo y amistad.

Finalmente a mis padres, sin cuya ayuda no me hubiera sido posible terminar esta tesis.

Este trabajo fue parcialmente apoyado con el proyecto PAPIT 100697. También se recibió apoyo del

Instituto InterAmericano (IAI) para el cambio global.

Índice General

INTRODUCCION	1
1 CONCEPTOS BASICOS	4
1.1 Estabilidad atmosférica	4
1.2 Ecuación de Clausius-Clapeyron	9
1.3 Datos y Metodología	16
2 CONVECCION EN EL PACIFICO DEL ESTE Y EN LOS MARES	
INTRA-AMERICANOS	20
2.1 Climatología de verano e invierno	20
2.2 Variabilidad intraestacional e interanual	25
2.3 La alberca de agua caliente en el Pacífico tropical del este	26
2.4 El problema en los Mares Intra-Americanos	27
2.5 Circulaciones transversales	33
2.6 La corriente de chorro de bajos niveles en el Caribe	40
2.7 Experimento numérico	42

3 CONCLUSIONES

46

REFERENCIAS

48

Introducción

Uno de los aspectos más complejos e interesantes en las Ciencias de la Tierra es el relacionado con la interacción entre la atmósfera y el océano. Ejemplos de los fenómenos que se producen como resultado de esta interacción son los huracanes o el llamado fenómeno El Niño. En ambos casos, esta interacción se manifiesta como fluctuaciones en la actividad convectiva tropical. Más aún, estas fluctuaciones alteran la actividad convectiva de la Zona Intertropical de Convergencia (ZIC), sistema de particular importancia en los trópicos y subtrópicos. La ZIC se ubica en la rama ascendente de la Circulación de Hadley y consiste en una región de baja presión casi permanente que marca el ecuador meteorológico. En esta región los vientos convergen y producen convección, nubosidad y precipitación abundante. En la región donde se localiza la ZIC existe una estrecha relación entre la temperatura de superficie del mar (TSM) y la convección profunda. Además, esta relación es no lineal, de manera que alrededor de los 28°C una variación pequeña en la TSM puede resultar en un gran incremento o decremento de la convección profunda.

De observaciones, parece lógico concluir que una alberca de agua caliente con una TSM por arriba de los 28°C está asociada con convección profunda y por lo tanto con precipitación intensa. Sin

embargo, a escalas espaciales regionales, esto no siempre se cumple. Existen zonas que tienen una TSM $> 28^{\circ}\text{C}$ y sin embargo reciben menos precipitación que regiones adyacentes con TSM menores. Esta condición es clara durante el verano sobre el Mar Caribe y el Golfo de México, los llamados Mares IntraAmericanos (MIA). El Océano Pacífico del este, que también es una alberca de agua caliente, tiene un comportamiento muy parecido al resto de los trópicos, donde se registra abundante precipitación de verano.

Los MIA abarcan la costa noreste de América del Sur, el Caribe, el Golfo de México y el área alrededor de las Bahamas y la Florida. Los MIA exhiben un gran número de fenómenos meteorológicos cuyo origen está en la interacción trópicos-extratrópicos. En los MIA dominan los vientos del este (conocidos como alisios). Ahí los gradientes de temperatura son relativamente débiles; la precipitación tiene un ciclo anual bien definido, con fluctuaciones intraestacionales e interanuales que la hacen la variable más interesante sobre los MIA; las variaciones estacionales e interanuales de la precipitación están en gran medida relacionadas con la intensidad de los vientos del este, cuya interacción con la topografía de América Central y de México da un carácter muy peculiar a la distribución de la lluvia. El Océano Pacífico del este, por otra parte, es una alberca de agua caliente con una distribución de TSM casi bimodal durante el verano, la cual regula varios aspectos de la región, en especial la precipitación. Esta región está caracterizada por convergencia de vientos en niveles bajos en la ZIC y por recibir intensa precipitación en el verano, con una marcada distribución bimodal.

El objetivo de este estudio es investigar por qué en las albercas de agua caliente, con TSM $> 28^{\circ}\text{C}$ en las Américas, la convección es tan diferente, con convección tropical intensa en la ZIC y débil en los

MIA, dando como resultado precipitaciones que difieren durante el verano en más de 2000 mm.

El trabajo está estructurado de la siguiente manera: en el capítulo uno se describen algunos conceptos básicos necesarios para el entendimiento de la relación entre la temperatura de superficie del mar y la convección profunda, además de las bases de datos usadas y la metodología empleada en el análisis. En el capítulo dos se documenta la climatología y la variabilidad de la precipitación, de la TSM y de los vientos en las Américas del Hemisferio Norte. También se describe la relación entre TSM y la convección profunda en el Pacífico del este y los Mares Intra-Americanos y se exploran algunas hipótesis para explicar la poca precipitación en los MIA. Finalmente, se dan las conclusiones en el capítulo tres.

Capítulo 1

CONCEPTOS BASICOS

1.1 Estabilidad atmosférica

Un concepto primordial en el estudio de la convección es el relacionado con la estabilidad de la atmósfera. Para ilustrarlo, considérese una parcela que inicialmente es parte de la atmósfera, indistinguible de cualquier otra que esté al mismo nivel, inmersa en un medio ambiente en equilibrio hidrostático y que es desplazada verticalmente una cierta distancia con respecto a su nivel de referencia, o sea, a la posición en la que se encuentra la parcela inicialmente (Salby 1995).

Para estudiar las condiciones de estabilidad se hacen las siguientes suposiciones:

- ↪ la parcela mantiene su "individualidad" durante el movimiento, sin mezclarse con el aire de los alrededores;
- ↪ el movimiento de la parcela no afecta al medio ambiente;
- ↪ el proceso es adiabático; y

→ las presiones de la parcela y del medio ambiente para un nivel determinado son iguales en todo momento.

Estas hipótesis son evidentemente idealizaciones que sólo sirven como primera aproximación para explicar la convección, en lo que se conoce como inestabilidad de primera clase. Si la parcela es desplazada de su posición inicial, el medio ambiente debe mantenerse en equilibrio hidrostático, esto es:

$$\rho g + \frac{dp}{dz} = 0 \quad (1.1)$$

donde p es la presión, z la coordenada vertical, g la aceleración de la gravedad y ρ la densidad del medio.

La parcela, sin embargo, no estará en equilibrio, sino sujeta a una fuerza por unidad de masa igual a la resultante de la fuerza de gravedad y de la fuerza del gradiente de presión. Esta fuerza resultante va a producir una aceleración que, de acuerdo a la segunda ley de Newton, está dada por:

$$\rho' \frac{d^2 z'}{dt^2} = -\rho' g - \frac{dp'}{dz'} \quad (1.2)$$

donde las propiedades de la parcela se distinguirán usando variables primadas y t es la variable tiempo.

Sumando 1.2 y 1.1 y dividiendo por ρ' :

$$\frac{d^2 z'}{dt^2} = \left(\frac{\rho - \rho'}{\rho'} \right) g = f_b \quad (1.3)$$

ya que $p = p'$ y $z = z'$. f_b es la fuerza de flotación neta que actúa sobre la parcela.

Usado la ecuación del gas ideal:

$$p = \rho R_d T \quad (1.4)$$

con R_d la constante específica del aire seco y T la temperatura absoluta y el hecho de que $p = p'$, la ecuación 1.3 se puede reescribir como:

$$\frac{d^2 z'}{dt^2} = \left(\frac{T' - T}{T} \right) g \quad (1.5)$$

Para desplazamientos pequeños, la temperatura de la parcela va a decrecer con la altura a una razón

$\Gamma' = \frac{dT'}{dz'}$, de manera que:

$$T' = T_0 - \Gamma' z' \quad (1.6)$$

describe las variaciones de primer orden de la temperatura de la parcela, alrededor del valor no perturbado

T_0 , o sea con respecto a la temperatura ambiente en el nivel inicial. Por otro lado, la temperatura de

los alrededores disminuye con la altura a la razón del medio ambiente $\Gamma = \frac{dT}{dz}$, de manera que la variación

correspondiente de la temperatura ambiente es:

$$T = T_0 - \Gamma z \quad (1.7)$$

Sustituyendo 1.6 y 1.7 en 1.5:

$$\frac{d^2 z'}{dt^2} = \frac{g}{T}(\Gamma - \Gamma')z' \quad (1.8)$$

La fuerza de flotación neta que experimenta la parcela es proporcional al desplazamiento z' y a la diferencia entre los gradientes térmicos del medio ambiente y de la parcela.

La ecuación 1.8 implica que existen tres condiciones de estabilidad:

1) Si $\Gamma < \Gamma'$, entonces:

$$\frac{1}{z'} \frac{d^2 z'}{dt^2} < 0 \quad (1.9)$$

Por lo tanto, si la parcela es desplazada hacia arriba ($z' > 0$) entonces f_b es negativa ($\frac{d^2 z'}{dt^2} < 0$) y la fuerza tiende a restituir al sistema al estado inicial. En el caso de que la parcela sea desplazada hacia abajo ($z' < 0$) entonces f_b es positiva ($\frac{d^2 z'}{dt^2} > 0$) e igualmente la fuerza tiende a regresar al sistema al estado inicial. En este caso se dice que la atmósfera es estable.

2) Si $\Gamma = \Gamma'$, entonces:

$$\frac{1}{z'} \frac{d^2 z'}{dt^2} = 0 \quad (1.10)$$

por lo tanto f_b es cero y no existe ninguna fuerza sobre la parcela (independientemente de la dirección del desplazamiento). En este caso se dice que la atmósfera es neutral.

3) Si $\Gamma > \Gamma'$, entonces:

$$\frac{1}{z'} \frac{d^2 z'}{dt^2} > 0 \quad (1.11)$$

Por lo tanto, si la parcela es desplazada hacia arriba ($z' > 0$) entonces f_b es positiva ($\frac{d^2 z'}{dt^2} > 0$) y refuerza el movimiento de la parcela. En el caso de que la parcela sea desplazada hacia abajo ($z' < 0$) entonces f_b es negativa ($\frac{d^2 z'}{dt^2} < 0$) e igualmente refuerza el movimiento. En este caso se dice que la atmósfera es inestable.

El grado de estabilidad o inestabilidad se ve reflejado en la magnitud de la fuerza de restitución, que es proporcional a la diferencia entre los gradientes verticales del medio ambiente y de la parcela. Cuando la parcela no está saturada, $\Gamma' = \Gamma_d$, con Γ_d el gradiente vertical adiabático seco. Si la temperatura ambiente decrece con la altura a una razón menor que Γ_d , la capa es estable. Si la temperatura ambiente disminuye con la altura a una razón igual que Γ_d , la capa es neutral y, por último, si la temperatura decrece más rápido que Γ_d entonces la capa es inestable.

Cuando la parcela está saturada se cumplen los mismos criterios sólo que en lugar de tener ésta un gradiente adiabático seco Γ_d tiene un gradiente adiabático húmedo Γ_s , con:

$$\Gamma_s < \Gamma_d \quad (1.12)$$

lo que implica que es más fácil que la estabilidad hidrostática se rompa para una parcela saturada que para una no saturada.

1.2 Ecuación de Clausius-Clapeyron

La ecuación de Clausius-Clapeyron resulta fundamental para el estudio del clima tropical, ya que explica gran parte de la naturaleza de la relación entre la TSM y la convección tropical profunda. En los trópicos y subtropicos, la TSM actúa como el modulador de los procesos convectivos (Webster 1994).

La representación de las transiciones de fase del agua como funciones de la presión parcial y de la temperatura, permite, en algunos casos, analizar las condiciones bajo las cuales ocurren ciertos procesos en la atmósfera. La interfase océano-atmósfera es una frontera bien definida debido a la diferencia de densidades de los dos fluidos, donde se dan transiciones de fase. Tomando en cuenta que las relaciones de equilibrio no son lineales, es de esperarse que los procesos hidrológicos en la Tierra sean de gran complejidad. La ecuación de Clausius-Clapeyron describe la dependencia de la presión de vapor de saturación e_s como función de la temperatura T (Salby 1995):

$$\frac{d \ln e_s}{dT} = \frac{L_{c,s}}{R_v T^2} \quad (1.13)$$

donde L_c y L_s son los calores latentes de vaporización y de sublimación, respectivamente; R_v es la constante específica del vapor de agua. Si se supone que L_c y L_s no dependen de la temperatura, la ecuación 1.13 puede ser resuelta para la presión de vapor de saturación, dando como resultado:

$$e_s(T) = e_s(T_0) \exp \left[\frac{L_{c,s}}{R_v} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (1.14)$$

donde $e_s(T_0)$ es la presión de saturación de vapor a la temperatura T_0 . Entonces la presión de saturación

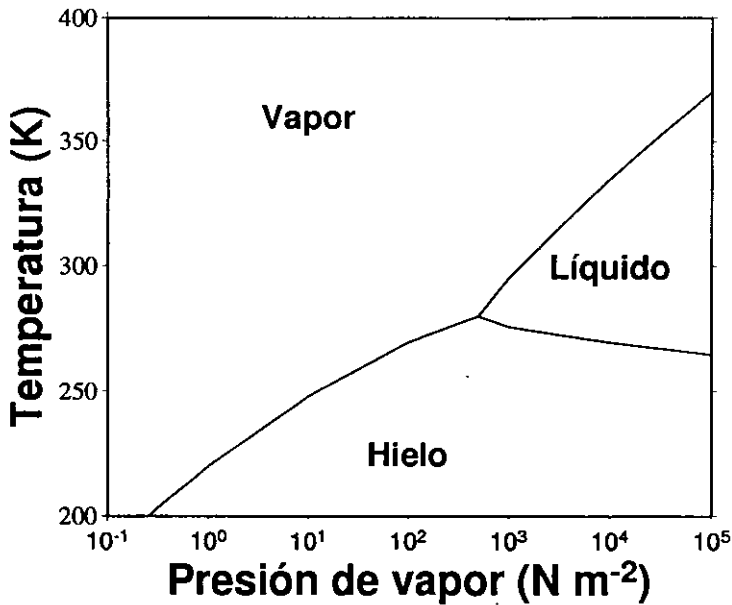


Figura 1.1: Las fases del agua como función de la presión parcial y la temperatura

de vapor es solamente función de la temperatura y aumenta exponencialmente con ésta (Fig. 1.1). La no linealidad de este proceso es de gran importancia para el clima de nuestro planeta.

Para entender cómo la convección tropical es en parte explicada por la relación de Clausius-Clapeyron, considérense dos parcelas con diferente temperatura localizadas sobre albercas calientes con TSM T_1 y T_2 ($T_2 > T_1$). La relación entre la presión de vapor de saturación y la TSM (Fig. 1.2a) sugiere que los procesos húmedos serán más importantes en las parcelas calientes que en las regiones frías, pues a mayor temperatura atmosférica, mayor su capacidad para "contener" vapor de agua. Supóngase que

se condensa completamente el vapor de agua que contienen las parcelas cuando están en la superficie y este calor se usa para levantarlas verticalmente. La parcela llega a su altura de penetración convectiva cuando pierde su flotabilidad. La parcela continuará en ascenso mientras tenga vapor de agua por condensar y calor latente que liberar (Fig. 1.2b). Tomando parcelas que están inicialmente saturadas cerca de la superficie, la altura de penetración convectiva debe de ser una función no lineal de la TSM (Fig. 1.2c). La magnitud del calor latente liberado en cada columna es también función de la TSM y su distribución vertical está determinada por la penetración convectiva en cada columna. Así, entre más caliente y más húmeda sea una columna, mayor será su razón de calentamiento, como se muestra esquemáticamente con los perfiles de calentamiento en ambas columnas (Fig. 1.2d). En los trópicos, a primera aproximación, el calentamiento es balanceado por el enfriamiento adiabático. Este enfriamiento sólo puede darse por movimientos ascendentes. Entonces, los perfiles verticales de calentamiento de la figura 1.2d pueden pensarse como perfiles de movimiento vertical, de manera que donde el calentamiento es positivo, el movimiento vertical será hacia arriba. En otras palabras, en los trópicos:

$$\dot{q} = \alpha\omega \quad (1.15)$$

con \dot{q} la razón de calentamiento adiabático, α el volumen específico y $\omega = \frac{dp}{dt}$ es la llamada velocidad vertical omega.

La no linealidad en la ecuación de Clausius-Clapeyron permea muchos de los procesos hidrológicos de la naturaleza. Un ejemplo de esto es la relación que existe entre la convección tropical profunda y la

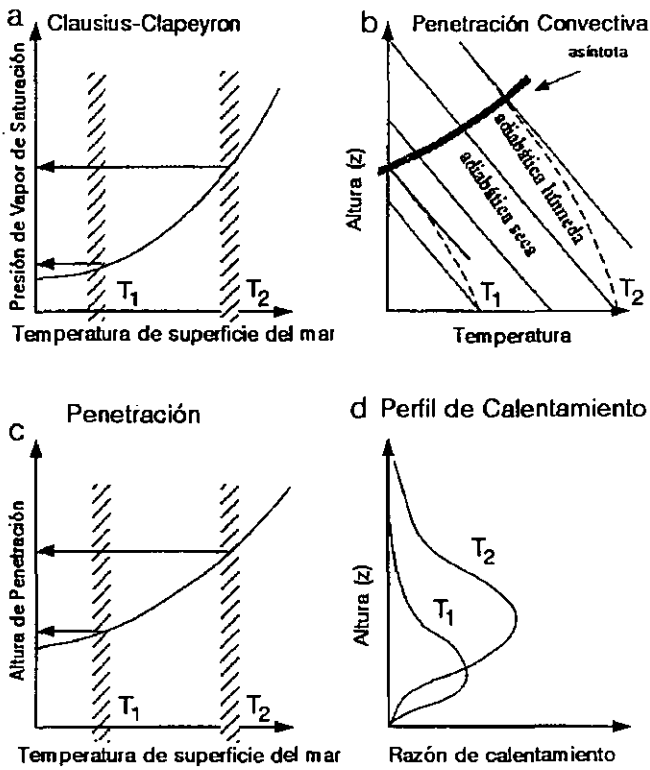
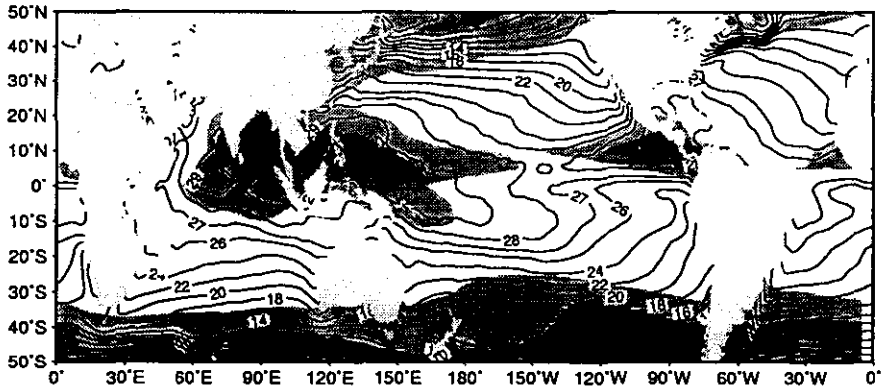


Figura 1.2: Diagrama esquemático que muestra la relación de Clausius-Clapeyron (a), la altura de penetración convectiva (b y c) y el perfil de calentamiento para dos columnas atmosféricas con diferente temperatura (tomada de Webster 1994)

TSM. En los trópicos se usa a la radiación saliente de onda larga (ROL) como medida de la convección profunda. Así, para valores por debajo de los 240Wm^{-2} se puede esperar la presencia de nubes con topes altos (Zhang 1993). Dicha actividad se registra básicamente en el Océano Pacífico oeste, el Índico y en zonas más pequeñas sobre el Pacífico del este y el Atlántico. El uso de la ROL como indicador de convección profunda funciona sólo en los trópicos, ya que los mínimos de ROL alrededor de las latitudes medias se deben a zonas frías que emiten poca radiación. Empíricamente se ha encontrado que la convección tropical profunda se localiza dentro de la isoterma de 28°C de TSM, lo que indica una relación muy fuerte entre ésta y la precipitación. Los valores máximos de los dos campos coinciden aproximadamente durante todo el año, desplazándose ambos hacia el hemisferio de verano (Fig. 1.3).

Para analizar la relación anterior, se puede mostrar en un diagrama de dispersión de TSM como función de ROL (Fig. 1.4) que su estructura es no lineal. Para construirla se usaron medias mensuales de los campos cubriendo el período de 1974 a 1997 en los océanos tropicales (de 30°N a 30°S). Así, se observan básicamente tres regímenes. En el primero, los valores de ROL aumentan conforme la TSM se incrementa ya que, bajo condiciones de cielo despejado, una temperatura de superficie más baja corresponde a una emisión de radiación menor. Los valores de ROL relativamente bajos ($\approx 220\text{Wm}^{-2}$) sobre superficies frías ($< 25^{\circ}\text{C}$) reflejan la existencia de nubes cirrus altas (Waliser et al. 1993). La convección profunda muy raramente está presente para $\text{TSM} < 26^{\circ}\text{C}$. Sin embargo, en el segundo régimen la intensidad media de la convección aumenta sustancialmente para valores de TSM entre 26 y 30°C , lo que manifiesta el carácter no lineal de la relación. Esto implica que alrededor de los 28°C una pequeña disminución o aumento en la TSM dará como resultado un cambio importante en la convección profunda. El tercer régimen (que contiene un número muy pequeño de puntos) muestra una caída de

a)



b)

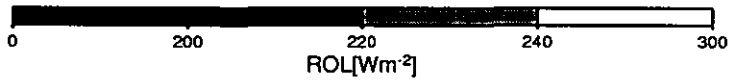
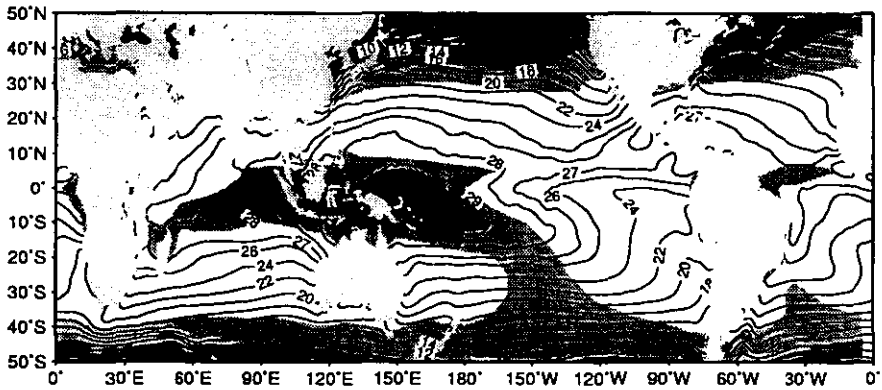


Figura 1.3: TSM ($^{\circ}\text{C}$) y ROL (Wm^{-2}) climatológicos para los meses de a) verano (junio, julio y agosto) y b) de invierno (diciembre, enero y febrero)

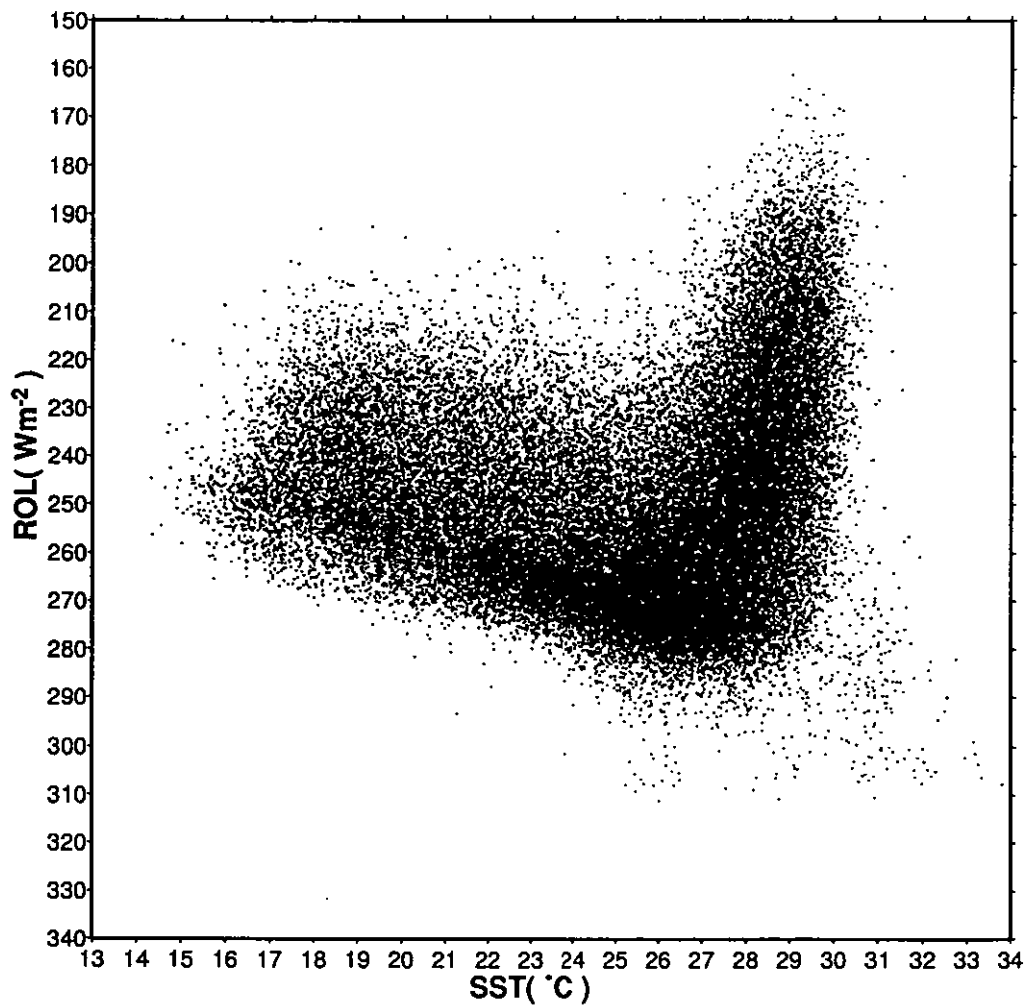


Figura 1.4: Diagrama de dispersión de TSM contra ROL para los océanos tropicales, de 30°N a 30°S construido con medias mensuales de 1974 a 1997

la ROL cuando la TSM está por arriba de 29.5°C. De acuerdo a Waliser (1996) este comportamiento pone de manifiesto la existencia de pequeñas regiones sobre las cuales persisten condiciones de subsidencia que inhiben la convección y, por lo tanto, contribuyen a que una gran cantidad de radiación incida sobre ellas.

Es interesante notar que la variabilidad de la convección profunda aumenta cuando la TSM crece. Por ejemplo, para un valor de TSM de 17°C, la diferencia entre el máximo y el mínimo valor de la ROL es alrededor de 50 Wm⁻², mientras que esta diferencia es de hasta 120Wm⁻² para 29°C. Además, es importante señalar que los valores de ROL más bajos (entre 160 y 170 Wm⁻²) no ocurren para el valor más alto de TSM (≈33°C) sino entre 29 y 30°C.

1.3 Datos y Metodología

Para el presente análisis se utilizaron datos en arreglos regulares. Para medir la actividad convectiva tropical se usaron medias mensuales de ROL de los reanálisis del Centro Nacional de Predicción Ambiental (NCEP, por sus siglas en inglés) con una resolución espacial de 2.5° × 2.5°, para el período de 1974 a 1997 (Kalnay et al. 1996).

En los trópicos, los valores de ROL < 240 Wm⁻² se asocian normalmente con convección profunda. El hecho de que se use a la ROL como una medida de la convección profunda ha sido cuestionado, ya que las nubes cirrus, que son nubes muy frías, tienen valores de ROL muy parecidos a los de las

cúmulus de gran desarrollo vertical y de topes altos. Las nubes cirrus dominan en cuanto a extensión horizontal a las nubes convectivas, además de que pueden alejarse varios kilómetros de sus fuentes productoras. Entonces, un valor bajo de ROL esta básicamente determinado por la cantidad total de nubes altas, pero no mide directamente la cantidad de nubes convectivas profundas. Esto podría llevar a sobreestimar la cantidad de nubes convectivas profundas. Sin embargo, de acuerdo a Zhang (1993), en los trópicos las nubes cirrus son un producto natural de los procesos convectivos y no pueden desarrollarse en ausencia de una fuente convectiva ni tampoco durar mucho sin ser reactivadas por un nuevo desarrollo de convección profunda. Para investigar hasta qué punto los cambios en la cantidad de nubes altas están relacionados con variaciones en la actividad convectiva profunda o con variaciones en los cirrus, Zhang (1993) usa datos de alta resolución (cinco días) de cobertura de nubes. De acuerdo a sus resultados, sobre las regiones del océano más calientes, un aumento en la fracción de nubes altas está relacionado con una mayor actividad convectiva profunda.

En cuanto a la TSM, se usaron medias mensuales reconstruidas de la Oficina de Meteorología del Reino Unido (UKMO, por su siglas en inglés) para el período de 1974 a 1997 con una resolución espacial de $1^\circ \times 1^\circ$. Esta base ha sido creada usando mediciones *in situ* de TSM, así como datos de satélite y datos de temperatura del hielo marino.

También se usó la climatología mensual de precipitación de Legates y Willmott (1990) que tiene una resolución espacial de $0.5^\circ \times 0.5^\circ$.

Finalmente, se usaron medias mensuales de viento zonal, viento meridional, velocidad vertical y

altura geopotencial, disponibles para el período de 1979 a 1995 con una resolución espacial de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ para varios niveles de presión (Kalnay et al. 1996).

En los trópicos, la convergencia en niveles inferiores corresponde, en general, a divergencia en niveles superiores. Para distinguir regiones de gran actividad convectiva, es deseable separar el viento en una parte rotacional y otra divergente. De acuerdo al teorema de Helmholtz, un campo vectorial (como el vector velocidad \mathbf{V}) se puede dividir en una parte irrotacional, \mathbf{V}_χ , y en una parte no divergente \mathbf{V}_ψ :

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_\chi + \mathbf{V}_\psi \quad (1.16)$$

con \mathbf{V}_χ y \mathbf{V}_ψ dados por:

$$\mathbf{V}_\psi = \mathbf{k} \times \nabla\psi \quad (1.17)$$

$$\mathbf{V}_\chi = \nabla\chi \quad (1.18)$$

donde ψ es la función corriente y χ es el potencial de velocidad. Por lo tanto, $\nabla^2\psi = \zeta$, la vorticidad, y $\nabla^2\chi = \nabla \cdot \mathbf{V}$, la divergencia.

Con el fin de determinar zonas de convección profunda y de movimiento descendente, producto de la conservación de masa, una de las herramientas usadas en este estudio es la construcción de cortes transversales en altura para ver qué tipo de circulaciones existen en la atmósfera. Para hacerlos se usa

la parte divergente de la componente meridional (o zonal) del viento y la velocidad vertical. Estos cortes permiten definir las circulaciones directas tipo Hadley que se forman entre regiones de movimiento ascendente y zonas de subsidencia.

Finalmente se usó un modelo baroclínico para probar algunas hipótesis sobre los MIA. Este tipo de modelo espectral de varios niveles (Hoskins y Simmons 1975) es particularmente útil para simular la respuesta de la atmósfera ante forzantes convectivos. El modelo baroclínico está basado en las ecuaciones de movimiento adimensionales para un gas ideal en ausencia de fuerzas viscosas y que está en balance hidrostático en un planeta esférico con rotación.

Los datos y análisis observacionales se complementaron con procesamiento de series de tiempo, diagramas de dispersión, correlaciones y otros aspectos del procesamiento estadístico básico.

Capítulo 2

CONVECCION EN EL PACIFICO DEL ESTE Y EN LOS MARES

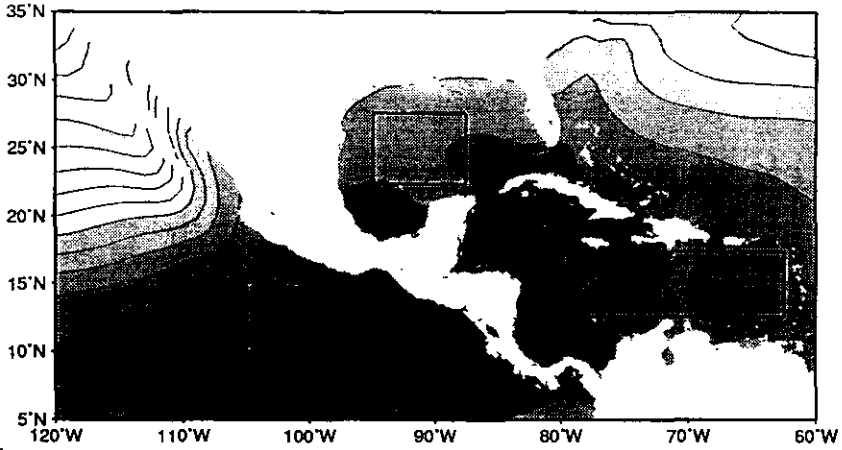
INTRA-AMERICANOS

2.1 Climatología de verano e invierno

Una "alberca de agua caliente" es una región del océano que tiene una temperatura más alta que sus alrededores, alcanzando valores por arriba de los 27°C. La climatología de la TSM para los meses de junio, julio y agosto en la región de México y América Central (Fig. 2.1a) muestra claros ejemplos de estas albercas, como son las del Pacífico del este, del Caribe y del Golfo de México. Durante el invierno (Fig. 2.1b) tanto el Caribe como el Golfo tienen temperaturas por debajo de los valores observados en el verano, sin embargo el Pacífico del este sigue siendo una alberca de agua caliente.

Cada una de estas tres regiones tiene un ciclo anual característico (Fig. 2.2). Por ejemplo, el Golfo de México (22.5-29°N, 265-272.5°E) tiene un ciclo anual bien definido, con un máximo en TSM en

a)



b)

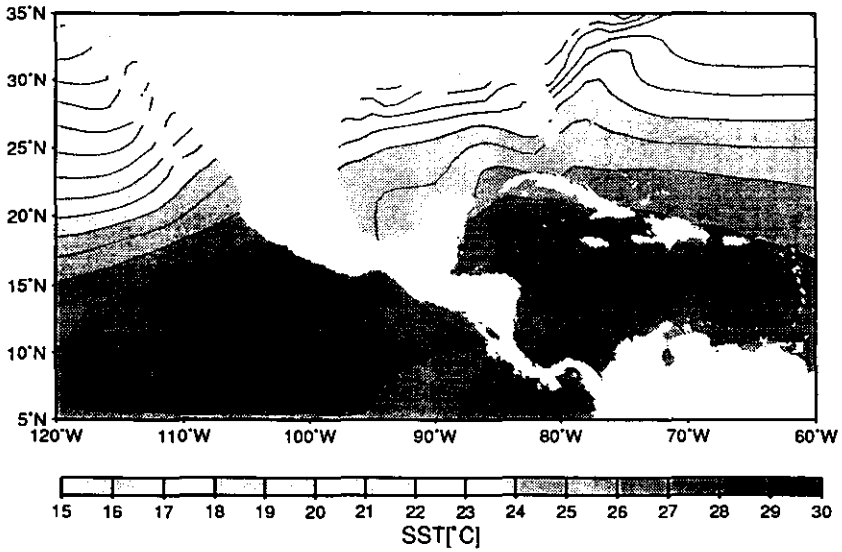


Figura 2.1: Climatología de TSM promediada para los meses de a) verano (junio, julio y agosto) y b) invierno (diciembre, enero y febrero); los rectángulos muestran las áreas dentro de las cuales fueron tomados los datos (ver texto)

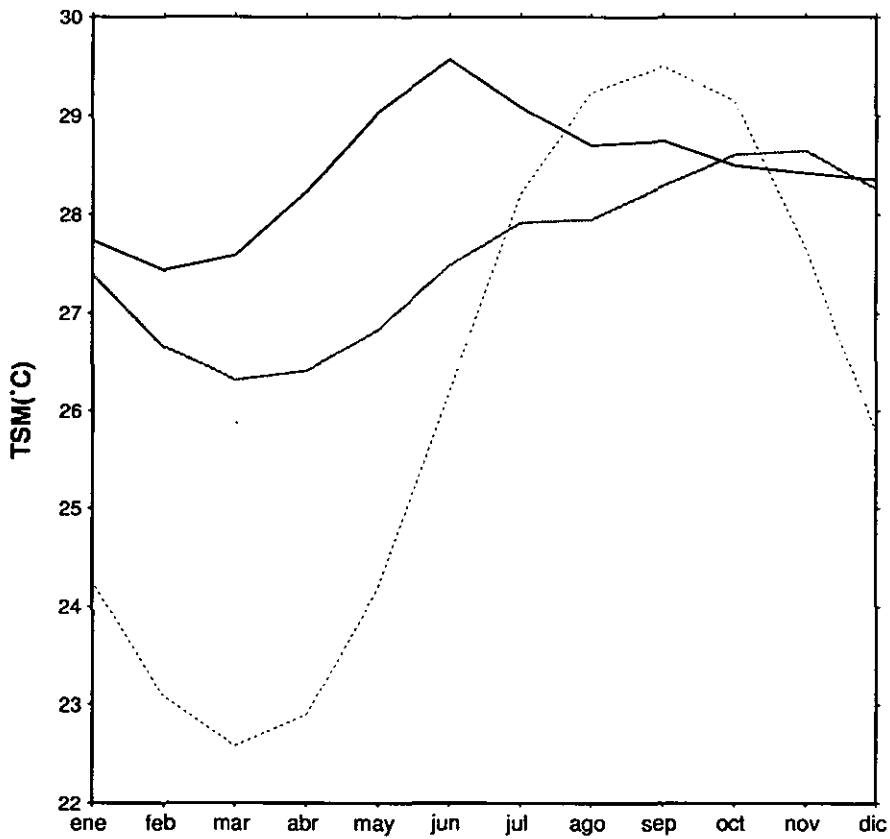


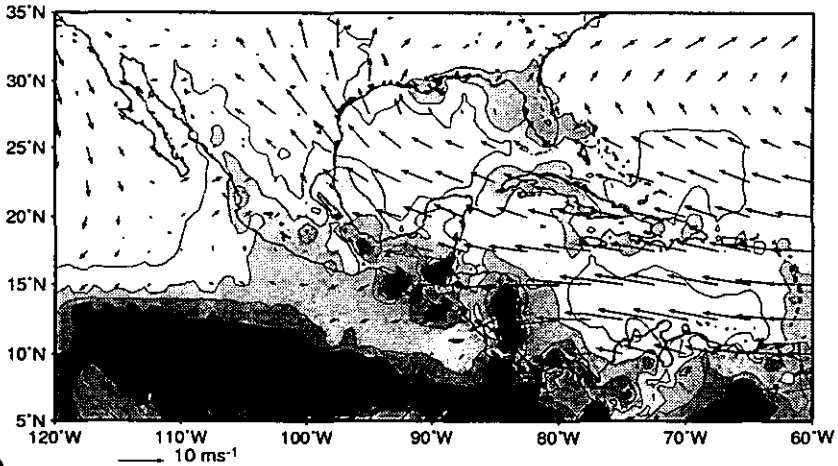
Figura 2.2: Serie de tiempo climatológica de la TSM para el Pacífico del este (línea continua), el Golfo de México (línea punteada) y el Caribe (línea continua clara)

septiembre por arriba de los 29°C y un mínimo en marzo. En las otras dos regiones el rango de valores anuales es menor. El Pacífico del este (10-15°N, 255-265°E) registra dos máximos a lo largo del año, uno en junio y el otro en septiembre. Por su parte, el Caribe (12.5-17.5°N, 280-297.5°E) tiene un mínimo en marzo y un máximo en noviembre. Sin embargo, todas estas albercas registran una temperatura por arriba de los 27°C durante el verano, es decir, son albercas de agua caliente en este período del año donde, en principio, se puede desarrollar actividad convectiva profunda.

En cuanto a la precipitación de verano, la máxima actividad convectiva está asociada con la ZIC sobre el Pacífico del este (Fig. 2.3a). El monzón mexicano es el responsable de la lluvia sobre el noroeste de México y sudoeste de los Estados Unidos. Sobre América Central existen algunos centros muy localizados de gran actividad convectiva. La circulación atmosférica en niveles bajos (925 mb) muestra dos circulaciones anticiclónicas estacionarias, una sobre el Atlántico y otra sobre el Pacífico. En el Caribe dominan los vientos del este, mejor conocidos como los alisios. Estos, junto con los vientos provenientes de las regiones ecuatoriales y con los vientos a lo largo de la costa de la Baja California, convergen sobre la región del Pacífico del este.

En el invierno la lluvia disminuye notablemente en casi toda la región, conservando un máximo en el Pacífico del este cerca del ecuador. La costa del Golfo de México y el sur de Estados Unidos reciben precipitación cuyo origen está asociado al paso de frentes. Sobre el Caribe siguen dominando los alisios, que se extienden hasta el Pacífico del este. En América Central se producen lluvias abundantes asociadas con la interacción de esta corriente de chorro de bajo nivel con la orografía (Fig. 2.3b).

a)



b)

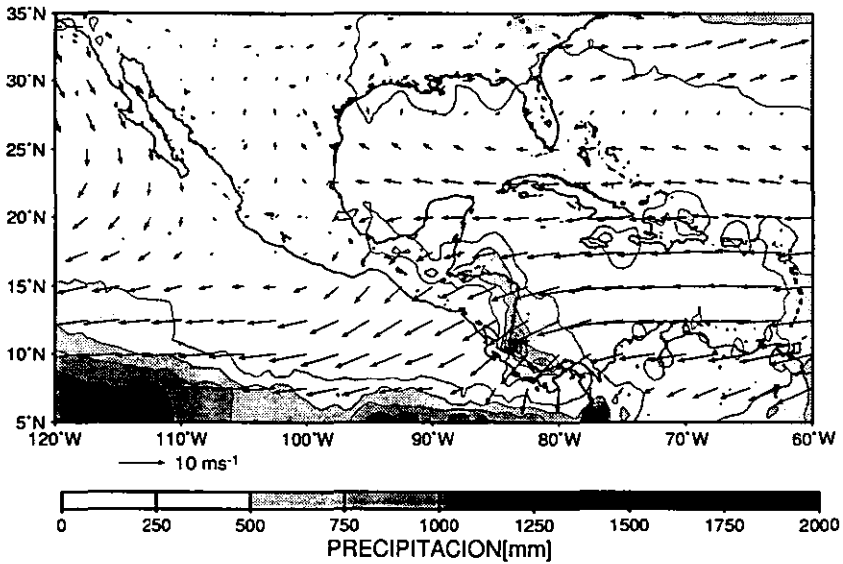


Figura 2.3: Climatología de precipitación y del viento a 925 mb promediados para los meses de a) verano (junio, julio y agosto) y b) invierno (diciembre, enero y febrero)

2.2 Variabilidad intraestacional e interanual

La mayor parte de la variabilidad intraestacional durante el verano está relacionada con el paso de ondas tropicales, particularmente sobre el Mar Caribe. Varios estudios han sugerido que algunas de las ondas del este sobre la región de los MIA son ondas originadas en Africa que viajan por todo el Océano Atlántico. Conforme estas perturbaciones se acercan al Caribe, se ven reforzadas por la corriente de chorro de bajos niveles que se forma en esta zona durante el verano. Las fluctuaciones en la intensidad del “jet” están relacionadas con cambios en la ZIC asociados a la canícula (Magaña et al. 1998).

Por otro lado, la variabilidad interanual en la precipitación sobre los MIA está relacionada con el fenómeno de El Niño/Oscilación del Sur (ENOS). En los inviernos de año de ENOS, la actividad convectiva anómala en el Pacífico Central produce el característico Patrón de Norte América (PNA). Estas circulaciones anómalas generan un desplazamiento hacia el sur en la corriente de chorro subtropical y una circulación ciclónica casi estacionaria sobre el Golfo de México que se traduce en más precipitación sobre esta zona. Durante los inviernos de La Niña las anomalías tienden a cambiar de signo en algunas regiones, aunque no de manera generalizada, mostrando que el clima invernal y El Niño–La Niña no siguen una simple relación lineal, principalmente a escala regional.

En cuanto al verano de años de ENOS, la presencia de la alberca de agua caliente del Pacífico del este produce que la corriente de chorro de bajo nivel se refuerce y, por lo tanto, los vientos alisios sean anómalamente fuertes, convergiendo en el Pacífico del este y en el Caribe, cerca del ecuador. Como resultado del movimiento ascendente intenso producido por la orografía de América Central, la

precipitación en su costa caribeña está por arriba de la normal. El efecto contrario se registra en el Mar Caribe y en el Golfo de México para los años de La Niña, cuando los vientos alisios se debilitan por lo que se observa precipitación por abajo de la climatológica en la costa caribeña de América Central y un efecto contrario en el resto de la zona de estudio (Magaña y Pérez 1998).

2.3 La alberca de agua caliente en el Pacífico tropical del este

Durante el verano, el Pacífico del este juega un papel fundamental en la modulación de la precipitación y de la intensidad de los alisios sobre gran parte de México y América Central. El ciclo anual de la TSM de esta alberca (Fig 2.2) tiene dos máximos relativos, lo que imprime un caracter muy especial a la dinámica de la región. Cuando se alcanza el primer máximo, se desarrollan gradientes de temperatura y de calor con las regiones adyacentes. Como respuesta a estos gradientes de temperatura, la velocidad del viento aumenta generando una región de convergencia donde la precipitación y la nubosidad se incrementan. Una mayor cubierta nubosa reduce el flujo de radiación solar que llega a la superficie. Por otra parte, los fuertes vientos de superficie aumentan la evaporación y mezclan verticalmente el estrato superior del océano. Estos dos efectos, aunados a la disminución de la radiación y, en menor medida, a la gran cantidad de lluvia, hacen que la TSM comience a disminuir. Cuando la TSM decrece, la actividad convectiva profunda y la precipitación también lo hacen. Las nubes, al ser menos densas, permiten que una mayor cantidad de radiación llegue hasta la superficie, tendiendo a elevar la temperatura y dando origen a un segundo máximo en la precipitación. Este es el mecanismo dinámico que modula al fenómeno conocido como la canícula o sequía intraestival (Magaña et al. 1998).

2.4 El problema en los Mares Intra-Americanos

La región de los MIA está definida por la costa noreste de América del Sur, el Mar Caribe, el Golfo de México y el área alrededor de las Bahamas y la Florida. Esta región registra TSM $> 28^{\circ}\text{C}$ durante el verano que la hacen una alberca caliente, al igual que el Pacífico del este. Sin embargo, los forzamientos que estas albercas de agua caliente producen sobre la atmósfera son muy diferentes. Mientras que en el Pacífico del este la precipitación de verano es abundante (del orden de 2000 mm), el Golfo de México y el Caribe reciben menos de 250 mm cada uno (Fig. 2.3a), lo que se considera anómalo para una región tropical.

Este comportamiento se ve reflejado en los diagramas de dispersión a escala local de TSM contra ROL construidos para cada región con medias mensuales de 1974 a 1997. Para el Pacífico del este se obtiene una relación no lineal (Fig. 2.4), donde la convección intensa (ROL por abajo de los 240 Wm^{-2}) sólo se alcanza para TSM mayores que 27°C . Es notable el hecho de que los valores menores de ROL conciden con los mínimos globales (alrededor de 170 Wm^{-2}). Aquí nuevamente se observa que el mínimo en ROL no coincide con el máximo en TSM. Por otro lado, para el Caribe (Fig. 2.5) esta relación también tiene una estructura no lineal, aunque más complicada ya que presenta mayor dispersión. Aquí sólo se registra convección profunda con TSM por arriba de los 26°C . La ROL, sin embargo, nunca llega más abajo de los 200 Wm^{-2} . En el Golfo de México (Fig. 2.6) se encuentran valores de ROL menores que 240 Wm^{-2} para toda TSM (convección que en el invierno está asociada con frentes fríos); sin embargo nunca disminuyen por debajo de los 200 Wm^{-2} .

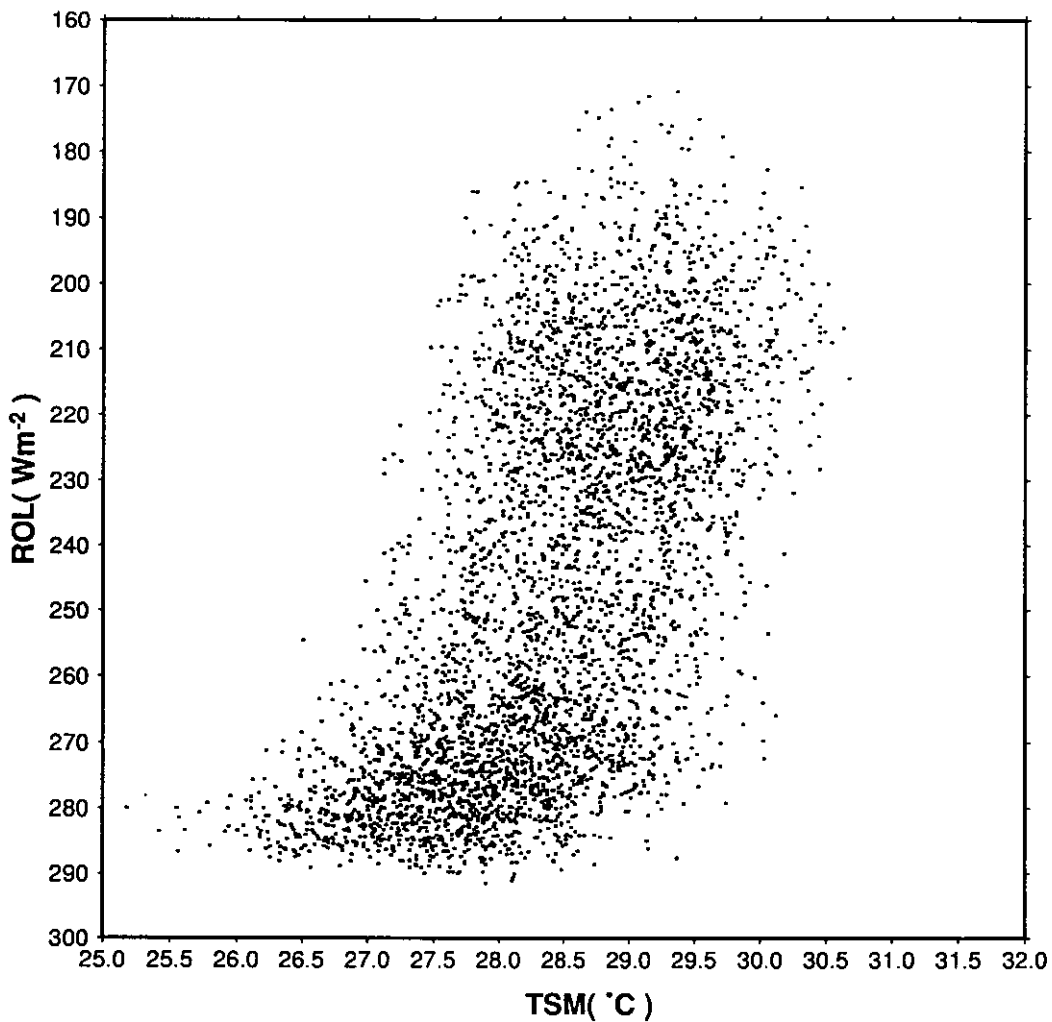


Figura 2.4: Como en la fig 1.4 pero para el Océano Pacífico del este

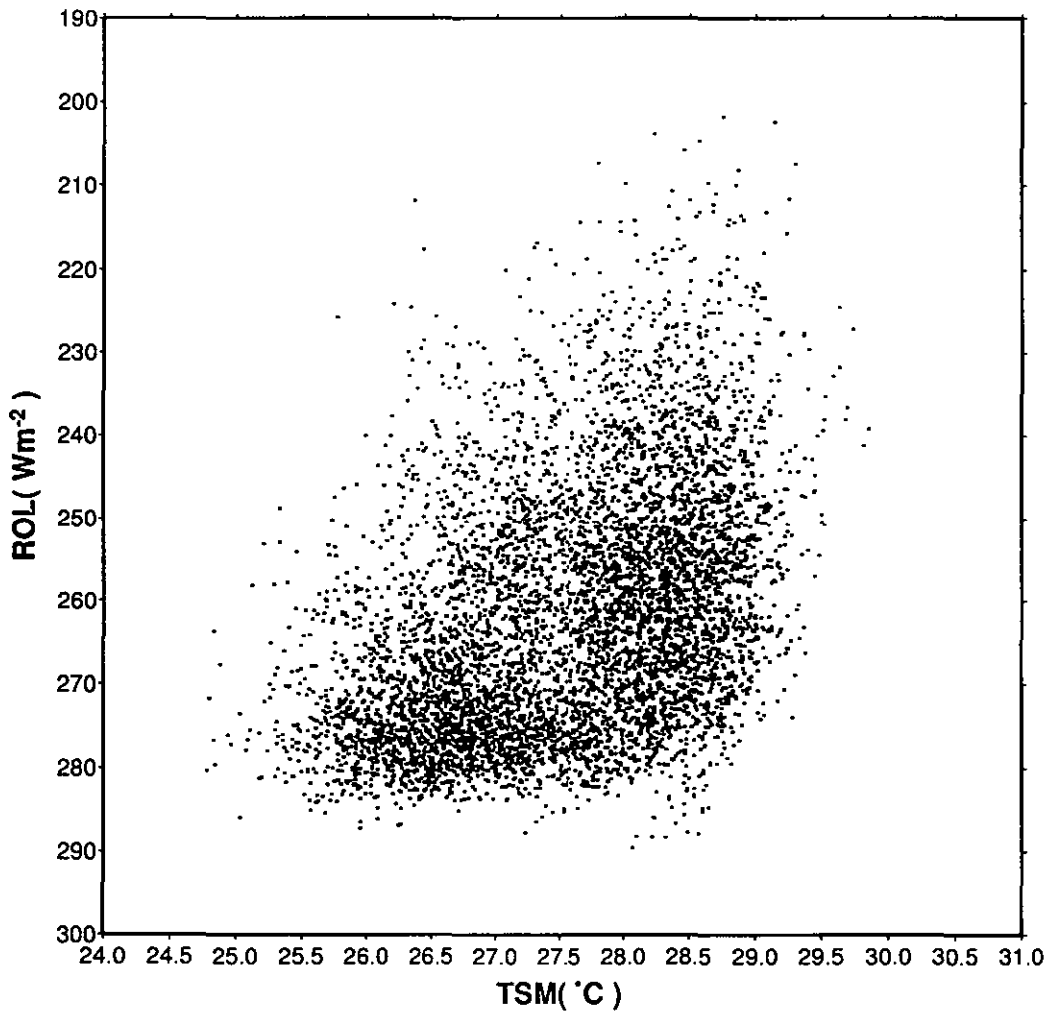


Figura 2.5: Como en la fig 1.4 pero para el Mar Caribe

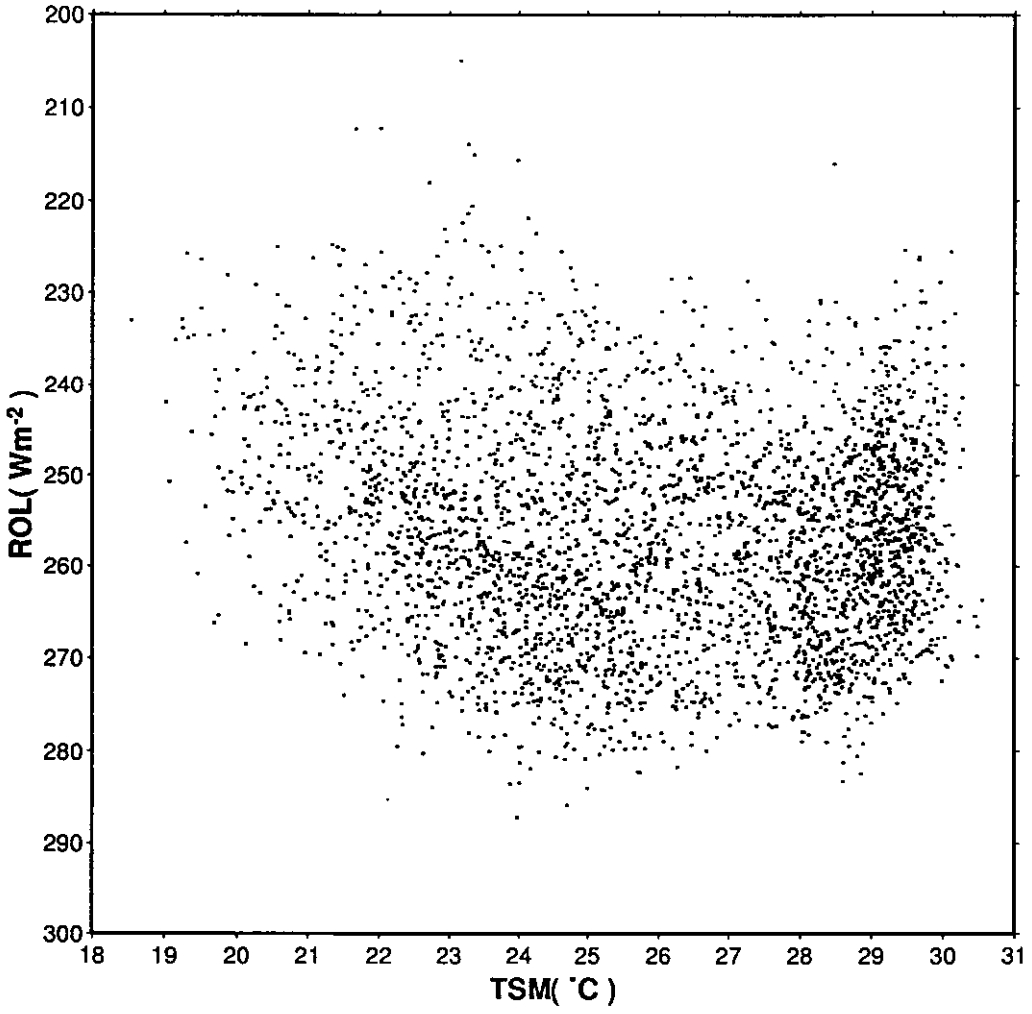


Figura 2.6: Como en la fig 1.4 pero para el Golfo de México

Un forma de representar mejor el comportamiento arriba descrito es desplegando las tres relaciones de dispersión en una sola gráfica (Fig. 2.7). Si se compara esta gráfica con su equivalente para los trópicos (Fig. 1.4) es fácil identificar a cada una de las regiones con alguno de los regímenes ya descritos. Por ejemplo, el Golfo de México cae en general dentro del primer régimen, con algunos puntos en el segundo, aunque la convección asociada con estos valores no es muy intensa. El Pacífico del este es un claro ejemplo del segundo régimen, donde existe convección profunda debido a las elevadas temperaturas de la superficie del mar. El Caribe también cae dentro de este mismo régimen, aunque aquí la convección no es tan intensa y se dispara a una temperatura menor que la del Pacífico.

Este comportamiento en la relación entre TSM y convección profunda ha sido reportado por otros autores. De acuerdo a Graham y Barnett (1987), se requieren TSM por arriba de los 27.5°C para que se registre convección profunda de gran escala. Sin embargo, ésta es una condición necesaria mas no suficiente para la convección profunda. Valores de $\text{TSM} > 27.5^{\circ}\text{C}$ o por arriba de este límite no parecen influenciar demasiado la intensidad de la convección. Para $\text{TSM} > 27.5^{\circ}\text{C}$, la divergencia del viento en superficie está altamente relacionada con la ausencia o presencia de la convección profunda. Así, se deben considerar los cambios en la estabilidad atmosférica y la subsidencia, pues juegan un papel muy importante al regular la convección profunda sobre las albercas de agua caliente en los océanos tropicales.

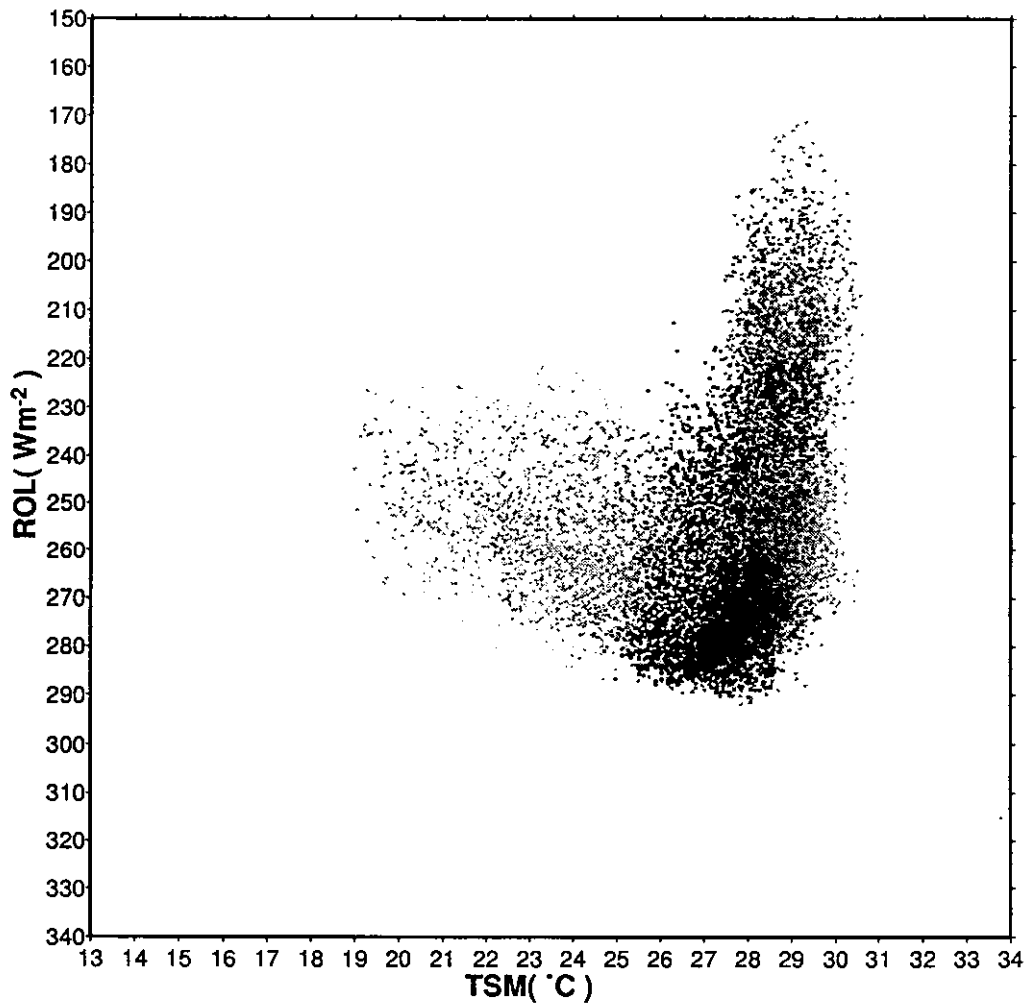


Figura 2.7: Como en la fig 1.4 pero para el Golfo de México (gris claro), el Caribe (negro) y el Pacífico del este (gris oscuro)

2.5 Circulaciones transversales

En esta sección se exploraran algunas hipótesis para explicar la relación tan distinta que existe entre convección profunda y TSM en las tres albercas de agua caliente ya mencionadas.

El Pacífico del este es una región sobre la cual hay movimiento ascendente intenso y convección profunda abundante. Por continuidad de masa, es de esperarse que si en una zona existe movimiento ascendente, haya subsidencia en otras regiones cercanas. El movimiento ascendente va a inhibir la convección, de manera que sobre algunas zonas (p.e. Golfo de México), la convección ocurre dentro de una región subsidente formada por la circulación más fuerte y profunda asociada al Pacífico del este.

Como se explicó en el capítulo 1, es posible obtener las circulaciones directas que existen en la atmósfera graficando los vectores de velocidad vertical y la parte divergente de la componente meridional (para un corte a una longitud constante) o zonal (para un corte a una latitud constante) del viento. Usando esta técnica se construyó un corte transversal en altura a 97.5°W de longitud (Fig. 2.8). El Pacífico del este está asociado con movimiento ascendente intenso (entre los 6 y los 15°N) correspondiente a una celda de circulación tipo Hadley con subsidencia en el Pacífico Sur (entre 0 y 10°S) y sobre el Golfo de México. Por lo tanto, aún cuando el Golfo de México tiene una TSM durante el verano lo suficientemente grande como para producir convección profunda, la circulación subsidente que prevalece sobre él inhibe el desarrollo de grandes nubes cúmulonimbus.

En el Caribe, un corte transversal a 15°N no muestra subsidencia sino movimientos ascendentes con

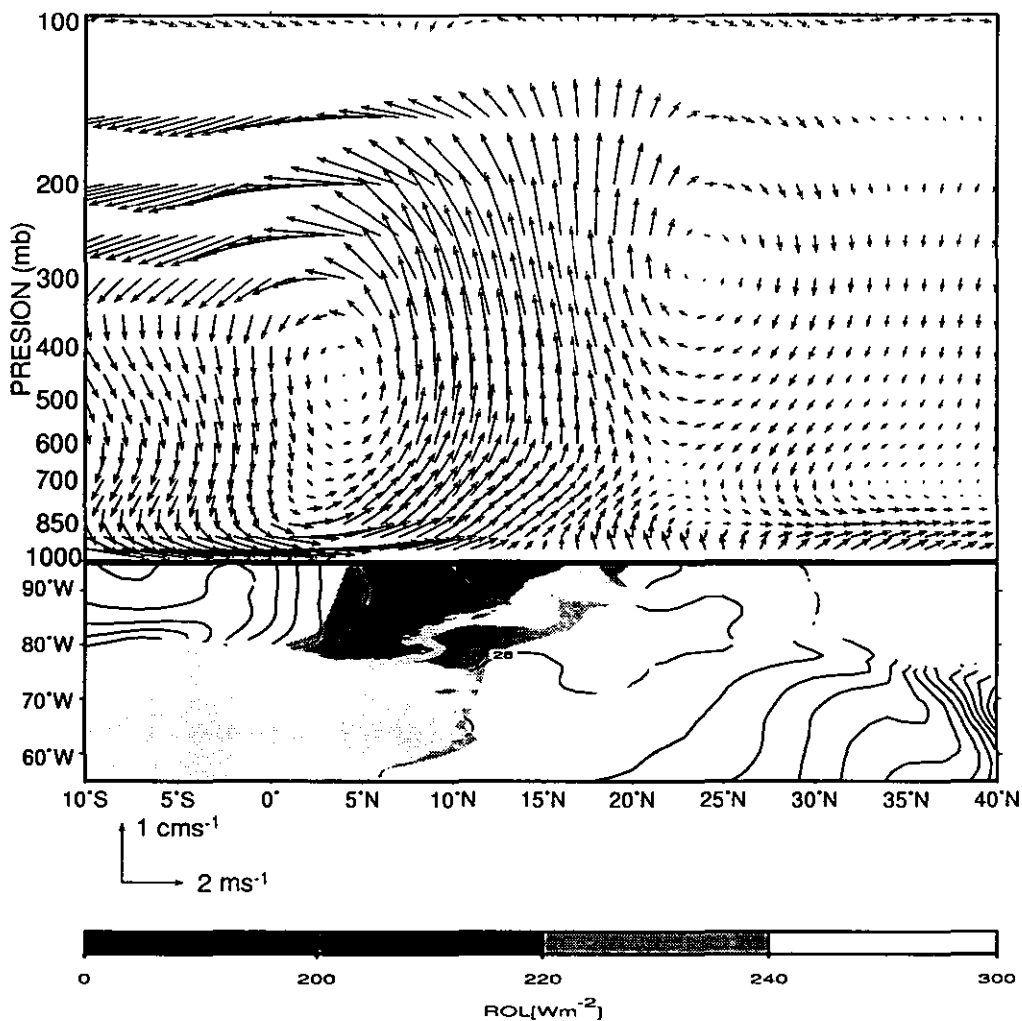


Figura 2.8: Sección vertical a lo largo de 97.5°W de la parte divergente de la componente meridional del viento y de la velocidad vertical para el promedio de los meses de junio, julio y agosto. El mapa muestra la geografía y los campos de TSM (°C), así como la distribución de ROL < 240 Wm⁻²

un máximo en 300 mb (Fig. 2.9). A los 85°W el movimiento ascendente es muy intenso. Es interesante la presencia de dos celdas entre los 100 y 130°W. La que está centrada en 300 mb es una circulación tipo Walker, mientras que la más baja parece estar asociada con efectos de fricción en la capa límite.

Un corte transversal a 27.5°N (Fig. 2.10) muestra circulaciones asociadas con el monzón mexicano, con movimiento ascendente a los 105°W y subsidencia desde 110°W hasta 130°W. La rama ascendente de esta celda resulta en nubes forzadas orográficamente y grandes precipitaciones sobre el noroeste de México, mientras que la rama descendente contribuye a la ausencia de convección profunda y precipitación durante el verano, principalmente en la península de Baja California. Otra de las celdas en este corte es la formada por el movimiento ascendente sobre la península de Florida y el movimiento subsidente sobre el Golfo de México.

La velocidad vertical omega a 300mb promediada para junio, julio y agosto (Fig. 2.11), muestra la intensidad de los movimientos ascendentes y descendentes alrededor de México y el Caribe. En este nivel normalmente se registran los valores máximos de movimiento ascendente. De acuerdo con lo obtenido en los cortes transversales, sobre el Pacífico del este hay movimientos ascendentes intensos, mientras que sobre el Golfo de México las condiciones son de subsidencia. El máximo en movimiento ascendente ocurre cerca de América Central. En el resto del Caribe el movimiento ascendente es débil.

Dado un flujo medio, uno de los aspectos importantes que determina dónde se localiza la subsidencia es el relacionado con la fuerza de Coriolis. Esta fuerza determina, entre otras cosas, la extensión meridional de la Celda de Hadley y la intensidad y localización de la corriente de chorro subtropical

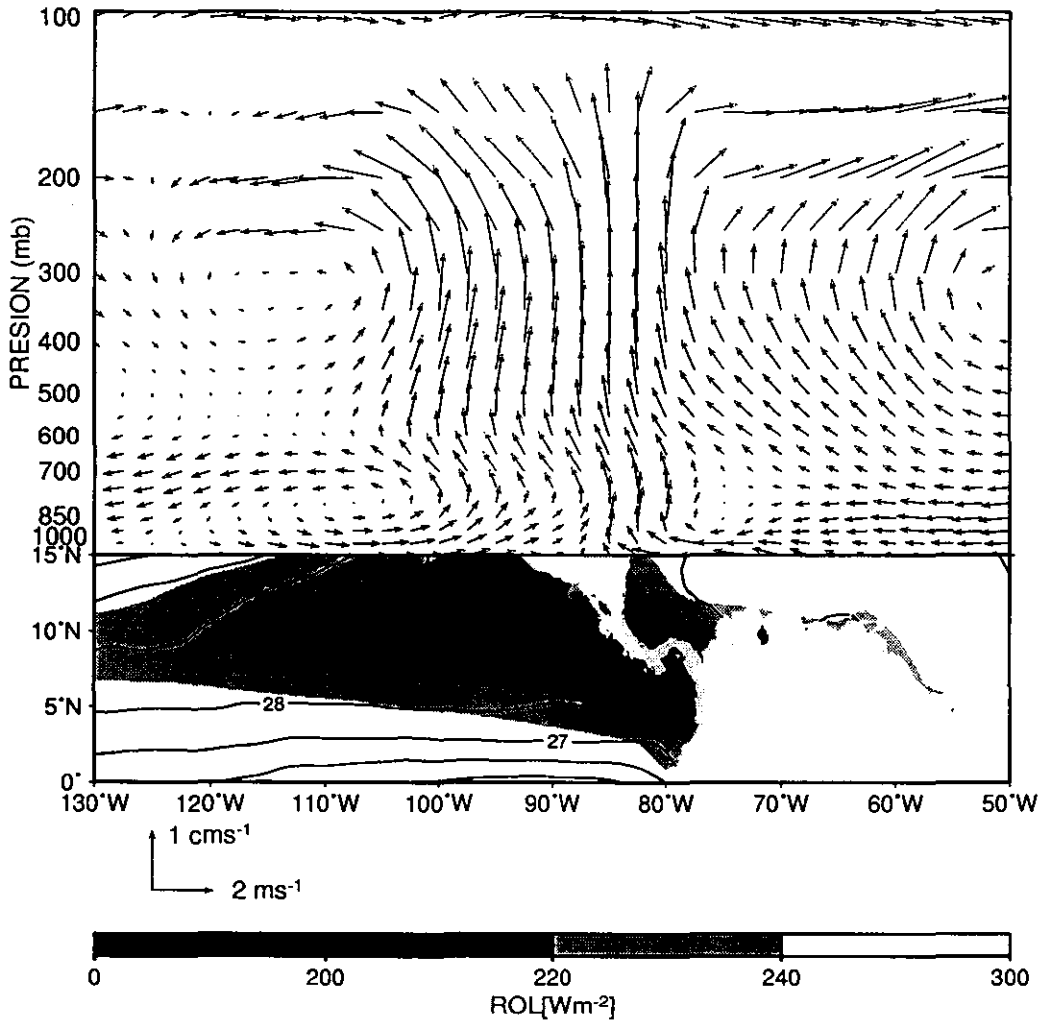


Figura 2.9: Como el la fig 2.8 pero a lo largo de 15°N (con la componente zonal del viento)

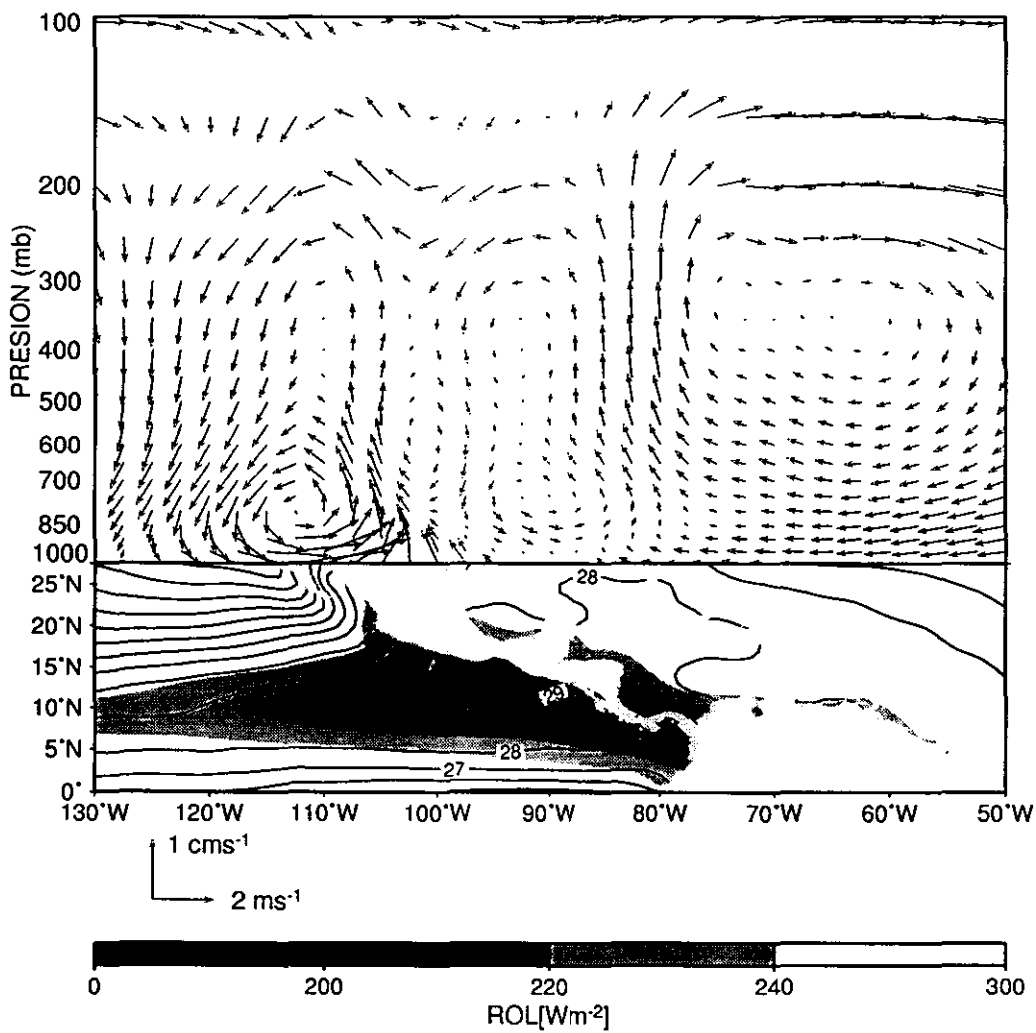


Figura 2.10: Como en la figura 2.9 pero a lo largo de 27.5°N

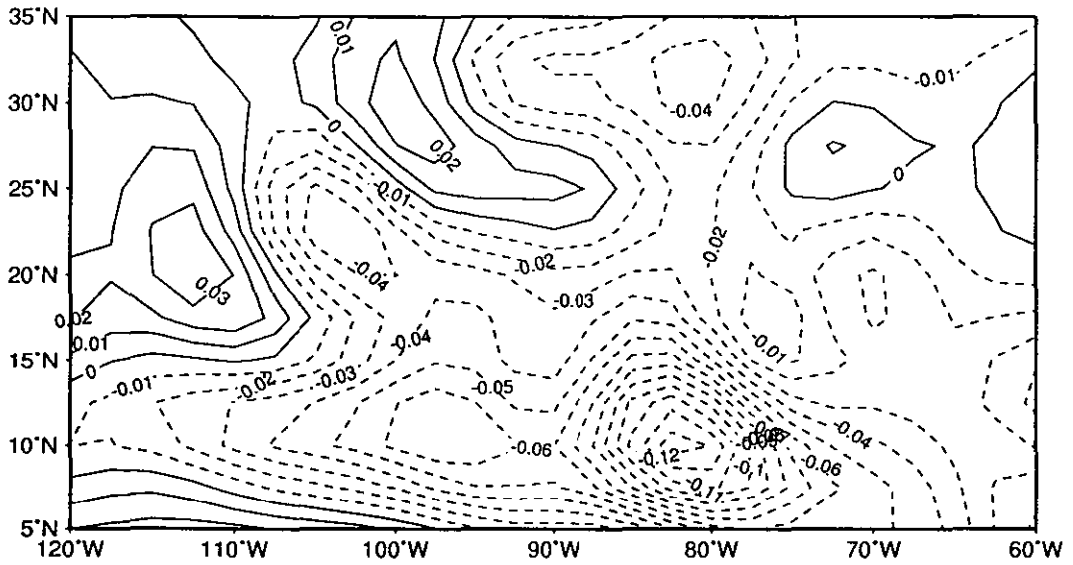


Figura 2.11: Velocidad vertical omega a 300 mb (Pa/s) promediada para los meses de junio, julio y agosto

(Persson 1998).

La fuerza de Coriolis aparece como resultado de la rotación de la Tierra y cambia la dirección de un cuerpo en movimiento hacia la derecha en el Hemisferio Norte y hacia la izquierda en el Hemisferio Sur. Para un movimiento horizontal dado, la deflexión horizontal más fuerte se dá en los polos y no hay deflexión en el ecuador, mientras que para movimientos verticales se cumple lo contrario.

Uno de los sistemas más intensos y persistentes en la atmósfera es la corriente de chorro subtropical que se forma en el Hemisferio Norte al norte de la Celda de Hadley. El mecanismo que genera y mantiene a esta corriente está relacionado con el gradiente de presión que se forma de norte a sur en la Celda de Hadley, la cual lleva el aire hacia el norte y aumenta su velocidad, mientras que, al mismo tiempo, la fuerza de Coriolis defleca el viento hacia el este. Es la fuerza del gradiente de presión la que aumenta la intensidad del viento y no la fuerza de Coriolis.

Cuando el viento supergeostrófico en el lado polar de la Celda de Hadley se ajusta geostróficamente, se producen o refuerzan gradientes de presión zonales que impiden que se conserve el momento angular. Con la rotación y el calentamiento diferencial que tiene la Tierra, esta deflexión ocurre alrededor de los 30 grados de latitud y esto determina la expansión meridional de la Celda de Hadley.

De igual manera, a escala regional, tanto el flujo medio como los gradientes de presión zonales determinan en dónde se producirán la deflexión y la subsidencia.

2.6 La corriente de chorro de bajos niveles en el Caribe

En la fig 2.3a hay algunos elementos adicionales que pueden ser examinados más a fondo. Uno de ellos es la presencia de los alisios sobre el Caribe. Esta circulación incluye una corriente de chorro de bajos niveles que se extiende desde los 1000 hasta los 700 mb. La velocidad zonal alcanza una intensidad máxima de -10 ms^{-1} alrededor de los 925 mb (Fig. 2.12). De acuerdo a estudios preliminares, esta corriente de chorro se comienza a desarrollar en mayo, alcanza un máximo en julio y se debilita en septiembre (Magaña y Pérez 1998). El máximo de esta corriente de chorro (julio-agosto) ocurre al mismo tiempo que la canícula. La intensificación de los vientos alisios durante julio y agosto da como resultado un máximo (mínimo) en precipitación a lo largo de la costa caribeña (del Pacífico) de América Central.

Sobre la mayor parte de América Central, los máximos en precipitación parecen estar relacionados con la interacción de los alisios y la orografía, como alrededor de 83°W , 10°N (Fig. 2.3). Se podría pensar que este máximo se debe a la interacción de la corriente de chorro con las montañas; sin embargo, esta es una región de América Central relativamente plana en comparación con sus alrededores, por lo que se ha sugerido que la convergencia a la salida de la corriente de chorro frente a Nicaragua, sea el mecanismo dinámico que mantiene lluvias intensas. Al oeste del Mar del Caribe la corriente de chorro se debilita, creando una zona de convergencia intensa, movimientos ascendentes y abundante precipitación. De la misma manera, al este del Caribe la corriente de chorro es menos intensa, lo que resulta en una zona de divergencia que no favorece la convección tropical. Así, la presencia de la corriente de chorro contribuye a que el Caribe tenga poca lluvia en el verano. Esto se observa claramente

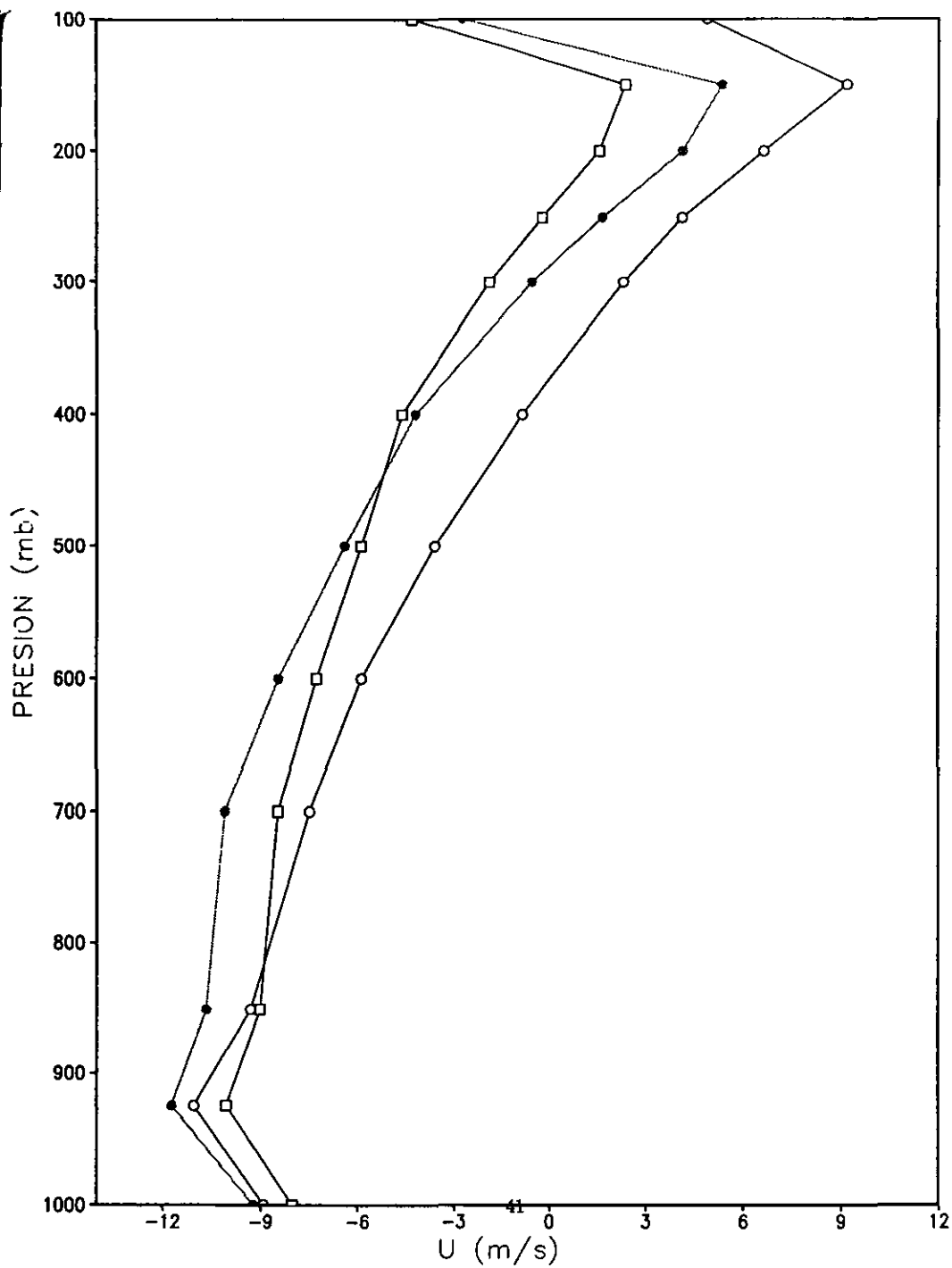


Figura 2.12: Viento zonal en la región del Caribe en junio (o), julio(●) y agosto (□)

cuando se calcula la divergencia a 925 mb (Fig. 2.13). En el Caribe los vientos divergen mientras que en la costa caribeña de América Central hay convergencia intensa, al igual que en todo el Pacífico del este. También la zona del monzón mexicano es de mucha convergencia, con su correspondiente divergencia hacia el este (de acuerdo con lo obtenido en la fig 2.10). De contarse con análisis de vientos de mesoescala sería posible mostrar las diferencias que existen entre el este y el oeste de América Central en cuanto a movimientos ascendentes se refiere.

2.7 Experimento numérico

Usando como punto de partida el hecho de que durante veranos de años de El Niño se produce menor precipitación que la normal en el Caribe y en el Golfo de México (Magaña y Pérez 1998), se trató de reproducir este efecto colocando un forzante térmico sobre el Pacífico del este. Este experimento mostraría en principio la importancia que la ZIC tiene en la región, generando subsidencia, una corriente de chorro de bajos niveles, etc.

Para ello se usó un modelo baroclínico (Ambrizzi y Hoskins 1997) y se estudió la respuesta de la atmósfera a la presencia de un forzante térmico intenso en el Pacífico del este norte. El forzante se colocó en 110°W, 10°N con una estructura horizontal casi circular. En cuanto a la estructura vertical, se usó un perfil de razón de calentamiento convectivo profundo con un máximo en 400 mb, similar al observado. El modelo se inicializó con los campos climatológicos de viento zonal, viento meridional, altura geopotencial y temperatura para los meses de julio y agosto para 11 niveles de presión (1000, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100 y 50 mb).

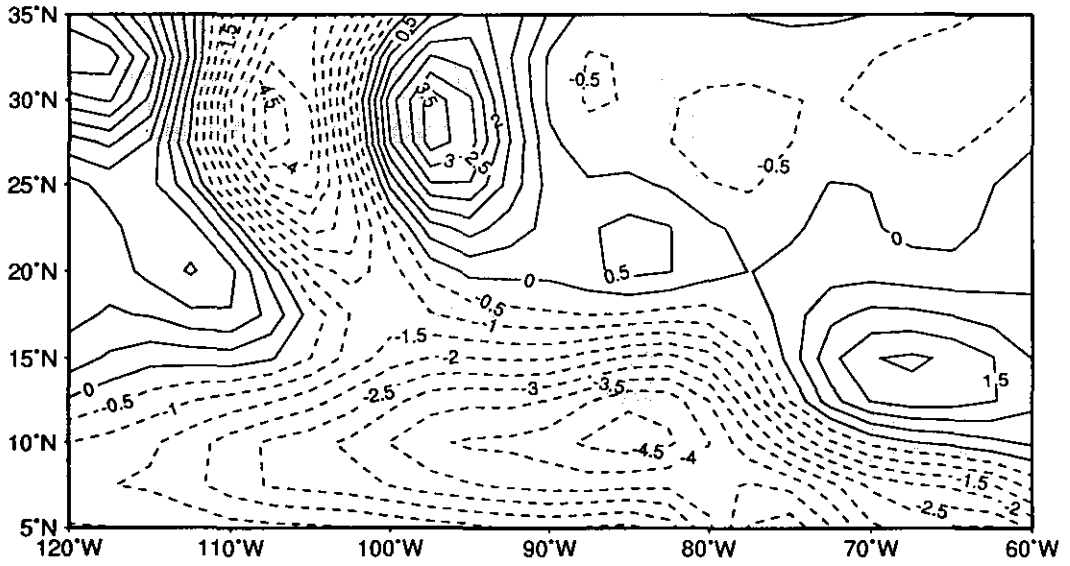


Figura 2.13: Divergencia del viento a 925mb promediada para los meses de junio, julio y agosto

El modelo se corrió hasta alcanzar un estado casi estacionario (≈ 15 días). La velocidad vertical omega a 500mb del día 15 menos el día 1 (Fig. 2.14) indica que el movimiento ascendente se intensifica en la zona donde se colocó el forzante (Pacífico del este) y este forzante produce dos circulaciones directas tipo Hadley. Sin embargo, no aparecen cambios apreciables en la subsidencia en el Golfo de México o en el Caribe. Por lo tanto, la subsidencia que inhibe a la convección profunda en estas regiones debe considerar efectos tridimensionales causados por la fuerza de Coriolis. Aún más, los efectos de capa límite parecen ser relevantes en la formación de convección tropical. Por lo tanto, la distribución de la precipitación en la región requiere ser tratada con modelos climáticos regionales.

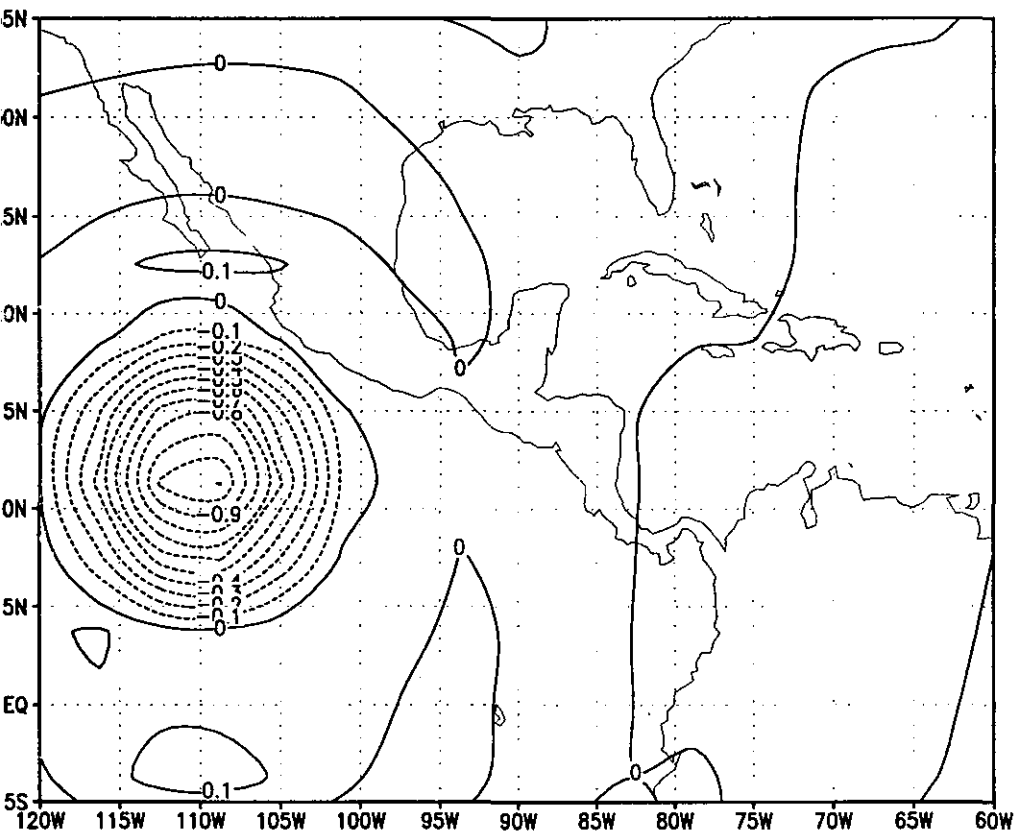


Figura 2.14: Diferencia de velocidad vertical omega en 500mb del día 15 menos el día 1

Capítulo 3

CONCLUSIONES

En este estudio se documentó la relación no lineal que existe entre la temperatura de superficie del mar y la convección profunda (representada por la radiación saliente de onda larga, ROL) para el caso de los mares alrededor de México. Aunque en varios casos se alcanzan los valores umbrales de TSM alrededor de los 28°C, para convección profunda y alta precipitación se deben considerar los procesos dinámicos como generadores de convección tropical, tal como sugiere Webster (1994).

Cerca de México existen algunas regiones que durante el verano son albercas de agua caliente, tales como el Océano Pacífico tropical del este, el Mar Caribe y el Golfo de México. Aunque la TSM de estas regiones es elevada durante el verano (Fig. 2.2), existen grandes diferencias en la precipitación (Fig. 2.3a). Mientras que el Pacífico del este recibe alrededor de 2000mm en los meses de junio, julio y agosto, el Golfo y el Caribe son relativamente secos, pues reciben menos de 750mm.

En el caso del Golfo de México, esto está asociado con la existencia una celda de circulación directa

tipo Hadley que se forma del Pacífico del este al Golfo de México (Fig. 2.8) y que inhibe la formación de convección profunda sobre el Golfo.

Para el Caribe el mecanismo es muy diferente. La presencia de una corriente de chorro de bajos niveles sobre esta región (Fig. 2.12) produce convergencia a su salida y divergencia a su entrada (Fig. 2.13), lo cual se traduce en máximos de precipitación (>2000 mm) bien localizados, que al parecer son independientes de los efectos orográficos.

Mediante un experimento numérico, usando un modelo baroclínico de varios niveles con un forzante sobre el Pacífico del este, se intentaron reproducir las regiones de subsidencia en el Golfo de México y el Caribe. Aunque el modelo incluye la dinámica básica de gran escala, no genera la subsidencia esperada. Tal problema parece indicar que los procesos de mesoescala y capa límite juegan un papel importante en la climatología de la precipitación en la región de estudio.

En un trabajo futuro será necesario estudiar más a fondo el comportamiento de la corriente de chorro sobre el Caribe e investigar si este mecanismo por sí solo es capaz de ocasionar la distribución de lluvia observada. Quizá el uso de un modelo de aguas someras de más alta resolución permita identificar los procesos que generan subsidencia intensa.

Referencias

Ambrizzi, T., y B. Hoskins, 1997: *Stationary Rossby-wave propagation in a baroclinic atmosphere*. Quart. J. R. Met. Soc., **123**, 919–928.

Graham, N., y P. Barnett, 1987: *Sea surface temperature, surface wind divergence and convection over tropical oceans*. Science, **238**, 657–659.

Hoskins, B., y A. Simmons, 1975: *A multi-layer spectral model and the semi-implicit method*. Quart. J. R. Met. Soc., **101**, 637–655.

Kalnay, E., M. Kanamitsu, R. Kistler, W. Collins, D. Deaven, L. Gandin, M. Iredell, S. Saha, G. White, J. Woollen, Y. Zhu, M. Chelliah, W. Ebisuzaki, W. Higgins, J. Janowiak, K. C. Mo, C. Ropelewski, A. Leetmaa, R. Reynolds, and R. Jenne, 1996: *The NCEP/NCAR Reanalysis Project*. Bull. Amer. Meteor. Soc., **77**, 437–471.

Legates, D. R., y C.J. Willmott, 1990: *Mean seasonal and spatial variability in gauge-corrected, global*

precipitation. *Int. J. Climatol.*, **10**, 111–127.

Magaña, V., y J.L. Pérez, 1998: *Climate over the intra-americas sea*. *J. Geophys. Res.* (sujeto a revisión).

———, J. Amador y S. Medina, 1999: *The mid-summer drought over Mexico and Central America*. *J. Climate*, **12**, 1577–1588.

Persson, A., 1998: *How do we understand the Coriolis force?*. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **79**, 1373–1385.

Salby, M., 1995: *Fundamentals of atmospheric physics*. Academic Press, 627 pp.

Waliser, D. E., 1996: *Formation and limiting mechanisms for very high sea surface temperatures: Linking the dynamics and thermodynamics*. *J. Climate*, **9**, 161–188.

———, N.E. Graham, y C. Gautier, 1993: *Comparison of the highly reflective cloud and outgoing long-wave radiation datasets for use in estimating tropical deep convection*. *J. Climate*, **6**, 331–353.

Webster, P. J., 1994: *The role of hydrological processes in ocean-atmosphere interactions*. *Rev. Geophys.*, **32**, 427–475.

Zhang, C., 1993: *Large-scale variability of atmospheric deep convection in relation to sea surface temperature in the tropics*. J. Climate, 6, 1898–1913.