

03060

19



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

UNIDAD ACADÉMICA 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

EL INICIO DE LA TEMPORADA DE LLUVIAS EN LA COSTA
SUDOESTE DE MÉXICO: RELACIONES PARA SU DIAGNÓSTICO Y
PRONÓSTICO

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS
(FÍSICA DE LA ATMÓSFERA)

P R E S E N T A:

ÉDGAR MISAEL URIBE ALCÁNTARA

CIUDAD UNIVERSITARIA

2002

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.

Agradecimientos:

Deseo expresar mi más sentido agradecimiento al Dr. Víctor O. Magaña Rueda por constituir una guía continua para mi formación y el desarrollo de esta tesis. También agradezco al Dr. Ricardo Prieto la detallada evaluación del trabajo, así como al Dr. Víctor Mendoza, Dr. Ernesto Caetano y Dr. Artemio Gallegos por sus sugerencias y comentarios. A todos ellos por participar como sinodales de esta tesis.

El constante apoyo de mis compañeros de grupo, Vladimir, Jorge, Joel, Matías, José Luis, Gustavo, América, Rodolfo y José Antonio, ha sido permanente, incondicional y, no pocas veces, necesario para llevar a buen término este trabajo. Gracias.

Mi agradecimiento más profundo a la Universidad Nacional Autónoma de México, que a través del Centro de Ciencias de la Atmósfera aportó los recursos para llevar a cabo mis estudios de Maestría.

Gracias al CONACyT por proporcionarme la beca para estudiar la Maestría en Ciencias de la Tierra, que concluye con la defensa de esta tesis. Apoyos financieros adicionales para el presente trabajo, provinieron de los proyectos IAI-CR73, PAPIIT-100697 y CONACyT 32516-T que dirige el Dr. Víctor Magaña.

A Natalia, mi más tierno amor

El inicio de la temporada de lluvias en la costa sudoeste de México:
Relaciones para su diagnóstico y pronóstico
por Edgar Misael Uribe Alcántara

	Página
1. Introducción	1
1.1. Sobre las lluvias y la disponibilidad de agua en México	1
1.2. El inicio de la temporada de lluvias	4
1.3. Dinámica de la Zona Intertropical de Convergencia (ZITC)	7
1.4. La posición de la ZITC	9
1.5. Objetivos	12
2. Hipótesis	14
2.1. Teoría de la Inestabilidad Inercial y su relación con la ZITC	14
2.2. Procesos previos al Inicio de la Temporada de Lluvias	17
3. Datos	21
4. Observaciones e Interpretación: Relaciones de Diagnóstico	24
4.1. Formación de la Inestabilidad Inercial	24
4.2. Mitigación de la Inestabilidad Inercial	28
4.3. La Canícula	32
4.4. El Niño	34
5. Esquema de Pronóstico del Inicio de las Lluvias de Verano	36
5.1. Pronóstico del Inicio de las Lluvias con base en el Gradiente Meridional de Presión en Superficie	39
5.2. Pronóstico del Inicio de las Lluvias con base en la Temperatura en Superficie del Mar	43
5.3. Evaluación	46
6. Conclusiones	50

7. Apéndice	52
7.1. Método de la perturbación	52
7.2. Inestabilidad Inercial	53
7.3. Vientos divergentes en niveles bajos	57
7.4. Ubicación del contorno de vorticidad absoluta nula	60
7.5. El máximo de viento monzónico del oeste en bajos niveles	62
7.6. Una evaluación reciente de la teoría de Tomas y Webster	64
8. Bibliografía	68

1. Introducción

1.1. Sobre las lluvias y la disponibilidad de agua en México

La disponibilidad de agua en la mayor parte de México depende fundamentalmente de la lluvia de verano (entre mayo y octubre). La agricultura depende de esta fuente natural de irrigación por tratarse en su gran mayoría de cultivos de temporal. La temporada de lluvias de verano tiene una amplia variabilidad interanual. Pronosticar la duración e intensidad de la temporada de lluvias ha sido una idea no sólo muy atractiva sino importante, pues un pronóstico confiable permitiría la oportuna planeación de actividades preventivas ante posibles condiciones climáticas adversas o benéficas para el desarrollo de actividades agrícolas, pesqueras y de urbanización.

La variabilidad interanual de las lluvias está asociada a fenómenos meteorológicos de gran escala. Por ejemplo, El Niño 1997–1998, el más intenso registrado hasta ahora (Magaña, 1999a), provocó una intensa sequía en México. Las pérdidas ocasionadas por este evento se estiman en más de dos mil millones de dólares, debido principalmente a los grandes volúmenes de granos básicos que tuvieron que importarse para reemplazar los granos perdidos. Además, los incendios forestales fueron deplorables (Magaña, 1999a). La sequía fue tan severa que cerca de dos millones de hectáreas sembradas con granos básicos se vieron afectadas. En ese año, las importaciones de maíz y sorgo fueron de 4,716 millones de toneladas. Efectos tan negativos en la economía, llevan a considerar mecanismos para la prevención de desastres asociados a condiciones extremas en el clima.

Países avanzados en estudios sobre impactos regionales de El Niño han establecido planes de acción preventiva utilizando pronósticos de El Niño. Desafortunadamente, en México

esta labor no se ha desarrollado. El Centro de Ciencias de la Atmósfera (CCA) de la UNAM ha sido pionero en la creación y difusión de pronósticos estacionales de lluvias con base en la dinámica y termodinámica de los fenómenos meteorológicos y no sólo en la estadística. A pesar de esto, existe poco conocimiento y uso de esta información. Más aún, los potenciales usuarios desconocen cómo usar un pronóstico climático en la planeación de actividades económicas. Y sólo unas cuantas organizaciones de agricultores toman en cuenta los pronósticos del CCA para planear sus actividades.

La labor del CCA incluye la determinación de las condiciones climáticas dominantes a escala regional, sus fluctuaciones y la relación entre éstas y El Niño (Magaña y Morales, 2000). Un ejemplo de este trabajo existe en Tlaxcala (Conde *et al.*, 1999). Considerando los impactos de El Niño, ha sido necesario elaborar pronósticos de inicio y fin de temporada de lluvias, lluvia acumulada y anomalías de temperaturas en ese estado. Los pronósticos se preparan anualmente desde 1997 para invierno y verano. Se considera que los resultados han sido buenos pues, por ejemplo, algunos campesinos ya aprovechan esta información para escoger el cultivo más adecuado a las condiciones climáticas pronosticadas (Orozco, 2000).

Aunque El Niño es un fenómeno importante, algunos estudios regionales en el nordeste de México han mostrado que no es el único factor que modula la variabilidad climática (Uribe, 2000). De hecho, en algunos casos ni siquiera es un factor importante de dicha modulación (Suárez *et al.*, 1999). Esto se debe a que El Niño no explica por sí mismo las anomalías de la lluvia en México, sino que afecta a los mecanismos que la producen. Estos mecanismos son (Magaña, 1999a):

- i. La Zona Intertropical de Convergencia (ZITC)
- ii. El Monzón Mexicano
- iii. Las Ondas del Este
- iv. Huracanes en el Océano Pacífico del este, Mar Caribe y Golfo de México

La importancia de cada uno de estos mecanismos se debe apreciar localmente. Por ejemplo, el efecto de las Ondas del Este es mayor en la costa este de México (por tratarse de perturbaciones originadas en el Océano Atlántico Oriental Tropical que viajan al este, hacia el Mar Caribe), pues la extensión de su impacto en nuestro país está fuertemente limitada por la Sierra Madre Oriental. De hecho, la compleja orografía del país es uno de los principales factores responsables de las diferencias en los patrones de lluvia a escala regional.

En la costa sudoeste de México, desde Oaxaca hasta Sinaloa, las Ondas del Este, la ZITC y los huracanes son los principales generadores de lluvia. En este estudio se muestra la preponderancia de la ZITC como moduladora del clima en la costa sudoeste de México, y se establece un esquema de diagnóstico y pronóstico de la fecha de inicio de la temporada de lluvias en dicha costa, con base en la intensidad y ubicación de la ZITC. Para ello es necesario analizar la dinámica que modula las variaciones en la posición de la ZITC, como cuando ocurre El Niño, y cómo afectan esas variaciones el inicio de la temporada de lluvias.

1.2. El inicio de la temporada de lluvias

Una de las principales características de la lluvia en México es su carácter monzónico. Aunque hay diferencias regionales, generalmente se considera que la temporada de lluvias ocurre entre mayo y octubre, pues el resto del año la lluvia es normalmente poca. El elemento más importante en las lluvias de la costa sudoeste de nuestro país es la migración latitudinal de la ZITC en el Océano Pacífico del Este. La migración de la ZITC hacia el norte, durante verano, coincide con el inicio de la temporada de lluvias en la costa sudoeste de México. Con base en dicha relación, se trata de establecer un esquema de diagnóstico y pronóstico del inicio de la temporada de lluvias.

Higgins *et al.* (1999) definió una climatología de la fecha de inicio de la temporada de lluvias en la costa sudoeste de México. Según dicho estudio, la estación lluviosa inicia el 5 de junio en el estado de Oaxaca. Posteriormente, la estación de lluvias se propaga hacia el noroeste, sobre la costa, y llega por último al extremo norte de Sonora alrededor del 29 de junio (Fig. 1). Si suponemos que este patrón de propagación se mantiene, es posible determinar, mediante un pronóstico estadístico, el inicio de las lluvias para todas las estaciones sobre la costa, partiendo del pronóstico de una sola estación, como Puerto Angel, Oax.

Es importante notar que Higgins *et al.* define el inicio de la temporada de lluvias en Oaxaca como el primer día con lluvia mayor a 9mm. Sin embargo, es mejor definir la fecha de inicio como el primer día del periodo de transición de lluvias invernales a lluvias estivales y no como el primer día en que se presentan los valores máximos de lluvia, como hace Higgins *et al.*, pues la lluvia en periodos de transición largos puede ser también muy

importante. Por lo cual, el inicio puede definirse como la fecha correspondiente a la primera de cinco pentadas en las que al menos tres, incluyendo la primera, presentan lluvias mayores a 3.5mm/día. Bajo este criterio, se concluye que el inicio de la temporada de lluvias se presenta climáticamente la cuarta semana de mayo en Puerto Angel (aproximadamente diez días antes de la fecha propuesta por Higgins *et al.*, Fig.1).

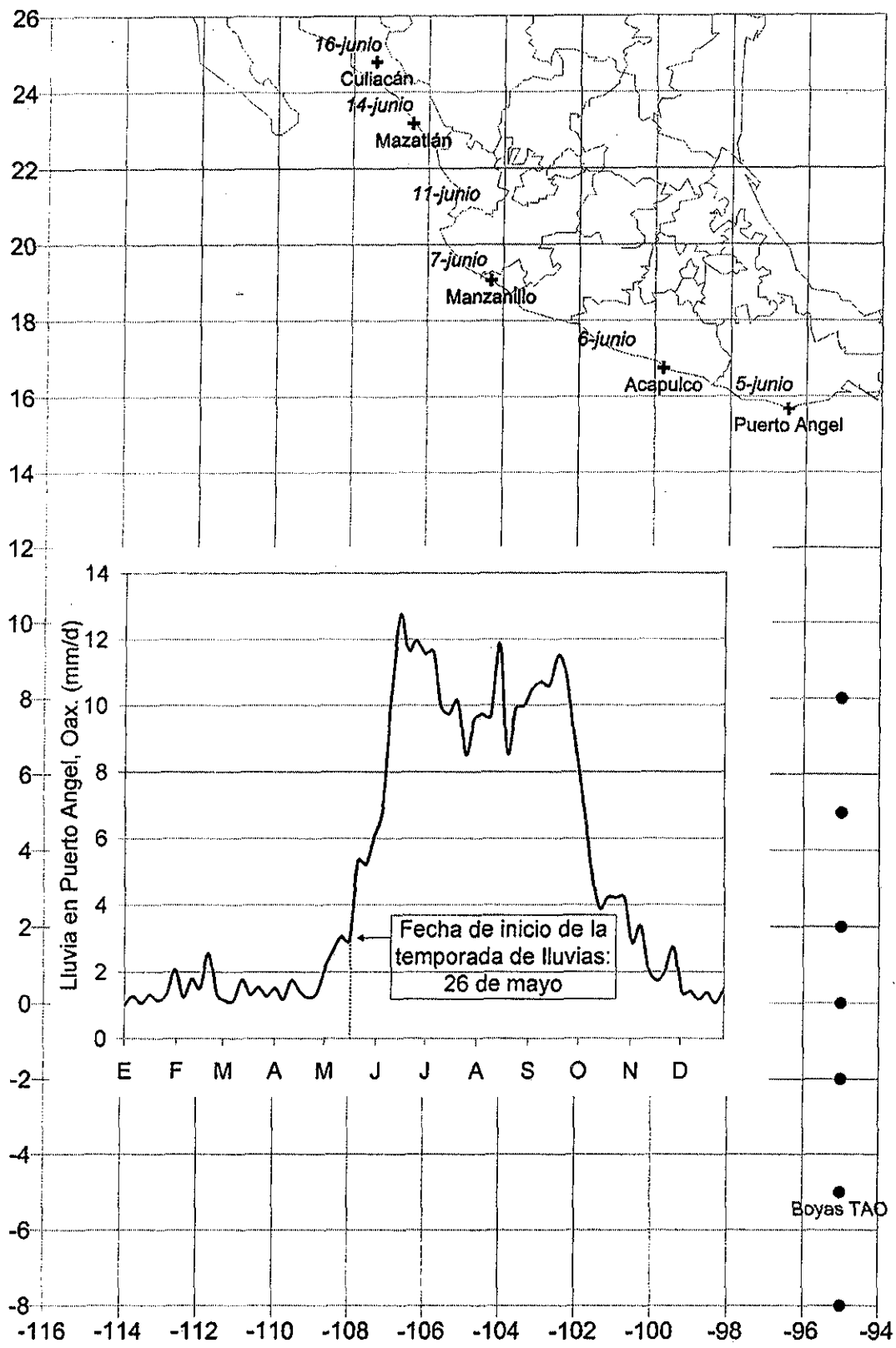


Figura 1. Estaciones meteorológicas de la *Base de Datos de Información Sinóptica*, arreglo de boyas TAO a 95°W y ciclo anual de la lluvia en Puerto Angel. Se indica la fecha de inicio de la temporada de lluvias a lo largo de la costa sudoeste de México (Higgins *et al.*, 1999; ver texto).

1.3. Dinámica de la Zona Intertropical de Convergencia (ZITC)

De todos los fenómenos que caracterizan la región tropical, quien manifiesta más vívidamente la interacción entre hemisferios es la ZITC. La ZITC constituye la rama ascendente de la celda de Hadley. Además, el mínimo de presión en superficie, la convergencia de viento y el transporte de humedad, asociados a convección, nubosidad y precipitación intensas, son frecuentemente referidos en la definición del ecuador meteorológico. El calor latente liberado en dichos sistemas convectivos vuelve a la ZITC una componente crítica en el balance atmosférico de energía (Simpson, 1958). La nubosidad asociada a estos sistemas constituye una importante contribución al albedo planetario. Por lo tanto, la posición, estructura y migración de la ZITC son factores muy importantes en la definición y el análisis del clima a escala global.

Cabe mencionar que la ZITC rara vez aparece sobre los océanos como una banda continua de nubosidad intensa. Generalmente, está compuesta de grupos de nubes, con escalas de cientos de kilómetros, separados por regiones con cielos relativamente despejados (Schubert, 1992. A pesar de lo anterior, en este estudio se considera la posición de la ZITC como el promedio zonal en el Océano Pacífico del Este de la latitud en que se encuentra el máximo de agua precipitable.). Además, la ZITC, en la mayoría de las ocasiones, no se encuentra sobre el ecuador geográfico y su posición e intensidad son variables en espacio y tiempo (Waliser *et al.*, 1993).

El valor mínimo de presión en superficie y los valores máximos de temperatura en la superficie del mar (TSM) y de convección asociados a la ZITC no se encuentran superpuestos. Hastenrath (1988) señala que hay una confusión al creer que todas estas

características, frecuentemente referidas como la ZITC, son de escala similar y están necesariamente sobrepuestas. Cuidadosos análisis regionales (Ramage, 1974) han mostrado que la superposición no existe, pues las escalas laterales de convergencia, nubosidad y convección son mucho más pequeñas que las escalas de presión de superficie y de TSM. Si el máximo de convección estuviera asociado simplemente al máximo de TSM, ¿cómo podría ser mantenido su valor extremo en una región de mínima insolación? La pregunta primordial es entonces, ¿por qué los máximos de convección y de precipitación residen en una posición particular con respecto a la distribución de presión en superficie y de TSM?

Al respecto, Tomas y Webster (1997) sugieren que existen dos modos de organización de la convección tropical. En el primero, cuando el gradiente meridional de presión es fuerte, no existe una superposición entre el mínimo en la presión de superficie, el máximo en la TSM y la convección o convergencia. En el segundo, cuando dicho gradiente es débil, la superposición entre la convección, el máximo de TSM y el mínimo en la presión de superficie es observada con más frecuencia. Lo anterior indica que algún mecanismo actúa para incrementar la fuerza o eficiencia de la convección en regiones fuera del ecuador, compensando las débiles TSM presentes.

La hipótesis de Tomas y Webster (1997) es revisada posteriormente mediante el desarrollo de un modelo zonalmente simétrico de la capa límite (Tomas *et al.*, 1999; en el Apéndice (apartado 7.6) se ha incluido un análisis detallado de las implicaciones de esta evaluación). Un análisis de la versión lineal de dicho modelo indica que aunque el flujo observado en estas regiones satisface el criterio de la parcela para inestabilidad, no satisface el criterio de

estabilidad lineal, debido a la influencia estabilizadora de la disipación y la escala vertical. De hecho, una cortante de viento zonal más grande que la observada es necesaria para la inestabilidad lineal. De cualquier manera, se observa que cuando el criterio de la parcela se cumple, uno de los términos no lineales que fue despreciado en el análisis lineal puede tener una importante influencia en el flujo. En dicha revisión, varios experimentos son realizados integrando completamente el modelo no lineal para probar si las distribuciones de vorticidad, viento y convergencia observadas son bien simuladas. Así, se encuentra que varias de las simulaciones llegan a un estado estacionario que refleja las observaciones hechas por Tomas y Webster (1997). Sin embargo, la respuesta del viento meridional a la intensidad del gradiente de presión es cuasilineal para valores pequeños y grandes del forzante, pero altamente no lineal para los valores intermedios. Se sugiere que esta respuesta no lineal puede jugar algún papel en el establecimiento repentino de las circulaciones monzónicas.

A pesar de que la hipótesis de Tomas y Webster (1997) carece de una consideración no lineal, que reflejaría mejor las observaciones hechas por Tomas *et al.* (1999), se considera que puede cubrir las necesidades de este estudio. Por lo cual, el esquema de inicio de la temporada de lluvias planteado en el capítulo 2 está basado en dicha hipótesis.

1.4. La posición de la ZITC

A pesar de la importancia de la ZITC, existe poco consenso acerca de su origen y el mecanismo que define su localización. Al respecto, existen dos clases principales de hipótesis. En la primera, la posición de la convección ecuatorial es determinada casi

exclusivamente por la distribución de la TSM (Manabe, 1969). La segunda clase de hipótesis se basa en la dinámica de las perturbaciones cerca del ecuador (Charney, 1971).

Una tercera hipótesis, en la que se basa este estudio, es la propuesta por Tomas y Webster (1997), que estudia el mecanismo que define la localización e intensidad de la ZITC. Esta hipótesis supone circulaciones resultantes de la inestabilidad inercial del flujo en bajos niveles que es generada por el desplazamiento del contorno de vorticidad absoluta (η) nula por intensos gradientes transecuatoriales de presión.

En las observaciones existen varios antecedentes que dan sustento a la hipótesis de Tomas y Webster (1997). Un ejemplo es el estudio realizado por Krishnamurti *et al.* (1983) sobre el flujo de bajos niveles en la región del Monzón Índico. Mediante un modelo de alta resolución, área limitada y capa límite planetaria, forzado por los campos de presión observados, Krishnamurti encuentra que la capa límite está en balance geostrofico al norte de la ZITC y en balance advectivo (parcelas acelerándose) al sur de ésta. Otro antecedente existe en el experimento BALSAMINA. Reverdin y Sommeria (1981) analizaron las trayectorias de globos a la altura de 1km sobre el Mar Árabe, y encontraron que los globos experimentaban una componente de la aceleración que se oponía al movimiento cuando se ubicaban al sur del ecuador. Esta componente de la aceleración se invertía y apuntaba en la dirección de la trayectoria del globo después de cruzar el ecuador. Krishnamurti *et al.* (1983) notó que “justamente al norte del ecuador el flujo es acelerado, con poca dificultad, hacia el mínimo de presión...”.

Retomando la hipótesis de Tomas y Webster (1997), el análisis de vientos en la región oeste del Océano Índico en verano muestra que el contorno de vorticidad absoluta nula en la tropósfera baja se encuentra al norte del ecuador. Lo cual implica que el flujo es inercialmente inestable. Tomas y Webster observan que (Fig. 2):

- i. En medio de los océanos, lejos de las masas continentales y de las regiones monzónicas, la vaguada ecuatorial (mínimo de presión en superficie) y los máximos de convección y TSM aparecen superpuestos cuando hay un gradiente transecuatorial de presión en superficie débil o nulo (Océano Pacífico Ecuatorial del Oeste en Fig. 2).
- ii. En las regiones monzónicas, el gradiente transecuatorial de presión en superficie es intenso gracias a la distribución de la TSM y al calentamiento diferenciado entre océano y continente. Ahí, la convección está localizada en el hemisferio en que se encuentra el mínimo en la presión de superficie; y la convección no está colocada sobre dicho mínimo sino entre el ecuador y él (Océano Pacífico Ecuatorial del Este en Fig. 2).
- iii. Los máximos de convección y de TSM no están superpuestos a menos que la convección sea débil (Fig. 2).

Estas relaciones son retomadas en el planteamiento de la hipótesis propuesta para pronosticar el inicio de la temporada de lluvias (Capítulo 2).

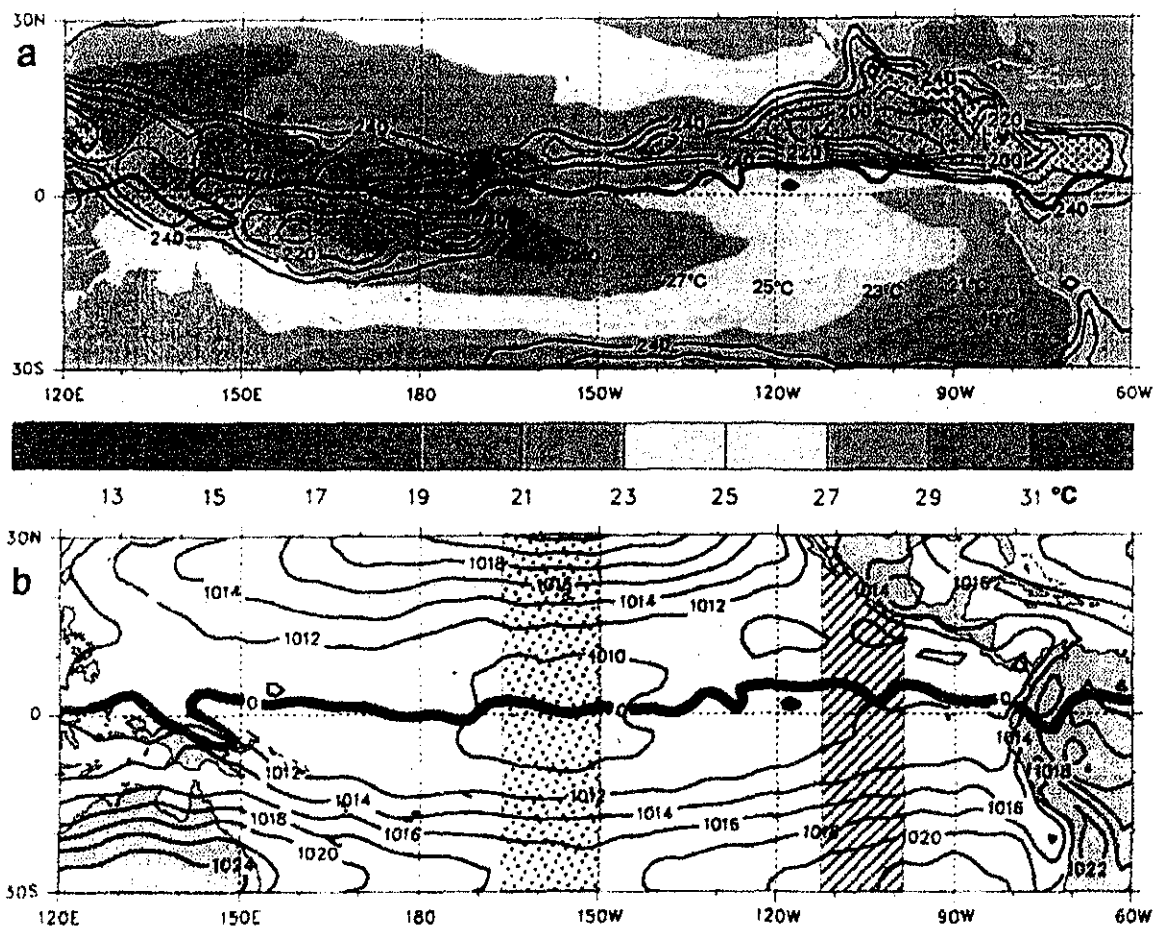


Figura 2. Distribuciones de (a) la radiación saliente de onda larga (ROL; $W m^{-2}$), de la TSM ($^{\circ}C$) en contornos sombreados, y (b) de la presión en superficie (mb) en el Océano Pacífico durante julio de 1992. Las áreas sombreadas en (a) denotan $ROL < 220 W m^{-2}$ y sólo son mostradas las áreas con convección profunda ($ROL < 240 W m^{-2}$). Las áreas punteadas en (b) indican un gradiente transecuatorial de presión débil; las áreas rayadas, un gradiente fuerte. Las líneas negras gruesas indican, en ambas figuras, el contorno de vorticidad absoluta nula en superficie (figura tomada de Tomas y Webster, 1997).

1.5. Objetivos

El objetivo de este estudio es establecer un esquema de diagnóstico y pronóstico de la fecha de inicio de la temporada de lluvias en la costa sudoeste de México con base en la intensidad y ubicación de la ZITC. Para ello es necesario analizar la dinámica que controla

las variaciones de la ZITC y el efecto de dichas variaciones en el inicio de la temporada de lluvias.

En el capítulo 2 se presenta la posible secuencia de eventos responsables del inicio de la temporada de lluvias con base en la hipótesis sobre la migración de la ZITC propuesta por Tomas y Webster (1997). En el capítulo 3 se da cuenta de las fuentes de datos empleadas en este estudio. En el capítulo 4 se revisan las observaciones en la costa y en el Océano Pacífico Ecuatorial del Este para corroborar la existencia de la sucesión de eventos propuesta en la hipótesis. Además, se trata de explicar la variabilidad inter e intranual de la lluvia y de la fecha de inicio de la temporada con base en la teoría de inestabilidad inercial mediante el análisis de El Niño y la Canícula, respectivamente, para corroborar la efectividad de dicha teoría. En el capítulo 5 se revisa detalladamente la variabilidad intranual de la sucesión de eventos propuesta y, de acuerdo con ese análisis, se propone un esquema de pronóstico del inicio de la temporada de lluvias. También se revisan algunos pormenores del esquema de pronóstico y se establece un criterio que permita evaluarlo. Al final se incluye un apéndice que da cuenta detalladamente de la definición e implicaciones de la inestabilidad inercial mediante el análisis de las ecuaciones correspondientes.

2. Hipótesis

La ZITC aparece fuera del ecuador en regiones de gradientes transecuatoriales de presión y de TSM intensos, localizándose hacia el polo del contorno de vorticidad absoluta cero, que también se encuentra fuera del ecuador (Tomas y Webster, 1997). Cuando el contorno de vorticidad absoluta nula se encuentra fuera del ecuador, se tiene la condición necesaria para inestabilidad inercial. Se propone que esta forma de inestabilidad es la responsable de la migración de la ZITC.

2.1. Teoría de la Inestabilidad Inercial y su relación con la ZITC

El concepto de inestabilidad inercial surge a partir del concepto de inestabilidad simétrica. Solberg (1936) hace uso del método de la parcela, de manera que la inestabilidad simétrica es vista como el resultado de dos fuerzas que son prácticamente perpendiculares entre sí. Una que actúa en dirección horizontal: la fuerza resultante de las fuerzas del gradiente de presión y de Coriolis; y la otra, en dirección vertical: la fuerza resultante de las fuerzas de gravedad y de gradiente vertical de presión, que define la fuerza de flotabilidad. El criterio para definir la inestabilidad simétrica es el siguiente:

Si la vorticidad absoluta del flujo tiene signo opuesto a la componente planetaria de la vorticidad local (vorticidad absoluta localmente anticiclónica) en una superficie isentrópica, el flujo es simétricamente inestable.

En la troposfera tropical baja la variación de la temperatura potencial en una superficie de presión constante es pequeña en escalas espaciales grandes (miles de kilómetros). Por ello,

las superficies isentrópicas son prácticamente paralelas a las superficies isobáricas en latitudes bajas (Tomas y Webster, 1994). Por lo tanto, para movimientos a lo largo de superficies de temperatura potencial constante, la fuerza de flotabilidad es cero y la inestabilidad simétrica se reduce a la inestabilidad inercial.

El criterio de inestabilidad inercial es el siguiente: si la vorticidad absoluta del flujo tiene signo opuesto al componente planetario local de la vorticidad (vorticidad absoluta localmente anticiclónica) en una superficie de presión, el flujo es inercialmente inestable. Por lo cual, la similitud de las superficies isobáricas e isentrópicas en la cercanía del ecuador hace innecesaria la interpolación de datos en superficies isobáricas a datos en superficies isentrópicas. De esta manera, se evita la introducción de errores asociados a dicha interpolación.

El criterio de inestabilidad inercial puede ser aplicado a regiones como el Océano Pacífico del Este cuando el gradiente de presión es intenso y la vorticidad local es anticiclónica. La figura 3 esquematiza esta situación durante verano. Las letras *C*, *P* y *R* representan respectivamente las componentes meridionales de las fuerzas de Coriolis, gradiente de presión y la resultante de estas dos fuerzas. Como el contorno de vorticidad absoluta nula ($\eta=0$) se encuentra fuera del ecuador, la atmósfera es inercialmente inestable entre el ecuador y ese contorno.

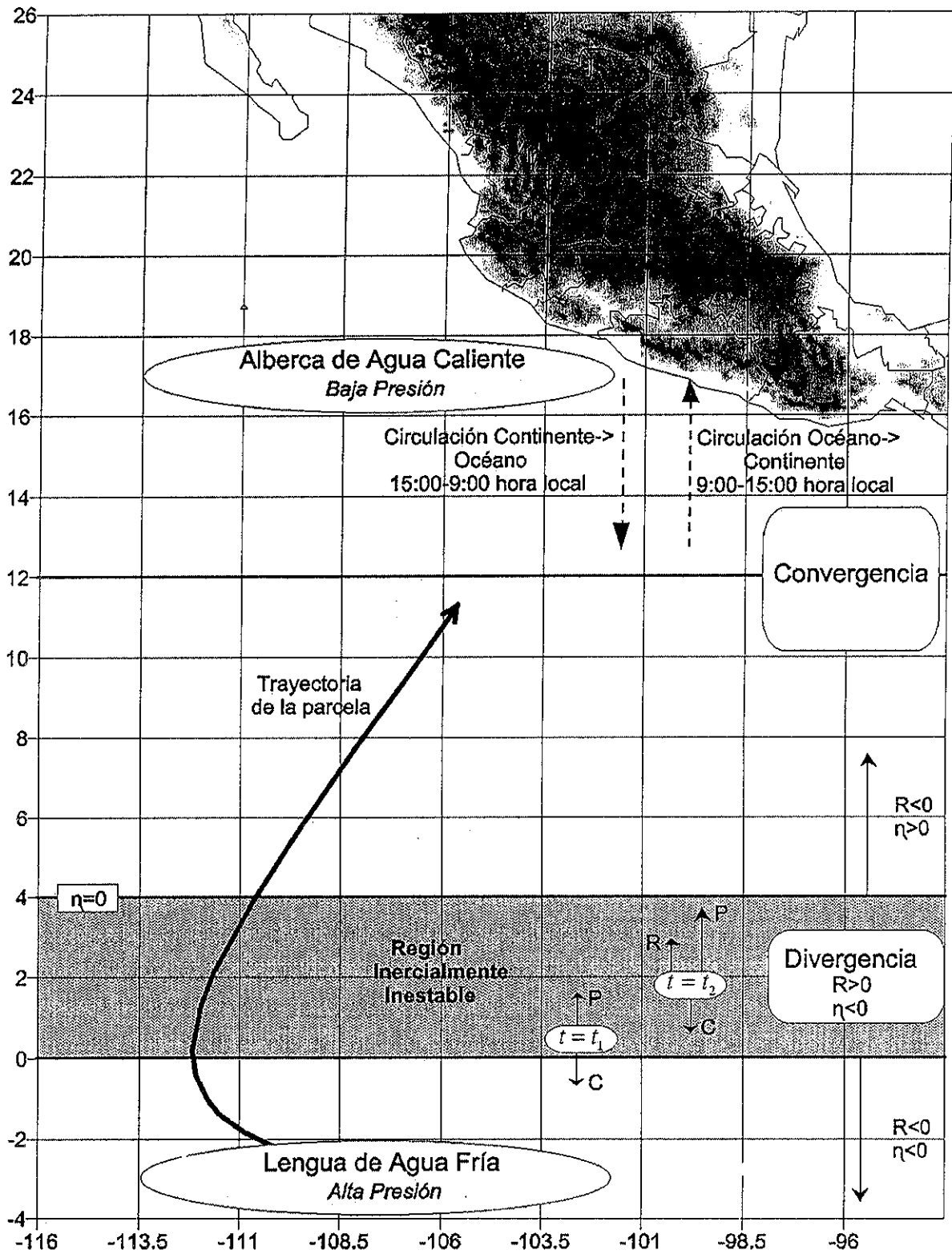


Figura 3. Esquema sobre los procesos responsables de la posición de la ZITC. Las letras C, P y R representan respectivamente las componentes meridionales de las fuerzas de Coriolis, gradiente de presión y la resultante de estas dos fuerzas. También se muestra la región afectada por una posible circulación océano-continente.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

Considérese una parcela en balance geostrófico, al tiempo $t = t_1$, que se encuentra localizada, justo al norte del ecuador, en una región donde $\eta < 0$. Cuando esta parcela es desplazada hacia el norte ($t = t_2$), la velocidad zonal cambia, pues la fuerza resultante ($R > 0$) acelera la parcela hacia el norte. De esta manera, cuando el contorno de vorticidad absoluta cero se encuentra fuera del ecuador durante verano, el viento es acelerado, en dirección del desplazamiento, en la región que se encuentra entre el ecuador y el contorno de vorticidad absoluta cero (el análisis completo de esta situación se realiza y fundamenta detalladamente en el apéndice (Capítulo 7)).

Si lo anterior se cumple en el Océano Pacífico del Este, la señal de estos procesos será evidente en el campo de la divergencia de viento. Así, deberá existir divergencia al sur del contorno de vorticidad absoluta cero; y, convergencia, asociada a la convección de la ZITC, al norte del contorno. Por lo tanto, la magnitud de la inestabilidad inercial es proporcional a la intensidad de la convección en la ZITC y a su latitud. Es decir, mientras mayor es la inestabilidad inercial, la ZITC tiende a encontrarse más hacia el norte. Bajo estos fundamentos, se establece a continuación una hipótesis sobre los procesos responsables de la migración de la ZITC, y la asociación de ésta con las lluvias en la costa sudoeste de México.

2.2. Procesos previos al Inicio de la Temporada de Lluvias

Se propone la siguiente sucesión de procesos, ilustrada por la figura 3, con base en el esquema iniciado en el apartado anterior:

- i. *Advección transecuatorial de vorticidad absoluta.* El gradiente transecuatorial de presión de gran escala debe ser lo suficientemente fuerte para producir un campo divergente de vientos que advecite vorticidad absoluta a través del ecuador.
- ii. *Estado inercialmente inestable.* La advección de vorticidad absoluta a través del ecuador hace que la atmósfera en el hemisferio norte sea inercialmente inestable, pues genera vorticidad absoluta ciclónica local.
- iii. *Circulación secundaria reforzante.* Para relajar la inestabilidad inercial, se forma un dipolo de convergencia–divergencia en la vecindad del contorno de vorticidad absoluta nula que produce vorticidad ciclónica para compensar la advección local de vorticidad anticiclónica. Este dipolo intensifica la convección, pues la convergencia (divergencia) local requiere movimiento ascendente (descendente) para cumplir la ley de conservación de masa.
- iv. *Inestabilidad termodinámica condicional.* Si la atmósfera es condicionalmente inestable, la velocidad vertical asociada con la convergencia permite el desarrollo de convección profunda ($ROL < 240Wm^{-2}$). El estado de estabilidad o inestabilidad convectiva local de la atmósfera depende de su estructura y de la magnitud de la TSM en la región subyacente (Fig. 4).
- v. *Inicio de la Temporada de Lluvias en la costa sudoeste de México.* Si el gradiente meridional de presión es intenso, también la inestabilidad inercial. Entonces, la ZITC es forzada a moverse hacia el norte. Así, se encuentra más cerca de la costa sudoeste de México; e incluso, sobre ella, promoviendo una mejor temporada de lluvias con su intensa convección y humedad. Se propone que el viento del sur generado por la inestabilidad inercial también promueve una mejor temporada de lluvias mediante el transporte de humedad asociada a la ZITC o la intensificación

de una circulación océano–continente en la costa sudoeste de México. Esta circulación eventualmente se encuentra con la Sierra Madre Occidental y asciende su ladera norte en caso de que la atmósfera sea condicionalmente inestable. Así, las parcelas de aire se enfrían, el agua se condensa y llueve, reforzando la componente de la lluvia orográfica.

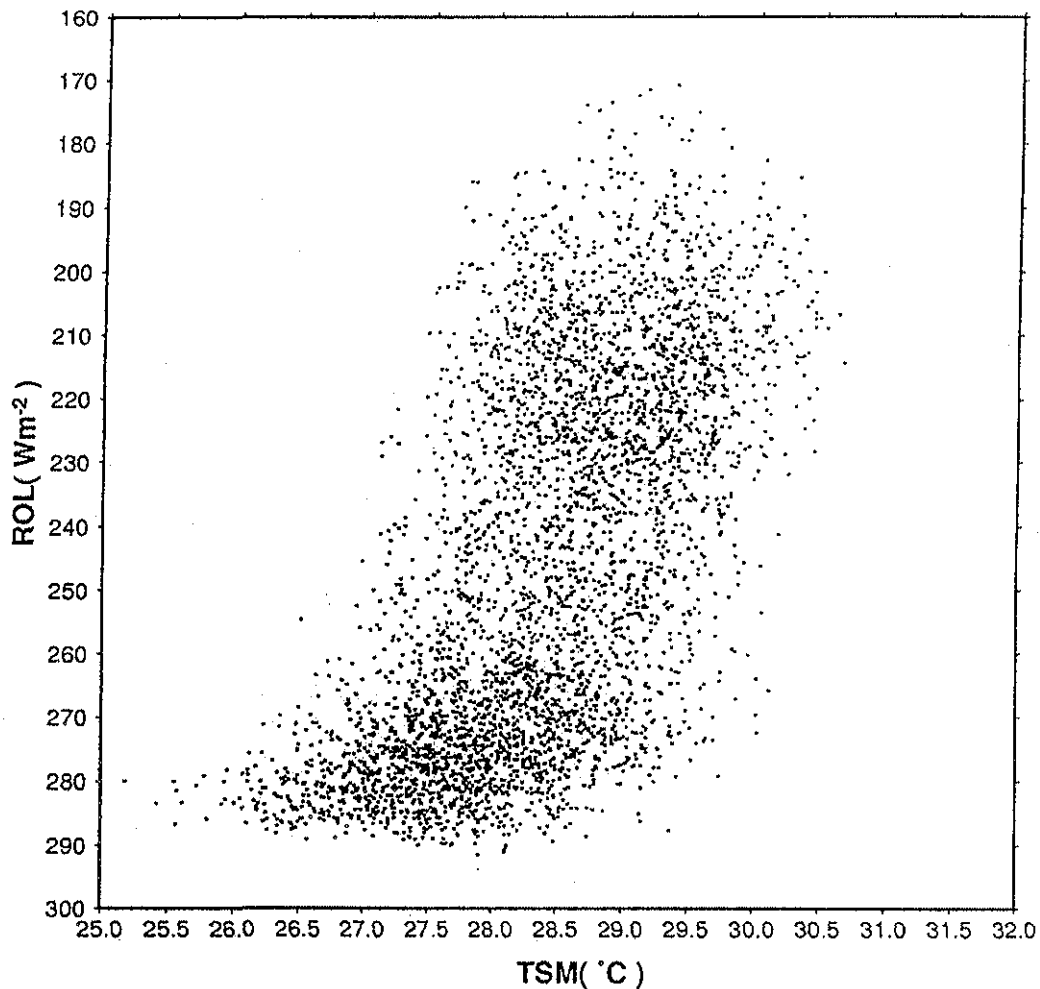


Figura 4. Diagrama de dispersión de TSM contra ROL para el Océano Pacífico Ecuatorial del Este (-30°N a 30°S), construido con medias mensuales de 1974 a 1997 (tomado de Medina, 1999).

Se considera necesario distinguir entre (iv) y (v) porque la lluvia en la costa sudoeste de México no siempre es provocada directamente por la convección asociada a la ZITC. En

realidad, la ZITC puede favorecer también la lluvia por su migración hacia el norte porque intensifica la circulación océano–continente e implica una mayor cantidad de humedad.

Como se puede apreciar, las dos primeras partes del proceso propuesto se refieren a la formación de la inestabilidad inercial; mientras que los siguientes apartados, a su mitigación. Por lo cual, en el capítulo correspondiente a las observaciones e interpretación (Capítulo 4) se revisan en ese orden los procesos involucrados.

Aunque la ZITC rara vez aparece como una banda zonal continua, en este estudio mencionamos constantemente la latitud de la ZITC. Dicho valor ha sido definido como el promedio zonal en el Océano Pacífico del Este de la latitud en que se encuentra el máximo de agua precipitable. Este valor, si no exacto, es representativo de la latitud en que se encuentra la ZITC. Al final de cuentas, el interés principal es saber si la ZITC se encuentra más, o menos, cerca de lo normal de la costa para favorecer su temporada de lluvias.

3. Datos

Los datos utilizados en esta investigación incluyen arreglos matriciales y datos puntuales. Mientras estos últimos están constituidos por estaciones meteorológicas, los arreglos matriciales están constituidos por datos de reanálisis, que tienen poca resolución espacial y temporal (Tabla 1). Estos arreglos se emplearon para obtener los resultados generales que posteriormente constituyen la base para del análisis regional.

Los datos de reanálisis (Tabla 1) incluyen datos de las bases de datos *DAO 4D Assimilation Pentad Subset* (http://daac.gsfc.nasa.gov/CAMPAIGN_DOCS/SIESIP/dao_pentads.html) y los análisis de Reynolds de TSM (*Reynolds SST Analysis*; Reynolds *et al.*, 1994; http://podaac.jpl.nasa.gov/pub/sea_surface_temperature/reynolds/oisst/doc/oisst.html). De la primera base se incluyeron datos de viento, agua precipitable, lluvia y presión. El periodo estudiado con estas bases de datos abarca desde marzo de 1980 a noviembre de 1993. Como el análisis general se realiza en pentadas, es necesario interpolar linealmente los datos de Reynolds para generar datos con la misma resolución temporal.

Para el análisis regional se utiliza la *Base de datos de Información Sinóptica* editada por el Instituto Mexicano de Tecnología del Agua (IMTA), de donde se toman datos de algunas estaciones a lo largo de la costa sudoeste de México. Dicha base nos permite conocer las variables necesarias para calcular el agua precipitable, que es la variable central de humedad en este trabajo. También se requirió incluir los datos de una boya (95°W, 8°N; Fig. 1) del *Arreglo de Boyas TAO/TRITRON* (Tabla 2; McPhaden, 1998; http://www.pmel.noaa.gov/tao/data_deliv/deliv.html) para revisar con mediciones el estado del Océano Pacífico Ecuatorial del Este. Sin embargo, es necesario añadir una variable para

calcular el agua precipitable partiendo de estos datos, por lo cual se incluyeron los datos de presión de la base del *NCEP/NCAR Reanalysis Project* (Tabla 1; Kalnay *et al.*, 1996; <http://ingrid.ldeo.columbia.edu/SOURCES/NOAA/NCEP-NCAR/CDAS-1/DAILY/Intrinsic/MSL/pressure/>). El periodo estudiado a partir de este segundo grupo de variables abarca desde 1992 a 1999.

Cabe mencionar que se trató de realizar este estudio regional a partir solamente de mediciones, pero hizo falta una variable adicional para calcular el agua precipitable. Esta variable adicional no se encontró en las mediciones en ese momento. Por lo cual, fue necesario incluir datos de presión de reanálisis. Sin embargo, desde hace aproximadamente dos meses, el Arreglo de Boyas TAO/TRITON reporta datos de presión en superficie, que parten de finales del año 2000. Estas mediciones podrían sustituir los datos de reanálisis. Así, los datos empleados en estudios similares o pronósticos estarían conformados completamente por mediciones.

Tabla 1. Bases de datos creadas por modelos mediante la asimilación de observaciones.

Base de datos	Resolución			Periodo	Variables
	<i>x</i>	<i>y</i>	<i>t</i>	Reportado	
<i>DAO 4D Assimilation</i> <i>Pentad Subset</i>	2.5°	2.0°	5d	marzo 1980– noviembre 1993	Viento, humedad relativa, lluvia y presión
<i>Reynolds SST Analysis</i>	1°	1°	7d	noviembre 1980–a la fecha	TSM
<i>NCEP/NCAR Reanalysis</i> <i>Project</i>	2.5°	2.5°	1d	enero 1948–a la fecha	Presión en superficie

En el estudio de la inestabilidad inercial, las variables más importantes incluyen los gradientes transecuatoriales de TSM y de presión atmosférica en superficie. Aunque Tomas y Webster (1997) trabajan con gradientes estrictamente transecuatoriales (las diferencias entre 10°N y 10°S, y entre 20°N y 20°S), en este estudio se utiliza, en cambio, el gradiente meridional en el hemisferio norte (la diferencia entre 10°N y 2°N), pues la diferencia entre ambos gradientes es prácticamente despreciable, dada la manifestación a gran escala de los gradientes de presión y de TSM (ver figuras 5a y 5b).

Tabla 2. Estaciones Meteorológicas.

Base de datos	Resolución	Periodo	Variables
	<i>t</i>		
Base de Datos de Información Sinóptica	3h	1973–1999	Viento, lluvia, presión, temperatura y temperatura del punto de rocío
Arreglo de boyas <i>TAO/TRITON</i>	1d	1992–a la fecha	Viento, lluvia, humedad relativa, temperatura y TSM

4. Observaciones e Interpretación: Relaciones de Diagnóstico

4.1. Formación de la Inestabilidad Inercial

En este apartado se revisan los procesos responsables de la inestabilidad inercial planteados en la hipótesis. Se inicia mediante el análisis de los ciclos anuales de los campos de TSM y de presión en el Océano Pacífico del Este, pues, como se propone en la hipótesis, son, en ese orden, los responsables de las condiciones que establecen la inestabilidad inercial.

Durante los primeros meses del año, los ciclos anuales de la TSM (Fig. 5a) y de presión en superficie (Fig. 5b) se muestran aproximadamente simétricos con respecto al ecuador, es decir, los gradientes transecuatoriales son prácticamente nulos. Sin embargo, los valores de la TSM en la costa sudoeste de México aumentan desde principios de abril debido a la formación de la Alberca de Agua Caliente. La formación de la Lengua de Agua Fría en el Océano Pacífico Ecuatorial del Este también intensifica el gradiente meridional de TSM y se extiende hacia el sur, abarcando cada vez una mayor extensión. De esta manera, la diferencia meridional de TSM entre 15°N y 15°S de latitud alcanza su valor máximo en septiembre con 4.5°C.

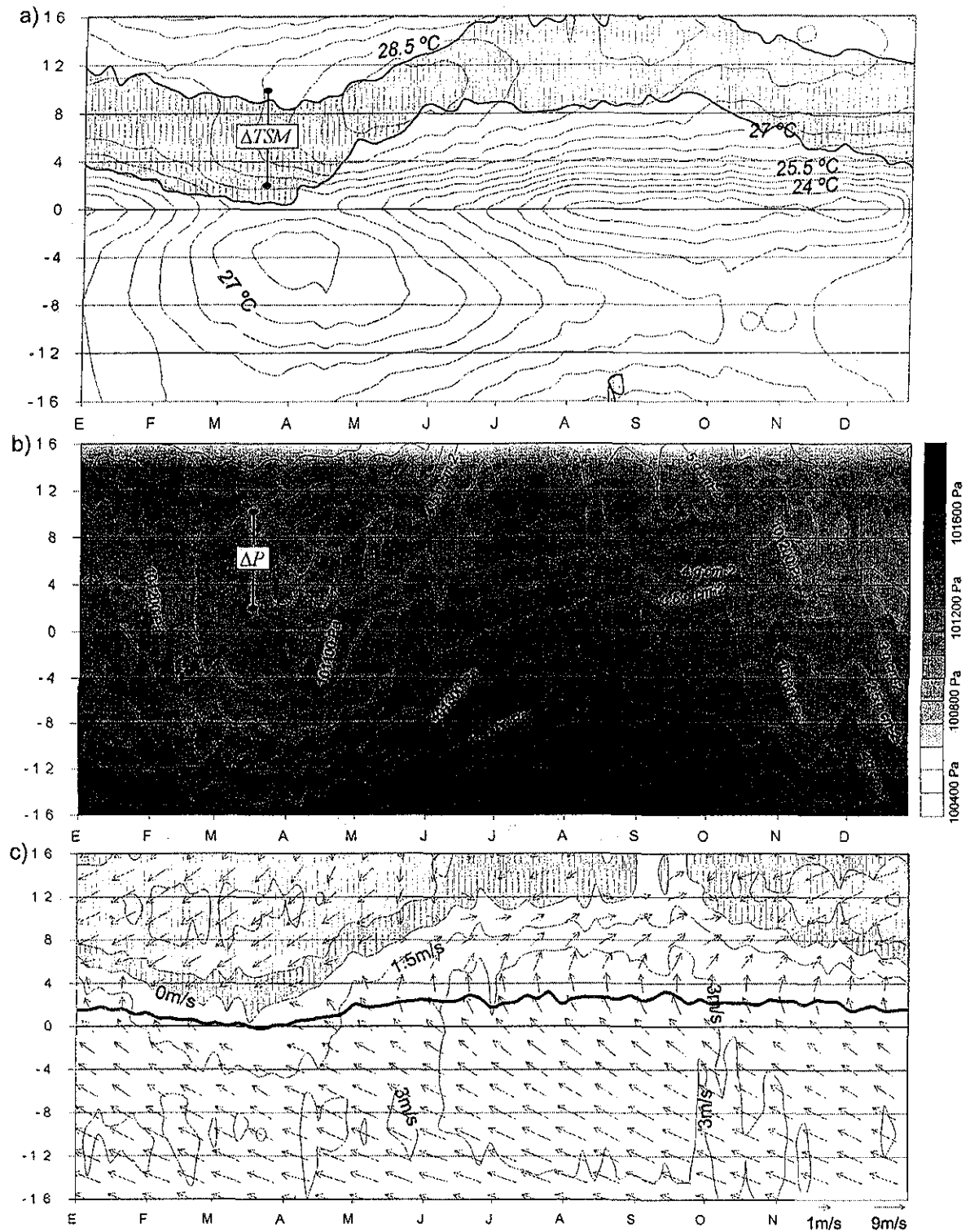


Figura 5. Ciclo anual promedio a lo largo del Océano Pacífico Ecuatorial del Este (95°W) entre 16°S y 16°N de (a) TSM (contornos cada 0.5°C); (b) agua precipitable (contornos sombreados cada 0.5g/cm²) y presión en superficie (contornos sombreados cada 100Pa); y (c) viento en superficie. La zona punteada en (a) indica convergencia de viento. Los contornos en (c) indican los valores del viento meridional (contornos cada 1.5m/s); la zona sombreada, los valores negativos de esta variable; y la línea gruesa, la latitud donde la vorticidad absoluta es cero.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Se ha observado que el gradiente meridional de presión se genera por diferencias meridionales en la TSM aunque también puede contribuir a su desarrollo el calentamiento meridional diferenciado, por la presencia de océano y de continente en la misma longitud pero diferentes latitudes (Tomas y Webster, 1997). En el caso del Océano Pacífico Ecuatorial del Este se presentan ambos casos. Durante verano el contraste meridional de temperaturas es generado por la Alberca de Agua Caliente ($TSM > 28^{\circ}\text{C}$ alrededor de 14°N) y la Lengua de Agua Fría ($TSM < 24^{\circ}\text{C}$ en el ecuador), pero también existe calentamiento meridional diferenciado, pues las inercias térmicas del Océano Pacífico del Este y el continente mexicano son diferentes.

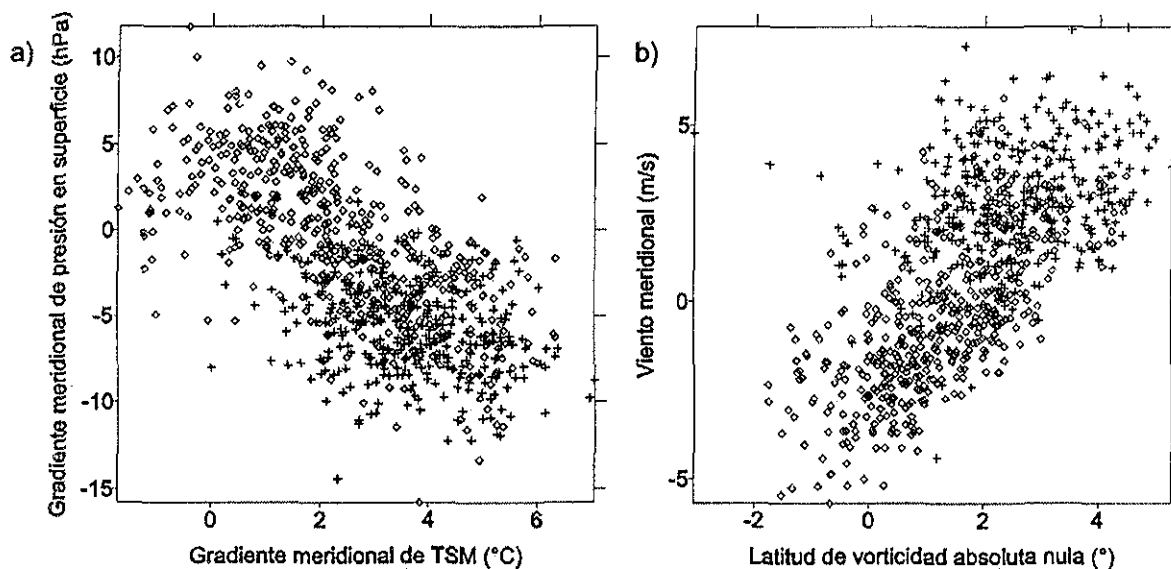


Figura 6. Diagramas de dispersión entre (a) el gradiente meridional de TSM y el gradiente meridional de presión en superficie; y (b) la latitud de la vorticidad absoluta nula y el viento meridional en el Océano Pacífico Ecuatorial del Este. Las cruces indican datos dentro de la temporada de lluvias; los diamantes, datos fuera de ella.

Respondiendo a la distribución de la TSM y al calentamiento diferencial entre el océano y el continente, el gradiente transecuatorial de presión comienza a aumentar a partir de mediados de abril. Aunque existe un desfase entre los cambios temporales de cada campo

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

que permite tener potencial de pronóstico, es posible observar una intensa relación simultánea entre el gradiente meridional de presión y el gradiente de TSM (Fig. 6a).

El gradiente meridional de presión genera un campo de vientos divergente (Fig. 5a y Fig. 5c). Los vientos son principalmente del sur y son responsables de la advección de vorticidad hacia el hemisferio norte (Tomas y Webster, 1997). De esta manera, el contorno de vorticidad absoluta nula (Fig. 5c) es desplazado hacia el norte, fuera del ecuador, es decir, se forma una región inercialmente inestable limitada por el ecuador y el contorno de vorticidad absoluta nula. Entre el ecuador y el contorno de vorticidad absoluta nula, el viento meridional es acelerado positivamente, pues la atmósfera es inercialmente inestable. Por ello, existe una relación directa entre el viento meridional y la latitud del contorno de vorticidad absoluta nula (Fig. 6b).

El viento meridional asociado a la región inercialmente inestable es positivo entre el ecuador y los 12°N (Fig. 5c). Al sur del contorno de viento meridional nulo, el gradiente meridional del viento meridional es relativamente fuerte. Esto se debe a que el contorno de viento meridional nulo tiene migraciones latitudinales continuas, siguiendo las fluctuaciones del contorno de vorticidad absoluta nula, que oscila con un periodo cuyo promedio es de 4.5 días en una región inercialmente inestable de aproximadamente 2500km de extensión latitudinal (Tomas y Webster, 1997).

Es importante mencionar que la Alberca de Agua Caliente, además de intensificar la magnitud del gradiente meridional de presión, podría jugar otro papel importante en la

inestabilidad condicional de la atmósfera, mediante flujos de calor latente y sensible. Así, facilitaría la formación de convección profunda (Webster, 1994).

4.2. Mitigación de la Inestabilidad Inercial

Con el objetivo de compensar la advección local de vorticidad anticiclónica se forma un dipolo de convergencia–divergencia de viento (Fig. 5a) que produce localmente vorticidad ciclónica. Por la ley de conservación de masa, cada uno de los polos constituye una rama de una circulación meridional secundaria: el polo de convergencia constituye la rama ascendente; y el de la divergencia, la descendente. La región de convergencia entre 8°N y 16°N (Fig. 5a) coincide con la ZITC, definida como la región con mayor cantidad de agua precipitable (Fig. 5b) por fines prácticos, pues el inicio de la temporada de lluvias, nuestro principal objetivo, requiere necesariamente de agua. Sin embargo, la ZITC también puede ser definida como la región donde la ROL es mínima o donde la convergencia es máxima. Al sur de esa región donde se presenta la convergencia existe divergencia más allá del ecuador (Fig. 5a; aunque en realidad, el máximo de divergencia, que constituye el extremo sur de la circulación secundaria, se encuentra cerca del ecuador, alrededor de los 5°S). Lo cual sugiere que la circulación secundaria asociada al dipolo de convergencia–divergencia es alimentada por humedad transportada desde el ecuador.

Como se ha mencionado anteriormente, es necesaria la existencia de inestabilidad termodinámica condicional para el desarrollo de la convección profunda asociada a la circulación secundaria. En el caso del Océano Pacífico Ecuatorial del Este, la inestabilidad de la atmósfera depende de los valores de TSM subyacentes. Un valor grande de TSM

(>28°C) favorece la inestabilidad condicional, pues disminuye la densidad de las parcelas cerca de la superficie y aumenta su tendencia a ascender, para luego enfriarse, condensar el agua que contienen y precipitarla.

Es importante considerar que no siempre la ZITC se encuentra sobre la costa sudoeste de México, y entonces la lluvia no es generada directamente por la intensa convección asociada a ella. Por lo tanto, existe otro mecanismo responsable de las lluvias sobre el continente, que es afectado por la intensidad y localización de la ZITC. El ciclo diurno de transporte de humedad en algunas estaciones sobre la costa sudoeste de México muestra que este mecanismo es una circulación océano–continente (Fig. 7a) presente durante las 15:00Z y 21:00Z (Hora del Meridiano de Greenwich), aproximadamente las 9 y 15 horas locales.

Durante ese periodo, el transporte de humedad desde la ZITC y el reforzamiento de la circulación océano-continente, llevados a cabo por los vientos del sur generados por la inestabilidad inercial, parecen propiciar la existencia de mayor humedad en la costa sudoeste de México (Fig. 7b). Dichos procesos podrían ser el origen de la lluvia orográfica observada en la ladera oeste de la Sierra Madre Occidental (Fig. 7c).

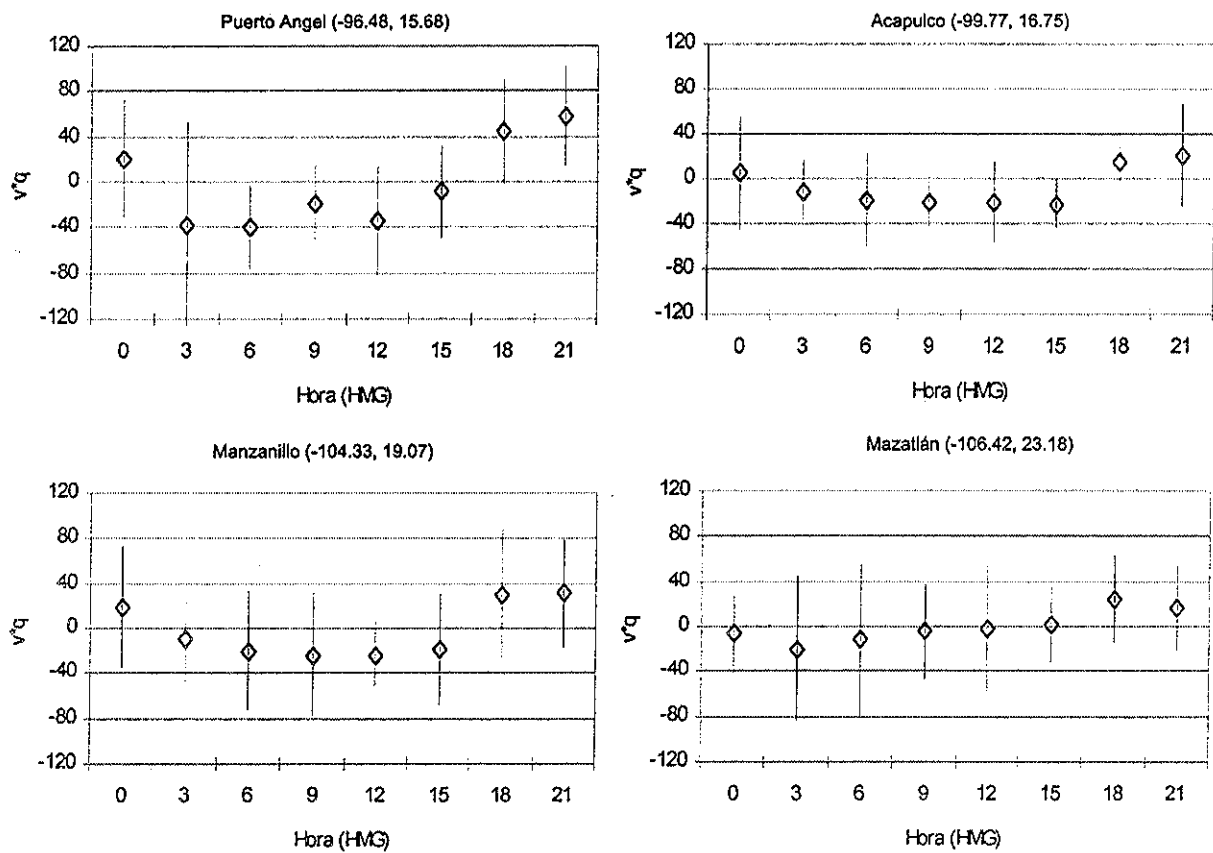


Figura 7a. Ciclo diario de transporte de humedad (v^*q) en algunas estaciones a lo largo de la costa sudoeste de México. La hora indicada en el eje horizontal es la hora del meridiano de Greenwich (HMG).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

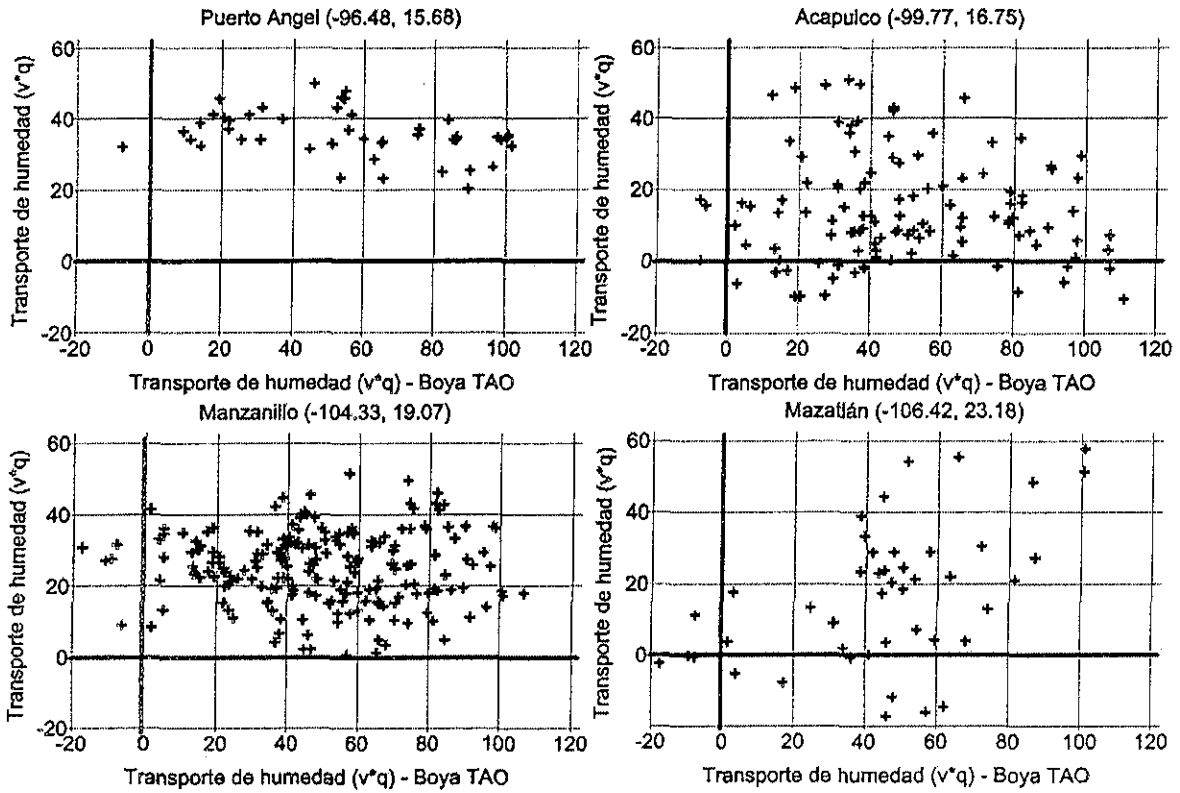


Figura 7b. Diagramas de dispersión entre el transporte de humedad (v^*q) en el punto 95°W y 8°N (boya TAO TRITON) y el transporte de humedad (v^*q) en algunas estaciones a lo largo de la costa sudoeste de México.

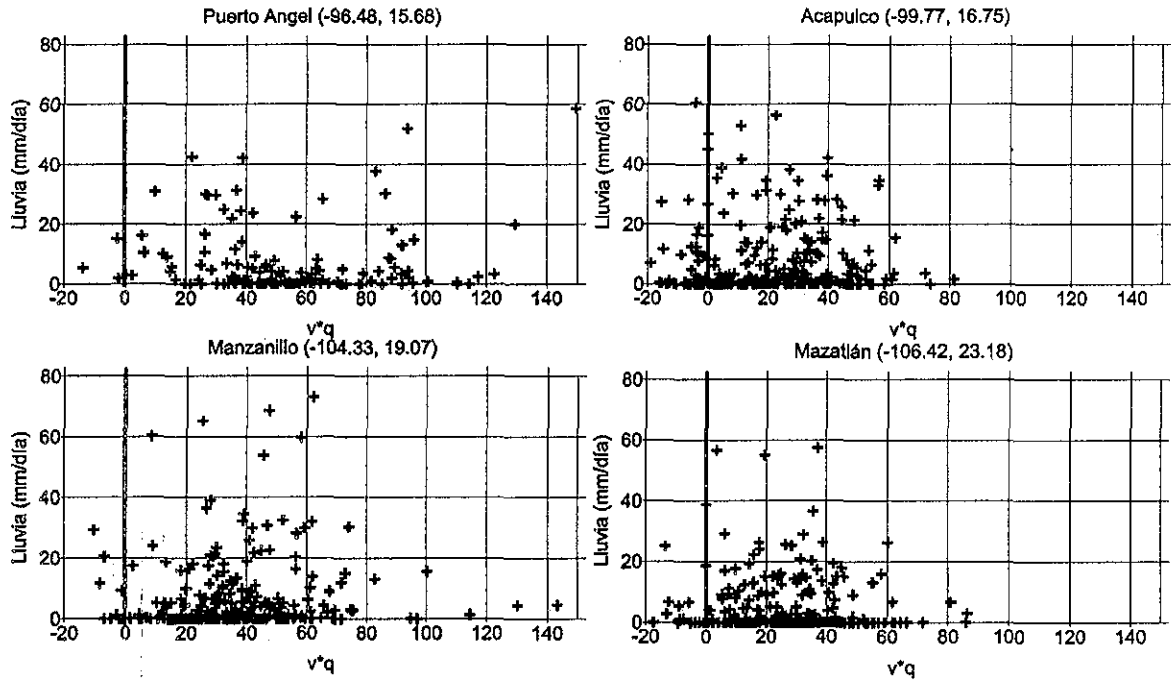


Figura 7c. Diagramas de dispersión entre el transporte de humedad (v^*q) y la lluvia locales en algunas estaciones a lo largo de la costa sudoeste de México.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

4.3. La Canícula

El ciclo anual de las lluvias en la costa sudoeste de México presenta la llamada Sequía Intraestival o Canícula, que corresponde a una disminución relativa de las lluvias entre julio y agosto. Magaña *et al.* (1999b) consideran que la Sequía Intraestival es generada después de que la alberca ha estado cubierta por nubes durante el periodo de mayor convección tropical (por la presencia de la ZITC), generalmente a principios de julio. Cuando la radiación solar es bloqueada, la TSM de la Alberca de Agua Caliente disminuye, y así disminuye la actividad convectiva. Al disminuir la convección, disminuye la cubierta nubosa. De esta manera, la insolación llega nuevamente a la Alberca de Agua Caliente y los valores de TSM aumentan. A finales de agosto, los valores de TSM son otra vez suficientemente altos (mayores a 28°C) para favorecer la convección intensa y, así, termina un periodo de la Sequía Intraestival.

Si bien la teoría de Magaña *et al.* (1999b) explica la interacción local entre el océano y la atmósfera, es necesario considerar la intensa variabilidad intra e interanual de la posición de la ZITC y la interacción de ésta con el océano, principalmente su efecto sobre la distribución de TSM, para comprender los motivos de la variabilidad interanual de la Sequía Intraestival.

Durante verano, la latitud de la ZITC fluctúa alrededor de 12°N en el Océano Pacífico del Oeste (Fig. 5b). La ZITC se encuentra en continua fluctuación, de hecho, el contorno de vorticidad absoluta nula, cuya latitud define la intensidad y posición de la ZITC, oscila con un periodo promedio de 4.5 días y la escala espacial de la inestabilidad inercial es de 2500 km (Tomas y Webster, 1997). Por otra parte, la ubicación del máximo de TSM, que

constituye el centro de la Alberca de Agua Caliente, varía inter e intranualmente (Fig. 5a). El ciclo anual de la TSM (Fig. 5a) muestra que este máximo se encuentra alrededor de 8°N a principios de marzo y posteriormente comienza a migrar hacia el norte para alcanzar su latitud máxima en las costas de México a una latitud de 16°N en septiembre. Al desplazarse la ZITC hacia el norte, durante el verano, los valores máximos de TSM (>28°C) disminuyen a su paso. Así, se comprueba que es la radiación solar la responsable de mantener a la Alberca de Agua Caliente. Al disminuir los flujos de radiación solar en superficie, los efectos del viento (que propician la liberación de calor latente del océano y su absorción por parte de la atmósfera) y de la lluvia, reducen la TSM (figuras 5a y 5c). Así, la ZITC se encuentra más cerca del ecuador y su convección es menor, pues la desaparición de la Alberca de Agua Caliente reduce el gradiente meridional de TSM y, en consecuencia, la inestabilidad inercial. Este proceso resulta en la aparición de la Canícula, pues la latitud y convección de la ZITC no son suficientemente grandes para seguir favoreciendo las lluvias en la costa sudoeste de México.

Por lo tanto, pronosticar el inicio y duración de la Sequía Intraestival implica conocer continuamente la distribución de la TSM en la Alberca de Agua Caliente, la fuente de energía que hace posible la ubicación de la ZITC en el norte, alrededor de los 12°N, durante la temporada de lluvias. Dicha fuente de energía es afectada por la convección asociada a la ZITC, como lo explican Magaña *et al.* (1999), pero el entendimiento completo de la Canícula, según lo que se ha mencionado en este apartado, requiere considerar también la teoría de la inestabilidad inercial (gradientes meridionales de TSM y presión en superficie) para comprender por qué disminuyen la latitud y convección de la ZITC.

Bajo la hipótesis planteada, es posible explicar también la variabilidad interanual de la Sequía Intraestival simplemente mediante la misma variabilidad intranual de la latitud e intensidad de la ZITC y de la distribución de la TSM en la Alberca de Agua Caliente. Los ciclos anuales muestran que la situación más frecuente es aquella en la cual la ZITC produce una reducción de la TSM en la Alberca de Agua Caliente entre julio y agosto, periodo asociado con la Sequía Intraestival. Sin embargo, es importante notar que las condiciones previas a la Sequía Intraestival se pueden presentar en cualquier momento dentro de la temporada de lluvias. Un ejemplo de lo anterior es ofrecido por El Niño, que propicia durante toda la temporada de lluvias condiciones similares a las responsables de la Sequía Intraestival.

4.4. El Niño

Cuando El Niño está presente desde los meses de junio, como en 1997, la ZITC se mantiene lejos de la costa sur de México (más cerca del ecuador), pues el gradiente meridional de TSM es menor, debido a que la anomalía positiva de TSM en el Océano Pacífico Ecuatorial del Este se puede extender hasta el Pacífico Mexicano. Bajo esta condición, es más difícil que la Alberca de Agua Caliente y la Lengua Fría produzcan un gradiente meridional de TSM intenso. Al aparecer una sola alberca de agua caliente desde el ecuador hasta México, la ZITC tiende a coincidir con los máximos de TSM, como en el Pacífico del Oeste. Así, podría decirse que El Niño propicia una sequía similar a la Canícula, pero por periodos más largos (escalas interanuales).

Lo anterior debe ser considerado en estudios dedicados a la Canícula, y su relación con El Niño. Dos hechos importantes deben tomarse en cuenta:

- i. El mínimo de lluvia, asociado a la Canícula, no es evidente porque El Niño propicia una disminución general de las lluvias desde junio a septiembre.
- ii. Como la ZITC no se superpone a la Alberca de Agua Caliente, los valores altos de TSM no desaparecen. Así, el gradiente meridional de TSM es débil y constante, disminuyendo entonces la inestabilidad inercial.

Por lo cual, si se define la Canícula mediante una relación entre la lluvia de julio y agosto y la lluvia del resto de los meses de la temporada de lluvias, los resultados del análisis estadístico indican que El Niño disminuye la Canícula. Sin embargo, esta interpretación no es confiable porque El Niño disminuye las lluvias durante toda la temporada y la Canícula no es evidente. Se recomienda entonces estudiar la variabilidad interanual de la Canícula en términos de su cambio, en un año dado, con respecto al valor climático de su lluvia.

5. Esquema de Pronóstico del Inicio de las Lluvias de Verano

En el capítulo anterior se ha mostrado, a partir de las observaciones, la existencia de la sucesión de procesos responsables de la lluvia en la costa sudoeste de México, con base en la teoría de la inestabilidad inercial. En este capítulo se revisa detalladamente la variabilidad intranual de esta sucesión y se establecen algunos pormenores de los posibles esquemas de pronóstico, mediante el análisis de la información de los años 1993 y 1990.

En el año de 1993 la lluvia fue menor a lo normal en Puerto Angel, Oax. La sucesión de eventos precedentes al inicio de la temporada de lluvias es la siguiente. El gradiente meridional de presión (Fig. 8.1b) cambia de signo positivo a negativo alrededor del 16 de abril. Este cambio es acompañado por la inversión de la dirección del viento meridional a una latitud de 6°N (Fig. 8.1b). Así, el viento meridional se vuelve positivo entre el ecuador y 6°N. A partir de esa fecha, la ZITC, que se encuentra a 1°N, migra paulatinamente hacia el norte (Fig. 8.1a). La temporada de lluvias inicia un mes después (Fig. 8.1a), el 31 de mayo, cuando la ZITC se encuentra en 6°N.

La ZITC muestra una variabilidad intranual en su latitud que va de -4°N a 17°N. Cuando alcanza los 17°N, se encuentra sobre la costa de Oaxaca y provoca los máximos de lluvia de la temporada (más de 16mm/día). Entre el 10 de julio y el 9 de agosto, la lluvia muestra una disminución relativa que corresponde a la Sequía Intraestival, que, como hemos mencionado, se debe a que los valores de TSM disminuyen en la Alberca de Agua Caliente, pues la ZITC pasa sobre el océano haciendo desaparecer a su paso los valores de TSM mayores a 28°C. Entonces el valor del máximo de TSM disminuye a 27°C. Y

posteriormente se recupera, formándose nuevamente la Alberca de Agua Caliente, mientras la ZITC está en el sur, pues la falta de convección permite que la TSM aumente de nuevo.

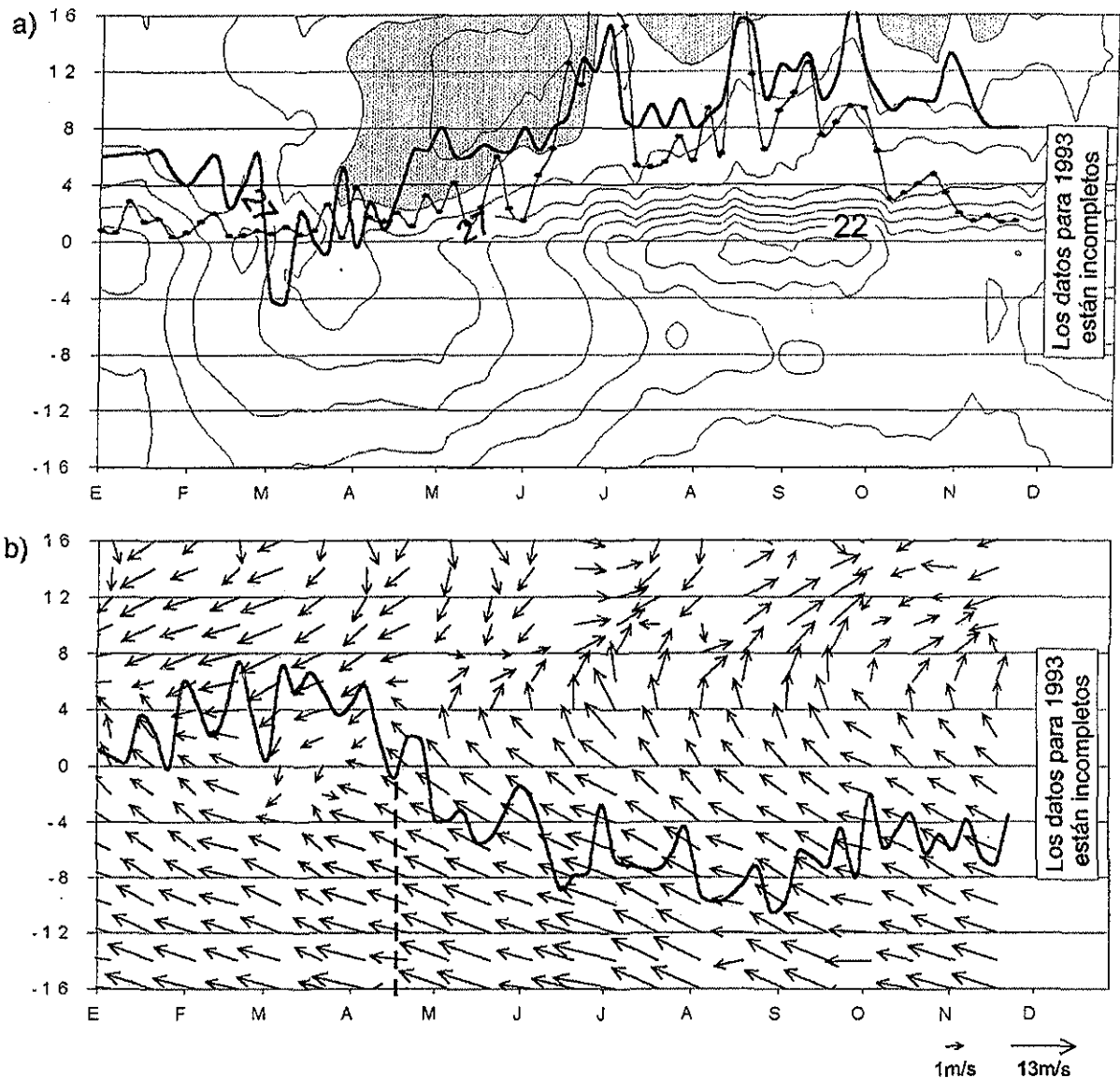


Figura 8.1. Variación inter anual a 95°W en 1993 de (a) la TSM (contornos cada 1°C); la latitud ($^{\circ}$) de la ZITC indicada por la línea gruesa; la lluvia en Puerto Angel (mm/día), por la línea con puntos; (b) viento (m/s), por los vectores; y gradiente meridional de presión en superficie (hPa), por la línea gruesa. La región sombreada en (a) indica valores de TSM mayores a 29°C; y la línea punteada en (b), el cambio de signo del gradiente de presión.

Por otra parte, en el año de 1990 la lluvia fue superior a lo normal en Pto. Angel, Oax. En ese año, el gradiente meridional de presión (Fig. 8.2b) cambia de signo varias veces desde el 11 de abril, y se vuelve definitivamente negativo el 26 de abril, mientras que el viento

meridional lo hace el 16 de abril (Fig. 8.2b). El primero se vuelve negativo; y el segundo, positivo. A partir de entonces, el máximo de agua precipitable (ZITC) comienza a migrar hacia el norte (Fig. 8.2a).

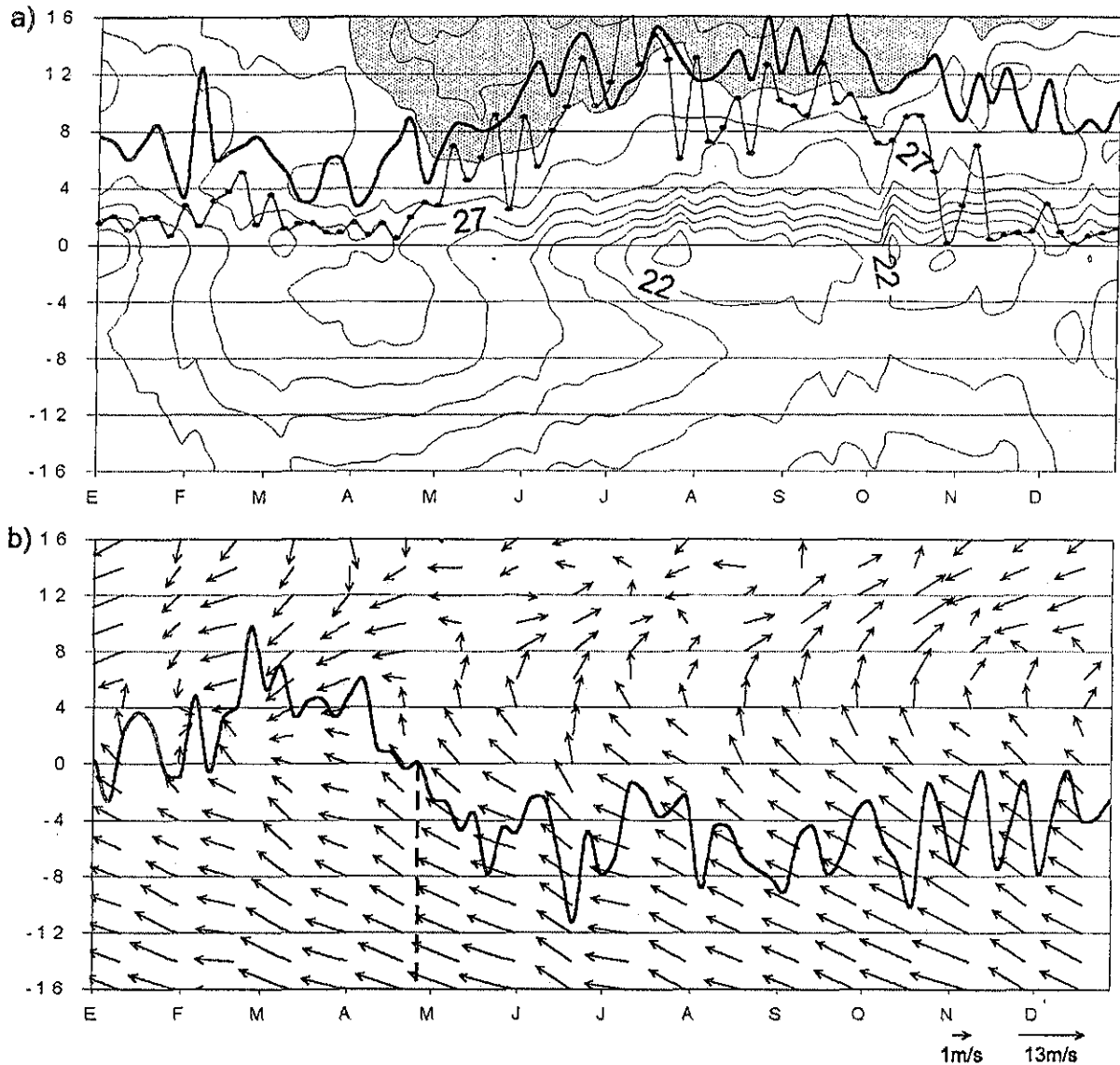


Figura 8.2. Como en la Fig. 8.1 pero para 1990.

Es complicado definir cuándo inicia la temporada de lluvias en 1990, pues la lluvia aumenta paulatinamente pero con gran variabilidad (Fig. 8.2a). Se sugiere que la temporada de lluvias inicia el 6 de mayo, 10 días después de los cambios de signo, pues es

la primera ocasión en que la lluvia excede notablemente a la lluvia de los días anteriores y, además, este hecho se puede asociar a la migración de la ZITC hacia el norte.

La latitud de la ZITC varía entre los 3°N y 18°N (Fig. 8.2a). Además, la existencia de la Sequía Intraestival es poco evidente, lo cual coincide con la permanencia de valores de TSM mayores a 28°C en la Alberca de Agua Caliente (Fig. 8.2a).

Aunque generalmente es fácil definir la fecha de inicio de la temporada de lluvias, los años de 1993 y 1990 ilustran la variabilidad interanual de esta fecha y de sus antecedentes. Sin embargo, en ambos, años el cambio de signo, de positivo a negativo, del gradiente de presión en superficie antecede al inicio de la temporada de lluvias. Por lo cual, a continuación se revisa la posibilidad de establecer un primer esquema de pronóstico del inicio de las lluvias con base en el gradiente meridional de presión en superficie.

5.1. Pronóstico del Inicio de las Lluvias con base en el Gradiente Meridional de Presión en Superficie

El gradiente meridional de presión tiene una disminución continua durante los tres meses previos al inicio de la temporada de lluvias (un promedio de 0.9298Pa por día (Fig. 9a)). En la mayoría de los casos, el gradiente meridional de presión toma valores negativos antes de que inicie la temporada de lluvias, y generalmente lo hace un mes antes (Fig. 9a). Dicha relación constituye la base del primer esquema de pronóstico. Cabe mencionar que, sin embargo, durante años de El Niño (1982, 1983 y 1987) dicha relación no es tan clara. En esos años, el valor del gradiente meridional de presión, cuyos valores oscilan anualmente

entre 600Pa y - 800Pa, tiene variaciones ligeras alrededor de cero antes de mantenerse definitivamente con valores negativos. Esto se debe a que la presencia de El Niño disminuye los gradientes meridionales de TSM, pues se manifiesta en el Océano Pacífico Ecuatorial del Este como una anomalía positiva de TSM. Bajo tales condiciones, la ZITC tiende a encontrarse más cerca del ecuador, y la tradicional migración de la ZITC hacia el norte, durante verano, se ve alterada.

Ahora bien, continuando con el planteamiento del esquema de pronóstico, se sugiere el siguiente procedimiento: 1) Determinar la tendencia del gradiente meridional. 2) Hacer una estimación (mediante regresión lineal, por ejemplo) de la fecha en que el gradiente cambiará de signo positivo a negativo. 3) Pronosticar que la temporada de lluvias iniciará un mes después del cambio de signo del gradiente meridional de presión, pues es generalmente entonces cuando inicia temporada (Fig. 9a). Este procedimiento es el mismo para años con lluvias superiores o menores a lo normal (Fig. 10).

Es recomendable que el proceso de pronóstico inicie en abril. De esta manera, se cuenta con más datos para realizar la estimación del cambio en el gradiente de presión y, en consecuencia, la certeza del pronóstico aumenta. En caso de que se utilice un modelo lineal, no es recomendable hacerlo antes de abril porque en invierno la ZITC migra hacia el sur, en sentido opuesto a la tendencia previa al inicio de la temporada.

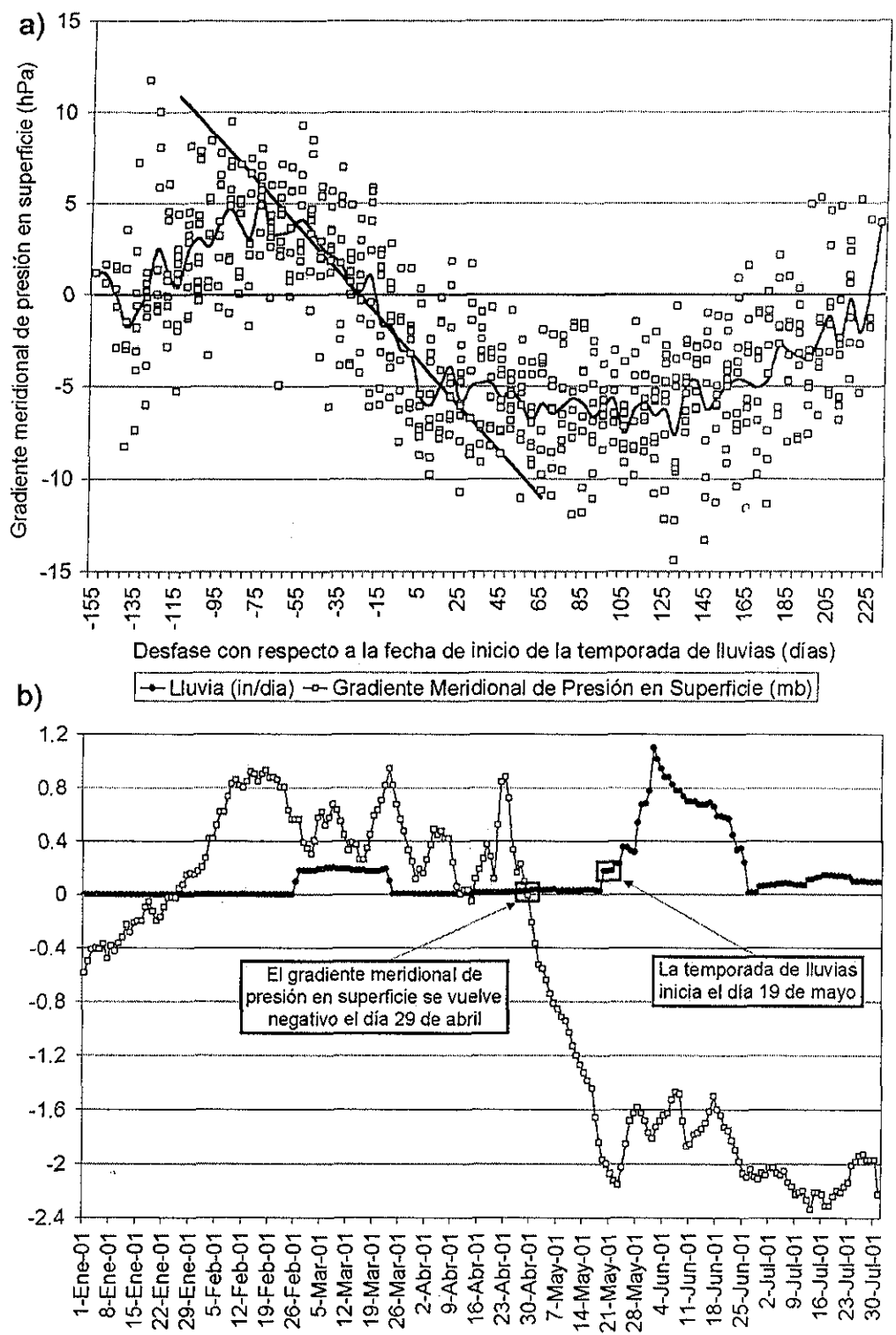


Figura 9. (a) Datos del gradiente meridional de presión en superficie en el Océano Pacífico Ecuatorial del Este (1982–1993) cuyo cero en la abscisa ha sido definido como la fecha de inicio de la temporada de lluvias. La línea negra muestra el valor promedio de estos datos; y la línea negra, el resultado de la regresión lineal de ese promedio en el periodo, con tendencia negativa, previo al inicio de la temporada de lluvias. Se muestran también (b) los valores de ese gradiente y de la lluvia en Oaxaca, Oax., para parte del año 2001.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

El esquema propuesto para pronosticar la fecha de inicio de la temporada de lluvias se emplea para pronosticar el inicio de la temporada 2001. Se encuentra lo siguiente:

El gradiente meridional de presión (Fig. 9b) se vuelve negativo el 29 de abril. Por lo cual, se pronostica el inicio de la temporada de lluvias para finales de mayo en Puerto Angel. El resultado obtenido mediante regresión lineal pronostica aproximadamente la misma fecha: el valor climático.

La temporada de lluvias 2001 inició en Oaxaca, Oax., el día 19 de mayo (Fig. 9b), fecha satisfactoriamente cercana al pronóstico obtenido.

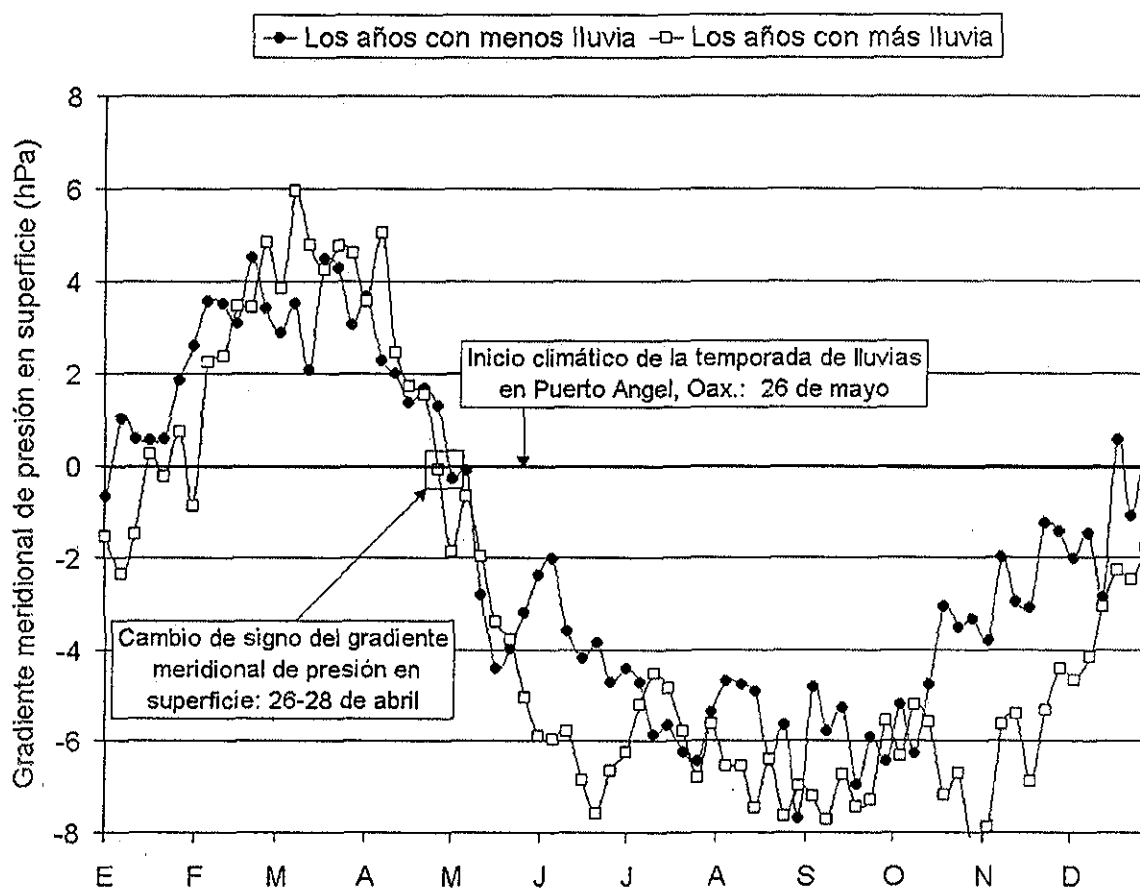


Figura 10. Gradiente meridional de presión en superficie para los años con más (1984, 1988, 1989, 1990, 1985 y 1992) y con menos lluvia (1982, 1987, 1991, 1993, 1983 y 1986) entre 1982 y 1993.

5.2. Pronóstico del Inicio de las Lluvias con base en la Temperatura en Superficie del Mar

Una vez establecido el potencial de pronosticar la fecha de inicio de la temporada de lluvias con base en el gradiente meridional de presión en superficie, es adecuado considerar la posibilidad de pronosticar dicha fecha con base en el gradiente meridional de TSM, dada la estrecha relación entre ambos gradientes (ver Fig. 6a).

Desdichadamente, el gradiente meridional de TSM no guarda una relación evidente con el inicio de las lluvias, a diferencia del gradiente meridional de presión en superficie, pues la fecha en que esta variable muda de signo cambia según se trate de un año con lluvias por arriba o por debajo de lo normal (Fig. 11). En cambio, el gradiente meridional de TSM parece constituir un buen indicador de la intensidad de las lluvias en el sur de México (Puerto Angel, Oax.), pues las lluvias de verano son intensas (débiles) cuando el gradiente meridional de TSM es mayor (menor). Esta relación puede ser utilizada para realizar pronóstico estacional de lluvia. De esta forma, se podría predecir el inicio y magnitud de las lluvias.

Un segundo esquema de pronóstico del inicio de la temporada de lluvias puede basarse en el gradiente meridional de TSM, según sugiere el análisis de la correlación desfasada entre el gradiente de presión y variables representativas de la distribución de TSM en el Océano Pacífico Ecuatorial del Este.

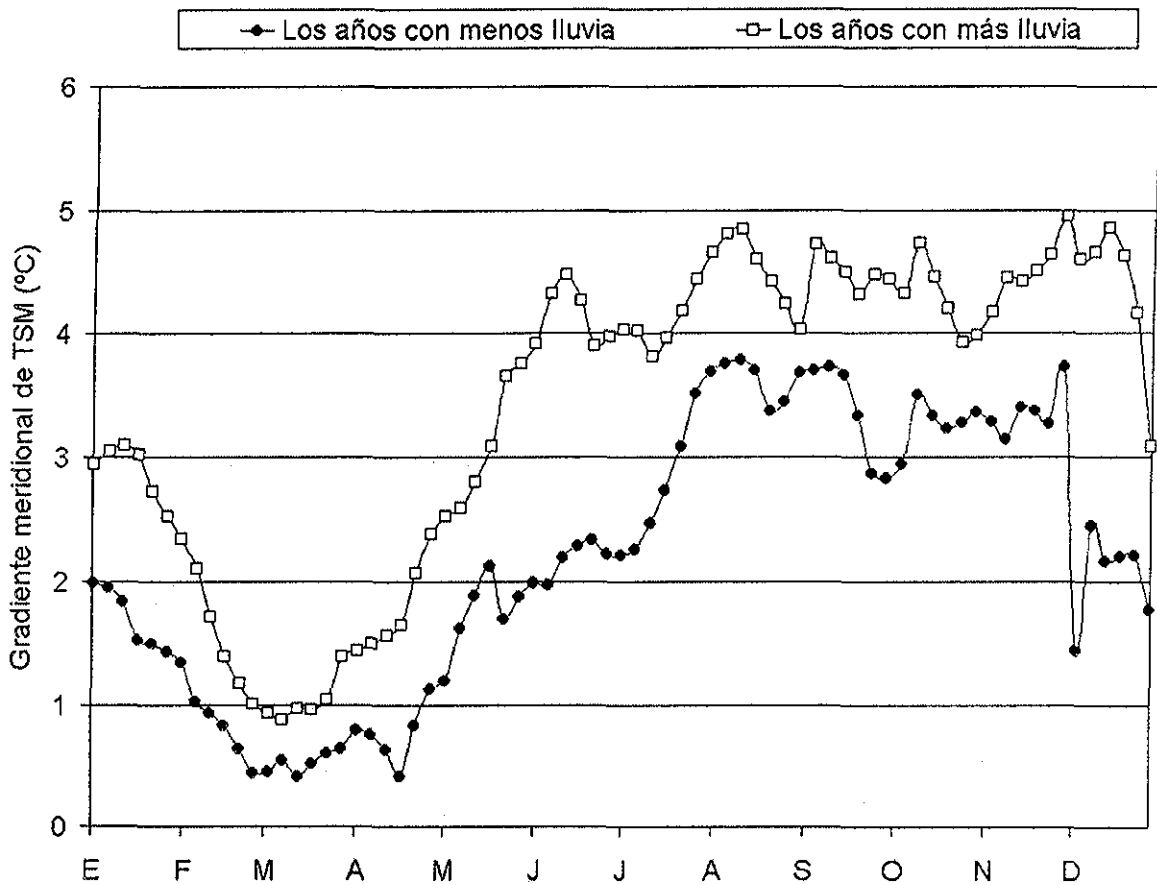


Figura 11. Gradiente meridional de TSM de los años con más y con menos lluvia entre 1982 y 1993 (definidos de la misma manera que en la Fig. 10).

La figura 12 muestra la correlación desfasada entre el gradiente meridional de presión en superficie y las siguientes variables: (i) el gradiente meridional de TSM, (ii) la TSM en la región de El Niño y (iii) la TSM en la Alberca de Agua Caliente. También se incluye la correlación desfasada del gradiente de presión consigo mismo, que es igual a uno, como debe ser, cuando el desfase es cero y, además, ilustra la inercia, relativamente baja, del campo de presión. Debido a que se considera que el gradiente meridional de TSM es responsable del gradiente de presión, se debe prestar especial atención a los desfases negativos, pues la magnitud del coeficiente de correlación es proporcional a la dependencia lineal que existe entre el gradiente de presión y el valor previo de las otras variables (el eje de las ordenadas en la Fig. 12 indica el número de días previos con números negativos; y el

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

de días posteriores, con números positivos). Si el signo del coeficiente de correlación es positivo, la relación es directa; y si es negativo, inversa.

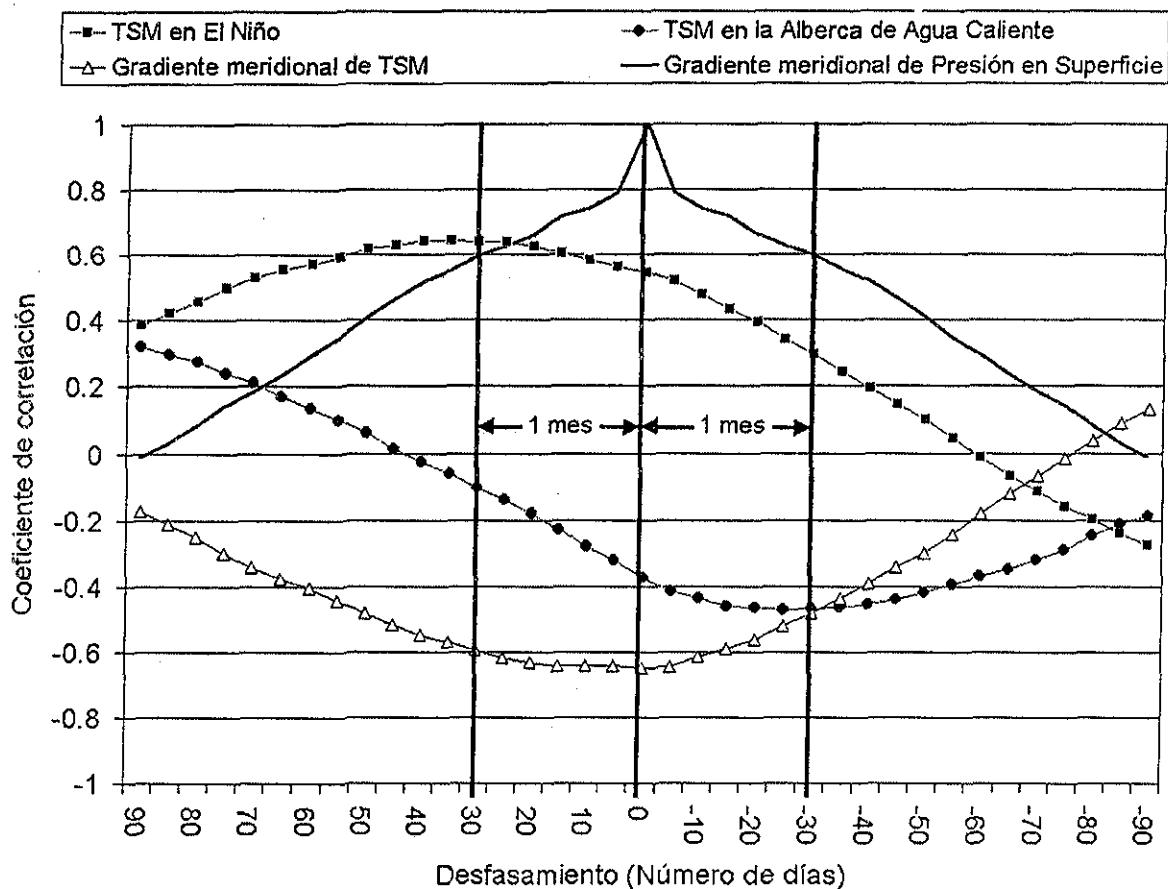


Fig. 12. Correlación desfasada entre el gradiente meridional de presión en superficie y la TSM en la región de El Niño, la TSM en la Alberca de Agua Caliente y la diferencia de TSM entre ambas regiones, es decir, el gradiente meridional de TSM (ver texto).

Se observa (Fig. 12) que el gradiente meridional de presión es predeterminado por el gradiente de TSM, y que es posible pronosticarlo confiablemente con base en esta relación hasta con un mes de antelación. En cambio, El Niño *per se* no guarda una gran relación con el gradiente meridional de presión y, por lo tanto, esta relación es poco útil cuando se pretende pronosticar datos futuros del gradiente meridional de presión con base en datos actuales de El Niño. Por otra parte, los valores de TSM en la Alberca de Agua Caliente no muestran una relación tan intensa con el gradiente de presión como lo hace el gradiente de TSM, pero sí mejor que la TSM en la región de El Niño. Lo anterior ha sido mostrado

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

también por Uribe (2000), y constituye un resultado interesante si se considera que los estudios de variabilidad climática en México están basados principalmente en los efectos de El Niño.

Por lo tanto, se propone un segundo esquema de pronóstico basado en los diagnósticos y pronósticos de TSM en el Océano Pacífico del Este. Este esquema genera una buena indicación del inicio de la temporada de lluvias pero, sobre todo, es especialmente útil en el pronóstico estacional de la magnitud de las lluvias. Así, en caso de que se pronostique un mayor (menor) gradiente meridional de TSM, el pronóstico implica un adelanto (atraso) de una temporada de lluvias intensa (débil; Fig. 11 y 12).

Este segundo esquema también se emplea para pronosticar el inicio de la temporada de lluvias 2001. Se encuentra lo siguiente:

Los pronósticos de TSM generados en abril de 2001, muestran que las anomalías de TSM en el Océano Pacífico Ecuatorial del Este son prácticamente nulas de mayo a octubre. Por lo tanto, se pronostica que la temporada de lluvias no será anómala en magnitud, ni se atrasará o adelantará notablemente, es decir, iniciará la cuarta semana de mayo, que es la fecha climática de inicio.

De esta manera, una vez más, el pronóstico del inicio de la temporada coincide satisfactoriamente con las observaciones, pues la temporada de lluvias 2001 inició en Oaxaca el 19 de mayo (ver Fig. 9b).

El año 2001 presentó condiciones muy similares a las climáticas durante los meses previos a la temporada de lluvias, por lo cual no ha sido necesario elaborar modelos matemáticos para realizar los pronósticos, sin embargo, es evidente que otras condiciones requerirán dichos modelos.

5.3. Evaluación

Los esquemas de pronóstico requieren de una evaluación continua para conocer su efectividad. Todos los pronósticos deben ser evaluados bajo el mismo criterio. Mientras mayor sea el número de pronósticos evaluados, mayor será el crédito otorgado a la evaluación.

La fecha de inicio de la temporada de lluvias no puede ser pronosticada determinísticamente, es decir, es imposible saber con exactitud cuando va a comenzar la temporada con meses de anterioridad. Por lo cual, el pronóstico es probabilístico, es decir, se pronostica como fecha de inicio al periodo con mayor probabilidad de que inicie la temporada de lluvias. Se propone que estos periodos sean de diez días. De esta manera, el pronóstico dice si la lluvia comenzará a principios (día 1 a 10), mediados (11-20) o finales (21-28, 29, 30 ó 31) de un mes determinado.

Se propone evaluar el esquema de pronóstico de la fecha de inicio de lluvias mediante una asignación de confiabilidad regida por una distribución gaussiana normalizada, no acumulada, cuyo valor medio y desviación estándar, para las abscisas, son cero y once respectivamente (Fig. 13). El eje de las abscisas de esta curva indica la diferencia en días

entre el centro del periodo pronosticado (definido como 6, 16 o 26 según se trate de principios, mediados o finales de mes respectivamente) y la fecha observada. El eje de las ordenadas indica la confiabilidad en porcentaje. Las ventajas que ofrece esta distribución son las siguientes:

- i. Se trata de una distribución simétrica. De esta manera, si la lluvia comienza x días antes del valor pronosticado, el error es el mismo que cuando la lluvia comienza x días después.

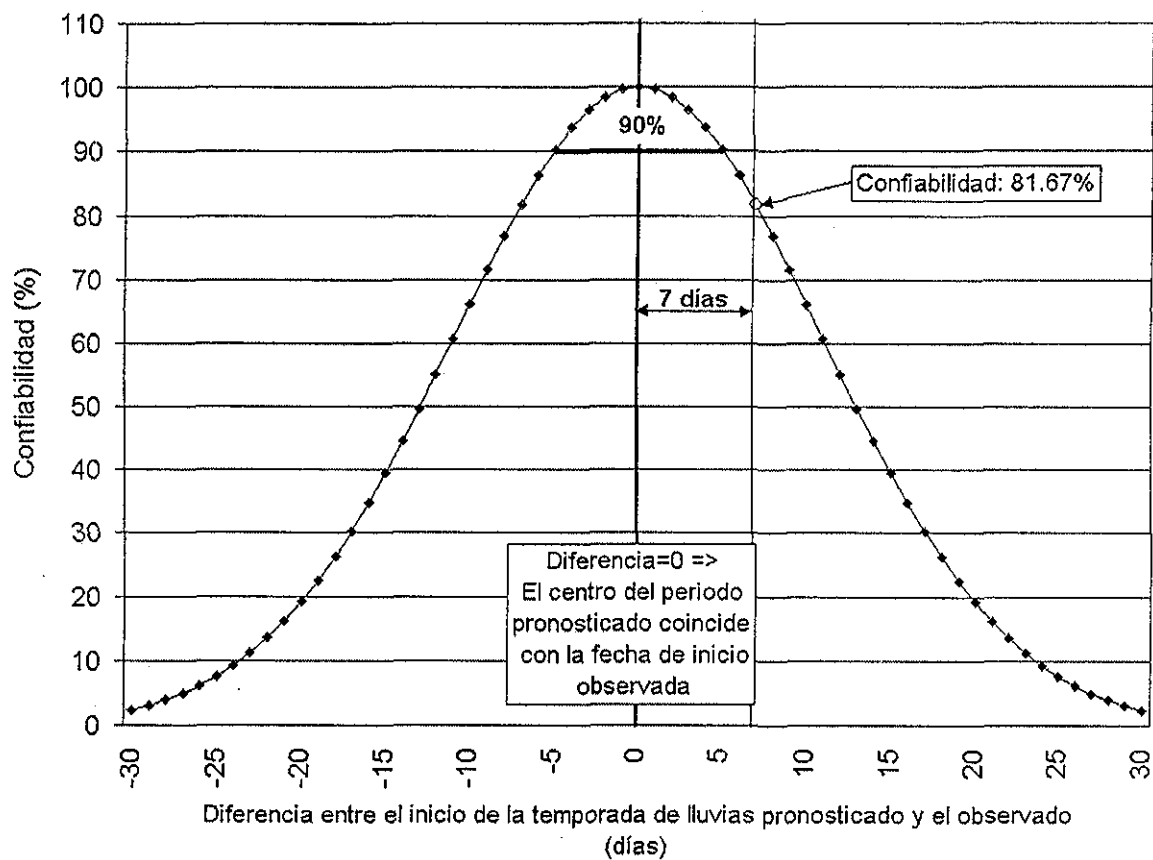


Fig. 13. Distribución gaussiana para la evaluación de la confiabilidad del esquema de pronóstico de inicio de la temporada de lluvias. Los datos mostrados se refieren al año 2001 (ver texto).

- ii. El valor de la desviación estándar propuesto permite asignar una confiabilidad mayor a 90% si la lluvia inicia dentro del periodo pronosticado, y la severidad de la penalización de la confiabilidad es proporcional a la diferencia absoluta entre el

pronóstico y la fecha observada. Además, como la penalización no es lineal, es mucho mayor para diferencias grandes que para diferencias pequeñas.

La evaluación del esquema, siguiendo el ejemplo del año 2001, lleva la siguiente secuencia (Fig. 13):

- i. Se define la diferencia en días entre el centro del periodo pronosticado y la fecha de inicio observada. En el caso del 2001, se pronosticó que la temporada de lluvias comenzaría a finales de mayo, es decir, entre el 21 y el 31 de mayo. El centro de dicho periodo se define como el día 26, y la diferencia de esta fecha con la fecha de inicio observada (19 de mayo) es de siete días “positivos”.
- ii. Se asigna el porcentaje de confiabilidad a esta diferencia según la curva gaussiana. En el caso del año 2001 la confiabilidad es de 81.67%.
- iii. El pronóstico del año 2001 es el primero realizado bajo este esquema, pero la confiabilidad general del esquema podrá ser determinada mediante el promedio de la confiabilidad de los pronósticos realizados. Como parte del trabajo por realizar en el futuro, es posible pronosticar el inicio de la temporada de lluvias de años pasados, para determinar con mayor certidumbre esta confiabilidad, evitando la larga espera que implica trabajar con datos actuales. Con cuarenta pronósticos se podría tener una confiabilidad con peso climático.

6. Conclusiones

Se ha evaluado la importancia de la ZITC como elemento clave en las características de las lluvias en la costa sudoeste de México. El estudio utiliza la hipótesis propuesta por Tomas y Webster (1997) sobre los mecanismos que determinan la migración latitudinal de la ZITC, según la teoría de inestabilidad inercial. Así se ha podido establecer un esquema sobre la posible sucesión de eventos responsable del inicio de la temporada de lluvias (ver Fig. 3).

Mediante el análisis de las condiciones promedio y de la variabilidad inter e intranual de dicha sucesión de eventos, se concluye que la ZITC puede favorecer la lluvia en la costa mediante su presencia misma o mediante el posible reforzamiento de circulaciones océano-continente que transportan humedad desde la ZITC y el océano, generando lluvia orográfica sobre la Sierra Madre Occidental.

La importancia de la distribución de la TSM se manifiesta durante toda la temporada de lluvias, y no sólo permite pronosticar el inicio de la temporada de lluvias, sino que ofrece mejores posibilidades de pronosticar estacionalmente la lluvia. De hecho, el contraste de TSM entre El Niño y la Alberca de Agua Caliente ofrece mayores posibilidades de pronóstico que El Niño por sí solo (ver Fig. 12).

Se ha podido complementar lo propuesto por Magaña *et al.* (1999b) sobre la Canícula, aprovechando algunas ideas de la teoría de la inestabilidad inercial. Se propone que la Canícula se presenta como consecuencia de la disminución del gradiente meridional de TSM en el Océano Pacífico Ecuatorial del Este por la interacción entre la ZITC y el

océano. Esta disminución implica que la ZITC tenga menor convección y se encuentre lejos de la costa sudoeste de México, pues disminuye la inestabilidad inercial. Es decir, la Canícula es reflejo de la variabilidad intranual de la ZITC, que depende, en primera instancia, de la distribución de la TSM en el Océano Pacífico Ecuatorial del Este.

Actualmente se cuenta con poca disponibilidad de datos en el océano y continente en México. Por lo cual, algunas veces se complica la realización de estudios regionales. Este estudio ha mostrado consistentemente la importancia de conocer el estado del Océano Pacífico Ecuatorial del Este para analizar el clima de México. Por ello, es de gran importancia la realización de campañas de medición en esa región, como el Experimento Climático en las Albercas de Agua Caliente de las Américas (ECAC) llevado a cabo recientemente por el CCA.

Los esquemas propuestos para pronosticar el inicio de la temporada de lluvias pueden ser útiles más allá de la costa sudoeste de México, pues la ZITC es uno de los principales moduladores del clima de México y el mundo. Como parte del trabajo por realizar, queda evaluar la posibilidad de extrapolar el esquema de pronóstico a toda la costa sudoeste de México partiendo del patrón de propagación de lluvias propuesto por Higgins *et al.* (1999); estudiar la posibilidad de extender el esquema propuesto a otras regiones, más allá de la costa sudeste de México; y realizar y evaluar los pronósticos para temporadas de lluvia pasadas.

7. Apéndice

Se ha preferido evitar un riguroso desarrollo matemático de la teoría de la inestabilidad inercial (Tomas y Webster, 1997) en el cuerpo principal de este estudio con el propósito de facilitar su lectura, pues se trata de un estudio observacional. Por lo anterior, se ha dejado para este apéndice la revisión detallada de dicha teoría y las implicaciones de una evaluación realizada recientemente por Tomas *et al.* (1999).

7.1. Método de la perturbación

En el método de la perturbación las variables de campo son divididas en dos partes: (i) un *estado básico* que usualmente se supone independiente del tiempo y la longitud; y (ii) una *perturbación*, que es la desviación estadística del campo de interés. Así, por ejemplo, si \bar{u} designa la velocidad zonal promediada temporal y zonalmente, y u' es la desviación de u , entonces el campo de velocidad zonal completo es $u(x,t) = \bar{u} + u'(x,t)$.

Las suposiciones básicas de la teoría de perturbación son: (i) las variables de estado deben satisfacer las ecuaciones gobernantes cuando las perturbaciones son nulas; y (ii) los campos de perturbación deben ser lo suficientemente pequeños para que todos los términos que involucran productos de perturbaciones puedan ser despreciados. Este último requisito se cumple en el ejemplo anterior si $|u'/\bar{u}| \ll 1$ de manera que

$$\left| \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} \right| \gg \left| u' \frac{\partial u'}{\partial x} \right| \quad (\text{A.1}).$$

Mediante la anulación de todos los términos no lineales (productos entre perturbaciones), las ecuaciones no lineales son reducidas a ecuaciones diferenciales lineales, es decir, sin productos de perturbaciones. Estas ecuaciones pueden ser resueltas mediante métodos estándar para determinar el carácter y estructura de las perturbaciones en términos del estado básico conocido. Usualmente las perturbaciones se suponen como ondas sinusoidales, cuyas características como velocidad de propagación, estructura vertical y condiciones para su crecimiento o decaimiento, son determinadas por la solución de las ecuaciones. La técnica de perturbación es especialmente útil en el estudio de la estabilidad de un flujo de estado básico bajo el efecto de pequeñas perturbaciones, que es el caso supuesto en el desarrollo de teoría de la inestabilidad inercial.

7.2. Inestabilidad Inercial

El concepto de inestabilidad hidrodinámica puede ser entendido cualitativamente mediante la consideración del movimiento de una parcela de fluido en una corriente zonal estable. El método de la parcela es empleado frecuentemente para derivar el criterio de estabilidad estática mediante el análisis de las condiciones bajo las cuales una parcela desplazada verticalmente hacia arriba, sin perturbar sus alrededores, regresaría a su posición original o se aceleraría en la dirección de su movimiento. Sin embargo, el método de la parcela puede ser generalizado si el desplazamiento de la parcela tiene una dirección arbitraria. Cuando el estado básico está estratificado establemente y la corriente zonal tiene una cortante horizontal y vertical, el análisis es muy complicado. Sin embargo, si la parcela es desplazada horizontalmente a través del flujo básico, la fuerza de flotabilidad no juega

papel alguno. Este caso especial, llamado *inestabilidad inercial*, puede ser analizado sencillamente si se supone que el flujo básico es geostrófico.

Si se define el estado básico del flujo como

$$u_g = -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (\text{A. 2}),$$

y se supone que el desplazamiento de la parcela no perturba el campo de presión, las ecuaciones aproximadas del movimiento son

$$\frac{du}{dt} = fv = f \frac{dy}{dt} \quad (\text{A. 3}),$$

$$\frac{dv}{dt} = f(u_g - u) \quad (\text{A. 4}).$$

Considérese una parcela que sigue el movimiento del estado básico geostrófico en la posición $y = y_0$. Si la parcela es desplazada una distancia δy a través del flujo, se puede obtener su nueva velocidad zonal mediante la integración de (A. 3):

$$u(y_0 + \delta y) = u_g(y_0) + f\delta y \quad (\text{A. 5}).$$

El viento geostrófico en $y_0 + \delta y$ puede ser aproximado mediante una serie de Taylor de primer orden como

$$u_g(y_0 + \delta y) = u_g(y_0) + \frac{\partial u_g}{\partial y} \delta y \quad (\text{A. 6}).$$

Sustituyendo (A. 5) y (A. 6) en (A. 4) se obtiene

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d^2(\delta y)}{dt^2} = -f \left(f - \frac{\partial u_g}{\partial y} \right) \delta y \quad (\text{A. 7}).$$

Esta ecuación tiene la misma forma matemática que la ecuación de movimiento para una partícula desplazada verticalmente en una atmósfera estable, es decir, la ecuación que da

origen al criterio de estabilidad estática. Dependiendo del signo de la aceleración dv/dt , la parcela experimentará una fuerza que actúa para regresarla a su posición original o para acelerarla en la dirección del desplazamiento. Como $f - \partial u_g / \partial y$ es la vorticidad absoluta (η) del flujo básico, se determina la existencia de estabilidad, inestabilidad o neutralidad si η es respectivamente ciclónica, anticiclónica o nula. Por lo tanto, el factor crítico es determinar si f es mayor, menor o igual que $\partial u_g / \partial y$ en (A. 7):

- (i) Caso inercialmente inestable ($f < \partial u_g / \partial y$ (η localmente anticiclónica)): Una parcela desplazada hacia el polo desde su posición de equilibrio se moverá subgeostróficamente, es decir, más lentamente que el estado básico, y experimentará una fuerza neta en la dirección del desplazamiento.
- (ii) Caso inercialmente neutral ($f = \partial u_g / \partial y$ (η nula)): Una parcela desplazada hacia el polo desde su posición de equilibrio se moverá geostróficamente, es decir, a la misma velocidad que el estado básico, y experimentará una fuerza neta igual a cero.
- (iii) Caso inercialmente estable ($f > \partial u_g / \partial y$ (η localmente ciclónica)): Una parcela desplazada hacia el polo desde su posición de equilibrio se moverá supergeostróficamente, es decir, más rápido que el estado básico, y experimentará una fuerza neta opuesta a la dirección del desplazamiento.

En el caso del hemisferio norte, por ejemplo, donde f es positiva, la condición para determinar la inestabilidad inercial es

$$f - \frac{\partial u_g}{\partial y} \begin{cases} > 0 \dots \text{estable} \\ = 0 \dots \text{neutral} \\ < 0 \dots \text{inestable} \end{cases} \quad (\text{A. 8}).$$

La distribución del viento geostrófico es determinada por el estado básico del gradiente de presión $\partial p/\partial y$. Aunque en regiones cercanas al ecuador el gradiente de presión promediado zonalmente alrededor del globo es muy pequeño, en algunas regiones existen fuertes gradientes transecuatoriales de presión. En estas últimas, una fuerte cortante geostrófica puede ser producida, y generar, a su vez, inestabilidad inercial. De hecho, la localización del contorno de $\eta=0$ fuera del ecuador es prueba de lo anterior.

El criterio de inestabilidad inercial puede ser aplicado a regiones como el Océano Pacífico del Este cuando el gradiente de presión es intenso y la vorticidad local es anticiclónica. La figura (A.1) esquematiza esta situación durante verano. Las letras C , P y R representan respectivamente las componentes meridionales de las fuerzas de Coriolis, gradiente de presión y la resultante de estas dos fuerzas. Como el contorno $\eta=0$ se encuentra fuera del ecuador, la atmósfera es inercialmente inestable entre el ecuador y ese contorno.

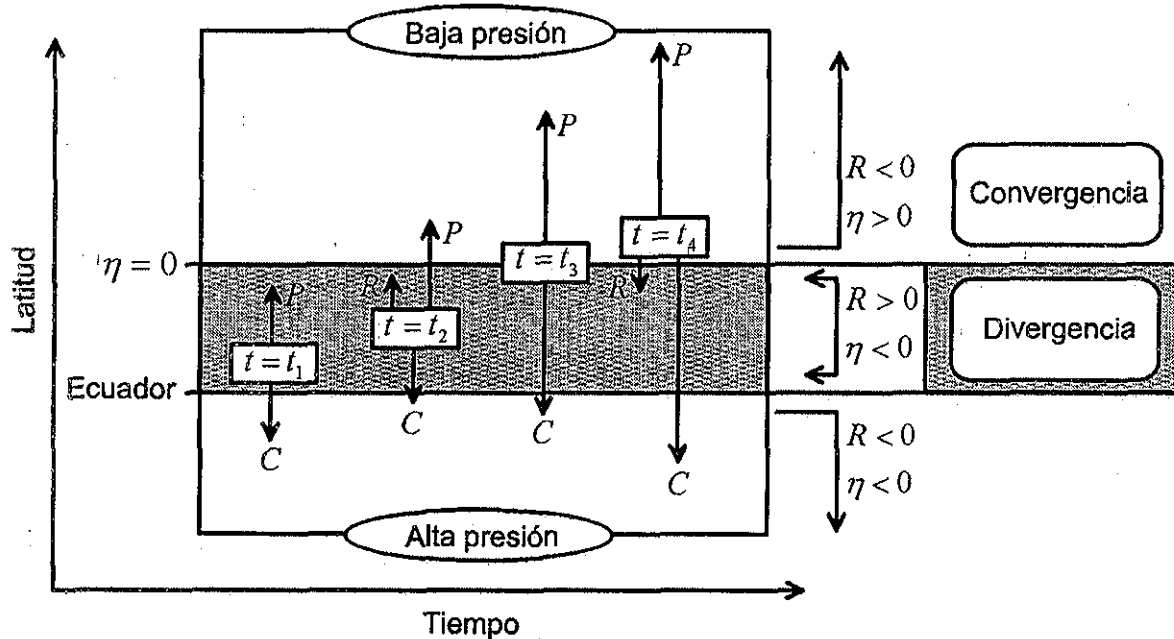


Figura A. 1. Esquema que muestra las fuerzas actuando sobre una parcela de aire en el hemisferio norte durante verano. P , C y R representan respectivamente la fuerza del gradiente de presión, la de Coriolis y la resultante de estas dos fuerzas. La región donde la vorticidad absoluta es anticiclónica ha sido sombreada. También se muestra el dipolo de convergencia-divergencia asociado (tomada de Tomas y Webster (1997)).

Considérese una parcela en balance geostrófico, al tiempo $t = t_1$, que se encuentra localizada, justo al norte del ecuador, en una región donde $\eta < 0$. Cuando esta parcela es desplazada hacia el norte ($t = t_2$), la velocidad zonal cambia, pues la fuerza resultante ($R > 0$) acelera la parcela hacia el norte. Al tiempo $t = t_3$, la parcela alcanza el contorno $\eta = 0$, y entonces la aceleración es nula, pues las fuerzas del gradiente de presión y de Coriolis se encuentran en balance ($R = 0$). Por último, al tiempo $t = t_4$, cuando la parcela se encuentra al norte del contorno $\eta = 0$, ésta experimenta una fuerza de restauración en sentido opuesto ($R < 0$).

Así, cuando el contorno $\eta = 0$ se encuentra lejos del ecuador, el viento será acelerado positivamente entre el ecuador y dicho contorno; y negativamente, entre el contorno $\eta = 0$ y el polo. Si esta interpretación es aplicable al sistema atmosférico real, una señal de estos procesos debe ser evidente en el campo de viento divergente, pues debe existir un máximo local en el campo de viento divergente, centrado en el contorno $\eta = 0$. Así, la divergencia se encontraría en el lado ecuatorial del contorno $\eta = 0$; y la convergencia, en el lado del polo. A continuación se revisa el campo divergente de vientos para revisar esta suposición.

7.3. Vientos divergentes en niveles bajos

En todas las regiones donde el contorno de vorticidad absoluta nula se encuentra separado del ecuador, se han observado tres relaciones consistentes entre el campo de vientos y el de vorticidad, tanto en este estudio como en el de Tomas y Webster (1997):

- i. El viento divergente siempre tiene la dirección adecuada para adveccionar η a través del ecuador, respondiendo al gradiente monzónico transecuatorial de presión. Presuntamente, esta advección es la responsable de la η anticiclónica local.
- ii. Existe un máximo en la velocidad del campo divergente que es bisectado por el máximo de η , especialmente en regiones donde el contorno de $\eta=0$ se encuentra lejos del ecuador.
- iii. Son tres las contribuciones a la generación de η en los trópicos según el análisis aplicado a la ecuación de vorticidad para movimientos tropicales:

$$\dots\dots\dots \frac{\partial \eta}{\partial t} = -\bar{V} \bullet \nabla \eta - \eta \nabla \bullet \bar{V} - \alpha \zeta \quad (\text{A. 9}).$$

Donde α es un coeficiente disipativo. De manera que la tendencia local de η es determinada por la combinación de su advección, divergencia (o término de ‘*vortex stretching*’) y disipación. Es importante notar que (A. 9) difiere de la ecuación hallada por Holton (1992), pues incluye la disipación, y el término de advección involucra no sólo la componente rotacional sino al campo de viento total. Las observaciones sugieren el uso del campo de viento total, pues se ha encontrado que aunque la advección transecuatorial de vorticidad absoluta es realizada principalmente por el viento divergente, en el Océano Índico del Oeste la advección llevada a cabo por la componente rotacional es de magnitud similar a la advección realizada por la componente divergente del viento.

Partiendo de la ecuación (A. 9) y suponiendo de un campo de η inercialmente inestable (localmente ciclónico en todas partes), es claro por qué la advección transecuatorial de η es el mecanismo responsable de la vorticidad localmente anticiclónica que se ha observado.

Esto se debe a que los dos primeros términos en el lado derecho de la ecuación (A. 9) son capaces de hacer contribuciones negativas a la tendencia local. De cualquier manera, en la ausencia de advección transecuatorial de vorticidad, sólo pueden contribuir a la generación de vorticidad ciclónica, y el término de advección sólo actúa para redistribuir la vorticidad absoluta ciclónica. El término de divergencia puede hacer contribuciones locales anticiclónicas a la tendencia si hay divergencia. De cualquier manera, cuando $\eta \rightarrow 0$, este mecanismo se vuelve cada vez menos eficiente, pues $\eta \nabla \cdot \vec{V} \rightarrow 0$ (los balances que existen cerca del contorno $\eta = 0$ son discutidos detalladamente en los dos apartados siguientes).

Así, la ubicación, lejos del ecuador, del máximo de viento divergente y del contorno $\eta = 0$ es determinada por la inestabilidad inercial. Esto se debe a que el viento divergente es acelerado positivamente en el lado ecuatorial del contorno de vorticidad absoluta nula y acelerado negativamente en el lado polar, como lo sugiere la teoría. En contraste, si el mecanismo propuesto por Walliser y Somerville (1994) actuara, las máximas velocidades del viento divergente se observarían en el ecuador, donde la fuerza de Coriolis es cero.

En suma, se propone que la parte divergente del viento juega dos papeles importantes:

- i. El viento divergente crea las condiciones para el desarrollo de inestabilidad inercial cerca del ecuador mediante la advección interhemisférica de η .
- ii. El viento divergente es acelerado localmente para mitigar las condiciones inercialmente inestables causadas por la advección de η a través del ecuador.

En regiones donde la η es localmente anticiclónica, la divergencia se encuentra entre el ecuador y el contorno $\eta=0$; mientras que la convergencia se encuentra hacia el polo de dicho contorno. Se dice que esta configuración particular del patrón de divergencia, resultado de la aceleración del viento divergente, actúa para reducir la inestabilidad local inercial. Esta reducción se debe a la contribución local de vorticidad ciclónica mediante la convergencia (divergencia negativa en la ecuación de vorticidad (A. 9)). Además, la convección intensa, colocada sobre el máximo de convergencia, es una consecuencia directa de la convergencia de humedad en la capa límite y de la velocidad vertical positiva asociada a ella. Esto es, la convección en la ZITC fuera del ecuador es el resultado de una circulación secundaria estabilizadora, generada por la inestabilidad inercial.

7.4. Ubicación del contorno de vorticidad absoluta nula

Es claro que la razón de que el contorno de $\eta=0$ se encuentre en el hemisferio de verano es la advección de η realizada por el flujo generado por el gradiente de presión transecuatorial. De cualquier manera, aun en regiones donde el gradiente de presión superficial es muy fuerte, el contorno $\eta=0$ está localizado entre 5°N – 10°N . Por lo cual, surgen dos preguntas. Primera, ¿qué limita la advección de η hacia el polo del contorno $\eta=0$? Es decir, ¿por qué el contorno $\eta=0$ no se encuentra en 30°N ? Segunda, ¿por qué el contorno $\eta=0$ fuera del ecuador es una característica observada en la circulación mensual aun cuando la escala de tiempo de la inestabilidad inercial es mucho menor ($f^{-1} \cong 5-6 \text{ días}$)?

La respuesta a la primera pregunta surge cuando se nota que son dos los procesos, opuestos entre sí, que determinan la posición del contorno $\eta=0$. Considere la versión del estado estable de (A. 9). Una situación especial surge si la advección de η es balanceada por la generación de η por divergencia y disipación. Schneider (1987) notó que, para el sistema de aguas superficiales, la disipación es requerida cuando el flujo es no divergente y $\eta \neq 0$. Es decir,

$$-\bar{V} \cdot \nabla \eta = \eta \nabla \cdot \bar{V} + \alpha \zeta \quad (\text{A. 10}).$$

Como la velocidad \bar{V} es determinada por la fuerza del gradiente de presión, mientras mayor es el gradiente de presión, mayor es la advección de η anticiclónica. De cualquier manera, la divergencia producida por la circulación secundaria y su convección asociada, en una atmósfera condicionalmente inestable, son magnificadas cuando la latitud aumenta. Y, al mismo tiempo, mientras la latitud aumenta, el término de la advección es dominado por la advección de vorticidad planetaria. Es decir, a mayor latitud,

$$-\bar{V} \cdot \nabla \eta \rightarrow -\beta v \quad (\text{A. 11}) \text{ y}$$

$$-\eta \nabla \cdot \bar{V} \rightarrow -f \nabla \cdot \bar{V} \quad (\text{A. 12}).$$

De esta manera, los límites del régimen inestable (y, por lo tanto, la convección cerca del ecuador) se ubican en donde la generación ciclónica de η por convergencia balancea a la advección de η anticiclónica menos la disipación por fricción. Así, la advección tiene limitaciones latitudinales porque la generación de vorticidad ciclónica está incrementando a una razón de $\sin \varphi$; mientras que la advección de vorticidad decrece a una razón de $\cos \varphi$. En otras palabras, mientras la advección disminuye hacia el polo, la eficiencia de la divergencia aumenta. Por lo cual, sin importar la fuerza del gradiente transecuatorial de presión hay un límite que depende del régimen de la inestabilidad. De esta manera, la convección no ocurre muy lejos del ecuador.

Con respecto a la segunda pregunta, parece haber una razón para que el contorno $\eta=0$ permanezca en el hemisferio sur en escalas de tiempo mucho mayores a la escala de tiempo de la relajación de la inestabilidad. La razón parece ser que el sistema continuamente se vuelve inercialmente inestable, pues el gradiente de presión de gran escala existe en escalas de tiempo mucho mayores a la escala de tiempo de la inestabilidad.

7.5. El máximo de viento monzónico del oeste en bajos niveles

En regiones donde el gradiente transecuatorial de presión es fuerte, se observa frecuentemente viento del oeste de bajo nivel en la parte rotacional del flujo, fuera del ecuador, en la vecindad de la convección. Este máximo de viento de bajos niveles se localiza hacia el polo del contorno $\eta=0$ (Fig. A. 2). Esto es consistente con el balance de η que ocurre en la vecindad del contorno $\eta=0$, según la ecuación de vorticidad.

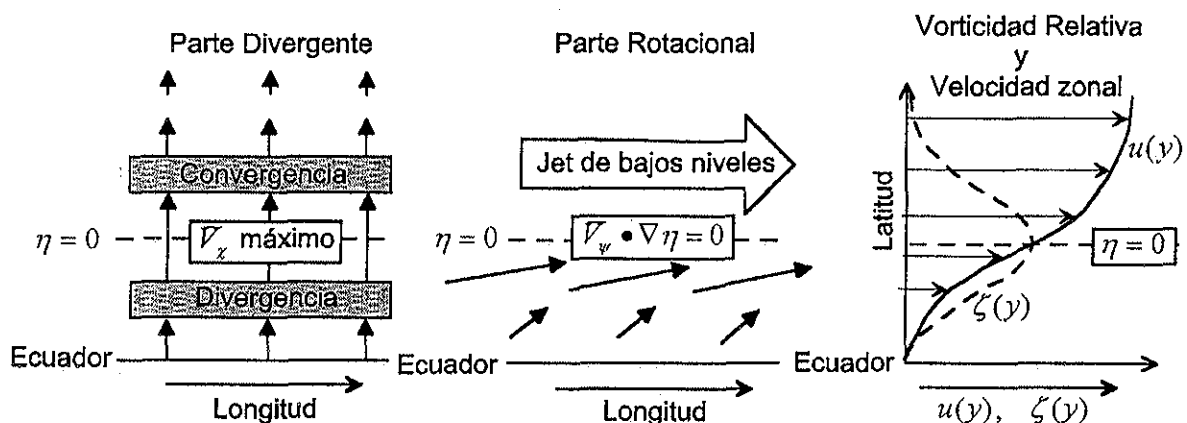


Figura A. 2. Esquema que muestra la parte divergente (\bar{V}_x) y rotacional (\bar{V}_w) del viento, así como el corte latitudinal de la vorticidad relativa ($\zeta(y)$) y de la velocidad zonal ($u(y)$); tomada de Tomas y Webster (1997).

Cerca del contorno $\eta=0$ se observa un dipolo de convergencia-divergencia. Así, en (A. 10), $\eta \nabla \cdot \bar{V} \rightarrow 0$ en la vecindad del contorno $\eta=0$, pues $\eta = 0$ y $\nabla \cdot \bar{V} \rightarrow 0$. De esta manera, el balance depende solamente de los siguiente términos

$$-\bar{V}_x \cdot \nabla \eta - \bar{V}_\psi \cdot \nabla \eta = \alpha \zeta|_{\eta=0} \quad (\text{A. 13}),$$

donde se ha usado $\bar{V} = \bar{V}_x + \bar{V}_\psi$, la suma de las partes divergente y rotacional del viento respectivamente.

En $\eta = 0$, $\nabla \eta$ es finito y \bar{V}_x tiene un máximo local, pero \bar{V}_ψ se vuelve ortogonal a $\nabla \eta$, por lo cual, $\bar{V}_\psi \cdot \nabla \eta \rightarrow 0$. Por lo cual, solamente la parte divergente del viento es responsable de la advección de η en $\eta = 0$, y está advección debe ser balanceada por la disipación. Es decir,

$$-\bar{V}_x \cdot \nabla \eta = \alpha \zeta|_{\eta=0} \quad (\text{A. 14})$$

Como \bar{V}_x tiene un máximo local en $\eta = 0$, ζ debe también tener un máximo local para satisfacer la ecuación (A. 14). En un contexto zonalmente axisimétrico, este máximo de vorticidad relativa debe resultar de un máximo de cortante zonal. Esto es, mientras $\eta \rightarrow 0$, $|\partial u / \partial y|$ debe tender a un valor máximo. Además, el signo del cortante debe ser consistente con el signo de la advección, que cambia según se trate del hemisferio norte o sur.

Considérese el caso del hemisferio norte. En $\eta = 0$, $-\bar{V}_x \cdot \nabla \eta < 0$, de manera que $\zeta|_{\max} < 0$ y $\partial u / \partial y|_{\max} > 0$ para satisfacer (A. 14). Aunque en los trópicos típicamente se observan vientos del este, en regiones donde el gradiente transecuatorial de presión es fuerte, la cortante del viento zonal, necesaria para balancear la advección de η , es capaz de

transformar al viento en viento del oeste. Además, vientos del oeste deben aumentar rápidamente su fuerza al norte del contorno $\eta = 0$. La figura A.2 muestra un esquema de los balances en la vecindad del contorno $\eta = 0$. En el hemisferio sur, un máximo de vientos del oeste de bajos niveles al sur del contorno $\eta = 0$ puede ser justificado por argumentos similares.

El balance del momento obtenido mediante la integración de (A. 14) con respecto a y , suponiendo $\bar{V}_x = v_x \hat{j}$ y $\zeta = -\partial u_y / \partial y$, donde $v_x = \text{constante}$, es

$$v_x \eta = \alpha u_y \quad (\text{A. 15}).$$

En el caso del máximo de v_x dirigido hacia el norte y bisectado por el contorno $\eta = 0$, este balance requiere vientos alisios al sur de ese contorno, velocidad zonal igual a cero en él y vientos del oeste al norte de él.

7.6: Una evaluación reciente de la teoría de Tomas y Webster

En el presente apartado, retomamos un artículo de Tomas *et al.* (1999) que se encarga de revisar la teoría establecida en este capítulo. De esta manera, se pretende dar cuenta de las investigaciones recientes dedicadas al análisis de dicha teoría.

Las inestabilidades estática e inercial son dos tipos posibles de muchos tipos de inestabilidad hidrodinámica. En general, un flujo básico sujeto a perturbaciones arbitrarias puede estar sujeto a una variedad de modos de inestabilidad que dependen de la cortante vertical y horizontal, la estabilidad estática, la variación del parámetro de Coriolis, la

influencia de la fricción, etc. En sólo unos cuantos casos el método de la parcela puede dar un criterio satisfactorio de estabilidad. Usualmente se requiere una aproximación más rigurosa, donde una versión lineal de las ecuaciones gobernantes es analizada para determinar las condiciones bajo las cuales las soluciones describen perturbaciones con posibilidad de amplificarse.

El método de la parcela sólo puede dar una condición necesaria para la inestabilidad, pues la influencia de las perturbaciones de la presión en las aceleraciones del fluido ha sido despreciada. De hecho, el análisis de las ecuaciones lineales de estabilidad completas para el caso especial de cortante de viento zonal constante $\gamma \equiv \partial u / \partial y$ (Dunkerton 1981; Stevens 1983), muestra que sólo para fluidos no viscosos con escala vertical infinitesimal la ecuación (A. 7) constituye una condición suficiente para la inestabilidad inercial. En la presencia de disipación y para perturbaciones de escala vertical finita, la cortante de viento zonal debe exceder algún valor crítico, mayor que f , para que se desarrolle la inestabilidad.

En los casos examinados por Tomas y Webster (1997), el desplazamiento del contorno $\eta = 0$ hacia la región de baja presión ocurre en la capa límite y en la tropósfera superior, pero la localización de la convección está claramente asociada con el contorno de $\eta = 0$ en la capa límite. En la capa límite, sobre una gran parte de la región oceánica ecuatorial, el mezclado vertical realizado por fuerzas de flotabilidad crea una capa de mezcla con una profundidad de 1 o 2 km con una escala de tiempo de unas cuantas horas ($\approx 1 \times 10^4 s$). Esta escala es mucho más corta que la escala de tiempo del mezclado meridional para movimientos inercialmente inestables en la región ecuatorial, comparable a un periodo inercial de varios días ($\approx 4 \times 10^5 s$). Así, una perturbación iniciada por la inestabilidad

inercial en la capa límite ecuatorial debería ser rápidamente mezclada a lo largo de la profundidad de la capa límite, que es la escala vertical dominante del flujo horizontal cerca de la superficie. Por lo tanto, (A. 7) no podría constituir una medida precisa de la inestabilidad inercial lineal debido a la disipación en la capa límite y a la escala vertical finita del flujo horizontal en la capa de mezcla.

Tomas *et al.* (1999) desarrollaron un modelo simple que provee las bases para el análisis del papel de la inestabilidad inercial en la presencia de un gradiente de presión transecuatorial. Así, muestran mediante un análisis de estabilidad lineal que un cortante de viento zonal mucho mayor que el sugerido por el criterio de la parcela (A. 7) es requerido para producir inestabilidad inercial lineal en la capa límite ecuatorial.

De esta manera, notan que el cortante de viento zonal observado por Tomas y Webster (1997) no es suficientemente fuerte para satisfacer el criterio lineal de inestabilidad inercial. Sin embargo, aunque el flujo zonal promedio observado en regiones donde existe un gradiente de presión transecuatorial en la tropósfera baja no es inercialmente inestable en el sentido convencional, el desplazamiento del contorno $\eta = 0$ fuera del ecuador tiene un profundo efecto en la estructura del flujo. Tomas *et al.* (1999) emplean un modelo no lineal de capa límite para demostrar la influencia del desplazamiento del contorno $\eta = 0$ fuera del ecuador. También muestran ejemplos de los resultados usando gradientes de presión transecuatoriales observados.

La aproximación general en su estudio es asumir que el flujo puede ser considerado localmente bidimensional, y que la distribución del gradiente de presión es determinada

por la variabilidad de la distribución de TSM de gran escala y por la distribución del océano y continente, que proveen un forzante fijo para el flujo cerca del ecuador.

Así, Tomas *et al.* (1999) encontraron que el flujo de gran escala en la capa límite es relativamente subgeostrófico y por lo tanto contiene una componente transisobárica. El efecto que el flujo transisobárico tiene sobre el flujo que va a lo largo de las isobaras depende fuertemente del signo de la vorticidad absoluta local. Cuando la vorticidad absoluta es localmente ciclónica, el flujo transisobárico dirige el flujo a lo largo de las isobaras hacia el balance geostrófico. Conforme el flujo se acerca más al balance geostrófico, hay una disminución en el flujo transisobárico. Así, hay una retroalimentación negativa, y el flujo total tiende hacia un estado cercano al balance geostrófico, con una componente transisobárica relativamente pequeña. Por otra parte, cuando η es localmente anticiclónica, el flujo transisobárico dirige el flujo a lo largo de las isobaras fuera del balance geostrófico. Esto en cambio lleva a un incremento en el flujo transisobárico. De esta manera, hay una retroalimentación positiva y el flujo total tiende hacia un estado que es más subgeostrófico y tiene una componente transisobárica significativamente más fuerte. En este caso, la estabilidad es mantenida por la disipación y la redistribución de masa. Esta es la razón de que el criterio de la parcela para la inestabilidad inercial tenga implicaciones importantes para movimientos atmosféricos aunque tales movimientos implican viscosidad y profundidad diferentes a cero y, por tanto, no se satisface la condición suficiente para la inestabilidad inercial. De hecho, la interpretación hecha por Tomas y Webster (1997), de que la η localmente anticiclónica es responsable de la aceleración observada del flujo divergente, es correcta a pesar de que el análisis lineal indica que en todos los casos los flujos son inercialmente estables.

8. Bibliografía

- Charney, J. G., 1971: 'Tropical Cyclogenesis and the Formation of the Intertropical Convergence Zone'. Pp. 355-368 in *Mathematical Problems of Geophysical Fluid Dynamics*, W. H. Reid, Ed., *Lectures in Applied Mathematics*, 13, Am. Math. Soc.
- Conde, C., V. Magaña, M. Ferrer, 1999: On the Use of a Climate Forecast in the Planning of Agricultural Activities in the State of Tlaxcala, Mexico. *Preprints 11th Conference on Applied Climatology. 10-15 January, 1999, Dallas, Texas. Amer. Meteorol. Society*, 101-102.
- Dunkerton, T. J., 1981: On the inertial stability of the equatorial middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 38, 2354-2364.
- Hastenrath, S., 1988: *Climate and Circulation in the Tropics. Atmospheric Sciences Library*, Reidel.
- Higgins, R. W., Y. Chen, A. V. Douglas, 1999: Interannual Variability of North American Warm Season Precipitation Regime. *J. Climate*, 12, 653-680.
- Holton, J. R., 1992: *An introduction to Dynamic Meteorology, 3rd Edition*, Academic Press.
- Kalnay, E., et al., 1996: The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 77, 437-471.
- Krishnamurti, T. N., V. Wong, H. L. Pan, R. Pash, J. Molinari, P. Ardanuy, 1983: A three-Dimensional Planetary Boundary Layer Model for the Somali Jet. *J. Atmos. Sci.*, 36, 1895-1907.
- Lau, K. M., H. T. Wu, S. Bony, 1997: The Role of Large-Scale Atmospheric Circulation in the Relationship between Tropical Convection and Sea Surface Temperature. *J. Climate*, 10, 381-392.
- Magaña, Victor, 1999a: Los impactos de El Niño en México. *Dirección General de Protección Civil-Secretaría de Gobernación*, 229 pp.
- Magaña, Victor, Jorge A. Amador, Socorro Medina, 1999b: The Midsummer Drought over Mexico and Central America. *J. Climate*, 12, 1577-1588.
- Manabe, S., D.G. Hahn, J. L. Holloway Jr., 1974: The Seasonal Variation of the Tropical Circulation as Simulated by a Global Model of the Atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 31, 775-805.
- McPhaden, Michael J., 1998: The Tropical Ocean-Global Atmosphere observing system: A decade of progress. *J. Geophys. Res.*, 103, 14169-14240.
- Medina Valles, María del Socorro, 1999: Actividad de Convección Atmosférica en las Albercas de Agua Caliente cercanas a México, Tesis de Maestría en Ciencias, UNAM, 50 pp.
- Orozco, S. F., 2000: Cambio Climático Regional en Tlaxcala, Tesis de Maestría en Geografía, UNAM, 113 pp.
- Ramage, C. S., 1974: Structure of an oceanic near-equatorial trough deduced from research aircraft transverse. *Mon. Weather. Rev.*, 102, 754-759.
- Reverdin, G., G. Sommeria, 1981: 'Dynamics of the Tropical Boundary Layer Deduced from Constant Level Balloon Trajectories over the Indian Ocean'. Pp. 12.12-12.16 in *Proceedings of the International Conference on Early Results of FGGE and Large Scale Aspects of its Monsoon Experiments*, Tallahassee, WMO.
- Reynolds, R. W., T. M. Smith, 1994: Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation. *J. Climate*, 7, 929-948.

- Schneider, E. K., 1987: A simplified model of the modified Hadley circulation. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3311-3328.
- Solberg, P. H., 1936: 'Le mouvement d'inertie de l'atmosphère stable et son rôle dans la théorie des cyclones'. *U. G. G. I. Assoc. Meteorol. Edinburgh*, 68-82.
- Stevens, D. E., 1983: On symmetric stability and instability of zonal mean flows near the equator. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 882-893.
- Tomas, Robert A., Peter J. Webster, 1994: The horizontal and vertical structure of cross-equatorial wave propagation. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1418-1430.
- Tomas, Robert A., Peter J. Webster, 1997: The role of inertial instability in determining the location and strength of near-equatorial convection. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **123**, 1445-1482.
- Tomas, Robert A., James R. Holton, Peter J. Webster, 1999: The influence of cross-equatorial pressure gradients on the location of near-equatorial convection. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **125**, 1107-1127.
- Uribe Alcántara, Edgar Misael, 2000: Análisis de la Variabilidad de la Precipitación en Tamaulipas, Tesis de Licenciatura en Ing. Geofísica, UNAM, 44 pp.
- Walliser, D. E., Catherine Gautier, 1993: A Satellite-derived Climatology of the ITCZ. *J. Climate*, **6**, 2162-2174.
- Walliser, D. E., R. C. J. Somerville, 1994: Preferred latitudes of the intertropical convergence zone. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1619-1639.
- Webster, Peter J., 1994: The role of hydrological processes in ocean-atmosphere interactions. *Rev. Of Geophysics*, **32**, 427-476.

**ESTA TESIS NO SALE
DE LA BIBLIOTECA**