



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

INTERACCIÓN TRANSIENTES- FLUJO MEDIO Y EL CLIMA EN MESOAMÉRICA

T E S I S

QUE COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER EL GRADO DE

MAESTRO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

P R E S E N T A:

LUIS EDUARDO HERRERA AZTEGUI

JURADO EXAMINADOR:

DR. VÍCTOR ORLANDO MAGAÑA RUEDA (DIRECTOR DE TESIS)

DR. TOMÁS MORALES ACOLTZI (PRESIDENTE)

DR. ERNESTO CAETANO NIETO (VOCAL)

DRA. ROSARIO DE LOURDES ROMERO CENTENO (SUPLENTE)

DR. RICARDO PRIETO GONZÁLEZ (SUPLENTE)



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

AGRADECIMIENTOS

No caben aquí las palabras de agradecimiento al Dr. Víctor Magaña, sólo diré que le debo mi gratitud a la persona que me ha ofrecido consejo, apoyo y amistad en una época negra.

Les agradezco también los comentarios, la amistad y el trato como colegas tanto al Dr. Ernesto Caetano como al Dr. Tomás Morales.

Al Dr. Ricardo Prieto González y a la Dra. Rosario de Lourdes Romero Centeno les agradezco el trato, sus observaciones y haber accedido a ser mis sinodales.

A todo el grupo de compañeros: Matías, Daniela, Gustavo (El Jefe), Caro, David, Baldemar, Luis Galván, Lety, Edgar M., Boris, Rober, Rubén, Violeta, Christian, Paola, Emmanuel y Abraham, su amistad.

Agradezco a mis padres María del Refugio Aztegui Balcázar, Luis Enrique Herrera Fuentes y a mis hermanos Jorge y Ricardo la confianza brindada.

Agradezco al Centro de Ciencias de la Atmósfera de la UNAM, al Posgrado en Ciencias de la Tierra también de la UNAM. No hubiera sido posible realizar los estudios y terminar el trabajo de tesis sin el apoyo económico de CONACYT y PAPIIT.

DEDICATORIA

A Jorge, donde quiera que estés hermano.

Para: $\int_i g(r)dr + M_o(r)e^{-t^2}$ con $r = 1 - \text{sen } \theta$

ÍNDICE

RESUMEN.....	1
CAPÍTULO 1 INTRODUCCIÓN	
1.1 INTRODUCCIÓN A LA INTERACCIÓN DE TRANSIENTES Y FLUJO MEDIO.....	3
1.2 PROCESOS EN LA REGIÓN.....	5
1.3 SEQUÍA DE MEDIO VERANO.....	8
1.4 LA CORRIENTE EN CHORRO DE NIVELES BAJOS DEL CARIBE.....	11
1.5 ONDAS DEL ESTE.....	13
1.6 OBJETIVO DE LA TESIS.....	16
CAPÍTULO 2 INTERACCIÓN DE PROCESOS EN LA REGIÓN DE ESTUDIO	
2.1 INTRODUCCIÓN.....	18
2.2 ALBERCAS DE AGUA CALIENTE Y SEQUÍA DE MEDIO VERANO.....	19
2.3 CLLJ Y SEQUÍA DE MEDIO VERANO.....	22
2.4 CLLJ E INTENSIFICACIÓN DE LA ALTA PRESIÓN.....	25
2.5 CLLJ Y ONDAS DEL ESTE.....	29
2.6 INESTABILIDAD BAROTRÓPICA.....	30
CAPÍTULO 3 METODOLOGÍA	
3.1 ANÁLISIS DE PERTURBACIONES.....	32
3.2 EL VECTOR EXTENDIDO E-P.....	34
3.3 DATOS Y METODOLOGÍA.....	38
CAPÍTULO 4 RESULTADOS	
4.1 RESULTADOS.....	40
CAPÍTULO 5 CONCLUSIONES	
5.1 CONCLUSIONES.....	53
5.2 TRABAJO FUTURO.....	55
APÉNDICE A.....	56
REFERENCIAS.....	60

RESUMEN

La dinámica atmosférica en la región del Caribe y Pacífico del este es clave para entender el clima de Mesoamérica. Entre los diversos elementos que componen dicha dinámica se tiene la interacción entre transientes y circulaciones casi-estacionarias, así como la respuesta atmosférica a anomalías en la actividad convectiva. La corriente en chorro de niveles bajos del Caribe (CLLJ, por sus siglas en inglés) sobre el Mar Caribe, producto de la deflexión por Coriolis de la rama de retorno de niveles bajos de la celda de Hadley local juega un papel clave en la distribución espacial y temporal de las lluvias regionales mediante procesos de interacción con ondas del este y transporte de humedad.

De los diagnósticos realizados con el vector extendido del flujo de Eliassen Palm E_u y de su divergencia es posible determinar en dónde la corriente en chorro experimenta aceleración o desaceleración. Así, en los meses de mayo y junio, en la región del Caribe oriental, es decir en la entrada de la CLLJ, la convergencia de E_u produce aceleración del este, mientras que en la región del Caribe occidental, es decir, en la salida de la CLLJ hay divergencia del vector E_u , lo que desacelera la corriente. La CLLJ alcanza su máxima intensidad entre julio y agosto, y después empieza a desacelerarse.

El periodo de CLLJ más intensa coincide con un mínimo relativo en precipitación en la cuenca del Pacífico Mesoamericano conocido como *la canícula* y con un máximo

de precipitación en la costa caribe de Centroamérica, relacionados con las variaciones en la convergencia y divergencia de humedad en la salida y entrada de la CLLJ respectivamente.

La aceleración de la CLLJ ocurre como un efecto regional sobre el Caribe independiente de la intensidad de las circulaciones en el Atlántico tropical y subtropical. Cuando la CLLJ se acelera en el Caribe central, la intensidad de los alisios a la misma latitud sobre el Atlántico disminuye. Bajo tal perspectiva, el tamaño de la perturbación que acelera el flujo sobre el Caribe es menor que el radio de deformación de Rossby, razón por la cual el campo de masas se ajusta regionalmente al campo de vientos. Este proceso elimina propuestas como que la intensificación de la alta produce un mínimo de lluvias sobre el mar Caribe entre julio y agosto.

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

1.1 INTRODUCCIÓN A LA INTERACCIÓN DE TRANSIENTES Y FLUJO MEDIO

Edward Lorenz (1967) expresaba que a pesar de los numerosos estudios sobre la circulación general de la atmósfera desarrollados desde la época de George Hadley a mediados del siglo XVII, no se había conseguido hallar una explicación completa a la existencia de vientos del este y del oeste.

Aún el problema de explicar la circulación de una atmósfera simplificada resulta difícil por la presencia del fenómeno de advección (no linealidad), que consiste en el desplazamiento de los valores de velocidad y temperatura originado por el movimiento de la misma atmósfera. Como el movimiento no es uniforme, los valores sometidos a la advección experimentan desplazamientos distintos según la zona en que se hallen y en consecuencia se producen distorsiones en su distribución. La variedad de las estructuras que la circulación atmosférica puede adoptar es, por lo tanto, mucho mayor que si no existiera la advección.

Matemáticamente, el proceso de advección se manifiesta por el hecho de que las ecuaciones que lo rigen no son lineales.

La atmósfera ha de transportar cantidades suficientes de energía en dirección al polo y a través de las latitudes medias para compensar la cantidad de energía que recibe

del medio que le rodea en las latitudes bajas. Las cantidades de energía necesarias para la circulación general pueden ser transportadas por una circulación a lo largo de los meridianos cuyo movimiento resultante estará dirigido hacia el ecuador en niveles bajos, acompañado otras veces de una corriente dirigida al polo, o por medio de grandes remolinos superpuestos constituidos de ciclones y anticiclones, vaguadas y dorsales (Rossby et al. 1939).

Hadley explicó los vientos alisios y los vientos dominantes del oeste haciendo notar que el calentamiento debe producir una circulación directa a lo largo de los meridianos en cada hemisferio. La corriente dirigida al ecuador en niveles bajos debe ser desviada por la rotación de la Tierra para convertirse en los vientos alisios. La corriente superior que retorna en dirección al polo debe ser desviada para transformarse en los vientos superiores del oeste que, al descender, deben constituir los vientos del oeste en superficie. En su época, el razonamiento de Hadley pareció ofrecer una explicación satisfactoria a los vientos observados. Sin embargo, las observaciones modernas ponen de manifiesto que los remolinos de grandes dimensiones ejercen una influencia dominante en la circulación zonal, transportando momento angular y energía hacia los polos a través de casi todas las latitudes. El transporte de momento angular por los remolinos se concentra cerca de la tropopausa y alcanza sus valores más altos cerca de los paralelos treinta. Para completar el equilibrio, han de haber necesariamente circulaciones directas a lo largo de los meridianos en las latitudes bajas, más fuertes de lo que requería la teoría de Hadley, y circulaciones indirectas en las latitudes medias (Starr and White, 1954).

En vista de que las circulaciones a lo largo de los meridianos no transportan las cantidades adecuadas de momento angular y de energía para satisfacer las necesidades de equilibrio, la circulación zonal no satisface por sí misma las ecuaciones dinámicas. En consecuencia, el problema de hallar soluciones adecuadas de las ecuaciones resulta mucho más difícil de lo que parecía cuando se consideraban suficientes las soluciones zonalmente simétricas. Cualquier esquema

completo que se haga del movimiento zonal, ha de incluir necesariamente la explicación de la configuración de los remolinos.

Uno de los planteamientos del problema se basa en la teoría clásica de la turbulencia, que supone que los remolinos transportan momento angular y energía hacia latitudes de menor velocidad angular y temperatura. Por lo que, en los últimos años, se ha llegado al acuerdo de que los transportes de calor y momento debidos a las desviaciones del flujo zonal medio son cruciales para el equilibrio de momento y energía. La mayoría de estos remolinos se han asociado con ondas sinópticas transientes (Mintz, 1954; Oort, 1964).

En años recientes, el énfasis ha pasado de promediar los climas a lo largo de una línea de latitud, a una consideración del tiempo meteorológico local (en latitud y longitud) promediado sobre un periodo específico.

Por ello, para comenzar un análisis de dinámica del clima regional es necesario conocer cuáles son los procesos significativos que se presentan en la región; cuándo interactúan transientes y el flujo casi estacionario, y las condiciones de clima dominantes.

1.2 PROCESOS EN LA REGIÓN

El ciclo anual y las variaciones intraestacionales e interanuales del clima de la región de México, Centro América y el Caribe (Fig. 1.1) presentan ciertas similitudes en sus patrones espaciales. Por ejemplo, las señales del fenómeno El Niño resultan en anomalías de precipitación y temperatura que se extienden por la región de Mesoamérica y el Caribe reflejando la interacción de los vientos alisios con la orografía. Los aumentos en precipitaciones en el Pacífico parecen corresponder con disminuciones en el lado del Caribe en el Istmo Centroamericano (Magaña and Caetano, 2005). Sin embargo, los procesos de interacción océano—atmósfera resultan los más importantes como moduladores de las variaciones del clima de la región. La presencia de albercas de agua caliente está en general

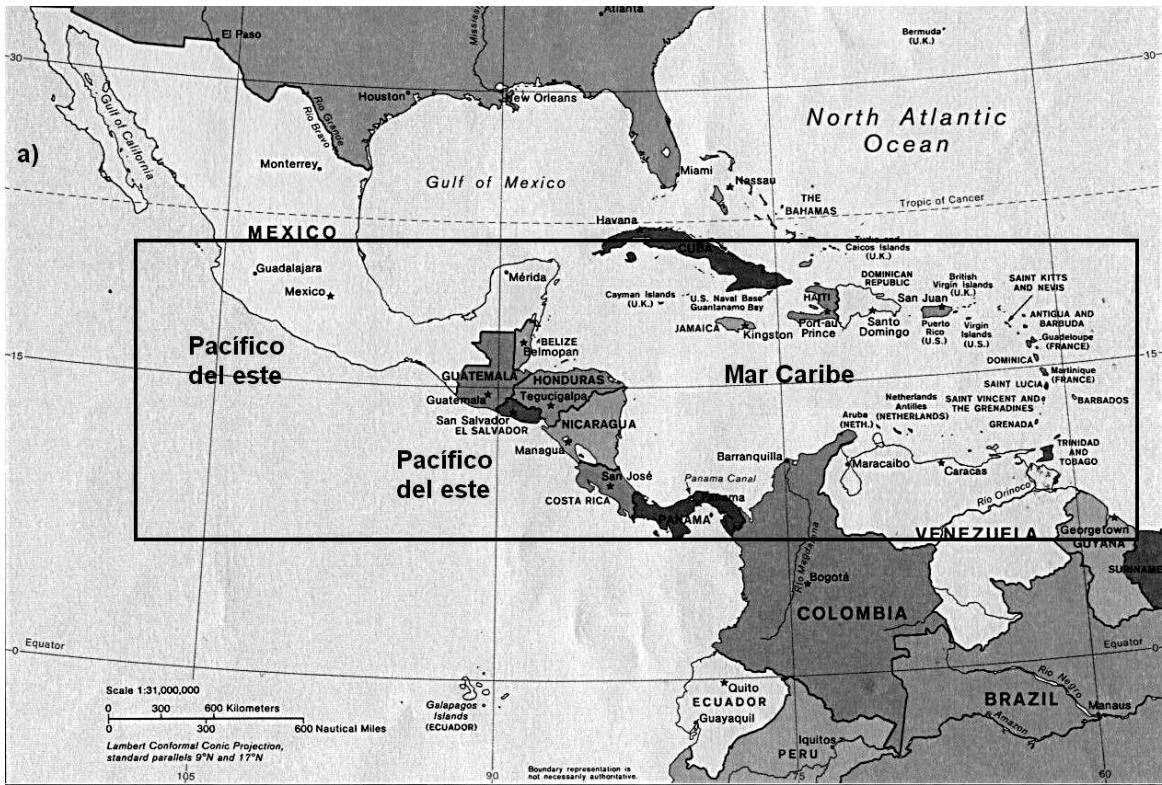


Fig. 1.1 a) Mapa con la región de estudio en recuadro, b) Istmo Centroamericano y Caribe con topografía.

asociada con zonas de gran actividad convectiva (Webster, 1994) (Fig. 1.2), como en el Pacífico del oeste o el Pacífico nororiental tropical, donde se establece la zona de convergencia intertropical (ITCZ, por sus siglas en inglés).

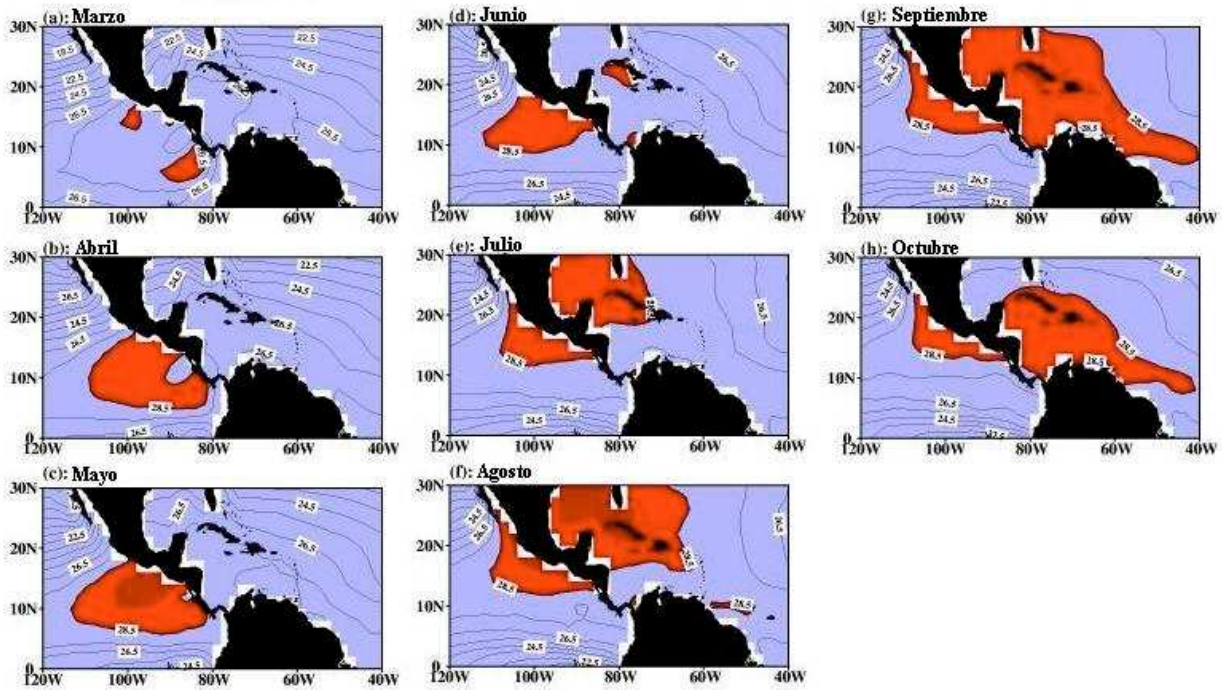


Fig. 1.2 Cambio de posición de las albercas de agua caliente de Marzo a Octubre de 2001 (Wang and Enfield, 2001).

La dinámica de la actividad convectiva en la ITCZ controla gran parte de las lluvias en la zona centro-sur de México y Centroamérica. Incluso, la subsidencia que generan las torres convectivas en la ITCZ del Pacífico del este, sobre el Caribe, el Golfo de México y el norte de México, a través de circulaciones de tipo Hadley y Walker (Gill, 1981) inhiben los movimientos ascendentes profundos. Por esta razón, aparecen pocas nubes del tipo cumulonimbus en los Mares Intra Americanos (IAS, por sus siglas en inglés) y la precipitación es poca aún cuando se trata de una región tropical (alberca de agua caliente).

Mediante estudios empíricos se ha encontrado que las lluvias en México dependen de manera importante de lo que ocurra en la ITCZ (Méndez, 2007), la cual a su vez está influenciada por las interacciones océano-atmósfera en la alberca de agua caliente en el Pacífico mexicano. Dado que la mayor cantidad de lluvia que reciben los países de la

región ocurre durante los meses del verano, entre mayo y octubre, el clima de la región puede ser considerado de tipo monzónico. Dentro de este marco, la actividad convectiva está principalmente relacionada con la formación de nubes profundas generadas en sistemas tropicales como huracanes, ondas del este y tormentas convectivas de mesoescala.

1.3 SEQUÍA DE MEDIO VERANO

Mesoamérica y los océanos que la rodean tienen un pronunciado ciclo anual de precipitación con una temporada lluviosa típica de mayo a octubre. Aún así, la temporada de lluvias está marcada por un periodo relativamente seco en julio y agosto (mínimo relativo) al que se le llama sequía de medio verano (MSD, por sus siglas en inglés) (Magaña et al. 1999). La magnitud de este evento varía de año en año (Fig. 1.3), pero es suficientemente significativa y clara como para aparecer en el promedio climatológico. Además la MSD no es una verdadera sequía en el sentido de una reducción de lluvia cercana a cero en un periodo largo, sino que representa una reducción de la precipitación de hasta un 40% (Small et al. 2007).

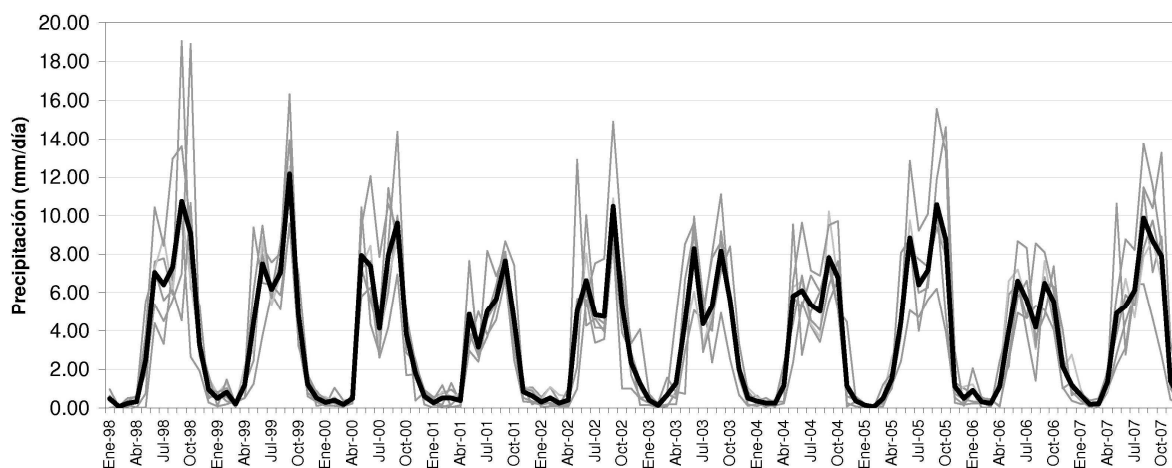


Fig. 1.3 Precipitación (mm/día) promediada en seis puntos diferentes: (96.25°W, 16.25°N), (93.75°W, 16.25°N), (91.25°W, 16.25°N), (91.25°W, 13.75°N), (88.75°W, 13.75°N), (86.25°W, 11.25°N), para los años 1998 - 2007 con la base de datos: CMAP. Línea gruesa marca el promedio de todos los puntos.

Algunos mecanismos propuestos para explicar la MSD:

Magaña et al. (1999) propusieron que la retroalimentación entre la radiación local de onda corta, la temperatura superficial del mar (TSM) y la convección determinaban la evolución de la MSD. Bajo esta perspectiva, el movimiento estacional hacia el norte de la ITCZ lleva primero a incrementar la convección profunda sobre y al oeste de América Central en mayo y junio. Gran nubosidad asociada a la convección hace que se reduzca la insolación solar sobre el océano y así mismo se reduce la TSM.

Al reducirse la TSM entonces la convección durante julio y agosto también es menor, iniciando la sequía de medio verano. La reducción de la nubosidad en julio y agosto provoca mayor insolación en el océano y un incremento de la TSM. Esto hace que regresen las condiciones de temporada lluviosa hacia el final del verano. Magaña et al. (1999) además sugieren que los bajos niveles de anomalías de circulación ciclónica/anticiclónica son inducidas por los aumentos/disminuciones de convección, que modifican la fuerza de los vientos alisios. Magaña y Caetano (2005) encontraron una distribución bimodal en la TSM en 10°N , 95°W y 12°N , 95°W , pero no lograron obtener sustento observacional para la hipótesis de la retroalimentación entre la TSM, la convección y la insolación. Magaña y Caetano (2005) proponen una teleconexión del Pacífico del este con el Caribe a través del viento de la CLLJ y un desplazamiento de la convección hacia el Pacífico central.

Otro posible factor importante es el contraste local de calentamiento tierra – mar entre América del Norte continental y sus mares adyacentes. Esto fue estudiado por Mapes et al. (2005) en una simulación usando el modelo de circulación general atmosférico (AGCM) con periodos anual y diario incrementados artificialmente por un factor 5, cuyo principal efecto fue incrementar la temperatura sobre la tierra y así mismo, el contraste de calentamiento tierra – mar. En su simulación, la MSD resultó ser más pronunciada que en una integración de año normal. Su estudio mostró que la MSD estaba asociada a una disminución térmica anómala sobre Norteamérica y una presión relativamente alta sobre los océanos, incluyendo el bajo nivel de circulación anticiclónica sobre el Golfo de México. Mapes et al. (2005) ha ligado también la

MSD observada a la extensión de la alta subtropical del Atlántico Norte y sus niveles de subsidencia. Sin embargo, como se discute en el capítulo 2, la intensificación de la alta no es responsable de la aparición de la MSD.

La variabilidad interanual de la MSD puede darnos algunas pistas sobre cuáles son sus mayores forzantes. Curtis (2002) y Higgins et al. (1999) presentan algunos análisis de la variabilidad interanual en las regiones de la MSD y el monzón de Norteamérica (NAM, por sus siglas en inglés) respectivamente. Ellos encontraron que la MSD fue intensa el verano anterior a El Niño, particularmente en las costas del Pacífico oriental, y el NAM fue débil en el sur de México, sugiriendo una reducción del ancho de la región de precipitación de medio verano durante esos años, considerando que durante La Niña la precipitación se incrementa (fortaleciendo el NAM pero debilitando la MSD). Curtis (2002) sugirió que la influencia sobre la MSD podía estar relacionada a cambios en la posición e intensidad de la ITCZ, afectando la circulación en la región de la MSD. Higgins et al. (1999) sugirieron que cambios en la TSM en la Alberca de Agua Caliente adyacente a la costa del Pacífico mexicano modifican el contraste de la temperatura tierra-mar así como el NAM (por ejemplo, con TSM más cálidas, El Niño reduce el contraste de temperatura y el consecuente efecto de brisa marina).

Los estudios antes mencionados sugieren algunos factores que contribuyen a la MSD pero no proporcionan ningún mecanismo dinámico definitivo, por lo que es necesario estudiar la física involucrada en cada uno de los procesos para determinar como están relacionados. Los vientos de niveles bajos del Caribe son sin duda un factor que aparece en forma frecuente como factor clave, pues su evolución coincide con las fases de la MSD.

1.4 LA CORRIENTE EN CHORRO DE NIVELES BAJOS DEL CARIBE

La corriente en chorro de niveles bajos del Caribe (CLLJ, por sus siglas en inglés) es una región de viento máximo predominante del este en la troposfera baja (925 mb) (Fig. 1.4).

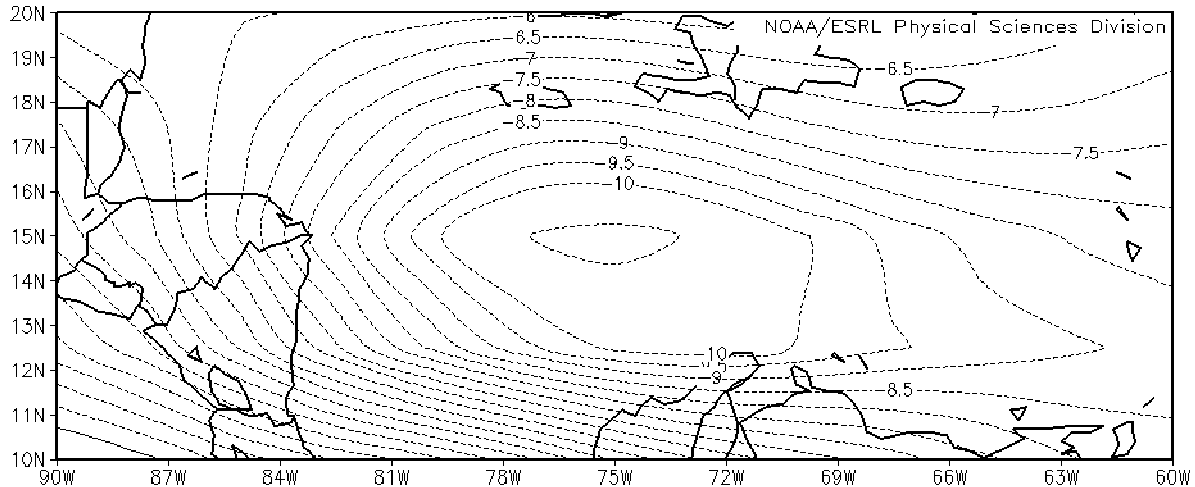


Fig.1.4 Viento zonal (m/s) a 925 hPa. Climatología mayo – octubre 1980-2009, a partir de datos de reanálisis (NOAA).

Está localizada sobre el mar Caribe entre las costas del norte de Sudamérica (Venezuela y Colombia) y las Grandes Antillas: Cuba, Haití, República Dominicana y Puerto Rico (Amador, 1998; Cook et al. 2010). La CLLJ está presente todo el año y transporta grandes cantidades de humedad de la zona tropical del Atlántico hacia el Mar Caribe, hacia el Golfo de México, a través de toda Centroamérica y hacia la cuenca del Pacífico (Higgins et al. 2003).

La CLLJ cambia de magnitud en el transcurso de un año, presentando en el nivel de 925 hPa los vientos zonales más intensos, con dos máximos uno en julio y otro en enero-febrero. La CLLJ es débil en octubre y mayo, lo cual indica un ciclo semianual (Fig. 1.5).

Para México, la CLLJ es de mucho interés ya que su comportamiento y desarrollo está fuertemente ligado al comportamiento de la sequía de medio verano o canícula (Magaña et al.1999), e incluso a las lluvias en periodos de tiempo más largos (Méndez and Magaña, 2010).

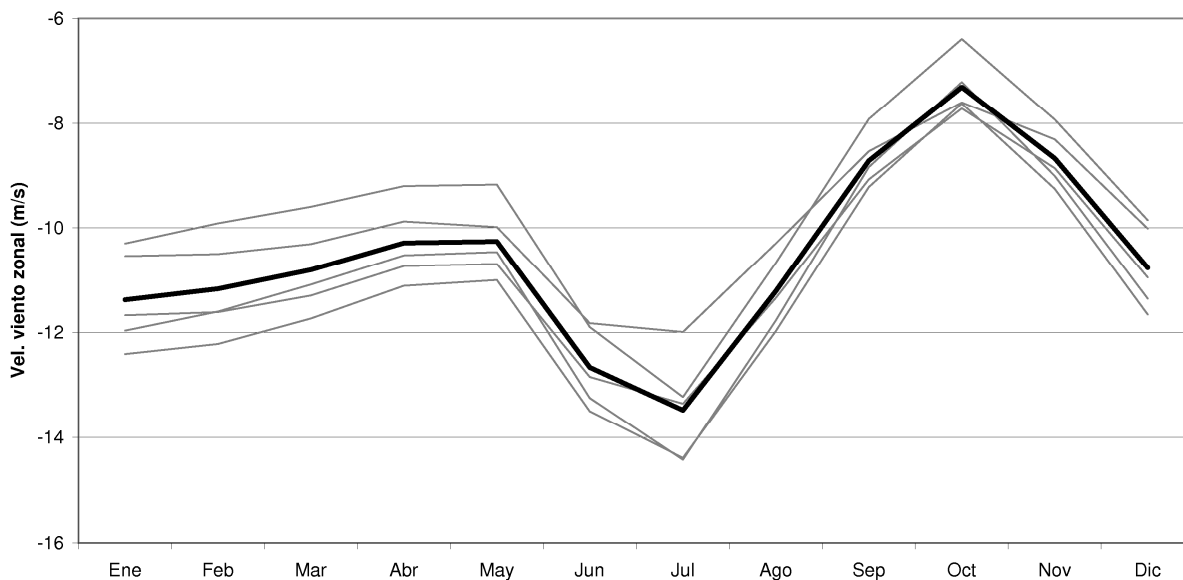


Fig. 1.5 Viento zonal (m/s) a 925 hPa promediado (línea oscura) en $80^{\circ} - 70^{\circ} W$ y $13^{\circ} - 17^{\circ} N$, de Enero de 1949 a Diciembre de 2009 (IRI).

La aceleración de la CLLJ durante julio aumenta las precipitaciones a lo largo de la costa Caribe de América Central, mientras que en la costa del Pacífico se reduce la humedad, lo que lleva a una variación intraestacional característica de la sequía de medio verano. Al mismo tiempo, el fortalecimiento de la CLLJ aumenta la divergencia del flujo de humedad hacia el este, lo que conduce al mínimo de lluvias de medio verano sobre el Caribe. En escalas de tiempo interanual, la magnitud de la CLLJ y las tasas de precipitación en el Caribe están anticorrelacionadas.

Hay una fuerte relación entre los cambios de la CLLJ y fenómenos de frecuencia media como es la sequía de medio verano y otros de baja frecuencia como es El Niño (ENSO) (Fig. 1.6). Para los años *Niño*: 1982, 1983, 1986, 1987, 1992, 1994, 1997, 2002 y 2009 se tiene un máximo de viento zonal correspondiente al CLLJ en la zona del Caribe ($75^{\circ}W$ y $15^{\circ}N$).

La correspondencia entre la aceleración de la CLLJ y el fenómeno El Niño no es uno a uno debido a que las variaciones de la CLLJ no sólo dependen de éste, el cual además no tiene una periodicidad definida.

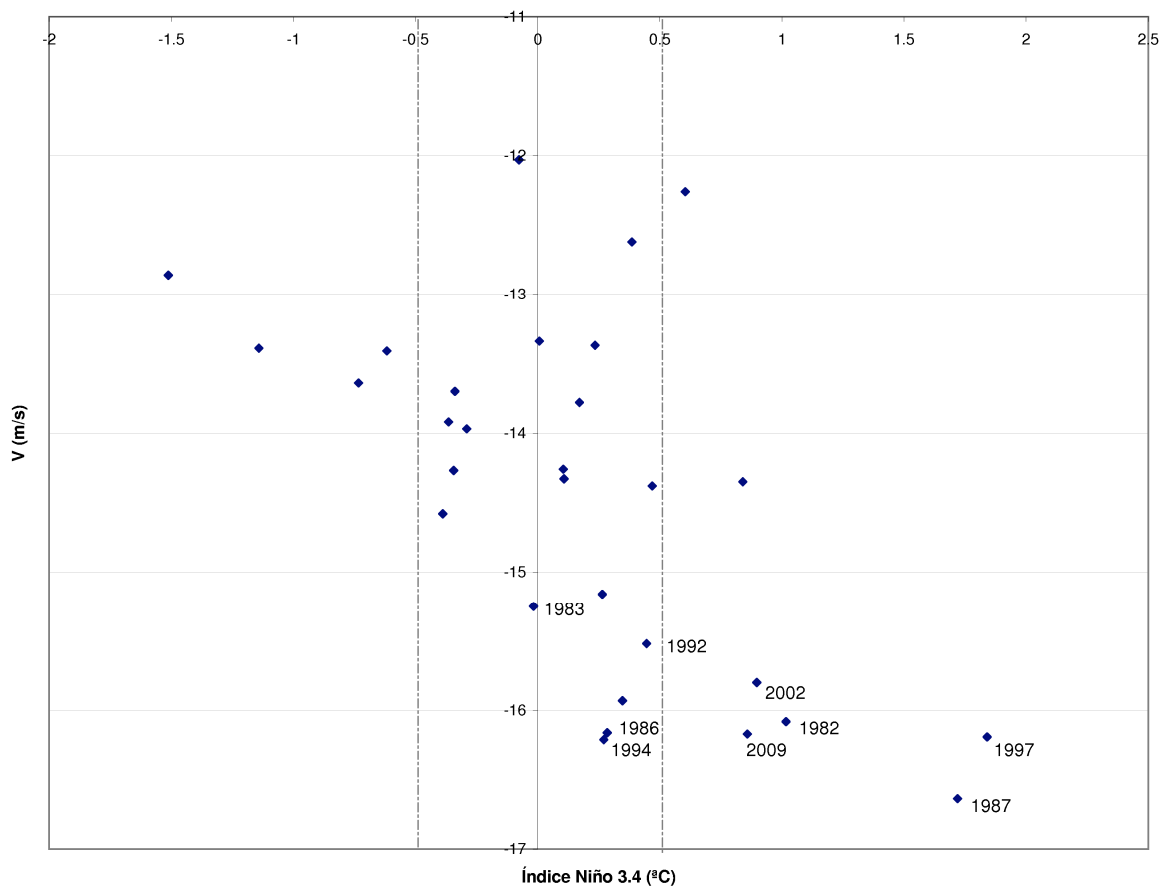


Fig. 1.6 Diagrama de dispersión entre viento zonal (m/s) en 925 hPa y 75°W, 15°N e Índice Niño 3.4 (°C), sólo para los meses de *julio* (1980-2009).

En la región del Caribe están presentes las ondas del este que actúan como perturbaciones que interactúan con la CLLJ, circulación estacionaria barotrópicamente inestable (Molinari, 1997). Su formación, intensificación o debilitamiento puede depender de la intensidad del flujo en el que se desarrollan.

1.5 ONDAS DEL ESTE

Diversos estudios sobre ondas del este (OE) han mostrado su papel clave en el clima de las Américas tropicales (p.e. Cook 2004, Salinas Prieto 2006 y Morales 2008). Las OE son perturbaciones tipo Rossby, con un periodo de 3 a 7 días y una velocidad de desplazamiento de 6-7 grados de longitud por día. Son uno de los principales

mecanismos que producen lluvia en el centro y sureste de México, así como en Centroamérica, y son fundamentales en el desarrollo de depresiones tropicales, tormentas tropicales, así como huracanes, ya que el 60—65% de éstos se desarrollan a partir de OE (Pasch et al., 1998) (Fig. 1.7).

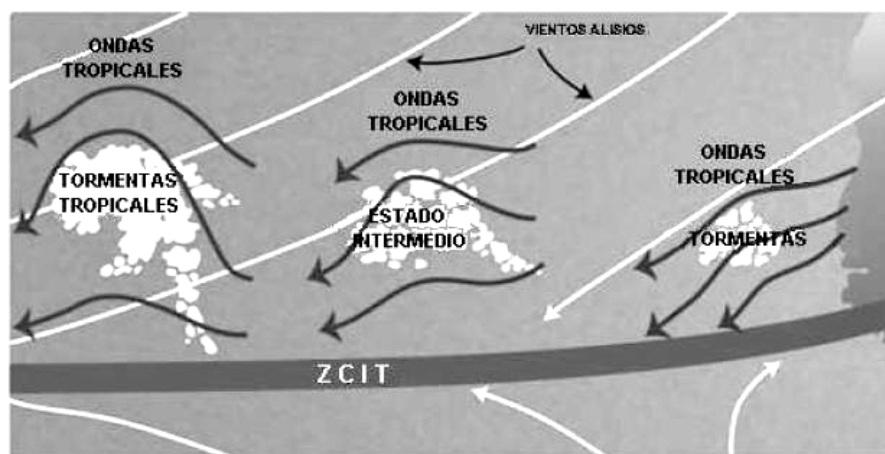


Fig. 1.7 Evolución de una OE en depresión y tormenta tropical (Salinas, 2006).

Las características de las OE varían por región y latitud por lo que su interacción con la CLLJ depende de la trayectoria seguida. La interacción CLLJ — OE es importante ya que la naturaleza barotrópicamente inestable del flujo facilita un intercambio de energía y momento entre la CLLJ y las perturbaciones (Salinas, 2006). Además, de mayo a agosto, cuando la CLLJ llega a su máxima intensidad, las perturbaciones que llegan al Caribe tienden a debilitarse y de agosto a noviembre se intensifican (Salinas, 2006). Se ha probado que de las OE que se generan sobre África, algunas se disipan y otras viajan a través del océano Atlántico llegando al mar Caribe (Cook, 2004), de aquí se tienen dos comportamientos diferentes: algunas se desvían hacia el noroeste y otras siguen viajando casi en línea recta cruzado México (Morales 2008, Cook 2004) (Fig. 1.8).

¿Qué causa la deflección de la guía de onda de una OE cuando llega a la región de los IAS?

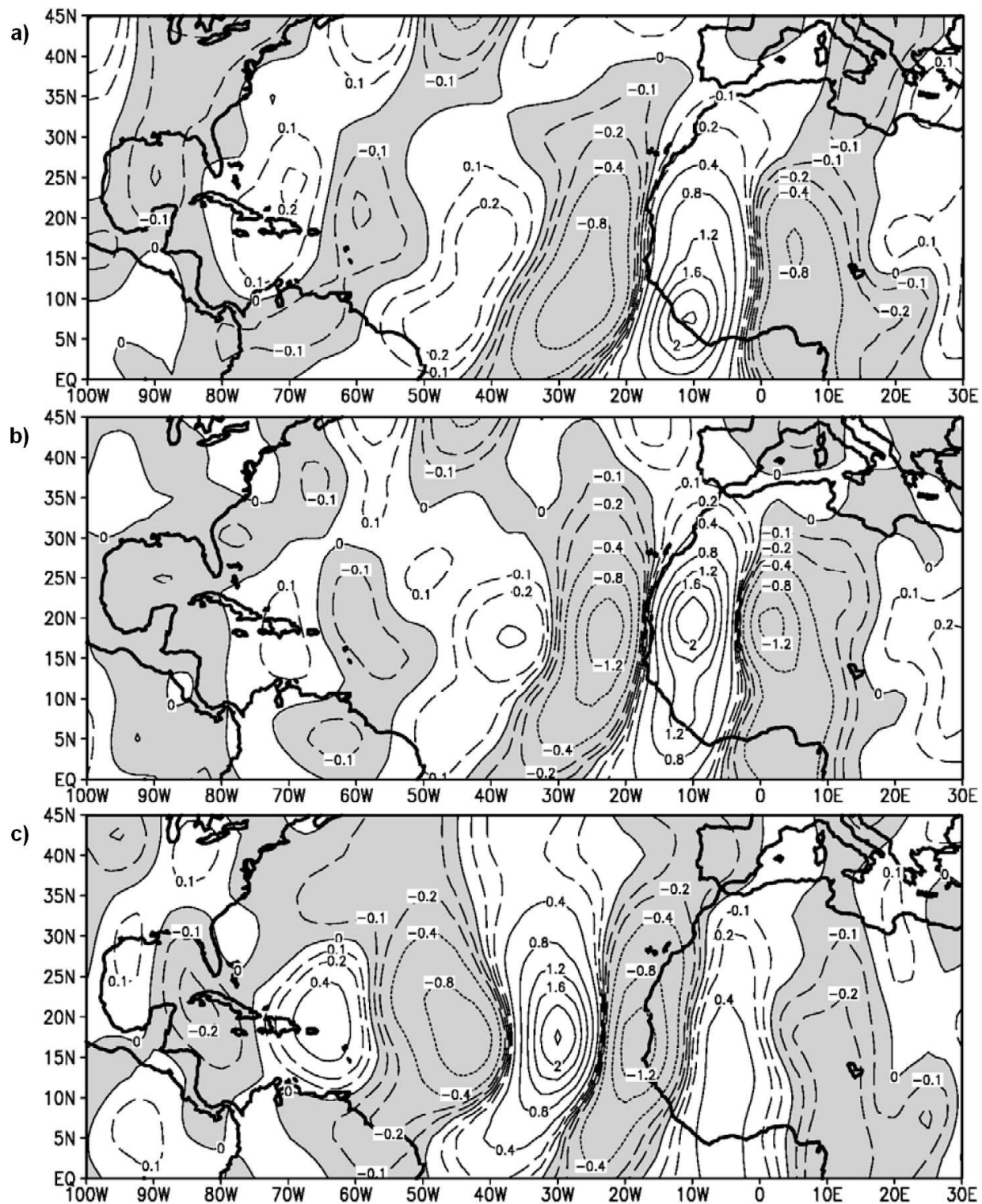


Fig. 1.8 Anomalías de viento meridional (m/s) filtrado compuesto de 3–5 días con la misma señal para la climatología 1979–2002 en julio, agosto y septiembre, usando puntos localizados en: a) 850 hPa en 7.5°N y 10°W, b) 850 hPa en 20°N y 10°W y c) 700 hPa en 17.5°N y 30°W, sombreado denota valores negativos (Cook, 2004).

La hipótesis es que la presencia de la CLLJ causa la deflexión de las OE, tal como sucede con ondas de Rossby de latitudes medias que se deflectan cuando se aproximan a una corriente de chorro del oeste (Orlanski, 1998).

Además, se considera que el mismo mar Caribe es una zona clave para la generación de OE, observando que varias de las OE que cruzan México y que se deflectan al noroeste tuvieron su origen en el mar Caribe, es decir, no son ondas africanas.

Por otra parte, varios estudios han demostrado que existe variabilidad interanual importante en la actividad de ondas del este (Cook, 2004); en los años 1981, 1985, 1988, 1993, 1995 y 1999 poseen gran actividad de onda en el Caribe, mientras que en los años 1980, 1986, 1990, 1994, 1997 y 2001 esta actividad es menor. Resaltando que cuando hay mayor actividad de OE la precipitación sobre el Caribe y en el sur de México aumenta y cuando esta actividad disminuye, la precipitación en la región es menor (Fig. 1.9).

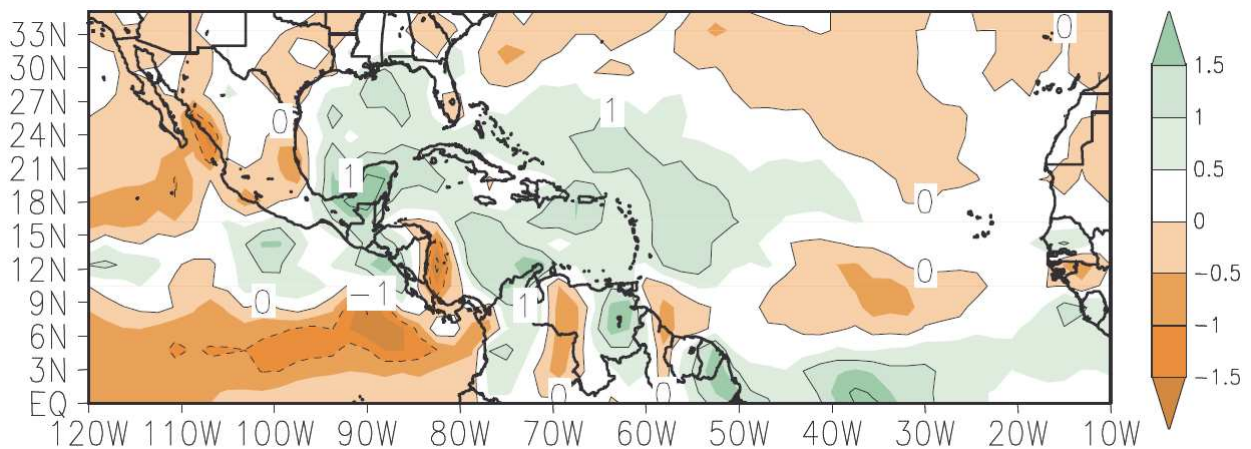


Fig. 1.9 Anomalías de precipitación (mm/día) de julio a octubre, años de mayor actividad de OE menos años de menor actividad (Salinas, 2006).

1.6 OBJETIVO DE LA TESIS

Por la importancia de las OE y de la CLLJ en el clima mexicano es importante analizar el papel de las interacciones entre transientes (OE) y flujo medio (CLLJ) en el clima de Mesoamérica mediante diagnósticos dinámicos que permitan comprender la dirección de los flujos de momento y energía en la zona de los IAS. Dicho análisis

permitirá esclarecer si se trata de un proceso regional o forzado por circulaciones de escala planetaria.

La tesis se divide en un resumen, cuatro capítulos y un apéndice:

En el primer capítulo se presentó una introducción al problema de la interacción entre transientes y flujo medio y se plantean algunos procesos significativos de la región.

En el segundo capítulo se discuten las interacciones entre transientes y flujo medio en el contexto CLLJ – OE.

En el tercer capítulo se plantea la metodología a seguir.

En el cuarto capítulo se aplica la metodología usando datos de reanálisis y se presentan los resultados.

En el quinto capítulo se presentan las conclusiones y se abre un espacio para planteamientos de investigaciones futuras.

Finalmente, en el apéndice se muestra el desarrollo para obtener las ecuaciones del flujo medio.

CAPÍTULO 2

INTERACCIÓN DE PROCESOS EN LA REGIÓN DE ESTUDIO

2.1 INTRODUCCIÓN

Cuando se analiza la variabilidad del clima en Mesoamérica, gran parte de los trabajos gira en torno al fenómeno El Niño, dando casi por un hecho que el ciclo anual se comprende. En el caso de la región de los IAS el mayor interés está centrado en los ciclones tropicales.

Así, durante un episodio La Niña, la ocurrencia de un número mayor de huracanes en el Atlántico llevaba a preguntarse qué tipo de dinámica estaba actuando en esas escalas, para teleconectar lo que sucedía en el océano Pacífico con el clima de todas las regiones tropicales y subtropicales, pero en particular con las Américas tropicales.

Al revisar la precipitación en verano con diferentes análisis o con un promedio de modelos y tratar de obtener el tipo de señal cuando se tiene la condición El Niño o La Niña, los resultados obtenidos muestran que para varios episodios hay diferencias. ¿Por qué se presentan esas fallas regionales?. La respuesta es que la variabilidad interanual **no sólo depende** de El Niño (o La Niña), y se deben analizar otros factores de relevancia cuando uno trata de explicar el clima regionalmente.

2.2 ALBERCAS DE AGUA CALIENTE Y SEQUÍA DE MEDIO VERANO

El primer elemento clave para el clima de Mesoamérica y los IAS tiene que ver con las llamadas albercas de agua caliente, en las que la TSM es mayor a 28°C. Usando la ecuación de Clausius-Clapeyron (Webster, 1994), indica que 28°C corresponde a la temperatura (el punto de doblamiento e) a la cual la presión de vapor de saturación crece rápidamente. En otras palabras, si se incrementa un poco la temperatura antes de este punto (28°C), e_s no sube significativamente, pero para incrementos de temperatura más allá de 28°C, los incrementos potenciales en la cantidad de presión de vapor son notables (Fig. 2.1). Entonces el cambio de estar dentro de las albercas de agua caliente o estar fuera en términos de desarrollo de convección es considerable (Zhang, 1993).

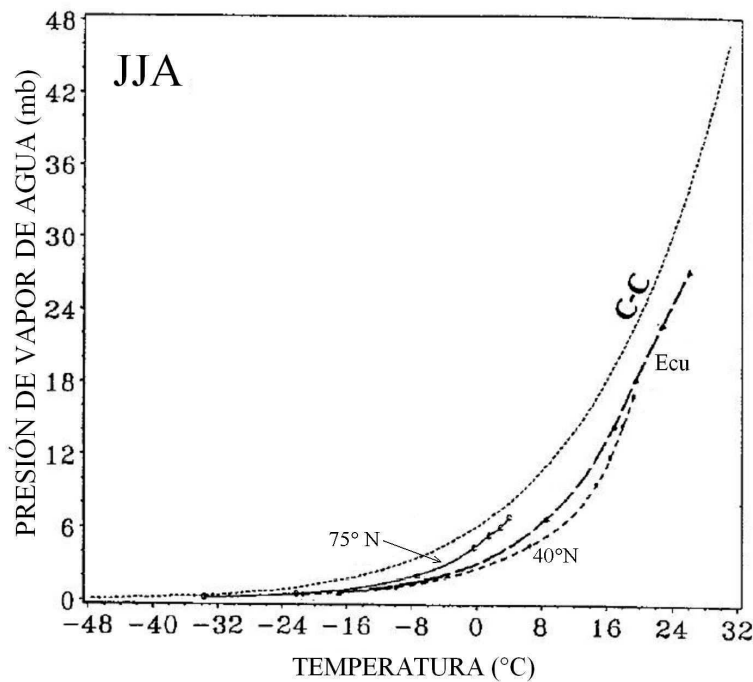


Fig. 2.1 Presión de vapor atmosférico (mb) como función de la temperatura (°C), para atmósferas promediadas localizadas en el Ecuador (guiones largos), a 40°N (guiones pequeños) y 75°N (línea continua) para el verano boreal: Junio, Julio y Agosto (JJA). La línea punteada C-C es la curva de presión de saturación de vapor de Clausius – Clapeyron paralela a las demás en todo el dominio. (Webster 1994).

¿Qué significa hacer variar la TSM en una región oceánica?, ¿Qué impactos puede tener en diferentes escalas de tiempo sobre la actividad convectiva y el clima?.

Al estudiar la precipitación en México y Centroamérica caracterizada por la llamada canícula ó MSD, es claro que existe una relación entre lluvia convectiva y las albercas de agua caliente (Magaña et al. 1999).

Una primera hipótesis de estos autores sugería que las lluvias eran moduladas por la TSM (Fig. 2.2). A principios de la temporada lluviosa, hacia mediados de mayo la TSM de la alberca de agua caliente aledaña a México en el Pacífico del este crece (por encima de los 28°C) y alcanza un máximo. Hacia mediados de julio disminuye la TSM alcanzando un mínimo relativo, y para mediados de septiembre alcanza un segundo máximo (Magaña and Caetano, 2005). Así, las variaciones de TSM modulan la actividad convectiva en el Pacífico del este, en un proceso local (Magaña et al. 1999).

Pero esta hipótesis es incompleta, pues aunque la parte termodinámica explica parte del comportamiento de la precipitación en la región, hay elementos no explicados sobre la dinámica y la física (radiación).

Cuando se analiza el comportamiento de la precipitación sobre el océano Pacífico así como sobre la costa de Centroamérica frente al mar Caribe, se observa que existe cierta anticorrelación, como una especie de *sube y baja*. Un mínimo relativo en el océano Pacífico del este (MSD), coincide con un máximo relativo en el mar Caribe del oeste y viceversa (Fig. 2.3) (Magaña et al. 1999).

Lo que este comportamiento indica es que hay procesos dinámicos que forman parte del ciclo anual de las lluvias en la región. Si bien la parte termodinámica, dada por la ecuación de Clausius-Clapeyron, tiene que tomarse en cuenta, también la parte dinámica juega un papel importante (Magaña and Caetano, 2005).

Es aquí donde el papel del CLLJ entra en juego como un elemento fundamental de la dinámica del clima en la región (Cook and Vizzy, 2010).

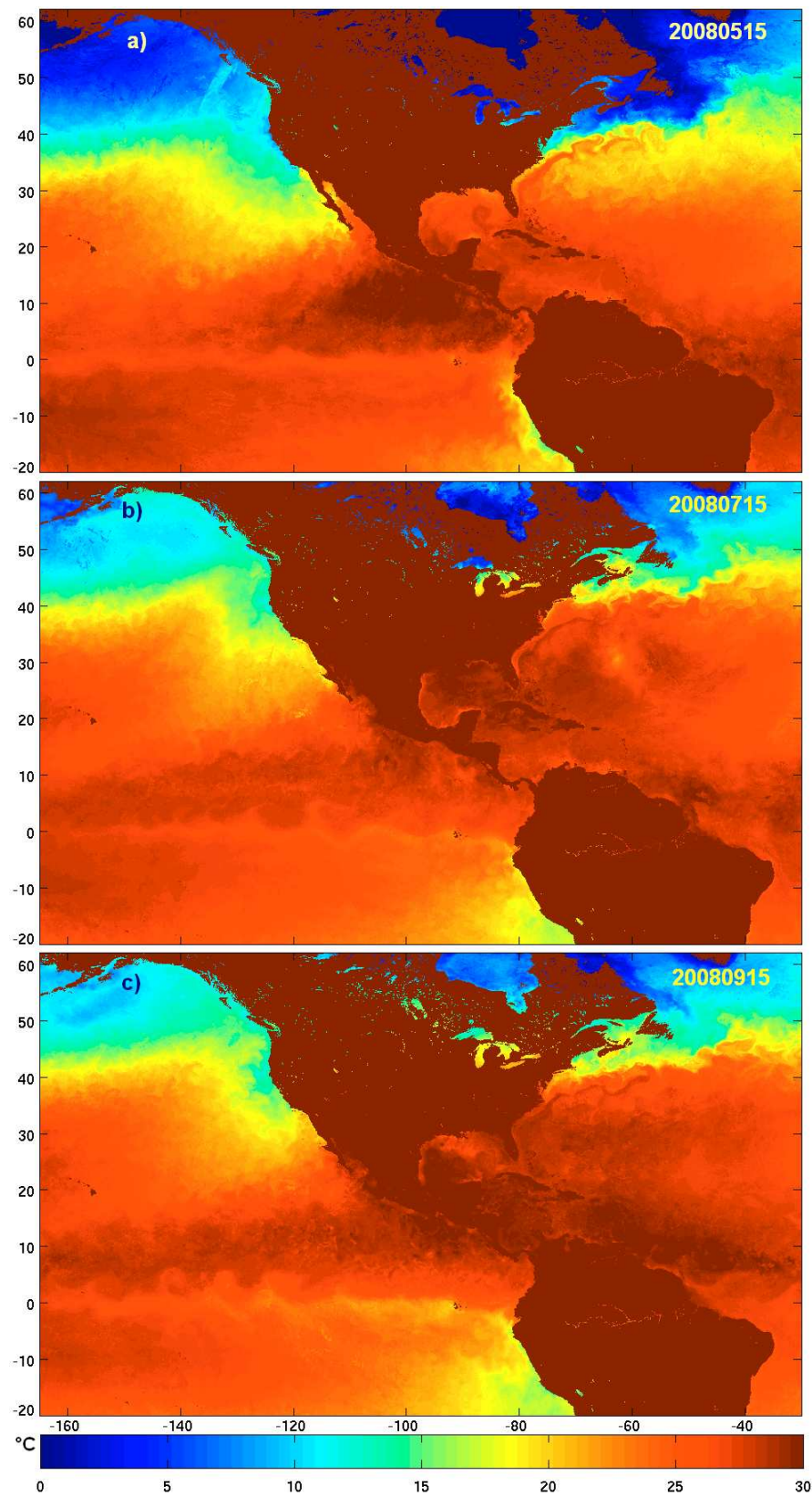


Fig. 2.2 Vista satelital de la TSM ($^{\circ}\text{C}$) de las albercas de agua caliente del Pacífico y del Golfo de México: a) 2008/05/15, b) 2008/07/15 y c) 2008/09/15.

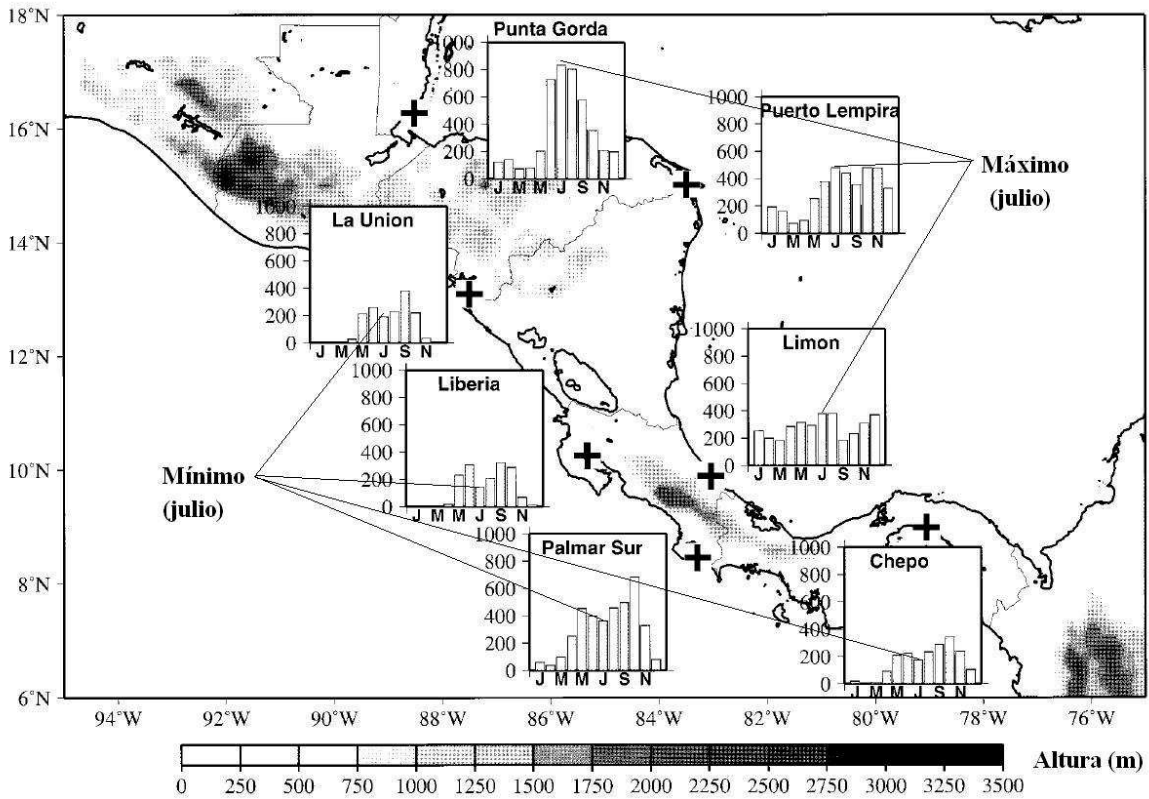


Fig. 2.3 Precipitación mensual (mm) en estaciones de Centroamérica (Magaña et al. 1999).

2.3 CLLJ Y SEQUÍA DE MEDIO VERANO

En el verano, se presenta un máximo de velocidad del viento de niveles bajos muy intenso (cerca de 15 m/s) sobre el Caribe, mientras que del lado del océano Pacífico los vientos son débiles (Fig. 2.4). El cambio en la cantidad de momento del Caribe al Pacífico del este requiere explicar los cambios espaciales del flujo.

Para ello se tienen dos posibilidades que no se excluyen: una es que la CLLJ se divida en una rama ascendente y, por otro lado, que parte de la corriente pueda pasar a través de los huecos orográficos que quedan en la zona de Centroamérica conocida como Istmo de Papagayo. Tal sistema cumple adecuadamente con la conservación de vorticidad absoluta (Holton, 1979).

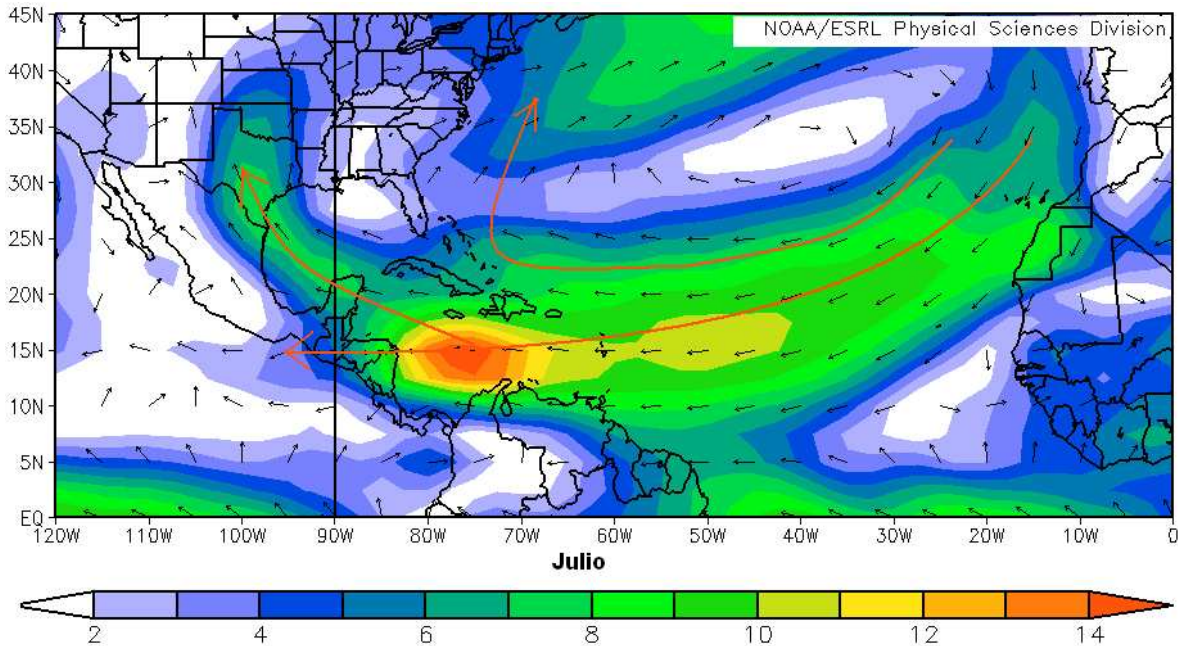


Fig. 2.4 Vectores de viento (flechas) y su magnitud (color) (m/s) a 925 hPa para el mes de julio. Climatología (1968-1996).

La rama de la CLLJ que continúa zonalmente hacia el Pacífico del este, teleconecta al Caribe a través del Istmo de Papagayo con efectos sobre la TSM y sobre la región de la ITCZ.

De esta manera, la región funciona como un sistema acoplado que se conecta a través del flujo de los vientos de la CLLJ que logran atravesar de un océano a otro.

Los esfuerzos frente a la costa del Pacífico centroamericano resultan en un enfriamiento, y con ello en menor actividad convectiva. Para distinguir este proceso es útil construir un diagrama de Hovmöller que muestre la evolución de la precipitación en el Pacífico del este y Caribe durante el verano (Fig. 2.5).

Se puede apreciar que la precipitación se desplaza zonalmente de la región 90°W—110°W en junio, hacia 110°W—140°W en julio y agosto, para concentrarse en 90°W—110°W en septiembre.

La migración de la actividad convectiva al oeste ocurre conforme los vientos alisios (CLLJ) se intensifican y las TSM varían alrededor de los 29°C. Recuérdese que en este rango de TSM una variación pequeña puede alterar significativamente la convección tropical.

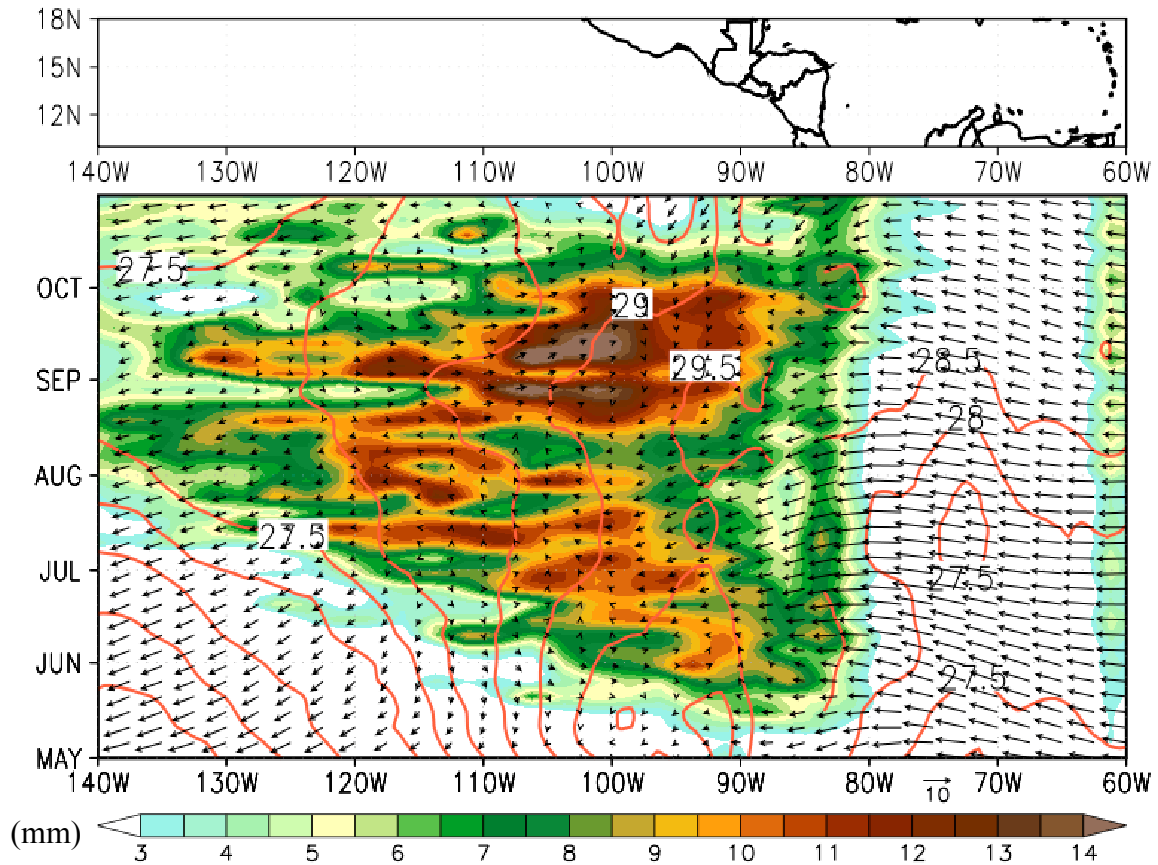


Fig. 2.5 Precipitación (mm) en tonos de colores, TSM en líneas rojas y vectores de viento a 925 hPa. Climatología 1979 -2003 (Méndez, 2006).

Se observa que la intensificación del viento en el Caribe ocurre exactamente en los meses de julio y agosto, lo que lleva a una disminución de la TSM en el Pacífico del este. Cuando la temperatura se eleva nuevamente hacia septiembre disminuyen los vientos y se recupera la intensificación de la actividad convectiva cerca de la costa del Pacífico.

Pero, ¿por qué la CLLJ se intensifica precisamente en los meses de julio y agosto?.

Varios autores (Curtis, 2002, Gamble, 2008, etc.) han tratado de explicar lo que sucede con el origen de la CLLJ y su relación con la MSD a través de una interpretación en términos de la presencia de la alta presión que corresponde al anticiclón que se forma en el Golfo de México y océano Atlántico, más conocida como Alta Subtropical del Atlántico Norte (NASH, por sus siglas en inglés). Sin embargo, aunque muy popular, dicha hipótesis parece incorrecta.

2.4 CLLJ E INTENSIFICACIÓN DE LA ALTA PRESIÓN.

De forma general la hipótesis relativa a la alta presión del Atlántico Norte sugiere que conforme este sistema casi – estacionario se intensifica, la CLLJ se acelera, y que cuando el anticiclón se debilita la CLLJ se desacelera. Pero la hipótesis no se sustenta con la evidencia, ya que si la intensificación de la NASH conduce a una aceleración de la CLLJ, esta aceleración debe ser homogénea en la mayor parte del Atlántico tropical, es decir, no sólo en el Caribe (Fig. 2.6). Para analizar lo que ocurre con la altura geopotencial y los vientos, se comparan las variables mencionadas en dos puntos fijos en longitud y latitud correspondientes al Atlántico tropical central y a la región de la CLLJ, para los meses de junio y julio en 925 hPa. En el primer punto (47.5°W, 15°N) en el mes de junio se tienen vientos con intensidad de 11 m/s, después en el mes de julio se tienen vientos con intensidad de 10 m/s.

En la región de la CLLJ (75°W, 15°N) en el mes de junio se tienen vientos con intensidad de 13 m/s. Posteriormente, en el mes de julio se tienen vientos con intensidad de 14 m/s, por lo que climatológicamente de junio a julio se presenta una desaceleración en el Atlántico central y una aceleración en la región de la CLLJ.

Este comportamiento no funciona con la hipótesis de la intensificación de la alta en forma homogénea. Tampoco se explica de dónde obtiene energía el sistema casi — estacionario, por lo que se puede afirmar que la aceleración de la CLLJ sólo ocurre localmente. Por otro lado, si se mantiene un balance geostrófico local (en el Caribe), el campo de masas se tendría que ajustar al campo de vientos.

Dicho ajuste sucede en la región del Caribe, ya que el tamaño del sistema (en donde ocurre la aceleración de la CLLJ) es menor que el radio de deformación de Rossby (L_R), por lo que al contrario del ajuste geostrófico de latitudes medias, en los IAS **el campo de masas es el que se ajusta al campo de vientos** (Fig. 2.7).

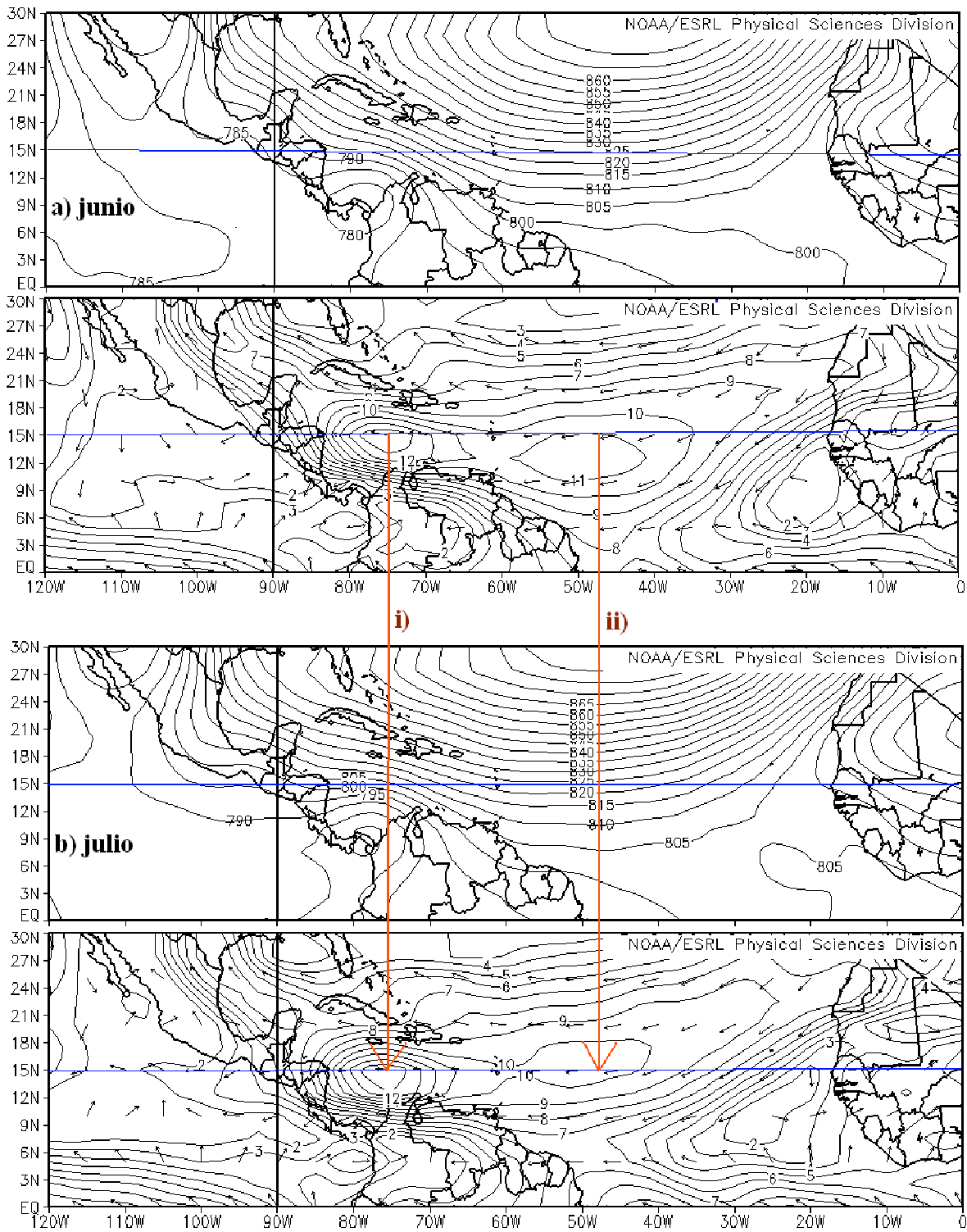


Fig. 2.6 Altura geopotencial (m) y viento (m/s) a 925 hPa, en a) junio y b) julio. Climatología (1968-1996). i) y ii) corresponden a la salida de la CLLJ (75°W, 15°N) y a la entrada de la CLLJ (47.5°W, 15°N) respectivamente.

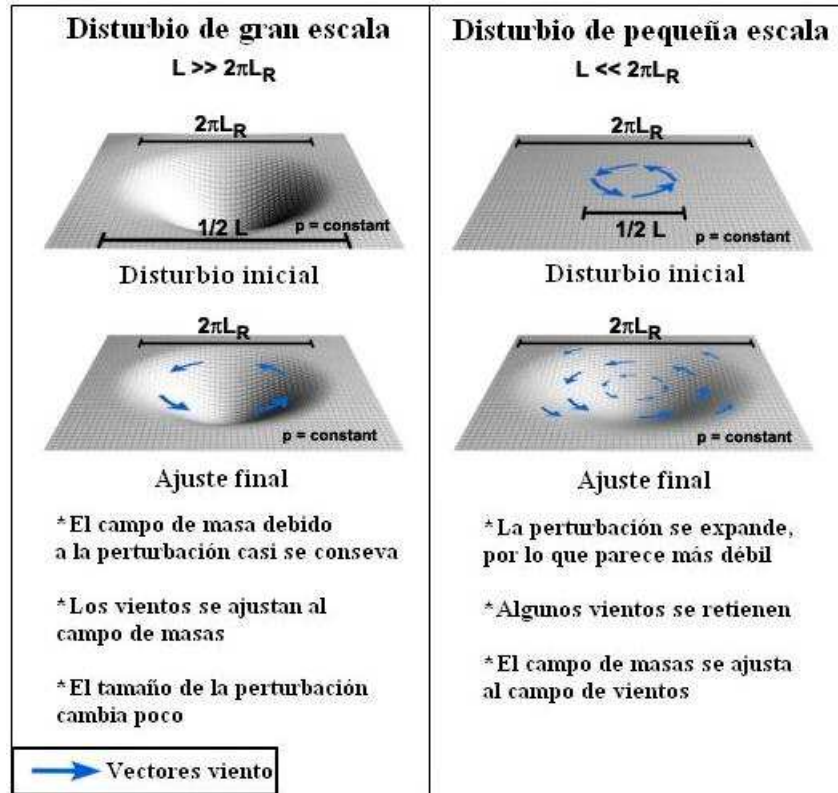


Fig. 2.7 Comparación de escala de un sistema perturbado y $2\pi L_R$, donde L_R es el radio de deformación de Rossby (COMET).

El radio de deformación de Rossby está relacionado a la distancia que una onda de gravedad se propaga antes de que el efecto de Coriolis se vuelva importante. Después de su paso las ondas de gravedad dejan atrás un estado ajustado, pero sólo en el área definida por la distancia anterior, fuera de esta región no hay cambios.

$$L_R = \frac{c_g}{f}, \quad (2.1)$$

donde L_R es el radio de deformación de Rossby, c_g la velocidad de una onda de gravedad y f el parámetro de Coriolis.

Para calcular c_g se puede usar la relación de velocidad de una onda interna:

$$c_g = \frac{NH}{\pi}, \quad (2.2)$$

donde N es la frecuencia de Brunt-Vaisala y H la escala vertical en Km.

Se quiere comparar la longitud de onda (L) de un disturbio con $2\pi L_R$ que es la distancia que la onda de gravedad puede viajar durante un período inercial, que a su vez, es la cantidad de tiempo que tomaría un vector de viento ageostrófico para girar completamente alrededor de un círculo, como resultado de ser girado por el efecto de la fuerza de Coriolis. Entonces, $2\pi L_R = c_g \cdot T$ donde T es el periodo inercial, que se puede aproximar a: $T \approx \frac{2\pi}{\sqrt{\eta f}}$, donde η es la vorticidad absoluta y f el parámetro de Coriolis.

Usando esto, se puede calcular $2\pi L_R$ en Km con la relación:

$$2\pi L_R = \left(\frac{NH}{\pi}\right) \left(\frac{2\pi}{\sqrt{\eta f}}\right) = \frac{2NH}{\sqrt{\eta f}} \quad (2.3)$$

Haciendo una pequeña corrida numérica para calcular $2\pi L_R$ para diferentes frecuencias de Brunt-Vaisala según el gradiente térmico vertical, dos latitudes 12°N y 15°N, se obtuvo la tabla 2.1.

latitud	N (1/s)	H (km)	Vort. Abs (η) (1/s)	f (1/s)	2NH (km/s)	$\sqrt{(\eta f)}$ (1/s)	2 π L _R (km)
15°N	0.008	5	1.0E-05	3.76399E-05	0.08	1.9401E-05	4,123
15°N	0.01	5	1.0E-05	3.76399E-05	0.1	1.9401E-05	5,154
15°N	0.015	5	1.0E-05	3.76399E-05	0.15	1.9401E-05	7,732
15°N	0.02	5	1.0E-05	3.76399E-05	0.2	1.9401E-05	10,309
15°N	0.008	5	5.0E-06	3.76399E-05	0.08	1.3719E-05	5,832
15°N	0.01	5	5.0E-06	3.76399E-05	0.1	1.3719E-05	7,289
15°N	0.015	5	5.0E-06	3.76399E-05	0.15	1.3719E-05	10,934
15°N	0.02	5	5.0E-06	3.76399E-05	0.2	1.3719E-05	14,579
12°N	0.008	5	1.0E-05	3.0237E-05	0.08	1.7389E-05	4,601
12°N	0.01	5	1.0E-05	3.0237E-05	0.1	1.7389E-05	5,751
12°N	0.015	5	1.0E-05	3.0237E-05	0.15	1.7389E-05	8,626
12°N	0.02	5	1.0E-05	3.0237E-05	0.2	1.7389E-05	11,502
12°N	0.008	5	5.0E-06	3.0237E-05	0.08	1.2296E-05	6,506
12°N	0.01	5	5.0E-06	3.0237E-05	0.1	1.2296E-05	8,133
12°N	0.015	5	5.0E-06	3.0237E-05	0.15	1.2296E-05	12,199
12°N	0.02	5	5.0E-06	3.0237E-05	0.2	1.2296E-05	16,266

Tabla 2.1

Como $2\pi L_R$ es inversamente proporcional a la latitud, entre 12°N y 15°N es muy grande, como en gran parte de los trópicos ($\sim 5,000$ a $\sim 10,000$ km). Sobre el mar Caribe, la estabilidad estática es grande y la vorticidad absoluta cercana a cero cerca de la CLLJ. Por ello, la longitud de la intrusión de la NASH en la región del Caribe como una onda externa es menor al radio de deformación de Rossby, i.e. $L \ll 2\pi L_R$. Así, la aceleración de la CLLJ debe involucrar procesos en los cuales el campo de masas se ajuste al campo de vientos.

Entonces se puede concluir que aunque es cierto que el campo de masas (NASH) proporciona una componente importante a los vientos del este (alisios), el momento que lleva a la formación de la CLLJ proviene de otra fuente. El reto entonces es explicar por qué la CLLJ se acelera solamente en escalas locales y qué es lo que produce esa aceleración.

2.5 CLLJ Y ONDAS DEL ESTE

La actividad de OE en el Caribe no parece sólo provenir de ondas africanas, ya que a menudo se están formando ondas por inestabilidad barotrópica en el Caribe (Molinari, 1997).

Un análisis de OE indica que la actividad disminuye conforme se aproximan al Atlántico del oeste, y en el Caribe parecen ocurrir dos máximos de actividad (junio y septiembre) (Salinas, 2006). Inoue et al. (2002), también encontraron que la actividad de huracanes en el Caribe posee una bimodalidad similar.

Molinari et al. (1997) sugiere que la intensidad y estructura barotrópicamente inestable de la CLLJ puede ser importante en la actividad de transientes, pero la interacción transientes – flujo medio puede ser en cualquier dirección, por lo que es importante investigar qué fuerza qué.

2.6 INESTABILIDAD BAROTRÓPICA

Se presenta inestabilidad barotrópica cuando la condición Charney-Stern se cumple, es decir, cuando el gradiente meridional de la vorticidad absoluta cambia de signo (Kuo, 1949):

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} = \beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} = 0 \quad (2.4)$$

donde $\bar{\eta}$ es la vorticidad absoluta, β es el cambio meridional del parámetro de Coriolis y \bar{u} es la velocidad zonal media.

De acuerdo a la hipótesis de Salinas (2006), basada en el trabajo de Charney et al. (1962), puede haber conversión de energía tanto en ambientes barotrópicos como baroclínicos desde las OE hacia la CLLJ o al revés. Al revisar qué sucede en la región del Caribe con el gradiente meridional de vorticidad absoluta se observa que exactamente en la zona donde ocurre la CLLJ hay un cambio de signo (Fig. 2.9).

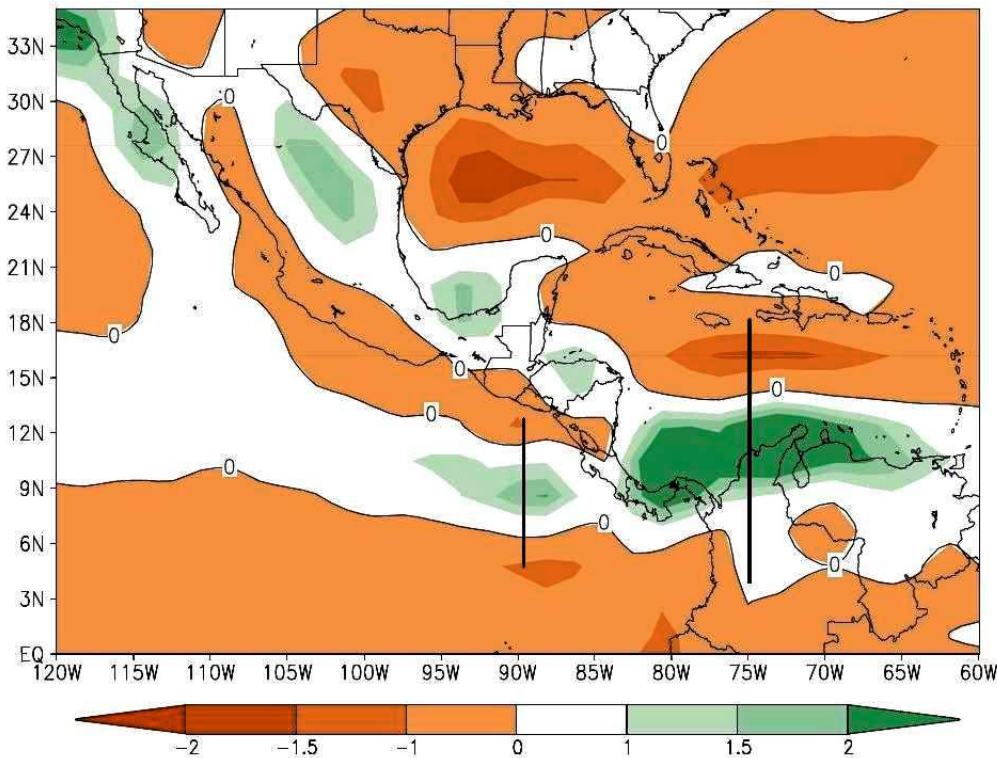


Fig. 2.9 Vorticidad absoluta (s^{-1}) ($\times 10^{-5}$) julio – octubre (1968-1996).
Las líneas negras muestran donde hay cambio de signo.

Bajo la condición de inestabilidad barotrópica es posible que las perturbaciones interactúen con el flujo medio (CLLJ) intercambiando momento y energía. Salinas (2006), mostró que la longitud y frecuencia de las ondas del este coincidían con los modos que podían ser excitados barotrópicamente si el flujo del este no era demasiado intenso. Para intensidades mayores de 15 m/s la condición de inestabilidad era menos propicia para la amplificación de perturbaciones de tipo ondas del este.

Para que tal condición ocurra, debe pensarse en una guía de onda a los 15°N. Sin embargo, Cook (2004) mostró que se trata de dos guías de onda, una de las cuales viaja a 17°N o 20°N. ¿Cuál es la interacción de estas ondas con la CLLJ?. Tal planteamiento es, en gran medida, el tema de esta tesis.

CAPÍTULO 3

METODOLOGÍA

3.1 ANÁLISIS DE PERTURBACIONES

Para considerar la interacción transientes – flujo medio, se asume que las variables de campo pueden ser separadas en dos componentes: la del campo medio que varía lentamente y la de perturbación que varía rápido. Siguiendo el esquema introducido por Reynolds, se pueden tomar variables de campo a y b , por ejemplo, con promedios indicados por una barra y las componentes de perturbación por primas. Así, $a = \bar{a} + a'$ y $b = \bar{b} + b'$.

Por definición, los promedios de las componentes fluctuantes son cero; el producto de la desviación con un promedio también es cero cuando se aplica el promedio temporal. Por lo que se tiene: $\overline{a'b} = \bar{a}'\bar{b} = 0$, donde se ha usado el hecho de que el promedio de una variable es constante en el periodo que se le promedia.

El promedio del producto de las componentes fluctuantes (llamado término de covarianza) no necesariamente es cero.

Estas reglas implican que el promedio del producto de dos variables será:

$$\overline{ab} = \overline{(\bar{a} + a')(\bar{b} + b')} = \overline{\bar{a}\bar{b} + \bar{a}b' + a'\bar{b} + a'b'} = \overline{\bar{a}\bar{b} + a'b'} \quad (3.1)$$

ya que $\bar{a}' = \bar{b}' = 0$ y que $\overline{a'b'} = \overline{\bar{a}\bar{b}'} = 0$.

En el método de la perturbación todas las variables de campo se dividen en dos partes: una parte del estado base, la cual se asume como independiente del tiempo; y

una parte de perturbación, la cual es una desviación local del campo desde el estado base.

Entonces, por ejemplo si \bar{u} designa a la velocidad zonal promediada espacialmente y temporalmente, entonces el campo de velocidad zonal completo es $u(x,t) = \bar{u} + u'(x,t)$. En este caso, la aceleración inercial $u(\partial u/\partial x)$ se puede escribir:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = (\bar{u} + u') \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} + u') = \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + u' \frac{\partial u'}{\partial x} \quad (3.2)$$

Las suposiciones básicas de la teoría de la perturbación son que las variables del estado básico deben satisfacer las ecuaciones que gobiernan el movimiento cuando las perturbaciones van a cero, por lo que los campos de perturbación deben ser bastante pequeños. Los términos que involucran productos de perturbaciones se puedan despreciar en las ecuaciones de movimiento. El último requisito se cumple en el ejemplo anterior sí $|u'/\bar{u}| \ll 1$ tal que:

$$\left| \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} \right| \gg \left| u' \frac{\partial u'}{\partial x} \right| \quad (3.3)$$

Sí los términos que involucran productos de variables de perturbación son despreciados, las ecuaciones no lineales que gobiernan el movimiento se reducirán a ecuaciones diferenciales lineales con variables de perturbación, en las que las variables del estado básico serán coeficientes específicos.

Como u' es la parte turbulenta del flujo y representa la desviación de la velocidad del viento total del valor promedio, se requiere una variable que pueda representar la intensidad de la turbulencia.

La varianza (σ^2) es una medida estadística de la dispersión de los datos alrededor del valor promedio y se define como:

$$\sigma_i^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (a_i - \bar{a})^2 \quad \text{donde } N \text{ es el número total de puntos en la serie de datos.}$$

$$\text{Si } a' = a_i - \bar{a} \quad , \text{ entonces } \sigma_a^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} a_i'^2 \quad \text{ó} \quad \sigma_a^2 = \overline{a'^2}.$$

Por lo tanto, el promedio del cuadrado de la parte turbulenta de una variable se puede interpretar como su varianza. La desviación estándar (σ) se relaciona con la varianza mediante:

$$\sigma_a = \sqrt{\sigma_a^2} = (\overline{a'^2})^{1/2} \quad (3.4)$$

Si la desviación estándar es grande entonces la parte turbulenta del flujo es grande.

Una de las variables más importantes usada para estudiar la turbulencia es la energía cinética de perturbación (PKE, por sus siglas en inglés). La energía cinética total del flujo es la suma de la energía cinética de los flujos promedio y de la perturbación (turbulencia).

Los valores de PKE pueden variar en forma importante por lo que a menudo se usa el valor promedio de PKE que es más representativo del flujo total.

$$PKE = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (3.5)$$

La energía cinética de perturbación se asocia con la actividad de transientes. Si las anomalías usadas tienen frecuencia menor a $1/10 \text{ día}^{-1}$, se habla de transientes o perturbaciones de alta frecuencia.

3.2 EL VECTOR EXTENDIDO E-P

Realizar un balance de momento para encontrar el origen de la CLLJ requiere usar una expresión adecuada de las ecuaciones de movimiento. Una evaluación directa de la 2ª Ley de Newton con datos de reanálisis para la atmósfera resulta en grandes errores y por tanto en residuales que con frecuencia se asocian con fricción.

En otras palabras, resolver la ecuación de momento y obtener un balance de momento no es cosa fácil y se tiene que recurrir a otras herramientas de diagnóstico como el vector extendido de Eliassen-Palm (Hoskins, 1983; Trenberth, 1986), que permite estimar la importancia de la interacción flujo medio y transientes.

Usando una aproximación casi geostrófica sobre un plano β , se pueden analizar ondas estacionarias de gran escala. En esta derivación la geometría esférica no es clave, pero de cualquier forma, se debe tomar como una indicación cualitativa de la derivación de la representación de la dinámica.

Escogiendo como coordenada vertical: $z = \ln\left(\frac{p_0}{p}\right)$, donde p es la presión y $p_0=1000$ mb, las ecuaciones de momento, la 1ª Ley de la termodinámica, la ecuación de continuidad y de balance hidrostático (Holton, 1979) son:

$$\frac{Du}{Dt} - fv + \frac{\partial\Phi}{\partial x} = F_x \qquad \frac{Dv}{Dt} + fu + \frac{\partial\Phi}{\partial y} = F_y \qquad (3.6 \text{ y } 3.7)$$

$$\frac{D}{Dt}\Phi_z + wS = kQ \qquad (3.8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 w = 0 \qquad (3.9)$$

$$\Phi_z = RT \qquad (3.10)$$

donde
$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}$$

Se toma R como la constante del gas, $k=R/c_p$, F es la fricción, Q el calentamiento diabático, $S=S(z)$ es la estabilidad estática, Φ es el geopotencial, T la temperatura; tanto la variación de la densidad con la altura $\rho_0(z) = \rho_\infty e^{-z}$ como el parámetro de Coriolis f se toman como constantes en un plano β .

Si tomamos la descomposición $a = \bar{a} + a'$, para todas las variables, donde la barra superior significa el promedio temporal y la prima la parte turbulenta, tenemos que las ecuaciones para el flujo medio temporal son (ver Apéndice A):

$$\frac{\overline{D\bar{u}}}{Dt} - f\bar{v} + \frac{\partial\bar{\Phi}}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial x} \overline{u'^2} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'v'} + \overline{F_x} \qquad (3.11)$$

$$\frac{\overline{D\bar{v}}}{Dt} + f\bar{u} + \frac{\partial\bar{\Phi}}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial x} \overline{u'v'} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{v'^2} + \overline{F_y} \qquad (3.12)$$

$$\frac{\overline{D\Phi_z}}{Dt} + \overline{w}S = k\overline{Q} - \frac{\partial}{\partial x} \overline{u'\Phi'_z} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{v'\Phi'_z} \quad (3.13)$$

donde
$$\frac{\overline{D}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \overline{u} \frac{\partial}{\partial x} + \overline{v} \frac{\partial}{\partial y}$$

y $(\overline{u}, \overline{v}, \overline{w})$ satisface la ecuación de continuidad (3.9).

Sí definimos la energía cinética de perturbación $\overline{K} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$ y ζ como la vorticidad relativa (vertical), las ecuaciones (3.11) y (3.12) pueden reescribirse como:

$$\frac{\overline{D}\overline{u}}{Dt} - f\overline{v} + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{\Phi} + \overline{K}) = \overline{v'\zeta'} + \overline{F_x} \quad (3.14)$$

$$\frac{\overline{D}\overline{v}}{Dt} + f\overline{u} + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\Phi} + \overline{K}) = -\overline{u'\zeta'} + \overline{F_y} \quad (3.15)$$

donde

$$\overline{u'\zeta'} = \frac{\partial}{\partial x} \overline{u'v'} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{2} (\overline{v'^2} - \overline{u'^2}) \quad (3.16)$$

$$\overline{v'\zeta'} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{2} (\overline{v'^2} - \overline{u'^2}) - \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'v'} \quad (3.17)$$

y se pueden formar los vectores:

$$E_x = \left(\frac{1}{2} (\overline{v'^2} - \overline{u'^2}), -\overline{u'v'}, f \frac{\overline{v'\Phi'_z}}{S} \right) \quad (3.18)$$

$$E_y = \left(\overline{u'v'}, \frac{1}{2} (\overline{v'^2} - \overline{u'^2}), -f \frac{\overline{u'\Phi'_z}}{S} \right), \quad (3.19)$$

aunque en esta tesis sólo se trabajará con la parte horizontal del primer vector (zonal) para analizar la aceleración zonal del flujo (CLLJ), considerando un flujo horizontal y no divergente. Ya que los gradientes térmicos en este caso no son relevantes y el último término del vector E_x (ec. 3.18) baroclínico se puede omitir, se obtiene:

$$E_u = \left(\frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{u'^2}), -\overline{u'v'} \right) \quad (3.20)$$

Las covarianzas $\overline{v'^2} - \overline{u'^2}$ están relacionadas con la anisotropía de las perturbaciones, mientras que $\overline{u'v'}$ corresponde al flujo meridional de momento zonal de perturbación. La divergencia de E_u es:

$$\nabla \cdot E_u = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{u'^2}) \right] + \frac{\partial}{\partial y} [-\overline{u'v'}] = \overline{v'\zeta'} \quad (3.21)$$

y refleja el flujo meridional de vorticidad relativa por perturbación.

Para entender cada componente del vector E_u se pueden considerar las correlaciones entre las dos componentes fluctuantes del viento que se pueden escribir en notación tensorial como:

$$C = \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} \end{pmatrix}, \quad (3.22)$$

el cual se puede escribir como la suma de un tensor diagonal y uno simétrico:

$$C = \begin{pmatrix} K & 0 \\ 0 & K \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} M & N \\ N & -M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K+M & N \\ N & K-M \end{pmatrix}, \quad (3.23)$$

donde $K = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})/2$, $M = (\overline{u'^2} - \overline{v'^2})/2$ y $N = \overline{u'v'}$. El primer tensor mide la energía cinética debida a transientes. El segundo proporciona información acerca de la forma de las perturbaciones y se le conoce como tensor de “anisotropía”. El último provee el flujo meridional de momento zonal por perturbación.

El vector E_u (ec. 3.20) se puede expresar por medio de los tensores como:

$$E_u = (-M, -N).$$

Entonces el vector E_u está relacionado con el flujo meridional de momento zonal (ec. 3.20), por lo que una región local donde E_u converja estará caracterizada por el forzamiento de vorticidad anticiclónica al norte de la región de convergencia y un

forzamiento de vorticidad ciclónica al sur. Los signos son al revés para una región de divergencia. El efecto neto es que la convergencia está asociada con aceleración del este del flujo medio y la divergencia con aceleración del oeste,

$$\text{es decir, } \frac{\overline{D u}}{Dt} \approx \nabla \cdot E_u \quad (3.24)$$

Además, la inclinación del vector E_u está muy relacionada a la orientación de las perturbaciones. La dirección que hace el vector E_u con el eje x es $\tan^{-1} (N/M)$.

Esta dirección es muy similar a la que existe con la velocidad de grupo relativa al flujo medio, por lo que la dirección hacia donde apunta el vector E_u proporciona información de la dirección de propagación de la energía de las perturbaciones.

La derivación del vector E_u para la esfera ha sido hecha por Trenberth (1986), llegando a una estructura como la aquí presentada. Los balances de momento para los trópicos y subtropicos pueden realizarse usando la expresión (3.21).

3.3 DATOS Y METODOLOGÍA

Para analizar las interacciones flujo medio – perturbación se tiene que considerar esencialmente la dinámica de los niveles troposféricos bajos. En tal dominio se ubica la CLLJ y se pueden observar los efectos de la subsidencia sobre los IAS.

La CLLJ está centrada en $75^\circ W$ y $15^\circ N$, entre los niveles de presión 950 mb – 850 mb. La máxima amplitud (energía cinética) de las OE se encuentra entre 850 y 700 mb (Cook, 2010). Por lo anterior, los análisis dinámicos sobre los IAS se realizan en los niveles de presión 1000 mb, 925 mb, 850 mb y 700 mb (Fig. 3.1).

Además de estos niveles de presión individuales, se han tomado promedios verticales de diversas variables usando: 1000 mb, 850 mb y 700 mb.

Los datos de viento se tomaron de la base de reanálisis de NCEP (National Center for Environmental Prediction) (Kalnay et al. 1996), para patrones compuestos mensuales, con resolución de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$. Las variables para el estudio incluyen

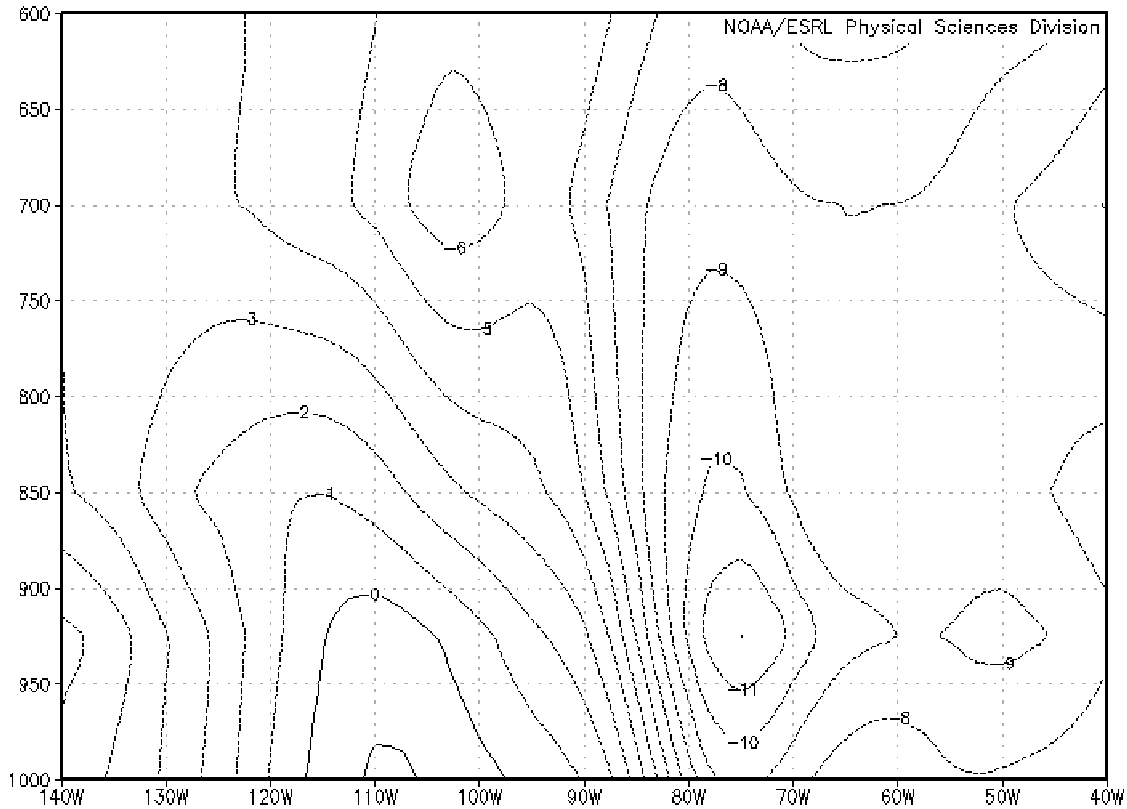


Fig. 3.1 Corte vertical de viento zonal (m/s) de 12.5°N a 15°N.
Climatología (junio – septiembre) 1968 – 1996.

además altura geopotencial, para analizar el campo de masas. Se calculan promedios mensuales, así como variables de alta frecuencia (3-10 días) para caracterizar los transientes.

Para las covarianzas mensuales y los promedios de alta frecuencia se tomó el periodo 1968-1996.

Como se mencionó antes en el desarrollo del vector E-P, se requiere de alguna herramienta de diagnóstico para averiguar como son las aceleraciones en el área de estudio. Por lo que, se calculará tanto el vector E_u para distintos niveles de presión, principalmente para los meses de verano, como su cambio meridional y zonal. También se analizarán tanto las partes geostrófica y ageostrófica del viento y su relación con el campo de masas.

Finalmente, se calcula la energía cinética de perturbación y se analizan sus cambios temporales.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS

4.1 RESULTADOS

La CLLJ presenta un máximo de intensidad zonal (cerca de 15m/s) en el mes de julio alrededor de los 925 hPa. La aceleración de la CLLJ inicia en mayo, con un máximo en julio y un debilitamiento que lleva a un mínimo en el mes de octubre.

En una primera aproximación los alisios están en balance geostrófico (Cook and Vizy, 2010), en relación con las circulaciones de escala planetaria como la Alta Semipermanente del Atlántico Norte. Sin embargo, la CLLJ corresponde a una aceleración de los alisios en una región específica (Mar Caribe). La aceleración no es uniforme a esa latitud, sugiriendo que el gradiente de geopotencial no se intensifica localmente al intensificarse el valor de la alta. Sobre el Mar Caribe, donde se forma la CLLJ, hay una diferencia entre el viento geostrófico y el viento total, es decir, la componente ageostrófica de los vientos, adquiere relevancia sólo en el Mar Caribe.

A 925 hPa en la región de la CLLJ la diferencia en magnitud del viento es del orden de 2 a 3 m/s (10 a 20 % del valor medio) para los promedios mensuales de junio, julio y agosto (Fig. 4.1). Esto contrasta con la relación geostrófica del viento en la región de la NASH, donde el campo de viento parece no estar en balance geostrófico con el campo de masa. Principalmente por el efecto de la fricción, es sólo en el Caribe donde la componente ageostrófica implica una aceleración zonal que da origen a la CLLJ.

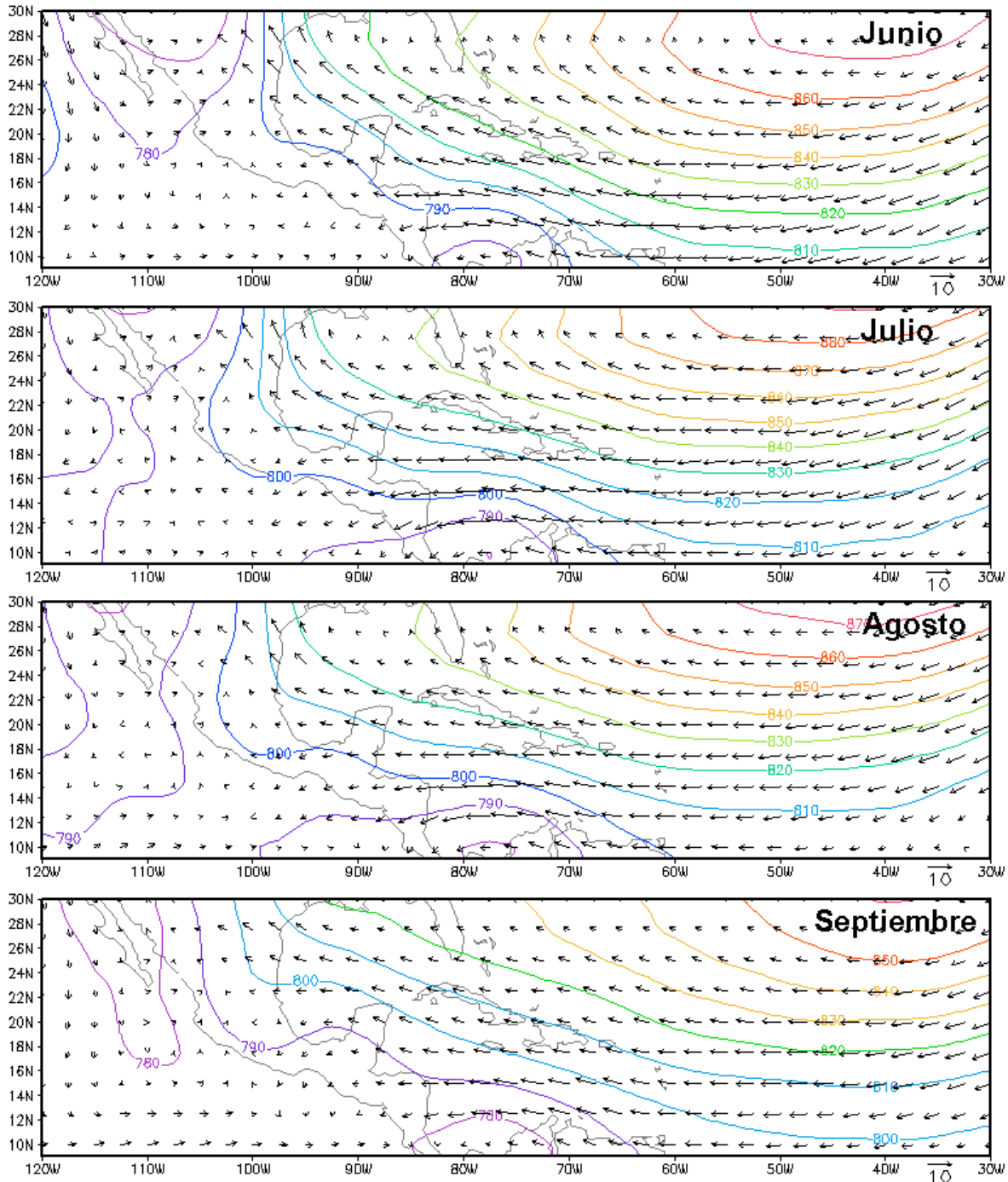


Fig. 4.1 Vectores de viento (m/s) en 925 hPa y altura geopotencial (m) para los meses de Junio, julio, agosto y septiembre (1979-2008).

La componente ageostrófica del viento (Fig. 4.2) sugiere que hay fuentes de momento que dan origen a la CLLJ. Esta componente genera una circulación ciclónica al sur de la CLLJ que probablemente esté asociada a convección intensa en la costa Caribe de

Nicaragua y sobre el Golfo de Panamá. La generación de esta componente ciclónica podría explicar la existencia de un máximo de precipitación observado en Nicaragua, ya que según lo sugerido por Amador (1998), el efecto orográfico no es el principal forzamiento de la convección intensa, ya que ahí el terreno es plano.

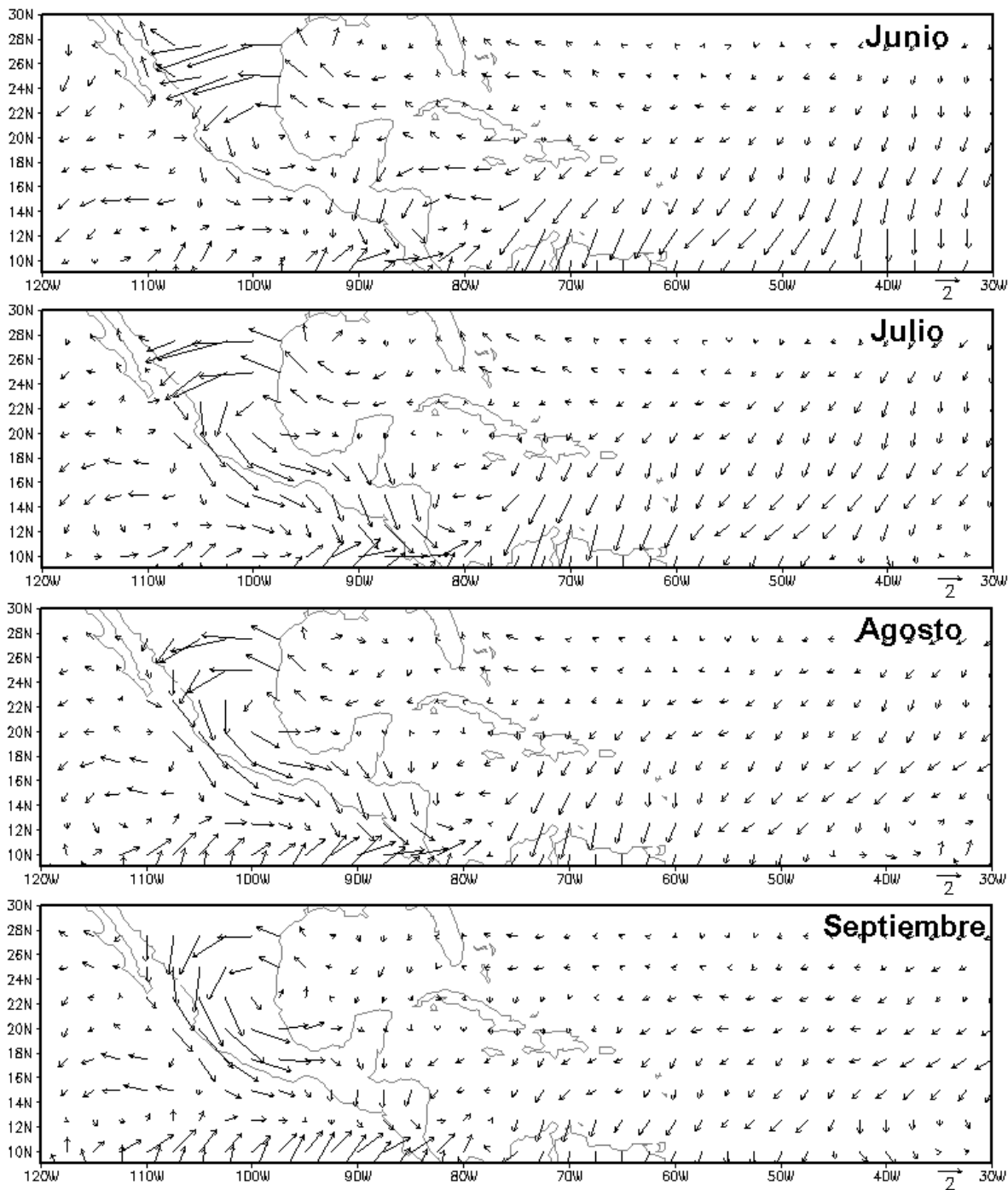


Fig. 4.2 Viento ageostrófico (m/s) a 925 hPa para: junio, julio, agosto y septiembre (1979-2008).

En la mayor parte de la banda tropical Atlántica (10°N – 17°N) la componente ageostrófica es de norte a sur, y cambia su estructura en la región de la CLLJ, mostrando que no es un efecto de fricción, sino que esta región está desacoplada de la NASH.

Al revisar la magnitud de la aceleración geostrófica (Fig. 4.3 a)), se aprecia que aunque de junio a julio hay una aceleración significativa, ésta ocurre principalmente sobre el océano Pacífico aledaño a Centroamérica, debida al flujo

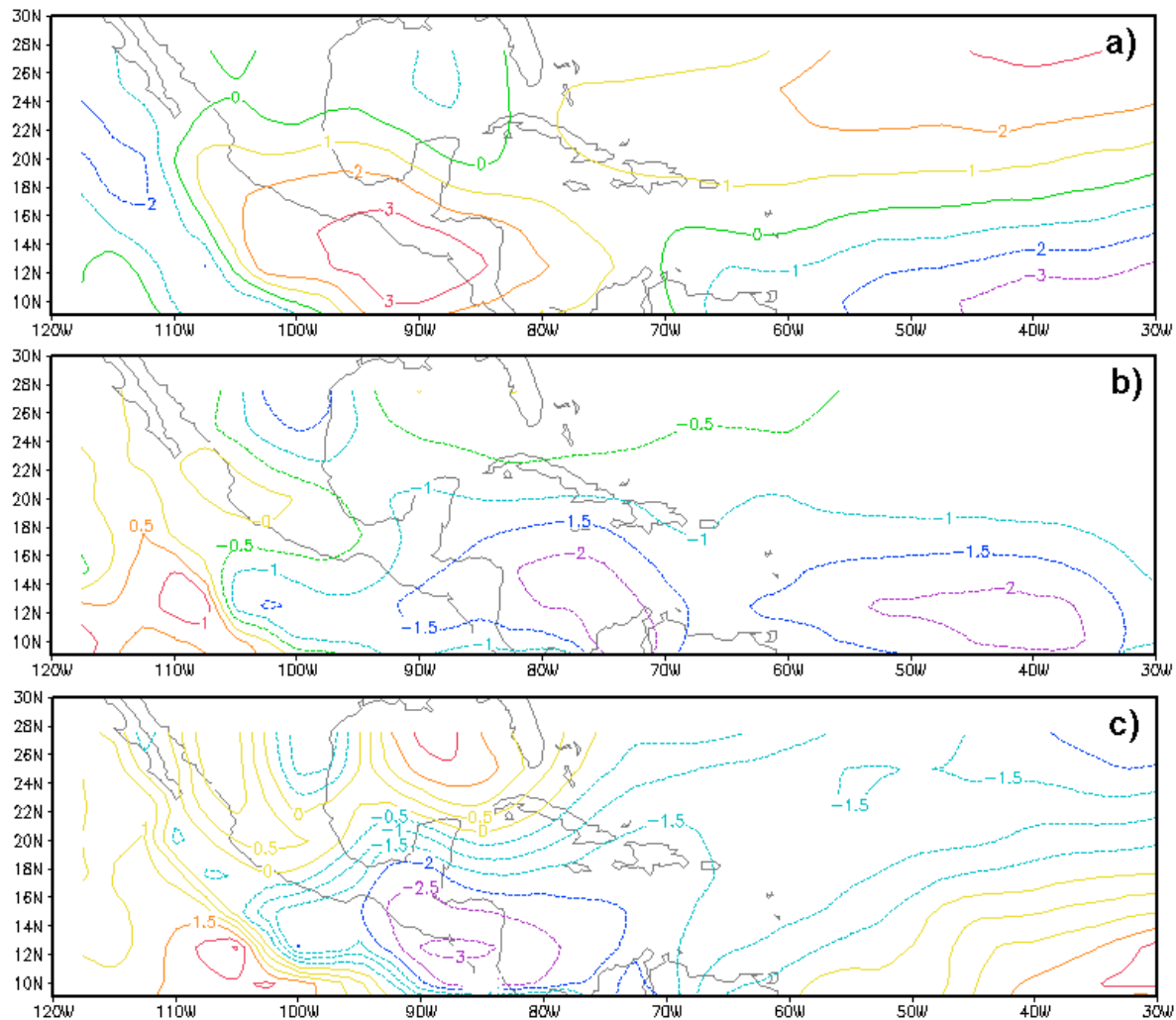


Fig. 4.3 Diferencias de magnitud de viento geostrófico (m/s) a 925 hPa. Para: a) julio – junio, b) agosto – julio y c) septiembre – agosto (1979-2008).

acelerado por el Istmo de Papagayo. Pero en la región de la CLLJ no existe ningún cambio en la aceleración, lo que no concuerda con la hipótesis de la intensificación de la NASH. De julio a agosto, al igual que de agosto a septiembre, el viento geostrófico se desacelera (figuras 4.3 b) y c)).

Un análisis de escala de la ecuación de momento indica que la aceleración del viento medio mensual en un período de tiempo de un mes, tiene un orden de magnitud comparable a la convergencia meridional del flujo de momento por transientes (10^{-6} ms^{-2}). La divergencia meridional del flujo de momento zonal induce una desaceleración de los vientos alisios en 700 hPa y niveles inferiores sobre el centro del Atlántico tropical y el Pacífico del este, alrededor de 15°N (Fig. 4.4). Sin embargo, al este del Mar Caribe, la convergencia meridional de momento zonal induce una aceleración de los vientos del este (región de entrada de la CLLJ), mientras que en la región de salida de la CLLJ hay divergencia de momento del este, que puede explicar la aceleración del flujo medio.

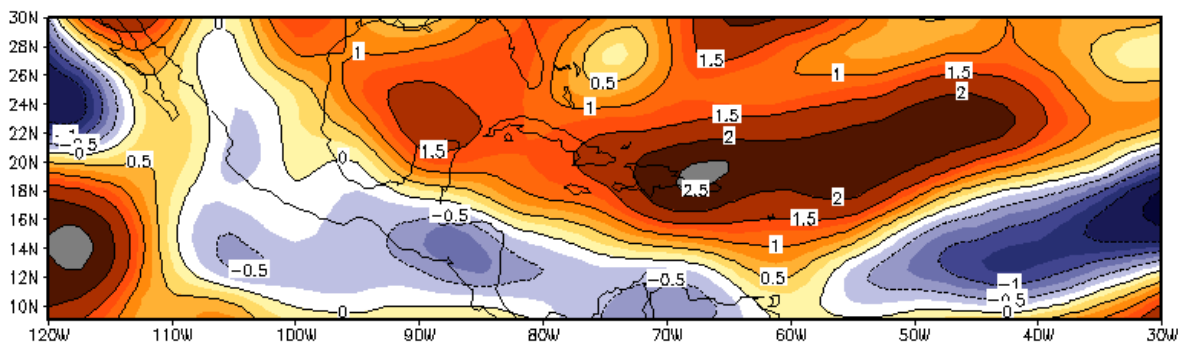


Fig. 4.4 Flujo meridional de momento zonal (m^2s^{-2}) de transientes de alta frecuencia ($(3-9 \text{ días})^{-1}$) durante el mes de julio a 700 hPa.

El uso del vector extendido E-P aplicado al flujo zonal medio es un indicador adecuado tanto de flujo de actividad de transientes como del forzamiento de transientes del flujo medio zonal (Trenberth, 1986).

El vector E_u en 700 hPa tiene dos efectos contrastantes sobre el Mar Caribe. Primero de junio a julio, hay un flujo de momento del este que acelera a la CLLJ entre 15°N y 20°N , $70^{\circ} - 75^{\circ}\text{W}$ (Fig. 4.5 a) y b)), y sólo en esas longitudes.

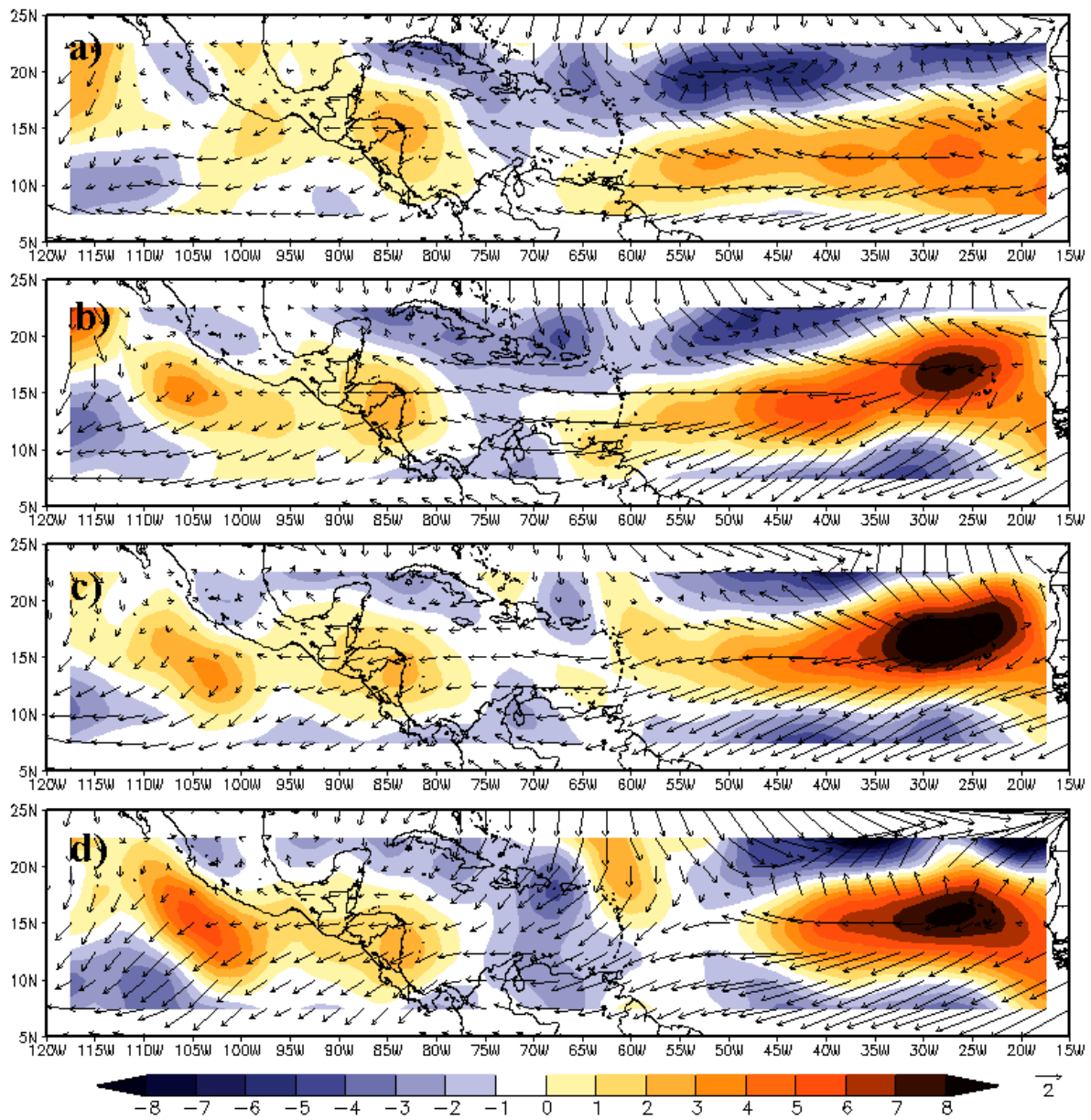


Fig. 4.5 El vector E_u (m^2/s^2) y su divergencia ($\times 10^6$)(m/s^2) sobre la región tropical a 700 hPa durante a) junio, b) julio, c) agosto y d) septiembre.

Es así que el Caribe central es la única región en el Atlántico donde hay convergencia de E_u entre 10°N y 15°N y una tendencia a incrementar el flujo del este. Frente a la costa Caribe de Centroamérica, hay una intensa divergencia de E_u y por lo tanto una tendencia a desacelerar a la CLLJ. El vector E_u se vuelve más zonal de

agosto a septiembre, indicando un debilitamiento del flujo meridional de momento zonal por transientes, y por tanto un debilitamiento de la CLLJ.

En el mes de septiembre, la convergencia de momento zonal vuelve a crecer, pero acelera un flujo medio debilitado por lo que la intensidad de la CLLJ es menor que en julio y agosto.

Cuando se calcula el vector E_u y su divergencia en niveles bajos (ejemplo 925 hPa, 1000 hPa) su magnitud es mucho menor. Por consecuencia, el forzamiento del flujo medio ocurre principalmente alrededor del nivel de 700 hPa, donde las OE son más energéticas. El vector E_u y su divergencia promediados verticalmente presentan el mismo patrón que en el nivel de 700 hPa (Fig. 4.6), lo que muestra que el proceso de intercambio de momento es más importante a este nivel.

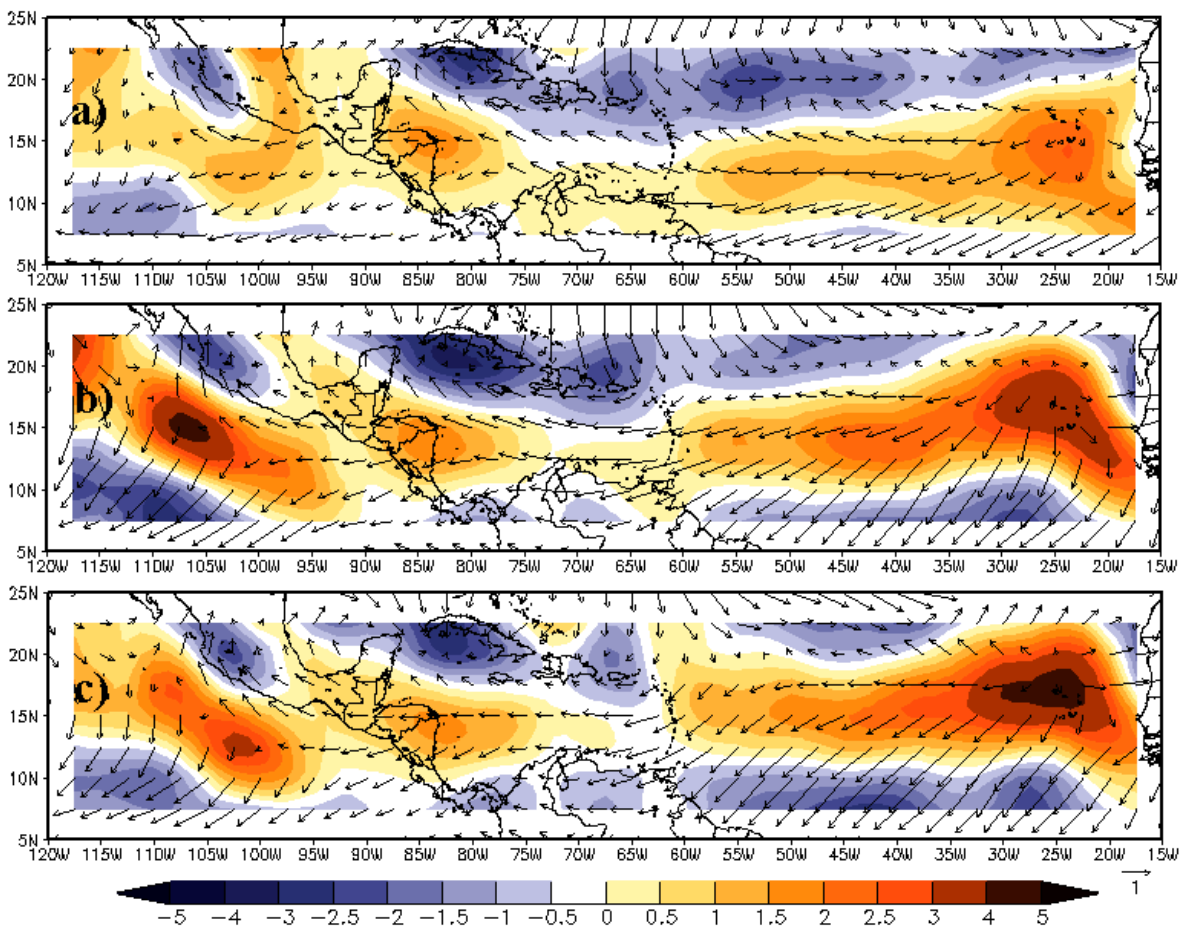


Fig. 4.6 El vector E_u (m^2/s^2) y su divergencia ($\times 10^6$) (m/s^2). Promedio vertical de 1000, 850 y 700 hPa. Para a) junio, b) julio y c) agosto.

La divergencia del vector E_u corresponde también al flujo meridional de vorticidad relativa, como se expresa en la ecuación (3.21),

$$\nabla \cdot E_u = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{2} (\overline{v'^2} - \overline{u'^2}) \right] + \frac{\partial}{\partial y} [-\overline{u'v'}] = \overline{v'\zeta}$$

Sobre el Caribe, el segundo término de la ecuación, $\frac{\partial}{\partial y} [-\overline{u'v'}]$ es el que domina en la $\nabla \cdot E_u$ (Fig. 4.7) y por consecuencia $\overline{v'\zeta} < 0$ alrededor de la CLLJ. Por tanto, $\overline{v'} > 0$ corresponde a flujo hacia el norte y $\zeta' < 0$ conlleva un reforzamiento anticiclónico.

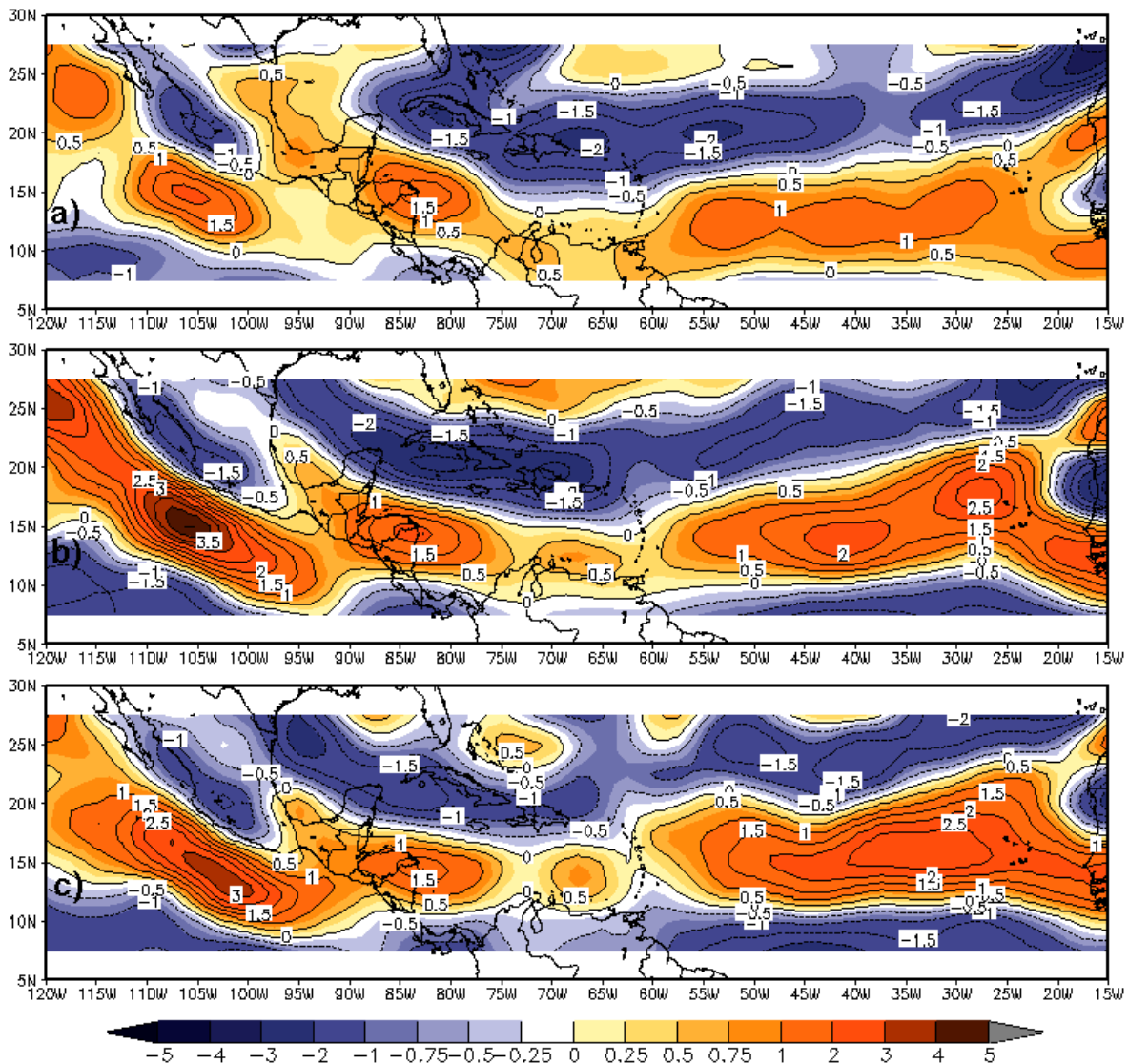


Fig. 4.7 Cambio meridional del término $-N$, ($\times 10^6$)(m/s^2) i.e. $\frac{\partial}{\partial y} (-u'v')$. Promedio vertical de 1000, 850 y 700 hPa para a) junio, b) julio y c) agosto.

El flujo de transientes hacia el norte de vorticidad anticiclónica lleva a una deflexión en el flujo con una componente al noroeste. Al sur de la CLLJ se fuerza vorticidad ciclónica, esta tendencia coincide con las circulaciones medias observadas alrededor de la CLLJ.

Al norte de la CLLJ, el flujo se curva al noroeste por el forzamiento de transientes (OE) y al mismo tiempo la guía de la onda del este que originalmente está alrededor de 17.5°N puede alcanzar latitudes más altas a 20°N, sobre México.

Esta guía de onda lleva OE al centro de México e incluso más al norte (Fuller and Stensrud 2000, Méndez and Magaña 2010), y gracias a ello se producen lluvias sobre la mayor parte del centro del país, y se producen eventos extremos de precipitación.

Por lo que, el hecho de que exista un dipolo de convergencia (entrada de la CLLJ) y divergencia (salida de la CLLJ) que se distingue principalmente en el nivel de 700 hPa, tiene un significado de forzamiento del flujo medio tanto en la entrada como en la salida de la CLLJ. Debido a este forzamiento se espera movimiento anticiclónico del flujo medio al norte de la zona de salida de la CLLJ y movimiento ciclónico del flujo medio al sur de la zona de salida de la CLLJ (Fig. 4.8).

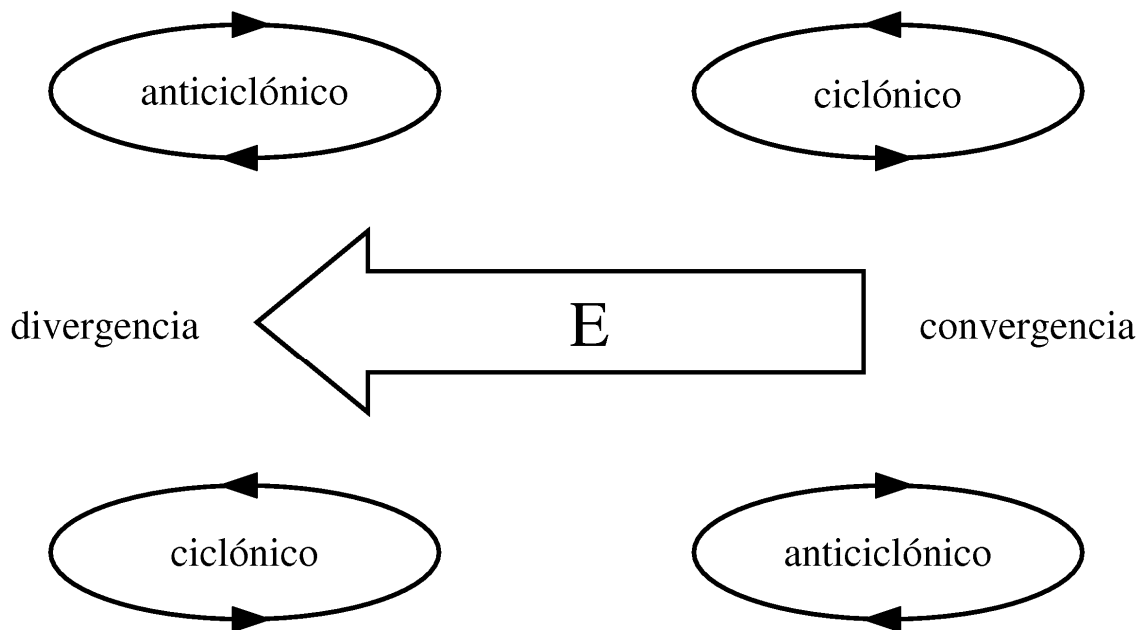


Fig. 4.8 Forzamiento del flujo medio por divergencia y convergencia del vector **E**.

Debe existir por tanto un mecanismo que transporte el momento zonal del nivel de 700 mb a los 925 mb, donde la CLLJ es más intensa.

La subsidencia sobre el Caribe conlleva un flujo medio vertical de momento zonal hacia niveles bajos sobre el Caribe central. Tal flujo de momento sólo ocurre de junio a julio, ya que de agosto a septiembre se debilita y desaparece (Fig. 4.9), lo que hace que no se alimente de momento zonal la CLLJ y ésta tienda a desaparecer.

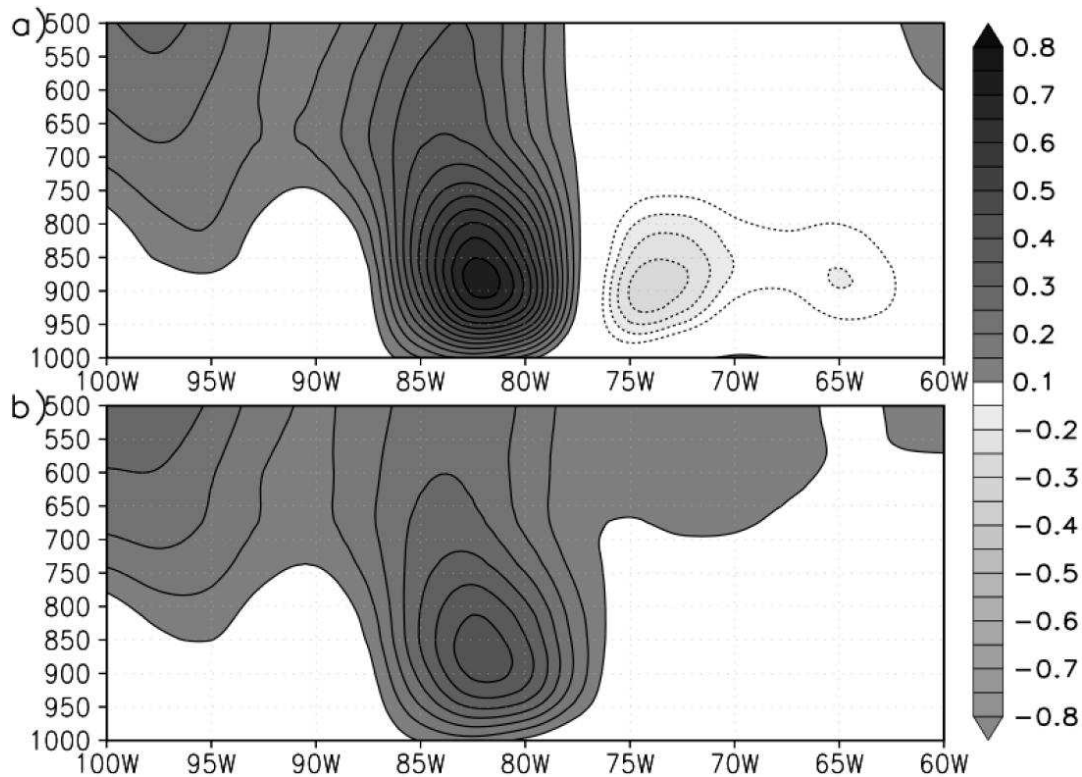


Fig. 4.9 Flujo medio vertical de momento zonal (m^2/s^2) a lo largo de $15^\circ N$ durante: a) junio – julio y b) agosto – septiembre.

Sobre el Caribe oeste hay flujo medio vertical ascendente de momento zonal la mayor parte del verano relacionado a la región de salida de la CLLJ donde la convección tropical es intensa. La subsidencia es intensa sobre el Mar Caribe, e induce un flujo medio de momento del este que converge a 925 hPa produciendo una aceleración del orden de $10^{-6} ms^{-2}$, comparable a la aceleración de la CLLJ de junio a julio. Estos análisis muestran que los procesos responsables de la aceleración

y desaceleración de la CLLJ involucran transientes de alta frecuencia (OE) y su interacción con el flujo medio, aprovechando la subsidencia sobre el Caribe.

La interacción entre OE y CLLJ es de relevancia considerando su naturaleza barotrópicamente inestable. Cook y Vizy (2010) observaron que una CLLJ intensa está relacionada con anomalías negativas de precipitación durante el verano sobre la mayoría de la región de los IAS. Magaña et al (2003) encontró que durante años El Niño la CLLJ es anómalamente fuerte, produciendo afloramiento en la costa Caribe del norte de Sudamérica. TSM frías y mayor cizalla vertical del viento tiene como consecuencia menor actividad de ciclones tropicales sobre el Mar Caribe (Gray, 1968).

La energía cinética de perturbación (PKE) mensual durante los meses del verano muestra que la CLLJ se va volviendo más fuerte y al mismo tiempo aumenta la PKE en la región de entrada de la CLLJ (de mayo a julio). Sin embargo, en agosto mientras la CLLJ se debilita hay menos PKE al este del Caribe, aún cuando en septiembre hay un máximo de PKE en la costa subtropical Africana que se relaciona con mayor actividad de OE (figuras 4.10 y 4.11).

Las OE pueden servir como fuente de momento y energía del flujo medio, particularmente durante julio, por lo que ya no llegan OE a los IAS con suficiente energía para producir actividad convectiva, tanto ahí como en México.

El análisis de PKE implica que la máxima energía cedida por transientes se alcanza en el mes de julio, cuando la CLLJ también alcanza su máxima intensidad. Sin embargo, no es claro todavía por qué con mayor PKE sobre el Atlántico, menos PKE se observa en agosto sobre el Mar Caribe.

La disminución de actividad de OE de julio a agosto puede estar relacionada con disminución en precipitación y con la MSD, pero para asegurarlo se requiere un análisis de estabilidad más cuidadoso con una resolución temporal más fina.

En cualquier caso, es necesario examinar la conversión de energía cinética entre el flujo medio y los transientes para determinar si más PKE en la región del Caribe sirve para intensificar a la CLLJ.

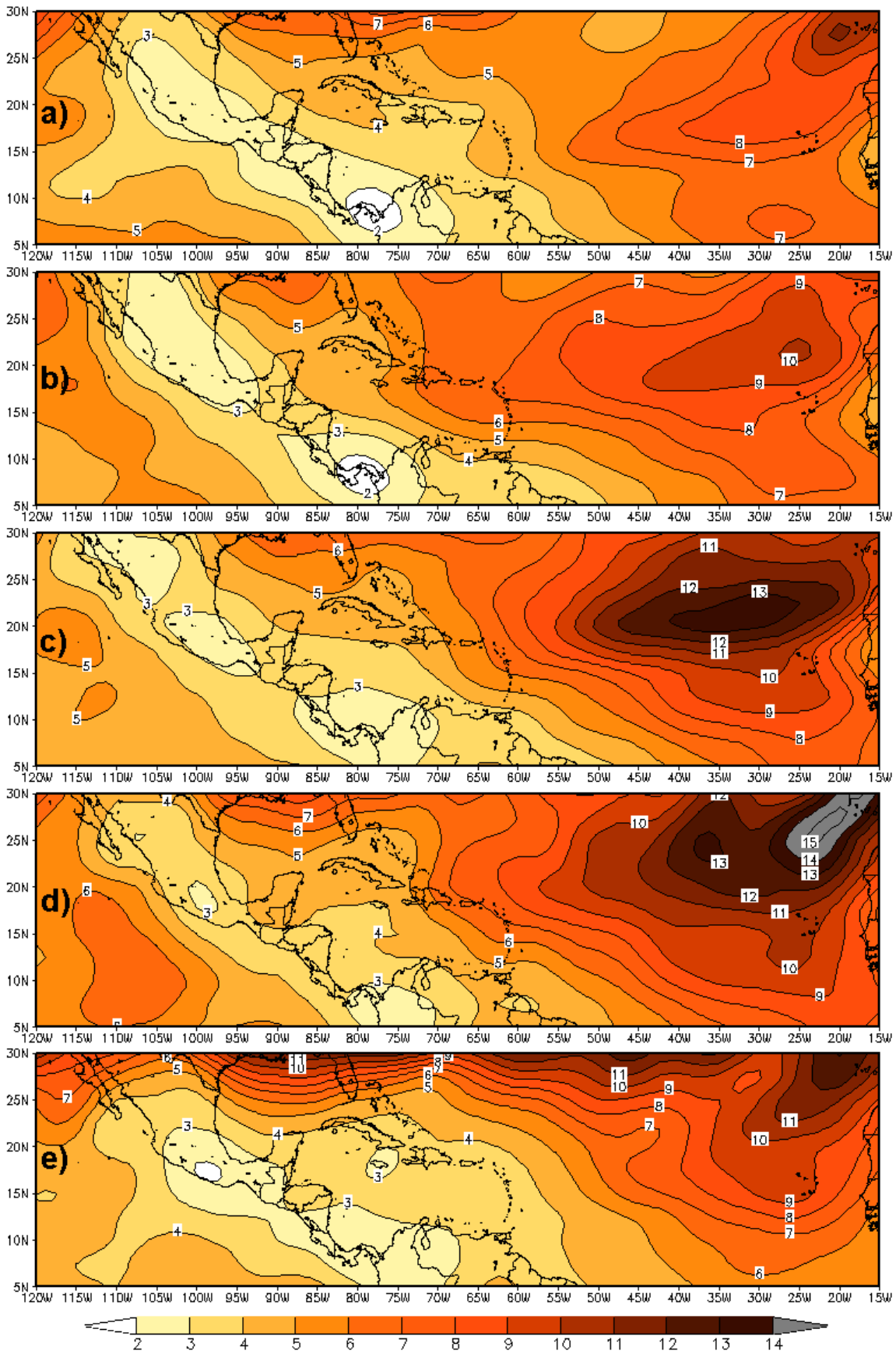


Fig. 4.10 PKE (m^2s^{-2}) en 700 hPa para a) junio, b) julio, c) agosto, d) septiembre y e) octubre.

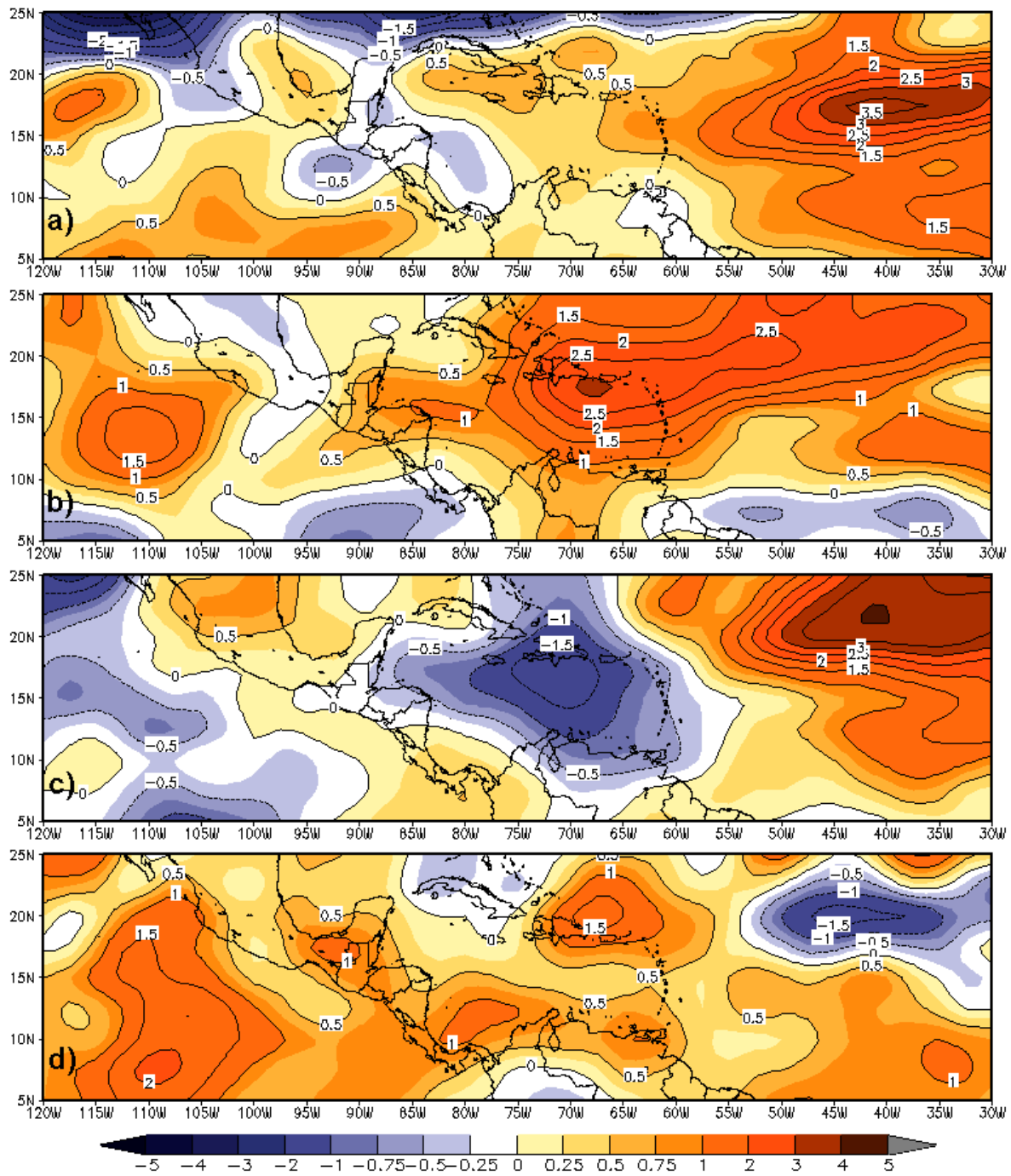


Fig. 4.11 Diferencias de PKE (m^2s^{-2}) en 700 hPa de a) junio – mayo, b) julio – junio, c) agosto – julio y d) septiembre – agosto.

CAPÍTULO 5

CONCLUSIONES

5.1 CONCLUSIONES

La CLLJ constituye un elemento importante para la dinámica del clima en los IAS y en las regiones de México y Centroamérica. Sin embargo, el origen y la evolución temporal de la CLLJ no habían sido analizados adecuadamente, ya que la mayoría de las teorías señala a la NASH como un mecanismo para mantener y acelerar o desacelerar la CLLJ, sin ninguna explicación sobre las causas de que la NASH varíe en escalas de tiempo intraestacionales. Esta hipótesis parece dinámicamente inadecuada.

El análisis del presente trabajo se ha centrado en el papel que tienen los transientes manteniendo y forzando a la CLLJ. Sobre el Mar Caribe, donde el flujo a 700 hPa se acelera por los transientes de alta frecuencia (OE), a través de convergencia meridional de momento zonal. La entrada de momento es grande a 700 hPa ya que las OE alcanzan su máxima amplitud en este nivel. La intensa subsidencia sobre el Caribe crea un flujo descendente de momento zonal sobre el Caribe, excepto en las cercanías de la costa de Centroamérica, donde hay un movimiento ascendente intenso debido a la convección tropical profunda que ahí existe. Dicha convección podría ser el resultado de la componente ageostrófica del viento.

El efecto de los transientes de alta frecuencia sobre la CLLJ también tiene como resultado un forzamiento de una circulación anticiclónica al norte de la CLLJ y una circulación ciclónica al sur de ésta. La desviación hacia el noroeste de una de las

guías de OE resulta en una mayor cantidad de OE que alcanzan México. La circulación ciclónica en niveles bajos que se forma al sur de la CLLJ mantiene la convección tropical intensa sobre el Golfo de Panamá.

El periodo de máxima intensidad de la CLLJ coincide con el mínimo relativo en la actividad convectiva sobre la región MSD, con un máximo de PKE en el Caribe y en la mayoría de los IAS. Varios análisis de correlación (Cook and Vizzy, 2010) indican que un flujo zonal intenso sobre el Caribe debilita la convección tropical. Sin embargo, no está claro si hay una disminución real en la actividad de OE (Méndez and Magaña, 2010) o que las OE se estén volviendo menos energéticas y, a través de una conversión de energía barotrópica, se intensifique a la CLLJ.

El mecanismo que relaciona la intensidad de la CLLJ y la convección sobre los IAS es un elemento importante que no se ha tratado adecuadamente en los experimentos sobre cambio climático (Rausher et al 2008).

Tendencias en las circulaciones tropicales en la segunda mitad del siglo XX indican que los vientos del este se han debilitado, lo cual puede favorecer más precipitación sobre los IAS (Méndez and Magaña, 2010) y sobre Mesoamérica, contrario a la mayoría de las proyecciones de cambio climático. Pero tal combinación de elementos dinámicos requiere de un análisis adecuado de la interacción de los transientes (OE) y flujo medio, además de la capacidad para simular estas interacciones con los modelos del clima. Esta interacción parece ser una fuente adicional de incertidumbre en los pronósticos climáticos estacionales. Por lo que el estudio de estos aspectos representa una oportunidad para explorar más a fondo el papel de los transientes en la dinámica del clima de las Américas tropicales.

Aunque es claro que la interacción de transientes (OE) y flujo medio (CLLJ) es muy importante para entender la dinámica del clima en la región, quedan varias preguntas que aún no han sido explicadas totalmente y que representan material para seguir investigando en un estudio de doctorado.

5.2 TRABAJO FUTURO

En base a lo anterior, se presentan algunas ideas en las que se quiere seguir estudiando e investigando.

Mientras la CLLJ se acelera, las perturbaciones (OE) adquieren mucho momento del oeste. Sin embargo, cuando la CLLJ se desacelera las OE dejan de tomar momento del oeste en la cantidad que lo estaban haciendo. ¿Cuál es el mecanismo que lleva a las OE a tomar momento en un periodo y después dejar de tomarlo?

Se desea también estudiar a fondo la conversión barotrópica de energía desde el flujo medio (CLLJ) hacia los transientes (OE) y viceversa para distintos niveles de presión.

¿Cuántas perturbaciones se forman a partir de la CLLJ?, principalmente en la salida y al sur de ésta. ¿Qué relación existe con las ondas que parecen nacer en el Caribe y su relación con la formación de perturbaciones que después se podrán convertir en depresiones tropicales?

Un elemento adicional tiene que ver con la secuencia temporal en la que el flujo se acelera, la PKE aumenta y disminuye, ocurre la MSD y se intensifica la convección tropical en la costa Caribe de Centroamérica.

Sin duda, un análisis teórico de la estabilidad en una corriente de chorro del este resulta fundamental para avanzar en nuestro entendimiento de la dinámica del clima en el Caribe.

APÉNDICE A

DESARROLLO DE LAS ECUACIONES DE MOMENTO PROMEDIO

Como se vio en el capítulo 3, siguiendo el esquema introducido por Reynolds se toma que para cualquier variable del campo a , por ejemplo, le corresponde un promedio indicado por una barra y la componente de fluctuación por una prima, entonces podemos escribir: $a = \bar{a} + a'$.

Por definición, los promedios de las componentes fluctuantes son cero; el producto de la desviación con un promedio también es cero cuando se aplica el promedio temporal. Por lo que se tiene: $(\overline{a'b}) = \bar{a}'\bar{b} = 0$, donde se ha usado el hecho de que el promedio de una variable es constante en el periodo que se le promedia.

El promedio del producto de las componentes fluctuantes (llamado término de covarianza) no necesariamente es cero.

Estas reglas implican que el promedio del producto de dos variables será:

$$\overline{ab} = (\bar{a} + \bar{a}')(\bar{b} + \bar{b}') = \bar{a}\bar{b} + \bar{a}'\bar{b}' + \bar{a}'\bar{b} + \bar{a}\bar{b}' = \bar{a}\bar{b} + \bar{a}'\bar{b}' \quad (\text{A.1})$$

ya que $\bar{a}' = \bar{b}' = 0$ y que $\overline{a'b'} = \bar{a}'\bar{b}' = 0$.

Como se ha explicado, en el método de la perturbación todas las variables de campo se dividen en dos partes: una parte del estado base, la cual se asume como independiente del tiempo y la longitud; y una parte de perturbación, la cual es una desviación local del campo desde el estado base.

En este caso, la aceleración inercial $u(\partial u/\partial x)$ se puede escribir:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = (\bar{u} + u') \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} + u') = \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + u' \frac{\partial u'}{\partial x} \quad (\text{A.2})$$

Las suposiciones básicas de la teoría de la perturbación son que las variables del estado básico deben satisfacer las ecuaciones que gobiernan el movimiento cuando las perturbaciones son llevadas a cero, y además los campos de perturbación deben ser bastante pequeños para que todos los términos que involucren productos de perturbaciones se puedan despreciar en las ecuaciones de movimiento. El último requisito sería cumplido en el ejemplo anterior si $|u'/\bar{u}| \ll 1$ tal que:

$$\left| \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} \right| \gg \left| u' \frac{\partial u'}{\partial x} \right| \quad (\text{A.3})$$

Partiendo de las condiciones antes citadas se puede deducir la ecuación de momento zonal:

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} - f\bar{v} + \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial x} \overline{u'^2} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'v'} + \bar{F}_x \quad (\text{A.4})$$

Se puede iniciar con la ecuación de momento zonal en coordenadas cartesianas que se puede expresar como:

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} + fv + F_{rx} \quad (\text{A.5})$$

Y de la ecuación de continuidad bajo la aproximación de Boussinesq se tiene:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.6})$$

Por lo que se puede escribir:

$$\begin{aligned} \frac{Du}{Dt} &= \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + u \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \frac{Du}{Dt} &= \frac{\partial u}{\partial t} + 2u \frac{\partial u}{\partial x} + \left(v \frac{\partial u}{\partial y} + u \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \left(w \frac{\partial u}{\partial z} + u \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Aplicando las reglas de diferenciación podemos escribir:

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} \quad (\text{A.8})$$

Utilizando la descomposición de Reynolds para las velocidades zonal, meridional y vertical, tenemos que la ecuación (A.8) se puede escribir:

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} (\bar{u} + u') + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} + u')^2 + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u} + u')(\bar{v} + v') + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{u} + u')(\bar{w} + w') \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \bar{u} + \frac{\partial}{\partial t} u' + \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}\bar{u} + \frac{\partial}{\partial x} 2\bar{u}u' + \frac{\partial}{\partial x} u'u' + \frac{\partial}{\partial y} \bar{u}\bar{v} + \frac{\partial}{\partial y} \bar{u}v' + \frac{\partial}{\partial y} u'\bar{v} + \frac{\partial}{\partial y} u'v' + \frac{\partial}{\partial z} \bar{u}\bar{w} + \frac{\partial}{\partial z} \bar{u}w' + \frac{\partial}{\partial z} u'\bar{w} + \frac{\partial}{\partial z} u'w' \quad (\text{A.10})$$

al aplicar el promedio, se tiene:

$$\begin{aligned} \frac{D\bar{u}}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial t} \bar{u} + \cancel{\frac{\partial}{\partial t} u'} + \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}\bar{u} + \cancel{\frac{\partial}{\partial x} 2\bar{u}u'} + \frac{\partial}{\partial x} u'u' + \frac{\partial}{\partial y} \bar{u}\bar{v} + \cancel{\frac{\partial}{\partial y} \bar{u}v'} + \cancel{\frac{\partial}{\partial y} u'\bar{v}} + \frac{\partial}{\partial y} u'v' + \frac{\partial}{\partial z} \bar{u}\bar{w} + \cancel{\frac{\partial}{\partial z} \bar{u}w'} + \cancel{\frac{\partial}{\partial z} u'\bar{w}} + \frac{\partial}{\partial z} u'w' \\ \Rightarrow \frac{D\bar{u}}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial t} \bar{u} + \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}\bar{u} + \frac{\partial}{\partial x} u'u' + \frac{\partial}{\partial y} \bar{u}\bar{v} + \frac{\partial}{\partial y} u'v' + \frac{\partial}{\partial z} \bar{u}\bar{w} + \frac{\partial}{\partial z} u'w' \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

pero $\frac{\partial}{\partial x} \bar{u}\bar{u} = \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}$, $\frac{\partial}{\partial y} \bar{u}\bar{v} = \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$, $\frac{\partial}{\partial z} \bar{u}\bar{w} = \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$, sustituyendo se tiene:

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \bar{u} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} u'u' + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} u'v' + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} u'w' \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} = \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} u'u' + \frac{\partial}{\partial y} u'v' + \frac{\partial}{\partial z} u'w' + \cancel{u \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right)} \quad (\text{A.13})$$

$$\Rightarrow \frac{D\bar{u}}{Dt} = \frac{D\bar{u}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x} (u'u') + \frac{\partial}{\partial y} (u'v') + \frac{\partial}{\partial z} (u'w') = \frac{D\bar{u}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'^2}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) \quad (\text{A.14})$$

donde es claro que $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial}{\partial z}$

En la ecuación A.14 se puede despreciar el último término tomando que el cambio vertical del flujo vertical de momento zonal es pequeño, por lo que en este caso:

$$\frac{\overline{Du}}{Dt} = \frac{\overline{Du}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x}(\overline{u'^2}) + \frac{\partial}{\partial y}(\overline{u'v'}) \quad (\text{A.15})$$

Por otro lado, aplicando el promedio a la ecuación A.5 se obtiene:

$$\frac{\overline{Du}}{Dt} = -\frac{\partial \overline{\Phi}}{\partial x} + f\overline{v} + \overline{F_{rx}}, \quad (\text{A.16})$$

por lo que igualando,

$$\frac{\overline{Du}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x}(\overline{u'^2}) + \frac{\partial}{\partial y}(\overline{u'v'}) = -\frac{\partial \overline{\Phi}}{\partial x} + f\overline{v} + \overline{F_{rx}}, \quad (\text{A.17})$$

y reordenando se obtiene la ecuación A.4, que es lo que se quería obtener:

$$\therefore \frac{\overline{Du}}{Dt} - f\overline{v} + \frac{\partial \overline{\Phi}}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial x} \overline{u'^2} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'v'} + \overline{F_{rx}}$$

De forma análoga, se obtienen las ecuaciones de momento promedio: meridional y vertical.

REFERENCIAS

- Amador, J. A., 1998: A climatic feature of the tropical Americas: The trade wind easterly jet. *Top. Meteor. Oceanogr.*, **5**, 91–102.
- Charney, J.G., and M.E. Stern, 1962. On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 159-172.
- Cook, K. H., C. M. Patricola, and E. K. Vizzy. 2004. Easterly Waves in the Tropical Atlantic: Climatology and Variability. *MWR*, **40**, 141-162.
- , and E. K. Vizzy, 2010: Hydrodynamics of the Caribbean low-level jet and its relationship to precipitation. *J. Climate*, **23**, 1477–1494.
- Curtis S. 2002. Interannual variability of the bimodal distribution of summertime rainfall over Central America and tropical storm activity in the far-eastern Pacific. *Climate Research*, **22**: 141–146.
- Fuller, R. D., and D. J. Stensrud, 2000: The relationship between easterly waves and surges over the Gulf of California during the North American monsoon. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 2983-2989.
- Gamble, Douglas W., Parnell, Darren B. and Curtis, Scott, 2008: Spatial variability of the Caribbean mid-summer drought and relation to north Atlantic high circulation. *Int. J. Climatol.* **28**: 343-350.
- Gill, A. E., 1980: Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **106**, 447–462.
- Gray, W. M., 1968: Global view of the origin of tropical disturbances and storms. *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 669–700.
- Higgins, R. W., Y. Chen, and A. V. Douglas, 1999: Interannual variability of the North American warm season precipitation regime. *J. Climate*, **12**, 653–680.
- , and Coauthors, 2003: Progress in Pan American CLIVAR research: The North American Monsoon System. *Atmosfera*, **16**, 29–65.

- Holton, James R., 2004: An introduction to dynamic meteorology. *Elsevier Academic Press* (4th edition), 535 pp.
- Hoskins, B., James I. and White G., 1983: The Shape, Propagation and Mean-Flow Interaction of Large-Scale Weather Systems. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1595-1612.
- , 1983: Modelling of the transient eddies and their feedback on the mean flow. *Large-Scale Dynamical Processes in the Atmosphere*, B. J. Hoskins and R. P. Pierce, Eds., Academic Press, 169–199.
- Inoue, M., I. C. Handoh, and G. R. Bigg, 2002: Bimodal distribution of tropical cyclogenesis in the Caribbean: Characteristics and environmental factors. *J. Climate*, **15**, 2897–2905.
- James, Ian N., 1994: Introduction to circulating atmospheres. *Cambridge University Press*, 208—264.
- Kalnay et al., The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437-470, 1996.
- Kuo, H. L., 1949: Dynamic instability of two-dimensional non-divergent flow in a barotropic atmosphere. *J. Meteor.*, **6**, 105–122.
- Lorenz, Edward N., 1967: The nature and theory of the general circulation of the atmosphere. *World Meteorological Organization*, 161 pp.
- Magaña, V., J. A. Amador, and S. Medina, 1999: The midsummer drought over Mexico and Central America. *J. Climate*, **12**, 1577–1588.
- , and C. Conde, 2003: Climate variability and climate change and their impacts on the freshwater resources in the border region: A case study for Sonora, México. *Climate and Water-Transboundary Challenges in the Americas*, H. F. Díaz and B. S. Morehouse, Eds., *Kluwer Academic Publishers*, 373–393.
- , and E. Caetano, 2005: Temporal evolution of summer convective activity over the Americas warm pools. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L02803, doi:10.1029/2004GL021033.
- Mapes, B. E., P. Liu, and N. Buening, 2005: Indian monsoon onset and the Americas midsummer drought: Out-of equilibrium responses to smooth seasonal forcing. *J. Climate*, **18**, 1109—1115.
- Méndez, E., 2006: Variabilidad de la precipitación de verano en relación con las fluctuaciones de las temperaturas de la superficie del mar locales. Tesis Lic., *Universidad Veracruzana*.
- Méndez-Perez, J. M., and V. Magaña, 2007: Meteorological drought episodes over Mexico region. *Eos, Trans. Amer. Geophys. Union*, **88** (Spring Meetin 2007), Abstract U41B-05.
- , and V. Magaña, 2010: Regional Aspects of Prolonged Meteorological Droughts over Mexico and Central America. *Journal of Climate* **23:5**, 1175–1188.

- Mintz, Y., 1954: The observed zonal circulation of the atmosphere. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **35**, 208-214.
- Molinari, J., D. Knight, M. Dickinson, D. Vollaro, and S. Skubis, 1997: Potential vorticity, easterly waves, and eastern Pacific tropical cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2699–2708.
- Morales-Cortez, R. E., 2008: Ondas del este sobre las Albercas de agua caliente de las Américas. Tesis Maestría, *Universidad Nacional Autónoma de México, Centro de Ciencias de la Atmósfera*, 72 pp.
- Oort, A. H., 1964 a: On estimates of the atmospheric energy cycle. *Mon. Weather Rev.*, **92**, 483-493.
- Orlanski, I. 1998: On the poleward deflection of storm tracks. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 128-154.
- Pasch, R. J., L. A. Avila, and J.-G. Jing, 1998: Atlantic tropical systems of 1994 and 1995: A comparison of a quiet season to a near-record breaking one. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 1106–1123.
- Rauscher SA, Giorgi F, Diffenbaugh NS, Seth A (2008): Extension and intensification of the Meso-American mid-summer drought in the twenty-first century. *Clim Dyn* **31**:551–571. doi:10.1007/s00382-007-0359-1
- Rossby, C.-G., 1939: Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semipermanent centers of action. *J. Marine Res.*, **2**, 38-55.
- Salinas-Prieto, J. A., 2006: Dinámica de ondas del este y su interacción con el flujo medio en el Caribe. Ph.D. dissertation, *Universidad Nacional Autónoma de México, Centro de Ciencias de la Atmósfera*, 109 pp.
- Small, R. J. O., S. P. de Szoeke, and S.-P. Xie, 2007: The Central American midsummerdrought: Regional aspects and large scale forcing. *J. Climate*, **20**, 4853–4873.
- Starr, V. P. and White, R. M., 1954: Balance requirements of the general circulation. *Geophys. Res. Pap.*, No. 35, 57 pp.
- Trenberth, K. E., 1986 b: An assessment of the impact of transient eddies in the zonal flow during a blocking episode using localized Eliassen – Palm flux diagnostics. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2070–2087.
- Wang, C., and Enfield, D. B., 2001: The tropical Western Hemisphere warm pool. *Geophysical Research Letters*, Vol. 28, 1635-1638.
- Webster, P. 1994: The Role of Hydrological Processes in Ocean-Atmosphere Interaction. *Rev. Of Geophys.*, **32**, 427-476.

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

<http://iridl.ldeo.columbia.edu/> (feb. 2009 – dic. 2010)

<http://www.comet.ucar.edu/> (feb. 2009 – dic. 2010)

<http://www.esrl.noaa.gov/> (feb. 2009 – dic. 2010)