Biblioteca Digital F C E N - U B A

BIBLIOTECA CENTRAL LUIS F LELOIR BIBLIOTECA CENTRAL LELOIR FACULTAD DE CIENCTAS EXACTAS Y NATURALES UBA

Tesis Doctoral

La tropopausa térmica en el sur de sudamérica: climatología, variabilidad y relaciones con la troposfera media y la baja estratósfera

Yuchechen, Adrián Enrique

2009-03-27

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Yuchechen, Adrián Enrique. (2009-03-27). La tropopausa térmica en el sur de sudamérica: climatología, variabilidad y relaciones con la troposfera media y la baja estratósfera. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Yuchechen, Adrián Enrique. "La tropopausa térmica en el sur de sudamérica: climatología, variabilidad y relaciones con la troposfera media y la baja estratósfera". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2009-03-27.

EXACTAS Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA Universidad de Buenos Aires

Dirección: Biblioteca Central Dr. Luis F. Leloir, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires. Intendente Güiraldes 2160 - C1428EGA - Tel. (++54 +11) 4789-9293 Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos

LA TROPOPAUSA TÉRMICA EN EL SUR DE SUDAMÉRICA: CLIMATOLOGÍA, VARIABILIDAD, Y RELACIONES CON LA TROPOSFERA MEDIA Y LA BAJA ESTRATÓSFERA

Tesis presentada para optar al título de Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área de Ciencias de la Atmósfera

Adrián Enrique Yuchechen

Director de Tesis: Pablo O. Canziani

Consejera de Estudios: Susana A. Bischoff

Buenos Aires, 2009

LA TROPOPAUSA TÉRMICA EN EL SUR DE SUDAMÉRICA: CLIMATOLOGÍA, VARIABILIDAD, Y RELACIONES CON LA TROPOSFERA MEDIA Y LA BAJA ESTRATÓSFERA

Resumen

En este trabajo se analiza el comportamiento de la tropopausa térmica en la región sur de Sudamérica. La región de estudio está delimitada por ≈16°S – 53°S y \approx 43°O – \approx 71°O. La base de datos utilizada cubre el período 1973-2007 y consiste en datos de radiosondeo de Argentina, sur de Bolivia, sur de Brasil, Chile e Islas Malvinas. A las variables utilizadas se les aplica un método de selección que descarta valores potencialmente erróneos. En primer lugar se presentan los campos estacionales de valores medios y de variabilidad para distintos parámetros de las tropopausas simples y dobles. En este último caso se designa como tropopausa inferior (superior) a la ubicada más abajo (arriba). Los campos medios revelan que la tropopausa simple disminuye su altura con la latitud y que adopta una posición intermedia entre las tropopausas inferior y superior. Por otro lado, la tropopausa superior (inferior) se eleva (desciende) arqueándose hacia la estratósfera (troposfera) a medida que aumenta (disminuye) la latitud, una configuración que favorece el ingreso de aire estratosférico hacia la troposfera. En cuanto a la variabilidad, la tropopausa simple presenta un núcleo de máximos valores en el centro del dominio, $\approx 35^{\circ}$ S, que acompaña aproximadamente la migración del jet subtropical, mientras que la tropopausa inferior (superior) presenta los máximos valores en el límite boreal (austral) del dominio. Otro aspecto investigado es el acoplamiento de alturas entre las diferentes tropopausas y los niveles de 500 y 100 hPa a lo largo del año. Los distintos modos de acoplamiento se obtienen por medio del método de componentes principales. Los resultados obtenidos permiten asociar los tres primeros modos de acoplamiento con la propagación vertical de ondas planetarias, pasaje de frentes fríos y bloqueos, mostrando que la tropopausa térmica puede utilizarse como una variable alternativa de diagnóstico.

Palabras clave: tropopausa térmica, climatología, troposfera media, baja estratósfera, Método de Componentes Principales

THE THERMAL TROPOPAUSE IN SOUTHERN SOUTH AMERICA: CLIMATOLOGY, VARIABILITY, AND RELATIONSHIPS WITH THE MIDDLE TROPOSPHERE AND THE LOWER STRATOSPHERE

Abstract

This research is concerned with the behaviour of the thermal tropopause in the southern tip of South America. The area of study is limited by $\approx 16^{\circ}\text{S} - 53^{\circ}\text{S}$ y $\approx 43^{\circ}\text{W} \approx$ 71°W. The dataset spans the period 1973-2007 and consists of radiosonde data from Argentina, southern Bolivia, southern Brazil, Chile and the Falkland Islands. Variables of interest are applied a selection procedure in order to discard potentially erroneous values. At first mean values as well as variability are shown in seasonal fields for several parameters of single as well as double tropopauses. In the latter case two tropopauses coexist, namely the lower and the upper ones. As revealed by the mean field single tropopause height decreases polewards as it lies between its upper and lower counterparts. On the other hand, the upper (lower) tropopause rises (downs) arching upwards (downwards) as latitude increases (decreases) in such a configuration that enables the entrance of stratospheric air into the troposphere. As regards variability single tropopause reaches maximum values at the centre of the domain, $\approx 35^{\circ}$ S, these maximum values accompanying the subtropical jet migration, whereas upper (lower) tropopause variability reaches maximum values in the northernmost (southernmost) boundary of the domain. Another topic is the height coupling between distinct tropopauses and the levels of 500 and 100 hPa throughout the year. Different coupling modes are obtained by means of Principal Component Analysis. Results permit tying the first three coupling modes to vertical propagation of planetary waves, passage of cold fronts and blockings, hence proving that the thermal tropopause is an alternative diagnostic tool.

Keywords: thermal tropopause, climatology, middle troposphere, lower stratosphere, Principal Components Analysis

AGRADECIMIENTOS

La presente tesis ha sido llevada a cabo durante el transcurso de una beca doctoral otorgada por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), Argentina, la cual comenzó el 1 de abril de 2004. Mi primer agradecimiento está dirigido a esta institución por haberme otorgado la mencionada beca hacia fines del año 2003. Ante el CONICET el Dr. Pablo O. Canziani ha sido el director de este trabajo de investigación a lo largo de estos 5 años, y la Dra. Susana A. Bischoff ha sido la co-directora. Las normas vigentes de la facultad no me permiten incluir a ambos como directores en la presente tesis ya que los dos se desempeñan dentro de la misma área de investigación, pero quiero mencionar especialmente la tarea que ha cumplido la Dra. Bischoff en el transcurso del presente trabajo, ocupando un rol que va mucho más allá de haber sido mi consejera de estudios.

Parte de este trabajo ha sido desarrollado en el Equipo Interdisciplinario para el Estudio de los Procesos Atmosféricos en el Cambio Global (PEPACG), dependiente del Instituto para la Integración del Saber (IPIS), Pontificia Universidad Católica Argentina (UCA). A todos ellos también les estoy agradecido por brindarme el lugar de trabajo.

Quiero agradecer también a la Universidad de Wyoming por poner a disposición del dominio público los datos de radiosondeo utilizados aquí. Es mi intención seguir utilizándolos en etapas posteriores a esta investigación, y extender el dominio de análisis a otras regiones del Globo. La amabilidad con la que siempre fui tratado por el personal civil del Servicio Meteorológico Nacional debe ser destacada. Quiero agradecer especialmente a Luis Rosso, quien me ayudó con ciertos detalles del código utilizado para la obtención de las tropopausas a partir de los radiosondeos.

Finalmente, en la última etapa de la presente tesis Natalia Herrera ha sido de gran ayuda con el manejo de ciertos detalles técnicos del Surfer.

La financiación de la presente tesis fue realizada con aportes de la UCA y de los subsidios CONICET PIP2004 5276, a cargo del Dr. Pablo O. Canziani, y BID 1728/OC-AR PICT 2004-26094, a cargo de la Dra. Susana A. Bischoff.

A Charles Darwin (1809-1882), en el año del bicentenario de su nacimiento...

ÍNDICE

1.	Introc	lucción	1		
2.	Dinár	Dinámica de la tropopausa			
3.	Datos	s y metodología	5		
4	Decul	tadage Climatalagía estacional de trononouses	32		
4.	Kesui	nados: Chinatologia estacional de tropopausas	50		
	4.1	Tropopausas simples	52		
		4.1.1 Valores medios			
		4.1.2 Variabilidad	52		
	4.2	Tropopausas dobles	70		
			90		
		4.2.1 Valores medios	91		
		4.2.2 Variabilidad	121		
5.	Resul	Resultados: Estructuras espaciales y evoluciones temporales de acoplamientos			
	entre	alturas de tropopausas y 500 y 100 hPa	140		
	5.1	Tropopausa simple y 500 hPa	141		
	5.2	Tropopausa simple y 100 hPa	141		
	5.3	Tropopausa inferior y 500 hPa	157		
	5 4		174		
	5.4	ropopausa inferior y 100 nPa	186		

	5.5	Tropopausa superior y 500 hPa	
			198
	5.6	Tropopausa superior y 100 hPa	
			208
6.	Concl	usiones	
			218
7.	Refere	encias	
			225
Apéno	lice A:	Vorticidad potencial	
			249
Apéno	lice B:]	Método de Componentes Principales	
			284
Apéno	lice C: 1	La función jetogenética	
			303

1. INTRODUCCIÓN

Las motivaciones para el estudio de la tropopausa son diversas, y entre ellas se cuenta al intercambio de masa entre la estratósfera y la troposfera, los efectos antropogénicos que se observan en su altura y permiten el estudio del cambio climático [e.g. Santer et al., 2003], e incluso puede utilizarse como herramienta de pronóstico para tiempo severo [ver Apéndice A]. En la siguiente sección se presentará una síntesis de los procesos dinámicos que actúan sobre la tropopausa, como así también distintas definiciones utilizadas en la literatura. Dos de ellas son las más utilizadas: la dinámica y la térmica. Pese a que ambas definiciones permiten la existencia de las denominadas *tropopausas múltiples* tradicionalmente la tropopausa ha sido tratada como una superficie única más o menos permeable sobre la cual recaen todos los procesos (termo)dinámicos relevantes. Sin embargo, tales definiciones han sido tergiversadas en la literatura hasta los límites de definir una tropopausa promediada zonalmente, las cuales desde el punto de vista práctico carecen de validez puesto que, como se verá, tanto el comportamiento zonal como meridional de la tropopausa está fuertemente influenciado por factores regionales.

Es importante mencionar que el concepto de tropopausa térmica múltiple ha sido escasamente tratado para el Globo en general, y para nuestra región en particular. El aporte original de la presente tesis radica en un mayor conocimiento del comportamiento de las diferentes tropopausas térmicas sobre la región sur de Sudamérica, extendiéndose los resultados presentados en Yuchechen [2004] y Bischoff et al. [2007] a un número mayor de estaciones aerológicas tanto argentinas como de países limítrofes. Asimismo, el número de variables estudiadas en el nivel de la geociencias los estudios pueden llevarse a cabo utilizando datos observacionales o modelados numéricos. En el presente estudio se analiza el comportamiento de la tropopausa térmica por medio de datos obtenidos a través de radiosondeos lanzados desde Argentina, sur de Bolivia, sur de Brasil, Chile e Islas Malvinas. La región de estudio también incluye a Paraguay y Uruguay por extensión, pero no se dispone de datos de radiosondeo sobre estos países.

En lo que resta de este capítulo se hará mención exclusiva a la tropopausa térmica. De manera muy concisa puede establecerse que la posición de la tropopausa se encuentra altamente relacionada con la temperatura media de la capa de aire situada por debajo de ella. Es esperable entonces que su posición disminuya hacia los Polos, algo que efectivamente ocurre tanto en los modelos como en las observaciones. Un aspecto interesante del comportamiento de la tropopausa es que existen regiones, generalmente próximas a latitudes tropicales, donde el descenso no es gradual sino más bien brusco. Estas regiones coinciden con la posición de las corrientes en chorro de altura (en este trabajo se hará referencia a corrientes en chorro y jets indistintamente). Por causas diversas (e.g. orografía) los jets semipermanentes (e.g. jet subtropical, STJ) no se disponen zonalmente sino que adoptan un comportamiento ondulatorio. Dentro de este escenario la presencia de inestabilidades baroclínicas fuerza el descenso de la tropopausa y su posterior rompimiento, dando a lugar a dos o más tropopausas bien diferenciadas. Es importante destacar que cualquier jet en altura tiene el potencial de romper la tropopausa, y el proceso no está exclusivamente ligado al STJ como generalmente se cree. Un ejemplo bastante común es el rompimiento de la tropopausa por el avance de un frente de altura, el cual siempre tiene un jet asociado, y que generalmente se manifiesta con la presencia de un frente en superficie [Hordij y Bordón,

1987]. En nuestra región el pasaje de frentes no es característico de ninguna época del año en particular, aunque sí lo es su frecuencia, con mayor predominancia en invierno. Como resultado las tropopausas múltiples en la región se presentan a lo largo de todo el año [Bischoff et al., 2007]. El hecho de que puedan formarse jets en regiones baroclínicamente inestables es un resultado relativamente conocido [Lee, 1997; Panetta, 1993] pero pocas veces aplicado al estudio de tropopausas múltiples. Los jets se encuentran asociados a la presencia de tropopausas múltiples, pero también existen otros fenómenos que pueden dar lugar a ellas. Los mismos serán tratados en la siguiente sección.

Existen distintos estudios que tratan el comportamiento de la tropopausa global utilizando diferentes fuentes de información, como ser los radiosondeos [e.g. Seidel et al., 2001] y los modelos de reanálisis [e.g. Hoerling et al., 1991; Hoinka, 1999]. Tales estudios son útiles a la hora de diferenciar comportamientos intermensuales o estacionales, ya que se encuentran más bien emparentados con condiciones medias de la alta troposfera/baja estratósfera que con la identificación de procesos (sinópticos por ejemplo) que pueden llegar a afectar a esta región. En primera medida en este trabajo se presentan los campos estacionales de valores medios y de variabilidad para distintos parámetros de la tropopausa, a la vez que se discuten los diferentes procesos regionales que dan lugar a ellos. Con el fin de detectar la influencia de procesos regionales es más útil el uso de anomalías, donde las señales de las grandes escalas de la atmósfera hayan sido filtradas. Sin embargo, en referencia a la tropopausa no es usual encontrar este tipo de estudios. Aquí se adoptará el uso de anomalías de altura para estudiar el acoplamiento que existe entre la tropopausa y dos niveles estándar, uno representativo de la troposfera media y el otro de la baja estratósfera. Yuchechen et al. [2009] describe

el acoplamiento de anomalías de altura entre la tropopausa simple y los niveles de 500 y 100 hPa, independientemente, para tres círculos de latitud del Hemisferio Sur. Particularmente para 30°S y 45°S la estructura espacial de acoplamiento más representativa revela que la tropopausa simple se presenta mejor correlacionada con la baja estratósfera que con la troposfera media. Uno de los intereses de la presente tesis es la aplicación del método utilizado en el mencionado trabajo para la región sur de Sudamérica, extendiendo dicho análisis también a tropopausas dobles.

La tesis se encuentra organizada como sigue. El capítulo 2 contiene una descripción de la dinámica de la tropopausa. Los datos y la metodología utilizada componen el capítulo 3. Los resultados se muestran en los capítulos 4 y 5: el primero de ellos está dedicado a los campos estacionales de valores medios y de variabilidad para diferentes parámetros de tropopausas simples y dobles, mientras que el segundo trata con el acoplamiento entre alturas de las diferentes tropopausas y los niveles de 500 y 100 hPa. Finalmente, las conclusiones y el trabajo a desarrollar a futuro se presentan en el capítulo 6.

1. DINÁMICA DE LA TROPOPAUSA

Una de las variables más comúnmente utilizada para el estudio y la caracterización de la atmósfera es la temperatura. Dado que, en principio, la temperatura es una función de las tres variables geométricas x, y, z, i.e. T = T(x, y, z), se define el gradiente vertical de temperatura γ como la tasa de variación de esta variable con la altura con signo negativo, i.e. $\gamma = -\partial T/\partial z$. La primera capa de la atmósfera, denominada troposfera, se encuentra en régimen turbulento y es en la cual se desarrollan la mayoría de los fenómenos meteorológicos. La troposfera es, según la Organización Meteorológica Mundial, la "parte inferior de la atmósfera de la Tierra, que se extiende desde la superficie hasta unos 9 km de altura en los polos y a unos 17 km en el ecuador, donde la temperatura decrece con la altitud, con cierta regularidad" [World Meteorological Organization, WMO, 1992]. Se tiene para esta capa que $\gamma > 0$ para la gran mayoría de los casos, es decir, la temperatura disminuye con la altura hasta que se alcanza un valor mínimo. Luego de alcanzar este mínimo valor, la temperatura comienza a aumentar hasta alcanzar un valor máximo alrededor de los 50-55 km. La porción de la atmósfera situada entre estos dos extremos de temperatura se denomina *estratósfera*, para la cual claramente $\gamma < 0$. WMO [1992] define brevemente a esta capa como "región de la atmósfera, situada entre la tropopausa y la estratopausa, en que la temperatura generalmente aumenta con la altura".

En la atmósfera los movimientos ascendentes se ven como mínimo desfavorecidos cuando $\gamma < 0$, de manera que la estratosfera es una capa altamente estable. La estratosfera fue descubierta por el francés León Teisserenc de Bort (1855-1913), quien entre 1898 y 1902 lanzó una centena de globos meteorológicos que

alcanzaron los 14 km de altura, percatándose de que la temperatura disminuía solamente hasta los 12 km y luego se mantenía constante o aumentaba [Houghton, 1977]. Precisamente, la altura para la cual γ cambia de signo se denomina *tropopausa*. La distribución zonal de la tropopausa puede intuirse a partir de la Figura D30 de Kållberg et al. [2005]: la tropopausa alcanzará su máxima altura en latitudes ecuatoriales con una presión de aproximadamente 100 hPa, que es el nivel de presión utilizado en varios estudios para representar a la tropopausa en tales latitudes [Newell & Gould-Stewart, 1981; Mote et al., 1996]. Naturalmente, la altura de la tropopausa será una variable dependiente de la región geográfica, pero a grandes rasgos disminuye con la latitud. El ojo desnudo puede detectar la presencia de la tropopausa en presencia de los típicos Cumulonimbus (Cb) en forma de yunque, pues la altura a la cual llegan estas nubes da cuenta de una capa más estable por encima de ellas que inhibe los movimientos ascendentes.

Una de las maneras de determinar la forma en la que diversas variables geofísicas influyen en la determinación de la altura de la tropopausa como así también de sus propiedades es por medio del modelado numérico. El problema es todo menos simple. En efecto, la simulación de las distribuciones longitudinales de altura de tropopausa y de temperatura en la estratósfera como de la inversión polar en la baja troposfera son verdaderos desafíos. A tal fin, el modelo debe incluir procesos radiativos, condensación, transporte turbulento de calores sensible y latente, e incluso los efectos que producen las nubes, entre otros procesos. Suponiendo balance entre varios procesos radiativos pero sin incluir efectos dinámicos, Manabe & Möller [1961] encontraron que la distribución latitudinal de altura de tropopausa se asemeja a la observada para latitudes altas, pero que la tropopausa modelada se presenta considerablemente más baja

que la observada en latitudes bajas. De hecho, la relación entre las alturas modeladas de la tropopausa para latitudes bajas y altas es del orden del 50%, resultados que se atribuyen precisamente a la no inclusión de efectos dinámicos en el modelo. Casi pasa desapercibido en su trabajo otro resultado que no es menor: la altura de la tropopausa es mayor cuanto mayor es el vapor de agua disponible en la alta troposfera. Posteriormente, Manabe & Strickler [1964] incluyeron algunos procesos dinámicos en forma de ajuste convectivo, además de equilibrio radiativo. El modelo resultante es un modelo radiativo-convectivo, por medio del cual se fuerza a la atmósfera a transportar calor verticalmente de manera tal que el gradiente de temperatura no exceda en ningún momento un valor crítico predeterminado [Held, 1982]. Como era de esperarse, los resultados respecto de Manabe & Möller [1961] mejoraron, aunque las diferencias Ecuador-polo entre las alturas de la tropopausa calculada y observada seguía siendo considerables, por lo que los autores concluyeron que era necesario incluir el efecto de la circulación de gran escala para mejorar estas diferencias. La manifestación de la circulación de gran escala para latitudes ecuatoriales es la rama ascendente de la celda de Hadley, en la cual se produce suficiente calor diabático a través de la liberación de calor latente como para hacer de la tropopausa ecuatorial la más alta del planeta [Seidel et al., 2001]. Es a través de estas vigorosas corrientes de aire ascendente por donde penetra el aire troposférico hacia la baja estratósfera. Por otro lado, en latitudes medias son las inestabilidades baroclínicas del estado básico de la atmósfera las que juegan un papel preponderante [Gutowski, 1985; Egger, 1995; Haynes et al., 2001; Schneider, 2004, 2007].

De acuerdo a lo encontrado por Thuburn & Craig [1997] existe una estrecha relación entre la altura de la tropopausa, la temperatura en la superficie terrestre y la distribución vertical del perfil de temperatura, si se asume que la baja estratósfera se encuentra en equilibrio radiativo para las bandas del infrarrojo, suposición válida para escalas de tiempo del orden de semanas o mayores. Como la troposfera se encuentra en equilibrio convectivo, una de las propiedades de la tropopausa es que separa dos regiones con balances de calor bien diferentes [Thuburn & Craig, 2000]. Esta innovadora idea puede utilizarse como una nueva definición de tropopausa. La idea de que la convección se encuentra en equilibrio estadístico con su entorno es presentada por Emanuel et al. [1994] por lo que efectivamente puede suponerse que la troposfera se encuentra en equilibrio convectivo para escalas de tiempo prolongadas.

Los primeros estudios trataron a la tropopausa como una superficie impermeable la cual, naturalmente, impedía el intercambio de masa entre la estratósfera y la troposfera. Esta idealización es conceptualmente incorrecta, lo que puede visualizarse en cierto tipo de nubes descriptas en Danielsen [1993], para las que la tropopausa no se perfora y en cambio es "arrastrada", y sin embargo existe intercambio de masa entre ambas capas de la atmósfera. En contraste, para prácticamente toda la extensión espacial del tope de nubes convectivas, usualmente Cbs, la altura de la tropopausa no se ve modificada, a excepción de la corriente ascendente principal que usualmente la perfora y existen intrusiones de aire troposférico hacia la estratósfera [Shenk, 1974; Johnson, 1986], si bien la extensión vertical de estas intrusiones es del orden del kilómetro [Gettelman et al., 2002]. Es por medio de esta perforación en la tropopausa donde mayormente tiene lugar el intercambio presente entre la troposfera y la estratósfera en la región mencionada. Hoy en día la concepción ha cambiado y la tropopausa no es tratada como una superficie material sino como una capa en la que comienza la transición entre la troposfera y la estratósfera (upper troposphere/lower stratosphere, UT/LS) y en la cual tienen lugar todos los fenómenos de intercambio entre estas dos capas de la atmósfera. Posteriormente se brindarán más detalles sobre el intercambio en la región de la UT/LS.

El gradiente de temperatura γ parece ocupar un rol importante en la definición de la tropopausa. De hecho, una de las definiciones de tropopausa más utilizadas es la denominada tropopausa térmica. Según WMO [1992] la tropopausa es el "límite entre la troposfera y la estratósfera, en el que el gradiente vertical de temperatura experimenta un cambio brusco. Se define como el nivel más bajo en donde el gradiente medio es de 2°C km⁻¹ o menos, siempre que el gradiente medio entre ese nivel y todos los niveles superiores situados a menos de 2 km no exceda de 2°C km⁻¹". En vista de que esta definición involucra a las derivadas verticales de la temperatura, la tropopausa térmica es una discontinuidad de primer orden. Dentro del marco de esta definición la tropopausa se convierte en una entidad que puede obtenerse de manera sistemática a partir de un simple perfil vertical de temperatura. La manera más usual por la que se obtienen estos perfiles verticales son los radiosondeos, los cuales proveen el valor de varias variables para distintos niveles de presión. Para un radiosondeo existen dos tipos de niveles. Los niveles significativos son los informados por el instrumento de medición cada vez que se detecta un cambio abrupto en la tasa de variación en alguna variable importante, más usualmente la temperatura. Estos niveles varían de un sondeo a otro. Contrariamente, los niveles estándar son aquellos niveles fijos de presión para los que deben informarse, al menos, la temperatura y el viento. Ellos son 1000, 925, 850, 500, 400, 300, 250, 100, 70, 50, 30 20 y 10 hPa [WMO, 1992] aunque usualmente se agregan 700, 200, 150, 7, 5, 2, y 1 hPa. Es mera coincidencia que un nivel estándar sea informado por un radiosondeo en tiempo real, ya que sus instrumentos sólo informan los niveles significativos.

La forma de obtener el valor de las variables en los niveles estándar es por medio de algoritmos de interpolación, los que desafortunadamente no son fijos puesto que, cada vez que algún error es detectado o algún método de cálculo es optimizado, éstos son corregidos. Una de las principales causas –aunque no la única– para las presencia de inhomogeneidades en las series de tiempo de las variables meteorológicas depende de estas correcciones a los algoritmos de interpolación [Gaffen, 1994]. Las inhomogeneidades aparecen, por extensión, en cualquier producto derivado de un modelo numérico. En efecto, ya que los datos "in situ" son frecuentemente utilizados para alimentar a los modelos numéricos, usualmente como condición inicial, cada vez que se hace uso de un valor medido habrá una propagación hacia el producto final, y en el mejor de los casos las inhomogeneidades simplemente se habrán trasladado al producto final. El estudio de inhomogeneidades en series temporales se convierte entonces en crucial, aunque no se seguirá adelante con este tema puesto que no es el objetivo del presente trabajo.

Es claro que la tropopausa térmica corresponde a un nivel significativo, pues un cambio abrupto en γ debe detectarse como tal, por lo que deben utilizarse estos niveles para obtenerla. Entonces, la definición debe ser traducida a un algoritmo matemático que provea la posición exacta de la tropopausa. Existen, sin embargo, algoritmos que la estiman a partir de los niveles estándar [Zängl & Hoinka, 2001; Reichler et al., 2003]. La ventaja de estos algoritmos radica en que los datos de reanálisis son provistos para

niveles estándar, a la vez que se permite el cálculo de la tropopausa en regiones en las que no existen datos de radiosondeo, particularmente en el Hemisferio Sur (HS).

Puesto que la tropopausa térmica se calcula en base al comportamiento de γ , el marco de referencia propicio para su uso es el sistema de coordenadas (x, y, z), i.e. la altura geométrica se utiliza como coordenada vertical. La deducción de las ecuaciones de movimiento se realiza en este sistema de coordenadas tanto para los fluidos en general [Batchelor, 1967; Spurk, 1997] como para la atmósfera en particular [Dutton, 1986]. Aunque la tropopausa térmica es la definición más antigua, ciertamente no es la única utilizada en la literatura. De hecho, existe una definición alternativa que posiblemente ha sido más veces utilizada que aquella. Antes de introducirla es necesario presentar brevemente una importante cantidad dinámica que será tratada con mayor detalle en el Apéndice A.

Existen sistemas de coordenadas distintos a (x, y, z) que resultan más apropiados para ciertos problemas. El sistema de coordenadas isobárico, muy usado en los modelos de pronóstico numérico, es aquel que utiliza a la presión como coordenada vertical [e.g. Boer, 1982]. Cuando se utiliza como coordenada vertical a la temperatura potencial θ , bajo ciertas condiciones se obtiene una ley de conservación para una cantidad dinámica denominada *vorticidad potencial* o *vorticidad potencial de Ertel*, en honor a quien primeramente derivara la ley de conservación que la involucra [Ertel, 1942a, 1942b], si bien raramente se utiliza su expresión más general. Restringiendo su uso a aquellas situaciones en donde puede suponerse válida la aproximación hidrostática $\partial p/\partial z = -\rho g$, i.e. grandes escalas de la atmósfera, la vorticidad potencial *Z* queda definida como [Butchart & Remsberg, 1986; Sun & Lindzen, 1994; Apéndice A]

$$Z = -g\eta_{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial p}$$
(2.1)

En la ecuación anterior $\eta_{\theta} \equiv \zeta_{\theta} + f$ representa a la vorticidad absoluta, siendo ζ_{θ} la vorticidad relativa calculada sobre superficies isentrópicas, i.e. $(\partial v/\partial x)_{\theta} - (\partial u/\partial y)_{\theta}$, y f el parámetro de Coriolis, i.e. $f \equiv 2\Omega \operatorname{sen} \varphi$ con Ω la velocidad de rotación de la Tierra y φ la latitud, mientras que g denota a la aceleración de la gravedad. A veces la expresión (2.1) se encuentra escrita más compactamente como $Z = \eta_{\theta}/\sigma$ donde $\sigma \equiv -1/g \, \partial p/\partial \theta$ ocupa el rol de densidad en el sistema (x, y, θ) en analogía con la densidad $\rho \equiv -1/g \, \partial p/\partial z$ que surge de la aproximación hidrostática en el sistema de coordenadas (x, y, z) [Apéndice A]. A pesar de esta analogía tan natural, inicialmente g no fue incluida en la definición de Z en los estudios que hicieron uso de esta cantidad dinámica [Reed, 1955; Staley, 1960; Danielsen, 1968; Hartmann, 1977]. En vista de que $\partial p/\partial z = \partial p/\partial \theta \partial \theta/\partial z$ y que $\partial \theta/\partial z > 0$ bajo condiciones usuales [Apéndice A] se tiene que $\partial p/\partial \theta < 0$ ya que $\partial p/\partial z < 0$. Si la atmósfera se encontrara en reposo

$$Z_0 = -g f \frac{\partial \theta}{\partial p} \tag{2.2}$$

y teniendo en cuenta el resultado anterior valdría que Z > 0 para el Hemisferio Norte (HN) mientras que ocurriría lo opuesto en HS. Puede suponerse que $-g f \partial \theta / \partial p$ es el estado base respecto del cual se calculan las anomalías de Z. Siguiendo con esta línea de razonamiento, si ahora la atmósfera se mueve con vorticidad ciclónica los resultados siguen siendo válidos ya que la vorticidad de la Tierra también es ciclónica. La ecuación que gobierna la evolución temporal de Z es [Apéndice A]

$$\frac{dZ}{dt} = Z \frac{\partial \dot{\theta}}{\partial \theta} + g \frac{\partial \theta}{\partial p} \hat{z} \cdot \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta} \times \left(\nabla_{\theta} \dot{\theta} \right) \right] + g \frac{\partial \theta}{\partial p} \hat{z} \cdot \left(\nabla_{\theta} \times \mathbf{F} \right)$$
(2.3)

Claramente Z es conservativa para procesos adiabáticos secos y sin fricción. Si bien la viscosidad del aire no es nula, la fricción afecta básicamente los niveles más bajos de la troposfera. Por otro lado, procesos adiabáticos son aquellos en los cuales los efectos radiativos, la transferencia turbulenta de calor y la condensación pueden ignorarse. De estos tres efectos los dos primeros son secundarios. En cuanto a la condensación, solamente podrá ser ignorada para ondas de pequeña amplitud, las cuales no poseen magnitud suficiente como para producir condensación [Charney, 1947]. La conservación de Z en su forma hidrostática, que es la más extensamente utilizada, estará sujeta entonces a un balance entre escalas de tiempo opuestas, dado que las mismas no podrán ser muy grandes como para permitir la condensación, pero tampoco muy cortas como para que deje de valer la aproximación hidrostática, que es una de las suposiciones básicas por medio de la cual se deriva su conservación [Apéndice A]. Hoerling [1992] analiza las fuentes locales de calor diabático que contribuyen a la variación de Z a escala global. Quizás una de los aspectos más atractivos del uso de Z como variable dinámica es que el principio de inversibilidad [Hoskins et al., 1985; Thorpe, 1986] es válido independientemente de la conservación de la vorticidad potencial.

Un análisis dimensional revela que las unidades de medición de la vorticidad potencial son K m² kg⁻¹ s⁻¹. El valor de referencia utilizado para caracterizar a una masa de aire a través de Z es el flujo de escala sinóptica en la troposfera de latitudes medias. Si se efectúan las aproximaciones

$$g \approx 10 \,\mathrm{m \, s^{-2}}$$
$$f \approx 10^{-4} \,\mathrm{s^{-1}}$$
$$\partial \theta / \partial p \cong \Delta \theta / \Delta p \approx -10 \,\mathrm{K} / 100 \,\mathrm{hPa} = -10^{-3} \,\mathrm{K \, kg^{-1} \, m \, s^{-2}}$$

y estos valores son insertados en (2.1) se obtiene que $Z = 10^{-6} \text{ Km}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Esta es la cantidad básica respecto de la cual se miden los valores de Z, y se denomina *unidad de vorticidad potencial* (potential vorticity unit, PVU). Se tiene entonces que $1 \text{ PVU} = 10^{-6}$ K m² kg⁻¹ s⁻¹. La diferencia entre los valores que toma Z en la troposfera y en la estratósfera permite definir a la tropopausa dinámica como una superficie de Z constante, i.e. una superficie isertélica, en referencia a Hans Ertel (1904-1971). En la estratósfera, dada la gran estabilidad estática y la presencia de ozono (O₃), fuente de calor diabático y consecuentemente fuente de Z, los valores de Z son típicamente mayores que en la troposfera en uno o varios órdenes de magnitud. De esta manera los valores permitidos para la tropopausa dinámica deben ubicarse ligeramente por encima de 1 PVU, aunque el valor que la define es ciertamente punto de conflicto. WMO establece que la tropopausa dinámica se representa con 1.6 PVU [WMO, 1986] aunque la mayoría de los trabajos utilizan valores mayores [ver, por ejemplo, Rood et al., 1997; Zierl & Wirth, 1997; Wirth & Egger, 1999; Wirth, 2001; Zängl & Hoinka, 2001; Schoeberl, 2004; Berrisford et al., 2007]. En Hoerling et al. [1991] se establece que un valor óptimo para la tropopausa dinámica extratropical es 3.5 PVU.

Así como la explicación más simple para la presencia de la tropopausa térmica viene dada por un modelo de ajuste radiativo-convectivo [Thuburn & Craig, 1997], la tropopausa dinámica tiene su explicación más simple en un equilibrio entre calentamiento diabático y el decaimiento de los sistemas sinópticos [Ambaum, 1997]. En vista de que las dos definiciones de tropopausa introducidas hasta el momento son de carácter bien diferenciado, es necesario analizar semejanzas y diferencias entre ellas. La tropopausa dinámica no puede utilizarse en latitudes bajas ya que las superifices isertélicas son verticales [e.g. Sun & Lindzen, 1994]. Además, el cambio de signo en Z a uno y otro lado del Ecuador presenta otra desventaja; debe recordarse que la vorticidad potencial de grandes escalas es ciclónica, y por lo tanto positiva (negativa) en HN (HS). De esta manera, la única de las definiciones que es viable para ser utilizada en estas latitudes bajas es la térmica, si bien se presentarán más adelante otras definiciones que también serán útiles. La versión dinámica tampoco podrá ser usada en regiones en las que no exista una red de radiosondeos lo suficientemente densa como para calcular correctamente la vorticidad relativa ζ_{θ} . Incluso cuando se utilicen datos en punto de grilla de alta resolución, i.e. 1° x 1°, la metodología puede ponerse en duda ya que para latitudes medias la distancia entre puntos es del orden de los 100 km.

Para una atmósfera en reposo ambas definiciones pueden hacerse coincidir con una adecuada elección del valor de la superficie isertélica, porque bajo estas condiciones Z es una medida de la estabilidad estática, de la misma forma que lo es γ [Wirth, 2000]. Distintas relaciones entre las diferentes maneras de expresar estabilidades estáticas en la atmósfera pueden encontrarse en Gates [1961]. Para la alta troposfera, Wirth [2000] analiza el comportamiento de ambas definiciones de tropopausa para configuraciones simétricas de anomalías en Z. La tropopausa térmica está bien definida cuando, para estas anomalías, la relación entre las escalas vertical y horizontal multiplicada por 100 es <<1 o >>1. Además, para el primer caso ambas tropopausas son aproximadamente coincidentes. En el caso intermedio para el que la relación es \approx 1 la tropopausa térmica no se encuentra bien definida. Una técnica similar fue utilizada en Wirth [2001] para estudiar el comportamiento de ambas tropopausas en el marco de ciclones y anticiclones. De manera similar a los resultados de Wirth [2000] ambas tropopausas no son coincidentes a menos que las anomalías de Z en la vertical sean pequeñas respecto de sus pares horizontales. Cuando ocurre lo contrario ambas tropopausas difieren significativamente, y las diferencias se acentúan ante la presencia de tropopausas múltiples. Aparentemente, en términos de presión tanto la estructura temporal como la evolución de la tropopausa durante la ciclogénesis es mejor descripta con la tropopausa dinámica [Hoerling et al., 1991].

El estudio de intrusiones de aire estratosférico hacia la troposfera es importante por varios factores. Uno de ellos es que son fuente de inestabilidades y pueden dar lugar a tiempo severo [Apéndice A]. Otro es que generalmente el aire estratosférico es rico en contaminantes, tales como ozono (O₃) y residuos radiactivos [Staley, 1960, 1962, 1982; Danielsen, 1968] o volcánicos [Shapiro et al., 1984]. Puede que durante el trayecto descendente que siguen las masas de aire estratosférico, las cuales suelen llegar a niveles tan bajos como 800 o 700 hPa [Reed, 1955; Shapiro et al., 1984; Keyser & Pecnick, 1985a; Uccellini et al., 1985; Uccellini et al., 1987; Goering et al., 2001; Sprenger et al., 2007], Z no se conserve por diversos fenómenos que actúen sobre ella a manera de fuentes o sumideros. No obstante, las diferencias entre los valores de Z para la estratósfera y la troposfera son tan amplias que Z puede usarse como una propiedad aproximadamente conservativa que permita monitorear a la masa de aire descendente, de la misma manera que la temperatura potencial equivalente puede ser usada para caracterizar a una masa de aire en superficie. Debido a que la tropopausa dinámica está definida con un valor fijo de Z, la irrupción de una masa de aire estratosférico hará que la superficie de la tropopausa descienda de la misma manera que lo hace la masa de aire incidente. En el Apéndice A se muestra que la vorticidad de la masa de aire en el nivel final de su descenso puede ser considerable e incluso dar lugar a tiempo severo, por lo que usualmente un descenso de la tropopausa está asociado a un proceso de desestabilización de la troposfera. La forma que adopta la superficie isertélica en estos casos es la de un pliegue en forma de "S". Bajo estas condiciones, en la mayoría de las ocasiones se tendrá una tropopausa múltiple, ya que una línea vertical imaginariamente trazada intersecaría a una misma superficie isertélica más de una vez. Estos pliegues de la tropopausa son la principal explicación para la presencia, en latitudes medias, de especies de origen estratosférico en la troposfera. En resumen, una irrupción de aire estratosférico hacia la troposfera está dinámicamente asociado con un evento de tropopausas múltiples y con un aumento de vorticidad ciclónica en capas bajas de la troposfera.

El concepto de tropopausa múltiple también existe para la tropopausa térmica. De hecho WMO [1992] establece que "puede hallarse ocasionalmente una segunda tropopausa si el gradiente vertical por encima de la primera es de más de 3°C km⁻¹". De manera análoga al comportamiento de un ente físico, el cual no puede depender del sistema de coordenadas escogido para representarlo, se define en Yuchechen et al. [2009] el concepto de evento de tropopausa múltiple (multiple tropopause event, MTE). De esta forma, poco importa si la tropopausa está descripta en coordenadas cartesianas o en coordenadas isentrópicas, pues se supone que climatológicamente ambas definiciones deben coincidir, como mínimo, en forma cualitativa. Más aún, la tropopausa dinámica podría tener un rango similar al de la tropopausa térmica en el sentido de ser una discontinuidad de orden uno, si en lugar de definirla por medio de una superficie isertélica se lo hiciera a través de la ubicación del mayor gradiente vertical de vorticidad potencial, i.e. $\partial Z/\partial \theta$. Puesto que por definición la tropopausa es la superficie material que divide la estratosfera de la troposfera, sería ciertamente más apropiado que dicha superficie quedara definida no por medio de un valor fijo, sino a través de niveles en los cuales las diferencias entre las propiedades de ambas capas de la atmósfera sean más marcadas.

Una motivación para introducir el importante concepto de intercambio troposfera-estratósfera (stratosphere-troposphere exchange, STE) puede encontrarse en Yuchechen et al. [2009], donde se presenta una climatología de ocurrencia de tropopausas simples y múltiples para HS. Climatológicamente, los mayores porcentajes de MTEs se observan en aquellas regiones coincidentes con las de mayor frecuencia de perturbaciones ciclónicas, más conocidas como *storm tracks* [Physick, 1981; Trenberth, 1991; Berbery & Vera, 1996; Nakamura & Shimpo, 2004]. Los storm tracks son más intensos en invierno, cuando es mayor también la baroclinicidad. Entre 60°O y 60°E los storm tracks ocupan una única banda de latitud, aproximadamente centrada en 45°S. Por otro lado, para longitudes situadas sobre Australia y sobre todo el Pacífico Sur los storm tracks ocupan dos bandas de latitud ($\approx 30^{\circ}$ S y $\approx 60^{\circ}$ S), lo cual se encuentra íntimamente ligado al desdoblamiento que presenta la corriente en chorro durante el invierno [Bals-Elsholz et al., 2001].

Puesto que las regiones situadas dentro de las zonas de influencia de corrientes en chorro se caracterizan por presentar una gran cortante vertical, es fácil entender por qué justamente en estas zonas se encuentran los mayores porcentajes de MTEs. El número de Richardson *Ri*, definido como

$$Ri = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \left/ \left| \frac{\partial \mathbf{v}_{\rm H}}{\partial z} \right|^2$$
(2.4)

donde $\boldsymbol{v}_{\text{H}}$ denota al viento horizontal, es utilizado frecuentemente para estimar la estabilidad dinámica ya que mide la cortante vertical respecto de la estabilidad estática, representada por la frecuencia de Brunt-Väisälä $g \partial \ln \theta / \partial z$. Cuando *Ri* es menor que un cierto valor límite la atmósfera pasa de régimen estratificado a régimen turbulento. Bajo régimen turbulento la atmósfera es dinámicamente inestable y ciertas ondas se amplifican. Es por ello que una región con alta cortante vertical es una zona propicia para el desarrollo de, por ejemplo, perturbaciones sinópticas. Asimismo, por medio de un modelo cuasigeostrófico también pueden encontrarse cuáles son las longitudes de onda que se amplifican más rápido, i.e. los modos más inestables. Según Staley & Gall [1977] la tasa de crecimiento es máxima para longitudes de onda entre 2000 y 4000 kilómetros, justamente longitudes de onda que correspondes a la escala sinóptica. Si se fija el gradiente de temperatura γ y se establecen distintos perfiles de viento, es interesante notar que cuando existe un máximo de viento en algún nivel medio de la atmósfera, las ondas con mayor amplificación son las de longitud de onda $\lambda \approx 2000$ km, i.e. ondas sinópticas. Esta es la situación más real de las cuatro que presentan estos autores (ver su Figura 5). Por otro lado, Bush & Peltier [1994] encuentran que las ondas más inestables corresponden a $\lambda \approx 4000$ km y que su evolución no lineal da lugar a

intrusiones profundas de aire estratosférico en la troposfera. En base a estos resultados puede establecerse un estrecho vínculo entre la presencia simultánea de corrientes en chorro, de perturbaciones sinópticas en altura, y de MTEs [véase, por ejemplo, Shapiro et al., 1987], aunque la más tradicional de ellas es con el jet subtropical (subtropical jet, STJ) [Baray et al., 2000; Kowol-Santen & Ancellet, 2000; Cuevas et al., 2007]. La situación se torna aún más interesante cuando, además de existir una corriente en chorro en altura, hay presente una corriente en chorro en la baja troposfera (low-level jet, LLJ). El más crítico de los casos ocurre cuando ambas corrientes en chorro tienen sus ejes cruzados: la inestabilidad dinámica es máxima e incluso puede dar lugar a tiempo severo [Uccellini & Johnson, 1979]. De esta forma, la presencia de LLJs está frecuentemente relacionada con MTEs y, consecuentemente, también lo está con STEs. Stensrud [1996] presenta la ubicación de LLJs en el Globo y no es casual que su presencia esté ligada a la presencia de los llamados sistemas convectivos de mesoescala (mesoscale convective complexes, MCCs) [Maddox, 1980]. Una de las regiones más célebres y en las que usualmente se forman MCCs es la del valle del río Misisipi, en Estados Unidos. Existe otro LLJ en la costa oriental de África denominado jet somalí [Bannon, 1979a, 1979b] y, a pesar de esto, no se tienen registros de estudios sobre el comportamiento de la tropopausa en esta región. Para Argentina, existe un LLJ en la zona de la Llanura Pampeana [Vera et al., 2006; Salio et al., 2007].

La relación entre STE y tropopausa puede entenderse por medio de la Figura 1 de Holton [1986]. En ella se muestra un quiebre de la tropopausa en la zona de influencia de STJ, y es muy ilustrativa en cuanto al intercambio de masa que existe entre la estratósfera y la troposfera en esta región. En efecto, climatológicamente la región de acción de STJ es una fuente permanente de STEs, aunque no la única. De

acuerdo a lo mencionado en el párrafo anterior, MCCs y perturbaciones sinópticas en altura también contribuyen a MTEs. Otra importante fuente de MTEs la proveen las denominadas bajas segregadas (cut-off lows, COLs) [Price & Vaughan, 1993; Wirth, 1995; Wirth y Egger, 1999], las cuales tienen su origen en desplazamientos meridionales de las corrientes en chorro polares y generalmente persisten un tiempo considerable. Dinámicamente pueden entenderse como intrusiones de masas de aire con anomalías ciclónicas de Z en la alta troposfera de latitudes medias, lo cual se traduce en una troposfera anormalmente fría en niveles ubicados en ≈ 250 hPa, cosa que usualmente ocurre cuando masas de aire de altas latitudes se desplazan cuasihorizontalmente en dirección al Ecuador. Puesto que tal irrupción de vorticidad ciclónica en la troposfera media o alta es altamente ciclogénetica, las COLs tienen el potencial de promover la convección profunda que, según se mencionó, es fuente de MTEs. Dentro de este marco, la liberación de calor latente producto de la condensación lleva al decaimiento del vórtice de altura, y el resultado de este proceso es un intercambio de masa entre la estratósfera y la troposfera, debido a que aire inicialmente estratosférico se transforma, al final del proceso, en troposférico [Wirth, 1995]. Estrictamente, en las COLs el aire troposférico no es reemplazado por aire estratosférico sino que existe una gradual conversión de este último, por ejemplo a través de un cambio de vorticidad potencial debido a la presencia de calor diabático. Ciertamente, este no es el caso más general. En sus estudios de intrusiones de aire estratosférico hacia la troposfera Staley [1960, 1962, 1982] y Danielsen [1968] caracterizaron a las masas de aire estratosféricas no solamente por medio de Z sino también por medio de concentraciones de O_3 y sustancias radiactivas. Aún cuando Z pueda llegar a verse modificada por fuentes de calor diabático, las trayectorias calculadas muestran que efectivamente aire estratosférico llega a la troposfera. No existe otra explicación plausible para justificar las concentraciones de sustancias radiactivas, muy similares a las de aire estratosférico, en la baja troposfera.

Existen aún otros procesos dinámicos que dan lugar a STE. Por definición, una irrupción de aire estratosférico está asociada con valores altos, i.e. ciclónicos, de *Z*. De hecho, se muestra en el Apéndice A que un descenso adiabático de aire estratosférico adquiere una considerable vorticidad ciclónica al llegar a la troposfera baja, de manera que, según se mencionó, toda la troposfera se desestabiliza. Los anticiclones, no obstante, también ocupan un lugar importante en cuanto a STE se refiere [Chen, 1995].

Fundamentalmente durante el transcurso de los meses de invierno es frecuente observar en la UT/LS de latitudes extratropicales de ambos hemisferios existen advecciones cuasi-horizontales, i.e. isentrópicas, de aire con mayor Z (ciclónica) hacia latitudes más bajas, los cuales pueden interpretarse como filamentos vorticosos que no llegan a desprenderse totalmente del flujo básico de altas latitudes. En rigor, dinámicamente este proceso es similar al de formación de una COL, y de hecho dará lugar a una o varias de ellas si la extensión y la configuración de estas intrusiones así lo permite. El fenómeno de formación de una COL forma parte de un proceso de mayor escala, que literalmente se denomina *rompimiento de ondas de escala planetaria* o *de ondas de Rossby* (planetary wave breaking, o más conocidas en la literatura como Rossby wave breaking, RWB) [McIntyre & Palmer, 1983, 1985]. Los rompimientos de ondas de Rossby son mayormente de carácter ciclónico aunque, de la misma manera que la atmósfera es capaz de formar (raramente) vigorosos vórtices anticiclónicos, existen excepciones en las cuales el proceso de RWB es de carácter anticiclónico

[Appenzeller et al., 1996; Nielsen-Gammon, 2001]. En este último caso, se forma un bloqueo en lugar de formarse una COL.

De qué se trata exactamente una RWB es una pregunta que presenta un abanico de respuestas. Quizás la respuesta más conceptual establece que la aparición de una RWB está ligada a la presencia de términos no lineales en las ecuaciones dinámicas que gobiernan la evolución temporal de este tipo de ondas, y son los responsables de innumerables efectos irreversibles. De hecho, del conjunto de figuras obtenidas por medio de un modelo barotrópico aplicado a la evolución temporal de la estratósfera en invierno [Juckes & McIntyre, 1987] se puede concluir que dicha aproximación deja de valer cuando la superficie definida por la ecuación $Z \ge Z_0$, siendo Z_0 un valor apropiado de vorticidad potencial, se torna cóncava, i.e., al menos una línea que une dos puntos de esa superficie atraviesa puntos que se ubican fuera de ella. A medida que el sistema evoluciona la superficie primitiva se deforma y entran en acción escalas menores que hacen a este proceso irreversible. Al final de la integración numérica una superficie reducida mantiene sus propiedades iniciales de vorticidad potencial, las cuales han sido transferidas hacia latitudes más bajas a expensas de esta reducción en el área. Por otro lado, la situación inversa en la que valores de vorticidad potencial menores ocupan lugares dentro de la zona de influencia de la superficie primitiva son poco frecuentes. Del conjunto de figuras mencionado, puede observarse claramente que se han formado estructuras estratosféricas similares a COLs. Además de la aparición de RWBs, como consecuencia de la evolución dinámica de un vórtice (el polar en la mayoría de los casos) también aparecen otros tipo de fenómenos que no es necesario enumerar aquí, y el lector interesado puede referirse a Polvani & Plumb [1992] para mayores detalles. Ya a mediados de los años '80 Shapiro et al. [1984] y Shapiro et al.

[1987] documentan regiones de muy activo intercambio estratósfera→troposfera en la región de influencia del vórtice polar, aunque no hacen alusión al rompimiento de ondas de Rossby para explicar sus observaciones.

Si la atmósfera se encontrara en reposo la distribución de Z sería latitudinal, con su gradiente orientado en dirección meridional, i.e. $\nabla_{\theta} Z \times \hat{y} = 0$, y dirigido hacia los polos. De la misma forma que la tropopausa presenta pliegues verticales (en presencia de ciclones ocluidos por ejemplo) las zonas de RWBs poseen una inversión (regional) del gradiente latitudinal de Z debido a la presencia de un pliegue horizontal de la tropopausa dinámica [Postel & Hitchman, 1999], también llamado *potential vorticity folding* [O'Sullivan & Hitchman, 1992]. Este método es, de hecho, uno de los que fehacientemente permite identificar RWBs [e.g. Baldwin & Holton, 1988]. Naturalmente, en el marco de una RWB se produce una intensificación de los gradientes sobre las isentrópicas, a la vez que los procesos turbulentos serán cada vez más importantes en la medida que exista una transferencia de energía desde el flujo básico hacia escalas menores, necesario para "reordenar" la distribución anómala de *Z*.

Appenzeller & Davies [1992] y Appenzeller et al. [1996] describen intrusiones (de aire) estratosféricas hacia la troposfera como filamentos largos (≈2000-3000 km) y angostos (≈200 km). En primer lugar, las magnitudes mencionadas dejan nuevamente en claro que los STEs son fenómenos de escala sinóptica o menor. En segundo lugar, dichos filamentos vorticosos son el resultado de RWBs, las cuales también ocurren en cercanías de la tropopausa [Postel & Hitchman, 1999; Martius et al., 2007; Wernli & Sprenger, 2007]. De manera más general, como producto de RWBs en la región de UT/LS se generan filamentos, algunos de ellos vorticosos, tanto en la estratósfera

inferior como en la troposfera superior. Sprenger et al. [2007] los denominan genéricamente *estructuras de vorticidad potencial*, dentro de las cuales también incluyen a las COLs, que se forman cuando las extensiones vorticosas de los mencionados filamentos son persistentes en el tiempo. La superposición geográfica de estas estructuras con las RWBs presentes en el nivel de la tropopausa indican que forman parte de un mismo proceso físico y que todas se encuentran asociadas a STE [Sprenger et al., 2007]. Cuando los filamentos tienen lugar en la baja estratósfera (alta troposfera) el intercambio de masa es descendente (ascendente) [Martius et al., 2008]. Asimismo, las regiones en las que la distribución meridional de la tropopausa presenta una alta variablidad coincide con aquellas regiones en las que frecuentemente se presentan estos filamentos [Martius et al., 2008].

Por lo expuesto hasta el momento, la región UT/LS es una región favorecida en cuanto a STE se refiere. Bajo el supuesto de que los procesos de intercambio troposfera⇔estratósfera coinciden cualitativamente para las tropopausas térmicas y dinámicas tanto espacial como temporalmente, toda presencia de perturbaciones sinópticas o de escalas aún menores son una potencial fuente de MTEs, cualquiera sea la causa que genere estas perturbaciones. Hoerling et al. [1993] encuentran que los flujos de masa a través de las tropopausas térmica y dinámica en las bandas extratropicales de 50°N-70°N y 40°S-70°S coinciden cualitativamente cuando son promediados tanto zonal como temporalmente para un mes en particular, si bien los calculados a través de la tropopausa térmica son más intensos; sin embargo, el flujo de masa obtenido es hacia la estratósfera y no desde ella, lo cual se contrapone con la teoría de la circulación de Brewer-Dobson, que establece que en latitudes extratropicales los movimientos son mayormente descendentes. Análogamente, en un

promedio temporal los flujos regionales a través de ambas tropopausas coinciden, y nuevamente los que atraviesan la tropopausa térmica son mayores. Estos autores determinan una única tropopausa térmica aplicando la definición de WMO, por lo que no están estimando los flujos de masa para MTEs. Es importante destacar, no obstante, que la presencia de MTEs es condición suficiente para la de STEs, aunque la recíproca no es cierta. En efecto, ya se ha hecho mención de casos en los cuales existe STE pero no hay rompimientos o pliegues de la tropopausa. Asimismo, la presencia de concentraciones de O₃ típicas de la estratósfera en la alta tropósfera por un lado, y de la ausencia de perturbaciones sinópticas o de mesoescala que hayan favorecido el STE por el otro, llevaron a que Lamarque et al. [1996] concluyeran que la presencia de tales concentraciones de O₃ en la tropósfera se debe a términos no lineales en las ecuaciones dinámicas de ondas gravitatorias. En otras palabras, en este caso es el rompimiento de ondas de gravedad (y no de ondas planetarias) el que permitió el intercambio. En vista de que la frecuencia de una onda gravitatoria es mucho mayor que la de una onda de Rossby, el rompimiento de ondas gravitatorias probablemente no dé lugar a un intercambio sistemático de masa entre la estratósfera y la troposfera, sino más bien a un intercambio turbulento de escasa duración. No obstante ello, a todas las posibles causas de STE mencionadas hasta aquí también deben agregársele el rompimiento de ondas de gravedad.

Hasta aquí puede concluirse que los MTEs son un fenómeno de escala sinóptica o menor. De hecho, Appenzeller & Davies [1992] acotan a estos fenómenos entre las escalas sinóptica y la turbulenta. En este último caso, el intercambio turbulento ocupa el rol fundamental dentro de STE en las zonas de influencia de las corrientes en chorro [Shapiro, 1976, 1978, 1980] ya que los flujos verticales de calor turbulento crean o destruyen Z [Apéndice A] a razón de 50% por día [Gidel & Shapiro, 1979]. Dado que el rol que cumple la turbulencia es el de homogeneizar los gradientes, los flujos turbulentos y verticales de calor terminan oradando los MTEs [Hartjenstein, 2000] a expensas de la energía absorbida de escalas mayores, incluso hasta hacerlos desaparecer en ciertos casos. Aún cuando el STE fuera un fenómeno de escala mayor a la sinóptica, el mismo no puede ser fielmente reproducido por los modelos globales actuales salvo por medio de parametrizaciones, debido a que la resolución espacial de un modelo de escala global no puede reproducir correctamente procesos de escala menor a la sinóptica, i.e. mesoescala y convección, los cuales se ha visto que juegan un papel importante. Por ejemplo, un único evento extremo de interacciones sinópticas y de mesoescala como el descripto en Bosart [1981] puede llegar a aportar la séptima parte del total de entrada de aire estratosférico hacia la troposfera para un mes de invierno [Spaete et al., 1994]. Es usual que el descenso de la tropopausa y la ciclogénesis sean fenómenos simultáneos [e.g. Wandishin et al., 2000] pero en esta ocasión el primer fenómeno se adelantó al segundo de 12 a 24 horas [Uccellini et al., 1985]. Para escalas globales el STE puede evaluarse calculando la masa que atraviesa la superficie de 380 K, y no la tropopausa [Holton et al., 1995]. Podría tenerse la falsa impresión de que STE tiene lugar siempre en una única dirección, ya sea troposfera-estratósfera o estratósfera-troposfera. Lo cierto es que en todos los casos en los que existe intercambio, éste se tiene en ambos sentidos, si bien uno de ellos es preponderante. Por ejemplo, la ITCZ tiene un intercambio neto de masa hacia la estratósfera mientras que para los eventos de latitudes extratropicales ocurre en la dirección inversa. Con respecto a esto, Lamarque y Hess [1994] muestran que durante un evento de pliegue de la tropopausa existe un dipolo para el intercambio de masa, una característica común de la mayoría de estos eventos. Del total de masa intercambiada en esta simulación ≈56%
corresponde a intercambio estratósfera→troposfera. Es necesario hacer aquí una salvedad importante. Existen dos visiones opuestas respecto de la caracterización de un STE a escala global. La primera responde a un método más bien estadístico, en el cual toda la información de eventos aislados de escala sinóptica (o menor) disponible es recopilada, obteniéndose la correspondiente climatología [WMO, 1986]. En contraste, la segunda visión establece que el STE no es más que un aspecto de la circulación general de la atmósfera [Holton et al., 1995]. No es el objetivo de la presente tesis establecer cuál de las dos visiones es la más acertada, de manera que no se seguirá avanzando sobre este particular.

La irrupción de aire estratosférico hacia la troposfera está fuertemente ligada a la posición de tropopausa, de intercambio la ya que las mayores tasas estratósfera-troposfera se producen cuando la tropopausa se encuentra más alta [Schoeberl, 2004]. Existen, además, indicios de que estas irrupciones son más frecuentes en la época de transición entre el invierno y la primavera, en consistencia con un aumento en las concentraciones de O₃ estratosférico en la alta troposfera [Wang et al., 2002]. Para la tropopausa, Bischoff et al. [2007] y Yuchechen [2004] muestran que la altura de eventos simples se encuentra climatológicamente acotada por ambas alturas de eventos de tropopausa doble. Sin embargo, el hecho de que la altura de la tropopausa y la concentración de O₃ estratosférico se encuentren negativamente correlacionados [Steinbrecht et al., 1998; Yuchechen et al., 2004] dependerá de cuál haya sido la tropopausa utilizada. Durante eventos de tropopausa doble habrá intercambio de masa e inyección de O₃ estratosférico hacia la alta troposfera. Las concentraciones de O₃ estratosférico estarán, consecuentemente, correlacionada positivamente (negativamente) con la altura de la tropopausa más alta (baja).

Las dos definiciones de tropopausa mencionadas hasta el momento son las que más atención han captado por parte de la comunidad científica a lo largo de los años, especialmente la dinámica. Existen no obstante definiciones alternativas, y su uso se encuentra más o menos masificado. Ya ha sido mencionado que el concepto de tropopausa dinámica falla en bajas latitudes. El nivel de 100 hPa se asocia frecuentemente con la tropopausa de latitudes ecuatoriales [Mote et al., 1996], Newell & Gould-Stewart [1981]. La gran ventaja que tiene esta definición es que el nivel de 100 hPa es un nivel estándar, algo que es muy conveniente a la hora de efectuar comparaciones de carácter temporal. Cabe destacar aquí que no todas las veces que la definición de tropopausa térmica es aplicada a un perfil de temperatura obtenida por una radiosondeo se obtiene un resultado satisfactorio; sin embargo, el nivel de 100 hPa se encuentra disponible de los modelos numéricos. La tropopausa de punto frío se encuentra en el nivel para el cual el perfil de temperatura alcanza el mínimo valor, y usualmente está por encima de la tropopausa térmica [Selkirk, 1993]. En cuanto al STE se refiere, el mínimo valor de relación de mezcla de saturación (saturation mixing ratio, SMR) parecería ser más importante que el valor de esta variable en el mínimo del perfil de temperatura [Zhou et al., 2001a, 2001b] por lo que estos autores definen una nueva tropopausa en el nivel del mínimo SMR. Asimismo, Bethan et al. [1996] definen una tropopausa basada en concentraciones y gradientes de O_3 , aunque esta tropopausa no se deriva de una definición en el sentido estricto de la palabra, sino más bien de la inspección de un gran número de perfiles de O₃. Similarmente, en Browell et al. [1996] también se utiliza la concentración de O₃ para estimar la altura de la tropopausa. Cabe destacar que, si bien la tropopausa química no ha sido investigada en profundidad, su uso práctico es muy conveniente puesto que las distribuciones de distintas especies químicas (N₂O, CH₄, CFCs e incluso elementos radiactivos) son muy distintas a uno y

otro lado de la tropopausa [Sheperd, 2002]. Por otro lado, dado que normalmente los topes nubosos de la convección profunda adoptan una forma de yunque debido a la presencia de una capa estable en la región de UT/LS, estos topes nubosos también pueden utilizarse como una nueva definición de tropopausa.

El estudio de la tropopausa puede tener carácter de pronóstico, dada la relación que existe entre un descenso de ella y fenómenos de desestabilización de la troposfera, como así también de diagnóstico, en el sentido de que la posición de la tropopausa responde a varios forzantes climáticos, entre ellos el antropogénico [Santer et al., 2003]. Adicionalmente, Nielsen-Gammon [2001] describe varios fenómenos que pueden ser diagnosticados a través de la tropopausa. De esta forma, la tropopausa podría usarse como una variable alternativa para estudios de cambio global y cambio climático. Con respecto a esto, por medio de la tropopausa térmica se ha revelado que el área que ocupa la franja tropical se ha incrementado [Seidel & Randel, 2007]. Desafortunadamente, en cuanto al estudio de la tropopausa utilizando datos de radiosondeo se refiere, la bibliografía no es lo abundante que se requiere para comprender el comportamiento de la UT/LS. Si bien es cierto que existen trabajos usando datos de radiosondeo e incluso efectuando comparaciones con resultados obtenidos para otros tipos de datos, primordialmente son a escala global [Hoinka, 1998, 1999; Seidel & Randel, 2006; Randel et al., 2007] por lo que es muy factible que cualquier efecto regional quede parcial o completamente enmascarado. La lista de estudios regionales de la tropopausa con datos de radiosondeo tampoco es muy extensa. Por ejemplo, Krishna Murthy et al. [1986] efectúan un estudio de la tropopausa de latitudes bajas sobre India, mientras que Bischoff et al. [2007] lleva a cabo un análisis similar para tres estaciones de radiosondeo argentinas. Este último trabajo es uno de los pocos existentes acerca del

tema en nuestra región, y es importante destacar que todos los fenómenos relacionados con la presencia de MTEs han sido poco o nada estudiados en la región. Asimismo, una climatología robusta de la misma tropopausa en la región es un área de estudio casi vacante, a excepción de los trabajos de Yuchechen [2004] y Bischoff et al. [2007]. Por esto, es intención de la presente tesis llenar esas áreas de conocimiento vacantes en cuanto a la estructura regional del comportamiento de la tropopausa se refiere, y sentar las bases para futuras investigaciones de los fenómenos relacionados con MTEs, fundamentalmente STE.

2. DATOS Y METODOLOGÍA

La información utilizada corresponde puramente a datos provenientes de radiosondeos, los cuales han sido obtenidos de una base de datos mundial que pertenece al Departamento de Ciencias de la Atmósfera, Escuela de Ingeniería, Universidad de Wyoming. La mencionada base de datos se inicia en 1973, es de dominio público, y se encuentra disponible en <u>http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html</u>. Como regla general, cada sondeo incluye las siguientes variables: presión, altura, temperatura, temperatura de rocío, relación de mezcla, humedad relativa, dirección e intensidad del viento, temperatura potencial, temperatura potencial equivalente, y temperatura potencial virtual, como así también información sobre la estación e índices derivados de los parámetros obtenidos en el sondeo, si bien no todas las variables se encuentran disponibles para cada perfil vertical. Particularmente, el viento es una variable delicada.

Las horas para las cuales pueden existir datos en cada una de las estaciones de radiosondeo de la red mundial se han estandarizado comenzando a las 00Z y a intervalos de 3 horas. De esta manera solamente habrá datos disponibles para las 00Z, 03Z, 06Z, 09Z, 12Z, 15Z, 18Z y 21Z. Dependiendo de la ubicación geográfica de cada estación, existirá mayor densidad de datos para cierta hora en particular, si bien existen estaciones que efectúan lanzamientos a intervalos regulares de 6 horas, como por ejemplo la ubicada en Mount Pleasant, base aérea civil y militar dependiente de la Real Fuerza Aérea, en las Islas Malvinas; los datos de esta estación se incluirán en el presente trabajo.

Para llevar a cabo el presente estudio se utiliza información proveniente de 22 estaciones de radiosondeo ubicadas en la región sur de Sudamérica. Las mencionadas estaciones se muestran en la Tabla 3.1, y la región que ellas delimitan se encuentra comprendida por las latitudes de $\approx 16^{\circ}$ S y 53°S y las longitudes de $\approx 43^{\circ}$ O y $\approx 71^{\circ}$ O (ver Figura 3.1). Es importante mencionar que no existen otras estaciones de radiosondeo cercanas a los límites oriental y occidental de esta región. En efecto, la estación occidental más cercana a la costa chilena se encuentra en Isla de Pascua, ubicada a 3500 km al este, mientras que la estación oriental más cercana al área mencionada ese encuentra en la Isla Gough, ubicada a 3200 kilómetros del punto más cercano de Sudamérica. Asimismo, Punta Arenas es la estación continental sudamericana operativa más austral.

Número	Nombro Estación	Código	Latitud	L an aiter d	Elevación
WMO	Nombre Estacion	OACI	Latitud	Longitud	(m)
83566	Belo Horizonte	SBCF	19°49'S	43°55'O	827
83612	Campo Grande	SBCG	20°28'S	54°40'O	567
83746*	Rio de Janeiro – Galeão	SBGL	22°48'S	43°15'S	42
83780	São Paulo – Congonhas	SBSP	23°37'S	46°39'O	802
83827	Foz do Iguaçu	SBFI	25°31'S	54°35'O	180
83840*	Curitiba	SBCT	25°31'S	49°09'O	908
83971	Porto Alegre	SBPA	30°00'S	51°11'O	3
85201	La Paz	SLLP	16°31'S	68°11'O	4038
85442*	Antofagasta	SCFA	23°26'S	70°26'O	137
85543*	Base Aérea Militar Quintero	SCER	32°46'S	71°31'O	8
85799*	Puerto Montt	SCTE	41°26'S	73°05'O	79
85934*	Punta Arenas	SCCI	53°00'S	70°50'O	33
87047	Salta	SASA	24°51'S	65°29'O	1221
87155*	Resistencia	SARE	27°27'S	59°02'O	52
87344	Córdoba	SACO	31°19'S	64°13'O	474
87418	Mendoza	SAME	32°50'S	68°46'O	704
87576*	Ezeiza	SAEZ	34°49'S	58°31'O	20
87623	Santa Rosa	SAZR	36°34'S	64°16'O	191
87715*	Neuquén	SAZN	38°57'S	68°07'O	271
87748	Comandante Espora	SAZB	38°44'S	62°10'O	75
87860*	Comodoro Rivadavia	SAVC	45°46'S	67°30'O	46
88889*	Mount Pleasant (RAF)	EGYP	51°49'S	58°27'O	73

Tabla 3.1 – Estaciones de radiosondeo utilizadas. La ubicación de las estaciones se presenta en la Figura 1. Puesto que la mayoría de las estaciones de radiosondeo se ubican en aeropuertos, el código OACI corresponde al designado por la Organización de Aviación Civil Internacional para cada una de ellas. Las estaciones marcadas con un asterisco forman parte de un conjunto de 188 estaciones que intenta optimizar la cobertura global, tanto espacial como temporalmente [Wallis, 1998].



Figura 3.1 – Ubicación de las estaciones de radiosondeo utilizadas. La región para la cual se confeccionan los campos espaciales queda delimitada por la ubicación de las estaciones más boreal (SLLP), austral (SCCI), occidental (SCTE) y oriental (SBGL).

El período temporal cubierto por la base de datos de cada estación se muestra en la Tabla 3.2, como así también el porcentaje de sondeos disponibles. La mencionada tabla sólo muestra las horas 00Z y 12Z, que son aquellas para las cuales existe mayor densidad de datos pues, salvo raras excepciones, la presencia de datos en otras horas es más bien esporádica. La tabla muestra en negrita aquellos porcentajes que superan el 75% de datos. De las 22 estaciones mostradas, 8 poseen cantidad de información que supera este porcentaje para las 12Z, cosa que también ocurre a las 00Z para EGYP.

Tabla 3.2 – Porcentaje de sondeos disponibles, de tropopausas detectadas (simples y múltiples) y de datos disponibles para 500 y 100 hPa. Los porcentajes reflejados en las últimas tres columnas están calculados con respecto a la cantidad de sondeos disponibles. Valores en negrita reflejan un mínimo de 75% de datos.

Estación	Hora	Período	Porcentaje de datos disponibles				
			Sondeos	Tropopausa	500 hPa	100 hPa	
83566	00Z	02/08/94-27/03/07	20.64	86.69	95.60	92.24	
	12Z	01/08/94-30/12/07	66.57	93.65	98.93	97.67	
83612	00Z	25/01/73-31/12/07	49.31	42.90	95.74	81.85	
	12Z	05/01/73-31/12/07	69.65	47.59	95.20	86.59	
02746	00Z	25/01/73-31/12/07	57.24	65.08	96.66	83.81	
03/40	12Z	01/01/73-31/12/07	89.21	78.67	97.47	90.07	
02700	00Z	17/02/73-26/05/00	46.46	47.99	95.53	80.03	
03/00	12Z	02/01/73-26/10/00	85.35	68.04	96.75	89.32	
83827	00Z	03/10/96-31/12/97	41.73	80.46	98.02	89.44	
	12Z	27/10/92-31/12/07	59.38	89.46	97.87	92.56	
02040	00Z	04/06/73-31/12/07	44.45	56.80	96.56	81.08	
03040	12Z	02/01/73-31/12/07	77.85	71.29	97.04	86.53	
92071	00Z	25/01/73-31/12/07	54.22	69.64	96.39	83.25	
839/1	12Z	03/01/73-31/12/07	86.91	79.93	96.89	89.21	
95201	00Z	11/10/88-23/07/94	0.09	0.00	100.00	100.00	
85201	12Z	18/10/73-21/02/96	33.70	66.41	97.93	87.86	
95449	00Z	25/01/73-25/10/99	30.80	50.98	90.93	74.04	
85442	12Z	04/01/73-31/12/07	87.77	68.38	95.42	86.72	
05542	00Z	10/01/73-31/07/99	75.05	69.50	94.56	81.18	
85545	12Z	22/01/73-30/07/99	86.75	72.82	94.03	83.39	
95700	00Z	26/01/73-01/07/99	14.90	58.28	96.38	84.77	
85/99	12Z	24/01/73-31/12/07	87.12	81.15	96.34	89.81	
05024	00Z	08/07/86-10/03/98	16.77	64.34	97.48	86.01	
85934	12Z	22/07/76-31/12/07	86.24	81.54	96.67	85.81	
97047	00Z	03/01/73-20/08/86	16.25	47.84	87.02	68.36	
87047	12Z	05/01/73-26/03/07	61.31	77.23	87.96	79.73	
07155	00Z	02/01/73-02/05/91	21.12	52.40	89.96	70.16	
8/155	12Z	04/01/73-31/12/07	77.72	78.09	89.63	81.57	
07044	00Z	04/01/73-12/11/90	17.92	56.46	80.75	59.97	
8/344	12Z	03/02/73-31/12/07	77.04	78.08	89.49	77.46	
87418	00Z	26/01/76-23/03/95	9.40	51.98	74.77	60.49	
	12Z	21/01/76-05/11/06	47.39	69.12	83.71	72.18	
87576	00Z	02/01/73-04/06/01	60.46	78.70	94.12	83.75	
	12Z	01/01/73-31/12/07	92.16	85.29	95.08	86.47	
87623	00Z	09/01/73-29/08/86	20.50	69.25	49.95	46.82	
	12Z	25/01/73-31/12/07	73.02	81.67	80.44	70.24	
87715	00Z	01/01/73-11/11/80	29.03	63.73	82.84	62.62	
	12Z	03/01/73-19/07/01	65.31	79.00	90.53	75.96	
87748	00Z	22/01/73-17/10/86	7.08	52.96	85.63	33.52	
	12Z	22/01/73-26/10/93	45.14	65.82	85.33	54.57	
87860	00Z	10/01/73-11/11/92	17.65	71.46	83.42	68.18	
	12Z	02/01/73-31/12/07	73.61	87.96	93.23	83.26	
88889	00Z	27/03/88-31/12/07	80.66	96.58	89.34	95.60	
	12Z	07/04/88-31/12/07	81.63	97.40	89.31	96.53	

La Tabla 3.2 muestra también el porcentaje de datos disponibles para las tropopausas detectadas, como así también para los niveles de 500 y 100 hPa, todos calculados en base a la cantidad de sondeos disponibles. El porcentaje de disponibilidad de datos de 100 hPa con respecto a 500 hPa es menor en la mayoría de las estaciones, lo cual indica que, en general, no todos los sondeos que atraviesan el nivel de 500 hPa llegan a 100 hPa. No obstante ello, la densidad de datos para 100 hPa sigue siendo interesante. También como regla general puede enunciarse que el porcentaje de tropopausas detectadas aumenta hacia el sur, fenómeno que no es casual y luego será explicado.

El algoritmo utilizado para detectar la tropopausa es el siguiente. Una vez separados los niveles estándar y significativos para cada sondeo disponible, las tropopausas son calculadas a partir de perfiles que contienen solamente a estos últimos. Los cálculos son llevados a cabo con un programa escrito en lenguaje FORTRAN, que tiene la capacidad de detectar hasta cinco tropopausas diferentes. Los eventos de tropopausa simple y múltiple son separados uno de otro, pues responden a fenómenos diferentes. De todas las variables existentes para cada nivel solamente seis son retenidas para las tropopausas: presión, altura, temperatura, temperatura potencial, dirección e intensidad de viento. A excepción de la presión, las mismas variables son retenidas para 500 y 100 hPa. El número de tropopausas simples, dobles, y múltiples (en donde se incluyen todos los eventos que no se clasifican como los dos anteriores) es contabilizado y se obtienen los porcentajes con respecto a las tropopausas detectadas, tal y como lo muestra la Tabla 3.3. Los eventos de tropopausa simple son dominantes en todas las estaciones, aunque su presencia disminuye hacia el sur a favor de un aumento de eventos de tropopausa múltiple. En efecto, las estaciones en las que se cuenta la

mínima cantidad de eventos múltiples se encuentran en el borde norte de la región estudiada, mientras que el máximo se tiene sobre SAEZ. Estos resultados se encuentran directamente relacionados con la presencia de regiones de alta variabilidad inducidas por el jet subtropical. Con respecto a esto, es particularmente interesante la Fig. 6 de Hoskins y Hodges [2005] que muestra que la Llanura Pampeana es una de las regiones de Sudamérica en las que existe mayor generación de sistemas ciclónicos. El área de influencia de los sondeos lanzados en SAEZ se encuentra justamente dentro de la región mencionada. La otra región preponderante en cuanto a ciclogénesis se refiere está ubicada al sur de la región ya mencionada, y no está vinculada a algún tipo de jet semipermanente sino a la regeneración de los sistemas luego de cruzar la cordillera de los Andes [Hoskins y Hodges, 2005]. En sí, la topografía ocupa un papel preponderante en la ciclogénesis [Inatsu y Hoskins, 2004] y los altos porcentajes de eventos de tropopausa múltiple tanto en SAVC como en EGYP responden a este último fenómeno. Los resultados presentados en la Tabla 3.3 están de acuerdo con aquellos trabajos que establecen que la presencia de eventos de tropopausa múltiple se asocia a zonas baroclínicas [Staley, 1960, 1962, 1982; Danielsen, 1968; Yuchechen et al., 2009]. En efecto, la porción sudamericana de las storm tracks del Hemisferio Sur [Trenberth, 1991; Hoskins y Hodges, 2005] forma parte de zonas hemisféricas en las cuales la tasa de crecimiento de las perturbaciones es significativamente mayor que en otras regiones del hemisferio. Para los Océanos Atlántico e Índico Sur los storms tracks ocupan mayormente la franja de 45°S de latitud. Por otro lado, el desdoblamiento del jet sobre el Pácifico Sur en sus ramas polar y subtropical [Bals-Elsholz et al., 2001] particularmente en invierno, hace que existan dos latitudes donde la tasa de crecimiento de las perturbaciones es significativa: 30° S y 60°S [Berbery y Vera, 1996].

		Tropopausa				
Estacion	Hora	Simple	Doble	Múltiple		
92566	00Z	87.79	12.21	0.00		
83300	12Z	86.12	13.75	0.13		
92612	00Z	90.52	9.34	0.15		
83012	12Z	89.52	10.34	0.14		
92716	00Z	85.90	13.93	0.17		
03740	12Z	84.28	15.53	0.19		
92790	00Z	84.96	14.77	0.27		
83780	12Z	84.31	15.41	0.29		
83877	00Z	78.32	21.17	0.51		
03027	12Z	77.66	21.70	0.65		
83840	00Z	79.99	19.63	0.38		
03040	12Z	78.76	20.86	0.38		
83071	00Z	65.55	33.04	1.41		
03971	12Z	64.73	33.37	1.90		
85201	00Z	0.00	0.00	0.00		
83201	12Z	90.37	9.52	0.11		
85442	00Z	87.87	11.67	0.46		
03442	12Z	80.96	17.94	1.10		
855/3	00Z	65.51	31.15	3.34		
05545	12Z	63.83	31.93	4.23		
85700	00Z	75.42	20.76	3.82		
03799	12Z	62.42	27.99	9.59		
8503/	00Z	75.22	19.78	5.00		
03734	12Z	65.00	25.85	9.15		
87047	00Z	85.01	14.73	0.26		
07047	12Z	82.48	16.80	0.73		
87155	00Z	77.06	22.67	0.27		
0/155	12Z	76.72	22.06	1.22		
87344	00Z	79.24	19.70	1.06		
07511	12Z	62.14	33.52	4.34		
87418	00Z	83.92	14.91	1.17		
	12Z	65.99	30.05	3.96		
87576	00Z	60.60	35.65	3.75		
01510	12Z	51.41	42.78	5.80		
87623	00Z	74.68	24.33	0.99		
	12Z	55.91	38.88	5.21		
87715	00Z	86.35	13.27	0.38		
	12Z	60.35	33.04	6.62		
87748	00Z	88.83	10.64	0.53		
	12Z	75.99	22.59	1.42		
87860	00Z	76.81	20.57	2.63		
	12Z	54.37	32.27	13.35		
88889	00Z	62.68	28.82	8.50		
00007	12Z	58.56	31.11	10.33		

Tabla 3.3 – Porcentaje de tropopausas simples, dobles y múltiples. Los valores en negrita denotan ocurrencia del tipo de tropopausa, mayor a 75% para tropopausas simples, a 25% para tropopausas dobles, y a 10% para tropopausas múltiples.

Es también interesante tener una idea, al menos aproximada, de la cantidad de eventos múltiples que no son detectados porque el globo que arrastra los aparatos de medición se destruye. A tal fin no pueden usarse los niveles significativos para este propósito pues, por definición, son incomparables de un sondeo a otro. Sin embargo, esto no ocurre con los niveles estándar. Así, una climatología del último nivel estándar reportado dará una idea aproximada del nivel para el cual el radiosonda deja de tomar datos, normalmente debido a que el equipo utilizado se destruye. Entonces, el número de datos disponibles para todos los niveles estándar comprendidos entre 850 y 10 hPa fue contabilizado en relación a la cantidad de sondeos disponibles para cada estación. En resumen, es justamente entre 100 y 50 hPa que la cantidad de datos para los niveles estándar decrece dramáticamente (resultados no mostrados). Se desprende de esto que aquellas tropopausas más altas, ubicadas usualmente en latitudes más cercanas al Ecuador, son detectadas como eventos simples aún cuando exista otra tropopausa por encima de la primera, o directamente no sean detectadas dado que la tropopausa se encuentra por encima del nivel para el cual el globo dejó de medir. Esto también explicaría el hecho de que los mayores porcentajes de eventos múltiples tengan lugar en latitudes mayores, pues aquí la tropopausa se encuentra más baja. Así, una explicación tentativa acerca de la mayor presencia de eventos de tropopausa múltiple en regiones de mayores latitudes surge como la combinación del nivel medio de pérdida del globo y las zonas de alta variabilidad. No obstante, que la mayor presencia de eventos múltiples tenga lugar sobre SAEZ refleja el hecho de que los procesos locales influyen de manera crítica sobre la tropopausa. De todas maneras, la explicación expuesta puede tomarse como una buena aproximación a la regla general, y los casos particulares deben ser analizados con mayor detalle. Ya fueron mencionados los correspondientes a EGYP, SAEZ y SAVC en relación con zonas ciclogenéticas. El análisis de este tipo de situaciones para el Hemisferio Sur es tremendamente dificultoso. Por un lado, la red aerológica se ubica primordialmente en zonas continentales, de manera que solamente utilizando este tipo de datos quedan vacías extensas regiones ubicadas sobre los océanos. Por otro lado, el análisis podría llevarse a cabo utilizando datos de reanálisis, los cuales están disponibles en puntos de grilla a intervalos espaciales regulares. Pero aquí aparece otro inconveniente, puesto que la tropopausa es por definición un nivel significativo y las salidas de los modelos se efectúan para niveles estándar. Si bien existen algoritmos que permiten el cálculo de tropopausas usando niveles estándar [Reichler et al., 2003; Zängl y Hoinka, 2001], estos solamente estiman la ubicación de la tropopausa real, además de que permiten el cálculo de una única tropopausa. A este punto la solución vendría de la mano de un análisis de aquellas zonas en las cuales la única tropopausa obtenida presente la mayor variabilidad, la cual debería coincidir con las regiones de mayor variabilidad antes mencionadas como storm tracks. También haciendo uso de datos de reanálisis podría usarse la vorticidad potencial, en cuyo caso las superficies isertélicas que denotan a la tropopausa presentarían pliegues en las regiones de los storm tracks, pero el inconveniente con este método es que no hay un valor preestablecido en unidades de vorticidad potencial con el cual designar a la tropopausa, y más aún este valor depende de la región a analizar. Claramente, el problema está lejos de ser sencillo, y quizás una combinación de todos los métodos mencionados sería la más acertada. Sea cual fuera el método adoptado, las zonas de mayor variabilidad de la tropopausa debería coincidir con las regiones ocupadas por los storm tracks, tal y como se sugiere en Yuchechen et al. [2009]. Naturalmente, regiones

privilegiadas serán aquellas ubicadas en cercanías a jets troposféricos de capas altas [Sinclair, 1995]

Luego de obtener las tropopausas en cada estación se llevó a cabo un proceso de selección a cada variable con el objeto de descartar valores potencialmente erróneos. La dirección del viento no se ha incluido en este proceso puesto que es una variable circular. Matemáticamente, el proceso de selección para cada una de las variables se escribe de la manera mostrada en (3.1)

$$\left|x_{ij} - \overline{x_j}\right| \le 2\sigma_j \tag{3.1}$$

La ecuación anterior se lee de la siguiente forma: si la diferencia entre el valor de la variable x para el día i y el mes j y el valor medio de la variable en el mes j no supera en valor absoluto el doble del valor del desvío estándar de la variable en cuestión para el mismo mes j, el valor de x_{ij} se acepta como correcto, y se descarta si ocurre lo contrario. Llegado el caso (bastante común) de que no se disponga de alguna de las variables de viento el nivel de tropopausa no se descarta, salvo que alguna de las variables restantes no pase el proceso de selección. Dado que es común en los sondeos que las variables de viento no sean informadas, se adopta este criterio con el fin de no descartar valores en los niveles relevantes que puedan llegar a ser útiles a los efectos del presente estudio. Naturalmente, se retienen aquellas tropopausas que pasen el proceso de selección similar se aplica a los niveles de 500 y 100 hPa. En la Tabla 3.4 se presenta el porcentaje de datos rechazados en relación a la cantidad de datos disponibles para cada una de las estaciones, y puede apreciarse que el porcentaje rechazado de tropopausas dobles en cada estación es

aproximadamente el doble que el rechazado para tropopausas simples. Esto es así justamente porque para tropopausas dobles se analiza el doble de variables. En general, la hora 00Z tiene mayor porcentaje de valores descartados debido a que existe menor densidad de datos para esta hora. Como regla general el porcentaje aumenta hacia el sur, un resultado que no es fortuito. Muy por el contrario, el proceso de selección aporta un método alternativo para determinar las zonas de mayor variabilidad, pues a mayor variabilidad también mayor porcentaje de valores rechazados. De esta manera, la Tabla 3.4 aporta el indicio de que la región sur del dominio analizado es una de gran variabilidad. Solamente observando los valores incluidos en la tabla se podría concluir cuáles serán las regiones con mayor cantidad de eventos de tropopausa múltiple, aunque no deben obtenerse conclusiones apresuradas puesto que la Tabla 3.4 no discrimina los resultados por mes, y bien podrían existir regiones con alta variabilidad sólo ciertas épocas del año, y no a lo largo del año completo. Por ejemplo, por lo explicado anteriormente en cuanto a la baroclinicidad dentro de las regiones de influencia del jet subtropical, cuando éste migre hacia el sur existirá un aumento de variabilidad para las estaciones ubicadas en la porción sur del dominio de estudio.

Tabla 3.4 – Porcentaje de datos rechazados. Valores en negrita denotan menos del 10% de valores descartados.

Esterión	II	Tropopausa		500 h D-	10010	
Estacion	Hora	Simple	Doble	500 nPa	100 nPa	
02566	00Z	10.06	18.81	11.18	10.45	
83300	12Z	9.20	19.29	9.48	8.88	
92612	00Z	8.56	19.44	7.49	21.13	
83012	12Z	9.02	21.23	6.93	14.88	
02716	00Z	7.84	18.13	7.65	19.22	
83740	12Z	8.03	18.09	6.48	13.44	
02700	00Z	8.74	19.51	9.68	7.32	
83780	12Z	7.28	18.15	7.81	6.24	
02077	00Z	11.30	22.60	9.23	8.35	
83827	12Z	10.76	19.41	8.94	10.21	
02040	00Z	7.88	18.85	8.21	6.66	
83840	12Z	8.91	17.09	8.60	6.06	
92071	00Z	9.44	17.78	8.37	6.15	
83971	12Z	8.81	19.64	7.64	8.65	
95201	00Z	_	_	_	_	
85201	12Z	8.00	41.38	5.01	6.79	
05440	00Z	9.64	19.55	7.24	8.17	
85442	12Z	8.07	17.88	5.41	8.17	
05542	00Z	11.35	21.13	6.19	6.94	
85543	12Z	11.29	19.50	6.88	6.38	
95700	00Z	12.66	17.24	9.45	9.35	
85799	12Z	11.31	21.03	8.11	8.71	
95024	00Z	11.27	16.48	8.75	9.59	
85934	12Z	10.84	20.98	8.18	7.99	
07047	00Z	12.46	22.81	10.37	11.21	
8/04/	12Z	8.85	22.23	5.62	5.40	
07155	00Z	11.56	22.02	7.00	8.17	
8/155	12Z	8.42	19.58	5.48	6.60	
07244	00Z	11.28	42.31	8.69	8.27	
8/344	12Z	9.32	20.38	5.73	6.49	
07410	00Z	12.54	23.53	10.98	11.81	
8/418	12Z	9.83	19.96	6.54	6.11	
07576	00Z	11.83	21.64	8.67	8.18	
8/3/0	12Z	10.98	21.21	7.85	7.82	
97672	00Z	10.61	25.58	10.00	10.67	
87623	12Z	11.80	21.37	5.84	5.58	
07715	00Z	18.04	55.07	8.28	22.50	
8//15	12Z	11.86	20.99	6.04	5.62	
07740	00Z	22.61	90.00	11.18	59.66	
87748	12Z	9.64	44.20	7.63	10.22	
07070	00Z	12.39	21.81	8.06	8.60	
8/800	12Z	12.58	21.49	8.28	6.97	
00000	00Z	11.12	21.65	9.42	11.12	
88889	12Z	10.58	22.49	9.53	11.46	

La siguiente sección, que se encuentra dividida en dos subsecciones, muestra los resultados obtenidos. En la primera parte se presentan las estructuras espaciales asociadas a los valores medios y desvíos estándar mensuales de varias variables de la tropopausa. Para ello se ha utilizado toda la información disponible sin distinción en las horas de lanzamiento de los radiosondeos. Las variables incluidas en los resultados obtenidos son aquellas que han pasado el proceso de selección. Los campos mostrados son producto de un proceso de interpolación que utiliza los puntos en los que hay datos para generar los mapas.

La segunda parte de la sección de resultados presenta las estructuras espaciales de acoplamiento entre la tropopausa y los niveles estándar de 500 y 100 hPa, como así también su evolución temporal, a lo largo del "año climático" o ciclo medio anual, el cual se obtiene calculando los valores medios de altura geopotencial de tropopausas simples y dobles y 500 y 100 hPa, para cada uno de los 366 días que lo componen. Nuevamente, sólo los datos que han pasado el proceso de selección se incluyen en estos cálculos. Con el objeto de minimizar la falta de datos, los valores medios para cada día se calculan haciendo uso de toda la información disponible, y no solamente datos de 00Z y 12Z, que son las horas mostradas en las tablas anteriores. Con todo, el procedimiento no asegura la ausencia de datos faltantes, y de ser este el caso se efectúa una interpolación lineal. A modo de ejemplo, la Figura 3.2 muestra el año climático para tropopausas, 500 y 100 hPa en SAEZ.



(B)



Figura 3.2 – Año climático en SAEZ para las variables analizadas. El panel (a) muestra la tropopausa simple (gris) y las tropopausas correspondientes a eventos dobles (negro); el panel (b) muestra 500 hPa (negro) y 100 hPa (gris). La escala vertical en el panel (a) se muestra constante para todas las variables incluidas con el objeto de notar que, en términos generales, la tropopausa simple se ubica entre ambas tropopausas de eventos dobles.

En la Figura 3.2 puede notarse que existen ciclos montados en las series temporales presentadas, lo cual en mayor o menor grado es una característica de todas las estaciones, si bien en la figura mostrada los ciclos para ambas tropopausas de eventos dobles se encuentran algo ocultos tanto debido a la variabilidad intrínseca como a la escala utilizada. Con el objeto de extraer de las series temporales cierto comportamiento determinístico, a cada una de ellas se le efectúa un análisis de Fourier para determinar los ciclos dominantes. Para cada una de las series, el valor medio y aquellos armónicos que expliquen 10% o más de la varianza total son extraídos, de manera de tener nuevas series temporales a partir de las originales, pero de anomalías, para cada una de las variables en cada una de las estaciones. Matemáticamente se tendrá que las nuevas series se generarán como sigue

$$x'(t) = x(t) - \left[\overline{x(t)} + \sum_{n=1}^{N} (A_n \cos \omega_n t + B_n \sin \omega_n t)\right]$$
(3.2)

donde *t* es un número entero con $1 \le t \le 366$. Si todos los armónicos fueran retenidos N = 183 y la expresión x'(t) sería nula. Sin embargo, usualmente son los primeros armónicos los que se llevan la mayoría de la varianza, y típicamente $N \le 2$.

El Método de Componentes Principales (Principal Components Analysis) [e.g. Lattin et al., 2003, Cap. 4] es llevado a cabo usando la matriz de correlación en modo S [Richman, 1986]. Si bien existe en la literatura una amplia gama de nomenclaturas para este método, aquí se adoptará la siguiente: cada autovector de la matriz de correlación será nombrado como EOF (del inglés Empirical Orthogonal Function) mientras que la serie temporal de coeficientes asociada a cada EOF [Kutzbach, 1967, 1970] será referida como *factor score* o simplemente *score*. De la misma manera que los EOFs son mutuamente ortogonales en el espacio, los scores son ortogonales entre sí en el tiempo, jugando el papel de coeficientes (dependientes del tiempo) para cada EOF. Para mayores detalles en la definición de estos coeficientes referirse al Apéndice B.

El método permite el análisis simultáneo del acoplamiento entre la tropopausa, 500 y 100 hPa. Sin embargo, bajo estas condiciones el acoplamiento entre ambos niveles significativos podría enmascarar a los otros dos. Para sortear este posible inconveniente se estudiará separadamente el acoplamiento entre la tropopausa y cada nivel significativo. Se debe armar la matriz Z [ver Apéndice B] de forma tal que posea 366 columnas, una correspondiente a cada día del ciclo anual medio, mientras que el número de filas debe ser igual al doble de la cantidad de estaciones utilizadas en el análisis. Cada fila de la mitad superior de Z corresponde a los valores estandarizados de anomalías de altura de alguna tropopausa obtenidas con (3.2), independientemente para cada una de las estaciones. Lo mismo ocurre con las filas de la mitad inferior, pero incluyendo las anomalías de 500 o 100 hPa, según sea el caso analizado. La matriz de correlación se obtiene haciendo $\mathbf{R} = \mathbf{Z}\mathbf{Z}^{T}$ y sus autovalores y autovectores se calculan por medio de algún método numérico. En nuestro caso el método elegido es el de las transformaciones de Jacobi [Golub y VanLoan, 1989], cuya esencia radica en efectuar sucesivas rotaciones a lo largo de distintos ejes hasta encontrar una matriz diagonal, pues para este tipo de matrices la obtención de los autovalores es directa.

4. **RESULTADOS: CLIMATOLOGÍA ESTACIONAL DE TROPOPAUSAS**

Los estudios sobre el comportamiento de la tropopausa en nuestra región son casi inexistentes. La ubicación de la tropopausa puede intuirse de perfiles verticales medios mensuales de temperatura [Velasco & Necco, 1981], pero sólo sobre algunas localidades argentinas. Más recientemente, Yuchechen [2004] y Bischoff et al. [2007] realizaron un estudio climatológico de presión, altura, temperatura y temperatura potencial de tropopausas sobre tres localidades argentinas haciendo uso de tropopausas térmicas calculadas por el Servicio Meteorológico Nacional (SMN) a partir de datos de radiosondeo para el período 1968-1997. Puesto que la tropopausa ha sido poco estudiada en nuestra región, el objetivo del presente capítulo es presentar una climatología de las distintas tropopausas sobre diferentes localidades de Argentina, Brasil y Chile. Además, se ensayarán distintas explicaciones para tratar de justificar los resultados obtenidos.

Si bien existen trabajos que presentan estructuras espaciales de la tropopausa a nivel mundial [Hoerling et al., 1991; Hoinka, 1998, 1999] la información utilizada corresponde mayormente a la obtenida a través de los reanálisis, principalmente porque existen vastas regiones del Globo con ausencia de información, siendo críticas las regiones oceánicas sobre todo en el Hemisferio Sur (HS). Estos resultados proveen el primer paso en el conocimiento del comportamiento de la tropopausa, pero presentan ciertas desventajas. Por ejemplo, el algoritmo utilizado [Zängl & Hoinka, 2001; Reichler et al., 2003] no permite identificar tropopausas múltiples, factor necesario en el estudio del intercambio estratosfera-troposfera (stratosphere-troposphere exchange, STE). Asimismo, los campos presentados se encuentran muy suavizados en función del

retículo utilizado en cada caso. De esta forma, no es fácil comprender cuál es la participación que tiene la tropopausa en la evolución de las distintas escalas temporales de la atmósfera.

Dicho esto, en esta sección se presentará una climatología de tropopausas simples y dobles sobre el área delimitada por 43°15'O-73°05'O y 16°31'S-53°00'S. En este caso las tropopausas térmicas son calculadas a partir de los datos de radiosondeo en las estaciones mencionadas en la Tabla 3.1, por medio de un algoritmo basado en la definición de la Organización Meteorológica Mundial [World Meteorological Organization, 1992]. Las estructuras espaciales que se muestran a continuación fueron confeccionadas por medio de interpolaciones entre los puntos en los que existen datos, i.e. donde se tienen estaciones aerológicas operativas dentro del período analizado y donde no hay datos faltantes para los niveles estudiados. Dado que en nuestra región la red aerológica dista mucho de simular una separación homogénea de puntos de grilla como la de las salidas de los modelos de reanálisis, no en todos los casos los contornos mostrados serán suaves. Asimismo, para evitar distorsiones espurias generadas por extrapolaciones sobre regiones sin datos, toda la región del Océano Atlántico Sur ubicada al este de las Islas Malvinas ha sido enmascarada. Finalmente, con el fin de permitir comparaciones entre mapas, cada uno de ellos está confeccionado, para cada variable y cada nivel particular, con la misma escala cromática.

4.1 Tropopausas Simples

4.1.1 Valores Medios

La Figura 4.1 corresponde a los campos medios de presión de tropopausa simple para cada estación del año: verano (DEF), otoño (MAM), invierno (JJA) y primavera (SON). En general las isobaras adoptan una posición prácticamente zonal, salvo en los extremos norte y sur del dominio, en los cuales se visualiza una entrada de menores y mayores presiones, respectivamente. Ya la primera variable presentada permite estimar la posición de la región de mayor variabilidad para cada una de las épocas del año. En efecto, puede verse que el máximo gradiente meridional $\partial p/\partial \varphi$ cambia de posición a lo largo del año, ubicándose entre 35° S y 40° S durante el verano, alrededor de 30° S durante el invierno, y adoptando una posición intermedia durante los equinoccios. Asimismo, el apretamiento entre las isobaras alrededor de 30° S es mayor durante la primavera que en invierno, de manera que es esperable que la variabilidad en primavera también sea importante. El comportamiento descripto está ligado a la migración latitudinal del jet subtropical (subtropical jet, STJ), que se encuentra en su posición más austral (boreal) durante el verano (invierno).



Figura 4.1 – Campos medios de presión de la tropopausa simple para verano (DEF) (arriba, izquierda), otoño (MAM) (arriba, derecha), invierno (JJA) (abajo, izquierda) y primavera (SON) (abajo, derecha). Los valores mostrados se expresan en hPa y la separación entre isobaras es de 10 hPa. Las zonas más oscuras corresponden a menores presiones. También se indican las estaciones utilizadas para generar los campos.

La climatología presentada también es capaz de detectar la presencia de un eje de cuña (vaguada) a barlovento (sotavento) de los Andes, sobre todo en el centro del dominio y más marcado durante la segunda mitad del año, en coincidencia con los mayores gradientes meridionales. El efecto que tienen las montañas sobre la atmósfera es bien conocido [e.g. Smith, 2003, y referencias allí incluidas], de manera que este es un resultado esperable pues la presencia de una cadena montañosa con una escala espacial como la de los Andes no puede pasar desapercibida.

Si se efectuara un corte meridional a lo largo de una dada longitud podría observarse que las presiones se incrementan hacia el sur. Para grandes escalas, la presión y la altura se relacionan por medio de la ecuación barométrica, la cual se deriva directamente de la ecuación hidrostática

$$\partial p/\partial z = -\rho g \tag{4.1}$$

En otras palabras, a mayor presión menor altura (y viceversa) pues la tasa de crecimiento de p con z es negativa. Entonces altas (bajas) presiones en la Fig. 4.1 indican tropopausas más bajas (altas). Dicho esto, puede apreciarse un avance hacia el sur de tropopausas más altas durante los meses de verano.

Al combinar la ecuación de gas ideal

$$p = \rho RT \tag{4.2}$$

con(4.1) se tiene que

$$dp/p = -g/R \, dz/T(z) \tag{4.3}$$

La relación anterior puede integrarse para obtener

$$\ln\left(\frac{p}{p_0}\right) = -\frac{g}{R} \int_0^z \frac{dz}{T(z)}$$
(4.4)

Es claramente necesario conocer el perfil de temperatura T = T(z) para encontrar una relación cerrada entre presión y altura. Dicho perfil se obtiene usualmente a partir de un sondeo vertical (Figura 4.2).



Figura 4.2 – Perfiles de temperatura (línea gruesa, derecha) y temperatura de rocío (línea gruesa, izquierda) sobre SACO para el 6 de agosto de 2000 12Z.

Usualmente el perfil de temperatura presenta quiebres (Fig. 4.2) y la temperatura de cualquier punto en el que no hay observación disponible se estima efectuando una interpolación lineal entre los niveles en los que el punto de interés está ubicado. De esta forma, se tendrá un perfil vertical de temperatura continuo, pero cuyos gradientes verticales no lo son. Teniendo esto en mente, (4.4) podrá evaluarse de a trozos. Para evitar este escollo puede usarse la temperatura media de la capa en cuestión. En efecto, si en (4.3) se reemplaza T(z) por \overline{T} de la capa considerada se obtiene inmediatamente que

$$p(z) = p_0 \exp\left(-\frac{gz}{RT}\right) \tag{4.5}$$

De esta manera, la presión disminuye en forma logarítmica con la altura. Incidentalmente, este método permite relacionar la altura de la tropopausa con la temperatura media de la capa de aire situada por debajo de ella, i.e. desde el nivel de la tropopausa hasta superficie, y cuanto mayor sea esta temperatura mayor será también la altura de la tropopausa. Esta herramienta permite entonces entender de forma cualitativa el avance de menores presiones desde el norte durante los meses de verano, pues a menor presión mayor altura, y estas mayores alturas están directamente ligadas a mayores temperaturas medias de los espesores tropopausa-superficie.

El apretamiento de las isobaras puede utilizarse para dividir el dominio en distintas regiones de comportamiento diferente según la época del año. En efecto, para invierno existirá la región norte (ubicada al norte de 35°S) que presenta un mayor gradiente que la región sur (al sur de 35°S), mientras que lo opuesto ocurre en verano. De esta forma, verano e invierno están signados por dos regiones de comportamiento bien distinto. Por su parte, durante los equinoccios habrá tres regiones diferentes. Los mayores gradientes tienen lugar en una franja situada aproximadamente entre 30° S y 40° S, mientras que los gradientes fuera de esta franja no son tan intensos. Este comportamiento está relacionado con la posición media del STJ, más al norte (sur) durante invierno (verano). De esta forma, la región central durante los equinoccios puede clasificarse como una zona de transición, en la cual la posición del STJ presenta grandes fluctuaciones. SAEZ y SAZR se encuentran ubicadas justamente en esta franja de transición, y ya ha sido mostrado en Bischoff et al. [2007] que el comportamiento de la tropopausa sobre la primera estación responde a este régimen. De la misma manera, SARE y SAVC, situadas en las regiones norte y sur, respectivamente, responden a regímenes subtropicales y de latitudes medias, respectivamente.

La Figura 4.3 muestra los campos mensuales de altura media de la tropopausa simple. Puesto que la relación entre altura y presión ya fue analizada en los párrafos anteriores no es necesario avanzar en el análisis de estas figuras, y sólo se limitará la discusión a mencionar que, en general, la altura disminuye hacia el sur, y aunque el gradiente no es completamente meridional el comportamiento de esta variable se asemeja al de presión. Efectuando el paralelismo entre altura de tropopausa y temperatura media de la capa por debajo de ella, el extremo sudoccidental del área estudiada es el más frío. La asociación usual entre temperaturas altas en la superficie del mar y convección profunda [Zhang, 1993; Fu et al., 1994] podría llevar a concluir que no habrá fenómenos meteorológicos significativos en la región sudoccidental, fuertemente ocupada por océano, dado que las temperaturas medias son más bajas. Sin embargo este razonamiento es erróneo, porque la relación entre altura de tropopausa y temperatura viene dada con la temperatura media de la capa por debajo de la tropopausa, y no con la temperatura de superficie. En sí ocurre todo lo contrario, ya que temperaturas medias menores hacen que la tropopausa descienda. Descensos en la tropopausa están frecuentemente asociados a rompimientos de ella y a la presencia de eventos múltiples, favoreciendo la entrada de aire estratosférico hacia la alta, la media, y en ocasiones la baja, troposfera. Esta entrada de aire estratosférico, de mayor vorticidad y vorticidad potencial que el troposférico, tiene un potencial desestabilizador muy grande [Griffiths et al., 2000; Apéndice A]. Si la vorticidad potencial es utilizada para el estudio de la tropopausa, el descenso de aire estratosférico se traduciría en un pliegue de la tropopausa, haciendo que el aire estratosférico alcance niveles tan bajos como 800 o 700 hPa [Reed, 1955; Shapiro et al., 1984; Keyser & Pecnick, 1985a; Uccellini et al., 1985; Uccellini, 1986; Uccellini et al., 1987; Goering et al., 2001; Sprenger et al., 2007]. De esta forma, cuanto más vigoroso sea el pliegue de la tropopausa, mayor será la probabilidad de que exista tiempo severo por inyección de aire estratosférico en la troposfera media [Uccellini et al., 1985; Uccellini, 1986; Baray et al., 1999; Griffiths et al., 2000; Goering et al., 2001]. El cuadro de situación es entonces el siguiente. La actividad convectiva en latitudes ecuatoriales influye en la posición de la tropopausa elevándola [Johnson, 1986], en una aparente relación de causa y efecto. En latitudes medias y subtropicales, por el contrario, existe una activa interacción entre la posición de la tropopausa y la actividad atmosférica de la troposfera.



Figura 4.3 – Campos medios de altura de la tropopausa simple para verano (arriba, izquierda), otoño (arriba, derecha), invierno (abajo, izquierda) y primavera (abajo, derecha). Los valores mostrados se expresan en kilómetros, y la separación entre isolíneas es de 500 m. Las zonas más oscuras corresponden a tropopausas más bajas.

La temperatura en el nivel de la tropopausa para cada estación del año se muestra en la Figura 4.4. En general, como la temperatura disminuye con la altura (y lo hace justamente hasta el nivel de la tropopausa) se encontrará que la temperatura será menor para tropopausas más altas, de manera que no es sorprendente encontrar temperaturas más frías en el norte del área de estudio, y en verano. Al igual que con las variables anteriores, los gradientes pueden suponerse prácticamente zonales, y si existen desviaciones muy marcadas respecto de este comportamiento es debido a la presencia de alguna singularidad como, por ejemplo, SAZB en otoño.

Sobre todo en primavera, las regiones donde las tropopausas son más calientes no coinciden con aquellas donde las alturas son más bajas, sino que el núcleo más cálido se encuentra desplazado hacia el norte. Este rasgo pone de manifiesto el hecho de que la atmósfera, al menos a la altura de la tropopausa simple, no es barotrópica. En otras palabras, en las regiones en las que las isobaras y las isotermas no son paralelas existirá cierta baroclinicidad, la cual es máxima cuando ambas isolíneas son perpendiculares entre sí. La baroclinicidad puede definirse utilizando distintos pares de variables. Una de las formas está asociada con la expresión $\nabla p \times \nabla T$, usualmente denominada *vector solenoidal*, y puede dar lugar a circulaciones ciclónicas o anticiclónicas, dependiendo de la dirección que asigna este vector, en tanto que la magnitud de la circulación será más intensa cuanto más intensas sean las variaciones de las propiedades involucradas.

En la gran mayoría de las situaciones el vector solenoidal será paralelo al terreno porque p y T varían mayormente con la altura, aunque el comportamiento de $\nabla p \times \nabla T$ también puede analizarse sobre superficies cuasi-horizontales como la tropopausa. Se puede entonces tener una estimación cualitativa de la dirección del vector solenoidal comparando las Figuras 4.1 y 4.4. Puede verificarse que en el nivel de la tropopausa se establecerá una circulación ciclónica (anticiclónica) sobre SAVC (SAZN), asociada con una convergencia (divergencia) en la alta troposfera, e invocando la compensación de Dines [Dutton, 1986] se tendrá divergencia (convergencia) en las capas bajas, siendo el resultado neto de este proceso que los rompimientos de la tropopausa se encuentran inhibidos (favorecidos). Estos simples argumentos son útiles para explicar los resultados mostrados en la Figura 4.5, los cuales indican que el mínimo (máximo) porcentaje de tropopausas múltiples sobre SAVC (SAZN) ocurre en primavera, en coincidencia con el máximo ángulo entre los gradientes considerados, para el nivel de la tropopausa, en las cercanías de las estaciones mencionadas.



Figura 4.4 – Campos medios de temperatura de la tropopausa simple para verano (arriba, izquierda), otoño (arriba, derecha), invierno (abajo, izquierda) y primavera (abajo, derecha). Los valores mostrados se expresan en grados centígrados, con una separación entre isotermas de 2° C. Las zonas más oscuras corresponden a tropopausas más frías.


Figura 4.5 – Frecuencia de ocurrencia de tropopausas múltiples detectadas sobre las estaciones ubicadas en el Patagonia (SAVC y SAZN). Los porcentajes mostrados incluyen las tropopausas detectadas para todos los sondeos disponibles sin discriminación de la hora de lanzamiento. El mínimo (máximo) porcentaje de tropopausas múltiples sobre SAVC (SAZN) tiene lugar en primavera.

Ya se mencionó que la tropopausa tiende a responder a la temperatura media de la capa situada entre ella y la superficie. También es interesante conocer cómo responde la altura de la tropopausa a la temperatura de algún nivel de referencia, que bien podría ser superficie. La temperatura claramente no puede ser utilizada para tal efecto porque no es una variable conservativa para la mayoría de los procesos que tienen lugar en la atmósfera [Petty, 2008]. Si se considera que los movimientos de gran escala de la atmósfera son adiabáticos [Verkley, 1994] puede hacerse uso de la temperatura potencial θ , definida como

$$\theta = T \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\kappa} \tag{4.6}$$

con p_0 una presión de referencia y $\kappa = R/C_p$, siendo R la constante de los gases y C_p el calor específico del aire seco a presión constante. θ es conservativa siempre y cuando no exista condensación, y de ser este el caso la temperatura potencial equivalente θ_e sería el parámetro más apropiado. Adoptaremos aquí a la primera como variable de diagnóstico, de manera que los resultados serán aproximados, aunque aún seguirán siendo válidos si se los considera como cualitativos. La Figura 4.6 muestra el comportamiento espacial de la temperatura potencial en el nivel de la tropopausa simple. La gran ventaja que posee θ es que todas las conclusiones pueden referirse a un mismo nivel, que puede ser arbitrario, de manera que será elegido como el nivel del mar, es decir $p_0=1000$ hPa. Puede apreciarse que las tropopausas asociadas a mayores temperaturas potenciales ocupan la región norte del área de estudio. Bajo las suposiciones efectuadas, en términos isentrópicos esto significa que a nivel del mar la región norte del dominio es la de mayor temperatura. Esta mayor temperatura puede estar asociada con una mayor tasa de calentamiento radiativo, tanto en invierno como en verano. Thuburn & Craig [1997] encontraron, por medio de un modelo de circulación global, que la altura de la tropopausa es muy sensible a la temperatura en superficie, de manera que la línea de razonamiento utilizada es conceptualmente adecuada. Estos autores también encontraron que la distribución de humedad juega un papel importante en la determinación de la altura de la tropopausa, pero en la presente aproximación este parámetro ha sido ignorado. En estas instancias podría objetarse que en lugar de presentar los campos de θ se podría trabajar con θ_e . El gran inconveniente es que este último parámetro no siempre se encuentra disponible para niveles muy altos de la atmósfera –niveles que usualmente incluyen a la tropopausa– básicamente porque la humedad es muy difícil de medir a tales alturas.

En vista de la relación (4.6) los gradientes ∇p y $\nabla \theta$ están vinculados por la expresión

$$\nabla p = \frac{p}{\kappa} \left(\frac{\nabla T}{T} - \frac{\nabla \theta}{\theta} \right)$$
(4.7)

De esta forma, el par (θ, T) puede utilizarse como alternativa a (p, T) en el análisis del vector solenoidal y de las circulaciones asociadas. En efecto, multiplicando (4.7) vectorialmente a derecha o izquierda por ∇T se verifica

$$\nabla p \times \nabla T \propto -\nabla \theta \times \nabla T \tag{4.8}$$

Comparando las Figuras 4.1 y 4.6 puede observarse que ∇p y $\nabla \theta$ son aproximadamente paralelos, pero de signo opuesto. De esta manera, los resultados presentados en la Figura 4.5 también pueden ser explicados cualitativamente combinando las Figuras 4.4 y 4.6.



Figura 4.6 – Campos medios de temperatura potencial de la tropopausa simple para verano (arriba, izquierda), otoño (arriba, derecha), invierno (abajo, izquierda) y primavera (abajo, derecha). Los valores mostrados se expresan en Kelvin, con una separación entre isentrópicas de 5 K. Las zonas más oscuras corresponden a temperaturas más frías.

La Figura 4.7 presenta los campos medios de intensidad de viento a la altura de la tropopausa para cada estación del año. Puede notarse que la intensidad del viento es mayor durante invierno y primavera, en ese orden. El núcleo de viento máximo se sitúa en invierno sobre $\approx 35^{\circ}$ S, con magnitudes por encima de los 60 kts (o 30 m s⁻¹), y se desplaza hacia mayores latitudes con la llegada del verano. Usualmente se identifica al nivel de viento máximo como el nivel de la tropopausa, aunque esta regla será conflictiva en el caso de que existan tropopausas múltiples. Si se echa un vistazo al panel que corresponde al invierno en la Figura 4.7 se puede apreciar que SAEZ, SAZR y SCER se ubican en la región del dominio donde el viento en el nivel de la tropopausa es máximo. La Figura 4.8 muestra sondeos tomados en cada una de ellas, y puede notarse que efectivamente el viento máximo se encuentra cercano al nivel de la tropopausa.



Figura 4.7 – Campos medios de intensidad de viento en el nivel de la tropopausa simple para verano (arriba, izquierda), otoño (arriba, derecha), invierno (abajo, izquierda) y primavera (abajo, derecha). Los valores mostrados se expresan en nudos, con una separación entre isotacas de 2.5 kts. Las zonas más oscuras corresponden a viento menos intenso.



Figura 4.8 – Sondeos tomados sobre SAEZ el 6 de agosto de 2007 (arriba, izquierda), SAZR el 29 de agosto de 1992 12Z (arriba, derecha) y SCER el 10 de agosto de 1979 00Z (abajo). La flecha indica la posición de la tropopausa, ubicada en 216 hPa (11.31 km), 212 hPa (11.5 km), 169 hPa (13.21 km), respectivamente. En todos los casos el viento máximo se ubica en cercanías de la tropopausa.

4.1.2 Variabilidad

La variabilidad de la presión en el nivel de la tropopausa (Figura 4.9) adopta un núcleo de valores máximos durante primavera y verano. En ambos casos los máximos valores de desvío estándar representan aproximadamente el 30% de los valores medios. Para primavera el núcleo de máxima variabilidad se sitúa entre 30°S y 35°S, al este de los Andes, mientras que para verano el núcleo se sitúa al sur de la provincia de Buenos Aires, con SAZB en su centro. La mínima variabilidad ocurre durante los meses de invierno, con la región de máximas fluctuaciones adoptando una posición más bien meridional que se extiende desde el centro de la provincia de Córdoba hasta el sur de la provincia de Buenos Aires. Estos resultados sugieren que durante primavera y verano existen procesos que impactan en la posición de la tropopausa de manera tal que la distribución respecto del valor medio sea más dispersa en la región mencionada. En Yuchechen et al. [2007b] se investiga la relación entre el comportamiento de algunas variables de la tropopausa y la convección en México, concluyéndose que la convección fuerza una mayor variabilidad en los distintos parámetros de la tropopausa, haciendo que las distribuciones de las variables se asemejen más a una gaussiana. No obstante ello, vale la pena destacar que la presión de tropopausa sobre Argentina no presenta una distribución gaussiana para ningún mes del año [Yuchechen et al., 2007a]. En los párrafos que siguen se ensayará una posible explicación para el comportamiento descripto aquí.



Figura 4.9 – Campos de desvío estándar de presión al nivel de la tropopausa simple para verano (arriba, izquierda), otoño (arriba, derecha), invierno (abajo, izquierda) y primavera (abajo, derecha). Los valores mostrados se expresan en hectopascales, y la separación entre isobaras es de 5 hPa. Las zonas más oscuras corresponden a menor variabilidad.

Los storm tracks son una conocida fuente de variabilidad, tradicionalmente asociada con el jet subpolar (subpolar jet, SPJ) [Trenberth, 1991] aunque en los últimos años esta visión ha sido un tanto ampliada, estableciéndose que el crecimiento de las perturbaciones no solamente tiene lugar en las inmediaciones del SPJ, sino también en las del STJ, y que este último caso se encuentra más favorecido debido a la menor baroclinicidad [Berbery & Vera, 1996]. La mayor variabilidad de la presión en el nivel de la tropopausa tiene lugar durante primavera/verano, precisamente en la época en la que el STJ se encuentra más al sur.

De acuerdo con Hoskins & Hodges [2005] en nuestra región existen dos zonas ciclogenéticas. Como ya fue mencionado, la primera de ellas se encuentra asociada al STJ, de forma tal que seguirá la migración del Sol. La segunda región se encuentra aproximadamente en 45°S, en conexión con el decaimiento de los sistemas a barlovento de los Andes y su posterior regeneración a sotavento. La Figura 4.10 muestra el seguimiento de ciclones para el HS en el período 1958-2002. Dejando de lado el análisis para otras regiones del hemisferio, puede notarse la generación de ciclones al este de los Andes durante todo el año. Durante primavera, la ciclogénesis es máxima, si bien la región para la que esto ocurre se encuentra desplazada hacia el norte respecto de la que presenta máxima variabilidad de presión de tropopausa en la Figura 4.9. La discrepancia entre ambas regiones es sólo aparente. La Figura 4.11 a) muestra la disposición del frente en altura respecto de la actividad frontal en superficie, y puede apreciarse que esta última se encuentra adelantada respecto de la primera. Asimismo, la Figura 4.11 b) muestra la disposición que adoptan las zonas frontales desde la alta tropopsfera/baja estratósfera (upper troposphere/lower stratosphere, UT/LS) hasta superficie, tomando una inclinación hacia menores latitudes. El modelo mostrado corresponde al Hemisferio

Norte (HN) pero el comportamiento en el HS puede considerarse similar en primera aproximación y adoptar una imagen especular de los procesos. Así, en la ciclogénesis no deberá esperarse que las regiones de máxima variabilidad en la presión de la tropopausa y la máxima variabilidad en superficie se encuentren alineadas en la vertical, sino que existirá un desplazamiento de estas últimas hacia menores latitudes. De esta forma, se ha presentado una posible y consistente relación entre ciclogénesis en superficie y variabilidad en la presión de la tropopausa que explica los resultados encontrados para primavera. Es importante recordar que la ciclogénesis se vincula a un descenso de la tropopausa simple y su posterior rompimiento, y entonces una mayor tasa de generación de ciclones traerá aparejada una mayor variabilidad de la tropopausa. El rompimiento de tropopausas será tratado más adelante.



Figura 4.10 – Seguimiento de ciclones en superficie para el Hemisferio Sur. El orden de los paneles es: verano (arriba, izquierda); otoño (arriba, derecha); invierno (abajo, izquierda); primavera (abajo, derecha). Las imágenes fueron generadas utilizando los datos del ERA-40 para el período 1958-2002 a través de <u>http://www.nerc-essc.ac.uk/~kih/AMIP2/era40 results.html</u>, gentileza de Kevin I. Hodges.

(A)



Figura 4.11 – a) Corte vertical de la troposfera y la baja estratosfera mostrando la disposición que adopta una zona frontal con la altura. La línea gruesa marca los límites de la zona frontal. Nótese que en el nivel de la tropopausa el frente se encuentra atrasado respecto de superficie [Figura obtenida de Berggren, 1952]; b) Corte vertical, para una longitud arbitraria, mostrando la disposición de la tropopausa dinámica con la latitud. Nuevamente, la zona frontal de altura se ubica a mayor latitud que la actividad frontal en superficie, y la lengua entrante de aire estratosférico se dirige hacia menores latitudes (Ja = Jet Ártico; Jp = Jet Polar; Js = Jet Subtropical) [Figura obtenida de Shapiro et al., 1987].



Figura 4.11 - continuación

Resta aún explicar el máximo de variabilidad de presión durante el verano. Dicha variabilidad es aún mayor que durante la primavera, aunque el núcleo se ha desplazado hacia el sudeste. El argumento utilizado anteriormente fallará, pues de ser correcto debería ocurrir que la ciclogénesis al este de los Andes fuera aún mayor que durante la primavera, lo cual no es posible porque en esta época del año se alcanza el máximo. Sin embargo, en vista de que la ciclogénesis está presente todo el año, puede utilizarse todavía como una explicación factible para el verano, pero en combinación con algún otro fenómeno que sea más característico de esta época del año.

Una de las características salientes de la región analizada es la presencia de la cordillera de los Andes sobre el límite occidental del dominio, la cual provee de una formidable barrera para los alisios provenientes del anticiclón del Atlántico Sur. En verano, los vientos inducidos por el sistema anticiclónico, ubicado más al sur y por ende con vientos de componente este más intensos ingresando por el noreste de Brasil, se cargan de humedad en su recorrida por el continente, y se desvían hacia el sur debido a la presencia de las montañas, corriendo paralelos a ellas. Este mecanismo es, de hecho, uno de los más importantes para la provisión de humedad a nuestra región durante los meses de verano [Nogués-Paegle & Mo, 1997; Drumond et al., 2008]. Ocasionalmente, el ingreso de estos vientos a nuestra región se produce en forma de un jet de capas bajas [Vera et al., 2006]. Este jet de capas bajas, de dirección meridional, y el jet de capas altas de dirección prácticamente zonal, se combinan de manera explosiva para dar lugar a fenómenos convectivos muy intensos [Salio et al., 2007] debido a que la cortante vertical es máxima cuando los ejes de los jets están cruzados. Se tienen de esta manera los dos elementos principales necesarios para el desarrollo de sistemas convectivos de mesoescala: humedad en capas bajas y una intensa cortante vertical. No es casual que las regiones más claras correspondientes al panel de verano en la Figura 4.9 estén ubicadas en zonas ocupadas por importantes desarrollos convectivos que pueden dan lugar a tormentas graniceras intensas [Erich Lichtenstein, comunicación personal, 2005], como ser el sur de las provincias de Córdoba y Santa Fe, noreste de Mendoza, norte de La Pampa y noroeste de Buenos Aires.

Los sistemas convectivos de mesoescala (mesoscale convective complexes, MCCs) son más frecuentes en Argentina a fines de la primavera y durante el verano [Velasco & Fritsch, 1987] y en promedio tienen su centro de acción en el noreste de Argentina y sur de Paraguay. Los MCCs afectan a la tropopausa ubicada inmediatamente por encima de ellos elevándola [Fritsch & Maddox, 1981; Maddox, 1983; Poulida et al., 1996]. Asimismo, en un entorno aproximado de 100 km a la redonda los mismos producen rompimientos de la tropopausa en el borde exterior del yunque [Poulida et al., 1996] permitiendo la entrada de aire estratosférico. En este punto comienza la interacción entre las distintas escalas de la atmósfera, pues la entrada de aire estratosférico conlleva la presencia de vorticidad ciclónica en UT/LS, permitiendo que la ciclogénesis y los sistemas sinópticos se desarrollen.

Así planteadas las cosas, en esta instancia existirían al menos tres distintos fenómenos que podrían ser los responsables del máximo de variabilidad estival de la presión de la tropopausa. El primero de ellos sería la presencia de los MCCs durante el verano, aunque el núcleo de acción de los mismos se encuentra algo desplazado hacia el norte respecto de la región de máxima variabilidad. A este respecto, las conclusiones sobre el rango de influencia que tienen estos sistemas sobre la tropopausa se basan en trabajos realizados para el HN, pero Velasco & Fritsh [1987] establecen que los

sistemas en nuestras latitudes son un 60% más extensos, de manera que es posible que estos sistemas lleguen a influenciar a la tropopausa ubicada sobre el sur de la provincia de Buenos Aires y noreste de la Patagonia. Si esto no fuera suficiente, el STJ durante el verano se ubica en su posición más austral, aproximadamente 35°S, y su flanco sur, ubicado también sobre la región en cuestión, es el más inestable por el carácter ciclónico de su cortante horizontal. Adicionalmente, la ciclogénesis en superficie al este de los Andes (Fig. 4.10) se ubica en la misma región que los centros de acción de los MCCs, de manera que la mayor actividad en la UT/LS relacionada con la ciclogénesis se tiene más al sur, posiblemente en la región de máxima variabilidad de la presión de tropopausa. Así, los tres mecanismos se combinan, hipotéticamente, para generar una zona de máxima variabilidad en la presión de la tropopausa al sur de la provincia de Buenos Aires y noreste de la Patagonia. Asimismo, un cuarto factor podría sumarse a los mecanismos presentados, ya que durante el verano la actividad frontal tiene el potencial de alcanzar el sur de la provincia de Buenos Aires.

La variabilidad en la altura de la tropopausa (Figura 4.12) sigue aproximadamente el mismo patrón que el discutido para la presión. Los máximos valores de desvío estándar en ningún caso superan el 20% de los valores medios de la variable. La mínima variabilidad se presenta durante el invierno, con el núcleo de máximos valores ubicado en su posición más boreal, alrededor de los 30°S. Por el contrario, durante el verano la variabilidad es máxima, y el núcleo de máximos valores se ubica sobre el noreste de la Patagonia y el este de la provincia de Buenos Aires, entre 35°S y 40°S. Los centros de máxima variabilidad tienen de esta forma una migración solidaria a la del STJ. Asimismo, la variabilidad también es importante en primavera y en otoño, siendo en el primer caso la más importante luego del verano. En vista de la relación que existe entre presión y altura, por ejemplo a través de (4.1) o (4.5), no será necesario efectuar un nuevo análisis, y las posibles causas mencionadas para presión seguirán siendo válidas aquí.

Quizás una vívida representación de la influencia que ejerce un MCC sobre la atmósfera en general y la tropopausa en particular es presentada en Maddox [1983]. Si se asocia la superficie de $\omega = 0$ con la tropopausa, en la etapa inicial de vida de estos sistemas la misma sufre un descenso. En la etapa madura, el núcleo ascendente de la convección eleva la tropopausa, mientras que hay descensos de la misma en un entorno. Finalmente, en la etapa de decaimiento se ha producido un rompimiento y aparecen eventos de tropopausas múltiples, dando paso a intercambios estratosfera \rightarrow troposfera. La evolución temporal de la tropopausa bajo estas condiciones indefectiblemente aporta cierto grado de variabilidad. Los resultados presentados por Maddox [1983] también son útiles en el sentido de que establecen que los MCCs no solamente influyen a la atmósfera ubicada por encima de ellos. Para nuestra región este hecho puede reforzar la hipótesis de que dichos sistemas tienen el potencial de perturbar la tropopausa ubicada más al sudoeste de la provincia de Buenos Aires en combinación con otros efectos ya mencionados.

Si bien el LLJ se encuentra presente a lo largo del año [Vera et al., 2006] la cantidad de MCCs en la región se reduce considerablemente en invierno [Velasco & Fritsch, 1987] debido a que el STJ se ubica en su posición más boreal, permitiendo que los sistemas de latitudes medias alcancen latitudes menores. De esta manera, la variabilidad en invierno viene dada de manera casi excluyente por la alternancia entre

condiciones neutras y el pasaje de sistemas frontales, principalmente fríos. El margen de variabilidad restante puede estar dado por ingreso de frentes cálidos, esporádicos MCCs, o cualquier otro fenómeno meteorológico significativo.



Figura 4.12 – Campos de desvío estándar de altura de tropopausa simple para verano (arriba, izquierda), otoño (arriba, derecha), invierno (abajo, izquierda) y primavera (abajo, derecha). Los valores mostrados se expresan en kilómetros, y la separación entre isolíneas es de 100 m. Las zonas más oscuras corresponden a menor variabilidad.

El comportamiento de la variabilidad tanto de temperatura (Figura 4.13) como de temperatura potencial (Figura 4.14) se encuentra en consonancia con el de las otras variables analizadas hasta el momento, y a estas dos variables les cabe la misma interpretación que a las anteriores. Para temperatura los máximos valores de desvío estándar no exceden en ningún caso el 15% del valor absoluto de los valores medios, mientras que para temperatura potencial la relación no alcanza el 10%.



Figura 4.13 – Campos de desvío estándar de temperatura en el nivel de la tropopausa simple para verano (arriba, izquierda), otoño (arriba, derecha), invierno (abajo, izquierda) y primavera (abajo, derecha). Los valores mostrados se expresan en grados centígrados, y la separación entre isotermas es de 0.25° C. Las zonas más oscuras corresponden a menor variabilidad.



Figura 4.14 – Campos de desvío estándar de temperatura potencial en el nivel de la tropopausa simple para verano (arriba, izquierda), otoño (arriba, derecha), invierno (abajo, izquierda) y primavera (abajo, derecha). Los valores mostrados se expresan en Kelvin, y la separación entre isentrópicas es de 2 K. Las zonas más oscuras corresponden a menor variabilidad.

Finalmente, la Figura 4.15 muestra la variabilidad estacional en la intensidad del viento. Antes de continuar es necesario hacer una observación. Como ya fue mencionado, el viento es una de las variables más singulares en el sentido de que no siempre se encuentra disponible, aunque paradójicamente existen estaciones aerológicas que solamente incluyen ese dato [Wallis, 1998]. No es el caso en nuestras latitudes, pero aún así el dato de viento no siempre está presente. La intención aquí no es efectuar un estudio y control de calidad de los datos de viento en las estaciones utilizadas. Simplemente se hará mención a título puramente informativo que dentro de los datos de tropopausa utilizados en la confección de los mapas mostrados, datos que han superado un proceso de selección establecido, las estaciones EGYP y SCCI son las que mayor porcentaje de datos de viento incluyen, ambas con algo más del 90%. En otras palabras, el 90% de las tropopausas utilizadas para dichas estaciones contienen datos de viento. En contraste, para SAZB este porcentaje es algo menor al 25%. Así, los resultados de la Figura 4.15 se muestran por completitud en virtud de que los jets están vinculados con la posición de la tropopausa, pero las conclusiones que se desprendan de su análisis deberán tomarse con cuidado.

El campo de variabilidad del viento se presenta bastante regular en verano, mientras que en invierno se encuentra muy perturbado, presumiblemente afectado por singularidades en distintas estaciones. Asimismo, en relación a los valores medios los desvíos estándar son muy elevados en todas las épocas del año. La única conclusión general que puede extraerse es que la variabilidad aumenta con la latitud para todas las épocas del año, y que en invierno la variabilidad es máxima en la región patagónica. Con respecto al verano, la región situada aproximadamente al sudoeste de la provincia de Buenos Aires, con valores máximos de desvío estándar para las otras variables, también presenta alta variabilidad para la intensidad del viento, aunque los valores máximos se encuentran bastante más al sur, prácticamente sobre las Islas Malvinas.

La siguiente sección tiene por objetivo el análisis de las variables de tropopausa para eventos dobles.



Figura 4.15 – Campos de desvío estándar de intensidad de viento en el nivel de la tropopausa simple para verano (arriba, izquierda), otoño (arriba, derecha), invierno (abajo, izquierda) y primavera (abajo, derecha). Los valores mostrados se expresan en nudos y la separación entre isotacas es de 1 knt. Las zonas más oscuras corresponden a menor variabilidad.

4.2 Tropopausas Dobles

Esta sección tiene por objeto el análisis de los campos medios y de variabilidad para eventos de tropopausas dobles. A tal efecto, se presentan de manera simultánea los campos correspondientes a las mismas variables analizadas en la sección anterior para las dos tropopausas presentes, la más baja o inferior, y la más alta o superior. Por cuestiones prácticas se escogió mostrar ambas tropopausas en forma simultánea. Debido a que cada proceso de rompimiento es presumiblemente distinto de los demás, el propósito aquí no es el de mostrar "el campo medio de rompimientos" en el área estudiada. Muy por el contrario, se tratan de resumir las condiciones medias que reúnen cada una de las tropopausas durante estos eventos. Se debe hacer hincapié en el hecho de que los campos presentados son el resultado de una composición de eventos particulares, detectados independientemente para cada una de las estaciones de radiosondeo utilizadas. Distinto es el caso con la tropopausa simple presentada en la sección anterior, pues es la situación más frecuente. En otras palabras, la tropopausa simple actuaría como indicador de un límite aproximado entre la troposfera y la estratósfera, dependiendo su posición de la intensidad de los fenómenos que la afectan, mientras que una tropopausa doble estaría indicando la presencia de una perturbación importante, no sólo en la UT/LS sino en toda la troposfera. En definitiva, los campos medios aquí descriptos no implican la existencia simultánea de tropopausas múltiples sobre toda la extensión del dominio.

4.2.1 Valores Medios

Los campos medios de presión para las tropopausas inferior y superior se presentan en la Figura 4.16. A primera vista, los campos para la tropopausa inferior son más zonales, muy similares a los de tropopausa simple. La presión de la tropopausa inferior aumenta con la latitud. Si llamamos $p_>$ a la presión de esta tropopausa, φ a la latitud y λ a la longitud se tendrá que

$$\partial p_{>} / \partial \varphi > 0 \tag{4.9}$$

En vista de la relación inversa que existe entre altura y presión, la altura de la tropopausa inferior disminuye hacia el sur. Haciendo uso de la misma relación, puede verse que la tropopausa simple se ubica por encima de la inferior y por debajo de la superior. Es notable obtener este resultado en una climatología estacional que tiende a suavizar sobremanera los valores instantáneos. Efectuando una comparación entre las presiones medias de las tropopausas simple, inferior y superior, puede concluirse que las dos primeras son más afines.

No es tan sencillo inferir una regla de comportamiento para la presión $p_{<}$ de la tropopausa superior. Durante los equinoccios es claro que alcanza valores máximos (esto es, mínimas alturas) en algún punto $(\tilde{\varphi}, \tilde{\lambda})$ tal que $35^{\circ}S < \tilde{\varphi} < 40^{\circ}S$ y $60^{\circ}O < \tilde{\lambda} < 65^{\circ}O$. Suponiendo que el comportamiento sobre el océano, donde no hay datos disponibles, sigue el mismo patrón espacial de variación, se tendrá que

$$\begin{cases} \left[\frac{\partial p_{<}}{\partial \varphi} \right]_{(\tilde{\varphi},\tilde{\lambda})} = \left[\frac{\partial p_{<}}{\partial \lambda} \right]_{(\tilde{\varphi},\tilde{\lambda})} = 0 \\ \left[\nabla^{2} p_{<} \right]_{(\tilde{\varphi},\tilde{\lambda})} < 0 \end{cases}$$
(4.10)

Durante el solsticio de verano la región de mayores presiones se desplaza unos 10 grados hacia el sur, y (4.10) sigue siendo válida si se tiene en cuenta este desplazamiento latitudinal y que los dos núcleos de valores máximos sobre EGYP y SAVC pueden representarse por un único núcleo situado entre ambas estaciones. En invierno, las mayores presiones ocupan la Mesopotamia argentina, el sur de Brasil y Uruguay. Nuevamente, si bien no hay datos sobre el océano el núcleo de presiones máximas podría extenderse, de manera que (4.10) tendría aplicabilidad general, escogiendo ($\tilde{\varphi}, \tilde{\lambda}$) adecuadamente según la época del año. De esta forma, la tropopausa inferior presentaría una variación meridional, mientras que la superior tendría variaciones meridionales y latitudinales.



Figura 4.16 – Campos de presión media de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para verano (arriba) y otoño (abajo). Los valores mostrados se expresan en hPa. La separación entre isobaras es de 10 hPa (izquierda) y 2 hPa (derecha). Las zonas más oscuras corresponden a menores presiones.



Figura 4.16 (*continuación*) – Campos de presión media de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para invierno (arriba) y primavera (abajo).

Como ya fue mencionado, los campos medios de presión de la tropopausa inferior son muy similares a los de la tropopausa simple, y este hecho induciría a concluir que los rompimientos tienen lugar dentro de un ámbito mayormente barotrópico, aunque aún resta compararlos con los de la tropopausa superior. A tal efecto, en primera aproximación la utilización de los campos de tropopausa simple o los de tropopausa inferior es indistinta, y se hará uso de los últimos ya que la comparación es directa para cada una de las épocas del año a partir de la Figura 4.16. De dicha figura puede notarse que existen regiones geográficas para las cuales las isobaras de ambas tropopausas no son paralelas y aún más, pues en aquellas regiones donde la tropopausa superior se encuentra más baja (presiones más altas) las isobaras prácticamente se cruzan, en virtud de (4.9) y (4.10), verificándose $\nabla_{H}^{T} p_{>} \times \nabla_{H}^{T} p_{<} \neq 0$ donde el superíndice T indica que cada gradiente se evalúa sobre la superficie de la tropopausa que corresponda.. Así, se concluye que en mayor o menor medida el proceso de rompimiento de la tropopausa es de carácter baroclínico, y mayor es la baroclinicidad cuanto menor es la altura (mayor la presión) a la que se posiciona la tropopausa superior. Se entiende que la baroclinicidad a la que se hace mención, y la única de la que se pueden extraer conclusiones a la luz de los resultados presentados, es la presente entre las tropopausas inferior y superior.

Ya que $\|\nabla_{H}^{T} p_{>} \times \nabla_{H}^{T} p_{<}\| = \|\nabla_{H}^{T} p_{>}\| \|\nabla_{H}^{T} p_{<}\| sen \delta$ la baroclinicidad puede caracterizarse por un único parámetro δ que es el ángulo que forman ambos gradientes con $0 \le \delta \le \pi/2$, y $\delta = 0$ significa que la atmósfera es barotrópica, caso para el cual los rompimientos no se verían favorecidos. En consecuencia, cuanto mayor es δ mayor también es la baroclinicidad. Es interesante notar que la región de mayor baroclinicidad adopta un movimiento latitudinal que sigue a la migración del STJ, a la vez que durante invierno ocupa una extensión mayor, situada a lo largo de la costa sur de Brasil, la Mesopotamia argentina y Uruguay. Estos resultados rápidamente permiten cotejar los porcentajes medios de tropopausas múltiples para cada época del año sobre SAEZ (Figura 4.17) la cual se ubica en una región de máxima baroclinicidad prácticamente durante todo el año. Sin embargo, dado que la máxima baroclinicidad se desplaza hacia el sur durante el verano, se esperarán sobre esta estación menores porcentajes de tropopausas múltiples durante esta época del año. Esto es justamente lo observado, con porcentajes mínimos durante el verano de entre 35% y 40%, mientras que durante invierno los mismos porcentajes superan el 50%, estableciéndose así un acuerdo entre los argumentos presentados y las observaciones.



Figura 4.17 – Frecuencia de ocurrencia de tropopausas múltiples sobre SAEZ para cada época del año.

En esta instancia vale la pena mencionar que la baroclinicidad es una propiedad instantánea de la atmósfera, y no climatológica. Los resultados presentados aquí tienen entonces carácter de promedio, y debería hablarse de regiones "preferentemente baroclínicas" y no baroclínicas a secas. Efectuada esta salvedad, es de esperar entonces que sobre aquellas zonas catalogadas como baroclínicas puedan llegar a darse rompimientos de la tropopausa que pasen desapercibidos como también fenómenos muy intensos que superan a los descriptos aquí, para los cuales existirá un importante intercambio de masa entre la troposfera y la estratosfera. Se proseguirá con el análisis de baroclinicidad al tratar las variables restantes.

La Figura 4.18 muestra los campos de altura media de las tropopausas inferior y superior para cada época del año, como así también los campos de espesores $h_> - h_<$, donde $h_>(h_<)$ representa la altura de la tropopausa superior (inferior). Naturalmente, teniendo en cuenta la relación existente entre altura y presión la altura media debería presentar el comportamiento inverso que el observado para la presión media. En efecto esto es lo que ocurre, pues las zonas en las que ambas tropopausas se encuentran más altas (bajas) coinciden con aquellas zonas en las que la presión es menor (mayor). Es importante destacar que si bien altura y presión están relacionadas a través de la ecuación barométrica (4.5) para efectuar un análisis de baroclinicidad no es correcto utilizar a la altura porque no es una variable termodinámica, aunque en muy buena aproximación los gradientes de ambas variables son paralelos, como puede concluirse de una comparación de las figuras 4.16 y 4.18.

Los campos de espesores $h_{>} - h_{<}$ son prácticamente zonales pese al carácter poco zonal de los campos medios de altura para la tropopausa superior. El primer rasgo

interesante es que dichos espesores aumentan hacia el sur. Asimismo, éstos son máximos durante el invierno, especialmente en la porción más austral del dominio, con una separación espacial entre ambas tropopausas de más de 8 kilómetros. En virtud de que las tropopausas simple e inferior adoptan un comportamiento muy similar, este resultado indica que es la tropopausa superior la adquiere una mayor altura con la latitud. Este es un importante resultado que indirectamente pone en evidencia la trayectoria que siguen las parcelas de aire estratosférico que ingresan hacia la troposfera, pues las tropopausas superior e inferior delimitan una zona con forma de embudo que canaliza al aire estratosférico, el cual se dirige hacia la troposfera en una trayectoria cuasi-descendente a través del jet [Reiter, 1963, 1975] en dirección hacia menores latitudes [Danielsen, 1968], si bien la presencia del jet no siempre es una condición necesaria [Danielsen et al., 1991].

El campo de espesores parece moverse solidario al STJ (esto es, los mayores espesores alcanzan menores latitudes durante el invierno) y bastaría con asociar los rompimientos de la tropopausa a su sola presencia; de hecho, para muchos autores el STJ es el único responsable de esto. Sin embargo, se ha verificado [Bischoff et al., 2007] que en nuestra región el pasaje de un frente también rompe la tropopausa, y que en este caso se asocia al jet frontal. Durante el invierno existe un avance de la baroclinicidad asociada con el frente polar hacia menores latitudes, el cual permite que mayor cantidad de sistemas frontales lleguen más al norte, y la alta troposfera eventualmente contará con jets asociados a estos sistemas. Así, la causa de los rompimientos se torna un tanto controversial, si bien parece natural asociar la climatología invernal de los espesores tanto a la presencia del STJ como a la de los jets frontales, pues mayores espesores migrarían hacia el norte siguiendo el movimiento del

STJ, a la vez que la inestabilidad baroclínica propia del invierno en la UT/LS elevaría aún más a la tropopausa superior, incrementando los espesores. Si esto es así, la presencia en invierno de mayor baroclinicidad en la troposfera está íntimamente ligada a los mayores intercambios troposfera-estratósfera, concluyéndose que el fenómeno de intercambio no es de grandes escalas sino que está dominado por perturbaciones baroclínicas [Staley, 1962; Danielsen et al., 1991]. Finalmente, en todas las épocas del año se tiene que $\partial(h_2 - h_2)/\partial \varphi > 0$, aunque la climatología de espesores revela que hacia el sur del dominio, digamos $\varphi > 45^{\circ}$ S, la transición otoño-invierno es más marcada que la transición invierno-primavera.


Figura 4.18 – Campos de altura media de la tropopausa inferior (izquierda), superior (centro), y de espesores $h_> - h_<$ (derecha) para verano. Los valores mostrados se expresan en kilómetros, y la separación entre isolíneas es de 500 m (izquierda) y 250 m (centro y derecha). Las zonas más oscuras corresponden a tropopausas más bajas (izquierda y centro) o a espesores menores (derecha). Ver texto para detalles sobre los símbolos.



Figura 4.18 (*continuación*) – Campos de altura media de la tropopausa inferior (izquierda), superior (centro), y de espesores $h_{>} - h_{<}$ (derecha) para otoño.



Figura 4.18 (*continuación*) – Campos de altura media de la tropopausa inferior (izquierda), superior (centro), y de espesores $h_{>} - h_{<}$ (derecha) para invierno.



Figura 4.18 (*continuación*) – Campos de altura media de la tropopausa inferior (izquierda), superior (centro), y de espesores $h_{>} - h_{<}$ (derecha) para primavera.

Del análisis de los campos medios estacionales de temperatura (Figura 4.19) surgen varias conclusiones interesantes. La primera de ellas tiene que ver con la caracterización de la tropopausa para eventos múltiples. Por definición, la tropopausa térmica marca el límite entre la troposfera y la estratosfera, a través de una condición sobre el gradiente de temperatura. En promedio este último disminuye en la troposfera y aumenta en la estratosfera, y una justificación muy concisa para este comportamiento es que la troposfera se encuentra en equilibrio convectivo, mientras que la estratosfera se encuentra en equilibrio radiativo. Todo esto ocurre cuando existe solamente una tropopausa. Si ahora se observa en las figuras cómo evoluciona la temperatura media con la vertical entre ambas tropopausas puede apreciarse que a partir de la tropopausa inferior la temperatura sigue disminuyendo. Así, la región que se ubica por encima de la tropopausa inferior no es la estratosfera propiamente dicha, y en principio es la tropopausa superior la que marcaría el límite entre la troposfera y la estratosfera. Si se quiere una definición lo que puede establecerse es que la troposfera "termina" con la tropopausa inferior, que la región situada entre ambas tropopausas es una región de transición entre la troposfera y la estratosfera, y que la estratosfera recién "comienza" por encima de la tropopausa superior. Sin embargo todos estos límites son difusos, de una manera análoga a intentar definir la superficie que separa luz de sombra, o el borde de la capa límite en un fluido. Existen evidencias [Shapiro, 1980; Pan et al., 2004] de que la región situada entre ambas tropopausas es una región con propiedades tanto troposféricas como estratosféricas, de manera que la región situada entre las tropopausas inferior y superior para cualquier evento de tropopausas múltiples es una zona de activo intercambio de propiedades entre la troposfera y la estratosfera. Dicho en otras palabras, el STE se encuentra altamente favorecido durante los rompimientos de la tropopausa.

Con valores ligeramente diferentes, el comportamiento de la temperatura para las tropopausas simple e inferior es muy similar. Con respecto a la temperatura de la tropopausa inferior $T_>$, durante el verano se verifica que $\partial T_>/\partial \varphi > 0$ en coincidencia con una disminución de la altura con la latitud. Algo similar ocurre durante el otoño, exceptuando quizás a la región ubicada en el noroeste del dominio, en donde existe un máximo relativo de temperatura al este de los Andes, que puede visualizarse como la entrada de una lengua cálida desde el noreste. Salvo por este detalle, puede decirse que verano y el otoño se comportan de manera similar. Distinta es la situación para invierno y primavera, cuando $\partial T_>/\partial \varphi$ cambia de signo alrededor de 40°S, siendo

$$\frac{\partial T_{>}}{\partial \varphi} \begin{cases} > 0 \quad \lambda < 40^{\circ} \mathrm{S} \\ < 0 \quad \lambda > 40^{\circ} \mathrm{S} \end{cases}$$
(4.11)

En vista de (4.11) se tiene que $\partial^2 T_{>}/\partial \varphi^2 < 0$, que puede generalizarse a $\nabla^2 T_{>} < 0$ en vista del comportamiento que se insinúa en las regiones sin datos. En palabras, para verano y otoño la temperatura aumenta de manera gradual con la latitud, mientras que para invierno y primavera existe un máximo de temperaturas en la Patagonia central, y la temperatura disminuye tanto hacia el norte como hacia el sur. Al comparar los campos de presión y temperatura con el fin de evaluar las zonas baroclínicas a través del vector solenoidal se concluye que $\|\nabla p_{>} \times \nabla T_{>}\|$ alcanza máximos valores durante primavera y al este de la región para la cual $\nabla^2 T_{>} < 0$, si bien esto es sólo una estimación porque dicha región, ubicada sobre el Océano Atlántico, no posee datos. No obstante ello, estas conclusiones están de acuerdo con resultados previos que establecen la existencia de una importante actividad sinóptica durante todo el año para la alta troposfera de la región mencionada [Hoskins & Hodges, 2005]. En resumen, salvo para

ciertas regiones como la mencionada, en el nivel de la tropopausa inferior se presenta una limitada baroclinicidad durante todas las épocas del año.

En cuanto a la temperatura de la tropopausa superior $T_{<}$ existen similitudes y diferencias respecto del campo de $T_{>}$. Por un lado, los campos de $T_{<}$ no presentan un comportamiento muy distinto al de la tropopausa inferior. Durante verano y otoño los campos son zonales, mientras que las isotermas en primavera se curvan hacia mayores latitudes en el sur de dominio, aunque en todos los casos $\partial T_{<}/\partial \varphi > 0$; el invierno presenta un máximo de temperaturas similar al de la tropopausa inferior, alrededor de 40°S. Por el lado de la baroclinicidad la cosa es muy distinta, pues al comparar la disposición relativa de las isotermas y las isobaras se concluye que existen zonas donde $\|\nabla p_{<} \times \nabla T_{<}\|$ alcanza valores importantes. En invierno (verano) la máxima baroclinicidad en la tropopausa superior se establece en latitudes tropicales (medias), por lo que pareciera seguir la migración del STJ. Este comportamiento ya ha sido visto durante el análisis de presión para la región ubicada entre ambas tropopausas, y puede establecerse entonces que la baroclinicidad en la UT/LS tiene un ciclo anual entre aproximadamente 30°S y 45°S, con máximos en invierno (verano) para la primera (segunda) latitud.



Figura 4.19 – Campos de temperatura media de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para verano (arriba) y otoño (abajo). Los valores mostrados se expresan en grados centígrados, con una separación entre isotermas de 2° C. Las zonas más oscuras corresponden a tropopausas más frías.



Figura 4.19 (*continuación*) – Campos de temperatura media de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para invierno (arriba) y primavera (abajo).

Siendo la temperatura un parámetro no conservativo para la atmósfera libre, la comparación de valores entre ambas tropopausas no permite evaluar fehacientemente ciertas propiedades interesantes como la posición relativa entre ambas. Si en cambio se supone que los procesos son adiabáticos y secos (lo cual no siempre es cierto) la temperatura potencial se convierte en el parámetro adecuado para este tipo de análisis. Se obtendría una mejora en las conclusiones si se utilizara θ_e pero ya ha sido discutido por qué esta variable es dejada de lado en este tipo de estudios. Las isentrópicas de la tropopausa inferior (Figura 4.20) son prácticamente zonales durante el invierno, mientras que en las restantes épocas del año puede notarse en las latitudes tropicales el ingreso desde el este de una lengua con mayores valores, que rondan los 360 K. Estos mayores valores podrían responder a circulaciones residuales de la celda de Hadley, a un mayor calentamiento radiativo en las capas bajas de la atmósfera, o a una combinación de ambos efectos. A este respecto ya se ha mencionado que la altura de la tropopausa es sensible a la temperatura de la superficie terrestre [Thuburn & Craig, 1997] y recordando que $\partial \theta / \partial z > 0$ en una atmósfera estable, un mayor calentamiento radiativo se traduciría en una tropopausa más alta, con mayor temperatura potencial. Una comparación entre los campos de altura (Figura 4.18) y los de temperatura potencial permite concluir que en términos generales las mayores alturas coinciden con mayores temperaturas potenciales. Si se denota a la temperatura potencial de la tropopausa inferior con $\theta_{<}$ puede establecerse como regla general que $\partial \theta_{<}/\partial \varphi < 0$, aunque quizás esta regla no sea válida en latitudes tropicales del dominio en estudio puesto que existen zonas para las que $\partial \theta_{<} / \partial \phi \ge 0$, aunque este detalle es irrelevante en lo que hace a la discusión del próximo párrafo. En cuanto a la temperatura potencial de la tropopausa superior θ_{s} el comportamiento es distinto al sur y al norte de $\approx 35^{\circ}$ S. Al norte de tal latitud se verifica que, a grandes rasgos, $\theta_{>}$ alcanza valores máximos a lo

largo de un meridiano al este de los Andes, es decir $\partial^2 \theta_> / \partial \lambda^2 < 0$ para $\lambda \approx 70^{\circ}$ O, mayormente durante otoño e invierno, mientras que al sur de 35°S $\partial \theta_< / \partial \varphi > 0$.

La isentrópica más baja que se ubica íntegramente dentro de la estratósfera se encuentra entre 370 y 380 K [Holton et al., 1995; Stohl et al., 2003; Schoeberl, 2004]. De esta forma, toda isentrópica con valores por encima de los mencionados puede considerarse de propiedades estratosféricas. Así, las tropopausas simple e inferior se encontrarían mayormente en la troposfera superior a lo largo del año, mientras que la superior se encontraría en la baja estratósfera. Esta es otra manifestación del hecho de que la región situada entre las tropopausas inferior y superior es una zona de transición entre ambas capas de la atmósfera. Existe además otro rasgo distintivo de las tropopausas dobles, ya mencionado al analizar las alturas, pero que se evidencia independientemente con la variable tratada aquí. En efecto, en virtud de las relaciones $\partial \theta_{<} / \partial \varphi \ge 0$ y $\partial \theta_{<} / \partial \varphi > 0$ para la región extratropical puede concluirse que la superficie de la tropopausa inferior desciende con la latitud mientras que la tropopausa superior asciende, encontrándose para latitudes medias dentro de la baja estratosfera. Como la relación entre θ y z es directa, esto es análogo a la descripción efectuada con los espesores $h_{2} - h_{2}$ en el sentido de que el aire estratosférico ingresa a la alta troposfera canalizado por las superficies de las tropopausas superior e inferior. La Figura 4.21 resume estos conceptos. En analogía con Gettelman y Forster [2002], quienes definen la denominada Tropical Tropopause Layer (TTL) como la zona de transición entre la troposfera y la estratósfera, puede definirse aquí la Extratropical Tropopause Layer (ExTTL) [Bischoff et al., 2007] como la región situada entre las tropopausas superior e inferior. En virtud de los resultados mostrados en la Fig. 4.20 o,

alternativamente, la Fig. 4.18, el espesor de dicha zona de transición se incrementa con la latitud.



Figura 4.20 – Campos de temperatura potencial media de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para verano (izquierda) y otoño (abajo). Los valores mostrados se expresan en Kelvin, con una separación entre isentrópicas de 5 K. Las zonas más oscuras corresponden a temperaturas más frías.



Figura 4.20 (*continuación*) – Campos de temperatura potencial media de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para invierno (arriba) y primavera (abajo).



Figura 4.21 – Esquema ilustrativo mostrando la posición relativa de las tropopausas inferior y superior en un rompimiento de latitudes medias. La tropopausa simple disminuye su altura con la latitud, mientras que la tropopausa superior la aumenta. La flecha gris muestra la trayectoria que siguen las parcelas de aire estratosférico hacia la alta troposfera. Cuando el rompimiento se origina ante la presencia de un jet de capas altas, las parcelas lo atraviesan en su descenso.

La intensidad media del viento a la altura de la tropopausa inferior (Figura 4.22) muestra que las isotacas adoptan una posición más zonal en verano, sobre todo en el extremo norte del dominio, mientras que para invierno los campos se encuentran muy distorsionados, con un núcleo de viento máximo de aproximadamente 70 kts ubicado en el centro del dominio, el cual persiste durante la primavera aunque ocupando un área menor. En invierno, tanto de la Figura 4.7 como de la Figura 4.22 para la tropopausa inferior se visualiza la presencia de núcleos de viento máximo a lo largo de \approx 35° S, y si bien los contornos están algo desdibujados para el último caso, son igualmente visibles. Durante esta época del año el STJ se encuentra en su posición más boreal, de manera

que los núcleos de viento máximo reflejados en la climatología no responden al STJ, y presumiblemente se asocian a los jets que acompañan a los frentes, los cuales alcanzan menores latitudes, en consistencia con resultados que establecen que los mayores porcentajes de tropopausas dobles sobre SAEZ y SARE tienen lugar en invierno [Bischoff et al., 2007].

Para la tropopausa superior, en verano y otoño la intensidad del viento tiene una ligera variación con la latitud. Durante invierno y primavera no solamente los valores se incrementan, sino que también la cortante horizontal $\nabla_{\rm H} \mathbf{v}_{\rm H}$ es más intensa. El núcleo de vientos máximos se posiciona sobre SAZB, con valores superiores a los 80 kts. Podría argumentarse que esto se debe a singularidades sobre la mencionada estación, aunque las isotacas en un entorno que incluye a las estaciones SAEZ, SAZN y SAZR parecen indicar que los valores son correctos. De esta forma, la tropopausa superior posee sobre el sur de la provincia de Buenos Aires los máximos vientos de la región. Así, son intensas tanto la cortante vertical como la horizontal y la UT/LS sobre esta región es inestable durante invierno y primavera.

Para el sistema estratosfera-troposfera la intensidad del viento en cercanías de la tropopausa (simple) es máxima [Bluestein, 1993; ver también Fig. 4.8] y esto da cuenta de su importancia en relación a la formación de sistemas de altura, ya que los oestes en latitudes medias son una fuente permanente de inestabilidades [Charney, 1947]. Como aquí puede verse, esto deja de ser cierto para tropopausas dobles, pues la intensidad del viento en la tropopausa inferior es algo así como 10 kts mayor que para la tropopausa simple. Ahora bien, si durante los eventos dobles se espera una tropopausa más baja que la simple también se esperará una disminución en la intensidad del viento, pues se sabe

que ésta se incrementa con la altura. Sin embargo, ocurre exactamente lo contrario. La primera explicación tentativa a esto es que el jet debe ser más intenso que en el caso de la tropopausa simple para forzar un rompimiento, de manera de obtener mayores intensidades de viento para alturas menores y así justificar los resultados observados. Este argumento no puede ser invalidado, ya que la teoría subyacente indica que la formación de un frente en altura implica la presencia de componentes ageostróficas que se desarrollan en torno al núcleo de viento máximo [Shapiro, 1981; Keyser & Pecnick, 1985b; Keyser & Shapiro, 1986] y culminan con un jet más bajo e intenso y con un descenso de la tropopausa [Bluestein, 1993]. A su vez, existen observaciones [Shapiro, 1980] de que el aire en dicha región presenta propiedades químicas intermedias entre las de la troposfera y la estratosfera. En la región ocupada por el jet los valores que toma el número de Richardson

$$Ri = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \left/ \left| \frac{\partial \mathbf{v}_{\mathrm{H}}}{\partial z} \right|^{2}$$
(4.11)

son pequeños debido a que la cortante vertical es intensa, de manera que el flujo turbulento es el responsable del intercambio de propiedades a través del jet. Si ahora suponemos que los límites superior e inferior de esta capa de transición lo marcan las tropopausas superior e inferior, respectivamente, el jet se encontrará posicionado entre ambas tropopausas, tal y como se muestra en la Figura 4.21. A manera de ejemplo, la Figura 4.23 muestra un sondeo para el cual se detectó tropopausa doble sobre SAZB, y puede apreciarse que el núcleo de vientos máximos efectivamente se ubica entre ambas tropopausas. De esta forma, la sola presencia de un jet tiene la capacidad de romper la tropopausa y es por ello que frecuentemente se relaciona al STJ con estos rompimientos, si bien Bischoff et al. [2007] muestran un caso en el cual el jet que acompaña a un sistema frontal es el responsable de tal rompimiento. Así, la presencia de más de un jet tiene el potencial de generar tropopausas múltiples, y en ocasiones dos jets pueden combinarse para formar un único jet más intenso [Prezerakos et al., 2006] con un potencial mucho más grande para el rompimiento de la tropopausa.

Los conceptos de tropopausas térmicas y dinámicas no son disconexos cuando se los vincula con los jets. Para las segundas, la turbulencia en las cercanías del jet en altura genera o destruye vorticidad potencial [Gidel & Shapiro, 1979; Keyser & Rotunno, 1990; Apéndice A] y estas fuentes y sumideros hacen que la superficie isertélica, i.e. la tropopausa dinámica, se pliegue. Cuando el jet se retira o pierde intensidad, el equilibrio se reestablece por medio de la mezcla vertical que termina destruyendo el pliegue. Como ejemplo, si la tropopausa se define con 2 PVU el equilibrio se reestablece en aproximadamente dos días [Hartjenstein, 2000]. En otras palabras, 48 horas sería el tiempo necesario para volver a condiciones de tropopausa dinámica sin pliegues. Entonces, cualitativamente las regiones de rompimientos de la tropopausa térmica y de pliegues en la tropopausa dinámica deben ser coincidentes en vista de la dependencia que tienen estos dos procesos con el jet de capas altas. En lo referente al tiempo de decaimiento de un rompimiento el tema se encuentra fuera del objetivo del presente trabajo, si bien sería sumamente interesante investigarlo y cotejar el resultado con el presentado por Hartjenstein [2000] como una alternativa al estudio de semejanzas y diferencias entre ambas definiciones de tropopausa.



Figura 4.22 – Campos de intensidad media del viento en el nivel de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para verano (arriba) y otoño (abajo). Los valores mostrados se expresan en nudos, con una separación entre isotacas de 3 kts (izquierda) y 2 kts (derecha). Las zonas más oscuras corresponden a viento menos intenso.



Figura 4.22 *(continuación)* – Campos de intensidad media del viento en el nivel de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para invierno (arriba) y primavera (abajo).



Figura 4.23 – Sondeo tomado sobre SAZB el 21 de julio de 1979 12Z. Las flechas indican la posición de las tropopausas y puede observarse que el núcleo de viento máximo se ubica entre ambas.

4.2.2 Variabilidad

El campo de desvío estándar para la presión de las tropopausas inferior y superior se muestra para cada época del año en la Figura 4.24. La primera característica sobresaliente es que las variabilidades de las tropopausas inferior y superior son espacialmente opuestas. Para la primera los máximos valores de desvío estándar se tienen en menores latitudes, mientras que para la segunda ocurren en latitudes medias, y aumentan con la latitud. Este último punto es fácil de entender si se recuerda que la tropopausa superior se curva hacia la estratósfera con la latitud. En vista de que la trayectoria seguida por el aire estratosférico que ingresa a la troposfera es cuasi-horizontal y con dirección hacia menores latitudes dicha variabilidad está signada por el comportamiento de la tropopausa superior ante cada rompimiento particular, más o menos intenso dependiendo de la magnitud del proceso que lo haya generado. Como usualmente el rompimiento es generado por un jet, el proceso de intercambio tiene lugar en un entorno turbulento y dicha variabilidad estará entonces relacionada con la variabilidad en la intensidad del jet.

Es interesante obtener una imagen cualitativa del comportamiento espacial de la variabilidad para las tres tropopausas. Si se comparan las Figuras 4.9 y 4.24 para cada época del año y se recuerda que en la climatología la tropopausa simple se ubica entre sus contrapartes inferior y superior, podrá apreciarse que existe un patrón común con una corriente descendente de máxima variabilidad desde la tropopausa superior hacia menores latitudes, similar a la trayectoria que siguen las parcelas de aire estratosférico. Naturalmente, las tres tropopausas no se encuentran simultáneamente presentes. Es importante recalcar que los rompimientos se inician en la tropopausa simple y que los

posibles procesos que llevan a interpretar los campos de variabilidad de la misma ya fueron oportunamente discutidos. En vista de ello, tampoco es necesario introducir nuevas exégesis para los campos de variabilidad presentados en la Figura 4.24. En lo que podría interpretarse como una cascada de procesos la tropopausa simple se rompe, predisponiendo al aire estratosférico a ingresar hacia la alta troposfera. El aire estratosférico posee mayor vorticidad potencial [Apéndice A] se define en coordenadas isentrópicas como

$$Z = -g\eta_{\theta} \frac{\partial\theta}{\partial p} \tag{4.12}$$

La cantidad anterior es el producto entre la inversa de la estabilidad estática, $-g^{-1}\partial p/\partial \theta$ en coordenadas isentrópicas, y la vorticidad absoluta η_{θ} . En términos climatológicos la estabilidad estática es mucho mayor en la estratósfera que en la troposfera. Si los procesos son adiabáticos Z se conserva, de manera que si la estabilidad estática disminuye, lo cual ocurre en mayor o menor medida en la región del rompimiento, esto se traducirá en mayores vorticidades. Así, esta mayor vorticidad canalizada por las tropopausas superior e inferior y advectada cuasi-horizontalmente hacia menores latitudes, sería la responsable de generar los campos de variabilidad presentados aquí. En resumen, como modelo plausible para la interpretación de las variabilidades observadas se tendría una descripción cronológica que indicaría que la máxima variabilidad se inicia con el rompimiento de la tropopausa simple, continúa en la tropopausa superior y finaliza, ya en menores latitudes, en la inferior.



Figura 4.24 – Campos de desvío estándar de presión al nivel de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para verano (arriba) y otoño (abajo). Los valores mostrados se expresan en hectopascales, y la separación entre isobaras es de 2.5 hPa (izquierda) y 2 hPa (derecha). Las zonas más oscuras corresponden a menor variabilidad.



Figura 4.24 (*continuación*) – Campos de desvío estándar de presión al nivel de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para invierno (arriba) y primavera (abajo).

Como presión y altura están relacionadas por (4.5) es esperable que máximos y mínimos de variabilidad sean cualitativamente coincidentes, como puede apreciarse en la Figura 4.25, que muestra los campos de desvío estándar de altura de las tropopausas inferior y superior para cada época del año. Así, no es necesario avanzar en la interpretación de estos nuevos campos.



Figura 4.25 – Campos de desvío estándar de altura de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para verano (arriba) y otoño (abajo). Los valores mostrados se expresan en kilómetros, y la separación entre isolíneas es de 100 m (izquierda) y 200 m (derecha). Las zonas más oscuras corresponden a menor variabilidad.



Figura 4.25 *(continuación)* – Campos de desvío estándar de altura de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para invierno (arriba) y primavera (abajo).

En lo referente a los campos de desvío estándar de temperatura de tropopausas inferior y superior (Figura 4.26) puede notarse que la variabilidad para la primera es mayor. En cuanto a la ubicación de las regiones de máxima variabilidad el panorama es ligeramente diferente respecto de las variables anteriores. Por un lado, al efectuar una comparación entre las Figuras 4.13 y 4.26 puede notarse que la máxima variabilidad en la tropopausa inferior sigue ubicándose al norte de la correspondiente a la tropopausa simple, de manera que hasta aquí el comportamiento es el mismo que el mostrado para las variables anteriores; por el otro, las regiones de máxima variabilidad en la tropopausa superior se ubican al sur de las de tropopausa simple sólo durante invierno y primavera y durante verano y otoño, en cambio, se ubican al norte. No obstante ello, también durante estas dos épocas del año existe cierta variabilidad en el sur del dominio, y las máximas variabilidades observadas en bajas latitudes parecen responder más a singularidades en estaciones particulares (SCFA en verano y SBCG en otoño) que a un comportamiento general de la región, aunque aún haciendo caso omiso de la variabilidad aportada por las dos estaciones mencionadas existen en su entorno valores de desvío estándar que se asemejan o incluso superan a los del sur del dominio, cosa que no ocurre en invierno o primavera. En definitiva, durante invierno y primavera se verifica para temperatura el mismo comportamiento que para presión y altura, mientras que durante verano y otoño esto no puede afirmarse a la luz de los resultados aquí presentados.



Figura 4.26 – Campos de desvío estándar de temperatura de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para verano (arriba) y otoño (abajo). Los valores mostrados se expresan en grados centígrados, y la separación entre isotermas es de 0.5°C (izquierda) y 0.25°C (derecha). Las zonas más oscuras corresponden a menor variabilidad.



Figura 4.26 (*continuación*) – Campos medios de desvío estándar de temperatura de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para invierno (arriba) y primavera (abajo).

Los campos de desvío estándar de temperatura potencial para cada época del año se muestran en la Figura 4.27. Al igual que con la temperatura, las regiones de máxima variabilidad de la tropopausa inferior se ubican más al norte que las de tropopausa simple. A diferencia de lo que sucede con la temperatura, para todas las épocas del año la variabilidad en la tropopausa superior es mayor. En vista de los resultados, a sotavento de los Andes durante invierno y primavera esta última tropopausa presenta una región con mayores variabilidades relativas. Esto nuevamente podría estar causado por valores singulares sobre ciertas estaciones, o bien podría denotar la influencia que ejerce la orografía sobre la dinámica de ciertos procesos de rompimiento. Lejos de ser descartada, esta última opción parece estar sustentada no sólo a través de la variabilidad, sino también a través de los campos medios (Figura 4.20). Ambos campos indicarían que la influencia que tienen los Andes sobre el STE no es homogénea, en vista de la alta variabilidad. Más allá de estas particularidades, lo cierto es que los valores máximos se alcanzan al sur del dominio y, en términos generales, se verifica nuevamente que existe una corriente de máxima variabilidad que desciende cuasi-horizontalmente hacia bajas latitudes, con la correspondiente a la tropopausa superior (inferior) ubicada más al sur (norte).



Figura 4.27 – Campos de desvío estándar de temperatura potencial en el nivel de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para verano (arriba) y otoño (abajo). Los valores mostrados se expresan en Kelvin, y la separación entre isentrópicas es de 1 K (izquierda) y 5 K (derecha). Las zonas más oscuras corresponden a menor variabilidad.



Figura 4.27 (*continuación*) – Campos medios de desvío estándar de temperatura potencial en el nivel de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para invierno (arriba) y primavera (abajo).

Ya ha sido visto que para el caso de la tropopausa simple la variabilidad en la intensidad del viento aumenta con la latitud, y también es interesante notar que las regiones que alcanzan máximos valores para la mencionada variable son aproximadamente coincidentes con los máximos de otras, presión (Figura 4.9) o altura (Figura 4.12) por ejemplo, sobre todo durante invierno y primavera. Quizás el viento es la variable de mayor relevancia a la hora de vincularla con los rompimientos pues ya se hizo mención a las componentes ageostróficas que se generan en los núcleos de viento máximo dentro de los jets, las cuales ocupan un rol fundamental. En la región de salida de un núcleo de viento máximo dentro de un jet la circulación es térmicamente indirecta [ver Apéndice C] y consecuentemente frontogenética, pues el término relacionado con la cortante vertical es importante y dispone las isentrópicas más verticalmente.

Existen ciertas controversias en cuanto al uso de modelos bidimensionales o tridimensionales para el estudio de la frontogénesis en general, y de la actividad frontal en altura en particular. Debido a que la escala espacial a lo largo del frente es mucho mayor que la transversal, es razonable en principio el uso de modelos bidimensionales, los cuales no tienen en cuenta la curvatura de la zona frontal en la horizontal. No es objetivo del presente trabajo el de efectuar una crítica al modelado de la frontogénesis en superficie, de manera que los detalles serán omitidos para este caso. En cambio, la actividad frontal en la media/alta troposfera y la evolución de los jets son procesos simultáneos [Mudrick, 1974], de manera que sin entrar en los pormenores será apropiado efectuar un breve análisis. Según se muestra en el Apéndice C, se generan circulaciones ageostróficas perpendiculares a la dirección del jet. Los modelos bidimensionales [e.g. Keyser & Pecnick, 1985a] que incluyen estos efectos han probado representar satisfactoriamente las condiciones observadas de máxima actividad en la

región de la tropopausa, con un descenso de la misma, y con una circulación térmicamente directa para el sistema frente/jet consistente con un aumento en la intensidad del jet dentro de la región de máxima actividad. Sin embargo, también existen circulaciones ageostróficas paralelas a la dirección del jet (i.e. a lo largo del frente) debidas a la curvatura que naturalmente no pueden ser resueltas con modelos bidimensionales, pero que pueden ser parametrizadas por ejemplo a través de la ecuación de Sawyer-Eliassen [Keyser & Pecnick, 1985b] e incluso despreciarse para ciertos casos particulares en los que el radio de curvatura supera cierto valor crítico [Shapiro, 1981]. Por otro lado, un ejemplo de aplicación de modelos tridimensionales es el estudio efectuado por Mudrick [1974] cuyos resultados también muestran un descenso de la tropopausa y máxima subsidencia por detrás del jet, estableciéndose también que cuanto mayor es la intensidad frontal más vigorosa es la corriente descendente de aire estratosférico. Hines & Mechoso [1991] concluyen que el proceso de la frontogénesis es, localmente, bidimensional en esencia, pero fuertemente dependiente del carácter tridimensional de la amplificación de una onda baroclínica. En sí, el resultado que más interesa a los efectos del presente estudio es que, como se ha venido mencionando, la presencia de un jet tiene el potencial de romper la tropopausa. Más aún, pues durante la frontogénesis el comportamiento de la tropopausa es aparentemente una consecuencia y no una causa. Mudrick [1974] y Hoskins & Bretherton [1972] sugieren que la altura de la tropopausa es una variable pasiva durante la frontogénesis que actúa como variable de control para impedir la presencia de discontinuidades. Cabe aclarar que esta conclusión se extrae en el marco de modelos numéricos, de manera que no puede aceptarse como una explicación general. Desde el punto de vista del comportamiento de la tropopausa, la actividad frontal en altura y la ciclogénesis dan lugar a la misma configuración. Asimismo, existen estudios que
indican que descensos de la tropopausa anteceden [e.g. Uccellini et al., 1985] o son simultáneos [Wandishin et al., 2000] a la ciclogénesis por lo que en principio existe relación entre la actividad frontal en altura y la ciclogénesis en capas bajas. Esta es una de las líneas de investigación propuesta por Keyser y Shapiro [1986].

Aún suponiendo que las componentes ageostróficas longitudinales pueden despreciarse la variabilidad en la intensidad del viento es una medida aproximada de la presencia de frentes en altura, y consecuentemente de la presencia de rompimientos de la tropopausa. Lamentablemente, la distancia existente entre las estaciones que componen la red aerológica en el área estudiada impide un análisis detallado de la variabilidad de los jets en la región. Asimismo, los campos se distorsionan debido a la existencia de singularidades sobre ciertas estaciones, de manera que la variable más interesante también es la menos veraz. No obstante ello, la Figura 4.28 muestra los campos de desvío estándar de la intensidad de viento para las tropopausas inferior y superior, y puede notarse que en términos generales la variabilidad es mayor para la tropopausa inferior. Si se comparan los resultados mostrados con los correspondientes a la tropopausa simple (Figura 4.15) se puede observar que las regiones de máxima variabilidad durante invierno coinciden para esta tropopausa y la inferior, ubicándose al este de los Andes, aproximadamente entre 30°S y 45°S. Que la máxima variabilidad se presente en invierno no es sorprendente, ya que la actividad frontal en altura es dependiente de la amplificación de las ondas baroclínicas más inestables, y durante esta época del año la baroclinicidad alcanza menores latitudes. Por otro lado, que esta variabilidad se ubique a barlovento de los Andes es un indicador de cierto efecto que imparte la topografía sobre el jet. Otro rasgo interesante del invierno es que existe un collado de variabilidad en la región central de Argentina, alrededor de 35°S y

aproximadamente sobre el noroeste de la provincia de Buenos Aires. Los valores medios para la intensidad del viento en la tropopausa inferior sobre esta región son superiores a los 70 kts. Algo similar ocurre para la tropopausa simple, lo cual sugiere que la presencia de actividad frontal durante el invierno es prácticamente una constante. Adicionalmente, puede establecerse aquí una relación directa entre frontógenesis en altura y ciclogénesis en superficie, recordando que en invierno esta es una de las regiones más ciclogéneticas del HS [Hoskins & Hodges, 2005]. Es importante destacar aquí que el jet que sufre una intensificación ante actividad frontal en altura se posiciona entre las tropopausas inferior y superior, de manera que ninguna de las variables consideradas aquí responde a ello, y los resultados mostrados son solamente aproximados. En rigor, la variable más acertada es la que corresponde a la tropopausa simple, aunque solamente en los primeros estadios de la actividad frontal, ya que su análisis pierde validez en cuanto la tropopausa se rompe. Efectuar una climatología del viento máximo en cada una de las estaciones es una tarea pendiente para trabajos futuros.

Hasta aquí se ha presentado la climatología básica de tropopausas en la región analizada, la cual será de utilidad en la interpretación de los resultados de la siguiente sección, que trata sobre las estructuras espaciales asociadas con los acoplamientos entre dichas tropopausas y los niveles de 500 y 100 hPa.



Figura 4.28 – Campos de desvío estándar de intensidad de viento en el nivel de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para verano (arriba) y otoño (abajo). Los valores mostrados se expresan en nudos y la separación entre isotacas es de 1 kts (izquierda) y 0.75 kts (derecha). Las zonas más oscuras corresponden a menor variabilidad.



Figura 4.28 (*continuación*) – Campos de desvío estándar de intensidad de viento en el nivel de la tropopausa inferior (izquierda) y superior (derecha) para invierno (arriba) y primavera (derecha).

5. RESULTADOS: ESTRUCTURAS ESPACIALES Y EVOLUCIONES TEMPORALES DE ACOPLAMIENTOS ENTRE ALTURAS DE TROPOPAUSAS Y 500 Y 100 HPA

El propósito de esta sección es el de analizar por pares el acoplamiento entre las alturas de las distintas tropopausas con las de los niveles de 500 y 100 hPa a lo largo del año climático, con el fin de identificar aquellos fenómenos que más frecuentemente influyen en el comportamiento conjunto de cada par estudiado. A tal efecto, se presentan para cada par examinado las estructuras espaciales de circulación como así también su evolución temporal, obtenidas por aplicación del Método de Componentes Principales (Principal Components Analysis) en modo S. Para la implementación del método se utilizan como entrada los campos estandarizados (o normalizados) calculados según se describe en la sección 3 y en el Apéndice B. En consecuencia, las estructuras obtenidas también se encuentran normalizadas.

Cada uno de los autovectores de la matriz de correlación será designado como EOF (Empirical Orthogonal Function). Para cada par de variables se analizarán los tres primeros EOFs asociados a los tres mayores autovalores. Según se muestra en el Apéndice B los campos reales pueden descomponerse como una combinación lineal de coeficientes dependientes del tiempo que multiplican a cada uno de estos EOFs. Tales coeficientes serán designados como *factor scores*, o simplemente *scores*. Asimismo, la correlación entre cada campo real y un dado EOF se denominará *factor loading*, o *loading* simplemente. Se dirá que un dado EOF se encuentra en modo directo (inverso) cuando el loading adopte valores positivos (negativos).

5.1 Tropopausa simple y 500 hPa

La Figura 5.1 presenta los primeros tres EOFs junto con los campos mejor correlacionados con cada uno de ellos. La figura también incluye los scores de cada EOF, como así también la evolución temporal de los loadings. Dado que cada EOF es un vector compuesto que incluye los campos de tropopausa y de 500 hPa simultáneamente, la figura también presenta la evolución temporal del loading parcial para tropopausa y para 500 hPa separadamente, con el objetivo de discriminar el comportamiento de cada una de las variables estudiadas. Cada serie temporal presenta dos líneas horizontales que denotan valores del coeficiente de correlación de ± 0.3 . Estos valores son sugeridos por Richman & Gong [1999] como una manera de representar los límites de significancia para el coeficiente de correlación. Así, cuando $|r| \le 0.3$ o bien existe ruido estadístico, o bien el campo real se encuentra representado por otros EOFs [Compagnucci et al., 2001]. En vista de que los scores y los loadings presentan un comportamiento similar, la condición $|r| \le 0.3$ podría reescalarse para obtener también un límite de significancia para los scores, simplemente multiplicando este valor límite por el máximo valor alcanzado por cada score. Por ejemplo, todos los scores aquí mostrados se encuentran graficados en el rango -8-8 y un buen límite de significancia por exceso podría establecerse en 2.4. Este resultado es puramente especulativo además de depender de las variables utilizadas. En contraste, los loadings no presentan la desventaja de depender de los datos utilizados porque se encuentran acotados.

Las varianzas explicadas por cada EOF presentado en la Figura 5.1 se muestran en la Tabla 5.1, donde puede apreciarse que las tres primeras estructuras espaciales representan aproximadamente un tercio de la varianza total del acoplamiento. Los valores obtenidos para las varianzas explicadas se encuentran dentro del rango de valores encontrados por otros autores haciendo uso del mismo método en el análisis de distintos campos a escala hemisférica [e.g. Farrara et al., 1989; Compagnucci et al., 2001].

EOF	Varianza (%)	Varianza Acumulada (%)
1	13.04	13.04
2	9.71	22.75
3	7.26	30.01

Tabla 5.1 – Varianzas explicadas y acumuladas para los primeros tres EOFs correspondientes al acoplamiento de tropopausa simple y 500 hPa.

(A)



Figura 5.1 – Estructuras espaciales y evoluciones temporales asociadas al acoplamiento de alturas normalizadas de tropopausa simple y 500 hPa. Cada grupo de estructuras espaciales muestra la EOF (arriba) y el campo real mejor correlacionado con ella (abajo). Tropopausa (500 hPa) corresponde al panel ubicado a la izquierda (derecha). El orden es (a) EOF1; (b) EOF2; (c) EOF3. Las líneas sólidas (punteadas) representan valores positivos (negativos), mientras que la línea sólida más gruesa denota el cero. El panel superior de evoluciones temporales muestra los scores (negro) y los loadings (gris) asociados a cada EOF. La mejor correlación corresponde a (a) r = -0.71; (b) r = 0.77; y (c) r = -0.71. El panel inferior de evoluciones temporales muestra los horizontales para tropopausa (negro) y 500 hPa (gris). Las líneas punteadas horizontales representan los valores $r = \pm 0.3$. Ver texto para mayores detalles.



Figura 5.1 a) – continuación

(B)



Figura 5.1 b)



Figura 5.1 b) – continuación

(C)



Figura 5.1 c)



Figura 5.1 c) – continuación

Para la EOF más representativa (Fig. 5.1 a) la varianza explicada asciende al 13.04%. Las alturas para ambos niveles se encuentran en fase, en el sentido de que un ascenso (descenso) de la superficie isobárica de 500 hPa está directamente relacionado con un ascenso (descenso) de la tropopausa, con las mayores anomalías ubicadas en el centro del dominio. Los scores presentan una marcada estacionalidad, con el armónico correspondiente a la onda semianual explicando aproximadamente un 51% de la varianza total de la serie. Cuando los scores adoptan valores positivos (negativos) las estructuras espaciales mantienen (invierten) su signo. Existen máximos a comienzos del otoño y fines del invierno, aunque este último es más intenso; y mínimos a fines del otoño y fines de la primavera, con el primero más marcado. De esta forma, la transición entre invierno y primavera es un tanto más intensa que aquella que tiene lugar entre verano y otoño. Las estructuras espaciales de la EOF1 invierten su signo prácticamente durante otoño y primavera, i.e. los equinoccios, cuando no dominan ni el anticiclón del Atlántico (verano) ni los sistemas asociados al jet polar (invierno). A la luz de estos resultados, existen máximos relativos tanto en las alturas de tropopausa simple como en las del nivel de 500 hPa aproximadamente durante los equinoccios. Los mínimos absolutos de alturas (mínimos scores) ocurren a fines de otoño y comienzos del invierno, en coincidencia con la máxima frecuencia de bajas segregadas en la región [Campetella & Possia, 2007], para las cuales se sabe que producen un efecto descendente en todas las superficies isobáricas de la troposfera y la baja estratósfera debido a la presencia de anomalías ciclónicas de vorticidad potencial [Price & Vaughan, 1993]. Este resultado pone de manifiesto la importancia que tienen estos sistemas de altura en el comportamiento de la tropopausa. Bajo estas circunstancias el ingreso de aire estratosférico se favorece pues las bajas segregadas tienen un potencial muy grande de permitir el ingreso de aire estratosférico hacia la troposfera [Price & Vaughan, 1993].

Ya se mencionó que usualmente las bajas segregadas pueden identificarse como núcleos de mayor vorticidad potencial (en valor absoluto) en relación a la del entorno. Como la vorticidad potencial es el producto entre estabilidad estática y vorticidad, si se supone que la primera no es apreciablemente mayor a la del entorno, la presencia de una baja segregada se traducirá en una mayor vorticidad ciclónica, i.e. mayor cortante, por lo que la tropopausa (simple) se rompe como consecuencia del establecimiento de circulaciones ageostróficas en altura (por mecanismos ya especificados) dando lugar a una tropopausa inferior y a otra superior por la que se cuela el aire estratosférico. Este proceso da lugar al ingreso de mayor vorticidad en las capas altas de la troposfera que desencadena la convección y la ciclogenésis. Es importante aclarar que esto es cierto sólo parcialmente debido a que la suposición de que la estabilidad estática dentro y fuera de la baja segregada es similar no es del todo acertada. Es por ello que un descenso de la tropopausa (simple) está asociado a ciclogénesis, de la misma manera que un ascenso está asociado a bloqueos [Berrisford et al., 2007].

Existe cierta persistencia en los scores a adoptar un signo determinado en ciertas épocas del año. No obstante ello, la presencia de sistemas sinópticos o de mesoescala particularmente anómalos en cuanto a época del año se refiere puede alterar el comportamiento estacional descripto anteriormente. Ya se ha hecho mención a la íntima relación que existe entre bajas segregadas y tiempo severo con los marcados descensos de la tropopausa, sobre todo en los meses de otoño e invierno, aunque este fenómeno de altura también puede aparecer durante primavera o verano, siendo mínima la frecuencia para el último caso [Campetella y Possia, 2007]. Por otro lado, existe una intensa corriente descendente por detrás de los sistemas frontales de superficie que dan lugar a los característicos anticiclones de buen tiempo asociados con la presencia de masas de

aire frío, tanto más intensas cuanto más intensa sea la perturbación que las generó, usualmente un frente en altura, sobre todo durante los meses de invierno [Vera y Vigliarolo, 2000]. Así, la frecuencia de ocurrencia de intrusiones de aire frío es indirectamente también una medida de la frecuencia de rompimientos en la tropopausa. Existen estudios al respecto [Hoffman, 1971; Garreaud, 2000] que indican que el ingreso de frentes fríos intensos hacia latitudes menores ocurren cada 1-2 semanas, de manera que la inversión de las estructuras espaciales mostradas no es esporádica, y puede observarse en el cambio de signo que sufren los scores mayormente durante mediados del invierno. Con respecto al verano, tanto el ingreso de frentes fríos como la presencia de bajas segregadas parecerían ser más comunes durante el mes de febrero, que es cuando los scores presentan una mayor persistencia de valores negativos. Por el contrario, el modo directo en el que se presentan las estructuras daría cuenta de la presencia de MCCs, los cuales tienen el efecto de provocar un ascenso de la tropopausa. En términos generales, estos resultados están de acuerdo con los presentados por Velasco & Fritsch [1987] que indican que estos sistemas son más frecuentes en esta época del año.

Antes de pasar al análisis de la siguiente EOF es interesante mencionar que los loadings parciales de la EOF1 revelan que, en general, las alturas de tropopausa simple y de 500 hPa se encuentran en fase. Sin embargo, particularmente durante el comienzo de los solsticios existe una persistencia de correlaciones de distinto signo que denotan un comportamiento opuesto de ambas variables. Esto debe ser tenido en cuenta a la hora de interpretar los resultados presentados aquí. Asimismo, el caso más general es que los loadings parciales para tropopausa (500 hPa) sean positivos (negativos), con lo que la tropopausa simple se encuentra por encima de sus valores medios, mientras que lo

contrario ocurre con 500 hPa. La causa de este comportamiento no es objetivo de la presente tesis, pero un argumento especulativo para explicarlo podría venir de la mano de la presencia de calor diabático entre ambos niveles –producto de la liberación de calor latente por ejemplo– tal y como se sugiere en Yuchechen et al. [2009].

La segunda estructura más representativa se corresponde con los campos de la EOF2 (Figura 5.1 b), cuya varianza explicada asciende a 9.71%. En ella puede observarse que tanto la tropopausa como 500 hPa se ubican en fase a ambos lados de un eje de dirección aproximada noroeste-sudeste, quizás más visible en 500 hPa, de forma tal que las regiones sudoccidental y nororiental son de comportamiento opuesto para cada variable. La similitud entre la posición que adopta el mencionado eje con el avance de un frente frío desde el sudoeste es sugestiva. Al respecto, Compagnucci & Salles [1997] encontraron que la segunda estructura espacial más representativa de los campos de presión a nivel del mar en la región se encuentra asociada al pasaje de frentes fríos, lo cual refuerza la idea que relaciona a la EOF2 con la presencia de frentes fríos. Suponiendo que este sea el caso, teniendo cuenta que el método no permite discernir evoluciones temporales en los campos, y recordando que se utiliza una climatología basada en 35 años de datos, el hecho de que la línea frontal se ubique aproximadamente en la posición que ocupa la línea de anomalías nulas podría dar cuenta de cierta tendencia de los frentes de altura a tornarse estacionarios en tal posición. Los dos armónicos más representativos de la evolución temporal de los scores son el segundo (onda semianual) y el tercero (onda terianual), con varianzas explicadas de $\approx 26\%$ y \approx 14%, respectivamente. Del primer panel de series temporales puede verse que los valores positivos de los scores son más persistentes durante otoño, los negativos lo son en verano, y la máxima variabilidad se tiene durante el invierno. La EOF2 en modo

inverso representa adecuadamente en 500 hPa a un sistema de altas presiones por detrás de un frente. Esta situación tiene lugar cuando los scores adoptan valores negativos, mayormente significativos durante los meses de invierno según lo mostrado en la Fig. 5.1. El campo real mostrado se encuentra correlacionado positiva y significativamente con la EOF2 en modo directo, y en 500 hPa presenta una vaguada difluente al norte de las Islas Malvinas, una configuración altamente ciclogenética sobre la costa patagónica y el océano Atlántico. Ya se ha hecho mención a la estrecha relación que existe entre el ingreso de aire estratosférico hacia la troposfera, característico de un frente de altura, y la presencia de ciclogénesis. A la luz del comportamiento de los scores en mayor medida esto ocurre a mediados de otoño, fines del invierno y comienzos de la primavera, cuando los valores que adoptan los mismos son positivos, si bien las correlaciones más significativas ocurren durante otoño. Estos resultados están de acuerdo con aquellos que establecen que la ciclogénesis en la región mencionada es una característica presente a lo largo del año [e.g. Hoskins & Hodges, 2005] y no solamente del invierno; no obstante ello, debe tenerse en cuenta que los resultados se presentan dentro del marco de acoplamientos entre la tropopausa simple y 500 hPa, y no para niveles estándar en forma independiente.

En ocasiones los sistemas de alta presión que siguen a los frentes fríos son tan intensos que alcanzan latitudes muy bajas y dan lugar a *geadas* [Fortune & Kousky, 1983] o *friagens* [Myers, 1964; Marengo et al., 1997]. En los scores, la alternancia entre sistemas de baja y alta presión se ve reflejada por los cambios se signo que sufre la serie temporal tal y como se discutió para la EOF1, si bien es esperable que en términos climatológicos el promedio de invierno sea negativo. El segundo panel de series temporales de la Fig. 5.1 b) revela que los loadings parciales para tropopausa y 500 hPa adoptan en general el mismo signo a lo largo del año, quizá con la excepción de comienzos del verano y comienzos del invierno.

Hasta ahora la EOF2 es más discriminante en cuanto a fenómenos meteorológicos relacionados con el acoplamiento tropopausa/500 hPa se refiere, puesto que sólo con el pasaje de sistemas frontales se puede explicar su comportamiento a lo largo del año, a diferencia de la EOF1 que, como se verá, incluye efectos de escala mayor. Se verifica de esta manera que la tropopausa térmica puede utilizarse en el diagnóstico de los distintos fenómenos atmosféricos, como ya se ha hecho utilizando su contraparte dinámica [Morgan y Nielsen-Gammon, 1998; Nielsen-Gammon, 2001].

Quizás la EOF3 (Fig. 5.1 c) presenta un comportamiento más interesante que sus pares anteriores porque las estructuras espaciales de ambas variables difieren en la vertical. En efecto, en su modo directo la tropopausa se encuentra por debajo de sus valores medios en la región central del dominio, entre los $\approx 25^{\circ}$ S y $\approx 45^{\circ}$ S, mientras que 500 hPa se encuentra por debajo de sus valores medios en el extremo nororiental, sobre el sur de Brasil. Por su parte, los scores tienen un ciclo semianual marcado, con algo menos de 34% de varianza explicada, mientras que la varianza explicada de los armónicos restantes es despreciable. Los modos directos predominan durante otoño y primavera, y los modos inversos lo hacen en verano e invierno, pero existe alternancia de signos a lo largo de todo el año, por lo que de existir relación con algún fenómeno atmosférico más afín a ciertas épocas del año, habrá que dirigir la atención al comportamiento dictado por los scores. Se verá enseguida que las estructuras espaciales de la EOF3 responden en su modo directo a situaciones de bloqueo en la región analizada.

Lejenäs [1984] presenta la evolución temporal del índice de bloqueos $I(\lambda) = h_{35S}(\lambda) - h_{50S}(\lambda)$ a lo largo del año para distintas longitudes. El índice mencionado es un estándar en la identificación de situaciones de bloqueo cuando $I(\lambda) < 0$. Teniendo en cuenta que un bloqueo cubre un área considerable, el autor también hace uso de la condición $I(\lambda - 10^\circ) + I(\lambda) + I(\lambda + 10^\circ) < 0$ con el objetivo de no incluir situaciones que no ocupen una extensión espacial importante. Los valores de h utilizados corresponden a la altura geopotencial, en este caso del nivel de 500 hPa, para la longitud λ especificada. Al efectuar una comparación cualitativa entre su Figura 3 para $\lambda = 60^{\circ}$ O y $\lambda = 40^{\circ}$ O con los scores aquí mostrados resulta que para los meses en los que el flujo de 500 hPa se encuentra bloqueado los scores presentan valores positivos. En otras palabras, cuando el flujo en 500 hPa se encuentra bloqueado para $40^{\circ}\text{O} \le \lambda \le 60^{\circ}\text{O}$, la EOF3 se encuentra en modo directo, lo cual sugiere relacionarla con la presencia de bloqueos en la región. El campo real de mejor correlación con la EOF3 es un collado, y en virtud de que el coeficiente de correlación entre el campo real y la EOF3 es negativo y significativo, en modo directo la EOF3 efectivamente representa una situación de bloqueo. Al extender ligeramente las isolíneas sobre la región enmascarada y hacer uso del índice $I(\lambda)$ se tendrá que $I(\lambda \approx 55^{\circ} \text{O}) < 0$ para 500 hPa en el modo directo de la EOF3. Los scores reflejan entonces que los bloqueos en 500 hPa tienen dos máximos de ocurrencia, uno en otoño y el otro en primavera, en concordancia con resultados previos [e.g. Canziani et al., 2002]. De acuerdo a la EOF3 en modo directo, cuando existe un bloqueo en 500 hPa sobre el Atlántico la tropopausa corriente arriba sobre la región central de Argentina se encuentra por debajo de su altura media. El bloqueo del flujo del oeste fuerza a las partículas a desviarse hacia el sur o hacia el norte para sortearlo. A manera de ejemplo, esta característica de los bloqueos se traduce en un desdoblamiento del jet durante invierno en la región del Pacífico Sur [Bals-Elsholz et al., 2001]. Suponiendo que el anticiclón bloqueante pueda ser representado por un obstáculo circular fijo inmerso en una corriente uniforme que fluve hacia el este, la curvatura de las líneas de corriente establecen un eje vaguada (cuña) al norte (sur) del obstáculo. Asimismo, ambas son difluentes corriente abajo del anticiclón. Invocando la teoría del desarrollo de Sutcliffe-Petterssen, el término de la difluencia establece que a medida que una partícula se aleja del bloqueo moviéndose hacia el este existirá un aumento (disminución) de la vorticidad ciclónica en superficie para la rama que se desvió hacia el norte (sur). De esta forma, existirá ciclogénesis (anticiclogénesis) en la región ocupada por la rama norte (sur) corriente abajo del anticiclón bloqueante, que es precisamente lo observado aquí. Ya se ha mencionado que un descenso de la tropopausa favorece la inestabilización de la troposfera. La teoría del desarrollo predice el efecto inverso, en el cual la ciclogénesis da cuenta de un descenso de la tropopausa. Queda también desmitificado el hecho de que un bloqueo posee sobre la tropopausa un efecto ascendente en toda su región de influencia, pues al noreste del mismo la tropopausa ciertamente desciende, con condiciones favorables a la ciclogénesis [Grandoso & Núñez, 1955].

La EOF3 en modo inverso puede representarse por el campo real mostrado. Cuando dos anticiclones (uno ubicado sobre la costa sur de Brasil y el otro sobre el norte de Chile) y dos centros de baja presión (ubicados uno sobre la Patagonia y el otro al este de Bolivia) conforman el collado del modo inverso de la EOF3 en 500 hPa, la tropopausa sube sobre el continente en la región central de Argentina. El hecho de intercambiar las ubicaciones de altas y bajas respecto del modo directo tiene, naturalmente, el efecto inverso en la tropopausa. En relación a los loadings parciales, puede notarse que existen épocas del año en las cuales los valores de ambas correlaciones son de signo opuesto, y aquí las conclusiones extraídas no pueden aplicarse. Particularmente para aquellas épocas del año en las que la EOF3 se encuentra en modo directo, i.e. bloqueos de 500 hPa sobre el Atlántico, dichas correlaciones tienen mismo donde afortunadamente el signo ambas son significativas simultáneamente, a fines del otoño y comienzos y fines de la primavera. Asimismo, los loadings parciales para tropopausa presentan un ciclo semianual bien marcado. Sin embargo, los loadings parciales para 500 hPa parecen estar dominados por una onda de mayor frecuencia. No se continuará con este tipo de análisis debido a que se encuentra fuera del objetivo de la presente tesis. En definitiva, la EOF3 responde a la presencia de un collado en 500 hPa, y la posición de la tropopausa dependerá de la distribución de las altas y las bajas que conforman este collado.

Es posible seguir con el análisis de las EOFs de orden superior, pero dado que la varianza explicada por ellas, i.e. los autovalores de la matriz de correlación, no satisfacen la regla de North et al. [1982] [ver también Quadrelli et al., 2005] no se avanzará con ellas y se pasará directamente al análisis del acoplamiento entre la tropopausa simple y 100 hPa.

5.2 Tropopausa simple y 100 hPa

La serie de figuras incluidas en la Figura 5.2 muestra las tres primeras EOFs y sus scores asociados. A su vez, la Tabla 5.2 presenta las varianzas explicadas para cada una de las estructuras espaciales mencionadas.

EOF	Varianza (%)	Varianza Acumulada (%)
1	25.12	25.12
2	10.25	35.37
3	6.31	41.68

Tabla 5.2 – Ídem a la Tabla 5.1, pero para el acoplamiento de tropopausa simple y 100 hPa.

(A)



Figura 5.2 – Estructuras espaciales y evoluciones temporales asociadas al acoplamiento de alturas normalizadas de tropopausa simple y 100 hPa. Cada grupo de estructuras espaciales muestra la EOF (arriba) y el campo real mejor correlacionado con ella (abajo). Tropopausa (100 hPa) corresponde al panel ubicado a la izquierda (derecha). El orden es (a) EOF1; (b) EOF2; (c) EOF3. Las líneas sólidas (punteadas) representan valores positivos (negativos), mientras que la línea sólida más gruesa denota el cero. El panel superior de evoluciones temporales muestra los scores (negro) y los loadings (gris) asociados a cada EOF. La mejor correlación corresponde a (a) r = 0.74; (b) r = 0.86; y (c) r = 0.68. El panel inferior de evoluciones temporales muestra los horizontales para tropopausa (negro) y 100 hPa (gris). Las líneas punteadas horizontales representan los valores $r = \pm 0.3$. Ver texto para mayores detalles.



Figura 5.2 a) – continuación





Figura 5.2 b)



Figura 5.2 b) – continuación

(C)



Figura 5.2 c)



Figura 5.2 c) – continuación

Para la EOF1 (Fig. 5.2 a) las estructuras espaciales muestran que las anomalías de altura de tropopausa y 100 hPa se encuentran en fase prácticamente en todo el dominio, con un mínimo en la región central, aproximadamente sobre la provincia de Buenos Aires y Uruguay. El primer panel de series temporales evidencia que los scores se encuentran fuertemente dominados por una onda semianual que explica más del 80% de la varianza total de la serie. Esto denota un fuerte acoplamiento semianual entre ambas variables, el cual puede en parte deberse a que la superficie de ambas variables es prácticamente coincidente en el extremo norte del dominio, aunque en la mayor parte de la región analizada la superficie de 100 hPa se encuentra por encima de la tropopausa simple. Existe, como enseguida se verá, un fenómeno de grandes escalas que podría relacionarse directamente con el comportamiento descripto. La varianza explicada por la EOF1 es de 28.12% y puesto que es la más representativa puede establecerse que la tropopausa simple está mejor correlacionada con la baja estratosfera que con la troposfera media (500 hPa). Los scores presentan máximos a fines del otoño/comienzos del invierno y a fines de la primavera, mientras que los mínimos se alcanzan a fines del verano/comienzos del otoño y fines del invierno, encontrándose en contrafase con la serie temporal de scores para el acoplamiento de la tropopausa con 500 hPa (Fig. 5.1 a). Como las estructuras espaciales también son opuestas la tropopausa simple, 500 y 100 hPa se comportan de manera solidaria para el campo espacial más representativo.

Poco se ha hablado hasta el momento de la interacción estratosfera-troposfera, si bien un descenso de la tropopausa está sinópticamente asociado a calentamientos en la estratosfera. Al observar cuidadosamente las Figuras 5.1 a) y 5.2 a) puede suponerse que existe subsidencia en todos los niveles ubicados por debajo de 100 hPa y por encima de 500 hPa aproximadamente durante los solsticios, por lo que las EOF1 mostradas en dichas figuras deben estar íntimamente ligadas a algún evento que influencie tanto la baja estratosfera como la troposfera media. Si bien en ambos casos la marcada presencia del armónico correspondiente a la onda semianual es altamente sugestiva, hasta aquí no hay evidencia suficiente para aventurar algún tipo de conclusión puesto que la metodología utilizada ha removido los ciclos de más baja frecuencia (i.e. valores medios y onda anual) de las series temporales, por lo que es natural la aparición de ciclos de frecuencia mayor dominando a las series temporales.

La Figura 5.3 muestra la climatología mensual de la componente media zonal del viento en la región ecuatorial, de 1000 a 0.1 hPa. Puede observarse en ella que la dirección del viento se revierte dos veces durante el año, con máxima señal entre los 5 y 1 hPa, en la alta estratósfera, pero también se presenta una señal (bastante más débil) entre 150 y 70 hPa. En la alta estratósfera, el viento medio sopla hacia el oeste durante verano e invierno (Hemisferio Sur, HS) aunque es más intenso en la primera de las estaciones, y revierte su dirección (sopla hacia el este) durante los equinoccios, manifestando de esta forma su carácter semianual. La climatología de la Figura 5.3 también revela que para el período 1979-2001 el fenómeno se ha intensificado respecto de la misma climatología para el período 1958-1978. Estos ciclos de la atmósfera media son bien conocidos, casi por obviedad son denominados oscilación semianual (semiannual oscillation, SAO), y no son característica única ni de latitudes ecuatoriales ni de la atmósfera media [e.g. Kochanski, 1972; Meehl, 1991]. No es el objetivo del presente trabajo hacer una revisión de la SAO, y el lector interesado en mayores detalles deberá referirse, por ejemplo, a Delisi y Dunkerton [1988] y referencias allí incluidas, o a Hamilton [1986] y referencias allí incluidas.



Figura 5.3 – Ciclo anual del viento medio zonal para la región ecuatorial. El panel superior (inferior) muestra la climatología para el período 1958-1978 (1979-2001). La imagen corresponde a la Figura G1 del ERA-40 Atlas [Kållberg et al., 2005].

Las temperaturas troposféricas también presentan una oscilación semianual muy marcada. En efecto, en la marcha anual de la diferencia $T_{500}(50^{\circ}\text{S}) - T_{500}(65^{\circ}\text{S})$ el segundo armónico explica ~60% de la varianza total de la serie [Meehl, 1991]. Además, $T_{500}(50^{\circ}\text{S}) > T_{500}(65^{\circ}\text{S})$ aproximadamente durante los equinoccios, y lo opuesto ocurre aproximadamente durante los solsticios. En términos de viento térmico, para alguna región situada entre las latitudes mencionadas $\overline{u_{500}} > 0$ durante los equinoccios, y $\overline{u_{500}} < 0$ durante los solsticios. De esta forma, $\overline{u_{500}}$ se encuentra en fase con la SAO estratosférica mostrada en la Fig. 5.3. Asimismo, la evolución temporal de scores de la Fig. 5.1 a) se encuentra en fase con la marcha anual de $T_{500}(50^{\circ}\text{S}) - T_{500}(65^{\circ}\text{S})$ mencionada.

Usando el sistema cuasigeostrófico puede demostrarse [e.g. Houghton, 2002; Vallis, 2006] que para que exista propagación vertical de ondas de Rossby debe satisfacerse la condición $0 < \overline{u} < \beta/(k_x^2 + k_y^2)$, siendo $\mathbf{k} = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} + k_z \hat{z}$ el vector número de onda, por lo cual \overline{u} debe soplar hacia el este, y no muy intensamente, para que exista propagación vertical. Dentro del marco descripto por $T_{500}(50^{\circ}\text{S}) - T_{500}(65^{\circ}\text{S})$ la propagación vertical en 500 hPa sólo es posible durante los equinoccios, aunque puede ser factible que la regla se viole en algunos casos [Charney & Drazin, 1961] de la misma manera que la mecánica cuántica permite que una partícula atraviese una barrera de potencial [e.g. Ballentine, 1998]. No obstante ello, en la situación más general para latitudes medias y altas, es aproximadamente durante los equinoccios que la energía es transmitida hacia la baja estratósfera, por la primera ley de la termodinámica dando lugar a calentamientos simplemente debido a un exceso de energía. Se pone así en evidencia una interacción troposfera-estratósfera de carácter directo o inverso,

dependiendo de la época del año considerada. Durante los equinoccios, la propagación vertical de ondas de Rossby generadas en la troposfera "arrastra" a todos los niveles considerados hacia arriba. Para una onda de Rossby en propagación vertical la capacidad de efectuar trabajo es proporcional a \overline{u} [Vallis, 2006], que usualmente es máximo en el nivel de la tropopausa, de manera que las ondas pierden energía en el proceso y sólo las más energéticas son capaces de llegar a la estratósfera. Algunas señales de perturbaciones sinópticas pueden encontrarse en niveles de la baja estratosfera tan altos como 50 hPa [Canziani & Legnani, 2003]. A la vez que la propagación vertical atraviesa la tropopausa existe un paulatino calentamiento de la baja estratósfera como producto de la acumulación de energía transferida por las ondas. Esta acumulación de energía llega a su punto máximo a comienzos de los solsticios y entonces el calentamiento de la baja estratosfera se traduce en descensos de los niveles de la alta troposfera/baja estratósfera (upper troposphere/lower stratosphere, UT/LS) y de la troposfera media, tal y como lo muestran todas las estructuras espaciales de EOF1 vistas hasta el momento. Ya ha sido mencionado el factor desestabilizador que introduce en la troposfera un descenso de la tropopausa, de manera que a la larga la propagación vertical de ondas de Rossby tiene por efecto desestabilizar a la troposfera. La relación entre la topografía y la generación de ondas planetarias es bien conocida [Grose & Hoskins, 1979; Revell & Hoskins, 1984; Egger, 1998] y dado que la única fuente de ondas de Rossby se encuentra en la troposfera, no es casual que bajo las condiciones propicias para propagación vertical las máximas anomalías tengan lugar corriente abajo de los Andes. Este fenómeno, que no es sólo local, es bien conocido y se denomina lee cyclogenesis [Newton, 1956; Bleck, 1977; Uccellini, 1980; Mattocks y Bleck, 1986; Aebischer & Schär, 1998; Hoskins & Hodges, 2005]. Estas mismas regiones son altamente ciclogenéticas cuando la propagación vertical se encuentra inhibida, verano e invierno primordialmente de acuerdo a los resultados mostrados aquí, en concordancia con otros resultados conocidos [e.g., Hoskins & Hodges, 2005]. Es importante recalcar que si bien todos los procesos descriptos son dinámicamente consistentes, los argumentos presentados son puramente especulativos. Suponiéndolos correctos, la UT/LS no respondería ni instantánea ni localmente a los calentamientos de la baja estratósfera. Muy por el contrario, habría cierta demora (aproximadamente un cuarto de año en este caso) en la respuesta, y la región influenciada abarcaría un área mucho mayor, lo cual está de acuerdo con estudios que indican que la influencia de la estratósfera en la troposfera es de carácter no local y fundamentalmente de grandes escalas [e.g. Baldwin & Dunkerton, 2001; Shepherd, 2002; Charlton et al., 2005; Thompson et al., 2005]. Puesto que es sabido que el sistema posee cierta inercia, la explicación es aceptable en la medida que se considere que $T_{500}(50^{\circ}\text{S}) - T_{500}(65^{\circ}\text{S})$ está basado en promedios zonales para el hemisferio. La principal crítica que puede hacerse es que de acuerdo a las estructuras espaciales mostradas en las Figuras 5.1 a) y 5.1 b) las latitudes de máxima actividad, i.e. los máximos valores absolutos de anomalías, se encuentran fuera del rango de latitudes comprendido entre 50°S y 65°S. Sin embargo, existen trabajos [e.g. Canziani & Legnani, 2003] que indican que el criterio del flujo zonal medio no siempre es correcto para localizar las regiones con condiciones favorables a la propagación vertical, sino que también son importantes las anomalías que las ondas de escala planetaria generan localmente en él. De esta manera, aunque especulativa, la propagación vertical de ondas planetarias parece ser una explicación plausible al comportamiento observado en la EOF1 en vista de que el criterio para tal comportamiento es más amplio que el que se restringe al análisis del flujo zonal medio en el rango de latitudes 50°S-65°S. La interacción entre las perturbaciones y el flujo básico es materia de estudio del intercambio de energía entre distintas escalas de la atmósfera y se encuentra fuera del objetivo de la presente tesis. En cuanto a los loadings parciales, los mismos revelan que las mayores persistencias de correlaciones significativas tienen lugar bien entrada cada una de las estaciones del año, presumiblemente cuando el régimen de circulación se ha tornado estacionario. Asimismo, ambas correlaciones se encuentran en fase prácticamente durante todo el año, salvo algunas excepciones (comienzos del invierno por ejemplo).

La segunda estructura más representativa para el acoplamiento entre la tropopausa simple y 100 hPa (Fig. 5.2 b) explica algo más del 10% de la varianza total, un porcentaje muy similar al representado por la EOF2 de la Fig. 5.1 b), la cual está asociada al pasaje de frentes. Al igual que en aquel caso, la serie temporal de scores está dominada por el segundo armónico y la evolución temporal es muy similar, si bien la varianza explicada aquí por la onda semianual asciende a 44%, casi el doble del representado para los scores en aquel caso, lo cual nuevamente podría deberse a que la tropopausa simple se encuentra muy cercana a 100 hPa en algunas porciones del dominio. No obstante ello, nuevamente puede concluirse que la tropopausa simple se encuentra de seria esplicada que con la troposfera [Seidel & Randel, 2006]. Ya que las estructuras espaciales y temporales se corresponden con las de la Fig. 5.1 b), su comportamiento también estaría asociado al pasaje de frentes. En relación a los loadings parciales de la Figura 5.2 b) puede verse que en general ambas correlaciones se encuentra ne fase.

Al igual que con 500 hPa, se verá enseguida que la EOF3 se encuentra asociada a situaciones de bloqueo. En primera medida es necesario establecer bajo qué condiciones se está en presencia de un flujo bloqueado en 100 hPa. La Figura D30 de
Kållberg et al. [2005] indica que existe un núcleo frío alrededor de los 100 hPa sobre la zona ecuatorial, y que la temperatura de este nivel aumenta hacia los polos. Invocando la relación inversa que existe entre altura y temperatura, la altura de la superficie de 100 hPa disminuirá hacia los polos. De esta manera, cuando para una longitud determinada las anomalías de altura de 100 hPa son positivas en una cierta latitud y negativas para una latitud menor, se estará en presencia de una inversión del patrón medio. En el marco de las estructuras espaciales obtenidas, dicha inversión no puede ser denominada bloqueo a menos que exista cierta persistencia de valores negativos de los scores de la EOF3, el cual es efectivamente el caso aquí. La estructura espacial para la EOF3 (Fig. 5.2 c) representa algo más del 6% de la varianza espacial total, mientras que los armónicos segundo y cuarto explican en conjunto el 28% de la varianza para la serie temporal de los scores, con aproximadamente dos terceras partes de ese porcentaje representado por la oscilación trimestral, i.e. estacional. Las estructuras espaciales de la EOF3 se encuentran en contrafase respecto de su contraparte de la Fig. 5.1 c) y con una disposición más zonal para 100 hPa. En vista de que las series temporales de scores también están en contrafase, a las estructuras aquí discutidas les cabe la misma interpretación, y responden mayormente durante los equinoccios a un flujo bloqueado en latitudes medias, con la tropopausa simple, 500 y 100 hPa por encima de sus valores medios en el sur del dominio, con una explicación a ello similar a la expuesta para los campos de la Fig. 5.1 c). Alternativamente, puede compararse la serie temporal de los scores aquí presentada con la Figura 3 de Lejenäs [1984] para verificar que cualitativamente en los meses en los que existe mayor cantidad de bloqueos en 500 hPa sobre el Atlántico Sur las estructuras aquí mostradas se presentan en modo inverso. Los loadings parciales para tropopausa y 500 hPa indican que ambos campos se encuentran mayormente en fase a lo largo del año, con excepción de principios del otoño, mediados

del invierno, y comienzos de la primavera. Sin embargo, el resultado más importante es que ambas correlaciones se encuentran en fase y son significativas a mediados de los equinoccios, cuando las situaciones de bloqueo son más frecuentes.

El método aplicado permite obtener distintos campos de circulación y sus evoluciones temporales, las primeras independientes entre sí en el dominio espacio, y las segundas en el dominio temporal. Matemáticamente, cada estructura espacial se corresponde con un autovector de la matriz de correlación, y es natural entonces que algunas de ellas no representen algún proceso físicamente posible, sobre todo las de orden superior. Es decir, ellas son a priori matemáticamente posibles, pero no físicamente posibles. No es casual, sin embargo, que todos los mapas presentados hasta el momento hayan podido identificarse con ciertos procesos físicos más o menos recurrentes para nuestras latitudes. Justamente las primeras EOFs son las que representan la mayor varianza o, dicho en otras palabras, están asociadas a fenómenos que explican los mayores porcentajes de variabilidad dentro del amplio rango de fenómenos atmosféricos que pueden darse en nuestra región. Si eventualmente existe algún campo real asociado con fenómenos menos frecuentes, el mismo tendría que estar bien correlacionado con aquellas EOFs de orden superior no tratadas aquí. Un importante resultado para destacar es que las tres primeras EOFs describen procesos similares para el acoplamiento de tropopausa simple con 500 hPa y con 100 hPa. En otras palabras, la señal que existe para el comportamiento conjunto de la tropopausa simple y la troposfera media también se encuentra presente para la relación entre la tropopausa simple y la baja estratósfera, por lo que es natural inferir que existe una propagación de la señal de los fenómenos más significativos entre la troposfera media y la UT/LS.

Ya se ha postulado que, en general, un descenso importante de la tropopausa simple estará asociado con rompimientos de la misma, presentándose una tropopausa inferior y una superior. De esta manera, al estudiar el acoplamiento de eventos de tropopausas múltiples a través de sus tropopausas inferior y superior con 500 y 100 hPa, deberían encontrarse pocas diferencias respecto de los resultados presentados para tropopausa simple en el primer caso, y aproximadamente el comportamiento inverso para el segundo. En lo que sigue, estableceremos si efectivamente esto es así.

5.3 Tropopausa inferior y 500 hPa

La Tabla 5.3 muestra las varianzas explicadas para las tres primeras EOFs incluidas en la Figura 5.4, asociadas al acoplamiento de la tropopause inferior y 500 hPa. Las estructuras espaciales mostradas en esta última figura representan aproximadamente la cuarta parte de la varianza total en el dominio espacial.

EOF	Varianza (%)	Varianza Acumulada (%)
1	11.10	11.10
2	8.63	19.73
3	5.49	25.22

Tabla 5.3 – Ídem a la Tabla 5.1, pero para el acoplamiento de tropopausa inferior y 500 hPa.

(A)



Figura 5.4 – Estructuras espaciales y evoluciones temporales asociadas al acoplamiento de alturas normalizadas de tropopausa inferior y 500 hPa. Cada grupo de estructuras espaciales muestra la EOF (arriba) y el campo real mejor correlacionado con ella (abajo). Tropopausa (500 hPa) corresponde al panel ubicado a la izquierda (derecha). El orden es (a) EOF1; (b) EOF2; (c) EOF3. Las líneas sólidas (punteadas) representan valores positivos (negativos), mientras que la línea sólida más gruesa denota el cero. El panel superior de evoluciones temporales muestra los scores (negro) y los loadings (gris) asociados a cada EOF. La mejor correlación corresponde a (a) r = -0.73; (b) r = 0.71; y (c) r = -0.66. El panel inferior de evoluciones temporales muestra los horizontales para tropopausa (negro) y 500 hPa (gris). Las líneas punteadas horizontales representan los valores $r = \pm 0.3$. Ver texto para mayores detalles.



Figura 5.4 a) – continuación





Figura 5.4 b)



Figura 5.4 b) – continuación

(C)



Figura 5.4 c)



Figura 5.4 c) – continuación

La Figura 5.4 a) muestra la EOF1 asociada al acoplamiento de la tropopausa inferior con 500 hPa, como así también sus scores. Ambas estructuras espaciales combinadas explican algo más del 11% de la varianza espacial total, y presentan una disposición similar a las mostradas en la Fig. 5.1 a) en el sentido de que se encuentran en fase simultáneamente, estando en modo directo (inverso) mayormente durante los equinoccios (solsticios). A su vez, la serie temporal de los scores está fuertemente dominada por una onda semianual que representa algo más del 44% de la varianza total de la serie, y está completamente en fase con la presentada en la Fig. 5.4 a). De esta forma, las evoluciones temporales de la EOF1 en las estructuras de las Figuras 5.1 a) y 5.4 a) estarían asociadas a los mismos procesos físicos, de manera que no es necesario reiterarlos y sólo se mencionará que con respecto a la tropopausa simple, la estructura de anomalías de altura de la tropopausa inferior es más chata, es decir, sus desviaciones respecto de los valores medios son mucho menores. Esta característica peculiar podría explicarse como sigue. Dado que un rompimiento de la tropopausa se encuentra asociado a la presencia de un jet que se posiciona entre las tropopausas inferior y superior, y que para un jet el valor de \overline{u} es considerable, la propagación vertical de ondas de Rossby estará parcialmente inhibida. Nuevamente es necesario efectuar una aclaración en cuanto a la relación entre el valor de \overline{u} y la posibilidad de propagación vertical ya que, si bien la teoría establece que basta con conocer \overline{u} , también es importante el valor del viento zonal de las perturbaciones, como así también la cortante vertical [Canziani & Legnani, 2003] la cual no es tenida en cuenta en el presente trabajo. Dicho esto, utilizando sólo el criterio de \overline{u} podrá existir propagación vertical de ondas de Rossby en el nivel de 500 hPa, pero no en el entorno de la tropopausa inferior, por sobre la cual se ubica el jet asociado al frente en altura. Podría argumentarse que si la inhibición en la propagación vertical es satisfactoria para explicar las observaciones

de la tropopausa inferior en la EOF1, el mismo fenómeno fallaría en explicar los campos de tropopausa simple para la misma EOF (Fig. 5.1 a). Sin embargo, en presencia de tropopausas simples el jet es menos intenso, de manera que la propagación vertical sí sería posible, y de esta forma la explicación sigue siendo consistente. El panorama hasta el momento es el siguiente: bajo las suposiciones efectuadas, la propagación vertical de ondas planetarias es posible durante eventos de tropopausa simple, pero no durante rompimientos de la tropopausa. Al menos eso es lo que revelan los resultados presentados hasta aquí. El segundo panel de series temporales muestra que los loadings parciales se encuentran en general en fase.

El siguiente campo de circulación más representativo (Fig. 5.4 b) está asociado con una varianza explicada de casi el 9%. Los primeros armónicos, a excepción del primero que ha sido removido, explican los mayores porcentajes dentro de la varianza total de la serie temporal de scores, siendo la onda semianual la más importante de todas, aunque con un porcentaje exiguo (\approx 13%). Las estructuras espaciales son muy similares a las mostradas en la Fig. 5.1 b), la cual se asoció al ingreso de frentes fríos desde el sudeste. Aquí, los signos de los scores se alternan entre positivos y negativos a lo largo de todo el año aunque la persistencia de valores negativos de los mismos es mayor en los meses de invierno, indicando que desde el punto de vista de la tropopausa inferior los ingresos de frentes fríos (desde el sudeste) tienen cierta preferencia de ocurrencia en la mencionada estación, en acuerdo con lo encontrado para la tropopausa simple (Fig. 5.1 b). Además, a diferencia de la Fig. 5.1 b) la línea frontal en 500 hPa se encuentra adelantada respecto del frente en altura. Como se verá, este comportamiento no es característico de la EOF2 actual, sino de todas las EOF2 que restan analizar. A este respecto, la Figura 5.5 a) ejemplifica muy bien la situación discutida aquí. En efecto, dentro del marco de un rompimiento de la tropopausa térmica provocado por la presencia de un jet de capas altas, tanto por encima como por debajo del jet la zona frontal se encuentra adelantada, ubicándose el jet en la concavidad. De esta manera, los resultados están en perfecto acuerdo con el modelo conceptual. En términos de la tropopausa dinámica (Fig. 5.5 b) ocurre, desde luego, algo similar, pues el análogo del rompimiento es un pliegue de la superficie isertélica, la cual adopta cualitativamente la misma posición que la esbozada por la Fig. 5.5 a). Para el HN, la trayectoria que sigue el aire estratosférico es descendente y hacia latitudes bajas, y el mismo comportamiento puede esperarse en el HS, en concordancia con los resultados mostrados en la Fig. 5.4 b). En relación a los loadings parciales puede observarse ambas series se encuentran en fase. Asimismo, las correlaciones para 500 hPa son en general mayores en valor absoluto, algo que podría relacionarse con una mayor variabilidad de la tropopausa inferior.

(A)



Figura 5.5 – a) Corte vertical de la troposfera y la baja estratósfera mostrando la disposición que adopta una zona frontal con la altura. La línea gruesa marca los límites de la zona frontal. Nótese la presencia de un jet ubicado entre las tropopausas inferior y superior, y que en el nivel de la tropopausa el frente se encuentra atrasado respecto de 500 y de 100 hPa [Figura obtenida de Berggren, 1952]; b) Corte vertical, para una longitud arbitraria, mostrando la disposición de la tropopausa dinámica con la latitud. Puede notarse que el jet de capas altas también se ubica en la concavidad formada por el pliegue, y consecuentemente la zona frontal también se encuentra adelantada tanto por encima como por debajo de dicha concavidad (Ja = Jet Ártico; Jp = Jet Polar; Js = Jet subtropical) [Figura obtenida de Shapiro et al., 1987].



Figura 5.5 (continuación)

Haciendo uso del mismo índice de bloqueos mencionado al analizar la Fig. 5.1 c) aquí se tiene que el campo de circulación de 500 hPa asociado a la EOF3 (Fig. 5.4 c) también se encuentra bloqueado, y por ejemplo $I(\lambda \approx 60^{\circ} \text{O}) < 0$. Para $\lambda = 60^{\circ} \text{O}$ Lejenäs [1984] muestra que sólo en los primeros meses de verano no hay indicios de bloqueos, mientras que el máximo absoluto ocurre a fines del verano/comienzos del otoño, máximo que también puede discernirse en la serie temporal de scores. La región de máximas anomalías de tropopausa de la EOF3 se encuentra desplazada hacia el sur unos 5 grados respecto de la de 500 hPa. Asimismo, el campo real mejor correlacionado con la EOF3 presenta en 500 hPa dos centros de baja presión y dos centros de alta presión intercalados en una disposición similar a la de un collado. Un análisis de los scores revela que los bloqueos no tienen una época preferencial de ocurrencia en vista de que la evolución temporal presenta una vacilación en el signo, si bien las correlaciones positivas (negativas) más significativas tienen lugar durante el verano (otoño), indicando que la probabilidad de bloqueos es máxima (mínima) en otoño (verano) en concordancia con los resultados de Lejenäs [1984]. El signo de los loadings parciales también presenta un comportamiento vacilante, y ambas series se encuentran en fase prácticamente a lo largo de todo el año.

5.4 Tropopausa inferior y 100 hPa

En la Tabla 5.4 se presentan las varianzas explicadas por cada una de las estructuras espaciales mostradas en la Figura 5.6, asociadas al acoplamiento de tropopausa inferior con 100 hPa. El porcentaje de varianza explicada por el conjunto es algo mayor que un tercio de la varianza espacial total, denotando que la tropopausa

inferior se encuentra mejor correlacionada con la baja estratósfera que con la troposfera media.

EOF	Varianza (%)	Varianza Acumulada (%)
1	25.52	25.52
2	5.96	31.48
3	4.38	35.86

Tabla 5.4 – Ídem a la Tabla 5.1, pero para el acoplamiento de tropopausa inferior y 100 hPa.

(A)



Figura 5.6 – Estructuras espaciales y evoluciones temporales asociadas al acoplamiento de alturas normalizadas de tropopausa inferior y 100 hPa. Cada grupo de estructuras espaciales muestra la EOF (arriba) y el campo real mejor correlacionado con ella (abajo). Tropopausa (100 hPa) corresponde al panel ubicado a la izquierda (derecha). El orden es (a) EOF1; (b) EOF2; (c) EOF3. Las líneas sólidas (punteadas) representan valores positivos (negativos), mientras que la línea sólida más gruesa denota el cero. El panel superior de evoluciones temporales muestra los scores (negro) y los loadings (gris) asociados a cada EOF. La mejor correlación corresponde a (a) r = -0.81; (b) r = -0.71; y (c) r = -0.67. El panel inferior de evoluciones temporales muestra los horizontales para tropopausa (negro) y 100 hPa (gris). Las líneas punteadas horizontales representan los valores $r = \pm 0.3$. Ver texto para mayores detalles.



Figura 5.6 a) - continuación





Figura 5.6 b)



Figura 5.6 b) – continuación





Figura 5.6 c)



Figura 5.6 c) – continuación

La EOF1 (Fig. 5.6 a) representa más de la cuarta parte de la varianza espacial total, presentando un campo muy chato para tropopausa, mientras que para 100 hPa existe en el centro del dominio un núcleo máximo de anomalías, positivas durante los equinoccios y negativas durante los solsticios, con una marcada onda semianual (más del 80% de la varianza temporal total de los scores asociados). De nuevo, el hecho de que este núcleo se disponga al este de los Andes no es esporádico pero, como se verá enseguida, en esta instancia no se puede invocar la propagación vertical de ondas de Rossby troposféricas para explicar los resultados obtenidos.

Al igual que con las EOF1 previamente analizadas, la presente estructura espacial se encuentra fuertemente dominada por un ciclo semianual, y nuevamente se verifica que la tropopausa (inferior en este caso) está mejor correlacionada con la baja estratósfera que con la troposfera media. Es importante mencionar que la tropopausa analizada aquí se ubica por debajo de los 100 hPa en todo el dominio, de manera que en este caso la relación mencionada no se ve influenciada por la superposición de ambas superficies en ciertas regiones, como eventualmente podría ocurrir con la tropopausa simple.

Hasta el momento, todas las series temporales de scores asociadas con las EOF1 se encuentran en fase, con una onda semianual más o menos marcada, y el único ingrediente que se necesita para explicar satisfactoriamente la estructura de 100 hPa mostrada aquí es un campo de vientos que presente en este nivel una reversión en el signo de \overline{u} dos veces al año, es decir, una disposición similar a la mostrada, por ejemplo, en la Figura 5.3 para 1 hPa. Sin embargo, aún cuando estos campos se encuentren disponibles la presencia de un jet intenso ligado a la actividad frontal en UT/LS (recordemos que la tropopausa tratada aquí es una de las que tienen lugar en un rompimiento) inhibe la propagación vertical de ondas generadas en la troposfera, y es por ello que el campo de anomalías en la tropopausa inferior es chato. Entonces, si la propagación vertical desde la troposfera se encuentra inhibida por debajo de 100 hPa (esto es, por encima de la tropopausa inferior), no existe forma de que sean ondas de Rossby generadas en la troposfera las que provocan un ascenso de la superficie de 100 hPa por delante del frente en UT/LS. Sin embargo, aún podría tratarse de propagación vertical de ondas de Rossby, pero no de las generadas por calor diabático o por la topografía en la troposfera, sino generadas por inestabilidades baroclínicas en la zona de influencia del jet en la región de UT/LS. En otras palabras, el mismo jet que inhibe la propagación vertical de ondas desde la troposfera generaría inestabilidades que permiten la creación de nuevas ondas por encima de él a expensas tanto de la energía consumida en la reflexión de las primeras como del flujo básico, con propagación vertical hacia la baja estratósfera. Por otro lado, durante un rompimiento existe una importante entrada de aire estratosférico hacia la troposfera, y en las cercanías del jet asociado los fenómenos son eminentemente turbulentos. Se ponen aquí de manifiesto los intercambios de energía entre distintas escalas de la atmósfera en su máximo esplendor, incluyendo a la sinóptica (el jet y la zona frontal en UT/LS), a la planetaria de las ondas de Rossby troposféricas, y a los transportes turbulentos de calor a través del jet, que profundizan el sistema en altura [Gidel & Shapiro, 1979; ver también Apéndice A], aunque también puede existir un intercambio troposfera-estratósfera de carácter no turbulento en ciertos casos [Danielsen et al., 1991]. En relación a los loadings parciales mostrados en el segundo panel de series temporales ambas estructuras espaciales se encuentran mayormente en fase cuando ambos los coeficientes de correlación son significativos.

Con respecto a la EOF2 (Fig. 5.6 b), el nivel de 100 hPa se encuentra dividido por una línea prácticamente zonal en dos sectores de anomalías de signo opuesto, mientras que para la tropopausa inferior sucede algo similar, pero la línea divisoria se encuentra desplazada hacia mayores latitudes y dispuesta no tan zonalmente. La ubicación de las anomalías respecto de la línea divisoria es similar, con las positivas (negativas) ubicadas al norte (sur) de ella en el modo directo. Los tres armónicos que le siguen a la onda semianual son importantes para la evolución temporal de los scores, y entre ellos la máxima varianza explicada la tiene la onda trimestral. En modo inverso, la estructura espacial parecería indicar que se trata del avance de un frente, esta vez con dirección prácticamente meridional. De acuerdo a lo mencionado anteriormente, los frentes que avanzan hacia el norte son los responsables de generar friagens, y son más frecuentes de observar durante los meses de invierno [Marengo et al., 1997]. A juzgar por su evolución temporal parecería que la situación descripta es característica de todo el año, aunque más frecuente durante comienzos del otoño, fines del otoño/comienzos de invierno, comienzos de primavera y comienzos de verano (todas estas situaciones se corresponden con una persistencia de valores positivos de los scores, mientras que la existencia de cuatro máximos está de acuerdo con la presencia de una onda trimestral). Por el contrario, las mayores persistencias de valores negativos de los scores ocurren a fines del verano, fines del otoño, mediados y fines del invierno, y mediados de la primavera. Sin embargo, las máximas correlaciones (negativas) ocurren durante el invierno y, de hecho, los campos reales mostrados en la Fig. 5.6 b) corresponden a esta época del año. Esto es un indicio que legitima la conclusión de que la EOF2 se asocia con el avance de un frente desde el sur, pues el peso (dado por los scores) que tiene el campo de anomalías positivas tanto para 100 hPa como para tropopausa por detrás del frente -una característica de la subsidencia de los anticiclones que suceden a los

frentes- dentro del año climático es máximo durante el invierno, precisamente cuando los frentes fríos son más intensos. Adicionalmente, otro de los indicios está relacionado con el adelantamiento de la zona frontal (aquí asociada a anomalías nulas) en 100 hPa respecto de tropopausa. Este adelantamiento ya fue discutido y es una característica de la actividad frontal en la UT/LS (cf. Fig. 5.5). Sin embargo, podría argumentarse que dicho adelantamiento es particularmente exagerado para los campos de la EOF2. La posible explicación para ello es que las anomalías nulas quizás no sean un buen referente de la línea frontal, si bien la mencionada separación es más acotada para los campos reales. Los loadings parciales presentados en el segundo panel de series temporales revelan que los campos de tropopausa y 100 hPa se encuentran mayormente en fase a lo largo del año, y que en general el campo de 100 hPa se encuentra mejor representado por el correspondiente de la EOF2 que lo que lo está la tropopausa, particularmente durante el invierno.

Nuevamente, una interpretación plausible para lo observado en la EOF3 (Fig. 5.6 c) puede ser la misma utilizada en los casos anteriores. En efecto, si se hace $I_{100}(\lambda) = h_{355}(\lambda) - h_{505}(\lambda)$ se verifica que $I_{100}(\lambda \approx 60^{\circ} \text{O}) < 0$ por lo que el flujo en 100 hPa se encuentra bloqueado para latitudes altas. Los scores revelan que la mayor persistencia del modo directo de la EOF3 tiene lugar a mediados de otoño y de primavera, en coincidencia con la presencia de bloqueos en la región, pero también que el fenómeno tiene lugar prácticamente durante todo el año, con excepción de comienzos del verano. El descenso de la superficie de 100 hPa en el modo directo conlleva consecuencias dramáticas en latitudes medias, donde la tropopausa (inferior) también desciende, permitiendo el ingreso de vorticidad ciclónica a la troposfera superior a través del rompimiento de la tropopausa. Como ya fue mencionado, la presencia de un

bloqueo favorece la ciclogénesis al norte del mismo, de manera que nuevamente se verifica la relación entre la ciclogénesis y los rompimientos de la tropopausa (térmica). A su vez, la entrada de aire estratosférico favorecería un incremento en las concentraciones de ozono en la troposfera [Steinbrecht et al., 1998] a la vez que también aumentaría la concentración de otros trazadores estratosféricos pasivos, como ¹⁴C, ⁹⁰Sr y ¹⁸⁵W [Telegadas & List, 1969, y referencias allí incluidas]. La climatología de la evolución de los scores a lo largo del año revela que el fenómeno descripto es más bien característico de principios de otoño y fines de la primavera. En contraposición, cuando sobre el continente se ubica un centro de alta presión, i.e. la EOF3 en modo inverso, las concentraciones de los gases mencionados disminuyen en la troposfera. El segundo panel de series temporales de la Figura 5.6 c) revela que los loadings parciales para tropopausa y 100 hPa se encuentran en general en fase, aunque 100 hPa está mejor correlacionado. Como ya se mencionó, este hecho debe asociarse a la mayor variabilidad que presenta la tropopausa.

5.5 Tropopausa superior y 500 hPa

La Tabla 5.5 presenta las varianzas explicadas por la tres primeras EOFs correspondientes al acoplamiento de la tropopausa superior con 500 hPa, mientras que las estructuras espaciales y las evoluciones temporales asociadas se incluyen en la Figura 5.7. Las tres estructuras espaciales representadas por las EOFs explican algo menos de la cuarta parte de la varianza total.

EOF	Varianza (%)	Varianza Acumulada (%)
1	11.44	11.44
2	8.00	19.44
3	4.73	24.17

Tabla 5.5 – Ídem a la Tabla 5.1, pero para el acoplamiento de tropopausa superior y 500 hPa.

(A)



Figura 5.7 – Estructuras espaciales y evoluciones temporales asociadas al acoplamiento de alturas normalizadas de tropopausa superior y 500 hPa. Cada grupo de estructuras espaciales muestra la EOF (arriba) y el campo real mejor correlacionado con ella (abajo). Tropopausa (500 hPa) corresponde al panel ubicado a la izquierda (derecha). El orden es (a) EOF1; (b) EOF2; (c) EOF3. Las líneas sólidas (punteadas) representan valores positivos (negativos), mientras que la línea sólida más gruesa denota el cero. El panel superior de evoluciones temporales muestra los scores (negro) y los loadings (gris) asociados a cada EOF. La mejor correlación corresponde a (a) r = 0.73; (b) r = 0.70; y (c) r = -0.65. El panel inferior de evoluciones temporales muestra los horizontales para tropopausa (negro) y 500 hPa (gris). Las líneas punteadas horizontales representan los valores $r = \pm 0.3$. Ver texto para mayores detalles.



Figura 5.7 a) – continuación

(B)



Figura 5.7 b)



Figura 5.7 b) – continuación

(C)



Figura 5.7 c)



Figura 5.7 c) – continuación

En su modo directo la EOF1 (Fig. 5.7 a) muestra en 500 hPa la existencia de un núcleo de máximas anomalías positivas en el centro del dominio, aproximadamente al norte de la provincia de Buenos Aires. Sin embargo, el campo de anomalías de tropopausa presenta mayormente valores negativos, con núcleos de ascenso solamente en la costa sur de Brasil y Uruguay y en el norte de Chile. La serie temporal de scores tiene un comportamiento semianual interesante (48%), con máximos aproximadamente durante los equinoccios. En vista de ello, cabe para 500 hPa la misma interpretación de propagación vertical de ondas planetarias que la utilizada en los casos anteriores. Como ya fue discutido, la propagación vertical hacia la estratósfera desde la troposfera se encuentra inhibida por la presencia del jet, más intenso ante un rompimiento de la tropopausa, por lo que los núcleos de ascenso descriptos para la tropopausa superior podrían emparentarse con una generación de ondas debido a inestabilidades baroclínicas en la UT/LS por encima del jet. Como era de suponerse, la barrera dinámica que genera el jet permite que 500 hPa y la tropopausa superior presenten un comportamiento inverso. Es bien sabido que sinópticamente la advección de vorticidad ciclónica en la UT/LS produce subsidencia y calentamiento de la estratósfera, descenso de la tropopausa, y ascenso de la troposfera inferior con un máximo en el nivel de no divergencia, usualmente cercano a los 500 hPa. Esto es justamente lo observado en la EOF1 aquí presentada. Con todo, las anomalías de altura de tropopausa son exiguas y puede deducirse que la tropopausa superior mantendrá su posición a lo largo del año, efectuando quizás pequeños desplazamientos verticales. Esto no es sorprendente teniendo en cuenta que la tropopausa superior marca el límite exterior de la capa de transición que separa la estratósfera de la troposfera [e.g. Bischoff et al., 2007]. El segundo panel de series temporales de la Figura 5.7 a) revela que, en general, el campo

real de 500 hPa se correlaciona mejor con su par de la EOF1 que la tropopausa, algo que tiene sentido debido a la mayor variabilidad que presenta la tropopausa.

Hasta el momento la EOF2 ha sido asociada al avance de frentes. La Figura 5.7 b) también parecería simular el avance de un frente, y el hecho de que la línea de cambio de anomalías en la tropopausa se encuentre retrasada respecto de la de 500 hPa parecería sustentar la misma interpretación. Nuevamente, las anomalías de altura de tropopausa no son importantes, y quizás esto se deba a que la actividad frontal no es tan intensa en el nivel de la tropopausa superior. El armónico dominante en la evolución temporal de los scores es el correspondiente a una onda bimestral, representando aproximadamente 14% de la varianza total de la serie. Dado que dicho porcentaje no denota un ciclo muy marcado, puede interpretarse que la estructura descripta no tiene una época exclusiva de ocurrencia, si bien es interesante notar que existe una mayor persistencia de valores negativos de los scores (que para 500 hPa representa en la EOF2 a un anticiclón avanzando por detrás de la línea frontal) hacia fines del invierno y comienzos de la primavera, en coincidencia con la época de máxima variabilidad en la región. De nuevo, la correlación entre los campos reales y su contraparte de la estructura espacial de la EOF2 es, para 500 hPa, en general de mayor valor absoluto que las correlaciones de tropopausa.

Con respecto a la EOF3 (Fig. 5.7 c) la serie temporal de scores no tiene un ciclo distintivo, y más bien el mayor porcentaje de varianza explicada se reparte entre los primeros armónicos. En su modo inverso, el flujo en 500 hPa se encuentra nuevamente bloqueado, mientras que la tropopausa se presenta por debajo de los valores medios prácticamente en todo el dominio. Debido a que las propiedades de la tropopausa
superior son más bien estratosféricas que troposféricas, nuevamente se aprecia aproximadamente un comportamiento inverso para ella. El modo inverso de la EOF3 ocurre preferentemente cuando hay persistencia de valores negativos de los scores asociados, es decir, a mediados de verano y mediados de primavera, aunque tiene lugar durante todo el año. En cualquier caso, en comparación con el campo de 500 hPa el campo de anomalías para la tropopausa es chato, poniendo nuevamente de manifiesto que la tropopausa superior no presenta grandes fluctuaciones verticales. En cuanto a los loadings parciales mostrados en el segundo panel de series temporales de la Figura 5.7 c) puede apreciarse que en general 500 hPa está mejor correlacionado que tropopausa.

5.6 Tropopausa superior y 100 hPa

Es el último acoplamiento que resta por analizar. La varianza explicada por cada una de las tres primeras EOFs se presenta en la Tabla 5.6; la varianza acumulada por ellas es cercana al 40%, resultado que no es sorprendente debido al carácter mayormente estratosférico que posee la tropopausa superior.

EOF	Varianza (%)	Varianza Acumulada (%)
1	25.99	25.99
2	5.94	31.93
3	4.58	36.51

Tabla 5.6 – İ	Ídem a la	Tabla 5.1, pe	ero para e	l acoplamiento	de tropopausa	superior y	100
hPa.							

Como podía esperarse, la evolución temporal de las estructuras espaciales de la EOF1 (Fig. 5.8 a) está fuertemente modulada por una oscilación semianual (≈82%).

Según los resultados del capítulo anterior, la tropopausa superior se ubica por encima de 100 hPa en la mayoría del dominio. Asimismo, el comportamiento inverso observado para tropopausa y 100 hPa es similar al de la Fig. 5.7 a), si bien la magnitud de las anomalías en 500 hPa es mayor. Por ello, puede nuevamente invocarse la propagación vertical de ondas, generadas como producto de inestabilidades baroclínicas del jet responsable del rompimiento, para interpretar el campo de anomalías de 100 hPa. Con respecto al campo de anomalías de este nivel, el de tropopausa es muy chato, con ligeras desviaciones respecto de los valores medios. De esta manera, prácticamente no existiría propagación vertical de ondas a través de la tropopausa superior en el marco de la EOF analizada. Visto de otra manera, la tropopausa superior marcaría un límite cuasi-rígido entre la zona de transición estratósfera-troposfera y la estratósfera propiamente dicha, sobre todo en la mitad superior del dominio, pues en el sur la variabilidad es importante (ver capítulo anterior). Esto también se ve reflejado en la EOF1, donde las máximas anomalías de tropopausa tienen lugar en el sector sur. La serie temporal de loadings parciales para 100 hPa y tropopausa se encuentran en fase prácticamente a lo largo de todo el año, con excepción de finales de primavera. Asimismo, el nivel estándar se encuentra mejor correlacionado que tropopausa, y con mayor cantidad de valores significativos.

La segunda estructura más representativa para el acoplamiento entre tropopausa superior y 100 hPa (Fig 5.8 b) puede todavía ser identificado con el avance de un frente, la misma interpretación que le cabe a la Fig. 5.6 b). De hecho, si se efectúa una comparación de ambas evoluciones temporales de scores se observará que están prácticamente en fase. Además, el mayor porcentaje de varianza de la serie temporal corresponde a las ondas trimestral y cuatrimestral, una situación muy similar a la encontrada para la figura mencionada, y el eje de división entre anomalías positivas y negativas se encuentra adelantado para 100 hPa. En este caso, el campo de tropopausa superior se encuentra algo más perturbado que en todos los casos analizados anteriormente, con anomalías comparables a las de 100 hPa por delante del frente, y con descensos menos marcados por detrás. En términos de los loadings parciales, el nivel estándar de los campos reales se encuentra mejor correlacionado con su contraparte de la EOF2 que tropopausa. Un detalle interesante es que se presenta aquí un número inusual de correlaciones significativas.

Sorprendentemente, las estructuras asociadas a la EOF3 presentan un ciclo semianual importante ($\approx 29\%$), con un campo de anomalías de tropopausa muy perturbado, de magnitudes comparables e incluso superiores a las del campo de 100 hPa. Claramente las estructuras se presentan en modo directo (inverso) durante verano e invierno (otoño y primavera). En su modo directo la EOF3 está representando un flujo bloqueado en 100 hPa, mientras que la tropopausa superior presenta máximas anomalías positivas sobre la misma región que se encuentran las máximas anomalías positivas en 100 hPa. Sin embargo, la serie temporal de scores se encuentra completamente en contrafase con una que representaría la presencia de bloqueos en la región, de manera que la asociación de la EOF3 con bloqueos no puede efectuarse. La correlación de la EOF3 con los campos reales presenta una persistencia de valores significativos negativos justamente cuando, de acuerdo a la presencia de bloqueos en la región, deberían ser de signo contrario para representar correctamente al fenómeno. De esta forma, la asociación de la EOF3 con bloqueos queda descartada. Teniendo en mente la persistencia de scores positivos durante el verano, podría relacionarse a la EOF3 discutida con la presencia de MCCs, recordando que los mismos son más frecuentes en verano [Velasco & Fritsch, 1987]. Asimismo, el campo de perturbaciones de altura de tropopausa en estos casos es consistente con la disposición que adopta la tropopausa en la Figura 11 de Poulida et al. [1996], donde existe un domo central de máximas anomalías positivas producto de la corriente ascendente principal, y anomalías negativas en el límite exterior del yunque. Los loadings parciales muestran que efectivamente tropopausa y 100 hPa se encuentran mayormente en fase a lo largo del año.

En resumen, aún cuando el objetivo principal de esta sección es el de presentar las distintas estructuras espaciales más representativas para el acoplamiento de las diferentes tropopausas con dos niveles estándar, en todos los casos se ha podido identificar a las estructuras mostradas con ciclos o fenómenos conocidos de la atmósfera en la región analizada. La EOF1 está mayormente dominada por la onda semianual, directamente relacionada con propagaciones verticales de ondas de Rossby troposféricas, o generadas por inestabilidades baroclínicas en altura. La EOF2 se asocia al avance de frentes hacia menores latitudes, desde el sur o el sudeste. Finalmente, la EOF3 está mayormente asociada con efectos bloqueantes. Es importante mencionar que todas estas asociaciones son materia de especulación, si bien en la mayoría de los casos existen evidencias que sustentan los argumentos presentados. De esta forma, la inclusión de la tropopausa térmica como una variable de diagnóstico permite la detección de fenómenos conocidos.

(A)



Figura 5.8 – Estructuras espaciales y evoluciones temporales asociadas al acoplamiento de alturas normalizadas de tropopausa superior y 100 hPa. Cada grupo de estructuras espaciales muestra la EOF (arriba) y el campo real mejor correlacionado con ella (abajo). Tropopausa (100 hPa) corresponde al panel ubicado a la izquierda (derecha). El orden es (a) EOF1; (b) EOF2; (c) EOF3. Las líneas sólidas (punteadas) representan valores positivos (negativos), mientras que la línea sólida más gruesa denota el cero. El panel superior de evoluciones temporales muestra los scores (negro) y los loadings (gris) asociados a cada EOF. La mejor correlación corresponde a (a) r = -0.81; (b) r = 0.64; y (c) r = 0.63. El panel inferior de evoluciones temporales muestra los horizontales para tropopausa (negro) y 100 hPa (gris). Las líneas punteadas horizontales representan los valores $r = \pm 0.3$. Ver texto para mayores detalles.



Figura 5.8 a) – continuación

(B)



Figura 5.8 b)



Figura 5.8 b) – continuación

(C)



Figura 5.8 c)



Figura 5.8 c) – continuación

6. CONCLUSIONES

En vista de los objetivos planteados y de los resultados obtenidos la presente tesis invita a continuar con la línea de investigación aquí planteada. El material presentado aquí pretende ser la continuación del estudio climatológico de tropopausas de Yuchechen [2004] y Bischoff et al. [2007]. Ambos trabajos, elaborados a partir de la base establecida en Velasco & Necco [1981], fueron pioneros en la introducción de una climatología de ocurrencia de eventos de tropopausas simples y dobles para la República Argentina sobre tres estaciones aerológicas de distintas latitudes (SAEZ, SARE y SAVC), como así también de los valores medios y desvíos estándar mensuales de las variables presión, altura, temperatura y temperatura potencial. En aquella ocasión, por medio del estudio de casos particulares también se asoció el descenso de la tropopausa simple y su posterior rompimiento al pasaje de frentes fríos, y no solamente a la presencia de jet subtropical (STJ) como comúnmente se cree. La extensión del estudio de la climatología básica de las diferentes tropopausas a estaciones de radiosondeo ubicadas tanto en Argentina, como en Chile, el sur de Brasil y las Islas Malvinas, ha permitido confeccionar campos espaciales para diversas variables en el nivel de las distintas tropopausas con el objetivo de resumir de una manera más clara y concisa los resultados obtenidos, entendiendo que una climatología de valores medios y de desvíos estándar es el punto de partida de cualquier análisis posterior. Dichos mapas se confeccionaron para las cuatro estaciones del año con el doble objetivo de diferenciar el comportamiento estacional y de condensar la información disponible.

Desde el punto de vista de los datos utilizados, es importante mencionar que el método aplicado ha permitido obtener una completa base de datos tanto de tropopausa

como de diversos niveles estándar, consistida internamente, que será útil en estudios futuros de distinta índole. En relación a esto y teniendo en cuenta el estrecho vínculo que presenta la tropopausa con ciertos efectos antropogénicos [e.g. Santer et al., 2003] el análisis de tendencias es un ejemplo de trabajo a futuro.

Los campos medios de presión de tropopausa simple revelan que existe un agudo gradiente meridional en una región relativamente angosta dispuesta zonalmente, aproximadamente coincidente a lo largo del año con la posición del STJ. Es bien sabido que dicha región es altamente baroclínica y que cualquier perturbación puede resultar en la amplificación de ondas inestables. Una comparación entre los campos de presión de eventos de tropopausas simples y dobles revela que la tropopausa simple se ubica por encima de la tropopausa inferior y por debajo de la tropopausa superior, de manera que es claro que cuando la región de la alta troposfera/baja estratosfera (UT/LS) es sometida a tales perturbaciones la tropopausa simple se rompe, permitiendo la presencia de dos o más tropopausas, aunque ciertamente el caso más frecuente es el de tropopausas dobles. Esto es así porque la zona frontal que se establece en altura genera distintas capas estables que son consistentes con la definición de tropopausa. El estado base para la tropopausa, por así decirlo, corresponde a una tropopausa simple, en el cual la tropopausa ubicada del lado ciclónico (anticiclónico) del STJ se encuentre más baja (alta), adoptando un agudo gradiente meridional. Cuando la situación así lo permite la intensificación del jet rompe la tropopausa, hace descender la inferior y ascender la superior, a la vez que nuevas capas estables también identificadas como tropopausas coexisten en distintos niveles, formando así una doble tropopausa en vastas regiones a ambos lados del jet. Cabe aclarar que estos fenómenos no son posibles sin la presencia de baroclinicidad, algo que ocurre permanentemente en el flanco polar del STJ, donde la cortante horizontal es ciclónica, y quizás por ello frecuentemente se asocian los rompimientos a su presencia. En términos de variabilidad la tropopausa superior adquiere los mayores valores de desvío estándar en el sector sur del dominio, a la vez que su superficie se curva hacia la estratósfera, mientras que lo contrario ocurre con la tropopausa inferior, cuya curvatura es hacia la troposfera. Se ha presentado un esquema que modela el ingreso de aire estratosférico en la región para tales circunstancias. El aumento en la intensidad del jet durante un rompimiento permite que los procesos turbulentos sean los dominantes, y el ingreso del aire estratosférico se produce precisamente a través del jet [e.g. Reiter & Mahlman, 1965]. De esta forma la presencia de cualquier jet en altura tiene el potencial de generar rompimientos, y tanto el STJ en la región subtropical como los jets asociados a sistemas frontales en latitudes medias son importantes contribuyentes a la presencia de aire estratosférico en la troposfera. En vista de la relación que existe entre los descensos de la tropopausa simple, los rompimientos de la misma y la ciclogénesis, estos resultados están de acuerdo con la existencia de al menos dos regiones preferenciales para la ciclogénesis, ambas corriente abajo de los Andes [e.g. Hoskins & Hodges, 2005], hecho que también remarca la importancia que tiene la orografía en este tipo de procesos, ya que la ondas de montaña, i.e. lee waves, que se generan a barlovento de los Andes podrían ser el detonante del proceso de rompimiento. Además, la presencia ocasional de un jet de capas bajas que corre paralelo a los Andes en dirección aproximada norte-sur aporta cierta baroclinicidad extra a la región, dado que la combinación del mencionado jet y del STJ resulta en una cortante vertical importante, sin mencionar la inyección de humedad que el mismo provee desde la región ecuatorial de Brasil. De acuerdo a Velasco y Fritsch [1987] esto tiene su correlato en una mayor presencia estival de sistemas convectivos de mesoescala (mesoscale convective complexes, MCCs), que también producen un efecto de

rompimiento en la tropopausa. Sinópticamente, en verano la inyección de humedad desde el norte es máxima cuando la baja del noroeste argentino está presente, pues justo al este de los Andes la circulación anticiclónica del Anticiclón del Atlántico Sur se ve reforzada por la ciclónica de la baja.

En reiteradas ocasiones ha sido mencionada la intensificación del jet en los rompimientos. En el presente trabajo dicha intensificación sólo ha sido mostrada para ejemplos particulares en algunas estaciones, y es tarea pendiente el efectuar una climatología del viento máximo y compararla con las climatologías de tropopausas aquí presentadas.

Dado que la posición de la tropopausa responde primordialmente a fenómenos de escala sinóptica o mayor, como las inestabilidades que se generan debido a la baroclinicidad del estado básico [e.g. Zdunkowski & Bott, 2003], se han propuesto posibles fenómenos característicos de la región que ayuden a interpretar las estructuras de covarianza obtenidas. Naturalmente, el STJ no puede estar ausente, pero dentro de escalas menores se cuenta el pasaje de frentes y las situaciones de bloqueo (ambos de escala sinóptica) y los MCCs, que son producto de una interacción entre distintas escalas. Todos los fenómenos mencionados tienen el potencial de alterar la región de la UT/LS, y se ha hecho mención de semejanzas y diferencias entre los campos obtenidos en base a la presencia o ausencia de tales fenómenos. Aún cuando existen estudios en otras latitudes (Hemisferio Norte primordialmente) que indican que el fenómeno de rompimiento de ondas (planetarias o gravitatorias) ejerce influencia sobre la tropopausa, esta rama de investigación es tarea pendiente.

Evidencia observacional y teorías especulativas permitieron asociar el acoplamiento de las distintas tropopausas con dos niveles estándar de la atmósfera, uno de la troposfera media (500 hPa) y otro de la baja estratósfera (100 hPa). Varios fenómenos característicos de la región analizada, de distintas escalas, han podido identificarse. El método implementado identifica intrínsecamente la escala de tales fenómenos en relación a la varianza explicada de la EOF analizada, de manera que se establece cierta jerarquía en la escala espacio/temporal de cada fenómeno atmosférico asociado, siendo la EOF1 la más representativa. La EOF1 en ningún caso representa el campo medio puesto que valores medios y ciclos anuales han sido removidos de todas las series temporales. El análisis de las tres primeras EOFs permite establecer que:

- La EOF1 se encontraría asociada a la propagación vertical de ondas planetarias.
 En vista de que tal propagación está favorecida durante los equinoccios e inhibida durante los solsticios los coeficientes temporales asociados a ella presentan una marcada oscilación semianual, en concordancia con el comportamiento de otras variables en la región [e.g. Meehl, 1991] como así también con la conocida oscilación semianual ecuatorial;
- La EOF2 estaría asociada al pasaje de frentes, avanzando desde el sudoeste en algunos casos y desde el sur en otros. Una mayor persistencia de valores significativos durante los meses de invierno para los loadings respaldarían esta conclusión, si bien en algunos casos la separación que existe entre la línea frontal sobre tropopausa y sobre cada nivel estándar es un tanto exagerada;
- A excepción del acoplamiento entre tropopausa superior y 100 hPa la EOF3 se relaciona con situaciones de bloqueo. Asimismo, el favorecimiento de la ciclogénesis al norte de los mismos también ha sido correctamente reproducido.

Un resultado destacable, común a todas las EOFs, es que el valor absoluto de los loadings parciales es generalmente mayor para los niveles estándar analizados que para tropopausa, cualquiera sea ella, lo cual da cuenta de que esta última presenta mayor variabilidad. Además, a grandes rasgos cada par de loadings parciales coincide en signo cuando ambos son significativos.

Una conclusión interesante que puede extraerse de la presente tesis es que la tropopausa térmica puede ser utilizada como una variable de diagnóstico paralelamente a lo efectuado con la tropopausa dinámica [Morgan & Nielsen-Gammon, 1998; Nielsen-Gammon, 2001]. En este sentido es importante enfatizar que ambas definiciones, usualmente disconexas en la literatura, pueden conciliarse en el marco de la presente climatología. Dentro de esta línea de investigación la presente tesis marca un punto de partida, aunque todavía resta la importante tarea de establecer diferencias y semejanzas entre ambas definiciones para sistemas extratropicales de nuestra región utilizando datos reales, de manera similar a lo efectuado con modelos numéricos [e.g. Wirth, 2000, 2001]. A tal efecto la base de datos de radiosondeos aquí utilizada puede ser un buen punto de partida.

Finalmente, en cuanto a acoplamientos con la tropopausa respecta la varianza explicada por las tres primeras EOFs es mayor para 100 hPa que para 500 hPa en cada tropopausa analizada. Este rasgo pone de manifiesto un resultado ya mencionado por otros autores acerca de que la tropopausa se encuentra mejor correlacionada con la baja estratósfera que con la troposfera media.

Shepherd [2002] propone el estudio de las interacciones entre la estratósfera y la troposfera con el objetivo de comprender las relaciones de causa-efecto en los patrones de variabilidad, no sólo desde una aproximación estadística, sino también mediante el análisis de casos particulares que permitan develar detalles que quizás se pasen por alto en la climatología. En este sentido, se ha dado un paso importante para nuestra región al identificar los principales patrones de variabilidad que unen a la baja estratósfera con la troposfera media utilizando a la tropopausa térmica como nexo, y en la mayoría de los casos se puede concluir que las perturbaciones en la troposfera media y en la baja estratósfera se encuentran en fase. Los resultados planteados aquí son de carácter climatológico pero muestran que existe una importante relación entre ambas regiones de la atmósfera, estableciendo que la tropopausa, o más genéricamente la UT/LS, se encuentra lejos de considerarse un límite rígido. Una manera de brindarle continuidad al presente trabajo con el objetivo propuesto por Shepherd [2002] en mente consiste en el análisis de situaciones particulares del tipo efectuado por Canziani & Legnani [2003], o bien en efectuar una climatología que solamente considere eventos extremos.

En síntesis, a la luz de los resultados descriptos la tropopausa térmica, que en los últimos años ha sido menospreciada en favor de su contraparte dinámica, permite resolver de manera precisa los principales procesos dinámicos de la atmósfera, ya sea utilizando una simple climatología o un método de cluster. De esta forma, todas las líneas de investigación propuestas pueden llevarse a cabo utilizando la tropopausa térmica que, a diferencia de su contraparte dinámica, es una tropopausa observada.

7. **REFERENCIAS**

- Aebischer, U., y C. Schär, 1998: Low-Level Potential Vorticity and Cyclogenesis to the Lee of the Alps, J. Atmos. Sci., 55, 186-207
- Ambaum, M., 1997: Isentropic Formation of the Tropopause, J. Atmos. Sci., 54, 555-568
- Appenzeller, C., H. C. Davies, y W. A. Norton, 1996: Fragmentation of stratospheric intrusions, J. Geophys. Res., 101 (D1), 1435-1456
- Appenzeller, C., y H. C. Davies, 1992: Structure of stratospheric intrusions into the troposphere, *Nature*, **358**, 570-572
- Baldwin, M. P., y J. R. Holton, 1988: Climatology of the Stratospheric Polar Vortex and Planetary Wave Breaking, J. Atmos. Sci., 45 (7), 1123-1142
- Baldwin, M. P., y T. J. Dunkerton, 2001: Stratospheric Harbingers of Anomalous Weather Regimes, *Science*, 294, 581-584, doi:10.1026/science.1063315
- Ballentine, L. E., 1998: Quantum Mechanics: A Modern Development, World Scientific, 658 pp.
- Bals-Elsholz, T. M., E. H. Atallah, L. F. Bosart, T. A. Wasula, M. J. Cempa, y A. R.Lupo, 2001: The Wintertime Southern Hemisphere Split Jet: Structure,Variability, and Evolution, J. Climate, 14, 4191-4215
- Bannon, P. R., 1979a: On the Dynamics of the East African Jet. I: Simulations of Mean Conditions for July, J. Atmos. Sci., 36, 2139-2152
- Bannon, P. R., 1979b: On the Dynamics of the East African Jet. II: Jet Transients, J. Atmos. Sci., 36, 2153-2168

- Baray, J.-L., G. Ancellet, T. Randriambelo, y S. Baldy, 1999: Tropical cyclone Marlene and stratosphere-troposphere exchange, J. Geophys. Res., 104 (D11), 13953-13970
- Baray, J.-L., V. Daniel, G. Ancellet, y B. Legras, 2000: Planetary-scale tropopause folds in the southern subtropics, *Geophys. Res. Lett.*, **27** (3), 353-356
- Batchelor, G. K., 1967: An Introduction to Fluid Mechanics, Cambridge University Press, 615 pp.
- Berbery, E. H., y C. S. Vera, 1996: Characteristics of the Southern Hemisphere Winter Store Track with Filtered and Unfiltered Data, *J. Atmos. Sci.*, **53** (3), 468-481
- Berggren, R., 1952: The distribution of temperature and wind connected with active tropical air in the higher troposphere and some remarks concerning clear air turbulence at high altitude, *Tellus*, **4**, 43-53
- Berrisford, P., B. J. Hoskins, y E. Tyrlis, 2007: Blocking and Rossby Wave Breaking on the Dynamical Tropopause in the Southern Hemisphere, J. Atmos. Sci., 64, 2881-2898
- Bethan, S., G. Vaughan, y S. J. Reid, 1996: A comparison of ozone and thermal tropopaus heights and the impact of tropopause definition on quantifying the ozone content of the tropopshere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **122**, 929-944
- Bindon, H. H., 1940: Relation between equivalent potential temperature and wet-bulb potential temperature, *Mon. Wea. Rev.*, **68**, 243-245
- Bischoff, S. A., P. O. Canziani, y A. E. Yuchechen, 2007: The tropopause at southern extratropical latitudes: Argentine operational rawinsonde climatology, *Int. J. Climatol.*, 27, 189-209, doi:10.1002/joc.1385
- Bishop, C. H., y A. J. Thorpe, 1994: Potential vorticity and the electrostatics analogy: Quasi-geostrophic theory, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 713-731

- Bleck, R., 1977: Numerical Simulations of Lee Cyclogenesis in the Gulf of Genoa, Mon. Wea. Rev., 105, 428-445
- Bluestein, H. B., 1993: Synoptic-Dynamic Meteorology in Midlatitudes, Vol. II: Observations and Theory of Weather Systems, Oxford University Press, 594 pp.
- Boer, G. J., 1982: Diagnostic Equations in Isobaric Coordinates, *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1801-1820
- Bosart, L. F., 1981: The President's Day Snowstorm of 18–19 February 1979: A Subsynoptic-Scale Event, *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 1542-1566
- Browell, E. V., M. A. Fenn, C. F. Butler, W. B. Grant, M. B. Clayton, J. Fishman, A. S.
 Bachmeier, B. E. Anderson, G. L. Gregory, H. E. Fuelberg, J. D. Bradshaw, S.
 T. Sandholm, D. R. Blake, B. G. Heikes, G. W. Sachse, H. B. Singh, y R. W.
 Talbot, 1996: Ozone and aerosol distributions and air mass characteristics over the South Atlantic Basin during the burning season, *J. Geophys. Res.*, 101 (D19), 24043-24068
- Bush, A. B. G., y W. R. Peltier, 1994: Tropopause Folds and Synoptic-Scale BaroclinicWave Life Cycle, J. Atmos. Sci., 51 (12), 1581-1604
- Butchart, N., y E. E. Remsberg, 1986: The Area of the Stratospheric Polar Vortex as a Diagnostic for Tracer Transport on an Isentropic Surface, *J. Atmos. Sci.*, **43** (13), 1319-1339
- Campetella, C. M., y N. E. Possia, 2007: Upper-level cut-off lows in southern South America, *Meteorol. Atmos. Phys.*, **96**, 181-191, doi:10.007/s00703-006-0227-2
- Canziani, P. O., R. H. Compagnucci, S. A. Bischoff, y W. E. Legnani, 2002: A study of impacts of tropospheric synoptic processes on the genesis and evolution of extreme total ozone anomalies over southern South America, *J. Geophys. Res.*, 107 (D24), 4741, doi:10.1029/2001JD000965

- Canziani, P. O., y W. E. Legnani, 2003: Tropospheric-stratospheric coupling: Extratropical synoptic systems in the lower stratosphere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**, 2315-2329, doi:10.1256/qj.01.109
- Cao, Z., y D.-L. Zhang, 2004: Tracking Surface Cyclones with Moist Potential Vorticity, *Adv. Atmos. Sci.*, **21** (5), 830-835
- Cao, Z., y H.-R. Cho, 1995: Generation of Moist Potential Vorticity in Extratropical Cyclones, *J. Atmos. Sci.*, **52** (18), 3263-3281
- Charlton, A. J., A. O'Neill, W. A. Lahoz, A. C. Massacand, y P. Berrisford, 2005: The impact of the stratosphere on the troposphere during the southern hemisphere stratospheric sudden warming, September 2002, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 131, 2171-2188
- Charney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. Meteor.*, **4** (5), 135-162
- Charney, J. G., y P. G. Drazin, 1961: Propagation of Planetary-Scale Disturbances from the Lower into the Upper Atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **66** (1), 83-109
- Chen, P., 1995: Isentropic cross-tropopause mass exchange in the extratropics, J. Geophys. Res., 100 (D8), 16661-16673
- Cho, H.-R., y Z. Cao, 1998: Generation of Moist Potential Vorticity in Extratropical
 Cyclones. Part II: Sensitivity to Moisture Distributions, J. Atmos. Sci., 55, 595-610
- Cohen-Tannoudji, C., B. Diu, y F. Laloë, 1977: *Quantum Mechanics*, Volumen 1, Hermann y John Wiley & Sons, Francia, 898 pp.
- Compagnucci, R. H., M. A. Salles, y P. O. Canziani, 2001: The spatial and temporal behaviour of the lower stratospheric temperature over the Southern Hemisphere:

the MSU view. Part I: Data, methodology, and temporal behaviour, *Int. J. Climatol.*, **21**, 419-437, doi:10.1002/joc.606

- Compagnucci, R. H., y M. A. Salles, 1997: Surface pressure patterns Turing the year over southern South America, *Int. J. Climatol.*, **17**, 635-653
- Cuevas, E., J. J. Rodríguez, M. Gil, J. C. Guerra, A. Redondas, y J. J. Bustos, 2007: Stratosphere-troposphere exchange processes driven by the subtropical jet, *Abstracts of the Seventh Annual Meeting of the European Meteorological Society/Eighth European Conference on Applications of Meteorology*, Vol. 4, EMS2007-A-00452, disponible en CD, ISSN 1812-7053
- Danielsen, E. F., 1968: Stratospheric-Tropospheric Exchange Based on Radioactivity, Ozone and Potential Vorticity, J. Atmos. Sci., 25, 502-518
- Danielsen, E. F., 1990: In Defense of Ertel's Potential Vorticity and Its General Applicability as a Meteorological Tracer, *J. Atmos. Sci.*, **47** (16), 2013-2020
- Danielsen, E. F., 1993: In Situ Evidence of Rapid, Vertical, Irreversible Transport of Lower Tropospheric Air Into the Lower Tropical Stratosphere By Convective Cloud Turrets and by Larger-Scale Upwelling in Tropical Cyclones, J. Geophys. Res., 98 (D5), 8665-8681
- Danielsen, E. F., R. S. Hipskind, W. L. Starr, J. F. Vedder, S. E. Gaines, D. Kley, y K.
 K. Kelly, 1991: Irreversible Transport in the Stratosphere by Internal Waves of Short Vertical Wavelength, J. Geophys. Res., 96 (D9), 17433-17452
- Davies, H. C., y A. M. Rossa., 1998: PV Frontogenesis and Upper-Tropospheric Fronts, Mon. Wea. Rev., **126**, 1528-1539
- Davis, H. F., 1963: *Fourier series and orthogonal functions*, Dover Publications, Nueva York, xii + 403 pp.

- Delisi, D. P., y T. J. Dunkerton, 1988: Seasonal Variation of the Semiannual Oscillation, J. Atmos. Sci., 45 (19), 2772-2787
- Drumond, A., R. Nieto, L. Gimeno, y T. Ambrizzi, 2008: A Lagrangian identification of major sources of moisture over Central Brazil and La Plata basin, J. Geophys. Res., 113, D14128, doi:10.1029/2007JD009547
- Dutton, J. A., 1986: *The Ceaseless Wind: An Introduction to the Theory of Atmospheric Motion*, Dover, Mineola, Nueva York, EE.UU., 617 pp.
- Egger, J., 1995: Tropopause Height in Baroclinic Channel Flow, J. Atmos. Sci., 52 (12), 2232-2241
- Egger, J., 1998: Mountain Torque and Rossby Wave Radiation, J. Atmos. Sci., 55, 2937-2945
- Emanuel, K. A., J. D. Neelin, y C. S. Bretherton, 1994: On large-scale circulations in convecting atmospheres, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 1111-1143
- Ertel, H., 1942a: Ein neuer hydrodynamischer Erhaltungssatz, *Naturwissenschaften*, **30**, 543-544
- Ertel, H., 1942b: Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz, Meteorol. Z., 59, 277-281
- Farrara, J. D., M. Ghil, C. R. Mechoso, y K. C. Mo, 1989: Empirical Orthogonal Functions and Multiple Flow Regimes in the Southern Hemisphere Winter, J. Atmos. Sci., 46 (20), 3219-3223
- Fortune, M. A., y V. E. Kousky, 1983: Two Severe Freezes in Brazil: Precursors and Synoptic Evolution, *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 181-196
- Fritsch, J. M., y R. A. Maddox, 1981: Convectively Driven Mesoscale Weather Systems Aloft. Part I: Observations, J. Appl. Meteor., 20, 9-19

- Fu, R., A.D. Del Genio, y W. B. Rossow, 1994: Influence of Ocean Surface Conditions on Atmospheric Vertical Thermodynamic Structure and Deep Convection, J. *Climate*, 7, 1092-1108
- Gaffen, D. J., 1994: Temporal inhomogeneities in radiosonde temperature records, J. Geophys Res., 99 (D2), 3667-3676
- Gao, S., X. Wang, y Y. Zhou, 2004: Generation of generalized moist potential vorticity in a frictionless and moist adiabatic flow, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L12113, doi:10.1029/2003GL019152
- Garreaud, R. D., 2000: Cold Air Incursions over Subtropical South America: Mean Structure and Dynamics, *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 2544-2559
- Gates, W. L., 1961: Static stability measures in the atmosphere, J. Meteor., 18, 526-533
- Gettelman, A., M. L. Salby, y F. Sassi, 2002: Distribution and influence of convection in the tropical tropopause region, J. Geophys. Res., 107 (D10), 4080, doi:10.1029/2001JD001048
- Gettelman, A., y P. M. de F. Forster, 2002: A Climatology of the Tropical Tropopause Layer, J. Meteor. Soc. Japan, 80 (4B), 911-924
- Gidel, L. T., y M. A. Shapiro, 1979: The Role of Clear Air Turbulence in the Production of Potential Vorticity in the Vicinity of Upper Tropospheric Jet Stream-Frontal Systems, J. Atmos. Sci., 36, 2125-2138
- Goering, M. A., W. A. Gallus Jr., M. A. Olsen, y J. L. Stanford, 2001: Role of stratospheric air in a severe weather event: Analysis of potential vorticity and total ozone, J. Geophys. Res., 106 (D11), 11813-11823
- Golub, G. H., y C. F. Van Loan, 1996: Matrix Computations, The Johns Hopkins University Press, Tercera Edición, 728 pp.

- Grandoso, H., y J. E. Núñez, 1955: Análisis de una situación de bloqueo en la parte austral de América del Sur, *Meteoros*, **5**, 35-54
- Griffiths, M., A. J. Thorpe, y K. A. Browning, 2000: Convective destabilization by a tropopause fold diagnosed using potential-vorticity inversion, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 125-144
- Grose, W. L., y B. J. Hoskins, 1979: On the Influence of Orography on Large-Scale Atmospheric Flow, J. Atmos. Sci., **36** (2), 223-234
- Gutowski, W. J., Jr., 1985: A Simple Model for the Interaction between Vertical Eddy Heat Fluxes and Static Stability, *J. Atmos. Sci.*, **42** (4), 346-358
- Hamilton, K., 1986: Dynamics of the Stratospheric Semiannual Oscillation, J. Meteor. Soc. Japan, 64 (2), 227-244
- Hartjenstein, G., 2000: Diffusive Decay of Tropopause Folds and the Related Cross-Tropopause Mass Flux, Mon. Wea. Rev., 128, 2958-2966
- Hartmann, D. L., 1977: On Potential Vorticity and Transport in the Stratosphere, J. Atmos. Sci., **34**, 968-977
- Haynes, P. H., y M. E. McIntyre, 1987: On the Evolution of Vorticity and Potential Vorticity In the Presence of Diabatic Heating and Frictional or Other Forces, J. Atmos. Sci., 44 (5), 828-841
- Haynes, P. H., y M. E. McIntyre, 1990: On the Conservation and Impermeability Theorems for Potential Vorticity, J. Atmos. Sci., 47 (16), 2021-2031
- Haynes, P., J. Scinocca, y M. Greenslade, 2001: Formation and maintenance of the extratropical tropopause by baroclinic eddies, *Geophys. Res. Lett.*, 28 (22), 4179-4182
- Held, I. M., 1982: On the Height of the Tropopause and the Static Stability of the Troposphere, J. Atmos. Sci., **39**, 412-417

- Hines, K. M, y C. R. Mechoso, 1991: Frontogenesis Processes in the Middle and Upper Troposphere, *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1225-1241
- Hoerling, M. P., 1992: Diabatic Sources of Potential Vorticity in the General Circulation, J. Atmos. Sci., 49 (23), 2282-2292
- Hoerling, M. P., T. K. Schaack, y A. J. Lenzen, 1991: Global Objective Tropopause Analysis, *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1816-1831
- Hoerling, M. P., T. K. Schaack, y A. J. Lenzen, 1993: A Global Analysis of Stratospheric–Tropospheric Exchange during Northern Winter, *Mon. Wea. Rev.*, 121,162-172
- Hoffman, J. A., 1971: Frentes, masas de aire y precipitaciones en el norte argentino, *Meteorológica*, **II** (1,2,3), 130-149
- Hoinka, K. P., 1998: Statistics of the Global Tropopause Pressure, *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 3303-3325
- Hoinka, K. P., 1999: Temperature, Humidity, and Wind at the Global Tropopause, *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 2248-2265
- Holton, J. R., 1986: Meridional Distribution of Stratospheric Trace Constituents, J. Atmos. Sci., 43 (12), 1238-1242
- Holton, J. R., 2004: An Introduction to Dynamic Meteorology, Cuarta Edición, Elsevier, xii + 535 pp.
- Holton, J. R., P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglass, R. B. Rood, y L. Pfister, 1995: Stratosphere-troposphere exchange, *Rev. Geophys.*, **33** (4), 403-439
- Hordij, J. H., y S. Bordón, 1987: Localización de las corrientes en chorro en relación con los frentes en superficie en América del Sur, Anales del II Congreso Interamericano de Meteorología / V Congreso Argentino de Meteorología, Buenos Aires, Argentina, 6.11.1-6.11.5

- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, y A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 877-946
- Hoskins, B. J., y F. P. Bretherton, 1972: Atmospheric Frontogenesis Models:Mathematical Formulation and Solution, J. Atmos. Sci., 29, 11-37
- Hoskins, B. J., y K. I. Hodges, 2005: A New Perspective on Southern Hemisphere Storm Tracks, J. Climate, 18, 4108-4129
- Houghton, J. T., 1977: The stratosphere and mesosphere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 1-29
- Houghton, J., 2002: *The Physics of Atmospheres*, Cambridge University Press, Tercera Edición, 320 pp.
- Inatsu, M., y B. J. Hoskins, 2004: The Zonal Asymmetry of the Southern Hemisphere Winter Storm Track, *J. Climate*, **17**, 4882-4892
- Johnson, R. H., 1986: Short-Term Variations of the Tropopause Height over the Winter MONEX Area, J. Atmos. Sci., **43** (11), 1152-1163
- Juckes, M. N., y M. E. McIntyre, 1987: A high-resolution one-layer model of breaking planetary waves in the stratosphere, *Nature*, **328**, 590-596
- Kållberg, P., P. Berrisford, B. Hoskins, A. Simmons, S. Uppala, S. Lamy-Thépaut, y R.
 Hine, 2005: ERA-40 Atlas, *ERA-40 Project Report Series No. 19*, European
 Centre for Medium Range Weather Forecasts, Shinfield Park, Reading, England, 191 pp.+viii
- Kasahara, A., 1974: Various Vertical Coordinate Systems Used for Numerical Weather Prediction, *Mon. Wea. Rev.*, **102**, 509-522
- Keyser, D., y M. A. Shapiro, 1986: A Review of the Structure and Dynamics of Upper-Level Frontal Zones, *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 452-499

- Keyser, D., y M. J. Pecnick, 1985a: A Two-Dimensional Primitive Equation Model of Frontogenesis Forced by Confluence and Horizontal Shear, J. Atmos. Sci., 42 (12), 1259-1282
- Keyser, D., y M. J. Pecnick, 1985b: Diagnosis of Ageostrophic Circulations in a Two-Dimensional Primitive Equation Model of Frontogenesis, J. Atmos. Sci., 42 (12), 1283-1305
- Keyser, D., y R. Rotunno, 1990: On the Formation of Potential-Vorticity Anomalies in Upper-Level Jet-Front Systems, *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 1914-1921
- Kincaid, D., y W. Cheney, 1994: Análisis numérico: Las matemáticas del cálculo científico, Addison-Wesley Iberoamericana, Wilmington, Delaware, EE.UU., 718 pp.
- Kochanski, A., 1972: Semiannual Variation at the Base of the Thermosphere, *Mon. Wea. Rev.*, **100** (3), 222-234
- Kowol-Santen, J., y G. Ancellet, 2000: Mesoscale analysis of transport across the subtropical tropopause, *Geophys. Res. Lett.*, **27** (20), 3345-3348
- Krishna Murthy, B. V., K. Parameswaran, y K. O. Rose, 1986: Temporal Variations of the Tropical Tropopause Characteristics, J. Atmos. Sci., 43 (9), 914-922
- Kutzbach, J. E., 1967: Empirical Eigenvectors of Sea-Level Pressure, Surface Temperature and Precipitation Complexes over North America, *J. Appl. Meteor.*, 6, 791-802
- Kutzbach, J. E., 1970: Large-scale features of monthly mean Northern Hemisphere anomaly maps of sea-level pressure, *Mon. Wea. Rev.*, **98** (9), 708-716
- Lamarque, J.-F., A. O. Langford, y M. H. Proffitt, 1996: Cross-tropopause mixing of ozone through gravity wave breaking: Observation and modeling, J. Geophys. Res., 101 (D17), 22969-22976

- Lamarque, J.-F., y P. G. Hess, 1994: Cross-Tropopause Mass Exchange and Potential Vorticity Budget in a Simulated Tropopause Folding, J. Atmos. Sci., **51** (15), 2246-2269
- Lattin, J., J. D. Carroll, y P. E. Green, 2003: Analyzing Multivariate Data, Duxbury Press, 556 pp.
- Lee, S., 1997: Maintenance of Multiple Jets in a Baroclinic Flow, J. Atmos. Sci., 54, 1726-1738
- Lejenäs, H., 1984: Characteristics of Southern Hemisphere blocking as determined from a time series of observational data, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **110**, 967-979
- Maddox, R. A., 1980: Mesoscale Convective Complexes, Bull. Amer. Meteor. Soc., 61 (11), 1374-1387
- Maddox, R. A., 1983: Large-Scale Meteorological Conditions Associated with Midlatitude, Mesoscale Convective Complexes, *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1475-1493
- Mak, M., 1982: On Moist Quasi-Geostrophic Baroclinic Instability, J. Atmos. Sci., 39, 2028-2037
- Manabe, S., y F. Möller, 1961: On the radiative equilibrium and heat balance of the atmosphere, *Mon. Wea. Rev.*, **89** (12), 503-532
- Manabe, S., y R. F. Strickler, 1964: Thermal Equilibrium of the Atmosphere with a Convective Adjustment, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 361-385
- Marengo, J. A., C. A. Nobre, y A. D. Culf, 1997: Climatic Impacts of "Friagens" in Forested and Deforested Areas of the Amazon Basin, J. Appl. Meteor., 36, 1553-1566
- Martius, O., C. Schwierz, y H. C. Davies, 2007: Breaking Waves at the Tropopause in the Wintertime Northern Hemisphere: Climatological Analyses of the

Orientation and the Theoretical LC1/2 Classification, J. Atmos. Sci., 64, 2576-2592, doi:10.1175/JAS3977.1

- Martius, O., C. Schwierz, y M. Sprenger, 2008: Dynamical Tropopause, Variability and Potential Vorticity Streamers in the Northern Hemisphere —A Climatologiacal Analysis, *Adv. Atmos. Sci.*, 25 (3), 367-379, doi:10.1007/s00376-008-0367-z
- Mattocks, C., y R. Bleck, 1986: Jet Streak Dynamics and Geostrophic Adjustment Processes during the Initial Stages of Lee Cyclogenesis, *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 2033-2056
- McIntyre, M. E., y T. N. Palmer, 1983: Breaking planetary waves in the stratosphere, *Nature*, **305**, 593-600
- McIntyre, M. E., y T. N. Palmer, 1985: A Note on the General Concept of Wave Breaking for Rossby and Gravity Waves, *Pure Appl. Geophys.*, **123**, 964-975
- Meehl, G. A., 1991: A Reexamination of the Mechanism of the Semiannual Oscillation in the Southern Hemisphere, *J. Climate*, **4**, 911-926
- Miller, J. E., 1948: On the concept of frontogenesis, J. Meteor., 5, 169-171
- Montgomery, R. B., 1937: A suggested method for representing gradient flow in isentropic surfaces, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **18**, 210-212
- Morgan, M. C., y J. W. Nielsen-Gammon, 1998: Using Tropopause Maps to Diagnose Midlatitude Weather Systems, *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 2555-2579
- Mote, P. W., K. H. Rosenlof, M. E. McIntyre, E. S. Carr, J. C. Gille, J. R. Holton, J. S. Kinnersley, H. C. Pumphrey, J. M. Russell III, y J. W. Waters, 1996: An atmospheric tape recorder: The imprint of tropical tropopause temperatures on stratospheric water vapor, J. Geophys. Res., 101 (D2), 3989-4006

Mudrick, S. E., 1974: A Numerical Study of Frontogenesis, J. Atmos. Sci., 31, 869-892

- Müller, R., y G. Günther, 2003: A Generalized Form of Lait's Modified Potential Vorticity, J. Atmos. Sci., 60, 2229-2237
- Myers, V. A., 1964: A cold front invasion of southern Venezuela, *Mon. Wea. Rev.*, **92** (11), 513-521
- Nakamura, H., y A. Shimpo, 2004: Seasonal Variations in the Southern Hemisphere
 Storm Tracks and Jet Streams as Revealed in a Reanalysis Dataset, J. Climate,
 17, 1828-1844
- Newell, R. E., y S. Gould-Stewart, 1981: A Stratospheric Fountain?, J. Atmos. Sci., 38, 2789-2796
- Newton, C. W., 1956: Mechanisms of circulation change during a lee cyclogenesis, *J. Meteor.*, **13**, 528-539
- Newton, C. W., 1959: Axial velocity streaks in the jet stream: Ageostrophic "inertial" oscillations, *J. Meteor.*, **16**, 638-645
- Nielsen-Gammon, J. W., 2001: A Visualization of the Global Dynamic Tropopause, Bull. Amer. Meteor. Soc., 82 (6), 1151-1167
- Nogués-Paegle, J., y K. C. Mo., 1997: Alternating Wet and Dry Conditions over South America during Summer, *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 279-291
- North, G. R., T. L. Bell, R. F. Cahalan, y F. J. Moeng, 1982: Sampling Errors in the Estimation of Empirical Orthogonal Functions, *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 699-706
- O'Sullivan, D. J., y M. H. Hitchman, 1992: Inertial Instability and Rossby Wave Breaking in a Numerical Model, *J. Atmos. Sci.*, **49** (12), 991-1002
- Pan. L. L., W. J. Randel, B. L. Gary, M. J. Mahoney, y E. J. Hintsa, 2004: Definitions and sharpness of the extratropical tropopause: A trace gas perspective, J. *Geophys Res.*, 109, D23103, doi:10.1029/2004JD004982

- Panetta, R. L., 1993: Zonal Jets in Wide Baroclinically Unstable Regions: Persistence and Scale Selection, J. Atmos. Sci., **50** (14), 2073-2106
- Petty, G. W., 2008: A First Course in Atmospheric Thermodynamics, Sundog Publishing, xiv + 336 pp.
- Phillips, N. A., 1957: A coordinate system having some special advantages for numerical forecasting, *J. Meteor.*, **14**, 184-185
- Physick, W. L., 1981: Winter depression tracks and climatological jet streams in the Southern Hemisphere during the FGGE year, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 107, 883-898
- Polvani, L. M., y R. A. Plumb, 1992: Rossby Wave Breaking, Microbreaking,
 Filamentation, and Secondary Vortex Formation: The Dynamics of a Perturbed
 Vortex, J. Atmos. Sci., 49 (6), 462-476
- Postel, G. A., y M. H. Hitchman, 1999: A Climatology of Rossby Wave Breaking along the Subtropical Tropopause, *J. Atmos. Sci.*, **56**, 359-373
- Postel, G. A., y M. H. Hitchman, 2001: A Case Study of Rossby Wave Breaking along the Subtropical Tropopause, *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 2555-2569
- Poulida, O., R. R. Dickerson, y A. Heymsfield, 1996: Stratosphere-tropopshere exchange in a midlatitude mesoscale convective complex, 1, Observations, J. Geophys. Res., 101 (D3), 6823-6836
- Poulida, O., R. R. Dickerson, y A. Heymsfield, 1996: Stratosphere-tropopshere exchange in a midlatitude mesoscale convective complex, *J. Geophys. Res.*, 101 (D3), 6823-6836
- Prezerakos, N. G., H. A. Flocas, y D. Brikas, 2006: The role of the interaction between polar and subtropical jet in a case of depression rejuvenation over the Eastern

Mediterranean, *Meteorol. Atmos. Phys.*, **92**, 139-151, doi:10.1007/s00703-005-0142-y

- Price, J. D., y G. Vaughan, 1993: The potential for stratosphere–troposphere exchange in cut-off low systems, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 343-365
- Quadrelli, R., C. S. Bretherton, y J. M. Wallace, 2005: On Sampling Errors in Empirical Orthogonal Functions, J. Climate, 18, 3704-3710
- Randel, W. J., D. J. Seidel, y L. L. Pan, 2007: Observational characteristics of double tropopauses, J. Geophys. Res., 112, D07309, doi:10.1029/2006JD007904
- Reed, R.J., 1955: A study of a characteristic type of upper-level frontogenesis, J. *Meteor.*, **12**, 226-237
- Reichler, T., M. Dameris, y R. Sausen, 2003: Determining the tropopause height from griddded data, *Geophys. Res. Lett.*, **30** (20), 2042, doi:10.1029/2003GL018240
- Reiter, E. R., 1963: A Case Study of Radioactive Fallout, J. Appl. Meteor., **2** (6), 691-705
- Reiter, E. R., 1975: Stratospheric-Tropospheric Exchange Processes, *Rev. Geophys.* Space Phys., **13** (4), 459-474
- Reiter, E. R., y J. D. Mahlman, 1965: Heavy Radioactive Fallout over the Southern United States, November 1962, *J. Geophys. Res.*, **70** (18), 4501-4520
- Revell, M. J., y B. J. Hoskins, 1984: Orographically Induced Rossby Wave Instabilities, J. Atmos. Sci., 41 (1), 51-67
- Richman, M. B., 1986: Rotation of Principal Components, J. Climatol., 6, 293-335
- Richman, M. B., y X. Gong, 1999: Relationships between the Definition of the Hyperplane Width to the Fidelity of Principal Component Loading Patterns, J. Climate, 12, 1557-1576

- Rood, R. B., A. R. Douglass, M. C. Cerniglia, y W. G. Read, 1997: Synoptic-scale mass exchange from the troposphere to the stratosphere, *J. Geophys. Res.*, **102** (D19), 23467-23485
- Salio, P., M. Nicolini, y E. J. Zipser, 2007: Mesoscale Convective Systems over Southeastern South America and Their Relationship with the South American Low-Level Jet, *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 1290-1309, doi:10.1175/MWR3305.1
- Santer, B. D., R. Sausen, T. M. L. Wigley, J. S. Boyle, K. AchutaRao, C. Doutriaux, J. E. Hansen, G. A. Meehl, E. Roeckner, R. Ruedy, G. Schmidt, y K. E. Taylor, 2003: Behavior of tropopause height and atmospheric temperature in models, reanalyses, and observations: Decadal changes, *J. Geophys. Res.*, 108 (D1), 4002, doi:10.1029/2002JD002258
- Schneider, T., 2004: The Tropopause and the Thermal Stratification in the Extratropics of a Dry Atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **61** (12), 1317-1340
- Schneider, T., 2007: The Thermal Stratification of the Extratropical Troposphere, *The Global Circulation of the Atmosphere*, T. Schneider y A. H. Sobel, Eds., Princeton University Press, 47-77
- Schoeberl, M. R., 2004: Extratropical stratosphere-troposphere mass exchange, J. *Geophys. Res.*, **109**, D13303, doi:10.1029/2004JD004525
- Seidel, D. J., R. J. Ross, J. K. Angell, y G. C. Reid, 2001: Climatological characteristics of the tropical tropopause as revealed by radiosondes, J. Geophys. Res., 106 (D8), 7857-7878
- Seidel, D. J., y W. J. Randel, 2006: Variability and trends in the global tropopause estimated from radiosonde data, J. Geophys. Res., 111, D21101, doi:10.1029/2006JD007363

- Seidel, D. J., y W. J. Randel, 2007: Recent widening of the tropical belt: Evidence from tropopause observations, J. Geophys. Res., 112, D20113, doi:10.1029/2007JD008861
- Selkirk, H. B., 1993: The Tropopause Cold Trap in the Australian Monsoon During STEP/AMEX 1987, J. Geophys. Res., 98 (D5), 8591-8610
- Shapiro, M. A., 1976: The Role of Turbulent Heat Flux in the Generation of Potential Vorticity in the Vicinity of Upper-Level Jet Stream Systems, *Mon. Wea. Rev.*, 104, 892-906
- Shapiro, M. A., 1978: Further Evidence of the Mesoscale and Turbulent Structure of Upper Level Jet Stream-Frontal Zone Systems, *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 1100-1111
- Shapiro, M. A., 1980: Turbulent Mixing within Tropopause Folds as a Mechanism for the Exchange of Chemical Constituents between the Stratosphere and Troposphere, J. Atmos. Sci., 37, 994-1004
- Shapiro, M. A., 1981: Frontogenesis and Geostrophically Forced Circulations in the Vicinity of Jet Stream-Frontal Zone Systems, J. Atmos. Sci., 38, 954-973
- Shapiro, M. A., R. C. Schnell, F. P. Parungo, S. J. Oltmans, y B. A. Bodhaine, 1984: El Chichon Volcanic Debris in an Arctic Tropopause Fold, *Geophys. Res. Lett.*, 11 (5), 421-424
- Shapiro, M. A., T. Hampel, y A. J. Krueger 1987: The Arctic Tropopause Fold, Mon. Wea. Rev., 115, 444-454
- Shapiro, M. A., y P. J. Kennedy, 1981: Research Aircraft Measurements of Jet Stream Geostrophic and Ageostrophic Winds, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2642-2652
- Shenk, W. E., 1974: Cloud Top Height Variability of Strong Convective Cells, J. Appl. Meteor., 13, 917-922

- Shepherd, T. G., 2002: Issues in Stratosphere-troposphere Coupling, J. Meteor. Soc. Japan, **80** (4B), 769-792
- Sinclair, M. R., 1995: A Climatology of Cyclogenesis for the Southern Hemisphere, Mon. Wea. Rev., 123, 1601-1619
- Smith, R. B., 2003: Mountain Meteorology, en J. R. Holton, J. A. Curry y J. A. Pyle (eds.), Encyclopedia of Atmospheric Sciences, Vol. 3, pp. 1400-1405, Academic Press
- Spaete, P., D. R. Johnson, y T. K. Schaack, 1994: Stratospheric–Tropospheric Mass Exchange during the President's Day Storm, *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 424-439
- Sprenger, M, H. Wernli, y M. Bourqui, 2007: Stratosphere–Troposphere Exchange and Its Relation to Potential Vorticity Streamers and Cutoffs near the Extratropical Tropopause, J. Atmos. Sci., 64, 1587-1602, doi:10.1175/JAS3911.1
- Spurk, J., 1997: *Fluid Mechanics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, Alemania, 513 pp.
- Staley, D. O., 1960: Evaluation of potential-vorticity changes near the tropopause and the related vertical motions, vertical advection of vorticity, and transfer of radioactive debris from stratosphere to troposphere, *J. Meteor.*, **17**, 591-620
- Staley, D. O., 1962: On the Mechanism of Mass and Radioactivity Transport from Stratosphere to Troposphere, J. Atmos. Sci., 19, 450-467
- Staley, D. O., 1982: Strontium-90 in Surface Air and the Stratosphere: Some Interpretations of the 1963–75 Data, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1571-1590
- Staley, D. O., y R. L. Gall, 1977: On the Wavelength of Maximum Baroclinic Stability, J. Atmos. Sci., 34 (11), 1679-1688
- Steinbrecht, W., H. Claude, U. Köhler, y K. P. Hoinka, 1998: Correlations between tropopause height and total ozone: Implications for long-term changes, J. Geophys. Res., 103 (D15), 19183-19192
- Stensrud, D. J., 1996: Importance of Low-Level Jets to Climate: A Review, J. Climate,9, 1698-1711
- Stohl, A., P. Bonasoni, P. Cristofanelli, W. Collins, J. Feichter, A. Frank, C. Forster, E. Gerasopoulos, H. Gäggeler, P. James, T. Kentarchos, H. Kromp-Kolb, B. Krüger, C. Land, J. Meloen, A. Papayannis, A. Priller, P. Seibert, M. Sprenger, G. J. Roelofs, H. E. Scheel, C. Schnabel, P. Siegmund, L. Tobler, T. Trickl, H. Wernli, V. Wirth, P. Zanis, y C. Zerefos, 2003: Stratosphere-tropopshere exchange: A review, and what we have learned from STACCATO, *J. Geophys. Res.*, 108 (D12), 8516, doi:10.1029/2002JD002490
- Sun, D.-Z., y R. S. Lindzen, 1994: A PV View of the Zonal Mean Distribution of Temperature and Wind in the Extratropical Troposphere, J. Atmos. Sci., 51 (5), 757-772
- Telegadas, K., y R. J. List, 1969: Are Particulate Radioactive Tracers Indicative of Stratospheric Motions?, J. Geophys. Res., 74 (6), 1339-1350
- Thompson, D. W. J., M. P. Baldwin, y S. Solomon, 2005: Stratosphere-Troposphere Coupling in the Southern Hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, **62**, 708-715
- Thorpe, A. J., 1986: Synoptic Scale Disturbances with Circular Symmetry, *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1384-1389
- Thuburn, J., y G. C. Craig, 1997: GCM Theories for the Height of the Tropopause, J. Atmos. Sci., 54, 869-882
- Thuburn, J., y G. C. Craig, 2000: Stratospheric Influence on Tropopause Height: The Radiative Constraint, J. Atmos. Sci., 57, 17-28

- Tracton, M. S., 1973: The Role of Cumulus Convection in the Development of Extratropical Cyclones, *Mon. Wea. Rev.*, **101** (7), 573-593
- Trenberth, K. E., 1991: Storm Tracks in the Southern Hemisphere, J. Atmos. Sci., 48 (19), 2159-2178
- Uccellini, L. W., 1980: On the role of Upper Tropospheric Jet Streaks and Leeside Cyclogenesis in the Development of Low-Level Jets in the Great Plains, *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1689-1696
- Uccellini, L. W., 1986: The Possible Influence of Upstream Upper-Level Baroclinic Processes on the Development of the *QE II* Storm, *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1019-1027
- Uccellini, L. W., D. Keyser, K. F. Brill, y C. H. Wash, 1985: The President's Day Cyclone of 18–19 February 1979: Influence of Upstream Trough Amplification and Associated Tropopause Folding on Rapid Cyclogenesis, *Mon. Wea. Rev.*, 113, 962-988
- Uccellini, L. W., R. A. Petersen, K. F. Brill, P. J. Kocin, y J. J. Tuccillo, 1987: Synergistic Interactions between an Upper-Level Jet Streak and Diabatic Processes that Influence the Development of a Low-Level Jet and a Secondary Coastal Cyclone, *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 2227-2261
- Uccellini, L. W., y D. R. Johnson, 1979: The Coupling of Upper and Lower Tropospheric Jet Streaks and Implications for the Development pf Severe Convective Storms, *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 682-703
- Vallis, G. K., 2006: Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics: Fundamentals and Large-Scale Circulation, Cambridge University Press, 745 pp.
- Velasco, I., y G. V. Necco, 1981: Características del campo térmico de la atmósfera libre de la República Argentina, *Meteorológica*, XII (2), 7-22

- Velasco, I., y J. M. Fritsch, 1987: Mesoscale Convective Complexes in the Americas, J. Geophys. Res., 92 (D8), 9591-9613
- Vera, C. S., y P. K. Vigliarolo, 2000: A Diagnostic Study of Cold-Air Outbreaks over South America, *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 3-24
- Vera, C., J. Baez, M. Douglas, C. B. Emmanuel, J. Marengo, J. Meitin, M. Nicolini, J. Nogues-Paegle, J. Paegle, O. Penalba, P. Salio, C. Saulo, M. A. Silva Dias, P. Silva Dias, y E. Zipser, 2006: The South American Low-Level Jet Experiment, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 87, 63-77
- Verkley, W. T. M., 1994: Tropopause Dynamics and Planetary Waves, J. Atmos. Sci., 51 (4), 509-529
- Wallis, T. W. R., 1998: A Subset of Core Stations from the Comprehensive Aerological Reference Dataset (CARDS), J. Climate, 11, 272-282
- Wandishin, M. S., J. W. Nielsen-Gammon, y D. Keyser, 2000: A Potential Vorticity Diagnostic Approach to Upper-Level Frontogenesis within a Developing Baroclinic Wave, J. Atmos. Sci., 57, 3918-3938
- Wang, K.-Y., D. E. Shallcross, y J. A. Pyle, 2002: Seasonal variations and vertical movement of the tropopause in the UTLS region, *Ann. Geophys.*, 20, 871-874
- Wernli, H., y M. Sprenger, 2007: Identification and ERA-15 Climatology of Potential Vorticity Streamers and Cutoffs near the Extratropical Tropopause, J. Atmos. Sci., 64, 1569-1586, doi:10.1175/JAS3912.1
- Wirth, V., 1995: Diabatic heating in an axisymmetric cut-off cyclone and related stratosphere–troposphere exchange, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **121**, 127-147
- Wirth, V., 2000: Thermal versus dynamical tropopause in upper-tropospheric balanced flow anomalies, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 299-317

- Wirth, V., 2001: Cyclone-Anticyclone Asymmetry Concerning the Height of the Thermal and the Dynamical Tropopause, *J. Atmos. Sci.*, **58**, 26-37
- Wirth, V., y J. Egger, 1999: Diagnosing extratropical synoptic-scale stratospheretroposphere exchange: A case study, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 635-655
- World Meteorological Organization (WMO), 1986: Atmospheric Ozone 1985: Global ozone research and monitoring report, Report 16, World Meteorological Organization, Ginebra, Suiza, 392 pp.
- World Meteorological Organization (WMO), 1992: International Meteorological Vocabulary, WMO No. 182, Segunda Edición, Secretariat of the World Meteorological Organization, Ginebra, Suiza, 784 pp.
- Yuchechen, A. E., 2004: Aspectos climáticos de la tropopausa en latitudes extratropicales sobre la República Argentina, Tesis de Licenciatura
- Yuchechen, A. E., S. A. Bischoff, y P. O. Canziani, 2004: La relación columna total de ozono con la tropopausa sobre la República Argentina: variabilidad y cambio, *XXII Reunión Científica de la Asociación Argentina de Geofísicos y Geodestas*, disponible en CD
- Yuchechen, A. E., S. A. Bischoff, y P. O. Canziani, 2007a: Frequency distributions for tropopause pressure, height and temperature over the southeastern tip of South America, Abstracts of the Seventh Annual Meeting of the European Meteorological Society/Eighth European Conference on Applications of Meteorology, Vol. 4, EMS-2007-A-00141, disponible en CD, ISSN 1812-7053
- Yuchechen, A. E., S. A. Bischoff, y P. O. Canziani, 2007b: Monthly frequency distributions for tropopause variables over Mexico and their relation to the Tropical Western Hemisphere Warm Pool, *Memorias del XVI Congreso*

MexicanodeMeteorología,disponibleon-lineenhttp://www.ommac.org/memoria2007/document/extendido/ext07016.pdf

- Yuchechen, A. E., S. A. Bischoff, y P. O. Canziani, 2009: Latitudinal height couplings between single tropopause and 500 and 100 hPa in the Southern Hemisphere, *Int. J. Climatol.*, en prensa
- Zängl, G., y K. P. Hoinka, 2001: The Tropopause in the Polar Regions, *J. Climate*, **14**, 3117-3139
- Zdunkowski, W., y A. Bott, 2003: *Dynamics of the Atmosphere: A Course in Theoretical Meteorology*, Cambridge University Press, xviii + 719 pp.
- Zhang, C., 1993: Large-Scale Variability of Atmospheric Deep Convection in Relation to Sea Surface Temperature in the Tropics, J. Climate, 6, 1898-1913
- Zhou, X., M. A. Geller, y M. Zhang, 2001a: Tropical Cold Point Tropopause Characteristics Derived from ECMWF Reanalyses and Soundings, J. Climate, 14, 1823-1838
- Zhou, X.-L., M. A. Geller, y M. Zhang, 2001b: Cooling trends of the tropical cold point tropopause temperatures and its implications, J. Geophys. Res., 106 (D2), 1511-1522
- Zierl, B., y V. Wirth, 1997: The influence of radiation on tropopause behavior and stratosphere-troposphere exchange in an upper tropospheric anticyclone, J. Geophys. Res., 102 (D20), 23883-23894

APÉNDICE A – VORTICIDAD POTENCIAL

COORDENADAS CARTESIANAS, POLARES PLANAS Y POLARES ESFÉRICAS

La elección de un sistema de coordenadas apropiado básicamente radica en la conveniencia. Sin dudas, el sistema de coordenadas más utilizado es el cartesiano probablemente porque también es el más simple. El vector posición en dicho sistema de coordenadas se describe como $\mathbf{r} = x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z}$, donde $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ representan a los versores unitarios $(1,0,0)^{T}, (0,1,0)^{T}, (0,0,1)^{T}$, respectivamente. Es dentro de este marco de referencia que se introducen las ecuaciones que gobiernan el comportamiento físico de cualquier sistema, como ser las ecuaciones de la mecánica de fluidos. La versión bidimensional, i.e. z = 0, es $\mathbf{r} = x\hat{x} + y\hat{y}$. Según se muestra en la Figura A.1, alternativamente puede escribirse $\mathbf{r} = r(\cos\theta \hat{x} + \sin\theta \hat{y})$.



Figura A.1 - Coordenadas polares planas

De esta forma un punto en el plano puede ser descrito por el par (x, y) o bien por el par (r, θ) , siempre y cuando el Jacobiano de la transformación $(x, y) \rightarrow (r, \theta)$ definido como $J \equiv \partial(x, y)/\partial(r, \theta)$ sea distinto de cero. Para este caso particular se tiene que

$$\frac{\partial(x, y)}{\partial(r, \theta)} = \begin{vmatrix} \cos \theta & -r \sin \theta \\ \sin \theta & r \cos \theta \end{vmatrix} = r$$
(A.1)

El Jacobiano de la transformación $(x, y) \rightarrow (r, \theta)$ se anula sólo en el origen, por lo que las coordenadas polares planas definen un buen sistema de coordenadas. Las relaciones

básicas entre ambos sistemas de coordenadas son $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ y tg $\theta = y/x$. Definiendo $\hat{r} = \cos\theta \,\hat{x} + \sin\theta \,\hat{y}$ se tiene en notación más compacta que $\mathbf{r} = r\hat{r}$.

Es de suma utilidad conocer la forma en la que el vector posición varía con el tiempo, i.e. la velocidad. Puesto que los versores cartesianos son fijos, en coordenadas cartesianas $d\mathbf{r}/dt = dx/dt \,\hat{x} + dy/dt \,\hat{y} + dz/dt \,\hat{z}$. Naturalmente, cuando z = cte se tendrá que $d\mathbf{r}/dt = dx/dt \,\hat{x} + dy/dt \,\hat{y}$. Para las coordenadas polares planas, en cambio, vale que $d\mathbf{r}/dt = dr/dt \,\hat{r} + r \,d\hat{r}/dt$, en vista de que el versor \hat{r} es dependiente de la posición. Definiendo el versor unitario $\hat{\theta} \equiv -\text{sen}\theta \,\hat{x} + \cos\theta \,\hat{y}$ se verifica que $d\hat{r}/dt = d\theta/dt \,\hat{\theta}$. Así, se obtiene que la variación temporal del vector posición descrito en coordenadas polares planas es

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{dr}{dt}\hat{r} + r\frac{d\theta}{dt}\hat{\theta}$$
(A.2)

Es importante destacar que los versores \hat{r} y $\hat{\theta}$ son ortogonales en el sentido de que el producto escalar entre ellos es nulo, i.e. $\langle \hat{r}, \hat{\theta} \rangle = 0$.

Para las coordenadas polares planas también es interesante obtener la variación temporal de la velocidad, i.e. la aceleración, definida como $d^2\mathbf{r}/dt^2$. En vista de que los versores polares varían con el tiempo

$$\frac{d^{2}\mathbf{r}}{dt^{2}} = \frac{d^{2}r}{dt^{2}}\hat{r} + \frac{dr}{dt}\frac{d\hat{r}}{dt} + \frac{dr}{dt}\frac{d\theta}{dt}\hat{\theta} + r\left(\frac{d^{2}\theta}{dt^{2}}\hat{\theta} + \frac{d\theta}{dt}\frac{d\hat{\theta}}{dt}\right)$$
(A.3)

De la definición de $\hat{\theta}$ se tiene que $d\hat{\theta}/dt = -d\theta/dt \hat{r}$. La expresión para la aceleración será entonces

$$\frac{d^{2}\mathbf{r}}{dt^{2}} = \left[\frac{d^{2}r}{dt^{2}} - r\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^{2}\right]\hat{r} + \left(2\frac{dr}{dt}\frac{d\theta}{dt} + r\frac{d^{2}\theta}{dt^{2}}\right)\hat{\theta}$$
(A.4)

A modo de simplificación para la notación suele escribirse $\dot{r} \equiv dr/dt$, $\ddot{r} \equiv d^2r/dt^2$, $\dot{\theta} \equiv d\theta/dt$ y $\ddot{\theta} \equiv d^2\theta/dt^2$, con lo que $\dot{\mathbf{r}} = \dot{r}\hat{r} + r\dot{\theta}\hat{\theta}$ y $\ddot{\mathbf{r}} = (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2)\hat{r} + (2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta})\hat{\theta}$ para coordenadas polares planas.

Cuando el movimiento no se desarrolla en un plano sino en el espacio se necesita una tercera coordenada para que el vector posición sea representado apropiadamente. Según la Figura A.2 $\mathbf{r} = r[\cos \varphi (\cos \theta \,\hat{x} + \sin \theta \,\hat{y}) + \sin \varphi \,\hat{z}]$. Este es el sistema de coordenadas polares esféricas y se tiene entonces la transformación $(x, y, z) \rightarrow (r, \theta, \varphi)$ para la cual el Jacobiano $J \equiv \partial(x, y, z)/\partial(r, \theta, \varphi)$ es

$$\frac{\partial(x, y, z)}{\partial(r, \theta, \varphi)} = \begin{vmatrix} \cos\varphi\cos\theta & -r\cos\varphi\sin\theta & -r\sin\varphi\cos\theta \\ \cos\varphi\sin\theta & r\cos\varphi\cos\theta & -r\sin\varphi\sin\theta \\ \sin\varphi & 0 & r\cos\varphi \end{vmatrix} = r^2\cos\varphi \qquad (A.5)$$

Dicho Jacobiano sólo se anula sobre el eje z, razón por la que las coordenadas polares esféricas también son un buen sistema de coordenadas.



Figura A.2 - Coordenadas polares esféricas

En analogía con las coordenadas polares planas puede escribirse $\mathbf{r} = r\hat{r}$ siempre y cuando $\hat{r} \equiv \cos \varphi (\cos \theta \, \hat{x} + \sin \theta \, \hat{y}) + \sin \varphi \, \hat{z}$. Si se definen los versores $\hat{\theta} \equiv (-\sin \theta \, \hat{x} + \cos \theta \, \hat{y})$ y $\hat{\varphi} = -\sin \varphi (\cos \theta \, \hat{x} + \sin \theta \, \hat{y}) + \cos \varphi \, \hat{z}$ se verifica que $\dot{\hat{r}} = \dot{\theta} \hat{\theta} + \dot{\varphi} \hat{\varphi}$. Además, la terna de versores $\hat{r} \hat{\theta} \hat{\varphi}$ es ortogonal. La expresión para la velocidad en este sistema de coordenadas será

$$\dot{\mathbf{r}} = \dot{r}\hat{r} + r\dot{\theta}\cos\varphi\hat{\theta} + r\dot{\varphi}\hat{\varphi} \tag{A.6}$$

Para calcular la aceleración en coordenadas polares esféricas, además de conocer $\dot{\hat{r}}$ es necesario conocer los valores de $\dot{\hat{\theta}}$ y $\dot{\hat{\phi}}$. Si se efectúan los cálculos a fuerza bruta se obtiene que $\dot{\hat{\theta}} = -\dot{\theta}(\cos\theta\,\hat{x} + \sin\theta\,\hat{y})$ y $\dot{\hat{\phi}} = -\dot{\theta}\sin\phi\,\hat{\theta} - \dot{\phi}\,\hat{\phi}$. La expresión para $\dot{\hat{\phi}}$ ya se encuentra expresada en términos de variables pertinentes, aunque desafortunadamente en la expresión de $\dot{\hat{\theta}}$ aparecen los versores cartesianos. Para continuar es necesario escribir los versores cartesianos en términos de versores polares esféricos. A tal fin, la transformación $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}) \rightarrow (\hat{r}, \hat{\theta}, \hat{\phi})$ puede compactarse en forma matricial como

$$\begin{pmatrix} \hat{r} \\ \hat{\theta} \\ \hat{\varphi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\varphi\cos\theta & \cos\varphi\sin\theta & \sin\varphi \\ -\sin\theta & \cos\varphi & 0 \\ -\sin\varphi\cos\theta & -\sin\varphi\sin\theta & \cos\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \end{pmatrix}$$
(A.7)

La matriz que interviene es una matriz de rotación, con la propiedad de que su determinante es igual a 1, lo cual significa que el efecto de la transformación es rotar el vector inicial sin cambiar su magnitud. Asimismo, la transformación inversa $(\hat{r}, \hat{\theta}, \hat{\phi}) \rightarrow (\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ se obtiene mediante

$$\begin{pmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\varphi\cos\theta & -\sin\theta & -\sin\varphi\cos\theta \\ \cos\varphi\sin\theta & \cos\theta & -\sin\varphi\sin\theta \\ \sin\varphi & 0 & \cos\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{r} \\ \hat{\theta} \\ \hat{\varphi} \end{pmatrix}$$
(A.8)

La matriz que aparece es (A.7) es la inversa de la que aparece en (A.8). Naturalmente, esta nueva matriz es otra matriz de rotación. La relación (A.8) es necesaria para poder expresar $\dot{\hat{\theta}}$ en términos de los versores polares esféricos. Es importante destacar que la variación temporal de cada versor polar esférico es perpendicular a él, i.e. $\langle \hat{r}, d\hat{r}/dt \rangle = 0$ y relaciones análogas para los versores restantes. Finalmente, la expresión para la aceleración en coordenadas polares esféricas es

$$\ddot{\mathbf{r}} = (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 \cos^2 \varphi - r\dot{\varphi}^2)\hat{r} + (r\dot{\theta}^2 \cos \varphi + 2\dot{r}\dot{\theta}\cos \varphi - 2r\dot{\theta}\dot{\varphi}\sin \varphi)\hat{\theta} + (r\dot{\varphi}^2 + 2\dot{r}\dot{\varphi} + r\dot{\theta}^2\cos\varphi\sin\varphi)\hat{\varphi}$$
(A.9)

COORDENADAS GENERALIZADAS EN LA ATMÓSFERA

Las expresiones para la velocidad y la aceleración presentadas hasta el momento han sido introducidas con el propósito de familiarizar al lector con las coordenadas más usuales utilizadas en el estudio de sistemas físicos. Claramente, cuando una partícula se mueve describiendo una órbita circular el sistema de coordenadas óptimo a utilizar será el polar plano. Asimismo, si se describe una órbita esférica la elección natural sería un sistema de coordenadas polares esféricas. En la atmósfera, para la cual usualmente la coordenada vertical es la coordenada más relevante, un sistema de coordenadas tan simple como el cartesiano no siempre es el más adecuado. Puede suponerse, en cambio, que (x, y, α, t) será el más conveniente para el caso más general. Aquí α es una variable que representa, sin lugar a ambigüedades, a la coordenada vertical. Matemáticamente, la condición de que no existan ambigüedades se traduce en $J = \partial(x, y, z)/\partial(x, y, \alpha) \neq 0$. Ahora bien, el Jacobiano puede escribirse en la forma

$$\frac{\partial(x, y, z)}{\partial(x, y, \alpha)} = \begin{vmatrix} \partial x/\partial x & \partial x/\partial y & \partial x/\partial \alpha \\ \partial y/\partial x & \partial y/\partial y & \partial y/\partial \alpha \\ \partial z/\partial x & \partial z/\partial y & \partial z/\partial \alpha \end{vmatrix}$$
(A.10)

Es evidente que las derivadas incluidas en la diagonal de la matriz anterior son las únicas distintas de cero, por lo que $J = \partial z / \partial \alpha$. Por ejemplo, si se elige a la presión p como coordenada vertical y se supone válida la aproximación hidrostática se tiene $J = \partial z/\partial p = -(\rho g)^{-1}$, cantidad que es distinta de cero para toda la extensión de la atmósfera. El sistema de coordenadas (x, y, p) se denomina *isobárico*. Luego, la presión es una buena coordenada vertical para la atmósfera, pero sólo aplicable a las grandes escalas, ya que para escalas pequeñas la aproximación hidrostática deja de ser válida. Una de las ventajas del sistema isobárico es que la ecuación de continuidad es una ecuación de diagnóstico [e.g. Holton, 2004]. Es interesante mencionar que el uso de la presión como coordenada vertical no se restringe a un simple y elegante cambio de variable sino que, más bien, responde al hecho de que es conveniente que las distintas variables de la atmósfera se encuentren disponibles para ciertos niveles fijos de presión, i.e. niveles estándar, de manera tal de poder efectuar comparaciones para distintos tiempos. Un clásico ejemplo de esto último lo conforman los datos de reanálisis.

Para la atmósfera, la mayoría de las diferentes coordenadas verticales ha surgido con el objeto de optimizar los pronósticos numéricos [Phillips, 1957; Kasahara, 1974]. El resto de este capítulo se dedicará al sistema de coordenadas generalizado (x, y, α) . En vista de que un escalar no puede variar según el sistema de coordenadas en el que se encuentre expresado, si A = A(x, y, z, t) es una cantidad escalar se deberá cumplir que $A = A(x, y, z, t) = A(x, y, \alpha, t)$. Cuando y = cte se verifica que

$$\left(\frac{\partial A}{\partial x}\right)_{\alpha} = \left(\frac{\partial A}{\partial x}\right)_{z} + \frac{\partial A}{\partial z}\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{\alpha} \tag{A.11}$$

La expresión anterior muestra la relación que deben satisfacer las tasas de variación $\partial A/\partial x$ cuando son calculadas sobre dos superficies distintas z = cte y $\alpha = cte$. La regla de la cadena establece que $\partial A/\partial z = \partial A/\partial \alpha \partial \alpha/\partial z$, de manera que

$$\left(\frac{\partial A}{\partial x}\right)_{\alpha} = \left(\frac{\partial A}{\partial x}\right)_{z} + \frac{\partial A}{\partial \alpha}\frac{\partial \alpha}{\partial z}\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{\alpha}$$
(A.11*a*)

Análogamente

$$\left(\frac{\partial A}{\partial y}\right)_{\alpha} = \left(\frac{\partial A}{\partial y}\right)_{z} + \frac{\partial A}{\partial \alpha}\frac{\partial \alpha}{\partial z}\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_{\alpha}$$
(A.11b)

$$\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_{\alpha} = \left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_{z} + \frac{\partial A}{\partial \alpha}\frac{\partial \alpha}{\partial z}\left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_{\alpha} \tag{A.11c}$$

ya que no existe razón para suponer que las variables x, y, t tienen distinta jerarquía.

El gradiente de *A* calculado sobre una superficie $\alpha = cte$ se define como

$$\nabla_{\alpha}A = \left(\frac{\partial A}{\partial x}\right)_{\alpha}\hat{x} + \left(\frac{\partial A}{\partial y}\right)_{\alpha}\hat{y}$$
(A.12)

Insertando las ecuaciones (A.11a) y (A.11b) en (A.12) se obtiene que

$$\nabla_{\alpha}A = \left(\frac{\partial A}{\partial x}\right)_{z}\hat{x} + \left(\frac{\partial A}{\partial y}\right)_{z}\hat{y} + \frac{\partial A}{\partial \alpha}\frac{\partial \alpha}{\partial z}\left[\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{\alpha}\hat{x} + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_{\alpha}\hat{y}\right] = \nabla_{z}A + \frac{\partial A}{\partial \alpha}\frac{\partial \alpha}{\partial z}\nabla_{\alpha}z \quad (A.13)$$

La derivada individual de A, i.e. la que se experimenta siguiendo el movimiento, se define como

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial x}\frac{dx}{dt} + \frac{\partial A}{\partial y}\frac{dy}{dt} + \frac{\partial A}{\partial z}\frac{dz}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + \mathbf{v}\cdot\nabla_z A + w\frac{\partial A}{\partial z}$$
(A.14)

donde **v** es la velocidad tridimensional, es decir $\mathbf{v} = dx/dt \,\hat{x} + dy/dt \,\hat{y} + dz/dt \,\hat{z}$. A partir de (A.11c) y de (A.13) se tiene, respectivamente, que

$$\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_{z} = \left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_{\alpha} - \left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_{\alpha} \frac{\partial A}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial z}$$
(A.15)

$$\nabla_{z}A = \nabla_{\alpha}A - \frac{\partial A}{\partial \alpha}\frac{\partial \alpha}{\partial z}\nabla_{\alpha}z \qquad (A.16)$$

y reemplazando (A.15) y (A.16) en (A.14)

$$\frac{dA}{dt} = \left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_{\alpha} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\alpha} A + \left[w - \left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_{\alpha} - \mathbf{v} \cdot \nabla_{\alpha} z\right] \frac{\partial A}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial z}$$
(A.17)

Por un lado la ecuación anterior expresa a la variación temporal de la cantidad A usando el hecho de que $A = A(x, y, z, t) = A(x, y, \alpha, t)$. Asimismo, también se tiene que

$$\frac{dA}{dt} = \left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_{\alpha} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\alpha} A + \frac{d\alpha}{dt} \frac{\partial A}{\partial \alpha}$$
(A.18)

Comparando (A.17) y (A.18) se encuentra que la velocidad vertical generalizada es

$$\frac{d\alpha}{dt} = \left[w - \left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_{\alpha} - \mathbf{v} \cdot \nabla_{\alpha} z \right] \frac{\partial \alpha}{\partial z}$$
(A.19)

COORDENADAS ISENTRÓPICAS

El punto de partida es la ecuación de movimiento vectorial de grandes escalas expresada en el sistema de coordenadas cartesiano (x, y, z), la cual es

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + \underline{f\ \hat{z}} \times \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla_z p + \mathbf{F}$$
(A.20)

Los términos subrayados en la ecuación anterior conforman la ecuación de viento geostrófico, viento que no es acelerado, es horizontal y paralelo a las isobaras. Con respecto a la ecuación de viento geostrófico, las variaciones incluidas en la ecuación (A.20) permiten que el viento sea acelerado, como así también se permite la presencia de fuerzas de fricción. En la ecuación anterior **v** denota al viento tridimensional, i.e. $\mathbf{v} = u\hat{x} + v\hat{y} + w\hat{z}$, $f = 2\Omega \text{sen}\varphi$ es el parámetro de Coriolis, con Ω la velocidad de rotación terrestre y φ la latitud, ρ es la densidad, p es la presión, g corresponde a la aceleración de la gravedad y **F** representa a las fuerzas de fricción. Usando (A.16) para la presión se encuentra que

$$\nabla_z p = \nabla_\alpha p - \frac{\partial p}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial z} \nabla_\alpha z \tag{A.21}$$

e insertando (A.21) en (A.20) se tiene que

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + f\,\hat{z} \times \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \left(\nabla_{\alpha} p - \frac{\partial p}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial z} \nabla_{\alpha} z \right) + \mathbf{F} \qquad (A.20a)$$

La expresión $\partial p/\partial \alpha \partial \alpha/\partial z$ se obtiene por medio de la aproximación hidrostática. En efecto

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial z} = -\rho g \tag{A.21}$$

De esta forma las ecuaciones de movimiento en un sistema de coordenadas generalizado (x, y, α, t) resultan ser

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + f\,\hat{z} \times \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla_{\alpha} p - \nabla_{\alpha} g z + \mathbf{F} \tag{A.20b}$$

En lo que sigue se utilizará el sistema de coordenadas isentrópico (x, y, θ, t) . Adaptando (A.20b) para este sistema de coordenadas particular resulta que

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + f \ \hat{z} \times \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla_{\theta} p - \nabla_{\theta} g z + \mathbf{F}$$
(A.20c)

Expandiendo $d\mathbf{v}/dt$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\theta} \mathbf{v} = -\dot{\theta} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta} - f \mathbf{k} \times \mathbf{v} - \frac{1}{\rho} \nabla_{\theta} p - \nabla_{\theta} gz + \mathbf{F} \qquad (A.20d)$$

El próximo paso es encontrar una expresión para $\rho^{-1}\nabla_{\theta} p$, para lo cual se hará uso de la ecuación de gas ideal

$$p = \rho RT \tag{A.21}$$

en la que p es la presión, ρ representa a la densidad, T es la temperatura y R es la constante de los gases. Así,

$$\frac{1}{\rho} \nabla_{\theta} p = R \left(\nabla_{\theta} T + \frac{1}{\rho} T \nabla_{\theta} \rho \right)$$
(A.22*a*)

Para calcular $\nabla_{\theta} \rho$ se necesita introducir el concepto de *temperatura potencial*, cantidad definida como

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\kappa} \tag{A.23}$$

siendo p_0 una presión de referencia –usualmente 1000 hPa– y $\kappa = R/C_p$, con C_p el calor específico del aire a presión constante, mientras que las variables restantes ya han sido mencionadas. Diferenciando a ambos lados de (A.23) y usando (A.21) para eliminar p se llega a

$$d\ln\theta = d\ln T - \kappa (d\ln\rho + d\ln T)$$
 (A.24)

Bajo la suposición de que θ se mantiene constante, i.e. procesos isentrópicos, de (A.24) se obtiene que

$$\frac{1-\kappa}{\kappa}\frac{dT}{T} = \frac{d\rho}{\rho} \tag{A.25a}$$

Como $C_p = C_v + R$ se verifica que $(1 - \kappa)/\kappa = C_v/R$, siendo C_v el calor específico del aire a volumen constante.

Lo que refleja (A.25) es una relación entre diferenciales, aunque se necesita una relación entre gradientes para (A.22*a*). Sin embargo, para una cantidad escalar *h* se observa que $dh = (\partial h/\partial x)dx + (\partial h/\partial y)dy = (\nabla_{\theta}h) d\mathbf{r}$. Utilizando esta relación (A.25*a*) expresa que

$$\frac{C_{\nu}}{R}\frac{dT}{T} - \frac{d\rho}{\rho} = \left(\frac{C_{\nu}}{R}\frac{\nabla_{\theta}T}{T} - \frac{\nabla_{\theta}\rho}{\rho}\right) d\mathbf{r} = 0 \qquad (A.25b)$$

Como $d\mathbf{r}$ es una cantidad arbitraria, necesariamente se debe verificar

$$\frac{C_{\nu}}{R}\frac{\nabla_{\theta}T}{T} = \frac{\nabla_{\theta}\rho}{\rho} \tag{A.25c}$$

por lo que

$$\frac{R}{\rho}T\nabla_{\theta}\rho = C_{\nu}\nabla_{\theta}T \tag{A.25d}$$

Insertando (A.25d) en (A.22a) se tiene

$$\frac{1}{\rho} \nabla_{\theta} p = C_p \nabla_{\theta} T \tag{A.22b}$$

Finalmente, usando este último resultado (A.20d) puede expresarse como

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\theta} \mathbf{v} = -\dot{\theta} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta} - f \mathbf{k} \times \mathbf{v} - \nabla_{\theta} \Psi + \mathbf{F} \qquad (A.20e)$$

La cantidad $\Psi = C_p T + gz$ es la *función corriente de Montgomery* [Montgomery, 1937]. Efectuando un paralelismo entre la ecuación de viento geostrófico en el sistema (x, y, z) el viento geostrófico en el sistema isentrópico se encuentra por medio de los dos términos subrayados. De esta forma, el viento geostrófico es paralelo a la isolíneas de la función corriente de Montgomery.

Para continuar, es necesario encontrar la expresión isentrópica para la vorticidad de eje vertical, que se obtiene tomando el rotor $\nabla_{\theta} \times$ de la ecuación (A.20*e*)

$$\nabla_{\theta} \times \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\theta} \mathbf{v} = -\dot{\theta} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta} - f \mathbf{k} \times \mathbf{v} - \nabla_{\theta} \Psi + \mathbf{F}\right)$$
(A.26*a*)

El efecto del operador $\nabla_{\theta} \times$ sobre cada uno de los términos de (A.26*a*) se analiza abajo.

• En vista de que el operador ∇_{θ} es independiente de t, $\nabla_{\theta} \times y \partial/\partial t$ pueden intercambiarse y entonces $\nabla_{\theta} \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{\partial(\nabla_{\theta} \times \mathbf{v})}{\partial t} = \frac{\partial \zeta_{\theta}}{\partial t} \hat{z}$. En la expresión anterior $\zeta_{\theta} = \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{\theta} - \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{\theta}$ es la vorticidad de eje vertical calculada sobre superficies

isentrópicas.

Si se utiliza la identidad vectorial • ∇ (**F.G**) = (**F.** ∇)**G** + (**G.** ∇)**F** + **F**×(∇ ×**G**) + **G**×(∇ ×**F**) y se efectúa el reemplazo $\nabla \to \nabla_{\theta}, \quad \mathbf{F} \to \mathbf{v}, \quad \mathbf{G} \to \mathbf{v} \text{ se encuentra que } \mathbf{v} \cdot \nabla_{\theta} \mathbf{v} = \nabla_{\theta} \left(\frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}}{2} \right) + (\nabla_{\theta} \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v}.$ Como el rotor de gradiente es nulo, verifica un se que

 $\nabla_{\theta} \times (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\theta} \mathbf{v}) = \nabla_{\theta} \times [(\nabla_{\theta} \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v}].$ Usando ahora la identidad vectorial

$$\nabla \times (\mathbf{F} \times \mathbf{G}) = (\nabla \cdot \mathbf{G})\mathbf{F} - (\nabla \cdot \mathbf{F})\mathbf{G} + (\mathbf{G} \cdot \nabla)\mathbf{F} - (\mathbf{F} \cdot \nabla)\mathbf{G}$$
(A.27)

y efectuando en ella el reemplazo $\nabla \to \nabla_{\theta}$, $\mathbf{F} \to \nabla_{\theta} \times \mathbf{v}$, $\mathbf{G} \to \mathbf{v}$ se obtiene que $\nabla_{\theta} \times [(\nabla_{\theta} \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v}] = (\nabla_{\theta} \cdot \mathbf{v})(\nabla_{\theta} \times \mathbf{v}) - [\nabla_{\theta} \cdot (\nabla_{\theta} \times \mathbf{v})]\mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\theta})(\nabla_{\theta} \times \mathbf{v}) - [(\nabla_{\theta} \times \mathbf{v}) \cdot \nabla_{\theta}]\mathbf{v}$ aunque los términos que aparecen restando a la derecha de la igualdad son nulos puesto que la divergencia de un gradiente es nula y que $(\nabla_{\theta} \times \mathbf{v}) \perp \nabla_{\theta}$ por definición. Se tiene finalmente que $\nabla_{\theta} \times (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\theta} \mathbf{v}) = [(\nabla_{\theta} \cdot \mathbf{v}) + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\theta}]\zeta_{\theta}\hat{z}$. • $\nabla_{\theta} \times \left(\dot{\theta} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta}\right) = \dot{\theta} \left(\nabla_{\theta} \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta}\right) + \nabla_{\theta} \dot{\theta} \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta}$. En el primer término los operadores ∇_{θ} y

 $\frac{\partial}{\partial \theta}$ pueden intercambiarse, con lo que $\dot{\theta} \left(\nabla_{\theta} \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta} \right) = \dot{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\nabla_{\theta} \times \mathbf{v})$. De esta forma

$$\nabla_{\theta} \times \left(\dot{\theta} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta} \right) = \dot{\theta} \frac{\partial \zeta_{\theta}}{\partial \theta} \hat{z} + \nabla_{\theta} \dot{\theta} \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta}.$$

- Para calcular ∇_θ×(f ẑ×v) se utiliza nuevamente la relación (A.27), efectuando los reemplazos ∇ → ∇_θ, F → f ẑ, G → v, con lo que ∇_θ×(f ẑ×G)=(∇_θ · v)f ẑ-(∇_θ · f ẑ)v+(v · ∇_θ)f ẑ-(f ẑ · ∇_θ)v. Ambos términos que aparecen restando a la derecha de la igualdad son nulos puesto que ∇_θ ⊥ ẑ por definición. De esta manera ∇_θ×(f ẑ×v)=[(∇_θ · v)+v · ∇_θ]f ẑ.
- $\nabla_{\theta} \times \nabla_{\theta} \Psi = 0$ en virtud de que el gradiente de un rotor es nulo.
- A menos que la fricción sea parametrizada, la cantidad $\nabla_{\theta} \times \mathbf{F}$ queda expresada.

Combinando ahora los resultados resaltados en gris la ecuación (A.26a) resulta

$$\frac{\partial \zeta_{\theta}}{\partial t}\hat{z} + [(\nabla_{\theta} \cdot \mathbf{v}) + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\theta}](\zeta_{\theta} + f)\hat{z} = -\dot{\theta}\frac{\partial \zeta_{\theta}}{\partial \theta}\hat{z} - \nabla_{\theta}\dot{\theta} \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta} + \nabla_{\theta} \times \mathbf{F}$$
(A.26b)

Estamos interesados en la componente vertical de la ecuación anterior, es decir

$$\frac{\partial \zeta_{\theta}}{\partial t} + \left[\left(\nabla_{\theta} \cdot \mathbf{v} \right) + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\theta} \right] \left(\zeta_{\theta} + f \right) = -\dot{\theta} \frac{\partial \zeta_{\theta}}{\partial \theta} - \hat{z} \cdot \left(\nabla_{\theta} \dot{\theta} \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta} \right) + \hat{z} \cdot \left(\nabla_{\theta} \times \mathbf{F} \right) \quad (A.26c)$$

Dado que el parámetro de Coriolis f no varía con el tiempo $\partial f/\partial t = 0$. Ya que $\partial \theta/\partial z = \partial \theta/\partial p \partial p/\partial z$, como $\partial \theta/\partial p = -\kappa \theta/p$ se tendrá $\partial \theta/\partial z > 0$ si es válida la aproximación hidrostática. Bajo esta suposición, como $\partial f/\partial z = \partial f/\partial \theta \partial \theta/\partial z = 0$ debe verificarse que $\partial f/\partial \theta = 0$. Bajo estas condiciones la ecuación (A.26c) puede ser fácilmente modificada para obtener una ecuación para la llamada *vorticidad absoluta*, definida como $\eta_{\theta} = \zeta_{\theta} + f$. Dicha ecuación es

$$\frac{\partial \eta_{\theta}}{\partial t} + \left[\left(\nabla_{\theta} \cdot \mathbf{v} \right) + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\theta} \right] \eta_{\theta} = -\dot{\theta} \frac{\partial \eta_{\theta}}{\partial \theta} - \hat{z} \cdot \left(\nabla_{\theta} \dot{\theta} \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta} \right) + \hat{z} \cdot \left(\nabla_{\theta} \times \mathbf{F} \right)$$
(A.26d)

Utilizando la relación $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ se tiene que la evolución temporal de la vorticidad absoluta viene dada por

$$\frac{d\eta_{\theta}}{dt} = -(\nabla_{\theta} \cdot \mathbf{v})\eta_{\theta} - \hat{z} \cdot \left(\nabla_{\theta} \dot{\theta} \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta}\right) + \hat{z} \cdot (\nabla_{\theta} \times \mathbf{F})$$
(A.26e)

Si los procesos en la atmósfera son adiabáticos y la fuerza de fricción es irrotacional sobre las isentrópicas, la evolución temporal de la vorticidad absoluta dependerá solamente de convergencias o divergencias sobre las superficies $\theta = cte$.

Dejamos por un momento de lado la ecuación de evolución de la vorticidad de eje vertical para encontrar la ecuación de continuidad en coordenadas isentrópicas. El punto de partida es la ecuación de continuidad en coordenadas cartesianas

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \mathbf{.v} = 0 \tag{A.28a}$$

Insertando la ecuación hidrostática en la ecuación anterior se tiene que

$$-\frac{1}{g}\left[\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right) + \frac{\partial p}{\partial z}\nabla \mathbf{.v}\right] = 0 \qquad (A.28b)$$

De esta forma, la cantidad $-1/g \partial p/\partial z$ reemplaza a la densidad en el sistema cartesiano. Asimismo, en el sistema isentrópico es natural asociar la densidad a la cantidad $-1/g \partial p/\partial \theta$, cuya ecuación de continuidad será entonces

$$-\frac{1}{g}\left[\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial p}{\partial \theta}\right) + \frac{\partial p}{\partial \theta}\nabla \mathbf{.v}\right] = 0 \qquad (A.29a)$$

La similitud entre las ecuaciones (A.28b) y (A.29a) es evidente. Puesto que $\nabla = \nabla_{\theta} + \partial/\partial \theta \hat{z}$, la ecuación (A.29a) puede reescribirse como

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial p}{\partial \theta} \left[\nabla_{\theta} \cdot \mathbf{v} + \frac{\partial \dot{\theta}}{\partial \theta} \right] = 0 \qquad (A.29b)$$

Expandiendo la derivada individual d/dt se tiene que

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \mathbf{v} \cdot \nabla \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial p}{\partial \theta} \left(\nabla_{\theta} \cdot \mathbf{v} + \frac{\partial \dot{\theta}}{\partial \theta} \right) = 0 \qquad (A.29c)$$

Es necesario expresar ahora la ecuación anterior en términos de $\partial \theta / \partial p$. Se tiene que $\partial / \partial t (\partial \theta / \partial p) = \partial / \partial t (\partial p / \partial \theta)^{-1} = -(\partial p / \partial \theta)^{-2} \partial / \partial t (\partial p / \partial \theta)$ y similarmente $\nabla(\partial \theta / \partial p) = \nabla(\partial p / \partial \theta)^{-1} = -(\partial p / \partial \theta)^{-2} \nabla(\partial p / \partial \theta)$. De esta forma, si se multiplica la ecuación (A.29c) por $-(\partial \theta / \partial p)^2$ se tiene que

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \theta}{\partial p} \right) + \mathbf{v} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \theta}{\partial p} \right) - \frac{\partial \theta}{\partial p} \left(\nabla_{\theta} \cdot \mathbf{v} + \frac{\partial \dot{\theta}}{\partial \theta} \right) = 0 \qquad (A.29d)$$

La ecuación (A.29d) puede escribirse más compactamente como

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \theta}{\partial p} \right) = \frac{\partial \theta}{\partial p} \left(\nabla_{\theta} \cdot \mathbf{v} + \frac{\partial \dot{\theta}}{\partial \theta} \right)$$
(A.29*e*)

Las ecuaciones (A.26e) y (A.29e) son cruciales en lo que sigue. Multiplicando la primera por $-g \partial \theta / \partial p$, la segunda por $-g \eta_{\theta}$, y combinando ambos resultados se llega a que

$$\frac{dZ}{dt} = Z \frac{\partial \dot{\theta}}{\partial \theta} + g \frac{\partial \theta}{\partial p} \hat{z} \cdot \left(\nabla_{\theta} \dot{\theta} \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta} \right) - g \frac{\partial \theta}{\partial p} \hat{z} \cdot \left(\nabla_{\theta} \times \mathbf{F} \right)$$
(A.30)

La cantidad

$$Z \equiv -g\eta_{\theta} \,\partial\theta/\partial p \tag{A.31}$$

se denomina vorticidad potencial. Si los procesos son adiabáticos y las fuerzas de fricción resultan irrotacionales cuando son calculadas sobre superficies isentrópicas resulta

$$\frac{dZ}{dt} = 0 \tag{A.32}$$

por lo que la vorticidad potencial es conservativa. De otro modo, los términos situados a la derecha de (A.30) son fuentes de vorticidad potencial.

Existe una ley de conservación más general que la expresada en (A.32). El punto de partida para encontrarla es la ecuación de movimiento

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \Phi - 2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{v}$$
(A.33)

Todas las fuerzas que puedan derivarse de un potencial han sido incluidas en $\nabla \Phi$. La ecuación (A.33) no es la más general posible de manera que las conclusiones que se extraigan estarán sujetas a las suposiciones que se encuentran implícitas en ella; por lo pronto, puede mencionarse que los efectos de la fricción han sido excluidos. Tomando rotor a la ecuación (A.33), denotando con $\boldsymbol{\omega}$ al rotor de la velocidad, y haciendo uso de la relación $\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = 1/2 \nabla (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}$ se tiene que

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + \nabla \times [\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}] = -\nabla \left(\frac{1}{\rho}\right) \times \nabla p - 2\nabla \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}) \tag{A.34a}$$

Cuando en (A.27) se efectúan los reemplazos $\mathbf{F} \to \Omega$, $\mathbf{G} \to \mathbf{v}$ se tiene que $\nabla \times (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{v}) = (\nabla \cdot \mathbf{v})\mathbf{\Omega} - (\nabla \cdot \mathbf{\Omega})\mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{\Omega} - (\mathbf{\Omega} \cdot \nabla)\mathbf{v}$. Ya que la velocidad de rotación terrestre es constante $\nabla \cdot \mathbf{\Omega} = 0$. Utilizando nuevamente la relación (A.27) y haciendo $\mathbf{F} \to \mathbf{v}$, $\mathbf{G} \to \boldsymbol{\omega}$ se llega a que $\nabla \times [\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}] = (\nabla \cdot \mathbf{v})\boldsymbol{\omega} - [\nabla \cdot \boldsymbol{\omega}]\mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\boldsymbol{\omega} - [\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla]\mathbf{v}$. El segundo de los términos a la derecha de la expresión anterior es nulo en vista de que la divergencia de un rotor lo es. Reacomodando términos, la ecuación (A.34*a*) puede escribirse como

$$\frac{\partial(\boldsymbol{\omega}+2\boldsymbol{\Omega})}{\partial t} + (\mathbf{v}.\nabla)(\boldsymbol{\omega}+2\boldsymbol{\Omega}) - [(\boldsymbol{\omega}+2\boldsymbol{\Omega}).\nabla]\mathbf{v} = -\nabla\left(\frac{1}{\rho}\right) \times \nabla p - (\nabla.\mathbf{v})(\boldsymbol{\omega}+2\boldsymbol{\Omega})$$
(A.34b)

En la ecuación anterior se ha utilizado el hecho de que la velocidad de rotación terrestre no varía localmente con el tiempo, es decir $\partial \Omega / \partial t = 0$. Haciendo uso de la ecuación de continuidad (A.28*a*) se reemplaza $\nabla \cdot \mathbf{v}$ por $-1/\rho d\rho/dt$ en (A.34*b*) de manera que

$$\frac{d(\boldsymbol{\omega}+2\boldsymbol{\Omega})}{dt} - \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt}(\boldsymbol{\omega}+2\boldsymbol{\Omega}) - [(\boldsymbol{\omega}+2\boldsymbol{\Omega})\boldsymbol{\nabla}]\mathbf{v} = -\nabla\left(\frac{1}{\rho}\right) \times \nabla p \qquad (A.34c)$$

Los primeros dos términos a la derecha de la igualdad pueden escribirse como

$$\rho \left[\frac{1}{\rho} \frac{d(\boldsymbol{\omega} + 2\boldsymbol{\Omega})}{dt} - \frac{1}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} (\boldsymbol{\omega} + 2\boldsymbol{\Omega}) \right] = \rho \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{\rho} (\boldsymbol{\omega} + 2\boldsymbol{\Omega}) \right]$$
(A.35)

Así, (A.34c) toma la forma

$$\rho \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{\rho} (\boldsymbol{\omega} + 2\boldsymbol{\Omega}) \right] - \left[(\boldsymbol{\omega} + 2\boldsymbol{\Omega}) \boldsymbol{\nabla} \right] \mathbf{v} = -\nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \times \nabla p \qquad (A.34d)$$

Si ahora se multiplica escalarmente (A.34d) por $1/\rho \nabla \Xi$ se obtiene

$$\nabla \Xi \cdot \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{\rho} (\boldsymbol{\omega} + 2\boldsymbol{\Omega}) \right] - \frac{1}{\rho} \nabla \Xi \cdot \left[(\boldsymbol{\omega} + 2\boldsymbol{\Omega}) \cdot \nabla \right] \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla \Xi \cdot \left[\nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \times \nabla p \right]$$
(A.36*a*)

La cantidad Ξ es una magnitud escalar cualquiera. El segundo término a la izquierda de la ecuación anterior puede escribirse^{*}

$$-\frac{1}{\rho}\nabla\Xi.[(\boldsymbol{\omega}+2\boldsymbol{\Omega}).\nabla]\mathbf{v} = \frac{1}{\rho}(\boldsymbol{\omega}+2\boldsymbol{\Omega}).\left(\frac{d}{dt}\nabla\Xi-\nabla\frac{d\Xi}{dt}\right)$$
(A.37)

Reemplazando (A.37) en (A.36a) se tiene que

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{1}{\rho} \nabla \Xi . (\boldsymbol{\omega} + 2\boldsymbol{\Omega}) \right] - \frac{1}{\rho} (\boldsymbol{\omega} + 2\boldsymbol{\Omega}) . \nabla \frac{d\Xi}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla \Xi . \left[\nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \times \nabla p \right]$$
(A.36b)

La relación anterior es válida para cualquier cantidad escalar Ξ , aunque ciertas elecciones particulares de esta cantidad resultan muy convenientes. En efecto, supongamos que dicha cantidad es una función solamente de las variables termodinámicas, es decir $\Xi = \Xi(p, \rho)$. Bajo estas circunstancias $\nabla \Xi \cdot [\nabla(1/\rho) \times \nabla p] = 0$ ya que por definición de producto vectorial $\nabla(1/\rho) \times \nabla p$ es perpendicular tanto a $\nabla(1/\rho)$ como a ∇p y $\nabla \Xi = \partial \Xi / \partial p \nabla p + \partial \Xi / \partial \rho \nabla \rho$. Si además la cantidad Ξ es conservativa se llega a la relación

^{*} Esta relación puede verificarse escribiendo cada uno de los términos en coordenadas cartesianas o bien utilizando notación indicial [véase Haynes & McIntyre, 1987].

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{1}{\rho} \nabla \Xi . (\boldsymbol{\omega} + 2\boldsymbol{\Omega}) \right] = 0 \tag{A.38}$$

La ley de conservación anterior fue primeramente derivada por Ertel [1942b]. La misma es una generalización de la ley de conservación para la vorticidad potencial, que se encuentra cuando para Ξ se escoge a la temperatura potencial, se supone que esta cantidad varía solamente con la altura, i.e. $\nabla \theta = \partial \theta / \partial z \hat{z}$, y se hace uso de la ecuación hidrostática. Efectivamente, haciendo esto se tiene que $1/\rho \nabla \Xi = 1/\rho \partial \theta / \partial p \partial p / \partial z \hat{z} = -g \partial \theta / \partial p \hat{z}$, con lo cual para este caso particular la única componente trascendente de la vorticidad absoluta $\omega + 2\Omega$ es la de eje vertical.

La relación (A.38) es concisa y elegante pero tal y como se encuentra presentada está limitada a usarse con datos meteorológicos disponibles sobre superficies asociadas a variables conservativas. Ya que estos datos usualmente son presentados para niveles isobáricos, debemos encontrar una relación práctica que permita obtener la vorticidad potencial a partir de datos isobáricos. Si se utiliza la relación (A.11) haciendo $A \rightarrow v, \quad z \rightarrow p, \quad \alpha \rightarrow \theta$ se tendrá

$$\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{\theta} = \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{p} + \frac{\partial v}{\partial p}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{\theta}$$
(A.39*a*)

y también son válidas las relaciones

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{\theta} = \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{p} + \frac{\partial u}{\partial p}\left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_{\theta}$$
(A.40*a*)

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{\theta} = \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{p} + \frac{\partial T}{\partial p}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{\theta}$$
(A.41*a*)

Diferenciando ambos lados de la ecuación (A.23) resulta $(d \ln T - \kappa d \ln p)_{\theta} = 0$, de manera que, siguiendo un razonamiento análogo al usado para encontrar (A.25c), se llega a

$$\left(\frac{\nabla T}{T}\right)_{\theta} = \kappa \left(\frac{\nabla p}{p}\right)_{\theta} \tag{A.42}$$

Reemplazando $(\partial T/\partial x)_{\theta}$ de la relación anterior en (A.41*a*) se encuentra que

$$\kappa \frac{T}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{\theta} = \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{p} + \frac{\partial T}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{\theta}$$
(A.41b)

Usando la ecuación de gas ideal (A.21) para eliminar $\partial T/\partial p$ de (A.41*b*) y despejando para $(\partial p/\partial x)_{\theta}$ se tiene

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{\theta} = -\frac{\gamma p}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{p} \tag{A.41c}$$

siendo $\gamma = C_p / C_v$. Insertando esta última expresión en (A.39*a*)

$$\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{\theta} = \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{p} - \frac{\gamma p}{T} \frac{\partial v}{\partial p} \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{p}$$
(A.39b)

Una expresión similar es válida para $(\partial u/\partial y)_{\theta}$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{\theta} = \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{p} - \frac{\gamma p}{T} \frac{\partial u}{\partial p} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{p}$$
(A.40b)

Restando (A.40b) de (A.39b)

$$\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{\theta} - \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{\theta} = \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{p} - \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{p} - \frac{\gamma p}{T} \left[\frac{\partial v}{\partial p}\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{p} - \frac{\partial u}{\partial p}\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{p}\right]$$
(A.42*a*)

Dado que $\nabla_p \theta = \nabla_p T$ finalmente se tiene

$$\zeta_{\theta} = \zeta_{p} - \frac{\gamma p}{T} \left[\frac{\partial v}{\partial p} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)_{p} - \frac{\partial u}{\partial p} \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_{p} \right]$$
(A.42b)

En forma más compacta, la ecuación (A.42b) es

$$\zeta_{\theta} = \zeta_{p} - \frac{\gamma p}{T} \hat{z} \cdot \left(\nabla_{p} \theta \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p} \right)$$
(A.42c)

De esta forma, la vorticidad potencial calculada sobre superficies isobáricas es

$$Z = -g \left[\zeta_p - \frac{\gamma p}{T} \hat{z} \cdot \left(\nabla_p \theta \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p} \right) + f \right] \frac{\partial \theta}{\partial p}$$
(A.43)

Puesto que la frontogénesis puede ser definida como $d|\nabla_{p}\theta|/dt$ [Miller, 1948] la aparición de $\nabla_{p}\theta$ en la expresión (A.43) será especialmente útil en el estudio de frontogénesis usando a la vorticidad potencial como variable de diagnóstico [Davies & Rossa, 1998].

Pese a la importancia que tiene la humedad en el crecimiento de las perturbaciones en la atmósfera [Tracton, 1973; Mak, 1982] hasta ahora ella no ha sido tenida en cuenta para la ley de conservación de la vorticidad potencial, y sobre cuando existan cambios de estado, no podrá seguir asumiéndose que $d\theta/dt \approx 0$. Sólo se efectuará una breve mención de los efectos de la humedad en la vorticidad potencial. De hecho, existen dos temperaturas potenciales que son aproximadamente conservativas en su presencia. La primera de ellas es la temperatura potencial de bulbo húmedo (θ_w) , conservativa para procesos adiabáticos no saturados. Por otro lado, la temperatura potencial equivalente (θ_e) es conservativa para procesos adiabáticos saturados. La relación entre ellas es [Bindon, 1940]

$$\theta_e = \theta_w + \frac{Lw(\theta_w)}{C_p} \tag{A.44}$$

donde $Lw(\theta_w)$ es el calor latente contenido en una masa de aire debido a la presencia de vapor saturado a la temperatura θ_w . Las definiciones de *vorticidades potenciales húmedas* se siguen de la expresión (A.31), o bien de la relación general (A.38). En caso de existir condensación –los ciclones son ejemplos típicos– una expresión para la vorticidad potencial húmeda puede ser $Z_e \equiv -g \eta_\theta \partial \theta_e / \partial p$. La generación de vorticidad potencial húmeda se analiza en Cao & Cho [1995], Cho & Cao [1998] y Cao & Zhang [2004], mientras que en Gao et al. [2004] se analiza la generación de vorticidad potencial húmeda para una expresión generalizada. En lo que sigue se supondrá que todos los procesos son secos.

Se pone de manifiesto en la ecuación (A.30) que las fuentes de vorticidad potencial son el calor diabático y las fuerzas de fricción. En el siguiente razonamiento se supondrá que las fuerzas de fricción sobre superficies isentrópicas son irrotacionales, i.e. $\nabla_{\theta} \times \mathbf{F} = 0$, como así también que $\partial \mathbf{v}/\partial \theta = 0$, condición que puede satisfacerse por ejemplo lejos de los jets. Bajo estas suposiciones la ecuación (A.30) se simplifica, tomando la forma compacta

$$\frac{1}{Z}\frac{dZ}{dt} = \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\frac{d\theta}{dt}\right) \tag{A.45}$$

Expandiendo la derivada individual $d\theta/dt$ utilizando la relación (A.14) en el sistema isobárico se tiene que

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial\theta}{\partial t} + u\frac{\partial\theta}{\partial x} + v\frac{\partial\theta}{\partial y} + \omega\frac{\partial\theta}{\partial p}$$
(A.46)

donde $\omega \equiv dp/dt$ es la velocidad vertical en el sistema isobárico. Si las cantidades que aparecen en (A.46) se escriben como un estado medio más una perturbación, i.e. $\theta = \overline{\theta} + \theta'$ y $\mathbf{v} = \overline{\mathbf{v}} + \mathbf{v}'$, y son reemplazadas en (A.46) se obtiene

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial\theta'}{\partial t} + \left(\overline{u} + u'\right)\frac{\partial\theta'}{\partial x} + \left(\overline{v} + v'\right)\frac{\partial\theta'}{\partial y} + \left(\overline{\omega} + \omega'\right)\frac{\partial\theta'}{\partial p}$$
(A.47*a*)

Agrupando los términos que incluyen las velocidades medias se tiene que

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial\theta'}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla\theta' + u' \frac{\partial\theta'}{\partial x} + v' \frac{\partial\theta'}{\partial y} + \omega' \frac{\partial\theta'}{\partial p}$$
(A.49b)

Asimismo

$$u'\frac{\partial\theta'}{\partial x} = \frac{\partial(u'\theta')}{\partial x} - \theta'\frac{\partial u'}{\partial x}$$

$$v'\frac{\partial\theta'}{\partial y} = \frac{\partial(v'\theta')}{\partial y} - \theta'\frac{\partial v'}{\partial y}$$

$$\omega'\frac{\partial\theta'}{\partial p} = \frac{\partial(\omega'\theta')}{\partial p} - \theta'\frac{\partial\omega'}{\partial p}$$
(A.50)

Insertando (A.50) en (A.49b)

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial\theta'}{\partial t} + \mathbf{\bar{v}}.\nabla\theta' + \frac{\partial(u'\theta')}{\partial x} + \frac{\partial(v'\theta')}{\partial y} + \frac{\partial(\omega'\theta')}{\partial p} - \theta'\nabla.\mathbf{v}'$$
(A.49c)

Para eliminar la divergencia de las perturbaciones $\nabla \mathbf{.v'}$ de la ecuación anterior se utiliza la ecuación de continuidad (*A*.28*a*)

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial\theta'}{\partial t} + \mathbf{\bar{v}} \cdot \nabla\theta' + \frac{\partial(u'\theta')}{\partial x} + \frac{\partial(v'\theta')}{\partial y} + \frac{\partial(\omega'\theta')}{\partial p} + \theta'\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt}$$
(A.49d)

El factor $d\rho/dt$ del último término de la derecha en la ecuación anterior puede ser reemplazado por una expresión análoga a (A.49b) haciendo $\theta \rightarrow \rho$, pero aparecerían nuevos términos de la forma $\partial (u'\rho'\theta')/\partial x$. Para evitar esto se supondrá que la densidad es constante, una suposición razonable si se la restringe a capas de espesor acotado. Efectuando el promedio de Reynolds a la ecuación (A.49d) se llega a que

$$\frac{\overline{d\theta}}{dt} = \frac{\partial(\overline{u'\theta'})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{v'\theta'})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\omega'\theta'})}{\partial p} \tag{A.50}$$

Dado que usualmente el último término a la derecha de (A.50) es el más importante puede escribirse

$$\frac{\overline{d\theta}}{dt} \approx \frac{\partial \left(\overline{\omega'\theta'}\right)}{\partial p} \tag{A.51}$$

De esta forma se ha mostrado que el calor diabático es proporcional al gradiente vertical de calor turbulento. Si se inserta la ecuación (A.51) en (A.45) se llega a que

$$\frac{1}{Z}\frac{dZ}{dt} \approx \frac{\partial}{\partial\theta} \left[\frac{\partial\left(\overline{\omega'\theta'}\right)}{\partial p}\right] \tag{A.52a}$$

Si ahora se hace $\partial/\partial \theta = \partial z/\partial \theta \partial p/\partial z \partial/\partial p$, se supone que la atmósfera es estable, i.e. $\partial \theta/\partial z > 0$, e hidrostática, i.e., $\partial p/\partial z = -\rho g$ se tendrá que $\partial/\partial \theta \alpha - \partial/\partial p$. En otras palabras

$$\frac{dZ}{dt} \propto -Z \frac{\partial^2 \left(\overline{\omega' \theta'}\right)}{\partial p^2} \tag{A.52b}$$

Dada una distribución vertical de flujo de calor turbulento la relación anterior expresa el comportamiento de la evolución temporal que tendrá la vorticidad potencial. Supongamos que dicha distribución tiene un perfil gaussiano como el mostrado en la Figura A3. La relación (A.52b) puede se integrada para obtener

$$Z(t) = Z_0 \exp\left(\frac{t}{\tau}\right) \tag{A.53}$$

donde Z_0 representa el valor inicial de vorticidad potencial y τ es una constante apropiada que posee unidades de tiempo. Justo en el nivel de máximos flujos turbulentos verticales $\tau > 0$, y si inicialmente la vorticidad potencial es ciclónica el sistema se profundiza, mientras que ocurre lo contrario por encima y por debajo del máximo, pues $\tau < 0$. Este ejemplo es más bien académico puesto que usualmente la distribución de calor diabático en la vertical no es tan simétrica. La generación de vorticidad potencial debida a procesos turbulentos ha sido investigada, por ejemplo, en Keyser & Rotunno [1990] y Gidel & Shapiro [1979].


Figura A.3 – Una distribución vertical de flujo de calor turbulento $\overline{\omega'\theta'}$

Los procesos turbulentos son más que comunes en la atmósfera. La turbulencia aparece sólo cuado el número de Richardson *Ri*, definido como

$$Ri = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \left/ \left| \frac{\partial \mathbf{v}_H}{\partial z} \right|^2$$
(A.54)

se encuentra por debajo de un cierto valor límite, y el régimen se convierte de estratificado a turbulento. En (A.54) \mathbf{v}_{H} denota al viento horizontal, por lo que el número de Richardson es una medida de la estabilidad estática relativa a la estabilidad dinámica en la vertical, de manera que si la cortante vertical es muy intensa los procesos turbulentos dominarán. De hecho, esto es lo que usualmente sucede en las cercanías de los jets. Lo dicho llevaría a la conclusión de que habría una producción de vorticidad potencial en las cercanías de las corrientes en chorro, por lo cual la vorticidad potencial

no sería conservativa. A grandes rasgos este razonamiento parecería correcto, aunque hay situaciones en las cuales existen un transporte a través de la corriente en chorro sin necesidad de que intervengan los procesos turbulentos [Danielsen et al., 1991].

El siguiente ejemplo será de utilidad para entender el comportamiento de la tropopausa dinámica y las consecuencias que conlleva la inyección de aire estratosférico en la baja troposfera. Como aplicación de la conservación de la vorticidad potencial, supongamos una situación en la que una parcela de aire empieza su descenso desde una altura considerable –la cual bien puede suponerse situada en la baja estratósfera– a través de una atmósfera estratificada, en un entorno situado cerca de una zona frontal, y llega a la troposfera baja. Por simplicidad supongamos también que en ambos casos las isentrópicas son horizontales, i.e. $\nabla \theta = \partial \theta / \partial z \hat{z}$. Se verifica entonces que

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial \theta}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial z} = -\gamma \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\kappa}$$
(A.55)

En la ecuación anterior se ha hecho uso de la definición de temperatura potencial (A.23). Así

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)_{i} \left/ \left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)_{f} = \frac{\gamma_{i}}{\gamma_{f}} \left(\frac{p_{f}}{p_{i}}\right)^{k}$$
(A.56)

La relación (A.56) será útil para obtener con qué vorticidad llega la parcela. Asimismo

$$\frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial p} = -\frac{1}{\rho g} \frac{\partial \theta}{\partial z}$$
 por lo que $Z = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \theta}{\partial z}\right) \eta_{\theta}$. Si durante el descenso la parcela

conserva su vorticidad potencial se tendrá que

$$\left(\eta_{\theta}\right)_{f} = \frac{\rho_{f}}{\rho_{i}} \frac{\gamma_{i}}{\gamma_{f}} \left(\frac{p_{f}}{p_{i}}\right)^{\kappa} \left(\eta_{\theta}\right)_{i} \tag{A.57}$$

Suponiendo que $p_i = 200$ hPa y $p_f = 900$ hPa se tendrá que $\rho_f / \rho_i \approx 100$. Si además se supone que $\gamma_i / \gamma_f \approx 1$ se tendrá de (A.57) que $(\eta_\theta)_f \approx 150(\eta_\theta)_i$. Puesto que la vorticidad terrestre se encuentra acotada, prácticamente toda la variación de vorticidad calculada está contenida en la vorticidad relativa aún cuando la parcela se haya desplazado latitudinalmente. El valor típico de la vorticidad relativa en latitudes medias es de 10^{-5} s⁻¹, mientras que la vorticidad de la Tierra para estas latitudes es del orden de 10^{-4} s⁻¹. Si el proceso tiene lugar en latitudes medas, la vorticidad relativa de la parcela al finalizar su recorrido será mayor que la vorticidad relativa típica de tales latitudes en dos órdenes de magnitud. Estos valores de vorticidad son importantes, aunque aún se encuentran lejos de los valores que pueden encontrarse en el núcleo de un tornado, típicamente 1 s⁻¹. No obstante ello, una situación como la descripta posee un efecto que en la atmósfera no pasa desapercibido. Muy por el contrario, la irrupción de aire estratosférico en la troposfera posee un efecto desestabilizador [Griffiths et al., 2000; Goering et al., 2001].

Los conceptos de vorticidad potencial presentados en el presente apéndice son más que suficientes tanto para la comprensión del concepto de la tropopausa dinámica como para efectuar una relación entre ella y la tropopausa térmica. Sin embargo, el concepto de vorticidad potencial de ninguna manera se reduce a los aspectos mostrados aquí. La mayoría de los aspectos relacionados con ella se presentan en Hoskins et al. [1985]. Asimismo, Danielsen [1990] y Haynes & McIntyre [1987, 1990] debaten sobre ciertos aspectos teóricos de la vorticidad potencial. Incluso la teoría subyacente es tan elegante que hasta permite efectuar una correspondencia con campos electrostáticos [Bishop & Thorpe, 1994].

APÉNDICE B — MÉTODO DE COMPONENTES PRINCIPALES

El Método de Componentes Principales, también conocido como Empirical Orthogonal Functions Method (EOF Method) es una herramienta muy utilizada en las geociencias para el estudio de estructuras espacio-temporales. Está basado en el cálculo de los autovalores y autovectores de una matriz real, simétrica y definida positiva. Los autovectores de dicha matriz son llamados *modos normales*, y de ninguna manera son exclusivos de las geociencias. En efecto, antes de brindar los detalles del Método de Componentes Principales, se estudiará un sistema mecánico simple para el cual el cálculo de los modos normales no presenta dificultades. Las conclusiones que se extraigan del estudio de este sistema mecánico serán útiles para las discusiones concernientes al Método de Componentes Principales propiamente dicho.

B.1 MODOS NORMALES DE UN SISTEMA MECÁNICO SIMPLE

Se tienen tres partículas, cada una de masa m, unidas por dos resortes idénticos de constante k, tal y como lo muestra la Figura B.1.



Figura B.1 – Un sistema mecánico simple para el análisis de los modos normales

Los cálculos se simplifican si se considera que las tres partículas poseen la misma masa y que los dos resortes tienen la misma constante, si bien no se pierde generalidad con estas suposiciones. Dicho esto, supongamos también que el sistema se encuentra apoyado sobre una mesa sin fricción y restringido a moverse en línea recta, aunque la dirección de movimiento es arbitraria. Se puede adelantar que las ecuaciones de movimiento están acopladas. De hecho, la masa central está vinculada por un resorte con cada una de las masas laterales. Puesto que las masas de los extremos no se encuentran directamente vinculadas entre sí se puede intuir que la ecuación de movimiento para una masa lateral no incluirá a la posición de la masa lateral opuesta. Estas afirmaciones se ven claramente reflejadas en el sistema de ecuaciones de movimiento

$$\begin{cases} m \frac{d^2 x_1}{dt^2} = -k(x_1 - x_2) \\ m \frac{d^2 x_2}{dt^2} = k(x_1 - x_2) - k(x_2 - x_3) \\ m \frac{d^2 x_3}{dt^2} = -k(x_3 - x_2) \end{cases}$$
(B.1)

Es claro que (B.1) consiste de tres ecuaciones acopladas entre sí, las cuales pueden expresarse en notación compacta como

$$\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = \mathbf{M} \mathbf{x} \tag{B.2}$$

En (B.2) **x** denota el vector $(x_1(t), x_2(t), x_3(t))^T$. Dado que k/m posee unidades de frecuencia al cuadrado, se define la frecuencia angular como $\omega_0 \equiv \sqrt{k/m}$ y así

$$\mathbf{M} = \boldsymbol{\omega}_0^2 \begin{pmatrix} -1 & 1 & 0\\ 1 & -2 & 1\\ 0 & 1 & -1 \end{pmatrix}$$
(B.3)

es la matriz de acoplamiento del sistema, la cual es real y simétrica.

La forma de resolver todos los sistemas similares a (B.2) es proponer una solución de la forma $\mathbf{x}(t) = \mathbf{v} \exp(\lambda t)$, donde \mathbf{v} denota un vector constante. Insertando esta solución en (B.2) se llega a que

$$\lambda^2 \mathbf{Id} \ \mathbf{v} = \mathbf{M} \mathbf{v} \tag{B.4}$$

Reescribiendo la ecuación anterior en la forma

$$\left(-\mathbf{M} + \lambda^2 \mathbf{Id}\right)\mathbf{v} = 0 \tag{B.5}$$

puede apreciarse que se obtiene una ecuación similar a una de autovalores. Puesto que $-\omega_0^{-2} \mathbf{x}^{\mathrm{T}} \mathbf{M} \mathbf{x} = (x_1 - x_2)^2 + (x_2 - x_3)^2 - \mathbf{M}$ es una matriz definida positiva. Dado que $-\mathbf{M}$ es real, simétrica y definida positiva, todos sus autovalores serán reales. Asimismo y con relación a (*B.5*), si se buscan soluciones no nulas para \mathbf{v} se debe verificar que $\det(-\mathbf{M} + \lambda^2 \mathbf{Id}) = 0$. De esta ecuación se obtiene que $P(\lambda^2) = 0$, donde $P(\lambda)$ corresponde al polinomio característico de la matriz $-\mathbf{M}$. Para el caso analizado aquí $P(\lambda^2) = \lambda^2 (\lambda^2 + \omega_0^2) (\lambda^2 + 3\omega_0^2).$ Claramente las tres raíces de esta ecuación son 0, $-\omega_0^2$ y $-3\omega_0^2$.

Dado que se buscan soluciones oscilatorias, no es sorprendente que las raíces sean negativas, o nulas a lo sumo. Si se ordenan los autovalores de mayor a menor, los asociados serán $\mathbf{V}_1 = (1,1,1)^T$, $\mathbf{V}_2 = (1,0,-1)^T$ y $\mathbf{V}_3 = (-1,2,-1)^T$, autovectores respectivamente. Claramente $\mathbf{M} \in \mathfrak{R}^{3\times 3}$, por lo que el sistema mostrado en la Figura B.1 tiene exactamente tres autovectores distintos. Se denomina a estos autovectores modos normales del sistema, los cuales relacionan la posición de las tres masas cuando la frecuencia de oscilación del sistema está fija y es igual a alguno de los autovalores mencionados. El primero de los modos normales expresa que las tres masas se desplazan simultáneamente. Como consecuencia, ninguno de los resortes está estirado o comprimido, y entonces $\omega = 0$. En el segundo de los modos normales la masa central permanece en reposo mientras que las dos masas laterales oscilan simétricamente respecto de la masa central con frecuencia $\omega = \omega_0$. En el tercer modo normal, si ambas masas laterales se desplazan una unidad (arbitraria) la masa central se desplaza el doble pero en el sentido opuesto. Es entonces natural que sea este modo normal el asociado a la mayor frecuencia de oscilación, i.e. $3\omega_0$, y consecuentemente asociado también con la mayor energía. La Figura B.2 ilustra el comportamiento de cada una de las masas en relación a los modos normales descriptos.



Figura B.2 – Comportamiento de las masas para cada uno de los modos normales. La longitud de las flechas es proporcional a los desplazamientos.

Como (B.2) es un sistema de ecuaciones lineal, la suma de soluciones es también solución. Entonces, la forma más general de la solución puede escribirse

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{A}\mathbf{V}_1 + \mathbf{B}\mathbf{V}_2 \exp(i\omega_0 t) + \mathbf{C}\mathbf{V}_3 \exp(3i\omega_0 t)$$
(B.6)

El comportamiento del sistema está completamente descrito una vez que se hayan aplicado las condiciones iniciales, lo cual implica asignarles un valor a A, ByC. Dado que funciones exponenciales imaginarias son solución de la ecuación diferencial, sus partes reales e imaginarias también son solución. Soluciones puramente reales de (B.2)vienen dadas por

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{A}\mathbf{V}_1 + [\mathbf{B}_1\cos(\omega_0 t) + \mathbf{B}_2sen(\omega_0 t)]\mathbf{V}_2 + [\mathbf{C}_1\cos(3\omega_0 t) + \mathbf{C}_2sen(3\omega_0 t)]\mathbf{V}_3 \qquad (B.7)$$

No es necesario seguir analizando la evolución temporal de estas soluciones, pero si vale la pena mencionar que el comportamiento temporal de la solución (B.7) viene dado por vectores espaciales fijos cuyas amplitudes se modulan por los coeficientes temporales que los acompañan.

La utilidad de los modos normales no se reduce a calcular los desplazamientos relativos de las masas para cada una de las frecuencias. En efecto, si cada una de las filas de una nueva matriz Ψ está conformada por los modos normales, y si esta nueva matriz se aplica a izquierda de (*B*.2), analíticamente se tendrá que

$$\Psi \frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = \Psi \mathbf{M} \mathbf{x} \tag{B.8}$$

En particular, especializando (B.8) para el sistema de la Figura B.1 tendremos que

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & -1 \\ -1 & 2 & -1 \end{pmatrix} \frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = \omega_0^2 \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & -1 \\ -1 & 2 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_2 - x_1 \\ x_1 - 2x_2 + x_3 \\ x_2 - x_3 \end{pmatrix}$$
(B.9)

Si se definen nuevas variables $\psi_1 = x_1 + x_2 + x_3$, $\psi_2 = x_1 - x_3$ y $\psi_3 = 2x_2 - x_1 - x_3$ el resultado de (*B*.9) es

$$\begin{cases} \frac{d^2 \psi_1}{dt^2} = 0\\ \frac{d^2 \psi_2}{dt^2} = -\omega_0^2 \psi_2\\ \frac{d^2 \psi_3}{dt^2} = -3\omega_0^2 \psi_3 \end{cases}$$
(B.10)

Claramente, para las nuevas variables ψ_i $(i \le 3)$ las ecuaciones de movimiento están desacopladas. En el caso más general $\mathbf{M} \in \Re^{N \times N}$, $\psi_i = \mathbf{v}_i^T \mathbf{x}$ $(i \le N)$ y las ecuaciones de movimiento para las ψ_i también estarán desacopladas. Se concluye entonces que la utilidad de los modos normales es la de desacoplar las ecuaciones de movimiento. El meollo de encontrar los modos normales radica en encontrar los autovalores, para lo cual es necesario encontrar las raíces de un polinomio de grado 2N en potencias pares de λ , lo cual no es tarea sencilla cuando el sistema tiene muchos grados de libertad o, análogamente, cuando el valor de N es grande. Por ejemplo, para el caso más general de N masas unidas por N-1 resortes la matriz \mathbf{M} es tridiagonal y toma la forma

$$\left(\mathbf{M}\right)_{ij} = \begin{cases} \omega_0^2 & j = i \pm 1 \\ -2\omega_0^2 & j = i, \quad i = 2, \dots, N-1 \\ -\omega_0^2 & j = i, \quad i = 1, N \\ 0 & cualquier \ otro \ caso \end{cases}$$
(B.11)

La intuición nos dice que $\omega = 0$ sigue siendo autovalor de .B.(11) y que $(1,1,...,1)^T$ sigue siendo el modo normal asociado puesto que el sistema es libre de desplazarse rígidamente.

B.2 ALGUNOS ASPECTOS DEL MÉTODO DE COMPONENTES PRINCIPALES

No se pretenderá aquí brindar una descripción exhaustiva del método, puesto que ello puede encontrarse tanto en bibliografía teórica específica como también en innumerables aplicaciones. Es importante notar, sin embargo, que los trabajos que hacen uso del método no siempre exponen claramente los conceptos básicos necesarios para entenderlo. Por el contrario, la mayoría de ellos los mencionan muy brevemente, remitiendo al lector interesado a bibliografía específica. De acuerdo a mi experiencia personal encuentro útil que, además de presentar los resultados que componen una tesis, también se incluya al menos una discusión de los métodos utilizados, destacando los rasgos fundamentales que lo componen. Se puede adelantar brevemente aquí que este método está íntimamente relacionado con el álgebra de matrices. Naturalmente, estos temas no serán tratados, primero por cuestiones de espacio, y segundo porque se supone que los lectores están lo suficientemente familiarizados con los mismos como para poder omitir descripciones que quizás a muchos les resultarían obvias. Los pasos seguidos aquí exponen solamente la esencia del método para que el lector no familiarizado con él pueda entenderlo fácilmente. Se siguen los lineamientos expuestos en Kutzbach [1967] aunque con mayores detalles matemáticos y usando una notación un tanto diferente.

DEFINICIONES PRELIMINARES

• <u>Definición 1</u>: Transposición de vectores y matrices.

Un arreglo de números $(v_1, ..., v_n)$ se denomina vector fila, mientras que $\begin{pmatrix} v_1 \\ \vdots \\ v_n \end{pmatrix}$ es

su traspuesto. Luego, el traspuesto de $\mathbf{v} = \begin{pmatrix} v_1 \\ \vdots \\ v_n \end{pmatrix}$ es $\mathbf{v}^{\mathrm{T}} = (v_1, \dots, v_n)$. Asimismo, si

 $(\mathbf{A})_{ij} = a_{ij}$ denota los elementos de una matriz, $(\mathbf{A}^{T})_{ij} = a_{ji}$ es su traspuesta.

• **Definición 2**: Matrices simétricas.

Una matriz real que satisface la condición $\mathbf{A}^{\mathrm{T}} = \mathbf{A}$ es una *matriz simétrica*. Por

ejemplo,
$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}$$
 y $\mathbf{B} = \begin{pmatrix} 4 & 2 & 1 \\ 2 & 4 & 2 \\ 1 & 2 & 4 \end{pmatrix}$ son matrices simétricas.

• **Definición 3**: Matrices definidas positivas.

Una matriz real **A** es definida positiva si $\mathbf{x}^{T}\mathbf{A}\mathbf{x} > 0$ para cualquier vector **x** no nulo. Ambas matrices en el ejemplo anterior son definidas positivas, ya que

$$\mathbf{x}^{\mathrm{T}}\mathbf{A}\mathbf{x} = (x_1, x_2) \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix} = (x_1 - x_2)^2 > 0 \qquad (B.12a)$$

у

$$\mathbf{x}^{\mathrm{T}}\mathbf{B}\mathbf{x} = (x, y, z) \begin{pmatrix} 4 & 2 & 1 \\ 2 & 4 & 2 \\ 1 & 2 & 4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = 2[(x+y)^{2} + (y+z)^{2} + x^{2} + y^{2}] + (x+z)^{2} > 0 \quad (B.12b)$$

Si una matriz A es definida positiva y simétrica sus autovalores son reales y positivos.

ESPACIOS CON PRODUCTO INTERNO

De acuerdo a Kincaid y Cheney [1994] (p. 370) un *espacio real con producto interno* es un espacio E en el cual se satisfacen las siguientes propiedades:

1)
$$\langle f,g \rangle = \langle g,f \rangle$$
 (B.13a)

2)
$$\langle f, \alpha g + \beta h \rangle = \alpha \langle f, g \rangle + \beta \langle f, h \rangle$$
 (B.13b)

3)
$$\langle f, f \rangle \ge 0$$
 si $f \ne 0$ (B.13c)

En las relaciones anteriores $f, g \in E$. La *norma euclídea de f* se define usando (*B*.13*c*) como $||f|| = \sqrt{\langle f, f \rangle}$. Dos importantes espacios con producto interno usados frecuentemente son

• $\Re^n \operatorname{con} \langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle = \mathbf{x}^T \mathbf{y} = \sum_{i=1}^n x_i y_i$, i.e. la definición usual de producto interno en \Re^n • $C_w[a,b]$, el espacio de las funciones continuas en [a,b], con $\langle f,g \rangle = \int_a^b f(x)g(x)w(x)dx$, siendo w(x) una función de peso no negativa en [a,b].

EL MÉTODO

Estamos ahora preparados para dar los lineamientos esenciales del Método de Componentes Principales. Supongamos que se tienen N vectores, cada uno conteniendo M valores, de la manera siguiente

$$\mathbf{x}(\mathbf{n}) = \begin{pmatrix} x_1(\mathbf{n}) \\ \vdots \\ x_M(\mathbf{n}) \end{pmatrix} \qquad 1 \le \mathbf{n} \le \mathbf{N}$$
 (B.14)

Por ejemplo, podrían tenerse N tiempos diferentes y también M puntos de grilla en los cuales el valor de una determinada variable está dado para cada uno de esos tiempos. Trasponiendo el vector $\mathbf{x}(n)$ se tiene $\mathbf{x}^{T}(n) = (x_1(n), ..., x_M(n))$. Se construye la matriz $\mathbf{X} = (\mathbf{x}(1), ..., \mathbf{x}(N))$, la cual contiene todos los datos. Claramente $\mathbf{X} \in \Re^{M \times N}$. La esencia del método es encontrar un vector \mathbf{e} de forma tal que al proyectar el error sobre cada una de las columnas de \mathbf{X} sea mínimo. El problema se reduce entonces a un problema de cuadrados mínimos en el cual intervienen dos productos internos distintos. Uno de ellos es el producto interno usual en \Re^n más arriba definido, i.e. $\langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle$. El otro se define por medio de la matriz simétrica $\mathbf{R} = \mathbf{X}\mathbf{X}^{T}$ como sigue

$$\langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle_{\mathbf{R}} = \mathbf{x}^{\mathrm{T}} (\mathbf{R} \mathbf{y})$$
 (B.15)

Puesto que la transformación efectuada por **R** sobre **y** es lineal, los paréntesis en (B.15) son innecesarios. Vale la pena mencionar que cuando **R** = **Id** se recupera de (B.15) la fórmula usual para el cálculo del producto interno en \Re^n , de manera que $\langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle_{\mathbf{R}}$ es una generalización de $\langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle$. Desde luego, no puede asumirse que la ecuación (B.18) define un producto interno válido, por lo que antes de continuar hay que verificar que se satisfacen las propiedades (B.13a) a (B.13c):

1)
$$\langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle_{\mathbf{R}} = \mathbf{x}^{\mathrm{T}} \mathbf{R} \mathbf{y} = (\mathbf{x}^{\mathrm{T}} \mathbf{R}) \mathbf{y} = \mathbf{y}^{\mathrm{T}} (\mathbf{x}^{\mathrm{T}} \mathbf{R})^{\mathrm{T}} = \mathbf{y}^{\mathrm{T}} (\mathbf{R}^{\mathrm{T}} \mathbf{x}) = \mathbf{y}^{\mathrm{T}} (\mathbf{R} \mathbf{x}) = \langle \mathbf{y}, \mathbf{x} \rangle_{\mathbf{R}};$$
 es

importante notar que se ha hecho uso de la relación $\mathbf{R} = \mathbf{R}^{\mathrm{T}}$. Si \mathbf{R} no es una matriz simétrica $\langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle_{\mathbf{R}}$ no define un producto interno válido.

2)
$$\langle \mathbf{x}, \alpha \mathbf{y} + \beta \mathbf{z} \rangle_{\mathbf{R}} = \mathbf{x}^{\mathrm{T}} \mathbf{R} (\alpha \mathbf{y} + \beta \mathbf{z}) = \alpha \mathbf{x}^{\mathrm{T}} \mathbf{R} \mathbf{y} + \beta \mathbf{x}^{\mathrm{T}} \mathbf{R} \mathbf{z} = \alpha \langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle_{\mathbf{R}} + \beta \langle \mathbf{x}, \mathbf{z} \rangle_{\mathbf{R}}$$

3)
$$\langle \mathbf{x}, \mathbf{x} \rangle_{\mathbf{R}} = \mathbf{x}^{\mathrm{T}} \mathbf{R} \mathbf{x} = \mathbf{x}^{\mathrm{T}} \mathbf{X} \mathbf{X}^{\mathrm{T}} \mathbf{x} = (\mathbf{X}^{\mathrm{T}} \mathbf{x})^{\mathrm{T}} \mathbf{X}^{\mathrm{T}} \mathbf{x} = (\mathbf{X}^{\mathrm{T}} \mathbf{x})^{2} \ge 0$$

Como queda demostrado, (B.15) define efectivamente un producto interno válido. La norma que define $\langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle_{\mathbf{R}}$ de viene dada por

$$\|\mathbf{x}\|_{\mathbf{R}} = \sqrt{\langle \mathbf{x}, \mathbf{x} \rangle_{\mathbf{R}}} \tag{B.16}$$

Retomando, se busca minimizar la cantidad

$$\left\|\mathbf{e}\right\|_{\mathbf{R}}^{2} = \mathbf{e}^{\mathrm{T}}\mathbf{R}\mathbf{e} \tag{B.17}$$

sujeta a la condición

$$\left\|\mathbf{e}\right\|^2 = 1 \tag{B.18}$$

Es aquí donde entran en juego dos productos internos distintos. Las ecuaciones (B.17) y (B.18) se pueden condensar en única ecuación utilizando multiplicadores de Lagrange. En efecto, la minimización de la función $f(\mathbf{e}, \lambda) = \|\mathbf{e}\|_{\mathbf{R}}^2 - \lambda (\|\mathbf{e}\|^2 - 1)$ engloba ambas ecuaciones. En la última expresión λ denota al multiplicador de Lagrange. Reemplazando las expresiones (B.17) y (B.18) en $f(\mathbf{e}, \lambda)$, la expresión a minimizar se convierte en

$$f(\mathbf{e},\lambda) = \mathbf{e}^{\mathrm{T}}\mathbf{R}\mathbf{e} - \lambda(\mathbf{e}^{\mathrm{T}}\mathbf{e} - 1)$$
(B.19)

La minimización se alcanza una vez que se resuelve el siguiente sistema de ecuaciones

$$\begin{cases} \frac{\partial f(\mathbf{e},\lambda)}{\partial \mathbf{e}} = 0\\ \frac{\partial f(\mathbf{e},\lambda)}{\partial \lambda} = 0 \end{cases}$$
(B.20)

La segunda de las ecuaciones en (B.20) indica que $\mathbf{e}^{\mathsf{T}}\mathbf{e}-1=0$, expresando, en otras palabras, que las soluciones del problema deben estar normalizadas, una condición que no debe obviarse. De la primera de las ecuaciones en (B.20) se obtiene

$$(\mathbf{R} - \lambda \mathbf{Id})\mathbf{e} = 0 \tag{B.21}$$

Entonces, la clave del método radica en encontrar los autovalores-autovectores de la matriz **R**. Puesto que $\mathbf{R} \in \Re^{M \times M}$ existirán M diferentes autovectores, uno asociado a cada autovalor. De la misma manera que en el ejemplo físico de la Figura B.1 se denomina *modo normal* a cada autovector de la matriz de acoplamiento, aquí los *modos normales* son los autovectores de la matriz **R**. Como **R** es una matriz real, simétrica y definida positiva todos sus autovalores serán reales. Una vez que se han encontrado los autovectores, deben ser normalizados de acuerdo a la condición (*B*.18).

Resumiendo, la esencia del método es diagonalizar la matriz \mathbf{R} . Si la matriz que contiene a los autovectores en sus columnas se denota con \mathbf{E} , se verifica la siguiente relación

$$\mathbf{R}\mathbf{E} = \mathbf{E}\mathbf{\Lambda} \tag{B.22}$$

siendo Λ una matriz diagonal que contiene a los autovalores, típicamente en orden descendente. Asimismo, la forma condensada de escribir (*B*.18) para todos los autovectores es

$$\mathbf{E}^{\mathrm{T}}\mathbf{E} = \mathbf{Id} \tag{B.23}$$

La semejanza entre las ecuaciones (B.18) y (B.23) debería ser evidente. Además, (B.23) expresa la interesante propiedad de que $\mathbf{E}^{T} = \mathbf{E}^{-1}$. Entonces, es también válida la relación

$$\mathbf{E}\mathbf{E}^{\mathrm{T}} = \mathbf{I}\mathbf{d} \tag{B.24}$$

El par de ecuaciones (B.23) y (B.24) no es una propiedad anecdótica sino que es una condición esencial para los desarrollos posteriores. Estas ecuaciones también se obtienen, por ejemplo, en la mecánica cuántica cuando se buscan los autoestados del operador Hamiltoniano, y conllevan la importante propiedad de conservar la probabilidad [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1977, Capítulo III]. Este par de ecuaciones es característico de las matrices de rotaciones y se dice que **E** es *unitaria*.

Aplicando \mathbf{E}^{T} por la derecha de (B.22) y teniendo en cuenta (B.24), se tiene que

$$\mathbf{R} = \mathbf{E} \,\mathbf{\Lambda} \,\mathbf{E} \tag{B.25}$$

A partir de (B.25) se obtiene la *descomposición espectral* de **R** :

$$\mathbf{R} = \sum_{k=1}^{M} \lambda_k \mathbf{e}_k \mathbf{e}_k^{\mathrm{T}}$$
(B.26)

Esta descomposición expresa a \mathbf{R} como una combinación de M matrices ortogonales, cada una de ellas pesada por el autovalor asociado. Este procedimiento tiene su análogo, por ejemplo, con el desarrollo de una función arbitraria en su serie de Fourier, expresada

como combinación de diferentes elementos ortogonales, i.e. senos y cosenos [e.g. Davis, 1963].

Multiplicando (B.22) a izquierda por \mathbf{E}^{T} se llega a

$$\mathbf{E}^{\mathrm{T}}\mathbf{X}\mathbf{X}^{\mathrm{T}}\mathbf{E} = \boldsymbol{\Lambda} \tag{B.27}$$

Estableciendo que

$$\mathbf{C} \equiv \mathbf{E}^{\mathrm{T}} \mathbf{X} \tag{B.28}$$

se observa que $C \in \Re^{M \times N}$ y contiene las proyecciones de los vectores dato sobre cada uno de los autovectores. Fácilmente puede verificarse que las columnas de C son ortogonales entre sí, ya que $CC^T = \Lambda$ es una matriz diagonal.

De (B.28) se tiene que $\mathbf{X} = \mathbf{EC}$, es decir,

$$\left(\mathbf{X}\right)_{ij} = \sum_{k=1}^{M} \left(\mathbf{E}\right)_{ik} \left(\mathbf{C}\right)_{kj}$$
(B.29)

Escribiendo la ecuación anterior con mayor detalle, tendremos

$$\begin{pmatrix} x_{1}(n=1) & \cdots & x_{1}(n=N) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ x_{M}(n=1) & \cdots & x_{M}(n=N) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{k=1}^{M} e_{1k}c_{k1} & \cdots & \sum_{k=1}^{M} e_{1k}c_{kN} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \sum_{k=1}^{M} e_{Mk}c_{k1} & \cdots & \sum_{k=1}^{M} e_{Mk}c_{kN} \end{pmatrix}$$
(B.30)

o, para un elemento genérico a tiempo n

$$\mathbf{x}(\mathbf{n}) = \begin{pmatrix} x_1(\mathbf{n}) \\ \vdots \\ x_M(\mathbf{n}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{k=1}^{M} e_{1k} c_{kn} \\ \vdots \\ \sum_{k=1}^{M} e_{Mk} c_{kn} \end{pmatrix} = \sum_{k=1}^{M} c_{kn} \begin{pmatrix} e_1 \\ \vdots \\ e_M \end{pmatrix}_k = \sum_{k=1}^{M} c_{kn} \mathbf{e}_k \quad (1 \le n \le N) \quad (B.31)$$

Finalmente, y dado que n en la ecuación anterior representa al tiempo, el vector $\mathbf{x}(t)$ puede ser expresado como

$$\mathbf{x}(t) = \sum_{k=1}^{M} c_{k}(t) \mathbf{e}_{k} \qquad (1 \le t \le N)$$
 (B.32)

La ecuación anterior se interpreta de la siguiente manera. La evolución temporal de series de datos en puntos de grilla puede descomponerse como combinación lineal de estructuras espacialmente independientes, i.e. los modos normales \mathbf{e}_k ($1 \le k \le M$). Los coeficientes de esa combinación lineal dependen del tiempo, pero de forma tal que los vectores compuestos por tales coeficientes son ortogonales en el dominio temporal. Esta es la gran ventaja del Método de Componentes Principales, puesto que las partes espacial y temporal de series de datos en puntos de grilla se desacoplan. Esto tiene su

análogo directo con el ejemplo físico mostrado al inicio de este apéndice, en el cual las estructuras espaciales, i.e. los modos normales, son independientes del tiempo.

Si la matriz X toma la forma

$$\mathbf{X} = \frac{1}{\sqrt{N-1}} \begin{pmatrix} x_1(1) - \overline{x_1} & \cdots & x_1(N) - \overline{x_1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ x_M(1) - \overline{x_M} & \cdots & x_M(N) - \overline{x_M} \end{pmatrix}$$
(B.33)

donde $\overline{x_i}$ denota el valor medio de la variable en el i-ésimo punto de grilla, **R** se convierte en la matriz de varianza-covarianza, y su traza está dada por

$$tr(\mathbf{R}) = tr(\mathbf{X}\mathbf{X}^{T}) = \frac{1}{N-1} \sum_{m=1}^{M} \sum_{n=1}^{N} [x_{m}(n) - \overline{x_{m}}]^{2} = \sum_{m=1}^{M} \sigma_{m}^{2}$$
(B.34)

Por un lado, tr(**R**) corresponde a la suma de las varianzas para cada uno de los M puntos de grilla. Por otro lado, usando (*B*.27) se tiene que tr($\mathbf{E}^{T}\mathbf{X}\mathbf{X}^{T}\mathbf{E}$) = tr($\mathbf{E}\mathbf{E}^{T}\mathbf{X}\mathbf{X}^{T}$) = tr($\mathbf{X}\mathbf{X}^{T}$) = tr(Λ), de manera que

$$\sum_{m=1}^{M} \sigma_m^2 = \sum_{k=1}^{M} \lambda_k \tag{B.35}$$

De la ecuación anterior se puede apreciar que los autovalores de **R** tienen unidades de varianza. También puede verse de (B.35) que la suma de los autovalores es igual a la suma de varianzas contribuida por cada punto de grilla. Se concluye entonces que los M nuevos campos, i.e. modos normales, explican exactamente la misma varianza que lo

vectores originales. De esta forma, el k-ésimo autovector contribuye a la varianza total

con la fracción $\left.\lambda_k\right/\sum_{k=1}^M\lambda_k^{}$.

Como una variación de (B.33) se tiene

$$\mathbf{Z} = \frac{1}{\sqrt{N-1}} \begin{pmatrix} \frac{x_1(1) - \overline{x_1}}{\sigma_1} & \dots & \frac{x_1(N) - \overline{x_1}}{\sigma_1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{x_M(1) - \overline{x_M}}{\sigma_M} & \dots & \frac{x_M(N) - \overline{x_M}}{\sigma_M} \end{pmatrix}$$
(B.36)

En este último caso $\mathbf{R} = \mathbf{Z}\mathbf{Z}^{T}$ es la matriz de correlaciones, sus autovalores son adimensionales y $\sum_{k=1}^{M} \lambda_{k} = M$ puesto que tr(\mathbf{R}) = M. Como usualmente en la literatura $z = x - \overline{x}/\sigma$ denota una variable estandarizada, la notación de \mathbf{Z} en lugar de \mathbf{X} en (*B*.36) queda justificada.

APÉNDICE C – LA FUNCIÓN JETOGÉNETICA

Un jet suele simularse de manera estándar por medio de una función gaussiana, la cual presenta un máximo central y es simétrica. Para representar el perfil latitudinal del viento en un jet zonal puede hacerse uso de la expresión

$$u(y) \propto \exp\{-(y - y_0)^2\}$$
 (C.1)

En (C.1) y_0 representa alguna latitud particular. Bajo estas condiciones la vorticidad de eje vertical será

$$\zeta = -\partial u / \partial y \propto (y - y_0) u(y) \begin{cases} > 0 & y > y_0 \\ = 0 & y = y_0 \\ < 0 & y < y_0 \end{cases}$$
(C.2)

de manera que la vorticidad ζ es ciclónica (anticiclónica) en el flanco polar (ecuatorial) del jet, resultado válido para ambos hemisferios. La Figura C.1 a) muestra esta configuración, señalando la corriente en chorro central y la vorticidad de eje vertical.



Figura C.1 – a) Vista superior de la representación esquemática de un jet, por medio de una función gaussiana. La flecha negra marca la posición de la corriente central, y las flechas curvas a ambos lados denotan la cortante, relacionada con la vorticidad de eje vertical, que es ciclónica (entrante, HS) en el flanco polar, y anticiclónica (saliente, HS) en el flanco ecuatorial; b) Representación esquemática en altura con la ubicación de las zonas de convergencias y divergencias en torno a un núcleo de viento máximo que se desarrolla dentro de un jet. La región grisada tiene por objeto representar al núcleo de máxima intensidad de viento.

Es frecuente que dentro de los jets se establezcan núcleos de intensidad máxima de viento (*jet streaks*) que juegan un papel preponderante en la evolución y el decaimiento de los sistemas sinópticos y de escalas menores. Cuando las parcelas de aire ingresan al núcleo de viento máximo se aceleran, mientras que lo contrario ocurre en el egreso. En primera aproximación las componentes ageostróficas pueden estimarse por la teoría cuasigeostrófica a partir de la relación [Newton, 1959; Shapiro & Kennedy, 1981; Bluestein, 1993]

$$\mathbf{v}_{a} = \frac{1}{f} \hat{z} \times \frac{d\mathbf{v}_{g}}{dt} \tag{C.3}$$

siendo \mathbf{v}_a y \mathbf{v}_g las componentes ageostróficas y geostróficas del viento, respectivamente, $\mathbf{v} = \mathbf{v}_g + \mathbf{v}_a$, f el parámetro de Coriolis, y $d\mathbf{v}_g/dt$ la derivada individual estimada a partir del viento geostrófico, i.e. $d\mathbf{v}_g/dt = \partial \mathbf{v}_g/\partial t + \mathbf{v}_g \cdot \nabla \mathbf{v}_g$. A la entrada (salida) del núcleo máximo la partícula se acelera (desacelera). Se tendrá entonces que \mathbf{v}_a está dirigido hacia el flanco ciclónico (el sur en el HS si el viento sopla desde el oeste) del jet en la entrada, y hacia el flanco anticiclónico (norte, HS) en la salida (ver Figura 3.28 a). De esta forma en el flanco ciclónico habrá exceso de masa, y por ende convergencia. Si se supone que en la tropopausa la velocidad vertical es nula, por balance masa en el flanco anticiclónico térmicamente directa, con aire caliente (frío) que asciende (desciende) en el flanco anticiclónico (ciclónico). Utilizando los mismos argumentos se tendrá una circulación térmicamente indirecta en la región de salida El esquema mostrado en la Figura C.1 b) resume estos conceptos.

Por definición, un jet presenta una corriente de vientos más intensos que los de su entorno. Si se considera que dicha corriente fluye hacia el este $\mathbf{V} = U(x, y, z)\hat{x}$ y exactamente en el núcleo se satisfará

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial U}{\partial z} = 0\\ \nabla_x^2 U < 0 \end{cases}$$
(C.4)

donde ∇_x^2 significa que el laplaciano se calcula a *x* constante. Si dentro del jet existe un núcleo de viento máximo exactamente en el centro de este núcleo se tendrá

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial U}{\partial z} = 0\\ \nabla^2 U < 0 \end{cases}$$
(C.5)

Una forma de medir la proximidad de las parcelas al jet está dada por

$$\frac{d}{dt} \left(\nabla_x^2 U \right) \tag{C.6}$$

puesto que cuando la cantidad anterior es negativa las parcelas se estarán acercando al jet, mientras que si es positiva se alejarán de él . De igual manera

$$\frac{d}{dt} \left(\nabla^2 U \right) \tag{C.7}$$

indicará la proximidad de las parcelas al núcleo de intensidad de viento máximo inmerso en el jet. En directa analogía con la función frontogenética pueden definirse las *funciones jetogenéticas* tanto para el jet como para el núcleo de viento máximo dentro de él como

$$J = \frac{d}{dt} \left(-\nabla_x^2 U \right) \tag{C.8}$$

$$J_s = \frac{d}{dt} \left(-\nabla^2 U \right) \tag{C.9}$$

respectivamente, y se incluye el signo menos para que las cantidades entre paréntesis sean positivas cuando las parcelas se aproximan a ellos.

Es conveniente reformular las ecuaciones (C.8) y (C.9). En primer lugar, se verifica fácilmente que

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla_x^2 U \right) = \nabla_x^2 \frac{\partial U}{\partial t} \tag{C.10}$$

en virtud de que las variables espaciales y temporales son independientes entre sí. Asimismo

$$\frac{d}{dt} \left(\nabla_x^2 U \right) = \nabla_x^2 \frac{\partial U}{\partial t} + (\mathbf{v} \bullet \nabla) \nabla_x^2 U + \nabla_x^2 (\mathbf{v} \bullet \nabla U) - \nabla_x^2 (\mathbf{v} \bullet \nabla U)$$
(C.11)

Invirtiendo los signos a ambos lados de la igualdad y agrupando el primer y el tercer término del lado derecho se tiene que

$$\frac{d}{dt}\left(-\nabla_{x}^{2}U\right) = -\nabla_{x}^{2}\left(\frac{dU}{dt}\right) - (\mathbf{v} \bullet \nabla)\nabla_{x}^{2}U + \nabla_{x}^{2}(\mathbf{v} \bullet \nabla U) \qquad (C.12)$$

Similarmente, (C.9) puede transformarse para obtener

$$\frac{d}{dt}\left(-\nabla^2 U\right) = -\nabla^2 \left(\frac{dU}{dt}\right) - (\mathbf{v} \bullet \nabla)\nabla^2 U + \nabla^2 (\mathbf{v} \bullet \nabla U) \qquad (C.13)$$

Los últimos dos términos a la derecha de (C.12) y (C.13) incluyen términos advectivos. En efecto $-(\mathbf{v} \cdot \nabla)\nabla^2 U$ y $-(\mathbf{v} \cdot \nabla)\nabla_x^2 U$ representan las advecciones de las máximas velocidades del jet, mientras que $\nabla^2 (\mathbf{v} \cdot \nabla U)$ y $\nabla_x^2 (\mathbf{v} \cdot \nabla U)$ representan los máximos (o mínimos) del jet advectado.

Para llegar a una interpretación de (C.12) y (C.13) es necesario conocer dU/dt, expresión que se obtiene de la ecuación de movimiento

$$\frac{dU}{dt} = fV - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + F_x \tag{C.14}$$

Usualmente el parámetro de Coriolis f se desarrolla en serie de Taylor en torno a algún punto conveniente y_0 . Reteniendo sólo los términos hasta primer orden se tiene

$$f(y) = f_0 + \beta_0 (y - y_0)$$
(C.15)

con $\beta(y) = df/dy$ y $\beta_0 = \beta(y_0)$. Si en (C.13) se escribe a V como la composición de sus componentes geostrófica y ageostrófica, i.e. $V = V_g + V_a$, y se hace uso de (C.15) se obtiene

$$\frac{dU}{dt} = \underline{f_0 V_g} + f_0 V_a + \beta_0 (y - y_0) V - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} + F_x \qquad (C.16)$$

y los términos subrayados se cancelan entre sí por balance geostrófico, de manera que

$$\frac{dU}{dt} = f_0 V_a + \beta_0 (y - y_0) V + F_x$$
(C.17)

El cálculo de $\nabla^2 (dU/dt)$ para el primer y tercer término a la derecha de la relación anterior es trivial. Por otro lado, si se utiliza una variable genérica x_i (i = 1,2,3) para denotar a x, y y z se tendrá que

$$\frac{\partial}{\partial x_i} [\beta_0 (y - y_0)V] = \beta_0 \left[\frac{\partial y}{\partial x_i} V + (y - y_0) \frac{\partial V}{\partial x_i} \right]$$
(C.18)

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} [\beta_0 (y - y_0)V] = \beta_0 \left[2 \frac{\partial y}{\partial x_i} \frac{\partial V}{\partial x_i} + (y - y_0) \frac{\partial^2 V}{\partial x_i^2} \right]$$
(C.19)

Utilizando (C.19) y agrupando para i = 1,2,3 se llega a que

$$\nabla^{2}[\beta_{0}(y-y_{0})V] = \beta_{0}\left[2\frac{\partial V}{\partial y} + (y-y_{0})\nabla^{2}V\right]$$
(C.20)

De esta forma

$$\nabla^2 \frac{dU}{dt} = f_0 \nabla^2 V_a + \beta_0 \left[2 \frac{\partial V}{\partial y} + (y - y_0) \nabla^2 V \right] + \nabla^2 F_x \qquad (C.21)$$

y similarmente

$$\nabla_x^2 \frac{dU}{dt} = f_0 \nabla_x^2 V_a + \beta_0 \left[2 \frac{\partial V}{\partial y} + (y - y_0) \nabla_x^2 V \right] + \nabla_x^2 F_x \qquad (C.22)$$

Si ahora se considera que $y = y_0$ en el eje del jet, y además se supone que los términos advectivos en (C.12) y (C.13) son nulos, se tendrá finalmente

$$J(y_0) = -f_0 \nabla_x^2 V_a - 2\beta_0 \frac{\partial V}{\partial y} - \nabla_x^2 F_x \qquad (C.23)$$

$$J_{s}(y_{0}) = -f_{0}\nabla^{2}V_{a} - 2\beta_{0}\frac{\partial V}{\partial y} - \nabla^{2}F_{x} \qquad (C.24)$$

Bajo las suposiciones efectuadas, las ecuaciones (C.23) y (C.24) expresan cómo varía la intensidad del jet, tanto en su eje como en su núcleo máximo, con el tiempo. Usualmente los dos últimos términos a la derecha de la igualdad en ambas ecuaciones pueden ser despreciados en la atmósfera libre frente al primero de ellos. Reteniendo entonces solamente el primero de los términos existirá jetogénesis (jetólisis) en las regiones de mínimos (máximos) de la componente ageostrófica V_a esto es, la componente perpendicular a la dirección del jet.

La ecuación (C.24) indica que el núcleo de viento máximo se propagará corriente abajo. La componente ageostrófica V_a está dirigida hacia el flanco ciclónico del jet en la región de entrada y hacia su flanco anticiclónico en la región de salida. Escribiendo $\mathbf{V}_a = V_a(x)\hat{y}$, para el Hemisferio Sur se tiene que $\mathbf{V}_a = -V_{\text{max}}\hat{y} (\mathbf{V}_a = V_{\text{max}}\hat{y})$ en algún lugar de la región de entrada (salida). Así, la componente ageostrófica pasa de un mínimo a un máximo, y por continuidad en alguna región ubicada entre las de entrada y salida $\mathbf{V}_a \approx 0$. En consecuencia, $V_a(x)$ tendrá un mínimo en la región de entrada con $\nabla^2 V_a > 0$, de manera que $J_s(y_0) < 0$ en tal región, mientras que lo contrario ocurre en la región de salida. Para ambos hemisferios, la presencia de un máximo en la componente ageostrófica perpendicular a la dirección del jet resulta en $J_s(y_0) > 0$. Por continuidad, la presencia de un máximo de $V_a(x)$ establece que existirá al menos una velocidad de igual dirección y de sentido contrario por encima o por debajo del núcleo del jet.