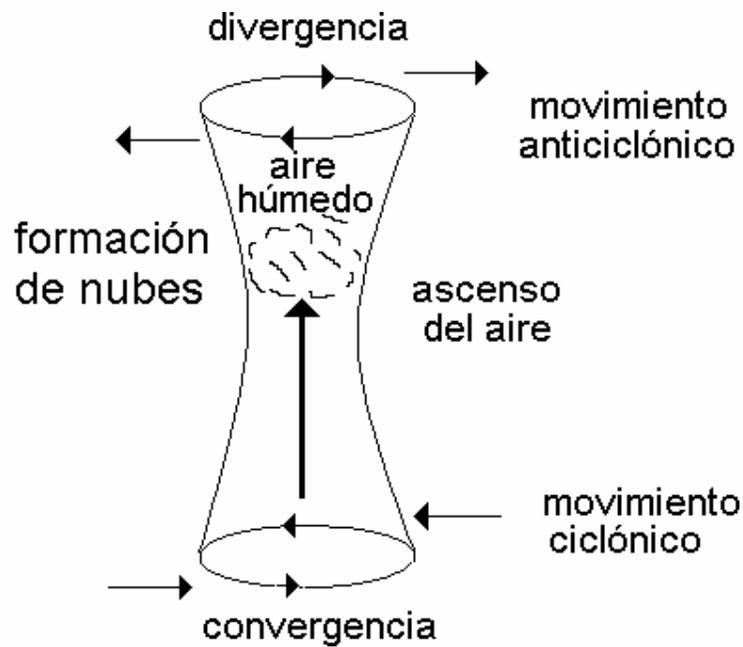


CAPITULO CINCO

APROXIMACIONES DE LAS ECUACIONES DE MOVIMIENTO EN LA ATMOSFERA



Contenido

5.1 Introducción

5.2 Viento Inercial

5.3 Viento Geostrófico

5.4 Viento Gradiente

5.5 Viento Ciclostrofico

5.6 Viento Termal

5.7 Efecto de la Fricción en el Viento

5.7.1 Capa Superficial de Fricción

5.7.2 Capa de Ekman

5.8 Resumen

5.1 INTRODUCCION

La atmósfera siempre está en movimiento, desde el simple viento que mueve las hojas de un árbol, hasta los grandes sistemas de circulación que controlan el clima terrestre. Estos movimientos, que permiten una distribución de las masas de aire, de la humedad y de todos los constituyentes y propiedades atmosféricas, son generados por las fuerzas básicas, derivadas del calentamiento del sol y la gravedad, y modificados por la rotación terrestre y la fricción.

Desde el punto de vista de la física teórica, el movimiento del aire representa principalmente un problema de dinámica de fluidos, que puede ser representado y analizado por medio de la segunda ley de movimiento de Newton y por las Leyes de conservación de la masa y del momento angular. Como se vio en el Cap.4, la segunda ley de Newton, establece que el movimiento de un cuerpo cambia bajo la acción de una fuerza, el cual sufre una aceleración en la misma dirección de la fuerza. Por su parte, la ley de conservación de la masa o ecuación de continuidad, establece que el cambio en el campo de velocidad de un fluido está directamente relacionado con el cambio en la densidad del mismo fluido; finalmente, el principio de conservación de momento angular establece el cambio en el giro de los fluidos (aire y agua) al cambiar su posición en el espacio; este concepto es conocido como vorticidad y solo se menciona brevemente en este libro. La vorticidad es la característica de los fluidos que expresa la tendencia a rotar. Estos tres principios, contienen los fundamentos de la dinámica atmosférica, pues con ellos se relacionan la masa, la fuerza y los cambios en la velocidad de las parcelas de aire. No todas las respuestas pueden contestarse con estos principios, sino que para ello se requiere además de la Primera ley de la termodinámica, en donde se relacionan los cambios de calor con el trabajo y la energía (ver Cap. 3), con los que es suficiente para estudiar los fenómenos meteorológicos y del viento.

La atmósfera puede ser vista como una inmensa máquina alimentada por el calor solar, cuyo producto final serán los fenómenos meteorológicos. La forma de operación de esta máquina depende de la relación entre los mismos fenómenos atmosféricos, las interacciones con la superficie terrestre y oceánica, y de la rotación terrestre. Ya se ha mencionado que el calor solar, en forma de radiación de onda corta de muy alta energía (ultravioleta), afecta principalmente a la atmósfera superior; mientras que la radiación visible e infrarroja, de menor energía, contribuye al calentamiento de la superficie terrestre, la cual a su vez emite calor en forma de radiación de onda larga de baja energía (infrarroja), que afecta principalmente a la atmósfera superficial. La radiación solar llega a la tierra muy uniformemente; sin embargo, la curvatura terrestre, los océanos, los continentes y el tipo de suelo, ya sean ríos, montañas, desiertos, hielos, etc., hace que la energía terrestre emitida a la atmósfera sea muy inhomogénea. La distribución irregular del calor en la baja atmósfera da por consecuencia la generación de gradientes de temperatura, de densidad y de presión, los cuales inducen las fuerzas que mueven la atmósfera. El efecto neto del movimiento atmosférico es la distribución del calor, la masa y la energía en todo el mundo. Por ejemplo, las masas de aire en los trópicos, transportan el calor de las regiones ecuatoriales hacia las latitudes altas, tratando siempre de hacer un balance de calor entre el ecuador y los polos. Este transporte de calor básico crea las circulaciones meridionales, como la Celda de Hadley, la de Ferrel y la polar, que serán discutidas en capítulos posteriores.

Es claro que la segunda ley de movimiento de Newton teóricamente describe todos los tipos y escalas de movimiento en la atmósfera; sin embargo, en la práctica aún no es posible estudiar y analizar simultáneamente todos estos movimientos, por lo que tradicionalmente se simplifica este sistema dependiendo de las escalas de movimientos que se quieran estudiar; es decir, las dimensiones espaciales y temporales, del fenómeno a estudiar. Normalmente, las dimensiones básicas de la dinámica y la termodinámica atmosférica son: longitud, masa, tiempo y temperatura, a partir de las que se pueden definir las escalas del movimiento. Como un ejemplo se puede distinguir la circulación de las brisas típicas de mar y tierra (de escala local) de la celda de circulación meridional de Hadley (de escala planetaria), simplemente por un factor de escala; es decir, mientras que la escala local de las brisas es del orden de 10 a 100 kilómetros, la escala de la circulación planetaria de Hadley es del orden de 1,000 a 10,000 kilómetros.

Todos los fenómenos atmosféricos pueden ser clasificados por su escala espacial o temporal. En los problemas meteorológicos, la escala espacial varía desde unas décimas de milímetro hasta miles de kilómetros, mientras que la escala temporal varía desde unos cuantos microsegundos hasta varios años. Debido a la gran complejidad en los fenómenos del movimiento

atmosférico, los científicos han intentado separar en partes estos movimientos, dependiendo de sus escalas temporales y espaciales, reconociendo que no siempre la suma del análisis de los movimientos por separado es igual al total observado. Sin embargo, y aún a costa de estos problemas, es de gran utilidad aislar cada una de las escalas de movimiento, con el fin de tratar de entender por separado los mecanismos que controlan los fenómenos meteorológicos.

Para un observador fijo en la superficie terrestre, la segunda Ley de Movimiento de Newton puede ser escrita de tal manera que incorpore todas las fuerzas generadoras que actúan sobre las parcelas de aire, mas aquellas asociadas a la propia rotación terrestre. La aceleración de una parcela de aire deberá ser igual a la suma vectorial de todas las fuerzas por unidad de masa que actúan sobre la parcela; entonces, la segunda ley de Newton se puede escribir como (ver Ec. 4.35)

$$\mathbf{a} = \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} - \mathbf{f}_{\text{Kxv}} + v \nabla^2 \mathbf{v} \quad (5.1)$$

donde \mathbf{a} es la aceleración de la parcela de aire relativa a la superficie terrestre; \mathbf{v} es la velocidad de la parcela de aire; $1/\rho \nabla p$ es la fuerza del gradiente de presión por unidad de masa; $v \nabla^2 \mathbf{v}$ es la fuerza de fricción, por unidad de masa; \mathbf{g} es la aceleración de la gravedad, y \mathbf{f}_{Kxv} es la fuerza de Coriolis por unidad de masa, como fueron definidas en el capítulo 4. La segunda Ley de Newton sirve como un marco general para describir todos los movimientos atmosféricos. Si esta ecuación diferencial pudiese ser solucionada para todas las condiciones iniciales y de frontera, entonces se podría tener una descripción completa de todos los fenómenos meteorológicos. Esto por supuesto no es posible, pues esta ecuación es extremadamente compleja y no se tienen soluciones matemáticas completas de la misma; por lo que en la práctica los meteorólogos la simplifican, desarrollando modelos sencillos para explicar los movimientos atmosféricos.

En el estudio de los fenómenos meteorológicos se puede simplificar la ecuación de la segunda ley de Newton en función de la importancia relativa de las fuerzas involucradas; de tal manera que, algunas de ellas pueden ser tan pequeñas que no sería necesario incluirlas para el análisis del movimiento. En meteorología clásica, se definen distintos vientos derivados del balance entre las únicas fuerzas importantes que controlan el movimiento; son los vientos que existirían si la atmósfera se comportara de una forma ideal. Quizás el más simple de todos estos balances es aquel que se obtiene cuando no hay movimiento horizontal respecto a la superficie de la tierra, en este caso se tiene que las fuerzas de Coriolis, centrípeta y de fricción serían inexistentes. En ese caso, se tendría un equilibrio entre las fuerzas del gradiente de presión y la fuerza de gravedad, lo que da como resultado el ya discutido balance hidrostático en el capítulo 3; el cual es una buena representación del balance vertical de la atmósfera. Como se verá mas adelante, la velocidad horizontal (u, v) es mucho más grande que la velocidad vertical (w), por lo que a primera aproximación se puede considerar que los movimientos en la atmósfera son casi-horizontales; en consecuencia, cuando se considera que los movimientos horizontales son importantes; se deben incluir las fuerzas de Coriolis, centrípeta, de fricción y de gradiente horizontal de presión.

En la atmósfera, se pueden encontrar situaciones en que algunas fuerzas son notoriamente más grandes que otras, por lo que se pueden simplificar las ecuaciones de movimiento, en los planos horizontal y vertical, y analizar el efecto de cada fuerza por separado. Los ejemplos que discutiremos en este libro son: viento inercial; viento geostrófico; viento gradiente; viento ciclostrofico, viento termal y el efecto de la fricción en el viento.

5.2 VIENTO INERCIAL

Supóngase que se tiene una parcela de aire que se mueve con rapidez constante y sin fricción, en el hemisferio norte; de tal manera, que la resultante de las fuerzas del gradiente de presión, de la fuerza de gravedad y de la fuerza de fricción es cero. De acuerdo a la primera ley de Newton, en un sistema inercial y en la ausencia de fuerzas generadoras y de fricción, las parcelas de aire tenderán a mantener su inercia desplazándose a velocidad constante o a permanecer en reposo; sin embargo, en la tierra en rotación, la fuerza de Coriolis controlará el movimiento horizontal. La fuerza de Coriolis se tiene que balancear con la aceleración, la cual no puede cambiar la magnitud de la velocidad, pero si su dirección; entonces, la ecuación de movimiento (Ec.5.1) se puede simplificar para las componentes horizontales,

$$\text{eje - x-: } \frac{du}{dt} = fv = f \frac{dy}{dt} \quad (5.2a)$$

$$\text{eje - y-: } \frac{dv}{dt} = -fu = -f \frac{dx}{dt} \quad (5.2b)$$

Ahora, para una latitud, ϕ , definida, se tendrá que el parámetro de Coriolis ($f = 2\Omega \sin\phi$) es constante, y se podrán integrar las ecuaciones 5.2 para tener un movimiento independiente del tiempo

$$\text{eje -x-: } \int_{u_0}^u du = f \int_{y_0}^y dy, \text{ entonces } u - u_0 = f(y - y_0)$$

$$\text{eje -y-: } \int_{v_0}^v dv = -f \int_{x_0}^x dx, \text{ entonces } v - v_0 = -f(x - x_0)$$

o simplemente:

$$u = fy + A, \text{ dónde } A = u_0 - fy_0$$

$$y \quad v = -fx + B, \text{ dónde } B = v_0 + fx_0$$

dónde A y B son las constantes de integración.

Ya que solo cambia la dirección de la velocidad, entonces se tiene que la magnitud de la velocidad resultante se puede definir como la constante v_i , dada por: $v_i = \sqrt{u^2 + v^2}$ (Fig. 5.1); donde el subíndice 'i' indica que se trata de la velocidad inercial.

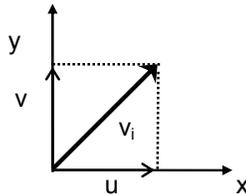


Fig.5.1 Diagrama representando la velocidad $v_i = \sqrt{u^2 + v^2}$, en balance inercial

Entonces, como la fuerza de Coriolis solo afecta la dirección, pero no afecta la magnitud del viento, se pueden sustituir los valores de u y v en $v_i^2 = u^2 + v^2$, para obtener

$$v_i^2 = (fy + A)^2 + (-fx + B)^2$$

$$\text{o} \quad \left(\frac{v_i}{f}\right)^2 = \left(y + \frac{A}{f}\right)^2 + \left(x - \frac{B}{f}\right)^2$$

que es la ecuación de un círculo, de radio, r, dado por: $r^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2$, con x_0 y y_0 como las coordenadas del centro del círculo, definidas por

$$x_0 = \frac{B}{f}; \quad y_0 = -\frac{A}{f}$$

y el radio del círculo está definido por

$$r = \frac{v_i}{f} \quad (5.3)$$

que puede ser reescrito como

$$f v_i = \frac{v_i^2}{r} \quad (5.4)$$

Es decir, se tendrá un balance entre la fuerza de Coriolis (que actúa en dirección perpendicular al viento hacia el centro del círculo) y la fuerza centrífuga (que actúa en dirección radial hacia afuera del centro), manteniéndose un balance entre estas dos fuerzas, como

$$F. \text{ Coriolis} = F. \text{ centrífuga}$$

El movimiento resultante se conoce como viento inercial. En el hemisferio norte el viento inercial gira a favor de las manecillas del reloj, mientras que en el hemisferio sur el viento inercial gira en contra de las manecillas del reloj (Fig.5.2).

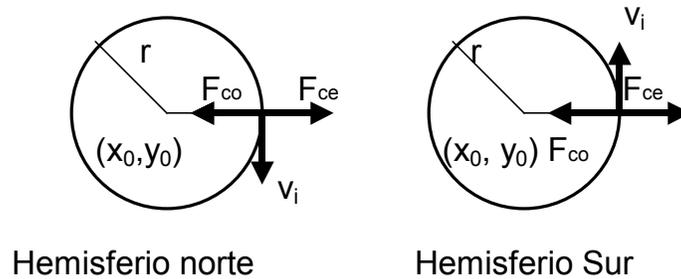


Fig.5.2 Esquema de la circulación inercial. En el hemisferio norte se tiene circulación anticiclónica, a favor de las manecillas del reloj. En el hemisferio sur, también se tiene circulación anticiclónica, pero en contra de las manecillas del reloj.

El periodo, τ , del movimiento inercial se define como la distancia recorrida (perímetro de la circunferencia = $2\pi r$) sobre la velocidad, v_i :

$$\tau = \frac{2\pi r}{v_i} = \frac{2\pi v_i / f}{v_i} = \frac{2\pi}{f} = \frac{\pi}{\Omega \text{sen}\phi} \quad (5.5)$$

Lo que significa que el período inercial solo depende de la latitud, ϕ , y de la velocidad angular terrestre, Ω . Por ejemplo, en el ecuador, donde $\text{sen } 0^\circ = 0$, se tendrá un tiempo infinito para que se presente un movimiento inercial, con un radio infinito. Conforme aumenta la latitud (hacia los polos) el período y el radio irán disminuyendo, por ejemplo en $\phi = 45^\circ$ se tendrá

$$\tau_{45} = \frac{\pi}{\Omega \text{sen}45^\circ} \approx 17 \text{ horas}$$

para un viento de 10 km hr^{-1} , el radio inercial en $\phi = 45^\circ$ será

$$r_{45} = \frac{v_i}{f} = \frac{10}{2\Omega \text{sen}45^\circ} \approx 27 \text{ km}$$

Por supuesto, f no será constante en toda la trayectoria inercial de la parcela de aire, por lo que se describirán trayectorias elongadas. Las observaciones de movimiento inercial en la atmósfera son muy raras, pues difícilmente se podrán mantener períodos tan largos en los que solo estén actuando la fuerza de Coriolis y la fuerza centrífuga, ya que los vientos son muy variables y

relativamente intensos. Por el contrario, en los océanos, se puede observar más fácilmente un movimiento inercial, pues las velocidades son más pequeñas, por lo que normalmente se dice que el océano tiene una mayor inercia que la atmósfera. Nótese que en el movimiento inercial, la fuerza centrífuga aparece como una reacción a la fuerza de Coriolis, necesaria para mantener el balance. Las corrientes inerciales resultan a menudo de un impulso inicial sobre un cuerpo (de agua o de aire), como el que puede producir una tormenta al pasar por una región. La evolución de las corrientes inerciales, en la realidad, es fuertemente influenciada por efectos friccionales que tienden a reducir la velocidad, por lo que el radio del círculo disminuye, tendiendo a desaparecer la corriente inercial. Cuando la circulación inercial se superpone a un flujo de mayor escala, el círculo inercial se puede deformar y/o desaparecer por efectos friccionales.

5.3 VIENTO GEOSTRÓFICO

Otro ejemplo del flujo de aire, en que se mantiene constante la velocidad y además la dirección del viento, es el balance geostrófico. En este caso, la fuerza generadora del gradiente de presión estará en balance con la fuerza reguladora de Coriolis, es decir,

$$F_{\text{Coriolis}} = F_{\text{gradiente de presión}}$$

El movimiento resultante se conoce como viento geostrófico, que se puede derivar de la ecuación de movimiento (Ec. 5.1) para las componentes horizontales,

$$\text{eje - x-: } -fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (5.6a)$$

$$\text{eje - y-: } fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \quad (5.6b)$$

o en forma vectorial
$$f\mathbf{v}_g = (1/\rho) \mathbf{k} \times \nabla_z P \quad (5.6c)$$

dónde el subíndice 'g' indica que es el viento geostrófico y el operador ∇_z es el gradiente horizontal aplicado a altura, z, constante. El viento geostrófico se debe básicamente a la rotación de la tierra. El término **geostrófico** fue inicialmente propuesto por Sir Napier Shaw en 1916, y se deriva del griego *tropos*, que significa girar (similarmente a la definición de troposfera, ver Cap.1). Teóricamente, el movimiento geostrófico resultante es no-acelerado, pues una vez que se ha alcanzado el equilibrio entre ambas fuerzas, la velocidad se mantiene constante (ver Fig. 5.3).

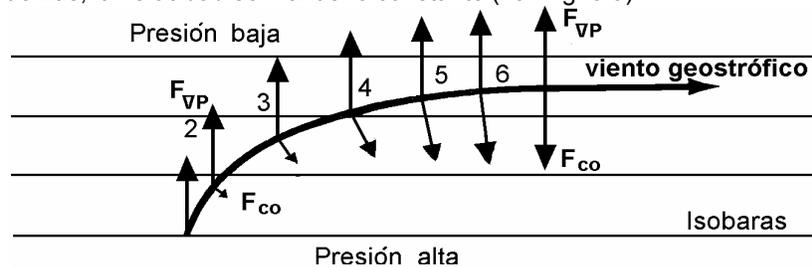


Fig.5.3 Diagrama que representa la aproximación al equilibrio geostrófico por una parcela de aire inicialmente en reposo en el hemisferio norte. Conforme la parcela de aire inicia el movimiento, en dirección perpendicular a las isobaras, por efecto de la fuerza del gradiente de presión, la fuerza de Coriolis comenzará a desviar a la derecha la parcela de aire. Al principio, esta desviación es muy pequeña, conforme la parcela adquiere velocidad, la fuerza de Coriolis también se incrementará, desviando con mayor intensidad la parcela, hasta que la dirección de la velocidad sea paralela a las isobaras; es decir, cuando la fuerza de Coriolis tiene la misma magnitud pero dirección opuesta a la fuerza de gradiente de presión. Este concepto se conoce como la **paradoja geodinámica**, la cual establece que en la tierra en rotación una parcela de fluido no se moverá aceleradamente en la dirección de la fuerza generadora, sino en la dirección perpendicular a esa fuerza y con magnitud de velocidad constante. Se puede decir que mientras que $F_{co} < F_{vp}$ se tiene un movimiento acelerado, pero en cuanto $F_{co} = F_{vp}$ se tendrá un movimiento estacionario (Modificado de Hess, 1959).

De la relación 5.6 se puede ver que el vector de la velocidad geostrófica, $\mathbf{v}_g = iu_g + jv_g$, es perpendicular al gradiente horizontal de presión y proporcional a su magnitud, es decir a las isobaras. El signo del parámetro de Coriolis, $f = 2\Omega \sin\phi$, está dado por la latitud geográfica, ϕ ; de tal manera que en el hemisferio norte ($\phi > 0$), un observador mirando hacia donde fluye el viento, tendrá la presión alta a su derecha, mientras que en el hemisferio sur ($\phi < 0$), el observador tendrá la presión alta a su izquierda. Este efecto se conoce como la **Ley de Buys Ballot** (Fig.5.4).

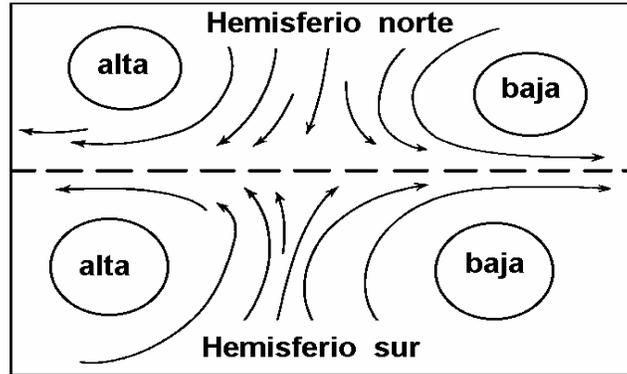


Fig.5.4 Diagrama representando la Ley de Buys Ballot: Si un observador se para de frente hacia donde se dirige el viento, en el hemisferio norte, tendrá la presión alta a su derecha; mientras que en el hemisferio sur, la presión alta estará a su izquierda.

Usualmente, en meteorología se usan las coordenadas isobáricas en lugar de las coordenadas cartesianas; es decir, se usa la variación de la altura en función de las superficies de presión constante y no la variación de la presión en función de la altura geométrica, como es el caso en las coordenadas cartesianas. Entonces, el balance geostrófico se puede representar en coordenadas isobáricas como (ver Ec. 4.7)

$$-fv = -g \frac{\partial z}{\partial x} \quad (5.7a)$$

$$fu = -g \frac{\partial z}{\partial y} \quad (5.7b)$$

que pueden ser reescritas en forma vectorial como

$$f \mathbf{v}_g = \mathbf{k} \times \nabla_p z \quad (5.7c)$$

o en términos del geopotencial, Φ , (ver Ec. 4.21)

$$-fv = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (5.8a)$$

$$fu = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (5.8b)$$

que pueden ser reescritas en forma vectorial como

$$f \mathbf{v}_g = \mathbf{k} \times \nabla_p \Phi \quad (5.8c)$$

dónde el operador ∇_p es el gradiente horizontal aplicado a presión, p , constante. Las ecuaciones del balance geostrófico en coordenadas isobáricas tienen la ventaja de que la variable de la densidad no aparece, por lo que la velocidad geostrófica solo está en términos de la altura o del geopotencial.

En la atmósfera real, raramente se presenta el movimiento geostrófico puro; sin embargo, a escala planetaria, la atmósfera se puede considerar **casi-geostrófica**; de tal manera, que el vector

real del viento, \mathbf{v}_r , se puede representar como la suma de una componente geostrófica, \mathbf{v}_g (relativamente grande) más una componente **ageostrófica**, \mathbf{v}_{ag} (relativamente pequeña), es decir:

$$\mathbf{v}_r = \mathbf{v}_g + \mathbf{v}_{ag} \quad (5.9)$$

con $|\mathbf{v}_{ag}| \ll |\mathbf{v}_g|$. El hecho de que el movimiento atmosférico en escala planetaria sea casi-geostrófico es de mucho valor práctico, pues permite tener una buena aproximación del viento a partir solamente del campo de presión (o del geopotencial), el cual es mucho más fácil de medir. El flujo casi-geostrófico ocurre cuando las fuerzas externas horizontales son más pequeñas que la fuerza de Coriolis. Se considera que estas fuerzas son despreciables cuando el cociente entre la magnitud típica del viento, V , y el producto dado por el parámetro de Coriolis y la longitud típica del movimiento, L , es mucho menor que 1; es decir,

$$\frac{V}{fL} \ll 1 \quad (5.10)$$

El cociente V/fL se conoce como el **número de Rossby**. El movimiento casi-geostrófico se puede ilustrar en la figura 5.5, en que se muestra un mapa meteorológico a 500 mb sobre la región del Pacífico norte. Los vectores del viento son casi paralelos a las líneas de igual altura, particularmente cuando son rectilíneas; sin embargo, cercano a los centros de presión alta o baja, el viento se desvía más de la dirección paralela; en este caso la curvatura de algunas isolíneas implica la existencia de una fuerza centrífuga (o componente ageostrófica del viento). La importancia de esta componente ageostrófica se evalúa con el número de Rossby (como se verá en la siguiente sección).

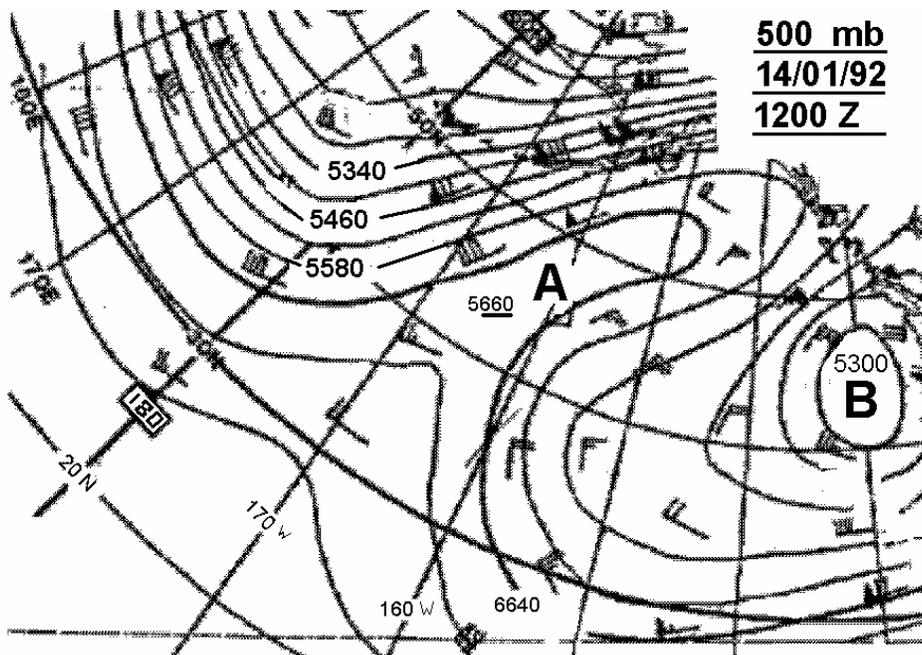


Fig.5.5 Mapa meteorológico a 500 mb. El viento se considera geostrófico donde las isolíneas de altura geopotencial son rectilíneas, conforme las isolíneas se curvan, el viento se hace casi-geostrófico, para ser totalmente ageostrófico en los centros de presión alta o baja. Las unidades son en metros geopotenciales.

Ahora, como un ejemplo se calculará el viento geostrófico en una región en que las isobaras son paralelas y rectilíneas, donde de acuerdo a lo anteriormente dicho, se tendrá un balance geostrófico, por lo que se puede usar la expresión 5.7. Para simplificar los cálculos se puede suponer que la altura geopotencial solo cambia a lo largo del eje -y- (aumentando del norte al sur); es decir, se tiene solamente la componente -y- del movimiento, que equivale a un flujo geostrófico a lo largo del eje -x- (Fig.5.6).

$$f u = -g \frac{\partial z}{\partial y}$$

Por lo que solamente se tendrá viento geostrófico a lo largo de la dirección -x-. Esta simplificación equivale a usar un sistema de coordenadas naturales, donde el viento geostrófico, V_g , está en la dirección del flujo y el gradiente de altura siempre será perpendicular a la dirección del flujo ($n \perp V_g$); es decir

$$f V_g = -g \frac{\partial z}{\partial n} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} \quad (5.11)$$

En el recuadro de la figura 5.6 se muestra un ejemplo de como calcular el viento geostrófico utilizando el valor del gradiente de presión, o su equivalente, el gradiente de altura geopotencial, $\partial z/\partial n$, para los valores de $f = 2\Omega \sin\phi = (2)(7.292 \times 10^{-5})(\sin 38^\circ) = 8.9 \times 10^{-5}$, y $g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$. El viento medido se calculo del promedio en la región de estudio, limitada por Δn (41° y 35°N).

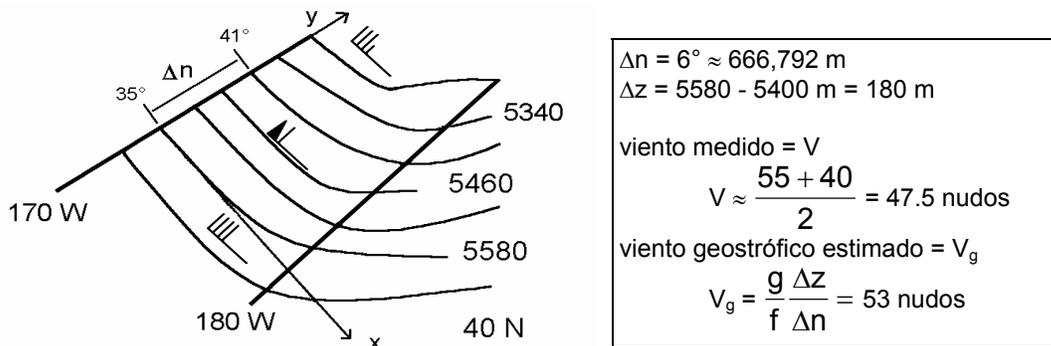


Fig.5.6 Sección del mapa meteorológico de la Fig.5.5, donde se puede ilustrar el cálculo del viento geostrófico, para una región donde las isobaras son casi rectas y paralelas al eje -x- (este - oeste). El viento geostrófico es aproximadamente un 10% mayor que el viento medido, por lo que a primera aproximación $V_g = V_{real}$. 1 nudo = 0.514 ms^{-1}

5.4 VIENTO GRADIENTE

Se ha visto que cuando las isobaras de presión tienden a ser paralelas y rectilíneas, como es el caso en la atmósfera libre, alejada de la superficie terrestre, se tiene un buen balance entre la fuerza del gradiente de presión y la fuerza de Coriolis; sin embargo, no siempre las isobaras se mantienen rectilíneas, pudiendo presentar una curvatura en la que el viento fluye a lo largo de trayectorias curvas. Estas trayectorias curvas de las isobaras pueden ser ciclónicas (movimiento de aire en contra de las manecillas del reloj en un centro de presión baja, en el hemisferio Norte) ó anticiclónicas (movimiento a favor de las manecillas del reloj en un centro de presión alta, en el hemisferio Norte), como se indica en la figura 5.7.

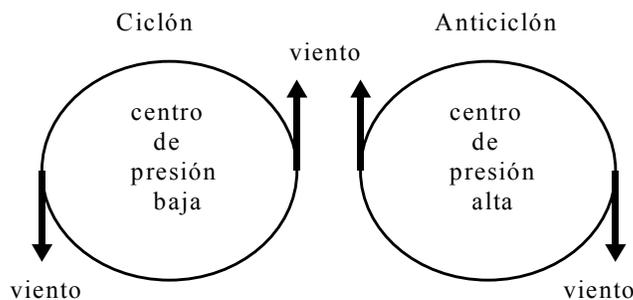


Fig. 5.7 Diagrama representando los giros de presión baja (circulación ciclónica) y de presión alta (circulación anticiclónica) en el hemisferio norte.

En cualquiera de estos 2 casos, el viento alrededor de un círculo de radio, R, tendrá una fuerza centrífuga, definida por $F_{ce} = V^2/R$, que actúa hacia afuera del círculo en dirección radial (Fig.5.8).

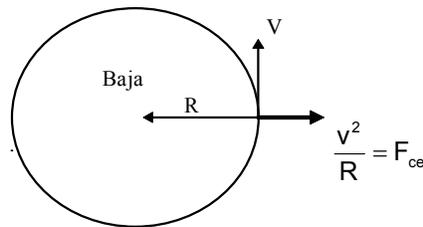


Fig. 5.8 Diagrama representando la fuerza centrífuga, F_{ce} , en un giro ciclónico en el hemisferio norte

En una situación estacionaria, esta fuerza centrífuga deberá estar balanceada con la fuerza del gradiente de presión y con la fuerza de Coriolis; de tal manera, que la suma de las tres fuerzas sea igual a cero para obtener un flujo de aire balanceado, es decir,

$$F_{ce} = F_{vp} + F_{co}$$

El viento definido por este balance de fuerzas se conoce como **viento gradiente**; y queda representado mediante la Ec.5.1, en coordenadas rectangulares, como

$$\text{eje -x-} \quad \frac{u^2}{R} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + fv \quad (5.12a)$$

$$\text{eje -y-} \quad \frac{v^2}{R} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} - fu \quad (5.12b)$$

que se puede describir en coordenadas naturales, como

$$\frac{V^2}{R} + fV = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} \quad (5.13)$$

Ya que tanto la fuerza de Coriolis como la fuerza centrífuga actúan en dirección perpendicular al viento, entonces la fuerza del gradiente de presión deberá estar también en dirección perpendicular al viento para balancear a las otras dos fuerzas. En consecuencia en el balance gradiente, así como en el balance geostrófico, el viento resultante en el hemisferio norte deberá fluir en dirección paralela a las isobaras, con la presión baja a la izquierda y la presión alta a la derecha de la dirección del viento, y viceversa en el hemisferio sur (Fig. 5.9).

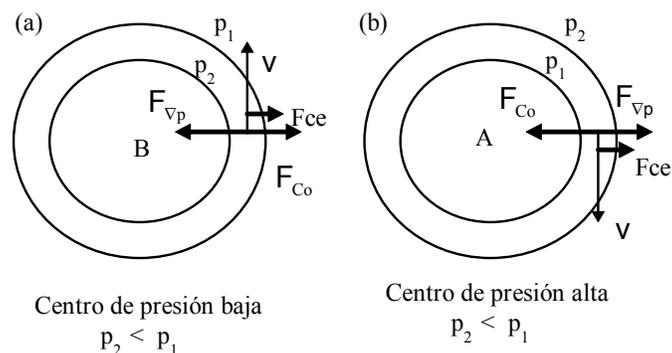


Fig. 5.9 Esquema del viento gradiente para (a) flujo ciclónico, presión baja, y (b) anticiclónico, presión alta, en el hemisferio norte

Entonces, la Ec.5.13 del viento gradiente tendrá las siguientes soluciones para movimiento ciclónico ($V>0$):

$$V = -\frac{fR}{2} \pm \sqrt{\frac{f^2 R^2}{4} - \frac{R \partial P}{\rho \partial n}} \quad (5.14a)$$

y para movimiento anticiclónico ($V<0$), las soluciones serán:

$$V = \frac{fR}{2} \pm \sqrt{\frac{f^2 R^2}{4} + \frac{R \partial P}{\rho \partial n}} \quad (5.14b)$$

Las soluciones físicamente posibles y estables, indican que el radical dentro de la raíz cuadrada siempre deberá ser positivo; es decir, las soluciones físicas existen cuando se tiene que

$$\left| \frac{f^2 \rho R}{4} \right| > \left| \frac{\partial P}{\partial n} \right|$$

Ahora, recordando que, en el hemisferio norte, el radio de curvatura, R , es positivo hacia la izquierda del movimiento (en un centro de presión baja) y negativo hacia la derecha del movimiento (en un centro de presión alta); mientras que el gradiente de presión será negativo alrededor de una presión baja y positivo alrededor de una presión alta. Entonces, se obtiene que las únicas soluciones reales para la Ec. 5.14 están dadas por: $R > 0$ y $\partial P / \partial n < 0$, generando un movimiento alrededor de un centro de presión baja, giro ciclónico (Fig. 5.9a) y $R < 0$ y $\partial P / \partial n > 0$, generando un movimiento alrededor de un centro de presión alta, giro anticiclónico (Fig. 5.9b).

Por otro lado, cuando se tiene que la fuerza del gradiente de presión está en balance geostrófico; es decir, si

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} = f V_g$$

entonces podemos comparar el viento geostrófico, V_g , versus el viento gradiente, V_{gr} , obteniendo

$$\frac{V_{gr}^2}{R} + f V_{gr} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} = f V_g$$

por lo que, ordenando términos

$$\frac{V_g}{V_{gr}} = 1 + \frac{V_{gr}}{fR}$$

Para flujo ciclónico $R > 0 \Rightarrow V_g > V_{gr}$

Para flujo anticiclónico $R < 0 \Rightarrow V_g < V_{gr}$

La aproximación geostrófica será válida cuando $V_g = V_{gr} = V$; es decir, cuando el número de Rossby sea muy pequeño

$$\frac{V}{fR} \equiv R_0 \ll 1$$

ya sea para un flujo ciclónico o anticiclónico, lo que equivale a, que: $F_{\text{Coriolis}} \gg F_{\text{centrifuga}}$

En el caso de un movimiento puramente rectilíneo, el radio de curvatura tiende a infinito ($R \rightarrow \infty$), entonces se tendrá que la fuerza centrífuga es prácticamente despreciable, en comparación con las fuerzas de Coriolis y del gradiente de presión, por lo que el Número de Rossby tiende a cero ($R_0 \rightarrow 0$). Entonces, la ecuación 5.13 se reduce a la ecuación 5.11 y se tendrá una buena aproximación geostrófica; de tal manera, que el viento gradiente no se presenta. Por el contrario, cuando el radio de

curvatura es pequeño; es decir, cuando $R_0 \rightarrow 1$, la fuerza centrífuga será del orden de la fuerza de Coriolis, entonces se deberán considerar las tres fuerzas de la ecuación 5.13.

5.5 VIENTO CICLOSTROFICO

En los sistemas de escala pequeña, en que el radio de curvatura es solo de unas cuantas decenas o centenas de metros, la fuerza de Coriolis se hace muy pequeña, comparada con las otras fuerzas y puede ser despreciada en la Ec.5.13, dando lugar a un balance entre la fuerza del gradiente presión y la fuerza centrífuga, conocido como **balance ciclostrófico**. Cuando la escala es muy pequeña, el viento ciclostrófico es un caso particular del viento gradiente y está dado en coordenadas naturales por

$$\frac{V^2}{R} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} \quad (5.15)$$

cuyas soluciones son:

$$\left. \begin{array}{l} \text{(flujo ciclónico, } V > 0) \\ \text{(flujo anticiclónico, } V < 0) \end{array} \right\} = \sqrt{-\frac{R}{r} \frac{\partial P}{\partial n}} \quad (5.16)$$

Ya que el radical deberá ser positivo, para que las raíces sean reales, se tendrá que el viento ciclostrófico resultante podrá ser positivo, en el caso de un giro ciclónico, o negativo en el caso de un giro anticiclónico, pero ambos siempre alrededor de un centro de presión baja (Fig. 5.10)

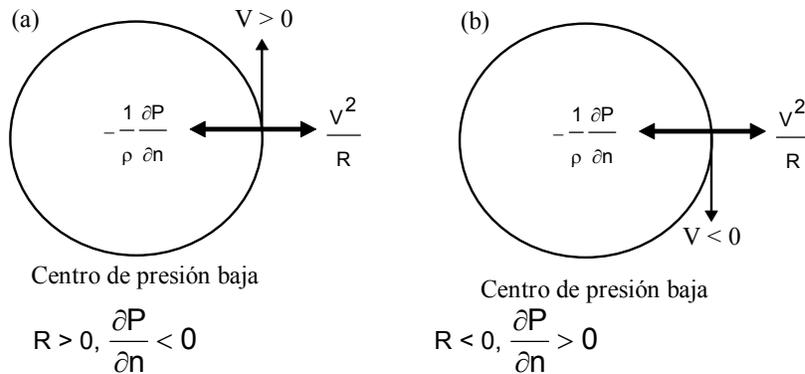


Fig. 5.10 Viento ciclostrófico, derivado del balance entre la fuerza del gradiente de presión y la fuerza centrífuga. Tanto en el caso de un giro ciclónico (a), como en el giro anticiclónico (b), se tiene un movimiento alrededor de un centro de presión baja.

Como se vio en la sección 5.5, el giro normal alrededor de un centro de presión baja, en el hemisferio norte, es en contra de las manecillas del reloj; mientras que lo contrario, se considera un giro anormal. En general, este tipo de movimiento ciclostrófico se puede observar con mayor frecuencia en las latitudes bajas, donde el efecto de Coriolis es relativamente pequeño, y donde los fenómenos meteorológicos se generan principalmente a partir de procesos termodinámicos, asociados a movimientos verticales del aire. Sin embargo, en las latitudes medias y altas, la génesis de los fenómenos meteorológicos, tiene una importante componente dinámica, asociada al movimiento horizontal del aire, como por ejemplo los tornados; los tornados siempre tienen un giro ciclónico, por lo que se puede decir, que en la etapa inicial de formación, los vientos horizontales (que son de mayor magnitud) si son afectados por Coriolis. Otros fenómenos de menor magnitud, como los “diablitos del desierto”, muy comunes en las zonas desérticas, se originan a partir del calentamiento de la superficie terrestre, por lo que el efecto de Coriolis es despreciable, pudiéndose observar remolinos ciclónicos o anticiclónicos, muy frecuentemente.

5.6 VIENTO TERMAL

En una atmósfera, donde el gradiente horizontal de la presión no varía con la altura, se esperaría que el viento geostrófico resultante fuese constante a lo largo de una columna vertical. Sin

embargo, en condiciones normales, se ha visto que tanto el campo de presión como el de la temperatura varían en función de la altura, por lo que se debe esperar que el viento geostrófico también varíe con la altura. Esta variación vertical del viento geostrófico se conoce como el viento termal y se puede derivar a partir de las relaciones del viento geostrófico en coordenadas isobáricas (Ec.5.7)

$$fv_g = g \frac{\partial z}{\partial x}, \quad fu_g = -g \frac{\partial z}{\partial y}$$

del balance hidrostático (Ec.3.31)

$$-\rho g = \frac{\partial P}{\partial z}$$

y de la ecuación de estado (Ec.3.1)

$$P = \rho R^* T$$

Sustituyendo la ecuación de estado en la relación de la ecuación hidrostática, se tiene

$$\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial \ln P}{\partial z} = -\frac{g}{R^* T} \quad (5.17)$$

Diferenciando las relaciones del viento geostrófico con respecto a $\ln P$ se tiene,

$$\frac{\partial v_g}{\partial \ln P} = \frac{\partial}{\partial \ln P} \left[\frac{g}{f} \frac{\partial z}{\partial x} \right] = \frac{g}{f} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial z}{\partial \ln P} \right]$$

y sustituyendo la Ec.5.17, se obtiene

$$\frac{\partial v_g}{\partial \ln P} = \frac{g}{f} \frac{\partial}{\partial x} \left[-\frac{R^* T}{g} \right] = -\frac{R^*}{f} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (5.18a)$$

similarmente para la componente en u,

$$\frac{\partial u_g}{\partial \ln P} = \frac{R^*}{f} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (5.18b)$$

Sustituyendo nuevamente la ecuación hidrostática, se puede rescribir la Ec. 5.18a, como,

$$\frac{\partial v_g}{\partial \ln P} = \frac{\partial v_g}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \ln P} = \frac{\partial v_g}{\partial z} \left(-\frac{R^* T}{g} \right) = -\frac{R^*}{f} \frac{\partial T}{\partial x}$$

simplificando queda como

$$\frac{\partial v_g}{\partial z} = \frac{g}{f} \frac{\partial \ln T}{\partial x} \quad (5.19a)$$

similarmente, para la componente u,

$$\frac{\partial u_g}{\partial z} = -\frac{g}{f} \frac{\partial \ln T}{\partial y} \quad (5.19b)$$

Las Ecs. 5.18a y 5.19a, indican que si la temperatura aumenta hacia el este, la componente meridional del viento geostrófico, v_g , deberá aumentar en la altura; mientras que las Ecs. 5.18b y 5.19b, indican que conforme la temperatura disminuye hacia el norte, la componente zonal del viento geostrófico, u_g , deberá aumentar con la altura. En otras palabras, en el hemisferio norte, el aumento

en la magnitud del viento geostrófico con la altura, estará asociado a masas de aire frío a la izquierda y de aire cálido a la derecha del movimiento, como se puede apreciar en las figuras 5.11a y b.

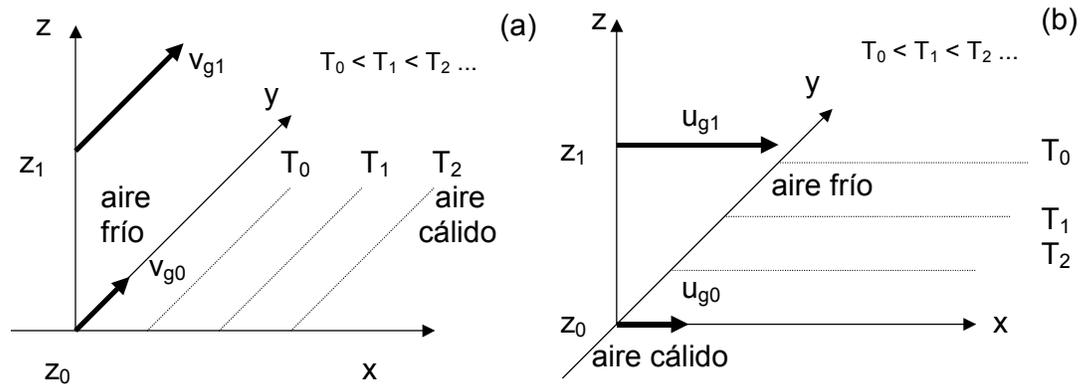


Fig.5.11 Diagramas representando el cambio en la altura de las componentes del viento geostrófico: (a) la componente v_g aumenta, conforme la temperatura se incrementa hacia el este; (b) la componente u_g aumenta, conforme la temperatura disminuye hacia el norte.

Ya que el aire cálido tiene una menor densidad que el aire frío, la distancia vertical entre dos superficies isobáricas deberá ser mayor en la región del aire cálido que en la del aire frío (Fig. 5.12); de tal manera, que en una región de aire cálido los cambios de presión en la vertical son más lentos, que en una región de aire frío.

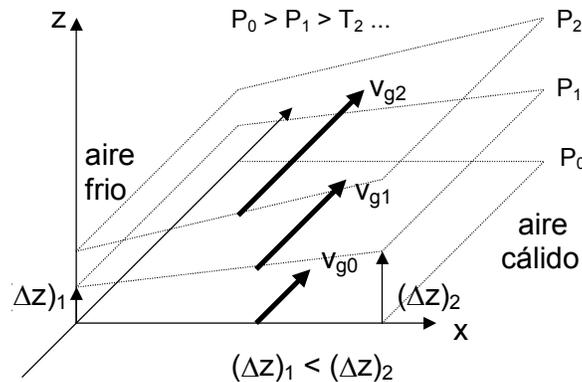


Fig.5.12 Diagrama representando la variación de la separación de las superficies isobáricas. Δz aumenta conforme el aire se hace más cálido, hacia el este. La componente v_g del viento geostrófico aumenta en la altura y está dirigida hacia el norte.

Las relaciones 5.18 y 5.19, se conocen como las ecuaciones del **viento termal**, el cual es realmente la razón del cambio del viento geostrófico con la altura (z) o con la presión ($\ln P$). Entonces, se puede referir el viento termal como la diferencia entre el viento geostrófico a dos niveles isobáricos distintos. Es decir, se puede integrar las Ecs. 5.18 desde el nivel P_0 hasta el nivel P_1 , para obtener el viento termal, $v_T = v_{g1} - v_{g0}$

$$\int_{v_{g0}}^{v_{g1}} dv_g = \int_{P_0}^{P_1} \left[-\frac{R^*}{f} \frac{\partial T}{\partial x} d \ln P \right]$$

de donde se obtiene, para la componente v ,

$$v_T = v_{g1} - v_{g0} = \frac{R^*}{f} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \right) \ln \left(\frac{P_0}{P_1} \right) \quad (5.20a)$$

similarmente, para la componente u , se obtiene que el viento termal será, $u_T = u_{g1} - u_{g0}$

$$u_T = u_{g1} - u_{g0} = -\frac{R^*}{f} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right) \ln \left(\frac{P_0}{P_1} \right) \quad (5.20b)$$

donde se ha tomado a \bar{T} como el valor promedio de la temperatura en una columna vertical desde el nivel P_0 hasta el nivel P_1 .

Como una primera aproximación, se puede considerar que la atmósfera libre, en las latitudes medias, está en balance geostrófico. En el hemisferio norte, el aire es normalmente frío hacia el polo norte, mientras que es normalmente cálido hacia el ecuador; entonces, en concordancia con los resultados obtenidos en las Ecs. 5.20 y los esquemas de las figuras 5.11 y 5.12, se deberá observar un viento geostrófico persistente hacia el este, que se incrementa con la altura, para alcanzar valores máximos en la alta troposfera que, como se verá mas adelante, se relaciona con las corrientes de chorro.

5.7 EFECTO DE LA FRICCIÓN EN EL VIENTO

Cerca de la superficie del suelo, los efectos de la fricción en la velocidad y dirección del viento son muy importantes. Para entender como afecta la fricción al movimiento del aire, considérese el siguiente caso: una parcela de aire está sujeta a la acción de una fuerza generadora, debida al gradiente de presión, $F_{\nabla P}$, a la fuerza de Coriolis, debida a la rotación terrestre, F_{co} , que tiene una dirección a 90° del movimiento, hacia la derecha en el hemisferio norte, y a la fuerza de fricción, F_{fr} , que actúa en sentido contrario al movimiento de la parcela de aire, disminuyendo la magnitud de la velocidad de la parcela y por consiguiente, reduciendo la magnitud de la fuerza de Coriolis. Este sistema tiene un equilibrio entre las tres fuerzas

$$F_{\nabla P} + F_{co} + F_{fr} = 0$$

El resultado de este nuevo equilibrio es un viento, con velocidad v , que está dirigido hacia la zona de presión baja, como se muestra en la Fig.5.13

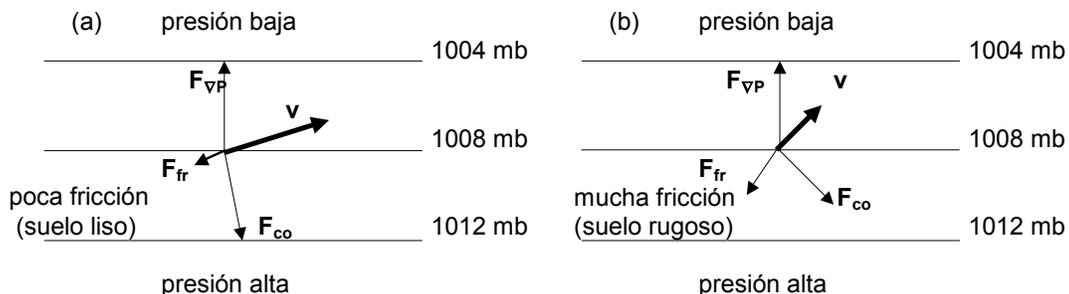


Fig.5.13 Diagrama del balance entre las fuerzas del gradiente de presión, $F_{\nabla P}$, de Coriolis, F_{co} , y de fricción, F_{fr} . Nótese que en el caso (a) con poca fricción, el vector del viento es casi paralelo a las isobaras, es decir, se tiene viento casi-geostrófico; mientras que en el caso (b) con mucha fricción, el vector de viento hace un ángulo relativamente grande con las isobaras, para generar un viento totalmente ageostrófico.

El efecto friccional depende de la superficie terrestre: en suelos muy **rugosos** (bosques, montañas, ciudades), la magnitud del viento es reducida considerablemente y su dirección puede hacer un ángulo típico del orden de 30° con las isobaras. En suelos más **lisos** (océanos, hielo, arena), la magnitud del viento es ligeramente reducida y la dirección puede mostrar un ángulo del orden de 15° con las isobaras. Aun más, ya que la fuerza del gradiente de presión es perpendicular a las isobaras, el viento deberá fluir a la izquierda siguiendo el movimiento, cruzando las isobaras de la alta a la baja presión. El ángulo entre las isobaras y la dirección del viento aumenta conforme la fricción aumenta; de tal manera que el viento cerca de la superficie terrestre será desviado a la izquierda de la dirección del viento geostrófico.

La región atmosférica en la que la fricción es importante se conoce como la capa de fricción. Muy cerca del suelo, esta fuerza es muy importante, afectando considerablemente el movimiento de las parcelas de aire; a alturas superiores (dentro de la capa de fricción), el viento cambia más

lentamente. En la superficie continental el viento es aproximadamente un 40% del valor del viento geostrófico; mientras que sobre la superficie oceánica es del orden del 70% del viento geostrófico.

Si se observa la presión atmosférica en un número grande de estaciones sobre un área considerable, dibujándose las isobaras, se podrá obtener un número limitado de distribuciones de campos de presión. Básicamente, se observan centros de presión alta y presión baja; los centros de presión baja también se conocen como depresiones, ciclones, bajos o vaguadas. Una vaguada puede entonces ser definida como un área en que la presión atmosférica disminuye hacia el centro del mismo sistema. En este sistema de presión baja, se tendrá un balance entre las fuerzas del gradiente de presión, de Coriolis, de fricción y la fuerza centrífuga, F_{ce} , debida al movimiento circulatorio alrededor del centro de presión. De tal manera, que en este caso se tendrá un balance entre las cuatro fuerzas

$$F_{\nabla p} + F_{Co} + F_{ce} + F_{fr} = 0$$

El resultado de este nuevo equilibrio es un viento, con velocidad v , que es casi paralelo a las isobaras curvas, con una pequeña desviación, dirigida hacia dentro del giro ciclónico, o hacia la izquierda de las isobaras siguiendo el flujo, en el hemisferio norte (Fig.5.14a), o hacia la derecha, en el hemisferio sur (Fig.5.14b).

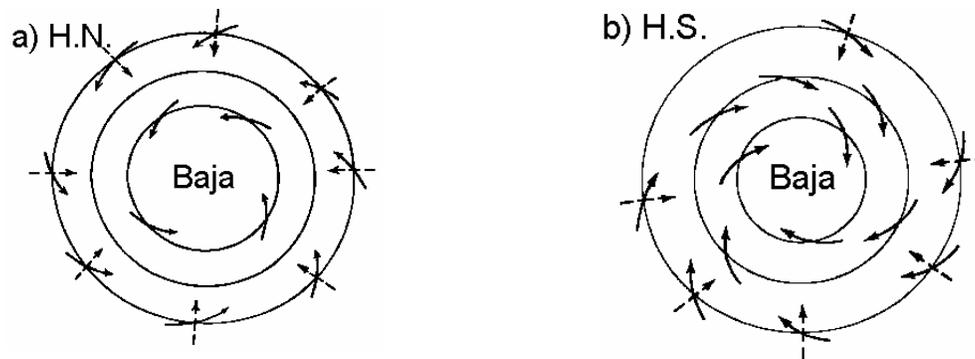


Fig. 5.14. Diagrama de la circulación ciclónica alrededor de un centro de presión baja (a) en el hemisferio norte y (b) en el hemisferio sur. Puede notarse que los vientos (flechas continuas) están desviadas hacia el centro. Las flechas perpendiculares a los círculos concéntricos (isobaras), representan la dirección de la fuerza del gradiente de presión.

Por el contrario, un centro de presión alta es un anticiclón, definido como un área en el que la presión atmosférica aumenta hacia el centro del sistema, con los vientos circulando a favor de las manecillas del reloj, en el hemisferio norte, ligeramente desviándose hacia afuera del centro de presión alta, o hacia la izquierda de las isobaras, siguiendo el flujo (Fig.5.15a) o hacia la derecha de las isobaras siguiendo el flujo, en el hemisferio sur (Fig.5.15b).

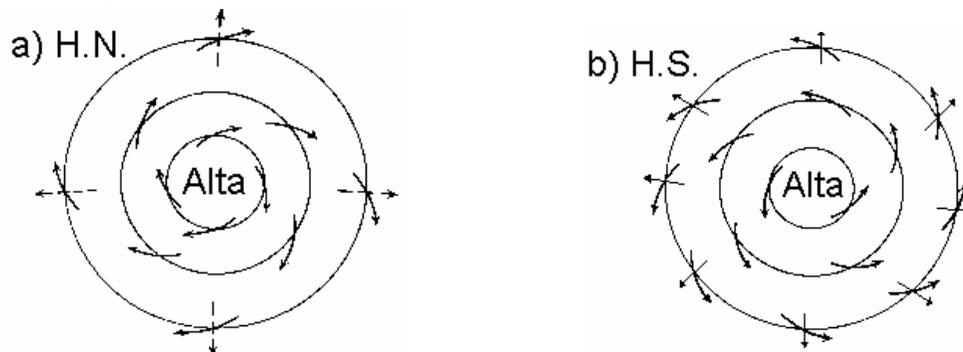


Fig. 5.15. Diagrama de la circulación anticiclónica alrededor de un centro de presión alta, (a) en el hemisferio norte y (b) en el hemisferio sur. Puede notarse que los vientos (flechas continuas) están desviadas hacia fuera del centro. Las flechas perpendiculares a los círculos concéntricos (isobaras), representan la dirección de la fuerza del gradiente de presión.

Los ciclones son sistemas frontales que transportan gran cantidad de nubosidad, lluvias y fuertes vientos. En todos los sistemas ciclónicos en la atmósfera libre, el viento fluye casi paralelo a lo largo de las isobaras, con una ligera desviación hacia la zona de presión baja. De tal manera, que los vientos en un anticiclón fluyen espiralmente hacia afuera del centro de presión alta, mientras que en un ciclón los vientos fluyen espiralmente hacia adentro de la presión baja. En la región central de estos sistemas, el gradiente de presión desaparece, de tal manera, que los vientos horizontales se hacen muy débiles o desaparecen, pues no hay una fuerza resultante significativa que los genere.

Una gran cantidad de mapas meteorológicos son preparados para mostrar la componente horizontal de los campos de circulación en un nivel atmosférico dado, el aire, sin embargo, también tiene una componente vertical de movimiento; esto puede ser entendido describiendo el siguiente fenómeno respecto al efecto de la fricción sobre el viento: la fricción tiene el efecto de desviar al viento hacia la zona de presión baja, esta desviación del flujo producirá una convergencia, transportando el aire hacia la zona central. Por el contrario, en un centro de presión alta el viento tiende a ser desviado fuera del centro de presión alta, produciendo una divergencia del flujo de aire. Las condiciones de convergencia y divergencia dan lugar a movimientos ascendentes y descendentes, respectivamente, de las parcelas de aire en la atmósfera.

En general, si se tiene una convergencia en la superficie, el aire debe ascender; por el contrario, una condición de divergencia en la superficie está asociada a un descenso del aire (Fig.5.16). Si el aire converge en el tope superior de la atmósfera, entonces su movimiento será de descenso, manteniendo la continuidad de la masa del aire; similarmente, si el aire diverge en el tope superior de la atmósfera, entonces su movimiento será de ascenso. Estos procesos dan lugar a movimientos verticales, los cuales tienden a redistribuir las masas de aire en toda la atmósfera.

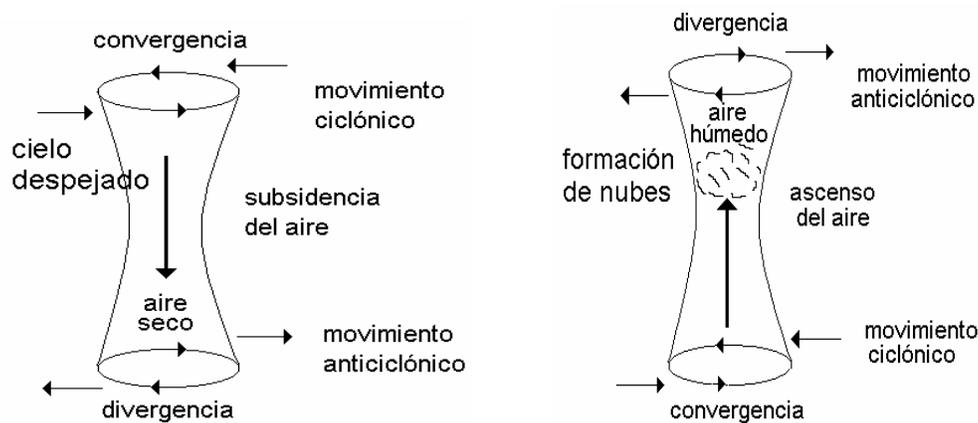


Fig.5.16 Diagramas que representan los procesos de convergencia y divergencia en la atmósfera. (a) Una divergencia en la superficie está asociada a la subsistencia de aire seco y cálido, y a la formación de una convergencia en niveles superiores; (b) Una convergencia en la superficie está asociada al ascenso del aire, la formación de aire húmedo y nubosidad, y a una zona de divergencia en niveles superiores.

En un sistema en balance gradiente; es decir, en donde el viento es idealmente paralelo a las isobaras, no se podrá tener una zona de convergencia o divergencia, pues el viento solamente estará fluyendo en forma circular. Para que haya convergencia se necesita que el viento haga un ángulo cruzando las isobaras, de tal manera que el flujo genere un transporte neto de aire hacia adentro del centro de presión baja, esto se lleva a cabo por el efecto de las fuerzas de fricción, que al retardar el movimiento impiden que se presente el balance gradiente perfecto.

Como el aire en ascenso se enfría (y el aire en descenso se calienta) adiabáticamente, las regiones ciclónicas estarán, en general, caracterizadas por una condensación de la humedad y formación de nubes, y posiblemente precipitación cuando existan condiciones favorables. Por el contrario, las regiones anticiclónicas estarán, en general, caracterizadas por cielo despejado y poca humedad. La convergencia y divergencia del flujo horizontal puede ser también el resultado de

diversas causas o forzamientos orográficos, como la presencia de montañas, por ejemplo.

Conforme la altura aumenta, la fuerza de fricción, debida a la influencia de la superficie terrestre, disminuye, permitiendo que el viento real se aproxime más y más a la magnitud y dirección del viento geostrófico, acercándose a la dirección de las isobaras. Este fenómeno se conoce como el efecto de la **Capa de Ekman**.

La capa inferior de la troposfera, aproximadamente entre los 0 - 1 km., es una zona de transición entre la atmósfera libre (donde el balance geostrófico es una buena aproximación) y la superficie terrestre (donde la tierra y los océanos hacen una gran fricción sobre el aire en movimiento). La atmósfera libre se comporta como un fluido ideal; es decir, casi en balance geostrófico (fuera de los trópicos) o en balance gradiente (en general), definiéndose el nivel del viento gradiente como el límite superior de la capa donde la fricción es importante, también conocida como la capa límite planetaria. Esta capa límite planetaria se puede subdividir en varias subcapas (Fig.5.17): 1. la capa superficial de fricción y 2. la capa de Ekman.

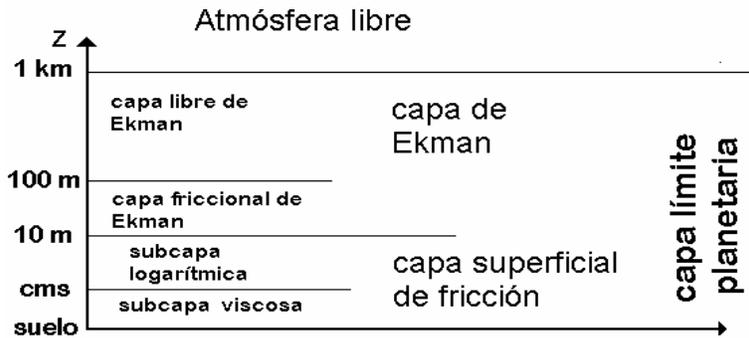


Fig. 5.17 Estructura vertical de la capa límite planetaria

5.7.1. La Capa Superficial de Fricción

La capa superficial de fricción, también conocida como **capa de flujo constante**, se puede subdividir a su vez en: **a)** la **subcapa viscosa** (muy cerca del suelo, usualmente a unos cuantos centímetros del suelo), donde el efecto de la fricción molecular debida al suelo es muy importante, y el aire es frenado al chocar con él. En esta subcapa los fenómenos de interacción entre la atmósfera y el suelo son los que controlan la dinámica del aire; en esta región la magnitud del viento disminuye linealmente con la profundidad, haciéndose cero al contacto del suelo. **b)** la **subcapa logarítmica** (del orden de varios metros por arriba de la capa viscosa), en donde los efectos de fricción se relacionan con el movimiento turbulento del aire. En esta capa, las parcelas de aire interaccionan entre ellas, generándose un transporte neto de momento horizontal hacia abajo; las parcelas inferiores reciben ese momento, siendo aceleradas, mientras que las parcelas superiores al transportar ese momento hacia abajo, son frenadas. En esta capa, el viento disminuye su magnitud en forma logarítmica con la altura.

5.7.2 La Capa de Ekman

Esta capa se puede subdividir en: **a)** la **capa friccional de Ekman** (entre unos 10 y 100 m de altura, por arriba de la capa logarítmica), donde el efecto de Coriolis y de la fricción turbulenta son muy importantes, y **b)** la **capa libre de Ekman** (entre los 100 y los 1,000 m). En la capa de Ekman, el balance está dado por la suma de las fuerzas de Coriolis, la fuerza del gradiente de presión y la fuerza de fricción; en la parte inferior (capa friccional) la fuerza de fricción es dominante, mientras que en la parte superior (capa libre) es el balance geostrófico el que domina, por lo que se puede esperar que la dirección del viento vaya variando conforme la altura aumenta. Cuando se tienen condiciones ideales, esta variación del viento con la altura forma un giro que se conoce como la **espiral de Ekman**. Este fenómeno fue inicialmente estudiado por el oceanólogo sueco V.F. Ekman en 1902. En la espiral de Ekman, el viento sopla cruzando las isobaras de la alta a la baja presión, mostrando un ángulo máximo (~ 45°) cerca de la superficie, girando hacia la derecha, en el hemisferio norte, conforme la altura aumenta (Fig.5.18)

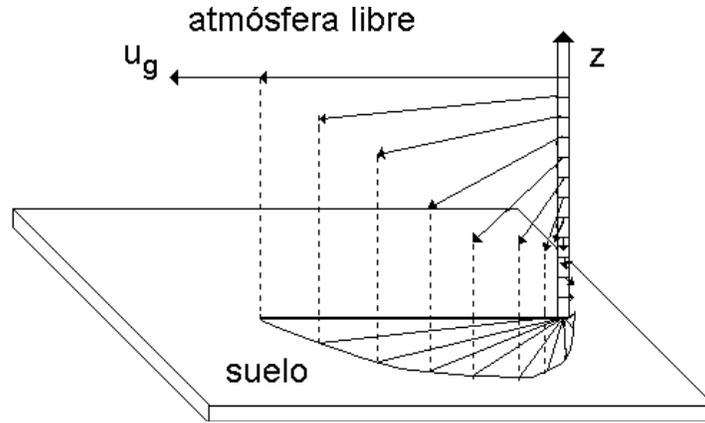


Fig. 5.18 Capa de Ekman. Por arriba de la capa superficial de fricción, la fuerza de Coriolis cobra más y más importancia; de tal manera que, conforme la altura aumenta, el viento resultante irá girando (hacia la derecha en el hemisferio norte) para formar la espiral de Ekman.

Este resultado se puede derivar de las ecuaciones de movimiento, simplificadas para la capa límite planetaria, donde el balance de fuerzas está dado por

$$\mathbf{F}_{VP} + \mathbf{F}_{Co} + \mathbf{F}_{fr} = 0$$

$$-\frac{1}{\rho} \nabla \mathbf{P} - \mathbf{fkXV} + \nu \nabla^2 \mathbf{V} = 0$$

y en componentes horizontales, queda como

$$-fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (5.21a)$$

$$fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (5.21b)$$

donde ν es el coeficiente de viscosidad turbulenta. Entonces, si se sustituye la relación geostrofica (Ec.5.6) para cada componente:

$$-fv_g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}; \quad fu_g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y}$$

se tendrá:

$$-fv = -fv_g + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}; \quad fu = -fu_g + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}$$

simplificando, se tendrá

$$\nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + f(v - v_g) = 0 \quad (5.22a)$$

$$\nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - f(u - u_g) = 0 \quad (5.22b)$$

Estas relaciones son conocidas como las ecuaciones de la espiral de Ekman. Las condiciones a la frontera en la atmósfera requieren que u y v se anulen en el suelo ($z = 0$) y alcancen el valor del viento geostrofico en la atmósfera libre (donde se supone que la fricción desaparece).

Algunas observaciones atmosféricas indican que la fuerza de fricción es prácticamente despreciable a una altura de 1 km. sobre la superficie del suelo. Para propósitos prácticos se puede decir que el viento real es aproximadamente igual al viento geostrófico por arriba de los 1,000 m de altura. De esta manera, las isobaras son una buena representación de la dirección del viento.

Para obtener las soluciones, se puede hacer lo siguiente: multiplíquese por $i = \sqrt{-1}$ la ecuación 5.22b y súmese a la ec. 5.22a

$$iv \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - if(u - u_g) = 0$$

$$v \frac{\partial^2}{\partial z^2} (u + iv) - if(u + iv) = -if(u_g + iv_g) \quad (5.23)$$

que es una ecuación de segundo orden para el campo de velocidad compleja $(u + iv)$. Como primera aproximación, se puede suponer que el viento geostrófico se mantiene constante en toda la columna vertical de la capa límite planetaria, lo que equivale a suponer que el campo horizontal de presión también se mantiene constante. Si además se supone que el viento geostrófico está dirigido a lo largo del eje -x- (i.e., $v_g = 0$) y además que el coeficiente de viscosidad se mantiene constante, entonces la solución general a la ecuación 5.23 es

$$(u + iv) = A \exp[(if / v)^{1/2} z] + B \exp[-(if / v)^{1/2} z] + u_g$$

ahora, utilizando la relación $\sqrt{i} = (1 + i) / \sqrt{2}$, y las condiciones de frontera, para el hemisferio norte, donde $f > 0$, se obtiene $A = 0$, $B = -u_g$; por lo tanto, las soluciones para la velocidad compleja quedan como

$$(u + iv) = -u_g \exp[-(1 + i)\gamma z] + u_g$$

con $\gamma = (f/2v)^{1/2}$, ahora, aplicando la igualdad $\exp(-i\theta) = \cos\theta - i\sin\theta$, se puede describir como

$$(u + iv) = u_g [1 - e^{(-\gamma z - i\gamma z)}]$$

$$(u + iv) = u_g [1 - e^{-\gamma z}][\cos\gamma z - i\sin\gamma z]$$

por lo que finalmente se puede escribir para cada componente

$$u = u_g [1 - e^{-\gamma z} \cos\gamma z]$$

$$v = u_g e^{-\gamma z} \sin\gamma z$$

Este resultado en las componentes de la velocidad del viento da lo que se conoce como la espiral de Ekman. Nótese que en el caso de que se esté sobre el ecuador, $f = 0$, entonces $\gamma = 0$, por lo que $u = 0 = v$. Conforme se aleja del ecuador, la magnitud de f aumenta, con signo positivo en el hemisferio norte, y con signo negativo en el hemisferio sur. El vector del viento en la capa de Ekman se desvía del viento geostrófico hacia la presión baja, en forma exponencial a la altura. En la realidad, la espiral de Ekman no se presenta tan homogénea, primero porque el gradiente horizontal de presión no es constante con la altura, dando por consecuencia que el viento geostrófico sea variable; y segundo porque el coeficiente de viscosidad también varía con la altura.

5.8 RESUMEN

En la siguiente tabla se muestra un resumen de los vientos que se derivan de los principales balances de fuerzas que teóricamente se pueden presentar en la atmósfera, en la ausencia de fuerzas de fricción:

Viento	Balace de fuerzas	Ecuación
viento inercial	F. Coriolis = F. centrífuga	$f v_i = \frac{v_i^2}{r} \Rightarrow v_i = fr$
viento geostrófico	F. Coriolis = F. gradiente presión	$-fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}; fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y}$
viento gradiente	F. Coriolis + F. centrífuga = F. gradiente presión	$V = -\frac{fR}{2} \pm \sqrt{\frac{f^2 R^2}{4} - \frac{R \partial P}{\rho \partial n}}$
viento ciclostrófico	F. Centrífuga = F. gradiente presión	$V(> 0) \left. \vphantom{V} \right\} = \sqrt{-\frac{R}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n}}$ $V(< 0) \left. \vphantom{V} \right\}$
viento termal	Variación del viento geostrófico en la altura	$v_T = v_{g1} - v_{g0} = \frac{R^*}{f} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \right) \ln \left(\frac{P_0}{P_1} \right)$

El balance geostrófico y el balance gradiente, son quizás los vientos ideales de mayor importancia en el estudio de los movimientos de las parcelas de aire. Con ellos, se puede dar una primera explicación de los distintos fenómenos de escala sinóptica y planetaria en la atmósfera. El balance inercial, aunque se puede presentar en la atmósfera, es muy raro, principalmente debido a la existencia de los gradientes de presión horizontales y a la fuerza de fricción. Por su parte, el balance ciclostrófico, solo es de importancia para explicar los movimientos circulatorios de fenómenos extremos como son los tornados, o los huracanes, pero estos tienen su origen bajo el efecto de Coriolis, por lo que sus vientos giran siempre de acuerdo al balance de gradiente.

Las fuerzas friccionales son de mayor importancia en la superficie terrestre o en las regiones donde se observan fuertes gradientes verticales del viento; de tal manera que, por arriba de la capa límite planetaria (aproximadamente por arriba de 1 km. de altura), el balance geostrófico (flujo rectilíneo) o el balance gradiente (flujo curvilíneo) son muy buenas aproximaciones.

Por otro lado, en la capa límite planetaria (0 – 1 Km. de altura) se tiene que las fuerzas de fricción son muy importantes y determinan los vientos resultantes. Muy cerca del suelo, el viento tiene una dirección cercana a la dirección del gradiente de presión; alejado del suelo, se tiende hacia un viento paralelo a las isobaras, para formar el balance geostrófico. Cuando el gradiente horizontal de temperatura cambia rápidamente, se observa un viento termal muy intenso; es decir, un fuerte cambio del viento geostrófico con la altura.