

# Seminario de Investigación - Informe III

## Análisis de la Mesoescala

Pablo Cárdenas Zamorano

*Departamento de Ingeniería Mecánica, Universidad Técnica Federico Santa María, Valparaíso, Chile*

11 de mayo de 2016

**Resumen** El presente informe tiene por objetivo ilustrar los principales fenómenos que ocurren en la mesoescala y las aproximaciones de estos. Sin embargo para tener un acercamiento mas familiar, se repasan las ecuaciones de movimiento atmosférico y la ecuación de conservación de vorticidad.

### 1. Movimiento Atmosférico

Antes de proceder a realizar un análisis detallado de la dinámica atmosférica, es necesario ganar un poco de entendimiento físico con respecto a los fenómenos que afectan al aire. Para esto, se deben estudiar las distintas ecuaciones que modelan el movimiento atmosférico basándose en las leyes fundamentales de conservación y en aproximaciones de estas.

Consideremos primero la siguiente idealización: atmósfera en estado estacionario y sin componente vertical. Luego podemos expresar de mejor manera el campo de velocidades si usamos las coordenadas naturales (de vectores unitarios  $\mathbf{t}, \mathbf{n}$  y  $\mathbf{k}$  que corresponden a la dirección tangencial, normal y vertical de la velocidad respectivamente). Luego las ecuaciones de conservación de momentum horizontal quedan:

$$\frac{DV}{Dt} = -\frac{\partial \Phi}{\partial s} \quad (1)$$

$$\frac{V^2}{R} + fV = -\frac{\partial \Phi}{\partial n} \quad (2)$$

Donde  $R$  es el radio de curvatura de la trayectoria de una parcela de aire y  $\Phi$  es el geopotencial.

#### 1.1. Flujo Geostrófico

Un movimiento en línea recta ( $R \rightarrow \infty$ ) y paralelo a las superficies de nivel de geopotencial se llama movimiento geostrófico. Acá se tiene un balance perfecto entre las fuerzas de presión y fuerzas de Coriolis, de la forma:

$$fV_g = -\frac{\partial \Phi}{\partial n} \quad (3)$$

Y se puede demostrar que su campo de velocidad, en coordenadas cartesianas es:

$$\mathbf{V}_g \equiv \mathbf{k} \times \frac{1}{\rho f} \nabla p \quad (4)$$

#### 1.2. Flujo Inercial

Si el campo geopotencial es uniforme en superficies isobáricas, el gradiente de presión horizontal desaparece y se tiene:

$$\frac{V^2}{R} + fV = 0 \quad (5)$$

Lo cual modela un movimiento circular anticiclónico de radio  $R$  producido tanto por la fuerza de Coriolis como por la fuerza centrífuga (y por lo tanto, la inercia). Sin embargo en la atmósfera, la mayor parte del movimiento es debido a gradientes de presión y este movimiento rara vez ocurre en la realidad, sin embargo puede ocurrir en océanos y grandes masas de agua.

#### 1.3. Flujo Ciclostrófico

Si la escala horizontal de perturbación es lo suficientemente pequeña, la fuerza de Coriolis puede ser despreciada en comparación a los gradientes de presión y fuerzas centrífugas. Para esta aproximación, suele computarse el número de Rossby ( $Ro = V/fR$ ). En el balance de fuerzas se tiene:

$$\frac{V^2}{R} = -\frac{\partial \Phi}{\partial n} \quad (6)$$

La solución a esta ecuación corresponde a la velocidad del viento ciclostrófico:

$$V = \left( -R \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)^{1/2} \quad (7)$$

#### 1.4. Flujo Gradiente

Si se considera la misma aproximación que para flujo geostrófico, pero con un radio de giro finito, se tiene un flujo gradiente. La velocidad del viento gradiente se resuelve como:

$$V = -\frac{fR}{2} \pm \left( \frac{f^2 R^2}{4} - R \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)^{1/2} \quad (8)$$

Una observación a esta ecuación es que, no todas las raíces de esta, tienen un significado físico, y por lo tanto, según sea el signo de  $R$ , y el signo del gradiente de presión se tendrá un cierto rango válido para  $V$ .

## 1.5. Viento Térmico

En esta aproximación se agrega otra condición proveniente de la ecuación de energía. Consideremos el viento geostrófico, hasta ahora la aproximación se había hecho en superficies isobaras, sin embargo un cambio entre dos isobaras trae consigo un cambio de temperatura, y por lo tanto la existencia de un gradiente térmico que altera el movimiento. En coordenadas isobáricas se tiene:

$$\frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial \ln p} = -\frac{R}{f} \mathbf{k} \times \nabla_p T \quad (9)$$

Y se define el viento térmico como la diferencia entre el viento geostrófico entre las dos superficies:

$$\mathbf{V}_T = \frac{1}{f} \mathbf{k} \times \nabla(\Phi_1 - \Phi_0) \quad (10)$$

El viento térmico es una herramienta bastante útil para diagnosticar y comprobar análisis sobre la velocidad del viento o los campos de temperatura. También se usa para estimar el promedio de la advección de temperatura horizontal.

## 1.6. Clasificación Barotrópica/Baroclínica

Según las propiedades que tenga la atmósfera en una determinada zona, es conveniente hacer una clasificación para poder abreviar aproximaciones.

Una atmósfera barotrópica es aquella en donde la densidad solo depende de la presión,  $\rho = \rho(p)$ , así las superficies isobaras son también superficies isotermas. Aplicando esta condición al viento térmico se llega a que el viento geostrófico es independiente de la altura en una atmósfera barotrópica. La barotropía es una gran restricción para un flujo que rota; el movimiento a gran escala solo puede depender de la posición horizontal y el tiempo, no de la altura.

Por otro lado, una atmósfera en donde la densidad depende tanto de la temperatura como la presión,  $\rho = \rho(p, T)$  se le llama baroclínica. En este caso, el viento geostrófico generalmente posee un cortante vertical, y este cortante esta relacionado al gradiente de temperatura horizontal por la ecuación de viento térmico. Si bien este es el caso mas general (y de mas importancia en la atmósfera), mucho se puede aprender de la barotropía.

## 2. Circulación y Vorticidad

En los informes pasados, se había repasado con respecto a las leyes fundamentales y sus respectivas ecuaciones que modelan el movimiento de un fluido y en particular, aplicado a la atmósfera. Ahora se hará un pequeño repaso con respecto a las ecuaciones de vorticidad y la conservación de esta.

### 2.1. Ecuación de Vorticidad

Derivando las componente  $x$  e  $y$  de las ecuaciones de momentum lineal y restando una con la otra, se llega a una expresión para la ecuación de vorticidad (análogo a la conservación de momentum angular en un análisis de transporte de Reynolds).

$$\frac{D}{Dt}(\zeta + f) = -(\zeta + f) \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \left( \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (11)$$

El término  $(\zeta + f)$  corresponde a la vorticidad absoluta (incluye la rotación inducida por la rotación de la tierra).

La ecuación (11) dice que la rapidez de cambio de la vorticidad absoluta siguiendo el movimiento de la partícula está dado por la suma de tres términos, los cuales son: el término de divergencia, el término de giro (*twisting*) y el término solenoidal respectivamente.

Analicemos los distintos mecanismos de creación de vorticidad:

- Por divergencia: La creación de vorticidad por divergencia actúa de manera análoga al cambio de velocidad angular debido a un cambio en el momento de inercia en un sólido rígido girando. Si una parcela de aire contiene divergencia horizontal, su area aumentará, luego, como la circulación debe ser conservada, la vorticidad promedio dentro de la parcela deberá disminuir.
- Por giro de componentes: En presencia de un perfil de velocidades, el cortante generado tenderá a rotar al elemento de fluido en la dirección normal a este y por ende generará vorticidad.
- Por el término solenoidal: Debido al cambio de densidad en el campo de presión.

### 2.2. Aproximación Barotrópica

Para ver de manera mas concreta los comportamientos en la vorticidad de la atmósfera a gran escala, consideramos la aproximación barotrópica: se modela a la atmósfera como un fluido homogéneo e incompresible de profundidad  $h$ . La ecuación de continuidad se tiene:

$$\left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial w}{\partial z}$$

Reemplazando en la ecuación (11) y tomando en cuenta la barotropía:

$$\frac{D_h(\zeta + f)}{Dt} = (\zeta + f) \frac{\partial w}{\partial z} \quad (12)$$

Si consideramos ahora que para una atmósfera barotrópica no existe viento térmico, y que la velocidad y vorticidad se pueden reemplazar por aquellas en la aproximación

geostrófica, se integra y reemplaza para llegar a:

$$\frac{D_h}{Dt} \left( \frac{\zeta_g + f}{h} \right) = 0 \quad (13)$$

Esta ecuación se conoce como el teorema de conservación de vorticidad potencial, que fue deducida por Rossby.

Ahora, si el flujo es puramente horizontal ( $w = 0$ ), se obtiene la ecuación de vorticidad barotrópica:

$$\frac{D_h(\zeta_g + f)}{Dt} = 0 \quad (14)$$

Esta ecuación nos dice que la vorticidad absoluta se conserva siguiendo el movimiento horizontal. Esta ecuación presenta muy buenos modelos para predicción a corto plazo en la escala sinóptica ya que en esta zona el flujo es casi no divergente.

### 2.3. Aproximación Baroclínica

Si consideramos una atmósfera baroclínica, además de calentamiento y roce, se puede expresar una ecuación análoga para la conservación de la vorticidad, sin embargo esta queda en una forma mucho mas sencilla si se deja en coordenadas isoentrópicas ( $x, y, \theta$ ) y en función de la vorticidad potencial de Ertel,  $P = (\zeta_\theta + f)(-g\partial\theta/\partial p)$ .

A través de un procedimiento que se omite en este informe se llega a:

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{D}P}{Dt} &= \frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla_\theta P = \\ \frac{P}{\sigma} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sigma \dot{\theta}) + \sigma^{-1} \mathbf{k} \cdot \nabla_\theta \times \left( \mathbf{F}_r - \dot{\theta} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \theta} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

Donde  $\sigma \equiv -g^{-1}\partial p/\partial \theta$ , es la densidad en coordenadas isoentrópicas, y  $\mathbf{F}_r$  es la fuerza por roce.

El lado derecho de la ecuación presenta los términos diabáticos y de fricción respectivamente, si estos pueden despreciarse, se tiene que la vorticidad potencial de Ertel se conserva en superficies isoentrópicas.

## 3. Oscilaciones Atmosféricas

Al igual que cualquier otro medio, la atmósfera está sujeta a sufrir perturbaciones las cuales son propagadas en forma de onda y se dispersan debidos a distintas fuerzas restaurativas. Es relevante entonces discutir cuales son el tipo de onda que se generan, cómo lo hacen, y cuál es su método de análisis.

De manera preliminar, sabemos que cualquier ecuación de onda (como en este caso), admite como solución una función de la forma:

$$\exp(i\phi) = \cos \phi + i \sin \phi$$

Y luego, a través de una serie de Fourier se puede expresar cualquier forma de onda.

$$f(x) = \sum (A_s \sin k_s x + B_s \cos k_s x) \quad (16)$$

Con  $k_s$  número de onda. Además se define  $\nu$ , frecuencia de oscilación y  $c = \nu/k$ , rapidez de onda.

Algunos ejemplos de ondas en fluidos son, las ondas de sonido (o de presión) y las ondas de Saint-Venant en pozos poco profundos.

### 3.1. Ondas de Gravedad

También llamadas onda de flotación (boyamiento, etc). Se producen cuando en una atmósfera con estratificación estable un elemento es desplazado verticalmente. En esta situación, la fuerza de flotación va a actuar como fuerza restaurativa haciendo que la parcela sufra oscilaciones.

Estas oscilaciones en la atmósfera se pueden dar tanto en dirección vertical, como horizontal. En el caso vertical, se habla de ondas de gravedad internas. La ecuación que rige el movimiento de esta onda, se desprende de las leyes de conservación y de un análisis de perturbación (separar las variables dependientes de una parte fija y otra desviatoria). Se llega a una ecuación de onda de la forma:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w'}{\partial y^2} \right) + N^2 \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} = 0 \quad (17)$$

Con  $N^2 = g d \ln \bar{\theta} / dz$ , es el cuadrado de la frecuencia de flotación, el cual se asume constante.

Esta ecuación tiene solución para las oscilaciones  $w'$  de la componente vertical de la velocidad con su correspondiente número de onda y frecuencia, sin embargo, para el alcance de este informe, se omitirá tanto desarrollo matemático y nos enfocaremos en la practicidad de estas ondas.

Es relevante ahora entender de qué forma se generan las perturbaciones dentro de la atmósfera. Para los casos en la mesoescala gran parte de las pequeñas variaciones se deben a la complejidad del terreno, en este caso se habla de ondas topográficas.

Para un primer análisis sobre el efecto de la geometría en las perturbaciones de la atmósfera, consideremos un terreno con forma infinitamente sinusoidal como se muestra en la figura 1. Como en este caso, las ondas serán estacionarias relativas al suelo, la ecuación de onda anterior se reduce a:

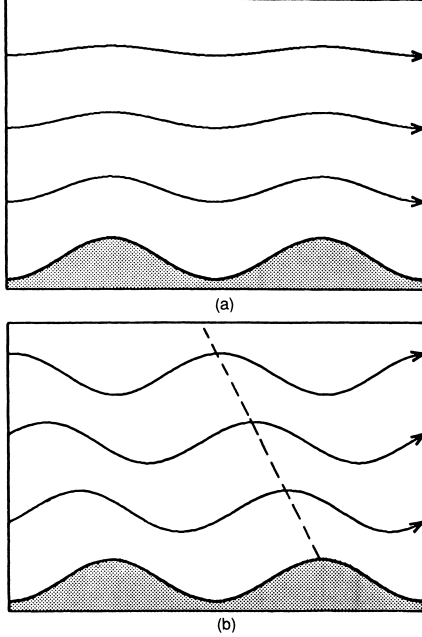
$$\left( \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w'}{\partial y^2} \right) + \frac{N^2}{\bar{u}^2} w' = 0 \quad (18)$$

La cual presenta dos soluciones para las perturbaciones verticales:

$$w'(x, z) = \begin{cases} -\bar{u} h_M k e^{-\mu z} \sin kx & \bar{u} k > N \\ -\bar{u} h_M k \sin(kx + mz) & \bar{u} k < N \end{cases} \quad (19)$$

La primera, que es la solución de cresta estrecha, se dispersa a través de la altura y decae rápidamente. La segunda, que

es la solución de cresta ancha la amplitud máxima se mantiene constante a lo largo de la altura y por ende, la onda gravitacional se propaga tal como lo muestra la figura 1.



**Figura 1:** Dos casos para la solución de ondas topográficas.

### 3.2. Ondas Inercio-Gravitatorias

En la sección anterior solo consideramos como fuerza restaurativa a la fuerza de flotación (boyamiento), sin embargo para onda con escalas horizontales lo suficientemente grandes (mayor a 100 km), la fuerza de Coriolis no puede ser despreciada y por ende las oscilaciones que sufra una parcela de aire debido a perturbaciones en el espacio ya no serán verticales si no que trazarán una trayectoria elíptica.

La ecuación de onda que modela el efecto de la sumatoria de las ondas de flotación mas las fuerzas de coriolis está dada por el set de ecuaciones:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} - f v' + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0 \quad (20)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} - f u' + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y} = 0 \quad (21)$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\theta'}{\bar{\theta}} g = 0 \quad (22)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad (23)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 0 \quad (24)$$

### 3.3. Ondas de Rossby

Si nos concentramos en una escala mas grande o planetaria y consideramos a la atmósfera un fluido no viscoso, ba-

rotrópico y de profundidad constante, sabemos que la conservación de la vorticidad debe cumplirse en este caso, y por ende, cualquier perturbación que altere la vorticidad de la atmósfera va a ser contrastada por una fuerza restauradora producida por la fuerza de Coriolis.

Tomando la ecuación de conservación de vorticidad para atmósfera barotrópica y realizando un análisis de perturbación, se llega a la ecuación de onda:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \psi + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \quad (25)$$

Donde se introduce  $\psi$ , función de corriente (debido a la no divergencia del campo) y  $\beta = df/dy$ , el gradiente de vorticidad en la latitud original.

## 4. Fenómenos de Mesoescala

La mesoescala se define para escalas horizontales entre los 10 y 1000 [km], dentro de esta escala se pueden encontrar entonces, la gran mayoría de los fenómenos atmosféricos que afectan a la atmósfera, sin embargo no existe un marco de trabajo muy estudiado si se comparamos con la teoría geostrofica. En esta sección abordaremos de una manera cualitativa estos fenómenos.

### 4.1. Frontogénesis

De manera planetaria, existe un gradiente térmico horizontal provocado por el calentamiento de las zonas cerca del ecuador y que disminuye a medida que nos acercamos a los polos. Este es el caso mas natural de la atmósfera. Sin embargo existen distintos procesos dinámicos y transientes los cuales presentan zonas de un elevado gradiente térmico en vórtices baroclínicos. Estas zonas se definen como frentes, y su generación, frontogénesis.

Para analizar los fundamentos físicos del fenómeno, consideremos un enfoque cinemático para ver el cambio de gradiente horizontal. La teoría geostrofica nos dice que:

$$\frac{D_g}{Dt} \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right) = - \left[ \frac{\partial u_g}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} \right] \quad (26)$$

El lado derecho de esta ecuación nos presenta dos mecanismos por el cual se pueden crear frentes: por cizalle horizontal y por estiramiento horizontal.

- Cizalle: EL cizalle provoca tanto rotación como deformación angular en una parcela de aire, luego los gradientes de temperatura pueden ser girados o expandidos por este.
- Estiramiento: Provoca advección de los gradientes de temperatura en el sentido del eje de dilatación.

## 4.2. Inestabilidad Simétrica

Como se vio en la sección anterior las fuerzas de flotación se oponen a desplazamientos verticales (en atmósferas estratificadas) y la rotación se opone a los desplazamientos horizontales. Para cada caso existen criterios que controlan la estabilidad, para el caso de flotación se pide que  $N^2 < 0$  y para la rotación  $f(f + \zeta) < 0$ . Sin embargo, hay un caso en donde, el cumplimiento de estas dos condiciones no asegura la estabilidad de la atmósfera si esta presenta un cortante vertical en la velocidad media de viento, este caso es la inestabilidad simétrica.

La condición para generar inestabilidad simétrica:

$$f\bar{P} < 0 \quad (27)$$

Esta ecuación rara vez se cumple en la realidad, sin embargo existe el caso de una atmósfera saturada en donde esta condición puede ocurrir fácilmente.

## 4.3. Ondas de Montaña

Para las ondas topográficas de la figura 1 se consideró una geometría constante e infinitamente sinusoidal. Ahora, podemos considerar una sola cima si se aplica una correspondiente serie de Fourier:

$$h_m(x) = \sum_{s=1}^{\infty} \text{Re}[h_s \exp(ik_s x)] \quad (28)$$

Y la solución a la ecuación de onda es de la forma:

$$w(x, z) = \sum_{s=1}^{\infty} \text{Re}\{W_s \exp[i(k_s x + m_s z)]\} \quad (29)$$

En esta solución, cada modo de Fourier puede estar contribuyendo a la propagación horizontal o a la amortiguación vertical y nuevamente se tienen dos casos si se considera una cresta ancha o estrecha. Es importante el análisis de la propagación vertical por una perturbación geográfica, ya que, atmósferas con un alto contenido de humedad tenderán a formar nubes bajo desplazamientos verticales grandes.

Si consideramos que la velocidad media del viento puede variar con la altura, o que  $N$  también está en función de la altura. Las ondas propagadas verticalmente pueden quedarse atrapadas debido a las reflexiones por otra capa exterior de propiedades distintas. Este fenómeno puede verse claramente en las nubes de la figura 2.



**Figura 2:** Formación de Nubes por Ondas de Montaña.

Otro efecto importante en las ondas de montaña son las tormentas que se generan en la pendiente de atrás de las montañas. Se puede demostrar que bajo las condiciones necesarias un flujo de aire que atraviesa un obstáculo puede desarrollar un gran salto hidráulico detrás de este.

## 4.4. Convección de Cúmulos

La formación y ascenso de cúmulos es un fenómeno propio de la mesoescala. Para analizarlo es necesario agregar un nuevo factor a los análisis hechos hasta ahora, la humedad. De manera cualitativa, si una parcela con aire húmedo es forzada a desplazarse verticalmente, llegará un punto donde se alcance la saturación (*lifting condensation level LCL*) y pasado este la humedad se condensará y la parcela se enfriará adiabáticamente. Si el gradiente térmico es lo suficientemente grande la parcela puede seguir subiendo aceleradamente. El nivel donde esto ocurre se llama *level of free convection* (LFC).

Conviene entonces anexar la humedad a nuestras ecuaciones en una nueva variable  $\theta_e$  llamada **temperatura potencial equivalente**. Corresponde a la temperatura potencial que tendría una parcela de aire si toda su humedad se condensará y el calor latente de esta condensación se usará para calentar a esta. Debido a que el agua de la humedad aún contiene energía, a este proceso se le llama pseudoadiabático. De manera aproximada se puede llegar a:

$$\theta_e = \theta \exp(L_c q_s / c_p T) \quad (30)$$

Donde  $L_c$ , calor latente de condensación y  $q_s$  es la razón de masa de agua por masa de aire seco en una parcela saturada. La temperatura potencial equivalente es una cantidad que se conserva si se desprecian mecanismos de mezclado entre el elemento diferencial y el entorno.

Para poder caracterizar la estabilidad de mejor manera, se introduce una nueva variable  $\theta_e^*$ , que corresponde a la temperatura potencial equivalente de una atmósfera hipotéticamente saturada y con la misma estructura térmica que la

atmósfera actual. Entonces para la inestabilidad de parcelas húmedas se tiene que:

$$\frac{\partial \theta_e^*}{\partial z} = \begin{cases} < 0 & \text{Condicionamente Inestable} \\ = 0 & \text{Neutro Saturado} \\ > 0 & \text{Condicionamente Estable} \end{cases} \quad (31)$$

Para poder pronosticar tormentas convectivas, se puede utilizar un indicador llamado Energía Potencial Convectiva Disponible ( $B$ ), que corresponde a la máxima energía cinética que puede alcanzar una parcela inestable. Para condiciones de tormenta severa que han observado valores de  $B \approx 2300 - 3000 \text{ [m}^2\text{s}^{-2}\text{]}$

Se debe tener en cuenta que en análisis (bastante cualitativo hasta ahora) no contempla la mezcla del agua liberada el entorno. De manera formal, la cantidad  $\theta_e$  no se conserva completamente debido a que los alrededores actúan como fuentes o sumideros de esta y por ende debe considerarse.

#### 4.5. Tormentas Convectivas

La formación de tormentas convectivas puede motivarse a través de la energía cinética potencial disponible explicada en la sección anterior.

Existe una amplia gama de tormentas convectivas que abarcan desde la pequeña escala, hasta la mesoescala y que pueden provocar lluvias, granizos o hasta tornados.

La generación de estas tormentas (en especial las mas grandes llamadas supercelulares) es de especial interés porque permiten transformar un ambiente irrotacional en uno rotacional.

Aplicando un análisis de perturbacion en la ecuación de Euler y extrayendo el término de la vorticidad se llega a:

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \zeta'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial y} \frac{d\bar{u}}{dz} \quad (32)$$

Que es la ecuación que rige la generación de vorticidad en la tormenta.

Es importante mencionar, que para la generación de tormentas convectivas, la fuerza de Coriolis no aporta a la generación de vorticidad (como uno podría pensar).

Con respecto a la ecuación obtenida, el primer término a la derecha corresponde a la advección de la vorticidad por el estado inicial.

El segundo término expresa la transformación de la vorticidad horizontal en vertical debido a un perfil de velocidad.

Debido a esta transformación, existirá una tendencia a generar distintos sentidos de giros si uno se ubica al norte o al sur del núcleo, lo que junto con el movimiento vertical debido a la pérdida de fuerza de flotación por la precipitación de la humedad, culmina en la formación de dos nuevos grandes núcleos.

#### 4.6. Huracanes

Los huracanes son otro fenómeno que ocurre en la mesoescala, y a diferencia de las tormentas convectivas, en estos si afecta de manera retroalimentativa la fuerza de Coriolis.

En efecto, la generación de vorticidad en un huracán no se debe a la transformación de la componente horizontal en vertical, si no por la concentración de la componente vertical de la vorticidad absoluta debido a un estiramiento de los vórtices.

La creación de huracanes, sin embargo, aún no está completamente entendida. Actualmente se está investigando sobre el desequilibrio termodinámico entre la atmósfera y el océano como la causa principal.

### Referencias

- [1] Holton, R., (1992), *An Introduction to Dynamic Meteorology*, 3rd Edition.