

# INTENSIFICACIÓN DE LA VELOCIDAD VERTICAL POR DESPRENDIMIENTO DEL CALOR DE CONDENSACIÓN

G. Buendía Moya

(G.P.V. de Valladolid, -INM-)

## RESUMEN

*Con este trabajo ponemos de manifiesto la intensificación de la velocidad vertical de las corrientes de aire como consecuencia del desprendimiento del calor de condensación. Se deducen una serie de relaciones que ponen de manifiesto lo expuesto anteriormente, así como una serie de tablas de valores y de figuras que cuantifican dicha velocidad vertical en función de variables dinámicas y termodinámicas.*

### 1. Deducción de la velocidad vertical en aire saturado de vapor de agua.

Teniendo en cuenta que la velocidad vertical en aire seco viene determinada por la ecuación adiabática

$$\omega = \frac{1}{\gamma_d - \gamma} \cdot \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla T \right) \quad [1]$$

en la que:

- $\gamma_d$  es el gradiente adiabático seco tomando como coordenada vertical la variable  $p$ .
- $\gamma$  es el gradiente vertical de temperatura ( $p$  como coordenada)
- $T$  es la temperatura absoluta
- $V$  es la velocidad horizontal del viento y
- $t$  es el tiempo

Podemos poner de igual forma para el aire saturado

$$\omega_s = \frac{1}{\Gamma_d - \gamma} \cdot \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla T \right) \quad [2]$$

siendo  $\Gamma_d$  el gradiente adiabático saturado tomando como tercera coordenada la presión  $p$ .

Debe observarse que no solamente la anterior ecuación es formalmente similar a la [1], sino que también es física y matemáticamente consistente.

Por otra parte la temperatura de una capa troposférica con estratificación estable puede expresarse mediante la ecuación (Buendía, 1990):

$$T = F_1(p) \cdot h + F_2(p) \quad [3]$$

en la que:

$p$  es la presión y  
 $h$  es el espesor de la capa 500/1:000 mb

con lo cual la velocidad vertical total ascendente en aire saturado de vapor, esto es, la suma de la debida a variaciones locales del espesor y a la advección del mismo, se puede expresar mediante la ecuación:

$$\omega_s = \omega_{sp} + \omega_{sA} = \frac{F_1(p)}{\Gamma_d - \gamma} \cdot \left[ \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{f}{g} \cdot (\vec{V}_{500} \times \vec{V}_{1000}) \cdot \vec{k} \right] \quad [4]$$

en la que:

$\omega_{sp}$  es la velocidad vertical debida a las variaciones locales del espesor  $h$   
 $\omega_{sA}$  es la velocidad vertical debida a las advecciones de temperatura o del espesor  $h$   
 $\vec{V}_{500}$  es el viento geostrófico en 500 mb  
 $\vec{V}_{1000}$  es el viento geostrófico en 1.000 mb

La velocidad vertical de origen advectivo viene determinada por el producto mixto de los vectores viento geostróficos en 500 milibares y 1.000 mb y por el vector unitario  $\vec{k}$ , dirigido éste según la normal a la superficie isobárica  $p$  y en sentido ascendente. Esto último es equivalente a decir que hay corrientes ascendentes de origen advectivo cuando el viento en 500 mb se dirige de las bajas a las altas presiones en superficie.

Por otra parte, según Haltiner (Haltiner, 1971), la advección de temperatura predomina sobre las variaciones locales de la misma y, por lo tanto, podemos poner que

$$\omega_{sA} > \omega_{sp} \quad [5]$$

o también que

$$\omega_{sp} = C - \omega_{sA} \quad [6]$$

siendo  $C$  una constante que (Haltiner, 1971) varía entre 0,4 y 0,7. Nosotros adoptaremos el valor 0,5.

Según la ecuación [6] la componente advectiva es mayor y de distinto signo que la componente debida a las variaciones locales del espesor  $h$ .

Aplicando lo expuesto anteriormente a algunos casos prácticos que se pueden presentar, pondremos lo siguiente:

**Sector delantero de los frentes cálidos:**

$$(\vec{V}_{500} \times \vec{V}_{1000}) \cdot \vec{k} > 0, \text{ por lo tanto } \omega_{sA} < 0$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} > 0, \text{ por lo tanto } \omega_{sp} > 0$$

En virtud de las ecuaciones [5] y [6] se cumple que:

$\omega_s = (dp/dt) < 0$ , y por lo tanto hay corrientes ascendentes.

**Sector delantero de los frentes fríos:**

$$(\vec{V}_{500} \times \vec{V}_{1000}) \cdot \vec{k} = 0, \text{ por lo tanto } \omega_{sA} = 0$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} < 0, \text{ por lo tanto } \omega_{sp} < 0$$

Podemos poner, por consiguiente que:

$\omega_s = \omega_{sp} = (dp/dt) < 0$ , y por lo tanto hay corrientes ascendentes.

**Sector trasero de los frentes fríos:**

$$(\vec{V}_{500} \times \vec{V}_{1000}) \cdot \vec{k} < 0, \text{ por lo tanto } \omega_{sA} > 0$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} < 0, \text{ por lo tanto } \omega_{sp} < 0$$

De acuerdo con las expresiones [5] y [6] se originan corrientes descendentes, es decir:

$$\omega_s = (dp/dt) > 0.$$

La expresión [4] puede aplicarse a cualquier zona del mapa sinóptico, utilizando la expresión

$$\omega_s = \frac{F_1(p)}{\Gamma_d - \gamma} \cdot \frac{\partial h}{\partial t} \quad [7]$$

en el caso en que no existan advecciones de temperatura. Y basándonos en las ecuaciones [5] y [6]

$$\omega_s = -0,5 \cdot \frac{F_1(p)}{\Gamma_d - \gamma} \cdot \frac{f}{g} \cdot (\vec{V}_{500} \times \vec{V}_{1000}) \cdot \vec{k} =$$

$$= - \frac{F_1(p)}{\Gamma_d - \gamma} \cdot \frac{\partial h}{\partial t} \quad [8]$$

en el caso en que existan advecciones de temperatura.

**2. Intensificación de la velocidad vertical por desprendimiento del calor de condensación.**

Dividiendo la ecuación [2] por la [1] obtenemos:

$$\omega_s = \frac{\gamma_d - \gamma}{\Gamma_d - \gamma} \cdot \omega \quad [9]$$

Para unas mismas condiciones dinámicas, es decir, para una misma configuración de los mapas sinópticos, la velocidad vertical en aire saturado la obtendremos multiplicando la correspondiente al aire seco por el factor  $(\gamma_d - \gamma)/(\Gamma_d - \gamma)$ .

Como el gradiente adiabático del aire saturado es menor que el correspondiente al aire seco, podemos afirmar que el factor anteriormente mencionado es mayor que la unidad, y por consiguiente la velocidad vertical se intensifica como consecuencia del desprendimiento del calor de condensación.

La energía desprendida se invierte en incrementar la energía cinética del aire ascendente (Morán, 1944), como hemos puesto de manifiesto anteriormente, y, en menor medida, en calentar la masa de aire.

Podemos decir que el desprendimiento del calor de condensación supone un incremento de la energía disponible en los sistemas atmosféricos y, como consecuencia de esto, se modifican muchas características de los mismos. El espesor de la capa 500/1.000 mb se incrementa (Danard, 1964; Robertson, 1983; Chang, 1982) y la vorticidad potencial se modifica. También las temperaturas de los altos niveles de la atmósfera se incrementan notablemente, la presión al nivel del mar disminuye, y las circulaciones de los niveles altos y bajos pueden hacerse más fuertes (Chang, 1982; Chen, 1983). Por otra parte, también se intensifican los campos de vorticidad (Tracton, 1973) y los ciclos energéticos son más vigorosos (Danard, 1964; Robertson, 1983; Kenney, 1983; Smith, 1986).

### 3. Análisis de la función $(\gamma_d - \gamma)/(\Gamma_d - \gamma)$ .

Esta función, que aparece en la expresión [9] multiplicando a la velocidad vertical  $\omega$ , representa la contribución que supone el desprendimiento del calor de condensación al incremento de la velocidad vertical. Mientras que  $\omega$  tiene su origen, como sabemos, en fenómenos exclusivamente dinámicos, en  $\omega_s$  se consideran las condiciones dinámicas, representadas por  $\omega$ , y termodinámicas, que vienen incluidas en el factor  $(\gamma_d - \gamma)/(\Gamma_d - \gamma)$ .

Cada una de las variables que figuran en este factor, al objeto de recordarlas y de operar con ellas más cómodamente, las exponemos a continuación de forma sumaria:

*Gradiente adiabático del aire seco:*

$$\gamma_d = \frac{R_d}{C_p} \frac{F_1(p) \cdot h + F_2(p)}{p}$$

*Gradiente vertical de temperatura:*

$$\gamma = F_1'(p) \cdot h + F_2'(p)$$

*Gradiente adiabático del aire saturado:*

$$\Gamma_d = \frac{R^*}{R_d} \gamma_d (1+M) \frac{p + \left( \frac{\varepsilon L}{R_d T} - 1 \right) \cdot E}{p + \left[ \frac{p}{p-E} \frac{2}{7} \left( \frac{\varepsilon L}{R_d T} \right)^2 \frac{1}{7} \right] \cdot E}$$

Por otra parte sabemos también que la proporción de mezcla saturante M es:

$$M = \varepsilon \frac{E}{p-E}$$

En cuanto a E (tensión saturante del vapor, Ecuación de Tetens) pondremos, que:

$$E = 6,113 \exp_{10} \left( a \frac{T-273,16}{T-b} \right) \quad [10]$$

con

	agua-vapor	hielo-vapor
a =	7,496	9,645
b =	35,9	2,99

y

$$T = F_1(p) \cdot h + F_2(p) \quad [11]$$

En esta última expresión, las funciones  $F_1(p)$  y  $F_2(p)$  toman la forma (Buendía, 1990):

$$F_1(p) = A_1 \cdot p + B_1 \cdot p^2 + C_1 \cdot p^3 + D_1 \cdot \ln p + E_1$$

$$F_2(p) = A_2 \cdot p + B_2 \cdot p^2 + C_2 \cdot p^3 + D_2 \cdot \ln p + E_2$$

con los siguientes valores para las constantes en el caso del aire saturado:

$$A_1 = 0,27419776 \cdot 10^{-4} \quad A_2 = 0,15918849 \cdot 10^{-1}$$

$$B_1 = -0,1513254 \cdot 10^{-7} \quad B_2 = -0,40587559 \cdot 10^{-4}$$

$$C_1 = -0,92117522 \cdot 10^{-11} \quad C_2 = 0,78078306 \cdot 10^{-7}$$

$$D_1 = 0,34437823 \cdot 10^{-2} \quad D_2 = 0,13089242 \cdot 10$$

$$E_1 = 0,18771312 \cdot 10^{-1} \quad E_2 = -0,30967072 \cdot 10^2$$

En cuanto a  $R_d$  y  $R^*$ , que aparecen en la expresión del gradiente adiabático saturado, son la constante de los gases para el aire seco y un parámetro, cuyos valores son:

$$R_d = 287,05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$R^* = 288,25 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

Por otra parte, el calor latente L lo podemos expresar en la forma conocida

$$L = \alpha + \beta \cdot T \quad [12]$$

en la que los valores correspondientes a las constantes se exponen en la tabla siguiente:

Condensación	Sublimación
$\alpha = 3.140.034,4$	$\alpha = 2.900.058,4 \approx 2,9 \cdot 10^6$
$\beta = -2.340$	$\beta = -240$

La función  $(\gamma_d - \gamma)/(\Gamma_d - \gamma)$  depende de la presión y la temperatura, es decir, de p y h, pero con la particularidad de que para  $T < 0^\circ\text{C}$  debemos de cambiar los coeficientes de E y de L y poner, en vez de los correspondientes a la condensación, los de la sublimación. Con respecto a esto, suponemos que las condiciones físicas que gobiernan la formación de las nubes han dado lugar a que éstas aparezcan. Es decir, suponemos que han actuado corrientes ascendentes lo suficientemente poderosas para ocasionar la condensación y la sublimación con el concurso de suficientes núcleos de condensación y glaciógenos. Suponemos entonces que tenemos la nube formada, con aire saturado de vapor en presencia de gotas de agua y cristales de hielo, sobre los que se condensa y sublima, al enfriarse por ascenso, el vapor de agua, desprendiéndose calor de condensación y de sublimación.

Para continuar nuestro estudio necesitamos conocer a qué nivel de presión se encuentra la isoterma de  $0^\circ\text{C}$  con objeto de emplear adecuadamente los coeficientes que figuran en las expresiones [10] y [12], ya que suponemos que por encima de la isoterma de cero grados se encuentra la fase sólida y debajo las gotas de agua líquida. Suponemos también que el nivel de condensación de la nube se encuentra en 850 mb.

Establecemos en principio que no existe agua subfundida en la nube, lo que no siempre es verdad, sobre todo en las nubes convectivas, pero en lo que sigue adoptaremos esta situación ideal, ya que tratándose de situaciones estables este fenómeno tiene menos importancia. También supondremos que el nivel de condensación está en 850 mb, como hemos dicho antes, pero en realidad depende, como sabemos, de la humedad relativa del aire, aunque por término medio puede adoptarse este nivel.

Calcularemos, pues, a continuación, a qué nivel de presión se verifica que  $T = 273,16 \text{ K}$  y el valor correspondiente de h.

Para este propósito no hay más que despejar h de la expresión [11], y tendremos:

$$h = \frac{T - F_2(p)}{F_1(p)} \quad [13]$$

con  $T = 273,16 \text{ K}$ .

Para un valor dado de h, intentamos saber a partir de qué nivel de presión las temperaturas son inferiores a  $0^\circ\text{C}$ , con objeto de emplear los coeficientes adecuados. Es decir, calcularemos a qué nivel de presión  $T = 273,16 \text{ K}$  y el valor correspondiente de h. En  $F_1(p)$  y  $F_2(p)$  empleamos, como hemos dicho anteriormente, los coeficientes del aire saturado. Los resultados se exponen en la tabla I.

Tabla I

Nivel de la isoterma de  $0^\circ\text{C}$  en función de h

p (mb)	$F_1(p)$	$F_2(p)$	h (m)
850	$4,871681 \cdot 10^{-2}$	10,0182811	5401
800	$4,932624 \cdot 10^{-2}$	4,517712	5446
750	$4,973597 \cdot 10^{-2}$	-0,253978	5497
700	$4,995107 \cdot 10^{-2}$	-4,356055	5556
650	$4,997617 \cdot 10^{-2}$	-7,847943	5623
600	$4,981536 \cdot 10^{-2}$	-10,789274	5700
550	$4,947198 \cdot 10^{-2}$	-13,239959	5789
500	$4,894835 \cdot 10^{-2}$	-15,260298	5892
450	$4,824537 \cdot 10^{-2}$	-16,911143	6012
400	$4,736176 \cdot 10^{-2}$	-18,254157	6153
350	$4,629299 \cdot 10^{-2}$	-19,352253	6319
300	$4,502918 \cdot 10^{-2}$	-20,270364	6516
250	$4,355125 \cdot 10^{-2}$	-21,076935	6756

Estos resultados se representan en la gráfica de la Figura I, en la que se especifica el nivel de la isoterma de  $0^\circ\text{C}$  para distintos valores de h.

Con la expresión de cada una de las variables que figuran en la función  $(\gamma_d - \gamma)/(\Gamma_d - \gamma)$  podemos determinar el valor de ésta para cada valor particular del espesor h y de la presión p, utilizando los valores de las constantes correspondientes según se trate de la fase líquida o de la fase de hielo. Los resultados obtenidos se representan en la tabla II.

A medida que ascendemos, y la presión desciende, el valor que toma la función se va

Tabla II

Valor de  $(\gamma_d - \gamma) / (\Gamma_d - \gamma)$  en función de h y de p

p (mb)	Espesores h							
	5.000 m	5.100 m	5.200 m	5.300 m	5.400 m	5.500 m	5.600 m	5.700 m
850	1,5	1,8	2,2	3,0	4,4	3,9*	5,3*	7,5*
800	1,4	1,7	2,2	3,0	5,0	4,7*	7,7*	16,6*
750	1,4	1,6	2,1	3,0	5,6	5,8*	14,1*	-68,0*
700	1,3	1,6	2,0	2,9	5,7	94,7	58,0*	-11,2*
650	1,3	1,5	1,9	2,7	5,3	2.217,1	-38,6*	-6,4*
600	1,2	1,4	1,7	2,4	4,3	50,7	-5,3	-4,8*
550	1,2	1,3	1,5	2,0	3,3	12,7	-6,3	-2,6
500	1,1	1,2	1,4	1,7	2,4	5,4	-15,0	-3,0
450	1,1	1,1	1,2	1,4	1,9	3,0	11,0	-5,4
400	1,0	1,1	1,1	1,3	1,5	1,9	3,3	21,7
350	1,0	1,0	1,1	1,1	1,2	1,4	1,8	3,0
300	1,0	1,0	1,0	1,0	1,1	1,2	1,3	1,6
250	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,1	1,1	1,2

haciendo igual a la unidad debido a que  $\Gamma_d$  tiende a igualarse a  $\gamma_d$  para temperaturas muy bajas. Los valores que aparecen en la tabla anterior son los factores por los que hay que multiplicar la velocidad vertical deducida de los mapas sinópticos, es decir, la velocidad vertical debida exclusiva-

mente a efectos dinámicos. Por efecto de la condensación del vapor de agua sobre las gotas de nube o de la sublimación del mismo sobre los cristales de hielo se desprende una cierta cantidad de calor que, como sabemos, se invierte en gran parte en incrementar la velocidad vertical. Este incremento viene determinado por el factor que aparece en la tabla anterior, tal y como se deduce de la expresión [9].

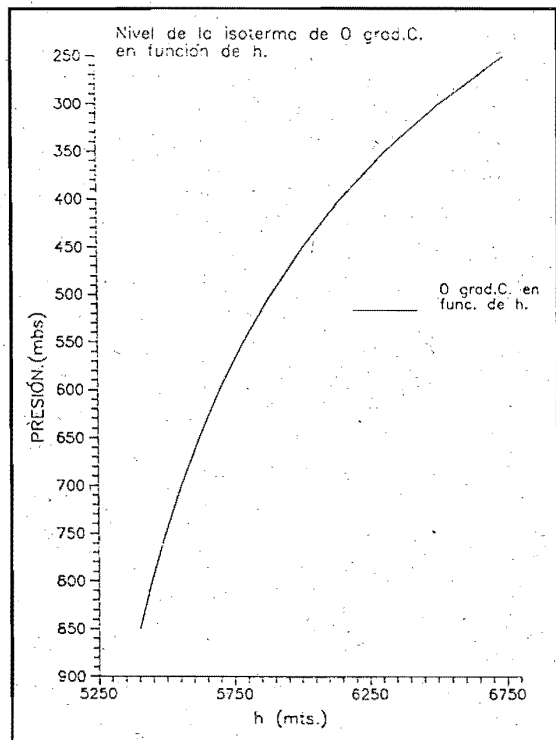


Figura 1

En todo nuestro razonamiento hemos supuesto que las condiciones físicas imperantes en la atmósfera son favorables a la formación de nubes, es decir, que en el aire existen suficientes núcleos de condensación y glaciógenos para la formación de las mismas, generadas éstas por la existencia de corrientes verticales ascendentes con suficiente intensidad para lograr un estado de saturación en el aire. Dentro de la nube así formada hemos determinado dos regiones que están separadas por la isoterma de 0°C. Por debajo de esta isoterma suponemos que tenemos exclusivamente gotas líquidas, y es en esta región en la que debemos utilizar los coeficientes para el agua en las expresiones [10] y [12], que nos dan la tensión de vapor saturante y el calor de condensación. En la segunda región, que se encuentra a presiones inferiores a la de la isocero, han de emplearse los coeficientes para el hielo en las expresiones anteriormente mencionadas. El nivel de presión de la isocero en función del espesor h, se determina mediante la expresión [13]. De ésta

manera, para una  $h$  determinada, sabemos a qué nivel de presión se encuentra la isoterma de  $0^{\circ}\text{C}$ , y en definitiva determinamos con exactitud la frontera entre la fase líquida y la sólida, y por lo tanto qué coeficientes debemos emplear en nuestras expresiones para determinar las variables necesarias para nuestro estudio.

En la tabla anterior podemos observar que el factor que multiplica a la velocidad vertical, como consecuencia del desprendimiento de calor de condensación y de sublimación, se incrementa a medida que aumenta la temperatura, es decir,  $h$ .

A partir de  $h = 5.500$  m nos aparecen valores negativos. Esto se debe a que  $\Gamma_d$  es menor, en esa región, que  $\gamma_d$ . Se dice entonces que la atmósfera es inestable. Según los razonamientos que hemos aplicado en todo el desarrollo de esta sección, si el factor que multiplica a la velocidad vertical ascendente es negativo, quiere decirse que la transforma en descendente y además la potencia. Físicamente significaría que en vez de tener desprendimiento de calor, tendríamos absorción del mismo, o paso de la fase líquida a la de vapor, es decir, desaparecería la nube por descenso de la misma y paso de las gotas de nube a la fase gaseosa. Esto es perfectamente y físicamente aceptable ya que los movimientos descendentes ocasionan la desaparición de las nubes por paso de las mismas a la fase de vapor por calentamiento en el descenso. Sin embargo, aparecería en este supuesto un efecto físico que se sumaría al efecto dinámico de descenso, y que es el originado por el empuje hidrostático debido a la diferencia de densidad. Este último efecto prevalece sobre el anterior de manera que tendremos movimientos también ascendentes, pero ahora ocasionados por otro mecanismo que aparece al surgir la inestabilidad. Este efecto se pone de manifiesto en la aparición de las nubes convectivas, en los cúmulos y cumulonimbos, que frecuentemente se presentan embebidas en otras nubes generadas por mecanismos estables. En la práctica es frecuente encontrar en los sondeos termodinámicos regiones inestables alternando con otras estables, tal y como se presentan en las columnas correspondientes a la tabla II a partir del espesor  $h = 5.500$  m.

*Referencias.*

Buendía Moya, G. (1990). *Primer Simposio Nacional de Predictores del INM*. Págs. 195-201.

Chang, C.B.; Perkey, D.J.; Kreitzberg, C.W. (1982). *A numerical case study of the effects of latent heating on a developing wave cyclone*. *J. Atmos. Sci.*, núm. 39, pp. 1.555-1.570.

Chen, T.C.; Chang, C.B.; Perkey, D.J. (1983). *Numerical study of an AMTEX'75 oceanic cyclone*. *Mon. Wea. Rev.* 11, pp. 1.818-1.829.

Danard, M.B. (1964). *On the influence of released latent heat on cyclone development*. *J. Appl. Meteor.*, núm. 3, pp. 27-37.

Danard, M.B. (1966). *A quasi-geostrophic numerical model incorporating effects of release of latent heat*. *J. Appl. Meteor.*, núm. 3, pp. 27-37.

Danard, M.B. (1966). *On the contribution of released latent heat to changes in available potential energy*. *Jour. Appl. Meteor.*, núm. 5, pp. 81-89.

George J. Haltiner, Ph.D. (1971). *Numerical weather prediction*. John Wiley & Sons, inc. New York-London-Sidney-Toronto. Pág. 130.

Kennedy, S.E.; Smith, P.J. (1983). *On the release of eddy available potential energy in an extratropical cyclone system*. *Mon. Wea. Rev.*, 11, pp. 745-755.

Morán, F. (1944). *Apuntes de termodinámica de la atmósfera*. INM. Pág. 93 y siguientes.

Robertson, F.R.; Smith, P.J. (1983). *The impact of model moist processes on the energetics of extratropical cyclones*. *Mon. Wea. Rev.*, 111, pp. 723-744.

Smith, P.J.; Dare, P.M.; Lin, S.J. (1984). *The impact of latent heat release on synoptic-scale vertical motions and the development of an extratropical cyclone system*. *Mon. Wea. Rev.*, 112, pp. 2.421-2.430.

Smith, P.J.; Dare, P.M.; Lin, S.J. (1986). *The kinetic and available potential energy budget of a winter extratropical cyclone system*. *Tellus*, 38A, pp. 45-49.

Tracton, M.S. (1973). *The role of cumulus convection in the development of extratropical cyclones*. *Mon. Wea. Rev.*, 101, pp. 573-593.