

## CAPÍTULO 9

### TERMODINÁMICA DE LA ATMÓSFERA

#### 9.1.- Principios básicos.

En el capítulo 1 señalábamos que la atmósfera está compuesta, básicamente, por una mezcla de gases. Su comportamiento frente a las interacciones naturales puede ser descrito, con buena aproximación, como si se tratara de un gas ideal, de manera que cumple la ley

$$pV_m = R^*T \quad (9.1)$$

siendo  $p$  y  $T$  la presión y temperatura absoluta, respectivamente,  $V_m$  el volumen por mol y  $R^*$  la constante universal de los gases. En términos de masa, y denotando por  $M$  la masa molecular del aire y  $\rho$  su densidad ( $M=V_m\rho$ ), podemos escribir

$$p = \frac{R^*}{M}T\rho = \rho RT \quad (9.2)$$

siendo  $R=R^*/M$  la constante del gas por unidad de masa, que dependerá de la composición concreta del aire en cada caso.

Considerando una pequeña porción de aire a presión  $p$  y temperatura  $T$ , que ocupa un volumen  $V$ , compuesto por una mezcla de varios gases  $G_i$  con masas moleculares respectivas  $m_i$  y con  $n_i$  moléculas de cada uno de ellos, el número total de moléculas es

$$n = \sum n_i \quad (9.3)$$

y la masa total de la muestra

$$m = \sum m_i n_i \quad (9.4)$$

Definimos por cociente másico de mezcla para el gas  $G_i$ , y denotamos  $\mu_i$ , a la relación entre la masa de ese gas en la mezcla y la masa total de la muestra de aire

$$\mu_i = \frac{m_i n_i}{m} \quad (9.5)$$

Recordando que la ley de gases ideales puede expresarse también por

$$pV = nkT \quad (9.6)$$

en función de la constante de Boltzmann,  $k= R^*/N_A$ , ( $N_A$  el número de Avogadro), la presión parcial ejercida por el gas  $G_i$  (presión que ejercería el gas  $i$  si ocupara el solo todo el volumen de la muestra a la misma temperatura), vendrá dada mediante

$$p_i = n_i \frac{kT}{V} \quad (9.7)$$

y, análogamente, el volumen parcial del mismo (volumen ocupado por las moléculas de ese gas si estuvieran sometidas a la presión  $p$  y temperatura  $T$ )

$$V_i = n_i \frac{kT}{p} \quad (9.8)$$

de donde, a partir de estos resultados y de la expresión (9.1), se deducen las leyes de Dalton para mezclas de gases ( $p = \sum p_i$ ,  $V = \sum V_i$ ).

Análogamente definimos por *relación volumétrica de mezcla*  $v_i = V_i/V$  que, con las ecuaciones precedentes puede escribirse

$$v_i = \frac{n_i}{n} = \frac{p_i}{p} \quad (9.9)$$

Entre las relaciones de mezcla másica y volumétrica existe la siguiente relación,

$$\mu_i = \frac{m_i}{\bar{m}} v_i \quad (9.10)$$

donde  $\bar{m} = m/n$ .

## 9.2.- Equilibrio hidrostático.

Consideremos una pequeña porción de aire, por ejemplo, de forma cilíndrica, como se indica en la figura 9.1. Para que permanezca en equilibrio, es necesario que las fuerzas que actúan sobre ella se encuentren compensadas.

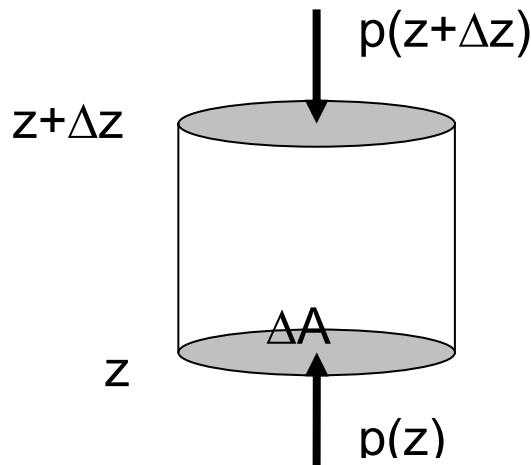


Figura 9.1

Las fuerzas actuantes serán debidas a la gravedad y a la presión ejercida sobre esa porción por el gas circundante. La primera,  $\Delta m g$  que actúa verticalmente hacia abajo, y respecto de las fuerzas de presión, la simetría del problema permite asegurar que las fuerzas que actúan en el plano horizontal se compensan, quedando tan sólo las ejercidas

sobre las bases del cilindro,  $p(z) \Delta A$  en la inferior (hacia arriba) y  $p(z+\Delta z) \Delta A$  en la superior (hacia abajo). Con ello,

$$\rho g \Delta A \Delta z = p(z) \Delta A - p(z + \Delta z) \Delta A$$

y utilizando el desarrollo de Taylor

$$p(z + \Delta z) \approx p(z) + \frac{dp}{dz} \Delta z$$

encontramos la ecuación de equilibrio hidrostático,

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (9.11)$$

A partir de esta ecuación podemos deducir algunas propiedades básicas para la atmósfera, bajo la hipótesis de que se encuentre en equilibrio hidrostático. Así, eliminando la densidad, habida cuenta que  $p = \rho RT$ ,

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{gp}{RT} \quad (9.12)$$

de forma que conociendo la temperatura en función de la altura,  $T(z)$ , podemos averiguar la presión en función de la altura. En efecto, reescribiendo la expresión anterior de la forma

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g}{RT} dz \quad (9.13)$$

e integrando entre una cota de altura  $z=0$  (para la que la presión es  $p_0$ ) y una altura  $z$  (donde la presión es  $p$ )

$$\ln p - \ln p_0 = -\frac{g}{R} \int_0^z \frac{dz}{T(z)} \quad (9.14)$$

o bien

$$p = p_0 \exp \left[ -\frac{g}{R} \int_0^z \frac{dz}{T(z)} \right] \quad (9.15)$$

que para una atmósfera isoterma indica que la presión disminuye exponencialmente con la altura

$$p = p_0 e^{-z/H} \quad (9.16)$$

donde  $H = RT_0 / g$ . Observemos que en este caso isoterma, también la densidad disminuye con la altura según una ley análoga

$$\rho = \rho_0 e^{-z/H} \quad (9.17)$$

siendo  $\rho_0$  la densidad de la atmósfera en la cota cero considerada.

En general, la temperatura atmosférica varía con la altura, disminuyendo cuando esta aumenta. Definimos como gradiente térmico,  $\Gamma(z)$ ,

$$\Gamma(z) = -\frac{dT}{dz} \quad (9.18)$$

en que el signo menos se introduce para que el gradiente sea positivo si la temperatura disminuye cuando aumenta la altura y viceversa. De hecho, cuando en una capa la temperatura aumenta con la altura decimos que hay una inversión térmica. Si el gradiente térmico es constante, la temperatura varía linealmente con la altura.

Otra interesante consecuencia deducida de la ecuación hidrostática es que permite determinar el espesor de la capa atmosférica entre dos presiones dadas. En efecto

$$g dz = -RT \frac{dp}{p} \quad (9.19)$$

integrando,

$$z_2 - z_1 = -\frac{R}{g} \int_{p_1}^{p_2} T \frac{dp}{p} \quad (9.20)$$

expresión que puede evaluarse si se conoce la temperatura en función de la presión, lo que puede obtenerse mediante una sonda meteorológica o mediante datos procedentes de sensores en satélites; si T fuera constante,

$$z_2 - z_1 = \frac{RT}{g} \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right) \quad (9.21)$$

### 9.3.- Entropía y temperatura potencial.

Consideremos una pequeña masa de aire encerrada en un cilindro, uno de cuyos extremos es un pistón deslizante (Figura 9.2)

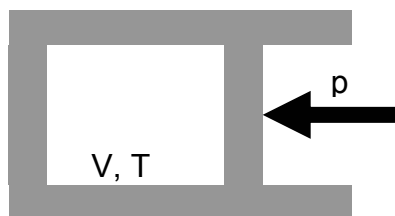


Figura 9.2

Para un pequeño desplazamiento del pistón, el primer principio de la Termodinámica puede expresarse,

$$\delta U = \delta Q + \delta W \quad (9.22)$$

siendo  $\delta U$  el aumento de energía interna del sistema,  $\delta Q$  el calor suministrado al sistema y  $\delta W$  el trabajo ejercido sobre el sistema.

La mayor parte de nuestro interés se centrará en procesos reversibles, para los que  $\delta Q = T\delta S$  y  $\delta W = -p\delta V$ , siendo  $S$  la entropía del sistema, por lo que expresada en términos de funciones de estado, y este mismo principio puede escribirse,

$$\delta U = T\delta S - p\delta V \quad (9.23)$$

o bien

$$\delta H = T\delta S + V\delta p \quad (9.24)$$

con  $H=U+pV$ , la entalpía del sistema.

Para una unidad de masa de gas ideal ( $V=1/\rho$ ,  $pV=RT$ ) se cumple

$$U = c_v T \quad (9.25)$$

con  $c_v$  la capacidad calorífica del sistema, a volumen constante, que no depende de la temperatura. En consecuencia, y dado que  $c_p=c_v+R$  ( $c_p$  capacidad calorífica a presión constante)

$$H = c_v T + RT = c_p T \quad (9.26)$$

y sustituyendo este resultado en (9.24) tendremos,

$$T\delta S = c_p \delta T - \frac{RT}{p} \delta p \quad (9.27)$$

que dividiendo por  $T$ ,

$$\delta S = c_p \frac{\delta T}{T} - R \frac{\delta p}{p} \quad (9.28)$$

cuya integración proporciona la entropía del sistema, por unidad de masa,

$$S = c_p \ln T - R \ln p + cte = S_0 + c_p \ln(p^{-\kappa} T) \quad (9.29)$$

en que  $\kappa=R/c_p$  vale aproximadamente  $2/7$  para gases ideales biatómicos, y  $S_0$  es una constante.

Consideremos que el aire contenido en el cilindro anterior se comprime adiabáticamente (sin intercambiar calor con el exterior) desde una presión  $p$  y una temperatura  $T$ , hasta un valor de presión  $p_0$ , de manera que la temperatura final es  $\theta$ . De conformidad con la expresión (9.13), y teniendo en cuenta que  $\delta Q=0$ , y por tanto  $\delta S=0$ , esa temperatura final se puede obtener de

$$c_p \int_T^\theta \frac{\delta T}{T} = R \int_p^{p_0} \frac{\delta p}{p} \quad (9.30)$$

y en consecuencia

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{R/c_p} \quad (9.31)$$

A la temperatura  $\theta$  se denomina *temperatura potencial* de la masa de aire a presión  $p$  y temperatura  $T$ . Normalmente la presión  $p_0$  se fija en 1000 hPa, con lo que la temperatura potencial de un sistema se define como la temperatura que adquiere el mismo cuando se le lleva desde ese estado inicial a una presión final de 1000 hPa mediante una evolución adiabática.

A partir de la expresión (9.29) encontramos la relación

$$S = c_p \ln \theta + cte \quad (9.32)$$

entre la temperatura potencial y la entropía específica del sistema y, en consecuencia, la temperatura potencial de una masa de aire permanece constante si el sistema se somete a evoluciones adiabáticas y, al contrario, variará si las evoluciones involucradas no son adiabáticas. Este concepto es muy útil en dinámica y termodinámica atmosféricas.

#### 9.4.- Concepto de parcela: estabilidad atmosférica.

Para trasladar a la atmósfera el proceso antes citado de una masa de aire contenida en un cilindro que experimenta una evolución adiabática, introducimos el concepto de *parcela de aire*, como una pequeña masa de aire diferenciada del entorno atmosférico y que puede evolucionar en su seno. Esta parcela puede ser influenciada por el entorno, pero ella misma no produce ningún cambio en tal entorno. La presión en la parcela es la misma que el ambiente circundante, pero no ocurre lo mismo con su densidad, composición y temperatura, que pueden ser distintas a las del medio ambiente que la rodea. Este concepto resulta muy útil, aunque no se puede afirmar que sea rigurosamente real, pues una masa de aire se mezclará rápidamente con el entorno y tendrá, inevitablemente, una cierta influencia en el mismo.

De acuerdo con ello, si la parcela se desplaza adiabáticamente (Figura 9.2) podemos estimar que se cumplen las condiciones

$$\left(\frac{d\theta}{dz}\right)_{parcela} = 0 \quad y \quad \left(\frac{dS}{dz}\right)_{parcela} = 0$$

que trasladadas a la ecuación (9.28) conducen a

$$0 = \frac{c_p}{T} \left(\frac{dT}{dz}\right)_{parcela} - \frac{R}{p} \left(\frac{dp}{dz}\right)_{parcela}$$

y por tanto,

$$-\left(\frac{dT}{dz}\right)_{parcela} = -\frac{RT}{pc_p} \left(\frac{dp}{dz}\right)_{parcela} = \frac{g}{c_p} = \Gamma_a \quad (9.33)$$

siendo  $\Gamma_a$  el llamado *gradiente adiabático*, que mide el ritmo de disminución de la temperatura de la parcela en su evolución en la atmósfera, y que para el aire seco (GASE) es de aproximadamente 9.8 K/km.

Sin embargo, el gradiente térmico de la atmósfera en cuyo seno evoluciona la parcela,  $\Gamma = -dT/dz$ , será, en general, diferente a  $\Gamma_a$ , de manera que si la parcela inicia su movimiento desde un punto con la misma presión, temperatura y densidad que el aire

circundante, después de un leve desplazamiento ascendente, adiabático,  $\delta z$ , su temperatura habrá pasado a ser  $T_{p1}$ ,

$$T_{p1} = T - \Gamma_a \delta z \quad (9.34)$$

pero la variación de temperatura experimentada por la atmósfera ambiental en ese mismo desplazamiento vertical es

$$T_{e1} = T - \Gamma \delta z \quad (9.35)$$

de manera que si  $\Gamma \neq \Gamma_a$  encontraremos una diferencia térmica entre la parcela y el entorno atmosférico de la misma (Figura 9.3).

Sin embargo, las presiones son las mismas en el sistema y el entorno,

$$p_1 = p + \left( \frac{dp}{dz} \right)_{ent} dz \quad (9.36)$$

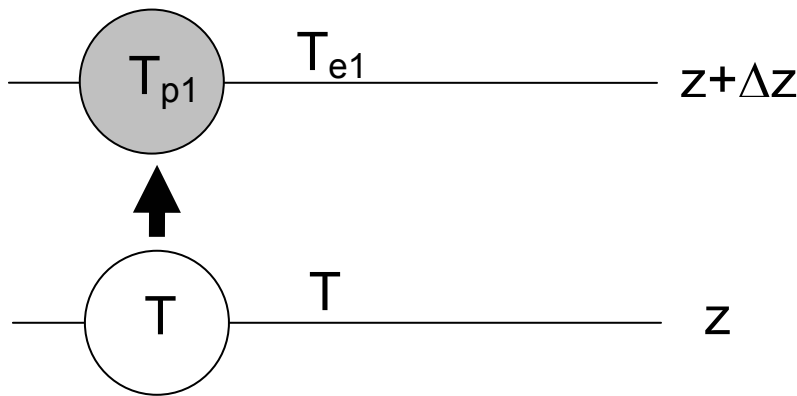


Figura 9.3

Considerando la ley de gases ideales tendremos que las densidades del aire en la parcela y en su entorno, a la misma altura, son

$$\rho_{p1} = \frac{p_1}{RT_{p1}} \quad \rho_{e1} = \frac{p_1}{RT_{e1}}$$

El volumen de la parcela, a altura  $z_1$ , es igual al volumen desplazado por la misma en el medio ambiente, de forma que si  $\rho_{p1} > \rho_{e1}$  (lo que sucederá si  $T_{p1} < T_{e1}$ ), la parcela es más pesada que la masa de aire circundante desplazado y, en virtud del principio de Arquímedes, tenderá a volver a la posición de partida. Por el contrario, si  $T_{p1} > T_{e1}$ , se verificará que  $\rho_{p1} < \rho_{e1}$ , en cuyo caso la parcela, más ligera que el aire del entorno, tenderá a continuar su movimiento ascendente. En el primer caso diremos que la atmósfera es *estáticamente estable* a altura  $z$ , y en el último *estáticamente inestable*. En términos del gradiente térmico, el razonamiento anterior conduce a la conclusión de que si  $\Gamma > \Gamma_a$  (gradiente térmico de la atmósfera mayor que el GASE) existe inestabilidad

estática, y si  $\Gamma < \Gamma_a$  (gradiente térmico de la atmósfera menor que el GASE) se da estabilidad estática. Este hecho se ilustra en la figura 9.4 donde se representan el GASE frente a dos hipotéticas líneas de gradiente, con distintas pendientes. Resulta evidente que si  $\Gamma = \Gamma_a$  la atmósfera se encontrará en estabilidad indiferente.

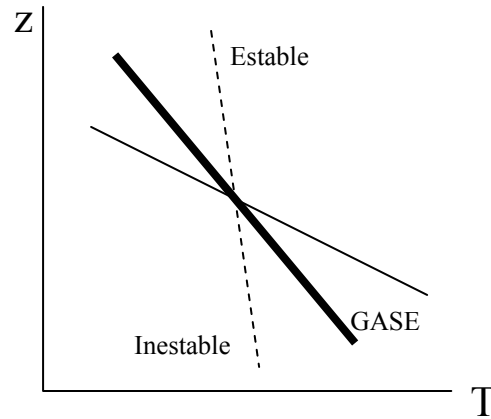


Figura 9.4

Desde un punto de vista dinámico, la fuerza ascensional que actúa sobre la parcela, a una altura  $z_1$  en que su volumen es  $V_1$ , será la diferencia entre el empuje de Arquímedes sobre la misma y su peso a esa altura, y en virtud de la segunda ley de Newton,

$$gV_1(\rho_{e1} - \rho_{p1}) = \rho_{p1}V_1 \frac{d^2(\delta z)}{dt^2} \quad (9.37)$$

de donde

$$\begin{aligned} \frac{d^2(\delta z)}{dt^2} &= g \left( \frac{\rho_{e1}}{\rho_{p1}} - 1 \right) = g \left( \frac{T_{p1}}{T_{e1}} - 1 \right) = g \left( \frac{T - \Gamma_a \delta z}{T - \Gamma \delta z} - 1 \right) = \\ &g \left( \frac{\Gamma - \Gamma_a}{T - \Gamma \delta z} \right) \delta z = -\frac{g}{T} (\Gamma_a - \Gamma) \delta z \end{aligned} \quad (9.38)$$

esto es, una ecuación del tipo

$$\frac{d^2(\delta z)}{dt^2} + N^2 \delta z = 0 \quad (9.39)$$

donde

$$N^2 = \frac{g}{T} (\Gamma_a - \Gamma) = \frac{g}{T} \left( \frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p} \right) \quad (9.40)$$

siendo T la temperatura del entorno.

En una región de la atmósfera estáticamente estable ( $\Gamma_a > \Gamma$ ),  $N^2 > 0$  y la expresión (9.39) representa un movimiento armónico simple de frecuencia angular N. En este caso a N se denomina *frecuencia ascensional* o *frecuencia de Brunt-Väisälä*. El periodo de

oscilación es de  $2\pi/N$  que, para las capas bajas de la atmósfera, es de unos pocos minutos.

Si la región atmosférica considerada es estáticamente inestable ( $(\Gamma_a < \Gamma)$ ,  $N^2 < 0$  y  $N$  es una cantidad imaginaria, lo cual proporciona soluciones exponenciales para la ecuación (9.39), una de las cuales corresponde a un movimiento continuo de la parcela con velocidad creciente.

La cantidad  $N^2$  resulta útil para medir la estratificación de la atmósfera y puede relacionarse con su temperatura potencial. En efecto, tomando logaritmos en (9.31),

$$\ln \theta = \ln T + \kappa \ln \left( \frac{p_0}{p} \right) \quad (9.41)$$

diferenciando,

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT}{T} - \kappa \frac{dp}{p} \quad (9.42)$$

introduciendo  $dz$ ,

$$\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} - \kappa \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} + \kappa \frac{\rho g}{p} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{R}{c_p} \frac{\rho g}{p} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p T} \quad (9.43)$$

y combinando (9.40) y (9.43)

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz} \quad (9.44)$$

de donde deducimos que *una región atmosférica es estáticamente estable si la temperatura potencial aumenta con la altura, y estáticamente inestable si su temperatura potencial disminuye cuando aumenta la altura.*

### 9.5.- Energía potencial disponible.

En meteorología resulta muy útil, muchas veces, evaluar la energía potencial contenida en la atmósfera. Así, consideremos una columna de aire de sección unidad que se extiende desde una cota  $z_0$ , a presión  $p_0$ , hasta el tope de atmósfera, esto es,  $z=\infty$  y  $p=0$ . La energía potencial gravitatoria asociada a la misma será,

$$E_p = \int_{z_0}^{\infty} \rho g z dz \quad (9.45)$$

y, teniendo en cuenta la ecuación hidrostática,

$$E_p = - \int_{p_0}^0 z dp = \int_0^{p_0} z dp \quad (9.46)$$

expresión integral que, resuelta por partes, conduce a

$$E_p = zp \Big|_{p=0}^{p=p_0} + \int_{z_0}^{\infty} p dz \quad (9.47)$$

considerando que  $z_p \rightarrow 0$  cuando  $z \rightarrow \infty$  y  $p \rightarrow 0$  (p disminuye exponencialmente con la altura en una atmósfera isoterma),

$$E_p = E_0 + \int_{z_0}^{\infty} p dz \quad (9.48)$$

con  $E_0 = z_0 p_0$ .

Notemos que el término  $E_0$  (*energía potencial gravitatoria de referencia*) no será nulo más que para  $z_0 = 0$ , lo que, generalmente, no es cierto, dada la topografía de la superficie del planeta.

Por otra parte, el aire atmosférico no dispone sólo de energía potencial gravitatoria. Se trata de un sistema termodinámico que, como sabemos, posee una determinada energía interna que, bajo la hipótesis de gas ideal, dependerá únicamente de la temperatura. Tal energía, por unidad de masa, es  $c_v T$ , esto es, extendida a la masa total atmosférica,

$$E_I = \int_M c_v T dm = \int_{z_0}^{\infty} c_v T \rho dz = \frac{c_v}{R} \int_{z_0}^{\infty} p dz$$

con lo que la energía potencial total asociada a la columna,

$$E_T = E_0 + \left(1 + \frac{c_v}{R}\right) \int_{z_0}^{\infty} p dz = E_0 + \frac{1}{\kappa} \int_{z_0}^{\infty} p dz \quad (9.49)$$

puesto que  $c_p = c_v + R$  y  $\kappa = R/c_p$ .

Observemos que la entalpía por unidad de masa de la columna de aire considerada es  $c_p T$ , por lo que la entalpía total de la misma será,

$$H = \int_M c_p T dm = c_p T \int_{z_0}^{\infty} \rho dz = c_p T \int_{z_0}^{\infty} \frac{p}{RT} dz = \frac{c_p}{R} \int_{z_0}^{\infty} p dz \quad (9.50)$$

es decir, *la energía potencial total es la entalpía más la energía potencial gravitatoria de referencia*.

Extendiendo este concepto a la totalidad de la atmósfera terrestre,

$$\langle E_T \rangle = \iint_S E_T dx dy \quad (9.51)$$

donde x e y son las coordenadas horizontales.

Cabe preguntarse si un cambio en la distribución de masas atmosféricas podría genera variaciones de esta energía potencial, capaces de transformarse en otros tipo de energía, por ejemplo, energía cinética. La respuesta es afirmativa. No obstante Lörntz demostró que existe un estado de referencia mínimo para la energía potencial, de cuyo valor no puede bajar. El cálculo de la energía potencial que corresponde a ese estado de referencia se basa en considerar que la mencionada redistribución de masas atmosféricas es adiabática. En un proceso adiabático, cada elemento de masa de aire mantiene constante su temperatura potencial, lo que significa que debe permanecer en

una superficie isoentrópica dada. Esto se traduce en el hecho crucial de que *en cualquier redistribución adiabática de la atmósfera, la masa de aire por encima de una cierta superficie de temperatura potencial dada, ha de mantenerse constante*. La diferencia entre la energía potencial total y la energía asociada a ese estado de referencia de Lörantz es la llamada energía potencial disponible.

### 9.6.- Humedad en la atmósfera.

Aunque, según vimos en el capítulo anterior, la cantidad de vapor de agua que forma parte de la mezcla de gases atmosféricos, es muy pequeña, juega un papel tan relevante en los procesos meteorológicos y climatológicos, que es obligado prestar una especial atención a su comportamiento dentro de la atmósfera.

A diferencia de los demás gases que componen el aire, el vapor de agua debe su protagonismo a la capacidad que posee, en las condiciones físicas que se dan en la naturaleza, de experimentar cambios de fase y, por tanto, de estar presente en la atmósfera en forma líquida, gaseosa e incluso sólida.

Conviene recordar algunos conceptos fundamentales vinculados a los cambios de fase, y lo haremos centrándonos en la transición líquido-vapor en una interfase plana. Tal transición viene bien representada mediante un diagrama p-T (Figura 9.5) en el que se destaca la línea que representa los estados de equilibrio entre ambas fases (línea de saturación)

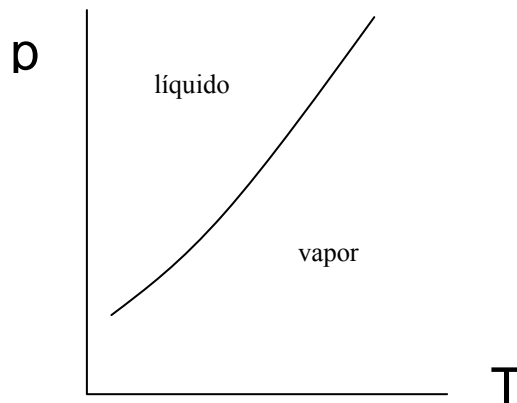


Figura 9.5

La pendiente de la curva de saturación viene dada por la ecuación de Clausius-Clapeyron

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\delta S}{\delta V} = \frac{L}{T\delta V} \quad (9-52)$$

siendo  $\delta S$  el aumento de entropía, por unidad de masa, de la transición líquido-vapor (el grado de desorden en el vapor es mayor que en el líquido),  $\delta V$  el aumento por unidad de masa experimentado por el volumen (también positivo) y  $L$  el calor latente de vaporización, por unidad de masa ( $L=T\delta S$ ).

Puesto que el volumen específico del vapor de agua,  $V_v$ , es mucho mayor que el del líquido, podemos aproximar  $\delta V \sim V_v = 1/\rho_v = R_v T/p$  ( $R_v$  es la constante específica para el vapor de agua), con lo que la ecuación de Clausius-Clapeyron puede escribirse,

$$\frac{dp}{dT} = \frac{pL}{R_v T^2} \quad (9.53)$$

con p y T referido a los valores en que tiene lugar el cambio de fase.

Tales resultados pueden extenderse al vapor de agua contenido en una masa de aire usando la presión parcial del vapor de agua, e, en lugar de p. Así, para una transición de fase, denotando E(T) la tensión de vapor de saturación en la atmósfera,

$$\frac{dE}{dT} = \frac{EL}{R_v T^2} \quad (9.54)$$

cuya integración proporciona,

$$E(T) = E_1 \exp\left(-\frac{L}{R_v T}\right) \quad (9.55)$$

siendo E<sub>1</sub> una constante.

Usando las expresiones (9.9) y (9.10) podemos escribir

$$v = \frac{e}{p} \quad \mu = \varepsilon \frac{e}{p} \quad (9.56)$$

con  $\varepsilon = \frac{m_v}{\bar{m}} \approx \frac{m_v}{m_d} = \frac{18.02}{28.97} = 0.622$ , donde m<sub>v</sub>,  $\bar{m}$  y m<sub>d</sub> son las masas moleculares del vapor de agua, del aire húmedo y del aire seco, respectivamente. La aproximación m<sub>d</sub> ~  $\bar{m}$  está justificada en virtud del pequeño porcentaje de vapor de agua presente en la atmósfera ( $\mu < 0.03$ ).

Consideremos una parcela de aire húmedo, de masa unidad, que contiene una masa  $\mu$  de vapor de agua, siendo  $\mu$  el cociente másico de mezcla definido con anterioridad. En tanto no tenga lugar un cambio de fase (evaporación o condensación) la cantidad  $\mu$  permanecerá constante, y la presión de vapor en la parcela satisface la expresión,

$$e = \frac{\mu p}{\varepsilon} \quad (9.57)$$

de acuerdo con (9.56).

Supongamos que la parcela evoluciona adiabáticamente desde un estado p<sub>0</sub> T<sub>0</sub>. La temperatura potencial de la parcela se ha de mantener constante,  $\theta = T_0$ , mientras que su temperatura disminuye con la ley

$$T = T_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^\kappa \quad (9.58)$$

De (9.57) y (9.58) deducimos la variación que experimenta la tensión de vapor en la parcela durante su evolución,

$$e_{parcela} = \frac{\mu p_0}{\varepsilon} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \quad (9.59)$$

Si la trayectoria que representa la evolución de la parcela intercepta la línea de presión de saturación del vapor de agua, la presión de vapor de la parcela alcanza el valor de saturación  $E$ , como se ilustra en la figura 9.6.

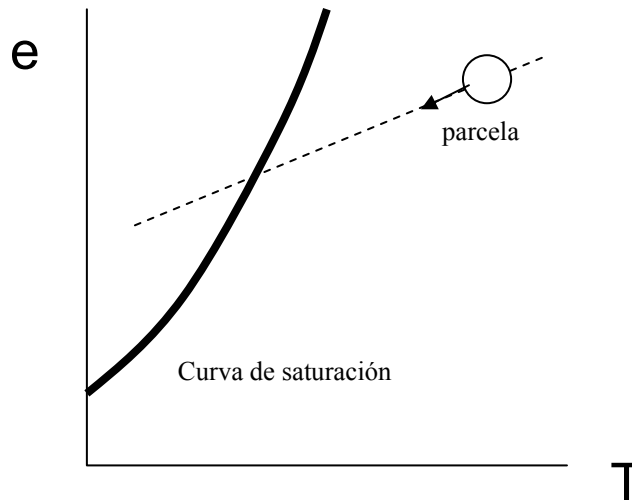


Figura 9.6

Definimos la *relación de saturación de mezcla* mediante

$$\mu_s(T, p) = \frac{E(T)\varepsilon}{p} \quad (9.60)$$

cuyas unidades habituales son g/kg.

Si a una presión y temperatura  $p$  y  $T$ , la relación de mezcla  $\mu$  es menor que la relación de saturación,  $\mu_s(p, T)$ , entonces  $e < E$  y el aire no se encuentra saturado. Si  $\mu = \mu_s(p, T)$ , el aire está saturado, y si  $\mu > \mu_s(p, T)$ , el aire estará sobresaturado. En la figura (9.7) se representa  $\mu_s$  en función de la temperatura y la presión, y en la misma vemos que  $\mu_s$  es inversamente proporcional a la presión y directamente proporcional a  $E$ , que aumenta con la temperatura, según se había puesto de manifiesto en la figura (9.4).

Es evidente, por otra parte, que la temperatura de punto de rocío del aire húmedo,  $T_d$ , satisface

$$\mu_s(T_d, p) = \mu$$

y de forma equivalente, si una muestra de aire posee inicialmente una presión de vapor  $e$ ,  $E(T_d) = e$ .

### 9.7.- Gradiente adiabático del aire saturado.

Si durante la evolución experimentada por una parcela de aire húmedo este se mantiene no saturado, el gradiente adiabático viene dado por la expresión (9.33) y su comportamiento puede aproximarse al del aire seco. Sin embargo, si tiene lugar la saturación, a partir de ese instante el gradiente térmico de la parcela cambia, puesto que tiene lugar un cambio de estado y por tanto interviene el calor latente de condensación. En tal caso es preciso revisar la termodinámica del proceso, para determinar el nuevo gradiente térmico.

Consideremos una parcela de masa unidad que se eleva una distancia  $\delta z$  y experimenta una variación de temperatura  $\delta T$ ,

$$\delta Q = c_p \delta T + g \delta z \quad (9.61)$$

donde  $c_p$  es la capacidad calorífica de la mezcla de gases aire seco-vapor de agua.

En la saturación, la relación de mezcla es  $\mu_s(p,T)$ , y en la elevación de la parcela se habrá condensado un masa de vapor de agua igual a la variación de esta relación de mezcla (tengamos en cuenta que la parcela posee masa unidad), es decir  $\delta m = \delta \mu_s$ , lo que significa que el calor intercambiado es

$$\delta Q = -L \delta \mu_s \quad (9.62)$$

donde el signo negativo indica que se trata de un calor cedido por la parcela.

Si suponemos que el agua condensada abandona la parcela a medida que se va formando, no influye en el posterior balance calorífico. Esto implica que el proceso es irreversible y, por tanto, el cambio experimentado por la parcela en su ascenso no puede considerarse adiabático. No obstante, la energía calorífica perdida por la parcela con el agua líquida es muy pequeña, comparada con la que permanece en ella, por lo que el proceso se denomina *seudoadiabático*.

Igualando las dos expresiones anteriores,

$$c_p \delta T + g \delta z + L \delta \mu_s = 0 \quad (9.63)$$

Necesitamos expresar  $\delta \mu_s$  en función de  $\delta T$  y  $\delta z$ , para lo cual tomamos logaritmos y diferenciamos en la expresión (9.60):

$$\frac{\delta \mu_s}{\mu_s} = \frac{\delta E}{E} - \frac{\delta p}{p} \quad (9.64)$$

que, teniendo en cuenta que  $E$  solo depende de la temperatura, por lo que  $\delta E = (dE/dT)\delta T$  y la ecuación de Clausius-Clapeyron (9.54),

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dT} = \frac{L}{R T^2} \quad (9.65)$$

De la ecuación hidrostática (9.12) deducimos que  $\delta p = -g \delta z / RT$ , siendo  $p$  la presión total, y reuniendo estos resultados concluimos

$$\frac{\delta \mu_s}{\mu_s} = \frac{L \delta T}{R_v T^2} + \frac{g \delta z}{RT} \quad (9.66)$$

y de (9.63) y (9.66) obtenemos

$$\left( c_p + \frac{L^2 \mu_s}{R_v T} \right) \delta T + g \left( 1 + \frac{L \mu_s}{RT} \right) \delta z = 0$$

que, para desplazamientos diferenciales ( $\delta z \rightarrow 0$ ), permiten encontrar para el gradiente pseudoadiabático  $\Gamma_s$  (GASA),

$$\Gamma_s = -\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} \left( \frac{1 + \frac{L\mu_s}{RT}}{1 + \frac{L^2\mu_s}{c_p R_v T^2}} \right) \quad (9.67)$$

que depende de la presión y temperatura, puesto que  $\mu_s(T,p)$ .

En general,  $\Gamma_s \leq \Gamma_a$  porque el calor latente desprendido por el vapor de agua al condensarse hace que la disminución de temperatura con la altura sea menor que para el aire seco. Valores típicos del GASE vimos que eran del orden de 9.8 K/km, en tanto que para el GASA suelen estar comprendidos entre 6 y 9 K/km. Los mismos argumentos que se dieron para el aire seco, en términos de estabilidad atmosférica, pueden ser aplicados al aire saturado, de manera que si el gradiente térmico atmosférico  $\Gamma < \Gamma_s$ , existirá estabilidad en esa región atmosférica, pero a diferencia de lo que ocurría con el aire seco, una parcela saturada en que  $\Gamma > \Gamma_s$ , puede ser inestable. De hecho, si  $\Gamma_s < \Gamma < \Gamma_a$ , una parcela de aire saturado es inestable, mientras que una parcela de aire no saturado no lo es. Tal situación se denomina *inestabilidad condicional*.

Para un amplio rango de presiones y temperaturas que se dan en la atmósfera, las evoluciones pseudoadiabáticas pueden considerarse procesos reversibles, en cuyo caso  $T\delta S = \delta Q$ , con lo que la ecuación (9.29) se puede escribir

$$c_p \delta(\ln T) - R \delta(\ln p) = \frac{\delta Q}{T} = -\frac{L\delta\mu_s}{T} \quad (9.68)$$

y aproximando  $\frac{L\delta\mu_s}{T} \approx \frac{\delta(L\mu_s)}{T}$ ,

$$\delta \left( c_p \ln T - R \ln p + \frac{L\mu_s}{T} \right) = 0$$

que, integrando y dividiendo por  $c_p$ , conduce a que en una evolución pseudoadiabática se cumple

$$T \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-\kappa} \exp \left( \frac{L\mu_s}{c_p T} \right) = cte$$

Al primer miembro de la expresión anterior se denomina *temperatura potencial equivalente*,  $\theta_e(p,T)$  porque, de acuerdo con la expresión (9.31), su relación con la temperatura potencial es

$$\theta_e(p,T) = \theta_0(p,T) \exp \left( \frac{L\mu_s(p,T)}{c_p T} \right) \quad (9.69)$$

Según esto, las curvas  $\theta_e(p,T) = cte$  describen con buena aproximación las evoluciones pseudoadiabáticas.

Puede observarse que en condiciones de baja presión (y baja temperatura) las adiabáticas de aire saturado se aproximan mucho a las adiabáticas de aire seco.

### 9.8.- Diagramas termodinámicos.

Por lo general, la existencia de humedad en la atmósfera conduce a fórmulas cuya resolución analítica es ciertamente compleja. Por este motivo, en meteorología, resulta muy útil trasladar los perfiles verticales de humedad y temperatura a los denominados *diagramas termodinámicos*. Estos perfiles se obtienen experimentalmente mediante radiosondas instaladas en globos aerostáticos. Existen varios diagramas de interés, y en esta sección describiremos dos de ellos: el *tefigrama* y el *emagrama*.

#### 9.8.1.- El tefigrama.

En este diagrama termodinámico se representan, en coordenadas ortogonales, la temperatura y la entropía por unidad de masa. Su denominación proviene del símbolo  $\phi$  con el que tradicionalmente se representaba la entropía (T- $\phi$  diagram).

Las líneas isoentrópicas se dibujan a intervalos regulares y se caracterizan mediante su temperatura potencial,  $\theta$  (recordemos que  $S=c_p \ln \theta$ ). Como una trayectoria isoentrópica es adiabática, a estas líneas se las denomina *adiabáticas secas*. Perpendicularmente a ellas se trazan, igualmente equiespaciadas, las líneas isotermas. El diagrama se suele representar de forma que las adiabáticas secas estén inclinadas  $45^\circ$ , con pendiente negativa (Figura 9.7).

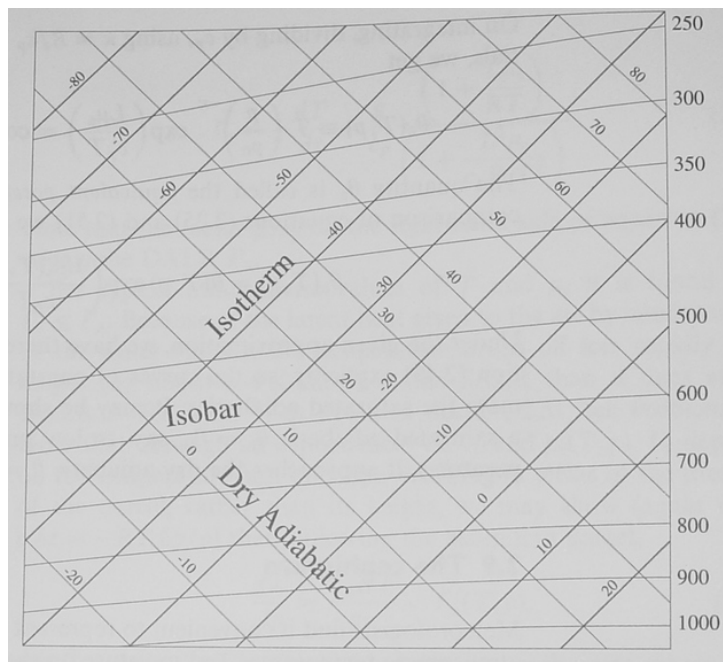


Figura (9.7)

Mediante la relación

$$p = p_0 \left( \frac{T}{\theta} \right)^{1/\kappa}$$

podemos trasladar al diagrama las curvas isobaras, que en el rango de presiones y temperaturas habituales en la atmósfera, son líneas casi rectas, con una leve pendiente positiva.

Supongamos que una parcela de aire evoluciona reversiblemente en un proceso cíclico, C, como el que se representa en la figura (9.8). De acuerdo con el primer Principio de Termodinámica,  $\delta Q = \delta U + p\delta V$ , siendo V el volumen de la parcela. Al ser cíclico el proceso,  $\delta U = 0$ , con lo que

$$\oint_C T \delta S = \int_C p \delta V$$

es decir, el trabajo ejercido sobre la parcela es el área encerrada en el diagrama por la trayectoria representada.

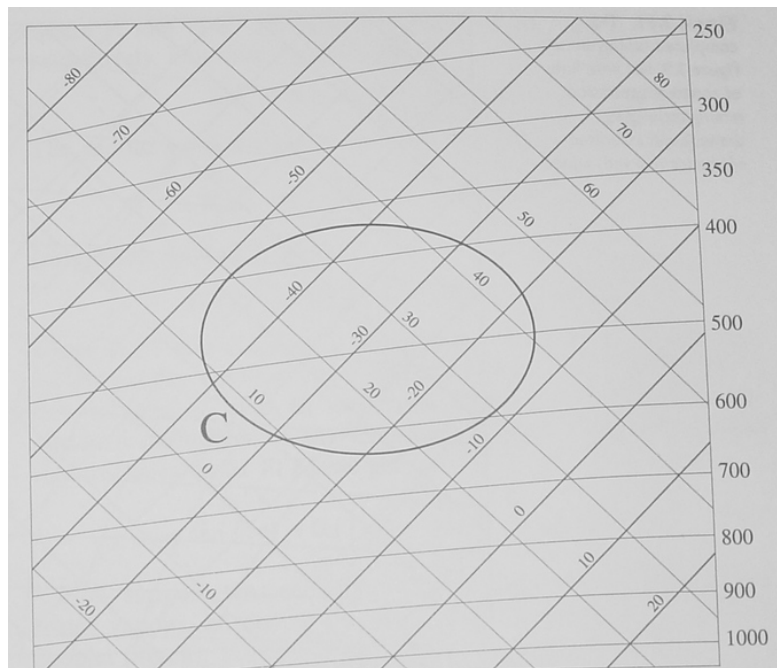


Figura (9.8)

Al diagrama se suelen añadir otras dos familias de curvas relacionadas con la humedad del aire: las líneas de relación de mezcla de saturación constante  $\mu_s(p,T)$ , que son prácticamente rectilíneas y se dibujan con trazo discontinuo, y las pseudoadiabáticas, que muestran una notable curvatura, como puede verse en la figura (9.9). Por lo general, las pseudoadiabáticas se denotan con la temperatura a la que cortan a la superficie de 1000 hPa (*temperatura potencial de bulbo húmedo*,  $\theta_w$ ), o bien con la temperatura potencial equivalente,  $\theta_e$ , que a bajas presiones coincide con la temperatura potencial,  $\theta$ .

Un radiosondeo proporciona las temperaturas que corresponden a unos niveles dados de presión, es decir, la denominada *curva del ambiente*, (que en realidad es una sucesión de trazos rectilíneos entre los puntos informados por el globo durante su ascenso), y las temperaturas de rocío correspondientes. La expresión  $\mu = \mu_s(p, T_d)$  permite encontrar, conocida la temperatura de rocío, la relación de mezcla  $\mu$  en la curva de ambiente que corresponde a una presión dada, simplemente leyendo el valor de  $\mu_s$  que corresponde a esos valores.

Las curvas de ambiente y de puntos de rocío proporcionan muchos resultados de gran utilidad en meteorología, permitiendo obtener conclusiones acerca de la formación de nubes y de la inestabilidad atmosférica.

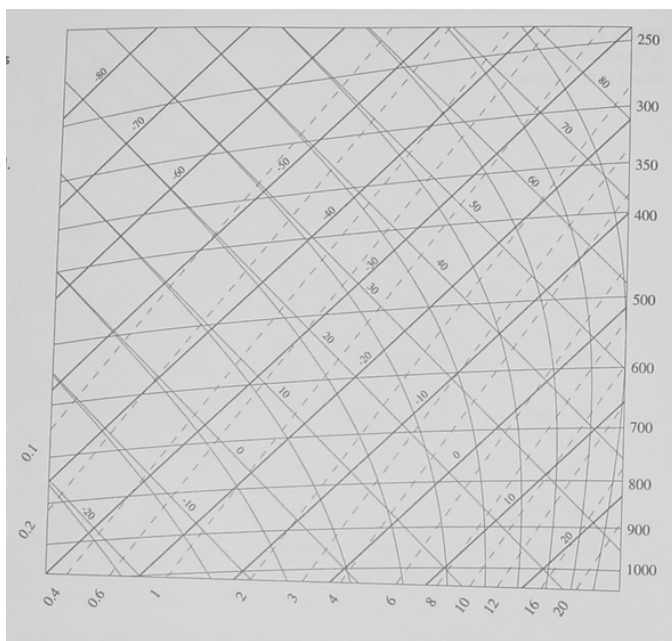


Figura (9.9)

### 9.8.2.- El emagrama.

El segundo de los diagramas presentado, que estudiaremos con mayor detalle por ser más utilizado en meteorología. En él se representan las siguientes isóneas:

- isobaras ( $p=\text{cte}$ )
- isotermas ( $t=\text{cte}$ )
- iso-relación de mezcla saturante [ $\mu_s(p, T) = \text{cte}$ ]
- adiabáticas secas ( $\theta=\text{cte}$ )
- seudoadiabáticas ( $\theta_e=\text{cte}$ )

Las isobaras se trazan mediante líneas rectas continuas horizontales, a intervalo de 10 hPa, desde 200 a 1050 hPa, y a intervalo de 5 hPa, en el intervalo de 200 a 100 hPa. Los valores decrecen con la altitud y, como resulta obvio, la separación geométrica entre las líneas no es constante.

Las isotermas son también líneas rectas, que se trazan a intervalo de un grado, y se inclinan  $45^\circ$  respecto de las isobaras, con pendiente positiva. Como la escala de temperaturas es lineal, el intervalo entre las distintas isotermas se mantiene constante.

Las líneas que corresponden a una misma relación de mezcla saturante se dibujan con trazo discontinuo, resultando oblicuas y con mayor inclinación que las isoterma. Se miden en g/kg.

Las adiabáticas secas, que representan las evoluciones experimentadas en la atmósfera por el aire seco y, con bastante aproximación, las del aire húmedo no saturado, resultan ser líneas ligeramente curvadas con pendiente negativa, que se trazan como líneas continuas de color verde. Se identifican por su temperatura potencial asociada, es decir las que interceptan la superficie de presión de 1000 hPa, y a intervalos de 5 grados.

Por último, las pseudoadiabáticas, que describen la evolución del aire saturado, se trazan como líneas discontinuas, también en color verde. Resultan ser líneas de pendiente negativa, con mayor inclinación que las adiabáticas secas. Se suelen identificar mediante su temperatura potencial de bulbo húmedo,  $\theta'_w$ , que es la temperatura que corresponde a la superficie de 1000 hPa sobre la misma pseudoadiabática, y se trazan también a intervalo de 5 grados.

En la figura (9.10) se muestra el emagrama con todas las isólineas citadas. Observemos ahora, uno a uno, los distintos puntos que pueden ser representados en un emagrama:

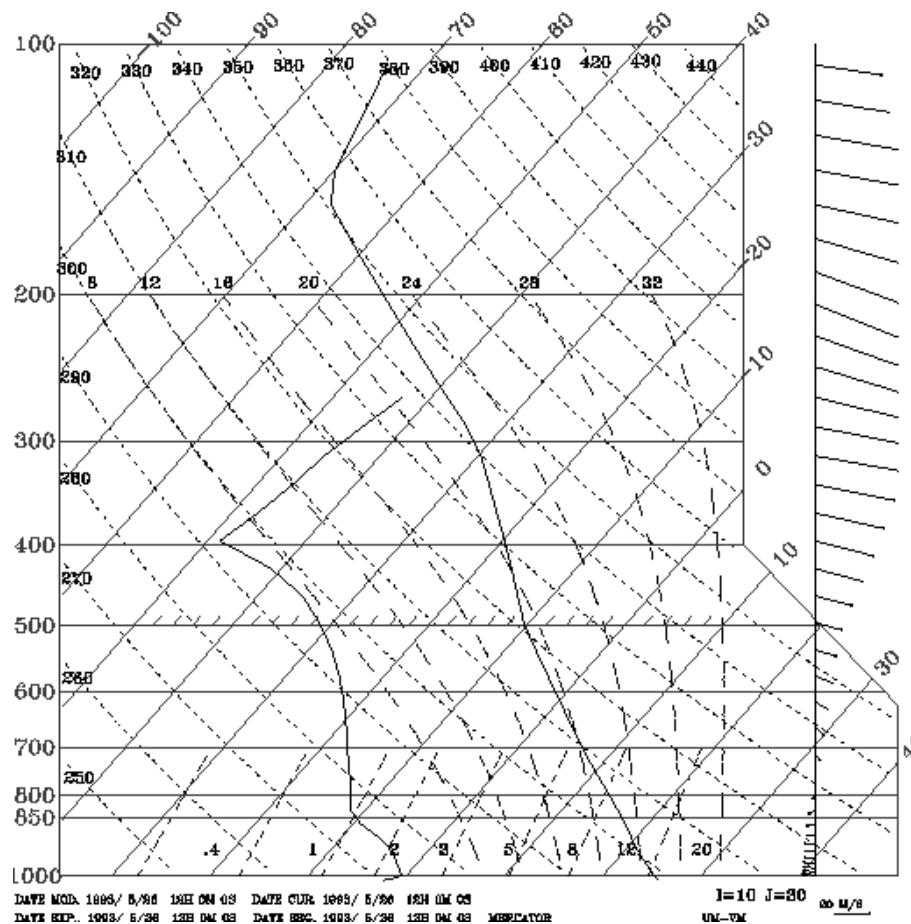


Figura 9.10

a) Punto de estado, E.

La intersección de una isobara y una isoterma definen un punto de estado,  $E(p,T)$ , como se indica en la figura (9.11).

b) Punto de rocío, R.

El punto de rocío de una partícula de aire se puede obtener de dos maneras: como intersección de la presión a que se encuentra el aire con la isoterma que corresponde a su punto de rocío  $t_d$ , o mediante la intersección de la citada presión con la línea que corresponde a la relación de mezcla saturante,  $\mu_d$  (Figura 9.12).

c) Punto de condensación, C.

Se define así el punto a que se espera la condensación de la partícula de aire húmedo, en un ascenso adiabático. Este punto se localiza en la intersección de la adiabática seca que pasa

por el estado de partida y la isolnea de relación de mezcla saturante igual a la del punto de rocío, R (figura 9.13).

d) *Punto azul, W.*

Se llama así al estado representado por una presión igual a la del punto de partida de la partícula, y la temperatura pseudoadiabática de termómetro húmedo (Figura 9.14)

Una vez localizados E,R,C y W, resultan conocidos los siguientes parámetros: presión,  $p$ , temperatura,  $t$ , temperatura de rocío,  $t_d$ , temperatura pseudoadiabática de termómetro húmedo,  $t'_w$ , temperatura potencial,  $\theta$ , temperatura potencial pseudoadiabática de termómetro húmedo,  $\theta'_w$ , temperatura de condensación,  $t_c$ , presión de condensación,  $p_c$ , relación de mezcla,  $\mu$ , y relación de mezcla saturante  $\mu_s$  (Figura 9.15).

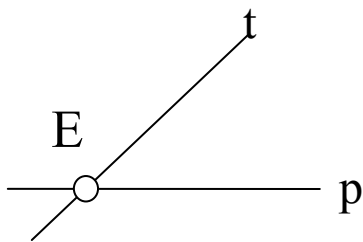


Figura 9.11

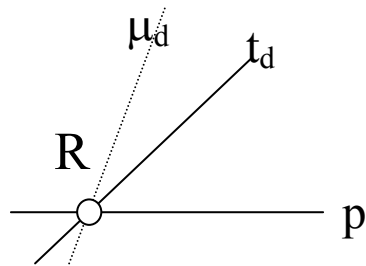


Figura 9.12

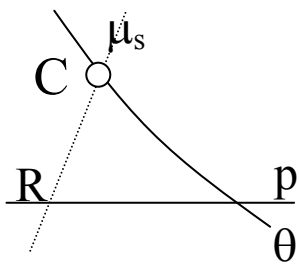


Figura 9.13

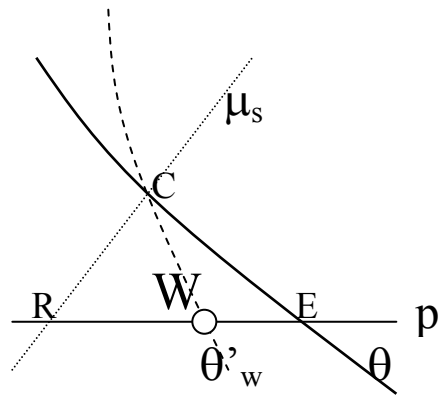


Figura 9.14

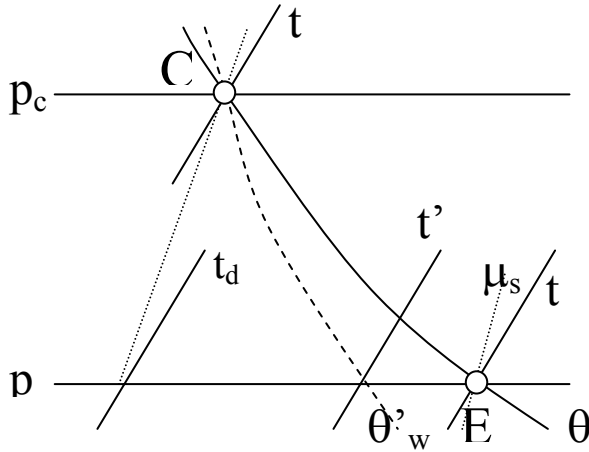


Figura 9.15

A continuación vamos a tratar los conceptos de estabilidad ya estudiados, en términos del emagrama. Ante todo, notemos que, para una partícula de aire saturado, el punto de estado, E, el punto azul, W, y el punto de rocío, R, coinciden, lo que significa que si una capa de aire está saturada, la curva de estado (sucesión de puntos de estado del aire en todo el espesor de la capa) y la línea azul (sucesión de los puntos azules correspondientes) también coinciden.

La estabilidad de una partícula de aire se puede estudiar en términos de la temperatura potencial,  $\theta$ , si se trata de aire no saturado o seco, o de la temperatura potencial pseudoadiabática,  $\theta'_w$ , si se tratara de aire saturado.

Estabilidad respecto de  $\theta$ .

Consideremos una capa de aire no saturado entre los niveles de presión  $p_B$  y  $p_S$ , como se indica en la figura 9.16, y sea BS la curva de estado para la mencionada capa atmosférica. Si una partícula de aire se eleva desde B, al tratarse de aire no saturado, experimentará una expansión adiabática hasta el estado  $(t_p, p_s)$ , manteniendo constante su temperatura potencial,  $\theta_B$ . Pero el aire de su entorno se enfría con la altura con un gradiente distinto, de manera que en el nivel  $p_s$  la temperatura del ambiente será  $t_s$  (es decir su temperatura potencial  $\theta_s < \theta_B$ ). En todo momento la temperatura del aire ascendente es mayor que la del aire del entorno, su densidad menor y la partícula continuará ascendiendo: hay *inestabilidad atmosférica en la capa*.

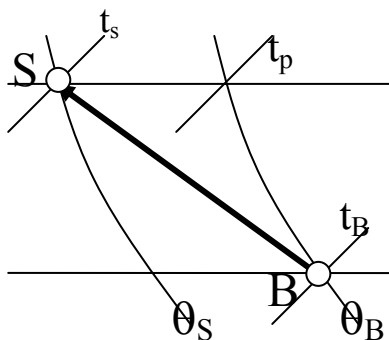


Figura 9.16

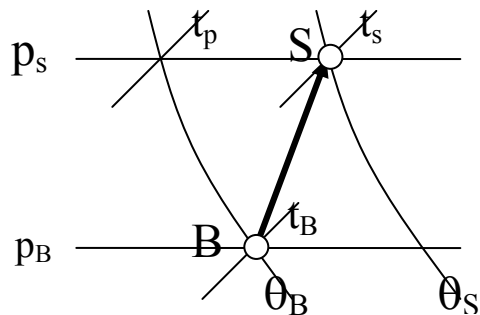


Figura 9.17

Si, por el contrario, la situación de la capa fuera la indicada en la figura (9.17), la elevación adiabática de la partícula hasta la temperatura  $t_p$ , mantendría en todo momento su temperatura potencial por debajo de la del entorno, con lo que la partícula tendría mayor densidad que el aire circundante y tendería a regresar a su posición de partida: *hay estabilidad atmosférica en la capa.*

Es decir, en una capa atmosférica de aire no saturado, *existe estabilidad si la temperatura potencial en la capa crece con la altura, y existe inestabilidad si la citada temperatura potencial del aire disminuye con la altura.*

Estabilidad respecto a  $\theta'_w$

Si el aire de la capa atmosférica que nos ha servido de ejemplo en el párrafo anterior fuera saturado, el ascenso de la partícula de aire desde el estado B al estado S, se efectuaría a lo largo de una pseudoadiabática, como se indica en las figuras (9.18) y (9.19)

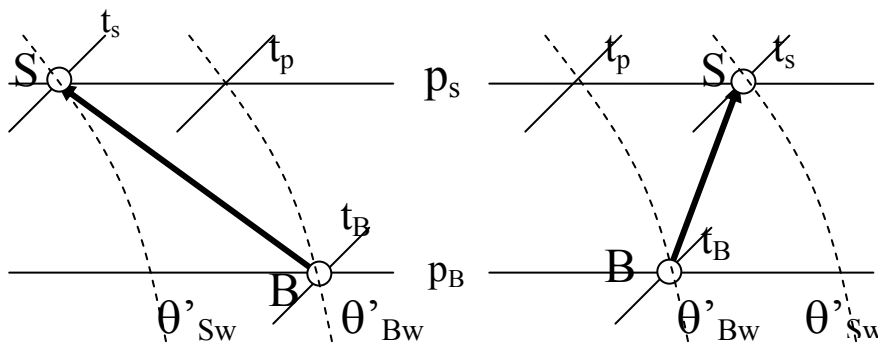


Figura 9.18

Figura 9.19

En la primera, la temperatura de la partícula en ascenso es siempre superior a la del entorno (inestabilidad) y en la segunda, la temperatura de la partícula que asciende se encuentra en todo momento por debajo de la temperatura ambiente (estabilidad) por lo que también podemos enunciar que *si la temperatura potencial pseudoadiabática crece con la altura hay estabilidad vertical en la capa de aire saturado, y si decrece con la altura, existe inestabilidad atmosférica.*

En el estudio que hemos efectuado para el aire seco o no saturado, hemos supuesto que la parcela en ascenso alcanza el nivel superior sin perder la propiedad de aire no saturado. Sin embargo, puede suceder que, durante el ascenso, la parcela alcance las condiciones de presión y temperatura adecuadas para que el aire se transforme en saturado. Para estudiar esta evolución es necesario considerar conjuntamente a la curva de estado la curva azul, que permite localizar en punto de condensación a partir del cual la parcela asciende como aire saturado.

En general, a escala sinóptica, existen masas de aire suficientemente importantes que experimentan movimientos globales ascendentes y sobre las que conviene plantear un estudio de su estabilidad. Así, podemos encontrar capas de aire no saturado que, analizando su curva de estado, resulten estables, pero que se transforman en inestables si la elevación de las mismas conduce a su saturación. En tal caso diremos que existe *inestabilidad convectiva.*

Consideremos una capa de aire como la representada por la figura 9.20. De acuerdo con la curva de estado, la temperatura potencial aumenta con la altura, pero su temperatura potencial pseudoadiabática disminuye con la altura, es decir, mientras la capa de aire no se encuentre saturada la atmósfera es estable, pero si la capa fuera saturada, o si en su ascenso alcanza la saturación, desde ese instante, la capa se transforma en inestable.

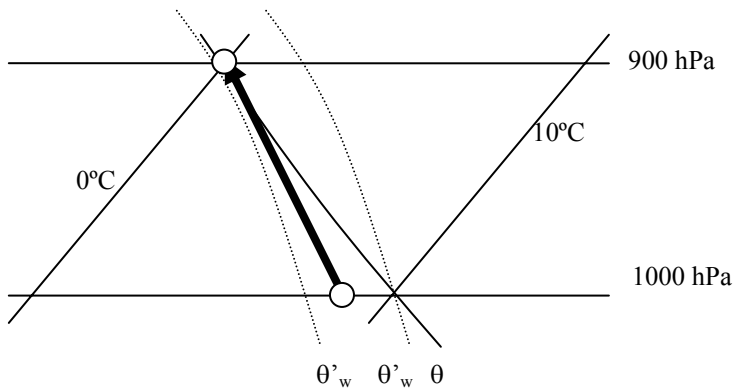


Figura 9.20

Esta propiedad posee una importancia crucial para analizar la posibilidad de convección de la mencionada capa atmosférica.

Con lo que antecede, el emagrama permite interpretar gráficamente la estabilidad o inestabilidad de una capa atmosférica de una manera metódica:

#### a) Aire no saturado

Si en su ascenso disminuyen tanto la temperatura potencial como la potencial pseudoadiabática, la capa continuará ascendiendo aunque la capa alcance las condiciones de saturación. Se dice que existe *inestabilidad absoluta*, y en la figura 9.21, que refleja tal situación, podemos observar que:

- La curva de estado se mantiene a la izquierda de la adiabática que pasa por su base.
- La curva azul queda a la izquierda de la pseudoadiabática que pasa por su base.

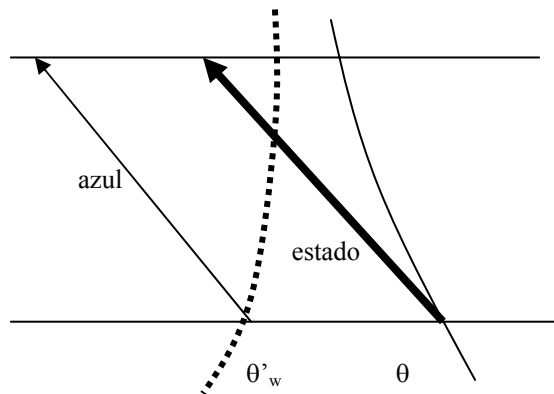


Figura 9.21

Puede suceder que al ascender la capa disminuya su temperatura potencial pero aumente su temperatura potencial pseudoadiabática. En este caso la capa se eleva inicialmente, pero alcanzadas las condiciones de saturación la capa se transforma en estable. Decimos que existe *inestabilidad seca*. En el emagrama las condiciones dadas, que se representan en la figura 9.22, se traducen en que:

- La curva de estado se mantiene a la izquierda de la adiabática que pasa por su base.
- La curva azul queda a la derecha de la pseudoadiabática que pasa por su base.

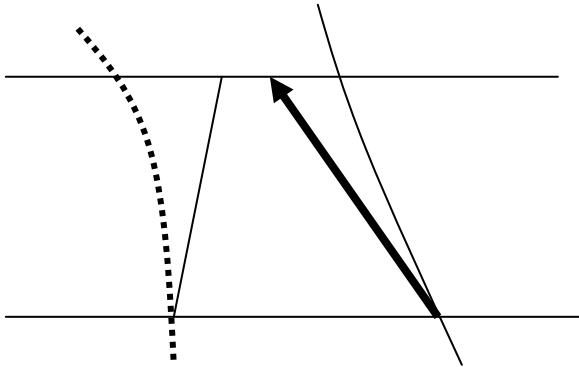


Figura 9.22

También puede suceder que al elevarse la capa aumente su temperatura potencial y disminuya la temperatura potencial pseudoadiabática. En tal caso diremos que existe *inestabilidad convectiva*, lo que puede ocurrir de dos maneras diferentes:

- i) la pseudoadiabática corta la línea de estado (Figura 9.23), con lo que:
  - la curva de estado queda a la derecha de la adiabática correspondiente.
  - La curva azul se sitúa a la izquierda de la pseudoadiabática de partida.

en cuyo caso a esta inestabilidad convectiva se denomina *selectiva*, porque tan sólo perturbaciones importantes provocarán inestabilidad en las capas, pues perturbaciones menores, que no superan el punto de corte, son estables

- ii) la pseudoadiabática y la curva de estado no se cruzan (Figura 9.24), con lo que
  - la curva de estado permanece a la derecha de la adiabática
  - la curva azul se mantiene a la izquierda de la pseudoadiabática

y decimos que la inestabilidad convectiva es *latente*, porque una partícula aislada que se eleve dentro de la capa no se satura y permanece estable, pero la capa completa, que inicialmente es estable, se convierte en inestable si se eleva globalmente y se satura.

Finalmente, el ascenso de la capa atmosférica puede efectuarse de manera que aumenten ambas, la temperatura potencial y la potencial pseudoadiabática (Figura 9.25), lo que se refleja en el emagrama en que

- la curva de estado permanece a la derecha de la adiabática de su base.
- La curva azul se sitúa a la derecha de la pseudoadiabática correspondiente a la base.

en cuyo caso diremos que la capa posee *estabilidad absoluta*. Aunque se alcance la saturación. La capa tiende a ser devuelta a su nivel de partida porque su temperatura es,

en todo momento, inferior a la del entorno, cualquiera que sea la elevación que experimente.

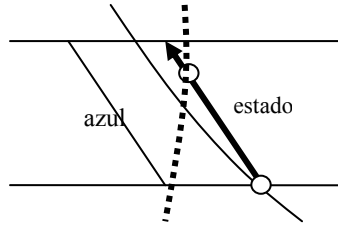


Figura 9.23

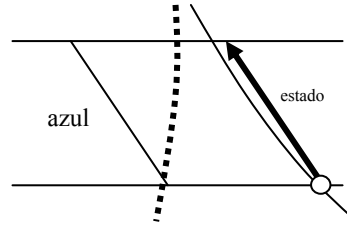


Figura 9.24

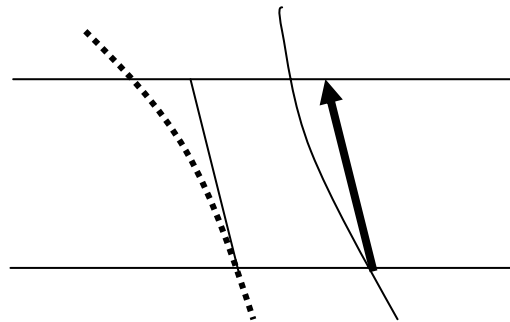


Figura 9.25

**b) Aire saturado**

En este caso, el estudio de estabilidad atmosférica es simple puesto que sólo debemos considerar las curvas pseudoadiabáticas, de manera que si en el ascenso de la capa la temperatura potencial pseudoadiabática aumenta, la capa es estable, y si disminuye, inestable, como se ilustra 9.26 y 9.27, respectivamente.

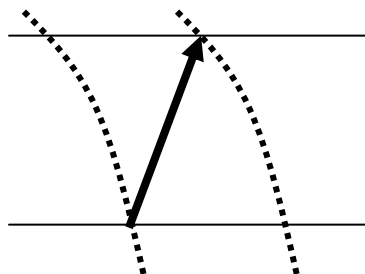


Figura 9.26

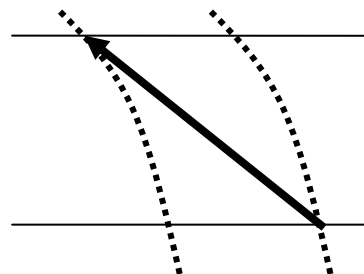


Figura 9.27

Como resumen del estudio de estabilidad efectuado se presenta el siguiente esquema:

	$\theta$	$\theta'_w$	ANALISIS	
AIRE	■	↓	Inestabilidad absoluta saturada	<b>IAS</b>
SATURADO		↑	Estabilidad absoluta saturada	<b>EAS</b>
	↓	↑	Inestabilidad seca	<b>IS</b>
	↓	↓	Inestabilidad absoluta	<b>IA</b>
NO SATURADO	↑	↑	Estabilidad absoluta	<b>EA</b>
	↑	↓	Inestabilidad convectiva	Selectiva <b>ICS</b>
				Latente <b>ICL</b>