

MICROFISICA DE LA FORMACION DE NUBES.

Dr. Nelson Falcón y Lic. Erith Muñoz
Grupo de Física Teórica Dpto. de Física. Facultad Experimental de
Ciencias y Tecnología. Universidad de Carabobo. Valencia Venezuela.
Email nelsonfalconv@gmail.com.

Resumen Desde el punto de vista de la microfísica de nubes, son de interés los procesos que tienen lugar en el orden molecular en la formación de nubes, ya que es a este nivel, donde se definen las características microfísicas de las nubes. La microfísica de nubes explica las condiciones críticas para la formación de una gotita nubosa y su posterior crecimiento, así como; el proceso de nucleación, estabilidad nubosa y los niveles de mezcla y saturación.

1 Formación de gotitas nubosas

El calentamiento de la superficie terrestre y la humedad relativa de la misma y de la atmósfera, son los factores primordiales en la formación de gotitas nubosas; sin embargo, no es suficiente el transporte de vapor convectivo para dicha formación. Partiendo de la primera ley de la termodinámica, para una parcela de aire húmedo que asciende bajo condiciones adiabáticas, al alcanzar el punto de saturación de equilibrio, no hay que esperar se formen gotitas (Rogers 1976), sin la presencia de un núcleo de condensación y de que la humedad relativa en el medio alcance valores por encima del 100%, nivel denominado sobresaturación. Para dar una explicación satisfactoria de la formación de las nubes, es necesario analizar los núcleos de condensación: sus dimensiones y su naturaleza; de igual forma es necesario explicar la forma en que evolucionan hasta llegar a integrar en las nubes, grandes gotas.

La condensación del vapor de agua se produce en un cierto número de núcleos disponibles, la mayoría de ellos están constituidos por sales marinas, pero también por productos de combustión, que contienen azufre, óxido de carbono y metano entre otros. La característica esencial de estos núcleos es que actúan como centros de depósitos de agua líquida, hasta la formación de gotitas apreciables (Lohmann y Feichter, 2005). Debido a esta cualidad son denominados núcleos higroscópicos.

Los núcleos de condensación que se encuentran en la atmósfera pertenecen principalmente a tres tipos (Guevara J. M., 2004):

- a) Núcleos de Aitken, de radio inferior a $0,1\mu$. Se presentan en concentraciones elevadas y la mayor parte son productos en combustión, por consiguiente son más numerosos en las cercanías de regiones industriales
- b) Grandes núcleos, con radio superior a $0,1\mu$. Existen pequeñas concentraciones y en parte, son productos de combustión.
- c) Núcleos gigantes, de radio superior a 1μ (los más grandes pueden llegar a 10μ). La mayoría son de sal marina que proviene de la evaporación de las rociadas; son más numerosos sobre los océanos y sobre las costas, y sobre todo cuando el viento es fuerte.

Los núcleos grandes y gigantes son los que explican la condensación de agua que se encuentra en estado líquido en la atmósfera; entre ellos, los grandes núcleos, que son los más numerosos, juegan un importante papel como núcleos de condensación en los procesos de formación de nubes (Schwartz, 1996).

Las partículas de polvo ordinario, levantadas desde el suelo también funcionan como núcleos de condensación (en ausencia de núcleos solubles), las dimensiones y concentración de los núcleos de condensación determinan las dimensiones y concentraciones de las gotitas que se depositan sobre ellos, y de un modo implícito, definen conjuntamente con otras variables la estabilidad progresiva de un sistema nuboso (Oberdorster, 2001).

El proceso mediante el cual las gotitas de agua se forman sobre los núcleos, a partir de la fase de vapor se denomina nucleación heterogénea, para que esto suceda, el aire húmedo en la atmósfera al enfriarse debe alcanzar una humedad relativa próxima al 100%, es entonces bajo estas condiciones cuando los núcleos más higroscópicos empiezan a actuar como un centro de condensación de acuerdo con las predicciones basadas en la teoría clásica de nucleación (Clarke et al., 1999). Ahora bien si el ascenso continúa, el sobre enfriamiento ocasionará niveles de sobresaturación, este nivel es alcanzado al superar el 100% de humedad relativa (no superior al 2%) y se agota por condensación sobre los núcleos.

La nucleación puede ocurrir en casi cualquier ambiente, si se cumple desde luego con ciertas condiciones, estas condiciones incluyen; una fuerte corriente de vapor condensable, Alta intensidad de

radiación UV, distribución moderada de aerosoles, alta humedad relativa y un proceso de mixtura atmosférico (Verheggen y Mozurkewich, 2006).

Ahora bien la nucleación puede ser de dos formas muy diferentes entre si desde el punto de vista la microfísica de las nubes. Dentro de la importancia de los aerosoles esta la de servir como núcleos hidrosféricos en la formación de nubes, para el proceso de nucleación heterogénea. Sin embargo hay casos donde una gota de nube puede ser formada sin la estricta necesidad de un núcleo de condensación, sino más bien, como la resultante de diversas colisiones aleatorias entre moléculas de agua, este último se denomina proceso de nucleación homogénea; sobre el mismo se dan algunos detalles en el presente capítulo.

Por otro lado, regresando a la nucleación heterogénea, el equilibrio de tamaño en términos de la tensión superficial de una gotita de nube, esta bien establecido ahora y puede ser inmediatamente derivado de la ecuación modificada de Clausius-Clapeyron obteniéndose una relación de equilibrio general entre una gota de nube y vapor de agua (McFiggans, G. et al (2006):

$$\frac{e}{e_s} = \exp\left(\frac{2v_w\sigma_{sol/v}}{RT r}\right) \quad (1)$$

Donde:

e , es la presión de vapor del agua

e_s , es la presión de vapor saturado del agua

$e/e_s = S$, es conocido como razón de saturación.

v_w es el volumen molar parcial del agua

R es la constante universal de los gases

T es la temperatura de la gota

r es el radio de la partícula

$\sigma_{sol/v}$ es la tensión superficial de la gota en términos de su composición

La ecuación 1 fue deducida primeramente por William Thomson (1870), la misma describe la condición de equilibrio para un sistema termodinámico consistente en vapor de agua y una gota cuya composición puede ser la del agua; sin embargo, puede tener

aplicaciones en gotitas de concentraciones diversas. Con aplicaciones orientadas a la troposfera terrestre, y con la intención de caracterizar la formación de gotitas en términos de la razón de saturación (S) y la temperatura (T) atmosférica, resulta conveniente graficar la ecuación 1, para diferentes radios de gotas y con parámetros meteorológicos medidos empíricamente en la troposfera terrestre.

A continuación se representa la razón de saturación en función de la temperatura en el rango de la troposfera para distintos valores de los radios típicos de las gotas de lluvia.

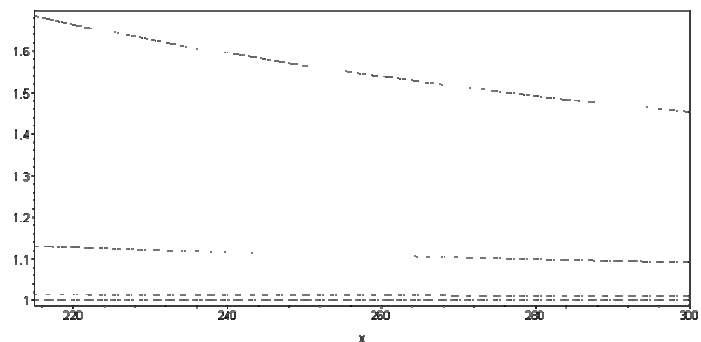


Figura.1. Valores de razón de saturación de una gota esférica de radio r en función de la temperatura (K). Las curvas corresponden a valores de r de 1.208, 0.1208 y 0.01208 micrones, en forma descendente. (Elaboración propia a partir de la ecuación modificada de Clausius-Clapeyron)

Es posible ver en la gráfica (para valores diferentes de r), grandes saltos en los valores de S ; entre estos valores de radio para las gotitas está incluso el radio crítico ($r_c = 0,1208 \text{ micras}$) para una gotita de nube presentado por Rogers (1976). Para que una gotita formada por colisiones al azar entre moléculas de agua, pueda ser estable, debe crecer hasta un radio superior al radio crítico, de tal forma que cumplan con la condición $e - e_s(r) > 0$, donde e es el valor de la presión de vapor ambiental.

De acuerdo con la información obtenida mediante la figura 1 se observa; que para gotitas con valores de r , tales que $r < r_c$, se deben experimentar valores excesivos de sobresaturación (S) para que

puedan ser estable, por consiguiente las gotas que no alcanzan superar este limite de tamaño terminan evaporándose.

Por otro lado, en gotitas cuyos valores de r se cumple con $r \geq r_c$, se tiende a ser estable en cuanto a niveles de sobresaturación, además los valores de S obtenidos, son correspondientes con los valores esperados por los modelos teóricos, es decir, niveles de sobresaturación comprendidos entre 1% y 1,5%, y a su vez, se conoce como razón de saturación crítica (S_c). Como habíamos mencionado, en la nucleación homogénea, las gotas críticas se forman por choques fortuitos entre las moléculas de agua; si dichas gotas continúan atrapando moléculas se convierten en gotas supercríticas.

En el caso de la nucleación homogénea, como se afirmó en párrafos recientes, se tiene que las gotitas críticas se forman a causa de meras colisiones fortuitas entre moléculas de agua, donde los cúmulos grandes absorben a los pequeños. Un conglomerado critico que ha crecido mediante nucleación homogénea, alcanza un estado supercrítico al colisionar con una molécula, a expensas del equilibrio termodinámico; dado que con el aumento de tamaño disminuye la presión de vapor en la superficie, y de este modo el ritmo de crecimiento (que a su vez es proporcional a la diferencia entre la presión de vapor ambiental y a la presión de vapor de la superficie de la gota) aumenta. Ahora bien el ritmo de formación de gotitas supercríticas, se define “velocidad de nucleación” (J) y viene dado por el producto de la concentración de gotitas críticas y la velocidad con que una gota critica atrapa una nueva molécula para convertirse en supercríticas, según Frenkel, (1946) la velocidad de nucleación por unidad de volumen:

$$J = 4\pi r_c^2 \frac{e}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \xi n \exp\left(-\frac{4\pi r_c^2 \sigma_{sol,v}}{3k_B T}\right) \quad (2)$$

Donde: K_B es Constante de Boltzmann, ξ es un factor de ajuste de unidades y de valor 0.01, m es la masa de la molécula de agua, n es indica la densidad de las moléculas de vapor y σ es la tensión superficial

La ecuación (2) nos permite conocer la velocidad de nucleación homogénea, en función de la relación de saturación para una temperatura determinada esto debido a la relación conocida entre r_c y

S_c , por medio de la expresión 1, donde por un simple despeje se obtiene:

$$r_c = \frac{2\sigma}{R_v \rho_L T \ln \left| \frac{e}{e_s} \right|} \quad (3)$$

Una de las características destacables de 2 es que J es muy susceptible, aun ante variaciones muy ligeras de e/e_s ; a 275,2K son respectivamente, $4,2 \pm 0,1$ y 4,2; y a 261,0K se tiene; $5,0 \pm 0,1$ y 5,0 (Rogers, 1976). De acuerdo a lo que hemos comentado anteriormente, estos valores para la razón de saturación (tan elevados) no son nunca observados en la atmósfera terrestre donde suelen ser, del orden del 1 por cien o inferiores; por lo tanto, la nucleación homogénea del agua líquida, a partir del vapor es un proceso de importancia secundaria, frente a la nucleación heterogénea para los fines del presente trabajo. A continuación se presenta una pequeña definición de estabilidad nubosa desde el punto de vista macro-físico.

2 Estabilidad Nubosa

En general una nube es un agregado de pequeñísimas gotitas; tiende a ser una estructura muy estable debido a que las gotitas no interactúan individualmente, sino como un gran sistema, por consiguiente no es frecuente el choque entre gotitas, ni los crecimientos desproporcionados entre las mismas. El resultado de inestabilidad del conglomerado nuboso, es la precipitación, esto a causa de que unas gotas crecen a expensas de otras; ocasionando la ruptura de las uniones por el aumento de la tensión superficial y por la diferencia de pesos.

Son dos los mecanismos mediante los que la micro-estructura nubosa se inestabiliza: Colisión y Coalescencia, y la Interacción entre gotitas de agua y Cristales de hielo. Como se ha mencionado los procesos de crecimiento de gotitas a partir de cristales de hielo, escapan de los objetivos del presente trabajo y a su vez se desprecian los procesos de coalescencia; por otro lado, hemos mencionado que los procesos de colisión tienen lugar mayoritariamente en la nucleación homogénea, por lo cual resulta conveniente resaltar que las parcelas de nubes idealizadas en el presente trabajo son estables. A continuación analizaremos y deduciremos la ecuación de movimiento para el movimiento convectivo de una burbuja de aire y/o gotas de

vapor de agua en términos de los criterios de estabilidad atmosférica y del empuje hidrostático (mecánico con inclusiones termodinámicas).

3 Criterios de estabilidad para una burbuja convectiva.

La convección por empuje hidrostático resulta de interés especial en el presente estudio, ya que gracias a este proceso tiene lugar la formación de los cúmulos o nubes convectivas. Y es pertinente presentar detalles teóricos sobre el equilibrio hidrostático.

3.1 La Ecuación Hidrostática.

Observemos las fuerzas por unidad de masa que actúan sobre una burbuja de aire. En primer lugar, actúa la fuerza de gravedad, ya que no se observa a la atmósfera acelerada hacia abajo, como lo requiere la segunda ley de Newton, entonces se deduce que existe otra fuerza contraria a la gravedad y de magnitudes comparables (en el caso de una atmósfera estable), la fuente de esta fuerza es la distribución vertical de la presión atmosférica. Consideremos un pequeño segmento de longitud dz en una columna vertical de aire, en la misma debe haber un pequeño decrecimiento de presión, dp (negativo), desde el fondo hasta la parte alta del segmento. Entonces esta diferencia de presión actúa como una fuerza operando hacia arriba sobre el segmento. La tasa de cambio de presión con el peso, o el gradiente de presión vertical, es dp/dz . Muchas medidas indican que este gradiente de presión balancea casi exactamente a la fuerza de la gravedad, para esto es necesario considerar solo el simple caso de equilibrio entre estas dos fuerzas.

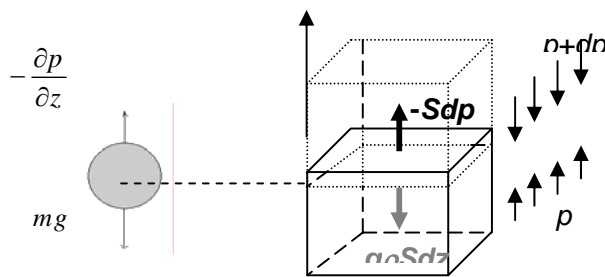


Figura. 2. Fuerza sobre una columna vertical de aire y sobre una burbuja en la misma.

Muchas medidas indican que este gradiente de presión balancea casi exactamente a la fuerza de la gravedad, para esto es necesario considerar solo el simple caso de equilibrio entre estas dos fuerzas. Entonces se tiene que en la capa vertical dz , la Masa de aire contenida es $dm = \rho S \cdot dz$ y su Peso es $dp = g\rho S \cdot dz$.

Por otro lado, las fuerzas de presión son la Ascendente $F_{asc} = p \cdot S$ y Descendente: $F_{des} = g\rho S \cdot dz$; con lo que la fuerza de presión neta sobre una burbuja o sobre una capa de la columna vertical, es:

$S \cdot p - S(p + dp) = -S \cdot dp$. La fuerza de presión neta está dirigida hacia arriba, ya que dp es una cantidad negativa, y suponiendo que cada película de aire esta cerca de equilibrio, se tiene que el peso equilibra las fuerzas de presión, con lo que se obtiene:

Finalmente obtenemos la ecuación hidrostática:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (4)$$

3.2 Empuje hidrostático y estabilidad

Sea V el volumen de una burbuja de aire que está a una temperatura T y tiene densidad ρ , esta burbuja desplaza a un volumen igual de aire del medio, a la temperatura T' y de densidad ρ' . La fuerza neta vertical por unidad de masa será (Rogers, 1976):

$$\frac{F_h}{m} = g \left(\frac{\rho' - \rho}{\rho} \right) = g \left(\frac{T - T'}{T'} \right) \quad (5)$$

Donde F_h se conoce como empuje hidrostático. Mediante 5 es posible expresar criterios para el empuje hidrostático en términos de la temperatura de la burbuja convectiva y del medio. F_h sobre la burbuja es positivo si $T > T'$, es negativo si $T < T'$ y existirá equilibrio inestable si $T = T'$.

3.3 Condiciones de equilibrio térmico y mecánico

Partiendo del empuje hidrostático y usando la ecuación de estado en forma diferencial deduciremos a continuación las condiciones de estabilidad para una burbuja en un medio atmosférico. Asumiendo

que la composición química de la burbuja y del medio es similar ($\varphi \approx 0$, en la ecuación de estado), tenemos que (Rogers, 1976):

$$F_h = g \left(\frac{\rho' - \rho}{\rho} \right) \approx g \frac{\Delta\rho}{\rho} \approx g \left[\alpha \frac{\Delta p}{p} - \delta \frac{\Delta T}{T} \right] \quad (6)$$

Donde α y δ son el gradiente de densidad atmosférico respecto a la presión y el gradiente de densidad atmosférico de la temperatura respectivamente, y están definidos de la siguiente forma (Kippenhann, R. y Weigert, A; 1994):

$$\alpha \equiv \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln p} \quad (7) \quad \delta \equiv - \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \quad (8)$$

De la ec. 6 se establecen los siguientes criterios de estabilidad:

$$\text{Si } F_h > 0 \text{ entonces } \alpha \frac{(p' - p)}{p} > \delta \frac{(T' - T)}{T} \quad (9)$$

$$\text{Si } F_h < 0 \text{ entonces } \alpha \frac{(p' - p)}{p} < \delta \frac{(T' - T)}{T}$$

$$\text{Si } F_h = 0 \text{ entonces } \alpha \frac{(p' - p)}{p} = \delta \frac{(T' - T)}{T}$$

Nótese que en la ecuación 6 hemos supuesto que:

$$\varphi \equiv \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu} \quad (10)$$

Donde μ es el peso molecular específico. Es claro que una burbuja de vapor de agua en una atmósfera de nitrógeno como en la Tierra, permanecerá en equilibrio inestable aun cuando $T' = T$ y $p' = p$.

En general la estabilidad está dada por:

$$\frac{F_h}{m} = \left[g\alpha \frac{\Delta p}{p} - g\delta \frac{\Delta T}{T} + g\varphi \frac{\Delta \mu}{\mu} \right] \delta \approx 0 \quad (11)$$

Podemos para simplificar analizar algunos procesos atmosféricos típicos.

Caso I: Si la burbuja se mueve *adiabáticamente* en la atmósfera (Movimiento de una burbuja en rápidas corrientes ascensionales como huracanes, etc.) $\Delta T = 0$.

$$\alpha \frac{p'-p}{p} \approx -\varphi \frac{\mu'-\mu}{\mu} \quad (12)$$

Caso II: Si la burbuja se mueve a presión constante (*isobaricamente*; movimiento forzado por el viento), $\Delta P \cong 0$.

$$\delta \frac{T'-T}{T} \approx -\varphi \frac{\mu'-\mu}{\mu} \quad (13)$$

Estos resultados son alentadores porque proveen un formalismo para el equilibrio hidrodinámico y térmico, de la estabilidad convectiva que usualmente no son explicitados en los modernos tratados de meteorología dinámica (Guevara, 2004; Rogers, 1977; Jacobson 1998). Emplearemos estas expresiones en el próximo capítulo para el estudio de estabilidad atmosféricas en atmósferas planetarias.

4. Conclusiones

En los procesos de microfísica de nube es posible entender características no asumidas por el descriptivo ciclo hidrológico; como es el caso de los núcleos higroscópicos que sirven como centros de condensación en los cuales se depositan las gotitas nubosas, indispensables para su formación. Las características del núcleo de condensación define los parámetros de las gotitas formadas, y por ende de un posible cúmulo; y dependiendo de la velocidad de nucleación de un conglomerado puede indagarse sobre la estabilidad nubosa en términos de la relación condensación-desaparición de gotitas en el cúmulo como se discutió en la sección 1.

Las nubes desde el punto de vista macroscópico son un sistema conservativo, basado en la explicación de transporte de masas del modelo de Benard, el cual afirma que en un medio atmosféricos hay movimientos convectivos tanto ascendentes como descendentes.

En la simplificación del presente trabajo se asume un modelo convectivo, para evitar complicaciones con corrientes advectivas y la aparición de fuerzas aparentes, que si bien es cierto son determinantes en modelos de circulación general, son despreciables en modelos hidrostáticos convectivos en la aproximación mesoescalar. Puntualizando el problema de burbujas convectivas en un medio fluido (atmósfera), fue posible conocer alturas de concentración partiendo de

un estado inicial y en equilibrio con el medio, además en término de los criterios de estabilidad atmosférica se pudo definir atmósferas establemente convectivas e inestablemente convectivas.

La atmósfera por su parte absorbe solo el 3% de la radiación proveniente del Sol, lo cual permite explicar que el calentamiento de la Tierra esta asociado a la baja absorción de la atmósfera y a su vez a la retención de la radiación por concentraciones atmosféricas con bajos niveles de transmitancia, provocando el conocido “fenómeno de polución”; que interrumpe el sistema conservativo de radiación terrestre.

Este trabajo representa una carta abierta al estudio de polución atmosférica, tratando el caso de la altura alcanzada por la burbuja y extendiendo la aplicación a una población densa para un universo estadístico de constitución atmosférica y mediante un análisis adicional al presentado basado en el criterio de estabilidad; puede determinarse la existencia y altura de capas de inversión atmosféricas en sistemas planetarios (Ver próxima sección)

El proceso de transporte de calor en forma radioactiva desde la Tierra y hacia el Universo exterior da origen a un gradiente de temperatura. Mediante la ecuación de estado de los gases ideales se tiene que para que una parcela en estado gaseoso ascienda, su temperatura interna debe ser mayor (Estar mas caliente) que la del medio, esto es debido a la tendencia del sistema a encontrar el punto de equilibrio térmico, trayendo como consecuencia una expansión mecánica y un enfriamiento en la burbuja, para casos de sobreenfriamiento y en presencia de núcleos higroscópicos se da el proceso de nucleación, entonces resulta interesante desde la microfísica de nubes el proceso en el cual las temperaturas del medio y de la burbuja se igualan, ya que a un lado del criterio de estabilidad es posible entender de un modo mas preciso la formación de nubes (Ecuaciones III.1 y III.2); por otro lado, se puede determinar la altura de concentración bien sea de agentes contaminantes o como fue mencionado previamente de gotitas nubosas en proceso de nucleación.

Referencias

- Albrecht, B. A. (1989): Aerosols, cloud microphysics, and fractional cloudiness, Science, 245, 1227–1230.
- Angstrom, A. (1962): Atmospheric turbidity, global illumination and planetary albedo of the earth, Tellus, 14, 435–450,
- Bjerknes J. (1938): Saturated Ascent of Air through a Dry-Environment. Q.J. Roy. Meteor. Soc., 65. adiabatically Descending

- Frenkel, J. (1946) Kinetic Theory of Liquids. Dover Pub.N.Y. 488 pp.
- Graßl, H. (1975): Albedo reduction and radiative heating of clouds by absorbing aerosol particles, Contributions Atmospheric Physics, 48, 199–210,.
- Gimeno J, Gomar D, Baeza E. (2002).” Cambio climático: Efectos indirectos de los aerosoles atmosféricos”. Rev. de Climatología, Vol. 2 (5-13) Dpto. de Termodinámica, Universidad de Valencia.
- Gutiérrez, J. M; Cano, R.; Cofiño, A. S; Sordo, C. (2004) “Redes Probabilísticas y Neuronales de las Ciencias Atmosféricas” Ministerio de Medio Ambiente, Madrid
- Hansen, J., Sato, M., and Ruedy, R. (1997): Radiative forcing and climate response, J. Geophys. Res., 102, 6831–6864,.
- Herrera y Falcón (1995) Asp. Sp. Sc. 234, 139-152
- Jacobson M (1998). “Fundamentals of Atmospheric Modeling” Cambridge University Press
- Kippenhann, R. y Weigert, A (1994). Stellar structure and evolution, Springer-Verlag.
- Liou, K. N. and Ou, S. C. (1989): The role of cloud microphysical processes in climate, – an assessment from a one-dimensional perspective, J. Geophys. Res., 94, 8599– 8607.
- Lorenz, E. N. (1969). Atmospheric predictability as revealed by naturally occurring analogues. Journal of the Atmospheric Sciences, 26:636–646.
- Lorenz, E. N. (1986). On the existence of a slow manifold. Journal of Atmospheric Science, 43:1547–1557.
- Lorenz, E. N. (1991). Dimension of weather and climate attractors. Nature, 353:241–244.
- McFiggans, G. et al (2006).: The effect of physical and chemical aerosol properties on warm cloud droplet activation. Atmos. Chem. Phys., 6, 2593–2649, 2006
- Rogers,R.R. (1976) “Física de las Nubes”. Reverté, S.A.. Barcelona.
- Peixoto, J. P., and A. H. Oort, (1984): The climatology of relative humidity in the atmosphere. J. Climate.
- Siggia E. D., (1994). Annu. Rev. Fluid Mech. 26, 137
- Seymour, L.H. (1979). Introduction to Theoretical Meteorology. Robert E. Kruger Publishing Company Huntintong, New York.
- Thomson, W. (1870) On the equilibrium of vapour at a curved surface of liquid. Proc. Roy. Soc. Edinb. T, 63-68.
- Warner, J. (1968): A reduction of rain associated with smoke from sugarcane fires-An inadvertent weather modification, J. Appl. Meteorol.,7, 247–251,.