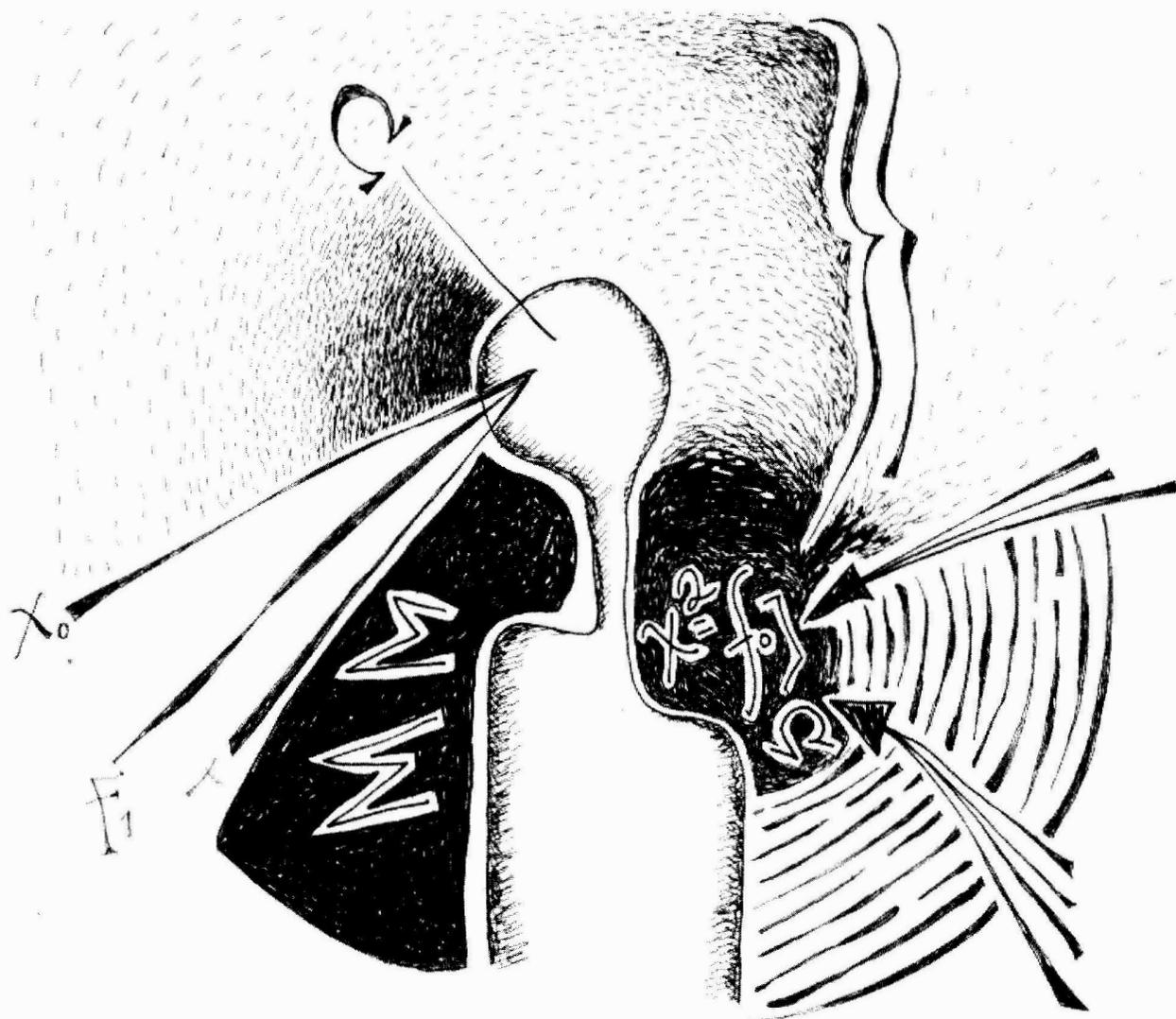


Mi experiencia con el profesor Ilya Prigogine,  
Premio Nobel de Química 1977.

# SISTEMAS TERMODINÁMICOS EN EVOLUCIÓN



FARID CHEJNE  
GRUPO DE ENERGÍA Y TERMODINÁMICA,  
UNIVERSIDAD PONTIFICIA BOLIVARIANA



Ilya Prigogine

### RESUMEN

Un breve recuento de una parte del trabajo de investigación realizado en el Instituto Solvay de la Universidad Libre de Bruselas, dirigido por el Premio Nobel de Química en 1977, el profesor Ilya Prigogine. El trabajo que aquí se presenta está relacionado con la teoría de las fluctuaciones, la cual tiene un tratamiento matemático dispendioso. Sin embargo, el tema se aborda reduciendo al máximo el contenido de ecuaciones con el propósito de motivar al lector a recurrir a las fuentes bibliográficas referenciadas en el texto.

### 1. INTRODUCCIÓN.

En el momento de conocer la evolución de los sistemas termodinámicos se debe preguntar por la estructura elemental y constitutiva de la naturaleza, para la cual no es fácil de hallar respuesta. Algo similar sucede cuando un niño pregunta repetidamente, ¿por qué?, causando una atmósfera de insatisfacción en el interior de los padres y éstos sólo responden frases que siguen siendo preguntas para los pequeños cuestionados y terminan la interesante conversación con un absoluto quebrantamiento de la curiosidad de un genio. No obstante, el problema no es dar la respuesta satisfactoria de manera inmediata, sino darle la posibilidad al niño que siga dudando hasta que algún día él o ellos conozcan la verdad de la naturaleza.

La estructura elemental y constitutiva de la naturaleza es posible conocerla si se definen las bases elementales que conforman los sistemas termodinámicos: Materia, Energía, Espacio, Tiempo, Volumen y Sistema. Estos conceptos no son fáciles de definir y por lo tanto recurriré a mi propia interpretación.

La Materia es todo lo que se siente sin necesidad de realizar transformaciones. La Energía es todo aquello que sólo se siente por efectos secundarios. El espacio es el ente que se crea cuando aparece más de un elemento básico de materia (partícula) que se quiere ubicarlo con respecto a otro, su forma dependería de la cantidad de materia

y de energía presentes. Con respecto al tiempo se han desarrollado las grandes polémicas y teorías como la relatividad, la teoría de los procesos irreversibles, etc., puesto que no es fácil definirlo. Trataré de dar aquí mi propia versión, la cual se refiere al ente que se crea cuando la energía cambia de forma o se transfiere, también, cuando se da lugar a la transferencia de materia. O sea que el tiempo puede ser medido en cantidades proporcionales a las cantidades de energía transformadas de una forma a otra o de materia transferida. Nosotros envejecemos y nos damos cuenta de ello porque cambiamos de aspecto y de forma. Pero también sería igualmente perceptible el tiempo, si se cuantifica la cantidad de energía transformada. Para medir el mismo tiempo en todos los sistemas, la transferencia de energía y de materia entre ellos, deben estar comunicadas unas con otras, conformando un sistema único. El volumen es el espacio creado por la presencia de materia en reposo y/o en movimiento. Por ejemplo, el volumen ocupado por una hélice en reposo es diferente al ocupado por la misma hélice en continuo movimiento rotatorio alrededor de su propio eje. Un sistema termodinámico es algo delimitado que contiene materia y energía y, en consecuencia, poseerá espacio, volumen, tiempo y podría evolucionar.

La dinámica o evolución en el tiempo de un sistema dependería de leyes

que a su vez serán funciones de los valores extensivos de ciertos parámetros como la energía, el volumen, el número de moles (cantidad de materia expresada en moles), y otros parámetros debido a la influencia de campos externos (Campo eléctrico magnético, etc.), los cuales los identificaremos por el vector  $\{X_0 \dots X_t\}$ . También dependería del punto de partida (condiciones iniciales). Aquí salta una pregunta de interés: ¿Cuántas partículas posee el sistema? ¿Todas ellas poseerán la misma masa (cantidad de materia) y la misma energía? Intuitivamente se podrá decir que es casi imposible que millones de partículas, similares o no, posean el mismo estado energético y es por eso que se deben diferenciar dos mundos: el macroscópico y el microscópico.

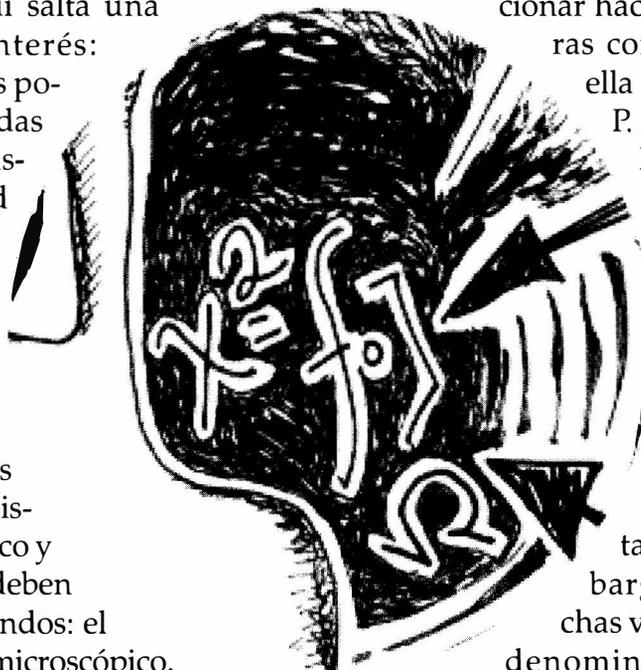
En términos generales, la termodinámica es la ciencia del mundo macroscópico o de gran tamaño y por lo tanto todos los parámetros serán tenidos en cuenta como valores promedios  $\langle X_i \rangle$ . De otro lado, cuando entramos en el campo de la cuántica y en el de la estadística, se hablará en el sentido microscópico, donde lo importante es el estado de cada elemento base de materia (partícula).

Sin embargo, para definir los promedios recurrimos a la descripción estadística. En consecuencia, es difícil separar estos dos mundos. Adicionalmente, la separación se hace cada vez más difusa si las variaciones de estados individuales de cada partícula con respecto a sus promedios influyen en la dinámica del sistema a nivel macroscópico y lo hacen evolucionar hacia nuevas estructuras con coherencia o sin

ella (I. Prigogine, 1947; P. Glandorff and I, Prigogine, 1971; G. Nicolis and I. Prigogine, 1977; G. Nicolis, 1995). O cuando la respuesta del estado final de un sistema dinámico depende considerablemente de su estado inicial, sin embargo puede ser muchas veces predecible y se denominará a esto CAOS

determinista y la gran mayoría de veces sería impredecible y se llamaría CAOS indeterminista (H. Poincaré, 1908; Mandelbrot, 1974; CBeck and F. Schlogl, 1993, J. Froyoland, 1992; G. Nicolis, 1995).

Al respecto, I. Prigogine escribió en su reciente libro *El fin de las certidumbres*, 1995: "Nuestra visión de la naturaleza ha cambiado drásticamente. La ciencia clásica enfatiza en el



determinismo y en la estabilidad. Ahora, nosotros vemos fluctuaciones, inestabilidad y procesos en evolución en todos los niveles desde la química y la biología o hasta la cosmología”.

También es oportuno recordar en este punto a Henri Poincaré, cuando escribió en *Science et Methode*, 1908: “Una causa muy pequeña que se nos escapa determina un efecto considerable que no podemos ver y entonces decimos que este efecto se debe al azar. Si conociéramos con exactitud las leyes de la naturaleza y la situación del Universo en el instante inicial, podríamos predecir exactamente la situación de este mismo Universo en un instante ulterior. Pero aun suponiendo que las leyes del Universo no tuvieran secretos para nosotros, las condiciones iniciales sólo podríamos determinarlas aproximadamente. Si pudiéramos predecir la situación ulterior con la misma aproximación, nos consideraríamos satisfechos y diríamos que el fenómeno está previsto y que está regido por leyes. Pero no siempre es así. Puede ser que pequeñas diferencias en las condiciones iniciales engendren otras muy grandes en las situaciones finales; un pequeño error en las primeras provocaría uno enorme en las últimas. La predicción se vuelve imposible y tenemos el fenómeno fortuito».

En consecuencia, la naturaleza está llena de sistemas físicos identificados por parámetros físicos que fluctúan con respecto a su valor de referencia.

Adicionalmente, los puntos de referencia pueden ser estables o inestables y permitirán que las fluctuaciones sean importantes para colocar al sistema en evolución hacia nuevas estructuras coherentes y auto-organizadas (I. Prigogine, 1947; P. Glandorff and I. Prigogine, 1971; G. Nicolis and I. Prigogine, 1977; G. Nicolis, 1995). Muchas veces la evolución en el futuro no es posible determinar su estado final, en otras palabras su estado posterior no es determinado y en consecuencia, se requiere de una teoría de eventos probabilísticos (Maleck Mansour, Ph.D Theses, U.L.B, 1979). La indeterminación de los eventos futuros será mayor si las variables que juegan en el proceso son de carácter aleatorio (Maleck Mansour, 1979).

## 2. FLUCTUACIONES EN LA NATURALEZA

Se hablaría de fluctuaciones en un sistema en equilibrio termodinámico con respecto a sus alrededores, cuando existen variaciones en el valor de un parámetro termodinámico extensivo (energía, entropía, volumen, número de moles) con respecto a su valor promedio o a un valor definido como patrón referencia. Tratemos de ver esto con la ayuda del siguiente ejemplo. Considere primero un litro de agua en un recipiente con tapa, tal como se ilustra en la **figura 1**. El recipiente es colocado en un calentador eléctrico con el propósito de hervir el agua. Es interesante observar que cuando se

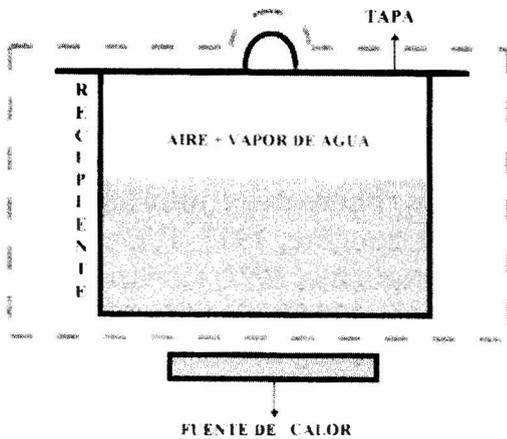


Figura 1. Esquema de un sistema cerrado que recibe calor desde una fuente externa.

inicia la evaporación, la presión, en el interior del recipiente cerrado por el propio peso de la tapa, aumenta ligeramente a un valor por encima de la presión de los alrededores del sistema. A partir de este momento, la tapa sentirá dos clases de fuerzas. Una por la cara de la tapa que mira hacia abajo, la cual trata de levantarla debido a los innumerables choques de las moléculas del aire inicialmente en el recipiente y del agua que se evapora. Y la otra se debe a la acción de la gravedad y mantiene el recipiente cerrado. Si observamos la posición de la tapa se notará en ciertos momentos un levantamiento temporal de la tapa, la cual permitiría el escape del vapor hasta que nuevamente se restaura la posición anterior de la tapa y el recipiente vuelve a estar cerrado. Este fenómeno podría ser observado repetidas veces en el mismo experimento hasta que se agote el agua o retiramos la

fente de calor y se restablezca el equilibrio termodinámico. Por lo tanto, diremos que el volumen del recipiente está variando con respecto a su posición inicial o, en otras palabras, el valor del volumen fluctúa. Estas fluctuaciones son notorias inicialmente cuando existe la fuente de calor (vemos levantar la tapa) y sería imperceptible cuando se retira cualquier información desde el exterior y el sistema toma el estado de equilibrio (no vemos levantar la tapa), pero siguen existiendo fluctuaciones en el valor del volumen.

El estado en equilibrio, tal como se mencionó antes, podría lograrse si el sistema se aísla (le retiramos la fuente de calor u otros posibles flujos) y esperamos lo suficiente hasta que las propiedades intensivas del sistema y las correspondientes de los alrededores sean iguales y constantes y además cuando la entropía del sistema alcanza su valor máximo (H. B. Callen, 1960). Bajo estas circunstancias, las fluctuaciones son amortiguadas, no crecen y se mantienen en valores pequeños imperceptibles al nivel macroscópico, en consecuencia los valores de la energía, el volumen y otros parámetros extensivos predichos por el principio del máximo valor de la entropía son los valores promedios (H. B. Callen, 1960). De otro lado, si el equilibrio se rompe al suministrar flujo de calor al sistema desde el exterior u otra clase de flujo, el sistema puede alcanzar uno o varios esta-

dos estacionarios dependiendo si la ley de evolución dinámica es lineal o no respectivamente. Este estado se llamará estado de referencia, donde las fluctuaciones pueden amortiguarse si dicho estado es estable o crecer enormemente si es inestable. En otras palabras, las fluctuaciones llegarán a ser enormes y perceptibles a nivel microscópico si estamos cerca de puntos críticos que hacen inestable un estado de referencia (H. B. Callen, 1960; G. Nicolis and I. Prigogine, 1995).

El estudio de las fluctuaciones requiere del siguiente postulado (H. B. Callen, 1960): Existe una función de los parámetros extensivos instantáneos de cualquier sistema,  $S(X_0, \dots, X_s, \dots, X_t)$ , llamada entropía instantánea y teniendo la siguiente propiedad. La probabilidad  $W dX_0, \dots, dX_s$  que los parámetros extensivos de un sistema posean un valor en el rango  $dX_0, \dots, dX_s$ , para un sistema en contacto con su correspondiente alrededor, está dado por:

$$W = \Omega_0 \exp \left[ \frac{1}{k} (S(X_0, \dots, X_s, \dots, X_t) - \sum_{j=0}^s F_j X_j - S[F_0, \dots, F_s]) \right]$$

Donde:

$W$  es una función de distribución de las fluctuaciones.

$k$  es la constante de Boltzmann.

$S(X_0, \dots, X_s, \dots, X_t)$  es la entropía instantánea del sistema.

$\Omega_0$  es la constante de normalización. O sea, se deduce de :

$$\int \dots \int W dX_0, \dots, dX_s = 1$$

$S[F_0, \dots, F_s]$  es el valor máximo de  $S(X_0, \dots, X_s, \dots, X_t) - \left( \sum_{j=0}^s F_j X_j \right)$

$$\dots X_s \dots X_t) - \left( \sum_{j=0}^s F_j X_j \right)$$

$(X_0, \dots, X_s, \dots, X_t)$  son los valores instantáneos de los parámetros extensivos (Energía,  $U$ ; Volumen,  $V$ ; Número de partículas o moles,  $N_k$ ) que pueden fluctuar (hasta  $s$ ) y los que no fluctúan (desde  $s$  hasta  $t$ , correspondientes a los parámetros que se generan cuando el sistema se somete a campos externos como el eléctrico, el magnético, etc.).

$[F_0, \dots, F_s] = [F_0, \dots, F_s]_r = -\frac{\partial S}{\partial X}$  son los valores de los parámetros intensivos entrópicos del depósito ( $r$ ) que está en contacto con el sistema. Esta igualdad se debe a la condición para los sistemas en el equilibrio termodinámico, la cual establece que si el sistema y los depósitos de calor y volumen se encuentran en equilibrio termodinámico con respecto a la transferencia de los parámetros intensivos deben ser iguales. (e.g.  $T^{-1} = \frac{\partial S}{\partial U}$  = Inverso de la Temperatura;  $\frac{p}{T} = \frac{\partial S}{\partial V}$  = Relación entre la Presión y la Temperatura;  $\frac{\mu}{T} = \frac{\partial S}{\partial N_k}$  = Relación entre el Potencial químico y la Temperatura).

La función de distribución de fluctuaciones mencionada anteriormente se aplica en sistemas termodinámicos

micos en el estado de equilibrio, cuyo valor máximo se alcanza cuando los valores instantáneos de los diferentes parámetros son dados por sus valores promedios, los cuales serían iguales a los valores más probables, puesto que para sistemas físicos la función de distribución (W) es simétrica, tomando la forma de pico agu-

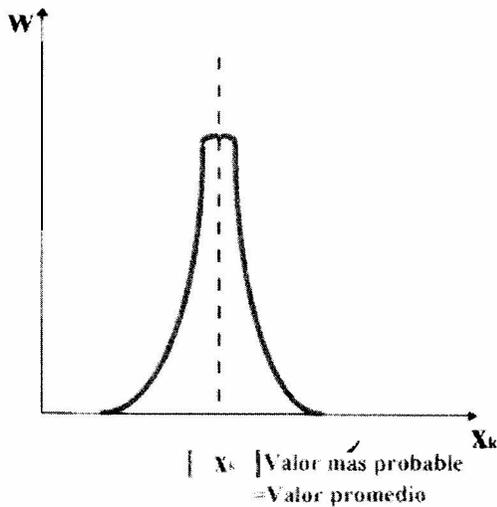


Figura 2. Esquema de una función de distribución que posee una forma de pico agudo

do (ver figura 2). O sea en el máximo de W se tiene:

$\{X_i\} = \{ \langle X_i \rangle \}$   
 $S(X_0 \dots X_s \dots X_t) = S_{eqe}(X_0 \dots X_s \dots X_t)$   
 $F_k = F_{keqe}$  O sea los parámetros intensivos instantáneos son iguales a los correspondientes en el equilibrio.

$S[F_0 \dots F_s]_{\max} = S_{eqe}(X_0 \dots X_s \dots X_t) -$   
 $(\sum_{i=0}^s \langle x_i \rangle)$  es la transformada de Legendre de la entropía en el equilibrio o valor microscópico identificado por el máximo de W.

Con el objeto de conocer la forma de W, se procede a expandir  $S(X_0 \dots X_s \dots X_t)$  alrededor de su valor en el equilibrio o valor macroscópico  $S_{eqe}(X_0 \dots X_s \dots X_t)$  en series de potencia de la desviación  $\delta X_k (X_k - \langle X_k \rangle)$  (Einstein, 1910; ver H. B. Callen, 1960 y G. Nicolis and I. Prigogine, 1977), para obtener:

$$W = \Omega_0 \exp\left(\frac{1}{2k} (\delta^2 S_{eqe})\right)$$

Donde:

$$(\delta^2 S_{eqe}) = \frac{1}{2} \sum_0^s \sum_0^s \left( \frac{\partial^2 S}{\partial F_k} \right)_{eqe} \delta X_k \delta X_l$$

Se puede ver (G. Nicolis and I.

Prigogine, 1977) que el  $(\delta^2 S_{eqe})$  es negativo, lo cual permite aseverar que la distribución de las fluctuaciones en el equilibrio es de tipo Gaussiana, por lo tanto los valores promedio y los más probables son los mismos.

Es importante notar (I. Prigogine, 1977; G. Nicolis and I. Prigogine, 1977) que una función de esta naturaleza revela que los sistemas grandes en equilibrio termodinámico ( $N \rightarrow \infty$ ) conocido como el límite termodinámico, las fluctuaciones son pequeñas y no provocan modificaciones algunas al sistema que es lo mismo que decir que el equilibrio termodinámico es estable. No obstante, esto no se cumple cuando el sistema se encuentra en un punto crítico o en la vecindad de una transición (H. B. Callen, 1960; G. Nicolis and I. Prigogine, 1977). En esos puntos el

término  $\left(\frac{\partial X}{\partial F}\right)_{\text{ext}} \rightarrow \infty$ , en consecuencia las fluctuaciones pueden ser enormes (H. B. Callen, 1960).

Si el sistema está fuera del equilibrio, la función de distribución poseería otras formas que habría necesidad de aplicar un método adecuado para hallarla (teoría de eventos probabilísticos: procesos estocásticos y markovianos, método de Lagevin, ecuación de Chapman- Kolmogorov, ecuación Maestra y ecuación de Fokker-Plank. Para esto ver: A. N. Kolmogorov, 1993; G. Nicolis and I. Prigogine, 1977; F. Baras, M. M. Mansour and A. L. García, 1995; R. Serra, M. Amdretta, M. Compiani and G. Zanarini, 1986; H. C. "Ottinger, 1996). En este estado las fluctuaciones son importantes y algunas crecerán a los niveles macroscópicos si los estados de referencia o estacionarios son inestables, para dar lugar a nuevas estructuras coherentes y auto-organizativas (Estructuras disipativas, I. Prigogine, 1967; P. Glandorff and I. Prigogine, 1971) o sin coherencia (Estructuras caóticas).

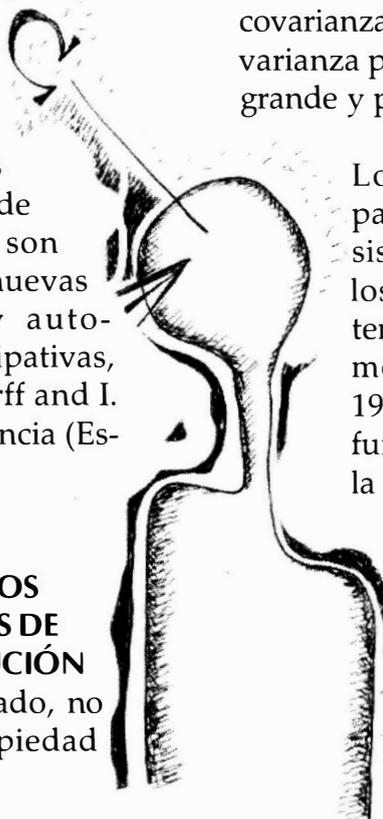
### 3. SENTIDO FÍSICO DE LOS DIFERENTES MOMENTOS DE LA FUNCIÓN DE DISTRIBUCIÓN

El postulado antes mencionado, no sólo permite definir la propiedad

entropía sino que da la posibilidad de hallar los valores medios o esperados de cada parámetro extensivo, la desviación media de cada parámetro extensivo con respecto a su valor medio o valor esperado, el valor esperado de la desviación al cuadrado o varianza y el valor esperado del producto de la desviación de una variable extensiva  $j$  y otra designada por  $k$  (la covarianza).

El valor esperado de la desviación al cuadrado o varianza mide la magnitud de la fluctuación de la variable  $X_j$ . El valor esperado del producto de la desviación de una variable extensiva  $j$  y otra designada por  $k$  (la covarianza) mide la correlación entre las fluctuaciones de  $X_j$  y las de  $X_k$ . Dos variables no estarán correlacionadas cuando la covarianza es despreciable, aunque la varianza puede ser lo suficientemente grande y por lo tanto no despreciable.

Los valores medios de un parámetro fluctuante en un sistema termodinámico son los valores de  $X_j$  cuando el sistema está en el equilibrio termodinámico (H. B. Callen, 1960). Esto significa que la función de distribución tiene la forma de un pico agudo (figura 2) y por ende el valor más probable de cualquier parámetro extensivo (valor en el equilibrio termodinámico) es el mismo valor promedio, en consecuencia se puede



calcular el valor probable e inmediatamente tendremos el valor medio.

El primer momento o la desviación con respecto al valor medio da la medida de qué tan dispersos están los valores instantáneos de una variable. Si la función de distribución es de forma de pico, la desviación sería cero.

La magnitud de una fluctuación determinada por el segundo momento de la función de distribución cuando  $j = k$  (la varianza), la cual revelará la importancia de las fluctuaciones a nivel macroscópico. Teniendo en cuenta que la agudeza del pico de la función de distribución está determinada por la raíz cuadrada de la desviación media al cuadrado, se podría decir que las fluctuaciones serán grandes si la función de distribución es poco aguda, y serán nulas si la función es una línea vertical.

De otro lado, la correlación entre las variables, determinada por el segundo momento de la función de distribución cuando  $j \neq k$  (la covarianza), medirán el grado de influencia de una variable  $j$  o parámetro sobre la otra  $k$  que también está fluctuando.

En el equilibrio el segundo momento de la distribución de fluctuaciones puede ser calculada a partir de la ecuación de Landau and Lipshitz, 1957; H. B. Callen, 1960.

A manera de ejemplo, un sistema

diluido (un gas a baja presión) se tiene (G. Nicolis and I. Prigogine, 1977) que los parámetros extensivos del sistema en equilibrio termodinámico no están correlacionados.

La correlación también puede tratarse en una misma función que depende del tiempo y de las coordenadas espaciales y se llamaría auto-correlación. En este caso, el valor de una función  $A(r, t)$  dependiente del tiempo puede influenciar en el valor que tendría la misma función  $A(r, t+s)$  en el tiempo  $t+s, s>t$ , situación similar pasaría con el espacio. En otras palabras, el fenómeno guarda una cierta memoria del pasado. Esto es común en procesos de transferencia de calor o de masa que son lentos (F. Baras, M. M. Mansour and A. L. García, 1995; R. Serra, M. Amdretta, M. Compiani and G. Zanarini, 1986). Esa misma función no estaría correlacionada si:

$$\langle A(r, t) A(r, t+s) \rangle = \sigma^2 \delta(s)$$

Aquí  $\delta(s)$  es la función Delta de Dirac, la cual posee características similares en el espacio de las funciones al Delta de Kronecker en el espacio discreto. Esto es lo que se conoce como función  $\delta$ -correlacionada de una función fluctuante ( $A(r, t)$ ) y puede por lo tanto, para un ensamble estadístico (concepto inicialmente introducido por J. W. Gibbs, ver J. W. Gibbs, reprinted in 1960), ser expresada por el término "ruido blanco" (R. Serra, M. Amdretta, M. Compiani and G. Zanarini, 1986).

#### 4. PROCESOS ESTOCÁSTICOS.

Tal como se ha mencionado, cuando se aleja del equilibrio termodinámico se hace necesario recurrir al tratamiento de casos que involucren procesos aleatorios, no homogéneos en el espacio y que permitan el hallazgo de funciones de distribución o densidad de probabilidades diferentes a la formulada para los casos en equilibrio. Estas funciones dependerán del espacio y podrían evolucionar en el tiempo y sumergirá al sistema en un nuevo espacio, el de las funciones.

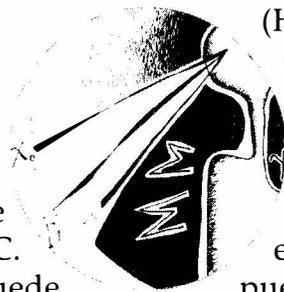
Un proceso estocástico se define cuando la ocurrencia aleatoria de ciertos fenómenos físicos se debe a la existencia de variables aleatorias  $\{X_i\}$  (H. C. Öttinger, 1996). También se puede decir que la teoría estocástica considera que la variación de los valores de un conjunto de variables macroscópicas de estado, como consecuencia de las fluctuaciones, es de carácter aleatorio y no depende de una variable independiente como el tiempo de una manera definida (G. Nicolis and I. Prigogine, 1977).

Existen tres importantes clases de procesos estocásticos: Procesos gaussianos, Procesos marcovianos and martingales} (H. C. Öttinger, 1996).

Un proceso markoviano es cuando la probabilidad de ocurrencia de una variable aleatoria  $\{X_i\}$  en el futuro o estado futuro del sistema en el tiem-

po  $t' > t$  no depende del comportamiento que tuvo el sistema en el pasado en un tiempo  $t'' < t$  sino del comportamiento en el estado presente que está en el tiempo  $t$ . O sea, la evolución futura del sistema sólo dependerá de su historia a través de lo que sucede en el presente (H. C. Öttinger, 1996). Esto permitirá definir la probabilidad de transición de un estado a otro, utilizando el concepto de probabilidad condicional y por ende una ecuación de evolución del sistema (H. C. Öttinger, 1996) denominada Kolmogorov's Forward Equation.

Con estas ecuaciones se conocerá la evolución del sistema en cualquier instante de tiempo, pues se podría conocer la densidad de probabilidad o función de distribución y por ende se tendría el valor medio de cualquier variable, la varianza y la covarianza. El paso siguiente es poner la ecuación Kolmogorov en forma operativa. Para ello, se procede a expandir la función arbitraria  $g(x)$  en serie de Taylor alrededor de una variable cualquiera (para ello ver el Handbook of Stochastic Method for Physics, Chemistry & the Natural Science de C. W. Gardiner, Springer). El resultado que se obtiene es la famosa ecuación de Kolmogorov de donde se pueden derivar otras ecuaciones como: ecuación de Fokker-Plank, ecuación Maestra y la ecuación de Liouville. El resultado es (para ello ver el Handbook of Stochastic Method



for Physics, Chemistry & the Natural Science de C. W. Gardiner, Springer).

## 5. CAOS EN NUESTRO MUNDO HABITUAL.

Al matemático francés Henri Poincaré se le atribuye ser el pionero en tratar caos en la dinámica de los sistemas físicos. Posteriormente, se tienen los trabajos iniciales en este campo de G. Birkhoff en los años 20, M. L. Cartwright and J. E. Littlewood en los 40, S. Smale en los 60 y los trabajos de A. N. Kolmogorov y sus colaboradores (E. Ott, 1993).

Estudiando la dinámica de los sistemas, muchas veces nos encontramos con procesos disipativos (no conservativos) que evolucionan en el tiempo hasta alcanzar un estado estacionario (punto fijo en el espacio de fases) o llegan a un estado periódico (ciclo límite), tal como se ilustra en la **figura 3**. Estos estados finales de ciertos procesos se denominan *Attractor*. También se presentan casos donde ciertos procesos evolucionan hacia un nuevo estado que no pueden ser representados por un estado estacionario o punto fijo en el espacio fase o por un movimiento periódico o ciclo límite (curva cerrada en el espacio fase), sino por todo lo contrario, se aprecia desorden, turbulencia, aleatoriedad y poca definición. A esto lo llamaremos caos y a su estado final se le llamará *Strange Attractor*.

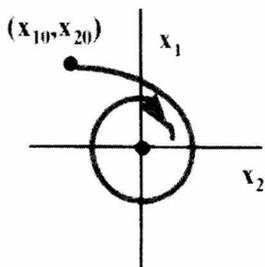
Una ley física conducirá al proceso a un estado caótico si ella es vulnerable a las condiciones iniciales. Por ejemplo, cuando muchas personas esperan el tren en la estación, ellas se encuentran juntas en una cierta zona de la plataforma. Un vez que el maquinista se acerca a la plataforma para luego abrir la puerta y permitir el acceso al interior del tren, las personas se acercan unas a otras cada vez más, pues el ancho de la puerta del tren es menor que el ancho de todas las personas ahí reunidas para entrar. El caos se da una vez el maquinista abre la puerta y todos desean entrar al mismo tiempo. Se puede observar que dos amigos inicialmente juntos antes de entrar, ya no lo estarán después que entraron. Es probable que les toque viajar en vagones separados.

## 6. CONCLUSIONES

Podríamos concluir que los sistemas reales en la naturaleza no son estáticos y siempre hay lugar para las fluctuaciones, inclusive en el equilibrio termodinámico.

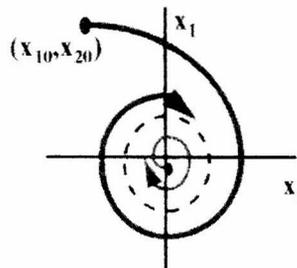
La magnitud de estas fluctuaciones está relacionada con la aparición de nuevas estructuras espaciales o temporales donde la simetría se rompe. Estas nuevas estructuras podrían ser explicadas si y sólo si aplicamos técnicas que permiten conocer la evolución del sistema fuera del equilibrio, tales como el análisis de procesos estocásticos, ya sea utilizando el método Lagevin o el

Figura 3. Ejemplo de dos tipos de atractores no caóticos propios de procesos disipativos



A. El atractor es un punto fijo en el origen. Se puede apreciar que el proceso disipativo es atraído hacia el origen.

método de Einstein que inducirán la aplicación de las Ecuaciones de



B. El atractor es una línea cerrada (curva punteada). Un proceso disipativo que arranca en el exterior del atractor se acerca después de evolucionar en el tiempo al atractor. Otro proceso que arranca en el interior se alejará hasta alcanzar el atractor

Kolmogorov, o de Fokker-Plank, o de Liouville o la ecuación Maestra.

### Agradecimientos

El autor agradece a la Universidad Pontificia Bolivariana y a Colciencias por el apoyo financiero recibido para realizar la pasantía en el Instituto Solvay de la Universidad Libre de Bruselas, a los profesores Ilya Prigogine y G. Nicolis por su valiosa colaboración y apoyo.

## BIBLIOGRAFÍA

- [1] Y. Prigogine and G. Nicolis, "Exploring complexity and introduction", 1989 (W.H Freeman and company, New York).
- [2] Y Prigogine "The end of Certainty Time's flow and the laws of nature", 1996.
- [3] Joseph la salle and Solomon Lefschetz "Stability by liapunou's Direct Method" Academic press, London, 1961.
- [4] P. Glansdorff and I Prigogine, "Thermodynamic theory of Structure, Stability and Fluctuations, John Wiley & Sons LTD, 1971.
- [5] A. Bejan "Entropy Generation Through Heat and Fluid Flow, John Wiley & Son Ltda, 1994.
- [6] G. Nicolis. "Introduction to nonlinear Science" Cambridge University press, 1995.
- [7] J. Froyland "Introduction to Chaos and Coherence" J. W. Arrowsmith LTD, Bristol, 1994.
- [8] I Prigogine, "Introduction to thermodynamics of Irreversible processes". Third edition, intterscience publishers, USA, 1967.
- [9] I Prigogine, "El tiempo y el devenir", propiedades macroscópicas de los fenómenos irreversibles: Paul Gransdorff, Gedisa, 1988.
- [10] Ioana BIRZU "Nouvelle variant pour demontrer lel theoreme de la production iminale d'entropie", ENTROPIE, 197, 1996.
- [11] C. H. Hsich and A.J. Kassab "Source and sink method for stefan problems" Engineering analysis with boundary elements, 16, 1995.
- [12] L. Landau and E.M. lifshitz, "Fluid Mechanics", Pergamon press, London, 1959.
- [13] A. BEJAN, "Advanced Engineering Thermodynamics". John Wiley & Son, USA, 1988.
- [14] I Prigogine and Stengers: "Metamorfosis de la Ciencia". Alianza Editorial, Madrid, 1994.
- [15] I Prigogine and Stengers: "Entre el tiempo y la eternidad". Alianza Editorial, Madrid, 1994.
- [16] G. Nicolis and I. Prigogine, "Self-Organization in non equilibrium System". Hohn Wiley & Son 1997.
- [17] P. Borckmans, G. Dewel, A. de Wit and D. Walgraef "Turing Bifurcation's and Pattern Selection". Kluwer Academic Publishers, Netherlands 1995.
- [18] D. Walgraef, Inestabilidades y Estructuras espacio-temporales lejos del equilibrio., ULB, 1996.
- [19] D. Satttinger, "Topics in stability and bifurcation theory", Springier, Berlin, 1972.

- [20] J. Keworkian and J. Cole. "Perturbation methods in applied mathematics" Springer, Berlin, 1981.
- [21] B. Friedman. "Principles and techniques of applied mathematics, Dover, New York, 1956.
- [22] R. Lefever, G. Nicolis and P. Borckmans "the brusselator: It does oscillate all the same, J. Chem. Soc., Faraday trans. Y, 84, 1013 - 23, 1988.
- [23] G. Dewel, D. Kondepudi and I Prigogine. "Chemistry far from equilibrium". ULB, 1996.
- [24] "Modern Thermodynamics". ULB, 1996.
- [25] L. Onsager. Phys. Rev. 37, 405, 1931.
- [26] J. M. GIBB "Elementary principles in statical mechanics". reprinted in 1960 by Dover, New York.
- [27] R. C. Tholman "The principles of statistical Mechanics" Dover, New York, 1979.
- [28] Eduard A. Spiegel "Convective Instability in a compressible atmosphere". Astrophys. J. 141 (1965) - 1068.
- [29] E. A. Spiegel, "Convective instability in a compressible atmosphere" A. J. (1959)
- [30] E.A. Spiegel, "On the Boussineq approximation for a compressible fluid" A.J. (1959)
- [31] I Prigogine, "Time, structure and fluctuations". Science, Vol. 201, 4358, 1978.
- [32] T.Y. Petrosky and I. Prigogine. "Laws and events: The dynamical basis of self-organization" Can J Phys. 68, 670, 1990.
- [33] H. C. Öttinger "Stochastic Processes in P. in Polymeric fluid" Springer, Germany, 1996.
- [34] R. Serra, M. Andretta, M. Company and G. Zanarini, "introduction to the physics of Complex Systems" pergamon press, Headington Hill Hall, Oxford Ox3 OBW, England, 1986.
- [35] H. B. Callen, "Thermodynamics and Introduction to thermostatics" 2<sup>th</sup> ed, John Willey and Son, 1985.
- [36] H. Callon and T. Walton, Phys. Rev. 83, 34 1951).
- [37] M. Malek - Mansour, "Fluctuations E.T. Transitions de phase de non- equilibre dans les systemes chimique", ULB, Ph.D. Thesis, 1979.

