

# ¿Qué es auto-organización?

## I. El problema de la convección

Vicente Talanquer y Glinda Irazoque\*

Con este artículo de la serie "Para Saber, Experimentar y Simular" empezamos un juego de tres retos a la imaginación, centrado en un tema actual conocido como auto-organización.

La posibilidad de generar estructuras ordenadas a partir de sistemas aparentemente caóticos ha abierto nuevas áreas de investigación en física, química y biología, y ha devuelto al centro del debate nuestras concepciones primitivas sobre tiempo y espacio.

La riqueza de comportamientos observados nos obliga a hacer la presentación en tres partes, con lo que esperamos esbozar una visión global de este apasionante campo de interés multidisciplinario. Así, comenzaremos analizando un problema de interés central en ingeniería química: la convección térmica, y continuaremos estudiando las propiedades de sistemas químicos que presentan oscilaciones temporales y espaciales.

De nuevo y como siempre, invitamos al lector a reproducir las experiencias prácticas y computacionales que se incluyen; quisiéramos que se consideraran un placer y un deber irrenunciables.

### ¿QUÉ ES AUTO-ORGANIZACIÓN?

#### I. El problema de la convección

##### Para saber, ...

Tras muchos años de hacer ciencia, de enfrentarse con la naturaleza para tratar de comprenderla y describirla, los seres humanos han adquirido una visión particular de su comportamiento. En ella están implícitas ciertas ideas que han guiado, y en cierta medida controlado, el desarrollo científico hasta nuestros días. Así, es un hecho aceptado que todo fenómeno natural por complejo que parezca puede (o podrá) entenderse con base en principios y leyes simples que condicionan su evolución (Briggs, 1990). Aún más, se espera que bajo ciertas

condiciones bien definidas todo sistema se transforme siguiendo un único curso, y que pequeñas perturbaciones en las causas que lo obligan a evolucionar produzcan tan solo pequeños efectos sobre su destino final (Nicolis, 1989).

Adicionalmente, y oculta muchas veces tras la sombra del misticismo, se esconde la condena termodinámica que pesa sobre nuestro sino: todo proceso natural nos conduce al caos y al desorden; no hay forma de escapar a esa ausencia de tiempo y espacio que implica todo estado de equilibrio (Prigogine, 1988).

Sin embargo, desde hace ya más de treinta años se conocen algunos sistemas que bien podrían catalogarse como "históricos", pues su comportamiento contradice las buenas costumbres.

Todos ellos comparten características comunes entre las que destacan su capacidad para formar bajo condiciones adecuadas estructuras macroscópicas complejas y organizadas, su susceptibilidad extrema a toda perturbación que se produzca en el sistema, y su increíble capacidad para auto-regularse y funcionar como una entidad única en la que la información se transmite a través de distancias que exceden en varios órdenes de magnitud el alcance de las interacciones entre las partículas que los constituyen (Davies, 1989; Nicolis, 1989).

El análisis de sus propiedades peculiares está sentando las bases para entender fenómenos tan complejos como la turbulencia, la circulación atmosférica y oceánica y la dinámica en tectónica de placas. Incluso ha permitido generar las primeras explicaciones al surgimiento de sistemas que se auto-repican y son capaces de guardar y generar información. Muchas de sus características se identifican en procesos como desarrollo embrionario, transmisión eléctrica en corazón y cerebro, dinámica poblacional y, más allá de toda capacidad de asombro, han servido como modelo para explicar el comportamiento de ciertos indicadores económicos (Davies, 1989; Nicolis, 1989).

Quizás uno de los ejemplos más representativos de

\* Facultad de Química, UNAM, División de Estudios de Posgrado. 04510, México, D.F.

este tipo de sistemas que tienen la capacidad de auto-organizarse lo encontramos en fluidos simples sujetos a la acción de un flujo convectivo (Normand, 1977). Para establecerlo basta confinar una capa delgada de líquido entre dos placas que mantienen una diferencia de temperatura  $\Delta T$  constante (ver figura 1).

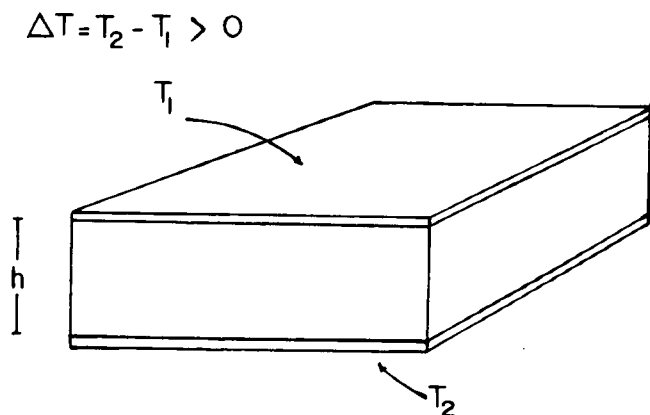


Figura 1. El flujo convectivo se establece confinando una capa de líquido de anchura  $h$  entre dos placas a distintas temperaturas.

En el estado de equilibrio ( $\Delta T = 0$ ) el sistema es homogéneo y sus propiedades toman valores idénticos en cualquier parte y a cualquier tiempo. Esto hace que para todo pequeño observador situado en el interior del sistema todo lugar sea el mismo lugar, y cualquier instante sea indistinguible de otro. No hay manera, entonces, de desarrollar noción intrínseca alguna sobre espacio y tiempo. Todo sería igual que nada; o que siempre.

Un régimen de equilibrio como éste se considera asintóticamente estable porque cualquier pequeña perturbación de sus propiedades termina por atenuarse. Sin embargo, si una restricción externa es impuesta de forma permanente, el estado de equilibrio acaba por perderse.

Para lograrlo podríamos, por ejemplo, establecer una diferencia finita de temperaturas ( $\Delta T > 0$ ) entre las placas y analizar de nuevo su comportamiento. Para valores pequeños de  $\Delta T$  las características propias de todo fluido (esencialmente su viscosidad y coeficiente de difusión térmica) limitan la evolución del sistema, y sólo permiten el establecimiento de un régimen estacionario en el que se realiza un transporte continuo de calor entre las placas a través del gradiente de temperatura que se mantiene constante. Las propiedades del sistema dejan de ser uniformes pero se mantiene la poca "creatividad" estructural del estado de equilibrio. Sin embargo, para valores superiores de  $\Delta T$  puede alcanzarse una condición crítica a partir de la cual el fluido comienza a desplazarse de forma particular, organizándose en celdas de flujo (Velarde, 1983) de tamaño macroscópico a las que se denomina celdas de Bénard (ver figura 2a).

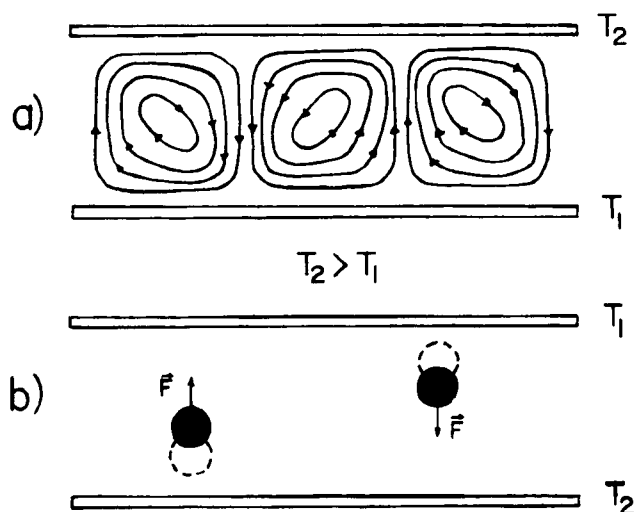


Figura 2. a) Se ilustran las características del flujo convectivo en tres celdas de Bénard adyacentes. b) La convección se inicia cuando la fuerza de flotación ( $F$ ) es capaz de vencer los efectos estabilizadores de la viscosidad y la difusión térmica en el medio.

Esta nueva estructura surge cuando el sistema ha alcanzado una situación potencialmente inestable en la que cualquier perturbación externa se ve exacerbada. Para comprenderlo consideremos una pequeña sección de fluido cercana a la placa más caliente y, por tanto, con una densidad menor a la promedio en todo el recipiente (figura 2b). Si azarosamente una perturbación la pone en movimiento ascendente, la diferencia de densidades con el medio que ahora la rodea la obligará a continuar su viaje hacia arriba ante el desbalance de las fuerzas gravitatoria y de flotación que actúan sobre ella. Al alcanzar la placa más fría ( $T_1$ ), la pérdida de energía térmica por difusión hará disminuir su temperatura pero ahora cualquier ligera perturbación que dé lugar a un movimiento descendente logrará con creces su cometido: la sección de fluido más fría y más densa está condenada a sumergirse en un medio que posee mayor temperatura. Así, a través de un mecanismo continuo de ascensos y descensos se generan patrones de flujo que terminan por darle estructura espacial a todo el sistema (figura 2a).

En la transición se adquiere orden y coherencia, y se produce un "rompimiento de simetría": el fluido deja de ser homogéneo y el concepto de espacio cobra sentido (Careri, 1984). Cada posición es distinta e identificable; se establece una secuencia de celdas con rotación alternada hacia la derecha (D) o izquierda (I) que puede servir como sistema de referencia (figura 3). En pocas palabras, el sistema se auto-organiza.

En una sola celda de Bénard existen del orden de  $10^{21}$  moléculas actuando de manera concertada a pesar del movimiento térmico azaroso asociado a cada una de ellas. Esto implica el establecimiento de correlaciones

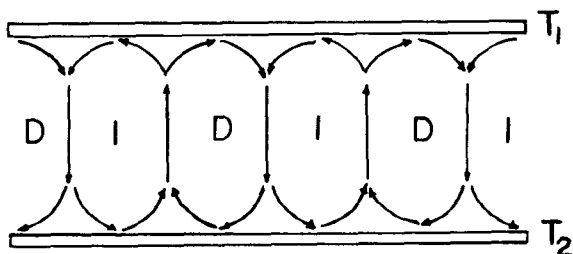


Figura 3. La secuencia de rotación de fluido para las diversas celdas en el sistema (Derecha-D; Izquierda-I) está prácticamente determinada por el azar.

espaciales de alcance macroscópico que estabilizan al sistema. De hecho, le confieren la capacidad de adaptarse flexiblemente a las condiciones del medio, y regular las características básicas de su nueva estructura.

La aparición de los patrones de Bénard en un fluido simple es un fenómeno completamente reproducible. Está sujeto a un determinismo estricto bajo las mismas condiciones de trabajo. En contraste, el sentido de rotación que adquiere cada una de las celdas es impredecible e incontrolable. Pero, ¿qué queremos decir con todo esto?

Una vez alcanzado el valor crítico  $\Delta T_c$  que marca el inicio de la auto-organización del fluido, la estructura espacial del sistema a partir de un punto arbitrario está caracterizada por una secuencia de celdas tipo (D-I-D-I-...) o (I-D-I-D-...) (figura 3). En la transición invariablemente se producirá alguna de ellas, pero resulta imposible predecir cuál. Sólo el azar, en la forma de la perturbación particular que prevalezca en el tránsito hacia el estado ordenado, determinará la selección (Serra, 1986).

Esta posibilidad de elegir entre varias posibles opciones y retener sólo una de ellas después de la transición es típica de sistemas que se auto-organizan. De hecho le confiere al estado final cierta "dimensión histórica", cierto aire de "memoria" de un evento pasado que tuvo lugar en un momento crítico y condicionó su evolución posterior.

¿Qué más podemos decir? Nos enfrentamos con sistemas que lejos de su estado de equilibrio son capaces de utilizar parte de la energía comunicada por su alrededor para organizarse a nivel macroscópico. Su estructura, eminentemente disipativa, surge de una cooperación estrecha entre azar y determinismo, y es capaz de responder creativamente y sin destruirse a las perturbaciones del medio. El nuevo lenguaje que los describe incluye términos como complejidad, regulación, memoria, etcétera. ¿Qué más cercano, hasta ahora, de aquello a lo que denominamos vida? (Davies, 1989).

#### Experimentar, ...

En 1834 William Prout introdujo el término "convección" para denotar el mecanismo de propagación del calor descubierto 40 años antes por el conde Rumford,

y que implicaba el desplazamiento de un fluido. Con el tiempo la noción se fue generalizando para incluir el transporte de masa y energía en formas aún distintas a la del calor. Hoy día sabemos que los flujos convectivos son responsables de las grandes corrientes oceánicas y de la circulación global de la atmósfera, y que, a mayor escala, son la causa de la migración continua de los continentes y de fenómenos extraordinarios observados en la fotosfera solar (Velarde, 1983).

Para los químicos e ingenieros químicos la comprensión de las características básicas de los flujos convectivos resulta de interés primario pues se producen continuamente en procesos de destilación, extracción, absorción, dispersión y secado de fluidos. En ellos, la convección se inicia comúnmente por diferencias de temperatura pero cada vez más se ven involucradas otras fuerzas motoras asociadas a diferencias en tensión superficial, concentración, intensidad de campo eléctrico o magnético, etcétera.

Quizás el trabajo experimental que más influencia haya tenido en esta área sea el realizado por el investigador francés Henri Bénard a principios de nuestro siglo. Sus estudios sobre convección libre, esto es, en ausencia de trabajo mecánico que mantenga el flujo, mostraron la riqueza de comportamientos que pueden exhibir dispositivos tan simples como un fluido con una superficie libre o confinado entre dos placas (Berg, 1966). Bénard detectó la existencia de condiciones críticas a partir de las cuales se generaban patrones de flujo estructurados, y analizó la influencia de factores tales como el ancho de la capa líquida, la geometría de los contenedores, y las propiedades físicas del líquido empleado. Sus trabajos han sido reproducidos innumerables veces y ampliados para considerar diversas situaciones (Berg, 1966; Koschmieder, 1967, 1969). Dentro de éstas, la convección que ocurre espontáneamente en líquidos que se evaporan es sin duda alguna la que se puede estudiar más fácilmente.

En estos casos el líquido de interés se coloca en un recipiente de fondo plano (una caja de Petri de 15 cm de diámetro y 2 cm de alto, por ejemplo) dejando una superficie libre al contacto con el medio ambiente. La evaporación reduce la temperatura en la capa superior con lo que se inicia el proceso de convección; el movimiento del fluido puede hacerse evidente adicionando polvo de aluminio que funciona como medio de contraste (Walker, 1977). Observar la evolución del sistema resulta entonces una experiencia inolvidable, por lo que, y aceptando el riesgo, le "exigimos" al lector que no renuncie a comprobarlo.

El experimento puede realizarse con diversos líquidos puros tales como acetona, etanol, isopropanol, tetracloruro de carbono, *n*-heptano, etcétera, analizando las características de los patrones de convección para diversas alturas de la capa de fluido. En general en todos los casos se distinguen tres tipos de regímenes convectivos siendo algunos de ellos más dominantes en unos

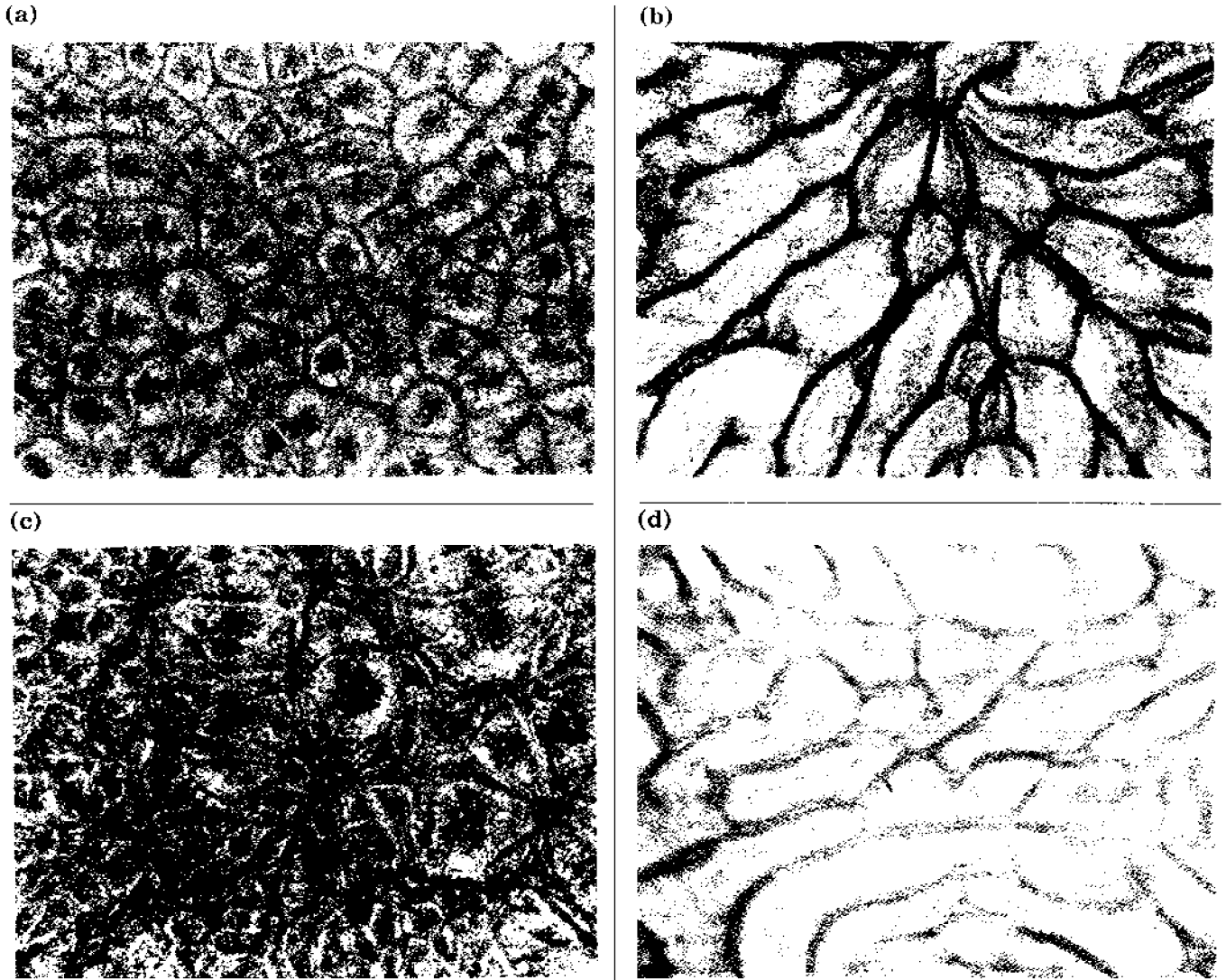


Figura 4. a) Patrón de convección celular: isopropanol,  $h = 3$  mm. b) Islotes de convección: acetona,  $h = 6$  mm. c) "Costillares", tetracloruro de carbono,  $h = 8$  mm. d) Canales continuos de convección (gusanos), Espermacetic,  $h = 3$  mm.

sistemas que en otros (Berg, 1966):

- Para profundidades de la capa de líquido ( $h$ ) cercanas a 2 mm o menores se obtiene un patrón celular constituido por celdas de Bénard (figura 4a) cuyo diámetro medio en la superficie tiende a ser proporcional a su ancho. Las celdas presentan una estructura hexagonal deformada cuyo tamaño casi no cambia con el tiempo. En el centro de cada celda se observa el ascenso de fluido caliente que se desplaza hacia la periferia donde reinicia su descenso. El etanol e isopropanol presentan patrones celulares particularmente definidos.
- Para alturas superiores de la capa de fluido la estructura celular se pierde y alrededor de los 6 a 8 mm se genera un patrón constituido por islotes de diversas formas y tamaños separados por canales de flujo descendente (figura 4b). En acetona, esta estructura se manifiesta en forma muy clara.
- El tercer patrón tiende a coexistir con el anterior

en la mayoría de los sistemas y domina para profundidades ( $h$ ) superiores a los 8 mm. Su estructura es dinámica y cuando se presenta da a los islotes del patrón anterior la apariencia de un "costillar" móvil que se desplaza perpendicularmente a sí mismo (figura 4c).

Estos tres regímenes de convección son de naturaleza pseudopermanente pues la evaporación del líquido modifica continuamente la profundidad del sistema. Sin embargo, cuando la experiencia se realiza con fluidos no volátiles (como espermacetic o aceite de silicón) sujetos a un gradiente constante de temperatura, se alcanzan estados convectivos con estructura permanente (Berg, 1966), y de hecho puede distinguirse un cuarto patrón adicional ( $h = 3$  mm) en el que se presentan canales continuos de convección con forma de gusanos (figura 4d).

En casos como éstos, en los que la convección es iniciada por evaporación, la fuerza motora que mantie-

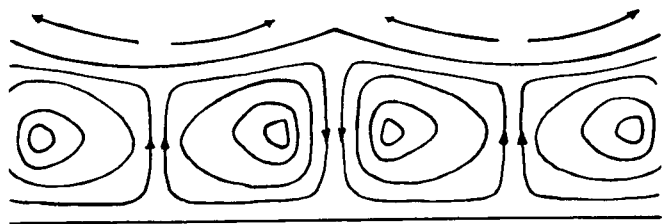


Figura 5. La tensión superficial modifica los patrones de transporte convectivo en fluidos con una superficie libre. El líquido se desplaza de las regiones de menor tensión (valles) a las de mayor tensión (crestas).

ne el flujo en el sistema resulta ser la tensión superficial, la cual toma valores menores en las regiones más calientes. Así, en las zonas de flujo ascendente donde la temperatura es mayor, la reducida tensión superficial obliga al líquido a desplazarse a través de la superficie a las zonas más frías o de mayor tensión, donde se reinicia su descenso. Este fenómeno, conocido como efecto Marangoni (Velarde, 1983), altera el contorno superficial haciendo que las zonas frías se contraigan y eleven, mientras las calientes se expandan y hundan; como resultado se tiene una estructura contraria a la intuición, pues la profundidad del fluido es menor donde el líquido brota y mayor donde se sumerge (figura 5). La formación de un tipo u otro de patrón está así sujeta a una compleja interdependencia entre efectos superficiales, de flotación, de viscosidad y difusión térmica, que actúan en claro compromiso con la fuerza gravitacional (Walker, 1983).

Patrones de convección semejantes a los antes descritos y que también son evidencia clara de la presencia de fenómenos auto-organizativos, pueden generarse en sistemas químicos en los que una reacción química inducida en la superficie da lugar a un flujo convectivo regido por un gradiente de concentración (Bowers, 1989). Para observarlos basta, por ejemplo, exponer la superficie de una capa delgada (h entre 5 y 8 mm) de solución de hidróxido de sodio (NaOH,  $5 \times 10^{-4}$  M), contenida en un recipiente de aproximadamente 10 cm de diámetro y 5 cm de alto, a los vapores de HCl liberados por un papel filtro que, humedecido en una solución 6 M del ácido, cubra el recipiente. En el experimento los patrones se hacen visibles por adición de un indicador ácido-base como verde de bromocresol a la solución de NaOH, y permitiendo que el papel filtro permanezca cubriendo el recipiente hasta que la formación de patrones comience (entre 20-60 segundos). La evolución posterior se observa con el recipiente al descubierto y puede hacerse más evidente, e incluso acelerarse, por el efecto térmico de colocar al sistema sobre una superficie iluminada (figuras 6a-6d).

La comprensión de los mecanismos físicos y químicos que permiten la auto-organización del sistema para generar estructuras complejas como las que se han descrito está abriendo las puertas para profundizar en

una gran diversidad de fenómenos; desde la formación de ciertos patrones nubosos hasta la aparición de distribuciones rocosas poligonales en las regiones árticas; desde las formas de craquelamiento de pinturas resacas hasta las estructuras celulares en la solidificación de un vidrio; desde los cráteres de la Luna hasta las manchas solares. Todo bajo un mismo esquema, todo como resultado de este sorprendente orden emanado del caos.

### ... Y simular

Siendo éste el primero de una serie de tres artículos sobre auto-organización, quisiéramos aprovechar este espacio para introducir algunas de las ideas en las que se basan las teorías desarrolladas para estudiar este fenómeno, dejando para más adelante la descripción de las técnicas computacionales utilizadas para simular su comportamiento.

Si nos enfrascáramos en la tarea de elaborar una teoría para explicar la aparición de flujos convectivos auto-organizados como los descritos en la sección EXPERIMENTAR, lo primero que deberíamos proporcionar es una ecuación (o ecuaciones) de movimiento para el fluido capaz de brindar información sobre la velocidad y aceleración de cada parte del sistema bajo las condiciones impuestas externamente. La estructura general de estas ecuaciones puede representarse como: (Nicolis, 1989)

$$\frac{dX_i}{dt} = F_i(X_1, \dots, X_n; \lambda_1, \dots, \lambda_m) \quad (i = 1, \dots, n)$$

donde el conjunto de variables  $\{X_i\}$  describen el estado instantáneo del sistema;  $\lambda_1$  a  $\lambda_m$  representan parámetros de control experimental y  $\{F_i\}$  es el conjunto de funciones que especifican la manera en la que el sistema interactúa con su alrededor (flujos o fuerzas generalizadas). Para un caso como el que nos interesa dicha relación se escribe

$$\frac{dv}{dt} = F(v, R)$$

donde  $v$  es la componente vertical de la velocidad en cierto punto en el problema de Bénard y R, el número de Rayleigh, es un parámetro de control experimental que en términos burdos puede concebirse como una medida de la razón entre la fuerza de flotación, que favorece la convección, y la viscosidad y el coeficiente de difusión térmica, que la limitan (R en esencia depende del tipo de fluido empleado y del gradiente de temperatura al que se le sujeta).

Si  $F$  es concebida como una "fuerza" que actúa sobre el sistema, resulta conveniente tratar de escribirla en términos de una función potencial  $U(v, R)$  tal que

$$F(v, R) = -\frac{dU}{dv}$$

pues así los valores de  $v$  para los estados de equilibrio estable corresponderán a los mínimos del potencial  $U$

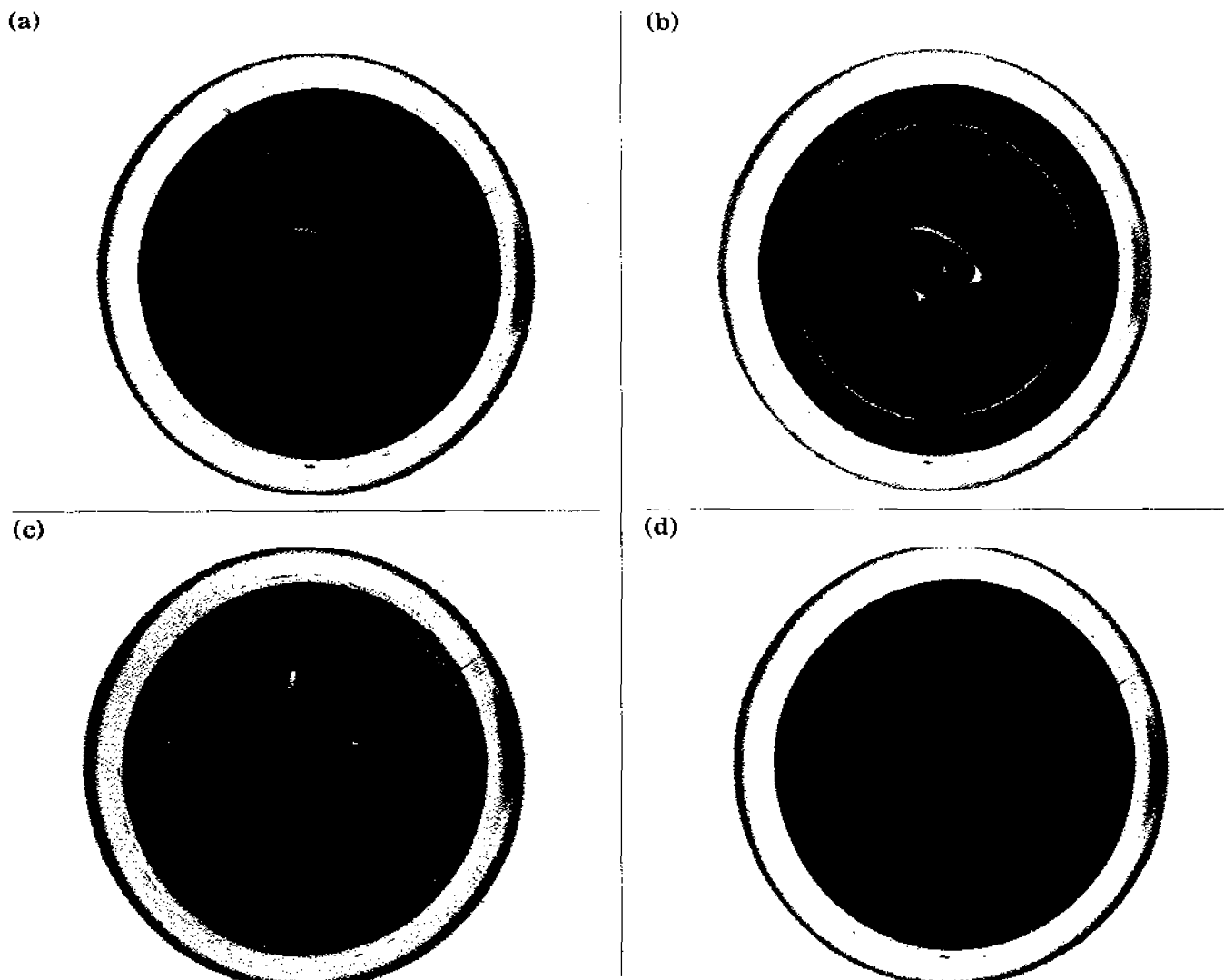


Figura 6. (a), (b), (c), (d) Patrones de convección inducidos por reacción química en una solución de NaOH. Se ejemplifica la evolución temporal.

antes definido.

La estructura más simple para  $U$  que permite predecir la aparición de un flujo convectivo organizado en el problema de Bénard es de la forma (Velarde, 1983)

$$U(v,R) = \frac{1}{2}(R_c - R)v^2 + \frac{1}{4}v^4$$

donde  $R_c$  es una constante característica para cada fluido. Resulta interesante analizar el comportamiento de esta relación para varios valores del número de Rayleigh,  $R$ , por lo que incluimos el listado de un programa de computadora para hacerlo.

Para  $R < R_c$  ( $R_c = 1$  en el programa) la estructura de la función  $U$  (figura 7a) es básicamente la de una parábola invertida con un mínimo en  $v = 0$ ; esto implica que para valores pequeños del número de Rayleigh no existe flujo convectivo y cualquier perturbación que modifique el valor de la velocidad será rápidamente atenuada pues la energía aumenta para toda  $v \neq 0$  (el estado de equilibrio  $v = 0$  es estable). Para  $R > R_c$ , sin

embargo, la situación se modifica radicalmente; en estas condiciones la solución  $v = 0$  se torna inestable (máximo en la figura 7a) y aparecen nuevas posibilidades en las que la velocidad de flujo en el equilibrio es distinta de cero (mínimos en la figura 7a). Para estos valores del número de Rayleigh cualquier perturbación que actúe sobre el fluido en reposo iniciará el flujo convectivo.

Ambas situaciones coalescen en el valor crítico  $R = R_c$  pero son claramente identificables en cualquier otro caso; a este fenómeno se le da el nombre de *bifurcación*. De hecho si se grafica el valor de la solución de equilibrio estable para varios valores de  $R$  (figura 7b, también incluida en el programa), se obtiene un diagrama en forma de horquilla que muestra claramente la disyuntiva a la que se enfrenta el sistema al alcanzar el valor crítico del número de Rayleigh  $R_c$ .

En el punto de bifurcación cada parte del fluido es obligado a realizar una elección entre sus nuevas posibles opciones. Su decisión determinará si el sentido de flujo es hacia la derecha o hacia la izquierda (ramas

Programa en GW-BASIC para analizar la transición al estado auto-organizado en el problema de Bénard

---

```
KEY OFF
  REM "Incorporación de datos"
INPUT "Opciones: Comportamiento del potencial U- 1
      Diagrama de bifurcación- 2 ",Op
Rc=1
PRINT "El número crítico de Rayleigh es Rc= ",Rc
IF Op=2 THEN 10
INPUT "Selecciona un número de Rayleigh (0-2) ",R

  REM "Comportamiento del potencial U"
CLS: SCREEN 1
WINDOW (-2.1,-0.25)-(2.1,2.1)
LOCATE 3,19: PRINT USING "\ \";"U"
LOCATE 24,38: PRINT USING "\ \";"v"
LINE (-2,0)-(2,0)
LINE (0,-0.25)-(0,6)

FOR v=-2 TO 2 STEP 0.001
  U=(Rc-R)*v*v/2+v^4/4
  PSET (v,U),1
NEXT v
GOTO 20

10  REM "Diagrama de Bifurcación"
CLS: SCREEN 1
WINDOW (-0.1,-1)-(2.1,1)
a$="DIAGRAMA DE BIFURCACION"
LOCATE 1,5: PRINT USING "\ \";a$;
LOCATE 1,1: PRINT USING "\ \";"v"
LOCATE 13,1: PRINT USING "\ \";"0"
LOCATE 14,19: PRINT USING "\ \";"Rc"
LOCATE 14,38: PRINT USING "\ \";"R"
LINE (0,0)-(2,0)
LINE (0,-1)-(0,1)

FOR R=0 TO 2 STEP 0.001
  IF R<=Rc THEN v=0 ELSE v=SQR(R-Rc)
  PSET (R,v),1: PSET (R,-v),1
NEXT R

20 END
```

negativa o positiva en la figura 7a), pero no hay nada que de antemano permita predecirlo; todo depende del azar, todo depende de las circunstancias que predominan al llegar a este precipicio.

El tipo de análisis que hemos descrito se realiza comúnmente para comprender las características de sistemas que en situaciones críticas se auto-organizan. De hecho representa una versión simplificada de la teoría desarrollada para estudiar sistemas dinámicos sujetos a la acción de "fuerzas" no lineales en los que se observan transiciones a estados diversos a través de bifurcaciones de distintos tipos (Serra, 1986). En este juego parece estar escondido un gran secreto del Universo; es a través de mecanismos como este que se transita del orden al caos, de lo simple a lo complejo, de lo permanente a lo sucesivo, de la inanimación a la vida.

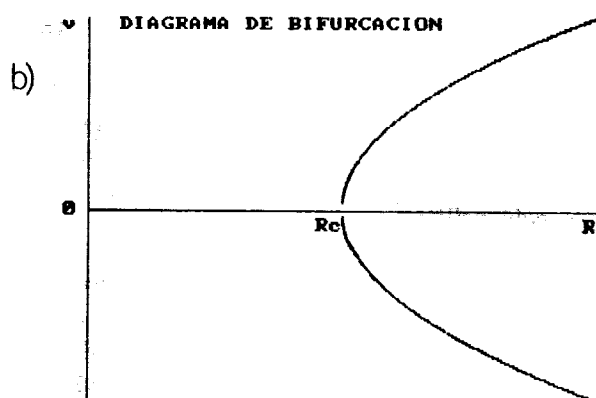
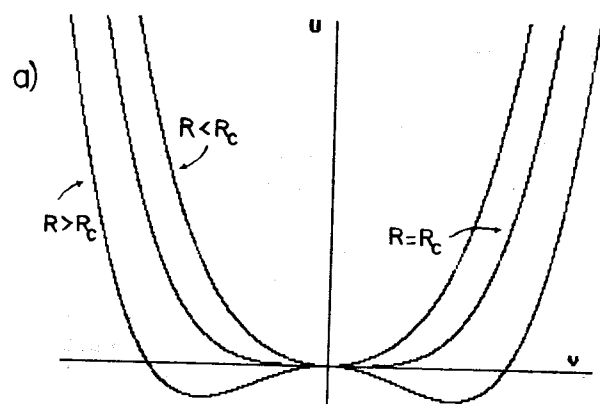


Figura 7. a) Comportamiento de la función potencial  $U(v,R)$  asociada al problema de Bénard para varios valores del número de Rayleigh  $R$ . b) Diagrama de bifurcación para la velocidad de un punto en el sistema de Bénard; se señalan las ramas estables para cada valor de  $R$ .

## Bibliografía

- Berg, J.C., Acrivos, A. and Boudart, M., *Evaporative Convection*, *Adv. Chem. Eng.* **6**, 61 (1966).
- Bowers, G.P. and Soltzberg, L.J., *Chemical generation and visualization of hydrodynamic instability*, *J. Chem. Educ.* **66** (3), 210 (1989).
- Briggs, J. and Peat, F.D., *Turbulent Mirror*, Harper and Row, New York, 1990.
- Careri, G., *Order and disorder in matter*, Benjamin/Cumming PC, USA, 1984.
- Davies, P., *The cosmic blueprint*, Mc Millan, London, 1989.
- Koschmieder, E. L., *On convection under air surface*, *J. Fluid Mech.*, **30**, 9 (1967); **35**, 527 (1969).
- Nicolis, G., *Physics of far-from-equilibrium systems and self-organization*, en *The New Physics*, Paul Davies (Ed.), Cambridge University Press, Great Britain, 1989.
- Normand, C., Pomeau, P. and Velarde, M.G., *Convective instability. A physicist's approach*, *Rev. Mod. Phys.*, **49** (3), 581 (1977).
- Prigogine, I. and Stengers, I. *Order out of chaos*, Bantam, USA, 1988.
- Serra, R., Andretta, M., Zanarini, G. and Compiani, M., *Physics of complex systems*, Pergamon Press, Italy, 1986.
- Velarde, M. G. and Normand, C., *Convection*, *Sci. Am.* **243** (1), 92 (1983).
- Walker, J., *The Amateur Scientist*, *Sci. Am.*, **237** (4), 142 (1977).
- Walker, J., *The Amateur Scientist*, *Sci. Am.*, **248** (5), 162 (1983).

# EDUCACIÓN QUÍMICA

presenta la conferencia

## ¿Qué es auto-organización?

con

Vicente Talanquer y  
Glinda Irazoque

4 de diciembre de 1991,

13:00 horas

Auditorio "A",

Facultad de Química, UNAM



Ejemplares de la revista gratis a los  
primeros 100 asistentes

