

Prigogine y el azar de las bifurcaciones

Summary: *In this paper we analyze Prigogine's arguments concerning the relationship between randomness and bifurcations, in the context of his thermodynamics of irreversible processes. We argue that, in this context, bifurcations are not time bifurcations and, therefore, they do not provide a good foundation of ontological indeterminism.*

Resumen: *En este artículo se analizan los argumentos de Prigogine respecto de la relación entre aleatoriedad y bifurcaciones, en el contexto de su termodinámica de los procesos irreversibles. Se muestra que, en este contexto, las bifurcaciones no son fenómenos temporales y, por tanto, no proveen una adecuada fundamentación para el indeterminismo ontológico.*

Introducción

A pesar del amplio espectro de temáticas que Prigogine desarrolla en sus obras, no resulta difícil identificar la tesis central que brinda unidad al conjunto. El ser humano estructura su experiencia según el antes y el después, según la evidencia íntima e intuitiva de la duración inscrita en un tiempo que fluye en un único sentido. Por el contrario, la mayor parte de la física actual postula teorías que no distinguen entre pasado y futuro, en la medida en que conciben un tiempo estático y espacializado, carente de un sentido privilegiado capaz de expresar el devenir. El objetivo último de Prigogine consiste en superar esta ruptura entre evidencia intuitiva y formulación científica, tendiendo "el puente entre el

ser y el devenir" (Prigogine, 1980, p. 151). La nueva síntesis permitirá, sin renegar de la tradición científica de la cual se nutre, dar sentido tanto a la experiencia íntima del fluir temporal, como a las relaciones siempre irreversibles del hombre con su entorno.

En el ámbito científico, el programa de Prigogine adopta como punto de partida el rechazo de toda interpretación gnoseológica de la irreversibilidad temporal: su meta consiste en fundamentar el carácter objetivo e "intrínseco" de la flecha del tiempo. A fin de alcanzar esta meta Prigogine intenta demostrar que, en presencia de alta inestabilidad, los sistemas dinámicos manifiestan una aleatoriedad irreductible la cual, a su vez, da lugar al carácter intrínsecamente irreversible de los procesos involucrados. Este programa se desarrolla en dos planos diferentes:

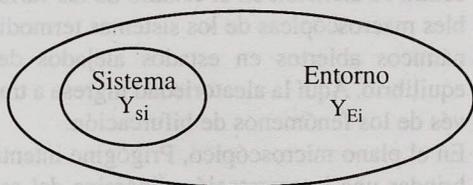
- En el plano fenomenológico, Prigogine concentra su atención en el estudio de las variables macroscópicas de los sistemas termodinámicos abiertos en estados alejados del equilibrio. Aquí la aleatoriedad ingresa a través de los fenómenos de bifurcación.
- En el plano microscópico, Prigogine intenta brindar una interpretación dinámica del segundo principio de la termodinámica, logrando así la compatibilidad entre termodinámica irreversible y mecánica reversible¹.

En el presente trabajo se analizarán los elementos centrales del trabajo de Prigogine en el primero de los planos mencionados, en relación con el problema del determinismo. El objetivo consiste en poner de manifiesto que, pese a los

esfuerzos teóricos de Prigogine por brindar una fundamentación objetiva de la aleatoriedad, el fenómeno de bifurcación no permite aún asegurar el carácter ontológicamente indeterminista del sistema. Los argumentos en favor de esta tesis requieren, en primer lugar, la comprensión de los elementos teóricos básicos de la propuesta científica de Prigogine.

Termodinámica de los sistemas abiertos

La termodinámica tradicional, con sus dos principios, estudia el comportamiento de los sistemas aislados, es decir, sistemas que no intercambian materia ni energía con su entorno²: en ellos la energía total se conserva –primer principio– y la entropía se mantiene constante (si el sistema ya estaba en equilibrio) o aumenta hasta su valor máximo correspondiente al estado de equilibrio –segundo principio–. El objetivo explícito de Prigogine consiste en ampliar los alcances de la termodinámica a fin de incorporar a su ámbito el estudio de los sistemas abiertos, superando así las limitaciones del enfoque tradicional (*cf.* Prigogine, 1967, p. 3). Con este fin, Prigogine comienza por representar un sistema termodinámico sumergido en su entorno:



donde el sistema se encuentra confinado en un volumen bien definido, y las variables Y_{Si} e Y_{Ei} , variables de estado, representan las propiedades macroscópicas del sistema y del entorno respectivamente; en particular las Y_{Si} definen el estado macroscópico del sistema. La diferencia entre el valor de las Y_{Si} y el valor de la Y_{Ei} se relaciona con los intercambios entre el sistema y su entorno. Por ejemplo, en un sistema contenido dentro de un recipiente de paredes rígidas permeables al calor pero no a la materia, las variables Y_S e Y_E representan las temperaturas del sistema y del en-

torno respectivamente; la diferencia entre ambas temperaturas produce un intercambio de calor entre sistema y entorno, intercambio que se mantiene hasta que la diferencia de temperatura desaparece y el sistema se identifica con su entorno respecto de la temperatura. Si por el contrario, las paredes del recipiente son impermeables al calor pero permeables a una cierta sustancia, Y_S e Y_E representan las concentraciones de tal sustancia en el sistema y en el entorno respectivamente; la diferencia entre ambas concentraciones produce un intercambio de materia que se mantiene hasta que se alcanza la uniformidad de concentración entre el sistema y su entorno.

Se define como *estado estacionario* de un sistema, el estado en el cual sus propiedades no varían con el tiempo, es decir, el valor de las variables Y_{Si} se mantiene constante ($\partial Y_{Si} / \partial t = 0$); el estado de equilibrio es, entonces, un estado estacionario particular, pero posee distintas connotaciones según se trate de un sistema aislado o de un sistema abierto. En un sistema aislado, por definición, no existen intercambios con el entorno; por lo tanto, el estado de equilibrio es el único estado estacionario posible hacia el cual evoluciona el sistema desde cualquier estado de no equilibrio. En un sistema abierto, por el contrario, el estado de equilibrio constituye un caso particular de estado estacionario, aquél en el cual las propiedades del sistema son idénticas a las del entorno ($Y_{Si} = Y_{Ei}$); aquí también los intercambios se anulan, pero no debido a la aislación del sistema sino porque el sistema se identifica con el entorno y, en consecuencia, nada tienen ya para intercambiar³.

El comportamiento de un sistema que se encuentra inicialmente fuera del equilibrio también difiere según se trate de un sistema aislado o de un sistema abierto. Un sistema aislado que parte de un estado de no equilibrio siempre evolucionará hacia el equilibrio, único estado estacionario posible. El caso de un sistema abierto es diferente: fuera del equilibrio, las propiedades del sistema difieren de las de su entorno ($Y_{Si} \neq Y_{Ei}$) y existen, por tanto, procesos de intercambio entre ambos; pero, a diferencia de los sistemas aislados, el estado de no equilibrio no es siempre transitorio sino que también puede mantenerse en el

tiempo. Estados de no equilibrio transitorios son aquellas condiciones iniciales que evolucionan rápidamente hacia el equilibrio a medida que el sistema tiende a identificarse con su entorno. Pero en los sistemas abiertos también pueden darse *estados estacionarios fuera del equilibrio* gracias a la aplicación desde el exterior de condiciones de contorno apropiadas, también denominadas "vínculos" (*constraints*), que impiden su identificación con el entorno; por ejemplo, una diferencia de temperatura aplicada permanentemente entre dos regiones diferentes del sistema lo mantienen en un estado estacionario, impidiéndole evolucionar hacia el equilibrio. Precisamente estos estados estacionarios de no equilibrio son los que concentran la atención de Prigogine, en la medida en que constituyen la especificidad de los sistemas abiertos.

En su formulación tradicional, el segundo principio de la termodinámica postula que, en sistemas aislados térmica y mecánicamente de su entorno, la entropía —función de las variables de estado del sistema— se mantiene constante o aumenta monótonamente con el tiempo hasta alcanzar su máximo en el estado de equilibrio termodinámico:

$dS/dt \geq 0$ *segundo principio para sistemas aislados*

El programa de generalización de la termodinámica a sistemas abiertos conduce a Prigogine a reformular el segundo principio a fin de extender su alcance a los casos en los que se producen intercambios de materia y/o energía con el entorno. Para ello, distingue dos componentes en la variación total de entropía dS , esto es, $dS = d_iS + d_eS$, donde:

- d_eS representa el *flujo de entropía* a través de los límites del sistema, debido a los intercambios reversibles de materia y/o energía con el entorno.
- d_iS representa la *producción de entropía* del sistema debida a los procesos irreversibles que se producen en su interior⁴.

En un sistema aislado, el flujo de entropía entre el sistema y el entorno es nulo ($d_eS=0$): la única variación de entropía será la debida a la producción interna al sistema que, de acuerdo

con la formulación tradicional del segundo principio, debe ser positiva o nula ($dS=d_iS \geq 0$). Pero, aún en el caso de un sistema abierto, d_iS representa el aumento de entropía debido a los procesos que se desarrollan en el interior del sistema y que continuarían produciéndose aún en ausencia del flujo d_eS . Por lo tanto, para ser aplicable también a sistemas abiertos el segundo principio debe afirmar la imposibilidad de una disminución de la entropía producida en el interior del sistema:

$d_iS/dt \geq 0$ *formulación general del segundo principio*

De este modo, la formulación general del segundo principio no invalida la presentación tradicional; por el contrario, la engloba como caso particular, aplicable a los sistemas cerrados, donde el flujo d_eS es nulo y, por tanto, la variación total de entropía dS se iguala a la producción de entropía d_iS . Esta formulación general, al tiempo que adquiere la forma tradicional para el caso particular de los sistemas aislados, implica la posibilidad de una disminución de la entropía total en los sistemas abiertos. En efecto, dado que no existe ley física alguna que imponga el sentido del flujo de entropía, d_eS puede resultar suficientemente negativa como para exceder en valor absoluto a d_iS , en cuyo caso se cumpliría $dS/dt \geq 0$; en términos físicos esto significa que el sistema entrega entropía al medio a una velocidad superior a la velocidad de producción interna de entropía, con el resultado de una disminución neta de la entropía total del sistema.

Pero la nueva formulación del segundo principio no sólo permite la deseada generalización de la termodinámica; según Prigogine, la distinción entre flujo y producción de entropía constituye una nueva forma de poner de manifiesto la fundamental diferencia entre procesos reversibles y procesos irreversibles: mientras d_eS expresa los intercambios *reversibles* de entropía entre el sistema y su entorno, d_iS expresa el aumento de entropía debido a los fenómenos *irreversibles* que ocurren en el interior del sistema (*cfr.* Prigogine, 1980, p.6). Entre los fenómenos más comunes que contribuyen al aumento de d_iS , Prigogine incluye no sólo la conducción del calor, sino también las reacciones químicas y la difusión

de materia. Cada uno de estos procesos queda definido mediante dos factores:

- El *flujo termodinámico*, simbolizado como J , que es la velocidad del proceso irreversible interno al sistema.
- La *fuerza generalizada*, simbolizada como X , causante del flujo, que se relaciona con el mantenimiento del vínculo de no equilibrio impuesto desde el exterior del sistema.

El ejemplo más sencillo es el de la conducción de calor: la ley de Fourier indica que el flujo de calor J entre dos puntos del sistema es proporcional al gradiente de temperatura entre ambos; tal gradiente es la fuerza X que produce el flujo de calor. En el equilibrio, donde no existen procesos irreversibles, tanto las fuerzas generalizadas como los flujos termodinámicos se anulan: en el caso de un sistema abierto, no hay vínculos impuestos al sistema desde el exterior en una situación en la que el sistema se identifica totalmente con su entorno.

Con estos elementos teóricos, Prigogine propone lo que considera “*la fórmula básica de la termodinámica macroscópica de los procesos irreversibles*” (Prigogine, 1980, p. 86): la producción de entropía por unidad de tiempo es igual a una sumatoria sobre todos los procesos irreversibles internos al sistema, donde cada término es el producto entre el flujo termodinámico, velocidad del proceso irreversible, y la fuerza generalizada que lo produce ($d_p S / dt = \sum J_n X_n$). Gran parte del trabajo científico de Prigogine consiste en mostrar cómo esta formulación totalmente general es aplicable a casos particulares como conducción de calor, afinidad química, reacciones electroquímicas, etc., donde las variables J y X adoptan la forma peculiar correspondiente al fenómeno irreversible considerado (cfr. Prigogine, 1967, pp.19-39). No obstante, no es éste aún el más importante aporte teórico de Prigogine en el ámbito de la termodinámica y de la química.

Los tres estadios de la termodinámica

Este modo totalmente general de abordar el estudio de los sistemas termodinámicos permite a Prigogine distinguir tres amplias áreas de la ter-

modinámica, a las cuales hace corresponder los tres estadios sucesivos en el desarrollo histórico de la disciplina (cfr. Prigogine y Stengers, 1990, p. 175):

- *Termodinámica del equilibrio*, que estudia los sistemas en su estado de equilibrio, donde las fuerzas generalizadas y los flujos termodinámicos son *nulos*.
- *Termodinámica lineal*, que estudia los sistemas en estados cercanos al equilibrio, donde los flujos termodinámicos son *funciones lineales* de las fuerzas generalizadas que los producen.
- *Termodinámica no lineal*, que estudia los sistemas en estados alejados del equilibrio, donde los flujos termodinámicos son *funciones no lineales* de las fuerzas generalizadas que los producen.

En el estado de equilibrio termodinámico, las fuerzas y los flujos se anulan ($X_j = 0$; $J_i = 0$) para todos los procesos irreversibles simultáneamente: sólo se producen procesos reversibles. A partir de aquí se asumió que, cerca del equilibrio, existe una relación lineal entre los flujos y las fuerzas ($J_i = \sum_j L_{ij} X_j$); en este caso quedan incluidas leyes empíricas como la ley de Fourier, según la cual el flujo de calor es proporcional al gradiente de temperatura, o la ley de Fick, según la cual la difusión de materia es proporcional al gradiente de concentración; se trata, entonces, de *relaciones fenomenológicas* no deductibles de una teoría general (cfr. Prigogine, 1967, p. 45).

El primer importante resultado de la termodinámica lineal fue formulado por el químico noruego Lars Onsager en 1931, y consiste en las llamadas “*relaciones de reciprocidad*”, según las cuales cuando el flujo J_i –correspondiente al proceso irreversible i – es influido por la fuerza X_j –correspondiente al proceso irreversible j – a través de un coeficiente L_{ij} , entonces el flujo J_j es influido por la fuerza X_i a través de un coeficiente L_{ji} de igual valor que el anterior ($L_{ij} = L_{ji}$)⁵. Por ejemplo, la existencia de un gradiente térmico puede producir un proceso de difusión de materia con la consiguiente aparición de un gradiente de concentración en una mezcla inicialmente homogénea; pero

entonces, de un modo simétrico, un gradiente de concentración producirá, con el mismo coeficiente de proporcionalidad, un flujo de calor a través de la mezcla. La importancia de las relaciones de Onsager reside en su generalidad; experimentalmente confirmadas en muy diversas situaciones, conservan su validez en todo tipo de medio, sea sólido, líquido o gaseoso, con independencia de cualquier hipótesis molecular específica. Según Prigogine, la formulación de las relaciones de reciprocidad representa “*un punto de inflexión en la historia de la termodinámica*”, a partir del cual el interés se desplaza desde el equilibrio hacia el no equilibrio (Prigogine, 1980, p. 86).

El segundo resultado de importancia en la termodinámica lineal es *el teorema de mínima producción de entropía*, formulado por el propio Prigogine en 1945. Según este teorema, en la región lineal, definida por la validez de las relaciones de Onsager, el sistema evoluciona hacia un estado estacionario caracterizado por el mínimo de producción de entropía compatible con los vínculos impuestos al sistema. Tales vínculos vienen determinados por las condiciones de contorno; un caso sencillo es la situación en la que se mantienen dos puntos del sistema con una cierta diferencia de temperatura, imponiendo así una fuerza generalizada de valor constante. El estado estacionario al cual tiende el sistema se caracteriza por mantener su entropía total constante ($dS = 0$): la producción de entropía interna al sistema ($d_i S > 0$) se compensa exactamente con el flujo de entropía ($d_e S < 0$); en términos físicos, el sistema entrega entropía al medio a la misma velocidad en la que la entropía se produce en su interior. En este contexto, el estado de equilibrio se convierte en el estado estacionario particular accesible cuando los vínculos impuestos al sistema permiten una producción de entropía nula ($d_i S = d_e S = dS = 0$). En resumen, el teorema de mínima producción de entropía expresa una cierta “inercia” de los sistemas en estados cercanos al equilibrio: cualquier fluctuación o perturbación⁶ que afecte al sistema puede aumentar momentáneamente su entropía total, pero de inmediato el sistema reaccionará volviendo al estado estacionario caracterizado por la mínima actividad compatible con los vínculos impuestos: producción mínima de entropía para mantener nula la variación de entropía

total. Por lo tanto, cualesquiera sean las condiciones iniciales, el sistema alcanza finalmente un estado unívocamente determinado por las condiciones de contorno: la reacción del sistema ante cualquier cambio de las condiciones de contorno es enteramente predecible.

El teorema de mínima producción de entropía es estrictamente válido sólo en la región cercana al equilibrio. Durante muchos años se realizaron importantes pero infructuosos intentos por hallar una generalización del teorema válida también para sistemas alejados del equilibrio, donde los flujos termodinámicos ya no son funciones lineales de las fuerzas generalizadas. El problema reside en que, lejos del equilibrio, los sistemas suelen comportarse de un modo “*muy diferente, de hecho, incluso opuesto*” a las predicciones de la termodinámica lineal (Prigogine, 1980, p. 88): en muchos casos ciertas fluctuaciones o perturbaciones, en lugar de amortiguarse, se amplifican e invaden todo el sistema, forzándolo a evolucionar hacia un nuevo régimen que puede resultar cualitativamente muy diferente al estado correspondiente a la mínima producción de entropía.

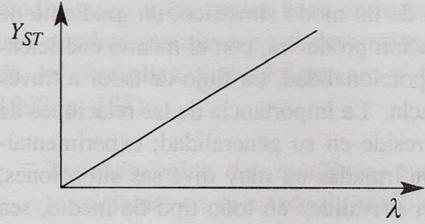
Esta diferencia de comportamiento entre la región lineal y la región no lineal puede también caracterizarse en términos del concepto de estabilidad. Un estado estacionario es *asintóticamente estable* cuando, ante una perturbación o fluctuación, el sistema tiende a volver a dicho estado estacionario: el sistema no “recuerda” el efecto de la pequeña desviación⁷. En este caso se dice que el estado estacionario es un estado *atractor*. Un ejemplo análogo en mecánica de este tipo de estabilidad es el estado de reposo de un péndulo con rozamiento: con cualquier pequeño desplazamiento inicial, el péndulo vuelve a su estado de reposo luego de un número suficiente de oscilaciones. Por el contrario, un estado estacionario es inestable si, ante una perturbación, el sistema se aleja rápidamente del estado estacionario original. Este es el caso del estado de una esfera apoyada sobre una superficie curva: frente a cualquier pequeño desplazamiento, la esfera tiende a caer en alguna de las posibles direcciones. Estos conceptos permiten afirmar que, en los sistemas termodinámicos aislados, el estado de equilibrio es asintóticamente estable y constituye el único posible estado atractor: cualquier estado

inicial de no equilibrio evoluciona con el tiempo hacia el estado final de equilibrio donde la entropía es máxima. En la región cercana al equilibrio, sobre la base del teorema de mínima producción de entropía puede demostrarse que los estados estacionarios también son asintóticamente estables: ante cualquier perturbación, el sistema vuelve al estado de mínima producción de entropía determinado por las condiciones de contorno, y ningún proceso irreversible espontáneo puede hacerlo abandonar tal estado estacionario⁸. Lejos del equilibrio, por el contrario, no existe un equivalente del teorema de mínima producción de entropía que garantice la estabilidad de los estados estacionarios: puede darse el caso de estados estacionarios inestables que, al ser mínimamente perturbados, den lugar a transiciones hacia otros estados estacionarios donde la producción de entropía supera ampliamente el mínimo compatible con los vínculos impuestos al sistema. Estos casos son, precisamente, los que concentran la atención de Prigogine en su formulación de la termodinámica no lineal.

No linealidad y bifurcaciones

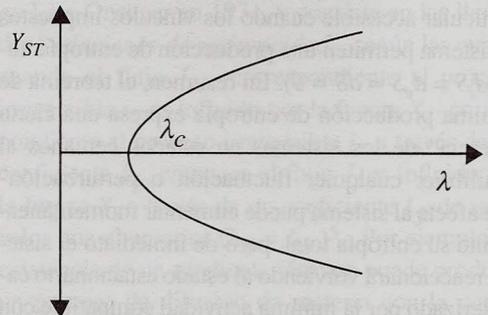
¿Por qué la no linealidad influye tan decisivamente en el comportamiento de un sistema? Supóngase que la evolución de la variable de estado Y_S viene dado por $dY_S/dt = F(Y_S, \lambda)$, donde λ , *parámetro de control*, representa los vínculos impuestos al sistema. Simbolizando con Y_{ST} el valor de las variables de estado Y_S para los estados estacionarios posibles del sistema, en estado estacionario debe cumplirse $dY_{ST}/dt = 0$.

Como ya fue señalado, en la región cercana al equilibrio, donde los flujos termodinámicos son funciones lineales de las fuerzas generalizadas, las condiciones de contorno determinan unívocamente el estado estacionario en el cual se encontrará el sistema. Por ejemplo, esta situación puede expresarse mediante una ecuación del tipo $dY_S/dt = \lambda - kY_S$, donde k es una constante. En estado estacionario debe cumplirse $\lambda - kY_{ST} = 0$ y, por tanto, $Y_{ST} = \lambda/k$, que se representa por una recta que pasa por el origen:



En este caso, a cada valor del vínculo impuesto al sistema⁹ corresponde uno y sólo un estado estacionario definido por Y_{ST} . Incluso, dado que son suficientes dos puntos para definir una recta, si se determinan experimentalmente dos puntos, (λ_1, Y_{ST1}) y (λ_2, Y_{ST2}) , es posible predecir de un modo totalmente inequívoco el estado estacionario correspondiente a cada valor del vínculo impuesto. En este sentido, el comportamiento de un sistema "lineal" es cualitativamente similar al de un sistema en equilibrio, aún cuando existan condiciones de contorno que lo mantienen fuera del equilibrio.

Lejos del equilibrio, en cambio, los flujos son funciones no lineales de las fuerzas y , y por tanto, de los vínculos impuestos al sistema. La variación temporal de las variables de estado Y_S , consecuencia de los flujos termodinámicos, también será una función no lineal de los vínculos. Esta situación podría expresarse, por ejemplo, mediante la ecuación $dY_S/dt = -Y_S^3 + (\lambda - \lambda_c)Y_S$, donde λ_c es una constante. En estado estacionario debe cumplirse $-Y_{ST}^3 + (\lambda - \lambda_c)Y_{ST} = 0$. Una solución es la trivial, $Y_{ST} = 0$; pero también existen dos soluciones no triviales $Y_{ST} = \pm\sqrt{\lambda - \lambda_c}$. Tal dependencia de Y_{ST} en estado estacionario respecto del vínculo queda representada por una gráfica que adopta el siguiente aspecto:



En este caso —denominado “*pitchfork bifurcation*”—, cuando el valor del vínculo λ es inferior a λ_c , la situación es cualitativamente similar al caso lineal; pero cuando el valor del vínculo supera λ_c , la ecuación que describe la relación entre Y_{ST} y λ admite más de una solución. En otras palabras, más allá de un cierto umbral, a un mismo valor del vínculo irnpuesto al sistema corresponden diferentes estados estacionarios, de modo tal que no es posible predecir unívocamente en cuál de ellos se encontrará el sistema si se le aplica un cierto vínculo determinado. Otra importante consecuencia de la no linealidad es que deja de ser válido el principio de superposición, según el cual el efecto resultante de la acción combinada de dos factores es igual a la “suma” o superposición de los efectos de cada factor tomado aisladamente; en los sistemas alejados del equilibrio, por el contrario, la no linealidad permite que una pequeña variación del valor del vínculo produzca, no una pequeña diferencia, sino una enorme variación en el estado estacionario que adopta el sistema¹⁰. En resumen, los estados alejados del equilibrio, donde la no linealidad se manifiesta, dan lugar a la posibilidad de diversos regímenes de comportamiento compatibles con las mismas condiciones de contorno: “*el no equilibrio revela las potencialidades ocultas en las no linealidades, potencialidades que permanecen dormidas en o cerca del equilibrio*” (Nicolis y Prigogine, 1989, p. 60). Esto, a su vez, conduce al problema de la selección entre distintos regímenes de funcionamiento y a la noción de *bifurcación*.

En términos matemáticos, “*una bifurcación es simplemente la aparición de una nueva solución de las ecuaciones para algún valor crítico*” (Prigogine, 1980, p. 105). Pero desde el punto de vista físico, la noción de bifurcación introduce un aspecto novedoso: las bifurcaciones son los puntos críticos a partir de los cuales “*el comportamiento del sistema se hace inestable y puede evolucionar hacia varios regímenes de funcionamiento estables*” (Prigogine y Stengers, 1991, p. 69); son “*los puntos críticos de inestabilidad alrededor de los cuales una perturbación infinitesimal es suficiente para determinar el régimen de funcionamiento macroscópico de un sistema*” (Prigogine y Stengers, 1990, p. 192). Considérese nuevamente la gráfica de la *pitchfork bifurcation*.

Para pequeños valores de λ existe una única solución; este rango corresponde a los estados estacionarios cercanos al equilibrio, que comparten con el estado de equilibrio tanto el hecho de encontrarse unívocamente determinados por el valor del vínculo como la estabilidad asintótica que permite al sistema amortiguar las perturbaciones y/o fluctuaciones. Pero cuando el vínculo adquiere un valor crítico λ_c , el estado estacionario se torna inestable: cualquier perturbación o fluctuación, en lugar de amortiguarse, se amplifica conduciendo al sistema a alguno de los estados estacionarios posibles para $\lambda > \lambda_c$, representados por las ramas inferior y superior de la gráfica.

Para el físico, la característica más sorprendente de este tipo de fenómenos es la imposibilidad de prever en qué régimen se estabilizará el sistema más allá de una bifurcación: cuál de los estados estacionarios estables se efectiviza depende de las perturbaciones, consideradas aleatorias en este nivel de análisis. Desde esta perspectiva macroscópica, el carácter aleatorio de las fluctuaciones y perturbaciones se transmite a la selección entre los estados estacionarios hacia los cuales puede evolucionar el sistema superado el umbral crítico: “*nada en la descripción del arreglo experimental permite al observador determinar de antemano el estado que será elegido: sólo el azar decidirá a través de la dinámica de las fluctuaciones*” (Nicolis y Prigogine, 1989, p. 72). Es aquí donde Prigogine ve manifestarse el “*juego entre azar y necesidad, entre innovación provocadora y respuesta del sistema*” (Prigogine y Stengers, 1990, p. 216): la necesidad de las leyes y el azar de las fluctuaciones y perturbaciones. Para el autor, de este modo se rompe con el tradicional determinismo de la física clásica. La aleatoriedad ingresa a la física incluso a nivel macroscópico, esto es, con independencia de toda consideración relativa a la mecánica cuántica.

Las distintas nociones de determinismo

A fin de evaluar las afirmaciones de Prigogine, es necesario comenzar por elucidar los diversos sentidos con los cuales puede utilizarse el término “determinista”:

- En un primer sentido, que denominaremos “*semántico*”, el predicado “determinista” se aplica a ecuaciones dinámicas, esto es, ecuaciones que poseen la variable t (tiempo) como variable independiente: se dice que una ecuación dinámica es determinista cuando, dado el valor de las variables dependientes en un cierto instante, fija unívocamente el valor de dichas variables para todo instante posterior¹¹.
- En un segundo sentido, que denominaremos “*gnoseológico*”, el predicado “determinista” se aplica al conocimiento acerca de un sistema: se dice que poseemos un conocimiento determinista acerca de un sistema cuando el conocimiento de su estado en un instante dado permite conocer unívocamente su estado en todo instante posterior dentro de un margen de error acotado¹².
- En un tercer sentido, que denominaremos “*ontológico*”, el predicado “determinista” se aplica a los sistemas reales, en este caso físicos: se dice que un sistema es determinista cuando, dado su estado en un cierto instante, su evolución para todo instante posterior resulta físicamente –no lógicamente– necesaria. En otras palabras, si el sistema se encuentra en el estado e_1 en el instante t_1 , las leyes físicas, interpretadas como regularidades ontológicas, hacen imposible que se encuentre en un estado diferente de e_2 en t_2 . Sin duda, en este sentido el predicado “determinista” se convierte en un término metafísico: aún cuando se habla de necesidad física, el significado de los conceptos de necesidad y posibilidad depende del marco metafísico adoptado para su elucidación¹³.

Sobre esta base, puede ahora distinguirse entre:

- *Determinismo metodológico*: posición epistemológica que considera que la tarea de la ciencia consiste en alcanzar descripciones deterministas de los fenómenos –esto es, mediante ecuaciones dinámicas deterministas– pues tales descripciones suministran una mayor información acerca de los estados futuros de los sistemas que la que brindan las descripciones estadísticas.

- *determinismo gnoseológico*: posición gnoseológica que considera posible alcanzar un conocimiento determinista de los sistemas reales.
- *determinismo ontológico*: doctrina metafísica según la cual los sistemas reales son ontológicamente deterministas. Desde una perspectiva totalizadora, el universo completo es concebido como un sistema determinista. Quienes adoptan esta posición tienden a interpretar aquellas leyes científicas que se expresan bajo la forma de ecuaciones deterministas como regularidades que, inscriptas en el plano ontológico, rigen el comportamiento de los sistemas reales.

Desde la perspectiva de Prigogine, en los sistemas abiertos, donde las no linealidades pueden manifestarse a través del fenómeno de bifurcación, ya no rige el determinismo: “*es, en especial, en la vecindad de los puntos de bifurcación donde el sistema puede escoger entre varios regímenes*” (Prigogine y Stengers, 1990, p. 202); allí “*sólo el azar decide cuál de las soluciones se realizará*” (Nicolis y Prigogine, 1989, p. 14). El carácter indeterminista de tales sistemas no debe interpretarse en un sentido gnoseológico, en la medida en que permite “*explicar la novedad sin reducirla a apariencia*” (Prigogine y Stengers, 1991, p. 102), así como reconocer “*los relieves intrínsecos de nuestro mundo cualitativamente diferenciado*” (Prigogine y Stengers, 1991, p. 195). A su vez, la objetividad del azar implicado por las bifurcaciones conduce a evoluciones que manifiestan una irreversibilidad no meramente gnoseológica, una irreversibilidad ajena al mundo reversible de la cosmovisión clásica. A esto precisamente alude Prigogine cuando afirma que “*la bifurcación introduce la historia en la física y la química, un elemento que anteriormente parecía reservado a las ciencias que tratan con fenómenos biológicos, sociales y culturales*” (Prigogine, 1980, p. 106). De este modo, “*el sistema se convierte en un objeto histórico*” (Nicolis y Prigogine, 1989, p. 72): “*la definición de un estado, más allá del umbral de inestabilidad, no es ya intemporal. Para ello, no basta referirse a la composición química y a las condiciones del entorno. La única explicación es histórica o genética: es*

necesario definir el camino que constituye el pasado del sistema, enumerar las bifurcaciones atravesadas y las fluctuaciones que han formado la historia real entre todas las historias posibles" (Prigogine y Stengers, 1990, p. 193). Tales afirmaciones pretenden poner de manifiesto el carácter ontológicamente indeterminista de los sistemas abiertos alejados del equilibrio, dado que sugieren la idea de una historia que, a partir de cierto instante, se bifurca en diversas evoluciones posibles de las cuales sólo una se actualizará en el futuro. La pregunta es: ¿en qué medida esta interpretación del fenómeno de bifurcación puede considerarse correcta?

Bifurcaciones e indeterminismo

Para responder a la pregunta formulada, en primer lugar es necesario recordar la estrecha relación entre el problema del determinismo y la noción de *tiempo*. El predicado "determinista" se aplica, o bien a ecuaciones dinámicas que contienen la *variable tiempo* como variable independiente, o bien al conocimiento del estado de un sistema sobre la base del conocimiento de su estado en un *instante anterior*, o bien a sistemas debido a la sucesión legal y unívoca de sus estados *a través del tiempo*. Por lo tanto, no toda ecuación que establece una relación funcional entre variables puede ser considerada determinista; carece de sentido aplicar tal predicado a ecuaciones en las que no figura la variable independiente t . Ejemplo de ello es la relación constante entre presión, volumen y temperatura de un gas perfecto, $PV/T=k$, donde se afirma la interdependencia entre tres magnitudes propias del estado de equilibrio del gas, pero no se describe su evolución temporal.

Pero, precisamente éste es el caso de las ecuaciones que describen el fenómeno de bifurcación, y por ello es incorrecto asociarlas con una evolución que se bifurca en el tiempo: la bifurcación *no es un fenómeno temporal*. En efecto, los diagramas de bifurcación no representan la variación del valor de una variable de estado con el transcurso del tiempo. Por el contrario, se trata de gráficas que ponen de manifiesto la dependencia del valor de las variables en estado es-

tacionario respecto de un cierto parámetro que representa el vínculo externo aplicado al sistema; los parámetros son, precisamente, *variables no dinámicas*, pues su valor se mantiene fijo para el estudio de la evolución dinámica del sistema. Por lo tanto, el tipo de dependencia que expresan los diagramas de bifurcación no se relaciona, en principio, con el problema del determinismo, problema que sólo cobra sentido respecto de ecuaciones dinámicas, es decir, que contienen la variable tiempo como variable independiente.

En este sentido, es indispensable notar que el punto crítico a partir del cual emergen las distintas "ramas" de la bifurcación, no representa un instante sino un cierto valor del parámetro. Prigogine, por el contrario, insiste en el carácter indeterminista del fenómeno dotando de un contenido temporal al concepto de punto crítico: "*en el momento crucial de la transición, cuando $\lambda=\lambda_c$, el sistema debe efectuar una elección crítica*" (Nicolis y Prigogine, 1989, p. 72, subrayado nuestro). Tales "momentos cruciales" introducirían en el sistema una suerte de "memoria" del pasado que afectaría su ulterior evolución: "*El hecho de que sólo una entre muchas posibilidades ocurre brinda al sistema una dimensión histórica, un tipo de memoria de un evento pasado que tuvo lugar en un momento crítico y que afectará su evolución ulterior*" (Nicolis y Prigogine, 1989, p. 14, subrayado nuestro). Una vez más aparece la idea de diversas evoluciones posibles de las cuales sólo una se actualizará, idea fuertemente ligada al indeterminismo pero totalmente inadecuada para comprender los diagramas de bifurcación.

Pero, ¿no es posible interpretar el fenómeno de bifurcación de un modo en el que pueda asociarse al problema del determinismo?; si el valor del parámetro es modificado gradualmente por el experimentador de modo tal que aumente linealmente con el tiempo, ¿qué sucede en el "momento" en el que alcanza su valor crítico? Dado que el sistema se encuentra en un estado estacionario inestable, cualquier perturbación o fluctuación lo forzarán a adoptar alguno de los posibles estados estacionarios estables que rodean el punto de bifurcación. Sin embargo, el propio Prigogine admite que, en este nivel de descripción, "*el punto de vista es estrictamente fenomenológico*" (Prigogine,

1980, p. 77): tanto los flujos como las fuerzas “*son magnitudes fenomenológicas, no deducibles de una teoría general, sino resultantes del estudio particular de cada proceso irreversible*” (Prigogine y Stengers, 1990, p. 173). Por lo tanto, nada se afirma aún acerca de la relación entre los fenómenos termodinámicos macroscópicos y la dinámica microscópica subyacente, donde debe investigarse la cuestión del determinismo si se lo interpreta en un sentido ontológico. No obstante, Prigogine se empeña por introducir el azar en este nivel de descripción a través de perturbaciones o fluctuaciones “*esencialmente aleatorias*” (Nicolis y Prigogine, 1989, p. 67).

Ahora bien, ¿cómo debe entenderse el carácter “esencial” de tal aleatoriedad? Sin duda, desde el punto de vista macroscópico tanto las perturbaciones como las fluctuaciones son tratadas como eventos aleatorios. Pero, en relación al problema del determinismo ontológico, es necesario recordar el significado físico de tales eventos: las variables de estado son variables macroscópicas que definen el macroestado observable del sistema; las fluctuaciones o perturbaciones son desviaciones del valor instantáneo de dichas variables macroscópicas respecto de su valor en estado estacionario. Por lo tanto, si se pretende fundamentar un indeterminismo ontológico por esta vía, es necesario demostrar que la aleatoriedad fenomenológica de fluctuaciones y perturbaciones es consecuencia del carácter irreductiblemente indeterminista del sistema microscópico que las genera; en otras palabras, debería probarse que las probabilidades que se manifiestan a nivel macroscópico no pueden interpretarse como medida de la ignorancia del observador respecto de una dinámica determinista subyacente. Pero esto en modo alguno puede probarse en este nivel fenomenológico de descripción.

En resumen, el fenómeno de bifurcación, en tanto expresa la posibilidad de diferentes estados estacionarios para un mismo valor del vínculo aplicado al sistema, no es un fenómeno temporal y, por tanto, nada implica respecto del problema del determinismo. Por otra parte, el hecho de que las perturbaciones y fluctuaciones sean tomadas como eventos aleatorios en este nivel macroscó-

pico de análisis no resulta en absoluto suficiente como argumento en favor del indeterminismo ontológico: así como la descripción probabilística de la caída de un dado puede interpretarse en términos de la ignorancia acerca de su movimiento preciso, la aleatoriedad fenomenológica de perturbaciones y fluctuaciones es compatible con una dinámica subyacente determinista pero no completamente conocida.

Conclusiones

En el presente trabajo se han puesto de manifiesto las confusiones y falencias en las que incurrir Prigogine, en su intento por resquebrajar la cosmovisión determinista tradicional a partir de sus resultados teóricos en termodinámica no lineal. Toda argumentación en favor del indeterminismo ontológico desde una perspectiva reduccionista como la que adopta este autor, debe superar los límites del ámbito fenomenológico para internarse en el nivel dinámico microscópico. En esta dirección se dirige Prigogine cuando intenta brindar una interpretación dinámica del segundo principio de la termodinámica; el análisis de esta parte de sus aportes científicos en relación con el problema del determinismo excede los límites del presente trabajo, si bien también en este ámbito pueden cuestionarse sus conclusiones acerca del carácter intrínsecamente indeterminista e irreversible de los sistemas micromecánicos altamente inestables (*cf.* Lombardi, 1999).

Notas

1. Esta distinción aparece claramente en la estructura de su obra *From Being to Becoming*. La Parte I: *La Física del Ser*, describe las teorías dinámicas reversibles. La Parte II: *La Física del Devenir*, presenta la termodinámica macroscópica, subrayando el ámbito del no equilibrio y la teoría de las estructuras disipativas. En la Parte III: *El Puente entre el Ser y el Devenir*, aborda la interpretación microscópica de la irreversibilidad.

2. Se supone, además, que el sistema no posee partes aisladas entre sí. Se entiende por *entorno* todo aquello que no es el sistema considerado.

3. No obstante, el hecho de que los intercambios se anulen no implica que el estado de equilibrio sea un estado estático, pues sólo requiere que se anulen los intercambios *netos*. Por lo tanto, en un sistema abierto el equilibrio termodinámico debe entenderse en un sentido dinámico: por cada proceso que tiende a producir una cierta variación de las variables de estado en un sentido, habrá un proceso inverso que contribuya a la variación de dichas variables en sentido contrario.

4. Esta formulación teórica puede encontrarse en casi todas las obras de Prigogine; por ejemplo, *cf.* Prigogine y Stengers, 1990, p.169; Nicolis y Prigogine, 1989, pp.61-65; y desde un punto de vista más técnico, Prigogine, 1967, pp.15-18; Prigogine, 1980, pp. 5-9.

5. *Cf.* Prigogine y Stengers, 1990, pp.175-176; y desde un punto de vista técnico, Prigogine, 1967, pp.44-47; Prigogine, 1980, pp.86-87. La demostración de las relaciones de reciprocidad puede hallarse en Prigogine, 1967, pp. 51-53.

6. Las pequeñas desviaciones del valor de las variables de estado respecto de su valor en estado estacionario pueden tener dos orígenes: (i) el contacto con un medio exterior cuyas propiedades varían en forma impredecible: en este caso, se habla de “*perturbaciones*”; (ii) las pequeñas variaciones, a veces locales, que se producen en el interior del propio sistema: en este caso, se las denomina “*fluctuaciones*”.

7. La estabilidad asintótica no es la única noción de estabilidad utilizada en física; por ejemplo, también puede definirse la *estabilidad según Lyapounov*, aplicable a sistemas conservativos.

8. La demostración de la estabilidad asintótica de los estados estacionarios cercanos al equilibrio puede encontrarse en Prigogine, 1967, pp. 81-83.

9. Recuérdese que se denomina “vínculo” a las condiciones de contorno que mantienen el sistema fuera del equilibrio y que se expresan a través de las fuerzas generalizadas causantes de los flujos termodinámicos.

10. En el caso lineal, $Y_S(\lambda_1 + \lambda_2) = Y_S(\lambda_1) + Y_S(\lambda_2)$; en el caso no lineal no se cumple la igualdad, pudiendo darse $Y_S(\lambda_1 + \lambda_2) > Y_S(\lambda_1) + Y_S(\lambda_2)$.

11. En el espacio de las fases, esto implica que las trayectorias no pueden cortarse, esto es, no existe ningún punto del espacio de las fases del cual emerge más de una trayectoria. Podría diferenciarse entre *futurísticamente e históricamente* determinista, a la manera de John Earman (1986). Aquí nos concentramos en el primer caso, aplicable tanto a ecuaciones que describen sistemas conservativos como a aquéllas que describen sistemas disipativos. En el caso de sistemas disipativos –ecuaciones futurísticamente pero no históricamente deterministas– existen regiones en el es-

pacio de las fases –los atractores– hacia cuyos puntos convergen infinitas trayectorias –todas las que se originan en la cuenca de atracción correspondiente a cada atractor–.

12. Si no se introdujera la referencia al margen acotado de error, este sentido gnoseológico resultaría demasiado restrictivo, pudiendo incluso convertirse en vacío: la práctica científica indica que la determinación empírica del estado de un sistema en un cierto instante brinda, para cada variable de estado, no sólo un cierto valor sino además un inevitable error que depende de la precisión del instrumento de medición utilizado; la teoría de propagación de errores permite calcular la evolución de las imprecisiones iniciales con el transcurso del tiempo.

13. Una interesante elucidación del predicado “determinista” en su sentido ontológico es la que brinda Earman (1986) sobre la base de la noción de *mundos posibles*. El fuerte componente metafísico de esta perspectiva no constituye un “defecto”; por el contrario, resulta perfectamente admisible en una discusión acerca de cuestiones ontológicas.

Bibliografía

- Earman, J. (1986), *A Primer on Determinism*, Dordrecht, Reidel.
- Lombardi, O. (1999), “El Problema de la Irreversibilidad: Prigogine y la Transformación del Panadero”, *Revista Latinoamericana de Filosofía*, XXV, N° 1, Marzo de 1999.
- Nicolis, G. y Prigogine, I. (1989), *Exploring Complexity. An Introduction*. New York, W. H. Freeman and Company.
- Prigogine, I. (1967), *Introduction to Thermodynamics of Irreversible Processes*. New York, Interscience Publishers, a division of John Wiley & Sons (1° Ed. 1955).
- Prigogine, I. (1980), *From Being to Becoming. Time and Complexity in the Physical Sciences*. New York, W. H. Freeman and Company.
- Prigogine, I. y Stengers, I. (1990), *La Nueva Alianza. Metamorfosis de la Ciencia*. Madrid, Alianza Editorial (1° Ed. 1979. 1° Ed. castellana 1983).
- Prigogine, I. y Stengers, I. (1991), *Entre el Tiempo y la Eternidad*. Buenos Aires, Alianza Editorial (1° Ed. 1988. 1° Ed. castellana 1990).