La flecha del tiempo y la irreversibilidad

Olimpia Lombardi y Cristian López
Modo de citar:
Lombardi, Olimpia y López, Cristian. 2016. "La flecha del tiempo y la irreversibilidad". En Diccionario Interdisciplinar Austral, editado por Claudia E. Vanney, Ignacio Silva y Juan F. Franck.
URL=https://dia.austral.edu.ar/La_flecha_del_tiempo_y_la_irreversibilidad

Nuestras intuiciones cotidianas y convenciones lingüísticas están impregnadas de nociones temporales: intuitivamente consideramos que el tiempo fluye del pasado al futuro, que el *ayer* es diferente al *hoy* y al *mañana*. A la luz de nuestras intuiciones, el flujo del tiempo parece un hecho incuestionable del mundo: pasado y futuro son sustancialmente distintos, y el curso del universo parece inexorablemente dirigido del pasado hacia el futuro.

Estas consideraciones cotidianas nos permiten concebir la idea de un tiempo asimétrico y unidireccional que subyace a la evolución de los fenómenos físicos, en tanto sus comportamientos son evidentemente *irreversibles*: por ejemplo, un gas siempre se difunde en una habitación cerrada, pero nunca vemos el fenómeno contrario, del gas concentrándose en un rincón de la habitación. Sin embargo, ¿cuál es el fundamento de esta asimetría temporal? ¿Existe algún *fundamento físico* que nos permita explicar por qué los sucesos del mundo parecen temporalmente dirigidos? Más aún, ¿qué tipo de relación existe entre los procesos físicos irreversibles y la manifiesta asimetría temporal? Esta clase de preguntas configura un problema que ha sido central en los desarrollos de la filosofía de la ciencia y, en particular, de la física: el *problema de la flecha del tiempo*.

Esta entrada pretende ofrecer al lector una formulación precisa de cuál es el problema de la flecha del tiempo desde la perspectiva de la filosofía de la física. Como ha sostenido John Earman (1974), curiosamente, el principal obstáculo a enfrentar en el caso del problema de la flecha del tiempo es que no hay una clara comprensión acerca de cuál es el problema. Por ello, dedicaremos particular esfuerzo a distinguir las diferentes aristas que la problemática esconde, buscando echar algo de luz a la discusión. En particular, intentaremos disipar una confusión usual que atraviesa buena parte de la bibliografía respecto de la asimetría temporal: el supuesto de la (fuerte) dependencia del problema de la flecha del tiempo respecto del llamado *problema de la irreversibilidad*, problema que nace en el seno mismo de la relación entre termodinámica y mecánica estadística clásica a la hora de explicar el carácter irreversible de las evoluciones termodinámicas en términos de evoluciones mecánicas reversibles. Disipar esta confusión permitirá definir y distinguir con mayor precisión los aspectos centrales de ambas problemáticas, mostrando sus puntos de encuentros pero, fundamentalmente, sus diferencias, a la espera de que la clarificación filosófica de los problemas involucrados sea el primer paso hacia sus eventuales soluciones.

1 Configurando el problema desde la filosofía de la física ↑

La tradición atribuye a Sir Arthur Eddington (1928, 68) el haber acuñado el nombre “flecha del tiempo” para referirse a la naturaleza unidireccional de los fenómenos; es a partir de ello que el *problema de la flecha del tiempo*, en términos generales, consiste en explicar y dar sentido a este carácter asimétrico y “dirigido” del tiempo y de los eventos naturales. Si, como ha sostenido David Hume, la investigación filosófica no es sino la reflexión sobre nuestras ideas e impresiones cotidianas, podemos preguntar: ¿tiene el tiempo, *realmente*, estas propiedades?, ¿cómo podemos fundamentar esta idea intuitiva que tenemos acerca del tiempo?, ¿existe el pasaje del tiempo como una característica *objetiva* de la realidad?, ¿qué características físicas debería de tener el mundo para satisfacer un tiempo objetivamente asimétrico y unidireccional? Huw Price distingue tres posibles consideraciones y puntos de vista que contribuirían a defender la existencia de un pasaje objetivo del tiempo (Price 2011, 277-278):

1. Considerar que el momento presente –el *ahora*– posee determinadas propiedades ontológicas que permiten

considerarlo como un momento objetivamente distinguido y fundamental.

2. Considerar que el tiempo posee una dirección objetiva: existe un hecho objetivo que, ante dos eventos no simultáneos, permite distinguir cuál ocurrió más temprano y cuál más tarde.

3. Considerar al tiempo como un flujo, una naturaleza esencialmente dinámica.

El primer punto expresa la tesis del *presentismo* en ontología del tiempo. Según esta posición, sólo el presente tiene realidad ontológica (existe). El pasado y el futuro son irreales. La existencia de un pasaje objetivo del tiempo se funda en el carácter dinámico del presente, que “viene a ser” constantemente y así se determina. La manera usual de abordar el problema de cuál es la naturaleza u ontología del tiempo es partir de la distinción hecha por McTaggart (1908) entre Teorías A y Teorías B del tiempo. En particular, las Teorías A del tiempo consideran que los eventos en una serie son ordenados de manera continua, primero en el pasado, luego en el presente y finalmente en el futuro. En general, las Teorías A adoptan el presentismo y el carácter dinámico del tiempo. Por otro lado, las Teorías B consideran que el flujo temporal es sólo una ilusión, adoptando el eternalismo o la visión de un universo como un bloque espacio-temporal estático (para una discusión crítica al respecto, ver McTaggart 1908, Broad 1923, Sider 1999, Bourne 2006, Markosian 2003, Sullivan 2012, Markosian 2014). El tercer punto, en cambio, considera el tiempo como un río que cae montaña abajo, como algo esencialmente dinámico, que fluye y cumple el papel de ser una base privilegiada para fijar las coordenadas temporales. Su fluir no sólo sigue una dirección privilegiada, sino que además posee una “tasa de movimiento” y sería posible, en principio, establecer “a cuánto fluye el tiempo” (Raven 2010).

En términos generales, se considera que el problema de la flecha del tiempo como tal se encuentra confinado en el segundo punto considerado por Price: por ello, el problema no suele ser enfocado en términos de Teorías A o Teorías B del tiempo, ni en términos de un flujo temporal dinámico. Esta entrada seguirá estos criterios, ofreciendo un abordaje a partir de la filosofía de la física.

El problema de la flecha del tiempo admite muchos enfoques y respuestas posibles. Por ejemplo, puede pensarse que el carácter asimétrico y dirigido del tiempo pertenece a nuestra forma subjetiva de percibir los fenómenos. Bajo esta perspectiva, la flecha del tiempo sería una flecha psicológica, que exigiría una argumentación en términos de cómo percibimos el tiempo o cómo la mente humana ordena temporalmente el mundo y limita su evolución a una única dirección posible (ver Le Poidevin 2015, Callender 2011). También puede considerarse el problema en términos estrictamente metafísicos: la direccionalidad privilegiada del tiempo es una propiedad esencial del tiempo mismo que no admite argumentación *a posteriori*, sino sólo *a priori*. También puede establecerse una flecha biológica cuando se pretende coordinar la asimetría temporal con procesos biológicos que exhiben algún tipo de asimetría (ver, por ejemplo, Jacob 1999: Cap. 4, Lineweaver, Davies y Ruse 2013).

No obstante, es razonable suponer que el abordaje desde la filosofía de la física posee un privilegio epistemológico e histórico sobre el resto de los abordajes posibles. Por un lado, el tiempo es una variable fundamental presente en la mayoría de las leyes físicas e, incluso, es objeto de estudio directo de algunas teorías físicas, como la relatividad general. Por otro lado, la discusión en torno al problema de la flecha del tiempo se ha desarrollado, mayoritariamente, en el terreno de la física y la filosofía de la física, donde se han configurado tanto la manera de formular el problema en las discusiones filosóficas y científicas como las posibles vías de respuesta. Por lo tanto, aquí no discutiremos el problema de la asimetría del tiempo en otras ciencias o en el ámbito de la experiencia personal, sino que restringiremos el problema a los límites de las ciencias físicas. En este contexto, el problema de la flecha del tiempo surge cuando buscamos un *correlato físico* a la idea intuitiva de un tiempo con las propiedades de asimetría y unidireccionalidad. Tradicionalmente, se ha asumido que en el carácter irreversible de algunos fenómenos físicos descansa la clave conceptual para ofrecer una solución al problema de la asimetría temporal. En lo que sigue, evaluaremos y discutiremos esta idea.

1.1 ¿Un problema o dos problemas? ↑

Abordar el problema desde la física y la filosofía de la física nos conduce a prestar atención a las teorías físicas vigentes y atender a qué tipo de relación puede establecerse entre estas teorías y la flecha del tiempo. La estrategia consiste en el intento de encontrar alguna característica material del mundo que pueda ser coordinada de una u otra manera con la direccionalidad temporal (Sklar 1974, 355). Es decir, se intenta reflejar en el formalismo de alguna teoría física vigente la idea de un tiempo asimétrico. Sin embargo, cabe preguntarse, ¿rescatan las leyes de la física estas propiedades del tiempo? Y, en caso de hacerlo, ¿cómo lo hacen?

Supongamos que hay un vaso sobre la mesa. El vaso, en un momento determinado, cae al piso y se rompe en múltiples pedazos. Quien entra a la habitación y ve lo sucedido puede, rápidamente, reconstruir los sucesos previos: había un vaso sobre la mesa que, *luego*, cayó al piso y se rompió. Nunca hemos presenciado la escena temporalmente inversa: un vaso roto en el piso que, espontáneamente, se reconstruye y se ubica en la mesa de manera intacta: nadie esperaría ante un vaso destrozado en el piso su reconstitución espontánea y su “salto” hacia la mesa. Llamamos a esta clase de procesos macro-físicos, *irreversibles*.

Ahora bien, podemos describir esta misma situación desde el punto de vista de la física recurriendo a la estructura formal y conceptual de la mecánica clásica. El vaso es ahora una abrumadora cantidad de partículas que están dispuestas espacialmente de una manera particular, donde cada partícula, en principio, tiene una posición y una velocidad determinadas en el instante t_0 –que corresponde al instante en el que el vaso estaba sobre la mesa. En un determinado momento, las partículas dejan de estar confinadas en el espacio definido por el vaso y comienzan a alejarse a distintas velocidades: las partículas han cambiado su posición, su velocidad y, ahora, si las tomamos en conjunto, ocupan un espacio completamente diferente, encontrándose ampliamente dispersas. Este instante, t_1, corresponde a lo que macro-físicamente veíamos como numerosos pedazos de vidrio esparcidos sobre el piso. En principio, podríamos describir la trayectoria de cada partícula según las leyes de la mecánica clásica y determinar una evolución particular del sistema según la cual, en un principio, las partículas se encontraban en un cierto estado y, luego, al cabo de un tiempo, se encuentran en otro estado diferente. Nada hay de extraño allí y el mundo macro-físico encuentra en la descripción del mundo micro-físico una lupa sumamente precisa, acompañada de un formalismo en sintonía con lo observable. Llamemos a esta situación S_1.

Sin embargo, todavía considerando el mismo fenómeno desde el punto de vista micro-físico, supongamos una situación distinta, a saber, S_2: tomamos el conjunto de partículas que encontrábamos en t_1, luego de la caída del vaso, e invertimos temporalmente todas las variables definidas en función de la variable t (esto es, sus velocidades), lo que formalmente equivale a invertir el tiempo. A partir del estado así definido, las partículas comienzan a reagruparse, hasta llegar a ocupar una distribución espacial muy particular: constituyendo el vaso original sobre la mesa. Claramente quedaríamos perplejos ante tal evolución. Pero tomemos, ahora, una partícula sola entre la abrumadora cantidad de partículas en cuestión y hagamos la misma operación. Simplemente, determinaremos la trayectoria de una partícula que primero está en un lugar en un cierto estado y al cabo de un tiempo se encuentra en otro estado y otro lugar. Nada de extraño hay en ello. Pero, entonces, no debería por qué haber algo extraño si consideramos un número mayor de partículas: no parece haber motivo alguno por el cual debamos aplicar un razonamiento diferente si en lugar de considerar una partícula consideramos una cantidad de 10^{23} partículas. En definitiva, las leyes de la mecánica clásica que describen a una partícula describen a todas de la misma manera. Por lo tanto, desde el punto de vista del formalismo físico que describe tanto la situación S_1 como la S_2, nada hay de sorprendente: S_2 es una evolución tan posible como S_1 dado el formalismo de la mecánica estadística clásica.

A primera vista, este ejemplo cotidiano contiene germinalmente tanto el problema de la flecha del tiempo como el problema de la irreversibilidad, tal como han sido usualmente entendidos y vinculados en la bibliografía filosófica. Por un lado, las intuiciones temporales se hacen evidentes en la situación presentada cuando ordenamos los eventos de una única manera. Cuando nos preguntamos por el fundamento físico de estas intuiciones temporales, nos adentramos en el corazón del problema de la flecha del tiempo: ¿existe algún indicio físico descripto por alguna teoría física que nos permita justificar el ordenamiento temporal que llevamos a cabo? Una respuesta a esta pregunta podría consistir en argumentar que la dinámica involucrada en el proceso de caída y rotura del vaso juega el papel de fundamento o indicio físico para la flecha del tiempo: es el carácter irreversible que se expresa en la dinámica de la situación lo que permite dar cuenta de la asimetría temporal. Sin embargo, esta respuesta nos conduce a un problema bastante paradójico: mientras que el sistema, a nivel macroscópico, parece exhibir un comportamiento evidentemente irreversible, la microfísica exhibe un comportamiento completamente reversible. Este es el problema de la irreversibilidad, al menos en una presentación general: ¿cómo explicar la evolución irreversible de los macroestados de un sistema en términos de la evolución reversible de sus microestados? La pregunta es: ¿estamos frente a dos caminos que se bifurcan y conducen a dos problemas distintos, o estamos frente a un problema cuya resolución depende de definir y resolver otro problema?

1.2 Precisando los términos: *t*-invariancia y reversibilidad ↑

A la luz de esta presentación informal de los dos problemas involucrados en la discusión, comencemos ahora a precisar los términos. Llamamos *t-invariancia* a la propiedad de las leyes físicas de ser invariantes ante inversión temporal, e *irreversibilidad* a la propiedad que tienen los fenómenos de evolucionar en una dirección temporal y nunca en la contraria. En la bibliografía pueden encontrarse numerosas definiciones de *t*-invariancia (un buen catálogo de ellas puede encontrarse en Savitt 1994, Cap. I; para una discusión filosófica respecto del significado de la *t*-invariancia, ver Albert 2000, Earman 2002, North 2008, Peterson 2015). Adoptaremos la siguiente definición, que permite distinguir de manera clara los conceptos de *t*-invariancia y de reversibilidad:

Definición 1: Una ley física *L* es *t-invariante* si la ecuación dinámica que la describe es invariante bajo la aplicación del operador de inversión temporal **T**, el cual lleva a cabo la operación $t \rightarrow -t$ e invierte todas las variables dinámicas definidas en función de *t*. Como resultado, si e(*t*) es una solución de la ecuación dinámica -que describe una evolución posible respecto de *L*-, **T**e(*t*) es también una solución -también describe una evolución posible respecto de *L*-. (Castagnino y Lombardi 2005, 74-75)

El concepto de *t*-invariancia, como vemos, es una propiedad de las *leyes físicas*, que depende de la particular forma matemática de las *ecuaciones dinámicas* que las expresan. Una gran cantidad de leyes físicas parecen tener la propiedad de ser *t*-invariantes: las leyes de la mecánica de Newton, las leyes de la mecánica cuántica no relativista, las ecuaciones de Maxwell, entre otras. Nótese que las soluciones e(*t*) y **T**e(*t*) de ecuaciones *t*-invariantes constituyen un par temporalmente simétrico (*i.e.* *t*-simétrico), donde cada miembro del par es una imagen temporalmente especular de la otra, tal como concebíamos las situaciones S_1 y S_2 (ver Castagnino, Gadella y Lombardi 2005).

Por otra parte, el concepto de reversibilidad puede definirse en los siguientes términos: consideramos que un proceso *P* compuesto por la sucesión temporal de eventos a_1, a_2,..., a_n, es *reversible* si tal sucesión puede presentarse en ese orden o en el orden inverso; es *irreversible* si tal sucesión siempre se presenta en ese orden temporal, y nunca ocurre espontáneamente en el sentido inverso a_n,..., a_2, a_1. En física, los procesos irreversibles son representados por evoluciones que conducen a un estado de equilibro que el sistema ya no puede abandonar. Por lo tanto, en el contexto físico la reversibilidad puede definirse del siguiente modo:

Definición 2: Una evolución es *reversible* si no tiene estados de equilibrio finales (o iniciales), es decir, "puntos de no retorno" (Castagnino y Lombardi 2005, 75).

A diferencia de la *t*-invariancia, reversibilidad e irreversibilidad son propiedades que se predican de las *evoluciones físicas*, representadas por *soluciones de las ecuaciones dinámicas*, y no de las leyes mismas, representadas por tales ecuaciones.

Es importante detenerse en este punto, a partir del cual se abren dos posibles caminos que se bifurcan conceptualmente, ya que conducen a problemas que pueden ser abordados de manera independiente. Los dos términos definidos han sido centrales en la discusión filosófica respecto de si existe una flecha *física* del tiempo. Como ya se señaló, tradicionalmente se sostiene que la solución al problema de la flecha del tiempo radica en el concepto de irreversibilidad; pero, al mismo tiempo, se suele afirmar que es necesario encontrar leyes que permitan recoger una direccionalidad del tiempo, es decir, que sean no *t*-invariantes: los dos conceptos parecen estar fuertemente entrelazados, de tal manera que se consideran dos caras de una misma moneda. Sin embargo, cuando las definiciones presentadas se consideran con detenimiento, cabe preguntar: (i) ¿es legítimo este *entrelazamiento conceptual* entre ambos términos que, finalmente, desemboca en su identificación práctica? En principio, no parecen existir motivos para ello si no se ofrecen argumentos adicionales, ya que reversibilidad y *t*-invariancia son propiedades de entidades físicas y matemáticas distintas: mientras que la reversibilidad es una propiedad de las evoluciones o soluciones de las ecuaciones dinámicas, la *t*-invariancia es una propiedad de las ecuaciones o leyes dinámicas de una teoría física. *A priori*, no parece haber motivo alguno por el cual propiedades de entidades *ontológicamente* distintas deban estar identificadas o fuertemente entrelazadas.

Tal vez la relación entre ambos conceptos sea de otra índole: (ii) ¿existe acaso una fuerte *correlación* entre ambas propiedades: las leyes *t*-invariantes implican o están siempre correlacionadas con procesos reversibles y viceversa? Tal correlación suele asumirse sin mayor discusión en la bibliografía respecto del problema de la flecha del tiempo. Sin embargo, este vínculo descansa sobre la insuficiente distinción entre los conceptos de *t*- invariancia y de reversibilidad.

En primer lugar, es posible distinguir entre procesos irreversibles *de facto* y procesos irreversibles *de iure* o *nomológicos.* La definición de reversibilidad implica que ciertos procesos, en particular los que resultan de la inversión temporal de procesos irreversibles, quedan excluidos de la realidad física. Pero, ¿qué es lo que permite excluirlos de la realidad física? Si ciertos procesos quedan excluidos por una ley o combinación de leyes físicas, entonces estamos frente a un caso de *irreversibilidad nomológica*; por otro lado, si quedan excluidos debido a que ciertas condiciones iniciales o condiciones de contorno nunca se efectivizan, entonces estamos frente a *irreversibilidad de facto* (Popper 1956, 1957, 1958, Grünbaum 1963). Esta distinción enciende una luz de alerta respecto de la correlación entre *t*-invariancia y reversibilidad: parece razonable admitir que los procesos nomológicamente irreversibles sean descriptos por leyes no *t*-invariantes, pero no queda claro por qué los procesos irreversibles de facto no pueden ser descriptos por leyes *t*-invariantes.

El supuesto de la correlación entre *t*-invariancia y reversibilidad se debilita aún más cuando se reconoce que existen procesos irreversibles descriptos por leyes *t*-invariantes, como leyes no *t*-invariantes cuyas soluciones son reversibles. En efecto, si la ecuación clásica del oscilador armónico se modifica debidamente, pueden construirse: (i) ecuaciones *t*-invariantes tal que algunas de sus soluciones son reversibles ya que tienen límite definido para $t \to \pm\infty$, y (ii) ecuaciones no *t*-invariantes, cuyo conjunto de soluciones es *t*-simétrico, pero cada solución particular es reversible en tanto representada por una curva cerrada (ver Castagnino y Lombardi 2005, 75-76). Estos ejemplos brindan el mejor argumento para poner de relieve que no existe una correlación fuerte entre irreversibilidad y no *t*-invariancia ni entre *t*-invariancia y reversibilidad.

1.3 Dos problemas, dos caminos ↑

Volvamos al punto donde los dos caminos se bifurcan. Una vez comprendida la diferencia entre los conceptos de reversibilidad y *t*-invariancia, no es necesario pensar que, para llegar al camino que conduce a formular y resolver el problema de la flecha del tiempo, se deba comenzar por transitar el camino que conduce al problema de la irreversibilidad. Pero entonces, ¿en qué consisten ambos problemas? ¿Cómo pueden ser reformulados de manera tal de poder distinguirlos claramente? A lo largo de este artículo se mostrará, en primer lugar, que el problema de la flecha del tiempo puede ser formulado y solucionado independientemente del problema de la irreversibilidad; en segundo lugar, que los vínculos entre el problema de la irreversibilidad y el problema de la flecha del tiempo dependen de haber adoptado una estrategia particular y un tipo de respuesta específica para el problema de la asimetría temporal; y, por último, que el problema de la irreversibilidad no tiene por qué ser pensado como un problema subsidiario al problema de la flecha del tiempo: puede tratarse de manera independiente respecto de la asimetría temporal. A continuación, dedicaremos dos apartados a definir y exponer ambos problemas siguiendo las consideraciones anteriores: primero expondremos los fundamentos teóricos básicos para comprender el problema de la irreversibilidad, y luego presentaremos el problema de la flecha del tiempo en el ámbito específico de la filosofía de la física.

2 El problema de la irreversibilidad ↑

A fin de formular con precisión el problema de la irreversibilidad, resulta conveniente adoptar el lenguaje geométrico del espacio de las fases: un espacio diferenciable de d-dimensiones, cada una de las cuales representa una variable de estado del sistema. En los casos estudiados en mecánica estadística, S es un sistema de N partículas puntuales: el espacio de las fases correspondiente es un espacio de $6N$ dimensiones, tres por las componentes de la posición y tres por las componentes del momento cinético de cada una de las partículas.

Aquí es importante recordar la diferencia ente el microestado mecánico y el macroestado termodinámico del sistema S:

- El *microestado mecánico* de S en el instante t viene dado por el valor de las $3N$ componentes de posición y las $3N$ componentes del momento cinético de cada partícula; por lo tanto, queda representado por un *punto* en el espacio de las fases correspondiente. A su vez, la evolución mecánica de S se representa por una trayectoria en el espacio de las fases.
- Pero el *macroestado termodinámico* de S es compatible -esto es, puede realizarse a través de- una enorme variedad de microestados mecánicos que se consideran equiprobables dado el macroestado; por lo tanto, el macroestado termodinámico queda representado por una *región* en el espacio de las fases.

Sobre la base de esta presentación, el problema de la irreversibilidad consiste en explicar la evolución termodinámica de los macroestados de un sistema en términos de la evolución mecánica de sus microestados. Los inconvenientes comienzan a aparecer cuando se comprueba la diferencia entre ambos tipos de evoluciones:

- Desde el punto de vista termodinámico, las evoluciones son *irreversibles*: si el sistema parte de un macroestado M_0 de no-equilibrio -por ejemplo, un gas confinado en la mitad izquierda de un recipiente al momento de quitar el tabique divisor entre las dos mitades-, evolucionará hacia el macroestado M_{eq} de equilibrio -en el mismo ejemplo, el gas distribuido en todo el recipiente-; la evolución inversa sólo es posible con una pequeñísima, ínfima probabilidad. En el espacio de las fases Γ esto significa que la evolución conduce desde una región Γ_0 a una región Γ_{eq} de mayor volumen que la original, correspondiente a la región de energía constante, por tratarse de un sistema aislado.
- En el ámbito mecánico rige el *Teorema de Liouville*, según el cual cualquier región del espacio de las fases evoluciona, de acuerdo con las leyes de la mecánica clásica, manteniendo su volumen constante a través del tiempo. Denominando ρ a la densidad de distribución de los puntos representativos de los posibles microestados de un sistema, el teorema demuestra que, si en el instante inicial el soporte de ρ_0 (esto es, la región donde ρ_0 adquiere valor no nulo) se encuentra confinado en una cierta región Γ_0 del espacio de las fases, en cualquier tiempo t posterior el soporte de ρ_t se encontrará en una región Γ_t de igual volumen que la original: tal evolución es totalmente *reversible*, en concordancia con las leyes de la mecánica clásica.

Si bien respecto del problema de la irreversibilidad conviven múltiples interpretaciones, la mayor parte de ellas puede asociarse a alguna de las dos líneas teóricas inauguradas por Ludwig Boltzmann y por Josiah Willard Gibbs. La formulación del problema en los términos en que ha sido presentado permitirá comprender en qué sentido difieren ambas perspectivas.

2.1 El enfoque de Boltzmann ↑

El enfoque de Boltzmann consiste en calcular el número de microestados diferentes compatibles con un mismo macroestado. El macroestado más probable será, entonces, aquél al cual corresponda el máximo número de microestados, y hacia él tenderá, con alta probabilidad, la macroevolución del sistema. De aquí surge la idea de Boltzmann de identificar la entropía de cada macroestado con una medida del número de sus microestados compatibles; en el lenguaje del espacio de las fases, la entropía de Boltzmann S_B correspondiente al macroestado M_α

se define como:

$S_B(M_\alpha) = k \, log \, |\Gamma_\alpha|$

donde *k* es la constante de Boltzmann y $|\Gamma_\alpha|$ expresa el volumen de la región Γ_α del espacio de las fases asociada a M_α. Dado que la región correspondiente al equilibrio es aquélla a la cual corresponde un volumen máximo -esto es, la que posee mayor número de microestados compatibles-, en cualquier evolución que parte de un macroestado M_0 y se dirige al equilibrio M_{eq}, la entropía, con alta probabilidad, tiende a aumentar, en concordancia con el Segundo Principio de la Termodinámica.

Pero, ¿cómo explicar que nunca se observe la evolución inversa? La respuesta se basa en la relación entre probabilidad y volumen en el espacio de las fases. El hecho de que las macroevoluciones se dirijan al equilibrio con una altísima probabilidad -que justifique la no observación de evoluciones anti-termodinámicas- sólo puede explicarse si la probabilidad del macroestado de equilibrio M_{eq} es enormemente superior a la probabilidad de cualquier macroestado inicial de no-equilibrio M_0. Esto supone una enorme disparidad entre los volúmenes de las regiones asociadas: $|\Gamma_{eq}|>>|\Gamma_0|$. Pero tal desigualdad sólo se cumple en sistemas con un *altísimo número de grados de libertad*. Éste es el caso de los gases: para un mol de gas en un recipiente de un litro, la relación entre $|\Gamma_{eq}|$ y $|\Gamma_0|$ es del orden de 2^N, donde el número de partículas *N* es del orden de 10^{20}. El orden de magnitud de las probabilidades involucradas en este tipo de sistemas permite explicar la irreversibilidad macroscópica observada en los procesos termodinámicos.

Otro ingrediente esencial de la perspectiva de Boltzmann es la necesidad de algún supuesto adicional acerca de las condiciones iniciales del sistema. El hecho es que incluso al macroestado de equilibrio M_{eq} corresponden algunos microestados cuya posterior evolución temporal conduciría al sistema al macroestado de no-equilibrio inicial M_0, en contradicción con el Segundo Principio. Desde su enfoque probabilístico, la respuesta de Boltzmann se basa en señalar la bajísima probabilidad de ocurrencia de tales microestados en la efectivización del macroestado de equilibrio; en el lenguaje del espacio de las fases, los microestados que conducen a evoluciones anti-termodinámicas resultan “atípicos”, en la medida en que el volumen que ocupan es inferior en muchísimos órdenes de magnitud al volumen de la región correspondiente al macroestado de equilibrio.

2.2 El enfoque de Gibbs ↑

La estrategia de Gibbs consiste en abandonar el intento de describir la evolución de un sistema particular; en su lugar, la atención se concentra en el comportamiento del *ensamble representativo* del sistema, esto es, un conjunto de sistemas de estructura similar al sistema de interés, seleccionados de modo tal que cada uno de ellos se encuentra en un microestado diferente pero siempre compatible con el macroestado en el que se encuentra el sistema bajo estudio. Por lo tanto, el ensamble queda representado mediante la función ρ, *densidad de distribución* de los puntos representativos de los sistemas del ensamble en el espacio de las fases.

Si el macroestado inicial del sistema determina una densidad ρ_0 cuyo soporte se encuentra confinado en una cierta región Γ_0, ésta podrá deformarse y extenderse hasta zonas distantes en el espacio de las fases; pero, de acuerdo con el Teorema de Liouville, su volumen permanecerá siempre constante y, en consecuencia, no podrá cubrir el volumen correspondiente al macroestado de equilibrio. En efecto, la entropía de Gibbs S_G se define como:

$S_G(\rho) = -k\int_\Gamma \rho \, log\rho \, d\Gamma$

donde ρ *d*Γ representa la probabilidad de que el punto representativo del microestado del sistema se encuentre en el volumen elemental *d*Γ, y la integral es sobre todo el espacio de las fases Γ. Dada la conservación del volumen impuesta por el Teorema de Liouville, S_G se mantiene constante a través de toda la evolución.

En el enfoque de Gibbs, lo que en realidad sucede es que la región inicial se ha distribuido y ramificado hasta el punto de cubrir de un modo *aparentemente* uniforme la región correspondiente al macroestado de equilibrio, tal como una gota de tinta en agua se difunde hasta que el agua parece gris, aun cuando cada molécula preserva su identidad inicial. A fin de dar cuenta de la creciente deformación de la región original, puede definirse una entropía de grano grueso (*coarse grain*) S_{cg}: divídase el espacio de las fases en celdas y asígnese una probabilidad P_i a cada una de ellas -probabilidad de que el punto representativo del microestado del sistema se encuentre en la celda *i*-; S_{cg} se define como:

$S_{cg} = -k\, \Sigma_i\, P_i \log P_i$

y puede esperarse que aumente a través de la evolución a medida que la región original va ingresando en mayor cantidad de celdas. No obstante, si un observador "perfecto" describiera la evolución del sistema inicialmente fuera del equilibrio a través del comportamiento de su ensamble representativo, observaría la creciente distorsión y ramificación en el espacio de las fases de la región correspondiente al macroestado inicial, pero podría comprobar la validez del Teorema de Liouville: nunca se alcanza una distribución uniforme sobre la región asociada al macroestado de equilibrio, pues el volumen de la región inicial permanece invariante durante toda la evolución. En consecuencia, desde la perspectiva de Gibbs, el aumento de la entropía que enuncia el Segundo Principio para un sistema aislado se refiere a la entropía de grano grueso S_{cg}, lo cual implica una interpretación epistémica de la irreversibilidad.

Es importante señalar que, a diferencia de la perspectiva de Boltzmann, este enfoque *no requiere un elevado número de grados de libertad* en el sistema. En principio, el comportamiento irreversible podría manifestarse en sistemas mecánicos simples, definidos por pocas variables de estado. Otro aspecto importante de esta interpretación consiste en que, para producirse el aumento de la entropía de grano grueso S_{cg}, es necesario que el sistema cumpla cierta condición de inestabilidad: debe tratarse de un sistema *mezclador*, tal que la región inicial se deforma a través de la evolución; a su vez, ello implica que el sistema sea ergódico, es decir, que el punto representativo de su microestado recorra a través del tiempo prácticamente toda la región del espacio de las fases correspondiente al macroestado de equilibrio (Lebowitz y Penrose 1973).

2.3 Boltzmann versus Gibbs ↑

Los defensores actuales de la línea boltzmanniana atacan la perspectiva de Gibbs desde distintos frentes. Por ejemplo, Joel Lebowitz (1993) desacredita la entropía de Gibbs como magnitud física relevante, en la medida en que permanece constante durante la evolución del sistema; a su vez, señala la necesidad de que el sistema posea un elevado número de grados de libertad para manifestar un comportamiento irreversible (Lebowitz 1994). Desde una perspectiva similar, Jean Bricmont insiste en la imposibilidad de brindar sentido físico a la distinción micro/macro en sistemas de pocos grados de libertad (Bricmont 1995); así como carece de sentido físico hablar de la temperatura de una única partícula, tampoco parece posible definir variables macroscópicas análogas en la evolución de sistemas de pocos grados de libertad.

Respecto del grado de inestabilidad requerido, Bricmont afirma que la ergodicidad no es condición necesaria ni suficiente para la irreversibilidad. La ergodicidad no es condición suficiente puesto que hay sistemas ergódicos de pocos grados de libertad para los cuales no tiene sentido hablar de comportamiento irreversible. A su vez, la ergodicidad no es condición necesaria en la medida en que puede comprobarse la existencia de evoluciones que, sin ser ergódicas, manifiestan un carácter inequívocamente irreversible (Bricmont 1995); como ejemplo de ello, Bricmont menciona un modelo matemático como el modelo Kac que, sin ser ergódico, en escalas temporales adecuadas manifiesta la evolución hacia el equilibrio de sus variables macroscópicas (ver Lombardi y Labarca 2005). Otros autores también adoptan la misma línea argumentativa: en explícita polémica con Lawrence Sklar (1993), quien afirma que la propiedad de mezcla es indispensable para que un sistema manifieste un comportamiento irreversible, John Earman y Miklos Rédei (1996) sostienen que los sistemas irreversibles típicos estudiados en mecánica estadística no son siquiera ergódicos.

A estas críticas podría agregarse una objeción ya señalada por Paul y Tatiana Ehrenfest (1912) en una famosa revisión crítica publicada en la *Encyclopedia of Mathematical Sciences* acerca del estado de la teoría cinética y de la mecánica estadística del momento: la interpretación gibbsiana del Segundo Principio no logra romper la simetría temporal entre pasado y futuro. En efecto, el aumento de entropía resulta de la progresiva deformación y ramificación de la región asociada al macroestado inicial a medida que transcurre el tiempo. El problema es que a tal aumento de entropía "hacia el futuro" corresponde un aumento de entropía análogo "hacia el pasado": si se describe la evolución dinámica del sistema hacia el pasado, partiendo de una situación de no-equilibrio, la región inicial sufrirá la misma progresiva deformación y ramificación. En otras palabras, si bien el sistema aumenta su entropía en su evolución futura, también proviene de macroestados pasados de mayor entropía que el macroestado de no-equilibrio presente.

Estos inconvenientes han conducido a muchos autores a descartar por completo la perspectiva de Gibbs. Sin embargo, el enfoque boltzmanniano se enfrenta a dificultades que, si bien generalmente ignoradas, no son menos graves; el principal desafío es el que le plantea el Teorema de Liouville. Si los puntos representativos de microestados confinados en una cierta región inicial del espacio de las fases evolucionan manteniendo constante el volumen de tal región, ¿cómo explicar, desde el punto de vista mecánico, el aumento de volumen de las regiones asociadas a los macroestados a través de la evolución termodinámica del sistema?

Tanto Lebowitz como Bricmont reconocen la importancia del Teorema de Liouville. Sin embargo, consideran que los microestados pertenecientes al microestado de equilibrio final M_{eq} que conducen al macroestado inicial (a una evolución anti-entrópica) forman un pequeñísimo subconjunto de M_{eq}; por lo tanto, su ocurrencia es menos probable, en muchos órdenes de magnitud, que la ocurrencia de los microestados que conservan el equilibrio. Sin embargo, frente a esta postura se impone la pregunta: ¿de dónde provienen los microestados de M_{eq} que no resultan de la evolución mecánica de los microestados pertenecientes a M_0 en el instante inicial? Dada la validez del teorema de Liouville, el enfoque boltzmanniano no puede responder a esta pregunta y, en consecuencia, no suministra una explicación genuinamente dinámica de la irreversibilidad.

En definitiva, ninguno de las dos perspectivas brinda una solución adecuada al problema de la irreversibilidad (Lombardi 2003, Lombardi y Labarca 2005, Frigg 2008). Si bien la interpretación de Gibbs propone un enfoque exclusivamente dinámico del fenómeno de la irreversibilidad, no logra explicar los estados pasados de menor entropía que el estado presente, y no recoge la necesidad teórica de que los sistemas posean un elevado número de grados de libertad. Por su parte, la perspectiva de Boltzmann explica la irreversibilidad desde un enfoque puramente probabilístico, pero no consigue dar cuenta de las evoluciones mecánicas que dan origen a las probabilidades asociadas a los macroestados del sistema.

3 El problema de la flecha del tiempo ↑

Hasta aquí hemos transitado el camino de la irreversibilidad sin preocuparnos acerca de cuál es el fundamento físico de la asimetría temporal. Ahora es momento de presentar y definir el problema de la flecha del tiempo.

Como mencionamos al comienzo de este trabajo, el problema de la flecha del tiempo parece tener su origen en nuestra intuición de una asimetría entre pasado y futuro: si dos eventos no son simultáneos, uno de ellos es anterior al otro. Pero, ¿en qué consiste o se evidencia esta intuición? Por ejemplo, adjudicamos al pasado ciertas propiedades que no adjudicamos al futuro. El pasado se nos muestra fijo, inalterable. No podemos viajar al pasado para modificar los errores cometidos: los eventos pasados están existencialmente determinados (Sklar 1974, 353). Sin embargo, consideramos al futuro de una manera muy diferente: no pensamos que los sucesos que acontecerán están existencialmente determinados. ¿Cuándo será nuestra muerte? Intentaremos posponerla todo lo posible. ¿Cuál será el próximo número de la lotería? Desafortunadamente, no lo sabemos. El futuro se presenta como mera posibilidad, indeterminado y abierto.

Por otra parte, la manera en la que accedemos epistémicamente al pasado y al futuro también presenta grandes diferencias. Conocemos la fecha de nuestro nacimiento; sabemos que en una fecha determinada un suceso bien definido cambió nuestras vidas. Pero, ¿podemos conocer el futuro? No del mismo modo en que conocemos el pasado: intuimos o adivinamos que ciertos sucesos podrían pasar; tal vez predecimos un cierto evento, siempre dentro de amplios límites de incerteza. Sin embargo, difícilmente estemos *conociendo* el futuro. En resumen, en nuestro lenguaje, en nuestras pretensiones epistémicas y en nuestra manera de concebir la existencia misma, adjudicamos distintas propiedades al pasado y al futuro. El tiempo, por lo tanto, parecer poseer la propiedad de *asimetría*.

Sin embargo, la asimetría adjudicada al tiempo no agota la idea intuitiva original de que el *tiempo pasa*. En algún momento del pasado hemos nacido y, en algún momento del futuro, moriremos. Y entre ambos instantes, transcurren los acontecimientos de nuestra existencia, la vida *pasa*. Nuestra intuitiva representación del mundo lleva a considerar que el tiempo fluye en una única dirección posible: desde el pasado hacia el futuro, pero nunca en la dirección inversa. En otras palabras, el tiempo, además de la propiedad de asimetría, parece tener la propiedad de tener una *dirección privilegiada* en la cual acontece su devenir.

Habíamos establecido que, desde el punto de vista de la filosofía de la física, el problema de la flecha del tiempo puede ser formulado en términos de la búsqueda de un correlato físico que sirva como indicador, como *flecha*, de la asimetría temporal. Como sostiene Paul Davies: “la cualidad que esta flecha describe no es el flujo del tiempo sino la asimetría o el desequilibrio del mundo físico en el tiempo, la distinción entre pasado y futuro” (1995, 257). Dicha búsqueda se realiza en las teorías físicas fundamentales actualmente vigentes; la pregunta a responder es, entonces: ¿permiten las teorías físicas fundamentales vigentes distinguir la dirección pasado-a-futuro de la dirección futuro-a-pasado? Antes de adentrarnos en las diferentes estrategias que pueden adoptarse para llevar a cabo esta empresa, es necesario presentar y subrayar algunas consideraciones metodológicas que deben ser previamente atendidas.

3.1 Algunas consideraciones metodológicas ↑

Si nuestras intuiciones cotidianas, nuestra manera de conocer y relacionarnos con el mundo, si nuestro propio lenguaje está tan fuertemente impregnado por nociones temporales, ¿cómo estar seguros de que no estamos introduciendo arbitrariamente una dirección privilegiada del tiempo a partir de ciertos elementos constitutivos de la propia naturaleza humana? Nuestra posición como sujetos de conocimiento, lo que Huw Price (1996) llama nuestro “antropocentrismo en la visión del mundo”, nos hace acceder a la realidad de una manera temporalmente asimétrica, profundamente arraigada en nuestra naturaleza. Hablamos *como si* el pasado y el futuro fueran diferentes, *como si* hubiese una dirección temporal privilegiada. Pero, quizás, la naturaleza no se ajusta a nuestras intuiciones.

Un primer intento para escapar a este escenario, que tornaría poco interesante una investigación física del problema de la flecha del tiempo, es la posición del propio Price, quien impone una especie de exigencia spinoziana de enfrentar el problema *sub specie aeternitatis*:

“(…) Si queremos entender la asimetría del tiempo, entonces necesitamos poder entender, y poner en cuarentena, las diversas formas en las que nuestros patrones de pensamiento reflejan las peculiaridades de nuestra perspectiva temporal. Necesitamos familiarizarnos con lo que apropiadamente podemos llamar el punto de vista desde “ningún-tiempo” [*nowhen*].” (Price 1996, 4).

La idea consiste en abordar la realidad mediante términos atemporales, ubicándonos por “fuera del tiempo”, liberándonos de las distorsiones inherentes al hecho de ser criaturas temporales. La perspectiva atemporal de Price es un recaudo sumamente sensato y aceptable para abordar el problema de la flecha del tiempo desde una perspectiva física. Intuitivamente, el punto de vista atemporal podría no ser posible, quizás no podamos escapar a nuestra mirada *sub species temporis*. Sin embargo, si tomamos el compromiso de investigar acerca de una fundamentación física para la asimetría temporal, es crucial adoptar la perspectiva arquimediana propuesta por Price, que nos previene de cometer los errores y falacias que se desprenden de seguir nuestros “instintos temporales”. Price mismo advierte que “en filosofía y en física, los teóricos cometen errores que pueden remontarse al fracaso de mantener esta distinción suficientemente clara” (Price 1996, 4). Un ejemplo utilizado por Price para ilustrar este tipo de errores es la “falacia del doble criterio temporal” [*temporal double standard*], que consiste en no aplicar los mismos argumentos de la misma forma en ambos extremos de una evolución (por ejemplo, la del propio universo), lo cual implica presuponer la asimetría temporal desde un comienzo.

Pero, además, el tipo de asimetría que buscamos no es convencional: pasado y futuro deberán distinguirse de manera sustancial y no, meramente, ser distintos nombres para entidades formalmente idénticas. Es usual que algunas teorías físicas utilicen las palabras ‘pasado’ y ‘futuro’, pero lo hacen de manera puramente convencional. Un ejemplo lo constituye el uso que se hace en mecánica relativista de los conceptos de “cono de luz *pasado*” (C^-) y “cono de luz *futuro*” (C^+): nada hay *in re* que impida intercambiar los nombres libremente, pues las propiedades del sistema no cambiarán. En términos más precisos:

Definición 3. Dos objetos son formalmente idénticos cuando existe una permutación que, al intercambiarlos, no cambia las propiedades del sistema al cual pertenecen.

Definición 4. La diferencia entre dos objetos es sustancial cuando asignamos diferentes nombres a dos objetos que no son formalmente idénticos. (Penrose 1979, 581-638).

Por lo tanto, para fundamentar la flecha del tiempo en el ámbito de la física no podemos basarnos en distinciones puramente nominales ancladas en convenciones teóricas, ni en una distinción subjetiva resultante de experiencias antropocéntricas; necesitamos obtener argumentos sustanciales y objetivos que permitan distinguir la dirección pasado-a-futuro de la dirección futuro-a-pasado.

3.2 Dos estrategias para hacer frente al problema ↑

En términos generales, pueden distinguirse dos estrategias generales para entender y abordar el problema de la flecha del tiempo en filosofía de la física.

Por un lado, la estrategia que llamaremos *reduccionista y nomológica*, consiste en considerar que la asimetría del tiempo proviene de una ruptura de la simetría que se expresa en las ecuaciones dinámicas de una teoría física a través del ya conocido concepto de *t*-invariancia: el problema de la flecha del tiempo consiste en hallar leyes no *t*-invariantes.

Por otro lado, puede adoptarse una estrategia *no reduccionista y espacio-temporal:* la asimetría temporal no debe buscarse en las propiedades formales de las leyes físicas ni en la dinámica de los sistemas, sino en las propiedades estructurales del espacio-tiempo mismo. La asimetría temporal debe ser una propiedad esencial del espacio-tiempo y el universo en su conjunto, ya sea apelando a una asimetría en las condiciones iniciales y finales del universo o a las propiedades topológicas del universo considerado como un objeto geométrico asimétrico.

3.2.1 Estrategia reduccionista y nomológica: a la búsqueda de leyes no *t*-invariantes ↑

Esta estrategia ya fue adelantada cuando se distinguieron los conceptos de *t*-invariancia y reversibilidad. Retomando lo ya dicho, el enfoque reduccionista y nomológico considera que el fundamento físico de la flecha del tiempo debe buscarse en una ley fundamental no *t*-invariante. Se supone que, si las leyes de la física son *t*-invariantes, deberíamos concluir que la física no recoge en su formalismo una direccionalidad privilegiada del tiempo. En otras palabras, la *t*-invariancia de las leyes físicas fundamentales implicaría que la asimetría temporal que percibimos es una mera apariencia sin sustrato físico teórico. Pero, por su parte, si hallamos una ley no *t*-invariante, podríamos generar, de manera no arbitraria, un conjunto de soluciones posibles sólo en una única dirección del tiempo, y no en ambas. Si bien nada en la ley nos señalaría qué dirección es el futuro o el pasado (pues esto es una cuestión puramente nominal), sí indicaría una diferencia sustancial que, convencionalmente, podríamos bautizar como la dirección pasado-a-futuro.

La cuestión de la *t*-invariancia o no *t*-invariancia de las leyes de la física ha ocupado una enorme atención en las discusiones sobre la flecha del tiempo (para una discusión acerca de cómo definir conceptualmente invariancia temporal, ver Peterson 2015 y Roberts 2014). En este punto, parece haber un consenso bastante generalizado acerca del carácter *t*-invariante de la gran mayoría de las leyes físicas fundamentales. Tim Maudlin afirma al respecto:

"El tratamiento de esta cuestión es uno de los más peculiares en la literatura filosófica. El enfoque usual configura el problema como sigue: las leyes físicas fundamentales tienen una característica llamada invariancia ante inversión temporal. Si las leyes son invariantes ante inversión temporal, entonces se supone que se sigue que la física misma no reconoce una direccionalidad del tiempo: no distingue, a nivel de ley fundamental, la dirección hacia el futuro de la dirección hacia el pasado." (Maudlin 2007, 266).

Huw Price, también expresa este consenso generalizado:

"[el problema] es explicar por qué hay alguna asimetría significativa de las cosas en el tiempo, dado que las leyes fundamentales de la física parecen ser (la mayoría) simétricas respecto del tiempo." (Price 1996, 18).

Se supone, entonces, que ni la mecánica clásica ni la relatividad general (consideradas teorías fundamentales) ofrecen una estructura formal capaz de distinguir nomológicamente los procesos físicos que evolucionan hacia el pasado de los que evolucionan hacia el futuro. Usualmente, se sostiene que la mecánica cuántica tampoco es una teoría que permite definir una asimetría temporal; sin embargo, algunos autores como Roger Penrose (1989), George Ellis (2013a-b) y David Albert (2000) han argumentado que el colapso de la función de onda constituye un proceso irreversible, sugiriendo una manera de definir una asimetría temporal en la teoría. No obstante, tal posición implica asumir que el colapso de la función de onda es una ley de la mecánica cuántica, y no todas las interpretaciones de la teoría asumen este supuesto: interpretaciones modales o de muchos mundos se diferencian de la interpretación estándar o de Copenhague al rechazar la hipótesis o ley del colapso de la función de onda. Por lo tanto, hemos optado por la opinión generalizada de que la mecánica cuántica es una teoría invariante ante inversión temporal atendiendo a que asumir aceptar el colapso de la función de onda como ley de la mecánica cuántica es materia de controversia que supera los alcances de un artículo introductorio a la problemática.

Esta situación implica un profundo problema para quien adopte la estrategia de buscar leyes no *t*-invariantes; estrategia que, en general, conduce a cierto paciente escepticismo. Sin embargo, pueden citarse dos casos que, si bien ampliamente criticados, han ocupado un lugar central en la discusión: por un lado, la clásica flecha termodinámica del tiempo introducida mediante el Segundo Principio de la Termodinámica; y por el otro lado, ciertas violaciones de simetría en las interacciones débiles, en particular, en el decaimiento de los kaones neutros. A continuación expondremos sucintamente las características de ambas flechas nomológicas y la discusión que han suscitado en el área de filosofía de la física.

3.2.1.1 La flecha termodinámica del tiempo: el enfoque entrópico ↑

La tesis del enfoque entrópico, en términos generales, puede expresarse de la siguiente manera:

Tesis general del enfoque entrópico: Pasado y futuro se definen como las direcciones temporales hacia donde la entropía decrece o aumenta respectivamente.

El enfoque entrópico hace depender la asimetría y direccionalidad temporal del Segundo Principio de la Termodinámica, que en una versión actual puede formularse de la siguiente manera:

"En estado de equilibrio, los valores que toman los parámetros característicos de un sistema termodinámico cerrado son tales que maximizan el valor de una cierta magnitud que es función de dichos parámetros, llamada entropía" (Callen 1985, 28-29).

Sobre esta base, se supone que la dirección temporal pasado-a-futuro es la dirección del tiempo en la cual la entropía de los sistemas cerrados aumenta.

El enfoque entrópico reduce la relación temporal $T(x, y)$, "x es temporalmente anterior a y", a la relación no temporal $S(x, y)$, "el estado x tiene menor entropía que el estado y" y, por tanto, privilegia un orden en la relación temporal entre los estados A y B. Expresando el enfoque en términos de t-invariancia, puede decirse que, al ser no t-invariante, el Segundo Principio de la Termodinámica no produce pares *t*-simétricos: si se invierte temporalmente la evolución que conduce a un aumento de la entropía se obtiene una evolución que disminuye la entropía del sistema.

Si bien el Segundo Principio de la Termodinámica parece ofrecer un sólido motivo nomológico para justificar la asimetría temporal, el programa reduccionista de Ludwing Boltzmann supuso el primer escollo a superar por parte del enfoque entrópico. El carácter necesario del Segundo Principio se ve seriamente comprometido una vez que se pretende explicar el comportamiento termodinámico de los sistemas físicos en términos de las leyes de la mecánica clásica y el razonamiento probabilístico (Sklar 1993, Uffink 2007, Labarca y Lombardi 2013., Henderson 2014). La idea de un sistema aislado que tiende al equilibrio como una característica legal del mundo macroscópico fue desplazada por la idea de un sistema aislado que presenta una cierta probabilidad (muy alta) de hacerlo. Mientras que en el primer caso se habla de sistemas que monótonamente se aproximan al equilibrio y cuyas evoluciones responden a una ley dinámica no *t*-invariante, la segunda idea corresponde a sistemas que *generalmente* se aproximan al equilibrio, cuyo comportamiento dinámico, sin embargo, responde a leyes fundamentales que son *t*-invariantes (Sklar 1974, 386). En otras palabras, existe una probabilidad no nula de que un sistema aislado no se aproxime a su estado de equilibrio, lo cual, bajo el enfoque entrópico, significa que existe una probabilidad no nula de sistemas evolucionando hacia atrás en el tiempo: la Paradoja de Loschmidt o Paradoja de la Irreversibilidad (Loschmidt 1876), y la Paradoja de Zermelo (Zermelo 1896) explotaron este problema y las consecuencias conceptuales de la pretendida reducción de la termodinámica a la mecánica estadística.

Uno de los trabajos filosóficamente más influyentes acerca de la flecha del tiempo ha sido *The Direction of Time*, donde Hans Reichenbach (1956) define el futuro como la dirección del aumento de la entropía de la mayor parte de los "*branch systems*" del universo, esto es, sistemas que se encuentran aislados del sistema principal durante cierto período. No obstante, Reichenbach conocía perfectamente las objeciones de Loschmidt y Zermelo: si es altamente probable que un sistema en un estado de entropía inferior al máximo evolucione hacia un estado de mayor entropía hacia el futuro, es también altamente probable que provenga de un estado de mayor entropía en el pasado; a su vez, si un sistema aislado vuelve a aproximarse a su estado inicial tanto como se quiera, la entropía no puede ser una función monótonamente creciente con el tiempo. Por estas razones, Reichenbach admitió que su definición no implicaba la existencia de una dirección global del tiempo para todo el universo:

"no podemos hablar de una dirección del tiempo como un todo [...] si existe una única dirección del tiempo o si la dirección del tiempo va alternando, depende de la forma de la curva de entropía del universo" (Reichenbach 1956, 127-128; para una crítica a la posición de Reichenbach, ver Sklar 1993).

Paul Davies (1994) también apela a la noción de *branch system*, pero desde su propia interpretación de las tesis de Reichenbach. En lugar de concebir, como Reichenbach, los *branch systems* como sistemas independientes cuyo paralelismo respecto del aumento de entropía debe ser probado, Davies considera que los *branch systems* emergen como el resultado de una cadena o jerarquía de ramificaciones que se expanden hacia regiones cada vez más amplias del universo. Por lo tanto,

"el origen de la flecha del tiempo siempre se remonta a las condiciones iniciales cosmológicas. Existe una flecha del tiempo sólo debido a que el universo se originó en un estado de entropía inferior a la máxima" (Davies 1994, 127; ver también Davies 1974).

Reichenbach y Davies son sólo dos de los muchos autores, provenientes de la filosofía y de la física, que abordan el problema de la flecha de tiempo en términos de entropía (ver también Feynman, Leighton y Sands 1964, Layzer 1975). Este enfoque entrópico del problema se basa en dos supuestos: que es posible definir la entropía de una sección instantánea del universo y que existe un único tiempo para el universo como un todo. Sin embargo, ambos supuestos involucran dificultades. En primer lugar, transferir confiadamente el concepto de entropía desde el ámbito de la termodinámica al de la cosmología es un movimiento problemático. La definición de entropía en cosmología es todavía un tema muy controvertido, incluso más que en termodinámica: no existe consenso acerca de cómo definir una entropía global para el universo. En efecto, usualmente se trabaja sólo con la entropía asociada con la materia y la radiación porque no hay aún una idea clara acerca del modo de definir la entropía debida al campo gravitacional. Pero incluso si se deja de lado este problema, hay diferentes definiciones de la entropía cuando se la considera una magnitud correspondiente a un estado fuera del equilibrio (Mackey 1989). En segundo lugar, cuando entra en juego la relatividad general, el tiempo se convierte en una dimensión de una estructura cuatridimensional: ya no es aceptable concebir el tiempo como un parámetro que, como en la física pre-relativista, marca la evolución del sistema. Por lo tanto, el problema de la flecha del tiempo ya no puede formularse, desde el comienzo, en términos del gradiente de entropía entre los dos extremos de un tiempo abierto y lineal.

No obstante, estas dificultades no constituyen aún la razón principal para cuestionar el papel central de la entropía en el problema de la flecha del tiempo. La entropía, tal como es definida en termodinámica, es una propiedad fenomenológica: un dado valor de entropía es compatible con muchas configuraciones diferentes del sistema. La pregunta es si existe un fenómeno más fundamental que permita distinguir entre las dos direcciones temporales.

3.2.1.2 Interacciones débiles y flecha del tiempo: el decaimiento del kaón neutro ↑

Hasta fines del siglo XX, la discusión sobre la flecha del tiempo en la bibliografía filosófica y física se concentró principalmente en la termodinámica y sus relaciones con la mecánica clásica, y en las propiedades del espacio-tiempo definidas a partir de la relatividad general (discusión que abordaremos en la siguiente sub-sección). Como mencionamos en la Sección 3.2.1, la opinión generalizada y consensuada es que todas las leyes fundamentales de la física son *t*-invariantes. Sin embargo, durante las últimas décadas algunos autores han comenzado a señalar que esto ya no es sostenible (Maudlin 2002, 2007, North 2011, Hacyan 2004, Vaccaro 2015): existen ciertos procesos físicos microscópicos descriptos por la teoría cuántica de campos (en adelante, TCC) de los cuales se inferiría la existencia de, al menos, una ley fundamental que no es ciega ante la direccionalidad temporal.

Argumentando contra la idea de que todas las leyes de la física son *t*-invariantes, Tim Maudlin sostiene:

“Las leyes de la física que tenemos no son Invariantes ante Inversión Temporal. El descubrimiento de procesos físicos que no son, en ningún sentido, indiferentes a la dirección del tiempo son bien conocidos: el descubrimiento de la violación de la invariancia *CP*, observada en el decaimiento del mesón K neutro.” (Maudlin 2002, 117).

En este sentido, Jill North también afirma:

“Tenemos, ahora, evidencia experimental de que hay una asimetría temporal legal y fundamental en nuestro mundo. Dado el teorema *CPT*, la violación de paridad observada en el decaimiento del mesón K^0 (neutral, sin carga) implica la violación de la simetría temporal.” (North 2011, 315).

Veamos más de cerca cómo se produce esta violación de la simetría *CP* (carga-paridad).

El teorema *CPT* en TCC afirma que cualquier TCC relativista (esto es, invariante bajo el grupo de Lorentz) debe ser invariante ante la composición de la conjugación de la carga *C*, la inversión de paridad *P* y la inversión temporal *T*. En 1964, James Cronin y Val Fitch descubrieron un tipo específico y extraño de partículas, los kaones neutros o mesones K^0, cuyo decaimiento violaba la simetría *CP*. Por el teorema *CPT*, estas partículas debían también violar *T*, ofreciendo, por lo tanto, una violación indirecta de la simetría temporal.

Los kaones son partículas elementales pertenecientes a la clase de los mesones: partículas con masa intermedia (de allí su nombre) que se componen de un par quark-antiquark. Existen tres tipos de partículas reconocidas como kaones: (i) kaones con carga positiva y sus antipartículas, K^+ y K^-, (ii) kaones neutros K^0_S, y (iii) kaones neutros K^0_L. Los procesos de decaimiento de kaones cargados K^+ y K^- conserva perfectamente la simetría *CPT*: partícula y antipartícula decaen siguiendo el mismo patrón simétrico, con igual probabilidad y con el mismo tiempo de vida medio (alrededor de 10^{-8} segundos). La simetría se evidencia en que, al aplicar la transformación *CPT* al resultado del decaimiento del kaón con carga negativa K^- se obtiene el resultado del decaimiento del kaón con carga positiva K^+ y viceversa.

La diferencia entre kaones neutros K^0_S y kaones neutros K^0_L consiste en que, si bien poseen la misma masa, tienen distintos tiempos de vida medio: mientras los K^0_S (“*short*”) tienen un tiempo de vida medio “corto”, de alrededor de 9.10^{-11} segundos, los K^0_L (“*long*”) tienen un tiempo de vida medio más largo, alrededor de 5.10^{-8} segundos. Además, los kaones neutros son sus propias antipartículas; sin embargo, en este caso el decaimiento no preserva la simetría *CP*. En efecto, el K^0_L tiene dos formas de decaer: o bien decae en un pión positivo y dos leptones, o bien decae en un pión negativo y dos leptones con carga y paridad invertida respecto del caso anterior. La simetría entre ambos tipos de decaimiento permitiría esperar que ambos decaimientos se produjeran con la misma probabilidad, pero precisamente esto es lo que no sucede: el decaimiento en piones negativos es más frecuente que el decaimiento en piones positivos. Esto implica la violación de la simetría *CP*, lo cual, a su vez debido al teorema *CPT*, implica la violación de la invariancia ante inversión temporal *T*.

En definitiva, gracias a la TCC y los procesos de decaimiento es posible afirmar que, al menos en principio, existe una ley no *t*-invariante en la física fundamental. Los kaones entraron a la historia de la física contemporánea por estas anomalías en sus patrones de decaimiento, lo cual generó una amplia discusión acerca de la conservación de las simetrías en la física de partículas y, en particular, acerca del problema de la flecha del tiempo. Sin embargo, se han formulado algunas objeciones a esta pretendida flecha del tiempo fundamental. Algunos autores han apuntado a la endeble comprensión del teorema *CPT* con la que aún contamos. Por ejemplo, Hilary Greaves afirma al respecto: "a pesar de la importancia del teorema *CPT* en física de partículas, el resultado mismo no es generalmente bien entendido" (Greaves 2010, 72). Un primer punto podría consistir en preguntarse: ¿cómo una simetría particular (el grupo de Lorentz) implica otra simetría (*CPT*)? (Greaves 2010, 73). Una segunda cuestión atañe a la composición misma de *CPT*, ¿cómo puede existir una relación tan íntima entre un par de simetrías espacio-temporales, como la inversión temporal y la inversión de paridad, y una simetría de una naturaleza muy distinta, como lo es la conjugación de la carga? (Friedman 1983, Earman 1989, Greaves 2010). También podría ponerse en tela de juicio el alcance del teorema *CPT*: Roger Penrose (2004) pone en duda que *CPT* y su ruptura puedan extenderse a teorías que no presupongan una variedad espacio-temporal plana.

Otros autores, como Paul Horwich (1987), argumentan que la asimetría temporal provocada por el decaimiento del mesón K^0 no es suficiente para definir una dirección del tiempo: no queda suficientemente claro en qué medida los procesos de decaimiento de kaones neutros son legaliformes y no "meras asimetrías *de facto*". El punto no es menor: las asimetrías *de facto* son sumamente comunes en la mayoría de las teorías físicas, ofreciendo argumentos débiles y, a menudo, circulares para la fundamentación de la asimetría temporal; es precisamente por ello que, en su lugar, se buscan leyes no *t*-invariantes. Los resultados experimentales de kaones neutros sugieren que se trata de una asimetría sin excepciones; no obstante, la fuerte dependencia que mantienen estos procesos respecto el teorema *CPT* torna difícil determinar si, en efecto, se trata de una ley no *t*-invariante satisfactoria (Horwich 1987). Robert Sachs (1987) también hace algunas observaciones respecto del caso del decaimiento de kaones neutros. Según el autor, la ruptura de la simetría temporal es indirecta: no es suficientemente claro cómo se produce la violación de la simetría temporal y cómo se relacionan entre sí las diferentes simetrías involucradas en *CPT*. Por otra parte, recientemente se identificó otra clase de mesones, los *B*, que también violan simetrías (ver Sozzi 2008, Castelvecchi 2009).

3.2.2 Estrategia no reduccionista y las propiedades del espacio-tiempo ↑

La estrategia *no reduccionista y espacio-temporal* renuncia por completo a considerar la dinámica de los sistemas físicos y las propiedades de las leyes físicas para justificar la asimetría temporal. La Herejía de la Flecha del Tiempo de John Earman (1974) pretende ser una bisagra en el problema de la flecha del tiempo, problema que, como el propio autor diagnostica, involucra muchas dificultades cuando se basa en encontrar leyes no *t*-invariantes. El espíritu de la Herejía consiste en abandonar por completo esta estrategia argumentativa usual. Según Earman, la relatividad general constituye el terreno "natural" de indagación sobre las propiedades del tiempo:

Herejía de la Flecha del tiempo: (i) Si existe una flecha del tiempo, ésta es una característica intrínseca del espacio-tiempo (expresable en términos de orientación temporal), que no necesita y no puede reducirse a características no temporales. (ii) La existencia de una flecha del tiempo expresable en términos de orientación temporal no depende, crucialmente, de la irreversibilidad, como los reduccionistas sostienen (Earman 1974, 20).

En su primer punto, la tesis herética introduce un concepto que no ha aparecido en la discusión hasta el momento: el concepto de *orientación temporal*. Resolver el problema de la flecha del tiempo no consiste, si asumimos la tesis herética, en hallar leyes no *t*-invariantes, sino que requiere decidir si es posible definir una orientación temporal del espacio-tiempo. El segundo punto de la tesis desvincula el problema de la flecha del tiempo del concepto de irreversibilidad. Puesto que Earman no distingue -como se ha hecho en esta entrada- entre *t*-invariancia y reversibilidad y los trata como conceptos coextensivos, su tesis puede traducirse como afirmando que se ha sobreestimado el papel de los conceptos de *t*-invariancia y de reversibilidad para solucionar el problema de la flecha del tiempo.

Por otra parte, la estrategia involucrada en la Herejía de Earman es un enfoque no reduccionista y global, puesto que propone orientar la discusión al campo de la relatividad general y de las propiedades que el espacio-tiempo exhibe. Si existe una asimetría temporal, ésta no es una propiedad derivada a partir de otras asimetrías físicas no espacio-temporales, sino una asimetría de la estructura misma del espacio-tiempo.

Ya en el propio título de su artículo de 1974, Earman anuncia que su propósito es brindar algunas direcciones novedosas a una discusión que considera estancada. El autor no propone, explícitamente, una respuesta positiva al problema de la flecha del tiempo asumiendo su tesis herética. Pero, cualquier enfoque que busque dar cuenta de la asimetría temporal y asuma la Herejía, debe indagar en las propiedades espacio-temporales del propio universo.

3.2.2.1 La flecha del tiempo como una asimetría geométrica del espacio-tiempo ↑

El *Enfoque Global Geométrico* (EGG, en adelante), formulado principalmente por Mario Castagnino y Olimpia Lombardi (Castagnino, Lara y Lombardi 2003a, 2003b, Castagnino, Lombardi y Lara 2003, Castagnino y Lombardi 2004, 2005, 2009), se encuentra fuertemente inspirado en el espíritu herético de Earman ya que busca fundamentar la asimetría temporal en las propiedades geométricas del espacio-tiempo. Los autores del EGG nos proponen considerar las propiedades geométricas de un objeto como, por ejemplo, la pirámide de Keops. Si, por ejemplo, se divide la pirámide mediante un plano paralelo a su base y que intersecte el punto medio de su altura, no es posible negar que el objeto es espacialmente asimétrico respecto de dicho plano. Por supuesto, esta asimetría no distingue entre las dos direcciones espaciales a lo largo de la altura de la pirámide puesto que ésta puede cambiar su orientación en el espacio y, además, existen muchos otros objetos en el universo, en particular otras pirámides que no apuntan en la misma dirección. Pero, ¿qué sucedería si el universo completo se redujera a la pirámide de Keops? En ese caso, el propio espacio se encontraría confinado en el universo-pirámide. Sería posible, entonces, distinguir entre las dos direcciones base-a-vértice vértice-a-base. Incluso podría fijarse la coordenada z de un punto midiendo su distancia, por ejemplo, a la base. En otras palabras, el universo-pirámide es un objeto, y la estructura geométrica de tal objeto como un todo establece la diferencia entre las dos direcciones de una de las dimensiones del espacio.

El ejemplo del universo-pirámide sirve a los autores como analogía para pensar al universo físico real: el universo es un objeto espacio-temporal cuatridimensional y, en tanto tal, puede ser simétrico o asimétrico a lo largo de la dimensión temporal. Desde esta perspectiva, son las propiedades geométricas del espacio-tiempo las que tienen prioridad conceptual respecto de cualquier otra propiedad física: es necesario que el espacio-tiempo posea ciertas características geométricas para que sea posible definir ciertas magnitudes físicas o determinar ciertas propiedades para todo el universo de manera asimétrica. (Castagnino y Lombardi 2009, 9). Y, si el enfoque es global, la relatividad general es el marco teórico adecuado para la discusión.

La estrategia de EGG consiste, entonces, en hallar alguna asimetría geométrica en la estructura del espacio-tiempo a lo largo de la dimensión temporal a partir de la relatividad general. Sin embargo, hay muchos espacio-tiempos diferentes, con topologías extraordinariamente variadas, que son consistentes con las ecuaciones de campo de la relatividad general, y muchos de ellos poseen características que no permiten definir las dos direcciones del tiempo de un modo global, e incluso que no permiten hablar de un tiempo único para el universo como un todo. Por lo tanto, el espacio-tiempo debe cumplir, fundamentalmente, dos condiciones para poder definir una flecha del tiempo sobre él:

a) Orientabilidad temporal

Grünbaum (1973) y Earman (1974) fueron los primeros autores que enfatizaron la relevancia de la orientabilidad temporal o t-orientabilidad para abordar el problema de la flecha del tiempo. Intuitivamente, la t-orientabilidad garantiza que el conjunto de todos los semiconos de luz del espacio-tiempo puede ser particionado en dos clases de equivalencia: la clase cuyos semiconos "apuntan" en una dirección temporal del espacio-tiempo, y la clase de los que "apuntan" en la otra dirección. En efecto, en un espacio-tiempo no t-orientable, es posible convertir un vector tipo-tiempo que apunta hacia el futuro en un vector tipo-tiempo que apunta hacia el pasado a través de una transformación continua (como sucede sobre una "cinta de Moebius"); por lo tanto, la distinción entre semiconos pasados y futuros no puede establecerse a nivel global.

b) Tiempo global

Como es bien sabido, la relatividad general reemplaza la antigua concepción de "espacio a través del tiempo" por el concepto de espacio-tiempo, donde el tiempo se convierte en una dimensión de una estructura cuatridimensional. Por lo tanto, el espacio-tiempo de la relatividad general puede poseer características que no hacen posible particionar el conjunto de todos los eventos en clases de equivalencia tales que: (i) cada una de las clases sea una hipersuperficie espacial, es decir, una hipersuperficie (una variedad con más de dos dimensiones) cuyo vector normal en cada punto es temporal, y (ii) las hipersuperficies puedan ser ordenadas temporalmente. Esto sucede cuando existen curvas temporales cerradas o, incluso sin ellas, cuando es imposible definir una función que asigne a cada evento un número, que representa el tiempo del evento, tal que el número asignado a e_1 sea inferior al asignado a e_2 toda vez que exista una señal causal propagable de e_1 a e_2.

Es posible definir una jerarquía de condiciones que, aplicadas a un espacio-tiempo *t*-orientable, eviten las situaciones "anómalas" antes descriptas. En particular, un espacio-tiempo posee una *función tiempo global* si puede definirse una función sobre sus puntos cuyo gradiente es tipo-tiempo para todos ellos. Esto significa que existe una función cuyo valor aumenta en la misma dirección a lo largo de cualquier curva temporal; la existencia de tal función garantiza que el espacio-tiempo es particionable en hipersuperficies de simultaneidad ($t=constante$) que definen una foliación (Schutz 1980).

Si el espacio-tiempo cumple las condiciones geométricas señaladas, entonces puede decidirse si es simétrico o no a lo largo de la dimensión temporal. En particular, será *t*-simétrico si existe una hipersuperficie espacial Σ_S que divide el espacio-tiempo en dos mitades, una imagen especular de la otra respecto de sus propiedades intrínsecas: desde cualquiera de los puntos de Σ_S, el espacio-tiempo se ve exactamente igual en ambas direcciones temporales (Castagnino y Lombardi 2005, 92). Por lo tanto, en un espacio-tiempo *t*-asimétrico es posible distinguir sustancialmente, sobre la base de propiedades geométricas, las dos direcciones del tiempo a nivel global.

Finalmente, el EGG brinda las condiciones (físicamente razonables) que debe cumplir el espacio-tiempo para que sea posible "traducir" la asimetría geométrica como una asimetría en el flujo de energía del universo, un flujo que apunta en la misma dirección temporal en todos los puntos del espacio-tiempo (Castagnino, Lara y Lombardi 2003b, Castagnino y Lombardi 2009). La flecha del tiempo así trasladada al contexto local puede utilizarse para romper, de un modo no convencional, la simetría de las soluciones que surgen de las ecuaciones correspondientes a las leyes fundamentales locales *t*-invariantes (Aiello, Castagnino y Lombardi 2008).

3.2.2.2 La flecha del tiempo y la hipótesis del pasado ↑

Si bien el EGG adopta de una manera transparente la Herejía de Earman y sigue una estrategia indudablemente no reduccionista, otros enfoques pueden ser incluidas dentro de esta estrategia no reduccionista y global. Entre éstos se cuentan aquéllos que han buscado la asimetría temporal en una asimetría entre las condiciones iniciales y finales del universo (ver, por ejemplo, Penrose 1979, 2004, Ellis 2013). En particular, para esta clase de enfoques la búsqueda de leyes no *t*-invariantes no constituye un prerrequisito para la asimetría temporal, sino que la flecha del tiempo se funda en ciertas propiedades globales del universo. A continuación, mencionaremos algunos de los ejemplos más representativos.

Al presentar la flecha del tiempo termodinámica, señalamos de qué manera el concepto de entropía jugó un papel fundamental para dar cuenta de la asimetría temporal. Llevando esta idea al plano cosmológico (es decir, considerando el universo en su conjunto como un sistema aislado que evoluciona termodinámicamente), se pretendió fundamentar la idea de una flecha global del tiempo en términos de la asimetría entrópica entre el estado inicial y el estado de equilibrio final del universo: en el origen, el universo se encontraba en un estado de entropía muy bajo, desde el cual comenzó a evolucionar y aumentar su entropía. Sin embargo, si se presenta el argumento en términos mecánico-estadísticos, surge una importante dificultad: ¿cómo explicar que el universo se hallaba, en sus inicios, en un estado tan poco probable, es decir, con tan baja entropía? Boltzmann consideró que, en términos globales, el universo se hallaba en un estado de "muerte térmica" (en un estado donde la entropía es máxima) pero que, debido a fluctuaciones estadísticas, en ciertas regiones la entropía descendía bruscamente para luego, en esa región, comenzar a ascender gradualmente según el Segundo Principio. Para Boltzmann, el universo observable para nosotros es una región de este tipo, donde el macroestado de baja entropía se explica mediante una fluctuación estadística (ver Boltzmann 1895). Autores contemporáneos han rescatado y reformulado el núcleo de esta idea: la necesidad de *postular* un macroestado muy poco probable como condición inicial del universo, para poder explicar su evolución hacia un estado de equilibrio térmico, fue denominada por David Albert (2000) la "*Hipótesis del Pasado*".

La Hipótesis del Pasado es una suerte de necesidad teórica para consumar el programa de Boltzmann escapando a los desafíos planteados por Loschmidt y Zermelo. Pero, además, es una necesidad empírica para explicar por qué existe en nuestro universo un gradiente de entropía que tiende al equilibrio hacia el futuro. La propuesta de Albert consiste en brindar una explicación global de por qué la entropía aumenta, considerando el macroestado inicial del universo inmediatamente posterior al *Big Bang*. Pero, más aún, Albert considera que la Hipótesis del Pasado es una condición necesaria para que nuestro conocimiento del pasado sea posible. Otros autores, como Roger Penrose (1979), estiman que la hipótesis tiene el estatus de ley de la naturaleza, mediante la cual fue posible el Universo en su estado actual. Por el contrario, Craig Callender (2004), quien asume la estrategia de postular estados iniciales especiales, considera que la Hipótesis del Pasado descansa sobre hechos contingentes que, no obstante, tienen poder explicativo y no necesitan, a su vez, explicación.

Como los comentarios anteriores ponen de manifiesto, el estatus que se asigna a la Hipótesis del Pasado es muy variado. Pero, además, la hipótesis también se presenta en diferentes versiones. Por ejemplo, David Wallace (2011) señala que la Hipótesis del Pasado *simpliciter* es meramente un conjunto de consideraciones sobre estados iniciales. Por ello, distingue dos versiones: una Hipótesis del Pasado Simple (que él mismo propone) y una Hipótesis del Pasado de Baja Entropía, que es la propuesta clásica, tomando como referente a Albert. La Hipótesis del Pasado Simple, en cambio, sólo exige una distribución inicial sobre el espacio de las fases del universo tal que sea lo suficientemente simple como para que su evolución de grano grueso reproduzca la evolución macroscópica de la termodinámica.

Naturalmente, existen otros enfoques que no apelan a una asimetría entre condiciones iniciales y finales en términos del problemático concepto de entropía. Roger Penrose (2004) propone un modelo cosmológico del tipo Big Bang-Big Crunch pero con una diferencia física sustancial entre ambos estados del universo (inicial y final respectivamente). Esta asimetría, introducida mediante lo que él denomina "Hipótesis de Curvatura de Weyl". La curvatura de Weyl es una "parte" de la curvatura del espacio-tiempo que, sin embargo, no se manifiesta en las ecuaciones de campo de Einstein. Según Penrose, existe una asimetría entre los valores que adopta el tensor de Weyl en los inicios del universo (valor igual o cercano a 0) y los valores que el tensor adoptaría en los momentos del colapso del universo (valores que pueden divergir al infinito), producto de la paulatina generación de "grumos" gravitacionales y colapsos por agujeros negros (Penrose 2004).

4 Consideraciones finales ↑

La naturaleza del tiempo es uno de los problemas más fascinantes de la filosofía y la filosofía de la física. Si bien el problema de la flecha del tiempo en filosofía de la física va en camino de cumplir más de 150 años, una comprensión clara de cuál es el problema, con una terminología bien establecida y definida, sólo recientemente comienza a vislumbrarse. Este artículo ha pretendido echar un poco de luz sobre este punto, sabiendo que la mejor manera de encarar un problema filosófico es partiendo de una formulación precisa del problema.

Para ello, se comenzó definiendo y distinguiendo dos de los términos centrales de la discusión: '*t*-invariancia' y 'reversibilidad'; esta distinción condujo a advertir que en realidad existen dos problemas, los cuales, si bien pueden vincularse, son conceptualmente distintos e independientes entre sí: el problema de la flecha del tiempo y el problema de la irreversibilidad. Esto nos condujo a abordar con mayor precisión ambos problemas, buscando una caracterización clara de cada uno y ofreciendo una presentación general de sus particularidades.

En el caso del problema de la irreversibilidad, presentamos los enfoques de Bolzmann y de Gibbs, señalando las diferencias entre ambos. Finalmente, al presentar el problema de la flecha del tiempo desde una perspectiva física y de manera independiente al problema de la irreversibilidad, distinguimos dos estrategias generales: una centrada en el concepto de *t*-invariancia y en las propiedades formales de las ecuaciones dinámicas de las teorías físicas; la otra que desplaza el terreno de discusión al campo de la relatividad general y las propiedades del espacio-tiempo. En el marco de cada estrategia, intentamos ofrecer un panorama muy general, y para nada exhaustivo, de las diferentes posturas que pueden adoptarse: en el caso de la estrategia que llamamos reduccionista y nomológica, presentamos la clásica flecha del tiempo termodinámica y un caso más actual de ley no *t*-invariante, el decaimiento del kaón neutro en interacciones débiles; como representante de la estrategia no reduccionista y espacio-temporal, presentamos la Herejía de la Flecha del Tiempo de John Earman, el Enfoque Global Geométrico y la Hipótesis del Pasado. Por supuesto, muchas posiciones y teorías han quedado fuera del esquema: simplemente se ha querido ofrecer una clara formulación del problema y los primeros esbozos de un mapa que, esperamos, el lector se encamine a completar por su propia cuenta y curiosidad filosófica.

5 Bibliografía ↑

Aiello, Mario; Mario Castagnino y Olimpia Lombardi. 2008. "The arrow of time: from universe time-asymmetry to local irreversible processes". *Foundations of Physics* **38**: 257-292.

Albert, David. 2000. *Time and Chance*. Cambridge, MA: Harvard University Press.

Boltzmann Ludwing. 1895. "On certain questions of the theory of gases". *Nature* 51: 413-415.

Bourne, Craig. 2006. *A'* ***Future for Presentism*****. Oxford: Oxford University Press.**

Bricmont, Jean. 1995. "Science of chaos or chaos in science?". *Physicalia Magazine* **17**: 159-208.

Broad, Charlie. 1923. *Scientific Thought.* London: Routledge & Kegan Paul.

Callen, Herbert. 1985. *Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics*. New York: John Wiley and Sons.

Callender, Craig. 2004. "Measures, explanations and the past: should 'special' initial conditions be explained?" *The British Journal for the Philosophy of Science* 55: 195-217.

Callender, Craig (ed.). 2011. *The* '***Oxford***' *Handbook of Philosophy of Time*. Oxford: Oxford University Press.

Castagnino, Mario; Manuel Gadella y Olimpia Lombardi. 2005. "Time's arrow and irreversibility in time-asymmetric quantum mechanics". *International Studies in the Philosophy of Science* **19**: 223-243.

Castagnino, Mario; Luis Lara y Olimpia Lombardi. 2003a. "The cosmological origin of time asymmetry". *Classical and Quantum Gravity* **20**: 369-391.

Castagnino, Mario; Luis Lara y Olimpia Lombardi. 2003b. "The direction of time: From the global arrow to the local arrow". *International Journal of Theoretical Physics* **42**: 2487-2504.

Castagnino, Mario y Olimpia Lombardi. 2004. "The generic nature of the global and non-entropic arrow of time and the double role of the energy-momentum tensor". *Journal of Physics A (Mathematical and General)* **37**: 4445-4463.

Castagnino, Mario y Olimpia Lombardi. 2005. "A global and non-entropic approach to the problem of the arrow of time". En *Spacetime Physics Research Trends. Horizons in World Physics*, editado por A. Reimer, 74-108. New York: Nova Science.

Castagnino, Mario y Olimpia Lombardi. 2009. "The global non-entropic arrow of time: from global geometrical asymmetry to local energy flow". *Synthese* **169**: 1-25.

Castagnino, Mario; Olimpia Lombardi y Luis Lara. 2003. "The global arrow of time as a geometrical property of the universe". *Foundations of Physics* **33**: 877-912.

Castelvecchi, Davide. 2009. "What is direct CP-violation?". SLAC National Accelerator Laboratory. URL: http://www2.slac.stanford.edu/tip/special/cp.htm

Davies, Paul. 1974. *The Physics of Time Asymmetry*. Berkeley: University of California Press.

Davies, Paul. 1994. "Stirring up trouble". En *Physical Origins of Time Asymmetry*, editado por J. Halliwell, J. Perez-Mercader y W. Zurek, 119-130. Cambridge: Cambridge University Press.

Davies, Paul. 1995. *About Time*. London: Pinguin Book.

Earman, John y Miklos Rédei. 1996. "Why ergodic theory does not explain the success of equilibrium statistical mechanics". *The British Journal for the Philosophy of Science* **47**: 63-78.

Earman, John. 1974. "An attempt to add a little direction to «The Problem of the Direction of Time»". *Philosophy of Science* **41**: 15-47.

Earman, John. 1989. *World Enough and Space-Time*. Cambridge, MA: MIT Press.

Earman, John. 2002. "What time reversal is and why it matters". *International Studies in the Philosophy of Science* **16**: 245-264.

Eddington, Arthur. 1928. *The Nature of the Physical World*. Cambridge: Cambridge University Press.

Ehrenfest, Paul y Tatiana Ehrenfest. 1912. *The Conceptual Foundations of the Statistical Approach in Mechanics*. Ithaca: Cornell University Press.

Ellis, G. F. R. 2013a. "Space time and the passage of time". En *Springer Handbook of Spacetime*, editado por V. Petkov. Heidelberg: Springer. arXiv:1208.2611.

Ellis, G. F. R. 2013b. "The arrow of time and the nature of spacetime". *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* 44: 242-262.

Feynman, Richard; Robert Leighton y Matthew Sands. 1964. *The Feynman Lectures on Physics*. New York: Addison-Wesley.

Friedman, Michael. 1983. *Foundations of Space-time Theories*. Princeton: Princeton University Press.

Frigg, Roman. 2008. "A field guide to recent work on the foundations of statistical mechanics". En *The Ashgate Companion to Contemporary Philosophy of Physics*, editado por D. Rickles, 99-196. London: Ashgate.

Greaves, Hillary. 2010. "Towards a geometrical understanding of the CPT theorem". *The British Journal of Philosophy of Science* **61**: 27-50.

Grünbaum, Adolf. 1963. *Philosophical Problems of Space and Time*. New York: Alfred A. Knopf.

Grünbaum, Adolf. 1973. *Philosophical Problems of Space and Time*, Vol.12, Boston Studies in the Philosophy of

Science. Dordrecht-Boston: Reidel.

Hacyan, Shahen. 2004. *Física y Metafísica del Espacio y el Tiempo: La Filosofía en el Laboratorio*. México: Fondo de Cultura Económica.

Hawking, Stephen y George Ellis. 1973. *The Large Scale Structure of Space-Time.* Cambridge: Cambridge University Press.

Henderson, Leah. 2014. "Can the Second Law be compatible with time time eversal invariant dynamics?". *Studies in History and Philosophy of Science Part B: Studies in History and Philosophy of Modern Physics* **47**:90-98.

Horwich, Paul. 1987. *Asymmetries in Time*. Cambridge, MA: MIT Press.

Jacob, Francois. 1999. *La Lógica de lo Viviente*. Barcelona: TusQuets.

Labarca, Martín y Olimpia Lombardi. 2013. *Irreversibilidad y Pluralismo Ontológico. Una Reflexión acerca de los Fundamentos de la Mecánica Estadística*. Buenos Aires: Imago Mundi.

Layzer, David. 1975. "The arrow of time". *Scientific American* **234**: 56-69.

Le Poidevin, Robin. 2015. "The experience and perception of time". En *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, editado por E. N. Zalta. URL = http://plato.stanford.edu/entries/time-experience/.

Lebowitz, Joel y Penrose, Oswald. 1973. "Modern ergodic theory". *Physics Today* **26**: 23-29.

Lebowitz, Joel. 1993. "Boltzmann's entropy and time's arrow". *Physics Today* **46**: 32-38.

Lebowitz, Joel. 1994. "Lebowitz replies". *Physics Today* **47**: 115-116

Lineweaver, Charles; Paul Davies y Michel Ruse (eds.). 2013. *Complexity and the Arrow of Time*. Cambridge: Cambridge University Press.

Lombardi, Olimpia. 2003. "El problema de la ergodicidad en mecánica estadística". *Crítica. Revista Hispanoamericana de Filosofía* **35**: 3-41.

Lombardi, Olimpia y Martín Labarca. 2005. "Los enfoques de Boltzmann y de Gibbs frente al problema de la irreversibilidad". *Crítica. Revista Hispanoamericana de Filosofía* **37**: 39-81.

Loschmidt, Johan.1876. "Über den Zustand des Wärmegleichgewichtes eines Systems von Kőrpern mit Rücksicht auf die Schwerkraft". Trad. "On the state of thermal equilibrium in a system of bodies with considerations of gravity", versión electrónica en www.loschmidt.cz.

Mackey, Michael. 1989. "The dynamic origin of increasing entropy". *Reviews of Modern Physics* **61**: 981-1015.

Markosian, Ned. 2003. "A Defense of Presentism". En *Oxford Studies in Metaphysics,* editado por Dean Zimmerman. Oxford: Oxford University Press.

Markosian, Ned. 2014. "Time". En *The Stanford Encyclopedia of Philosophy,* URL = http://plato.stanford.edu/archives/spr2014/entries/time/, editado por E. N. Zalta.

Maudlin, Tim. 2002. "Remarks on the passing of time". *Proceedings of the Aristotelian Society* 102: 237-252.

Maudlin, Tim. 2007. *Metaphysics Within Physics.* New York: Oxford University Press.

Maudlin, Tim. 2013. *Philosophy of Physics: Space and Time*. Princeton: Princeton University Press.

McTaggart, John. 1908. “The Unreality of Time”. *Mind* **17**: 457-473.

North, Jill. 2008. “Two views on time reversal”. *Philosophy of Science* **75**: 201-223.

North, Jill. 2011. “Time in thermodynamics”. En *The Oxford Handbook of Philosophy of Time*, editador por Craig Callender, 312-350. Oxford: Oxford University Press.

Penrose, Roger. 1979. “Singularities and time asymmetry”. En *General Relativity, an Einstein Centenary Survey*, editado por S. Hawking y W. Israel, 581-638. Cambridge: Cambridge University Press.

Penrose, R. (1989). *The Emperor’s new Mind*. Oxford: Oxford University Press.

Penrose, Roger. 2004. *Road to Reality*. London: Jonathan Cape.

Peterson, Daniel. 2015. “Prospects for a new account of time reversal”. *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* **49**: 42-56.

Popper, Karl. 1956. “Irreversibility and mechanics”. *Nature* **178**: 382.

Popper, Karl. 1957. “Irreversible processes in physical theory”. *Nature* **179**: 1297.

Popper, Karl. 1958. “Irreversible processes in physical theory”. *Nature* **181**: 402.

Price, Huw. 1996. *Time´s Arrow and Archimedes’ point: New Directions for the Physics of Time*. New York: Oxford University Press.

Price, Huw. 2011. “The flow of time”. En *The Oxford Handbook of Philosophy of Time*, editado por Craig Callender, 276-311. Oxford: Oxford University Press.

Raven, Michael. 2010. “Can time pass at the rate of 1 second per second?”. *Australasian Journal of Philosophy* **88**: 1-7.

Robertson, Bryan. 2014. “Three merry roads to T-violation”. *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, http://dx.doi.org/10.1016/j.shpsb.2014.08.003i.

Reichenbach, Hans. 1956. *The Direction of Time.* Berkeley: University of California Press.

Sachs, Robert. 1987. *The Physics of Time Reversal*. London: University Chicago Press.

Savitt, Steven. 1994. “The replacement of time”, *Australasian Journal of Philosophy* **72**: 463-474.

Schutz, Bernard. 1980. *Geometrical Methods of Mathematical Physics*. Cambridge: Cambridge University Press.

Sider, Ted. 1999. “Presentism and ontological commitment”. *Journal of Philosophy* **96**: 325-347.

Sklar, Lawrence. 1974. *Space, Time and Spacetime.* Berkeley: University of California Press.

Sklar, Lawrence. 1993. *Physics and Chance*. Cambridge: Cambridge University Press.

Sozzi, Marco. 2008. *Discrete Symmetries and CP Violation*. Oxford: Oxford University Press.

Sullivan, Meghan. 2012. “The Minimal A-Theory”. *Philosophical Studies* **158**: 149-174.

Uffink, Jos. 2007. “Compendium of the foundations of classical statistical physics”. En *Philosophy of Physics*, editado por J. Butterfield y J. Earman, 923-1074. Amsterdam: Elsevier.

Vaccaro, Joan. 2015. “T violation and the undirectionality of time: further details of the interference”. *Foundations of Physics* **45**: 691-706.

Wallace, David. 2011. "The logic of the past hypothesis". En *Time's Arrows and the Probability Structure of the World,* editado por B. Loewer, E. Winsberg y B. Weslake. Harvard: Hardvard University Press.

Zermelo, Ernst. 1896. "Über einen Satz der Dynamik und die mechanische Wärmetheorie", *Annalen der Physik* **57**: 485-494. Trad. en *Kinetic Theory*, editado por S. G. Brush, Vol. II, 208-217. Oxford: Pergamon.

6 Cómo Citar ↑

Lombardi, Olimpia y López, Cristian. 2016. "La flecha del tiempo y la irreversibilidad". En Diccionario Interdisciplinar Austral, editado por Claudia E. Vanney, Ignacio Silva y Juan F. Franck. URL=http://dia.austral.edu.ar/La_flecha_del_tiempo_y_la_irreversibilidad

7 Derechos de autor ↑

ISSN: 2524-941X

8 Herramientas académicas ↑

Otros recursos en línea:

- Página de la *Philosophy of Time Society*
- Página de la *Stanford Encyclopedia of Philosophy*
- Entrada sobre "tiempo" en la *Internet Encyclopedia of Philosophy*
- *Archivo de Filosofía de las Ciencias de la Universidad de Pittsburgh*

9 Agradecimientos ↑

Los autores agradecen a sus fuentes de financiamiento: *John Templeton Foundation*, *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Tecnológicas de la Argentina* (CONICET) y *Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica de la Argentina* (ANPCyT). También se agradece al Grupo de Filosofía de las Ciencias de la Universidad Nacional de Buenos Aires y al Consejo Editorial del Diccionario Interdisciplinario Austral por la posibilidad de contribuir con esta voz.