Decoherencia cuántica

Sebastian Fortin
Modo de citar:
Fortin, Sebastian. 2016. "Decoherencia cuántica". En Diccionario Interdisciplinar Austral, editado por Claudia E. Vanney, Ignacio Silva y Juan F. Franck. URL=[*https://dia.austral.edu.ar/Decoherencia_cuántica*](https://dia.austral.edu.ar/Decoherencia_cuántica)

La decoherencia cuántica es el proceso que produce la pérdida de coherencia de un estado cuántico. Se puede entender como la destrucción de la interferencia cuántica; la interferencia es el resultado de una de las características más peculiares de la mecánica cuántica, el principio de superposición. Por este motivo la decoherencia juega un papel central en la explicación de cómo las propiedades clásicas de un sistema surgen a partir de su naturaleza cuántica. Las aplicaciones del proceso incluyen diversos problemas de interés físico, biológico, químico, informático y filosófico. Según la versión más aceptada de la decoherencia, ésta se produce a causa de la interacción del sistema cuántico bajo estudio con su ambiente.

1 Antecedentes ↑

El nacimiento de la mecánica cuántica a principios del siglo XX planteó a los investigadores una serie de interrogantes y problemas a resolver, muchos de los cuales actualmente son aún objeto de estudio y motivo de intensos debates. Los intentos de abordar estas cuestiones han dado lugar a una multiplicidad de interpretaciones de la cuántica e innumerables desarrollos teóricos que, de una manera u otra, enriquecen el conocimiento científico acerca de la teoría. Uno de los problemas más atendido por los investigadores consiste en la dificultad teórica de explicar cómo los aparatos de medición con indicadores clásicos (aguja, pantalla, etc.) son capaces de arrojar resultados cuando miden sistemas cuánticos. Este problema es conocido como *el problema de la medición* (von Neumann 1932, Ballentine 1990, Bub 1997). Otra cuestión que ha sido objeto de múltiples investigaciones es el problema del *límite clásico* (Bohm 1989, Schlosshauer 2007). Según el principio de correspondencia (Bohr 1920) debería existir un mecanismo que explicara, por medio de algún límite, la aparición de las leyes de la mecánica clásica a partir de las leyes de la mecánica cuántica. El problema del límite clásico consiste en encontrar un mecanismo que pueda explicar la física clásica partiendo de la mecánica cuántica.

Los problemas brevemente mencionados en el párrafo anterior tienen algo en común: la necesidad de hallar un vínculo entre el mundo cuántico y el clásico. La forma en que se ha intentado establecer este vínculo en la historia de la cuántica incluye desarrollos de muy diferente tipo, como, por ejemplo, el Teorema de Ehrenfest (Ehrenfest 1927, Sakurai 1994), la Transformada de Wigner (Wigner 1932, Fortin, Narvaja y Lastiri 2009), la Teoría de las Deformaciones (Dito y Sternheimer 2002, Kontsevich 2003, Sternheimer 1998), etc. Tradicionalmente, el problema fue abordado bajo una concepción respaldada por un enfoque reduccionista, según la cual la mecánica clásica debía obtenerse como un caso límite de la mecánica cuántica de un modo análogo a la obtención de las ecuaciones clásicas de movimiento a partir de las ecuaciones de la relatividad especial. De este modo, el problema se presentaba como un caso de relación interteórica: el problema consistía en obtener la mecánica clásica a partir de la cuántica por aplicación de un límite matemático. Sin embargo, este supuesto se ha debilitado durante las últimas décadas, ya que el problema ha dejado de pensarse exclusivamente en términos de relaciones interteóricas: actualmente se admite que el límite clásico también involucra algún tipo de proceso físico. Una solución al problema consistiría en hallar un proceso específico que transformara los estados cuánticos del sistema de tal modo que, una vez concluido, resultara razonable interpretarlos como estados. Este proceso se conoce como *decoherencia cuántica*.

Una de las características principales de la mecánica cuántica es el principio de superposición, que da lugar a la aparición del fenómeno de interferencia, que no tiene análogo en mecánica clásica. Así, el proceso de decoherencia cumple una doble función: por un lado cancela los términos de interferencia, y por otro conduce a la regla que selecciona los candidatos a estados clásicos. Históricamente, la decoherencia concibe la cancelación de la interferencia a través de un proceso que convierte un estado puro en una mezcla estable sin términos de interferencia. Es decir, desde el punto de vista geométrico el estado de un sistema cuántico pasa de la frontera de un conjunto convexo de estados (estados puros) a su interior (estados mezcla) (Bengtsson y Yczkowski 2006, Holik, Massri y Ciancaglini 2012, Holik y Plastino 2011). Sobre esta base, la decoherencia fue estudiada en sistemas abiertos y cerrados. Esquemáticamente, pueden identificarse tres períodos en el desarrollo de este programa general (Castagnino *et al*. 2008):

- **Primer período**. En este primer período, autores como van Kampen 1954, van Hove 1957, 1959 y Daneri, Loinger y Prosperi 1962 estudiaron la llegada al equilibrio de los sistemas irreversibles a través de los llamados “observables colectivos”, que son los observables accesibles desde el punto de vista macroscópico. De este modo, el estudio se centraba en tratar de comprender el modo en que las características clásicas macroscópicas emergen del comportamiento cuántico microscópico. Para ello se define un estado de grano grueso $\rho_G(t)$, que lleva toda la información macroscópica del sistema. Los estudios revelaron que, bajo ciertas condiciones, $\rho_G(t)$ alcanza el equilibrio en el *tiempo de relajación* t_R y el sistema decohere en la autobase de $\rho_G(t)$ luego de un *tiempo de decoherencia* t_D. Este enfoque está basado en los métodos tradicionales utilizados para estudiar procesos irreversibles. El principal problema de este período fue la comprobación de que el tiempo de decoherencia calculado con estos primitivos formalismos resultó ser demasiado largo comparado con las mediciones experimentales (Omnès 2005).
- **Segundo período**. Durante esta segunda etapa se consideraron sistemas abiertos. A un sistema cuántico abierto *S* se lo considera en interacción con su ambiente *E*, y se estudia la evolución temporal del estado reducido $\rho_S(t) = Tr_E\rho(t)$. De acuerdo con el enfoque llamado *decoherencia inducida por el ambiente* (en inglés “*environment-induced decoherence*”, en adelante EID), desarrollado en múltiples trabajos (ver Zeh 1970, 1971, 1973, Zurek 1982, 1993, 2003), la decoherencia se produce en el sistema como resultado de su interacción con el ambiente. En el marco de este enfoque se prueba que, bajo ciertas condiciones, los estados de *E* (por “*environment*” en inglés) se vuelven ortogonales entre sí en un tiempo muy corto y, como consecuencia, la interferencia desaparece rápidamente del estado $\rho_S(t)$ del sistema. De este modo, $\rho_S(t)$ decohere en una *base privilegiada* adecuada luego de un tiempo de decoherencia t_D muy corto; esto resuelve el principal problema del primer período. Inicialmente, este enfoque fue concebido para estudiar el problema de la medición, bajo el supuesto de que, en realidad, los sistemas cuánticos nunca se encuentran aislados, sino que interactúan de un modo significativo con el ambiente (Zeh 1970). De este modo, un sistema abierto *S* interactúa con el aparato de medición *M*, y la evolución cuántica correlaciona los estados de ambos sistemas. Según el enfoque EID, el ambiente juega el papel de dispositivo de medición, y se dice que *E* mide continuamente a *S*. En la actualidad, el formalismo EID cuenta con diversas aplicaciones experimentales exitosas (ver Joos *et al*. 2003). No obstante, este enfoque ha sido cuestionado en su capacidad para ofrecer una descripción adecuada del límite clásico debido a que se enfrenta a ciertas dificultades conceptuales, entre las que cabe destacar que no puede ser aplicado a sistemas cerrados.
- **Tercer período**. Aunque el enfoque EID continúa siendo el formalismo más utilizado para describir la transición entre el mundo cuántico y clásico, durante los últimos tiempos se han propuesto otros esquemas para enfrentar los problemas de EID, en particular el problema de los sistemas cerrados (Diosi 1987, 1989, Milburn 1991, Penrose 1995, Casati y Chirikov 1995a, 1995b, Adler 2003). Algunas de estas propuestas fueron diseñadas específicamente para describir procesos de decoherencia que no disipan energía desde el sistema hacia el ambiente (ver Bonifacio *et al*. 2000, Ford y O'Connell 2001, Frasca 2003, Sicardi Shifino *et al*. 2003, Gambini y Pulin 2007, 2010, Gambini, Porto y Pulin 2007, Kiefer y Polarski 2009, Polarski y Starobinsky 1996). También, en vistas de describir la decoherencia en sistemas cerrados, se ha desarrollado el enfoque de la decoherencia autoinducida (en inglés, *self-induced decoherence*; en adelante SID), de acuerdo con el cual un sistema cuántico cerrado con espectro continuo puede decoherir por interferencia destructiva y alcanzar un estado final donde puede obtenerse el límite clásico (ver Castagnino y Laura 1997, 2000a, 2000b, Laura y Castagnino 1998a, 1998b, Castagnino 1999, 2004, 2006, Castagnino y Lombardi 2003, 2004, 2005, Castagnino y Ordoñez 2004, Castagnino y Gadella 2006, Castagnino y Fortin 2012b).

El enfoque de la decoherencia inducida por el ambiente es considerado el enfoque ortodoxo dado que la mayor parte de los trabajos en física y filosofía lo utilizan para abordar distintos problemas, tanto prácticos como conceptuales (Bub 1997). Los desarrollos mencionados en el tercer período son motivo de investigaciones y discusiones actuales. Por este motivo, este artículo se centra en la descripción de la decoherencia abordada desde el enfoque EID.

2 El proceso de decoherencia ↑

Para brindar una correcta descripción del proceso de decoherencia y del significado de los resultados que ofrece, conviene repasar algunas características de los estados cuánticos. El formalismo de la mecánica cuántica fue desarrollado a lo largo de los años para dar cuenta de los distintos experimentos que constituyen su fundamento empírico. Desde las primeras versiones de la “Antigua Teoría Cuántica” (“*Old Quantum Mechanics*”), formulada en la década de 1910 por Bohr, Wilson, Ishiwara, Planck, Sommerfeld y otros, el formalismo sufrió muchas modificaciones y perfeccionamientos. En el presente trabajo se utilizará un tratamiento actualizado, formulado en un espacio vectorial, ya que resulta ser el más adecuado para tratar los problemas que aquí se estudiarán.

2.1 Los estados en mecánica cuántica ↑

Según el formalismo de la mecánica cuántica, todo sistema está representado en un espacio de Hilbert $\mathcal{H}$: el vector de estado, $|\phi\rangle \in \mathcal{H}$, es el portador de toda la información accesible acerca del sistema. Este vector de estado evoluciona en el tiempo según la ecuación de Schrödinger, que constituye el postulado dinámico de la teoría, de manera que un estado inicial $|\phi(0)\rangle$ se convierte en $|\phi(t)\rangle$ al cabo del tiempo t.

Si bien la representación en términos de vectores de estado es apropiada en muchos casos, no es la más general. Con el vector de estado $|\phi\rangle$ es posible construir el operador de estado

$$\hat{\rho} = |\phi\rangle\langle\phi| \tag{2.1}$$

La representación matemática del operador de estado se realiza en el espacio de Liouville $\mathcal{L}$, que es un espacio “más grande” que el espacio de Hilbert; por lo tanto, permite la representación de estados que no existen en el espacio de Hilbert, es decir, estados que no se pueden escribir como en la expresión (2.1). Por ello, brinda una representación más general que la tradicional en un espacio de Hilbert. En el caso discreto se puede pensar al operador de estado como una matriz, cuyos elementos evolucionan en el tiempo:

$$\hat{\rho}(t) = \begin{pmatrix} \rho_{11}(t) & \cdots & \rho_{1N}(t) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \rho_{N1}(t) & \cdots & \rho_{NN}(t) \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

Comparando las expresiones (2.1) y (2.2) podemos advertir que un estado de dimensión dos está representado por un vector con dos componentes. En cambio el operador de estado correspondiente es una matriz de 2 x 2 con cuatro elementos. Los grados de libertad en la representación de operadores de estado son más. La evolución del operador de estado $\hat{\rho}$ viene dada por la ecuación de von Neumann-Liouville:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar}\left[\hat{H}, \hat{\rho}\right] \tag{2.3}$$

donde $\hat{H}$ es el Hamiltoniano del sistema. Por otro lado, cada propiedad física *O* del sistema queda representada por un observable específico $\hat{O}$ que pertenece al espacio de observables , de modo que el operador $\hat{Q} \in \mathcal{O}$ representa la posición, el operador $\hat{P} \in \mathcal{O}$ representa el momento, etc.

2.1.1 Estados puros y estados mezcla ↑

Considérese un sistema *S*, con una propiedad *A* asociada al observable $\hat{A}$ con autoestados $|a_i\rangle$ y autovalores a_i. Un estado *puro* es un estado que admite la representación en términos de vectores de estados:

$$|\phi\rangle = \sum_i \alpha_i |a_i\rangle \tag{2.4}$$

Si bien en este caso $|\phi\rangle$ es una superposición de estados $|a_i\rangle$ y, por lo tanto, no hay certeza a la hora de predecir el resultado de una medición del observable $\hat{A}$ éste es un estado puro porque siempre existe un observable $\hat{B}$ tal que $|\phi\rangle$ sea uno de sus autoestados: tendremos absoluta certeza acerca del resultado de una medición del observable $\hat{B}$. En términos del operador de estado, tenemos que $\hat{\rho}$ es una matriz con todos sus autovalores iguales a 0 excepto uno, que es igual a 1; por ejemplo para, el caso 2×2:

$$\hat{\rho} = |\phi\rangle\langle\phi| = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

El número uno en la diagonal del operador de estado significa que existe un observable tal que si realizamos una medición entonces hay certeza acerca del resultado del experimento. Por ejemplo, si el sistema tiene el operador de estado $\hat{\rho} = |\phi\rangle\langle\phi|$ entonces su vector de estado es $|\phi\rangle$, por otro lado $|\phi\rangle$ es autoestado de algún observable, digamos *O*. Entonces al medir *O* obtendremos como resultado ϕ con probabilidad 1. A este tipo de estados se los llama estado puros porque siempre existe una base en la que el estado no es una superposición.

Si el estado no es puro, resulta imposible representarlo en términos de vectores de estado y sólo puede usarse el operador de estado. En este caso no hay certeza en la predicción del resultado de ninguna medición que pueda hacerse sobre el sistema, y al estado se lo llama *mezcla*. Si se diagonaliza un estado mezcla, se encuentra que todos sus autovalores son menores que 1; por ejemplo, para el caso 2×2

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & 1/2 \end{pmatrix} \tag{2.6}$$

La diferencia entre este operador de estado y el de la ecuación (2.5) es que en este caso no hay ningún 1 en la diagonal, por lo tanto no existe ningún observable tal que si realizamos una medición entonces hay certeza acerca del resultado del experimento. En otras palabras no se puede representar como un vector de estado, entonces $\hat{\rho} \neq |\phi\rangle\langle\phi|$.

3 Estados diagonales y no diagonales ↑

Si bien la distinción entre estados puros y estados mezcla resultará de suma importancia a la hora describir el proceso de decoherencia, es necesario otro ingrediente: la diagonalización del estado.

Dado un estado puro como el de la expresión (2.4), escrito en la base de autoestados del operador $\hat{A}$, se obtiene un operador de estado de la forma (2.2), donde los elementos de la diagonal representan las probabilidades $\rho_{ii}(t) = |\alpha_i|^2$ de obtener el resultado a_i en una medición de la propiedad *A*. Por otra parte los elementos fuera de la diagonal $\rho_{ij}(t)$ representan los términos de interferencia que no tienen análogo clásico y constituyen una de las características peculiares de la mecánica cuántica. Puesto que los elementos no diagonales $\rho_{ij}(t)$ son la manifestación de la interferencia cuántica, un primer paso hacia la obtención de un límite clásico es la búsqueda de estados donde esta característica no se manifieste, es decir, estados donde estos elementos sean nulos. Estos serán los candidatos a estados clásicos. Cuando se cumple que $\rho_{ij}(t) = 0$ con $i \neq j$, se dice que el estado es *diagonal*.

El operador de estado es un operador hermítico y, por lo tanto, siempre existe una base en la que es diagonal. En efecto, el operador de estado $\hat{\rho}(t)$ se puede representar en distintas bases, dando lugar a matrices distintas. A su vez, matemáticamente puede definirse una base particular que cambia instante a instante, en la cual la parte no-diagonal del operador de estado es siempre cero. Sin embargo, el vínculo con la realidad experimental viene dado a través de un observador con sus aparatos de medición dispuestos en un experimento, el sistema a ser medido y las condiciones ambientales del lugar donde el experimento se lleva a cabo. Es esta disposición de los sistemas involucrados lo que determina la base particular en la que se deben realizar los cálculos; en otras palabras, el ambiente selecciona una base, que suele denominarse “base privilegiada” (“*preferred basis*” o “*pointer basis*” en inglés). Así, cuando se buscan los candidatos a estados clásicos, no se deben buscar simplemente estados diagonales, sino estados diagonales en una representación particular.

3.1 La diagonalización del estado ↑

Teniendo en cuenta las consideraciones de los apartados anteriores, un estado que pueda considerarse clásico debe ser diagonal en la base privilegiada. Por lo tanto, un proceso que describa la transición por la cual un sistema con comportamiento cuántico pasa a tener un comportamiento clásico, debe dar lugar a la evolución desde un operador de estado inicial $\hat{\rho}(0)$ no diagonal a un operador de estado diagonal $\hat{\rho}^D(t)$ en un tiempo de decoherencia t_D. Un ejemplo muy estudiado es el caso de un proceso que transforme al operador de estado del siguiente modo:

$$\hat{\rho}(0) = |\phi\rangle\langle\phi| \rightarrow \hat{\rho}^D(t) = \begin{pmatrix} \rho_{11}(0) & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \rho_{NN}(0) \end{pmatrix} \qquad (2.7)$$

En este caso, un estado puro, con términos de interferencia, se transforma en un estado mezcla sin interferencia. De este modo se obtendría una descripción clásica del sistema, donde los números $\rho_{ii}(t)$ podrían interpretarse como probabilidades clásicas interpretadas por ignorancia. Es decir, es posible pensar que el operador de estado $\hat{\rho}^D(t)$ representa un sistema que tiene sus propiedades bien definidas, pero que debe tratarse de manera estadística debido a la ignorancia del observador. Esto es, un sistema clásico.

El problema que se presenta en este punto es que la ecuación (2.3), que gobierna la evolución del operador de estado de un sistema cuántico aislado, es unitaria. Esta característica de la ecuación impide una evolución del tipo $\hat{\rho}(t) \rightarrow \hat{\rho}^D(t)$, en la que el estado permanece diagonal luego del tiempo t_D. Por este motivo es necesario encontrar un mecanismo mediante el cual se rompa la unitariedad de la ecuación de evolución. El mecanismo propuesto por la decoherencia inducida por el ambiente se basa en el abandono de los sistemas aislados para pasar a considerar sistemas abiertos.

3.2 Los sistemas abiertos en mecánica cuántica ↑

Los sistemas aislados o cerrados evolucionan según la ecuación (2.3), que no permite la diagonalización del estado. En el caso de sistemas compuestos, el estado inicial del sistema total se construye como el producto tensorial de los estados de sus subsistemas. En el caso de un sistema compuesto de *N* partículas, el procedimiento es el siguiente (Landau y Lifshitz 1972):

- Se consideran *N* partículas inicialmente separadas e independientes: la partícula 1 en el estado $\hat{\rho}_1(0)$, la partícula 2 en el estado $\hat{\rho}_2(0)$,... y la partícula *N* en el estado $\hat{\rho}_N(0)$.
- Se asume que, a partir del instante $t = 0$, las *N* partículas serán consideradas partes de un sistema compuesto total cuyo operador de estado inicial es

$$\hat{\rho}_T(0) = \hat{\rho}_1(0) \otimes \hat{\rho}_1(0) \otimes \ldots \otimes \hat{\rho}_N(0) \tag{2.8}$$

- El operador de estado total $\hat{\rho}_T(t)$ del sistema evoluciona, como todo sistema cuántico, según la ecuación de von Newman-Liouville.(2.3)
- Es posible recuperar el estado de cualquiera de las partículas mediante una operación algebraica llamada *traza parcial*, que consiste en "trazar" (eliminar) los grados de libertad del resto de las partículas

$$\hat{\rho}_i(t) = Tr_{j \neq i}\left(\hat{\rho}_T(t)\right) \tag{2.9}$$

Este estado trazado $\hat{\rho}_i(t)$ se atribuye a la partícula i y se llama *estado reducido*.

De este modo, el formalismo de la mecánica cuántica puede dar cuenta de la evolución del sistema compuesto y de sus partes. En un sentido estricto, el único estado que evoluciona según el postulado dinámico de la teoría es el estado del sistema completo, considerado como un todo. Debido a las características de la traza parcial, la evolución del operador de estado reducido $\hat{\rho}_i(t)$ no está gobernada por la ecuación de Schrödinger-von Neumann, sino que en cada caso evoluciona de una manera distinta dependiendo de cuáles sean las componentes del sistema y las interacciones entre ellas. En muchos casos es posible hallar la ecuación que rige la evolución de $\hat{\rho}_i(t)$, y se la llama *ecuación maestra* (en inglés, *master equation*). Esta ecuación no tiene por qué ser unitaria; por lo tanto, en el caso de un estado reducido no existe el impedimento que impone la unitariedad de la evolución y que prohíbe la diagonalización del estado.

En resumen, los sistemas cuánticos que se encuentran en interacción con otros sistemas son denominados sistemas abiertos y se los representa mediante el operador de estado reducido que puede evolucionar de forma no unitaria. Esto abre las puertas al enfoque de la decoherencia inducida por el ambiente.

4 La decoherencia inducida por el ambiente ↑

Actualmente, en el ámbito de la física el problema de la medición y el límite clásico se aborda a partir de la teoría de la decoherencia inducida desde el enfoque EID. Este programa fue desarrollado por el grupo liderado por Wojciech H. Zurek (1982, 1991, 2003) con sede en el laboratorio de Los Alamos. El programa se basa en el estudio de los efectos de la interacción entre un sistema cuántico *S*, considerado como un sistema abierto, y su ambiente *E*.

El sistema *S* es un sistema abierto que tiene asociado un espacio de Hilbert $\mathcal{H}_S$ y el ambiente *E* es un sistema abierto que tiene asociado un espacio de Hilbert $\mathcal{H}_E$. Los espacios de von Neumann-Liouville de cada uno de ellos son

$\mathcal{L}_S = \mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_S$ y $\mathcal{L}_E = \mathcal{H}_E \otimes \mathcal{H}_E$, respectivamente. El universo *U* es un sistema cerrado, que tiene asociado un espacio de Hilbert $\mathcal{H}$ producto de los espacios de Hilbert que corresponden al sistema propio *S* y al ambiente *E*, es decir, $\mathcal{H} = \mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_E$; por otro lado el correspondiente espacio de von Neumann-Liouville de *U* es $\mathcal{L} = \mathcal{L}_S \otimes \mathcal{L}_E$. Al ser *U* un sistema compuesto, el operador de estado inicial del sistema total se construye según (2.8), como el producto tensorial de los operadores de estados iniciales de sus subsistemas[1]

$$\hat{\rho}_T(0) = \hat{\rho}_S(0) \otimes \hat{\rho}_E(0) \tag{3.1}$$

El operador de estado total del sistema evoluciona según la ecuación de von Newman-Liouville.:

$$\frac{d\hat{\rho}_T}{dt} = \frac{1}{i\hbar}\left[\hat{H}, \hat{\rho}_T\right] \tag{3.2}$$

donde $\hat{H}$ es el Hamiltoniano del sistema total. Tomando la traza parcial del operador de estado total evolucionado, se eliminan los grados de libertad del ambiente y se recupera el operador de estado reducido evolucionado

$$\hat{\rho}_S(t) = Tr_E\left(\hat{\rho}_T(t)\right) \tag{3.3}$$

La dinámica del estado reducido sí puede conducir a un estado final diagonal, pues responde a una ecuación maestra no-unitaria. Así, según el enfoque EID, el estudio de la decoherencia se basa en el estudio de la evolución del estado reducido, representado por una matriz escrita en la base privilegiada. Ya sea calculando explícitamente $\hat{\rho}_S(t)$ o analizando caso por caso la ecuación maestra, es posible determinar si, bajo ciertas condiciones, el operador de estado reducido se convierte en diagonal o no. En muchos modelos de sistemas físicos, donde la cantidad de grados de libertad del ambiente es enorme, se demuestra que

$$\hat{\rho}_S(0) \to \hat{\rho}_S^D(t) \tag{3.4}$$

Entonces se afirma que, como luego de un tiempo de decoherencia t_D la matriz $\hat{\rho}_S(t)$ evolucionó a $\hat{\rho}_S^D(t)$ diagonal, entonces se dio un proceso de decoherencia inducido por la gran cantidad de grados de libertad del ambiente. En palabras de Zurek, el incesante “monitoreo” que ejerce el ambiente sobre el sistema produce una “degradación” de los estados cuánticos en estados “diagonales” que, por ello, representan una situación clásica: “*el ambiente destila la esencia clásica de un sistema cuántico*” (Zurek 2003, 2). Esta perspectiva es útil cuando se adopta el punto de vista de un observador para el que no es posible acceder al sistema *E* y, por lo tanto, tampoco es posible acceder a las correlaciones entre *S* y *E*. La única información que este observador puede obtener es la que brindan los valores medios de los observables del sistema *S*. Entonces, desde su punto de vista, las correlaciones carecen de interés práctico: el operador de estado $\hat{\rho}_S$ le provee toda la información sobre el sistema *S*, y este sistema responde a una estadística clásica.

En resumen, dado un sistema *S* embebido en un ambiente *E* con muchos grados de libertad, la transición cuántico-clásico del sistema *S* puede explicarse del siguiente modo: existe una base privilegiada en la que el operador de estado reducido $\hat{\rho}_S$ del sistema *S* se vuelve diagonal en el tiempo t_D. La base privilegiada es la que indica cuál es la realidad clásica emergente: los vectores de esta base son los autovectores del observable que adquiere características clásicas.

4.1 Aplicaciones en física y filosofía de la física ↑

Según Maximilian Schlosshauer (2004, 1270), en la actualidad, las dificultades conceptuales de la medición cuántica pueden concentrarse en torno a dos núcleos (para una descripción detallada del problema de la medición, ver Krips 2016):

1. El problema de la lectura definida (*definite outcome*): consiste en responder las pregunta tradicional acerca de la medición cuántica: ¿por qué percibimos una lectura definida en el dispositivo de medición cuando su estado es una superposición de lecturas posibles?
2. El problema de la base privilegiada (*preferred basis*): dado que existe una ambigüedad teórica en la definición del observable medido debido a la posibilidad matemática de un cambio de base en la expresión del estado del sistema, ¿qué fenómeno físico selecciona tal observable?

Luego de la interacción entre el sistema y el aparato, el sistema compuesto se encuentra en un estado de superposición $|\Psi\rangle = \sum_i \alpha_i |a_i\rangle \otimes |p_i\rangle \otimes |e_0\rangle$, donde $|a_i\rangle$ y $|e_0\rangle$ son los autoestados del sistema y el aparato de medición respectivamente, mientras que $|e_0\rangle$ es el estado inicial del ambiente. Siguiendo los argumentos usuales de la teoría de la decoherencia (Zurek 1982, Schlosshauer 2007), se supone que hay un Hamiltoniano de interacción particular entre sistema, aparato y ambiente. La teoría de la decoherencia presupone la existencia de una interacción que produce una correlación entre los sistemas

$$|a_i\rangle \otimes |p_i\rangle \otimes |e_0\rangle \longrightarrow |a_i\rangle \otimes |p_i\rangle \otimes |e_i\rangle \tag{4.1}$$

y que, por otro lado, es tal que los estados $|e_i\rangle$ del ambiente se vuelvan rápidamente ortogonales

$$\langle e_i | e_j \rangle \longrightarrow \delta_{ij} \tag{4.2}$$

Una vez producida la interacción, se obtiene que el operador de estado del sistema completo es un estado puro

$$\hat{\rho}_T = \sum_{i,j} \alpha_i \alpha_j^* |a_i\rangle \otimes |p_i\rangle \otimes |e_i\rangle\langle e_i| \otimes \langle p_i| \otimes \langle a_i| \tag{4.3}$$

Pero, tomando la traza parcial sobre los grados de libertad del ambiente, cuando los estados del ambiente se vuelven ortogonales, se obtiene el operador de estado reducido mezcla

$$\hat{\rho}_S = \sum_i |\alpha_i|^2 |a_i\rangle \otimes |p_i\rangle\langle p_i| \otimes \langle a_i| \tag{4.4}$$

Según Zurek, $\hat{\rho}_S$ denota un estado mezcla que sólo contiene los términos correspondientes a las correlaciones clásicas y, por lo tanto, puede interpretarse en términos de ignorancia: el aparato tiene una lectura definida y las probabilidades $|\alpha_i|^2$ miden nuestro desconocimiento acerca del estado definido del sistema. Por otro lado, si las características particulares de la interacción entre el sistema y el ambiente son tales que la correlación uno a uno se produce en una base única, entonces ésa es la base privilegiada.

Sobre la base de esta reformulación del problema de la medición, y haciendo uso de las herramientas que provee el enfoque ortodoxo de la decoherencia, diversos autores han intentado dar una respuesta a dicho problema. Algunos de ellos afirman que la teoría de la decoherencia puede brindar la solución que demandaba el problema de la medición. Según Bernard d'Espagnat, suponiendo que una teoría física sólo debe dar cuenta de nuestras percepciones sensibles, sostiene que “*la decoherencia explica las recién mencionadas apariencias* [las del mundo clásico], *y éste es su resultado más importante*” (d'Espagnat 2000, 136). Por otro lado, Gennaro Auletta, hacia el final de su libro sobre fundamentos de mecánica cuántica, afirma que “*la decoherencia es capaz de resolver prácticamente todos los problemas de la medición que han sido discutidos en los capítulos previos*” (Auletta 2000, 289).

Por otra parte, en el campo de la física y la filosofía de la física, la decoherencia ha sido considerada como un elemento relevante para resolver los problemas de diferentes interpretaciones de la mecánica cuántica como, por ejemplo, la interpretación de muchos mundos (Wallace 2002, 2003) y las interpretaciones modales (Dieks 1989, Healey 1995).

4.2 Aplicaciones en química ↑

Con la aplicación de las leyes de la mecánica cuántica a sistemas químicos en 1927, se instauró el programa reduccionista en el campo de la química. Según Dirac (1929) “*las leyes físicas subyacentes necesarias para la teoría matemática de una gran parte de la física y la totalidad de la química son completamente conocidas y la dificultad sólo reside en la aplicación exacta de esas leyes*” (Dirac 1929, 714). Sin embargo, surgieron diversas dificultades a la hora de llevar adelante el programa; entre ellas se cuenta el problema de los isómeros ópticos, conocido como la *paradoja de Hund* (ver Hund 1927).

La peculiaridad de los isómeros ópticos de un mismo compuesto es que comparten casi todas sus propiedades químicas y físicas: se diferencian entre sí por el tipo de interacción que manifiestan con la luz polarizada. Desde el punto de vista estructural, tienen las mismas uniones entre los átomos que componen la molécula, por lo cual la “distancia entre átomos” es la misma en ambos isómeros. Ahora bien, cuando se pretende brindar la descripción mecánico-cuántica de una molécula, el Hamiltoniano de Coulomb sólo depende de las distancias entre las partículas que componen la molécula; en particular, si sólo se consideran los núcleos atómicos, el Hamiltoniano depende únicamente de las distancias inter-nucleares; esto implica que el Hamiltoniano es exactamente el mismo para los dos miembros del par de isómeros. En consecuencia, la mecánica cuántica brinda la misma descripción para dos estructuras químicas que pueden efectivamente ser diferenciadas en la práctica a través de su actividad óptica.

El recurso tradicional para encarar este problema consiste en suponer que los miembros del par de isómeros son, en realidad, dos estados $|L\rangle$ y $|R\rangle$ de una misma molécula (ver Harris y Stodolsky 1981, Berlin, Burin y Goldanskii 1996, Scerri 2011 y Schlosshauer 2007). El formalismo usual de la química cuántica considera a la molécula bajo estudio en su estado fundamental, es decir, en el autoestado $|\omega_0\rangle$ del Hamiltoniano de más baja energía. Por otra parte, debido a las simetrías del Hamiltoniano, no es posible suponer que uno de los estados $|L\rangle$ y $|R\rangle$ corresponde al estado fundamental, sino éste debe ser una superposición:

$$|\omega_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|L\rangle + |R\rangle\right) \tag{4.5}$$

En este contexto, el trabajo de la decoherencia es explicar cómo los aparatos de medición arrojan valores bien definidos (*L* o *R*) cuando el sistema se encuentra en una superposición. De acuerdo con el enfoque EID, una molécula real es un objeto expuesto a la interacción con una enorme cantidad de átomos y otras moléculas que conforman su ambiente. Una correcta descripción consiste en considerar también los estados cuánticos del ambiente. Por lo tanto, el estado total del sistema compuesto molécula-más-ambiente es

$$|\varphi\rangle = |\omega_0\rangle \otimes |e_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|L\rangle \otimes |e_0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|R\rangle \otimes |e_0\rangle \tag{4.6}$$

Suponiendo, como en el caso del problema de la medición, que existe una interacción que produce una correlación entre los sistemas y, por otro lado, es tal que los estados $|e_i\rangle$ del ambiente se vuelvan rápidamente ortogonales, entonces el operador de estado reducido de la molécula luego del tiempo de decoherencia resulta

$$\hat{\rho}_S = \frac{1}{2}|L\rangle\langle L| + \frac{1}{2}|R\rangle\langle R| \tag{4.7}$$

Nuevamente se puede pensar que $\hat{\rho}_S$ denota un estado mezcla que sólo contiene los términos correspondientes a las correlaciones clásicas y, por lo tanto, puede interpretarse en términos de ignorancia. Esto explica por qué, a pesar de que la molécula se encuentra en un estado de superposición cuando está aislada, se comporta como si estuviese en el estado $|L\rangle$ o $|R\rangle$ cuando interactúa con otros sistemas.

4.3 Aplicaciones en biología ↑

El estudio de los procesos complejos que ocurren dentro de los organismos biológicos involucra la intervención de teorías que provienen de disciplinas diferentes a la biología, como la química o la física. Si bien la idea de pensar a los seres vivos como sistemas cuánticos ya se encontraba al menos entre uno de los creadores de la teoría (Schrödinger 1944), es sólo recientemente que se comprendió que ciertos procesos biológicos involucran efectos cuánticos donde la superposición y la interferencia juegan un papel central. En particular, algunos procesos como la conversión y el transporte de energía, y la absorción de fotones en ciertos organismos, requieren el formalismo de la mecánica cuántica para ser explicados. Esto dio lugar a lo que en la actualidad se conoce como *biología cuántica* (Ball 2011).

La fotosíntesis, si bien conocida desde hace mucho tiempo, es un proceso extremadamente complejo. La luz solar incide sobre ciertas moléculas y los electrones menos ligados a ellas pasan a un modo excitado. Luego estos electrones deben llegar al centro de reacción a través de una cadena de transporte electrónico para impulsar la producción de otras moléculas más complejas. Normalmente, en el camino se pierden electrones debido a que pueden ser absorbidos por alguna otra molécula para emitir un fotón al ambiente. En los experimentos dirigidos por Fleming (ver Engel *et al*. 2007 y Lee, Cheng y Fleming 2007) se estudia la fotosíntesis que se produce en bacterias de la familia de las *Rhodobacter sphaeroides*, que se encuentran en el fondo de lagos profundos donde habitan prácticamente en ausencia de luz. Estas bacterias obtienen su energía a través de la fotosíntesis y logran sobrevivir en presencia de muy poca luz (un fotón por hora) debido a que la eficiencia en el transporte de energía es cercana al 100%. Una eficiencia tan grande es difícil de explicar y requiere la intervención de fenómenos de transporte cuánticos. Al realizar una medición espectroscópica del complejo clorofílico de la bacteria, se encontró evidencia de oscilaciones de energía (*echo signals*) que no pueden explicarse clásicamente.

El compuesto utilizado en los experimentos consta de siete moléculas que se pueden modelar como sistemas de dos estados, excitado y no excitado; la interacción entre ellas está dada por un Hamiltoniano de interacción estándar en este tipo de moléculas (Adolf y Renger 2006). Un modelo de este tipo explica las oscilaciones pero no la alta eficiencia, de hecho arroja una eficiencia muy baja. Para explicar la alta eficiencia es necesario apelar a la decoherencia (ver Caruso *et al*. 2009). Si bien el detalle técnico de los modelos es complejo, la idea central es que la baja eficiencia encontrada en el modelo original se debe al fenómeno de interferencia. El electrón no da saltos de una molécula a la otra sino que se encuentra deslocalizado en un estado de superposición: la interferencia es la responsable de que el electrón tenga una baja probabilidad de dirigirse hacia el centro de reacción. El modelo con decoherencia se propone eliminar parte de la interferencia para que esta probabilidad sea alta. Para ello se introduce un ambiente y un Hamiltoniano de interacción débil que produce una decoherencia lenta. Por un lado, es necesario explicar las oscilaciones cuánticas, por lo cual el operador de estado no puede tornarse totalmente diagonal (clásico). Pero, por otro lado, la decoherencia es necesaria para eliminar la interferencia destructiva a la salida del complejo (ver también Olaya-Castro *et al*. 2008, Mohseni *et al*. 2008, Plenio y Huelga 2008).

Éste es un ejemplo donde la decoherencia no se aplica desde el punto de vista ortodoxo, según el cual el estado reducido se diagonaliza y se vuelve clásico, sino que es un caso en el que se eliminan ciertas características cuánticas pero no todas.

4.4 Aplicaciones en computación ↑

Durante los últimos años, el estudio de la decoherencia cuántica se ha tornado particularmente importante debido que es un proceso que impediría el funcionamiento de las computadoras cuánticas. Esto se debe a que la decoherencia elimina algunas correlaciones cuánticas que son la esencia de los procesos de interés en este tipo de computación. Por decirlo de un modo sencillo, la decoherencia convertiría las computadoras cuánticas en clásicas y, por lo tanto, cualquier intento por construirlas debe incluir una "protección contra decoherencia". Al contrario que en las aplicaciones mencionadas anteriormente, en este caso la decoherencia se convierte en un proceso que se desea evitar.

En particular, la decoherencia que resulta de la interacción del sistema con espines nucleares es el principal obstáculo para los cálculos cuánticos en sistemas magnéticos. Este hecho ha dado lugar a un creciente interés en el estudio de la decoherencia debida a un baño de spines (ver Paganelli, de Pasquale y Giampaolo 2002, Cucchietti, Paz y Zurek 2005, Quan *et al*. 2006, Camalet y Chitra 2007, Yuan, Goan y Zhu 2007, Lombardo y Villar 2008, Castagnino, Fortin, Laura y Lombardi 2008, Castagnino, Fortin y Lombardi 2010a, 2010b, 2010c). Desde el trabajo fundador de Zurek (1982), muchos trabajos han estudiado la decoherencia debida a un conjunto spines, y más recientemente algunos trabajos han dirigido la atención a las interacciones entre los componentes del ambiente. Por ejemplo, mediante el estudio de un spin central acoplado a un baño de spines, Tessieri y Wilkie (2003) mostraron que, mientras que en ausencia de acoplamiento intra-ambiental la decoherencia del spin central es rápida e irreversible, un acoplamiento intra-ambiental fuerte conduce a la supresión de la decoherencia. Dawson *et al*. (2005) analizaron el mismo modelo con el fin de relacionar la decoherencia con el entrelazamiento cuántico entre los pares de partículas del ambiente. A su vez, Rossini *et al*. 2007 dejaron atrás el supuesto de que el spin central está acoplado isótropamente a todos los spines del baño, y consideraron el caso en el que el sistema interactúa con pocos spines del baño. En este contexto, en el trabajo de Castagnino, Fortin y Lombardi (2010b) se analiza una generalización del modelo de spines en la que hay dos grupos de spines A con N partículas y B con M partículas. Los spines del grupo A interactúan con todos los spines del grupo B con un Hamiltoniano convencional en este tipo de sistemas. Bajo la condición de que M y N sean muy grandes, se encuentra que el estado reducido de cada una de las partículas en ambos grupos se vuelve diagonal:

$$\hat{\rho}_i(0) \to \hat{\rho}_i^D(t) \tag{4.8}$$

Sin embargo el operador de estado reducido que corresponde al grupo completo A o B no se vuelve diagonal:

$$\hat{\rho}_A(0) \nrightarrow \hat{\rho}_A^D(t) \tag{4.9}$$

$$\hat{\rho}_B(0) \nrightarrow \hat{\rho}_B^D(t) \tag{4.10}$$

Esto muestra que a pesar de los spines se encuentren en interacción con el ambiente, es posible encontrar subespacios libres de decoherencia en los que es posible almacenar la información cuántica sin el peligro de ser afectada por la decoherencia.

5 Críticas a la decoherencia ↑

A pesar de la amplia difusión del programa de la decoherencia, la capacidad del fenómeno para resolver el problema tradicional de la medición ha sido ampliamente discutida. Diversos autores alertan contra la confianza excesiva en el papel de la decoherencia para suministrar una respuesta al problema (Healey 1995). Principalmente se cuestiona el supuesto implícito de que el estado reducido mezcla que se obtiene en un proceso de decoherencia es equivalente a una mezcla clásica (Fortin y Lombardi 2014). En efecto, en el proceso de medición con decoherencia el colapso no se produce, sino que, como señala Zurek, el estado *parece* haber colapsado. Por lo tanto, el sistema no adquiere un valor bien definido para el observable que se está midiendo. De hecho, el estado total $|\Psi\rangle$ es una superposición y nunca deja de serlo. Aun cuando el operador densidad reducido $\hat{\rho}_S$ carezca de términos cruzados, ello no autoriza a afirmar que lo que se observa al final del proceso de medición es uno de los eventos definidos. Sobre esta base, Adler concluye "*No creo que ni los detallados cálculos teóricos ni los recientes resultados experimentales muestren que la decoherencia ha resuelto las dificultades asociadas con la medición cuántica*" (Adler 2003, 136). Por otro lado, Bub (1997) ha señalado que afirmar que lo que se observa al final del proceso de medición es un evento definido no sólo es un supuesto injustificado, sino que además hacerlo lleva a contradicciones con supuestos fuertemente fundados.

En 1966, d'Espagnat establece la diferencia entre mezcla propia, estado de un sistema cerrado, y mezcla impropia, estado de un sistema abierto que se obtiene trazando su "ambiente". Según d'Espagnat (ver también d'Espagnat 1976), si bien mezclas propias y mezclas impropias se representan mediante el mismo objeto matemático, un operador densidad, representan conceptos diferentes. Si sólo es posible efectuar mediciones sobre el sistema abierto de interés sin acceder a su ambiente, entonces no es posible distinguir entre el operador de estado reducido (una mezcla impropia), y el operador de estado de una mezcla propia. Pero puesto que no existe razón teórica alguna que nos impida tener acceso a los grados de libertad trazados, d'Espagnat afirma que la decoherencia sólo puede dar cuenta de apariencias y no de la ontología (d'Espagnat 2000).

Además de las críticas expuestas respecto del aporte al problema de la medición, el enfoque EID posee algunas limitaciones y problemas conceptuales:

- No puede ser aplicado a sistemas cerrados, en particular, al universo en su conjunto o a modelos como el de Casati y Prosen (2005). Según Zurek, la clasicidad de sistemas cerrados o del universo como un todo no puede siquiera ser planteada (Zurek 1994, 181).
- No suministra un criterio de decisión unívoco sobre dónde ubicar el corte entre sistema y ambiente. Como Zurek mismo admite, este es un problema "amenazadoramente grande" ("*looming big problem*") para la propia fundamentación de todo el programa EID (Zurek 1998, 22).
- Falla a la hora de definir unívocamente el sistema que se convierte en clásico (ver Lombardi, Fortin y Castagnino 2012, Fortin y Lombardi 2014).

6 Otros formalismos ↑

Aunque el enfoque EID continúa siendo el formalismo más utilizado para describir la transición entre el mundo cuántico y clásico, finalmente cabe considerar que se han propuesto otros esquemas para enfrentar los problemas de EID, en particular, el problema de los sistemas cerrados. Aquí se presentan brevemente algunos de ellos.

6.1 Decoherencia en la representación de Heisenberg ↑

La descripción estándar del universo involucra la teoría del Big Bang con inflación. Esta teoría está basada en el principio cosmológico (ver Kolb y Turner 1990, Peacock 1999, Mukahnov 2005), el cual supone que el universo es, en promedio, isótropo y homogéneo sobre grandes regiones. El marco general de esta descripción es el de la Teoría General de la Relatividad utilizando la métrica de Friedman-Robertson-Walker (ver Weinberg 1972). El escenario más adecuado para la cosmología temprana es el de la inflación, ya que toda la estructura del universo se puede trazar hasta las fluctuaciones primordiales durante una fase acelerada del universo temprano. Varios trabajos muestran que EID puede resolver la transición cuántico-clásico del universo, mediante la separación de los diferentes grados de libertad en el sistema cerrado. Puesto que no hay una forma estándar para dividir el universo, algunos autores toman el inflatón como sistema y los gravitones como el medio ambiente (Franco y Calzetta 2011), mientras que otros autores dividen el universo entre las frecuencias largas y cortas (Lombardo y Mazzitelli 1997).

Sin embargo, existe un enfoque alternativo propuesto por Kiefer, Polarski y Starobinsky (ver Starobinsky1986, Polarski y Starobinsky 1996, Kiefer y Polarski 1998, 2009), en el cual se estudia el problema de la transición cuántico-clásico sin la necesidad de la introducción de un ambiente que produzca la decoherencia. Este enfoque parte del hecho de que la inflación puede darse a escalas de energía donde el espacio-tiempo puede ser descripto como un espacio-tiempo curvo clásico donde las fluctuaciones están definidas. Las fluctuaciones del inflatón pueden ser tratadas como campos escalares sin masa. Puesto que la expansión del universo se expresa en el Hamiltoniano a través de la variación temporal del factor de escala *a*, en este caso la pérdida de unitariedad se da a través de un Hamiltoniano que depende del tiempo. Teniendo en cuenta este Hamiltoniano, se pueden calcular las relaciones de conmutación entre los operadores que juegan el papel de posición $\hat{y}$ y momento $\hat{p}$ El resultado que se encuentra al realizar los cálculos es que el conmutador entre la posición y el momento tiende a cero

$$[\hat{y}, \hat{p}] \longrightarrow 0 \tag{6.1}$$

Este es un enfoque de la decoherencia y el límite clásico completamente distinto al que brinda el enfoque EID. Los autores consideran que la diferencia fundamental entre la mecánica cuántica y la clásica se manifiesta en el hecho de que en el caso cuántico existen observables que no conmutan. Por ello, la existencia de un proceso que produzca la conmutación de dos observables que en un principio no conmutaban mostraría que "*el sistema cuántico es efectivamente equivalente un sistema clásico estocástico, que es un conjunto de trayectorias clásicas con una cierta probabilidad asociada a cada uno de ellas*." (Kiefer y Polarski 2009, 4).

6.2 Decoherencia autoinducida ↑

El enfoque de la decoherencia autoinducida (SID) fue desarrollado durante las últimas décadas con intención de dar cuenta de la decoherencia en sistemas cerrados. Su elaboración abarcó tanto la parte teórica (Castagnino y Laura 1997, 2000a, 2000b, Laura y Castagnino 1998a, 1998b, Castagnino 1999, 2004 y Castagnino y Fortin 2011) como los fundamentos matemáticos (Castagnino y Ordoñez 2004, Castagnino y Gadella 2006) y los fundamentos filosóficos (Castagnino y Lombardi 2003, 2005). En particular, este enfoque puede explicar el caso de la decoherencia en modelos cerrados como el de Casati y Prosen (2005) (ver también Castagnino 2006).

Sea un sistema cuántico con un Hamiltoniano $\widehat{H}$ con espectro continuo: $\widehat{H}|\omega\rangle = \omega|\omega\rangle$, donde $\omega \in [0, \infty)$. Se considera un observable genérico que cumpla con un requisito adicional: el observable debe ser regular, es decir, pertenecer al espacio de van Hove (1957, 1959). Según los autores, esta restricción en los observables no disminuye la generalidad de SID, ya que los observables que no pertenecen al espacio de van Hove no son experimentalmente accesibles y, por esta razón, en la práctica son siempre aproximados con la precisión deseada por observables regulares para los cuales el enfoque funciona satisfactoriamente (para un argumento completo, ver Castagnino y Lombardi 2004). Al calcular la evolución temporal del valor medio de uno de estos observables en el estado $\hat{\rho}(t)$ (esto se hace calculando la acción del funcional de estado sobre el operador, ver Castagnino y Lombardi 2003, 2005) se obtiene

$$\langle \widehat{O} \rangle_{\hat{\rho}(t)} = \int O(\omega)\rho(\omega)d\omega + \int \int O(\omega, \omega')\rho^*(\omega, \omega')e^{-(\omega-\omega')t}d\omega' d\omega \tag{6.2}$$

donde $O(\omega)\rho(\omega)$ es la parte diagonal del producto $\widehat{O}\hat{\rho}$, mientras que $O(\omega, \omega')\rho^*(\omega, \omega')$ es la parte no diagonal. A continuación se requiere que la función $O(\omega, \omega')\rho^*(\omega, \omega')$ sea L_1 en la variable $\upsilon = \omega - \omega'$, de modo que el teorema de Riemann-Lebesgue pueda ser aplicado. Este teorema expresa matemáticamente el fenómeno de la interferencia destructiva que, aplicado a la expresión (6.2), resulta

$$\lim_{t\to\infty} \langle \tilde{O} \rangle_{\tilde{\rho}(t)} = \int O(\omega)\rho(\omega)d\omega$$
(6.3)

Esto significa que, para $t \to \infty$, el valor medio de cualquier observable se puede calcular como si el sistema se encontrara en un estado final diagonal, siendo la base privilegiada la base de la energía. De este modo, SID cancela la interferencia y selecciona los estados privilegiados que, eventualmente, pueden ser observados al final del proceso.

6.3 Decoherencia de los valores medios ↑

El enfoque de valores medios permite analizar las partes de un sistema desde la perspectiva del sistema cerrado. El énfasis se pone en la elección de ciertos observables relevantes del sistema cerrado y sus valores medios. Entonces, dado un sistema cuántico, el fenómeno de decoherencia se puede explicar en el marco de un esquema que consiste en aplicar tres pasos (Castagnino y Fortin 2012).

1. Primer paso: Dado el sistema cuántico cerrado bajo estudio, se eligen los observables que resultan de interés para el problema que se quiere tratar. Cada uno de estos observables $\tilde{O}_R$ se denomina *observable relevante*.
2. Segundo paso: Se obtiene la evolución del valor medio de cualquiera de los observables relevantes, $\langle \tilde{O}_R \rangle_{\tilde{\rho}(t)}$.
3. Tercer paso: Se determina la base privilegiada móvil y se demuestra (cuando hay decoherencia) que, para todo $\tilde{O}_R$ desaparecen los términos de interferencia a partir del tiempo de decoherencia t_D.

Estos tres pasos unifican los formalismos EID y SID en un mismo esquema conceptual y permiten resolver algunos de los problemas conceptuales de EID (ver Castagnino *et al*. 2008).

7 Consideraciones finales ↑

El fenómeno de la decoherencia nace de la búsqueda de un vínculo entre la mecánica clásica y la mecánica cuántica. En efecto, la pérdida de coherencia de un estado cuántico implica la destrucción de la interferencia cuántica, que es el resultado de una de las características más peculiares de la mecánica cuántica, el principio de superposición. La evolución del programa de la decoherencia presenta desarrollos de muy diferente tipo, desde la diagonalización del estado cuántico, hasta la conmutación de observables incompatibles.

Si bien los desarrollos iniciales ponen el foco en el límite clásico, el fenómeno de la decoherencia ha trascendido este ámbito y se ha aplicado a problemas diversos que incluyen la biología cuántica, la química cuántica, la computación cuántica y la cosmología cuántica. Esto hace que la decoherencia se constituya en un tema de estudio en sí, con independencia de la cuestión de si resuelve el problema de la medición o no.

Sin duda se trata de un mecanismo poderoso que se encuentra en desarrollo y no ha agotado todo su potencial. Es precisamente por este motivo que la decoherencia ha sido invocada para resolver las dificultades particulares de ciertas interpretaciones de la mecánica cuántica. Por ejemplo Schlosshauer sostiene que “*es razonable anticipar que la decoherencia, inmersa en alguna estructura interpretativa adicional, puede conducir a una descripción completa y consistente del mundo clásico a partir de principios mecánico-cuánticos*” (Schlosshauer 2004, 1287).

8 Notas ↑

1.- Esta elección es un caso particular adecuado a los cálculos que siguen. Algunos autores realizan elecciones más generales del estado inicial, pero de ese modo trasladan el problema de la individualidad a la situación inicial. En este trabajo se prefiere no dar lugar a controversias en ese sentido. Volver al texto

9 Bibliografía ↑

Adler, S. 2003. “Why decoherence has not solved the measurement problem: A response to P. W. Anderson” *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* 34: 135–142.

Adolf, J. y Renger, T. 2006. “How Proteins Trigger Excitation Energy Transfer in the FMO Complex of Green Sulfur Bacteria” *Biophysical Journal* 91: 2778–2797.

Ball, P. 2011. “Physics of life: The dawn of quantum biology” *Nature* 474: 272–274.

Ballentine, L. E. 1990. *Quantum Mechanics*. New York: Prentice Hall.

Bengtsson, I. y Yczkowski, K. Z. 2006. *Geometry of Quantum States: An Introduction to Quantum Entanglement*. Cambridge: Cambridge University Press.

Berlin, Y. A., Burin, A. L. y Goldanskii, V. V. 1996. “The Hund paradox and stabilization of molecular chiral states” *Zeitschrift für Physik D* 37: 333–339.

Bohm, D. 1989. *Quantum Theory*. New York: Dover Publications.

Bohr, N. 1920. “Über die Serienspektra der Element” *Zeitschrift für Physik* 2: 423–478.

Bonifacio, R., Olivares, S., Tombesi, P. y Vitali, D. 2000. “Model-independent approach to nondissipative decoherence” *Physical Review A* 61: 053802.

Bub, J. 1997. *Interpreting the Quantum World*. Cambridge: University Press.

Camalet, S. y Chitra, R. 2007. “Effect of random interactions in spin baths on decoherence” *Physical Review B* 75: 094434.

Caruso, F., Chin, A.W., Datta, A. y Plenio, M.B. 2009. “Highly efficient energy excitation transfer in light-harvesting complexes: The fundamental role of noise-assisted transport” *The Journal of Chemical Physics* 131, 105106.

Casati, G. y Chirikov, B. 1995a. “Comment on “Decoherence, chaos, and the second law” *Physical Review Letters* 75: 350–350.

Casati, G. y Chirikov, B. 1995b. “Quantum chaos: unexpected complexity” *Physica D* 86: 220–237.

Casati, G. y Prosen, T. 2005. “Quantum chaos and the double-slit experiment” *Physical Review A* 72: 032111.

Castagnino, M. 1999. “The classical regime of a quantum universe obtained through a functional method” *International Journal of Theoretical Physics* 38: 1333–1348.

Castagnino, M. 2004. “The classical-statistical limit of quantum mechanics” *Physica A* 335: 511–517.

Castagnino, M. 2006. “The equilibrium limit of the Casati-Prosen model” *Physics Letters A* 357: 97–100.

Castagnino, M. y Fortin, S. 2011, “Predicting decoherence in discrete models” *International Journal of Theoretical Physics* 50: 2259–2267.

Castagnino, M. y Fortin, S. 2012. “Non-Hermitian Hamiltonians in decoherence and equilibrium theory” *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* 45: 444009.

Castagnino, M. y Gadella, M. 2006. “The problem of the classical limit of quantum mechanics and the role of self-induced decoherence” *Foundations of Physics* 36: 920–952.

Castagnino, M. y Laura, R. 1997. “Minimal irreversible quantum mechanics: Pure-state formalism” *Physical Review A* 56: 108–119.

Castagnino, M. y Laura, R. 2000a. “Functional approach to quantum decoherence and the classical final limit” *Physical Review A* 62: 022107.

Castagnino, M. y Laura, R. 2000b. “Functional approach to quantum decoherence and the classical final limit: The Mott and cosmological problems” *International Journal of Theoretical Physics* 39: 1737–1765.

Castagnino, M. y Lombardi, O. 2003. “The self-induced approach to decoherence in cosmology” *International Journal of Theoretical Physics* 42: 1281–1299.

Castagnino, M. y Lombardi, O. 2004. “Self-induced decoherence: a new approach” *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* 35: 73–107.

Castagnino, M. y Lombardi, O. 2005. “Self-induced decoherence and the classical limit of quantum mechanics” *Philosophy of Science* 72: 764–776.

Castagnino, M. y Ordoñez, A. 2004. “Algebraic formulation of quantum decoherence” *International Journal of Theoretical Physics* 43: 695–719.

Castagnino, M., Fortin, S. y Lombardi, O. 2010a. “The effect of random coupling coefficients on decoherence” *Modern Physics Letters A* 25: 611–617.

Castagnino, M., Fortin, S. y Lombardi, O. 2010b. “Suppression of decoherence in a generalization of the spin-bath model” *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* 43: 065304.

Castagnino, M., Fortin, S. y Lombardi, O. 2010c. “Is the decoherence of a system the result of its interaction with the environment?” *Modern Physics Letters A* 25: 1431–1439.

Castagnino, M., Fortin, S., Laura, R. y Lombardi, O. 2008. “A general theoretical framework for decoherence in open and closed systems” *Classical and Quantum Gravity* 25: 154002.

Cucchietti, F. M., Paz, J. P., Zurek, W. H. 2005. “Decoherence from spin environments” *Physical Review A* 72: 052113.

Daneri, A., Loinger, A. y Prosperi, G. 1962. “Quantum theory of measurement and ergodicity conditions” *Nuclear Physics* 33: 297–319.

Dawson, C. M., Hines A. P., McKenzie, R. H. y Milburn, G. J. 2005. “Entanglement sharing and decoherence in the spin-bath” *Physical Review A* 71: 052321.

d'Espagnat, B. 1966. *Preludes in Theoretical Physics*. Amsterdam: North-Holland.

d'Espagnat, B. 1976. *Conceptual Foundations of Quantum Mechanics*, Reading MA: Benjamin.

d'Espagnat, B. 2000. “A note on measurement” *Physics Letters A* 282: 133–137.

Dieks, D., 1989. “Resolution of the measurement problem through decoherence of the quantum state” *Physics Letters A*, 142: 439-446.

Diosi, L. 1987. “A universal master equation for the gravitational violation of quantum mechanics” *Physics Letters A* 120: 377–381.

Diosi, L. 1989. “Models for universal reduction of macroscopic quantum fluctuations” *Physical Review A* 40:

1165–1174.

Dirac, P. A. M. (1929). "Quantum mechanics of many-electron systems". *Proceedings of the Royal Society of London A* 123: 714–33.

Dito, G. y Sternheimer, D. 2002. "Deformation quantization: Genesis, developments and metamorphoses." *En IRMA Lectures in Mathematics and Theoretical Physics 1*, editado por G. Halbout, 9–55. Berlin: W. de Gruyter & Co.

Ehrenfest, P. 1927. "Bemerkung über die angenäherte Gültigkeit der klassischen Mechanik innerhalb der Quantenmechanik" *Zeitschrift für Physik* 45: 455–457.

Engel, G., Calhoun, T. R., Read, E. L., Ahn, T-K, Mancal, T., Cheng, Y-C, Blankenship, R. E. y Fleming, G. R. 2007. "Evidence for wavelike energy transfer through quantum coherence in photosynthetic systems" *Nature* 446: 782–786.

Ford, G. W. y O'Connell, R. F. 2001. "Decoherence without dissipation" *Physics Letters A* 286: 87–90.

Fortin, S. y Lombardi, O. 2014. "Partial traces in decoherence and in interpretation: What do reduced states refer to?" *Foundations of Physics* 44: 426–446.

Fortin, S., Narvaja, M. y Lastiri, M. 2009. "Sobre un punto de vista heurístico concerniente a la naturaleza del espacio en mecánica cuántica." En *Epistemología e Historia de la Ciencia 2008*, editado por D. Letzen y P. Lodeyro, 198–204. Córdoba: Centro de Investigaciones de la Facultad de Filosofía y Humanidades de la Universidad Nacional de Córdoba.

Franco, M. y Calzetta, E. 2011. "Decoherence in the cosmic background radiation" *Classical and Quantum Gravity* 28: 145024.

Frasca, M. 2003. "General theorems on decoherence in the thermodynamic limit" *Physics Letters A* 308: 135–139.

Gambini, R. y Pulin, J. 2007. "Relational physics with real rods and clocks and the measurement problem of quantum mechanics" *Foundations of Physics* 37: 1074–1092.

Gambini, R. y Pulin, J. 2010. "Modern space-time and undecidability." En *Fundamental Theories of Physics (Minkowski Spacetime: A Hundred Years Later)*, editado por V. Petkov (ed.), 149–161. Heidelberg: Springer.

Gambini, R., Porto, R. A. y Pulin, J. 2007. "Fundamental decoherence from quantum gravity: a pedagogical review" *General Relativity and Gravitation* 39: 1143–1156.

Harris, R. A. y Stodolsky, L 1981. "Time dependence of optical activity" *The Journal of Chemical Physics* 74: 2145–2155.

Healey, R. A. 1995. "Dissipating the quantum measurement problem" *Topoi* 14: 55–65.

Holik, F. y Plastino, A. 2011. "Convex polytopes and quantum separability" *Physical Review A* 84: 062327.

Holik, F., Massri, C. y Ciancaglini, N. 2012. "Convex quantum logic" *International Journal of Theoretical Physics* 51: 1600–1620.

Hund. F. 1927. "Zur Deutung der Molekelspektren. III" *Zeitschrift für Physik* 43: 805–826.

Joos, E., Zeh, H. D., Kiefer, C., Giulini, D., Kupsch, J. y Stamatescu, I. O. 2003. *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory*. Berlin: Springer Verlag.

Kiefer, C. y Polarski, D. 1998. "Emergence of classicality for primordial fluctuations: concepts and analogies" *Annalen der Physik* 7: 137–158.

Kiefer, C. y Polarski, D. 2009. "Why do cosmological perturbations look classical to us?" *Advanced Science Letters* 2: 164–173.

Knill, E., Laflamme, R., Barnum, H., Dalvit, D., Dziarmaga, J., Gubernatis, J., Gurvits, L., Ortiz, G., Viola L. y Zurek, W. H. 2002. “Information, science, and technology in a quantum world” *Los Alamos Science* 27: 86–110.

Kolb, E. y Turner, M. 1990. *The early Universe*, Reading MA: Addison-Wesley.

Kontsevich, M. 2003. “Deformation quantization of Poisson manifolds” *Letters in Mathematical Physics* 66: 157–216.

Krips, Henry. 2016. “Medición en mecánica cuántica.” En *Diccionario Interdisciplinar Austral*, editado por Claudia E. Vanney, Ignacio Silva y Juan F. Franck. URL=http://dia.austral.edu.ar/Medición_en_mecánica_cuántica

Landau, L. D. y Lifshitz, E. M. 1972. *Mecánica Cuántica No-Relativista*. Barcelona: Reverté.

Laura, R. y Castagnino, M. 1998a. “Minimal irreversible quantum mechanics: The mixed states and the diagonal singularity” *Physical Review A* 57: 4140–4152.

Laura, R. y Castagnino, M. 1998b. “Functional approach for quantum systems with continuous spectrum” *Physical Review E* 57: 3948–3961.

Lee, H., Cheng, Y-C y Fleming, GR. 2007. “Dynamics in Photosynthesis: Protein Protection of Excitonic Coherence” Science 316: 1462–1465.

Leggett, A. J. 1987. “Reflections on the quantum measurement paradox.” En *Quantum Implications*, editado por B. J. Hiley y F. D. Peat, 85–104, London: Routledge and Kegan Paul.

Lombardi, O., Fortin, S. y Castagnino, M. 2012. “The problem of identifying the system and the environment in the phenomenon of decoherence.” En Philosophical Issues in the Sciences Volume 3, editado por H. W. de Regt, S. Hartmann y S. Okasha, 161–174, Berlin: Springer.

Lombardo, F. C. y Mazzitelli, D. 1997. “Einstein-Langevin equations from running coupling constants” *Physical Review D* 55: 3889.

Lombardo, F. C. y Villar, P. I. 2008. “Environmentally induced corrections to the geometric phase in a two-level system” *International Journal of Quantum Information* 6: 707.

Milburn, G. J. 1991. “Intrinsic decoherence in quantum mechanics” *Physical Review A* 44: 5401–5406.

Mohseni, M., Rebentrost, P., Lloyd, S. y Aspuru-Guzik, A. 2008. “Enviroment-assisted quantum walks in photosynthetic energy transfer” *The Journal of Chemical Physics* 129: 174106.

Mukahnov, V. 2005. *Physical foundations of Cosmology*. Cambridge: Cambridge University Press.

Olaya-Castro, A., Lee, C.F., Olsen, F.F. y Johnson, N.F. 2008. “Efficiency of energy transfer in a light-harvesting system under quantum coherence” *Physical Review B* 78: 085115.

Omnès, R. 2005. “Results and problems in decoherence theory” *Brazilian Journal of Physics* 35: 207–210.

Paganelli, S., de Pasquale, F. y Giampaolo, S. M. 2002. “Decoherence slowing down in a symmetry-broken environment” *Physical Review A* 66: 052317.

Peacock, J. 1999. *Cosmological Physics*. Cambridge: Cambridge University Press.

Penrose, R. 1995. *Shadows of the Mind*. Oxford: Oxford University Press.

Plenio, M. y Huelga, M. 2008. “Dephasing-assisted transport: quantum networks and biomolecules” *New Journal of Physics* 10: 113019.

Polarski, D. y Starobinsky, A. A. 1996. “Semiclassicality and decoherence of cosmological perturbations” *Classical and*

Quantum Gravity 13: 377–393.

Quan, H. T., Song, Z., Liu, X. F., Zanardi, P. y Sun, C. P. 2006. “Decay of loschmidt echo enhanced by quantum criticality” *Physical Review Letters* 96: 140604.

Rossini, D., Calarco, T., Giovannetti, V., Montangero, S. y Fazio, R. 2007. “Decoherence induced by interacting quantum spin baths” *Physical Review A* 75: 032333.

Sakurai, J. J. 1994. *Modern Quantum Mechanics*. New York: Addison-Wesley.

Scerri, E. R. 2011. “Editorial 37” *Foundations of Chemistry* 13: 1–7.

Schlosshauer, M. 2004. “Decoherence, the measurement problem, y interpretations of quantum mechanics” *Reviews of Modern Physics* 76: 1267–1305.

Schlosshauer, M. 2007. *Decoherence and the Quantum-to-Classical Transition*. Berlin: Springer.

Schrödinger, E. 1944. *What Is Life? : The Physical Aspect of the Living Cell*. Cambridge: Cambridge University Press.

Sicardi Shifino, A. C., Abal, G., Siri, R., Romanelli, A. y Donangelo, R. 2003. “Intrinsic decoherence and irreversibility in a quasiperiodic kicked rotor”, arXiv:quant-ph/0308162.

Starobinsky, A. 1986. “Stochastic de sitter (inflationary) stage in the early universe”. En *Field Theory, Quantum Gravity and Strings*, volumen 246 de la serie *Lecture Notes in Physics*, editado por H. J. de Vega y N. Sánchez, 107–126, Berlin: Springer.

Sternheimer, D. 1998. “Deformation quantization: Twenty years after”, arXiv:math/9809056v1.

Tessieri, L. y Wilkie, J. 2003. “Decoherence in a spin–spin-bath model with environmental self-interaction” *Journal of Physics A: Mathematical and General* 36: 12305.

van Hove, L. 1957. “The approach to equilibrium in quantum statistics: A perturbation treatment to general order” *Physica* 23, 441–480.

van Hove, L. 1959. “The ergodic behaviour of quantum many-body systems” *Physica* 25: 268–276.

van Kampen, N. G. 1954. “Quantum statistics of irreversible processes” *Physica* 20, 603–622.

von Neumann, J. 1932. *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*, Berlin: Springer (Versión castellana: Fundamentos Matemáticos de la Mecánica Cuántica, Madrid: Publicaciones del Instituto de Matemáticas “Jorge Juan”, 1949).

Wallace, D. 2002. “Worlds in Everett interpretation”, *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* 33: 637-661.

Wallace, D., 2003. “Everett and structure”, *Studies in History and Philosophy of Modern Physic* 34: 87-105.

Weinberg, S. 1972. *Gravitation and Cosmology*. New York: John Wiley and Sons.

Wigner, E. 1932. “On the Quantum Correction for Thermodynamic Equilibrium” *Physical Review* 40: 749.

Yuan, X. Z., Goan, H-S y Zhu, K. D. 2007. “Non-Markovian reduced dynamics and entanglement evolution of two coupled spins in a quantum spin environment” *Physical Review B* 75: 045331.

Zeh, H. D. 1970. “On the interpretation of measurement in quantum theory” *Foundations of Physics* 1: 69–76.

Zeh, H. D. 1971. “On the irreversibility of time and observation in quantum theory.” En *Foundations of Quantum Mechanics*, editado por B. d'Espagnat, 69–76, New York: Academic Press.

Zeh, H. D. 1973. "Toward a quantum theory of observation, *Foundations of Physics* 3: 109–116.

Zurek, W. H. 1982. "Environment-induced superselection rules" *Physical Review D* 26: 1862–1880.

Zurek, W. H. 1993. "Preferred states, predictability, classicality and the environment-induced decoherence" *Progress of Theoretical Physics* 89: 281–312.

Zurek, W. H. 2003. "Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical" *Reviews of Modern Physics* 75: 715–776.

Zurek, W. H. 1994. "Preferred sets of states, predictability, classicality and environment-induced decoherence." En *Physical Origins of Time Asymmetry*, editado por J. J. Halliwell, J. Pérez-Mercader y W. H. Zurek, 175–212. Cambridge: Cambridge University Press.

Zurek, W. H. 1998. "Decoherence, Einselection, and the existential interpretation: The Rough guide" *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 356: 1793–1820.

Zurek, W. H. 2003. "Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical" *Reviews of Modern Physics*, 75: 715-776.

10 Cómo Citar ↑

Fortin, Sebastián. 2016. "Decoherencia cuántica". En Diccionario Interdisciplinar Austral, editado por Claudia E. Vanney, Ignacio Silva y Juan F. Franck. URL=http://dia.austral.edu.ar/Decoherencia_cuántica

11 Derechos de autor ↑

ISSN: 2524-941X

12 Herramientas académicas ↑

Otros recursos en línea

Página web de Erich Joos sobre decoherencia: http://www.decoherence.de/.

Entrada sobre decoherencia de la *Stanford Encyclopedia of Philosophy*: http://plato.stanford.edu/search/searcher.py?query=decoherence

Entrada sobre decoherencia en *Wikipedia*: https://en.wikipedia.org/wiki/Quantum_decoherence

13 Agradecimientos ↑

Agradezco a las instituciones que permitieron mi formación y ulterior trabajo de investigación en el área de la decoherencia: la Universidad de Buenos Aires, el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) y el Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva.