

¿Cómo se distingue el sistema que decohere de su entorno?

Sebastian Fortin¹ – Olimpia Lombardi²

¹ CONICET – IAFE – Universidad de Buenos Aires

² CONICET – Universidad de Buenos Aires

1.- Introducción

Según la posición ortodoxa (Zurek, 1981; 1982; 1993; 2003; Paz y Zurek, 2002), la decoherencia inducida por el entorno (EID: *environment-induced decoherence*) es el proceso cuántico que convierte un estado puro en un estado mezcla diagonal en una base bien definida. Esta “base privilegiada” define los estados candidatos a ser *clásicos*. Desde esta perspectiva, la decoherencia y la clasicidad que de ella se sigue son el resultado de la interacción entre un sistema cuántico abierto y su entorno.

El enfoque EID ha sido aplicado a muchas áreas de la física, y recientemente su estudio ha cobrado especial relevancia en computación cuántica. No obstante, a pesar de su enorme éxito práctico, desde un punto de vista conceptual aún enfrenta una dificultad que deriva de adoptar la perspectiva de los sistemas abiertos: el problema de definir el sistema que decohere. En efecto, puesto que el entorno puede ser externo o interno al sistema de interés, el enfoque EID no ofrece criterio alguno para decidir dónde ubicar el “corte” entre sistema y entorno. Zurek reconoce que esta carencia de criterio constituye una seria dificultad para su propuesta: *“En particular, un tema que ha sido dado por sentado se está tornando amenazadoramente grande para la fundamentación del programa de la decoherencia como un todo. Es la cuestión de cuáles son los sistemas que juegan un papel crucial en todas las discusiones acerca de la clasicidad emergente. Este tema ha surgido hace ya tiempo, pero los progresos hasta el presente son, a lo sumo, lentos”* (cfr. Zurek, 1998, p. 22; para una discusión de esta cuestión, cfr. Castagnino y Lombardi, 2004).

En trabajos previos (cfr. Castagnino, Laura y Lombardi, 2007; Castagnino, Fortin, Laura y Lombardi, 2008) presentamos un marco teórico general para la decoherencia que, adoptando la perspectiva de los sistemas cerrados, engloba tanto al enfoque EID como a otros enfoques no ortodoxos (por ejemplo, Castagnino y Lombardi, 2004). Desde esta perspectiva, hemos argumentado que el problema “amenazador” que presenta Zurek es en realidad un pseudo-problema, ya que la decoherencia es un fenómeno relativo a cada “descomposición” del sistema

cerrado en sistema y entorno. Puesto que no hay descomposición privilegiada, no es necesario un criterio unívoco para discriminar entre *el* sistema y *el* entorno.

En el presente trabajo argumentaremos en favor de esta tesis sobre la base del comportamiento de un sistema compuesto por dos conjuntos de partículas que no interactúan entre sí, pero sí lo hacen con las partículas del otro conjunto. La decoherencia fue estudiada a partir de diferentes “particiones” del sistema completo. Mostraremos que algunos de los resultados obtenidos no pueden comprenderse desde una concepción “absoluta” de la decoherencia. Tales resultados conducen a admitir que la decoherencia es un fenómeno relativo a cuáles son los grados de libertad del sistema cerrado completo que se consideran relevantes y cuáles se desprecian en cada caso.

2.- Marco general para la decoherencia

En las discusiones tradicionales acerca del problema de la irreversibilidad es un hecho ampliamente aceptado que, puesto que el estado de un sistema clásico o cuántico evoluciona unitariamente, no puede describir una evolución irreversible. Por lo tanto, la irreversibilidad requiere de evoluciones no unitarias, las cuales, a su vez, sólo se obtienen cuando se introduce un grano grueso en la descripción del sistema: algunos grados de libertad se retienen como relevantes, mientras que otros se ignoran. En términos de los observables del sistema esto significa que, siendo \mathcal{O} el espacio de todos los observables del sistema, se debe seleccionar un subespacio $\mathcal{O}_R \subset \mathcal{O}$ de *observables relevantes*. La evolución irreversible es la evolución no unitaria vista desde la perspectiva de tales observables relevantes.

Como señala Omnès (2001, 2002), la decoherencia es un caso particular de proceso irreversible; por tanto, también aquí es necesario seleccionar el subespacio de observables relevantes. En el caso del enfoque EID, la selección de \mathcal{O}_R requiere particionar el sistema cerrado U en un sistema abierto S y su entorno E (*cfr.* Castagnino, Laura y Lombardi, 2007). Si consideramos que el espacio de Hilbert de U es $\mathcal{H} = \mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_E$, donde \mathcal{H}_S y \mathcal{H}_E son los espacios de Hilbert de S y de E respectivamente, en el enfoque EID los observables relevantes son:

$$\mathcal{O}_R = \mathcal{O}_S \otimes I_E \in \mathcal{O}_R \subset \mathcal{O} \quad (1)$$

donde $O_S \in \mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_S$ es un observable de S e I_E es el operador identidad en $\mathcal{H}_E \otimes \mathcal{H}_E$. El operador densidad reducido $\rho_S(t)$ de S se obtiene aplicando la traza parcial sobre el estado de U , operación que elimina los grados de libertad del entorno,

$$\rho_S(t) = Tr_E \rho(t) \quad (2)$$

El enfoque EID adopta la perspectiva del sistema abierto: concentra la atención en el subsistema S y estudia la evolución temporal de $\rho_S(t)$, regida por una ecuación maestra. En este enfoque se prueba que, para muchos modelos físicos interesantes, bajo condiciones definidas $\rho_S(t)$ converge a un estado estable ρ_{S^*} :

$$\rho_S(t) \longrightarrow \rho_{S^*} \quad (3)$$

Ahora bien, recordemos que $\rho_S(t)$ se define como el operador densidad que brinda el valor esperado correcto para los observables que pertenecen exclusivamente al subsistema S ,

$$\langle O_R \rangle_{\rho} = \langle O_S \otimes I_E \rangle_{\rho} = Tr[\rho(O_S \otimes I_E)] = Tr[\rho_S O_S] = \langle O_S \rangle_{\rho_S} \quad (4)$$

Por lo tanto, el fenómeno descrito por el enfoque EID puede concebirse desde la perspectiva del sistema cerrado, según la cual el único sistema cuántico definido unívocamente es el sistema U como un todo, cuyas magnitudes físicas significativas son los valores esperados de sus observables. Esto significa que la convergencia de $\rho_S(t)$ a ρ_{S^*} implica la convergencia de los valores esperados:

$$\langle O_R \rangle_{\rho(t)} = \langle O_S \rangle_{\rho_S(t)} \longrightarrow \langle O_S \rangle_{\rho_{S^*}} = \langle O_R \rangle_{\rho_*} \quad (5)$$

donde ρ_* es un estado diagonal final del sistema cerrado U , tal que $\rho_{S^*} = Tr_E \rho_*$ (para detalles, *cf.* Castagnino, Fortin, Laura y Lombardi, 2008).

Desde la perspectiva del sistema cerrado, la discriminación entre sistema y entorno equivale a la selección de los observables relevantes. Consideremos la factorización $\mathcal{H} = \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B$ del espacio de Hilbert \mathcal{H} , definida por el conjunto de observables $\{O_{A_i} \otimes I_B, I_A \otimes O_{B_i}\}$, tal que las autobases de los conjuntos $\{O_{A_i}\}$ y $\{O_{B_i}\}$ son bases de \mathcal{H}_A y \mathcal{H}_B respectivamente (*cf.* Harshman y Wickramasekara, 2007). Si \mathcal{H} corresponde al sistema cerrado U , la factorización $\mathcal{H} = \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B$ representa la descomposición de U en dos sistemas S_A y S_B , correspondientes a los espacios de Hilbert \mathcal{H}_A y \mathcal{H}_B respectivamente. A su vez, dado el espacio $\mathcal{O} = \mathcal{H} \otimes \mathcal{H}$ de los observables de U , tal descomposición identifica los espacios $\mathcal{O}_A = \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_A$ y $\mathcal{O}_B = \mathcal{H}_B \otimes \mathcal{H}_B$ de los observables de los sistemas cerrados S_A y S_B , tales que $\mathcal{O}_A \otimes I_B \subset \mathcal{O}$ e $I_A \otimes \mathcal{O}_B \subset \mathcal{O}$. Una

vez que se comprenden estos conceptos, queda claro que la selección del espacio \mathcal{O}_R de los observables relevantes en el enfoque EID equivale a la selección de una factorización particular, $\mathcal{H} = \mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_E$, tal que $\mathcal{O}_R = \mathcal{O}_S \otimes I_E \subset \mathcal{O} = \mathcal{H} \otimes \mathcal{H}$.

En el presente trabajo analizaremos el caso particular donde el sistema cerrado U está compuesto de n partículas de spin $1/2$, cada una de ellas representada en su espacio de Hilbert. Resulta claro que U puede descomponerse en los subsistemas S y E de muchas maneras diferentes, dependiendo de cuáles partículas se consideran como componentes del sistema S . En la siguiente sección estudiaremos el fenómeno de la decoherencia para diferentes particiones del sistema cerrado U .

3.- El modelo de baño de spines generalizado

El modelo de baño de spines es un modelo muy simple que ha sido descrito en detalle en artículos previos (Zurek, 1982). Se trata de una partícula P de spin $1/2$, que interactúa con N partículas P_i de spin $1/2$ que no interactúan entre sí. En este caso, el sistema S es la partícula P y las restantes partículas P_i juegan el papel de entorno E . Mediante simulaciones numéricas se muestra que, para $N \gg 1$, en general la partícula P decohere en interacción con el gran entorno E compuesto por las N partículas P_i (cfr. Schlosshauer, 2007; para mayores valores de N e interacciones físicamente realistas, cfr. Castagnino, Fortin y Lombardi, 2010).

La generalización natural de este típico modelo consiste en considerar dos grupos de partículas, ambos de un número de partículas mayor que 1. En particular, consideremos un sistema cerrado $U = A \cup B$ donde:

- (i) El subsistema A está compuesto de M partículas A_i de spin $1/2$, cada una de ellas representada en su espacio de Hilbert \mathcal{H}_{A_i} .
- (ii) El subsistema B está compuesto de N partículas B_k de spin $1/2$, cada una de ellas representada en su espacio de Hilbert \mathcal{H}_{B_k} .

Además, se supone que cada una de las partículas A_i interactúa con todas las partículas B_k , pero ni las A_i ni las B_k interactúan entre sí (ver Figura 1). El espacio de Hilbert del sistema compuesto $U = A \cup B$ es

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B = \left(\bigotimes_{i=1}^M \mathcal{H}_{A_i} \right) \otimes \left(\bigotimes_{k=1}^N \mathcal{H}_{B_k} \right) \quad (6)$$

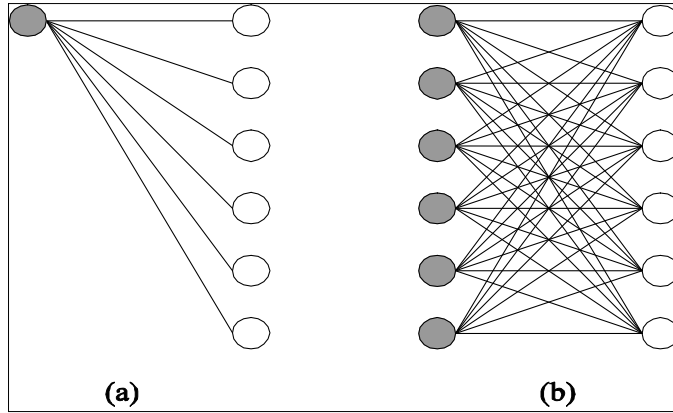


Figura 1. Esquema de las interacciones entre partículas del sistema abierto A (círculos grises) y del sistema abierto B (círculos blancos): (a) en el modelo de baño de spines original ($M = 1$), y (b) en el modelo de baño de spines generalizado ($M \neq 1$).

Mientras que en el caso del modelo de baño de spines tradicional la definición del sistema S y del entorno E parecía natural, en este caso resulta claro que hay muchas maneras de descomponer U en dos sistemas. A continuación consideraremos dos de ellas.

a) *Descomposición 1*

Una primera alternativa sería la de considerar que el subsistema A es el sistema abierto S y el subsistema B juega el papel del entorno E . Este caso es una generalización del modelo de baño de spines tradicional, donde el sistema S está constituido por una única partícula y, por tanto, $M = 1$. La factorización del espacio de Hilbert en este caso es

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_E = \left(\bigotimes_{i=1}^M \mathcal{H}_A \right) \otimes \left(\bigotimes_{k=1}^N \mathcal{H}_{B_k} \right) \quad (7)$$

y los observables relevantes O_R son los correspondientes a A :

$$O_R = O_S \otimes I_E = O_A \otimes \left(\bigotimes_{i=1}^N I_i \right) \quad (8)$$

Para estudiar el fenómeno de decoherencia del sistema $S = A$ en este caso, se calcula el valor esperado de los observables relevantes O_R , y se estudia la evolución temporal de dicho valor. Mediante simulaciones numéricas puede mostrarse que:

- **Caso (a):** $M \ll N$. El valor esperado rápidamente tiende a un valor final (*cfr.* Figura 2 en Castagnino, Fortin y Lombardi, 2010). Esto significa que, como podía suponerse, un sistema

abierto pequeño $S = A$ de M partículas decohere en interacción con un gran entorno $E = B$ de $N \gg M$ partículas.

- **Caso (b):** $M \gg N$ or $M \simeq N$. El valor esperado oscila y, por tanto, no tiende con el tiempo a un valor final (*cfr.* Figuras 3 y 4 en Castagnino, Fortin y Lombardi, 2010). Esto significa que, cuando el entorno $E = B$ de N partículas no es suficientemente grande en comparación con el sistema abierto $S = A$ de M partículas, entonces S no decohere.

b) Descomposición 2

En este caso se decide observar una única partícula del subsistema A , y esto equivale a particionar el sistema cerrado U en dos nuevos subsistemas: el sistema abierto S es, por ejemplo, la partícula A_M y el entorno es $E = \left(\bigcup_{i=1}^{M-1} A_i\right) \cup B = \left(\bigcup_{i=1}^{M-1} A_i\right) \cup \left(\bigcup_{k=1}^N B_k\right)$. La factorización del espacio de Hilbert en este caso es

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_E = \left(\mathcal{H}_{A_M}\right) \otimes \left(\left(\bigotimes_{i=1}^{M-1} \mathcal{H}_{A_i}\right) \otimes \left(\bigotimes_{k=1}^N \mathcal{H}_{B_k}\right)\right) \quad (9)$$

y los observables relevantes O_R son aquéllos que corresponden a A_M :

$$O_R = O_S \otimes I_E = O_{A_M} \otimes \left(\left(\bigotimes_{i=1}^{M-1} I_i\right) \otimes \left(\bigotimes_{k=1}^N I_k\right)\right) \quad (10)$$

Cuando se calcula el valor esperado de los observables relevantes O_R , las simulaciones numéricas muestran que, si $N \gg 1$, el valor esperado tiende rápidamente a un valor final (*cfr.* Figuras 5, 6 y 7 en Castagnino, Fortin y Lombardi, 2010). Esto significa que la partícula A_M decohere cuando $N \gg 1$, independientemente del valor de M . Pero puesto que la partícula A_M fue elegida arbitrariamente, puede formularse el mismo argumento para cualquier partícula A_i de A . Por lo tanto, cuando $N \gg 1$ e independientemente del valor de M , toda partícula A_i decohere en interacción con su entorno E de $N + M - 1$ partículas. Por otra parte, la simetría del sistema cerrado U permite inferir conclusiones análogas cuando el sistema abierto S es una de las partículas de B : cuando $M \gg 1$ e independientemente del valor de N , cualquier partícula B_k decohere en interacción con su entorno E de $N + M - 1$ partículas.

4.- La decoherencia como un fenómeno relativo

Consideremos el modelo de baño de spines cuando $M \simeq N \gg 1$. En este caso, el subsistema $A = \bigcup_{i=1}^M A_i$ no decohere (Descomposición 1), pero las partículas A_i , consideradas

independientemente, sí decoheren (Descomposición 2). En otras palabras, a pesar de que ciertas partículas decoheren y pueden comportarse clásicamente, el subsistema compuesto por todas ellas conserva su naturaleza cuántica. También hemos visto que, puesto que $M \gg 1$, todas las partículas B_k , consideradas independientemente, decoheren. Por lo tanto, en este caso no sólo todas las A_i , sino también todas las B_k decoheren. Esto significa que todas las partículas del sistema cerrado $U = \left(\bigcup_{i=1}^M A_i\right) \cup \left(\bigcup_{k=1}^N B_k\right)$ pueden convertirse en clásicas cuando se las considera en forma independiente, si bien el sistema U como un todo ciertamente no decohere y, en consecuencia, retiene su carácter cuántico.

El hecho de que ciertas partículas puedan ser clásicas o cuánticas dependiendo de cómo se las considere suena extraño, incluso paradójico, en el marco de un enfoque que explica la decoherencia como el resultado de la interacción de un sistema con su entorno. Esta dificultad puede también verse como una manifestación más del “amenazador” problema de definir los sistemas abiertos involucrados en la decoherencia, del cual nos hablaba Zurek. La ironía de esta historia es que tal problema es consecuencia de aquello que ha sido considerado la mayor ventaja del programa EID: su perspectiva basada en los sistemas abiertos. En efecto, Zurek considera que el prejuicio que retrasó fuertemente la solución al problema de la transición del mundo cuántico al clásico resulta del hecho de que el papel de los sistemas abiertos en la emergencia de la clásicidad fue tradicionalmente ignorado (Paz y Zurek, 2000; Zurek, 2001). De acuerdo con la perspectiva de los sistemas abiertos, entonces, las partículas que interactúan con otras partículas son sistemas cuánticos abiertos bien definidos, y las colecciones de tales partículas también lo son. Pero, entonces, el problema es decidir cuáles de todos esos sistemas abiertos es el sistema S que decohere o, en otros términos, dónde ubicar el corte entre el sistema S y su entorno E .

El enfoque de sistemas abiertos no sólo conduce al problema “amenazador” del que nos habla Zurek, sino que, en cierto sentido, también ignora el bien conocido holismo de la mecánica cuántica: un sistema cuántico no es una mera colección de sus partes y las interacciones entre ellas. Debido a su naturaleza holística, un sistema cuántico debe ser considerado como un todo inescindible: los “subsistemas abiertos” son sólo descripciones parciales del sistema cerrado completo.

Sobre la base de la perspectiva del sistema cerrado es posible formular un enfoque diferente para comprender la decoherencia. El problema de identificar *el* sistema y *el* entorno desaparece

como tal en la medida en que no existe un criterio único para definirlos. Dado el sistema cerrado U , tal definición requiere dos pasos: (i) seleccionar la factorización $\mathcal{H} = \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B$ del espacio de Hilbert \mathcal{H} , tal que $U = S_A \cup S_B$, y (ii) decidir que uno de los sistemas que resultan de la factorización es el sistema abierto, por ejemplo S_A , y el otro es el entorno, por ejemplo S_B . Dado que la factorización puede definirse mediante los espacios de observables \mathcal{O}_A y \mathcal{O}_B , la descomposición de U representa a la adopción de una perspectiva descriptiva: la identificación de S y E equivale a la selección de los observables relevantes en cada situación. Pero puesto que la descomposición del sistema cerrado completo puede efectuarse de muchos modos diferentes, sin una manera privilegiada, no hay necesidad de un criterio unívoco para decidir dónde ubicar el “corte” entre sistema y entorno. La decoherencia no es un fenómeno absoluto sino relativo a la descomposición elegida. Cuando se lo considera desde esta perspectiva del sistema cerrado y se admite el carácter relativo de la decoherencia, el problema amenazador que preocupaba a Zurek deja de ser un desafío real para el programa de la decoherencia.

5.- Conclusiones

El objetivo de este artículo ha sido argumentar que el fenómeno de la decoherencia puede ser descrito desde la perspectiva de los sistemas cerrados, y que esto mejora la comprensión del fenómeno. Sobre la base de los resultados obtenidos en una generalización del modelo de baño de spines, se extrajeron las siguientes conclusiones: (i) la decoherencia es un fenómeno relativo a cuáles grados de libertad son considerados relevantes en cada caso, y (ii) puesto que no existe una descomposición privilegiada del sistema cerrado completo, no hay necesidad de un criterio unívoco para definir los sistemas involucrados en la decoherencia; en consecuencia, el “problema amenazador” que supuestamente acechaba al programa de la decoherencia sencillamente queda disuelto.

Una vez que la decoherencia se “desustancializa” de este modo, podría cuestionarse si el fenómeno puede continuar siendo comprendido como resultado de la acción de un entorno que destruye la coherencia entre los estados de un sistema cuántico a través de su incesante “monitoreo” (Paz y Zurek 2002, Zurek 2003). Podría considerarse si no es tiempo ya de abandonar la imagen según la cual es el entorno aquello que “destila” la esencia clásica de los sistemas cuánticos.

Bibliografia

- CASTAGNINO, Mario; FORTIN, Sebastian; LAURA, Roberto; LOMBARDI, Olimpia. A general theoretical framework for decoherence in open and closed systems. *Classical and Quantum Gravity* **25** (15): 154002, 2008.
- CASTAGNINO, Mario; FORTIN, Sebastian; LOMBARDI, Olimpia. Suppression of decoherence in a generalization of the spin-bath model. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* **43** (6): 065304, 2010.
- CASTAGNINO, Mario; LAURA, Roberto; LOMBARDI, Olimpia. A general conceptual framework for decoherence in closed and open systems. *Philosophy of Science* **74** (5): 968-980, 2007.
- CASTAGNINO, Mario; LOMBARDI, Olimpia. Self-induced decoherence: A new approach. *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* **35** (1): 73-107, 2004.
- HARSHMAN, Nathan; WICKRAMASEKARA, Sujeeva. Galilean and dynamical invariance of entanglement in particle scattering. *Physical Review Letters* **98** (8): 080406, 2007.
- OMNÈS, Roland. Decoherence: an irreversible process. *arXiv:quant-ph/0106006*, 2001.
- OMNÈS, Roland. Decoherence, irreversibility and the selection by decoherence of quantum states with definite probabilities. *Physical Review A* **65** (5): 052119, 2002.
- PAZ, Juan Pablo; ZUREK, Wojciech. Environment-induced decoherence and the transition from quantum to classical. Pp. 77-140, en HEISS, Dieter (ed.). *Lecture Notes in Physics, Vol. 587*. Heidelberg-Berlin: Springer, 2002.
- SCHLOSSHAUER, Maximilian. *Decoherence and the Quantum-to-Classical Transition*. Heidelberg-Berlin: Springer, 2007.
- ZUREK, Wojciech. Pointer basis of quantum apparatus: into what mixture does the wave packet collapse?. *Physical Review D* **24** (6): 1516-1525, 1981.
- ZUREK, Wojciech. Environment-induced superselection rules. *Physical Review D* **26** (8): 1862-1880, 1982.
- ZUREK, Wojciech. Preferred states, predictability, classicality and the environment-induced decoherence. *Progress of Theoretical Physics* **89** (2): 281-312, 1993.

ZUREK, Wojciech. Decoherence, einselection, and the existential interpretation. *Philosophical Transactions of the Royal Society* **A356** (August): 1793-1821, 1998 (los números de página corresponden a la versión arXiv:quant-ph/9805065).

ZUREK, Wojciech. Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical. *Reviews of Modern Physics* **75** (3): 715-776, 2003.