Una descripción de la apariencia del mundo clásico sin apelar a límites reductivos

Guido Bellomo[1] *y Sebastian Fortin*[2]

1. Introducción

La mecánica cuántica ha sido particularmente fructífera a la hora de ofrecer problemas conceptuales a los filósofos de la física. Su irrupción a principios del siglo XX introdujo una ruptura conceptual con las teorías previamente establecidas, y luego de un siglo las discusiones continúan en un primer plano. Se ha propuesto una gran variedad de esquemas interpretativos que pretenden resolverlos problemas de interpretación. Sin embargo, hasta la fecha no existe una interpretación del formalismo matemático que sea unánimemente aceptada y que sortee todos los problemas.

El problema del límite clásico puede formularse como el problema de hallar un límite bajo el cual los estados cuánticos se convierten en estados clásicos. Según ciertas ideas tradicionales, respaldadas por un fuerte reduccionismo, el problema se presentaba como un caso de relación interteórica, consistente en obtener la mecánica clásica a partir de la cuántica por aplicación de un límite matemático. Este supuesto se ha debilitado durante las últimas décadas. Actualmente se admite que el límite clásico también involucra un proceso físico (decoherencia) que transforma los estados cuánticos de tal modo que resultara razonable interpretarlos como estados clásicos.

En este trabajo se presenta una descripción de la apariencia del mundo clásico que no apela a límites reductivos. Dicha descripción, si bien permite que ciertos sistemas cuánticos en condiciones específicas se comporten desde el punto de vista gnoseológico como clásicos, no niega la existencia de estados legítimamente clásicos, ni la objetividad de la mecánica clásica en sí misma.

El trabajo se organiza del siguiente modo. En la Sección 2 se presenta un breve resumen del formalismo de la mecánica cuántica. En la Sección 3 se describe el "problema de la medición" y se introduce el problema del límite clásico de los sistemas cuánticos desde la perspectiva del operador de estado. En la Sección 4 se presenta un enfoque teórico que basa la descripción de sistemas cuánticos en los valores medios. Finalmente, en la sección 5 se presentan las conclusiones.

---

[1] IFLP (CONICET), Argentina.
[2] CONICET, IAFE (CONICET-UBA) y FCEN (UBA), Argentina.

2. El formalismo de la mecánica cuántica

Según el formalismo de la mecánica cuántica, todo sistema está representado en un espacio de Hilbert $\mathcal{H}$, y tiene asociado un vector de estado $|\varphi\rangle \in \mathcal{H}$. Éste evoluciona en el tiempo según la ecuación de Schrödinger de manera que

$$|\varphi(t)\rangle = e^{-i\hat{H}t}|\varphi(0)\rangle \tag{2.1}$$

donde $\hat{H}$ es el hamiltoniano del sistema. También se define el operador de estado $\hat{\rho}$,

$$\hat{\rho} = |\varphi\rangle\langle\varphi| \,. \tag{2.2}$$

El operador $\hat{\rho}$ se representa en el espacio de Liouville $\mathcal{L} = \mathcal{H} \otimes \mathcal{H}$. Su evolución viene dada por la ecuación de Schrödinger en versión de von Neumann,

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar}\left[\hat{H}, \hat{\rho}\right] . \tag{2.3}$$

Una propiedad física O del sistema está representada por un observable específico $\hat{O} \in \mathcal{L}'$, con $\mathcal{L}'$ el dual de $\mathcal{L}$. Matemáticamente, $\hat{O}$ es un operador que tiene autovectores $|o_i\rangle$ y autovalores o_i, siendo $\hat{O}|o_i\rangle = o_i|o_i\rangle$. Físicamente, los autovalores son los valores que es posible obtener al medir la propiedad O.

El valor medio de la propiedad O para un sistema en el estado $\hat{\rho}$ se calcula como la traza del producto de ambos operadores,

$$\langle\hat{O}\rangle_{\hat{\rho}} = \mathrm{Tr}(\hat{\rho}\hat{O}) \,. \tag{2.4}$$

En general, se acepta que el estado $\hat{\rho}$ contiene toda la información que es posible obtener sobre el sistema físico, de manera que las preguntas ontológicas suelen centrarse en la interpretación del estado cuántico.

En el caso de sistemas compuestos, el estado inicialdel sistema total, $\hat{\rho}_T$, se construye como el producto tensorial de los estados subsistemas.

Mediante una operación matemática llamada *traza parcial* se recupera un ente matemático que posee la apariencia de un estado, el *estado reducido*

$$\hat{\rho}_{\mathcal{S}}(t) = \mathrm{Tr}_{\mathcal{E}}(\hat{\rho}_T(t)) \,, \tag{2.5}$$

donde $\hat{\rho}_{\mathcal{S}} \in \mathcal{H}_{\mathcal{S}}$, $\hat{\rho}_T \in \mathcal{H}$, $\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\mathcal{S}} \otimes \mathcal{H}_{\mathcal{E}}$. Pero éste estado reducido no evoluciona según la ecuación de von Neumann. Su dinámica responde a una ecuación maestra no-unitaria. No obstante, suele suponerse que el sistema de interés $\mathcal{S}$ puede reidentificarse en el sistema compuesto, es decir, que *es* un sistema cuántico que está representado por el operador de estado reducido $\hat{\rho}_{\mathcal{S}}$.

En efecto, si se consideran observables que actúan sólo sobre el sistema abierto de interés, entonces se pueden calcular los valores medios de estos observables como

$$\langle \hat{O}_{\mathcal{S}} \rangle_{\hat{\rho}_{\mathcal{S}}} = \mathrm{Tr}\left(\hat{\rho}_{\mathcal{S}} \hat{O}_{\mathcal{S}}\right), \tag{2.6}$$

exactamente del mismo modo que en el caso del sistema completo, pero usando el operador $\hat{\rho}_{\mathcal{S}}$.

La expresión (2.6) reproduce la estadística de las medicionesque puedan realizarse teniendo acceso solamente a $\mathcal{S}$; sin embargo, $\hat{\rho}_{\mathcal{S}}$ no permite calcular las correlaciones $\mathcal{S}-\mathcal{E}$. Conociendo *completamente* $\hat{\rho}_{\mathcal{S}}$ y $\hat{\rho}_{\mathcal{E}}$, *no se tiene la información del sistema total* ya que no es posible recuperar todas las correlaciones; por lo tanto, afirmar que $\hat{\rho}_{\mathcal{S}}$ es la representación de un sistema físico individual no es totalmente correcto (Fortin & Lombardi, 2012a).

En resumen, tradicionalmente suele afirmarse que el estado $\hat{\rho}_{\mathcal{S}}$ contiene toda la información que es posible obtener sobre el sistema abierto ya que, dado el estado reducido pueden recuperarse los valores medios de cualquier observable que actúa sobre el espacio $\mathcal{H}_{\mathcal{S}}$. Luego, se pone el énfasis en $\hat{\rho}_{\mathcal{S}}$, considerándolo el estado del sistema abierto $\mathcal{S}$ en el mismo sentido en que $\hat{\rho}_T$ es el estado del sistema compuesto (cerrado).

3. Los problemas interpretativos

Del formalismo de la cuántica surge una serie de problemas de interpretación debido al principio de superposición y al principio de indeterminación.

Para comprender el principio de superposición, supóngase que se tiene una moneda clásica que, apoyada en una superficie, tiene dos propiedades posibles: si la moneda está "cara hacia arriba" se dirá que se encuentra en el estado $|a_{cara}\rangle$, si la moneda está en el estado "cruz hacia arriba" se dirá que su estado es$|a_{cruz}\rangle$, y no cabe ninguna otra posibilidad. Asociemos a esta propiedad de la moneda un operador $\hat{A}$. El principio de superposición cuántico establece que el estado de la "moneda cuántica" puede ser una superposición de estados, de manera que, en general,

$$|\varphi\rangle = \alpha_{cara}\,|a_{cara}\rangle + \alpha_{cruz}\,|a_{cruz}\rangle \tag{3.1}$$

dondeα_{cara} y α_{cruz} son números complejos cuyos cuadrados, $|\alpha_{cara}|^2$ y $|\alpha_{cruz}|^2$, brindan la probabilidad de que la moneda adquiera la propiedad "cara hacia arriba" y "cruz hacia arriba", respectivamente. Para el estado $|\varphi\rangle$ no es posible responder la pregunta: ¿la moneda está cara hacia arribao cruz hacia arriba? El sistema no posee la propiedad A definida. Ésta es una diferencia fundamental con la mecánica clásica, donde los sistemas tienen todas sus propiedades completamente definidas.

3.1. El problema de la medición

Cuando se efectúa la medición de alguna propiedad de un sistema cuántico que se encuentra en un estado de superposición, en la práctica los aparatos indican un valor bien definido: el "puntero" del aparato siempre marca algún valor definido. Pero esto no se explica por la teoría si el estado del aparato se encuentra en una superposición de los autovectores del observable puntero.

Para dar cuenta de la medición cuántica se estudia el siguiente modelo de medición. Considérese un sistema $\mathcal{S}$, con una propiedad A asociada al observable $\hat{A}$ y un aparato de medición $\mathcal{M}$ diseñado para medir la propiedad A. El proceso consta de tres etapas (Lombardi, Fortin, Castagnino & Ardenghi, 2010; Idem, 2011): 1. la pre-medición que establece la condición inicial antes de la interacción; 2. la interacción en que se constituyen las correlaciones de los autoestados de algún observable de $\mathcal{S}$ con otro de $\mathcal{M}$ (el puntero); 3. la "lectura" del puntero. Como en la práctica el puntero no se encuentra en una superposición, se espera que, de algún modo, uno de los valores posibles del puntero resulte seleccionado.

El problema de la medición consiste en encontrar un proceso que reproduzca lo que se espera encontrar en la etapa 3. Las posibles soluciones a este problema fueron estudiadas ampliamente y todas ellas requieren la introducción de nuevos postulados.

La forma canónica de explicar el proceso de medición consiste en la introducción del "postulado del colapso". Según esta propuesta, luego de establecerse las correlaciones entre el sistema y el aparato, el estado "colapsa" a uno de los estados de la superposición. Pero el colapso presenta características que lo vuelven conceptualmente inaceptable (Lombardi, Fortin, Castagnino & Ardenghi, 2010):

- No explica las causas que lo producen, ni indica en qué instante se produce.
- No explica por qué el sistema colapsa en una determinada base y no en otra.
- Puesto que se produce en el sistema total, se trata de un fenómeno no-local.

3.2. El problema del límite clásico

El problema de la medición puede entenderse como un caso particular de otro más general, el de describir la relación entre los mundos clásico y cuántico; de qué modo el mundo clásico se relaciona con una realidad cuántica subyacente, independientemente de que exista una medición involucrada.

El principio de superposición establece que la "moneda cuántica" (ver sección 3) puede estar en una superposición (ver ec. (3.1)), dando el operador de estado

$$\hat{\rho} = |\varphi\rangle\langle\varphi| = \begin{pmatrix} |\alpha_{cara}|^2 & \alpha_{cara}\,\alpha_{cruz}^* \\ \alpha_{cara}^*\,\alpha_{cruz} & |\alpha_{cruz}|^2 \end{pmatrix}. \qquad (3.2)$$

Aquí, $|\alpha_{cara}|^2$ y $|\alpha_{cruz}|^2$ se pueden interpretar como las probabilidades de obtener cara y cruz, respectivamente. Los "términos de interferencia", $\alpha_{cara}\,\alpha_{cruz}^*$ y $\alpha_{cara}^*\,\alpha_{cruz}$, que son consecuencia del principio de superposición, no poseen análogo clásico. La moneda cuántica tiene estados que no son ni cara ni cruz.

En base a lo expuesto, el problema del límite clásico puede formularse como el problema de hallar un límite bajo el cual los estados cuánticos devienen clásicos: en el que los operadores de estado de la cuántica se convierten en operadores clásicos diagonales.

Una solución al problema consistiría en hallar una evolución del sistema que eliminara las componentes no-diagonales del operador de estado, es decir

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} |\alpha_1|^2 & \alpha_1\alpha_2^* & \cdots & \alpha_1\alpha_N^* \\ \alpha_2\alpha_1^* & |\alpha_2|^2 & \cdots & \alpha_2\alpha_N^* \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_N\alpha_1^* & \alpha_N\alpha_2^* & \dots & |\alpha_N|^2 \end{pmatrix} \to \hat{\rho}_c = \begin{pmatrix} |\alpha_1|^2 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & |\alpha_2|^2 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & |\alpha_N|^2 \end{pmatrix}. \qquad (3.4)$$

Así, se obtendría una descripción clásica del sistema, donde los números $|\alpha_1|^2, |\alpha_2|^2, \dots, |\alpha_N|^2$ podrían interpretarse como probabilidades clásicas.

Pero tal proceso es *físicamente imposible*: las evoluciones cuánticas son unitarias y, por tanto, no tienen límite para $t \to \infty$; en consecuencia, no existe proceso cuántico alguno que pueda convertir el estado-superposición inicial en un estado final que manifieste las características clásicas. La teoría de la decoherencia propone enfrentar el problema desde una nueva perspectiva.

4. El enfoque basado en valores medios

El problema del límite clásico puede describirse en términos generales para lo que serán necesarios dos elementos:

- *Perspectiva de los sistemas cerrados.* El paso a una descripción de los sistemas cuánticos que los considere siempre como sistemas cerrados.
- *Enfoque de valores medios.* El estudio del proceso de decoherencia pasando a una descripción en términos de valores medios que no haga uso del estado.

4.1. La perspectiva de los sistemas cerrados

Como fue señalado, el estado $\hat{\rho}$ evoluciona en forma unitaria y por lo tanto el sistema nunca decohere espontáneamente al menos que se introduzca algún elemento extra. La estrategia usual consiste en considerar sistemas abiertos que interactúan con un ambiente. De este modo el sistema evoluciona de forma no unitaria donde la decoherencia está permitida. Sin embargo esta no es la única manera de introducir una evolución no unitaria: una operación de *grano grueso* (Fortin & Lombardi, 2012a) puede transformar una evolución unitaria en una no unitaria. La clave está en establecer una división entre información relevante y no relevante, como se explicará a continuación.

El tratamiento de los sistemas abiertos implica la consideración de un sistema $\mathcal{S}$ descrito por el estado reducido $\hat{\rho}_{\mathcal{S}}$ y los observables $\hat{O}_{\mathcal{S}}$. Por otro lado es posible demostrar que la descripción estadística que resulta también puede hacerse desde el punto de vista de los sistemas cerrados. En efecto, si se consideran los observables de tipo $\hat{O} = \hat{O}_{\mathcal{S}} \otimes \hat{I}_{\mathcal{E}}$, donde $\hat{I}_{\mathcal{E}}$ es la identidad del espaciode observables del ambiente $\mathcal{E}$, se pueden calcular los valores medios de tres formas: con el estado del sistema cerrado, con el estado reducido y con un estado de grano grueso

$$\langle \hat{O}_{\mathcal{S}} \otimes \hat{I}_{\mathcal{E}} \rangle_{\hat{\rho}} = \langle \hat{O}_{\mathcal{S}} \rangle_{\hat{\rho}_{\mathcal{S}}} = \langle \hat{O}_{\mathcal{S}} \otimes \hat{I}_{\mathcal{E}} \rangle_{\hat{\rho}_G} . \tag{4.1}$$

La expresión (4.1) muestra que, si se quiere describir sólo al sistema $\mathcal{S}$, no es indispensable apelar al estado reducido: utilizando valores medios, puede describirse el comportamiento del sistema abierto $\mathcal{S}$ desde la perspectiva del sistema cerrado $\mathcal{S} \cup \mathcal{E}$.

El estado grueso $\hat{\rho}_G$, proyección del estado total $\hat{\rho}$, no es el estado del sistema (cerrado) total, pero está definido de modo que reproduce los resultados de las mediciones para los observables relevantes $\hat{O} = \hat{O}_{\mathcal{S}} \otimes \hat{I}_{\mathcal{E}}$, es decir, brinda los mismos valores medios (para más detalles ver Fortin & Lombardi, 2012b). Así $\hat{\rho}_G$ contiene toda la información que es posible obtener sobre el sistema físico. Sin embargo, no hay diferencia sustancial entre conocer el estado y conocer los valores medios de todos los observables que es posible construir. Es posible demostrar que:

(i) dado el estado, se puede calcular el valor medio de cualquier observable, y

(ii) dado el valor medio de todos los observables, es posible calcular el estado del sistema.

Luego, conociendo el comportamiento de los valores medios, es posible brindar una descripción completa de la evolución del sistema sin necesidad de apelar al estado.

4.2. Valores medios clásicos y cuánticos

Según la estadística clásica, dado un observable $\hat{O}$ y su espacio de eventos posibles $\Omega = \{o_1, o_2, \dots, o_N\}$, su valor medio es

$$\langle \hat{O} \rangle = \sum_{i=1}^{N} o_i P_i \, , \tag{4.2}$$

donde P_i es la probabilidad. En cambio, para la estadística cuántica, al calcular el valor medio de $\hat{O}$ en el estado $\hat{\rho}$, se obtiene

$$\langle \hat{O} \rangle_{\hat{\rho}} = \sum_{i} O_{ii}\rho_{ii} + \sum_{i \neq j} O_{ij}\,\rho_{ji} \, . \tag{4.3}$$

donde los O_{ij} y los ρ_{ji} son las componentes de $\hat{O}$ y $\hat{\rho}$, respectivamente. Los elementos diagonales $O_{ii} = O_i$ del observable podrían interpretarse como los valores que es posible medir. Los elementos diagonales ρ_{ii} del operador de estado pueden interpretarse como probabilidades –son números positivos que suman uno– $\rho_{ii} = P_i$. Es decir,

$$\langle \hat{O} \rangle_{\hat{\rho}} = \sum_{i} O_i P_i + \sum_{i \neq j} O_{ij}\,\rho_{ji} \, . \tag{4.4}$$

Se obtienen entonces dos sumatorias: $\sum^{\mathrm{D}} = \sum_i O_i P_i$,y $\sum^{\mathrm{ND}} = \sum_{i \neq j} O_{ij}\,\rho_{ji}$, con $0 \leq P_i \leq 1$ y $\sum_i P_i = 1$. $\sum^{\mathrm{D}}$ tiene la estructura de un valor medio clásico; pero $\sum^{\mathrm{ND}}$ no posee tal estructura ya que, por ejemplo, ρ_{ji} puede no ser positivo. Es precisamente en la sumatoria $\sum^{\mathrm{ND}}$ (términos de interferencia), donde se manifiestan las características peculiares de la mecánica cuántica.

4.3. Decoherencia en los valores medios

Cualquier intento de hallar un límite entre la estadística cuántica y la estadística clásica debe incluir un proceso mediante el cual $\sum^{\mathrm{ND}} \to 0$. Este proceso es precisamente la decoherencia. Así, es posible formular el siguiente esquema:

$$\langle \hat{O} \rangle_{\hat{\rho}} = \textstyle\sum^{\mathrm{D}} + \sum^{\mathrm{ND}} \sim \text{Estadística cuántica}$$

$$\Downarrow \; Decoherencia$$

$$\langle \hat{O} \rangle_{\hat{\rho}} = \textstyle\sum^{\mathrm{D}}$$

$$\Downarrow \; Interpretación\ de\ P_i$$

$$\langle \hat{O} \rangle_{\hat{\rho}} = \textstyle\sum_i O_i P_i \sim \text{Estadística clásica}$$

La condición para obtener el límite entre las estadísticas clásica y cuántica es que $\sum^{\mathrm{ND}} = 0$ a partir de cierto instante. Esto sucede, *en particular*, cuando el operador de estado es diagonal, pero no es el único caso. Dado un subespacio de observables relevantes $\mathcal{O}_R \subset \mathcal{O}$, la decoherencia se da cuando

$$\Sigma^{\mathrm{ND}}(t) \rightarrow 0\,. \tag{4.5}$$

Esto no significa que el operador de estado sea diagonal, sino que, para el conjunto de observables relevantes considerados, no hay términos de interferencia. Entonces, se puede afirmar que luego de un tiempo el estado adopta una forma particular que hace desaparecer los términos no-diagonales del valor medio:

$$\langle O_R \rangle_{\hat{\rho}(t)} \xrightarrow{t>t_D} \Sigma^{\mathrm{D}}(t)\,. \tag{4.6}$$

Este enfoque da lugar al Esquema General de la Decoherencia (GTFD por su denominación en inglés, General Theoretical Framework for Decoherence), por medio del cual se pueden subsumir los distintos enfoques existentes de decoherencia y relajación bajo un único marco teórico general.

4.4. Un esquema general basado en valores medios

El enfoque de valores medios permite analizar las partes de un sistema desde la perspectiva del sistema cerrado. Dado un sistema cuántico, los fenómenos de decoherencia y de relajación se pueden explicar en el marco de un esquema que consiste en aplicar cuatro pasos (ver Castagnino, Fortin, Laura & Lombardi, 2008):

1. Dado el sistema cuántico cerrado bajo estudio, se eligen los observables $\hat{O}_R \in \mathcal{O}_R$ que resultan de interés.
2. Se obtiene la evolución del valor medio de los observables relevantes, $\langle \hat{O}_R \rangle_{\hat{\rho}(t)}, \forall\, \hat{O}_R \in \mathcal{O}_R$.
3. Se demuestra (cuando hay relajación) que, $\forall\, \hat{O}_R \in \mathcal{O}_R$, se alcanza un valor final de equilibrio:
$$\lim_{t \gg t_R} \langle \hat{O}_R \rangle_{\hat{\rho}(t)} = \Sigma_*^{\mathrm{D}}\,. \tag{4.7}$$
4. Se demuestra (cuando hay decoherencia) que, para $\forall\, \hat{O}_R \in \mathcal{O}_R$, en $\langle \hat{O}_R \rangle_{\hat{\rho}(t)}$ desaparecen los términos de interferencia.

Estrictamente hablando, la ecuación del (4.7) sólo indica que el valor medio, y no $\hat{\rho}(t)$, alcanza el equilibrio. Esto significa que, aunque los términos fuera de la diagonal de $\hat{\rho}(t)$ nunca desaparecen a través de la evolución unitaria, el sistema llega alequilibrio y a la decoherencia desde el punto de vista observacional, es decir, el dado por todos los observables relevantes.

5. La apariencia del mundo clásico

Para el GTFD, estrictamente no hay un límite clásico en el sentido de sistemas cuánticos que se convierten *en* o se comportan *como* sistemas clásicos.

El principio de correspondencia establece que debería ser posible recuperar las leyes de la mecánica clásica a partir de las de la cuántica. Históricamente, un modo de establecer el vínculo entre ambas teorías fue el de transformar el estado cuántico $\hat{\rho}$ diagonal en un estado análogo al de la mecánica estadística clásica. Al intento de interpretar esta función como una distribución de probabilidad se lo conoció como "límite clásico", es decir, el intento de explicar cómo las entidades cuánticas se transforman en entidades clásicas. En este sentido el GTFD no realiza ningún aporte, todo lo contrario: según este enfoque, el carácter cuántico de un sistema *nunca desaparece* debido a que sólo se consideran sistemas cerrados que evolucionan unitariamente, donde cualquier clase de límite es explícitamente imposible.

Sin embargo, el GTFD es capaz de explicar la *apariencia* del mundo clásico tal como se presenta a la experiencia. Cuando se selecciona cierto conjunto $\mathcal{O}_R$ de observables relevantes para los cuales hay decoherencia, se produce la transición cuántico-clásica en el nivel de los valores medios $\langle \hat{O}_R \rangle_{\hat{\rho}}$ pero no en el del estado. El estado permanece cuántico; son los valores medios de los observables relevantes los que responden a una estadística clásica. Esto significa que el sistema se comporta clásicamente *desde el punto de vista observacional*. Cuando consideran otros observables relevantes $\mathcal{O}'_R$ podría no haber decoherencia, y el sistema revelaría su carácter cuántico que permanecía oculto a la luz de los observables de $\mathcal{O}_R$.

La interpretación que hace el GTFD del estado de grano grueso y del estado reducido los ubica "fuera" del plano ontológico. La definición del estado de grano grueso muestra que, si sólo se consideran los observables relevantes, el sistema se comporta *como si* se encontrara en un estado $\hat{\rho}_G$ que reproduce una estadística clásica; pero $\hat{\rho}_G$ *no es* el estado del sistema.

El hecho de que un sistema cuántico nunca se convierta en clásico pero manifieste un comportamiento clásico en el nivel de los valores medios de ciertos observables no implica que exista una relación de carácter reductivo entre mecánica cuántica y mecánica clásica. La decoherencia entendida desde la perspectiva del GTFD no pretende dar cuenta de la relación interteórica entre ambas mecánicas; tal relación puede ser interpretada de un modo diferente al de la reducción clásica nageliana (Nagel, 1961;

Dizadji-Bahmani, Frigg & Hartmann, 2010). En efecto, si bien permite que ciertos sistemas cuánticos en condiciones específicas se comporten desde el punto de vista gnoseológico como clásicos, el GTFD no niega la existencia de estados legítimamente clásicos, ni la objetividad de la mecánica clásica en sí misma. En este sentido, es compatible con un pluralismo ontológico de raigambre kantiana (Lombardi & Pérez Ransanz, 2012).

El GTFD puede explicar por qué los valores medios adoptan una estructura clásica. Pero a la tradicional pregunta "¿por qué percibimos una lectura definida en el dispositivo de medición cuando su estado es una superposición de lecturas posibles?", el GTFD no puede responder nada por sí mismo, porque no se aplica a resultados individuales. Sin embargo, podría ser aplicado de un modo fecundo en el marco de una interpretación sin colapso de la mecánica cuántica para avanzar en la solución del problema de la medición (Ardenghi, Fortin, Narvaja & Lombardi, 2011).

6. Conclusiones

En este trabajo se ha mostrado cómo un enfoque novedoso basado en la descripción de los sistemas cuánticos desde la perspectiva de los valores medios (y no desde el operador de estado) esclarece algunos de los problemas interpretativos presentes en la mecánica cuántica desde la concepción misma de la teoría; en particular, el enfoque ofrece un tratamiento alternativo para el problema de la medición.

También se discutió el problema del límite clásico desde la perspectiva de los valores medios, desarrollando una versión de la decoherencia y de la relajación de los sistemas abiertos desde la perspectiva de los sistemas cerrados, apelando a una descripción en términos de un estado de grano grueso. Se mostró así que el nuevo punto de vista permite explicar la apariencia de un mundo clásico en coexistencia con una realidad cuántica, poniendo de manifiesto el carácter no reductivo del enfoque.

7. Bibliografía

- ARDENGHI, Sebastian; FORTIN, Sebastian; NARVAJA, Martín; LOMBARDI, Olimpia. Foundations of quantum mechanics: decoherence and interpretation. *International Journal of Modern Physics D* **20**: 861-875, 2011.
- CASTAGNINO, Mario; FORTIN, Sebastian; LAURA, Roberto; LOMBARDI, Olimpia. A general theoretical framework for decoherence in open and closed systems. *Classical and Quantum Gravity* **25**: 154002, 2008.

- DIZADJI-BAHMANI, Foad; FRIGG, Roman; HARTMANN, Stephan. Who's afraid of Nagelian reduction? *Erkenn* **73**: 393-412, 2010.
- FORTIN, Sebastian; LOMBARDI, Olimpia. ¿Cómo se distingue el sistema que decohere de su entorno? *En*: MESQUITA, J.; FERREIRA, H.; SILVA, C. C.; SALVÁTICO, L. (eds.). *Filosofia e História da Ciência no Cone Sul, Campinas: Associação de Filosofiae História da Ciência do Cone Sul (AFHIC)*, en prensa, 2012a.
- FORTIN, Sebastian; LOMBARDI, Olimpia. Partial traces in decoherence and in interpretation: What do reduced states refer to? *British Journal for the Philosophy of Science*, enviado, 2012b.
- LOMBARDI, Olimpia; PÉREZ RANSANZ, Ana Rosa. *Los Múltiples Mundos de la Ciencia. Un Realismo Pluralista y su Aplicación a la Filosofía de la Física*. México: UNAM-Siglo XXI, en prensa, 2012.
- LOMBARDI, Olimpia; FORTIN, Sebastian; ARDENGHI, Sebastian; CASTAGNINO, Mario. *Introduction to the Modal-Hamiltonian Interpretation*. New York: Nova Science Publishers Inc., 2010.
- LOMBARDI, Olimpia; FORTIN, Sebastian; CASTAGNINO, Mario. The problem of identifying the system and the environment in the phenomenon of decoherence. Pp. 161-174, *en*: DE REGT, H.W.; HARTMANN, S.; OKASHA, S. (eds.). *Philosophical Issues in the Sciences, Vol. 3*. Berlin: Springer, 2012.
- LOMBARDI, Olimpia; FORTIN, Sebastian; CASTAGNINO Mario; ARDENGHI, Sebastian. Compatibility between environment-induced decoherence and the modal-Hamiltonian interpretation of quantum mechanics. *Philosophy of Science* **78**: 1024-1036, 2011.