Determinismo e indeterminismo en mecánica cuántica

Determinism and indeterminism in quantum mechanics

Sebastian Fortin
CONICET, Departamento de Física FCEN (UBA), Argentina.

Resumen: En el presente trabajo se discutirá el problema del determinismo en mecánica cuántica, así como los distintos enfoques propuestos respecto de esta cuestión. En particular, se señalará que no es posible atribuir simultáneamente un carácter descriptivo y disposicional al estado cuántico, requisitos indispensables para considerar la teoría como determinista en el sentido tradicional.

Palabras clave: mecánica cuántica, determinismo, ontología

Abstract: In this paper we discuss the problem of determinism in quantum mechanics and different approaches proposed in this matter. In particular, we point out that it is not possible to consider the quantum state in a descriptive and dispositional way simultaneously. That is, the theory does not satisfy the essential requirements to consider it as deterministic in the traditional sense.

Keywords: quantum mechanics, determinism, ontology

Determinismo e indeterminismo en mecánica cuántica

Sebastian Fortin
CONICET, IAFE (CONICET-UBA) y FCEN (UBA), Argentina.

1. Introducción

La mecánica cuántica es la teoría científica que ha desembocado en los mayores avances tecnológicos del siglo XX: sus enormes éxitos predictivos han sido ampliamente reconocidos aun por sus más tenaces oponentes. Sin embargo, es difícil hallar en la historia de la ciencia el caso de una teoría que haya despertado tantas controversias respecto de su interpretación como es el caso de la mecánica cuántica. Transcurrido casi un siglo desde sus primeras formulaciones, el problema de la interpretación del formalismo cuántico persiste como una cuestión abierta. Entre los múltiples problemas de interpretación que plantea la teoría, se destaca la cuestión del determinismo: ¿el mundo cuántico es real e inherentemente indeterminista?, ¿o debe buscarse una teoría determinista subyacente en relación con la cual la mecánica cuántica formula un mero promedio? En otras palabras, ¿la mecánica cuántica es la mejor teoría de la cual es posible disponer, o se trata de una teoría incompleta y perfectible en el futuro?

En el presente trabajo se discutirá el problema del determinismo en mecánica cuántica, así como los distintos enfoques propuestos respecto de esta cuestión. En particular, se señalará que no es posible atribuir simultáneamente un carácter descriptivo y disposicional al estado cuántico, requisitos indispensables para considerar la teoría como determinista en el sentido tradicional.

2. La base empírica

En los inicios de la mecánica cuántica, distintos experimentos enfrentaron a los físicos a situaciones inusuales, no conceptualizables dentro del marco categorial clásico; tal vez el caso donde se manifiesta con mayor claridad qué tan peculiar es el mundo cuántico sea el famoso experimento de la doble rendija, que Richard Feynman consideraba

> “un fenómeno que resulta imposible, absolutamente imposible de ser explicado clásicamente, y que contiene la esencia de la mecánica cuántica. En realidad, contiene el único misterio”[1].

El experimento consiste en hacer pasar entidades cuánticas –como, por ejemplo, electrones– a través de un muro con dos rendijas y observar las marcas que dichas entidades dejan en una pantalla detectora colocada detrás. En la pantalla es posible observar la llegada de entidades individuales: se detectan unidades discretas. Pero luego de que una gran cantidad de entidades impactan en la pantalla, se obtiene la curva de la cantidad de partículas en cada lugar de la pantalla. La figura obtenida no es la suma de las figuras que se obtendrían si sólo cada una de las rendijas se encontrara abierta; en particular, se obtiene un patrón de *interferencia* análogo al que se obtiene en la interferencia de ondas.

Otro de los experimentos famosos que también pone de manifiesto las peculiaridades de los fenómenos cuánticos es el experimento de Stern-Gerlach (Max Jammer[2] brinda una presentación histórica de los experimentos realizados por Otto Stern y Walther Gerlach referidos a las propiedades magnéticas de distintos tipos de átomos): un haz de partículas pasa por un imán, cuyo campo magnético divide el haz original en un haz con spin-arriba y otro haz con spin-abajo; a continuación, el haz “arriba puro” se hace pasar por otro dispositivo, derecha-izquierda, cuyo campo magnético se encuentra a 90º del campo del dispositivo original; a la salida se observa que la mitad de las partículas emergen con spin-derecha y la otra mitad con spin-izquierda. Si ahora el haz izquierdo se hace pasar por otro dispositivo arriba-abajo, la mitad de las partículas emergen con spin-arriba y la otra mitad con spin-abajo, y lo mismo sucede con el haz derecho. Pero, si en lugar de hacer esto, se recombinan los haces izquierdo y derecho provenientes del dispositivo derecha-izquierda y se envía el haz reconstruido a través de un segundo dispositivo arriba-abajo, todas las partículas emergen con spin-arriba. Los haces izquierdo y derecho se encuentran correlacionados entre sí de forma tal que son capaces de “recordar” el estado arriba puro del haz original; cuando se recombinan, interfieren para generar, no una mezcla de partículas con spin-derecha y spin-izquierda, sino un haz donde todas las partículas recobran el spin-arriba inicial. Este tipo de experimentos

[1] R. Feynman, R. B. Leighton y M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, vol. 3 (Addison Wesley, Reading, 1965).
[2] M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics* (John Wiley & Sons, New York, 1974).

pone de manifiesto que los efectos de interferencia no sólo se producen respecto de la distribución espacial de las partículas, sino también de cualquier otra propiedad cuántica.

3. El formalismo matemático

Según el formalismo de mecánica ondulatoria presentado por Erwin Schrödinger, un sistema cuántico se encuentra representado mediante una función compleja $\psi(X,t)$, denominada "*función de onda*", donde X representa alguna magnitud asociada al sistema como, por ejemplo, la posición o el momento cinético en el caso de una partícula. Si bien la amplitud de ψ es un número complejo, su cuadrado $|\psi|^2$ es un número real pasible de ser interpretado como una magnitud física. El primero en formular una interpretación tal fue Max Born[3], quien consideró que $|\psi|^2$ representaba la probabilidad de obtener uno de los posibles valores de un observable físico si se efectúa la medición adecuada. Por ejemplo, en el caso de una partícula única, si su estado queda representado por la función de onda $\psi(q,t)$, entonces $|\psi(q,t)|^2$ representa la probabilidad de hallar la partícula en la posición q en el instante t. En la actualidad, la idea original de Born se ha incorporado al formalismo standard de la mecánica cuántica: la *regla de Born* permite obtener las probabilidades asociadas a un cierto estado cuántico.

No obstante, la mera identificación del cuadrado de la amplitud de la función de onda con una probabilidad no elimina las dificultades interpretativas; las probabilidades "tradicionales" no interfieren entre sí del modo en que lo hacen las probabilidades cuánticas, tal como se hace evidente en el experimento de las dos rendijas. Sobre esta base, Niels Bohr formuló su famoso *principio de complementariedad* según el cual una entidad cuántica se comporta a veces como onda y a veces como partícula, pero es imposible diseñar un experimento que ponga de manifiesto ambos comportamientos simultáneamente[4]. No obstante, hace ya tiempo que la discusión filosófica en torno a la mecánica cuántica ha abandonado esta perspectiva, restringida a cuestiones relacionadas con la interferencia en la distribución espacial de las partículas cuánticas; en la actualidad los argumentos se basan en el análisis de las características formales de la teoría. Actualmente, el formalismo que se utiliza para extraer consecuencias filosóficas acerca de la mecánica cuántica ya no es la

[3] A. Pais, *Max Born's statistical interpretation of quantum mechanics*, "Science" 218 (1982) 1193-1198.
[4] N. Bohr, *On the notions of causality and complementarity,* "Dialectica" 2 (1948) 312-319.

versión ondulatoria de Schrödinger, sino el que se basa en los recursos formales de los espacios vectoriales.

a) *El espacio de Hilbert*

Un espacio vectorial es una estructura matemática $\langle V,+,\cdot,0\rangle$, donde $V \neq \varnothing$ es un conjunto de elementos denominados "*vectores*", + es una operación binaria entre vectores que da como resultado otro vector, • es una operación binaria entre un vector y un escalar que también da como resultado otro vector, y 0 es el vector nulo. Por otro lado, 0 es el elemento neutro respecto de $+$; se cumple la asociatividad y la conmutatividad de $+$; se cumple la distributividad de $+$ respecto de •; y $0 \cdot |v\rangle = 0$, $1 \cdot |v\rangle = |v\rangle$. La formalización de la mecánica cuántica utiliza el tipo especial de espacio vectorial llamado "*espacio de Hilbert*": espacio vectorial que puede poseer infinitas dimensiones, definido sobre el campo $\mathbb{C}$ de los complejos, donde se define el producto escalar entre dos vectores $\langle u | v\rangle$. A cada sistema cuántico se asocia su propio espacio de Hilbert; sus *estados puros* quedan representados por *vectores unitarios* en dicho espacio. Los *observables cuánticos* –como posición, momento cinético o spin– se representan mediante *operadores hermíticos*: un observable (o propiedad) *A* tiene asociado un operador $\hat{A}$ que es *hermítico*. Es decir, para cualesquiera dos vectores $|u\rangle$ y $|v\rangle$, se cumple $\langle u|v'\rangle = \langle u'|v\rangle$ donde $|u'\rangle = \hat{A}|u\rangle$ y $|v'\rangle = \hat{A}|v\rangle$.

Los *autovectores* $|v_1\rangle$, $|v_2\rangle$,... de un operador $\hat{A}$ son vectores tales que $\hat{A}|v_i\rangle = a_i|v_i\rangle$; los números a_i se llaman *autovalores* y representan los valores que puede adoptar el observable *A*. Por otro lado el conjunto de todos los autovectores de $\hat{A}$, en el caso no degenerado, constituyen una base del espacio de Hilbert. Esto significa que cualquier vector puede expresarse como una combinación lineal de los autovectores $|v_i\rangle$, esto es

$$|v\rangle = \sum_i c_i |v_i\rangle$$

Tradicionalmente se admite que, si el sistema tiene la propiedad a_i, entonces se encuentra en el estado $|v_i\rangle$. La propiedad *A* tiene un operador asociado $\hat{A}$, y el conjunto de valores posibles del observable $\{a_1, a_2, ...\}$ es el conjunto de los autovalores de $\hat{A}$.

b) *El principio de superposición*

En un sistema clásico que posee una propiedad *A*, los únicos estados posibles son aquéllos que tienen asociado un valor para dicha propiedad. En el espacio de Hilbert esto equivale a decir que los únicos estados físicos son los autoestados de $\hat{A}: |v_1\rangle, |v_2\rangle, \ldots$ Pero en el caso de un sistema cuántico, el principio de superposición establece que cualquier combinación de autoestados también es un estado posible del sistema $|v\rangle = \sum_i c_i |v_i\rangle$. Entonces pueden darse dos casos. Si el sistema se encuentra en un estado $|v_i\rangle$ que resulta ser autovector del operador $\hat{A}$, la medición del observable *A* dará como resultado el autovalor asociado a_i con certeza. Si, por el contrario, el sistema se encuentra en un estado que no es autovector de $\hat{A}$, la teoría permite calcular las probabilidades de que el sistema adopte cada uno de los posibles valores a_i correspondientes al observable *A*: la probabilidad $P_v(A, a_i)$ de que, encontrándose el sistema en el estado $|v\rangle$, el observable *A* adopte el valor a_i es igual al cuadrado del módulo del vector que resulta de proyectar $|v\rangle$ sobre la dirección definida por el autovector $|v_i\rangle$ correspondiente al autovalor a_i. Para expresar formalmente esta idea, se define el concepto de *operador proyección* o *proyector*, como un operador $\hat{\Pi}$ que proyecta un vector $|v\rangle$ en la dirección *L*, $\hat{\Pi}|v\rangle = c_L |v_L\rangle$; por las propiedades del producto escalar y la proyección, se cumple $\langle v|\hat{\Pi}|v\rangle = |c_L|^2$. El *Teorema de Descomposición Espectral* demuestra que un operador hermítico $\hat{A}$, con autovalores reales a_1, a_2, … diferentes, puede descomponerse en una suma ponderada de proyectores en direcciones perpendiculares[5], $\hat{A} = \sum_i a_i \hat{\Pi}_i^A$. Por lo tanto, la probabilidad antes mencionada puede expresarse como

$$P_v(A, a_i) = \langle v|\hat{\Pi}_i^A|v\rangle = |c_i|^2$$

Como usualmente se trabaja con vectores normalizados, $0 \le |c_i|^2 \le 1$, este resultado se conoce como *algoritmo estadístico de la mecánica cuántica*, y relaciona cada posible salida experimental con la probabilidad de su ocurrencia[6].

El principio de superposición introduce una profunda diferencia entre una descripción clásica y una descripción cuántica. Supóngase que se tiene una moneda clásica que, apoyada en una superficie, tiene dos propiedades posibles: "cara hacia arriba" y "cruz hacia arriba". Asociemos a esta propiedad de la moneda un operador $\hat{A}$. Si la moneda está "cara hacia arriba", se dirá que se encuentra en el estado $|v_{cara}\rangle$, si la moneda está en "cruz hacia arriba", se dirá que se encuentra en el estado $|v_{cruz}\rangle$, y no cabe ninguna otra posibilidad. Ahora bien, si se trata de una "moneda cuántica", su estado queda representado por un vector $|v\rangle$ en un

---

[5] R. I. G. Hughes, *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics* (Harvard University Press, Cambridge, 1989) 25.
[6] R. I. G. Hughes, *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics* (Harvard University Press, Cambridge, 1989) 67.

espacio de Hilbert. El principio de superposición cuántico establece que el estado de la "moneda cuántica" puede ser una superposición de estados, de manera que, en general, $|v\rangle = c_{cara}|v_{cara}\rangle + c_{cruz}|v_{cruz}\rangle$ donde c_{cara} y c_{cruz} son números complejos, cuyos cuadrados, $|c_{cara}|^2$ y $|c_{cruz}|^2$, brindan la probabilidad de que la moneda adquiera la propiedad "cara hacia arriba" y "cruz hacia arriba" respectivamente. Este estado $|v\rangle$ no es ni cara ni cruz, de manera que no es posible responder la pregunta: ¿la moneda está cara hacia arriba o cruz hacia arriba? Si la moneda cuántica se encuentra en este estado, no posee la propiedad A definida. Ésta es una diferencia fundamental con la mecánica clásica, donde los sistemas tienen todas sus propiedades completamente definidas.

c) *La evolución de los estados cuánticos*

Análogamente que en el caso de la mecánica clásica, el estado cuántico de un sistema describe una evolución a través del tiempo. En el caso clásico la función hamiltoniana determina la ecuación que gobierna dicha evolución, mientras que en mecánica cuántica este papel lo cumple el *operador hamiltoniano* $\hat{H}$. $\hat{H}$ es un operador hermítico que asociado a la energía total del sistema. La ecuación que determina la dinámica de los estados a través de tiempo es la *ecuación de Schrödinger,*

$$i\hbar \frac{d|v\rangle}{dt} = \hat{H}|v\rangle$$

La evolución dictada por la ecuación de Schrödinger se puede expresar a través de un operador de evolución $\hat{U}_t$ que, aplicado al estado inicial, da como resultado el estado evolucionado del sistema. El estado $|v_t\rangle$ en cualquier instante t puede, entonces, expresarse en términos del estado inicial $|v_0\rangle$ del siguiente modo:

$$|v_t\rangle = \hat{U}_t|v_0\rangle \qquad \text{donde} \qquad \hat{U}_t = e^{-i\frac{\hat{H}}{\hbar}t}$$

$\hat{U}_t$ es un operador *unitario*, esto es, posee inversa $\hat{U}_t^{-1}$, conserva el módulo de los vectores $\langle v|v\rangle = \langle v_t|v_t\rangle$, y cumple $\hat{U}\hat{U}^{-1} = \hat{I} = \hat{U}^{-1}\hat{U}$.

La presentación del formalismo incluida en esta sección no agota en modo alguno los aspectos técnicos de la formulación de la mecánica cuántica mediante espacios de Hilbert. Deliberadamente se la ha simplificado para el caso particular de observables, como el spin, a los cuales corresponden operadores con espectro discreto, esto es, que poseen un número finito de autovalores y autovectores (el caso de espectro continuo es análogo[7]). No obstante, estos elementos básicos serán suficientes como punto de partida para la discusión del problema del determinismo.

4. El problema del determinismo en mecánica cuántica

La formulación matemática expuesta en la sección anterior pone claramente de manifiesto que, dado el estado de un sistema cuántico en el instante t_0, la evolución de Schrödinger fija unívocamente su estado en todo instante posterior t. Si se aplica literalmente cualquiera de las caracterizaciones de determinismo usuales, se concluye que los sistemas cuánticos son perfectamente deterministas. En efecto, si un sistema cuántico se encuentra en el estado $|v_0\rangle$ en el instante t_0, entonces su estado futuro queda unívocamente determinado: en un instante posterior t, el estado del sistema es $|v_t\rangle = \hat{U}_t|v_0\rangle$. Teniendo en cuenta esta observación, es necesario aclarar por qué la mecánica cuántica es tradicionalmente considerada una teoría indeterminista, incluso como la teoría que rompe con la cosmovisión determinista clásica.

a) *¿Es la mecánica cuántica determinista?*

El hecho de que la ecuación de Schrödinger determine de forma unívoca el estado de un sistema cuántico para todo tiempo a partir del estado inicial es suficiente para que algunos autores afirmen que el universo entero, concebido como un sistema cuántico aislado, evoluciona de un modo totalmente determinista. Éste es el caso de Ernest Nagel, quien expresa la misma idea pero desde un enfoque semántico:

> "con respecto a su propia forma de descripción de estado, la teoría cuántica es determinista en el mismo sentido que lo es la mecánica clásica con respecto a la descripción mecánica de estado"[8].

Incluso hay quienes agregan que, desde una concepción amplia de determinismo que incluyera tanto su sentido ontológico como el gnoseológico, la mecánica cuántica sería aún más determinista que la mecánica clásica, en la medida en que los sistemas cuánticos no

[7] R. I. G. Hughes, *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics* (Harvard University Press, Cambridge, 1989) 51-55.
[8] E. Nagel, *La Estructura de la Ciencia* (Paidós, Barcelona, 1961) 283.

suelen presentar la sensibilidad a las condiciones iniciales que sí se da en mecánica clásica de partículas[9]. En efecto, el *principio de indeterminación de Heisenberg* establece que no es posible determinar simultáneamente la posición y velocidad de una partícula. Por lo tanto, en mecánica cuántica no puede definirse la noción de trayectoria como en el caso clásico y, por tanto, la caracterización de caos en términos de la divergencia exponencial de las trayectorias en el espacio de las fases pierde operatividad. Por otro lado, del mismo principio se desprende que en un espacio de las fases *n*-dimensional hay un volumen de fundamental h^n dentro del cual los puntos no pueden distinguirse entre sí. De modo que las regiones donde el movimiento es caótico desde el punto de visto clásico pero que poseen un volumen inferior a h^n no son "vistos" en mecánica cuántica; en otras palabras, el valor finito de la constante de Planck tiende a suprimir el caos[10]. Finalmente, el carácter lineal de la ecuación de Schrödinger impide la sensibilidad a las condiciones iniciales del estado cuántico.

Como resultado de éstas y otras características de la mecánica cuántica, se ha considerado que los sistemas cuánticos resultan ser "menos caóticos" que sus contrapartidas clásicas. Por ejemplo, a diferencia de la mecánica clásica de partículas, un sistema cuántico confinado en una "caja" nunca exhibe siquiera la propiedad de mezcla y, por tanto, tampoco los niveles superiores de la jerarquía ergódica que hacen posible la coexistencia de micro-determinismo y macro-aleatoriedad en el ámbito clásico. En consecuencia, la mecánica cuántica no sólo sería ontológicamente determinista, sino que mitigaría el indeterminismo gnoseológico propio de los sistemas altamente inestables.

b) *El indeterminismo de la mecánica cuántica*

Queda claro, entonces, que la ecuación de Schrödinger establece la sucesión unívoca entre estados. Pero, ¿esto asegura que el futuro *no esconde diferentes posibilidades*? Para responder a esta pregunta es necesario reflexionar acerca del significado del vector de estado cuántico: ¿a qué refiere la función de onda ψ? Cuando Schrödinger formuló su mecánica ondulatoria, creyó que con ello había eliminado los saltos cuánticos y que los fenómenos cuánticos podían describirse en términos de resonancia de un modo análogo a los casos de vibración de cuerdas[11]. Sin embargo esta pretención se desvaneció cuando el análisis de la

[9] J. Earman, *A Primer on Determinism* (Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1986) 201.
[10] H. G. Schuster, *Deterministic Chaos* (Weinheim, VCH, 1984) 161-162.
[11] M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics* (John Wiley & Sons, New York, 1974) 24-33.

teoría puso de manifiesto que no podía tratarse de ondas en el espacio físico: cada partícula requiere para su descripción sus propias tres dimensiones, de modo tal que un sistema de n partículas debe ser descripto mediante una "onda" en un espacio $3n$-dimensional. El formalismo de vectores en un espacio de Hilbert pone claramente de manifiesto que, la sucesión temporal unívoca entre los vectores de estado no asegura la ausencia de bifurcaciones en la historia de un universo entendido como el conjunto de todos los eventos inscriptos en el espacio-tiempo.

La peculiaridad de los estados cuánticos se torna aun más evidente cuando se analiza el denominado "problema de la medición".

c) *La medición cuántica*

El problema de la medición constituye un problema central para la mecánica cuántica. Se trata de explicar cómo los aparatos de medición arrojan valores bien definidos para las propiedades de los sistemas cuánticos cuando tales sistemas se encuentran en una superposición. Dicho de otro modo, 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: la "aguja" o "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, John von Neumann[12] formuló el siguiente modelo de medición. Considérese un sistema S, con un observable A asociado al operador $\hat{A}$ y un aparato de medición M diseñado para medir la propiedad A. El aparato de medición tiene un indicador o "aguja" que indica el resultado de la medicion; la posición de este puntero es un observable P del aparato asociado al operador $\hat{P}$. El proceso de medición consta de tres etapas[13]:

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

[13] O. Lombardi, S. Fortin, M. Castagnino, y J. S. Ardenghi, *The modal-Hamiltonian interpretation of quantum mechanics: physical relevance and philosophical implications*, en J. P. Groffe (ed.), *Quantum Mechanics* (Nova Science Publishers Inc., New York, 2010) 1-62; O. Lombardi, S. Fortin, M. Castagnino y J. S. Ardenghi, *Compatibility between environment-induced decoherence and the modal-Hamiltonian interpretation of quantum mechanics*, "Philosophy of Science" 78 (2011) 1024-1036.

1. *Condición inicial*. En un primer momento, el sistema *S* a medir y el aparato de medición *M* no interactúan: cada uno se encuentra en su estado inicial independiente. Inicialmente *S* se encuentra en una superposición de los autoestados $|v_1\rangle, |v_2\rangle, \cdots, |v_N\rangle$ del operador $\hat{A}$:

$$|v_S\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i |v_i\rangle$$

Inicialmente el aparato *M* se encuentra listo para medir, en el estado $|p_0\rangle$, autoestado del operador $\hat{P}$ que actúa como puntero. Entonces, el estado inicial del conjunto es:

$$|\Psi_0\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i |v_i\rangle \otimes |p_0\rangle$$

$|\Psi_0\rangle$ es el estado del sistema compuesto $S \cup M$ antes de que se produzca la interacción.

2. *Interacción*. En una segunda etapa, *S* y *M* entran en interacción y se producen las correlaciones. Cada autoestado $|v_i\rangle$ del operador $\hat{A}$ del sistema *S* se correlaciona con un autoestado $|p_i\rangle$ del puntero *P* del aparato de medición *M*:

$$|\Psi_0\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i |v_i\rangle \otimes |p_0\rangle \rightarrow |\Psi\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i |v_i\rangle \otimes |p_i\rangle$$

Esto significa que a cada estado posible $|v_i\rangle$ del sistema le corresponde una indicacion p_i del puntero del aparato. La correlación entre los posibles estados del sistema y las posibles indicaciones del puntero permite decir que se está midiendo el sistema *S*, en particular, su propiedad *A*.

3. *Lectura*. En la última etapa los sistemas dejan de interactuar y es posible hacer la lectura del puntero. Como en la práctica el puntero (por ejemplo, una aguja en un dial) no se encuentra en una superposición, se espera que de algún modo uno de los valores posibles del puntero resulte seleccionado:

$$|\Psi\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i |v_i\rangle \otimes |p_i\rangle \rightarrow |v_k\rangle \otimes |p_k\rangle$$

De este modo podría afirmarse que el puntero indica el valor p_k.

El problema de la medición consiste en encontrar un proceso que reproduzca lo que se espera encontrar en la etapa 3, siendo que la evolución unitaria dada por la ecuación de Schrödinger impide que una superposición se transforme en un estado no superpuesto.

La forma canónica de explicar el proceso de medición consiste en la introducción del llamado *postulado del colapso*, formulado por primera vez por Werner Heisenberg en su famoso artículo de 1927 en términos de "reducción del paquete de ondas"[14]. 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

$$\left|\Psi_{final}\right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left|v_i\right\rangle \otimes \left|p_i\right\rangle \rightarrow \left|v_k\right\rangle \otimes \left|p_k\right\rangle$$

Puesto que $\left|\Psi_{final}\right\rangle$ ya no es una superposición de estados, se infiere que la propiedad A adopta el valor definido a_k. Esta "solución" implica que, durante la medición, el sistema abandona la evolución unitaria dada por la ecuación de Schrödinger y desarrolla una evolución no-unitaria e indeterminista.

d) *Descripción y disposición en mecánica cuántica*

Como se ha dicho anteriormente, el estado de un sistema cuántico se representa mediante un vector en el espacio de Hilbert, y a cada observable A se asocia un operador $\hat{A}$ en dicho espacio. La diferencia más relevante respecto del caso clásico consiste en que el vector de estado no determina el valor de los observables, sino que sólo permite asociar una probabilidad a cada uno de los valores posibles. Mientras en el caso clásico el estado de un sistema en un instante t queda totalmente definido por las propiedades que poseen sus partículas componentes en t, el estado cuántico en el que se encuentra un sistema en un instante t *no fija unívocamente las propiedades* de sus elementos en dicho instante, y esto es válido aún en el caso de una única partícula. R. I. G. Hughes subraya esta diferencia al afirmar que el estado clásico es *descriptivo*, ya que puede pensarse como una "lista" de las propiedades de los componentes del sistema, y a la vez es *disposicional*, en la medida en que permite especificar la tendencia del sistema a comportarse de un cierto modo; el estado cuántico, en cambio, pierde todo carácter descriptivo y retiene únicamente el aspecto *disposicional*: sólo permite calcular la disposición del sistema a manifestar ciertos valores de

[14] W. Heisenberg, *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischer Kinematic und Mechanik*, "Zeitschrift für Physik" 43 (1927) 172-198; Versión inglesa: *The physical content of quantum kinematics and mechanics*, en J. A. Wheeler y W. H. Zurek (eds.), *Quantum Theory and Measurement* (Princeton University Press, Princeton, 1983).

sus observables a través de la medición, lo cual ha sido exitosamente confirmado por vía empírica[15].

5. El carácter descriptivo del estado cuántico

Bien conocida es la posición que adoptó Albert Einstein frente a la mecánica cuántica y sus peculiares características: a pesar de haber sido uno de los padres fundadores de la teoría, Einstein siempre sostuvo que la mecánica cuántica debía considerarse *incompleta*, esto es, perfectible en términos de una formulación determinista que describiera el estrato ontológico fundamental subyacente al nivel cuántico. La perspectiva de Einstein se oponía a la de la mayor parte de sus contemporáneos; el mejor testimonio del enfrentamiento entre ambos enfoques lo constituye la amplia correspondencia que mantuvo a través de los años con Max Born. En una carta de 1944 figura la tan famosa frase con la cual repetidamente se ha intentado resumir la insatisfacción de Einstein respecto de los fundamentos de la mecánica cuántica y su interpretación ortodoxa:

> "Nos hemos vuelto antípodas en cuanto a nuestras expectativas científicas. Usted cree en un Dios que juega a los dados, y yo en la ley y el orden completos en un mundo que existe objetivamente"[16].

Los aspectos estadísticos de la mecánica cuántica que tanto perturbaban a Einstein parecen ser fácilmente descriptibles. Sea un observable *A* representado mediante un operador $\hat{A}$ con autovectores $|v_1\rangle$, $|v_2\rangle$,... y autovalores a_1, a_2,... tales que $\hat{A}|v_i\rangle = a_i|v_i\rangle$. Si el sistema se encuentra en un estado $|v_i\rangle$ que resulta ser uno de los autovectores de $\hat{A}$, la medición del observable *A* dará como resultado el autovalor correspondiente a_i con certeza. Si el sistema se encuentra en un estado que no es autovector de $\hat{A}$, la teoría permite calcular, mediante el algoritmo estadístico, las probabilidades de que la medición dé como resultado cada uno de los posibles valores a_i. Pero en la época en que surge la mecánica cuántica, la utilización de recursos estadísticos no era ya una estrategia novedosa: la probabilidad había ingresado decididamente en la física con los métodos de la mecánica estadística. ¿Qué tiene de particular, entonces, la estadística cuántica para que Einstein la hallara tan inaceptable?, ¿por

[15] R. I. G. Hughes, *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics* (Harvard University Press, Cambridge, 1989) 68-69.
[16] M. Born, *The Born-Einstein Letters* (Macmillan, London, 1969) 149.

qué suele afirmarse que en mecánica cuántica las probabilidades son irreductibles? En la respuesta a estas preguntas juegan un papel central aquellos principios fundamentales de la mecánica cuántica que resultan radicalmente distintos de los de la mecánica estadística clásica.

a) *La recuperación del carácter descriptivo de los estados cuánticos*

En este punto es posible formularse una pregunta: ¿no podría reducirse el estado cuántico a un estado que mantuviera el carácter descriptivo de los estados clásicos? Una opción para lograr este objetivo es la introducción de un mecanismo que elija los valores de las propiedades del sistema. Como se ha visto en la sección 4.3, el colapso de la función de onda puede ser este mecanismo. Sin embargo, este intento por recuperar el carácter descriptivo del estado introduce, por otro lado, el indeterminismo. Según la hipótesis del colapso, el estado que inicialmente era una superposición colapsa a uno de los estados puros, pero la elección de a qué estado puro colapsa el estado es completamente aleatoria. Por lo tanto, esta estrategia elimina todo determinismo de la mecánica cuántica.

Otra opción es considerar, a la manera de la mecánica estadística en la versión gibbsiana, que el vector de estado no representa el estado de un único sistema cuántico sino la situación en la que se encuentra un *ensemble* de sistemas similares: las probabilidades se convierten así en frecuencias relativas dentro del *ensemble* y adquieren un significado exclusivamente gnoseológico. El sistema individual bajo estudio posee, entonces, valores definidos para sus observables, pero dado que ignoramos tales valores, sólo podemos calcular su probabilidad de ocurrencia a través de su frecuencia relativa en el *ensemble*[17].

Si bien sencilla y plausible, la interpretación por *ensembles* se enfrenta a una seria dificultad. En un teorema de 1967, Simon Kochen y Ernst Specker demostraron que el formalismo de la mecánica cuántica impide asignar, de un modo consistente, un valor preciso a cada uno de los observables de un sistema que se encuentra en un cierto estado cuántico. Kochen y Specker comienzan por considerar una partícula de spin 1, cuyos posibles valores de spin son $+1$, 0 y -1, y los cuadrados de sus tres componentes de spin en direcciones ortogonales, cuya suma debe ser igual a 2 por las características de sus operadores asociados $\hat{S}_x^2 + \hat{S}_y^2 + \hat{S}_z^2 = 2$; por lo tanto, del trío de observables $\hat{S}_x^2$, $\hat{S}_y^2$ y $\hat{S}_z^2$, dos deben tener valor 1 y

[17] L. E. Ballentine, *Quantum Mechanics* (Prentice Hall, New York, 1990).

el tercero, valor 0 para cualesquiera tres direcciones ortogonales x, y, z. Pero cualquier dirección dada es parte de múltiples tripletes de direcciones ortogonales. Mediante consideraciones puramente geométricas, Kochen y Specker prueban que es imposible una asignación única de los valores 0 y 1 a cada dirección del espacio de forma tal que, para cualquier triplete de direcciones ortogonales, a dos de ellas corresponda el valor 1 y a la tercera corresponda el valor 0. En definitiva, Kochen y Specker demuestran que no es posible construir un espacio de las fases clásico que defina las propiedades de todos los componentes del sistema y, a la vez, permita reconstruir la estadística cuántica. Este resultado frustra todo intento de interpretar la probabilidad cuántica como medida de la ignorancia acerca de un microestado clásico subyacente en el que se encontraría el sistema, a la manera de la mecánica estadística de Gibbs; es en este sentido que muchos autores califican las probabilidades cuánticas como *irreductibles*[18].

b) *Carácter descriptivo y determinismo ontológico*

Según algunos autores[19], el determinismo ontológico presupone, no sólo que existe un único estado e_1 del universo en el instante t_1 que es condicionalmente necesario dado el estado e_0 en un instante t_0 anterior a t_1, sino además que tales estados e_0 y e_1 *determinan unívocamente todas las propiedades físicas* del universo en los instantes respectivos. Sobre la base de esta caracterización, el carácter indeterminista de la mecánica cuántica se funda en el hecho de que tal teoría cumple el primero de los requisitos pero no el segundo.

John Earman[20] se opone a esta perspectiva, afirmando que el determinismo no exige que las variables físicas posean valores puntuales, sino sólo que exista un cierto grado de determinación en sus valores: podría pensarse en la evolución determinista de magnitudes que adoptan intervalos como sus valores. Si bien, en principio, la consideración de Earman es aceptable desde un punto de vista puramente conceptual, el determinismo resultante sería totalmente ajeno a la noción tradicional. Además, cabe agregar que en modo alguno resulta claro que la mecánica cuántica asigne intervalos como posibles valores de los observables; por el contrario, el formalismo standard adjudica probabilidades a sus *valores puntuales posibles*. Pero no son éstos los principales inconvenientes; quien suponga que los observables

[18] J. Earman, *A Primer on Determinism* (Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1986) 232.
[19] C. Glymour, *Determinism, ignorance and quantum mechanics*, “The Journal of Philosophy” 68 (1971) 744-751.
[20] J. Earman, *A Primer on Determinism* (Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1986) 226.

se encuentran valuados sobre intervalos está comprometido a brindar una interpretación *ontológica* –y no gnoseológica– a la afirmación según la cual una partícula se encuentra en un intervalo Δx y posee una velocidad Δv en el instante t: ¿qué significa, físicamente, que la partícula se encuentra en una posición Δx pero en ninguna posición incluida en dicho intervalo, o que se mueve a velocidad Δv pero no a un valor puntual de velocidad incluido en dicho intervalo? Desde su enfoque marcadamente matematicista, Earman no brinda respuesta acerca de la interpretación *física* de su tesis.

Si se deseara aceptar el curioso hecho cuántico de que una partícula se encuentra en la posición Δx pero no en un valor puntual de posición incluido en Δx, una alternativa sería renunciar al tradicional supuesto según el cual un cuerpo ocupa una única posición en cada instante; a fin de cuentas, nada hay de lógicamente contradictorio en que una partícula pueda tener simultáneamente distintas ubicaciones espaciales. Desde esta perspectiva, la partícula se encuentra al mismo tiempo en todas las posiciones incluidas en Δx; pero no se trata de una entidad extendida, de modo tal que en cada posición hay una parte de ella: la partícula se encuentra, completa, en todas las posiciones pero con distintos grados de "presencialidad". Algo análogo podría decirse respecto de cualquier otra propiedad considerada un observable del sistema. Tómese, por su sencillez, la propiedad correspondiente al spin S_x en una cierta dirección x de una partícula de spin semientero –sencillez debida a que su operador $\hat{S}_x$ asociado posee un espectro discreto–; los autovalores de $\hat{S}_x$ serán $a_1 = +\frac{\hbar}{2}$, $a_2 = -\frac{\hbar}{2}$. Supóngase, a su vez, que la partícula no se encuentra en un estado correspondiente a alguno de los autovectores $|v_1\rangle$ y $|v_2\rangle$ de $\hat{S}_x$, sino en un estado $|v\rangle = c_1|v_1\rangle + c_2|v_2\rangle$. Desde el enfoque que admite que un objeto puede poseer simultáneamente más de un valor de una misma magnitud, si la partícula se encuentra en el estado $|v\rangle$ en el instante t, posee simultáneamente las propiedades $a_1 = +\frac{\hbar}{2}$ y $a_2 = -\frac{\hbar}{2}$ pero ambas se encuentran en la partícula con distinta presencialidad; en particular, el grado de presencialidad de a_1 es $|c_1|^2$ y el de a_2 es $|c_2|^2$. Desde este enfoque se recobraría en cierto sentido el determinismo ontológico, en la medida en que la ecuación de Schrödinger fijaría la sucesión unívoca entre los diferentes grados de presencialidad de las propiedades a través del tiempo.

En lugar de admitir que un mismo objeto puede poseer simultáneamente propiedades supuestamente incompatibles pero con diferente grado de presencialidad, algunos autores consideran que la categoría ontológica clásica de propiedad es inaplicable a un sistema cuántico. Este es el caso de Hughes[21] quien, siguiendo a Henry Margenau[22], utiliza el término "latencia" (*latency*) para designar la nueva categoría ontológica que recoge las peculiares características del mundo cuántico: si una partícula se encuentra en el estado $|v\rangle$ que no corresponde a alguno de los autovectores de $\hat{S}_x$, no posee propiedad alguna correspondiente al observable S_x sino que posee una latencia, una disposición objetiva de manifestar el valor a_i en una medición cuántica, y la probabilidad $|c_i|^2$ mide, precisamente, el grado de tal disposición o latencia. A su vez, la evolución temporal de las latencias se encuentra regida por la ecuación de Schrödinger. Por lo tanto, desde esta perspectiva también se recobraría el determinismo ontológico, pero concebido sobre la base ya no de la sucesión unívoca de las propiedades de un sistema, sino de la sucesión unívoca de sus latencias.

Las imágenes ontológicas presentadas son sólo dos de las múltiples interpretaciones generadas por la peculiaridad de los estados cuánticos. Lo único que se pretende señalar aquí es que la sucesión unívoca de los estados cuánticos de un sistema no asegura que las propiedades del sistema en instantes sucesivos también estén relacionadas unívocamente, idea implícita en la noción clásica de determinismo ontológico. La posición de Nagel, que sólo considera el carácter semánticamente determinista de la ecuación de Schrödinger, resulta demasiado simplista: dado que el estado cuántico no es meramente un medio para expresar las propiedades del sistema y de sus componentes en un dado instante, su interpretación física exige una profunda reconsideración de supuestos ontológicos fundamentales. Y, a su vez, el resultado de tal interpretación influye decisivamente sobre las conclusiones acerca del determinismo ontológico, e incluso requiere a veces una revisión del propio concepto de determinismo.

6. Conclusiones

En el presente trabajo se han repasan los aspectos principales del problema del determinismo en mecánica cuántica. Por un lado, la sucesión única de estados que resulta de resolver la ecuación de Schrödinger para una condición inicial específica induce a pensar que se trata de una teoría determinista. Sin embargo, este hecho no asegura que todas las

---

[21] R. I. G. Hughes, *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics* (Harvard University Press, Cambridge, 1989) 301-304.
[22] H. Margenau, *Advantages and disadvantages of various interpretations of quantum theory*, "Physics Today" 7 (1954) 6-13.

propiedades del sistema se encuentren determinadas unívocamente. A la luz del proceso de medición es posible concluir que, si bien el estado cuántico permite especificar la tendencia del sistema a comportarse de un cierto modo, no preserva el carácter *descriptivo* del estado clásico. Por otro lado el intento de recuperar este carácter en el estado cuántico a través de la hipótesis del colapso introduce una componente indeterminista en la teoría. Por lo tanto no es posible atribuir simultáneamente un carácter *descriptivo* y *disposicional* al estado cuántico, requisitos indispensables para identificar la teoría cómo determinista en el sentido tradicional. Finalmente se discutieron diferentes modos mediante los cuales es posible recuperar una noción de determinismo en mecánica cuántica, pero a costa de abandonar completamente una ontología clásica de partículas.