Medición en teoría cuántica

Henry Krips
Modo de citar:
Krips, Henry. 2017. "Medición en teoría cuántica". En Diccionario Interdisciplinar Austral, editado por Claudia E. Vanney, Ignacio Silva y Juan F. Franck. URL=http://dia.austral.edu.ar/Medición_en_teoría_cuántica

Versión española de Measurement in Quantum Theory, de la Stanford Encyclopedia of Philosophy.

Traducción: Sebastian Fortin

Publicado por primera vez el martes 12 de octubre, 1999; revisión sustancial el miércoles 22 de agosto, 2007.

Desde el nacimiento de la Mecánica Cuántica (MC), el concepto de medición constituyó una fuente de dificultades, cuya expresión concreta se encuentra en los debates entre Einstein y Bohr, a partir de los cuales se desarrollaron las paradojas de Einstein-Podolsky-Rosen y la del gato de Schrödinger. En resumen, las dificultades surgieron a partir de un aparente conflicto entre diversos principios de la teoría cuántica de la medición. En particular, la dinámica lineal de la mecánica cuántica parecía entrar en conflicto con el postulado según el cual durante la medición se producía un colapso no lineal del paquete de ondas. David Albert ejemplifica claramente el problema cuando afirma:

"La dinámica y el postulado de colapso son completamente contradictorios entre sí... el postulado del colapso parece ser correcto respecto de lo que ocurre cuando realizamos mediciones, mientras que la dinámica resulta extrañamente *incorrecta* respecto de lo que ocurre cuando realizamos mediciones, y sin embargo la dinámica parece ser *correcta* respecto de lo que ocurre en todo momento en que *no estamos* realizando mediciones" (Albert 1992, 79)

Esto ha pasado a ser conocido como "el problema de la medición". A continuación, estudiaremos los detalles y examinaremos algunas de las implicaciones de este problema.

El problema de la medición no es sólo una dificultad interpretacional interna a la mecánica cuántica. También genera conflictos más amplios, como el debate filosófico entre, por un lado, el punto de vista "realista" lockeano el cual sostiene que la percepción involucra la creación de un "reflejo interno" de una realidad externa que existe independientemente, y por otro lado, el concepto kantiano "anti-realista" del "velo de la percepción". En este artículo, trazaré la historia de estos debates en relación a la MC, e indicaré algunas de las estrategias interpretativas que tales debates han estimulado.

1 El nacimiento del problema de la medición ↑

El problema de la medición en MC (Mecánica Cuántica) surgió a partir de los primeros debates sobre la "interpretación de Copenhague" de Niels Bohr. Bohr sostenía que las propiedades físicas de los sistemas cuánticos dependían de un modo fundamental de las condiciones experimentales, que incluían las condiciones de medición. Esta doctrina apareció explícitamente en la respuesta de Bohr a Einstein, Podolsky, y Rosen de 1935: "El procedimiento de medición ejerce una influencia fundamental sobre las condiciones en las cuales se basa la propia definición de la cantidad física en cuestión" (Bohr 1935, 1025; ver también Bohr 1929). Específicamente, Bohr respaldó el siguiente principio:

(P) Si una cantidad Q se mide en un sistema S en un instante t, Q tiene un valor determinado en S en t[1].

Pero en lugar de considerar que la dependencia de las propiedades respecto de las condiciones experimentales es causal por naturaleza Bohr propuso establecer una analogía con la dependencia de las relaciones de simultaneidad

respecto de los sistemas de referencia postulada por la teoría de la relatividad especial: “La teoría de la relatividad nos recuerda el carácter subjetivo [dependiente del observador] de todos los fenómenos físicos, un carácter que depende esencialmente del estado de movimiento del observador” (Bohr 1929, 73). En términos generales, por ende, Bohr propuso que, al igual que en las relaciones temporales de la relatividad especial, las propiedades en MC exhiben un relacionalismo oculto—“oculto” desde un punto de vista clásico newtoniano. Paul Feyerabend ofreció una clara explicación de esta posición bohriana en su ensayo “Problemas de la microfísica” (*Problems of Microphysics*) (Feyerabend 1962). También puede encontrarse una explicación en comentarios anteriores de Vladimir Fock y Philip Frank sobre Bohr (Jammer 1974, sección 6.5).

Muchos de los colegas de Bohr, incluido su joven protegido Werner Heisenberg, malinterpretaron o rechazaron la metafísica relacionalista que sustentaba el respaldo que Bohr brindaba a (P). En su lugar, favorecieron el enfoque anti-metafísico positivista expresado en el influyente libro de Heisenberg, “*Principios físicos de la teoría cuántica*” (*The Physical Principles of the Quantum Theory*, Heisenberg 1930): “Parece necesario exigir que ningún concepto ingrese a una teoría si no ha sido verificado experimentalmente, al menos con el mismo grado de precisión que los experimentos a ser explicados por la teoría.” (1)[2]. Desde esta perspectiva, (P) puede convertirse en el principio más sólido (P)’:

(P)’ No tiene sentido asignar a *Q* un valor *q* para *S* en *t* a menos que *Q* sea medido para obtener *q* para *S* en *t*.

El enfoque de Heisenberg, tal como fue presentado en *Principios físicos de la teoría cuántica* (*The Physical Principles of the Quantum Theory*), se convirtió rápidamente en el modo más utilizado para interpretar (o malinterpretar, como Bohr afirmaría) las complejidades filosóficamente más inclementes de la interpretación de Copenhague. Como señala Max Jammer: “Sería difícil encontrar un libro de texto del período [1930-1950] que negara que el valor numérico de una cantidad física carece de significado hasta que no se haya realizado una observación” (Jammer 1974, 246).

Bohr discrepaba con el brillo positivista de la interpretación de Copenhague de Heisenberg, la cual, objetaba el autor, reducía ilegítimamente las preguntas de “definibilidad a mensurabilidad” (Jammer 1974, 69). El desacuerdo no era un asunto menor. Heisenberg informa de una discusión surgida mientras preparaba su artículo en *Revista de física* (*Zeitschrift für Physik*) de 1927 en los siguientes términos: “Me acuerdo que terminó con mi estallido en lágrimas porque no pude soportar la presión de Bohr” (Jammer 1974, 65). Sin embargo los autores acordaron, en términos generales, que el modo de describir sistemas cuánticos dependía de las condiciones experimentales. Este acuerdo fue suficiente para crear al menos la idea de una posición unificada de Copenhague.[3]

Los supuestos que dieron marco a la interpretación de Bohr-Heisenberg fueron, a su vez, rechazados por Albert Einstein (Jammer 1974, cap.5; ver también Bohr 1949). El desacuerdo de Einstein con la escuela de Copenhague alcanzó un punto crítico en el famoso intercambio con Bohr en la quinta conferencia Solvay (1927) y en el no menos famoso artículo de Einstein, Podolsky y Rosen de 1935. Argumentando desde una posición “realista”, Einstein alegaba que, bajo condiciones ideales, las observaciones (y, en general, las mediciones) funcionan como “espejos” (o cámara oscura, como argumenta Crary) que reflejan una realidad externa que existe en forma independiente (Crary 1995, 48). En particular, en el artículo de Einstein, Podolsky y Rosen encontramos el siguiente criterio de existencia de realidad física: “Si, sin perturbar de modo alguno un sistema, podemos predecir con certeza…el valor de una cantidad física, entonces existe un elemento de realidad física que corresponde a dicha cantidad física” (Einstein *et al.* 1935, 778). Este criterio caracteriza la realidad física en términos de “objetividad”, entendida como independencia de cualquier medición directa. Esto implica que, cuando se realiza una medición directa de la realidad física, ésta simplemente refleja en forma pasiva, en lugar de constituir en forma activa, aquello que se observa.

La posición de Einstein tiene sus raíces en las nociones empiristas, particularmente lockeanas, de percepción, que se oponen a la metáfora kantiana del “velo de percepción”, la cual representa el aparato de observación como un par de gafas a través del cual se puede vislumbrar una imagen sumamente mediada del mundo. Para ser específico, de acuerdo con Kant, en lugar de simplemente reflejar una realidad que existe independientemente, las “apariencias” están constituidas a través del acto de percepción de forma tal que se adaptan a las categorías fundamentales de la intuición sensible. Como Kant puntualiza en la Estética Trascendental: “No sólo las gotas de lluvia son simplemente apariencias, sino que…incluso su forma redonda y hasta el espacio en el que caen no son nada en sí mismos, sino solamente modificaciones de las formas fundamentales de nuestra intuición sensible, y…el objeto trascendental permanece desconocido para nosotros.” (Kant 1973, 85).

Por el contrario, el realismo que estoy asociando con Einstein toma como punto de vista que, siempre que sean reales, cuando observamos objetos bajo condiciones ideales estamos viendo cosas "en sí mismas", esto es, como existen independientemente de ser percibidas. En otras palabras, no sólo los objetos existen independientemente de nuestras observaciones, sino que, además, lo que vemos al observarlos refleja cómo son en realidad. En el breve comentario de William Blake: "Tal como el ojo [ve], tal como el objeto [es]" (Crary 1995, 70). De acuerdo con el punto de vista realista, las observaciones ideales reflejan la forma en que las cosas son no sólo durante, sino también inmediatamente antes y después de la observación [4].

Tal realismo fue rechazado tanto por Bohr como por Heisenberg[5]. Bohr tomó una posición que, al considerar los actos de observación y medición en general como constituyentes de los fenómenos, lo alineaba más estrechamente con un punto de vista kantiano. Más específicamente, Bohr entiende que "la medición tiene una influencia esencial [entiendo que con ello quiere decir constitutiva] en las condiciones en las que se basa la definición misma de las cantidades físicas en cuestión" (Bohr 1935, 1025).

Como señala Henry Folse, sin embargo, es erróneo llevar el paralelismo entre Bohr y Kant demasiado lejos (Folse 1985, 49 y 217-221). Por ejemplo, Bohr discrepaba con la posición kantiana de que "tanto espacio y tiempo como causa y efecto deben tomarse categorías *a priori* para la comprensión de todo el conocimiento" (Folse 1985, 218), un desacuerdo que refleja la profunda división entre Bohr y Kant. Más específicamente, mientras que para Kant "los conceptos tienen su rol antes de la experiencia y dan forma a lo que se experimenta" (Folse, 220), para Bohr es al revés: la realidad objetiva, en particular las condiciones de observación, determinan la aplicabilidad de los conceptos. Por lo tanto, aunque para Bohr no menos que para Kant la observación cumplía un papel en la determinación de las formas que estructuran el mundo de los objetos visibles, los dos autores concebían el modo en que ese papel se manifiesta de manera muy diferente. Para Kant la experiencia subjetiva se estructura en términos de ciertas formas previas, mientras que Bohr argumentaba en favor de un relacionalismo oculto en el domino de las apariencias, y en particular sostenía que las propiedades, en términos de las cuales se describe un sistema, son relativas a las condiciones de medición.

Esta diferencia entre Bohr y Kant puede considerarse como un aspecto, incluso una radicalización del cambio más general en las concepciones de la visión del siglo XIX, ejemplificadas en el resumen compendiado de la fisiología del momento, el *Handbuch der Physiologie des Menschen* (1833) de Johannes Müller. Müller (un mentor del influyente físico Hermann von Helmholtz) puede considerarse como fisiologización de la concepción de la concepción kantiana de observación. Como puntualiza Jonathon Crary:

"El trabajo de Müller, a pesar de sus elogios hacia Kant, tiene implicaciones muy distintas. Lejos de poseer una naturaleza apodíctica o universal, como las gafas del tiempo y el espacio, nuestro aparato fisiológico recurrentemente se muestra defectuoso, inconsistente, víctima de la ilusión y, decididamente, susceptible a procedimientos de manipulación y estimulación externos que tienen la capacidad esencial de *producir experiencia para el sujeto*." (Crary 1995, 92)

Crary sostiene aquí que, durante el siglo XIX, la observación, y específicamente la visión, fueron ambas re-conceptualizadas no como una facultad universal kantiana sino como procesos fisiológicos.

En particular, se asumió que los fenómenos observables y el modo en que los describimos estaban condicionados, no por la forma universal de las intuiciones sensibles, sino por los tipos de factores físicos externos que afectaban corporal y específicamente los procesos fisiológicos de un modo más general.

Bohr extendió esta posición al proponer que los "procedimientos externos" que afectan la forma de la intuición sensible incluyen los propios procesos de observación. Así Bohr quedó situado al final de una larga trayectoria histórica: Kant concebía la infraestructura necesaria para la observación como una facultad mental interna, análoga a un par de gafas que mediaban y, en particular, daban forma e interpretaban impresiones sensoriales básicas. Los neo-kantianos proyectan el aspecto interpretativo de la visión hacia el exterior, reformulándola como un proceso corpóreamente y específicamente fisiológico (Müller, Helmholtz y Johann Friedrich Herbart, el sucesor de Kant en Königsberg). Bohr fue más allá al incluir la observación como uno entre muchos "procedimientos externos" que afectan no solamente lo que vemos, sino también los términos en que lo describimos [6].

Heisenberg también, como Bohr, se opuso al "realismo" de Einstein. Pero mientras que la oposición de Bohr estaba arraigada en un relacionalismo neo-kantiano que revertía a Kant externalizando las facultades mentales internas, Heisenberg se opuso a Einstein desde un punto de vista más directamente positivista, que disentía no sólo con Einstein sino también con Bohr[7].

Más específicamente, Heisenberg consideraba carentes de sentido las especulaciones metafísicas sobre la "verdadera naturaleza de la realidad" que preocupaban tanto a Einstein como a Bohr, especulaciones que, según Heisenberg, traicionaban su naturaleza metafísica al separar las cuestiones acerca de la verdad de las cuestiones más concretas sobre lo que es observado:

"Es posible preguntar si todavía está oculto detrás del universo estadístico de la percepción un "verdadero" universo en el cual la ley de la causalidad sería válida. Pero estas especulaciones nos parecen carentes de valor y sin sentido, ya que la física debe limitarse a la descripción de la relación entre las percepciones." (Heisenberg 1927, 197)

2 El fin de la monocracia de Copenhague ↑

Al incluir la MC dentro de la teoría formal de los espacios de Hilbert, el brillante matemático John von Neumann proporcionó el primer tratamiento axiomático riguroso de la MC (von Neumann 1955 — la edición alemana original de este libro apareció en 1932). A diferencia de Bohr y Einstein, él se tomó seriamente el formalismo de la MC, no sólo al suministrar fundamentos matemáticos rigurosos a la teoría, sino al permitir que emergiera una nueva arquitectura conceptual desde la propia teoría, en lugar de seguir a Heisenberg, Bohr, y Einstein, quienes imponían un sistema de conceptos *a priori*.

Von Neumann también intervino de manera decisiva en el problema de la medición. Resumiendo trabajos anteriores, argumentó que la medición en un sistema cuántico involucra dos procesos distintos que pueden ser considerados como etapas temporalmente contiguas (von Neumann 1955, 417-418)[8]. En la primera etapa, el sistema cuántico S a ser medido interactúa con M, un aparato de medición macroscópico para alguna cantidad física Q. Esta interacción está gobernada por la ecuación lineal y determinista de Schrödinger, y se representa en los siguientes términos. Supongamos que en un instante t, cuando se inicia la medición, el sistema que medirá S se encuentra en un estado representado por un vector f en el espacio de Hilbert. Como cualquier vector del espacio de Hilbert H (S) de los posibles vectores de estado para S, f se puede descomponer en una superposición lineal de la forma $\sum c_i f_i$, para algún conjunto $\{c_i\}$ de números complejos. A su vez, f_i, llamado autovector de Q correspondiente al valor posible q_i es el estado de S en t para el cual, cuando S se encuentra en ese estado, existe una probabilidad igual a uno de que Q tenga el valor q_i[9]. Se considera que en el instante t, cuando la medición se inicia, el aparato de medición M está en el estado "preparado" g, donde g es un vector en el espacio de Hilbert $H(M)$ de los posibles estados para M. De acuerdo con las leyes de la MC, esto implica que, en t, $S+M$ se encuentra en el estado "producto tensorial" $\sum c_i f_i \otimes g$ perteneciente al espacio de Hilbert $H(S+M)$, que es el producto directo de los espacios de Hilbert $H(S)$ y $H(M)$.

Si asumimos que el proceso de medición conserva Q y que la representación de Q no es degenerada en $H(M)$, entonces la ecuación de Schrödinger implica que en un instante t', cuando la primera etapa de medición termina, el estado de $S+M$ es $\sum c_i f_i \otimes g_i$, donde se asume que g_i es un estado de M para el cual hay probabilidad 1 de que M registre el valor q_i[10]. Tales estados, representados por una combinación lineal de productos de la forma $f_i \otimes g_i$, han sido denominados "estados entrelazados" [11].

Von Neumann asume que, después de la primera etapa del proceso de medición, tiene lugar un segundo proceso, no lineal e indeterminista, la "reducción (o colapso) del paquete de onda", que involucra el "salto" de $S+M$ "saltando" (el famoso "salto cuántico") del estado entrelazado $\sum c_i f_i \otimes g_i$ al estado $f_i \otimes g_i$ para algún i. A su vez, esto significa (de acuerdo a las leyes de la MC) que S se encuentra en estado f_i y M en el estado g_i, donde g_i es el estado en el que M

registra el valor q_i. Supongamos que t'' representa el instante en el cual termina esta segunda y última etapa de la medición [12]. Se desprende que en t'', cuando la medición como un todo concluyó, *M* registra el valor q_i. Dado que la reducción de von Neumann del paquete de onda es indeterminista, no hay posibilidad de predecir qué valor *M* se registrará en t''. Sin embargo, la MC nos proporciona información estadística adicional a través de la llamada interpretación estadística de Born:

La probabilidad de que se registre q_i es $|c_i|^2$ donde c_i es el coeficiente de f_i (el autovector de *Q* correspondiente al valor q_i) cuando el estado inicial medido de *S* se expresa como una superposición lineal de autovectores de Q.

En resumen, la MC no predice cuál será el valor medido, pero al menos sí nos dice cuál es la distribución de probabilidad de los diferentes valores medidos posibles.

Desde su presentación dentro de la teoría de la medición, la segunda etapa de la medición, con sus radicales discontinuidades no lineales, ha dado origen a muchas de las dificultades filosóficas que han plagado la MC, que incluía aquello que von Neumann denominaba “peculiar doble naturaleza” (von Neumann 1955, 471). En efecto, Schrödinger presagió dichas dificultades incluso antes del desarrollo formal de la teoría de medición. Por ejemplo, durante su visita al instituto de Bohr durante septiembre de 1926, se sintió inclinado a decir: “Si todo este condenado salto cuántico [*verdamnte Quantenspringerei*] realmente fuera a quedarse, debería lamentar haberme alguna vez involucrado en la mecánica cuántica” (Jammer 1974, 57).

Ahora bien, el modelo clásico del proceso de medición de von Neumann que he presentado aquí debe modificarse para reflejar con precisión las mediciones en el mundo real. En particular, dado que el aparato de medición es un sistema macroscópico, debería describirse en cualquier instante mediante una mezcla estadística de muchos posibles micro-estados, todos compatibles con su macro-estado. E incluso, si esto se realizara, cabría esperar que los diferentes resultados en diferentes ejecuciones de la medición se explicaran por diferencias en el (incontrolable) micro-estado del aparato, utilizando sólo la dinámica lineal y sin introducir una segunda etapa de medición especial y discontinua. Pero, como von Neumann sostiene en el comienzo de su discusión acerca de la medición en mecánica cuántica (von Neumann 1955, sección VI.3), es imposible obtener de esta manera la distribución de resultados correcta para todos los estados iniciales, a menos que la mezcla estadística de estados que describe al aparato antes de la medición ya dependa del estado de entrada del sistema a ser medido. La prueba más general de este resultado, que se conoce como “teorema de insolubilidad” para la medición cuántica, fue formulada recientemente por Bassi y Ghirardi (2000). Estos autores prueban que, al aceptar la dinámica lineal de Schrödinger, aceptamos el resultado que nos muestra que, al final de un proceso de medición, debe haber “superposición de estados macroscópicamente distintos del aparato y, en general, de un macro-sistema” (Bassi y Ghirardi 2000, 380). Y este resultado, señalan, es contrario a la experiencia, ya que, al final de un proceso de medición, aunque tengamos incerteza sobre la posición del puntero, el puntero mismo nunca se encuentra en una superposición indeterminada de diferentes posiciones. De este modo, al parecer, von Neumann está en lo cierto cuando afirma que la dinámica lineal ortodoxa de la mecánica cuántica debe rendirse en el contexto del proceso de medición (Bassi y Ghirardi 2000, 380; ver también Ghirardi 2011). Otro problema de la formulación de von Neumann del proceso de medición posee un carácter más técnico. Tradicionalmente se asume que los diversos g_i son autovectores mutuamente ortogonales de una cantidad física macroscópica –llamémosla X– que corresponde a la ubicación de la punta de un puntero en algún punto de alguna escala. En particular, se asume que el hecho de que *M* esté en el estado g_i significa que existe una probabilidad unitaria que el puntero caiga en la *i*-ésima posición de la escala. Sin embargo, existen enormes dificultades en este modelo. Por ejemplo, Araki y Yanase (1960) han demostrado que, bajo condiciones muy generales, incluso la relativamente incontrovertida primera etapa lineal de la interacción de medición es simplemente imposible. Sin embargo, debilitando ligeramente la hipótesis de ortogonalidad, y asumiendo que los diversos g_i son sólo aproximadamente ortogonales, podemos evitar esta dificultad. Y, efectivamente, como señalaron Bassi y Ghirardi (2000), “todos” están de acuerdo con la necesidad de alguna modificación.

Una tercera dificultad surge del modelo de von Neumann. Supongamos que al final del proceso de medición el puntero se encuentra localizado, en el sentido en que hay probabilidad cero de encontrarlo fuera de una región finita del espacio (como la división *n*-ésima de una escala) – esto es, en términos técnicos, el estado cuenta con un “soporte

espacial compacto". Pero además supongamos que en este preciso instante la dinámica del aparato de medición se revierte a la forma lineal ortodoxa de Schrödinger. Entonces, como señala Ghirardi (2011), el estado del aparato de medición "se esparcirá inmediatamente adquiriendo una cola que se extiende sobre todo el espacio" (Ghirardi 2011, 14), un resultado que está en tensión con el requerimiento de Shimony según el cual "no debería tolerarse colas en las funciones de onda que sean tan extensas que sus diferentes partes puedan ser discriminadas por los sentidos, incluso si se les asigna muy baja amplitud de probabilidad" (Shimony 1990, citado por Ghirardi 2011, 13). Ghirardi toma esta dificultad como base para adoptar el drástico paso de abandonar no sólo la dinámica lineal ortodoxa de la Mecánica Cuántica, sino también la representación estándar de los estados en el espacio de Hilbert.

3 Gatos en singletes ↑

El trabajo de von Neumann prepara el escenario para las diversas paradojas que han perseguido a la MC. Una de ellas es la famosa paradoja del gato de Schrödinger (Schrödinger 1935b). Esta paradoja explica el hecho de que, de acuerdo con von Neumann, la intervención del observador al final de la primera etapa del proceso de medición lleva a *S+M* desde un estado entrelazado, en el que el valor que *M* registra es "indeterminado", a un estado en el que *M* registra un valor preciso. En el caso de la paradoja del gato, el problema está dispuesto de modo tal que el hecho de estar vivo o muerto corresponde a diferentes estados de *M*. Por lo tanto, al parecer, el acto de observar al gato lo lleva desde un extraño estado tipo-zombie, en el que está indeterminado si está vivo o muerto, a un estado en el que hay simplemente incerteza acerca de si está vivo o muerto. "Las miradas pueden matar" podríamos decir.

El problema de la medición se agravó por otra argumento que surgió en el contexto del debate entre Einstein y Bohr, que se ha dado en llamar paradoja EPR (Einstein-Podolsky-Rosen 1935). Cabe destacar que en su artículo original EPR presentaron su argumento como una prueba de la incompletitud de la MC y no de su inconsistencia. Sin embargo, en la bibliografía posterior su discusión rápidamente adquirió el papel de una paradoja, que se presenta del modo más perspicuo en términos del formalismo desarrollado por Bohm y Aharonov (Bohm y Aharonov 1957). Tomemos un par de electrones S_1, S_2 en el instante *t*, cuando se encuentran en un estado llamado singlete, representado por el vector:

$$\{(f_{x+}\otimes g_{x-}) - (f_{x-}\otimes g_{x+})\}/\sqrt{2}$$

(Ver nota del traductor)

Donde f_{x+} y f_{x-} representan los auto-estados correspondientes de spin en dirección x de S_1 correspondientes a los dos posibles valores de spin $+1/2$ y $-1/2$ respectivamente; g_{x+} y g_{x-} representan los autoestados correspondientes de S_2. En la interpretación estadística de Born es fácil deducir que, cuando $S_1 + S_2$ se encuentra en el estado singlete, los valores de spin-*x* de S_1 y S_2 están anti-correlacionados, es decir, la probabilidad condicional de medir que el spin-*x* de S_1 tiene valor +1/2 dado que se midió que el spin-*x* de S_2 tiene valor −1/2 es 1, y viceversa. También es un teorema de la MC que la descomposición lineal de un vector en estado singlete es invariante ante rotaciones y, en particular, es invariante ante el intercambio de x y y:

$$(f_{x+}\otimes g_{x-}) - (f_{x-}\otimes g_{x+}) = (f_{y+}\otimes g_{y-}) - (f_{y-}\otimes g_{y+})$$

Ahora supongamos que a S_1 y S_2 se les ha permitido salir de la esfera inmediata de influencia del otro, de modo que las perturbaciones de S_1 no tienen un efecto inmediato enS_2. Supongamos además que medimos el spin-*x* de S_1 justo antes de *t*, y que el valor revelado por la medición es +1/2. En ese caso, la anti-correlación ente los valores de spin-*x* para S_1 y S_2 permiten predecir con certeza que, en el caso en que se mida el spin-*x* de S_2justo antes de *t*, el valor revelado por la medición será-1/2. La posibilidad de hacer una predicción significa que la medición del spin-*x* de S_1 también cuenta como una medición de spin-*x* de S_2, aunque indirecta ya que es llevada a cabo en una región del espacio lejana de S_2. Al aplicar el postulado de reducción del paquete de onda a esta medición indirecta, concluimos que en el instante *t* inmediatamente después de la medición, el estado deS_2 es g_{x-}, el autovector de spin-*x* para el

valor -1/2.

Pero ahora consideremos que, justo antes de *t*, se efectúa una segunda medición, una que mide *directamente* el spin de S_2 en la dirección *y*. No hay dificultad en realizar ambas mediciones simultáneamente porque, dado que tienen lugar en regiones remotas del espacio, no pueden interferir entre sí. Si se aplica el postulado de reducción del paquete de ondas a esta segunda medición, podemos concluir que el estado de S_2 inmediatamente después de la medición es g_{y+} o g_{y-}, dependiendo de si el valor medido para el spin-*y* es −1/2 o +1/2. Por lo tanto, llegamos a una contradicción directa, ya que el estado de S_2 luego de la medición no puede ser simultáneamente g_{x-} y g_{y+} o g_{y-}. Aquí, entonces, reside el núcleo de la paradoja EPR, al mostrar que la MC es inconsistente con el postulado de reducción del paquete de onda. (En su forma original el argumento EPR solamente mostraba que, sin el postulado de reducción del paquete de onda, la MC es incompleta.[13])

4 El Mundo de las Múltiples Interpretaciones ↑

El problema de la medición y sus paradojas asociadas haN generado una infinidad de respuestas. Una de estas respuestas, basada en el trabajo de von Neumann con operadores densidad, se adjudica a Josef M. Jauch (Jauch 1968, capítulo 11). El estado entrelazado de *S*+*M* luego de la medición de *S*+*M*, $\sum c_i f_i \otimes g_i$, es un "estado puro", representado por un vector en el espacio de Hilbert. Existen, sin embargo, otros tipos de estados en MC, a saber, "estados mezcla", representados no por vectores individuales sino por los llamados operadores de densidad. Es característico de *S* en un estado mezcla que, desde el punto de vista de las distribuciones estadísticas sobre los posibles resultados de las mediciones sobre *S*, *S* se comporta como si, para algún conjunto de vectores $\{f_i\}$ y algún conjunto de números $\{p_i\}$ que cumplan $\sum p_i = 1$, hay una probabilidad p_i de que *S* se encuentre en el estado puro f_i, para *i* = 1,2,.... (Matemáticamente, dicho estado se representa mediante el llamado operador densidad $\sum p_i | f_i \rangle \langle f_i |$, donde $|f_i\rangle\langle f_i|$ es el operador proyección sobre el vector f_i[14]). Von Neumann probó que, si *S*+*M* está en el estado entrelazado $\sum c_i f_i \otimes g_i$, entonces *S* está en tal estado mezcla –específicamente, se comporta como si tuviera una probabilidad $|c_i|^2$ de encontrarse en el estado puro f_i, para *i* = 1,2...; de un modo similar, *M* se encuentra en un estado mezcla, comportándose como si tuviera una probabilidad $|c_i|^2$ de encontrarse en el estado puro g_i, para *i* = 1,2... (von Neumann 1955, 424). A su vez, esto significa que, ya al final de la primera etapa de la medición, *S* se comporta como si existiera una probabilidad $|c_i|^2$ de que *Q* tuviera el valor q_i en *S*, y *M* se comporta como si existiera una probabilidad $|c_i|^2$ de que *M* estuviera en el estado g_i y, por lo tanto, de registrar el valor q_i para *Q*. Por lo tanto, al parecer la "reducción del paquete de onda" es redundante, puesto que ya al final de la primera etapa de la medición, el aparato de medición se comporta como si registrara los posibles valores apropiados con las probabilidades en acuerdo con la interpretación estadística de Born. De este modo, aquellas paradojas de la MC como la EPR y el gato de Schrödinger, que dependen de la reducción del paquete de onda, parecen desaparecer[15].

Pero una dificultad permanece. El estado de *S*+*M* al final de la primera etapa de la medición es un estado entrelazado $\sum c_i f_i \otimes g_i$ donde $f_i \otimes g_i$ es un autovector de *Q* en *H*(*S*+*M*) correspondiente al valor q_i. De aquí se sigue que, desde la perspectiva de *S*+*M*, el valor de *Q* está indeterminado, suspendido entre diversos posibles valores q_1, q_2 y así sucesivamente. Más grave aún, parece que el aparato de medición sufre de una indeterminación similar: es decir, el valor que registra está indeterminado. En resumen, parece que desde el punto de vista de la combinación entre sistema de medición y sistema medido, la paradoja del gato de Schrödinger (aunque no su gato) sobrevive indemne[16].

El enfoque de Jauch sufre de otro inconveniente que comparte con las interpretaciones de variables ocultas de la MC (para una discusión sobre las estas interpretaciones, ver Belinfante 1973). En la situación específica descrita por la paradoja EPR, para la cual el operador densidad del sistema de medición es un operador identidad, estas interpretaciones asignan valores determinados a *todas* las cantidades físicas para un sistema cuántico determinado [17].

Por lo tanto, estas interpretaciones son víctima de una nueva generación de paradojas que se desprenden del teorema de Gleason y del teorema de Kochen y Specker que se relaciona con el anterior[18].

La Escuela Italiana de Daneri, Loinger, Prosperi, *et al* respondió a este problema proponiendo lo que pasó a ser llamado "limpieza de fase" o teoría de "decoherencia" (Daneri, Loinger y Prosperi 1962). Estos autores mostraron que, en virtud de las características termodinámicas estadísticas del aparato de medición, el estado *S+M* en t' (el final de la primera etapa de la medición) se aproxima a un estado mezcla –también llamado "estado reducido"– en el cual hay una probabilidad $\sum c_i f_i \otimes g_i$ de que *S+M* se encuentre en el estado representado por el vector producto $f_i \otimes g_i$, para todos los diferentes *i* = 1,2,.... En este estado reducido, los molestos efectos de la indeterminación desaparecen.

Sin embargo, una seria dificultad permanece. Puede ser cierto que *S+M* está, aproximadamente, en un estado mezcla. Pero esto no resuelve la paradoja del gato. Es decir, aunque pueda ser cierto que (con un elevado grado de aproximación) el gato de Schrödinger está o bien vivo o bien muerto, el aire de paradoja permanece si, cuando examinamos en detalle las micro-correlaciones entre el aparato de medición y el sistema medido, vemos que el gato está en un estado "vivo-y-muerto" tipo zombie.

Las paradojas y preguntas generadas por el problema de la medición han dado lugar a una infinidad de interpretaciones de la MC, incluyendo teorías de variable ocultas que continúan la búsqueda de Einstein de una explicación "completa" de la realidad física, y la "interpretación de muchos mundos" de Everett-Wheeler (Wheeler y Zurek 1983, II.3 y III.3; Bell 1987, capítulos 4 y 20). La mayoría de los físicos pasan por alto estas soluciones filosóficas de las dificultades interpretativas de la MC y, en su lugar, revierten a alguna versión de la interpretación de Bohr o al temprano enfoque positivista anti-metafísico de Heinsenberg. Es como si la larga historia de fracasos para resolver las hostiles disputas en torno a la interpretación de la MC haya llevado a los físicos cuánticos a desencantarse del jardín de delicias metafísicas. Como John S. Bell ha puntualizado, a pesar de los más de setenta años interpretando la MC y resolviendo el problema de la medición, la interpretación de Bohr en su forma más pragmática y menos metafísica continúa siendo la "filosofía de trabajo" para el físico promedio (Bell 1987, 189)[19].

5 Notas ↑

Nota del traductor: en la versión original en inglés aparece la expresión $\{(f_{x-} \otimes g_{x-}) - (f_{x-} \otimes g_{x+})\}/\sqrt{2}$, pero evidentemente se trata una errata. El estado singlete es el que figura en el texto. Volver al texto

1.- El problema de si la medición era también una condición necesaria para la asignación de valores a cantidades físicas permaneció como un tema controversial dentro de la escuela de Copenhague. Bohr, al parecer, no insistió al respecto. Por el contrario, Heisenberg, al menos en sus primeros escritos positivistas, parece comprometido con fortalecer (P), de modo que la medición es tanto necesaria como suficiente para asignar un determinado valor a una cantidad física. Desarrollaré esta diferencia más adelante. Volver al texto

2.- De acuerdo a Jammer (Jammer 1974, 76), Heisenberg descartó este enfoque positivista en su trabajo posterior, de hecho, a partir de 1930. Volver al texto

3.- La cuestión de las actitudes de Bohr y Heisenberg hacia el positivismo es compleja. Al menos inicialmente, en el contexto de su debate con Einstein, estos autores hacen causa común en favor del positivismo (Jammer 1974, 109). Sin embargo, como se indicó en la nota al pie anterior, Heisenberg rápidamente abandonó su positivismo inicial, mientras que, de acuerdo a Beller y Fine, Bohr se inclinó hacia una actitud más positivista en su trabajo posterior (Beller y Fine 1994). Sobre el problema de un "Espíritu de Copenhague" unificado, ver Beller 1996. Volver al texto

4.- En tiempos más recientes, Popper y Bunge han sido exponentes de la posición einsteniana en el contexto de la mecánica cuántica (Popper 1982, 35-41; Bunge 1967, 274-287). Esta posición no descarta la posibilidad de observaciones que no logren informar qué existe antes y después de su ocurrencia. Pero dichas observaciones, se cree, son defectuosas. Como podría decirse peyorativamente, presentan una imagen "distorsionada" de lo que

observamos. Volver al texto

5.- De hecho, en cierta forma los tomó por sorpresa a la luz de la postura inicialmente machiana de Einstein (Jammer, 1974, 109) Volver al texto

6.- El incómodo intento de von Neumann de rescatar el estado interno de la observación hablando de la arbitrariedad del *Schnitt* (corte) entre observador y observado puede interpretarse como una aceptación reacia de este empobrecimiento bohriano de la vida "interna" del observador (von Neumann 1955, 418-420). Volver al texto

7.- Pero ver Beller y Fine 1994. Volver al texto

8.- El propio von Neumann no presentó estos procesos como etapas ordenadas temporalmente y, en su lugar, se refirió a la "peculiar doble naturaleza del procedimiento mecánico cuántico" (p. 417). Volver al texto

9.- Con el objeto de simplificar estoy suponiendo cantidades físicas con espectro discreto y un autovector para cada valor posible, es decir, estoy suponiendo que *Q* posee una representación no-degenerada en el espacio de Hilbert. Volver al texto

10.- g_i puede puede considerarse un estado para el cual el puntero, que es parte de *M*, apunta al *i*-ésimo intervalo de la escala. Araki y Yanase han mostrado que dichas interacciones están sujetas a fuertes restricciones (Araki y Yanase 1960). Su trabajo sugiere que se requiere cierto debilitamiento de la forma idealizada de la interacción de la medición. Volver al texto

11.- Schrödinger parece haber sido el primero en sugerir el término "entrelazado" en este contexto –ver Schrödinger 1935a. Volver al texto

12.- Cabe notar que no es claro si esta segunda etapa del proceso de medición es instantánea, es decir, si $t'' > t'$ o $t'' = t'$. En parte, esto refleja la ambigüedad presente en la formulación de von Neumann sobre este problema, a saber, si las dos partes de la medición deberían ser consideradas como simultáneas o como etapas sucesivas. Volver al texto

13.- La versión de la paradoja EPR que presento aquí es cercana a la reportada en el apéndice *xii de la *"La lógica del descubrimiento científico"* (*Logic of Scientific Discovery*) de Popper (Popper 1968). Ésta fue tomada de una carta de Einstein a Popper escrita en 1935, luego de la publicación del artículo EPR. Volver al texto

14.- Las clases de estados más usuales en MC –los "estados puros"– pueden ser considerados como casos degenerados de estados mezcla, es decir, como estados mezcla para los que $\{p_i\}$ es un conjunto singletón, que consiste en el número 1. En otras palabras, un estado puro es simplemente un estado mezcla para el cual hay una probabilidad unitaria de que el sistema en cuestión se encuentre en el estado *f*, para algún vector *f*. Volver al texto

15.- Jauch 1968, 188-191. Esta interpretación también tiene la ventaja formal de que la interpretación estadística de Born surge como un teorema en lugar de ser postulado como un axioma independiente. Esto ocurre porque después de la medición *M* se encuentra en un estado mezcla para el que hay probabilidad $|c_i|^2$ de que *M* registre el valor q_i. Volver al texto

16.- Jauch intenta abordar este problema desde su teoría de estados equivalentes -Jauch 1968, 184. Volver al texto

17.- Esto es porque el operador identidad es múltiplemente diagonalizable, es decir, es igual a $\Sigma|f_i\rangle\langle f_i|/N$ para cualquier conjunto ortonormal completo de vectores $\{f_i\}$, donde *N* es la dimensión del espacio de Hilbert. Volver al texto

18.- Para una discusión de estas dificultades, ver Krips 1990 y Redhead 1987. Volver al texto

19.- Estoy profundamente agradecido a un antiguo editor, Rob Clifton, como también a mi actual editor, Guido

Bacciagaluppi, por su paciencia y sus útiles comentarios. Volver al texto

6 Bibliografía ↑

Albert, D. 1992. *Quantum Mechanics and Experience*. Cambridge, MA: Harvard University Press.

Araki, H. y Yanase, M.M. 1960. "Measurement of quantum mechanical operators". *Physical Review* 120: 622-626.

Bassi, A. y Ghirardi, G.C. 2000. "A general argument against the universal validity of the superposition principle". *Physics Letters A* 275: 373-381.

Belinfante, F.J. *Survey of Hidden-Variables Theories*. New York: Pergamon Press.

Bell, J.S. 1987. *Speakable and unspeakable in quantum mechanics*. New York: Cambridge University Press.

Beller, M. y Fine, A. 1994. "Bohr's Response to E-P-R". En *Niels Bohr and Contemporary Philosophy*, editado por Jan Faye and Henry Folse. Dordrecht: Kluwer.

Beller, M. 1996. "The Rhetoric of Antirealism and the Copenhagen Spirit". *Philosophy of Science* 63: 183-204.

Bohm, D. y Aharanov, Y. 1957. "Discussion of experimental proof for the paradox of Einstein, Rosen and Podolsky". *Physical Review* 108: 1070-1076.

Bohr, N. 1929. "*Die Atomtheorie und die Prinzipien der Naturschreibung*". *Die Naturwissenschaften* 18: 73-78.

Bohr, N. 1935. "Quantum Mechanics and Physical Reality". *Nature* 136: 1025-1026.

Bohr, N. 1959. "Discussion with Einstein on epistemological problems in atomic physics". En *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, editado por Paul A. Schilpp. New York: Harper and Row.

Bunge, M. 1967. *Foundations of Physics*. Berlin: Springer.

Crary, J. 1995. *Techniques of the Observer: On Vision and Modernity in the Nineteenth Century*. Cambridge Mass: October Books.

Daneri, A., Loinger, A. y Prosperi, G.M. 1962. "Quantum theory of measurement and ergodicity requirements". *Nuclear Physics* 33: 297-319.

Einstein, E., Podolsky, B. y Rosen, N. 1935. "Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?". *Physical Review* 47: 777-780.

Feyerabend, P. 1962. "Problems of Microphysics". En *Frontiers of Science and Philosophy*, editado por Robert G. Colodny. Pittsburgh: Pittsburgh University Press.

Folse, H. 1985. *The Philosophy of Niels Bohr: The Framework of Complementarity*. Amsterdam: North-Holland.

Ghirardi, G. 2011. "Collapse Theories". En *The Stanford Encyclopedia of Philosophy* (Winter 2011 Edition), editado por Edward N. Zalta. URL = http://plato.stanford.edu/archives/win2011/entries/qm-collapse/.

Healey, R. y Hellman, G., eds. 1998. *Quantum Measurement*. Minneapolis, MN: University of Minnesota Press.

Heisenberg, W. 1927. "*Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*". *Zeitschrift für Physik* 43: 172-198.

Heisenberg, W. 1930. *The Physical Principles of the Quantum Theory*. Traducido al inglés por Carl Eckhart y F.C. Hoyt.

New York: Dover.

Jammer, M. 1974. *The Philosophy of Quantum Mechanics*. New York: Wiley.

Jauch, J.M. 1968. *Foundations of Quantum Mechanics*. Reading: Addison-Wesley.

Kant, I. 1973. *Critique of Pure Reason*. Traducido al inglés por Norman Kemp Smith. London: Macmillan.

Krips, H. 1990. *The Metaphysics of Quantum Theory*. Oxford: Clarendon.

Popper, K. 1968. *The Logic of Scientific Discovery*. London: Hutchinson.

Popper, K. 1982. *Quantum Theory and the Schism in Physics*. London: Hutchinson.

Redhead, M. 1987. *Incompleteness, Nonlocality, and Realism*. Oxford: Clarendon.

Shimony A. 1990. “Desiderata for modified quantum dynamics”. En *PSA 1990*, Volúmen 2, editado por A. Fine, M. Forbes y L.Wessels. East Lansing, MI: Philosophy of Science Association.

Schrödinger, E. 1935a. “Discussion of probability relations between separated systems”. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* 31: 555-562.

Schrödinger, E. 1935b. “*Die Gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik*”. *Die Naturwissenschaften* 23: 807-812; 824-828; 844-849.

von Neumann, J. 1955. *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*. Traducido por Robert T. Geyer. Princeton: Princeton University Press.

Wheeler, J.A. y Zurek, W.H. 1983. *Quantum Theory and Measurement*. Princeton: Princeton University Press.

7 Cómo Citar ↑

Krips, Henry. 2017. "Medición en teoría cuántica". En Diccionario Interdisciplinar Austral, editado por Claudia E. Vanney, Ignacio Silva y Juan F. Franck. URL=http://dia.austral.edu.ar/Medición_en_teoría_cuántica

8 Derechos de autor ↑

Voz "Medición en teoría cuántica", traducción autorizada de la entrada "Measurement in Quantum Theory" de la *Stanford Encyclopedia of Philosophy (SEP)* © 2017. La traducción corresponde a la entrada de los archivos de la SEP, la que puede diferir de la versión actual por haber sido actualizada desde el momento de la traducción.

El DIA agradece a SEP la autorización para efectuar y publicar la presente traducción.

Traducción a cargo de Sebastian Fortin. DERECHOS RESERVADOS Diccionario Interdisciplinar Austral © Instituto de Filosofía - Universidad Austral - Claudia E.Vanney - 2017.

ISSN: 2524-941X

9 Herramientas Académicas ↑

Otros Recursos en Línea

Ver la versión preliminar de esta entrada en PDF en Friends of the SEP Society: https://leibniz.stanford.edu/friends/preview/qt-measurement/

Buscar el tema de esta entrada en Indiana Philosophy Ontology Project (InPhO): https://inpho.cogs.indiana.edu/

Bibliografía adicional para esta entrada en PhilPapers, con conexiones a su base de datos: http://philpapers.org/

Entradas Relacionadas

Entrelazamiento cuántico e información

Historias en mecánica cuántica

Interpretaciones de la mecánica cuántica

Decoherencia cuántica

Problemas ontológicos de la mecánica cuántica