

Rafael Andrés Alemañ Berenguer
¿Probabilidad cuántica o espacio-tiempo relativista?
Revista Colombiana de Filosofía de la Ciencia, vol. IX, núm. 19, 2009, pp. 23-41,
Universidad El Bosque
Colombia

Disponible en: <http://www.redalyc.org/articulo.oa?id=41418349002>



Revista Colombiana de Filosofía de la Ciencia,
ISSN (Versión impresa): 0124-4620
filciencia@unbosque.edu.co
Universidad El Bosque
Colombia

¿Probabilidad cuántica o espacio–tiempo relativista?

Rafael Andrés Alemañ Berenguer¹

RESUMEN

Se admite generalmente que las teorías cuánticas de campos combinan satisfactoriamente la relatividad especial y la física cuántica. Sin embargo, no se dispone todavía de una descripción relativista satisfactoria del colapso de la función de onda. El hecho de que el instante de dicho colapso dependa de cada observador inercial rompe con la interpretación de la probabilidad cuántica como una propiedad objetiva de los micro-objetos. Las alternativas parecen ser el abandono de la equivalencia entre sistemas inerciales, o un replanteamiento de nuestras ideas sobre una posible estructura subyacente al espacio–tiempo.

Palabras clave: relatividad, cuántica, colapso, probabilidad, espacio–tiempo.

ABSTRACT

It is generally admitted that quantum field theories satisfactorily combine special relativity and quantum physics. However, a proper relativistic description for the wave–function collapse has not been achieved. The fact that the instant of this collapse depends on inertial observers ruins the propensity interpretation of quantum probability as an objective property of the micro–objects. The alternatives seem to be the abandonment of the physical equivalence among inertial frames, or a reformulation of our ideas on a possible underlying structure for space–time.

Keywords: relativity, quantum, collapse, probability, space–time.

¹ Dpto. de Ciencia de Materiales, Óptica y Tecnología Electrónica. Universidad Miguel Hernández – Elche, España. Correo electrónico: raalbe.autor@gmail.com.

INTRODUCCIÓN

Cuando Paul Dirac presentó su conocida ecuación cuántico–relativista para el electrón, pareció que la reconciliación entre las dos grandes revoluciones en la física del siglo XX se hallaba próxima a completarse. La relatividad de Einstein por un lado, y la teoría cuántica por otro habían trastocado dramáticamente nuestra concepción del la naturaleza. Y los expertos no dejaron de preguntarse si la conjunción entre ambas era posible. Al fin y al cabo la expectativa parecía muy razonable: los fenómenos cuánticos habían de poderse contemplar desde cualesquiera sistemas de referencia en movimiento inercial relativo.

Sin embargo, pocos autores repararon en que, dado que las funciones de onda se definían en un espacio de abstracto de configuraciones, el hecho de que obedeciesen las transformaciones de Lorentz, no garantizaba un significado físico tan directo como en la mecánica relativista. Es más, el proceso más importante desde un punto de vista empírico, la reducción de la función de onda, aún carecía de un adecuado tratamiento relativista, por cuanto era expresa todavía como un acontecimiento instantáneo. El posterior desarrollo de la teoría cuántica de campos, trocando funciones de onda por operadores sobre espacios de Fock, no mejoró las cosas.

La relatividad especial² combina las coordenadas de espacio y tiempo en un entramado espacio–temporal que constituye de por sí el escenario de todos los acaecimientos del universo. Por otra parte, la teoría cuántica permite la existencia de estados “entrelazados”; es decir, estados en los cuales las propiedades de las partículas sólo pueden definirse de manera conjunta y por ello los resultados de las medidas se encuentran correlacionados con independencia de la distancia que las separe.

El problema surge cuando las transformaciones relativistas de espacio y tiempo convierten los entrelazamientos entre sistemas espacialmente separados en correlaciones entre estados cuánticos en distintos instantes. Y no parece haber una salida natural a este conflicto, que comparativamente ha recibido mucha menos atención que famosas paradojas como las asociadas con el gato de Schrödinger (problema de la transición del régimen cuántico al clásico) o con los efectos EPR (problema de la no localidad cuántica).

² El controvertido vínculo entre la física cuántica y la relatividad general no se menciona directamente al tratarse del objetivo central del programa de las teorías de campo unificado, o “teorías del todo”.

EL NACIMIENTO DE UN DILEMA

Desde sus propios orígenes, resultó evidente que la teoría cuántica contenía elementos difícilmente reconciliables con la relatividad especial. La teoría de Einstein sustentaba una visión geométrica del espacio–tiempo, en la que pasado presente y futuro componían una estructura única cuya percepción conjunta quedaba vedada por la tridimensionalidad de nuestros sentidos. En total oposición se situaba el indeterminismo cuántico, promotor de una realidad esencialmente probabilista, y por ello aleatoriamente abierta a numerosas posibilidades de futuro. Ahora bien, si “futuro” es un término relativo —de acuerdo con Einstein, lo que para unos es futuro para otros puede ser presente o pasado— ¿qué sentido tiene semejante indeterminismo? A lo más, podría considerarse como una expresión de nuestra ignorancia sobre la totalidad de los acontecimientos físicos desplegados espacio–temporalmente. Pero esto choca frontalmente con las interpretaciones que atribuyen un carácter objetivo a las probabilidades cuánticas. La Relatividad especial, así pues, parecería abogar por la existencia de variables ocultas en un nivel submicroscópico.

La alternativa obvia a esta postura, consistiría en negar la validez de la descripción espacio–temporal, típicamente relativista, en el reino de los fenómenos cuánticos. La idea de un continuo tetradimensional escindible en espacio y tiempo según cada sistema de referencia inercial, sería lisa y llanamente inaplicable en el rango de tamaños en el cual cobran importancia los efectos cuánticos. Esa fue la posición de Bohr, si bien el danés nunca llegó a precisar la idea que en su opinión debería sustituir la del espacio–tiempo relativista.

El propósito de combinar congruentemente la teoría cuántica con los presupuestos de la Relatividad especial, parece requerir el cumplimiento de una serie de condiciones a primera vista poco reconciliables entre sí; a saber: (1) la evolución dinámica de los sistemas cuánticos debería describirse en términos espacio–temporales, en relación con algún sistema de referencia inercial; o bien, (2) las transformaciones de coordenadas entre sistemas de referencia iniciales deberían ser las de Lorentz, de modo que los estados cuánticos y sus leyes de evolución permaneciesen invariantes.

Pero el camino hacia la conjunción de ambas teorías aparece plagado de trampas engañosas, cuya complejidad es mucho más profunda de lo que parece en un primer análisis superficial. Los sistemas cuánticos, para empezar, se representan mediante operadores de densidad o vectores de estado (tradicionalmente llamados “funciones de onda”) en un espacio de Hilbert, y su evolución tiene lugar en ese mismo escenario abstracto. Ahora bien, el espacio de Hilbert no guarda relación directa, en modo alguno, con nuestro familiar espacio–tiempo en el que

se aplican los principios de la relatividad especial. No hay forma de obtener el espacio–tiempo como caso límite de un espacio de Hilbert.

En segundo lugar —aunque no menos importante— nos topamos con la dificultad esencial de concebir el colapso de la función de onda como un proceso físico en un cierto marco espacio–temporal. Los experimentos de difracción de cuantones a través de una rendija, se explican mediante el ensanchamiento en el espacio de la amplitud de probabilidad representada por la función de onda. Sin embargo, cuando se produce una interacción (denomíñese “medida” si se quiere) como el oscurecimiento de un punto concreto en una placa fotográfica situada tras la abertura, por ejemplo, la función de onda se anula —colapsa— instantáneamente en todo el espacio circundante. Del mismo modo, una medición realizada sobre un miembro de una pareja de cuantones entrelazados, colapsa la superposición y cambia el estado del otro componente de la pareja.

El dilema es obvio: ¿cómo pueden expresarse estos colapsos en términos espacio–temporales?, ¿es aceptable su índole instantánea y no local en un contexto relativista? La gravedad de tales incógnitas ha inclinado a numerosos investigadores hacia una interpretación instrumental, centrada en la utilidad de la función de onda como mero artefacto mediante el cual el observador obtiene el máximo conocimiento posible del sistema observado. Pero esto nos llevaría sin remedio hacia un subjetivismo difícilmente admisible en una teoría física formulada con rigor.

La escapatoria más sencilla consiste en negar la raíz del problema y adherirse a una teoría sin colapso, ya sea modificando la dinámica de la teoría cuántica ordinaria (Bohm 1952; Albert 1992; Cushing 1994, 1996), o incluso su ontología (DeWitt y Graham 1971). Un mérito adicional de estas dos posibles opciones estriba en su capacidad para despojar la física cuántica de su naturaleza probabilista. Efectivamente, por un lado la dinámica de Bohm es determinista³, y por otro la interpretación de Everett permite que cualquier resultado de un experimento cuántico tenga lugar en alguno de sus múltiples universos.

OBJETIVIDAD DEL ‘COLAPSO’ CUÁNTICO

Uno de los postulados en los que Von Neumann basó su formalización matemática de la naciente física cuántica, era el de la reducción o “colapso” de la función de onda. Consiste en una prescripción que, cuando se realiza una medida, nos obliga a abandonar la superposición lineal de los diversos estados posibles de un microsistema, y conservar tan solo la función correspondiente

³ Al menos en su forma original, pero véase Nelson (1985).

al resultado obtenido de hecho en el experimento. A ninguno de los padres fundadores de la teoría cuántica se les ocultaba que semejante colapso era, con toda evidencia, un proceso no relativista. En principio el asunto parecía revestir escasa importancia puesto que el formalismo de Von Neumann también era explícitamente no relativista; el gran matemático húngaro-americano no pretendía otra cosa en aquellos momentos.

Las inquietudes, empero, fueron creciendo conforme se revelaba que la conciliación de la Relatividad con este aspecto de la física cuántica, resultaba mucho más delicada de lo que con tanta ingenuidad se había supuesto. El problema, curiosamente, acabó envuelto en la más amplia polémica sobre el problema de la medida cuántica. La confusión y las perplejidades acarreadas por las andanzas del gato de Schroedinger, eran tan asombrosas de por sí que acabaron por eclipsar las implicaciones relativistas del debate. Pero tales implicaciones, pese a permanecer ignoradas, subsistieron estrechamente ligadas al indeterminismo de la teoría cuántica.

La dinámica unitaria y lineal, común a las formulaciones ordinarias de la teoría cuántica elemental, no proporciona las descripciones de los procesos físicos que cabría esperar a partir de nuestra experiencia directa. La práctica cotidiana muestra que las medidas experimentales arrojan valores concretos y bien definidos, no una mera superposición de resultados potenciales. Se admite en general que el carácter no determinista de la teoría cuántica proviene de la conjunción de dos premisas:

- a. La función de estado, Ψ , constituye una representación completa de los sistemas cuánticos (los autoestados y los autovalores configuran la única descripción posible de los mismos)
- b. Ψ siempre evoluciona en el tiempo de acuerdo con una ecuación dinámica lineal.

Tan embarazosa situación fue resumida por Bell en un célebre comentario (Bell 1987), según el cual o la descripción usual del estado cuántico no lo es todo, o la evolución cuántica unitaria no es del todo correcta⁴. El creciente interés en las teorías cuánticas no lineales se justifica por la riqueza de posibilidades que ofrece en dominios de la investigación como la gravedad cuántica, teorías de cuerdas, representaciones algebraicas y toda clase de especulaciones funda-

⁴ En esta dicotomía no entra la teoría de muchos universos debida a Everett, en la cual se supone que la descripción cuántica es completa y la evolución unitaria correcta. Una interesante discusión del asunto aparece en Barrett (1999).

mentales. Ahora bien, se hace pronto evidente que tales formulaciones padecen, en origen, graves defectos formales que hacen de su manejo una cuestión harto delicada. Los obstáculos teóricos son de muy diverso género, pero quizás el más notorio surge de su conflicto con la relatividad (o, en otras versiones, con el principio de causalidad). Se ha señalado que la no linealidad en las ecuaciones cuánticas permitiría emplear las correlaciones EPR y el colapso instantáneo de la función de estado, para establecer una comunicación efectiva entre sucesos separados por un intervalo de tipo espacial (Gisin 1989, 1990; Svetlichny 1995).

Una solución factible pasaría por modificar los algoritmos asociados a los procesos de medida, ya que la dificultad parece residir en el carácter instantáneo de la reducción del vector de estado, de modo que la no linealidad resultante impidiese señales más veloces que la luz. Otros autores, por su parte, han argüido que la no linealidad de las ecuaciones no es en sí misma el origen de estos inconvenientes (Goldin 1994; Doebner & Goldin 1995; Doebener, Goldin & Nattermann, 1996). De todas las teorías sin colapso debido a mediciones, la más adaptable a las exigencias relativistas es la de las llamadas “historias coherentes”, extensamente discutida en la literatura especializada (Roland Omnès 1994).

Por tanto, resolver el problema cuántico de la medida implica, o bien rechazar uno de estos dos supuestos (linealidad y completitud), o alternativamente explicar la disparidad entre nuestra experiencia y las inevitables superposiciones macroscópicas a las que nos aboca la teoría. En caso de que optemos por suprimir alguna de las dos premisas anteriores, hemos de hacerlo en el marco de una reasignación global de significado a los conceptos básicos de la teoría, que debe ser a la vez empíricamente correcta y lógicamente coherente. Tales replanteamientos semánticos se conocen como “interpretaciones” de la física cuántica, los cuales, pese a su vertiginosa abundancia, pueden clasificarse en tres grandes grupos⁵.

El primero de ellos lo componen las interpretaciones basadas en el colapso objetivo de la función Ψ , caracterizadas por rechazar el supuesto de linealidad en la evolución de la función de estado. Se suelen reescribir las ecuaciones dinámicas de modo que resulten sensibles a ciertos valores umbrales del número de partículas o de la densidad de masa en un sistema cuántico. Al superar estos umbrales se produce el colapso de la función de estado de forma espontánea y estocástica. La propuesta más desarrollada de esta clase (conocida como teoría GRW) se debe a Ghirardi, Rimini y Weber (1986).

⁵ Véanse Albert (1992) y Barrett (1999) para una interesante discusión al respecto.

Junto a la teoría GRW, y en leal competición, se alzan los postulados básicos de la teoría cuántica alternativa elaborada por Bohm⁶. Uno de ellos afirma la existencia de partículas cuyo comportamiento obedece las prescripciones contenidas en la función de onda a ellas asociada, la cual evoluciona en el tiempo y en el espacio de acuerdo con cierta ecuación directora según el caso. En la situación más sencilla, la ecuación de Schrödinger y esta última ecuación de guía, serían las leyes fundamentales del mundo microscópico, según las ideas de Bohm. A menudo se añade un supuesto llamado “postulado de distribución”. Este postulado consiste en admitir que la densidad de probabilidad inicial de las partículas, viene dada por el valor absoluto del cuadrado de la función de onda inicial, $|\Psi|^2$.

No es excesivamente difícil construir versiones relativistas de una teoría cuántica al estilo de Bohm para una sola partícula (Bohm 1953; Bohm & Hiley, 1993; Holland 1993). Las cosas realmente existentes o “existenciables” (beables, en la terminología del físico John Bell) serían ahora la función de onda de la partícula y su trayectoria, entendida ésta como la curva integral de un cierto campo 4–vectorial⁷. Lo cierto es que cualquier teoría puede hacerse trivialmente covariante bajo las transformaciones de Lorentz, mediante el recurso de añadir todas las estructuras adicionales que resulten necesarias. Bastar con incluir, por ejemplo, un sistema de referencia inercial privilegiado como parte de la especificación de los estados cuánticos. Parece evidente, no obstante, que actuando así no logramos una genuina covariancia relativista -entendida ésta como el cumplimiento de las simetrías geométricas del espacio–tiempo minkowskiano- aunque se trate de una noción muy sutil y controvertida⁸. Tal grado de incandescencia ha alcanzado la controversia, que algún experto ha llegado a sostener por escrito la imposibilidad de construir una teoría física realista capaz de acomodar en su seno tanto los fenómenos cuánticos como las exigencias de covariancia relativista (Albert 2000).

No es obvio en absoluto si las interpretaciones de la física cuántica que tratan de resolver el problema de la medida, comportan también una violación de la invariancia de Lorentz, impidiendo con ello su compatibilidad con la relatividad especial. Si restringimos su significado, la invariancia lorentziana

⁶ Para una discusión filosófica sobre las teorías bohmianas de campos cuánticos, es aconsejable consultar Callender y Weingard (1997). Una de las más recientes versiones de tales teorías se halla en Durr et al (2003). Y una interesante tentativa de construir una teoría bohmiana sin recurrir, hasta cierto punto, a un referencial privilegiado, se debe a Goldstein et al (2003).

⁷ Por ejemplo, las corrientes asociadas de modo natural a las ecuaciones de Klein–Gordon o Dirac.

⁸ Una explicación notablemente diáfana de tales dificultades puede hallarse en Bell (1987, 1990) o en Albert (1992).

afectaría tan solo a las leyes dinámicas que gobiernan la conducta de la materia y la radiación, no a la estructura del espacio–tiempo en sí misma. Entendida así, la invariancia de Lorentz no es una simetría espacio–temporal, sino puramente dinámica. Y dado que el comportamiento de la materia y la radiación en diferentes sistemas de referencia obedece las transformaciones de Lorentz, este punto de vista resulta empíricamente adecuado. Sin embargo, las teorías lorentzianas de este tipo adolecen de un grave defecto formal, pues se muestran incapaces de reflejar con todo rigor las simetrías espacio–temporales como si lo consigue la relatividad especial. Parafraseando a Einstein, podríamos decir que en esta perspectiva encontramos asimetrías teóricas que no parecen existir en los fenómenos (Janssen 2002).

Por si todo esto fuese poco, todavía más confusiones ocasiona la participación en el debate de las lecturas atípicas de la invariancia de Lorentz (denominadas “teorías con dependencia del hiperplano”). Si se acepta la validez de estas formulaciones inusuales, cualquiera de las interpretaciones cuánticas precedentes tendría derecho a juzgarse invariante bajo las transformaciones de Lorentz. Recordemos que al aplicar una transformación de Lorentz trasladamos nuestra perspectiva del mundo desde un cierto sistema inercial, que escinde el espacio–tiempo en una 3-superficie espacial y un eje temporal asociado (eso es la foliación espacio–temporal), a otro sistema de referencia también inercial con su propia foliación del espacio–tiempo.

Es necesario, en todo caso, subrayar las diferencias prácticas entre la perspectiva espacio–temporal de un observador concreto, y una foliación tetradimensional asociada con dicho observador. Es verdad que un observador puede situarse en cualquier sistema de referencia físicamente accesible. Y también lo es que cada referencial está acompañado por una foliación consistente en hiperplanos ortogonales a su eje temporal (o, si se prefiere, a la línea de universo del observador ubicado en el referencial). Los relatos pedagógicos tradicionales en la relatividad –con sus ilustraciones sobre observadores montados en trenes o, modernamente, cosmonaves– se arriesgan a transmitir la impresión de que el observador tiene acceso directo a todos los puntos que en cada instante forman su hiperplano espacial asociado. En realidad, cualquier observador carece de información sobre sucesos que no se hallen en la región que cabría denominar su “pasado causal” (su cono de luz pasado), sin que mantenga una relación con aquellos acontecimientos que le son causalmente ajenos, aunque se encuentren estos en su hiperplano espacial ortogonal. De hecho, para dada punto espacio–temporal P disponemos de una multitud de presentes a escoger, cada uno correspondiente a las diversas hipersuperficies que contienen P . Falla, pues, la idea de un presente espacialmente extenso e independiente de una foliación arbitrariamente escogida.

LA FALLIDA DESCRIPCIÓN RELATIVISTA DEL COLAPSO

Pues bien, siendo todo ello cierto, se sabe que en la vecindad de regiones espacio-temporales en las que se produzca un colapso de la función de onda, resulta imposible aplicar coherentemente las transformaciones de Lorentz. Pura y simplemente, no podemos realizar una transformación desde un hiperplano de simultaneidad para el cual el colapso se sitúa en su futuro, hasta otro hiperplano con respecto al cual ese mismo colapso está en el pasado. Sólo renunciando a tratar por separado estos puntos singulares —los colapsos— se evitan las dificultades. Por el contrario, las transformaciones han de aplicarse a segmentos finitos de la línea de universo de un sistema cuántico, segmentos que ahora sí pueden incluir también un colapso de la función de onda. Aun así el coste es elevado, pues el colapso del estado cuántico tiene lugar instantáneamente en cada hiperplano de simultaneidad asociado a cada sistema inercial de referencia.

La decisión de adoptar la covariancia de Lorentz estricta descansa en nuestra convicción de que las simetrías espacio-temporales subyacentes a la Relatividad especial deben ser respetadas también por la teoría cuántica en cualquiera de sus formas. Sin duda, podría tratarse de una suposición equivocada. Pero mientras no se demuestre lo contrario, haremos bien en admitir que los requisitos relativistas han sido satisfechos siempre por la naturaleza, y en comprobar hasta dónde nos lleva las expectativas de su cumplimiento también en el micromundo.

A este respecto, la clave de la controversia estriba en la imposibilidad de establecer un sistema de referencia inercial privilegiado. Y si no existe semejante referencial preferente, en cierto sentido las afirmaciones realizadas sobre la naturaleza por un observador inercial deben ser esencialmente equivalentes a las afirmaciones de cualquier otro observador inercial. Esto no significa, desde luego, que las propiedades de un mismo fenómeno físico sean idénticas, punto por punto, en todos los sistemas inerciales; ya sabemos que no es así. La relatividad tan solo impone que los valores de dichas propiedades en distintos sistemas de referencia, se relacionen entre sí mediante determinadas transformaciones de coordenadas (a saber, las transformaciones de Lorentz).

Solucionar el enredo imponiendo una foliación privilegiada en el espacio-tiempo relativista de Minkowski —ya se dijo— enturbiaría la teoría con asimetrías sin contrapartida en los fenómenos. Y no se consigue una mejora notable al adoptar el punto de vista de la teoría GRW. También aquí hay una foliación espacio-temporal preferida, pues la dinámica del colapso de Ψ no es invariante de Lorentz (Albert 2000). Ahora bien, las teorías GRW de segunda cuantización predicen violaciones ocasionales de la invariancia de Lorentz, diminutas pero observables, lo que permitiría escoger un sistema de referencia privilegiado.

El perfil de la futura gravedad cuántica, demasiado rudimentaria aún en sus primeros balbuceos, tampoco sirve de mucha ayuda. Algunos de estos bosquejos teóricos parecen apoyar la posibilidad de una foliación preferida, mientras que otros (como la gravedad cuántica de bucles) prescinden de semejante artimaña. Pero también es cierto que ninguna de estas teorías se halla plenamente desarrollada, la mayoría carece de suficiente poder predictivo, e incluso algunas de ellas (la teoría topológica de campos cuánticos, por ejemplo) ni siquiera cuenta con una noción física de “interacción local” en modo alguno.

La simetría del espacio de Hilbert, por otra parte, permite expresar una función de estado en cualquiera de las posibles bases funcionales (posición, energía, impulso, espín, etc.) a nuestro alcance. Una función Ψ que se escriba como superposición en una cierta base, no tiene por qué desarrollarse también como combinación lineal en otra base diferente. Por ejemplo, una función de estado que resulte ser autofunción del operador espín en el eje X con valor propio $-\frac{1}{2}$, se expresará en general como una superposición de las autofunciones cuyos valores propios sean $+\frac{1}{2}$ y $-\frac{1}{2}$ en el eje Z.

Por consiguiente, si atribuimos una realidad física objetiva al colapso de la función de estado, hemos de decidir en qué base tiene lugar. Una elección cómoda —pero no lógicamente necesaria— es la base de posiciones, como se hace en la teoría GRW, lo que suprimiría las superposiciones de propiedades macroscópicas en otras bases. Sin embargo, esto no eliminaría las superposiciones en bases asociadas con operadores distintos: los autoestados en el espacio de posiciones, digamos, se corresponden con estados que no son propios en el espacio de los impulsos.

PROBABILISMO CUÁNTICO Y ATEMPORALIDAD RELATIVISTA

Las dificultades se agudizan cuando tratamos de acoplar las perspectivas que sobre la variable tiempo nos ofrecen tanto la Relatividad especial (no hay un genuino “flujo del tiempo”, los sucesos forman series —líneas de universo— causalmente conectadas en el espacio–tiempo de Minkowski) como la teoría cuántica (probabilidades objetivas asignadas a sucesos aleatorios impredecibles). Supongamos para fijar ideas que en un instante t un átomo radiactivo presenta, según nuestros cálculos, una probabilidad igual a 0,5 de desintegrarse al día siguiente. Ahora bien, una afirmación semejante tan solo tiene sentido si en el instante t no hay un futuro “prefijado” por la geometría de Minkowski que sustenta la relatividad especial. De tener un cuadro espacio–temporal completo en el que dicho átomo estuviese desintegrado a las veinticuatro horas

a partir de t , la probabilidad entendida como una propiedad objetiva del fenómeno físico, no debería ser 0,5 sino 1. Además de la no localidad EPR, esta es otra de las claves de la incompatibilidad conceptual —aunque no empírica— entre ambas teorías: si la relatividad especial aboga por una imagen estática del espacio–tiempo, imposibilita a la vez la asignación de probabilidades objetivas y no triviales a los fenómenos cuánticos (Shanks 1991).

Se ha aducido al respecto que esta incomodidad teórica sólo surge adoptando ciertas interpretaciones del azar, concretamente la interpretación propensiva de Popper sobre la probabilidad. Otros autores (Lewis 1994), admitiendo la ausencia de flujo temporal, consideran que la imposibilidad de obtener información sobre acontecimientos futuros salvaguarda la objetividad de las probabilidades. Puede ser así, pero ello nos acerca peligrosamente a la controversia sobre el carácter incompleto de la función de estado y su naturaleza como una entidad física por derecho (en lugar de tomarla como una mera herramienta de cálculo, según pensaban Bohr y sus seguidores). Tampoco ha de olvidarse que la mayoría de los investigadores han rehusado estos debates a causa de su aroma filosóficamente sospechoso, toda vez que siempre han venido entremezclados con abstrusas cuestiones acerca del fatalismo y la predestinación⁹. Quizás por eso no faltan quienes piensan que incluso sumergidos en una realidad física atemporal, en el sentido de Minkowski, las probabilidades cuánticas sí poseen un significado objetivo, al igual que la geometría espacio–temporal de la relatividad no minó nuestras convicciones sobre el libre albedrío.

La respuesta a este dilema no parece tan sencilla si pensamos en una pareja de observadores A y B tal como los describe la relatividad especial. Suponiendo que B se mueva con respecto al átomo radiactivo de modo que para él la desintegración no se ha producido, su plano de simultaneidad le permite asignarle una probabilidad de desintegración igual a 0,5 en el instante t . Pero si A se mueve de manera adecuada, su plano de simultaneidad intersectará la línea de universo del átomo radiactivo en el futuro de B. Entonces, para A en el instante t el átomo permanecerá intacto o se habrá desintegrado, y asignará, por tanto, una probabilidad 0 o 1 a cada suceso. Todo indica, en apariencia, que A y B no coincidirán en las distribuciones de probabilidad atribuidas a los mismos fenómenos (Fleming 1989), aun cuando sus sistemas de referencia inerciales sean perfectamente equivalentes desde una perspectiva relativista¹⁰.

⁹ Una aguda crítica sobre estas discusiones improcedentes puede encontrarse en Sobel (1998)

¹⁰ Un tratamiento sin tecnicismos de esta delicadísima cuestión se ofrece en Maudlin (1994), pp. 204–212, 233–234 y Maudlin (1996), pp. 298–303. Una crítica más profunda puede hallarse en Dorato (1996), pp. 593–595.

Dicho con un lenguaje algo más técnico: sabemos que cada sistema de referencia inercial selecciona un hiperplano espacial de simultaneidad en el espacio–tiempo relativista de Minkowski. Y también sabemos que en cada uno de esos hiperplanos la función de estado Ψ define una distribución de probabilidad $\rho_\Psi = |\Psi|^2$. Pero si no existe un hiperplano privilegiado —que concrete la noción de “simultaneidad absoluta”— y dado que en general no concordarán los diferentes cálculos realizados en distintos planos de simultaneidad, ¿sobre cuál de ellos evaluamos $|\Psi|^2$?

Desde un punto de vista empírico estricto, es cierto que los fenómenos EPR no permiten enviar señales más veloces que la luz¹¹. Los postulados relativistas, así pues, quedan salvaguardados en la práctica, aunque ya es más dudoso que se respeten igualmente en el plano teórico. Que las correlaciones cuánticas del tipo EPR entre pares de cuantones no pueden ser utilizadas para enviar un mensaje al observador de uno de ellos mediante la realización de operaciones sobre el segundo cuantón, se demostró como un teorema en 1980 sin haber sido refutado desde entonces (Ghirardi, Rimini & Weber, 1980). De hecho, sólo cabe abrir la discusión acerca de posibles interacciones físicas más rápidas que la luz en el nivel cuántico, presuponiendo —contra los propios fundamentos de la teoría cuántica— que los fotones del experimento de Aspect poseen, cada uno separadamente, un estado de espín bien definido antes de la medición.

RELATIVIDAD VERSUS NO LOCALIDAD

Para comprender los problemas que la correlación cuántica no local plantea a la Relatividad, basta imaginar las descripciones espacio–temporales que de una misma experiencia EPR ofrecerían dos observadores inerciales. El observador A en movimiento, por ejemplo, hacia el dispositivo experimental consideraría —según su plano de simultaneidad— que la medición sobre el primer fotón hace saltar al segundo fotón a un estado de espín correlacionado con el primero. Por el contrario, el segundo observador B, que se aleja de los experimentadores, afirmará con razón que es el colapso espontáneo del segundo fotón a un estado definido de espín lo que origina el resultado de la medición, que para B es posterior. La cuestión no es baladí, puesto que si los dos observadores se hallan físicamente en pie de igualdad, la perspectiva espacio–temporal de B introduce una flagrante violación de los postulados cuánticos: la superposición de estados de espín del segundo fotón colapsa espontáneamente sin interacción externa. Y ambas descripciones espacio–temporales discrepan sobre cuál de los sucesos

¹¹ Una correlación no necesariamente comporta la facultad de enviar señales o transmitir información, a cusa de la posible “incontrolabilidad” de las señales. Véase Earman (1987), p. 453.

es un resultado aleatorio (de un colapso espontáneo de Ψ o de uno inducido por la medición), y cuál es producto de la correlación.

Como todo cuanto sabemos hasta ahora indica que el colapso de Ψ depende del sistema de referencia en el cual se contempla, lo que infringe abiertamente la invariancia relativista, una posible vía de escape pasaría por admitir la prevalencia de una de estas dos descripciones contrapuestas. Ya sea el observador A o el B, siguiendo con el ejemplo previo, sólo uno de ellos posee la perspectiva física correcta; tan solo uno “ve” —por decirlo así— lo que realmente ocurre. El inconveniente de esta opción es que favorece el punto de vista de uno de los sistemas de referencia sin que aparentemente haya razones de peso para ello. ¿Por qué ha de concederse prioridad al observador A, que ve antes la medida del primer fotón, sobre el B?, ¿y si realmente ocurren colapsos espontáneos previos (no considerados por la teoría cuántica usual) que inducen los resultados de las medidas en los experimentos EPR?

Con todo, supongamos que para cada foliación del espacio–tiempo contamos con una serie de estados que abarcan todos los sucesos físicos a lo largo de las sucesivas hipersuperficies que constituyen la propia foliación. El reto ahora sería acomodar la noción de “colapso de la función de estado” en semejante imagen de la realidad sin sacrificar, de entre las condiciones antes enumeradas, ni la segunda (no hay foliaciones privilegiadas que suministren la única serie correcta de estados) ni la tercera (las diferencias entre las series de estados contenidas en diversas foliaciones, se deben enteramente al hecho de que distintas foliaciones reordenan localmente las series de manera diferente). La pregunta es, equivalentemente, ¿pueden satisfacer, o no, las teorías de Colapso condiciones de evolución local preservando a la vez una noción aceptable de probabilidad cuántica¹²?

Un ingrediente crucial en esta construcción es la objetividad de las probabilidades cuánticas, cuyos valores —ya lo hemos visto— aparentan ser distintos en cada sistema de referencia y evolucionar además con el tiempo. En todo instante t , existe una función aleatoria, P_t , que asigna una cierta probabilidad de acaecimiento a cada posible suceso pasado, presente o futuro. La distribución probabilística P_t' correspondiente a un tiempo t' , posterior a t , se obtiene imponiendo sobre P_t condiciones dependientes de la serie completa de estados del sistema¹³ entre t y t' . La idea parece físicamente razonable a primera vista; pero, ¿resulta factible en la práctica?

¹² Aquí, la palabra “aceptable” implica el cumplimiento del teorema de no señalización, de modo que las correlaciones EPR no permitan enviar señales más veloces que la luz ni establecer relaciones de simultaneidad a distancia. Véanse al respecto Eberhard (1978), o Ghirardi, Rimini y Weber (1980)

¹³ Podría objetarse que la totalidad de las “historias” (series completas de estados) de un sistema entre

En un espacio–tiempo galileano, con una foliación distinguida gracias al concepto de tiempo absoluto, el cómputo de los estados intermedios entre dos instantes dados carece de ambigüedad. En un marco relativista, sin embargo, dados dos puntos A y A' sobre la línea de universo de un objeto, ¿cómo seleccionar los sucesos de los que depende la evolución de la función estocástica a fin de obtener las probabilidades adecuadas de los distintos sucesos posteriores a A , (el propio A' entre ellos)? No queda claro, por ejemplo, si debemos incluir —y cuáles— los sucesos espacialmente separados de aquél cuya probabilidad tratamos de calcular. En cualquier caso, para cada hipersuperficie espacial Σ , tendremos una distribución de probabilidad P_Σ condicionada por todos los sucesos pertenecientes al pasado de Σ . Esta es la razón de que necesitemos especificar la hipersuperficie espacial a la cual nos referimos cuando buscamos calcular la probabilidad de un cierto estado en un sistema S dentro una región espacio–temporal Ω . O en otras palabras, es indispensable saber de qué sucesos depende nuestra probabilidad condicionada (que justamente por ello es “condicionada”).

Existe un elaborado modelo de reducción del vector de estado, debido a Fleming (1996), de acuerdo con el cual los valores de espín de los fotones utilizados en los experimentos EPR se consideran propiedades relativas a un cierto sistema de referencia, o más concretamente, relativas a un hiperplano espacial especificado¹⁴. Pero, cualquiera que sea la solidez de estas propuestas, tienen la virtud de iluminar una cuestión central en nuestra controversia: la búsqueda de una conciliación entre la no separabilidad cuántica y la localidad relativista obliga a considerar las propiedades afectadas por el entrelazamiento cuántico, no como rasgos intrínsecos de los micro–objetos, sino como propiedades relationales (es decir, propiedades que adquieren significado en relación con algo externo al objeto que las posee).

Parece claro que diferentes sistemas de referencia en movimiento inercial relativo asignarían a los distintos puntos de una línea de universo de un cuantón diferentes probabilidades sobre el resultado de una medida, dependiendo de si los planos de simultaneidad asociados a cada referencial se encuentra en el

dos instantes dados, conformase un conjunto infinito no numerable. Por ello resultaría imposible –al menos en la definición usual de probabilidad– asignar a cualquier historia individual una valor probabilístico no nulo. Este dilema cuenta con dos vías de escape: o bien alteramos la noción ordinaria de probabilidad condicionada, o bien establecemos restricciones adecuadas sobre el dominio de nuestra función de probabilidad. Véase una interesante discusión de las alternativas en Lewis (1980), pp. 263–293.

¹⁴ Una descripción no muy técnica junto a una evaluación crítica de este punto de vista se encuentra en Maudlin (1994) pp. 204–212, 233–234; (1996), pp. 298–303. Una discusión más detallada del asunto se halla asimismo en Dorato (1996), pp. 593–595.

futuro o en el pasado de la medición. Esto es así, en efecto, y con ello la interpretación propensiva de la probabilidad queda despojada —al menos en un contexto relativista— de su mayor atractivo. Ya no podemos considerar que las probabilidades cuánticas son propiedades inherentes a un objeto microfísica, como su carga eléctrica o su espín, sino rasgos parcialmente dependientes del marco espacio-temporal escogido para su descripción. Semejante conclusión no es en sí misma una tragedia, pero ciertamente enmarañará todavía más las profundas discusiones sostenidas al respecto por epistemólogos y metafísicos.

Así lo entendió el célebre físico matemático británico Roger Penrose, cuyas palabras expresan la cuestión con diáfana transparencia: “Debería dejar claro que la compatibilidad entre la teoría cuántica y la relatividad especial que proporciona la teoría cuántica de campos es solo *parcial*¹⁵ [...] y es sobre todo de naturaleza matemáticamente formal. La dificultad de una interpretación relativísticamente consistente de los «saltos cuánticos» [...], la que nos dejaron los experimentos de tipo EPR, no es ni siquiera esbozada por la teoría cuántica de campos. Tampoco hay todavía ninguna teoría cuántica de campo gravitatorio consistente o creíble. [...]”(Penrose 1991 366).

CONCLUSIONES

De todo lo dicho se infiere que no es legítimo esperar una estricta compatibilidad ontológica entre la Relatividad especial y la teoría cuántica, si bien aparenta existir una compatibilidad “dinámica” —si se quiere llamar así— entre ambas teorías. Esta compatibilidad dinámica se da tanto en las teorías cuánticas de Colapso como en las que prescinden de él. Y en ambos casos, la relativización de los estados cuánticos según la hipersuperficie espacial donde nos hallemos, parece ser el modo natural de extender la no localidad cuántica al dominio relativista. Pese a todo, y aun reconociendo que una respuesta más elaborada podría tal vez llegar de la mano de la teoría cuántica de campos, queda todavía un amplio territorio por explorar en la búsqueda de una combinación enteramente satisfactoria entre la teoría cuántica y relatividad einsteiniana.

Necesitaríamos garantizar la adecuada covariancia tanto de Ψ , al transformarse entre sistemas de referencia inertiales, como de una regla para calcular las probabilidades de transición, y de una ecuación de evolución para Ψ (excepto, quizás, durante el colapso). Asimismo, cuando Ψ fuese autoestado de un cierto operador, la probabilidad de obtener el autovalor correspondiente debería ser igual a 1. ¿Podemos definir entonces un conjunto completo de operadores commutables

¹⁵ Cursiva en el original

utilizando las simetrías espacio–temporales de las transformaciones de Lorentz? Si la respuesta resulta negativa no será posible definir el estado físico de un sistema mediante una autofunción común a todos esos operadores. Una vez más, la fuente de las mayores ambigüedades se halla en la libertad de los diferentes observadores inerciales para definir sus propias superficies espaciales de simultaneidad. Con ello, en cada sistema de referencia inercial obtendremos distintas distribuciones de probabilidad para un mismo proceso cuántico.

Renunciar a dicha libertad supondría herir de muerte la relatividad einsteiniana e infringir la equivalencia física de todos los sistemas inerciales, lo que parece ser un principio capital de la naturaleza. En otras palabras:

- O bien abandonamos la equivalencia relativista de todos los sistemas inerciales –sin otro motivo para ello– y adoptamos un hiperplano de simultaneidad privilegiado con respecto al cual se considere que el colapso es genuinamente “real”,
- O bien rechazamos la interpretación propensiva de la probabilidad cuántica, que considera tales probabilidades como propiedades intrínsecas de los micro–objetos cuánticos en pie de igualdad con su carga eléctrica o su espín, por ejemplo,
- O hallamos una estructura matemática cuyas proyecciones en los distintos sistemas de referencia —como sucede con los tensores— posean un significado físico, en este caso relacionado con la probabilidad definida por cada observador para el suceso cuántico en cuestión.

Esta última opción sugiere los contornos del camino que quizás nos conduzca a la solución de estas y otras paradojas semejantes. Si se me permite un pequeño ejercicio de especulación razonada, sobre la base de la experiencia en el trato prolongado con este problema, diría que la respuesta tal vez aflore tras una drástica revolución de nuestras ideas sobre el espacio y el tiempo, que modifiquen los perfiles tanto de la teoría cuántica como de la relatividad.

Muy plausiblemente, el espacio y el tiempo no han de ser conceptos únicos sobre los que se forje un entendimiento verdaderamente básico de la naturaleza. Más bien parece que deberían ser reducibles a unas entidades fundamentales todavía por dilucidar. Y si el espacio–tiempo posee una estructura interna, las nuevas propiedades que cabe esperar de ella acaso se manifiesten en lo que se nos antoja como incomprensibles pautas de comportamiento de los sistemas cuánticos. Las nociones de distancia y duración habrían de contemplarse también con este nuevo trasfondo, y posiblemente entonces una justificación

para esa no localidad cuántica que tanto perturba la ortodoxia relativista, así como también para la paradoja EPR y la del gato de Schroedinger. El interrogante de qué pueda ser esa estructura interna del espacio–tiempo, solo el porvenir de la investigación científica podrá disiparlo. Pero sin duda será fascinante estar presente cuando suceda.

TRABAJOS CITADOS

- Albert, D. Z. *Quantum Mechanics and Experience*. Cambridge (MA): Harvard University Press, 1992.
- . “Special Relativity as an Open Question”. *Relativistic Quantum Measurement and Decoherence*. Ed. H. P. Breuer & F. Petruccione. Berlin: Springer, 2000. 1–13.
- Barrett, J. A. *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*. New York: Oxford University Press, 1999.
- Bell, J. S. *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*. Cambridge (UK): Cambridge University Press, 1987. (Versión española: *Lo decible y lo indecible en mecánica cuántica*. Madrid: Alianza Universidad, 1990).
- . “Against Measurement”. *Physics World* 3 (1990): 33–40.
- Bohm, D. “Quantum mechanics”. *Physical Review* 85 (1952): 166–180.
- . “Comments on an Article of Takabayasi concerning the Formulation of Quantum Mechanics with Classical Pictures”. *Progress in Theoretical Physics* 9 (1953) 273–287.
- Bohm, D. & B. J. Hiley. *The Undivided Universe: An Ontological Interpretation of Quantum Theory*. London: Routledge, 1993.
- Callender, C. & R. Weingard.. “Trouble in Paradise? Problems for Bohm’s Theory”. *Monist* 80.1 (1997): 24–43.
- Cushing, J. T. *Quantum Mechanics*, Chicago: Chicago University Press, 1994.
- , ed. *Bohmian Mechanics and Quantum Theory: an Appraisal*. Dordrecht: Kluwer, 1996.
- DeWitt, B. & N. Graham. *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*. Princeton (NJ): Princeton University Press, 1971.
- Doebner, H. D. & G. A. Goldin. “Properties of Nonlinear Schrödinger Equations”. *Physical Review A*, 54.5 (1995): 3764–3771.

- Doebner H. D., G. A. Goldin & P. Nattermann. "Introducing nonlinear gauge transformations in a family of nonlinear Schrödinger equations". *Quantization, Coherent States, and Complex Structures*. Ed. J.P. Antoine *et al.* London: Plenum Press, 1996. 27–68.
- Dorato, M., "On Becoming, Relativity and Nonseparability". *Philosophy of Science*, 63 (1996): 585–604.
- Dürr, D., *et al.* "Bohmian Mechanics and Quantum Field Theory". *Physical Review Letters* 93 (2003): 1–4.
- Earman, J. "What is Locality? A Skeptical Review of Some Philosophical Dogmas". *Kelvin's Baltimore Lectures and Modern Theoretical Physics. Historical and Philosophical Perspectives*. Ed. R. Kargon & P. Achinstein. Cambridge (MA): MIT, 1987. Ch. 2.
- Eberhard, P.H. "Bell's Theorem and the Different Concepts of Locality". *Il Nuovo Cimento* 46B (1978): 392–419.
- Fleming, G. N. "Lorentz Invariant State Reduction, and Localization". *PSA* 1988. Ed. A. Fine & M. Forbes. East Lansing (MI): Philosophy of Science Association, 1989. 112–126.
- Ghirardi, G. C., A. Rimini & T. Weber. "A general argument against superluminal transmission through the quantum mechanical measurement process". *Lettere al Nuovo Cimento* 27 (1980): 293–298.
- . "Unified Dynamics for Microscopic and Macroscopic Systems", *Physical Review D* 34 (1986): 440–491.
- Gisin, N. "Nonlinear Quantum Mechanics at the Planck Scale". *Helvetica Physica Acta* 62 (1989): 363–371.
- . "Weinberg's non-linear quantum mechanics and superluminal communications". *Physics Letters A* 143 (1990): 1–2.
- Goldin, G. A., "On a general nonlinear Schrödinger equation". *Nonlinear, Deformed and Irreversible Quantum Systems*. Ed. H. D. Doebner, V. K. Dobrev & P. Nattermann. Singapore: World Scientific Publishing, 1994. 246–251.
- Goldstein, S., *et al.* "Bohmian Mechanics and Quantum Field Theory". *Physical Review Letters*, 93 (2003): 1–4.
- Holland, P.R. *The Quantum Theory of Motion*. Cambridge (UK): Cambridge University Press, 1993.

- Jansen, M. "Reconsidering a Scientific Revolution: The Case of Einstein Versus Lorentz". *Physics in Perspective* 4 (2002): 421–446.
- Lewis, D. "A Subjectivist's Guide to Objective Chance". *Studies in Inductive Logic and Probability, Vol. II*. Ed. R. C. Jeffrey. Los Angeles: University of California Press, 1980, Ch. 3.
- . "Humean Supervenience Debugged". *Mind* 103 (1994): 473–490.
- Maudlin, T. *Quantum Non-Locality and Relativity, Metaphysical Intimations of Modern Physics*, Oxford: Blackwell, 1994.
- . "Space-Time in the Quantum World". *Bohmian Mechanics and Quantum Theory: An Appraisal*. Ed. J. Cushing, A. Fine & S. Goldstein. Dordrecht: Kluwer, 1996. Ch. 5.
- Nelson, E. *Quantum Fluctuations*. Princeton (NJ): Princeton University Press, 1985.
- Penrose, R. *La Nueva Mente del Emperador*. Madrid: Mondadori, 1991.
- Roland Omnes, R. *The Interpretation of Quantum Mechanics*. Princeton (NJ): Princeton University Press, 1994.
- Shanks, N. "Probabilistic Physics and the Metaphysics of Time". *The South African Journal of Philosophy*, 10.2 (1991): 37–43.
- Sobel, J. H. *Puzzles for the Will*. Toronto: University of Toronto Press, 1998.
- Svetlichny, G. "Quantum Evolution and Space-Time Structure". *Nonlinear, Deformed and Irreversible Quantum Systems*. Ed. H.D. Doebner, V.K. Dobrev & P. Nattermann. Singapore: World Scientific Publishing, 1995, pp. 246–251.