

APUNTES PARA UNA MECANICA CUANTICA "LOCAL".

Alejandro A. Hnilo¹

Centro de Investigaciones en Laseres y Aplicaciones (CEILAP) (CITEFA-CONICET-UNSAM),
Zufriategui 4380, (1603) Villa Martelli, Pcia. de Buenos Aires.

e-mail: ahnilo@citefa.gov.ar

¹ Investigador Independiente, CONICET.

El bien conocido conflicto entre la Mecánica Cuántica (QM) y las nociones intuitivas de Localidad y Realismo aparece en sistemas espacialmente extendidos. En este trabajo, se plantea la hipótesis de una violación transitoria de las predicciones de la QM en tiempos menores que L/c , donde L es la extensión espacial del estado de un par de fotones en estado entangled. De esta manera, se resuelve el conflicto sin afectar lo esencial de la descripción de la QM. Se establece, empleando operadores de Lindblad, la forma de la interacción más simple y general que "construye" las correlaciones cuánticas observadas a partir de estados iniciales (locales) dados por la teoría semiclásica de radiación. La hipótesis resulta experimentalmente distinguible de la QM, debido a que predice la existencia de frecuencias privilegiadas en el espectro de fluctuaciones del número de coincidencias en función del tiempo. Se discute brevemente las características que debería tener un experimento destinado a verificar la hipótesis.

The well known conflict between Quantum Mechanics (QM) and the intuitive notions of Locality and Realism arises in spatially extended systems. In this work, a transient violation of QM predictions is hypothesized to occur in times shorter than L/c , where L is the spatial extension of an entangled state of photons. In this way, the conflict is solved without affecting the core of the QM description. It is obtained, using Lindblad's operators, the form of the most general and simplest interaction that "builds up" the observed quantum correlations starting from (local) initial states. These local states arise from the semiclassical theory of radiation. The hypothesis is experimentally distinguishable from QM, for the existence of privileged frequencies in the fluctuations' spectrum (of the number of coincidences as a function of time) is predicted. The features of an experiment aimed to test this hypothesis are briefly discussed.

INTRODUCCIÓN.

"Can Quantum Mechanical description of physical reality be considered complete?". El problema planteado en el artículo que lleva este título⁽¹⁾ ha venido produciendo inquietud desde hace una vida entera. Sin embargo, la respuesta puntual a esa pregunta es bien conocida: *por supuesto* que la descripción de la Mecánica Cuántica (QM) no puede considerarse completa. Esta, como todas las teorías científicas, es de naturaleza intrínsecamente provisoria. Sólo podremos considerarla "completa" cuando conozcamos todos los límites en los que ya *no es* válida. La dificultad está en establecer *cuáles* son esos límites. Pero, parece razonable pedir que toda corrección o extensión de la versión presente de la QM deba cumplir las siguientes propiedades:

- i) predecir los mismos resultados que la QM en el rango en que se determine que ésta es válida.
- ii) converger a la descripción QM a medida que se acerca al límite de validez.
- iii) compartir la mayor parte del lenguaje (o elementos de la descripción) de la QM.

En este trabajo intentaré explorar la hipótesis de que uno de los límites de la QM está en el bien conocido conflicto con el Realismo Local⁽²⁾. Muchos trabajos que siguen esta hipótesis proponen modelos de "variables ocultas" que procuran reproducir las predicciones de la QM mediante mecanismos clásicos, más o menos conspiratorios. Pero, aún si fueran exitosos en reproducir esas predicciones, sería poco creíble que *todos* los conceptos introducidos por la QM fueran erróneos. Parece más razonable buscar

resolver el problema de la no-localidad de la QM dejando intacto su lenguaje. En otras palabras: los modelos usuales de variables ocultas implican una modificación radical de la descripción del mundo microscópico ofrecida por la QM, y claramente no pueden satisfacer la propiedad iii), que se considera razonable.

La pregunta entonces es: ¿es posible hallar ese punto medio, es decir, resolver el conflicto con el Realismo Local sin introducir modificaciones profundas en el formalismo de la QM?

Mostraré que la respuesta a esta pregunta es afirmativa con el ejemplo de un modelo "local" que (se sabe desde el principio) no reproduce todas las predicciones de la QM, pero sí cumple las condiciones i)-iii). Este modelo puede considerarse como una modificación de la QM para respetar la condición de Localidad de Einstein, y de ahí el título de este trabajo.

La violación del Realismo Local en la Naturaleza se obtiene a través de las desigualdades de Bell en alguna de sus formas. Por ejemplo, a través de la medición del parámetro "S" (de CHSH⁽²⁾) el que, de acuerdo a las condiciones impuestas por el Realismo Local, está acotado por el valor $S < 2$ mientras que de acuerdo a la QM $S = 2\sqrt{2}$. La violación de la cota $S < 2$ ha sido verificada en condiciones muy rigurosas⁽³⁾. Sin embargo, en todos los experimentos realizados hasta ahora la medición del valor de S emplea tiempos mucho mayores que L/c ($\approx 1\mu s$ en el experimento de Ref.3), donde L es la extensión espacial del dispositivo. En consecuencia, queda espacio para especular que una medición de S en tiempos menores que L/c podría arrojar un resultado diferente. Se supone que en tiempos más largos una interacción hipotética (*feedback*) tiende a reproducir las predicciones de la QM.

Es decir: las predicciones de la QM serían válidas en un promedio temporal. En tiempos menores que L/c , se observarían desviaciones transitorias que respetarían los límites impuestos por el Realismo Local.

La concepción del mundo subyacente a esta hipótesis es la llamada *contextualidad de Einstein*. En pocas palabras, se supone que el entorno tiene una influencia promedio sobre las diversas partes del aparato experimental. Esta influencia es llevada a velocidad menor o igual que la de la luz, probablemente por las interacciones físicas de largo rango ya conocidas. Nótese que este punto de vista respeta la localidad de Einstein, pero no necesariamente la hipótesis de Separabilidad⁽⁴⁾.

En la siguiente Sección 1 haré una breve revisión del experimento crucial en este tema, e introduciré la notación y los estados "locales" (es decir, no entangled) que serán necesarios más adelante. En la Sección 2 presentaré el formalismo apropiado y la forma general más simple que tiene la interacción que hace que estados "locales" sean capaces, en $t \rightarrow \infty$, de reproducir las correlaciones predichas por la QM. Discutiré brevemente los efectos inevitables que esa interacción produce, y las condiciones que debe cumplir una realización experimental para revelarlos.

1. EL EXPERIMENTO EPRB.

1.1 Estados no locales (entangled).

Consideremos un átomo que decae a través de la emisión de dos fotones en cascada, pasando por un estado intermedio degenerado (ver fig.1).

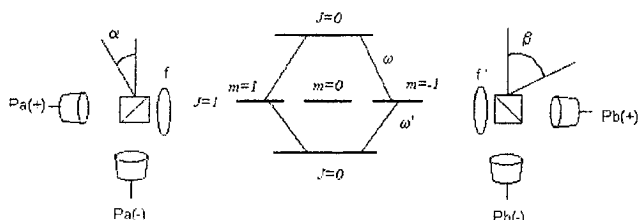


Figura 1: un átomo ubicado en el origen decae espontáneamente desde un estado con momento angular $J=0$, pasando por un estado intermedio con $J=1$ (degenerado en J_z), emitiendo dos fotones en cascada. El primer (segundo) fotón, a (b) se propaga hacia un polarizador orientado según un ángulo α (β). Experimentalmente, esto se logra insertando un filtro f (f') que deja pasar sólo la frecuencia ω (ω') frente al polarizador en a (b). Esta disposición prepara el estado de Bell $|\psi^+\rangle$.

Bajo aproximaciones adecuadas⁽²⁾, el estado del campo está descrito por el estado de Bell:

$$|\psi^+\rangle = (1/\sqrt{2}) (|x_a, x_b\rangle + |y_a, y_b\rangle) \quad (1)$$

donde $|x_a\rangle$ ($|x_b\rangle$) indica el estado del fotón a (b) polarizado según el eje x , y $|x_a, x_b\rangle = |x_a\rangle \otimes |x_b\rangle$, etc. La probabilidad de que ambos fotones pasen (no pasen) los polarizadores en la fig.1 es⁽²⁾:

$$P^{++}(\alpha, \beta) = \frac{1}{2} \cos^2(\alpha - \beta) = P^{--}(\alpha, \beta) \quad (2)$$

y análogamente, la probabilidad de no pasar en a y pasar en b (y viceversa) es: $P^{+-}(\alpha, \beta) = P^{-+}(\alpha, \beta) = \frac{1}{2} \sin^2(\alpha - \beta)$. Definiendo:

$$E(\alpha, \beta) \equiv P^{++}(\alpha, \beta) + P^{--}(\alpha, \beta) - P^{+-}(\alpha, \beta) - P^{-+}(\alpha, \beta) \quad (3)$$

se deduce que el parámetro S de CHSH⁽²⁾:

$$S(\alpha, \alpha', \beta, \beta') \equiv |E(\alpha, \beta) + E(\alpha', \beta)| + |E(\alpha, \beta') - E(\alpha', \beta')| \quad (4)$$

vale $S = 2\sqrt{2}$ para la combinación $\alpha=0, \alpha'=\pi/4, \beta=\pi/8, \beta'=3\pi/8$. Este resultado viola el límite $S < 2$ que se deduce de las hipótesis intuitivas de Localidad y Realismo, y viola también límites clásicos a la transmisión de información⁽⁵⁾. La causa de estos resultados puede intuirse notando que los fotones a y b forman una única entidad, sin partes internas. Cuando se realiza una medición sobre a se obtiene más información sobre b que lo que está clásicamente permitido, porque a y b son "la misma cosa".

1.2 Algunos estados "locales".

De acuerdo a la teoría semiclásica de radiación (SCRT), alguna perturbación proveniente del entorno rompe la simetría del estado excitado del átomo en la fig.1, e induce la emisión del fotón a con una polarización bien definida. El átomo queda así en un estado intermedio con valor de J_z definido, y decae al estado fundamental emitiendo el fotón b con polarización también definida (y la misma que a). En consecuencia, la radiación total emitida es una mezcla de pares de fotones de igual polarización, pero con polarización variable al azar de un par al siguiente, y de distribución uniforme (se supone que las perturbaciones son isotropas). La matriz densidad que representa este estado mezcla es, explícitamente:

$$\rho_{scrt} = (1/8) \begin{pmatrix} 3 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 3 \end{pmatrix} \quad (5)$$

en la base $\{|x_a, x_b\rangle, |x_a, y_b\rangle, |y_a, x_b\rangle, |y_a, y_b\rangle\}$, en ese orden de izquierda a derecha y de arriba a abajo. La probabilidad de obtener coincidencias es ahora:

$$P^{++}(\alpha, \beta) = \text{Tr}\{\rho_{scrt} Q_a(\alpha) \otimes Q_b(\beta)\} = \frac{1}{4} [1/2 + \cos^2(\alpha - \beta)] \quad (6)$$

que lleva a $S = \sqrt{2}$, y que no viola la desigualdad (ver fig.2). Aquí, $Q_i(\varphi)$ es el operador que representa el pasaje a través de un polarizador ubicado en la rama i del experimento y orientado según el ángulo φ ⁽²⁾.

Es posible mostrar que $|\psi^+\rangle$ es el único estado (ya sea puro o mezcla) que puede reproducir la ec.(2) para cualquier orientación de los analizadores⁽⁶⁾. Sin embargo, para una orientación determinada, un estado clásico, "local", sí puede reproducir la ec.(2). Por ejemplo, una

mezcla de pares de fotones polarizados paralelos (50%) y perpendiculares (50%) al eje α reproduce la ec.(2) para cualquier valor de β . Su expresión general es, con la misma notación que ec.(5):

$$\rho_{\alpha} = (1/8) \begin{bmatrix} 3 + \cos(4\alpha) & \sin(4\alpha) & \sin(4\alpha) & 1 - \cos(4\alpha) \\ \sin(4\alpha) & 1 - \cos(4\alpha) & 1 - \cos(4\alpha) & -\sin(4\alpha) \\ \sin(4\alpha) & 1 - \cos(4\alpha) & 1 - \cos(4\alpha) & -\sin(4\alpha) \\ 1 - \cos(4\alpha) & -\sin(4\alpha) & -\sin(4\alpha) & 3 + \cos(4\alpha) \end{bmatrix} \quad (7)$$

Por supuesto, para que la fuente pueda emitir este estado del campo debe "conocer" la posición α del polarizador en \underline{a} , así que este estado es engañosamente local. El que la emisión de la fuente esté afectada por la orientación de los polarizadores se conoce como hipótesis de *contextualidad*, y está en contradicción con las bases de la QM⁽²⁾.

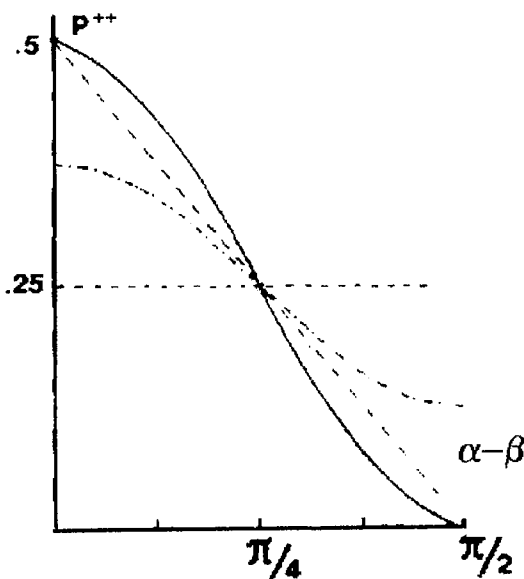


Figura 2: Probabilidad de observar una doble coincidencia en función del ángulo $\alpha-\beta$ entre polarizadores de acuerdo a la QM (línea llena) y a la SCRT (línea punteada). La línea recta oblicua indica el límite impuesto por las desigualdades de Bell: la probabilidad no puede ser mayor que el límite dado por la recta para $\alpha-\beta$ entre 0 y $\pi/4$, ni menor entre $\pi/4$ y $\pi/2$. Nótese que la predicción QM viola estos límites, no así la SCRT.

2. LA HIPÓTESIS DE "FEEDBACK".

2.1 El Lindbladiano.

De la familia de estados (7) nos interesan en particular los casos en que $\alpha=0, \pi/4$, que son los que se emplean en el cálculo de S. Queremos hallar una interacción que produzca la evolución de ρ_{scrt} a $\rho_{\alpha=0}$ o a $\rho_{\alpha=\pi/4}$, según cuál sea la posición del polarizador en \underline{a} . Suponemos que el origen de esa interacción está en el entorno, pero no queremos confeccionar ningún modelo específico para ese entorno, para no perder generalidad. Y buscamos además la forma más simple posible de esa interacción. El problema es que la interacción de dos partes (en este

caso, el sistema y el entorno) los deja "entanglados", de manera que no es posible separar la evolución de uno de la del otro. Para poder describir rigurosamente la evolución que nos interesa, deberíamos escribir el Hamiltoniano total (sistema+entorno), resolver la ecuación de von Neumann, y luego obtener la matriz reducida del sistema. Esto exige suponer un modelo específico de entorno y de interacción, que es algo que no queremos hacer.

Afortunadamente, si el entorno es lo bastante "grande" como para que la memoria de la reacción sobre el entorno se pierda rápidamente (en la escala de tiempo que nos interesa), entonces podemos hacer una descripción aproximada de la evolución del sistema. El formalismo apropiado es el del superoperador Lindbaldiano, que permite escribir una ecuación para la evolución no-unitaria de la matriz densidad de un sistema debida a la interacción con un entorno markoviano:

$$d\rho/dt = -(i/\hbar) [H, \rho] + \sum (L_{\mu} \rho L_{\mu}^{\dagger} - \frac{1}{2} L_{\mu}^{\dagger} L_{\mu} \rho - \frac{1}{2} \rho L_{\mu}^{\dagger} L_{\mu}) \quad (8)$$

donde el primer término es la evolución unitaria usual, y la suma es sobre las interacciones elementales L_{μ} , originadas en el entorno, cada una de las cuales produce un "quantum jump" en el sistema descrito por ρ . Esta ecuación se emplea a menudo para describir fenómenos de decoherencia. Aquí la usaré, en cierto modo en sentido inverso, para describir un proceso que produce entanglement o, más precisamente, una simulación de entanglement.

2.2 Forma de la interacción de feedback.

En el caso que nos interesa, el sistema no tiene evolución propia ($H=Id$) y las L_{μ} son incógnitas. Por suerte, su forma no es difícil de hallar. Pasar de ρ_{scrt} a $\rho_{\alpha=0}$ significa pasar de una mezcla de pares con polarizaciones arbitrarias a una mezcla en la que sólo hay polarizaciones paralelas o perpendiculares al eje \underline{x} . Esto requiere limpiar la mezcla de términos cruzados $|x\rangle\langle y|, |y\rangle\langle x|$ dejando sólo los homogéneos $|x\rangle\langle x|, |y\rangle\langle y|$. La forma más simple de un operador que produce este efecto cumple que $\langle x_a, x_b | L | y_a, x_b \rangle, \langle y_a, y_b | L | x_a, y_b \rangle, \langle x_a, x_b | L | x_a, y_b \rangle, \langle y_a, y_b | L | y_a, x_b \rangle \neq 0$, y todos los demás elementos iguales a cero. Suponiendo que todas las transiciones tienen igual probabilidad, el operador más simple posible que produce la evolución $\rho_{scrt} \rightarrow \rho_{\alpha=0}$ es entonces:

$$L^{(1)} = g \begin{pmatrix} 0 & -1 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (9)$$

donde g mide la intensidad de la interacción. Este $L^{(1)}$ también produce la evolución de $\rho_{\alpha=\pi/4} \rightarrow \rho_{\alpha=0}$. Por su parte, el operador más simple que produce la otra evolución que se precisa, $\rho_{\alpha=0} \rightarrow \rho_{\alpha=\pi/4}$ es:

$$L^{(2)} = g \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (10)$$

En el Apéndice se muestra en detalle que estos operadores producen efectivamente el efecto buscado. Nótese que ambos $L^{(i)}$ dejan invariante al estado $|\psi^+\rangle$.

De acuerdo a la evolución resultante bajo la aplicación de $L^{(i)}$ la probabilidad de observar coincidencias varía como:

$$P^{++}(t) = \frac{1}{2} \cos^2 \beta + \frac{1}{4} \exp(-4g^2 t) \cdot (\frac{1}{2} - \cos^2 \beta) \quad (11)$$

cuando la condición inicial es $\rho_{\alpha=\pi/4}$, y como:

$$P^{++}(t) = \frac{1}{2} \cos^2 \beta + \frac{1}{4} \exp(-4g^2 t) \cdot (1 - 2 \cdot \cos^2 \beta) \quad (12)$$

cuando la condición inicial es $\rho_{\alpha=\pi/4}$. Nótese que ambas convergen exponencialmente al valor predicho por la QM (si $\alpha=0$, por supuesto) con tiempo típico $(4g^2)^{-1}$. La acción de $L^{(2)}$ produce el resultado análogo cuando $\alpha=\pi/4$. Para hallar la ecuación de evolución basta con reemplazar β en (11-12) por $(\beta-\pi/4)$.

En resumen: los operadores de Lindblad (9) y (10) generan la evolución a un estado final (local) que produce las mismas correlaciones que el estado $|\psi^+\rangle$. La evolución requiere un tiempo típico $1/4g^2$ que es desconocido y puede, en principio, ser arbitrariamente pequeño. Pero, por supuesto, *cuál* de esos dos operadores debe actuar depende de la posición del polarizador en a. Un cambio en la posición de ese polarizador debe estar acompañado por un cambio de operador.

2.3 Espectro de fluctuaciones.

Imaginemos el comportamiento de $P^{++}(t)$ durante un tiempo de observación largo, en un dispositivo experimental con analizadores variables al azar como en la Ref.3. Suponemos que en $t=0$ el polarizador a está en (por ejemplo) $\alpha=\pi/4$ y que el campo está descrito por el estado $\rho_{\alpha=\pi/4}$ que es capaz, a pesar de ser "local", de reproducir las mismas probabilidades de coincidencias P^{ij} que $|\psi^+\rangle$. En $t=T1, T2$ y $T5$ (ver fig.3) se producen cambios en la orientación de los polarizadores, ya sea en el polarizador en b (el estado $\rho_{\alpha=\pi/4}$ reproduce los resultados QM $\forall \beta$, mientras sea $\alpha=\pi/4$) o en a, pero *predecibles* (ver 2.5). El estado "local" se acomoda a estos cambios en un tiempo $1/4g^2$. La diferencia con la predicción QM es inobservable.

En cambio, en $t=T3$ se produce un cambio *impredecible* en la posición del polarizador en a, de $\alpha=\pi/4$ a $\alpha=0$. La definición de "cambio impredecible" no es trivial (ver 2.5). Por el momento, supondré simplemente que tales cambios existen, y que en el dispositivo de la fig.1 ocurren con una cierta frecuencia media λ . Los valores de probabilidad de coincidencias P^{ij} pasan al valor no-correlacionado $P^{ij} = \frac{1}{4}$ ($\forall i,j$) ($\Rightarrow S=0$). La interacción de *feedback* tiende a restablecer los valores que correspon-

den al estado $|\psi^+\rangle$, pero ésta podrá empezar a actuar sólo después que la información sobre el cambio ocurrido en el polarizador alcance sus fuentes (el entorno y la fuente de pares). Suponiendo propagaciones que cumplen la Localidad de Einstein en su forma más simple, este tiempo mínimo de retraso será del orden de L/c . Después de pasado ese tiempo mínimo, $P^{++}(t)$ evolucionará según la ec.(12).

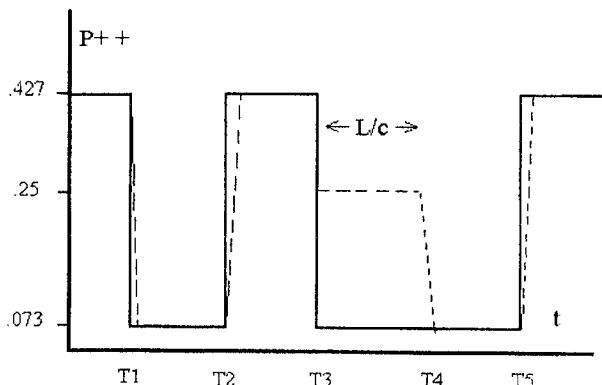


Figura 3: Segmento de la evolución de $P^{++}(t)$. En línea llena se indica la predicción QM, que varía instantáneamente ante cada cambio en la orientación de los polarizadores, y en línea de puntos la predicción según la hipótesis de feedback, que acompaña esos cambios con un tiempo de evolución $\approx 1/4g^2$. En $t=0$, $\alpha-\beta=\pi/8$. En $t=T1$ se produce un cambio previsible a $\alpha-\beta=3\pi/8$, en $t=T2$ (y también en $T5$) un cambio previsible a $\pi/8$, y en $T3$ un cambio impredecible a $\alpha-\beta=3\pi/8$. Este hace que la predicción según la hipótesis de feedback pase al valor de no correlación ($1/4$), donde permanece un tiempo $\approx L/c$ antes de que empiece a actuar el feedback. Así, P^{++} recupera el valor QM recién en $T4$.

Los cambios impredecibles aparecen al azar con frecuencia media λ . La transformada de Fourier de la señal temporal completa tendrá así un término proporcional (con coeficiente λ) a la transformada de la señal correspondiente a un único cambio impredecible. Esta presenta máximos en la frecuencia c/L (o menor) y sus armónicas, con una frecuencia de corte en $4g^2$. El resto del espectro de Fourier no debería presentar ninguna propiedad singular. La aparición de frecuencias privilegiadas en el espectro de las fluctuaciones de $P^{++}(t)$ es consecuencia directa del retraso impuesto por la condición de localidad sobre el *feedback*, así que es independiente de los detalles del modelo.

2.3.1 Comentario.

Antes de seguir, creo conveniente comentar lo siguiente: el uso que le he dado a los $L^{(i)}$ está, a primera vista, en contradicción con la hipótesis de un entorno markoviano, ya que parece haber un flujo de información *desde* el entorno *hacia* el sistema. De todos modos, pienso que el formalismo Lindbladiano sigue siendo aplicable mientras la evolución de ρ sea local en el tiempo. Esto equivale, en este caso, a suponer que las fluctuaciones debidas a correlaciones o "revivals" entre sistema y entorno ocurren en una escala de tiempo mucho más corta que $1/4g^2$. Si

esto no fuera así, la simple evolución exponencial de ρ sería seriamente deformada, pero el resultado final (la simulación del estado $|\psi^+\rangle$ para $t \rightarrow \infty$) sería el mismo. El único cambio sería, presumiblemente, que aparecerían en el espectro picos adicionales (a frecuencias más altas que c/L) asociados a esos "revivals".

2.4 Acerca de la observación experimental.

En un experimento, la forma de $P^{++}(t)$ es muestreada por las coincidencias detectadas. Un flujo de pares detectados de $2c/L$ es en principio suficiente para discriminar el primero de los picos de frecuencia predichos. Las fuentes de pares más brillantes actualmente disponibles producen del orden de 10^3 s^{-1} coincidencias. Pero, para la separación entre detectores del experimento más completo realizado hasta ahora, esto significa sólo 10^{-3} pares cada L/c , que es claramente insuficiente para observar el primero de los picos⁽⁷⁾.

Gracias al interés en emplear estados entangled para su uso criptográfico, hay en el presente un gran esfuerzo en construir fuentes con mayor flujo de pares, y en transmitirlos a mayores distancias. Ya se ha logrado hacerlo a más de 40 Km a través de fibra óptica de uso comercial⁽⁸⁾. También se han ensayado nuevas fuentes de pares de mayor eficiencia⁽⁹⁻¹⁰⁾. Es concebible que en muy poco tiempo más se podrá contar con una fuente lo bastante brillante, y detectores lo bastante alejados, como para poder probar la hipótesis de *feedback*. Bastará, cuando llegue el momento, en calcular la transformada de Fourier de las fluctuaciones de $P^{++}(t)$.

La visibilidad de los picos depende de la frecuencia promedio de cambios impredecibles λ cuyo valor es, por supuesto, desconocido. Tenemos una cota superior, pues si λ fuera mayor que 0.231 de la frecuencia de detección de coincidencias totales⁽¹¹⁾ debería cumplirse que $S(\text{promedio}) < 2\sqrt{2}$, que es un resultado no observado. Ajustando el valor de L de manera que c/L esté en una región de poco ruido mecánico y eléctrico, esta cota superior al valor de λ no constituye una limitación importante para la observación de los picos. La cota inferior es simplemente que $\lambda > 0$ (ó $\lambda \neq 0$). Vale la pena hacer notar que, en consecuencia, los engorrosos analizadores variables del experimento de la Ref.3 podrían ser innecesarios: basta con suponer que el sistema pierde "previsibilidad" espontáneamente. Esta característica de la hipótesis de *feedback* cierra un *loophole* lógico (ver 2.5) y a la vez simplifica el dispositivo experimental. Nótese que poder prescindir de la medición del parámetro S en una prueba entre QM y una teoría que se ajusta al Realismo Local no es lo corriente. Aquí es posible porque la hipótesis de *feedback* lleva a una predicción *positiva* de una discrepancia con la QM. Es decir, predice que debe existir *algo* (los picos de frecuencia) donde, según la QM, no debe observarse nada. La mayoría de los modelos alternativos propuestos hacen predicciones *negativas* (es decir, que algo *no* debe observarse). En general en estos casos, la predicción es que $S < 2$ en ciertas condiciones. Pero la observación de $S < 2$ puede deberse a imperfecciones experimentales que causen decoherencia, por lo que no puede considerársela inmediatamente como el

descubrimiento de uno de los límites de la QM. En cambio, la predicción de una discrepancia *positiva* invierte la lógica del problema, lo que hace a la hipótesis de *feedback*, en mi opinión, especialmente interesante.

2.5 Acerca de los cambios impredecibles.

Uno de los elementos claves en los experimentos sobre la contradicción entre QM y Realismo Local es la construcción de analizadores cuya posición varía de manera *impredecible*^(2,3,11). Este no es un problema simple. La dificultad está en que la posición debe ser impredecible *para la fuente*, pero *no para el observador*, porque de otro modo siempre quedaría abierta la posibilidad de que la posición que toma el analizador estuviera influenciada por alguna variable oculta. Existen al menos dos esquemas posibles para fuentes de transiciones impredecibles. Uno, es un sistema cuántico que se proyecta en uno de sus autoestados según la llegada (o no) de un fotón proveniente del entorno. Requiere la hipótesis adicional, razonable pero inverificable, de que la detección de ese fotón no está correlacionada con alguna variable oculta llevada por el par de fotones emitidos por la fuente. En el segundo esquema, la fuente de impredecibilidad es una serie de números al azar conservados en una memoria electrónica. Este requiere la hipótesis adicional, razonable pero de nuevo inverificable, de que la fuente de pares no es capaz de "leer" la información conservada en esa memoria.

El primero de los esquemas propuestos es el realizado en el reciente experimento de la Ref.3. Si la correspondiente "hipótesis inverificable" es correcta, ese experimento constituye una refutación de la hipótesis de *feedback*, pues hay aproximadamente 10 cambios impredecibles en un tiempo L/c . Por lo tanto, $\lambda \approx 1$, el sistema no tendría tiempo de recuperarse entre uno y otro cambio, y debería obtenerse $S < 2$, en contradicción con el valor observado $S \approx 2.71$. Pero, no es obvio que la "hipótesis inverificable" sea válida en todas las transiciones, sobre todo si se considera válida la hipótesis de teorías contextuales.

En resumen: en el esquema experimental usual, es necesario asegurar una impredecibilidad mínima (con todas las dificultades conceptuales y prácticas que esto implica) para que $S > 2$ sea señal inequívoca de una violación del Realismo Local. Por lo explicado recién, esa impredecibilidad mínima descansa inevitablemente en una hipótesis inverificable.

El modelo que surge de la hipótesis de *feedback* tiene, nuevamente, la ventaja de invertir la situación: ahora alcanza con suponer que existe *algún* grado de impredecibilidad, es decir, que la fuente falla, al menos esporádicamente, en predecir el futuro estado de los analizadores (es decir, basta con suponer que $\lambda \neq 0$). En mi opinión, la validez de esta suposición es inobjetable, aún dentro de las teorías contextuales, sin caer en un determinismo absoluto. Una vez que se acepta que $\lambda \neq 0$, sin importar los detalles del modelo, deberán existir picos en $\approx c/L$ en la transformada de Fourier de las fluctuaciones (aunque se observe que $S > 2$ en promedio). Esos picos pueden llegar a ser pequeños si λ es muy chico pero, como se discutió antes, aún queda la libertad de

ajustar L para facilitar su observación.

CONCLUSIÓN.

En este trabajo, he explorado la hipótesis de que uno de los límites de la QM usual está en una violación transitoria de sus predicciones, durante un tiempo L/c para sistemas cuya coherencia espacial se extiende sobre una distancia L , de modo de no entrar en contradicción con el Realismo Local.

Empleando operadores de Lindblad he podido hallar, sin necesidad de limitarme a un modelo específico para el entorno, la forma más simple y general posible de la interacción (en principio, puramente hipotética) que permite que estados locales simulen, en el límite $t \rightarrow \infty$, correlaciones no-locales. Este resultado muestra que es posible modificar la QM de manera de resolver el conflicto con el Realismo Local respetando las condiciones i)-iii) enunciadas en la Introducción (es decir, sin afectar lo esencial de la descripción QM).

Además de predecir que $S < 2$ en tiempos menores que L/c (lo que es difícil de observar) el modelo predice la existencia de picos en el espectro de fluctuaciones de $P^+(t)$. Esto constituye una predicción positiva de una discrepancia con la QM, lo que facilita un experimento dirigido a su verificación. He discutido brevemente las condiciones necesarias para dicho experimento, concluyendo que será accesible en el futuro cercano.

Vale la pena señalar que la hipótesis de *feedback* no afecta las aplicaciones entrevistas en *dense coding* o *quantum computing*. Los valores de entrada y salida de estas aplicaciones son valores de expectación de operadores y los dispositivos serán, previsiblemente, de tamaño L pequeño, por lo que es razonable esperar que no se observe ningún valor en tiempos menores que L/c . Recuérdese que la hipótesis de *feedback* discrepa de la QM ortodoxa sólo en tiempos de ese orden. En *quantum cryptography*, en cambio, la existencia de frecuencias privilegiadas podría abrir quizás una fisura favorable para el espía.

APÉNDICE.

Insertando (9) en (8), se obtiene que $d\rho/d(g^2t)$ es igual a:

$$\begin{pmatrix} \rho_{22} + \rho_{23} + \rho_{32} + \rho_{33} & -(\rho_{12} + \rho_{13}) & -(\rho_{12} + \rho_{13}) & -\rho_{22} - \rho_{23} - \rho_{32} - \rho_{33} \\ -(\rho_{21} + \rho_{31}) & -2\rho_{22} - (\rho_{23} + \rho_{32}) & -2\rho_{23} - (\rho_{22} + \rho_{33}) & -(\rho_{24} + \rho_{34}) \\ -(\rho_{21} + \rho_{31}) & -2\rho_{32} - (\rho_{22} + \rho_{33}) & -2\rho_{33} - (\rho_{21} + \rho_{32}) & -(\rho_{24} + \rho_{34}) \\ -\rho_{22} - \rho_{23} - \rho_{32} - \rho_{33} & -(\rho_{12} + \rho_{13}) & -(\rho_{12} + \rho_{13}) & \rho_{22} + \rho_{23} + \rho_{32} + \rho_{33} \end{pmatrix} \quad (A1)$$

Nótese que hay sólo cuatro tipos de ecuaciones: para los elementos en las esquinas de la diagonal (que llamo ρ_d), en las esquinas en la anti-diagonal (que llamo ρ_a), en el bloque central 2x2 (que llamo ρ_m) y los restantes, cuya derivada es proporcional a sumas de elementos de su mismo tipo. Estos últimos, como tienen condición igual a cero, siguen siendo nulos para todo valor de t . Las ecuaciones para los elementos que quedan no nulos son:

$$d\rho_{m,a}/dt = -4g^2\rho_m \quad (A2)$$

$$\rho_d(t) + \rho_m(t) = 1/2 \quad (A3)$$

De donde resulta que tanto ρ_{scri} como $\rho_{\alpha=\pi/4}$ convergen a $\rho_{\alpha=0}$ para $t \rightarrow \infty$ (ver ec.(7) con $\alpha=0$).

El operador $L^{(2)}$ genera la transición ρ_{scri} ó $\rho_{\alpha=0} \rightarrow \rho_{\alpha=\pi/4}$. Insertando ahora (10) en (8), se obtiene que $d\rho/d(g^2t)$ es igual a:

$$\begin{pmatrix} -2\rho_{11} + \rho_{14} + \rho_{41} & \rho_{12} - \rho_{12} & \rho_{13} + \rho_{13} & \rho_{11} + \rho_{14} - 2\rho_{14} \\ \rho_{24} - \rho_{24} & \rho_{11} + \rho_{44} - (\rho_{14} + \rho_{41}) & \rho_{11} + \rho_{44} - (\rho_{14} + \rho_{41}) & \rho_{21} - \rho_{23} \\ \rho_{34} - \rho_{31} & \rho_{11} + \rho_{44} - (\rho_{14} + \rho_{41}) & \rho_{11} + \rho_{44} - (\rho_{14} + \rho_{41}) & \rho_{31} - \rho_{34} \\ \rho_{11} + \rho_{44} - 2\rho_{41} & \rho_{12} - \rho_{12} & \rho_{13} - \rho_{13} & \rho_{11} + \rho_{14} - 2\rho_{14} \end{pmatrix} \quad (A4)$$

las ecuaciones para cada tipo de elemento ahora son:

$$d\rho_{m,a}/dt = 2g^2(\rho_d - \rho_a) \quad (A5)$$

$$d\rho_d/dt = -2g^2(\rho_d - \rho_a) \quad (A6)$$

de donde se obtiene que si la condición inicial es $\rho_{\alpha=0}$:

$$\rho_d(t) = 1/4 (1 + \exp(-4g^2t)) \quad (A7)$$

y si la condición inicial es ρ_{scri} :

$$\rho_d(t) = 1/4 (1 + 1/2 \exp(-4g^2t)) \quad (A8)$$

y en ambos casos se obtiene $\rho_{\alpha=\pi/4}$ para $t \rightarrow \infty$.

Referencias.

- 1- A.Einstein, B.Podolsky y N.Rosen; *Phys. Rev.* **47** p.777 (1935).
- 2- J.Clauser y A.Shimony; *Rep.Prog.Phys.* **41** p.1881 (1978).
- 3- Weihs, T.Jennewein, C.Simon, H.Weinfurter y A.Zeilinger; *Phys.Rev.Lett.* **81** p.5039 (1998).
- 4- B.d'Espagnat; *Phys.Rep.* **110** p.203 (1984).
- 5- S.Braunstein y C.Caves; *Phys.Rev.Lett.* **61** p.662 (1988).
- 6- A.Hnilo; *Anales de la AFA* **12** p.69 (2000).
- 7- A.Hnilo, A.Peuriot y G.Santiago; *Found.Phys.* **15** p.359 (2002).
- 8- B.Huttner, A.Muller, G.Ribordy, W.Tittel, H.Zbinden y N.Gisin; *Optics and Photonics News* **8**(12), p.38 (1997).
- 9- P.Kwiat, E.Waks, A.White, I.Appelbaum y P.Eberhard; *Phys.Rev.A* **60**, R773 (1999).
- 10- Y. Kim, S.Kulik y Y.Shih; *Phys.Rev.A* **62**, 011802 R (2000).
- 11- A.Hnilo; *Found.Phys.* **21** p.547 (1991).

Este trabajo recibió apoyo del proyecto PIP 0425/98 del CONICET.