

Conociendo el efecto Zenón cuántico en experimentos contrafácticos: una aproximación filosófica

Karim Gherab Martín

Harvard University

Department of Philosophy

Carmen Sánchez Ovcharov

Universidad Complutense de Madrid

Departamento de Lógica y Filosofía de la Ciencia

Reception date / Fecha de recepción: 23-03-2009
Acceptation date / Fecha de aceptación: 06-05-2009

Resumen

El presente artículo describe una serie de experimentos cuánticos que implican medidas contrafácticas. Para lograr procesos contrafácticos completos es necesario combinar dichos dispositivos experimentales contrafácticos con un fenómeno físico llamado “efecto Zenón cuántico”. Posteriormente, se hacen intentos por enmarcar dichos fenómenos cuánticos dentro de un modelo filosófico que apela a nociones de la lógica de los contrafácticos.

Palabras clave: contrafacticidad, contrafácticos, efecto Zenón cuántico, experimentos, experimentos libres de interacción, física cuántica, IFM, medidas contrafácticas, superposición cuántica, Zenón.

Abstract. *Knowing the quantum Zeno effect in counterfactual experiments: a philosophical approach*

This article describes several quantum experiments that imply counterfactual measurements. These setups need to be combined with so called the “quantum Zeno effect” in order to reach complete counterfactual processes. At the end of the article, there are some attempts to frame these quantum phenomena using a philosophical model related to some ideas of the logic of counterfactuals.

Key words: counterfactual, counterfactual measurements, experiments, IFM, interaction-free measurements, quantum physics, quantum superposition, quantum Zeno effect, Zeno.

Aproximación física

En la primera parte del artículo se mostrarán en detalle una serie de experimentos físico-cuánticos contrafácticos que son los que prepararán el terreno para una disquisición filosófica en la segunda parte del artículo. Para ello es necesario explicar un fenómeno

físico que se conoce como “efecto Zenón cuántico” y, posteriormente, asociarlo a los experimentos contrafácticos mencionados.

Efecto Zenón cuántico

Desde que el gran filósofo Zenón de Elea mostrara las paradojas a las que podía conducir la razón al pensar en un concepto, aparentemente, tan inofensivo como es el espacio, muchos han sido los pensadores (Grünbaum, 1967; Salmon, 1970) que han repasado el asunto, encontrando en el tiempo paradojas similares.

La física contemporánea ha propuesto un equivalente cuántico a la paradoja de Zenón (Misra y Sudarshan, 1977), llamado efecto Zenón cuántico (*quantum Zeno effect*, QZE), que ha sido analizado en profundidad, entre otros, por Home y Whitaker (1992). Este efecto consiste en “congelar” la evolución temporal de un sistema físico, evitando la transición de un estado cuántico a otro. Supongamos un sistema cuántico que está en un estado inicial (que denotamos $|\varphi_i\rangle$), cuyo tiempo de vida en este estado viene dado por el parámetro T , momento en el cual pasa su estado final (que denotamos $|\varphi_f\rangle$). Tomemos como ejemplo el caso de una desintegración atómica.

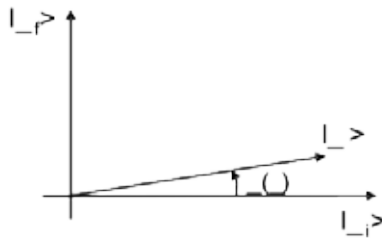
Es preciso recordar que el tiempo de vida T es un valor promedio, es decir, que el sistema cuántico (el átomo) puede sufrir la transición de $|\varphi_i\rangle$ a $|\varphi_f\rangle$ (desintegrarse) antes o después de T . Digamos que en el preciso momento en que ha transcurrido el tiempo $t=T$, el átomo tiene una probabilidad $\frac{1}{2}$ de seguir en el estado $|\varphi_i\rangle$ y una probabilidad $\frac{1}{2}$ de sufrir una transición al estado $|\varphi_f\rangle$. Por consiguiente, la probabilidad de que el átomo se desintegre antes de cumplirse el tiempo T es menor que $\frac{1}{2}$, y la probabilidad de que se desintegre después de cumplirse T es mayor que $\frac{1}{2}$. El QZE consiste en efectuar sucesivas mediciones sobre el sistema en el estado $|\varphi_i\rangle$, sin dejar casi tiempo entre una medición y la siguiente, de tal modo que la probabilidad de que el sistema haya tenido “tiempo” de sufrir una transición a $|\varphi_f\rangle$ es muy pequeña. Esto es debido a que, al realizar medidas sucesivas en intervalos pequeños, no dejamos que el tiempo transcurra de forma apreciable en relación a T y, por consiguiente, la probabilidad de transición (desintegración) es despreciable.

La Figura 1 muestra una representación del fenómeno descrito. Los estados $|\varphi_i\rangle$ y $|\varphi_f\rangle$ están representados por vectores ortogonales, y son los dos únicos estados accesibles al sistema. Piénsese, por ejemplo, que en el momento de medir, no podemos observar una combinación del átomo desintegrado y no-desintegrado. O bien observamos lo primero, o bien lo segundo. Sin embargo, por decirlo de alguna manera, mientras no se efectúa ninguna medida las probabilidades de transición van evolucionando, de modo que a mayor tiempo consumido sin realizar medidas, mayor es la probabilidad de que el estado cuántico salte de $|\varphi_i\rangle$ a $|\varphi_f\rangle$. En otras palabras, cuando no se realizan medidas, el sistema cuántico se encuentra en un estado (digamos) virtual $|\psi\rangle$ que es combinación lineal de $|\varphi_i\rangle$ y de

$|\varphi_i\rangle$. Este proceso se representa matemáticamente (en el espacio de Hilbert) por la ecuación siguiente:

$$|\psi\rangle = \alpha |\varphi_i\rangle + \beta |\varphi_f\rangle$$

donde α^2 y β^2 son las probabilidades¹ de que el sistema cuántico esté en los estados $|\varphi_i\rangle$ y $|\varphi_f\rangle$, respectivamente, en el momento de realizar la medida. En el momento inicial, cuando $t=0$, obviamente tenemos $\alpha=1$ y $\beta=0$. A medida que el tiempo (t) transcurre, α y β (y naturalmente las probabilidades α^2 y β^2) van variando de modo que cuando alcanzamos $t=T$, obtenemos $\alpha^2=1/2$ y $\beta^2=1/2$. Y cuando $t>T$, tenemos los límites $\alpha\rightarrow 0$ y $\beta\rightarrow 1$.



Supongamos que existe un instante $t=Te$ (que llamaremos tiempo efectivo) tal que, en ausencia de medidas, el estado del sistema cuántico pasa de $|\varphi_i\rangle$ a $|\varphi_f\rangle$ con probabilidad igual a 1. Si descomponemos la evolución temporal en cantidades discretas arbitrariamente pequeñas ε , es legítimo escribir el tiempo efectivo como $Te=N\varepsilon$, donde N es un número entero positivo. Asimismo, definimos el ángulo $\theta=\theta(\varepsilon)$ según aparece en la Figura 1, por lo que podemos reescribir $|\psi\rangle$ de la manera siguiente:

$$|\psi\rangle = \cos(\theta) |\varphi_i\rangle + \sin(\theta) |\varphi_f\rangle$$

Por consiguiente, mientras no se realizan medidas, el ángulo θ va aumentando, y con él aumenta la probabilidad de que el estado de superposición cuántica $|\psi\rangle$ colapse en el estado final $|\varphi_f\rangle$ en el caso de que se realice una observación (esto es, una medición). El QZE se produce cuando se realizan medidas de forma reiterada en intervalos de tiempos ε muy pequeños. Cuando $\varepsilon\rightarrow 0$ entonces $\theta(\varepsilon)\rightarrow 0$, y por consiguiente $|\psi\rangle=|\varphi_i\rangle$, puesto que $\cos^2(0)=1$ y $\sin^2(0)=0$. Por tanto, vemos que la evolución del vector que representa $|\psi\rangle$ (ver Figura 1) se congela y colapsa cada vez en el estado inicial $|\varphi_i\rangle$ para sucesivas medidas en tiempos pequeños. Nótese, sin embargo, que en todas las medidas existe una pequeña (muy pequeña, pero no nula) probabilidad de que el estado del sistema colapse en $|\varphi_f\rangle$.

1 Con el fin de hacer más accesible el artículo a lectores no familiarizados con las notaciones de la mecánica cuántica, hemos optado por ser poco estrictos con la notación formal. En este caso, no mostramos los valores absolutos de los argumentos α y β , es decir no escribimos $|\alpha|^2$ y $|\beta|^2$. Este criterio no afecta a los argumentos de este artículo.

El dispositivo de medida libre de interacción

Antes de analizar los dispositivos cuánticos contrafácticos, es preciso mostrar cómo funciona el dispositivo cuántico libre de interacción, conocido² como *interaction-free measurement* (IFM), ideado por Elitzur y Vaidman (1993). Como se muestra en la Figura 2, se lanza un fotón hacia la derecha, lo que se representa con la notación $|\rightarrow\rangle$. Un divisor de haz (DH1) divide la amplitud de probabilidad del fotón de tal manera que el fotón tiene una probabilidad $\frac{1}{2}$ de ir hacia la derecha (es decir, de tener el estado $|\rightarrow\rangle$) y una probabilidad $\frac{1}{2}$ de ir hacia arriba (es decir, $|\uparrow\rangle$). DH1 y DH2 son en realidad espejos semi-reflectantes que añaden una fase $e^{i\pi/2}$ (dado que el ángulo de salida es $\pi/2$ con respecto al de entrada) si el fotón es reflejado y no añade fase alguna si el fotón es transmitido. Por tanto, puesto que $e^{i\pi/2}=i$, las transformaciones ejercidas por DH1 y DH2 son las siguientes:

$$|\rightarrow\rangle \rightarrow (1/\sqrt{2})(|\rightarrow\rangle + i|\uparrow\rangle) \quad \text{y} \quad |\uparrow\rangle \rightarrow (1/\sqrt{2})(|\uparrow\rangle + i|\rightarrow\rangle)$$

Los espejos E1 y E2 son completamente reflectantes y por consiguiente siempre añaden una fase $e^{i\pi/2}$. Así, los espejos E1 y E2 efectúan las transformaciones siguientes, según sea el estado incidente $|\rightarrow\rangle$ o bien $|\uparrow\rangle$:

$$|\rightarrow\rangle \rightarrow i|\uparrow\rangle \quad \text{y} \quad |\uparrow\rangle \rightarrow i|\rightarrow\rangle$$

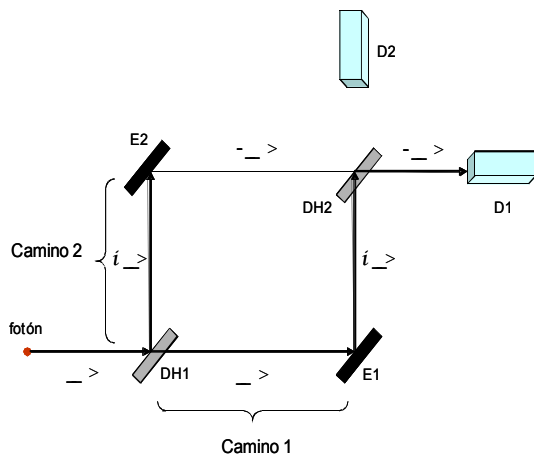


Figura 2

² Existe un debate acerca de la idoneidad de llamar a este tipo de dispositivos *interaction-free*. No obstante, no es objetivo de este artículo participar de este debate, por lo que utilizaremos esta expresión debido a que fue la originalmente propuesta por Elitzur y Vaidman, y además es la más ampliamente utilizada.

Puesto que el fotón no puede ir por ambos caminos a la vez, el estado global del fotón después de incidir sobre DH1 se representa como una superposición de los estados $|\rightarrow\rangle$ y $|\uparrow\rangle$, como se muestra a continuación:

$$|\text{fotón}\rangle_{\text{después de DH1}} = (1/\sqrt{2}) (|\rightarrow\rangle + i|\uparrow\rangle)$$

Tras pasar por DH1 y ser reflejado por E1 y E2, el estado del fotón justo antes de interactuar con DH2 es (como puede comprobarse aplicando las reglas anteriores):

$$|\text{fotón}\rangle_{\text{después de E1 y E2}} = (1/\sqrt{2}) (-|\rightarrow\rangle + i|\uparrow\rangle)$$

Y finalmente, tras pasar por DH2, el fotón acaba haciendo “clic” con probabilidad igual a 1 en el detector D1, ya que su estado es entonces:

$$|\text{fotón}\rangle_{\text{después de DH2}} = -|\rightarrow\rangle$$

El signo “-” en el argumento de la ecuación anterior corresponde a una fase global, y por consiguiente no tiene significado físico puesto que los observables en mecánica cuántica corresponden al cuadrado de los argumentos, en este caso $(-1)^2$. Y puesto que $(-1)^2=1$, vemos que el fotón acaba siendo detectado con certeza en D1 siempre que los dos caminos accesibles al fotón en el gráfico 1 no contengan ningún objeto opaco que impida la evolución normal (unitaria) del fotón. La inexistencia de objetos absorbentes en los caminos 1 y 2 permite que la “onda de probabilidad” proveniente del camino 1 interfiera con la “onda de probabilidad” que proviene del camino 2 de manera tal que se produce una interferencia destructiva en D2 y una interferencia constructiva en D1.

En caso de colocar un objeto opaco (absorbente) en el camino 1 obtenemos resultados muy diferentes. Supongamos que dicho objeto es una bomba sensible al contacto de un fotón. En otras palabras, si el fotón es absorbido por la bomba, entonces la bomba explota (ver Figura 3). En términos clásicos, diremos que la absorción del fotón por la bomba es la causa de que la bomba explote. Es decir, el paso del fotón por el camino 1 produce la explosión de la bomba. Y si el efecto de explotar no se produce, es que la causa no se ha producido (a saber, el fotón no ha transitado el camino 1).

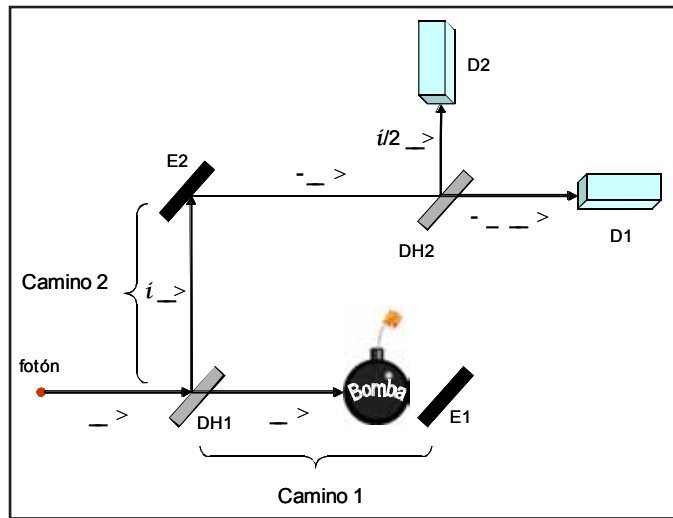


Figura 3

En caso de haber una bomba en el camino 1, el estado del fotón tras interactuar con DH1 es, al igual que en el caso anterior:

$$|fotón>_{\text{después de DH1, y antes de la bomba y de E1 y E2}} = (1/\sqrt{2}) (|\rightarrow> + i|\uparrow>)$$

Sin embargo, ahora existe la posibilidad de que el fotón sea absorbido por la bomba y ésta explote. Por consiguiente, el estado superposición que caracteriza al fotón tras pasar por DH1 debe contemplar todas las posibilidades:

$$|fotón>_{\text{después de bomba, y antes de E1 y E2}} = (1/\sqrt{2}) (i|\uparrow> + |abs>)$$

donde el estado $|abs>$ corresponde al caso en que el fotón es absorbido por la bomba, lo que provoca su explosión. Así, el estado del fotón tras los espejos E1, E2 y la bomba es:

$$|fotón>_{\text{después de E1 y E2}} = (1/\sqrt{2}) (-|\rightarrow> + |abs>)$$

Y finalmente alcanzamos el estado superposición final del fotón tras DH2:

$$|fotón>_{\text{después de DH2}} = (-1/2) |\rightarrow> + (i/2) |\uparrow> + (1/\sqrt{2}) |abs>$$

Esta ecuación muestra que al tomar los cuadrados de los argumentos de los distintos términos, a saber $(-1/2)^2$, $(i/2)^2$ y $(1/\sqrt{2})^2$, obtenemos que el fotón tiene, respectivamente, una probabilidad $1/4$ de ser detectado en D1, una probabilidad $1/4$ de ser detectado en D2, y una probabilidad $1/2$ de ser absorbido por la bomba. Puesto que en el caso en que no había bomba, ningún fotón era detectado en D2, podemos concluir que en el camino 1 hay una

bomba con una probabilidad de acierto de $\frac{1}{4}$. Es decir, conocemos el efecto (una bomba que explotará si recibe el impacto de un fotón que recorre el camino 1) sin que se produzca su causa (el fotón no recorre el camino 1). En otras palabras, obtenemos información acerca de la existencia de una bomba en el camino 1 de manera contrafáctica (sin que el fotón recorra el camino 1 *de facto*, y sin hacer explotar la bomba *de facto*). Es fácil ver que podemos incrementar la probabilidad de obtener esta información contrafáctica hasta $\frac{1}{3}$, simplemente recuperando el fotón si éste llega a D1 (detector que no nos aporta información alguna en este caso) y volviéndolo a meter en el dispositivo por el lado izquierdo (ver Figura 3). En este caso, al final del recorrido tendríamos una probabilidad $\frac{1}{4}/4$ (o sea $1/16$) de detectar el fotón reciclado en D2. Nuevamente, puesto que existe una probabilidad $1/16$ de volver a detectar el fotón reciclado en D1, podemos re-reciclar este fotón. Repitiendo este procedimiento N veces, en el límite $N \rightarrow \infty$ tenemos una probabilidad $\frac{1}{4} + \frac{1}{16} + \frac{1}{64} + \frac{1}{256} + \dots \approx \frac{1}{3}$ de detectar el fotón en D2, esto es, de saber contrafácticamente que hay una bomba preparada para explotar en el camino 1.

Aplicando QZE en IFM

Combinando QZE y IFM es posible incrementar la probabilidad de detectar el fotón en D2 a un valor tan cercano a 1 como se desee. En efecto, como han demostrado experimentalmente Kwiat *et al.* (1999), se puede saber casi con certeza (nunca con certeza absoluta) la existencia de un objeto opaco (por ejemplo una bomba) en un camino específico sin necesidad de hacer interaccionar con él ninguna partícula de prueba (en este caso un fotón). En la Figura 4 se muestra un montaje experimental en el que se han colocado N divisores de haz tales que $R \gg T$, donde R es la probabilidad de que el fotón sea reflejado por el divisor de haz y T es la probabilidad de que el fotón sea transmitido. De hecho, definimos R y T en función del ángulo $\theta = \pi/2N$, con $N \rightarrow \infty$:

$$R = \cos^2\theta \quad \text{y} \quad T = \sin^2\theta$$

El fotón sólo tiene accesibles dos estados: estar en la cavidad inferior o estar en la cavidad superior. Apelando a notación algebraica, representamos ambos estados, respectivamente, con los vectores $\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$ y $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$.

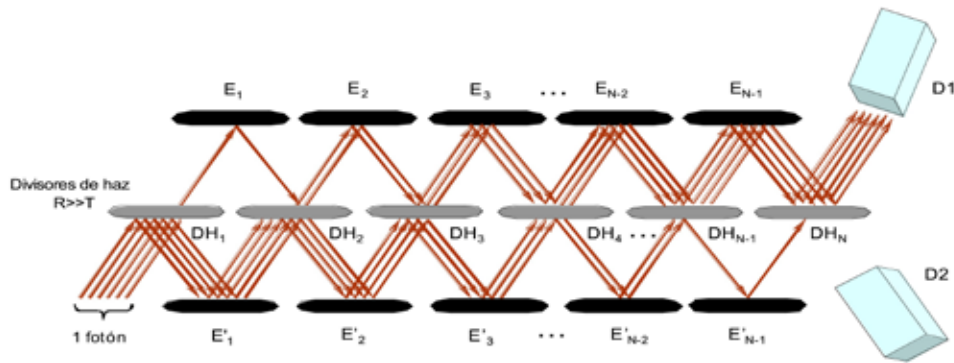


Figura 4

La componente del fotón proveniente de la cavidad inferior que interacciona con cualquier divisor de haz corresponde al estado ^[9]. En este caso, el fotón tiene una amplitud de probabilidad \sqrt{R} de ser reflejado por el divisor de haz en la cavidad inferior, y una amplitud de probabilidad \sqrt{T} de ser transmitido a la cavidad superior. Por consiguiente, la transformación llevada a cabo por cualquier divisor de haz (desde DH_1 a DH_N) para la componente es la siguiente (por ejemplo, para el caso DH_2):

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \xrightarrow{DH_2} \begin{pmatrix} \sqrt{T} \\ i\sqrt{R} \end{pmatrix} = \sqrt{T} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + i\sqrt{R} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Y el efecto de los espejos, como ya se ha visto, consiste en introducir una fase i en ambas cavidades. En el caso de los espejos E_2 y E'_2 (y tras haber pasado por DH_2), el estado anterior se convierte en:

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \xrightarrow{DH_2, E_2 \text{ y } E'_2} \begin{pmatrix} i\sqrt{T} \\ \sqrt{R} \end{pmatrix} = i\sqrt{T} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \sqrt{R} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

En el caso de la componente \dots , el razonamiento es equivalente. Así, en el caso de DH_2 y los espejos E_2 y E'_2 , la transformación sería la siguiente.

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{DH_2, E_2 \text{ y } E'_2} \begin{pmatrix} \sqrt{R} \\ i\sqrt{T} \end{pmatrix} = \sqrt{R} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + i\sqrt{T} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Así, puesto que hay N divisores de haz, y dado que todos ellos (excepto DH1) reciben “ondas de probabilidad” provenientes tanto de la cavidad superior como de la inferior, podemos construir la matriz U (que representa al operador unitario U y que describe la evolución del paquete de ondas del fotón) en función de las amplitudes de probabilidad \sqrt{R} y \sqrt{T} del modo siguiente:

$$U = \begin{pmatrix} \sqrt{R} & i\sqrt{T} \\ i\sqrt{T} & \sqrt{R} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos_{\theta} & i \sin_{\theta} \\ i \sin_{\theta} & \cos_{\theta} \end{pmatrix}$$

Vemos pues que el operador unitario U es un operador rotación, y por consiguiente podemos escribir: $U \equiv R(\theta)$.

$$R^N(\theta/2N) = R(N/2N) = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & i \sin(\theta/2) \\ i \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

A los N divisores de haz corresponden N rotaciones: $R^N(\theta)$. Y puesto que las matrices de rotación cumplen la propiedad $R^N(\theta) = R(N\theta)$, entonces tenemos:

$$R^N(\theta/2N) = R(N/2N) = \begin{pmatrix} \sin(\theta/2) & i \cos(\theta/2) \\ i \cos(\theta/2) & \sin(\theta/2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Puesto que el fotón comienza desde la cavidad inferior, al aplicarle las N rotaciones $R^N(\theta)$, obtenemos finalmente:

$$R^N(\square) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix} = i \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Este resultado confirma el proceso mostrado en la Figura 4, cuando no hay objetos opacos (por ejemplo bombas) colocados en ninguna de ambas cavidades: si se lanza un fotón desde la cavidad inferior, la “onda de probabilidad” se va transfiriendo hacia la cavidad superior. Así, tras N iteraciones (esto es, N divisores de haz) la “onda de probabilidad” del fotón acaba transfiriéndose totalmente a la cavidad superior, y el fotón es absorbido por el detector D1 con probabilidad 1.

Naturalmente, esto se produce porque el dispositivo se ha construido de tal manera que las “ondas de probabilidad” del fotón interfieren destructivamente en la cavidad inferior y constructivamente en la cavidad superior, hasta que finalmente el fotón “completo” acaba siendo detectado en D1.

En la Figura 5, puede verse el caso en que se colocan varias bombas en la cavidad superior, una bomba detrás de cada divisor de haz. Al existir la posibilidad de ser absorbido por la bomba, el fotón ha de colapsar en alguna de las dos cavidades. Puesto que el fotón comienza en la cavidad inferior, y dado que $R \gg T$, entonces la probabilidad de colapsar en la cavidad superior es prácticamente nula. Esto significa que la probabilidad de que el fotón sea absorbido por la bomba y que, como resultado, ésta explote, es despreciable.

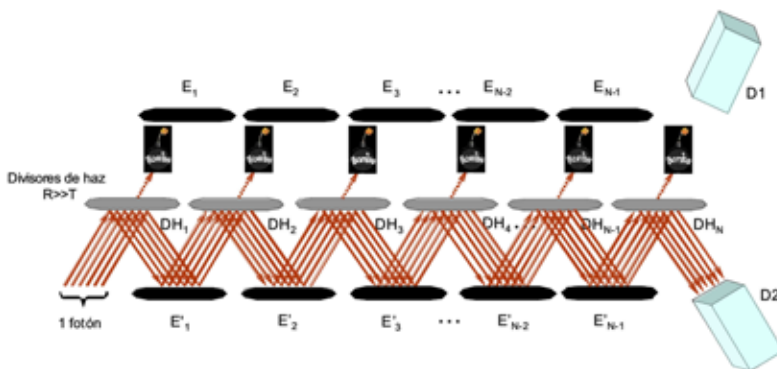


Figura 5

No es necesario hacer de nuevo todos los cálculos. Es fácil ver que el divisor de haz DH_1 y la bomba llevan al proceso que se muestra a continuación:

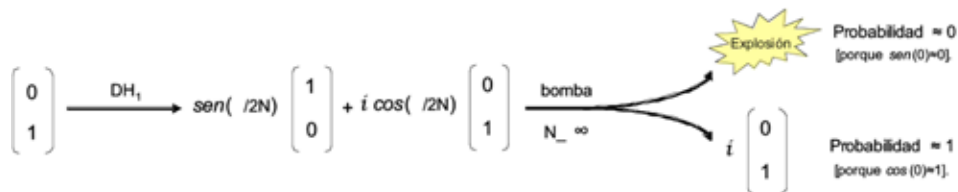


Figura 6

Se puede ver que el dispositivo experimental ideal es aquel en el que hay infinitas interacciones “potenciales” entre el fotón y el detonador, y ninguna “real”. En otras palabras, un conjunto infinito de repeticiones del QZE es el que asegura que la probabilidad de una interacción real entre el fotón y la bomba sea infinitesimal.

La aplicación del QZE a los dispositivos IFM puede generalizarse para el mundo de la computación cuántica. Por medio de los mismos procedimientos descritos, los físicos han predicho (Mitchison y Josza, 2001) y demostrado experimentalmente (Hosten et al., 2006) que es posible conocer el resultado de un algoritmo sin necesidad de hacerlo funcionar. Lo único imprescindible para que el algoritmo sea ejecutado *contrafácticamente* es que dicho algoritmo sea “potencialmente ejecutable”. Sin embargo, no trataremos aquí este asunto.

1. Aproximación filosófica

Examinemos más detalladamente el término “contrafáctico” que se aplica a esta serie de experimentos mecánico-cuánticos, como el problema de la comprobación (*testing problem*) de bombas de Elitzur-Waidman (Elitzur y Waidman 1993; Penrose 1994) y los denominados dispositivos de medida libres de interacción –IFM– (Kwiat *et al.* 1995; Renninger 1960; Dicke 1981; Getzi 1998). Como se ha visto más arriba, en estos experimentos se puede determinar la presencia o la ausencia de un objeto opaco mediante una partícula de prueba (fotón) incluso si la interacción objeto-partícula no ha ocurrido *de hecho*. Debido a ello, este tipo de experimentos se ha denominado “contrafáctico” (*counterfactual – contrary to fact*), literalmente “contrario a los hechos”.

El enunciado condicional contrafáctico

“Contrafáctico” es una abreviatura de “enunciado condicional contrafáctico”. “Condicional” es el nombre que recibe la conectiva binaria ‘si...entonces’, simbolizada con el signo lógico ‘ \rightarrow ’. Esta conectiva expresa una forma de componer un enunciado binario, que relaciona dos enunciados de la forma: $(p \rightarrow q)$, donde p es el antecedente y q el consecuente y que se lee ‘si p , entonces q ’. La verdad del condicional se decide en función de la verdad de su contenido material, esto es, de los hechos o situaciones que se expresan en el antecedente y en el consecuente. Los posibles valores de verdad de un enunciado condicional se suelen representar en la tabla siguiente:

p	q	$p \rightarrow q$
1	1	1
1	0	0
0	1	1
0	0	1

Tabla 1.
Donde 1 es “verdadero” y 0 es “falso”

En la última fila tenemos el caso especial, en el que tanto el antecedente como el consecuente son falsos, mientras que el enunciado condicional que componen es verdadero. Este es el caso del condicional *contrafáctico*, que se puede definir como un enunciado condicional que contiene la noción de posibilidad (de algo que no ha ocurrido de hecho), expresada gramaticalmente por la introducción del subjuntivo. Por ejemplo:

“Si César no hubiera cruzado el Rubicón, entonces otra hubiera sido la suerte de Roma”

Precisamente el subjuntivo nos indica que el antecedente del contrafáctico es falso, va “contra los hechos”; si hubiera sido verdadero no nos haría falta utilizar el subjuntivo y tendría que ser verdadero también el consecuente que, sin embargo, es falso.

“Contrafacticidad” en los experimentos “libres de interacción” (IFM)

Se considera que en los fenómenos calificados como “contrafácticos” o de “contrafacticidad” los hechos que tienen lugar están expresados por un enunciado condicional contrafáctico. Mitchison y Josza (2001, p. 1175) lo expresan de la siguiente forma:

There is a set of remarkable phenomena that seem to be special to quantum mechanics. Their common theme is *counterfactuality*: the fact that an event might have happened enables one to obtain an information about that event, even though it did not actually take place.

Vaidman (2008, p. 1) afirma que:

Physics yields conditionals: “If A_i , then B_j ”. The reason why in some cases these conditionals are considered to be counterfactual is that several conditionals with incompatible premises A_i are considered with regard to a single system.

El mismo Vaidman y otros (Hosten, Kwiat, Rakher, Barreiro, Peters) hablan de “counterfactual computation” como “the potential outcome of quantum computation can be inferred, even if the computer did not run”.

Lo que se afirma en todos estos casos es que obtenemos un resultado sin que hayan ocurrido los hechos necesarios para obtenerlo, lo que estaría expresado en un condicional contrafáctico. Para poder confirmar que, efectivamente, en los experimentos que nos ocupan se está dando una comprobación o medición “contrafáctica” debemos determinar que el condicional contrafáctico es *verdadero* para el experimento en que obtenemos el resultado esperado, el cual decimos que hemos obtenido “contrafácticamente”.

Tomemos la detección de la presencia de una bomba (Figura 3) donde se da una *medida* (detección de la bomba) *libre de interacción* (bomba-fotón). El condicional contrafáctico correspondiente se expresaría de la siguiente forma:

Si	“el fotón hubiera impactado (en la bomba)”	entonces	“la bomba habría explotado”
Si	(antecedente) p_{impacto}	\rightarrow	(consecuente) $q_{\text{explosión}}$

Que vamos a representar, de aquí en adelante, de la siguiente forma:

$$P_{\text{impacto}} \rightarrow q_{\text{explosión}}$$

El resultado que, dentro del experimento, se ha calificado como “contrafáctico” y que hace verdadero este condicional es el correspondiente a la detección del fotón en D2, con un estado $i \uparrow$ y una probabilidad igual a $1/4$, como se sigue de la ecuación que expresa el estado de superposición final:

$$|\text{fotón}\rangle_{\text{después de DH2}} = (-1/2) |-\rangle + (i/2) |\uparrow\rangle + (1/\sqrt{2}) |\text{abs}\rangle$$

“ $p_{\text{impacto}} \rightarrow q_{\text{explosión}}$ ” es contrafáctico *para el resultado D2* porque, si atendemos al contenido material (las situaciones o hechos concretos) del condicional, ni el antecedente p (“si el fotón hubiera impactado”) ni el consecuente q (“la bomba habría explotado”) han ocurrido. Este resultado es posible únicamente si la bomba *está* presente pero el fotón no ha interactuado con ella y, por lo tanto, no ha sido absorbido. En este caso, dado el condicional:

$$p_{\text{impacto}} \rightarrow q_{\text{explosión}}$$

y habiendo impactado el fotón en D2, por lo que:

$$\text{el fotón no ha impactado en la bomba} \rightarrow \text{por lo tanto } \neg p_{\text{impacto}}$$

$$\text{la bomba no ha explotado} \rightarrow \text{por lo tanto } \neg q_{\text{explosión}}$$

entonces debemos concluir que, siendo el antecedente y el consecuente *falsos*, el condicional es *verdadero*, puesto que, lo que enuncia el contenido material del condicional, no ha ocurrido *de hecho*.

Sin embargo, la mera verdad del condicional contrafáctico $p_{\text{impacto}} \rightarrow q_{\text{explosión}}$ *no nos permite* concluir la presencia de la bomba. Es decir, si el contrafáctico no va unido al resultado “impacto en D2”, no podemos afirmar que hemos llegado “contrafácticamente” a la detección de la presencia de la bomba. Veamos por qué.

Cuando, finalmente, alcanzamos el estado de superposición final del fotón tras DH2:

$$|\text{fotón}\rangle_{\text{después de DH2}} = (-1/2) |-\rangle + (i/2) |\uparrow\rangle + (1/\sqrt{2}) |\text{abs}\rangle,$$

la ecuación muestra (como se ha dicho anteriormente) que, al tomar los cuadrados de los argumentos de los distintos términos, $(-1/2)^2$, $(i/2)^2$ y $(1/\sqrt{2})^2$, obtenemos que el fotón tiene, respectivamente, una probabilidad $1/4$ de ser detectado en D1, una probabilidad $1/4$ de ser detectado en D2, y una probabilidad $1/2$ de ser absorbido por la bomba. Esquemáticamente:

1. Estado $|\text{abs}\rangle$: fotón camino 1 \rightarrow bomba explota.
Probabilidad ($|\text{abs}\rangle$) = $1/2$
2. Estado $|-\rangle$: fotón camino 2 \rightarrow se transmite en DH2, impacta en D1.
Probabilidad ($|-\rangle$) = $1/4$
3. Estado $i|\uparrow\rangle$: fotón camino 2 \rightarrow se refleja en DH2, impacta en D2.
Probabilidad ($i|\uparrow\rangle$) = $1/4$

Puesto que la finalidad del experimento es determinar contrafácticamente si *está* o *no* la bomba, debemos añadir una situación más: aquella en la que la bomba no está presente y el fotón acaba detectado en D1. Es la situación representada por la Figura 2 (el experimento IFM descrito por Elitzur y Vaidman). Por lo tanto, tenemos una cuarta situación final:

4. Estado $-\mid\rightarrow\rangle$: fotón caminos 1 y 2 \rightarrow superposición constructiva después de DH2, impacta en D1.
 Probabilidad $(-\mid\rightarrow\rangle) = 1$

Formulemos los condicionales correspondientes a las cuatro situaciones finales, atendiendo a la posibilidad de la presencia o ausencia de la bomba:

1. Estado $|abs\rangle$. Probabilidad $(|abs\rangle) = 1/2$.
 Condicional $|abs\rangle$: “si el fotón impacta (en la bomba), la bomba explota”
2. Estado $-\mid\rightarrow\rangle$. Probabilidad $(-\mid\rightarrow\rangle) = 1/4$.
 Condicional $-\mid\rightarrow\rangle$: “si el fotón se transmite en DH2, impacta en D1”
3. Estado $i\mid\uparrow\rangle$. Probabilidad $(i\mid\uparrow\rangle) = 1/4$.
 Condicional $i\mid\uparrow\rangle$: “si el fotón se refleja en DH2, impacta en D2”
4. Estado $-\mid\rightarrow\rangle$. Probabilidad $(-\mid\rightarrow\rangle) = 1$.
 Condicional $-\mid\rightarrow\rangle$: “si el fotón sigue los caminos 1 y 2, impacta en D1”

Si simplificamos los estados del fotón atendiendo a qué caminos sigue dentro del experimento podemos representar las situaciones anteriores en forma de tabla, como sigue:

		Camino 1	Camino 2	
		Fotón $-\mid\rightarrow\rangle$	Fotón $-\mid\rightarrow\rangle$	Fotón $i\mid\uparrow\rangle$
bomba	sí	explosión	D1	D2
	no	D1	D1	X

Tabla 2

Por un lado, la única situación en la que hay interacción del fotón con la bomba es en la que se da la explosión (casilla “explosión”); por otro lado, la única situación en la que la bomba está presente, el fotón no interacciona con ella y da un resultado distinto a todos los demás es el impacto en D2 (casilla “D2”). El resultado “D2” corresponde así a lo que se suele denominar *detección contrafáctica* (de la presencia de un objeto opaco en el dispositivo del experimento) porque contiene el condicional contrafáctico $p_{\text{impacto}} \rightarrow q_{\text{explosión}}$.

No obstante, fijémonos en que el resultado “D2” no corresponde unívocamente al condicional contrafáctico $p_{\text{impacto}} \rightarrow q_{\text{explosión}}$; atendiendo al contenido material del condicional, las situaciones cuyo resultado es “D1” *a priori* (sin saber si la bomba está presente o no) hacen verdadero el mismo contrafáctico, ya que hacen falso sus antecedente y su consecuente. En ninguna de las tres situaciones que llevan al resultado “D1”, el fotón ha impactado en la bomba ($\neg p_{\text{impacto}}$) ni la bomba ha explotado ($\neg q_{\text{explosión}}$). Esto es así porque no sabemos si la bomba está presente o no; en el caso de que lo supiéramos, de los tres resultados “D1” sólo sería válido para el condicional contrafáctico el correspondiente a:

$$D1 = (\text{bomba sí}) + (\text{camino 2; fotón } -\mid\rightarrow\rangle)$$

Por consiguiente, podemos concluir que si nos halláramos ante el experimento de Elitzur y Vaidman *desconociendo* la presencia o ausencia de la bomba, y una vez lanzado el fotón obtuviésemos el resultado “D1”, podríamos afirmar con absoluta certeza que

el *contrafáctico* si “el fotón hubiera impactado (en la bomba), entonces la bomba habría explotado” es verdadero, pero no podríamos afirmar que ha tenido lugar una *detección contrafáctica*, es decir, una detección que incluye una situación expresada en un condicional contrafáctico verdadero, porque no hemos obtenido información sobre la presencia o ausencia de la bomba.

Por lo tanto, a la hora de calificar como “contrafácticos” la obtención de resultados consideramos que se debe distinguir entre:

- Resultados contrafácticos *no-informativos* (en la Tabla 2, el resultado D1) que *hacen verdadero* el condicional contrafáctico formulado para el experimento en cuestión, que *no* arrojan el resultado buscado.
- Resultados contrafácticos *informativos* (en la Tabla 2, el resultado D2) que *hacen verdadero* el condicional contrafáctico formulado para el experimento en cuestión y además *sí* arrojan el resultado buscado.

Mitchison y Josza (cita más arriba) afirman que la contrafactividad consiste en que, el hecho de que un suceso pueda suceder nos permite obtener información sobre ese suceso, aunque, de hecho, no haya ocurrido. Esta afirmación se refiere al resultado contrafáctico informativo, y es válida para el resultado D2 de la Tabla 2. Vaidman hemos visto que considera que, en física, los condicionales se convierten en contrafácticos cuando varios condicionales con premisas incompatibles A_i (esto es, antecedentes incompatibles) se asocian a un único sistema. Aquí Vaidman hace referencia únicamente a los posibles condicionales formulables sobre un sistema (experimento), pero no los liga con la obtención del resultado buscado (detectar la presencia o ausencia de un objeto). En lo que se refiere a la computación contrafáctica –obtener el resultado de un algoritmo sin hacerlo funcionar de hecho- efectivamente se pretende relacionar el contrafáctico con un resultado buscado, lo que hemos denominado un resultado “informativo”.

Desde esta perspectiva, consideramos que se debe aplicar con cautela el calificativo “contrafáctico” o hablar de “contrafactividad” en los experimentos que implican mediciones libres de interacción, y especificar que lo que se está buscando es un *resultado contrafáctico informativo*; puesto que, como se ha mostrado, no siempre que se verifique un condicional contrafáctico ha tenido lugar una detección o proceso de medida contrafácticos.

Bibliografía

- Agüero G., Urtubey L. y Vera Murúa D., eds. (1989). *Conceptos, creencias y racionalidad*. Serie Filosofía Teórica.
- Deaño, A. (1987). *Introducción a la lógica formal*. Madrid: Alianza Editorial.
- Dicke, R.H. (1981). "Interaction-free quantum measurements –a paradox", *American Journal of Physics* 49, 925-930.
- Elitzur, A. y Vaidman, L. (1993). "Quantum Mechanical Interaction-Free Measurements", *Foundations of Physics* 23 (7), 987-997.
- Geszti, T. (1998). "Interaction-free measurement and forward scattering", *Physical Review A* 58, 4206-4209.
- Grünbaum, A. (1967). *Modern Science and Zeno's Paradoxes*, Middletown, Connecticut: Wesleyan University Press.
- Home, D. y Whitaker, M.A.B. (1992). "A critical re-examination of the quantum Zeno paradox", *Journal of Physics A: Math. Gen.* 25, 657-664.
- Hosten, O., Rakher, M.T., Barreiro, J.T., Peters, N.A. y Kwiat, P.G. (2006). "Counterfactual quantum computation through quantum interrogation", *Nature* 439, 949-952.
- Kwiat, P.G., Weinfurter, H., Herzog, T., Zeilinger, A. y Kasevich, M.A. (1995). "'Interaction free' measurement", *Physical Review Letters* 74, 4673-4766.
- Kwiat, P.G., White, A.G., Mitchell, J. R., Nairz, O., Weihs, G., Weinfurter, H. y Zeilinger, A. (1999). "High-Efficiency Quantum Interrogation Measurements via the Quantum Zeno Effect", *Physical Review Letters* 83 (23), 4725-4728.
- Misra, B. y Sudarshan, E.C.G. (1977). "The Zeno's paradox in quantum theory", *Journal of Mathematical Physics* 18 (4), 756-763.
- Mitchison, G. y Josza, R. (2001). "Counterfactual Computation", *Proceedings of the Royal Society of London A* 457, 1175-1193.
- Penrose, R. (1994). *Shadows of the mind*. Oxford University Press.
- Renninger, M. (1960). "Messungen ohne Störung des Mesobjekts", *Z. Phys.* 158, 417-420.
- Salmon, W. C., ed. (1970). *Zeno's Paradoxes*, The Bobbs-Merrill Company.
- Vaidman, L. (2003). "The Meaning of the Interaction-Free Measurements", *Foundations of Physics* 33 (3), 491-510.