

# Demostración experimental de la existencia de un fotón.

Juan David Salamanca Castillo\* and Angélica Herrera Alba\*\*

Universidad de los Andes, Bogotá, Colombia.

(Dated: 9 de junio de 2021)

El objetivo del proyecto fue dar una prueba inequívoca de la naturaleza corpuscular de la luz. El efecto fotoeléctrico suele pensarse como la explicación a la corpuscularidad de la luz. En este proyecto, se demostró teóricamente que el efecto fotoeléctrico puede ser explicado mediante el uso de una teoría con ondas electromagnéticas clásicas interactuando con un átomo con niveles cuánticos. Por esta razón, es necesario encontrar otra explicación a la existencia de fotones, y para esta labor se buscó medir la de función de correlación de segundo orden  $g^2(\tau = 0)$ . Se exponen los resultados del artículo *Coherence measures for heralded single-photon sources* [1], los cuales arrojaron un valor experimental de  $g^{(2)}(0) = 0,0781 \pm 0,0005$ , el cual demuestra efectivamente que lo medido es un fenómeno cuántico y no clásico; es decir, se mide la naturaleza corpuscular de la luz, la existencia del fotón.

## I. INTRODUCCIÓN

En el siglo XX, Albert Einstein logró explicar de manera satisfactoria el efecto fotoeléctrico introduciendo el concepto de los corpúsculos de luz usando la teoría de Planck [2]. Sin embargo, esta explicación no es completa, ya que dicho fenómeno puede ser explicado mediante el uso de una teoría semi-clásica de la luz. Se demostrará esto, y que por ende el efecto fotoeléctrico no es la explicación inequívoca de la existencia de fotones, ya que estos necesitan un fenómeno netamente cuántico para su demostración. Por esta razón, es necesario estudiar un comportamiento de la luz que no tenga una explicación mediante la teoría clásica de campos, y para esto es necesario introducir teoría de perturbaciones dependientes del tiempo. Para lograr este objetivo, se buscó medir una cantidad que cumpliera estos requerimientos. Dicha cantidad es conocida como la función de correlación de segundo orden, o  $g^{(2)}(\tau)$ .

### A. Marco teórico

#### 1. Efecto fotoeléctrico

La primera demostración de que el efecto fotoeléctrico se puede explicar por medio de una teoría semi-clásica de campos fue dada por Lamb & Scully en 1969 [3][4]. Ellos demostraron teóricamente por medio de este modelo, tomando al campo electromagnético como un campo clásico y a los átomos con comportamiento cuántico. Siguiendo la demostración de este artículo, se considera un campo electromagnético oscilatorio (tomado clásicamente) que perturba a un átomo (tomado

cuánticamente). Esta situación se muestra en la figura 1.

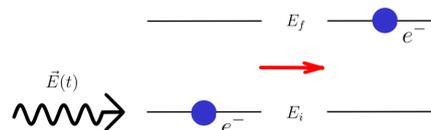


Figura 1. Representación de un campo electromagnético clásico oscilante interactuando con un electrón de un átomo en un estado cuántico de energía  $E_i$ . La perturbación del campo electromagnético genera un salto energético del estado  $E_i$  al estado  $E_f$ .

La energía del electrón mostrado en esta figura está dada por [5]:

$$\hat{V}(t) = \hat{v}e^{i\omega t} + \hat{v}^\dagger e^{-i\omega t}, \quad (1)$$

en el cual  $\hat{v} = E_0 \hat{d}$ , donde  $\hat{d}$  es el operador momento dipolar del átomo y  $E_0$  es la amplitud de campo electromagnético oscilante, y  $\omega$  es la frecuencia este campo.

En este punto se hace necesario introducir teoría de perturbaciones dependientes del tiempo.

#### 2. Teoría de perturbación dependiente del tiempo

Según esta teoría, la probabilidad de que un sistema pase de un estado inicial  $|\psi_i\rangle$  a un estado final  $|\psi_f\rangle$ , en presencia de una energía dada por  $\hat{V}(t)$  está dada por

$$P_{if}(t) = \left| -\frac{i}{\hbar} \int_0^t \langle \psi_f | \hat{V}(t') | \psi_i \rangle e^{i\omega_{fi}t'} dt' \right|^2. \quad (2)$$

En esta ecuación, el cambio de frecuencia está dado por  $\omega_{fi} = \frac{E_f - E_i}{\hbar}$ . Ahora, introduciendo la expresión 1

\* Correo institucional: jd.salamanca@uniandes.edu.co

\*\* Correo institucional: a.herrera1@uniandes.edu.co

en la ecuación 2, se llega a:

$$P_{if}(t) = \frac{4}{\hbar^2} \left[ |\langle \psi_f | \hat{\nu} \rangle|^2 \frac{\sin^2\left(\frac{(\omega_{fi} + \omega)t}{2}\right)}{(\omega_{fi} + \omega)^2} + |\langle \psi_f | \hat{\nu}^\dagger \rangle|^2 \frac{\sin^2\left(\frac{(\omega_{fi} - \omega)t}{2}\right)}{(\omega_{fi} - \omega)^2} \right]. \quad (3)$$

Esta probabilidad obtenida tiene dos picos de resonancia en  $\omega_{fi} = \pm\omega$ , dados por los términos de esta suma. En la figura 2 se puede observar la forma de la distribución de probabilidad diferenciando entre el término de absorción y de emisión estimulada.

Por otro lado, teniendo en cuenta la tasa de absorción o emisión por unidad de tiempo definida como  $\Gamma_{if} = \frac{P_{if}}{t}$ , se puede hacer tender el tiempo a infinito ya que los tiempos de exposición son mucho más grandes que los necesarios para que se haga una transición en los niveles atómicos. Al hacer esto, esta tasa de transición toma la forma de:

$$\Gamma_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \left[ |\langle \psi_f | \hat{\nu} \rangle|^2 \delta(E_f - E_i + \hbar\omega) + |\langle \psi_f | \hat{\nu}^\dagger \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \right], \quad (4)$$

en donde ya que estamos interesados en la absorción del sistema, entonces como la energía que absorbe el sistema es  $E_f = E_i + \hbar\omega$ , el término de absorción es el de la derecha de la ecuación (4). Reemplazando  $\langle \psi_f | \hat{\nu}^\dagger | \psi_i \rangle = E_0 |d|$  y pasando al continuo para tener en cuenta todas las transiciones posibles, se llega a la expresión de tasa de transición total. Con esta, se calcula la probabilidad total de transición, resultando que esta es:

$$P_{Total} = I\eta t, \quad (5)$$

en donde  $I = E_0^2$  es la intensidad de la onda electromagnética incidente, y  $\eta$  es la constante asociada a la eficiencia del detector, dada por  $\eta = \frac{\pi}{\hbar} \eta(E_i + \hbar\omega) |d(E_i + \hbar\omega)|^2$ .

Esto indica que la probabilidad de que un electrón sea liberado de un átomo aumenta linealmente con el tiempo cuando una onda electromagnética clásica incide sobre él. En conclusión, no es necesario que existan los fotones para que exista el efecto fotoeléctrico ya que es posible explicarlo mediante el uso de campos clásicos. Por esta razón, se debe encontrar otra manera de demostrar la existencia de fotones. Esto se realiza por medio de un experimento que mida la función de correlación de segundo orden  $g^{(2)}(\tau)$ .

### 3. Función de correlación de segundo orden

La función de correlación de primer orden mide la correlación existente entre dos campos eléctricos al incidir en un detector. La función de correlación de segundo orden  $g^{(2)}(\tau)$  mide la correlación existente entre dos intensidades de luz al incidir cada una en un detector distinto. Los pioneros del desarrollo de experimentos de medición de la función de correlación de segundo orden fueron Hanbury Brown y Twiss en 1950 [6].

La función de coherencia de segundo orden,

$$g^{(2)}(x_1, x_2; x_2, x_1) = \frac{G^{(2)}(x_1, x_2; x_2, x_1)}{G^{(1)}(x_1, x_1)G^{(1)}(x_2, x_2)}, \quad (6)$$

donde  $G^{(1)}$  y  $G^{(2)}$  son las funciones de correlación de primer y segundo orden respectivamente. Estas funciones de correlación se definen de la siguiente manera:

$$G^{(1)}(x, x) = \text{Tr} \left[ \hat{\rho} \hat{E}^{(-)}(x) \hat{E}^{(+)}(x) \right] \quad (7)$$

$$G^{(2)}(x_1, x_2; x_2, x_1) = \text{Tr} \left[ \hat{\rho} \hat{E}^{(-)}(x_1) \hat{E}^{(-)}(x_2) \right.$$

$$\left. \hat{E}^{(+)}(x_2) \hat{E}^{(+)}(x_1) \right] \quad (8)$$

teniendo en cuenta la medición en dos detectores a una distancia fija, se define de la siguiente forma:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{E}^-(t) \hat{E}^-(t+\tau) \hat{E}^+(t+\tau) \hat{E}^+(t) \rangle}{\langle \hat{E}^-(t) \hat{E}^+(t) \rangle \langle \hat{E}^-(t+\tau) \hat{E}^+(t+\tau) \rangle}, \quad (9)$$

en donde  $\tau$  es el tiempo entre medidas. Es de especial interés el caso cuando  $\tau = 0$ , ya que si se introducen ondas clásicas en la ecuación 9, se obtiene que  $g^{(2)}(0) = 1$ . Por otro lado, si se introducen campos cuánticos correspondientes a fotones individuales, es decir estados de Fock, se tiene que  $g^{(2)}(0) = 0$  [4]. La medida de la función de coherencia de segundo orden refleja una evidente diferencia entre los campos clásicos y los campos cuánticos.

### 4. Instrumentos ópticos experimentales

Para el artículo que se tomó como base de este trabajo, primero se hace necesario entender algunos elementos ópticos usados en el montaje experimental. Para la producción de luz, se hace necesario usar un láser de bombeo, ya que facilita manejar la intensidad y control temporal sobre la cantidad de fotones emitidos [7].

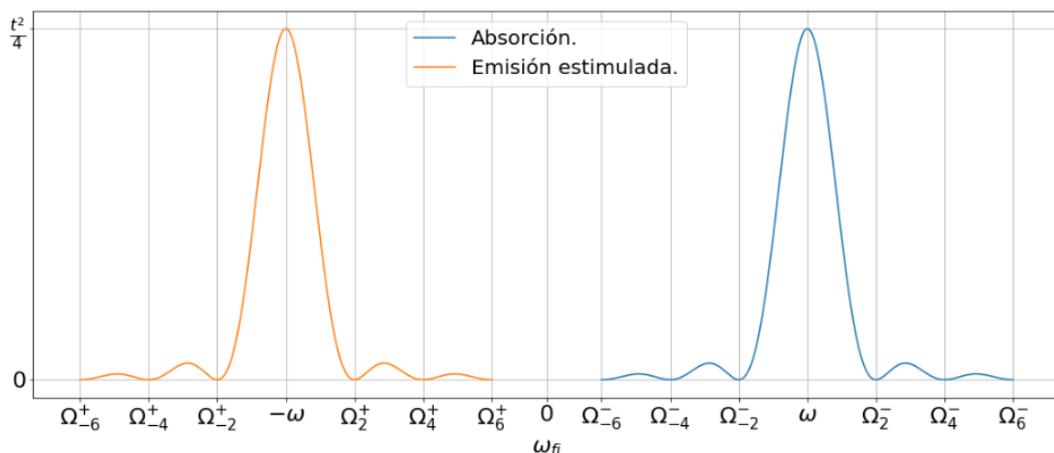


Figura 2. Forma de la distribución de probabilidad dependiendo de la frecuencia  $w_{fi}$  asociada a la diferencia de energías en el estado inicial y el estado final.

Adicionalmente, en este experimento se usa un cristal no lineal de tipo II, el cual permite ser usado como fuente de pares de fotones enlazados, ya que funciona por el fenómeno de conversión paramétrica descendente espontánea (del inglés ‘spontaneous parametric down-conversion’, SPDC). Este fenómeno genera un cambio en la frecuencia de la luz incidente, en donde un fotón incidente es convertido en un par de fotones hijos, cada uno con la mitad de la frecuencia del fotón incidente [7].

De manera clásica, esto quiere decir que un rayo de luz incide sobre este cristal no lineal, y por medio del fenómeno SPDC, resultan dos rayos de luz, cada uno con la mitad de la frecuencia del incidente. Este par de fotones se conocen como fotones enredados. Los dos fotones hijos se conocen como fotón *idler* y *signal* (fotón anunciado) [8]. En un cristal no lineal tipo II, los dos fotones enredados resultantes del fenómeno de SPDC tienen polarizaciones ortogonales [9].

Por último, también se usa un 50:50 beam splitter (BS) y un polarizador (PBS), en donde el primero transmite con 50% probabilidad la luz y con 50% de probabilidad la refleja. El PBS es un dispositivo que transmite polarización  $p$  y refleja polarizaciones tipo  $s$  [7].

## II. MARCO EXPERIMENTAL

Para la demostración experimental, se tomó como base el paper de 2009 titulado *Coherence measures for heralded single-photon sources*, de E. Bocquillon, C. Couteau, et al. (ref. [1]), con el cual exponemos sus resultados experimentales de la medición de  $g^{(2)}(\tau)$ .

Para esta labor, el montaje experimental usado se

muestra en la figura 3. En este, la fuente de luz fue un pump láser de 405 nm, que se hizo incidir en un cristal no lineal tipo II, conocido como cristal PPKTP (Cristal periódicamente polarizado hecho de  $\text{KTiOPO}_4$ ), el cual fue diseñado para que funcionara como un SPDC de tipo II [1]. Seguidamente, se hace pasar por un beam splitter polarizador (PBS), el cual genera dos posibles modos espaciales para los rayos de luz. De esta manera, el fotón *idler* llega a un detector de un solo fotón, anunciando así que el fotón *signal* llegó a algunos de los otros dos detectores mostrados en la figura 3.

El beam splitter presente en el camino óptico del haz *signal*, es usado para detectar el número de fotones en ambos detectores, en tiempos  $\tau = 0$  (simultáneos), o con desfase de tiempo. Con esta medición, se puede hacer el conteo de los fotones incidentes en cada detector, y si con  $\tau = 0$  solo se cuenta un fotón por detector, entonces se puede evidenciar la existencia del fotón, hallando la correlación entre las dos medidas del conteo de fotones (función de correlación).

Los fotones se detectan haciendo uso de módulos de conteo de un solo fotón (SPCMs), los cuales usan acopladores fibra a fibra (FCC) para su acople con los cables de los detectores.

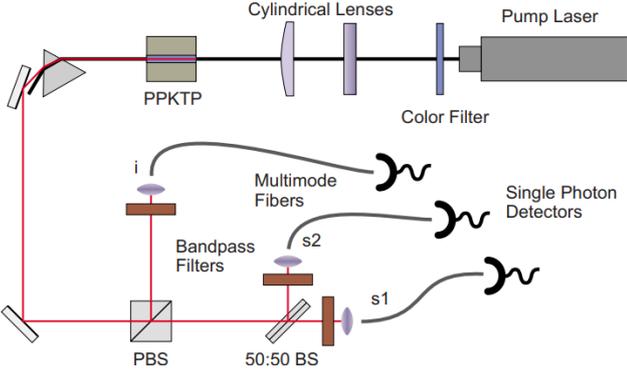


Figura 3. Montaje experimental del artículo base. Aquí, PPKTP hace referencia al cristal no lineal tipo 2 usado para el fenómeno de SPDC, PSM al beam splitter polarizador y 50:50 BS al beam splitter que tiene 50% probabilidad de reflejar o de transmitir el rayo incidente. Tomado de [1].

### III. RESULTADOS Y ANÁLISIS

En el artículo en el que nos basamos, se tomó un intervalo de tiempo dado por  $[t + \tau - \tau_{coin}, t + \tau + \tau_{coin}]$ , en donde  $2\tau_{coin}$  es el tiempo entre el conteo del rayo *idle* y el tiempo  $t$  del conteo del rayo *signal*. Este valor es llamado como ancho de ventana entre medidas. El delay entre estas medidas es denotado como  $\tau$  [1]. Tomando varios anchos de ventana, se logra ver cómo cambia el comportamiento de la función de correlación de segundo orden, en donde a menor ancho de ventana,  $g^{(2)}(\tau)$  toma un valor más cercano al teórico  $g^{(2)}(\tau) = 0$  para fenómenos cuánticos. Gráficas de las mediciones hechas en el artículo variando  $2\tau_{coin}$  se encuentran en la figura 4.

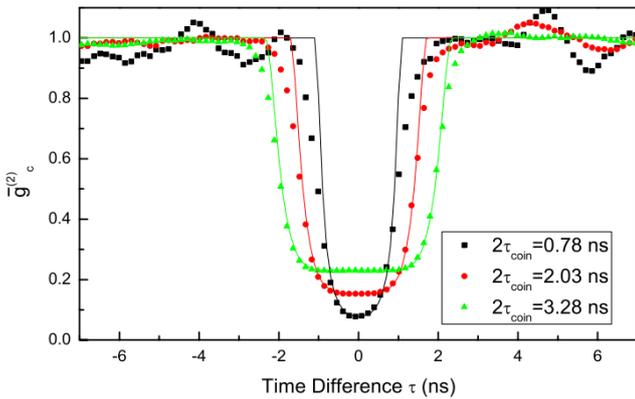


Figura 4. Medidas de la función de correlación de segundo orden para diferentes anchos de ventana entre mediciones. Tomada de [1]

Por otro lado, la figura 5 muestra como varía la fun-

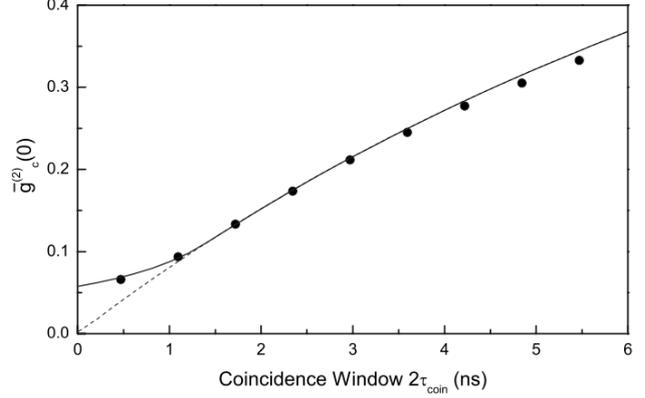


Figura 5. Comportamiento de la función de correlación de segundo orden con respecto al ancho de la ventana entre mediciones. Tomada de [1]

ción de correlación con respecto a la variación de  $2\tau_{coin}$ , en donde es apreciable que esta se aleja del valor teórico 0 a mayor ancho de ventana, lo cual se explica debido a que en ambos detectores si no se toman medidas muy cercanas a ser simultáneas, se encontraran varios fotones que llegaron a ambos detectores en el mismo ancho de banda, lo cual

### IV. CONCLUSIONES

La función de correlación de segundo orden  $g^{(2)}(\tau)$  se puede medir correctamente haciendo uso de un montaje experimental como el mostrado en la figura 3, en donde son necesarios elementos ópticos tales como un láser de bombeo, un BS, SPCMs, entre otros ya mencionados. Esta función de correlación en el paper base que tomamos, dio como resultado  $g^{(2)}(0) = 0,0781 \pm 0,0005$ , para un ancho de ventana de  $2\tau_{coin} = 0,78 \text{ ns}$ , un delay de  $\tau = 0,35 \text{ ns}$  y una tasa de generación de fotones del SPDC dada por  $R_{SPDC} = 43 \text{ MHz}$  [1]. La evidencia experimental muestra que efectivamente la luz está compuesta por fotones y ya que tiene un comportamiento que no puede ser explicado clásicamente.

- 
- [1] E Bocquillon, C Couteau, M Razavi, R Laflamme, and G Weihs. Coherence measures for heralded single-photon sources. *Physical Review A*, 79(3):035801, 2009.
- [2] Albert Einstein. On a heuristic point of view about the creation and conversion of light. 1905.
- [3] Willis E Lamb Jr and Marlan O Scully. The photoelectric effect without photons. *Center For Theoretical Studies*, 1968.
- [4] JJ Thorn, MS Neel, VW Donato, GS Bergreen, RE Davies, and M Beck. Observing the quantum behavior of light in an undergraduate laboratory. *American journal of physics*, 72(9):1210–1219, 2004.
- [5] Zettili Nouredine. *Quantum Mechanics: Concepts and Applications*. John Wiley Sons, Ltd, 2009.
- [6] R Hanbury Brown and Richard Q Twiss. Correlation between photons in two coherent beams of light. *Nature*, 177(4497):27–29, 1956.
- [7] Hans-Albert Bachor, Timothy C Ralph, St Lucia, and Timothy C Ralph. *A guide to experiments in quantum optics*. Wiley- VCH, 2010.
- [8] Mark Beck. *Quantum Mechanics Theory and Experiments*. Oxford University Press, Inc, New York, 2012.
- [9] Shigeki Takeuchi. Beamlike twin-photon generation by use of type ii parametric downconversion. *Optics letters*, 26(11):843–845, 2001.

Alejandra Valencia

**Firma del profesor asesor**

Alejandra Catalina Valencia Gonzalez, PhD.