

Conteo de fotones

Pablo Martin Olivar. Carlos Alberto Prado.

Laboratorio 5. Departamento de Física.
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
- 2° cuatrimestre de 2015 -

En el presente trabajo se estudia la estadística de llegada de fotones a un fotomultiplicador. Se usaron como fuentes un laser de He-Ne incidiendo directamente, e incidiendo sobre un disco esmerilado rotante, que simulo una fuente térmica. Se definió un umbral de voltaje para descartar mediciones de ruido, y se obtuvieron histogramas de la llegada de fotones para ambas fuentes. Se compararon con el modelo teórico, de estadísticas de Poisson y Bose-Einstein, y se observo una concordancia con el mismo.

(I) Introducción

Tubo fotomultiplicador

Un tubo fotomultiplicador (fotomultipliertube, "PMT") consiste en un fotocátodo, un multiplicador de electrones, compuesto por varios dinodos y un ánodo.

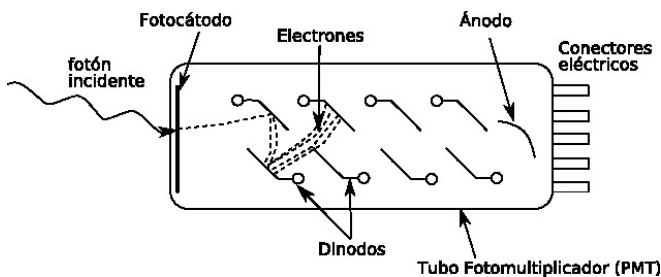


Figura 1: Disposición de los distintos componentes de un tubo fotomultiplicador ("PMT").

Cuando la luz entra al fotocátodo, éste emite electrones, que luego son multiplicados en los dinodos, y finalmente son colectados en el ánodo.

Conteo de fotones

En el caso analógico, una gran cantidad de fotones inciden en el PMT, y como resultado, los fotoelectrones son emitidos por el fotocátodo. Los fotoelectrones multiplicados por los dinodos son recogidos en el ánodo como pulsos de salida. Cuando el intervalo temporal entre pulsos es más corto que el ancho de cada uno, los pulsos de salida se superponen entre sí, y se ve una corriente eléctrica con fluctuaciones de tipo *shotnoise*.

En el modo digital, la intensidad de luz es suficientemente baja como para que los fotones

incidentes estén bien separados temporalmente, y los pulsos de salida del ánodo sean discretos. La cantidad de pulsos de salida es proporcional

a la cantidad de luz incidente. Este método se conoce como *conteo de fotones*.

En un experimento de conteo de fotones, cada pulso es identificado como un fotón, y se lo registra como una cuenta. Al realizar una medición de un gran número de cuentas se puede obtener la estadística del número de fotones por unidad de tiempo. Esto da información sobre la naturaleza de la fuente de luz que se está utilizando.

Teoría semiclásica de la detección óptica

Los detectores usados en la práctica miden intensidad de luz. El fotomultiplicador convierte la intensidad en pulsos de corriente eléctrica. Cuando un fotón llega al fototubo, éste emite un electrón (efecto fotoeléctrico). Este electrón a su vez produce más electrones libres hasta que la corriente sea detectable. La detección de cada pulso corresponde a una fotocuenta.

Consideramos al átomo en forma cuántica y al campo electromagnético en forma clásica. De esta manera, el fototubo convierte una intensidad clásica continua (promediada en un ciclo) en una sucesión de fotocuentas (discretas).

La tasa de ionización de los átomos del fotocátodo es proporcional a la intensidad. El número m de fotocuentas durante un tiempo de integración T da una medida de la intensidad. Al medir una gran cantidad de fotocuentas, los resultados se pueden expresar como una distribución de probabilidades $P_m(T)$, m fotocuentas en un tiempo T . El objetivo es

relacionar la distribución de las fotocuentas con las propiedades estadísticas de la luz.

Supongamos que la probabilidad por unidad de tiempo $p(t)$ de una fotoionización es proporcional a la intensidad promediada en un ciclo de oscilación del campo $\hat{I}(t)$. La probabilidad de que el haz de luz produzca una fotoionización, registrada como una única fotocuenta es:

$$p(t)dt = \varepsilon \hat{I}(t)dt. \quad (1)$$

ε representa la eficiencia del detector.

Sea $P_m(t, T)$ la probabilidad de que m fotocuentas ocurran entre t y $t+T$. La distribución $P_m(T)$ se calcula promediando $P_m(t, T)$ sobre un gran número de instantes iniciales t .

$$P_m(T) = \left\langle \frac{[\varepsilon \hat{I}(t, T)T]^m}{m!} \exp[-\varepsilon \hat{I}(t, T)T] \right\rangle. \quad (2)$$

La fórmula de Mandel (2) es un promedio estadístico sobre las fluctuaciones de intensidad $\hat{I}(t, T)$. $\hat{I}(t, T)$ es la intensidad de luz media que incide sobre el fototubo entre t y $t+T$. [1]

$$\hat{I}(t, T) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} dt' \hat{I}(t'). \quad (3)$$

La expresión de Mandel (2) es difícil de calcular en general. A continuación se analizan algunos casos particulares.

a) Onda clásica de amplitud estable

El caso en que la onda es clásica y estable, la intensidad es independiente del tiempo, es decir que no hay fluctuaciones de intensidad. Según (3) queda $\hat{I}(t, T) = \hat{I}$ y la expresión (2) queda:

$$P_m(T) = \frac{\langle m \rangle^m}{m!} e^{-\langle m \rangle}, \quad (4)$$

donde el número medio de fotocuentas es:

$$\langle m \rangle = \varepsilon \hat{I}T. \quad (5)$$

En este caso se obtiene una distribución de Poisson, dada por la expresión (4). [2]

b) Experimentos con tiempos de integración largos

Cuando la fuente de luz es de intensidad fluctuante y el tiempo de integración T es mucho más largo que el tiempo característico de las fluctuaciones, se obtiene también una

distribución de Poisson. La intensidad definida en (3) es independiente del instante inicial t , por lo que no hay necesidad de hacer promedios en (2). El número medio de cuentas está dado por (5), donde \hat{I} es en este caso la intensidad promediada a tiempos largos. La condición que debe cumplirse para obtener una distribución de Poisson es entonces: $T \gg \tau_c$, donde τ_c es el tiempo de coherencia o tiempo característico de la fuente.

c) Luz caótica con espectro de frecuencias Gaussiano

En el caso de que el tiempo de integración sea mucho más corto que el tiempo de coherencia de la fuente, la intensidad $\hat{I}(t, T)$ es prácticamente constante en el período T , y queda:

$$\hat{I}(t, T) = \hat{I}(t) \text{ para } T \ll \tau_c \quad (6)$$

La probabilidad de que una medición instantánea del promedio de intensidad en un ciclo esté entre $\hat{I}(t)$ y $\hat{I}(t) + d\hat{I}(t)$ es $p[\hat{I}(t)]d\hat{I}(t)$, con

$$p[\hat{I}(t)] = \frac{1}{\hat{I}} \exp[-\varepsilon \hat{I}(t)T]. \quad (7)$$

En este caso queda:

$$\begin{aligned} P_m(T) &= \frac{1}{\hat{I}} \int_0^\infty \exp\left[-\frac{\hat{I}(t)}{\hat{I}}\right] \frac{[\varepsilon \hat{I}(t)T]^m}{m!} \exp[-\varepsilon \hat{I}(t)T] d\hat{I}(t) \\ &= \frac{\langle m \rangle^m}{(1 + \langle m \rangle)^{1+m}} \end{aligned} \quad (8)$$

(II) Experimental

Sobre una mesa óptica se montó un láser de He-Ne (clase III, 5 mW). Con ayuda de unos espejos se lo direccionó de forma tal que incidiera sobre un tubo fotomultiplicador (PMT, photomultipliertube). Antes del PMT se colocaron dos polarizadores, que se usaron para variar la intensidad del haz del láser. Sobre el PMT se colocó una pequeña plancha de aluminio con un orificio pequeño, de modo que el área efectiva del láser sea más pequeña al entrar al PMT.

Se utilizó una fuente de tensión para alimentar al PMT. Se usó un valor de 1050 Volts. La salida del PMT se la conectó a un osciloscopio para monitorear la lectura. A su vez se conectó el osciloscopio a una computadora a través de una conexión USB para adquirir los datos.

En las siguientes figuras se muestra un ejemplo de una medición, con una ventana temporal de $100\ \mu\text{s}$ en el osciloscopio, con el láser apagado en un caso y prendido en el otro. En ambos casos la luz de la habitación se encontraba apagada.

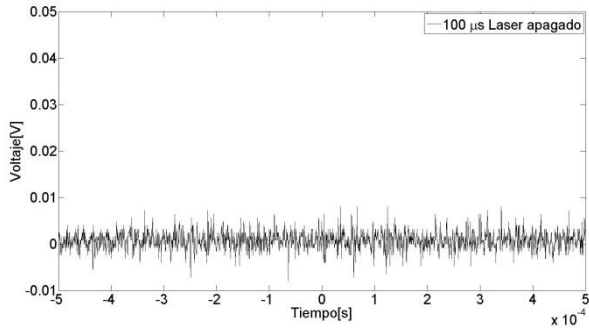


Figura 2: Láser apagado.

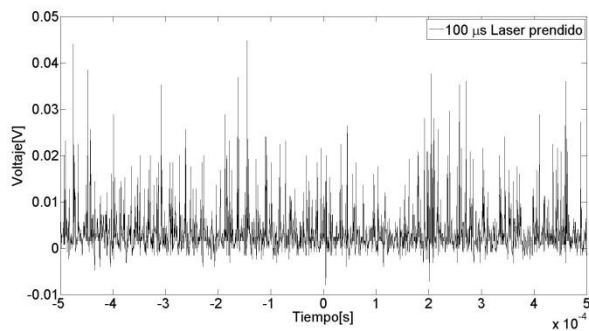


Figura 3: Láser prendido.

Al observar estos dos gráficos, se pretende realizar mediciones teniendo en cuenta que en el primer caso lo que se observa es “ruido”, ya que el láser se encuentra apagado. Para esto se define un valor de tensión umbral, por debajo del cual se considera a la señal como ruido. Para hacer esto hay que comparar la señal de ruido con la señal correspondiente al caso en que el láser se encuentra prendido.

Usando un programa hecho en Matlab, se guardó cada pantalla del osciloscopio en una variable. A su vez se contaron los picos en cada una de estas pantallas. Para cada valor de voltaje se contaron la cantidad de picos y con estos datos se hizo un histograma. En la siguiente figura se muestra un ejemplo de dicho histograma.

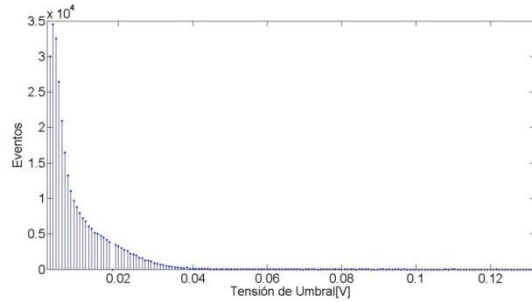


Figura 4: Histograma con láser prendido para una ventana temporal de $100\ \mu\text{s}$, con una intensidad media del láser.

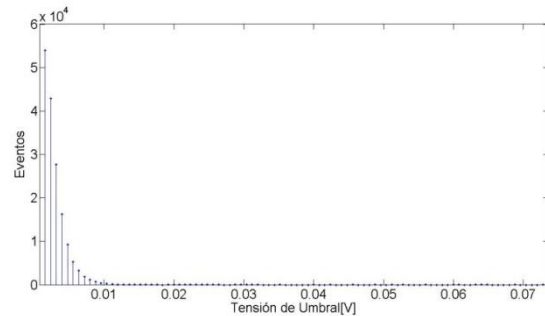


Figura 5: Histograma con láser apagado para una ventana temporal de $100\ \mu\text{s}$, con una intensidad media del láser.

Comparando ambos gráficos, decidimos definir el umbral entre valores de 5 a 10 mv.

Luz caótica: construcción de una fuente de luz pseudo térmica.

Para simular esta fuente, se hizo incidir el laser sobre un disco esmerilado rotante.

El haz que incide sobre el disco esmerilado genera un patrón de “speckle” debido a la coherencia espacial de láser. El campo que se observa es una superposición coherente de varias ondas esféricas generadas en cada centro dispersor, que tienen tamaño y posición aleatoria. El resultado es una intensidad que varía abruptamente con la posición del punto de observación. Cuando el disco rota perpendicularmente al haz, el patrón de speckle cambia y la luz fluctúa.

Debido a estas fluctuaciones, el tiempo de coherencia de la luz incidente en el fotomultiplicador es mucho más corto que haciendo incidir el laser directamente.

Por esto fue necesario tomar pantallas del osciloscopio de un tiempo menor a este tiempo de coherencia, para que la fase en las mediciones no varíe.

Para definir esto se utilizó un programa que mide la correlación entre pantallas sucesivas del osciloscopio, con una frecuencia de rotación del disco de 6,6 rpm.

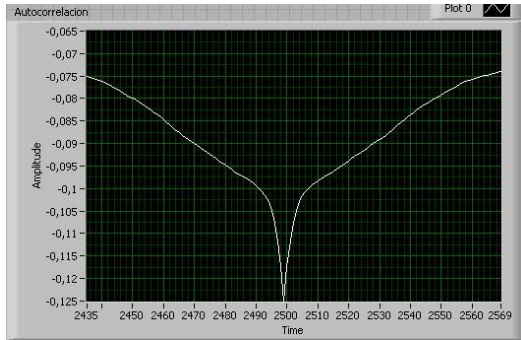


Figura 6: Correlación entre dos pantallas sucesivas. Con el ancho del pico se obtuvo el tiempo de correlación entre las mediciones sucesivas.

El ancho de pico medido fue del orden del mv. Se decidió entonces tomar como ventana temporal 10 us, dos órdenes de magnitud por debajo del tiempo de correlación.

Aumentando la velocidad de rotación, el tiempo de coherencia disminuye. Se repitió lo mismo para una frecuencia de rotación de 8,5 RPM y obtuvimos una correlación menor, pero del mismo orden de magnitud, por lo que nos quedamos con la misma ventana de 10 us.

Se tomaron mediciones de 4000 pantallas para estas dos frecuencias de rotación del disco distintas.

(III) Resultados y discusión

Para el caso del laser incidiendo directamente, con un intervalo de umbrales ya definido, realizamos los histogramas correspondientes a 6 umbrales en este intervalo. Estos histogramas fueron comparados con un ajuste de Poisson. Obtuvimos valores de ji cuadrado como test estadístico para cada uno de ellos. Nos quedamos con el umbral que mejor ji cuadrado dio: el de 8 mv.

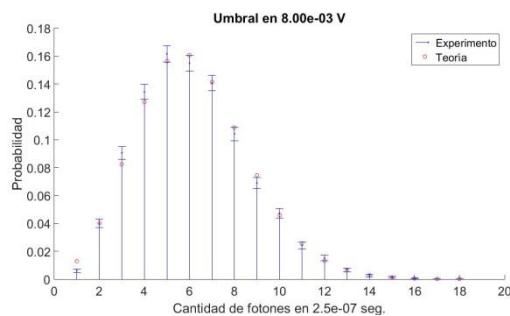


Figura 7: Histograma de la llegada de fotones desde el laser directo, comparado con una distribución de Poisson.

El valor de ji cuadrado normalizado para este umbral fue de: 5,46.

Para el caso del laser incidiendo sobre el disco rotante, habiendo ya definido el mismo umbral anterior, se obtuvieron los histogramas para las dos frecuencias de rotación del disco. A continuación presentamos el histograma para la frecuencia de 6,6 rpm.

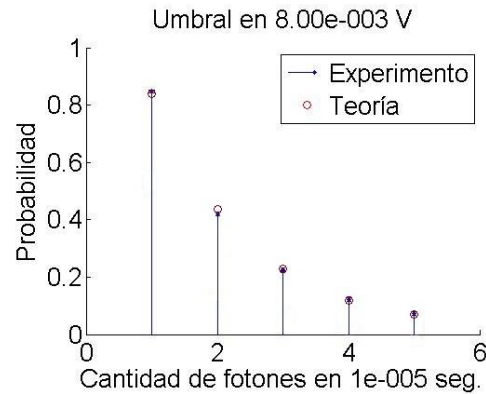


Figura 8: Histograma para la llegada de los fotones, incidentes en el disco rotante con una frecuencia de rotación de 6,6 rpm. Se compara con una distribución de Bose-Einstein.

Para este ajuste de Bose-Einstein se obtuvo un ji cuadrado normalizado de 3,24

(IV) Conclusiones

Se obtuvieron tanto para el laser directo, como para el laser sobre el disco, las distribuciones de llegada de los fotones esperadas, Poisson y Bose-Einstein respectivamente.

Para el laser directo se logro obtener un umbral de voltaje, tal que el ruido sea desechado de las mediciones y el histograma ajuste a la distribución esperada.

Para el disco rotante, se podrían haber hecho más mediciones con más diferencia en la rotación, y así cambiar el orden de magnitud de la ventana temporal entre las distintas mediciones. Lamentablemente, el mecanismo de rotación del disco tenía muy poca sensibilidad para lograr esto. Si se quisiera repetir el experimento, aconsejamos que se logre mejorar este mecanismo.

(V) Referencias

[1] http://users.df.uba.ar/bragas/Labo5_1er2011/MartinezRicci_photoncountingoscilloscope_AmJPhys_75_707_2007.pdf

[2] http://users.df.uba.ar/bragas/Labo5_1er2011/Koczyk_photon%20counting%20statistics_AmJPhys_64_241_1996.pdf