

# Detección de plomo en agua con sensores de imagen de silicio

Lautaro Giordano

Laboratorio avanzado, Instituto Balseiro  
Laboratorio Detección de partículas y radiación

Tutores: Xavier Bertou, Miguel Sofo Haro

4 de junio de 2019

Se midieron emisiones radioactivas de plomo (Pb) con un detector CCD de 250  $\mu\text{m}$  de espesor con el fin de determinar si es posible construir un detector rápido y de bajo costo basado en sensores CMOS comerciales para medir la contaminación de Pb en agua en concentraciones de hasta 0,015 ppm, que es el límite establecido por la Organización Mundial de la Salud. Para esto se tomaron imágenes de un trozo de Pb sólido a una distancia de 5 cm del detector. Se detectaron los picos correspondientes a las emisiones  $L\alpha$  y  $L\beta$  y no se observaron picos de decaimiento  $\beta$  y  $\gamma$ . Para los picos detectados, se midieron las distribuciones de energía, tamaño de evento y profundidad. Se obtuvieron el número total de eventos de plomo y se calculó la cantidad de eventos por unidad de tiempo por unidad de área:  $5,4 \times 10^{-6}$  eventos/s. Con este número se estimó la cantidad de eventos esperados para el sensor CMOS OmniVision OV5647 en 1 evento cada 51 hs. Se realizaron mediciones con el CMOS a una distancia de pocos mm de un ladrillo de plomo. Se midió una tasa de eventos de Rx en el orden del evento por día. Este resultado es concluyente acerca de la incapacidad de medir Pb en agua, ya que medir concentraciones de centésima de ppm aumentaría en órdenes de magnitud el tiempo de medición. Finalmente, se propone una alternativa para lograr la detección de Pb en agua a partir de biosensores.

## I. INTRODUCCIÓN

El plomo es un elemento tóxico para el ser humano y es particularmente peligroso para los niños. El envenenamiento con Pb puede ser causado por la acumulación de pequeñas dosis de forma sostenida. Una de las fuentes principales de exposición al Pb es en la ingesta de agua contaminada en las cañerías de los hogares [1]. Según la Organización Mundial de la Salud, el nivel de Pb en agua no debe exceder las 0,015 ppm [2]. En la actualidad, los métodos para medir el nivel de Pb en el agua de un hogar consisten en recolectar muestras de agua del edificio en cuestión y analizarlas en laboratorios con equipamientos especializados. Este proceso es lento y costoso, y no toda la población tiene acceso a laboratorios capaces de realizar estas mediciones en su región.

Una forma alternativa de detectar Pb es midiendo sus emisiones radioactivas. El  $^{210}\text{Pb}$  tiene líneas de rayos x (Rx) en el rango de 10 keV a 16 keV y una emisión  $\beta$  de 63,5 keV que decae en un  $\gamma$  de 46,5 keV y otro  $\beta$  de 17 keV. En este trabajo se propone detectar las emisiones de  $^{210}\text{Pb}$  con detectores de silicio (Si), con el objetivo de encontrar un detector efectivo y de bajo costo para la detección doméstica de este contaminante.

### A. Sensores de imagen

En este trabajo se realizaron mediciones con dos tipos de dispositivos distintos: el dispositivo de carga acoplada (CCD) y el semiconductor complementario de óxido metálico (CMOS). Los CCD funcionan como detectores de radiación y fueron inventados en los Laboratorios Bell en 1969 [3]. De forma resumida, un CCD es una cámara que funciona como un sensor multipíxel de partículas,

compuesto por un arreglo de capacitores MOS sobre un sustrato de silicio. Las partículas interactúan con el Si y generan carga que se acumula en los capacitores. Los capacitores se encuentran muy cerca entre sí, por lo que se puede mover la carga de uno a otro manipulando sus tensiones de *gate*. La carga se mueve de píxel a píxel hasta que llega a un amplificador de voltaje, donde es leída.

Los sensores CMOS, al igual que los CCD, son detectores de partículas basados en un arreglo de muchos píxeles con capacitores semiconductores tipo MOS. La generación de carga en un CMOS se produce de la misma manera que el CCD en un sustrato de Si. La principal diferencia con los CCD es que cada píxel de un CMOS tiene transistores que funcionan como amplificador, por lo que cada píxel es leído individualmente. Esto tiene como consecuencia el aumento del ruido en las imágenes. Como ventaja, los CMOS presentan menor consumo de energía que los CCD y su costo es en general menor.

#### 1. Generación de carga y atenuación

En el sustrato de Si se produce la interacción de las partículas incidentes con el detector, generando pares electrón-hueco (e-h). La cantidad de estos pares producidos por una partícula se calcula como  $n = E_{inc}/E_{e-h}$ , donde  $E_{inc}$  es la energía incidente depositada en el Si y  $E_{e-h}$  es la energía necesaria para generar un par e-h (aproximadamente 3,7 eV en el Si). La interacción con los fotones se da por medio del efecto fotoeléctrico en los electrones ligados del Si. En el caso de partículas masivas, estos pares se generan por scattering elástico con los núcleos de Si. Los huecos generados son desplazados con una tensión de sustrato  $V_{sub}$  hasta el capacitor MOS, donde quedan atrapados.

Para el caso de los fotones, se define la eficiencia cuántica (QE), como el cociente entre los fotones que generan carga sobre el total de los fotones incidentes. En los CCD utilizados actualmente se opera en modo *fully-depleted*, que significa que el  $V_{\text{sub}}$  es lo suficientemente alto como para que toda la carga generada llegue a los capacitores, sin pérdidas en el Si. La QE sólo depende de la longitud de onda incidente y de la orientación del detector. Si la luz incide sobre el frente del detector, ésta debe atravesar el arreglo de capacitores antes de llegar al Si, por lo que se reduce significativamente la QE. Para solucionarlo, se orienta el detector de forma tal que la luz incida sobre su parte trasera. Esta configuración se conoce como *back-illuminated*.

La QE se puede pensar como una medida de que tan bueno es un detector en atenuar fotones. Los fotones se atenúan en la materia según la ley de Beer-Lambert

$$N(x) = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda(E_{inc})}}, \quad (1)$$

donde  $N(x)$  es el número de fotones que penetran una distancia  $x$  de los  $N_0$  incidentes. El parámetro  $\lambda(E_{inc})$  se llama longitud de atenuación y es la distancia para la cual la atenuación vale  $1/e$ . Esta depende de la energía incidente y del material.

Cuando un fotón interactúa con el Si, los pares e-h se difunden a medida que suben hasta los capacitores MOS, por lo que un evento tiene un tamaño final  $\sigma$  que crece con la profundidad de la interacción  $z$ . Se podría pensar que la relación entre  $\sigma$  y la profundidad de interacción es lineal, pero esto no tiene en cuenta que a mayor cantidad de pares e-h (es decir, mayor energía de eventos), las cargas se repelen entre sí. Este efecto de repulsión fue estudiado en la sección 3.4 de [4] y se utilizó la dependencia funcional  $z(\sigma)$  allí derivada para analizar la profundidad de los eventos.

## 2. Acumulación, movimiento y lectura de carga

La carga generada es atraída hacia los capacitores por una diferencia de potencial aplicada entre los extremos del Si. En los CMOS, la carga es leída amplificando la señal con varios transistores MOSFET. La lectura en un CCD es un poco más complicada. Cada píxel del CCD, esquematizado en la Fig. 1, está formado por tres fases ( $P_i$ ). La tensión  $V_{\text{sub}}$  aplicada en los extremos del Si hace que los huecos generados se muevan en la dirección vertical. Manipulando las tensiones en cada fase  $P_i$  se puede lograr un pozo de potencial en una fase, como se observa en la Fig. 2. De esta manera, los huecos suben hasta el canal p y se acumulan en el píxel.

El movimiento de carga acumulada a través de los píxeles se produce manipulando las tensiones en las  $P_i$ , como se muestra en la Fig. 3. En este proceso se puede generar pérdida de carga que no se mueve hacia el nuevo pozo de potencial. Para minimizar esta pérdida se tiene que manipular el gradiente de potencial y la duración temporal

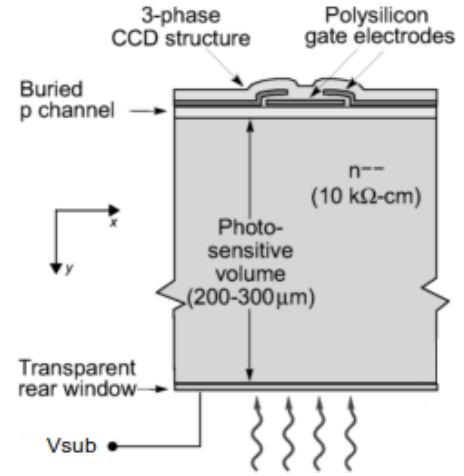


Fig. 1. Esquema de un píxel de un CCD, extraído de [5]. La radiación incide de la parte de abajo hacia el área activa de Si y la carga generada sube hacia los capacitores.

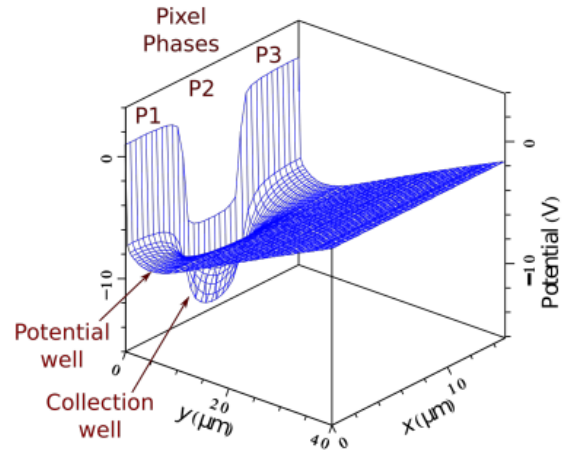


Fig. 2. Gráfico esquemático del potencial eléctrico en un píxel del CCD, extraído de [6]. Los huecos generados en algún punto del píxel tienden a moverse hacia el pozo de potencial.

del pozo antes de cambiar de posición, de forma tal que todos los huecos se muevan.

Finalmente, la carga que llega al extremo del CCD es leída por un amplificador de tensión que integra la carga por un tiempo previamente elegido y genera una señal proporcional a la cantidad de carga de cada píxel, que es convertida a una señal digital en un conversor ADC de 16 bits.

## 3. Fuentes de ruido

En los sensores CMOS y CCD existen dos fuentes principales de ruido:

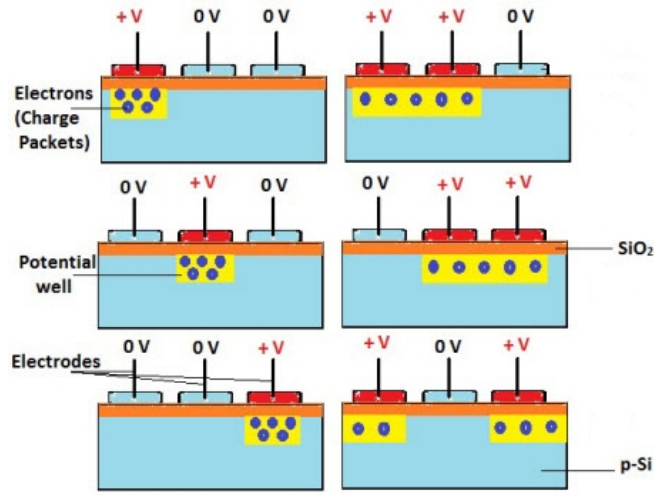


Fig. 3. Esquema del movimiento de carga en un CCD. Las tensiones son manipuladas de modo que el pozo de potencial cambie su posición, moviendo los huecos colectados de píxel a píxel.

- La corriente oscura o *dark current* es la generación de carga por fluctuaciones térmicas en el Si. La corriente generada puede ser modelada con una distribución de Poisson y su magnitud es fuertemente dependiente con la temperatura
- El ruido de lectura proviene del ruido interno del amplificador al convertir la carga generada en una señal de voltaje y de la conversión de la señal analógica en una digital.

El primer tipo de ruido puede ser mitigado enfriando el detector. El segundo es intrínseco y pone un límite inferior en el nivel de ruido, pero se puede disminuir haciendo substracción de ruido correlacionado.

En este trabajo se determinó si es viable detectar Pb con sensores de Si. Primero se realizaron mediciones con un CCD de laboratorio para caracterizar las emisiones del Pb y estudiar que parámetros afectan la eficiencia del detector. Con estos resultados se realizó una predicción sobre que se esperaba observar en un sensor comercial de tipo CMOS, que ha sido elegido porque su precio es bajo, es accesible y opera a temperatura ambiente. Se realizaron mediciones con el CMOS para comparar con las predicciones y se analizó la viabilidad de utilizar estos sensores para detectar Pb en agua.

## II. MÉTODO EXPERIMENTAL

### A. CCD científico

El CCD utilizado en este trabajo ha sido utilizado en la detección materia oscura en el experimento DAMIC [7] y el scattering coherente neutrino-núcleo en CONNIE

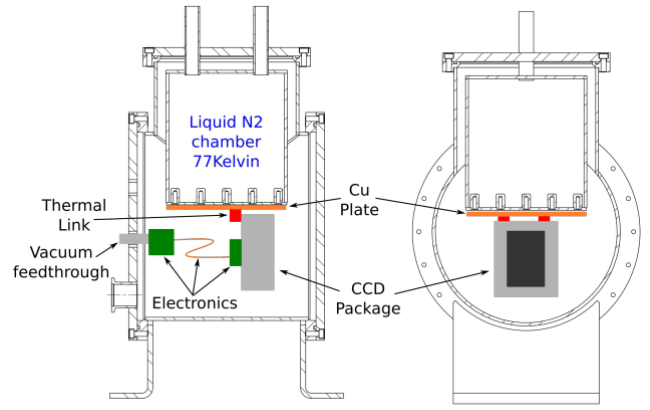


Fig. 4. Cámara de vacío y sistema de enfriamiento del CCD. La cámara no tiene ventanas para lograr un ambiente oscuro y disminuir el ruido. La imagen fue extraída de [4].

[8]. Es un detector de  $2048 \times 4096$  píxeles (8 Mpx) con un área de píxel de  $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ . Su área total es de  $3 \times 6 \text{cm}^2$  y tiene un espesor de Si de  $250 \mu\text{m}$ . Este detector opera en modo *fully-depleted* con una alimentación  $V_{\text{sub}}$  de 40 V.

Este tipo de CCD tiene una alta eficiencia de detección en la zona de emisión de Rx del Pb (10 a 15 keV). En la configuración *back-illuminated* tiene una QE cercana al 90 % a 10 keV y por arriba del 40 % en 15 keV [9].

Se dispuso un montaje experimental como se esquematiza en la Fig. 4. Este consiste de una cámara de vacío sin ventanas para que no ingrese luz y un tanque de enfriamiento. Dentro de la cámara se coloca el CCD y se hace vacío con una bomba mecánica comercial. Para enfriar el detector se coloca nitrógeno líquido (LN2) en el tanque, que está en contacto térmico con el CCD por medio de un dedo frío. Esto permite alcanzar una temperatura de 120 K luego de dos horas de enfriamiento. Con esta temperatura se alcanzan niveles de *dark current* tan bajos como  $0,1 e^- \text{pixel}^{-1} \text{dia}^{-1}$  [10].

En la Fig. 5 se muestra la disposición espacial del CCD y el Pb. Se colocaron una placa de Cu y un trozo de Pb dentro de la cámara, a una distancia de 5 cm de la parte trasera del CCD. El Cu se utiliza para medir un pico de calibración.

La electrónica del sistema consiste de fuentes de tensión para la alimentación y polarización del CCD y un controlador LEACH que se encarga de la manipulación de las fases  $P_i$  y de la conversión ADC de la señal leída. Para tomar las imágenes, se utilizó el software OWL de *Astronomical Research Cameras Inc*, que permite elegir el tiempo de integración por píxel. En este trabajo se utilizó un tiempo de  $24,48 \mu\text{s}/\text{pixel}$ , que es el que minimiza el valor del ruido de lectura [11]. Esto resulta en un tiempo de medición de 560 s/imagen.

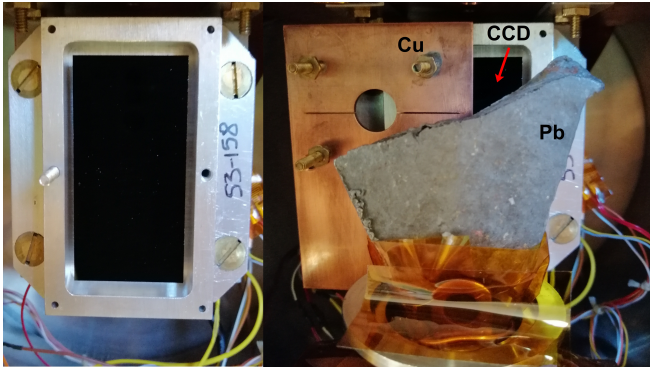


Fig. 5. **Izquierda:** foto del CCD utilizado, se muestra la parte trasera del detector. **Derecha:** configuración utilizada para la medición de Pb. Se tiene una placa de Cu a la izquierda del detector y el Pb a la derecha, a unos 5 cm del CCD.

### 1. Procesamiento de imágenes

En el CCD existen dos amplificadores, situados a la izquierda y derecha del arreglo de píxeles. Para la lectura de carga se utiliza el amplificador derecho, mientras que en el izquierdo sólo se mide el valor medio y la desviación estándar ( $\sigma_{\text{noise}}$ ) del ruido de lectura. En la Fig. 6 se observa una imagen típica, donde se distinguen las imágenes respectivas al amplificador izquierdo y derecho. Además, existe una zona de *overscan* que consta de 200 píxeles adicionales por fila que se leyeron con el mismo tiempo de integración de los píxeles expuestos para medir un valor de fondo. De esta forma, a cada fila se le resta el valor medio de los píxeles de *overscan* para ecualizar la imagen. Se utilizó la imagen del amplificador izquierdo para realizar la substracción de ruido correlacionado con el método explicado en la sección 2.4 de [4]. Esto permite disminuir el ruido de lectura.

De la imagen final se hace la extracción de eventos. Un evento se define como el conjunto conexo de píxeles con un nivel mayor al nivel de *trigger*, que en este caso es de  $4\sigma_{\text{noise}}$ . Además se agregan los píxeles que tengan más de  $3\sigma_{\text{noise}}$ . De esta manera se obtienen eventos como los de la Fig. 7 y se forma un catálogo con todos los eventos detectados. En estos catálogos se encuentra la información sobre la energía, posición y tamaño de los eventos. Se observa que la cantidad de píxeles activados es muy distinta en los fotones que en el resto de eventos.

El procesamiento de los datos se realizó con el software ROOT de CERN. Se tomaron 250 imágenes. Del total, 141 fueron tomadas con una fuente de rayos  $\gamma$  cercana a la cámara de vacío. Esto servía para activar el Pb y tener más eventos. Las 109 restantes se tomaron sin fuente.

### B. Sensor CMOS

El sensor CMOS utilizado es el OmniVision OV5647 de la cámara Raspicam v1.3. Este sensor fue elegido por su

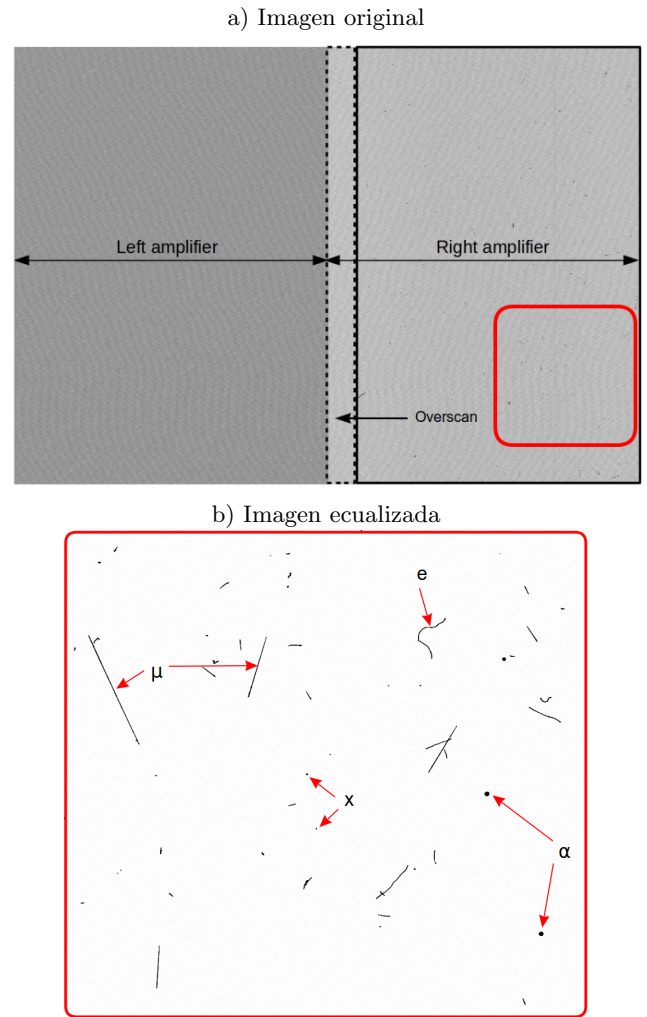


Fig. 6. En a) se observa la imagen de salida del amplificador. La mitad izquierda de la imagen pertenece al amplificador izquierdo y la mitad derecha al amplificador derecho. En línea de trazos se recuadran los píxeles de *overscan*. En b) se observa una parte de la imagen con la substracción del valor de *overscan* y de ruido correlacionado. Se identifican varios eventos, pertenecientes a distintas partículas que interactúan con el CCD.

accesibilidad (se fabrica comercialmente y su precio ronda los 22 dólares [12]). Es un sensor de  $2492 \times 1944$  píxeles (5 Mpx) con un área de píxel de  $1,4 \times 1,4 \mu\text{m}^2$  y un espesor de aproximadamente  $6 \mu\text{m}$  [13][14]. Para el manejo de la cámara se utilizó una Raspberry Pi 2 y el procesamiento de los datos se realizó utilizando la librería Radmonpi [15]. Este sensor puede trabajar a temperatura ambiente. El setup experimental consiste de la cámara pegada frente a un ladrillo de Pb, como se observa en la Fig. 8. La cámara se cubre con cortinas *blackout* para impedir el paso de luz visible. Esta cámara tiene integrada una lente de 0,6 cm de espesor. Se realizaron mediciones del ladrillo de Pb con y sin la lente.



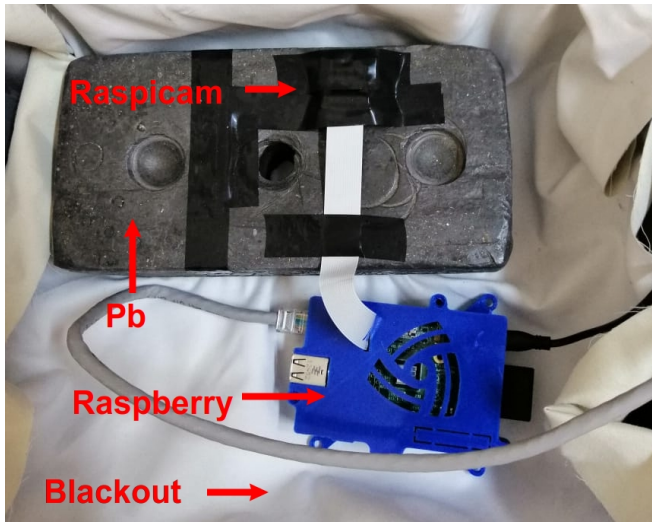
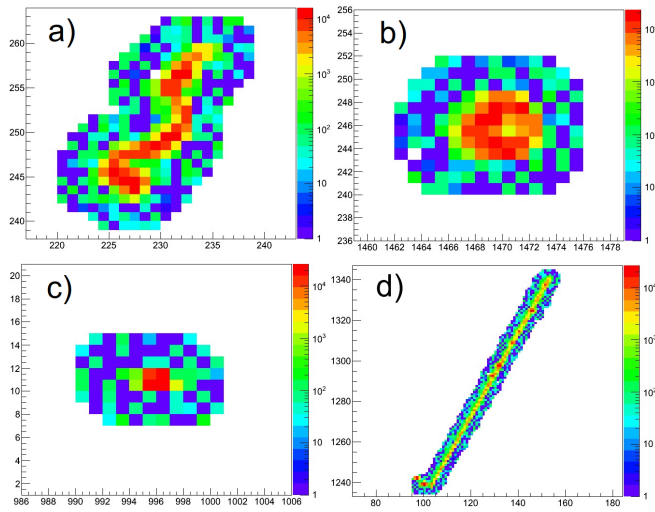


Fig. 8. Setup experimental para las mediciones con la Raspicam. La cámara se encuentra pegada al ladrillo de Pb con cinta aislante. Se utilizaron cortinas de *blackout* para cubrir el ladrillo y generar un ambiente libre de luz del ambiente.

### III. RESULTADOS

#### A. CCD

##### 1. Mediciones con fuente $\gamma$

En la Fig. 9 se presenta una de las 150 imágenes tomadas en la configuración con fuente externa. Esta imagen presenta una densidad de eventos mucho mayor que la de la Fig. 6, que corresponde a una imagen tomada sin fuente. De este modo, se puede inferir que la fuente in-

crementa sustancialmente el número de eventos.



Fig. 9. Región de una imagen del CCD para las mediciones con la fuente  $\gamma$ . Se observan los mismos tipos de eventos que en la Fig. 6, pero la densidad de eventos es mayor.

Procesando todas las imágenes se conformó un catálogo con todos los eventos. De esta manera, se obtuvo la distribución de energías que se observa en la Fig. 10 (previo una calibración energía-canal detallada en el apéndice A). En el histograma se observan varios picos en la zona de 8 keV a 15 keV, donde se identifican los de Cu y Pb, además de un pico de Y que proviene de una lámina sobre la que se encuentra montado el CCD. En la zona de 17 keV hay un pico con una energía que coincide con el  $\beta$  buscado pero también con la emisión  $K\beta$  del Y. No se observó el pico  $\gamma$  de 46,5 keV; esto puede ser explicado porque la probabilidad de interacción del fotón en el detector es muy baja para esas energías.

Se mencionó arriba que los picos medidos en la Fig. 10 son eventos de Rx porque las energías son líneas de emisión de los materiales frente al detector, pero bien podrían ser eventos de  $\beta$  o incluso los muones que se observaron en la Fig. 9. Para confirmar la naturaleza de los picos, se obtuvo el tamaño de los eventos para cada pico, que se presentan en la Fig. 11. El tamaño medio es de unos 7 píxeles, que es característico de eventos de fotones. Los eventos correspondientes a  $\beta$  y muones son de mucho mayor tamaño, como se vio en la Fig. 7.

Para cada evento se fita una gaussiana 2D centrada en el píxel con mayor carga y se obtiene la desviación estándar ( $\sigma$ ), que es una medida de la profundidad de los eventos. En la Fig. 12 se observa la distribución de  $\sigma$  para los picos de Rx. Todos los picos están centrados a la misma altura, por lo que la profundidad de los eventos es aproximadamente igual en todos los casos. Esto significa que los fotones provienen de un mismo lado del detector (en nuestro caso, la parte de atrás). Por otro lado, el pico de Y tiene un  $\sigma$  medio menor que el de Cu. Es-

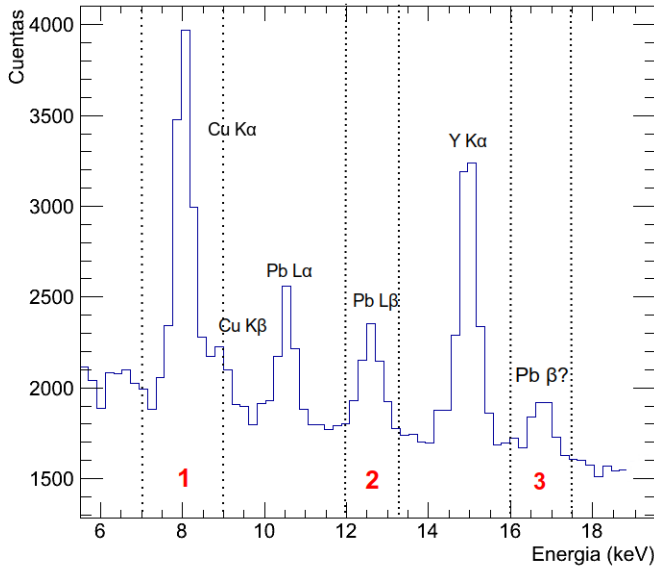


Fig. 10. Histograma de energías para las mediciones con fuente. Se observan varios picos, que se identifican como las emisiones del Cu, Pb e Y.

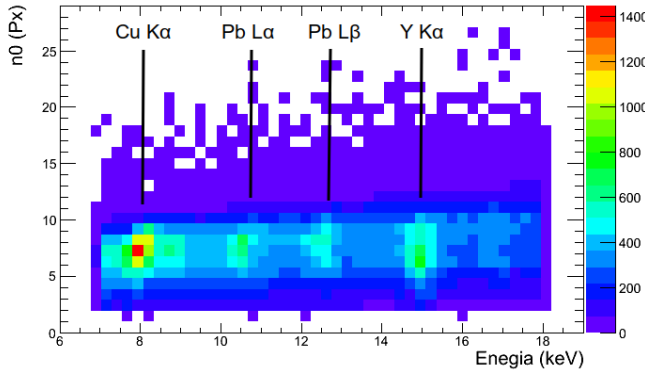


Fig. 11. Cantidad de píxeles en un evento con una carga mayor a la de *trigger* para cada evento en función de la energía. Esto da una idea del tamaño del evento. Se observan cuatro regiones con una alta densidad de eventos, correspondientes a los picos de mayor tamaño de la Fig. 10.

to se puede explicar porque los fotones con más energía estadísticamente penetran más en el Si: si la radiación proviene de la parte de atrás, al penetrar más la interacción es más cerca de los capacitores. Entonces el valor de  $\sigma$  será menor.

Se puede obtener más información acerca de los picos estudiando su distribución espacial. En la Fig. 13 se observan gráficos de la distribución espacial de los picos de Cu  $K\alpha$ , Pb  $L\beta$  y el pico misterioso de 17 keV (zonas 1, 2 y 3 de la Fig. 10). Los ejes x e y definen una posición en el CCD y el color es proporcional a la cantidad de eventos en esa zona. El eje x se encuentra invertido para que la orientación coincida con la de la Fig. 5. Se observa

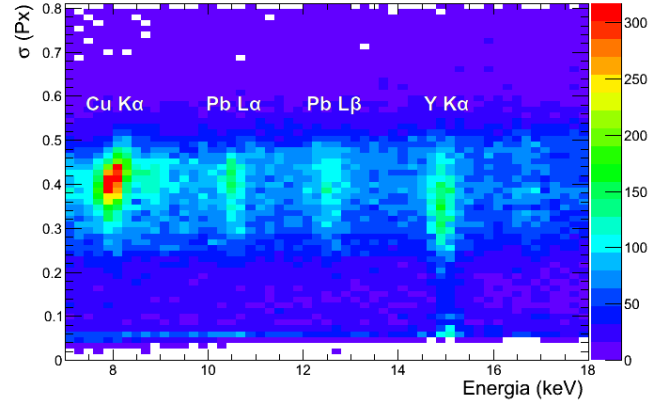


Fig. 12. Desviación estándar de los eventos en función de la energía. Se observan los picos correspondientes al Cu, Pb e Y.

que los eventos respectivos al Cu están concentrados a la izquierda del detector, que es esperable dado que el Cu sólo cubre la mitad izquierda del detector. Para el pico  $L\beta$  de Pb, se observan más eventos en la mitad derecha. Esto mismo sucede para el pico  $L\alpha$ . La distribución para el pico de 17 keV es aproximadamente uniforme, por lo que se puede inferir que la mayoría de los eventos con esa energía provienen del Y. En conclusión, se pueden atribuir los picos centrados en 10 keV y 12,5 keV a emisiones del Pb que se encuentra frente al detector.

Del análisis anterior se obtuvo que los eventos de Pb están concentrados en la mitad derecha del detector. Esto sugiere una forma de filtrar el catálogo para obtener eventos de Pb con mayor SNR: utilizar como parámetro la posición horizontal de los eventos (x). Es decir, si sólo se mira la parte derecha del detector, la densidad de eventos de Pb será mayor.

## 2. Mediciones sin fuente

Para las mediciones sin fuente se tomaron 109 imágenes, correspondientes a 17 hs de exposición. En la Fig. 14 se presenta el histograma de energías ya filtrado por posición para maximizar la SNR de los picos de Pb. Si bien el tiempo total de medición es un 25% menor al caso con fuente, el número de cuentas decae más de un orden de magnitud. Se ajustó la función

$$f(E) = a + mE + \sum_{i=1}^4 A_i e^{-\frac{(E-E_i)^2}{2\sigma_i^2}}, \quad (2)$$

que corresponde a un fondo con un comportamiento lineal con 4 gaussianas montadas, centradas en cada pico. Los valores para el fondo y los dos picos de Pb se encuentran en la Tabla I. Los valores de  $\sigma_i$  dan una idea de la resolución instrumental, que se encuentra en el orden de 200 eV. Integrando cada gaussiana se puede obtener la cantidad de eventos totales de Pb, que se presentan en

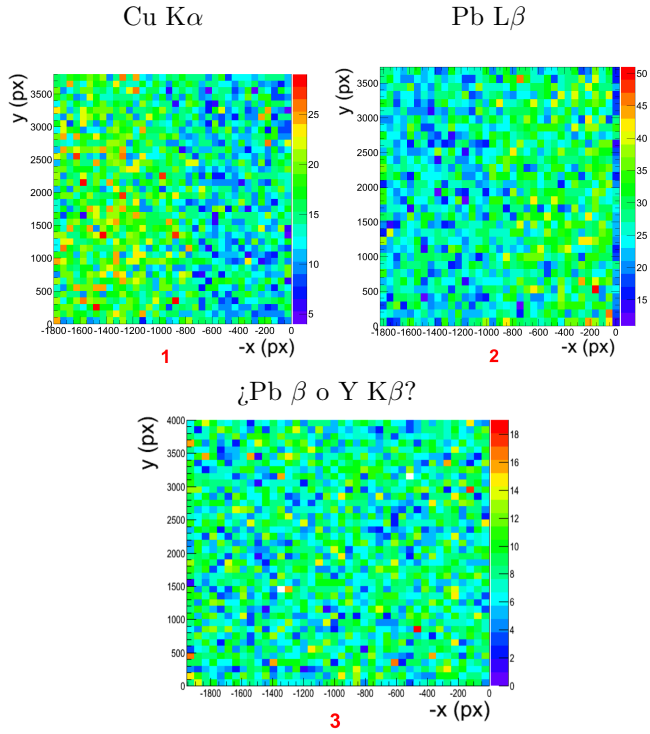


Fig. 13. Distribuciones espaciales de los picos de Cu, Pb  $L\beta$  y el pico en 17 keV. Para el caso del Cu, la distribución está concentrada a la izquierda del CCD, mientras que para el Pb se encuentra a la derecha. Para el pico de 17 keV, los eventos se encuentran uniformemente distribuidos, que sirve como evidencia para concluir que el pico corresponde al Y  $K\beta$ .

Pico	$A_i$	$E_i(\text{error})[\text{keV}]$	$\sigma_i(\text{error})[\text{keV}]$
Cu $K\alpha$	38(8)	7970(60)	0,23(6)
Pb $L\alpha$	33(7)	10500(50)	0,21(4)
Pb $L\beta$	30(8)	12650(50)	0,18(6)
Y $K\alpha$	41(7)	15000(50)	0,26(4)

Tabla I. Valores de los parámetros de la ec. 2.

la Tabla II. Además se presentan la cantidad de eventos normalizada por el tiempo de exposición y el área del detector. Este número es importante porque permite extrapolar la cantidad de eventos esperados en un detector con un área distinta. Teniendo en cuenta un detector con el área del CMOS utilizado (200 veces menor que la del CCD), se obtienen  $5,4 \times 10^{-6}$  eventos/s, que equivale a 1 evento cada 51 hs.

Pico	Eventos(error)	Eventos $\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$ (error)
Pb $L\alpha$	17(7)	0,31(13)
Pb $L\beta$	13(8)	0,24(14)

Tabla II. Cantidad de eventos totales y eventos por unidad de tiempo y unidad de área para los dos picos de Pb.

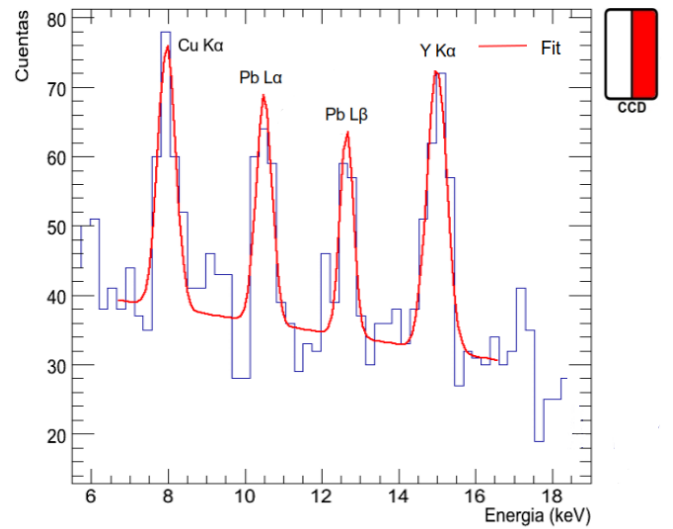


Fig. 14. Histograma de energías para las mediciones sin fuente. Los datos sólo corresponden a la mitad derecha del detector, ya que de esta manera aumenta el SNR de los picos de Pb. Cada pico fue ajustado con una gaussiana sumado a una función lineal que representa el fondo.

### 3. Profundidad de los eventos

En la sección III A 1 se mencionó que el pico de  $\gamma$  no se podía observar por la baja probabilidad de interacción del fotón en el Si. En esta sección se justifica la hipótesis. Para esto se obtuvieron gráficos de la distribución de profundidad de eventos para los picos de Rx y se compararon con los datos de [16]. En la Fig. 15 se presenta el resultado para el pico de Cu. Ajustando la ec. 1 se obtuvo un valor de  $\lambda = 75 \pm 5 \mu\text{m}^{-1}$ , que coincide con el valor de la literatura  $\lambda_{lit} = 70,84 \mu\text{m}^{-1}$ .

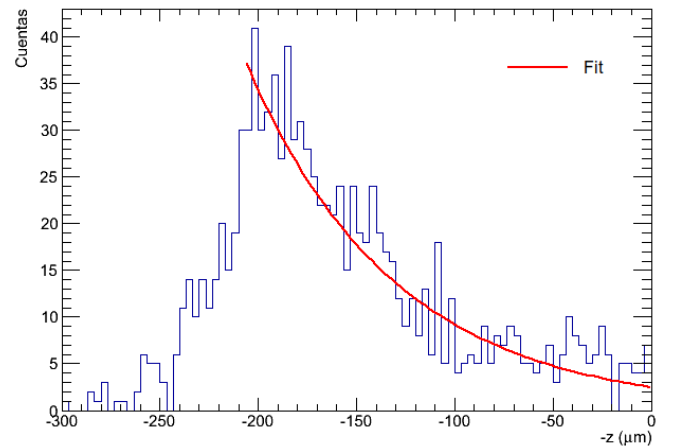


Fig. 15. Histograma de la profundidad  $z$  de interacción. El eje se encuentra invertido ya que los fotones inciden por la parte trasera del detector. Se ajustó la ec. 1 con el fin de obtener un valor de la longitud de atenuación.

Para energías en el orden de las decenas de keV, la longitud de atenuación de la literatura se encuentra en el orden de los mm. Para 30 keV (que es el límite superior de energías medidas en [16]), la atenuación es de 3,3 mm. Como el coeficiente de atenuación decrece con la energía en el rango de 30 keV a 50 keV [17], se espera que la longitud de atenuación del fotón de 46,5 keV sea aún mayor. Si la longitud de atenuación es del orden de los mm, la probabilidad de atenuación en 250  $\mu\text{m}$  (espesor del Si) es menor al 5%. Esto afecta en un factor mayor a 20 la cantidad de eventos, por lo que se necesitarían más mediciones para poder detectarlo.

### B. Raspicam

Haciendo un análisis de las mediciones con el CCD se encontró que en un detector con el área de la Raspicam se esperaría un evento de Pb cada 51 hs. Además, si se tiene en cuenta que la profundidad de los píxeles de ésta cámara es de aproximadamente 6  $\mu\text{m}$  [14], la probabilidad de interacción para un Rx del orden de los 15 keV es del 5%. Esto disminuye en un factor 20 la cantidad de eventos esperados. A priori esto no resulta alentador, pero se realizaron mediciones de todos modos. Se tomaron imágenes con la cámara pegada a un ladrillo de Pb con y sin la lente integrada en la Raspicam y mediciones del ambiente a oscuras; se identificaron eventos como aquellos en los que dos píxeles o más superaban el valor de trigger de 400 ADC (equivalente a unos 5 keV). Si bien no hay forma de medir la partícula que genera un evento, se espera que los eventos de fotones tengan un tamaño menor al de las partículas cargadas y una forma puntual. Es decir, los eventos de Rx depositan su energía de forma localizada y no generan una traza de píxeles activados.

Para la medición de Pb con lente, se obtuvieron 4 eventos en 88 hs, que se presentan en la Fig. 16. El evento 1 es un candidato a Rx de Pb y tiene una energía de  $14 \pm 1$  keV, que podría ser una emisión  $L\beta$ . El evento 2 tiene una energía de  $17 \pm 1$  keV, que podría asociarse a la emisión  $\beta$ . Sin embargo, se espera que los electrones no atraviesen la lente, por lo que este evento puede haber sido causado por un muon atmosférico o un Rx del ambiente. La forma de los eventos 3 y 4 es muy distinta a la de un Rx y pueden ser causadas por muones o núcleos atómicos. Esta tasa de eventos está en el mismo orden que la estimada a partir de las mediciones con el CCD. Es un poco mayor porque el ángulo sólido subtendido por el Pb es mayor en las mediciones con el CMOS ya que este está pegado al ladrillo.

Para las mediciones sin lente, se obtuvieron 5 eventos en 72 hs. De estos, hay 3 candidatos a Rx. Los otros 2 corresponden a un muon o electrón y a un  $\alpha$ , respectivamente. Si bien al quitar la lente aumenta la cantidad de eventos, disminuye la atenuación de partículas masivas como  $\alpha$  o núcleos, que no son de interés en este experimento.

Con estos resultados se puede responder la pregunta

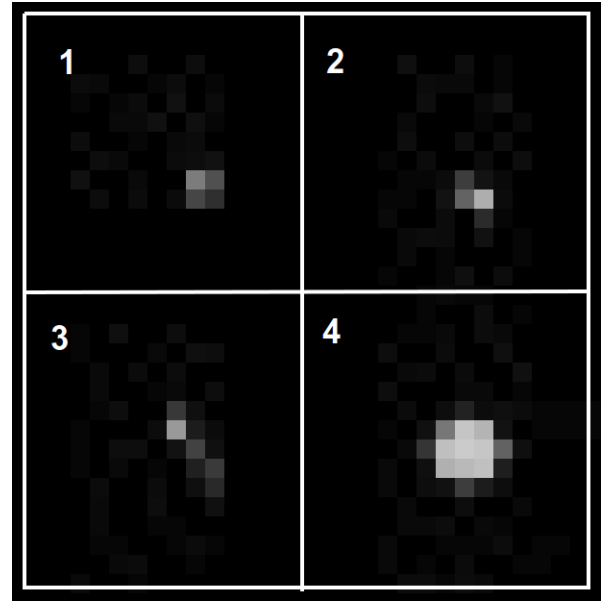


Fig. 16. Eventos detectados luego de 88 hs de medición de la Raspicam con lente. Los eventos 1 y 2 son candidatos a Rx y los eventos 3 y 4 partículas masivas.

que impulsó este trabajo: ¿Se puede detectar Pb en agua con un sensor CMOS comercial de forma rápida? La respuesta es no. De las mediciones con el CMOS frente a un ladrillo de Pb se obtiene una tasa de eventos de Rx del orden de un evento por día. Para estimar cual será la tasa de eventos en agua con una concentración de 0,015 ppm, se debe rescalear por el cociente entre las masas de Pb expuestas al detector en el ladrillo y en el agua. Estas masas dependen de la penetración de los Rx en los distintos medios. En el ladrillo de Pb, la longitud de penetración de los Rx es  $\lambda_l \approx 10 \mu\text{m}$ . Esta longitud es mucho menor que las dimensiones del CMOS ( $2 \times 3 \text{ mm}^2$ ), por lo que el volumen de Pb que puede generar eventos se puede calcular como el producto del área del CMOS por la longitud de penetración, como se esquematiza en la Fig. 17a. Esto resulta en una masa expuesta al CMOS de  $m_l \approx 1 \text{ mg}$ .

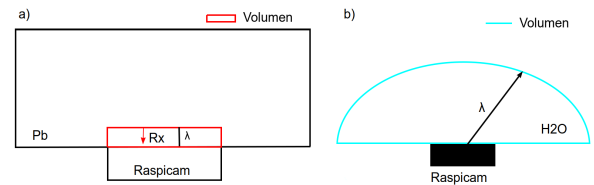


Fig. 17. Esquemas para obtener el volumen efectivo de a) Pb y b) agua que generan eventos que pueden llegar al detector antes de atenuarse.

En el agua la longitud de penetración es  $\lambda_a \approx 0,5 \text{ cm}$ , es decir que el CMOS sólo puede detectar los Rx que se produzcan en una gota de agua sobre el detector. El volumen de esta gota se aproxima como un hemisferio de



radio 0,5 cm, como se observa en la Fig. 17b. Suponiendo una concentración de 0,015 ppm, la masa efectiva de Pb en agua es  $m_a \approx 4 \times 10^{-6} \text{ mg}$ . El cociente entre las masas es entonces  $m_a/m_l \approx 4 \times 10^{-6}$ , que resulta en una tasa de eventos en agua en el orden de 1 evento cada 1000 años, motivo por el que no es posible utilizar este sensor para detectar Pb en agua.

### C. Alternativas

Se determinó anteriormente la imposibilidad de realizar las detecciones con el sensor CMOS. La primera solución que surge para resolver el problema es simplemente aumentar la cantidad de sensores. Esto no es una buena idea. Si un CMOS tiene una tasa de 1 evento cada 1000 años, se necesitarían cientos de miles de sensores para tener al menos un evento por día, elevando el costo al orden del millón de dólares.

Existe otra alternativa basada en un concepto muy diferente: los biosensores. Un biosensor es un dispositivo que sirve para detectar compuestos químicos. Su principio de funcionamiento se basa en que el compuesto a detectar reacciona con otro llamado bioreactivo y este genera una señal medible. Este principio ha sido aplicado con éxito por un grupo de biólogos argentinos del grupo SensAr, logrando la detección de arsénico en agua en concentraciones de la ppb mediante un bioreactivo que cambia de color en presencia de arsénico [18]. Esto es un resultado prometedor, ya que este mismo principio podría ser utilizado para la detección de Pb en agua en baja concentración.

## IV. CONCLUSIONES

Se utilizó un CCD científico de  $250 \mu\text{m}$  para detectar emisiones radioactivas de Pb. Se midieron histogramas de energía y se identificaron los picos provenientes de las emisiones  $L\alpha$  y  $L\beta$  del Pb. Se estudió el tamaño, la profundidad y la distribución espacial de los eventos para confirmar la naturaleza de Rx de los picos medidos. A partir del histograma de energías, se realizó un ajuste para determinar la cantidad de eventos totales de Pb y con ese resultado se estimó la cantidad de eventos esperados en el CMOS OmniVision OV5647 de la Raspicam v1.3 en un evento cada 51 hs. Se realizaron mediciones con el CMOS mencionado, obteniendo un total de 2 posibles eventos de Rx en 87 hs de medición en la configuración con lente y 3 eventos en 72 hs en la configuración sin lente. Esto resulta en aproximadamente un evento por día,

de lo que se concluye que no va a ser posible detectar Pb en concentraciones de 0,015 ppm. Esto descarta la posibilidad de utilizarlos para medir contaminación de Pb en agua. Se presentaron alternativas para lograr medir Pb en agua. En particular, se propone estudiar la posibilidad de detectar Pb con biosensores.

## REFERENCIAS

- [1] United States Environmental Protection Agency, [Basic Information about Lead in Drinking Water](#) .
- [2] World Health Organization, [Lead in Drinking-water Background document for development of WHO Guidelines for Drinking-water Quality](#) (2011).
- [3] J. R. Janesick, *Scientific Charged-Coupled Devices* (SPIE Press, 2001).
- [4] M. S. Haro, *Sensores multipixel CCD de ultra bajo ruido de lectura para detección de partículas*, Ph.D. thesis, Instituto Balseiro (2017).
- [5] S. E. Holland, *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES* **50** (2003).
- [6] S. E. Holland, *Proc SPIE* , 183 (1997).
- [7] J. Barreto, H. Cease, H. Diehl, *et al.*, *Physics Letters B* **711**, 264 (2012).
- [8] A. Aguilar-Arevalo, X. Bertou, C. Bonifazi, *et al.*, *Journal of Instrumentation* **11**, P07024 (2016).
- [9] N. J. Murray, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* **604**, 180 (2009).
- [10] A. Aguilar-Arevalo, D. Amidei, X. Bertou, *et al.*, *Journal of Instrumentation* **10**, P08014 (2015).
- [11] E. Tiouchichine, M. S. Haro, X. Bertou, *et al.*, in *2017 Argentine Conference of Micro-Nanoelectronics, Technology and Applications (CAMTA)* (2017) pp. 5–9.
- [12] P. Supply, [Raspberry Pi Camera Board v1.3](#) .
- [13] OmniVision Technologies, Inc, [OV05647 Data Sheet](#) .
- [14] R. Matthews, M. Sorell, and N. Falkner, (2019), <https://arxiv.org/abs/1901.03807>.
- [15] D. F. Balmaceda, *Detección y análisis de interacciones de partículas con sensores APS-CMOS mediante la implementación de una librería en C++* (2018).
- [16] B. Henke, E. Gullikson, and J. Davis, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **54**, 181 (1993).
- [17] NIST, [X-Ray Mass Attenuation Coefficients](#) .
- [18] A. D. Nadra and A. Teijeiro, *SIGraDi 2016* , 921 (2016).
- [19] A. Thompson and D. Vaughan, *X-ray Data Booklet* (LBNL/PUB-490, 2000) table 1-2.

## Apéndice A: Calibración de energía del CCD

Para calibrar la energía en función del canal en los histogramas, se fitting gaussianas centradas en los picos del histograma de energías de la Fig. 10. En la Fig. 18 se presenta el valor medio de cada gaussianas en función de la energía de cada pico, obtenida de [19]. Se observa una relación lineal.

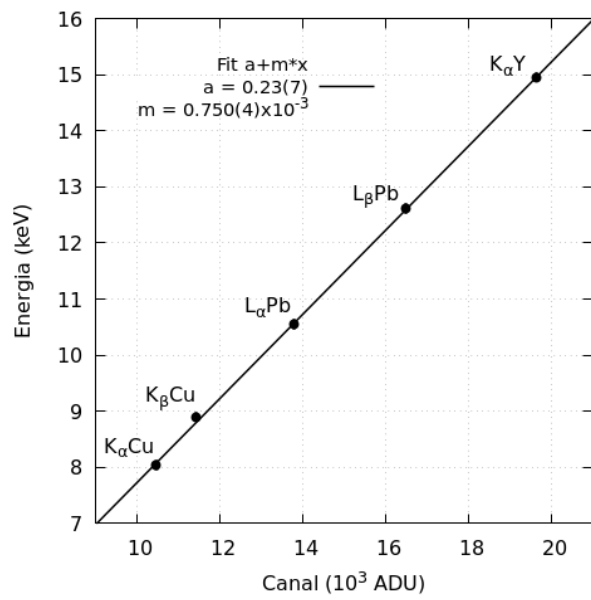


Fig. 18. Energía en función del canal del máximo para cada pico del histograma de la Fig. 10. Se tiene una relación lineal, utilizada para calibrar la energía de cada canal en los histogramas.