

Memoria de prácticas

Alberto Saborido Patiño

28 de septiembre de 2021

Índice

1. Objetivos	1
2. Tareas realizadas	1
2.1. Determinación del punto de trabajo óptimo del detector y estudio del ruido de fondo	2
2.2. Estudios radiación γ , tamaño de la fuente y primera calibración del detector . . .	5
2.3. Estudios radiación β . Identificación, agrupación y estudio de las trazas observadas con el detector	13
2.4. Estudio radiación alfa	19
3. Observaciones	19

1. Objetivos

Los objetivos de estas prácticas, durante las que he trabajado con el equipo de instrumentación electrónica del IGFAE que colabora en el desarrollo de detectores para el LHCb, han sido los siguientes:

- Familiarización con el sistema de adquisición de datos de alta tasa de los VeloPix que forman el VELO en su última actualización.
- El desarrollo de un *script* que añada nuevas funcionalidades al *decoder* de los datos provenientes de los VeloPix.
- La visualización y estudio de iteraciones radiación-materia empleando el módulo del VELO y las fuentes radiactivas disponibles en el laboratorio.

2. Tareas realizadas

Como ya hemos adelantado en los objetivos, durante mi periodo de prácticas fueron varias las tareas y experiencias que hemos realizado. En primer lugar he llevado a cabo el desarrollo de un script en python que complementa y añade diversas funcionalidades al *decoder* de los datos provenientes de los VeloPix (entre otras, la visualización por pantalla de las cuentas de ADC presentes en cada píxel). Estas nuevas funcionalidades fueron útiles para estudiar algunos fenómenos de interacción radiación-materia y para otros estudios que requieran la visualización directa de las respuestas de cada píxel frente a un estímulo externo (como el caso que veremos a continuación de la determinación del tamaño de la fuente de ^{241}Am).

Tras estudiar las condiciones óptimas para operar el detector, hemos realizado distintas experiencias con fuentes de radiación α , β , y γ independientemente. Para ello hemos empleado el montaje que se muestra en la Figura 1, donde el soporte negro sirve para colocar las fuentes sin dañar el detector.

Además de esto he realizado una comprobación del funcionamiento del modo de integración en *Time Over Threshold*, verificando su buen funcionamiento.

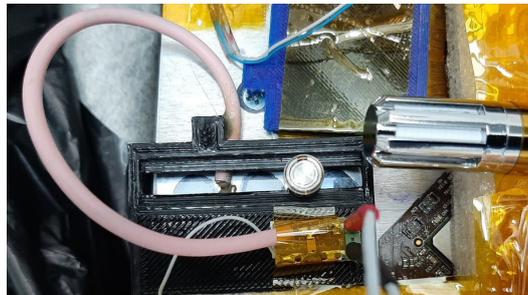


Figura 1: Montaje

Saltándonos la parte de desarrollo de los scripts (que por otro lado, ha sido una parte principal de mi periodo de prácticas), mostramos a continuación los resultados obtenidos en las distintas experiencias.

2.1. Determinación del punto de trabajo óptimo del detector y estudio del ruido de fondo

En parte motivados por el hecho de que inicialmente no conseguimos visualizar el efecto que produce una fuerte radioactiva sobre el detector, pasamos a hacer un estudio de las gaussianas de ruido de los dos módulos, asegurándonos de que el comportamiento es el esperado y que la ecualización se está haciendo de forma adecuada.

Tras realizar medidas de ruido a distintos *threshold* y ajustar a una gaussiana la curva píxeles activados-*threshold* y la curva suma total-*threshold*, podemos ver que el resultado es el esperado y la ecualización se estaba realizando correctamente.

Cabe destacar que este estudio lo realizamos con el objetivo de comprobar que el máximo de ruido se sitúa en la zona de *threshold* esperada y que el problema no radicaba en una mala ecualización de los chips. Para realizar esta comprobación no es necesario que polaricemos ni enfriemos los chips, así como tampoco es de mayor interés realizar un estudio cuantitativo exhaustivo de los resultados obtenidos y sus incertidumbres asociadas, puesto que no sabemos si estas van a ser las condiciones de operación del modulo que vamos a utilizar. Nos vale sin embargo para situar el máximo aproximado de las gaussianas de ruido de cada VeloPix y advertir que los VeloPix 0 y 1 poseen un comportamiento muy similar, mientras que el 2 posee una gaussiana centrada en un *threshold* mayor. A modo de ejemplo, en las siguientes imágenes se recogen las gaussianas de ruido en función del número de píxeles activados, indicando en cada caso la media y desviación típica.

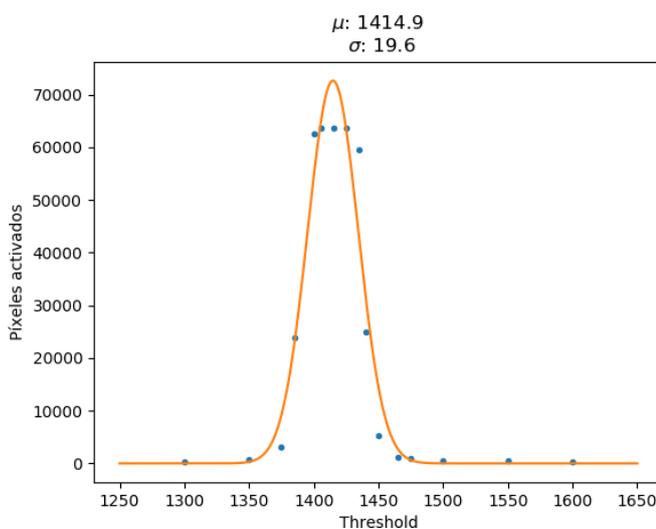


Figura 2: VP2-0

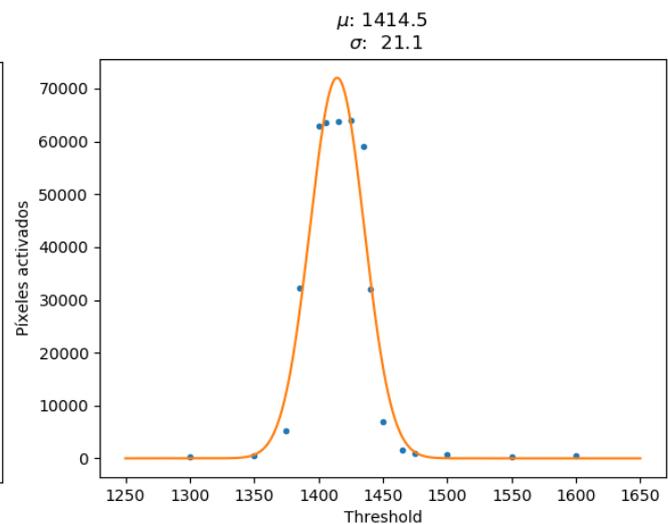


Figura 3: VP2-1

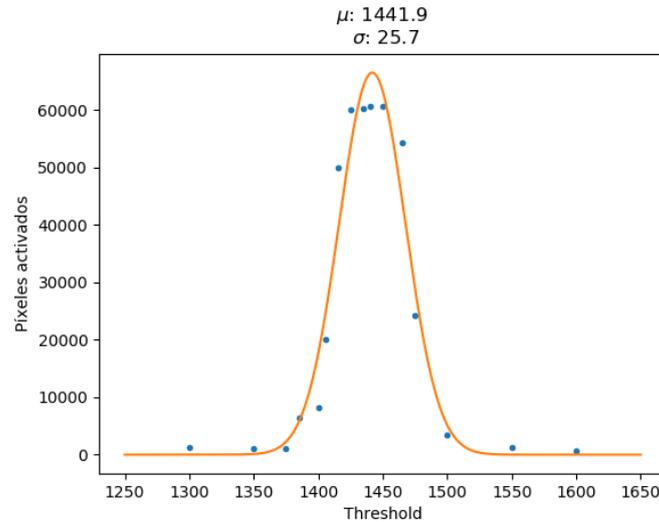


Figura 4: VP2-2

Finalmente nos dimos cuenta de que el error estaba en un mal funcionamiento del modo *photon counting*, que contabilizaba como máximo una cuenta por píxel. Debido a una mala elección en el código de colores de los plots (bajo contraste), no se diferenciaban a simple vista los píxeles con una cuenta de los que no tenían ninguna. Este problema se solucionó antes de que diésemos con su origen, quizás gracias a un reinicio del mini-DAQ.

A continuación hacemos varias pruebas de funcionamiento del detector para diferentes condiciones de polarización y temperatura. Estudiando el número de píxeles “masqueados” por la ecualización en los distintos casos decidimos en qué condiciones trabajaremos.

Polarización	Temperatura base (°C)	n.º de píxeles masqueados
Sí	1,7	113
No	1,7	2677
Sí	15	76
No	15	1949

Cuadro 1: Píxeles masqueados para diferentes condiciones de temperatura y polarización

En el Cuadro 1 el parámetro que llamamos *Temperatura base* se corresponde con la temperatura medida en la placa de aluminio que está pegada a los distintos chips. Esta temperatura nos sirve para hacer este estudio ya que nos da una medida aproximada de la temperatura del ambiente, sin embargo, desconocemos la temperatura exacta de cada uno de los chips. Cada VeloPix tiene un termómetro que permite monitorizar su temperatura por separado, pero este no está calibrado. Una tarea que finalmente no llegó a terminarse es hacer una monitorización simultánea de la *Temperatura base* y la temperatura de cada chip para encontrar la relación entre ambas y poder conocer la temperatura en cada chip (en definitiva, calibrar los termómetros de los VeloPix).

Como se puede ver en el Cuadro 1, la temperatura no es un un parámetro importante comparado con otros efectos como la polarización a la hora de disminuir el número de píxeles masqueados.

Tras observar esto, y dado que el proceso de enfriamiento ralentizaría mucho la operación del sensor todos los días, decidimos trabajar a temperatura ambiente (unos 15°C) y con el sensor polarizado.

Lo siguiente que hemos hecho (tras conseguir visualizar el efecto de una fuente radioactiva) ha sido buscar el *threshold* que proporcionase una relación señal/ruido óptima. Comenzamos haciendo un estudio de las tasas de ruido para diferentes *threshold* en modo *photon counting*. Los resultados se recogen en el Cuadro 2. Como los tres chips tienen gaussianas de ruido diferentes, los resultados muestran también, para cada *threshold*, el número de sigmas (σ) que está desplazado este valor respecto de la media del chip.

	Threshold	σ	n.º de cuentas	tasa de ruido (s^{-1})
VP2-0	1417	0,026	408328587	1995740(99)
	1475	1,55	2	0,020(14)
	1500	2,21	6	0,00097(40)
VP2-1	1417	0	408412232	1996149(99)
	1475	1,66	178	0,870(65)
	1500	2,37	6	0,00097(40)
VP2-2	1417	-0,68	16166682	79016(20)
	1475	0,84	4105967	20068(10)
	1500	1,5	7	0,00114(43)

Cuadro 2: Tasas de ruido en modo *photon counting*

Las incertidumbres han sido calculadas a través de la raíz cuadrada del número de cuentas.

La idea inicial era hacer medidas largas¹ con fuente para distintos *threshold*. Con esto, y habiendo ya caracterizado la tasa de ruido en distintos puntos de la gaussiana, podríamos decidir cuál de los puntos de la cola derecha de la gaussiana es el óptimo para trabajar.

Desafortunadamente, tras hacer las medidas, estas tuvieron que ser desechadas por un error en la configuración de la toma de datos. Ante esta situación, y en vista de que para un *threshold* de 1500 la relación señal/ruido es buena para los tres VeloPix, decidimos no invertir más tiempo en este estudio y comenzar a trabajar con un *threshold* común de 1500.

Más tarde se habilita la opción de establecer distintos *threshold* a cada VeloPix. En este momento decidimos trabajar a $1,6\sigma$ de distancia a la media de la gaussiana de ruido de cada VeloPix, buscando así un comportamiento más uniforme.

¹La realización de este tipo de medidas conllevó el desarrollo de un *script* que sumase muchas medidas independientes más cortas. En este proceso también incorporamos alguna corrección como la eliminación de columnas ruidosas.

	μ	σ
VP2-0	1416	38
VP2-1	1417	35
VP2-2	1443	38

Cuadro 3: Media (μ) y desviación típica (σ) de la gaussiana de ruido de cada chip.

	Thershold $1,6\sigma$
VP2-0	1477
VP2-1	1473
VP2-2	1504

Cuadro 4: *Thershold* correspondiente a $1,6\sigma$ para cada chip.

2.2. Estudios radiación γ , tamaño de la fuente y primera calibración del detector

Tamaño de la fuente

Utilizamos el detector para tratar de conocer el tamaño de la parte activa de la fuente de ^{241}Am , de la cual solo conocemos las dimensiones del encapsulado: un cilindro de 8 mm de diámetro y 5 mm de altura. La documentación facilitada por el fabricante especifica además que la forma de la parte activa es también cilíndrica. El método empleado es el siguiente:

Disponemos la fuente a una distancia conocida (de 5 mm aproximadamente) del detector, y realizamos una medida en modo *photon counting* lo más larga posible (en nuestro caso, un fin de semana). Hemos realizado la medida con un *threshold* de 1500 en repeticiones 4,096 s. A continuación, realizamos distintas simulaciones de montecarlo variando la altura y el diámetro de la fuente entre cada una de ellas. Comparando los datos medidos (tras procesarlos con las nuevas funcionalidades del decoder) con los simulados, podremos realizar una estimación de cuáles son los pares diámetro-altura que mejor se ajustan a nuestros datos.

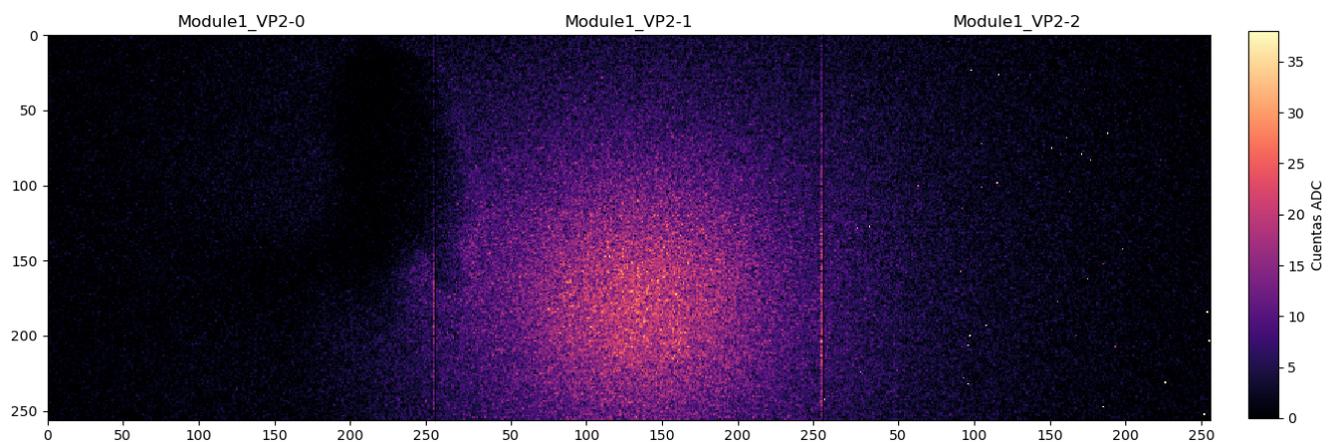


Figura 5: Medida con ^{241}Am encima del detector

El resultado de la medida, tras aplicar ciertos criterios para eliminar columnas de chips ruidosos, se muestra en la Figura 5.

Cabe destacar que la sombra que se aprecia entre el VP2-0 y el VP2-1 se debe a la presencia del cable que proporciona el alto voltaje que polariza el módulo. Estudiaremos solo los datos medidos por el VP2-1.

Para realizar la comparación entre datos medidos y simulados, en primer lugar se ha realizado un *rebinning* agrupando los píxeles en celdas de 8×8 . El objetivo es aumentar el número de cuentas por canal para reducir así su incertidumbre relativa, que es igual a la raíz cuadrada del número de cuentas del canal dividida por el número de cuentas del canal. Esto es así porque el suceso de detectar una partícula en un canal en concreto sigue una distribución de Poisson. Existe una sutileza a la hora de realizar el *rebinning*: los píxeles masqueados (que por otra parte son solo 76) no contribuyen a la suma total de la celda a la que pertenecen, alterando la estadística y haciendo que la comparación pierda sentido. Para tratar de corregir este efecto, hacemos que cada píxel masqueado aporte a la suma de su celda el valor medio del resto de píxeles de la celda. En definitiva, $suma_T = suma_T \cdot \frac{M^2}{M^2 - N_{mask}}$, donde $suma_T$ es la suma total de la celda, M es la dimensión de la celda y N_{mask} es el número de píxeles maskeados en la celda.

El *rebinning* también nos ayuda a situar el punto de la matriz en el que debemos situar el centro de la fuente en nuestras simulaciones. Buscando el centro geométrico de los puntos que superan el 90 % del máximo de la matriz, situamos, de forma aproximada, el centro en el píxel (136,178).

Tras realizar el *rebinning*, se eliminan las zonas donde se miden efectos ajenos a la presencia y tamaño de la fuente, como son la presencia del cable o los píxeles más ruidosos en las intersecciones de los chips. Después de esto, el valor de cada “pixel”² se normaliza a la integral de toda la matriz, para que su valor sea comparable con el valor simulado independientemente del tiempo medido y del número de iteraciones del montecarlo. Esta misma normalización se le aplica a los valores del montecarlo.

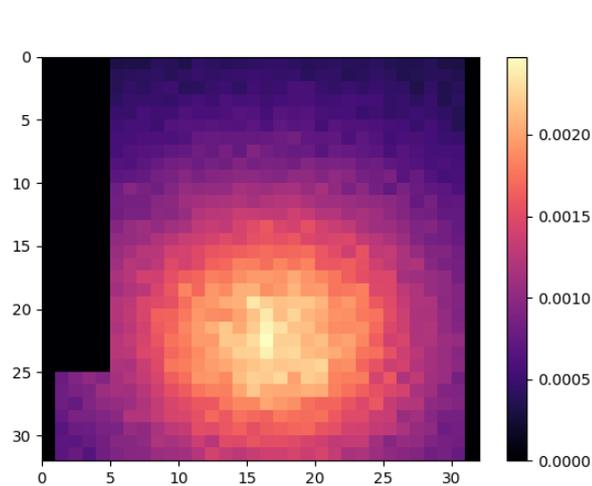


Figura 6: Matriz de la medida

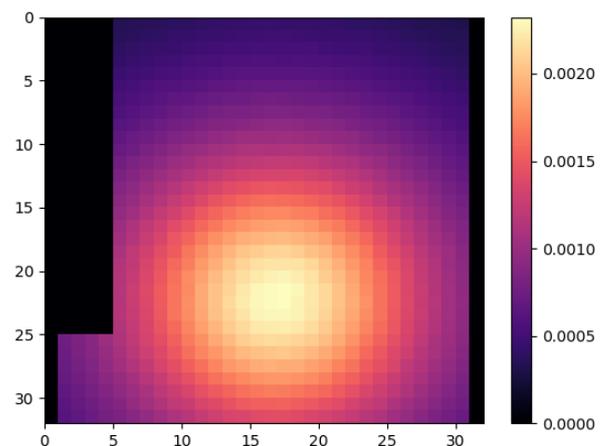
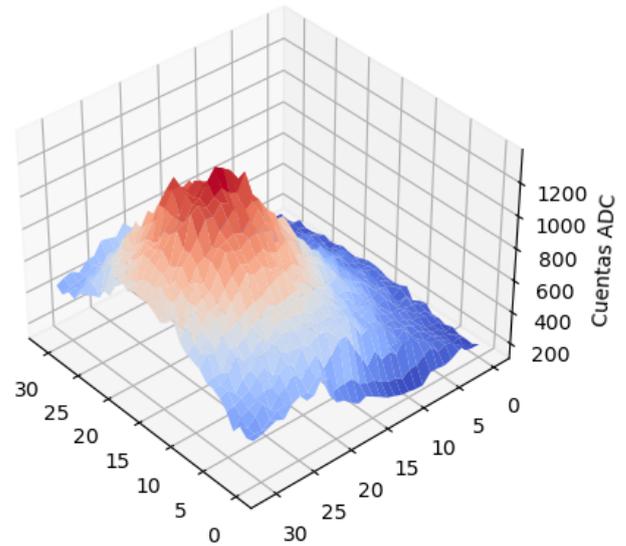


Figura 7: Matriz del montecarlo para diámetro y altura de la fuente de 2 y 4 mm respectivamente

²Realmente, es el valor de la suma de los 64 píxeles que pertenecen a cada celda 8×8

Tras realizar las transformaciones anteriores, las matrices obtenidas en nuestra medida y en una de las simulaciones montecarlo son las mostradas en las Figuras 6 y 7. En la figura de la derecha podemos ver una representación tridimensional del espectro medido (tras haber realizado el *re-binning*).



Hemos realizado simulaciones diferentes (con hasta 150 millones de iteraciones) para las distintas combinaciones de diámetro y altura, variando el diámetro entre 1 y 8 mm y la altura entre 0 y 5 mm. Buscamos una precisión de mm, ya que por motivos que comentaremos en la sección de observaciones no tiene sentido ir más allá.

La comparación la realizamos tomando cada simulación de montecarlo como posible modelo y calculando el valor de

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\text{observado}_i - \text{teórico}_i)^2}{\text{teórico}_i}$$

El modelo que logre minimizar este valor será el más apropiado.

En la siguiente tabla se recogen valores χ^2 para las diferentes dimensiones posibles de la fuente.

		ALTURA (m)					
		0	0,001	0,002	0,003	0,004	0,005
DIÁMETRO (m)	0,001	0,03206	0,01572	0,00737	0,00361	0,00254	0,00298
	0,002	0,03055	0,01472	0,00686	0,00344	0,00252	0,00302
	0,003	0,02802	0,01333	0,00616	0,00314	0,00251	0,00329
	0,004	0,02472	0,01159	0,00522	0,00279	0,00257	0,00363
	0,005	0,02101	0,00961	0,00432	0,00257	0,00281	0,00421
	0,006	0,01715	0,00757	0,00351	0,00252	0,00326	0,00496
	0,007	0,01339	0,00578	0,00291	0,00275	0,00400	0,00608
	0,008	0,00998	0,00431	0,00269	0,00333	0,00508	0,00752

Cuadro 5: Valores de χ^2 para los distintos pares diámetro-altura posibles

Es importante advertir que el resultado que estamos mostrando corresponde a una única ejecución de cada simulación, que por su naturaleza está sujeta a fluctuaciones estadísticas. Debido a estas

fluctuaciones y también a la naturaleza del método, tenemos que existen varios pares diámetro-altura compatibles con nuestra medida.

Tras repetir varias veces el método (también para otros *rebinning*s diferentes) y estudiar la variación de los valores de χ^2 , concluyo que los pares de diámetro (D) y altura (h) que mejor reproducen el perfil de la medida son los correspondientes a los χ^2 destacados en rojo en la tabla anterior:

$$D = 6 \text{ mm} , \quad h = 3 \text{ mm}$$

$$D = 2 \text{ mm} , \quad h = 4 \text{ mm}$$

$$D = 3 \text{ mm} , \quad h = 4 \text{ mm}$$

Colimación

La siguiente tarea fue intentar colimar la fuente. El objetivo era situar la fuente de ^{241}Am colimada en un lateral del detector, con la intención de poder visualizar y analizar la huella que dejarían sobre el silicio sus emisiones gamma. Para llevar a cabo dicha tarea es imprescindible que se observen trazas producidas por las emisiones, lo cual no fue posible en una experiencia anterior a mi estancia. Se temía que el problema fuesen las emisiones con trayectorias oblicuas, que depositan energía en solo unos pocos píxeles y no llegan a dejar trazas, lo cual tratamos de evitar introduciendo el colimador.

El dispositivo colimador más estrecho que se fue capaz de construir con los medios disponibles consiste en dos ranuras de plomo de aproximadamente 1 mm de grosor superpuestas perpendicularmente. Una de ellas es de 1 mm de ancho y otra de 300 μm . Para probar la efectividad del colimador ponemos la fuente de ^{241}Am sobre él y a su vez sobre el detector y realizamos una medida durante aproximadamente 8 horas. El resultado se muestra en la siguiente imagen.

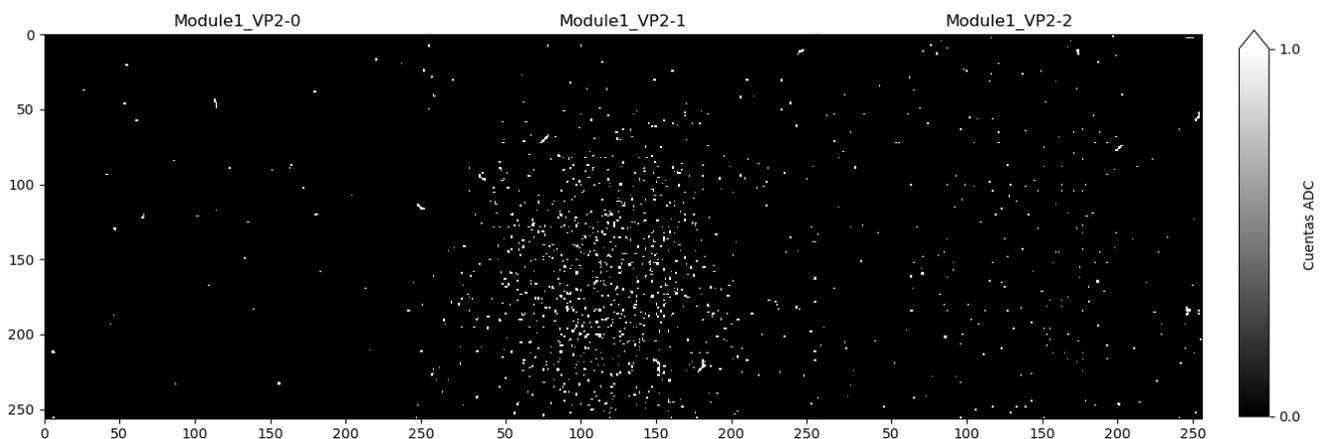


Figura 8: Prueba de la eficacia del colimador de plomo

Es evidente que no estamos consiguiendo colimar las emisiones, al menos no lo suficiente. ¿Puede ser que el plomo no esté atenuando la radiación como pensábamos³ y necesitemos un grosor mayor?

Realicemos un análisis aproximado de cuánto y por qué ha variado la tasa de detección al introducir el colimador. Debido al simple hecho de que el colimador tiene un cierto grosor y hace que la fuente se eleve aproximadamente un milímetro más, el ángulo θ del diagrama de la Figura 9 pasa de ser $\theta = \arctan\left(\frac{7}{5}\right) \approx 0,95$ rad (un 30 % de semicircunferencia) a ser $\theta_{colim} = \arctan\left(\frac{7}{6}\right) \approx 0,86$ rad (un 27 % de semicircunferencia).

Cuando no colimamos, la tasa es de $6,6552(84) \text{ s}^{-1}$. El efecto de la elevación de la fuente exclusivamente haría que la tasa disminuyese aproximadamente a un valor del orden de $\frac{0,86}{0,95} \cdot 6,6 \text{ s}^{-1} \approx 5,9 \text{ s}^{-1}$ (donde, como aproximación, estamos reduciendo el problema a una dimensión). Como esperábamos, esto nos lleva a concluir que el plomo sí está absorbiendo la radiación de la fuente, puesto que la tasa ha bajado ahora a $0,0485(13) \text{ s}^{-1}$.

Concluimos que el hecho de no observar una colimación en nuestra medida se debe a que la fuente está colocada demasiado cerca del colimador, produciéndose por lo tanto el efecto que se esquematiza en la Figura 10. Este problema no se puede resolver separando la fuente del colimador, ya que existen ciertas dificultades en el montaje y además la tasa de emisión de la fuente no es lo suficientemente alta.

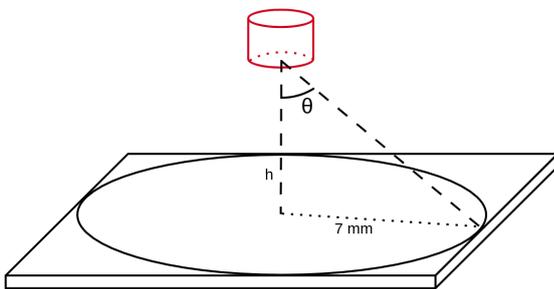


Figura 9: Diagrama de la posición de la fuente

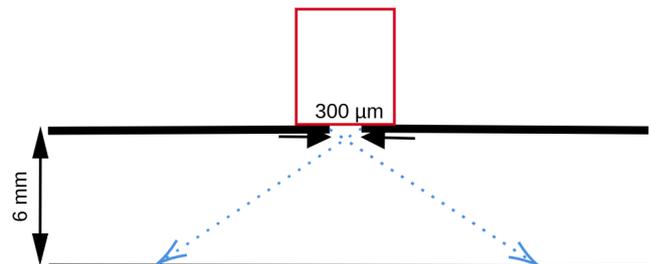


Figura 10: Efecto que explica la dispersión de las emisiones

³Como buena aproximación, podemos aplicar la ley de atenuación exponencial para ver cuánta radiación absorbe el colimador de plomo:

$$I/I_0 = e^{-(\mu/\rho)x}$$

Donde μ es el conocido como coeficiente de atenuación, ρ la densidad del material absorbente (plomo en este caso) y x la cantidad de material atravesado. I/I_0 es la relación entre la cantidad de radiación por unidad de área y tiempo que atraviesa el material y la que incide sobre el mismo.

Consultando en el NIST los datos del coeficiente de atenuación para las energías que nos interesan, y suponiendo $x=1$ mm, tenemos que los cocientes I/I_0 valen en cada caso:

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)_{59,5 \text{ keV}} \approx 3,35 \cdot 10^{-3} \quad ; \quad \left(\frac{I}{I_0}\right)_{26,3 \text{ keV}} \approx 1,13 \cdot 10^{-15}$$

Podemos ver que en ambos casos la absorción es prácticamente total.

Estudio de trazas

Ante los problemas antes descritos, decidimos tratar de observar trazas disponiendo la fuente sin colimar en un lateral del detector. La clave para poder observar las trazas está en realizar medidas lo suficientemente cortas como para que no se mezclen las posibles trazas con el ruido de fondo y con emisiones que solo depositen energía en un píxel.

La siguiente imagen se corresponde con el resultado de graficar todos los píxeles que se han activado en alguna de las medidas cortas que realizamos, donde ya se puede apreciar que no se ve ninguna traza. Después de hacer algunas pruebas sin éxito bajando el *threshold*, achacamos esto a la baja eficiencia del detector para rayos gamma de estas energías, cuestión que abordaremos a continuación.

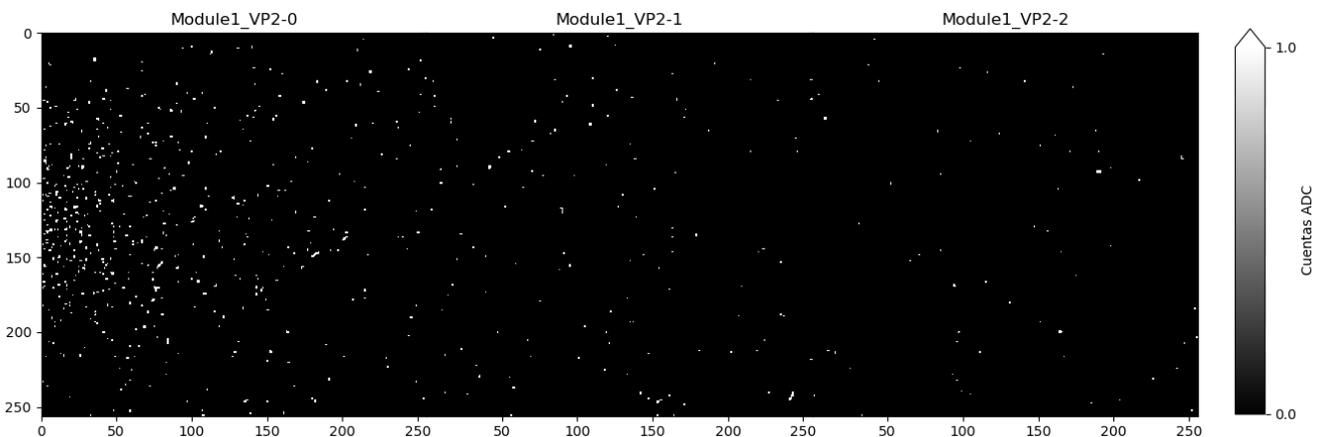


Figura 11: Intento de visualizar trazas disponiendo la fuente sin colimar en un lateral.

Ante la imposibilidad de realizar un estudio de los fotones emitidos por el ^{241}Am en base a la longitud de penetración en el silicio (puesto que no vemos trazas), pasamos a realizar un estudio energético de los mismos empleando el modo *Time Over Threshold* (TOT) y poniendo la fuente encima. Dado que existe una relación (ahora veremos cual) entre el TOT y la energía del fotón incidente, esto nos servirá para realizar una primera calibración del detector, así como para estudiar su eficiencia y su resolución para rayos γ . Para la realización de esta medida hemos empleado un *threshold* de 1,6 sigmas de distancia a la media de cada VeloPix.

Para realizar este estudio agrupamos las trazas medidas según su TOT. En el espectro resultante se pueden observar tres picos: el primero corresponde a ruido de fondo y otros efectos (como podrían ser rayos X provenientes del encapsulado) y el segundo y tercero corresponden a las emisiones de fotones de 26,3 keV y 59,5 keV respectivamente. Ajustamos a gaussianas (caso límite de una distribución de Poisson) los tres picos. Que ajustemos también el pico de ruido se debe a que posteriormente extraeremos su aportación para calcular las eficiencias. En esta medida no extraemos el ruido de fondo porque, además de que no es necesario (este solo está presente en las primeras cuentas), entre la toma de datos y la del ruido de fondo para TOT ha pasado demasiado tiempo y no son compatibles (la resta da lugar a tasas negativas, quizás debido a un cambio en la ganancia u otros efectos).

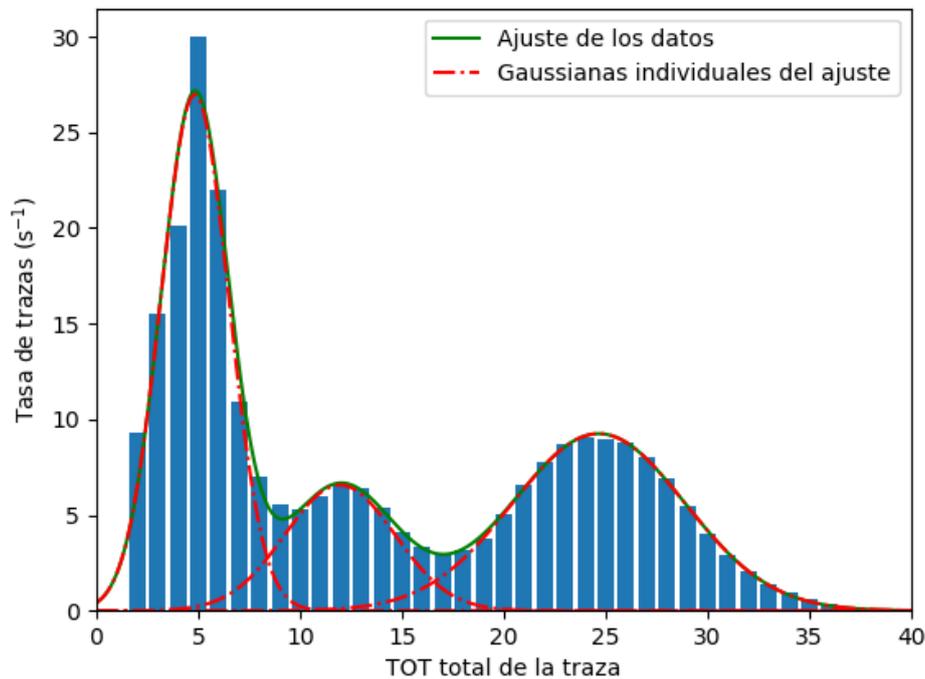


Figura 12: Espectro energético de las deposiciones de la fuente de ^{241}Am sobre el detector.

La gaussiana correspondiente a una energía de 26,3 keV está centrada en un TOT de 11,95(12) y tiene una σ de 2,69(14). La correspondiente a una energía de 59,5 keV está centrada en un TOT de 24,656(89) y tiene una σ de 4,340(98).

Suponiendo que la relación entre TOT y Energía es lineal en la zona en la que estamos trabajando (como es previsible, en vista de otras investigaciones realizadas con el mismo tipo de detectores), podemos plantear un sistema de ecuaciones lineales con los dos puntos que conocemos y despejar la pendiente y el término independiente. Si tenemos que $E = m \cdot TOT_E + n$:

$$\begin{cases} 26,3 \text{ keV} = m \cdot 11,95(12) + n \\ 59,5 \text{ keV} = m \cdot 24,656(89) + n \end{cases}$$

Despejando y aplicando la ley de propagación de incertidumbres, tenemos que

$$m = 2,612(31) \frac{\text{keV}}{\text{cuentas ADC}} \quad n = 11,73(48) \text{ keV}$$

Calculemos ahora la eficiencia del detector para rayos gamma de estas energías. La eficiencia total del detector (ϵ_t) se define como el cociente entre el número de detecciones y el número total de desintegraciones (gamma) de la fuente. A su vez, esta eficiencia total se suele descomponer en dos términos: la eficiencia intrínseca del detector (ϵ_i), que es el cociente entre el número de detecciones y el número de gammas que entran en el detector, y la eficiencia geométrica (ϵ_g), que es el cociente entre el número de gammas que entran en el detector y el número total de emisiones.

$$\varepsilon_T = \varepsilon_g \cdot \varepsilon_i = \frac{N_{\text{entrantes}}}{N_{\text{emitidas}}} \cdot \frac{N_{\text{detectadas}}}{N_{\text{entrantes}}} = \frac{N_{\text{detectadas}}}{N_{\text{emitidas}}} \quad (1)$$

La eficiencia geométrica la calculamos haciendo uso de la simulación de montecarlo. Suponiendo que la fuente tiene un diámetro y una altura dentro de los intervalos calculados anteriormente obtenemos una eficiencia de 0,1450(10). Hemos supuesto esa incertidumbre tras observar que si variamos las dimensiones de la fuente dentro del intervalo de sus posibles valores, la variación entorno a ese valor de la eficiencia geométrica es del orden de 10^{-4} .

La eficiencia total la podemos calcular tomando la tasa de detección (N) (integral de la gaussiana en la Figura 12) y dividiendo por el producto de la actividad de la fuente y el *Branching Ratio* (BR) de la emisión en cuestión:

$$\epsilon_T = \frac{N}{BR \cdot A(t)}$$

La actividad en el momento de la medida ($A(t)$) la podemos calcular a partir de los datos facilitados por el fabricante. La actividad de la muestra el 22/1/18 es de $A_0 = 1,37(21)$ MBq. La medida la hemos realizado el 28/7/21, es decir, 1283 días o 3,515 años después. La constante de desintegración del Am^{241} es de $1,60 \cdot 10^{-3}$ años $^{-1}$.

Tanto el valor de la constante de desintegración como el valor del tiempo transcurrido tienen una incertidumbre asociada (debido por ejemplo a que desconocemos la hora del día a la que fue medida la actividad inicial A_0), pero esta es despreciable comparado con la incertidumbre del propio valor de A_0 . Calculamos aplicando de nuevo la ley de propagación de incertidumbres:

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} = 1,37(21) \text{ MBq} \cdot e^{-1,60 \cdot 10^{-3} \text{ anos}^{-1} \cdot 3,515 \text{ anos}} = 1,36(21) \text{ MBq}$$

Sabemos que el *Branching Ratio* de la emisión de fotones de 26,3 keV es del 2,4% y el de la de 59,5 keV es del 35,7%. Calculando las integrales de los ajustes de la Figura 12 ya podemos calcular la eficiencia total para cada energía:

$$\epsilon_T(\gamma_{26,3 \text{ keV}}) = \frac{44,334(50) \text{ s}^{-1}}{0,024 \cdot 1,36(21) \text{ MBq}} = 1,35(21) \cdot 10^{-3}$$

$$\epsilon_T(\gamma_{59,5 \text{ keV}}) = \frac{98,307(75) \text{ s}^{-1}}{0,357 \cdot 1,36(21) \text{ MBq}} = 2,02(31) \cdot 10^{-4}$$

Donde la incertidumbre de la integral de la tasa fue calculada haciendo la raíz cuadrada de la integral del número total de trazas dentro de la gaussiana y dividiendo por el tiempo de medida⁴ (de nuevo por tratarse de una distribución de Poisson). La incertidumbre del valor de la eficiencia se calcula propagando incertidumbres.

Podemos ahora calcular la eficiencia intrínseca del detector para rayos gamma de estas energías:

⁴Obviamente esto no es lo mismo que hacer directamente la raíz cuadrada de la tasa, es importante reparar en ello.

$$\epsilon_i(\gamma_{26,3} \text{ keV}) = \frac{\epsilon_T(\gamma_{26,3} \text{ keV})}{\epsilon_g} = \frac{1,35(21) \cdot 10^{-3}}{0,1450(10)} = 9,3(14) \cdot 10^{-3}$$

$$\epsilon_i(\gamma_{59,5} \text{ keV}) = \frac{\epsilon_T(\gamma_{59,5} \text{ keV})}{\epsilon_g} = \frac{2,02(31) \cdot 10^{-4}}{0,1450(10)} = 1,39(21) \cdot 10^{-3}$$

Como vemos, son valores extremadamente baixos, lo que hace altamente improbable que un fotón consiga provocar una resposta en varios píxeles contiguos y así ver trazas.

Podemos agora calcular la resolución del detector para estas dos enerxías⁵, que vendrá dada por $R \equiv \frac{FWHM}{E_{\gamma_0}} \approx \frac{2,35\sigma(E)}{E_{\gamma_0}}$, donde FWHM hace referencia a la *Full Width at Half Maximum* y E_{γ_0} se corresponde con la enerxía del fotopico. Emplharemos la calibración que acabamos de hacer para pasar las σ a unidades de enerxía multiplicando por la pendiente de la recta m .

$$R(\gamma_{26,3} \text{ keV}) = \frac{2,35 \cdot 2,69(14) \cdot 2,612(31) \text{ keV}}{26,3 \text{ keV}} = 0,627(34)$$

$$R(\gamma_{59,5} \text{ keV}) = \frac{2,35 \cdot 4,340(98) \cdot 2,612(31) \text{ keV}}{59,5 \text{ keV}} = 0,447(11)$$

Como cabría esperar, son resultados bastante malos.

2.3. Estudios radición β . Identificación, agrupación y estudio de las trazas observadas con el detector

Ante la imposibilidad de observar trazas continuas empleando la fuente de Am^{241} , decidimos estudiar la resposta de nuestro detector ante una fuente de emisiones β . Emplharemos una fuente de Sr^{90} cuya actividad (de 5 MBq) es además notablemente mayor que la de la fuente de Am^{241} .

El Sr^{90} tiene un espectro de emisión β cuya forma se muestra en la Figura 13. Las emisiones β provienen de desintegraciones del Sr^{90} a Y^{90} (con una enerxía máxima del electrón emitido de 546 MeV) y de desintegraciones del Y^{90} a Zr^{90} (con una enerxía máxima del electrón emitido de 2,3 MeV).

⁵La resolución mide la capacidad del detector para distinguir entre dos picos de radiación muy próximos en enerxía.

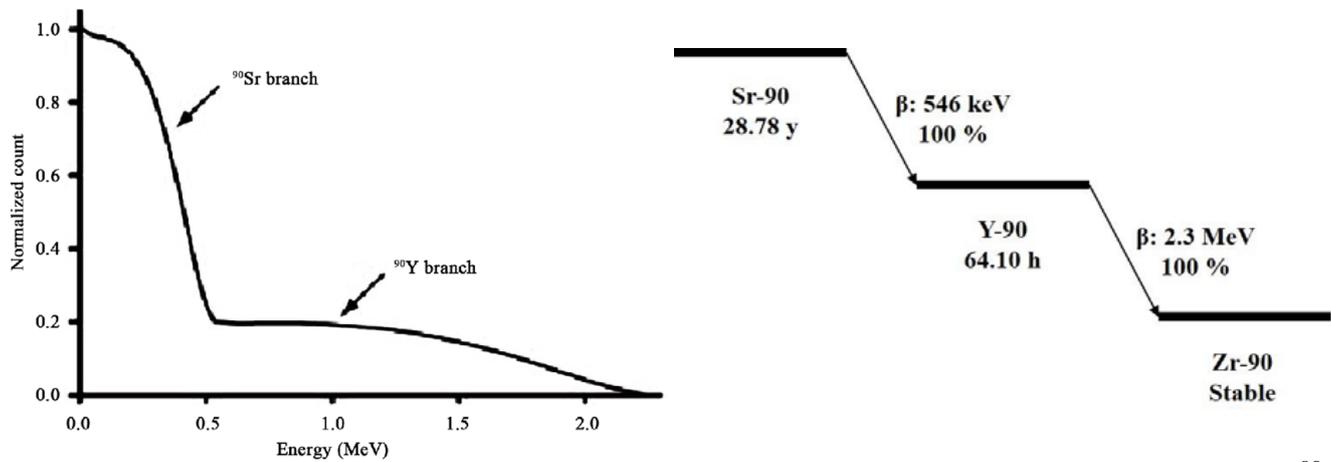


Figura 14: Esquema de desintegración del Sr^{90}

Figura 13: Fuente de Sr^{90} encima del detector

Como primera prueba, colocamos la fuente encima del detector (sobre el lateral donde se encuentra el cable de alimentación, debido a restricciones en el montaje). Medimos durante aproximadamente 12 minutos en modo TOT, con un *threshold* de $1,6\sigma$. Obtenemos el siguiente resultado:

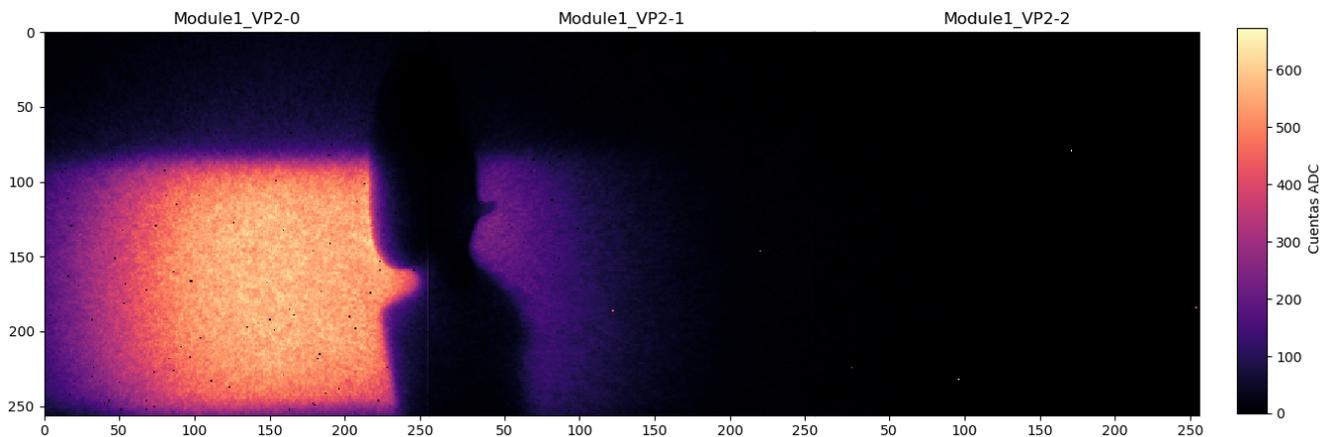


Figura 15: Fuente de Sr^{90} encima del detector

Podemos ver cómo la mayor actividad de la fuente junto con la alta eficiencia de detección de electrones que tiene el detector hacen que la señal que deja esta fuente sea mucho más intensa. Los electrones no llegan a atravesar el cable de alimentación, creando la sombra bien definida que se ve en la imagen. La ausencia de señal en la parte superior se debe a la presencia del soporte donde colocamos la fuente.

Disponemos ahora la fuente en el lateral del detector, a unos 4 mm de distancia y con la mejor alineación que permite el montaje. De nuevo, para que las trazas sean distinguibles, debemos realizar medidas suficientemente cortas. En primer lugar realizamos algunas pruebas con repeticiones de 200 ms y 200 μs . Concluimos que la mejor opción es tomar repeticiones de 200 μs para asegurar que no haya trazas que se intersequen entre ellas, lo que posteriormente facilitó el

desarrollo de un algoritmo de localización y agrupación de trazas.

Sin embargo, detengámonos a comentar brevemente los resultados obtenidos en las repeticiones de 200 ms (Figura 16):

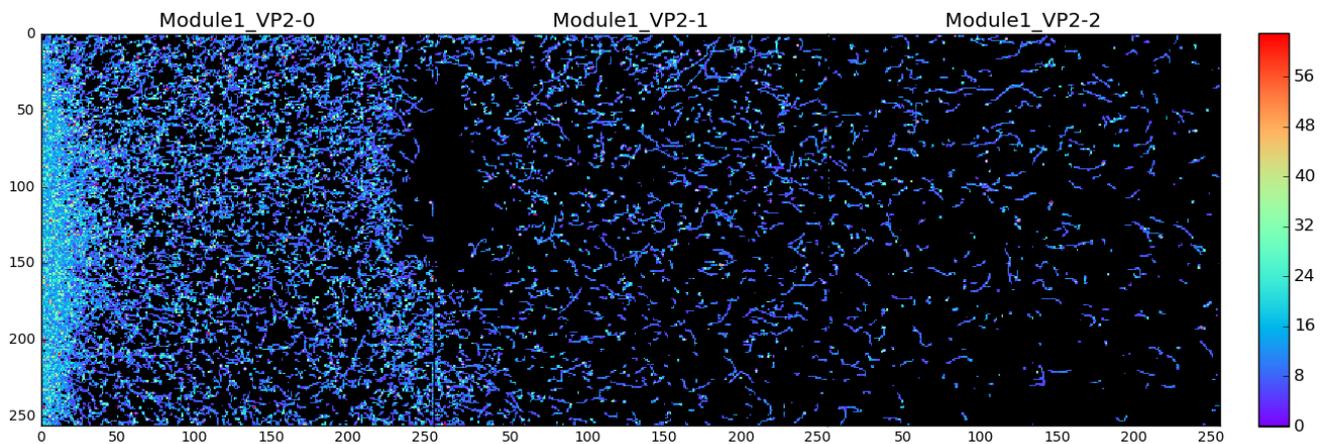
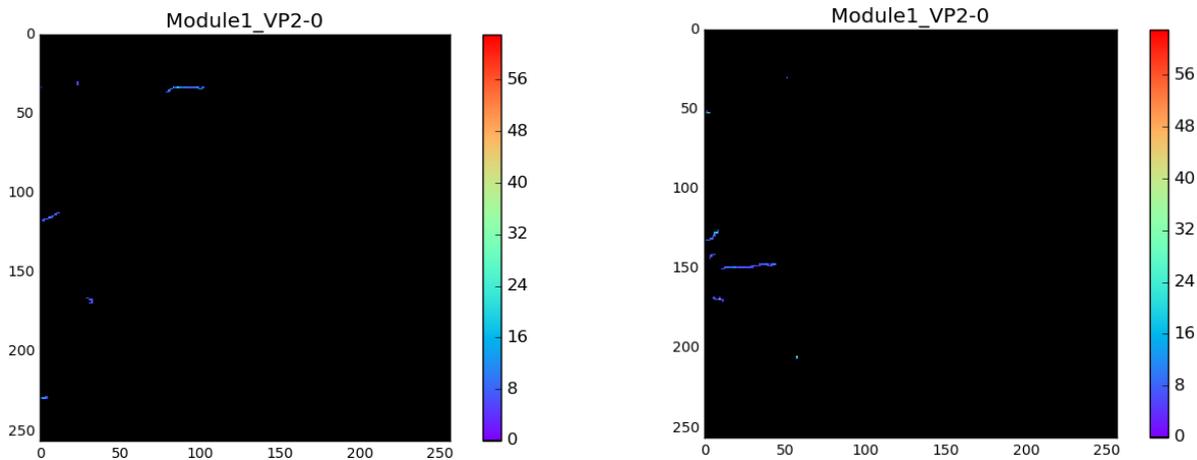


Figura 16: Medida de 200 ms con la fuente de ^{90}Sr en un lateral.

Se puede ver como la zona en la que está presente el cable de alimentación la tasa de trazas es mucho menor. También se aprecia cómo en la zona izquierda del cable la cantidad de trazas asciende. Esto seguramente se deba a que los electrones no atraviesan el cable y “rebotan” impactando en la parte del detector anterior al cable. También podría ser que la polarización esté modificando el comportamiento del detector en la zona que está inmediatamente debajo del cable (ya que la tasa disminuye debajo del cable pero no en la zona posterior, donde también podría crear una “sombra”), pero no tenemos pruebas suficientes para afirmar algo así.

Comentemos ahora los resultados obtenidos tras medir en intervalos de $200\ \mu\text{s}$. En este caso el número de trazas por imagen es mucho menor y podemos estudiarlas mejor. Tras medir durante un fin de semana completo (contando tiempos de configuración), hemos detectado, localizado, y agrupado por energía un total de 918306 trazas.

A continuación se muestran dos ejemplos.



La mayoría de las trazas observadas atraviesan menos de 20 píxeles. Si buscamos en el NIST qué cantidad de silicio puede atravesar un electrón de 0,55 MeV (que es aproximadamente la máxima energía que puede tener el electrón emitido en la desintegración de Sr^{90} a Y^{90}) tenemos que es de 5,85 mm (para obtener este valor se emplea la *Continuous Slowing Down Approximation* o CSDA) que se corresponde con aproximadamente 100 píxeles de nuestro detector. Para los electrones de 2,5 MeV, este valor es de 3,5 cm, que equivalen a 630 píxeles. El hecho de que no tengamos ninguna traza tan larga se debe a que el grosor de nuestro detector es de tan solo $200\ \mu\text{m}$. Cuando un electrón impacta contra él y experimenta *scattering* al interactuar con los átomos de silicio, su trayectoria se desvía y puede salir del detector fácilmente.

El algoritmo de detección de trazas empleado consta de dos etapas. En primer lugar almacenamos en un diccionario todos los píxeles activos, guardando su posición y energía. Después, cargamos este diccionario con otro script diferente que lo recorre y agrupa los píxeles que forman trazas. Este último script lo empleamos también para agrupar las trazas en función de su longitud y energía (TOT) total. Si representamos la tasa de trazas recogidas frente a la energía total de la traza, obtenemos el siguiente gráfico:

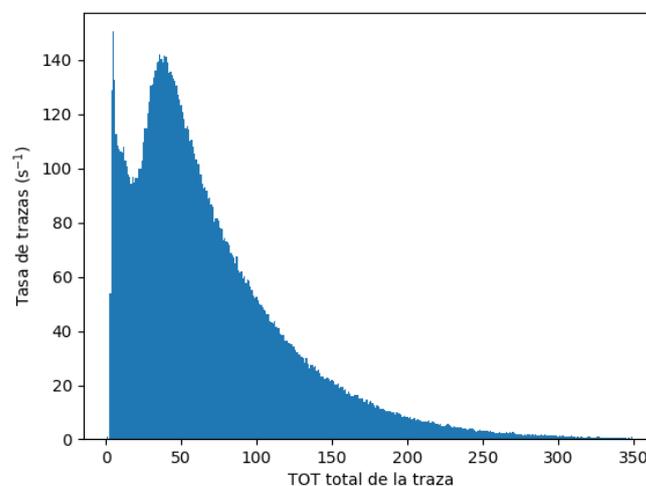
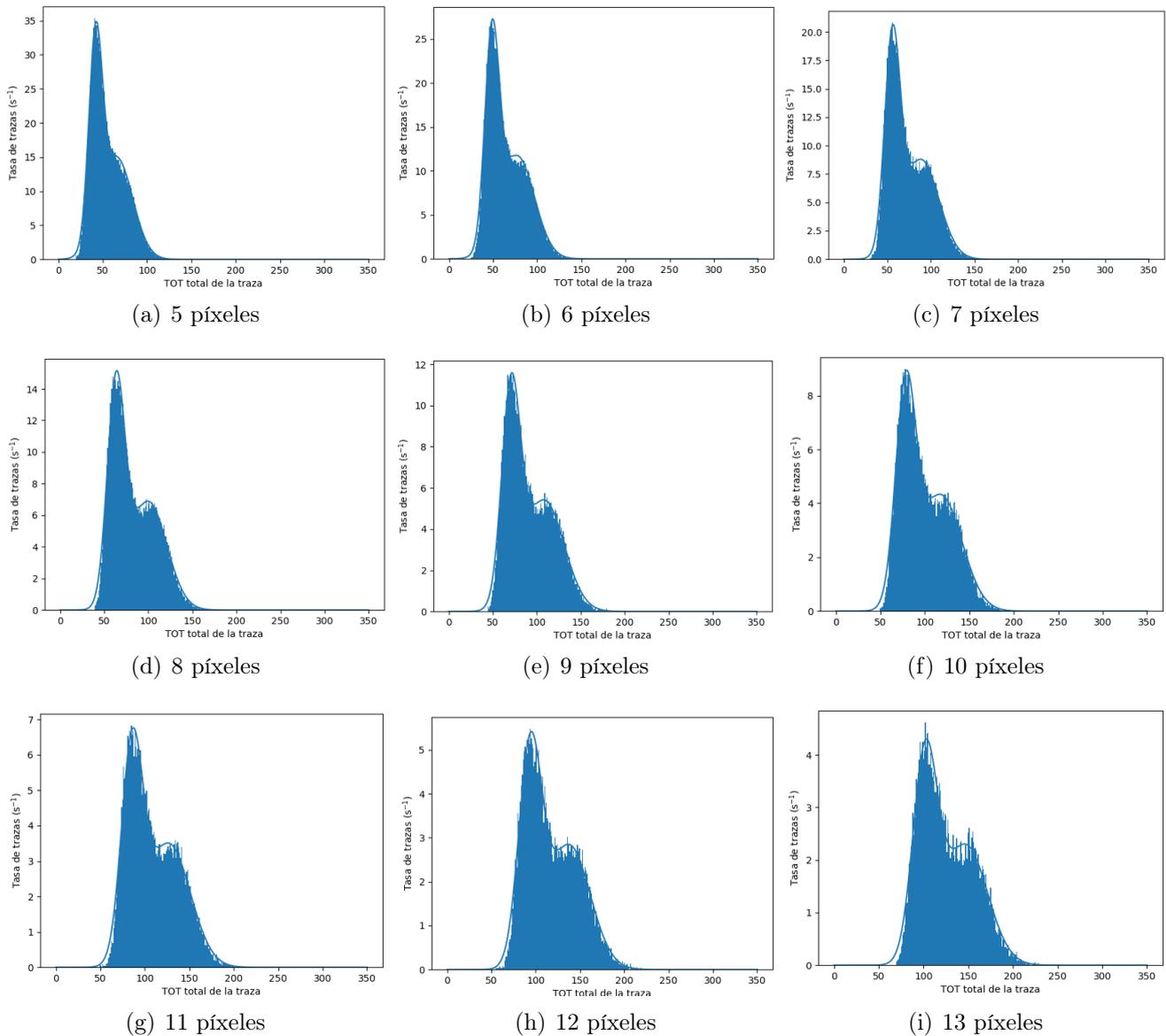


Figura 17: Espectro de las trazas de electrones provenientes del ^{90}Sr

Aunque no nos afecta en gran medida para nuestro estudio, en el gráfico anterior ya ha sido sustraída la tasa de ruido.

Para hacer un estudio más detallado, agrupamos las trazas por longitud. Es importante reparar en que la agrupación por longitud es muy delicada, ya que el hecho de que dos partículas hayan activado el mismo número de píxeles no implica necesariamente que ambas hayan recorrido la misma longitud dentro del silicio. Esto provoca que al agrupar las trazas por píxeles estemos cometiendo cierto error (mezclando trazas de diferentes longitudes).

Aún así, si hacemos la misma representación que en la Figura 17 pero tomando solo las trazas que tienen un número concreto de píxeles, obtenemos gráficos en los que se pueden distinguir dos máximos. A continuación se muestran aquellos en los que se diferencian mejor los picos, habiendo ajustado el espectro a la suma de dos gaussianas como primer intento de localizar los máximos.



Hagamos un pequeño análisis del posible origen de los dos picos que vemos. A partir de la fórmula

de Bethe-Bloch se puede derivar que la distribución de la deposición de energía de un electrón en pequeños espesores sigue una distribución de Landau. Bajo esta aproximación, el espectro debería estar formado por la convolución de un continuo de distribuciones de Landau. Los dos picos se formarían debido a la diferencia entre probabilidades de emisión a distintas energías (Figura 13).

Bajo esta interpretación, el primer pico estaría formado por la deposición de energía de los electrones provenientes de la desintegración de ^{90}Sr , mientras que el segundo lo formarían los electrones provenientes de la desintegración de ^{90}Y .

Hemos probado a realizar un estudio idéntico para trazas de un solo píxel (poniendo la fuente encima del detector), puesto que a priori cumplen mejor la condición de pequeño espesor. En este caso no se aprecia este efecto, lo cual puede deberse a dos fenómenos: en primer lugar, debido al efecto de *scattering* apenas habrá electrones que solo activen un píxel, puesto que aunque incidan perpendicularmente pronto se desvían y activan un píxel contiguo. Con lo cual, probablemente la mayoría de activaciones de un único píxel provengan de otros efectos. En segundo lugar, creemos que el detector no tendría la resolución necesaria para diferenciar estos dos picos en esas condiciones, es decir, no es capaz de resolver los picos en un intervalo de tan solo 63 cuentas de ADC para TOT.

Como se puede ver en las figuras, los espectros no son todo lo limpios que querríamos, posiblemente debido al efecto que produce el hecho de estar mezclando todavía trazas de diferentes longitudes. Aún así, si ajustamos los picos a gaussianas (que aunque no es un buen ajuste, es la mejor aproximación que hemos podido hacer) podemos hacer una apreciación: en el rango que estamos estudiando, los centros de las gaussianas y el número de píxeles de las trazas siguen una relación lineal (Figura 18).

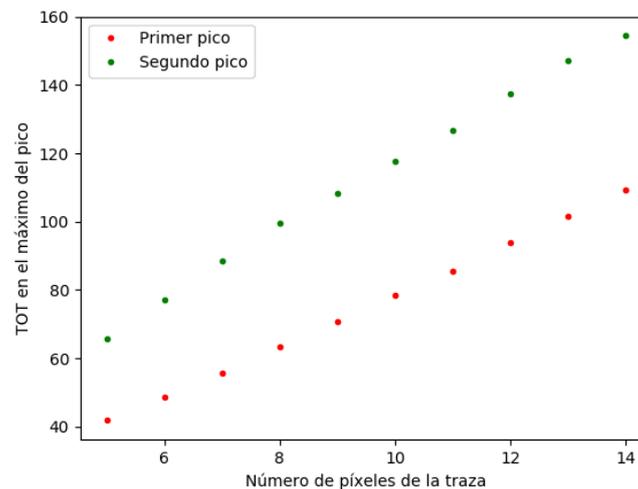


Figura 18: Relación entre los máximos de las gaussianas y la longitud de la traza.

Esto no nos sorprende en absoluto puesto que el rango que estamos considerando es muy reducido: entre 5 y 14 píxeles hay una diferencia de medio milímetro. El hecho de solo ver trazas con una diferencia de longitud tan pequeña no nos permite observar otros efectos que no sea la proporcionalidad que genera el aumentar el número de píxeles.

2.4. Estudio radiación alfa

También hemos estudiado la respuesta del detector frente a la radiación alfa. Para ello empleamos una fuente de ^{252}Cf . El ^{252}Cf se desintegra un 97 % de las veces vía emisión α y un 3 % vía fisión espontánea. En la siguiente imagen mostramos un ejemplo. Hemos realizado repeticiones de 16 s en modo TOT y con un *threshold* de $1,6\sigma$.

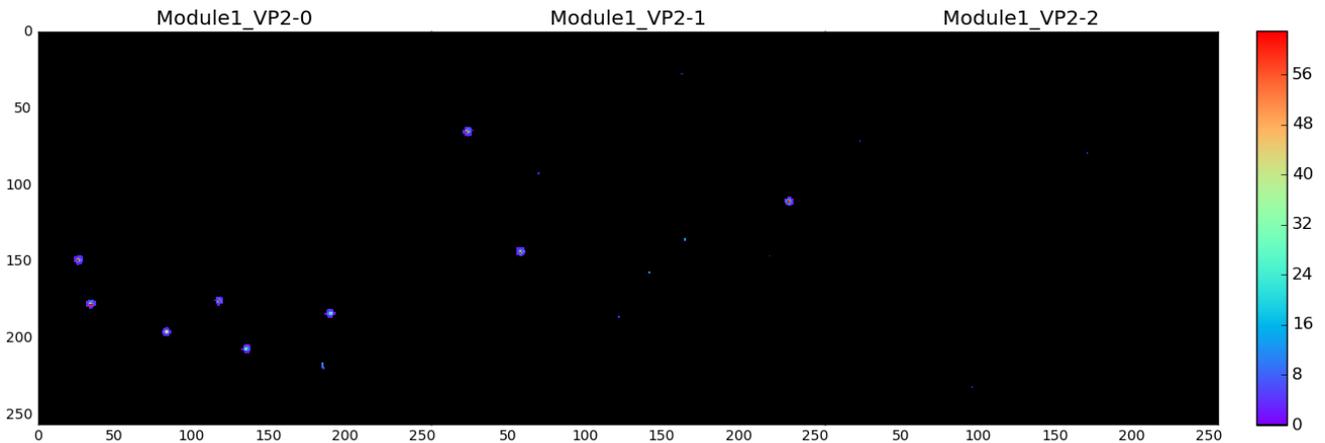


Figura 19: Medida de 16 s con la fuente de ^{252}Cf

3. Observaciones

En el caso de la determinación del tamaño de la parte activa de la fuente de ^{241}Am , existen efectos que no estamos considerando en nuestro método, como puede ser la posible inclinación de la fuente. Además, para tener un resultado preciso necesitaríamos una medida también precisa de la distancia entre detector y fuente. Esta medida, por construcción del montaje, es muy difícil de tomar y nos tenemos que conformar con una medida aproximada. El procedimiento anterior no sirve sin embargo para ejemplificar el método empleado.

Una prueba de la eficacia del método es el hecho de que primeramente pensábamos que la distancia detector-fuente era de 4 mm, y tras analizar los resultados (obteníamos unas dimensiones de la parte activa mayores a las del encapsulado) concluimos que la distancia debía ser mayor. Tras volver a tomar la medida de la distancia, nuestras sospechas se confirmaron.

Muchos de los estudios anteriores constituyen análisis cualitativos. Es por este motivo por el que no todas las medidas que tenemos las convertimos en tasas.