



TRABAJO DE FIN DE MÁSTER

MODELO DE FONDO PARA IAXO-D0, PROTOTIPO DEL EXPERIMENTO IAXO (INTERNATIONAL AXION OBSERVATORY)

Autor:

Cristina Margalejo Blasco

Director:

Dra. Gloria Luzón Marco

UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA

Departamento de Física Teórica

Área de Física Nuclear

28 de noviembre de 2018

Agradecimientos

En primer lugar quiero dar las gracias a Gloria Luzón, directora de este TFM, por haberme dado la oportunidad de formar parte del Grupo de Investigación de Física Nuclear y Astropartículas y por toda la guía y el apoyo que me ha dado durante la realización de este trabajo. A Elisa Ruiz Chóliz por su inmensa paciencia, su buen hacer y por los buenos ratos compartidos. Sin ella este trabajo no habría sido posible. Y a todos los miembros del departamento, en especial a Theopisti y a Héctor, que me han hecho sentir como en casa.

Agradecer también a Javier Redondo por haber estado dispuesto a darme un par de charlas sobre física axiónica que me ayudaron mucho y a Manuel Membrado por todas esas charlas sobre axiones a pie de telescopio que más de una vez me abrieron los ojos.

A mis compañeros del máster Marina y Arturo por todas las horas compartidas tanto en la facultad como fuera de ella. ¡Este año no habría sido lo mismo sin ellos!

A mi hermano, a mi padre y a Javi por estar a mi lado. El agradecimiento más especial es sin duda para mi madre, Charo, por apoyarme siempre en todo. Ella dice estar orgullosa de mi, pero no se imagina lo orgullosa que me siento yo de ella.

Índice

1. Introducción y objetivos	1
2. Física de axiones	4
3. Experimentos para la búsqueda y detección de axiones	10
4. El experimento IAXO	11
4.1. El detector de ultra bajo fondo IAXO-D0	13
5. Modelo de fondo de IAXO-D0	14
5.1. Herramientas: el software REST	15
5.2. Simulaciones	16
5.3. Análisis	18
6. Resultados	22
7. Trabajo futuro	27
8. Conclusiones	28

Índice de figuras

1. Ventana de los modelos de axiones más probables y zona de exclusión de IAXO	3
2. Esquema de un detector gaseoso	3
3. Representación del origen del axión como partícula	4
4. Diagramas de la interacción de axiones con materia ordinaria	5
5. Espectro de los axiones solares y diagramas de su producción	7
6. El efecto Primakoff	7
7. Límites impuestos a los axiones por observaciones astrofísicas	9
8. Diseño conceptual de IAXO	12
9. Principio de funcionamiento de IAXO-D0	13
10. Evolución del fondo de CAST y objetivos de IAXO	15
11. Geometría de IAXO-D0	17
12. Simulación de desintegración de ^{40}K	18
13. Esquemas de desintegración de ^{60}Co y ^{40}K	18
14. Espectro obtenido de depósitos de energía de ^{60}Co	20
15. Depósitos de energía en el volumen activo y en la RoI causados por ^{60}Co	20
16. Simulaciones de eventos producidos por rayos X: <i>hits</i> y trazas	20
17. Simulaciones de eventos producidos por rayos X: morfología	21

18.	Representación 3D de evento de rayos X y evento rechazado	22
19.	Especetros de fondo estimados	25
20.	Contaminación producida por ^{39}Ar antes y después de los cortes	26
21.	Tamaño de señales de 3 keV en función de la distancia recorrida en el gas	27

Índice de tablas

1.	Procesos de producción de axiones	6
2.	Parámetros experimentales de IAXO	12
3.	Parámetros de IAXO-D0	19
4.	Criterios de selección aplicados	22
5.	Actividades y fondo estimado	24

Resumen

Nuestras teorías físicas actuales sugieren que en torno a un 27% de nuestro Universo está compuesto por materia oscura, aunque esta aún no se ha detectado. Actualmente se cree que esta se compone de nuevas partículas más allá del modelo estándar, siendo los principales candidatos los WIMPs y los axiones. Existen distintos tipos de experimentos para tratar de detectar estas partículas. De entre ellos, este trabajo se centra en IAXO (International AXion Observatory), un helioscopio de axiones de cuarta generación actualmente en desarrollo. Se espera que IAXO alcance una alta sensibilidad a la débil señal de los axiones, para lo que se requiere que sea un detector de ultra bajo fondo. El objetivo de este trabajo es realizar un modelo del fondo radiactivo del prototipo IAXO-D0 para evaluar si cumple los objetivos establecidos así como encontrar posibles estrategias de reducción de fondo más allá de las ya aplicadas. Para ello se realizan una serie de simulaciones Monte Carlo que permiten realizar un primer estudio de cómo las contaminaciones radiactivas de los materiales contribuyen al fondo del detector. Se ha hallado el fondo producido por las diferentes contaminaciones de cada material del montaje de IAXO-D0: componentes de cobre (Micromegas, tubería, raqueta, cámara, patrón de araña de la ventana), recubrimiento de teflón de la vasija y la tubería, ventana de mylar, lámina de Cu-kapton-Cu de la Micromegas y blindaje de plomo. El resultado es que el fondo $b = (4.31 \pm 0.915) \times 10^{-8}$ c keV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ cuando se utiliza argón como gas activo y $b = (1.09 \pm 0.0948) \times 10^{-8}$ c keV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ para el xenón. Sólo disponemos de cotas superiores de actividad, por lo que no se puede dar una estimación de fondo con mayor precisión que la determinada por estas mediciones. Además, debido al compromiso entre tiempo de computación y estadísticas obtenidas, éstas han sido bajas en algunos casos. A pesar de esto, los resultados aquí descritos favorecen el uso de Xe+1% isobutano como gas activo y sugieren que los componentes más contaminantes son el blindaje de plomo, la Micromegas y probablemente la ventana de mylar. Los espectros de energía depositada en el gas obtenidos muestran el pico de fluorescencia del cobre (8 keV). En el caso del xenón el resto del espectro es relativamente plano en la región de interés, mientras que en el caso de argón está dominado por la contaminación procedente del ^{39}Ar presente en el gas. Los niveles de fondo estimados demuestran que IAXO-D0 es capaz de cumplir sus objetivos.

1. Introducción y objetivos

Desde que en 1977 Peccei y Quinn propusieran la existencia de una nueva partícula más allá del modelo estándar como solución al problema CP fuerte de física de partículas, la comunidad científica ha estado intentando caracterizar y detectar esta partícula: el axión. Además de solventar este problema, los axiones y partículas axiónicas (ALPs) podrían formar parte de la materia oscura que se cree compone en torno el 63% de la materia y el 27% del contenido total de materia y energía del Universo. Se vienen realizando diferentes tipos de experimentos que

hasta ahora han permitido acotar sus características aunque seguimos sin obtener una señal positiva de su existencia. La teoría deja abiertas ventanas en las que la búsqueda experimental se centra.

Este trabajo está enmarcado dentro de la búsqueda de axiones solares con el experimento IAXO (International AXion Observatory). Este tipo de axiones se generarían por efecto Primakoff en el plasma solar mediante oscilaciones de fotones y se tratan de detectar mediante el uso de helioscopios cuyo principio de funcionamiento básico consiste en reconvertir los axiones incidentes en fotones detectables en el rango de rayos X. La señal buscada es un pequeño exceso de rayos X en la dirección del Sol frente a la señal obtenida en otras direcciones.

El helioscopio de axiones CAST (CERN Axion Solar Telescope) y su excelente rendimiento han sido motivación para desarrollar IAXO. CAST fue el primer helioscopio en incluir un enfocador de rayos X incrementando así su sensibilidad respecto a experimentos anteriores. Utiliza un imán del prototipo del LHC que proporciona un campo de 9 T a lo largo de 10 m. Este dipolo convierte los axiones en rayos X mediante el efecto Primakoff inverso [1].

Desde 2003, CAST ha estado en funcionamiento y se han probado diferentes estrategias. En la campaña 2013-2015 se consiguió mejorar el ratio señal-ruido (SNR) en un factor 3 respecto a la última década mediante el uso de detectores Micromesh Gas Structures (Micromegas) de bajo fondo así como de telescopios de rayos X diseñados exclusivamente para detectar axiones [2]. Estas mejoras forman parte del desarrollo de la propuesta del helioscopio de nueva generación IAXO.

CAST ha conseguido imponer el límite al acople axión-fotón $g_{a\gamma} < 0.66 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ (95 % C.L.) para $m_a \leq 0.02 \text{ eV}$ [2], el más bajo obtenido con un helioscopio y similar a los límites astrofísicos más restrictivos. Estos resultados se presentan en la Figura 1, que muestra la banda en el espacio de parámetros definida por los modelos de axiones más probables. Aunque se explicará con más detalle en secciones posteriores, sirva en este punto para ilustrar que CAST ha entrado en la banda de los modelos QCD por primera vez y ha excluido axiones KSVZ de masa específica [3]. Resultados más allá de los obtenidos por CAST requieren de nueva instrumentación, lo que sirve como motivación para desarrollar IAXO. Su figura de mérito es $f_{DO} = \epsilon_d \epsilon_o / \sqrt{ba}$, donde ϵ_d y ϵ_o son la eficiencia del detector y de la óptica, a es el área en la que se focaliza la señal y b es el fondo [4]. Para maximizar la figura de mérito es por tanto fundamental reducir el fondo.

Dada la débil señal esperada de los axiones, se requiere el uso de detectores de ultra-bajo fondo, siendo IAXO-D0 el prototipo actual para los futuros detectores, y que se ha construido en Zaragoza. Este detector es similar a los utilizados en CAST: un Cámara de Proyección Temporal (TPC) con plano de lectura Micromegas. En las últimas versiones utilizadas en CAST ya se introdujeron mejoras en el proceso de fabricación mediante el que se consiguieron detectores intrínsecamente radiopuros de alto rendimiento, se optimizó el blindaje basado en el conocimiento del fondo y se refinaron los algoritmos de selección [4].

El esquema de un detector gaseoso genérico se muestra en la Fig. 2. Los fotones que tratamos

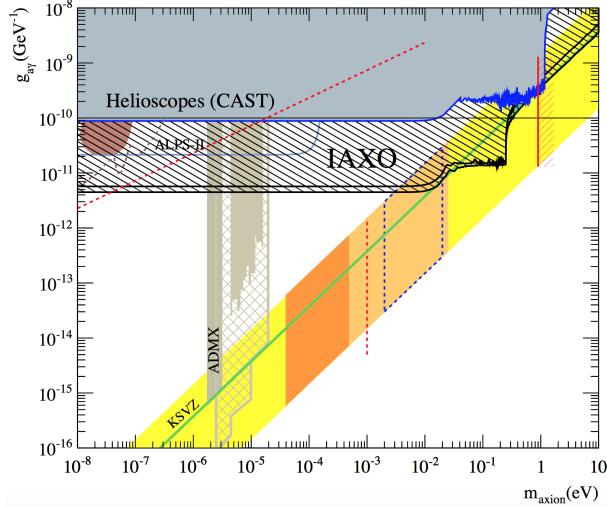


Figura 1: Ventana de los modelos de axiones más probables (banda amarilla) y zona de exclusión de CAST y de IAXO, mostrando las mejoras que éste último ofrece respecto a CAST. Se muestran las regiones que se espera examinen otros experimentos como ALPS II y ADMX. Se indican las regiones de materia oscura fría y caliente (CDM y HDM respectivamente) así como la región que sugieren las enanas blancas.

de detectar interactúan con los átomos del gas de la cámara y los ionizan, produciendo así pares de electrones e iones. Se aplica un campo eléctrico de deriva \mathbf{E}_d para dirigir los electrones hacia el ánodo. El número de cargas producidas no es suficiente para obtener una buena señal por lo que en la región de amplificación se aplica un campo \mathbf{E}_a suficientemente alto para que los electrones puedan adquirir energía superior al potencial de ionización y arrancar electrones del gas (electrones secundarios), que a su vez arrancarán nuevos electrones produciendo una avalancha. El factor de multiplicación o amplificación es la ganancia e interesa que sea alto. Las TPCs dan imagen tridimensional de los eventos, medidas de energía y permiten identificar partículas. Si además se acompañan de un plano de lectura (readout) pixelado adecuado como un Micromegas, permiten distinguir entre fondo y señales mediante identificación de patrones. Los Micromegas son intrínsecamente radiopuros y tienen una técnica de fabricación consolidada que permite estabilidad a largo plazo, ganancia alta y uniforme y buena resolución espacial y de energía.

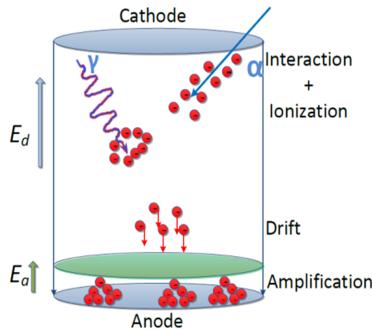


Figura 2: Esquema mostrando las zonas de conversión, donde se da la deriva, y de amplificación. Se aplican distintos campos eléctricos \mathbf{E}_d y \mathbf{E}_a en las diferentes regiones.

Actualmente IAXO-D0 está tomando datos en vacío que se analizan para evaluar la calidad y el fondo. Por otro lado se están realizando simulaciones para hacer un modelo de fondo teniendo en cuenta el fondo externo, causado fundamentalmente por muones y rayos cósmicos, así como el fondo intrínseco del detector debido a los materiales de construcción.

En este trabajo se ha colaborado en la realización del modelo de fondo intrínseco de IAXO-D0 con Ar+2% isobutano y con Xe+1% isobutano mediante simulaciones realizadas con el software REST.

2. Física de axiones

El modelo estándar de física de partículas trata de aunar las interacciones fundamentales en una sola teoría y aunque es una de las teorías más completas y exitosas de las que disponemos, sabemos que es incompleto ya que no es capaz de explicar algunos hechos fundamentales. Uno de ellos es la violación de la simetría CP fuerte. Dado el lagrangiano de QCD

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu a}G_a^{\mu\nu} + \sum_q i\bar{q}\gamma^\mu D_\mu q - \bar{q}mq + \frac{\alpha_s}{8\pi}\theta G_{\mu\nu a}\tilde{G}_a^{\mu\nu} \quad (1)$$

donde G es el campo del gluón, \tilde{G} el dual y α_s la constante de acople fuerte, los tres primeros términos conservan la simetría CP mientras que el término

$$\mathcal{L}_\theta = \frac{\alpha_s}{8\pi}\theta G_{\mu\nu a}\tilde{G}_a^{\mu\nu} \quad (2)$$

supone una violación de CP fuerte proporcional al parámetro θ , con $\theta \in (-\pi, \pi)$. Este término implica la existencia de momento dipolar eléctrico para los neutrones que no ha sido observado experimentalmente, lo que impone una limitación al valor $|\theta| \leq 10^{-10}$ muy próximo a 0 que resulta difícil de explicar. El hecho de que $\theta = 0$ supone que dos términos independientes entre sí, el ángulo del vacío de QCD y la fase de la matriz de masas de los quarks, se cancelen. Esto es un problema de ajuste fino que da origen al llamado problema CP fuerte [5].

Una solución a este problema es la extensión del modelo estándar propuesta por Peccei y Quinn en 1977, que explican la conservación de CP mediante los efectos de pseudopartículas [6]. Proponen la existencia de un nuevo campo dinámico ϕ_a de modo que la energía del vacío de este nuevo campo se minimiza cuando $\theta = 0$, es decir, convierten el parámetro θ en una fase (Fig. 3). Introducen así una nueva simetría global $U(1)_{PQ}$ que se rompe espontáneamente a la nueva escala f_a , lo que resuelve el problema de ajuste fino. Las oscilaciones de este campo dan origen a una nueva partícula que es un bosón de Goldstone: el axión.

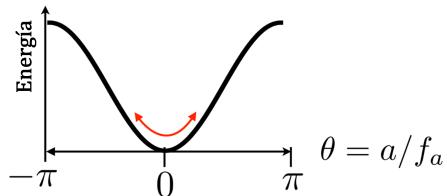


Figura 3: Representación del origen del axión como partícula. Peccei-Quinn sugieren la existencia de un nuevo campo que se minimiza en $\theta = 0$. Las oscilaciones del campo en torno a este mínimo dan origen al axión.

La propuesta de Peccei-Quinn define algunas de las propiedades del axión, que ha de ser una partícula de muy baja masa y que interaccione muy débilmente con la materia convencional.

Su masa m_a queda definida como

$$m_a = 6 \text{ MeV} \frac{10^9 \text{ GeV}}{f_a} \quad (3)$$

mientras que la escala f_a no queda determinada por la teoría, aunque experimentos en aceleradores han mostrado que $f_a > 10^5$ GeV. Además, no tiene carga eléctrica ni spin [5],[7]. La teoría produce un lagrangiano de interacción (ec. 4), según el cual el axión se acopla a la materia ordinaria: nucleones (g_{aN}), electrones (g_{ae}) y fotones ($g_{a\gamma\gamma}$).

$$\mathcal{L}_{int} = -\phi_a \frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} + i \frac{g_{aN}}{2m_n} \partial_\mu \phi_a (\bar{N} \gamma^\mu \gamma_5 N) + i \frac{g_{ae}}{2m_e} \partial_\mu \phi_a (e \gamma^\mu \gamma_5 e) - \frac{i}{2} g_d \phi_a \bar{N} \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 N F^{\mu\nu}. \quad (4)$$

La propiedad más relevante para la búsqueda experimental de axiones es el acople axión-fotones $g_{a\gamma\gamma}$ cuya interacción viene dada por el primer término de la ecuación 4, donde la constante de acople es inversamente proporcional a f_a según

$$g_{a\gamma\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi f_a} C_\gamma \quad \text{con} \quad C_\gamma \simeq \frac{E}{N} - 1.92. \quad (5)$$

donde $\alpha \sim 1/137$ es la constante de acople electromagnética y E, N son las anomalías electromagnética y de color de la simetría PQ respectivamente. El factor C_γ es adimensional de orden 1 y su valor depende del modelo de axión empleado. Siguiendo a [8], los axiones KSVZ o hadrónicos que surgen de un modelo que introduce quarks pesados además del escalar de PQ, tienen valores $E/N = 0$, $C_\gamma \simeq -1.92$ mientras que los axiones DFSZ que surgen al introducir un campo de Higgs adicional además del escalar PQ tiene valores $E/N = 8/3$, $C_\gamma \simeq 0.75$. En todo caso todas las constantes de acople son proporcionales a $1/f_a$ siendo f_a una escala de energías grande que por tanto suprime el acople, lo que explica la débil interacción del axión con la materia ordinaria independientemente del modelo utilizado. Además, por las ec. 3 y 5 vemos que el acople es proporcional a la masa del axión ($g_{a\gamma\gamma} \propto 1/f_a \propto m_a$) por lo que los axiones más ligeros interactuarán menos.

El diagrama de Feynman de dicha interacción se muestra en la Fig. 4 (c), donde por completitud se muestran también los acoplos con electrones y nucleones.

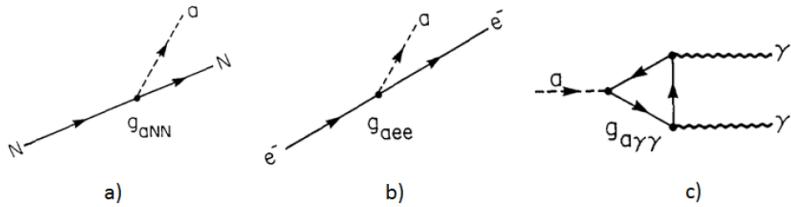


Figura 4: Diagramas de Feynman de la interacción axión-nucleón (a), axión-electrón (b) axión-nucleón y (c) axión-fotón.

Además de los axiones descritos, también se predice la existencia de otras partículas axiónicas (axion-like-particles ó ALPs). Éstas son campos pseudo-escalares predichos de manera

genérica por la teoría de cuerdas. Se diferencian de los axiones en que su masa y su constante de acople no están directamente relacionadas con su escala de Peccei-Quinn, siendo así un tipo genérico de axión [9].

Para enfrentar la búsqueda experimental de axiones es importante definir una ventana realista en el espacio de parámetros, que dadas las relaciones entre m_a , f_a y $g_{a\gamma\gamma}$ se puede representar convenientemente en un plano $m_a - g_{a\gamma\gamma}$. Siguiendo a [10], la banda comúnmente adoptada está centrada en torno a línea definida por la ecuación 6, donde $m_\pi = 135$ MeV y $f_\pi \approx 92$ MeV son la masa y la constante de desintegración del píon.

$$g_{a\gamma\gamma} \sim \frac{m_a \alpha}{2\pi f_\pi m_\pi} \sim 10^{-10} \left(\frac{m_a}{\text{eV}} \right) \text{GeV}^{-1} \quad (6)$$

Esta región está representada en la Fig. 1. La anchura de la banda en la que se esperan encontrar los axiones es arbitraria y depende de la flexibilidad que se le dé al modelo.

Axiones solares

Se espera que el Sol sea una importante fuente de axiones por lo que es un importante foco de búsqueda. Los mecanismos de producción de axiones estelares y el acople responsable se resumen en la Tabla 1 y los diagramas se muestran la Fig. 5 (*derecha*).

Acople	Mecanismo	Proceso	Comentarios
$g_{a\gamma\gamma}$	Efecto Primakoff	$\gamma \rightarrow a$	En presencia de cargas
g_{aN}	Transición magnética nuclear	$^{57}\text{Fe}^* \rightarrow ^{57}\text{Fe} + a$	Línea 14.4 keV
g_{ae}	Dispersión tipo Compton	$e^- + \gamma \rightarrow e^- + a$	
g_{ae}	Bremsstrahlung	$e^- \rightarrow e^- + a$	En presencia de cargas
g_{ae}	Axio-recombinación	$e^- + I \rightarrow I^- + a$	
g_{ae}	Axio-desexcitación	$I^* \rightarrow I + a$	

Tabla 1: Procesos de producción de axiones solares indicando el acople involucrado. I: ión; a: axión; *: estado excitado.

La intensidad relativa del flujo de axiones producido por cada mecanismo depende del modelo. En los modelos DFSZ (no hadrónicos) el flujo producido por radiación de frenado (bremsstrahlung) y Compton domina y es muy superior al producido en los modelos hadrónicos, en los que el efecto Primakoff es el proceso dominante. El flujo producido por transición magnética nuclear de ^{57}Fe es muy similar en ambos casos. La Fig. 5 (*izquierda*) muestra el espectro esperado del flujo axiones solares bajo unos parámetros determinados. Se aprecia la diferencia de flujo según el mecanismo, que pueden producir o bien líneas (caso del ^{57}Fe) o bien espectros anchos con picos de emisión en diferentes energías.

Como ya se ha comentado, la búsqueda experimental se centra en el acople axión-dos fotones por lo que se procede a continuación a explicar brevemente el efecto Primakoff ya que este será el mecanismo de producción de axiones solares que se buscan experimentalmente.

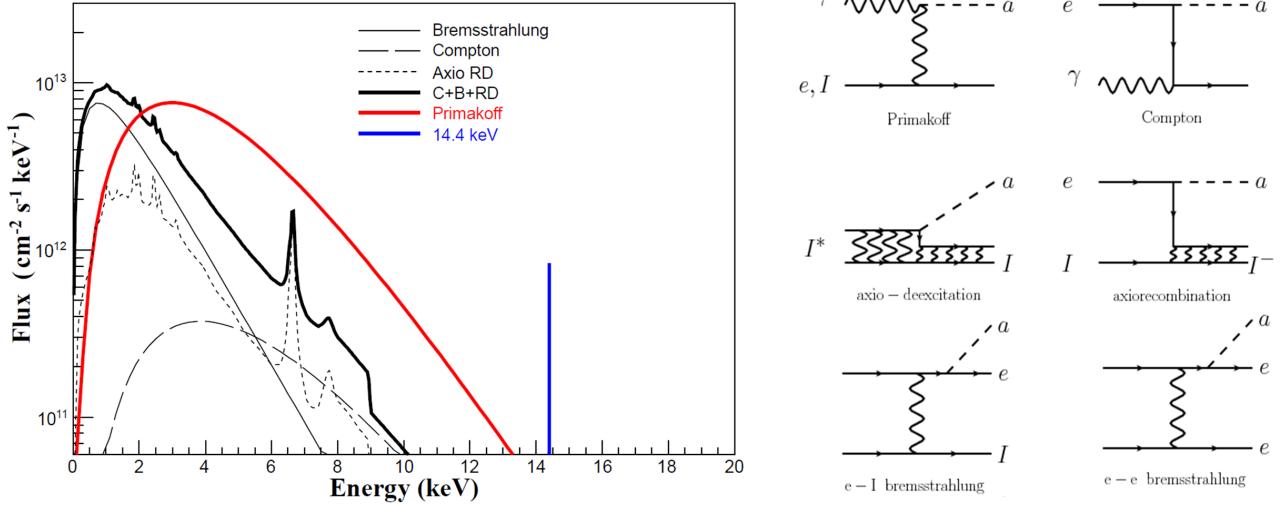


Figura 5: (Izquierda) Flujo esperado de axiones solares en la Tierra según el experimento EDELWEISS para los diferentes mecanismos de producción de axiones[9]. La línea negra gruesa representa la suma de las contribuciones del acople axión-electrón. La contribución Axio-RD incluye tanto axio-recombinación como axio-desexcitación. El espectro producido por efecto Primakoff se indica en rojo y en azul la línea de 14.4 MeV correspondiente a la transición magnética nuclear. Para calcular este espectro se han tomado $g_{a\gamma\gamma} = 10^{-9}$ GeV, $g_{ae} = 10^{-11}$ GeV y $g_{aN} = 10^{-7}$ GeV. (Derecha) Diagramas de Feynman representando los mecanismos de producción de axiones en las estrellas.

Los fotones térmicos producidos en el Sol se pueden convertir en axiones en el seno del campo electromagnético del plasma solar mediante el denominado efecto Primakoff (Fig. 6 *izquierda*). El efecto inverso (Fig. 6 *derecha*) es el principio de funcionamiento de los helioscopios de axiones, que transforman los axiones en fotones detectables mediante la presencia de un campo magnético perpendicular a la trayectoria del axión y que es necesario para corregir el desajuste de spin en las oscilaciones fotón-axión. Se trata pues de un fenómeno de oscilación similar a las oscilaciones de neutrinos.

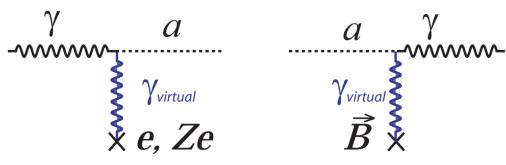


Figura 6: (Izquierda) el efecto Primakoff que se asume ocurre en el interior de las estrellas en presencia de cargas eléctricas y (derecha) el efecto Primakoff inverso en presencia de un campo magnético perpendicular al camino del axión [11].

La ecuación 7 muestra el flujo esperado de axiones solares producido por este efecto según la estimación de [12], donde E representa la energía en keV. La conversión axión-fotón conserva la energía, por lo que la frecuencia del fotón será $\nu = E_a/h$, donde h es la constante de Planck.

$$\frac{da}{dE} = \frac{6.02 \times 10^{14}}{\text{cm}^2 \text{keVs}} \left(\frac{g_{a\gamma\gamma} \times 10^8}{\text{GeV}^{-1}} \right)^2 E^{2.481} e^{-E/1.205} \quad (7)$$

Este flujo se corresponde con un espectro ancho correspondiente a la línea roja de la Fig. 5, con energía media 4.2 keV, pico en torno a 3 keV e intensidad despreciable para $E > 10$ keV.

Se corresponde con la emisión del cuerpo negro del interior solar.

Limitaciones observacionales

La emisión de axiones por las estrellas supone un nuevo mecanismo de pérdida de energía que debería producir consecuencias observables que nos permitan establecer límites a las propiedades del axión. Siguiendo a [13], se explican a continuación algunas de estas consecuencias.

Los cúmulos globulares permiten estudiar la evolución estelar ya que se asume que todas las estrellas que los conforman se formaron a la vez y solo difieren en su masa. Las estrellas que están en la rama horizontal del diagrama Hertzsprung-Russell son aquellas que han comenzado a quemar He en su núcleo. Si emiten axiones por efecto Primakoff, deberían permanecer menos tiempo en esta fase evolutiva ya que supondría un aumento en la velocidad a la que se consume el He de en torno al 30 %. La medición de este tiempo permite imponer límites a $g_{a\gamma\gamma}$ que son comparables con los obtenidos por el helioscopio CAST, aunque aplican a un mayor rango de masas. Por otro lado, las estrellas que tienen un núcleo de He pero todavía no han alcanzado la temperatura y densidad suficiente para quemarlo (rama de gigantes rojas), tardarían más en comenzar a quemar He en caso de que se emitan axiones. Esto supone que podrían desarrollar núcleos más masivos y por tanto alcanzar mayor luminosidad. En estas estrellas el efecto Primakoff se ve suprimido y predomina la emisión por bremsstrahlung.

Las enanas blancas son remanentes compactas en las que no se da fusión nuclear y por tanto no tienen fuente de energía. Emiten radiación por emisión de energía térmica almacenada, de modo que se van enfriando poco a poco. La emisión de axiones supondría un enfriamiento acelerado. La observación de la función de luminosidad de las enanas blancas da límites similares a los obtenidos del estudio de los cúmulos globulares. El estudio de curvas de enfriamiento individuales, como por ejemplo la de la estrella bien conocida G117-B15A, sugieren que podría estar enfriándose aceleradamente.

La explosión de una supernova produce un estallido de neutrinos con una duración determinada. Si además de neutrinos se emiten axiones, la duración del estallido de neutrinos debería ser menor ya que parte de la energía disponible se la llevan los axiones. En este caso los axiones se emitirían por bremsstrahlung y dependería de g_{aN} . Si g_{aN} es muy pequeño, el efecto sería inapreciable. Midiendo el tiempo que duró el estallido de la cercana SN 1987A, se han podido imponer límites a la masa del axión.

La Fig. 7 representa las regiones excluidas o favorecidas por diferentes los resultados de este tipo de observaciones así como las regiones observadas por los experimentos CAST y ADMX.

Por otro lado, se espera que exista una población de axiones primordiales. Estos axiones de origen cosmológico pueden tener origen térmico o no térmico. Los axiones térmicos (*th*) darían lugar a partículas relativistas ya que se producirían a una temperatura similar a la de los fotones y los neutrinos. La densidad reliquia de los axiones térmicos estimada en [8] viene dada por la ecuación 8, donde $g_*(T_D)$ es el grado de libertad de la radiación en el momento del desacoplo, $\rho_{0,c}$ es la densidad crítica hoy y h es el parámetro de Hubble.

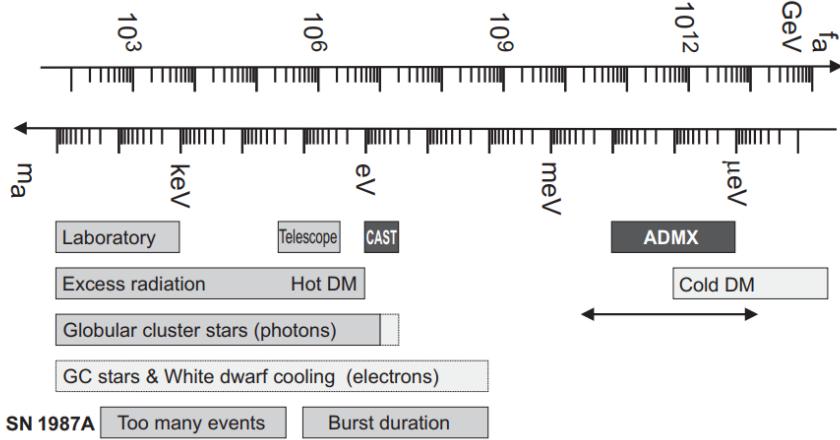


Figura 7: Límites impuestos a los axiones por observaciones astrofísicas. Las barras gris oscuro indican las regiones de búsqueda de los experimentos CAST (axiones solares) y ADMX (axiones del halo de materia oscura galáctico). Las barras de exclusión gris claro son las más dependientes del modelo.

$$\Omega_{a,th} h^2 = \frac{m_a n_a^{th}(t_0)}{\rho_{c,0}/h^2} = 4.44 \times 10^{-9} \left(\frac{100}{g_*(T_D)} \right) \left(\frac{10^{12} \text{ GeV}}{f_a} \right) \quad (8)$$

Los axiones de origen no térmico son los llamados axiones fríos o «invisibles». A pesar de su baja masa son partículas no relativistas ya que se originan cuando el campo axiónico se estabiliza en torno al mínimo de su potencial. Para entender el origen de estos axiones conviene describir la evolución del campo conforme el Universo primitivo se expande y se enfriá. En este contexto, hay dos escalas importantes a tener en cuenta: la temperatura a la que se rompe la simetría PQ (T_{PQ}) y si esta es mayor o menor que la temperatura de recalentamiento (T_R), y la temperatura a la que la masa del axión es significativa (T_1). Si T_1 es muy alta, los efectos de QCD son poco significativos y por tanto la masa del axión resulta despreciable.

En el universo temprano $T > T_{PQ}$ y por tanto la simetría PQ no se rompe. Las características de la población de axiones fríos dependerá de si la transición de fase se produce antes de la inflación ($T_{PQ} < T_R$) o después ($T_{PQ} > T_R$). Si la inflación se produce antes, habrá un campo no homogéneo cuyo valor varía espacialmente, lo que da lugar a defectos topológicos y los axiones se producirán fundamentalmente por decaimiento de defectos topológicos como cuerdas cósmicas y paredes [14]. Sin embargo, si el proceso inflacionario es posterior a la transición de fase PQ, el campo será homogéneo y se verá diluido por la inflación, por lo que los procesos de decaimiento de cuerdas cósmicas y paredes no contribuirán significativamente a la producción de axiones fríos. El mecanismo que resulta importante en este caso es el de realineación del vacío, ya que es independiente de T_R . En este proceso, los efectos no perturbativos de QCD causan un potencial en el campo homogeneizado. Cuando los efectos son suficientemente significativos, el campo comienza a oscilar dando origen a los axiones. Dado que el acople de los axiones es muy pequeño, estas oscilaciones no cesan y contribuyen por tanto a la densidad de energía local como materia no relativista. De este modo, surge una población estable de axiones fríos independiente de la temperatura de recalentamiento del periodo inflacionario [8].

El axión como candidato a materia oscura

El modelo cosmológico estándar Λ CDM se corresponde con el modelo del Big Bang incluyendo una constante cosmológica Λ responsable de la energía oscura, y también materia oscura fría o CDM por sus siglas en inglés. Los modelos de materia oscura caliente están en principio descartados por las observaciones, por lo que para evaluar la posibilidad de que los axiones formen parte total o parcialmente de la materia oscura, necesitamos axiones no relativistas.

Para el valor típico $f_a \simeq 10^{9-12}$ GeV, la población de axiones térmicos resulta muy pequeña como para explicar la materia oscura. Además, dado que son relativistas, en todo caso podrían ser materia oscura caliente, lo que no concuerda con los modelos actuales.

Por otro lado, los axiones no térmicos parecen buenos candidatos de materia oscura ya que satisfacen las condiciones necesarias para ser CDM [8]: i) teóricamente puede existir una población de axiones primordiales no-relativistas en cantidad suficiente para dar cuenta del total de densidad de energía que se requiere para ser materia oscura; ii) no interaccionan ni colisionan, o lo hacen muy débilmente, de modo que tan solo la interacción gravitatoria a grandes distancias es relevante; iii) son partículas estables ya que su acople es pequeño y como consecuencia las oscilaciones primordiales no cesan.

Los axiones no necesariamente deben dar cuenta de toda la materia oscura, sino que esta puede ser combinación de axiones, ALPs y otro tipo de partículas como los WIMPs.

3. Experimentos para la búsqueda y detección de axiones

Actualmente existen distintos tipos de experimentos para buscar axiones con distintos orígenes: primordiales, solares o creados en el laboratorio [15]. La mayoría de estas búsquedas se basan en el efecto Primakoff y por tanto en el acople $g_{a\gamma\gamma}$, por lo que se suelen comparar en gráficos de $g_{a\gamma\gamma}$ vs m_a como el representado en la Fig. 1.

Los haloscopios son experimentos para detectar axiones primordiales o cosmológicos que se espera estén presentes en el halo de materia oscura de nuestra Galaxia. Buscan en el rango de masas μ eV-meV, para lo que utilizan cavidades resonantes de microondas a través de las cuales pasan los axiones que entran en resonancia con el campo magnético generado dentro de la cavidad. De este modo los axiones se convierten en fotones en el rango de microondas que serían detectados como un exceso proveniente del interior de la cavidad. La frecuencia de resonancia depende de la masa del axión, por lo que este tipo de experimentos dependen fuertemente del modelo. Un ejemplo de este tipo de experimentos es ADMX (Axion Dark Matter eXperiment).

Por otro lado, siendo el Sol una fuente de axiones podemos esperar que lleguen a la Tierra donde trataremos de detectarlos. Para ello se usan helioscopios de axiones. Estos son un tipo de telescopio que apunta al Sol y tienen un fuerte campo magnético en el tubo en el que se trata de que algunos de los axiones recibidos se conviertan en fotones de rayos X de baja energía

(unos pocos keV). Estos fotones serían detectados como un exceso respecto al fondo. Estos experimentos dependen del modelo solar utilizado, ya que este determinará el flujo y la energía de los axiones recibidos. Ejemplos de este tipo de experimentos son CAST e IAXO, que se explican con más detalle en las siguientes secciones.

Otro tipo de experimentos tratan de detectar axiones y ALPs creados en el laboratorio, por ejemplo mediante regeneración de fotones. Este tipo de experimentos, llamados LSW (Light Shining through Walls), utilizan láseres de fotones monocromáticos que hacen pasar a través de un campo magnético en un tubo con una barrera óptica a mitad del recorrido. Algunos de los fotones oscilarán en axiones que atravesarán la barrera. Si posteriormente algún fotón se regenera, será detectado al otro lado de la barrera, lo que se podrá interpretar como señal de la existencia de axiones. La mayor ventaja de este tipo de experimentos es que dependen muy débilmente del modelo. Sin embargo, su sensibilidad todavía no es suficiente aunque se espera que próximamente ésta mejore mediante el uso de resonancias y puedan así sondear una región del espacio de parámetros relevante para ALPs. Un ejemplo de experimento de este tipo es ALPS (Axion Like Particle Search).

Existen experimentos que además de $g_{a\gamma\gamma}$ pueden medir en el acople con los electrones g_{ae} como por ejemplo DAMA o CDMS, mediante la utilización de cristales de NaI y de Ge respectivamente [16].

4. El experimento IAXO

IAXO es una propuesta de helioscopio de cuarta generación diseñado para detectar axiones solares y partículas axiónicas (ALPs) con una constante de acople $g_{a\gamma\gamma}$ de $10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$, lo que está 1.5 órdenes de magnitud más allá de los mejores límites superiores obtenidos hasta la fecha [17] y permitirá explorar una nueva región del espacio de parámetros que no ha sido previamente excluida por pruebas astrofísicas (Fig. 1). Además, IAXO no está limitado a la detección de axiones solares sino que es una instalación polivalente para la investigación general de axiones y ALPs durante la próxima década. En términos de señal-ruido será 4-5 órdenes de magnitud más sensible que CAST, lo que se traduce en un factor ~ 20 en $g_{a\gamma\gamma}$, cubriendo así un rango de masas hasta $m_a \simeq 0.25 \text{ eV}$ [3].

Para obtener esta sensibilidad IAXO contará con un gran imán superconductor toroidal de 8 bobinas de $L = 20 \text{ m}$ de largo y de $A = 60 \text{ cm}$ de diámetro con un campo medio de 2.5 T optimizado para la búsqueda de axiones. Cada uno de los tubos del imán estará equipado con óptica de rayos X que focalizarán toda la señal en áreas de 0.2 cm^2 y será detectada por detectores Micromegas de rayos X de bajo fondo (Fig. 8). Permitirá hacer seguimiento del Sol durante 12 horas al día. Toda la tecnología necesaria para su desarrollo ya existe y además se cuenta con la experiencia ganada en el desarrollo y operación de CAST.

Para comprender las posibilidades de IAXO conviene conocer la relación entre la masa del axión y la probabilidad de conversión axión-fotón en el vacío. La probabilidad de detectar un

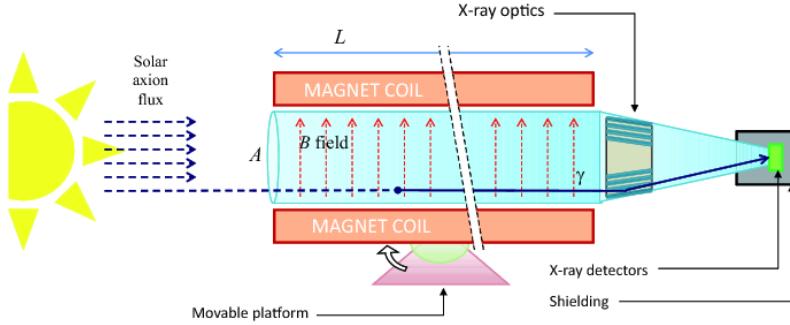


Figura 8: Diseño conceptual de IAXO. El flujo de axiones solares pasa por un fuerte campo magnético donde se espera que algunos de ellos se conviertan en fotones de rayos X por el efecto Primakoff. Los telescopios focalizan estos rayos X en el detector de ultra bajo fondo.

fotón en el rango de energías 1-15 keV por axión solar que entra en el campo B , asumiendo una eficiencia del detector del 100 %, es

$$P_{a \rightarrow \gamma} = \left[\frac{B \cdot L}{2M} \right]^2 \quad (9)$$

La probabilidad de conversión viene dada por la ecuación 10, donde B y L son el campo magnético y el tamaño de la región, q es el momento transferido entre axión y fotón y $F(q, L) = 2(1 - \cos qL) / (qL)^2$ es el factor de forma [18]. Este es diferente en el vacío o en la presencia de algún gas, lo que nos permite explorar distintos rangos de masa del axión tal como se hizo en CAST en las fases de vacío, ${}^2\text{He}$ y ${}^3\text{He}$ [19].

$$P_{a \rightarrow \gamma} = 2.6 \times 10^{-17} \left[\frac{B}{10\text{T}} \right]^2 \left[\frac{L}{10\text{m}} \right]^2 \left(g_{a\gamma} \times 10^{10} \text{ GeV} \right)^2 F(q, L) \quad (10)$$

Con IAXO se trata de aumentar la probabilidad de conversión lo máximo posible mediante la definición de los parámetros B, L, A mediante la optimización de la figura de mérito $f = f_M f_{DO} f_t$, donde $f_M = B^2 L^2 A$ [18]. Además, a través de los factores $f_{DO} = \epsilon_d \epsilon_o \sqrt{ba}$ y $f_t = \sqrt{\epsilon_t t}$ entran en juego parámetros que dan la probabilidad de detección y que dependen del detector como la eficiencia en la toma de datos ϵ_t , la eficiencia del detector ϵ_d , el fondo b y el área en la que se focaliza la señal a . Los parámetros de CAST e IAXO en dos variantes dependiendo de la eficiencia de los detectores y de la óptica se muestran en la Tabla 2.

Parámetro	Unidades	CAST-I	IAXO nominal	IAXO mejorado
B	T	0	2.5	2.5
L	m	9.26	20	20
A	2×0.0015	2.3	2.3	
f_M^*		1	300	300
b	$\frac{10^{-5} \text{c}}{\text{keV cm}^2 \text{s}}$	≈ 4	5×10^{-3}	10^{-3}

Tabla 2: Parámetros experimentales de IAXO en dos variantes. Se incluyen los parámetros de CAST en la fase de vacío como referencia. Se indica la estimación del fondo para destacar la gran mejora que supone IAXO respecto a CAST [18].

Los objetivos actuales en la colaboración IAXO son diseñar los prototipos de imán (IAXO-

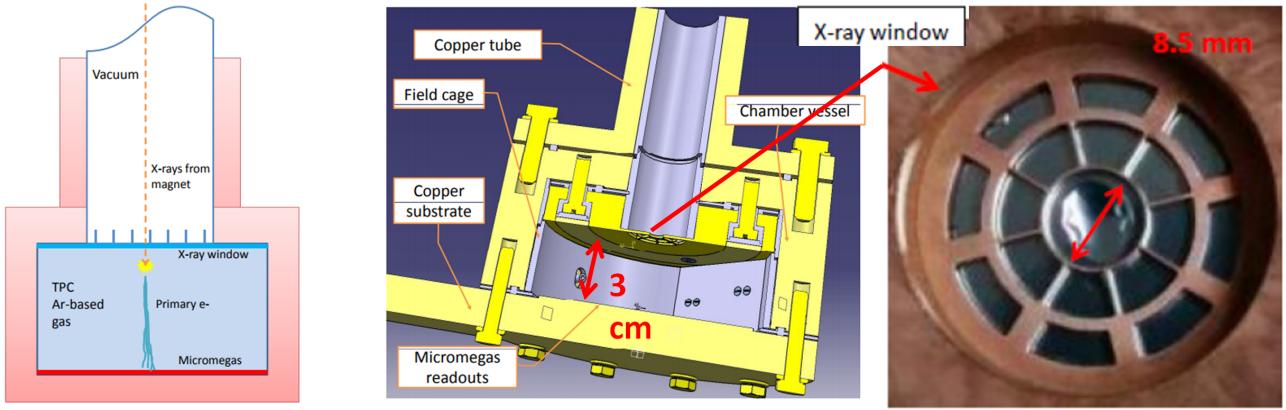


Figura 9: (*Izquierda*) Principio de funcionamiento de los detectores Micromegas de IAXO-D0. El telescopio focaliza la señal que entra en el volumen activo a través de la ventana donde interaccionan con los átomos del gas de la TPC y la señal es leída por la Micromegas. (*Centro*) Diseño del prototipo IAXO-D0 indicando sus diferentes estructuras [18] y (*derecha*) imagen de la ventana indicando su situación en el detector

T0), de los telescopios de rayos X (IAXO-X0) y de los detectores (IAXO-D0). En este contexto podemos ubicar el presente trabajo dentro del proyecto IAXO-D0.

4.1. El detector de ultra bajo fondo IAXO-D0

Las señales de axiones ocurren a tasas muy bajas y a energías muy bajas (rango de keV), por lo que es necesario conseguir que el fondo del detector y el límite inferior de energía sean lo más bajos posible.

El esquema básico del prototipo IAXO-D0 se muestra en la Figura 9. Se trata de un detector de rayos X de ultra bajo fondo cuya tecnología de base son pequeñas TPCs con detectores Micromegas. El volumen de la TPC queda definido para que absorba rayos X de manera eficiente mientras minimiza el fondo. Tiene una fina ventana de mylar que es a su vez el cátodo de la TPC y encierra el gas, por lo que debe soportar la presión del gas frente al tubo de vacío por el que llegan los fotones. Además, dado que es el punto de conexión entre los telescopios y el detector, debe ser transparente a los rayos X para no afectar a la eficiencia del detector en su conjunto. Los detectores son Micromegas pixelados fabricados con la técnica microbulk [3]. Los Micromegas utilizan una micromesh, siendo esta una placa metálica suspendida mediante pilares aislantes sobre el plano del ánodo, creando así la región de amplificación ($50\text{-}150\ \mu\text{m}$). Los electrones primarios pasan a través de los orificios de la mesh dando lugar al efecto avalancha, generando señales en el cátodo y en la mesh. El diseño de las microbulk-Micromegas utiliza una técnica que permite la máxima precisión en la homogeneidad del gap dando así una mejor resolución en energía. Como ya se ha dicho, estos detectores son radiopuros y amplifican la carga, condiciones necesarias para hacer frente a la baja tasa de eventos. Además el *readout* es granular, lo que permite eliminar fondo en función de la topología de la señal. En concreto, se espera que los rayos X dejen señales puntuales.

5. Modelo de fondo de IAXO-D0

Es fundamental distinguir entre el fondo y las señales para llegar a la máxima sensibilidad posible y poder reducir el fondo. Podemos evaluar la sensitividad del experimento en función de los detectores, los imanes, la óptica y el tiempo de exposición (t) como [20]

$$g_{\alpha\gamma} \propto b^{1/2}\epsilon^{-1} \times s^{1/2}\epsilon_0^{-1} \times (BL)^{-2}A^{-1} \times t^{-1/2} \quad (11)$$

En CAST se ha obtenido un fondo en superficie $b = 10^{-6}$ c/keV/cm²/s en la región de interés (ROI) 1-10 keV mediante el uso de técnicas de bajo fondo y una alta granularidad del plano de lectura que provee así información topológica del evento siendo esta una potente herramienta de discriminación entre fondo y señales. Las principales contribuciones al fondo en CAST son el pico de fluorescencia de 8 keV de la emisión K α del cobre, su pico de escape a 5 keV, la línea de emisión K α del argón de 3 keV y los muones, suponiendo éstos últimos la mayor parte de la contribución.

En IAXO se busca reducir el fondo hasta $b = 10^{-7} - 10^{-8}$ c/keV/cm²/s, para lo que se aplican técnicas de blindaje activo y pasivo del detector teniendo en cuenta los resultados obtenidos en CAST. Las mejoras del blindaje propuestas para IAXO incluyen un blindaje de plomo más masivo y más compacto (20-30 cm) que se ajuste mejor a la geometría del detector y reduzca la abertura en dirección al imán gracias a los enfocadores. La fluorescencia de la tubería de vacío y del resto de componentes de cobre se bloquea con un recubrimiento interno de teflón. La cámara del detector está hecha de cobre electroformado, siendo este un componente muy radiopuro (6.2×10^{-5} Bq/kg de ^{235}U y 2×10^{-5} Bq/kg de ^{232}Th según las medidas de radiopureza realizadas en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC) [21]). El cátodo es de este mismo cobre ya que supone una gran mejora respecto al cátodo de aluminio utilizado inicialmente en CAST [22]. Además, se ha rediseñado el plano de lectura reduciendo el número de soldaduras y toda la electrónica está fuera del blindaje. En los próximos meses se instalará un sistema de vetos de muones 4π y también se considera cambiar el gas del volumen activo a xenón o neón para evitar la contaminación por ^{39}Ar [20], [3], [23], [24]. En la Figura 10 se muestra la evolución del fondo de CAST así como el objetivo de IAXO.

Para evaluar la efectividad de estas mejoras se realizan simulaciones del fondo tanto intrínseco como externo. El fondo externo lo constituyen básicamente rayos gamma de diferentes energías y rayos cósmicos, principalmente muones. Respecto al fondo intrínseco del detector hay que tener en cuenta tanto la radiación intrínseca de los componentes del detector y del blindaje así como la emisión por activación cosmogénica de los materiales.

Este trabajo se centra en la estimación del fondo intrínseco del detector tanto con argón como con xenón haciendo uso del software REST.

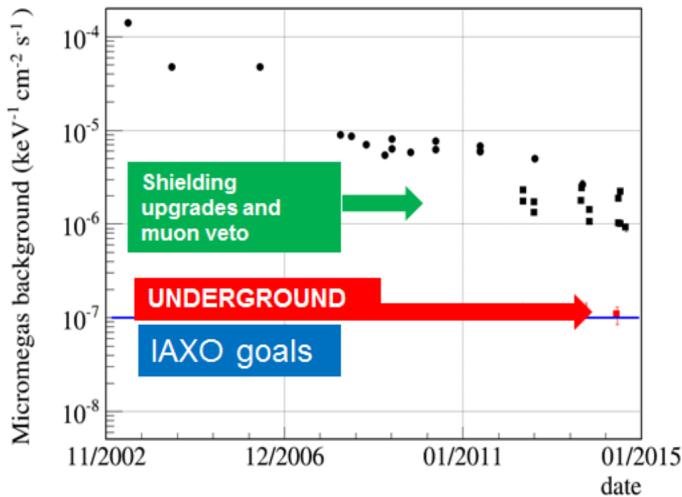


Figura 10: Evolución del fondo en CAST, el límite obtenido en el LSC y los objetivos de IAXO.

5.1. Herramientas: el software REST

El software Rare Event Searches with TPCs (REST), desarrollado en el Grupo de Investigación de Física Nuclear y Astropartículas de la Universidad de Zaragoza, es un marco común para la adquisición, almacenaje, simulación, tratamiento y análisis de datos tomados con TPCs, proporcionando acceso a la topología detallada de los eventos en el gas. Desde REST se invocan otros programas ya existentes como Geant4 y ROOT (root.cern.ch).

Geant4 simula la física del paso de las partículas a través de la materia e incluye funcionalidades que permiten definir y simular la geometría del sistema, los materiales, las partículas fundamentales, la generación de eventos primarios, los procesos físicos involucrados, la trazabilidad de los eventos, la respuesta del detector y la generación, almacenaje y visualización de datos. Se utiliza en diferentes campos como física de altas energías, astrofísica, ciencias del espacio, física médica o protección de radiación. Es capaz de reproducir gran variedad de modelos físicos para definir las interacciones en un amplio rango de energías (eV-TeV) [25],[26]. Para realizar las simulaciones en Geant4 el usuario debe especificar la geometría, los materiales, las partículas primarias y los modelos que describen las interacciones. Se generan así eventos primarios y a partir de aquí Geant4 trazará las partículas a través del sistema hasta que se detengan, se desintegren o escapen fuera del volumen definido. Geant 4 registra los depósitos de energía, los diferentes procesos de interacción (ej. fotoeléctrico, Compton o bremsstrahlung) y todos los sub-eventos y partículas secundarias que se produzcan. El uso de REST proporciona trazabilidad total de cada evento guardando información sobre todos los parámetros que se han usado en cada simulación (gas, geometría, isótopo, etc.).

ROOT [27] es un software desarrollado en el CERN que está diseñado para el procesamiento de datos a gran escala, análisis estadístico, visualización y almacenamiento. Permite representar los datos de diferentes formas y realizar cortes, sirviendo así como herramienta de procesado

y análisis de los datos generados con Geant4. Los algoritmos de reconstrucción de eventos pueden aplicarse tanto a datos reales como a simulaciones y se realizan diferentes tareas como reconocimiento de patrones, ajuste de trazas o medidas de energía y momento.

La geometría del detector se define utilizando el lenguaje GDML que proporciona una definición de la geometría independiente de la aplicación basada en XML que puede por tanto usarse como lenguaje de intercambio de archivos entre las diferentes aplicaciones existentes, en este caso Geant4 y ROOT [28]. La geometría de IAXO-D0 es la que se muestra en la Figura 11 y ya estaba completamente definida en el momento de comenzar este trabajo.

Haciendo uso de este software se realiza un conjunto de simulaciones Monte Carlo para estimar la contribución del fondo intrínseco del detector con el objetivo de comprender los procesos físicos que originan eventos de fondo para poder así desarrollar estrategias para minimizarlos. Para ello se realizan tres pasos: simulación de eventos con Geant4, análisis de estos eventos con REST y discriminación de eventos utilizando las mismas rutinas que con los datos reales.

5.2. Simulaciones

Las simulaciones reproducen el detector y su blindaje (geometría, materiales, volúmenes, etc.). La geometría implementada (Fig. 11 derecha) consiste en una cámara cilíndrica de 3 cm de altura que contiene el gas activo ($\text{Ar}+\text{iC}_4\text{H}_{10}$ a 1.4 bar o $\text{Xe}+\text{iC}_4\text{H}_{10}$ a 0.5 bar). En el interior, el *target* o gas activo se define como una proyección 3D del *readout* de la Micromegas, es decir, un cuadrado de 60×60 mm centrado en el plano de la mesh, que da origen al prisma que denominamos volumen fiducial. Se incluye también una raqueta de cobre que cierra la región de conversión y una tubería de cobre con un recubrimiento interno de teflón así como un blindaje completo de plomo alrededor del detector y la tubería.

Para reproducir la posición inicial de las partículas ionizantes los eventos primarios se generan en Geant4 de manera uniforme e isótropa desde un volumen cada vez.

En la Figura 11 (izquierda) se muestran los isótopos y los volúmenes estudiados incluyendo la activación cosmogénica de ^{60}Co en cobre, el ^{210}Pb en el plomo del blindaje y las cadenas de ^{238}U y ^{232}Th , así como el ^{40}K de los diferentes materiales. Tenemos en cuenta el isótopo ^{39}Ar , presente en el argón natural con una abundancia de 8×10^{-16} g/g y desintegración beta con $T_{1/2} = 269$ años, ya que es una potencial fuente de fondo porque la desintegración tiene lugar en el propio volumen activo [29]. Por esta razón se consideran otras mezclas de gases basadas en xenón.

Los depósitos de energía o *hits* se definen por la energía liberada de las moléculas del gas y su posición. Para cada evento, se almacena esta información junto con la posición y dirección de la partícula inicial, tipo de interacción y otra información relevante. Para procesar los datos y simular la microfísica del detector, REST toma como input los resultados de las simulaciones realizadas con Geant4, es decir, el conjunto de *hits* en el volumen activo tridimensional e implementa los efectos de respuesta del detector como generación de cargas primarias, deriva

Fuentes externas		
Fuente	Partícula	Generador
Cosmic Muons	mu-	Pared virtual sobre el detector
Cosmic Gammas	TH1D	Pared virtual sobre el detector
Environmental Gammas	TH1D	Esfera virtual rodeando el detector

Fuentes internas (desde volumen)		
Volumen generador	Nombre volumen	Partícula
Gas de la cámara	gas	^{39}Ar
Blindaje de plomo	LeadShielding	$^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}, ^{40}\text{K}$
Blindaje interno de plomo	LeadInShielding	^{210}Pb
Microbulk micromegas	CuReadout	$^{60}\text{Co}, ^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}, ^{40}\text{K}$
Cámara	CuChamber	$^{60}\text{Co}, ^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}, ^{40}\text{K}$
Cátodo	CuCathode	$^{60}\text{Co}, ^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}, ^{40}\text{K}$
Araña del cátodo	CuCathodePattern	$^{60}\text{Co}, ^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}, ^{40}\text{K}$
Tubería	CuPipe	$^{60}\text{Co}, ^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}, ^{40}\text{K}$
Tapa de la cámara	CuChamberTop	$^{60}\text{Co}, ^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}, ^{40}\text{K}$
Raqueta	CuRaquette	$^{60}\text{Co}, ^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}, ^{40}\text{K}$
Cubierta de teflón de la cámara	PTFECoverChamber	$^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}, ^{40}\text{K}$
Cubierta de teflón de la tubería	PTFEPipe	$^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}, ^{40}\text{K}$
Cubierta de teflón del cátodo	PTFECoverCathode	$^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}, ^{40}\text{K}$
Ventana de mylar	mylarCat	$^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}, ^{40}\text{K}, ^{235}\text{U}, ^{137}\text{Cs}, ^{60}\text{Co}$
Hoja Cu-kapton-Cu	kapton4Readout	$^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}, ^{40}\text{K}$

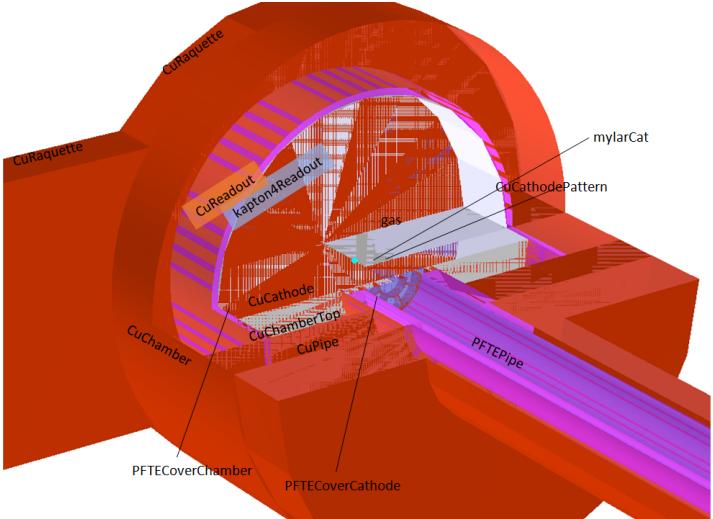


Figura 11: Geometría de IAXO-D0 realizada con el lenguaje GDML (5.1) en el que se muestran los distintos volúmenes y el nombre que se les ha asignado en la simulaciones.

y difusión de los electrones, amplificación de la carga, pixelización y producción de señal en el *readout*. REST incluye librerías de ROOT, que proveen de las funcionalidades necesarias para realizar estos análisis. El formato de datos de las cadenas de simulación es el mismo que el de los datos reales de modo que se pueden aplicar los mismos procedimientos de análisis en ambos casos. En este trabajo aplicamos el marco de simulaciones para estudiar la contribución al fondo de los componentes del detector. El fondo producido por muones y rayos gamma está siendo estudiado en [30] y sus resultados deberán ser tenidos en cuenta en conjunto con los aquí presentados para obtener un estudio completo del fondo.

De todos los eventos obtenidos se seleccionan aquellos eventos compatibles con rayos X en el rango de energías 1-10 keV, que son las esperadas por conversión de axiones solares. Esto reduce en gran medida el número de eventos y supone un compromiso entre tiempo de computación y una estadística suficiente. No obstante, este tipo de simulaciones han demostrado ser muy útiles para comprender y cuantificar el fondo en CAST, por lo que se espera sean igualmente útiles en IAXO.

En este trabajo el objetivo ha sido conseguir al menos 10.000 eventos primarios en cada una de las simulaciones, es decir, de cada pareja isótopo-generador. No obstante esto no ha sido posible en todos los casos. Concretamente de la emisión de ^{210}Pb desde el blindaje se han obtenido menos de 200 eventos con un tiempo de computación de aproximadamente 1.000 horas tanto con xenón como con argón. Los datos estadísticos de todas las simulaciones se pueden consultar en los anexos (Figs. 1, 2, 3 y 4).

Como referencia, la Fig. 12 muestra uno de los eventos simulados durante el proceso. Se trata de la desintegración de un isótopo de ^{40}K , cuyo esquema de desintegración se muestra en la Fig. 13 b), desde el cobre del *readout*. En este evento se ha dado el proceso de captura electrónica (rama izquierda del esquema de desintegración), es decir, $^{40}_{19}\text{K} \rightarrow ^{40}_{18}\text{Ar} + \nu_e + \gamma$. En este

evento concreto se produce un isótopo de ^{40}Ar (0.03 keV) y un ν_e con energía 43.30 keV y un fotón de 1461 keV. El neutrino no realiza ningún depósito de energía, es decir, no interacciona y escapa del blindaje del detector. Por otro lado el fotón de 1461 keV, que termina su trayectoria en el blindaje de plomo, interacciona mediante fotoeléctrico y Compton generando emisiones secundarias. En la emisión de este fotón del ^{40}Ar se genera un electrón de 932.12 keV que es el que genera la traza en el volumen activo. Esta traza consta de 179 *hits* o interacciones en un tiempo de 0.00014 μs . El total de energía depositada por este evento es de 538 keV: 1.23 keV en el gas y 527.7 keV en el blindaje de plomo. El resto de la energía hasta los 1504.9 keV inicialmente disponibles, ha escapado.

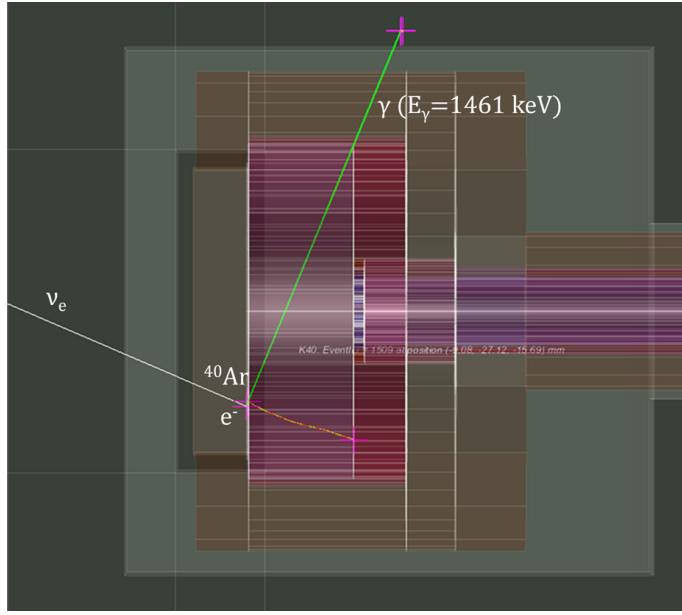


Figura 12: Simulación de un evento generado por la desintegración de un isótopo de ^{40}K desde el cobre del *readout*. Las cruces indican depósitos de energía, la traza en el volumen activo se indica en amarillo, fotones en verde y neutrino en blanco.

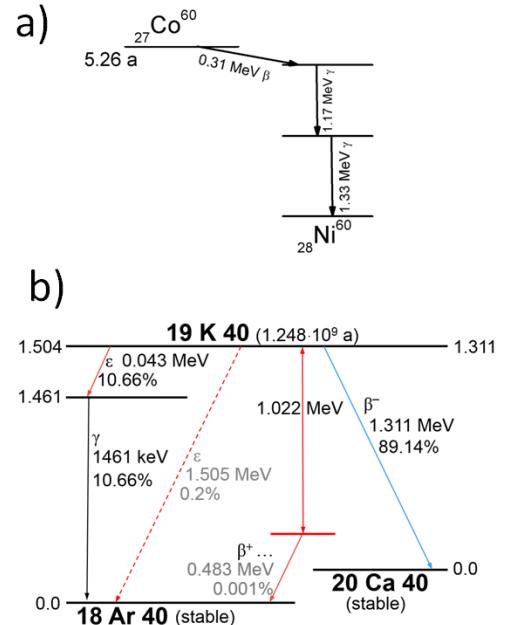


Figura 13: a) Esquema de desintegración del ^{60}Co . b) Esquema de desintegración del ^{40}K . En el caso del evento mostrado en la Fig. 12, el isótopo se ha desintegradado en ^{40}Ar emitiendo un total de 1504.9 keV.

5.3. Análisis

Una vez creados los depósitos de energía con Geant4, pasamos a reproducir la física del detector para encontrar la señal que cada suceso dejaría en el plano de lectura. Se deben tener en cuenta los parámetros experimentales concretos del experimento, que en el caso de IAXO-D0 son los que se resumen en la Tabla 3. Se incluyen también los coeficientes de difusión transversal y longitudinal de la nube electrónica durante la deriva para cada mezcla de gas, y que se han tenido en cuenta en la simulación de la microfísica del detector. Aunque se ha dicho que el gas del volumen activo es Ar o Xe, las simulaciones se realizan con una mezcla que contiene 2% y 1% de isobutano (iC_4H_{10}) respectivamente ya que de este modo aumenta la velocidad de

la deriva y mejora la ganancia con campos de amplificación relativamente bajos [31]. En esta fase definimos los diferentes procesos de análisis que nos permitan inferir la señal generada y obtener distintos observables. Por ejemplo, se realiza una reducción de *hits* imponiendo una distancia mínima entre dos ellos para considerarlos independientes o unirlos en uno solo y el suceso se guarda como un TRestHitsEvent, con la misma estructura de un suceso proveniente de datos reales. En el siguiente nivel de procesado los TRestHitsEvents se unen formando un TRestTrackEvent donde queda visible una separación en grupos o "trazas". Para pasar de *hits* a trazas, imponemos que la distancia entre *hits* debe ser menor de 2 y 4 mm en argón y xenón respectivamente para considerarse de la misma traza. Se realiza además una reducción de trazas, considerando como una sola aquellas que produzcan señal a menos de 3 píxeles o *strips* de distancia en el plano de lectura. Estos valores han sido definidos por [30] para el caso del argón y revisados en este trabajo para el caso del xenón.

Gas	E_d (V/cm)	V_{deriva} (V)	V_{mesh} (V)	Distancia deriva (cm)	Presión (bar)	Coeficientes de difusión ($\mu\text{m}/\text{cm}^{1/2}$)
Ar+2 % iso	130	710	320	3	1.4	L=0.036158, T=0.059332
Xe+1 % iso	130	710	320	3	0.5	L=0.054335, T=0.118705

Tabla 3: Parámetros del experimento utilizados para el análisis con los diferentes gases. Los coeficientes de difusión longitudinal (L) y transversal (T) son pequeños, lo que indica que existe poca dispersión de la nube electrónica en el gas durante la deriva.

Los eventos procesados se analizan posteriormente siguiendo el mismo método que con los datos reales. Después, se aplican parámetros de discriminación previamente definidos para generar criterios de selección para aceptar o rechazar eventos de fondo.

La Fig. 14 muestra como referencia el espectro generado por las emisiones de ${}^{60}\text{Co}$ desde la tubería de cobre desde la que se han simulado 5×10^7 eventos iniciales, lo que en base a su actividad (3.73×10^{-3} Bq) corresponde a 425 años. Como se muestra en el esquema de desintegración de la Fig. 13 a), el espectro del cobalto tiene dos picos característicos de 1173.23 keV y 1332.50 keV. Emite además un electrón de 310 keV. En la Fig. 14 se aprecian los dos picos característico. Concretamente, esta energía se ha depositado en el blindaje de plomo tal como se ve en el *inset* de la Fig. 15.

Para la fase de discriminación de eventos vamos a seleccionar aquellos que sean compatibles con rayos X en la región de interés. Para definir los criterios de selección se realizan simulaciones de rayos X en el rango de energías 0.1-10 keV cada 0.1 keV. Estos eventos son lanzados desde un volumen en el extremo de la tubería, ya que este sería el origen espacial de la señal de axiones buscada. Los resultados obtenidos utilizando como gas activo Ar+2 % iso y Xe+1 %iso se muestran en las Figuras 16 y 17.

El primer criterio que aplicamos es que la energía depositada en el volumen activo esté en el rango 0.001-10 keV que se espera de los axiones. Después tendremos en cuenta el número de trazas típico de rayos X (Fig. 16), que es 1 el 98 % de las veces El número de hits es muy dependiente de los parámetros de análisis por lo que no se puede comparar con datos

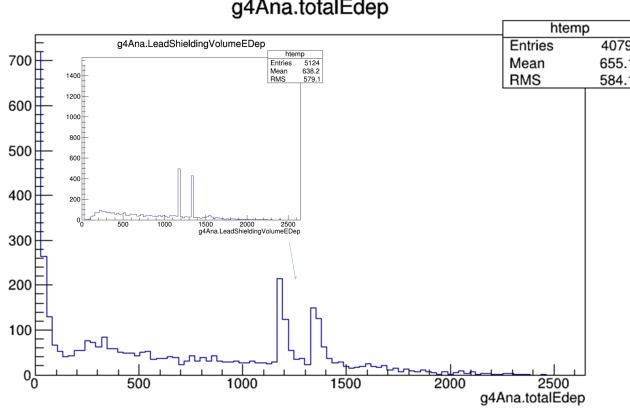


Figura 14: Depósito total de energía proveniente de ^{60}Co para 5×10^7 eventos iniciales simulados, donde se aprecian claramente los dos picos de emisión característica de este isótopo. Se incluye la energía depositada en el blindaje de plomo donde según nuestro análisis se deposita la energía de los fotones.

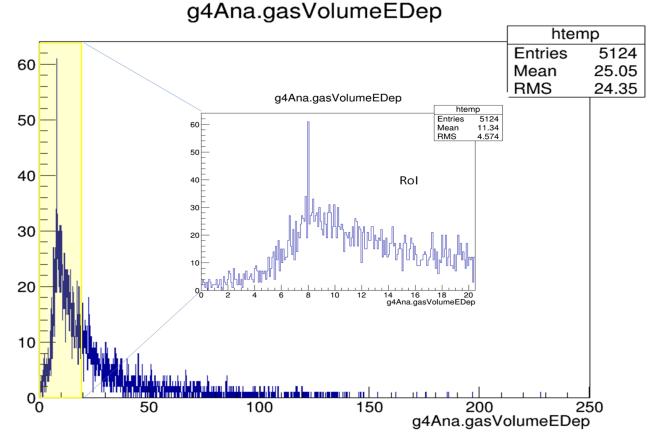


Figura 15: Depósito de energía proveniente de ^{60}Co en el volumen activo (gas). No se aprecian los picos característicos ya que estos no depositan su energía en el gas. Se muestra una ampliación de la región de interés (RoI) donde se esperaría encontrar la señal de los axiones.

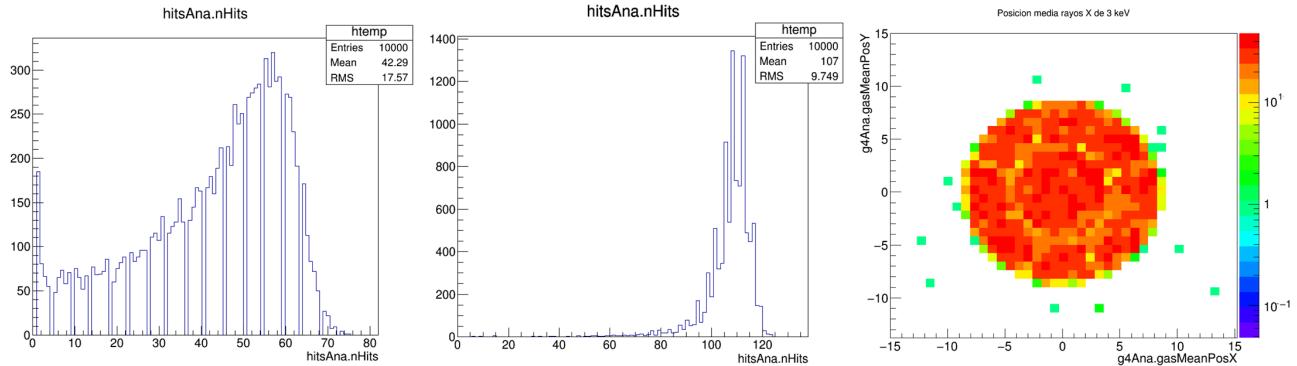


Figura 16: Número de hits y de trazas para simulaciones de rayos X de 3 keV para (izquierda) Ar+2 % iso y (centro) Xe+1 % iso. Se muestra además la posición media para ilustrar que la señal se focaliza en el centro del detector. En esta señal se aprecia el patrón de araña del cátodo.

reales. No obstante nos da información sobre la difusión, que al ser superior en xenón nuestros parámetros de análisis producen un mayor número de hits. Definimos a continuación los observables utilizados para definir el resto de cortes. Estos observables se usan también con datos de laboratorio.

- **Tamaño del cluster o varianza en el plano XY:** $\sigma_{xy}^2 = \frac{1}{E_{tot}} \sum E_i (\bar{x} - x_i)^2 + E_i (\bar{y} - y_i)^2$. Define el tamaño del evento en el plano del readout o plano XY.
- **Tamaño del cluster o varianza en Z:** $\sigma_{z^2} = \frac{1}{E_{tot}} \sum E_i (\bar{z} - z_i)^2$. Determina el tamaño en Z, que a su vez define cómo de rápido se ha depositado la energía.
- **Balance** $\sigma_{xy} = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{\sigma_x + \sigma_y}$. Define el equilibrio o gaussianidad de la señal en el plano XY. En base a las simulaciones buscamos señales con una geometría gaussiana de valor medio 0

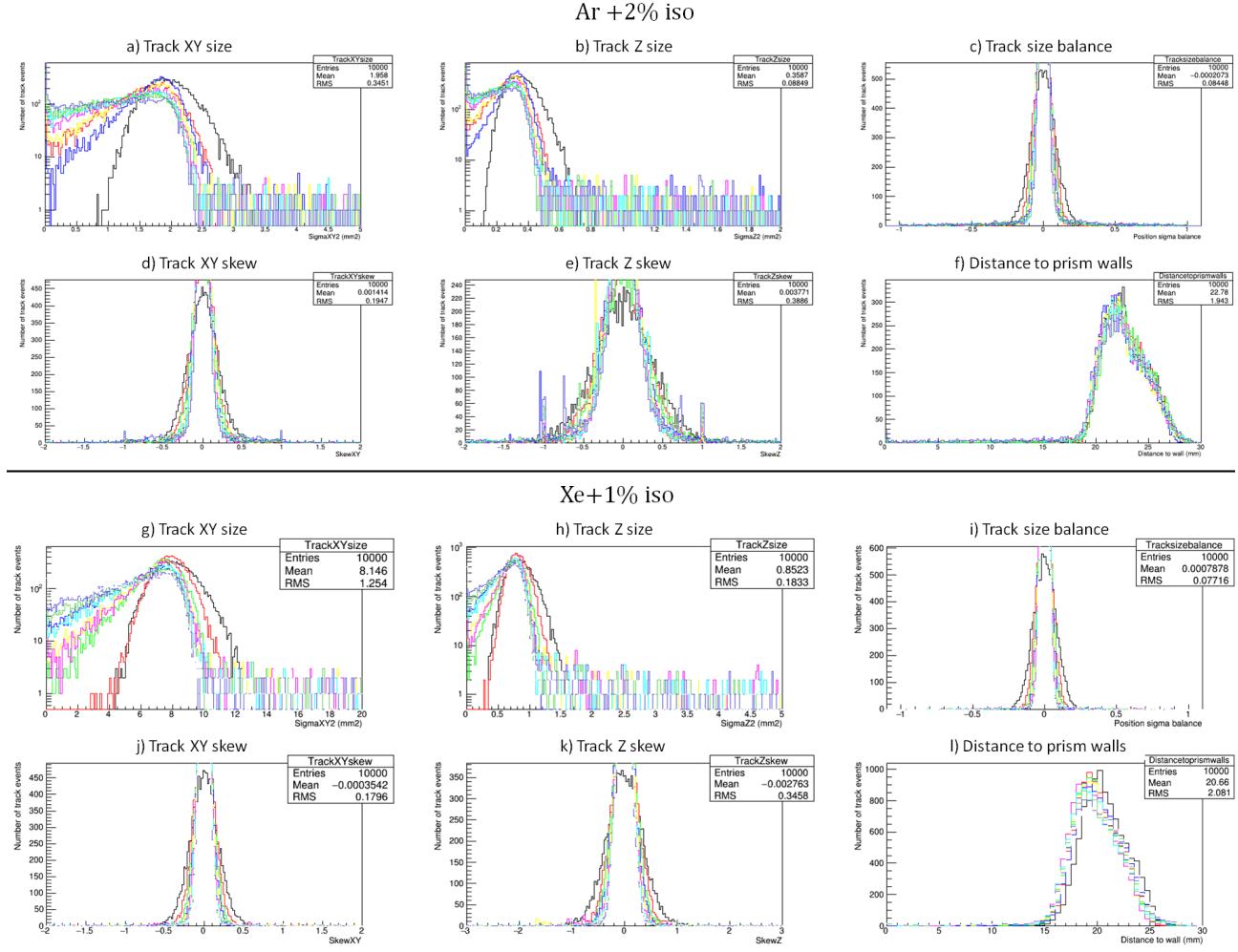


Figura 17: Simulaciones de eventos producidos por rayos X de diferentes energías que han sido utilizadas como base para definir la discriminación morfológica de eventos (negro: 1keV; rojo: 2 keV; verde claro: 3 keV; azul oscuro: 4 keV; amarillo: 5 keV; rosa: 6 keV; azul claro: 7 keV; verde oscuro: 8 keV; morado: 9 keV) tanto para Ar+2% iso a 1.4 bar (gráficos a-f) como para Xe+1% iso a 0.5 bar (gráficos g-l). Se ilustran así los cortes espaciales y de forma adoptados. (Simulaciones de Ar+2% iso realizadas por [30]).

y desviación relativamente pequeña.

- **Asimetría o skew en XY:** $\gamma_{xy} = \frac{1}{E_{tot}} \sigma_{xy}^3 \sum E_i (\bar{x} - x_i)^3 + E_i (\bar{y} - y_i)^3$. Define la asimetría en el plano XY, donde 0 sería simétrico y es el valor esperado para rayos X (Fig. 17 e, k).
- **Asimetría o skew en Z:** $\gamma_z = \frac{1}{E_{tot}} \sigma_z^3 \sum E_i (\bar{z} - z_i)^3$. Define la asimetría en el eje Z.
- **Distancia a la pared del prisma fiducial (DtW).** Imponiendo una distancia mínima seleccionamos los eventos que producen señales en el centro del detector ya que es donde se centran los sucesos provenientes del imán y donde, en el caso de usar telescopio, se focalizará la señal.

En la Tabla 4 se resumen los cortes aplicados para cada uno de estos observables.

	Observable	Ar+2 % iso	Xe+1 % iso
Cortes en hits	Número de hits	>1	(Fig. 16)
Cortes en trazas	Número de trazas	=1	(Fig. 16)
Cortes de forma	σ_{xy}^2	<2.6	(Fig. 17 a)
	σ_{z^2}	<0.55	(Fig. 17 b)
	Balance σ_{xy}	[-0.15,0.15]	(Fig. 17 c)
	γ_{xy}	[-0.5,0.5]	(Fig. 17 d)
	γ_z	[-1.12,1.12]	(Fig. 17 e)
Cortes espaciales	DtW	>17	(Fig. 17 f)
			>14
			(Fig. 17 l)

Tabla 4: Criterios de selección aplicados

De las simulaciones se desprende que las señales de rayos X son puntuales, gaussianas y relativamente simétricas tal como se muestra en la Fig. 18 (*izquierda*), donde se representa un evento simulado de rayos X de 3 keV con Ar+2 % iso. En esta misma figura se representa un evento de ^{60}Co del mylar del cátodo que ha sido rechazado por no superar los cortes y no ser por tanto compatible con rayos X.

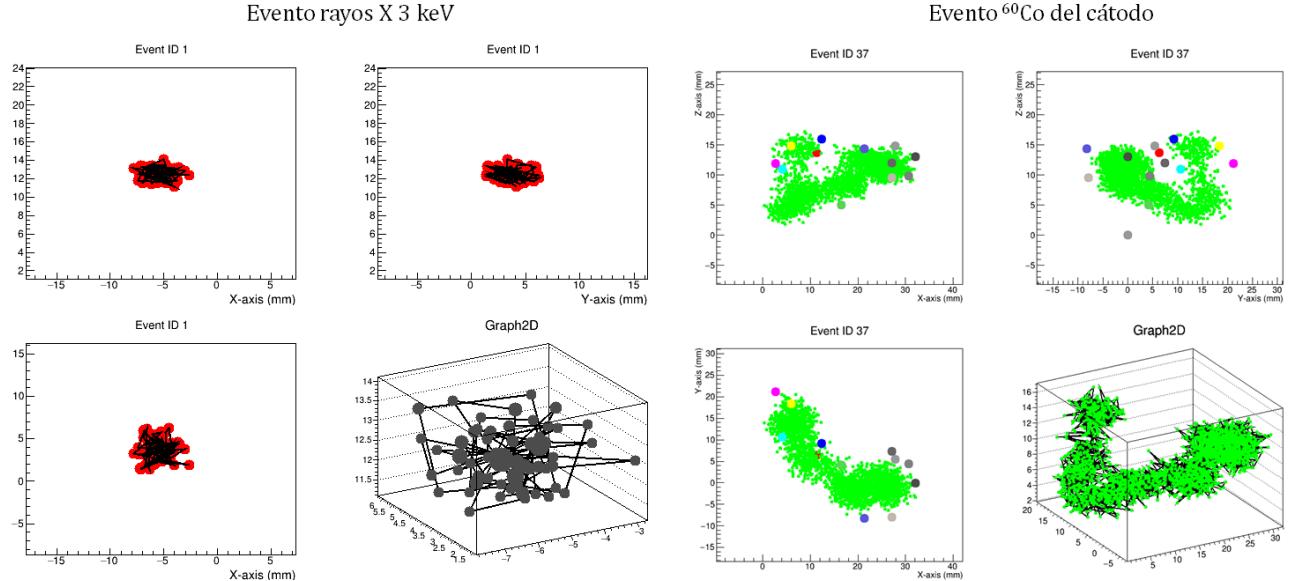


Figura 18: (*Izquierda*) Forma esperada de un evento típico de rayos X en la región de interés, siendo puntual y relativamente simétrico. (*Derecha*) Evento de ^{60}Co del mylar del cátodo. Diferentes colores indican distintas trazas, haciendo un total de 13. Además, la forma no es compatible con rayos X por lo que es rechazado.

6. Resultados

Los resultados de las simulaciones se analizan y pesan teniendo en cuenta las actividades de los componentes medidas en los detectores de germanio del LSC que se reproducen en los anexos (Fig. 5). La actividad del ^{40}K de los elementos de cobre no aparece en la tabla pero

puede considerarse despreciable. Las actividades de ^{39}Ar y ^{210}Pb se obtienen de [29] y [32] respectivamente. En el caso del ^{60}Co , que se produce por activación cosmogénica del cobre, calculamos su actividad conociendo su fecha de adquisición y tiempo anterior de almacenaje y suponiendo que ha estado expuesto a rayos cósmicos durante todo este tiempo. Para ello utilizamos la ecuación $A(1 - e^{-\lambda t_E})e^{-\lambda t_D} = N(t_E, t_D)\lambda$, donde t_E y t_D son el tiempo que el material ha estado en superficie y bajo tierra respectivamente.

Para calcular el fondo b primero determinamos una constante de normalización k para expresar el número de cuentas c en $c/\text{keV}/\text{cm}^2/\text{s}$, para lo que tenemos en cuenta la actividad del material A , su peso o superficie w , el rango de energías ΔE , el número de eventos iniciales ie y la superficie s del *readout* en la que esperamos que se concentre la señal de los axiones, que se corresponde al cuadrado central de 1.3×1.3 cm, de modo que $k = (A \cdot w) / (\Delta E \cdot ie \cdot s)$. El error es estadístico y se calcula como $k\sqrt{c}$.

La actividad de los materiales se muestra en la Tabla 5 junto con los niveles de fondo estimados con las simulaciones tanto para Ar+2% iso como para Xe+1% iso. La mayoría de los valores son límites superiores dado que algunas de las actividades medidas nos dan la información en forma de actividad mínima detectable. Además, para el isótopo ^{210}Pb , se aplica una corrección estadística estableciendo un nivel de confianza del 95% para la que tomamos el límite superior de número de eventos establecido en [33] y que se reproduce en los anexos (Fig. 6).

El fondo total provocado por la contaminación de los componentes del detector analizados en este trabajo para los que tenemos datos precisos de actividad es de $b = (4.31 \pm 0.915) \times 10^{-8}$ $\text{c keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para el caso del argón y $b = (1.09 \pm 0.948) \times 10^{-10}$ $\text{c keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para el xenón. Estos resultados no son directamente comparables ya que los contaminantes para los que disponemos de datos precisos no son exactamente los mismos al incluir dos componentes extra de cobre en el caso del xenón. No obstante vemos que el fondo con xenón es dos órdenes de magnitud menor, lo que se debe a la contaminación de ^{39}Ar presente en el argón natural que contribuye con $(3.87 \pm 0.913) \times 10^{-8}$ $\text{c keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Se calcula además el fondo para el que teniendo suficiente estadística solo disponemos de cotas de actividad como $b < 1.59 \times 10^{-8}$ $\text{c keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y $b < 4.68 \times 10^{-8}$ $\text{c keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para argón y xenón respectivamente. Finalmente, el fondo producido por ^{210}Pb se ha acotado como $b < 6.42 \times 10^{-8}$ $\text{c keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para argón y $b < 2.81 \times 10^{-12}$ $\text{c keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para xenón. En los casos en los que solo ofrecemos cotas cabe destacar que los errores relativos son muy altos tal como se puede inferir de las estadísticas desglosadas en los anexos (Figs. 2 y 4), lo que indica que la calidad de las medidas es muy baja. En xenón el error relativo promedio es del 17% y en argón del 20%. El mayor error relativo se da para el isótopo ^{210}Pb del blindaje de plomo, siendo el 50% y el 60% para argón y xenón respectivamente.

La Figura 19 muestra la comparativa de contribuciones por pareja isótopo-generador. El espectro obtenido con Ar+2% iso está dominado por la contaminación de ^{39}Ar , que representa el 89.94% del fondo, siendo el fondo de este isótopo $b = 4.34 \pm 0.60 \times 10^{-9}$. En CAST se encontró

Generador	Masa (kg) Superf. (m ²)	Isótopo	Actividad (Bq/kg, Bq/m ²)	Actividad (Bq)	Ar+2% iso Fondo c/keV/cm ² /s	Error	Xe+1% iso Fondo c/keV/cm ² /s	Error
Blindaje de plomo	1838.35	U238	<3.30×10 ⁻⁴	<6.07×10 ⁻¹	<12.27×10 ⁻¹⁰	-	<1.36×10 ⁻¹⁰	-
		Th232	<1.00×10 ⁻⁴	<1.84×10 ⁻¹	<8.45×10 ⁻¹¹	-	<7.61×10 ⁻¹¹	-
		K40	<1.20×10 ⁻³	<2.21	<1.88×10 ⁻¹⁰	-	<2.42×10 ⁻¹⁰	-
Blindaje interior de Pb	136.93	Pb210	80	1.1×10 ⁴	<6.42×10 ⁻⁸	*	<2.81×10 ⁻¹²	*
Tapa cámara de cobre	1.76046	U238	<6.20×10 ⁻⁵	<1.09×10 ⁻⁴	<1.25×10 ⁻¹¹	-	<3.74×10 ⁻¹¹	-
		Th232	<2.00×10 ⁻⁵	<3.52×10 ⁻⁵	<5.26×10 ⁻¹²	-	<1.62×10 ⁻¹¹	-
		K40	~ 0	-	-	-	-	-
		Co60	5.25×10 ⁻⁴	9.25×10 ⁻⁴	9.40×10 ⁻¹¹	2.28×10 ⁻¹¹	3.26×10 ⁻¹⁰	4.25×10 ⁻¹¹
Cámara de cobre	2.77690	U238	<6.2×10 ⁻⁵	<1.72×10 ⁻⁴	<7.06×10 ⁻¹¹	-	<1.44×10 ⁻¹⁰	-
		Th232	<2.00×10 ⁻⁵	<5.55×10 ⁻⁵	<2.26×10 ⁻¹¹	-	<4.12×10 ⁻¹¹	-
		K40	~ 0	-	-	-	-	-
		Co60	5.25×10 ⁻⁴	1.46×10 ⁻³	4.36×10 ⁻¹⁰	8.72×10 ⁻¹¹	6.80×10 ⁻¹⁰	1.09×10 ⁻¹⁰
Tubería de cobre	8.1299	U238	<6.2×10 ⁻⁵	<5.04×10 ⁻⁴	<1.44×10 ⁻¹¹	-	<3.89×10 ⁻¹¹	-
		Th232	<2.00×10 ⁻⁵	<1.63×10 ⁻⁴	<6.18×10 ⁻¹²	-	<1.61×10 ⁻¹¹	-
		K40	~ 0	-	-	-	-	-
		Co60	4.59×10 ⁻⁴	3.73×10 ⁻³	1.20×10 ⁻¹⁰	2.32×10 ⁻¹¹	3.57×10 ⁻¹⁰	3.99×10 ⁻¹¹
Patrón cobre del cátodo	0.00923	U238	<6.2×10 ⁻⁵	<5.72×10 ⁻⁷	<2.57×10 ⁻¹¹	-	<6.09×10 ⁻¹¹	-
		Th232	<2.00×10 ⁻⁵	<1.85×10 ⁻⁷	<7.17×10 ⁻¹²	-	<1.79×10 ⁻¹¹	-
		K40	~ 0	-	-	-	-	-
		Co60	5.25×10 ⁻⁴	4.85×10 ⁻⁶	2.17×10 ⁻¹¹	2.51×10 ⁻¹²	7.01×10 ⁻¹¹	4.51×10 ⁻¹²
Cobre del cátodo	0.87782	U238	<6.2×10 ⁻⁵	<5.44×10 ⁻⁵	<3.25×10 ⁻¹¹	-	<6.51×10 ⁻¹¹	-
		Th232	<2.00×10 ⁻⁵	<1.76×10 ⁻⁵	<9.44×10 ⁻¹²	-	<5.70×10 ⁻¹²	-
		K40	~ 0	-	-	-	-	-
		Co60	5.25×10 ⁻⁴	4.61×10 ⁻⁴	1.24×10 ⁻¹⁰	4.13×10 ⁻¹¹	4.41×10 ⁻¹⁰	7.80×10 ⁻¹¹
Raqueta de cobre	2.31052	U238	<1.20×10 ⁻⁵	<2.77×10 ⁻⁵	<8.29×10 ⁻¹²	-	<1.08×10 ⁻¹¹	-
		Th232	<4.10×10 ⁻⁶	<9.47×10 ⁻⁶	<2.18×10 ⁻¹²	-	<6.75×10 ⁻¹²	-
		K40	6.10×10 ⁻⁵	1.41×10 ⁻⁴	2.81×10 ⁻¹²	1.40×10 ⁻¹²	4.91×10 ⁻¹²	1.86×10 ⁻¹²
		Co60	4.82×10 ⁻⁴	1.11×10 ⁻³	9.68×10 ⁻¹¹	3.42×10 ⁻¹¹	2.54×10 ⁻¹⁰	5.54×10 ⁻¹¹
Micromegas	0.0036	U238	2.6×10 ⁻¹	9.36×10 ⁻⁴	3.13×10 ⁻⁹	5.92×10 ⁻¹⁰	7.72×10 ⁻⁹	9.29×10 ⁻¹⁰
		Th232	<9.30×10 ⁻²	<3.35×10 ⁻⁴	<1.33×10 ⁻⁹	-	<4.60×10 ⁻⁹	-
		K40	5.70×10 ⁻¹	2.05×10 ⁻³	3.07×10 ⁻¹⁰	5.60×10 ⁻¹¹	1.01×10 ⁻⁹	1.02×10 ⁻¹⁰
		Co60	<3.10×10 ⁻²	<1.12×10 ⁻⁴	<4.67×10 ⁻¹¹	-	<2.93×10 ⁻¹⁰	-
Cu-kapton-Cu	0.00724	U238	<1.10×10 ⁻¹	<7.96×10 ⁻⁴	<9.52×10 ⁻⁹	-	<2.82×10 ⁻⁸	-
		Th232	<4.60×10 ⁻²	<3.33×10 ⁻⁴	<2.99×10 ⁻⁹	-	<3.62×10 ⁻⁹	-
		K40	<7.70×10 ⁻²	<5.57×10 ⁻⁴	<1.11×10 ⁻⁹	-	<5.29×10 ⁻⁹	-
		U238	<6.2×10 ⁻⁵	<3.78×10 ⁻⁶	<7.76e-11×10 ⁻⁶	-	<1.47×10 ⁻¹⁰	-
Teflón de la cámara	0.06096	Th232	<4.10×10 ⁻⁵	<2.50×10 ⁻⁶	<4.18×10 ⁻¹¹	-	<3.62×10 ⁻⁹	-
		K40	~ 0	-	-	-	-	-
Teflón del cátodo	0.02420	U238	<6.2×10 ⁻⁵	<1.50×10 ⁻⁶	<1.45×10 ⁻¹¹	-	<4.41×10 ⁻¹¹	-
		Th232	<4.10×10 ⁻⁵	<9.93×10 ⁻⁷	<1.24×10 ⁻¹¹	-	<3.93×10 ⁻¹¹	-
		K40	~ 0	-	-	-	-	-
Teflón de la tubería	0.18246	U238	<6.20×10 ⁻⁵	<1.13×10 ⁻⁵	<2.47×10 ⁻¹²	-	<1.05×10 ⁻¹¹	-
		Th232	<4.10×10 ⁻⁵	<7.48×10 ⁻⁶	<2.16×10 ⁻¹²	-	<7.06×10 ⁻¹²	-
		K40	~ 0	-	-	-	-	-
Gas	0.00036	Ar39	1.01	3.68×10 ⁻⁴	3.87×10 ⁻⁸	9.13×10 ⁻⁹	-	-
Mylar del cátodo	0.00071	U238	<2.90×10 ⁻¹	<2.05×10 ⁻⁴	-	-	-	-
		Th232	<8.00×10 ⁻³	<5.65×10 ⁻⁶	-	-	-	-
		U235	<2.90×10 ⁻³	<2.05×10 ⁻⁶	-	-	-	-
		K40	<3.30×10 ⁻²	<2.33×10 ⁻⁵	-	-	-	-
		Co60	<1.80×10 ⁻³	<1.27×10 ⁻⁶	-	-	-	-
		Cs137	<2.00×10 ⁻³	<1.41×10 ⁻⁶	-	-	-	-

Tabla 5: Actividades y fondo estimado en la RoI 0.01-10 keV para los diferentes componentes de IAXO-D0. Solo se indican los errores de aquellas actividades para las que disponemos de medidas fiables. Cuando en el error se indica *, significa que la cota se ha calculado tomando un ajuste estadístico con un nivel de confianza del 95 %.

este problema y ya se propuso el uso de xenón o argón empobrecido [22]. A pesar de no haber incluido las cotas de las que disponemos, sabemos que el límite superior de estas contaminaciones es del mismo orden de magnitud que la contaminación por ^{39}Ar , por lo que en cualquier caso esperamos que esta contribución siga siendo significativa. El resto de contribuciones representadas en el espectro se deben a ^{238}U (7.28 %) y ^{40}K (0.71 %) de la Micromegas, y ^{60}Co de los componentes de cobre (2.07 %). La contaminación producida por la Micromegas es alta a pesar de estar fabricada con cobre muy radiopuro, lo que se explica por estar situada junto al volumen activo por lo que la mayoría de desintegraciones que ocurran en este material van a generar interacciones en el gas. Tal como se puede ver en el gráfico comparativo, las contribuciones que no vienen del gas muestran un espectro plano en el que se observa el pico de fluorescencia del cobre de 8 keV por emisión K_α , así como la emisión K_β de 8.9 keV de este mismo isótopo. En el caso de usar como gas activo Xe+1 % iso el espectro de energía simulado es relativamente plano en la región de interés y de nuevo muestra los picos de 8 y 8.9 keV del cobre. No se aprecia el pico de escape de 5 keV del cobre que sí estaba presente en CAST [22]. Del gráfico comparativo vemos que también en este caso la mayor contaminación la produce la Micromegas, suponiendo el ^{238}U y el ^{40}K el 71.05 % y el 9.31 % del fondo representado respectivamente. El 19.59 % restante se debe al ^{60}Co de los volúmenes de cobre y una pequeña fracción residual al ^{40}K de la Micromegas.

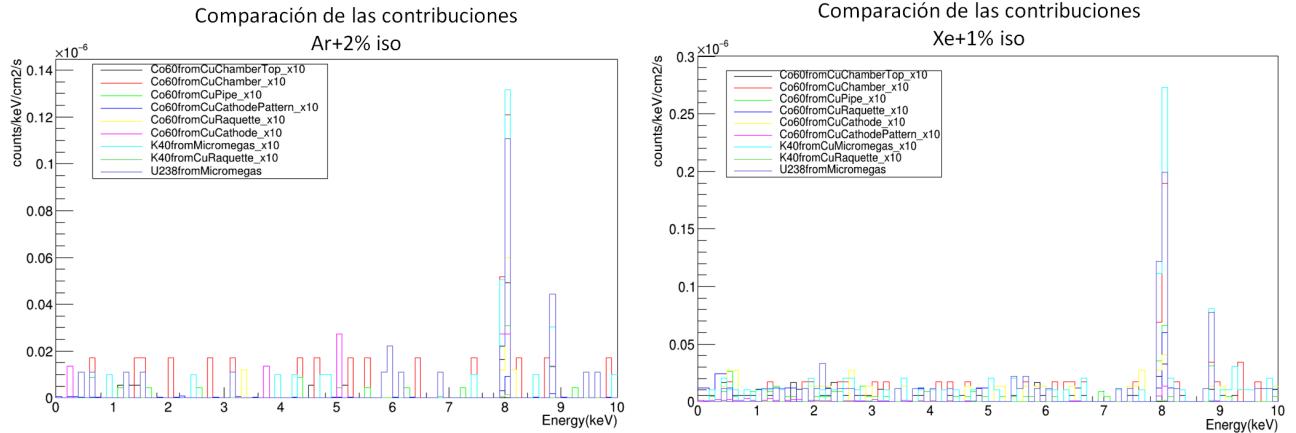


Figura 19: Espectros de la energía depositada en el gas por los eventos del fondo intrínseco del detector. Se muestran las comparaciones de la contribución de cada una de las parejas isótopo-volumen incluidas. Por claridad, todas las contribuciones excepto la del ^{238}U de la Micromegas se han multiplicado por 10.

Estos resultados nos permiten evaluar la eficiencia de los cortes aplicados. El fondo antes de aplicar los cortes es de $(4.02 \pm 0.34) \times 10^{-6}$ y $(6.46 \pm 0.075) \times 10^{-7} \text{ c keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para argón y xenón respectivamente, lo que significa que se ha eliminado en torno al 98 % de la contribución en ambos casos. De las estadísticas mostradas en los anexos (Figs. 2 y 4) vemos que de media, tan solo el 0.26 % de los eventos generados por las contaminaciones que hemos estudiado superan los cortes. Especialmente importante es la eficiencia en ^{39}Ar , que como ya se ha visto es la contribución más importante en Ar+2 % iso. El espectro antes y después de los

cortes se muestra en la Fig. 20. El fondo inicial asciende a $(3.50 \pm 0.08) \times 10^{-6}$ c keV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$, lo que significa que hemos eliminado el 99.87 % de la contaminación en la región de interés 0.1-10 keV.

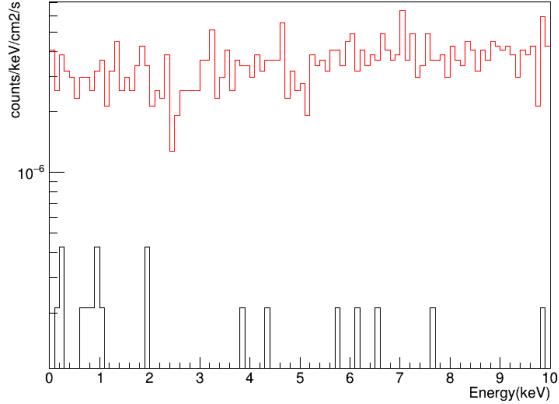


Figura 20: Espectro de energía generado por el isótopo ^{39}Ar antes (rojo) y después (negro) de aplicar los criterios de selección.

Para el cómputo del fondo no se ha tenido en cuenta la contaminación producida por la ventana de mylar ya que las actividades reportadas son cotas muy imprecisas dada la poca cantidad de material que se ha podido medir en los detectores de germanio del LSC. Se espera que esta contaminación sea significativa ya que está en contacto directamente con el volumen activo y el mylar contiene una pequeña cantidad de aluminio. Se observa que un gran porcentaje de los eventos simulados han pasado los cortes, en torno a un 20 % en el caso del cobre (Figs. 2 y 4 de los anexos), por lo que se ha hecho un estudio para evaluar otros posibles cortes para los eventos procedentes del mylar. Dado que la ventana de mylar, el cátodo, está en la parte alta de la cámara se plantea poder eliminar aquellos eventos que ocurran en los primeros milímetros de los 3 cm que mide la cámara, justo bajo la ventana. Para ello simulamos la emisión de rayos X y evaluamos su difusión dependiendo de la distancia de la ventana a la que interaccionan ya que esperamos que los que interaccionan en esos primeros 2.5 mm se difundan más y produzcan señales más grandes (mayor σ_{xy}^2), especialmente en Xe+2 % iso, que podríamos tratar de eliminar. La Figura 21 ilustra los resultados para rayos X de 3 keV y no se aprecia diferencia significativa. Se plantea un nuevo corte imponiendo $\sigma_{xy}^2 < 11$ pero se desestima ya que no reduciría el fondo de forma significativa mientras que sí que perderíamos señales de rayos X de 1 keV (Fig. 17 g), ya que al ser los de menor energía penetran menos y por tanto se difunden más. Se realiza el mismo tipo de estudio ocurre para otras energías así como para σ_z^2 , obteniendo resultados similares.

En vista de estos resultados, el uso de Xe+1 % iso como gas activo resulta favorecido frente al Ar+2 % iso por ser más limpio y evitar el fondo de orden 10^{-8} c keV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ producido por ^{39}Ar . Este estudio sugiere que los componentes más contaminantes son el blindaje de plomo y la propia Micromegas. No obstante este es un estudio preliminar en el que solo hemos podido dar cotas en la mayoría de los casos. Además, la poca estadística conseguida supone unos errores relativos muy grandes por lo que estos resultados deben ser interpretados con cuidado.

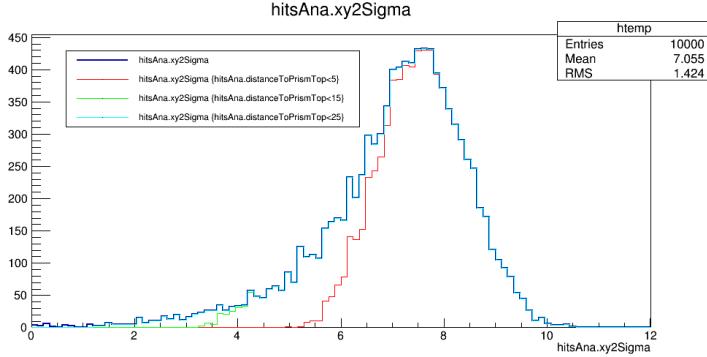


Figura 21: Tamaño de la señal en el plano XY de rayos X de 3 keV emitidos desde la ventana de mylar en función de la distancia a la que interactúan respecto al cátodo (<5 mm, <15mm ó <25 mm). Gas activo: Xe+2 % iso.

Gracias al trabajo realizado en CAST sabemos que la contribución dominante del fondo no se debe a los componentes del detector sino a los muones procedentes de rayos cósmicos. El estudio de este fondo en IAXO-D0 está siendo realizado en [30], donde se ha obtenido un resultado preliminar de $b_{\text{muon}} = 2.7 \times 10^{-5} \text{ c keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, lo que sugiere que efectivamente el fondo cósmico va dominar sobre el intrínseco del detector y el uso de un veteo podría reducir esta contribución.

En base a estos resultados vemos que IAXO-D0 cumple las expectativas y es capaz de llegar a reducir el fondo hasta $10^{-7} - 10^{-8} \text{ c keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

7. Trabajo futuro

En base al trabajo realizado queda claro que se necesitan medidas de actividad más precisas de los componentes de IAXO-D0 que nos permitan estimar el fondo con mayor precisión. Se necesita también una mayor estadística, aunque la posibilidad de obtenerla va a estar limitada por los tiempos de computación requeridos. Esto puede resultar especialmente problemático en el caso del blindaje de plomo. En este trabajo se trató de solucionar tomando en cuenta para la simulación solo el volumen interno del blindaje, lo que equivale a 136.9 kg de plomo en lugar de los 1838 kg del blindaje completo (Tabla 5). A pesar de esto solo se ha podido obtener 1 evento con argón y 0 con xenón con 26 y 41 días de computación respectivamente. Sería también conveniente analizar los eventos que han superado los criterios de selección y tratar de mejorar así los cortes. Actualmente esto no se puede realizar de manera eficiente ya que aunque podemos identificar los eventos individualmente gracias a la trazabilidad total que ofrece REST, no se ha desarrollado un proceso que produzca un archivo que contenga únicamente dichos eventos. Las simulaciones deben ser validadas por comparación con la adquisición de datos en laboratorio con IAXO-D0. Se han tomado algunos datos de calibración utilizando una fuente de ^{55}Fe que pueden validar las simulaciones de eventos de rayos X en las que nos hemos basado para determinar los cortes. La toma de datos en vacío incluyendo los vetos de muones proporcionará una medida del fondo que deberá ser comparada con las simulaciones para poder identificar y eliminar los eventos causantes del fondo.

8. Conclusiones

Se ha realizado una primera estimación del fondo intrínseco de IAXO-D0, prototipo de detector del experimento IAXO. Los resultados obtenidos sugieren que el uso de Xe+1% iso como gas activo en el interior de la TPC es la mejor opción ya que de este modo se elimina el fondo producido por el ^{39}Ar presente en el caso de utilizar Ar+2% iso. Los elementos más contaminantes parecen ser el blindaje de plomo y la Micromegas, aunque debemos tener en cuenta que, dada la baja estadística, los errores son muy grandes y por tanto estos resultados están lejos de ser definitivos. La mayoría de las medidas de actividad obtenidas en los detectores de germanio del LSC utilizadas en este trabajo son cotas superiores, por lo que no se puede ofrecer más que una cota superior del fondo en la mayoría de los casos. La ventana de mylar, aunque su masa es muy pequeña, podría tener una cierta contribución por estar en contacto directo con el gas activo, pero las medidas de actividad de las que disponemos de este material son cotas muy imprecisas por lo que no podemos ofrecer una estimación del fondo que cabría esperar de este elemento. Por esta razón se ha estudiado la forma de la señal según su posición, ya que para sucesos cercanos al mylar la difusión podría ser importante; sin embargo, dada la poca longitud de deriva del detector, no se ha podido determinar un valor de los observables que permitiera seleccionar sucesos cercanos al cátodo o al ánodo. En base a las contribuciones de las que se disponían de medidas de actividad precisas y estadística suficiente hemos obtenido una estimación de fondo $b = (4.31 \pm 0.915) \times 10^{-8} \text{ c keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para el caso del argón y $b = (1.09 \pm 0.0948) \times 10^{-8} \text{ c keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para el xenón. Hemos podido identificar el pico de fluorescencia del cobre a 8 keV, que en el caso del argón queda totalmente eclipsado por el espectro beta del ^{39}Ar . Se concluye por tanto que IAXO-D0 tiene el potencial necesario para reducir el fondo hasta los niveles requeridos.

Referencias

- [1] T. Dafni and F. J. Iguaz on behalf of the CAST and IAXO collaborations. Axion helioscopes update: the status of cast and iaxo. *PoS(TIPP2014)* 130, 2015.
- [2] V. Anastassopoulos et al. New CAST limit on the axion–photon interaction. *Nature Physics*, 13(6):584–590, may 2017.
- [3] E Armengaud et al. Conceptual design of the international axion observatory (IAXO). *Journal of Instrumentation*, 9(05):T05002–T05002, may 2014.
- [4] E Ferrer Ribas et al. The IAXO helioscope. *Journal of Physics: Conference Series*, 650:012009, nov 2015.
- [5] I.G. Irastorza. Hunting the axion. *Rev. Real Academia de Ciencias Zaragoza*, 69:37–78, 2014.
- [6] R. D. Peccei and H. R. Quinn. CPConservation in the presence of pseudoparticles. *Physical Review Letters*, 38(25):1440–1443, jun 1977.
- [7] J. Cepa. *Cosmologia Fisica*. Ediciones Akal Sa, 2007.
- [8] D.J.E. Marsh. Axion cosmology. *Physics Reports*, 643:1–79, jul 2016.
- [9] E Armengaud, Q Arnaud, et al. Axion searches with the EDELWEISS-II experiment. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2013(11):067–067, nov 2013.
- [10] L. Di Luzio, F. Mescia, et al. Redefining the axion window. *Physical Review Letters*, 118(3), jan 2017.
- [11] K Zioutas, M Tsagri, et al. Axion searches with helioscopes and astrophysical signatures for axion(-like) particles. *New Journal of Physics*, 11(10):105020, oct 2009.
- [12] S Andriamonje, S Aune, et al. An improved limit on the axion–photon coupling from the CAST experiment. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2007(04):010–010, apr 2007.
- [13] G. G. Raffelt. Astrophysical axion bounds. In *Lecture Notes in Physics*, pages 51–71. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [14] L.D. Duffy and K. van Bibber. Axions as dark matter particles. *New Journal of Physics*, 11(10):105008, oct 2009.
- [15] I. G. Irastorza and J. Redondo. New experimental approaches in the search for axion-like particles. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 102:89–159, sep 2018.
- [16] Z. Ahmed, D. S. Akerib, et al. Search for axions with the CDMS experiment. *Physical Review Letters*, 103(14), oct 2009.
- [17] M. Gianotti, J. Ruz, and J.K. Vogel. IAXO, next-generation of helioscopes. *PoS, 38th International Conference on High Energy Physics*, 2016.
- [18] IAXO Collaboration. The international axion observatory IAXO. letter of intent to the CERN SPS committee. Technical report, CERN. Geneva. SPS and PS Experiments Committee ; SPSC, 2013.
- [19] M. Arik et al. Search for sub-eV mass solar axions by the CERN axion solar telescope with ${}^3\text{He}$ buffer gas. *Physical Review Letters*, 107(26), dec 2011.

- [20] J G Garza, S Aune, et al. Low background micromegas in CAST. *Journal of Physics: Conference Series*, 650:012008, nov 2015.
- [21] F. J. Iguaz, J. Gracia-Garza, et al. TREX-DM: a low-background Micromegas-based TPC for low-mass WIMP detection. *The European Physical Journal*, 76(10), sep 2016.
- [22] J. Gracia-Garza. *Micromegas for the search of solar axions in CAST and low-mass WIMPs in TREX-DM*. PhD thesis, Universidad de Zaragoza, 2016.
- [23] J. Gracia-Garza, S. Aune, et al. Micromegas for dark matter searches: CAST/IAXO & TREX-DM. *Journal of Physics: Conference Series*, 2016.
- [24] S. Aune et al. Low background x-ray detection with micromegas for axion research. *arXiv*, 2013.
- [25] S. Agostinelli et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250–303, jul 2003.
- [26] Geant4 Collaboration. Introduction to geant4. *CERN Document Server*, 2010.
- [27] CERN. *ROOT Reference Guide - root.cern.ch*, 2018.
- [28] R. Chytracek, J. McCormick, et al. Geometry description markup language for physics simulation and analysis applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(5):2892–2896, oct 2006.
- [29] P. Benetti, F. Calaprice, et al. Measurement of the specific activity of ^{39}Ar in natural argon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 574(1):83–88, apr 2007.
- [30] E. Ruiz-Chóliz. *On IAXO detectors*. PhD thesis, Universidad de Zaragoza, En preparación.
- [31] A. Tomás-Alquézar. *Developement of time projection chambers with micromegas for Rare Event Searches*. PhD thesis, Universidad de Zaragoza, 2013.
- [32] S. Cebrián, J. Pérez, et al. Radon and material radiopurity assessment for the NEXT double beta decay experiment. In . AIP Publishing LLC, 2015.
- [33] M. Tanabashi, K. Hagiwara, et al. Review of particle physics. *Physical Review D*, 98(3), aug 2018.