

TRABAJO DE FIN DE GRADO

GRADO EN FÍSICA

El axi3n como soluci3n a la Materia Oscura del Universo: estrategias para su detecci3n

Autor:

3scar P3REZ L3ZARO

Directores:

Dr. Igor GARCÍA IRASTORZA

Dr. Francisco Jos3 IGUAZ GUTI3RREZ



**Universidad
Zaragoza**

Departamento de F3sica Te3rica

3rea de F3sica At3mica, Molecular y Nuclear

Facultad de Ciencias, Universidad de Zaragoza

Junio de 2016

Índice

1	Introducción	1
2	Objetivos	1
3	Desarrollo	2
3.1	Evidencias observacionales sobre la materia oscura	2
3.1.1	Curvas de rotación de galaxias	2
3.1.2	Cúmulos galácticos	2
3.1.3	CMB	3
3.2	Candidatos: el axión	5
3.2.1	Propiedades	5
3.3	Límites provenientes de observaciones astrofísicas	6
3.3.1	Axiones solares	6
3.3.2	Cúmulos globulares	6
3.4	Detección directa de axiones	6
3.4.1	Haloscopios	7
3.4.2	Telescopios	7
3.4.3	Búsquedas en laboratorio	7
3.4.4	Helioscopios	8
4	Resultados	13
4.1	Detectores gaseosos	13
4.1.1	TPC con Micromegas	14
4.2	El detector de IAXO	15
4.3	El <i>software</i> : REST	16
4.4	Simulación de fotones de baja energía	17
4.4.1	Eficiencia cuántica	17
4.4.2	Calibración	20
5	Conclusiones	22

1. Introducción

La naturaleza de la materia oscura es uno de los problemas abiertos más importantes en el panorama de la cosmología y de la física de partículas. Sabemos de su existencia gracias a evidencias cosmológicas que apuntan a que la mayor parte de la materia del Universo es "invisible" (no detectable por medios convencionales).

Desde el punto de vista de la física de partículas, la teoría que rige las interacciones fundamentales es el llamado Modelo Estándar. A pesar de su gran éxito predictivo, el Modelo Estándar no dispone de una partícula con las propiedades adecuadas para dar cuenta de la materia oscura. Esto ha servido de motivación para buscar extensiones a este modelo que contengan candidatos a materia oscura. En este contexto se enmarcan las partículas masivas débilmente interactuantes o WIMPs (del inglés *Weakly Interacting Massive Particles*), que surgen en extensiones supersimétricas, o los axiones, que aparecen como consecuencia de la incorporación del denominado mecanismo de Peccei-Quinn, propuesto para resolver uno de los problemas de los que adolece el Modelo Estándar (el llamado problema CP fuerte).

Una de las causas que hacen que el axión sea un aspirante muy atractivo para resolver el problema cosmológico de la materia oscura es que las motivaciones que condujeron a plantear su existencia provienen exclusivamente de la física de partículas.

Son muchos los esfuerzos que, basándose en distintas técnicas de detección, se han dedicado a la búsqueda del axión. Un experimento prominente que ayudó a arrojar luz sobre las propiedades de esta partícula hipotética fue CAST (*the CERN Axion Solar Telescope*), en operación desde 2003 hasta 2015. CAST vino acompañado de un desarrollo y perfeccionamiento sin precedentes de detectores especializados en experimentos de muy bajo fondo (TPCs y Micromegas). Como sucesor de CAST se postula IAXO (*the International Axion Observatory*), todo un desafío tecnológico cuya puesta en marcha está prevista para la década de 2020, y que pretende alcanzar sensibilidades mucho mayores que las de CAST (4 o 5 órdenes de magnitud mejores en términos de cociente señal-fondo [1]).

2. Objetivos

En líneas generales, el objetivo de este trabajo es estudiar, de forma individual pero supervisada, el problema de la materia oscura y un candidato particular propuesto: el axión. Más específicamente, para acometer este propósito se desarrollarán dos líneas de trabajo:

- Se realizará una búsqueda bibliográfica del problema, revisándose tanto las evidencias cosmológicas que apoyan la existencia de la materia oscura, como el estado actual de la búsqueda del axión en el contexto de los distintos experimentos dedicados a este fin, y poniendo especial énfasis en CAST. Esta cuestión se cubre en la sección 3 del trabajo.
- Se contribuirá a la puesta a punto de IAXO mediante tareas específicas de simulación con las que se esperan obtener resultados útiles. Con esto se pretende implicarse y sumergirse en los trabajos reales de investigación del grupo, adquiriendo y familiarizándose con las competencias propias de la investigación en el área de detección de partículas (como puede ser el manejo del software ROOT [2] de análisis de datos). Esta parte se recoge en el punto 4 del trabajo, y la discusión de los resultados obtenidos se plasma en el apartado 5.

3. Desarrollo

3.1. Evidencias observacionales sobre la materia oscura

3.1.1. Curvas de rotación de galaxias

Las primeras pruebas sobre la existencia de la materia oscura vinieron de la mano de la observación de las curvas de rotación de las galaxias. Estas curvas son representaciones de la velocidad tangencial a la que giran estrellas y gas en función de la distancia al centro galáctico. Normalmente, estas medidas se obtienen mediante observación de la llamada "línea de 21 cm" del hidrógeno, que es una línea espectral emitida por este elemento con una longitud de onda aproximada de 21 cm. Esta línea es particularmente útil debido a que, por su longitud de onda, no es absorbida por las nubes de polvo que podría haber en el camino entre la galaxia y nuestro aparato de medida (la luz visible, por ejemplo, sí es absorbida).

Si suponemos que las órbitas alrededor de la galaxia son circulares, de la dinámica newtoniana sabemos que la velocidad de rotación en función de la distancia al centro galáctico será:

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (3.1)$$

donde $M(r)$ es la masa encerrada dentro de una esfera de radio r . Aquí estamos asumiendo que la atracción gravitatoria puede asociarse a un único cuerpo de masa $M(r)$.

En las galaxias, se esperaría encontrar este tipo de dependencia, de manera que por encima de una cierta distancia a partir de la cual se puede considerar $M(r) \approx cte.$, la velocidad de rotación debería decaer como $1/\sqrt{r}$. No obstante, no es esto lo que se observa. Desde los estudios de curvas de velocidades de Vera Rubin en los años 70 [3], han surgido numerosos estudios (véase por ejemplo [4], donde se realiza un estudio en la galaxia NGC 3198) que concluyen que la velocidad orbital, en vez de decaer, permanece constante más allá del disco estelar. Las velocidades orbitales que se han medido indican que la masa de la galaxia no está concentrada en torno al centro, sino que se incrementa conforme lo hace r . Esto se ha interpretado en términos de la existencia de materia no luminosa (no podemos detectarla con medios convencionales) que contribuye a la interacción gravitatoria. En la Figura 1 se muestra un ejemplo real de curva de rotación de una galaxia.

Usualmente, se asume que en la galaxia existe un *halo* de materia oscura aproximadamente esférico y con una masa $M(r) \propto r$, de modo que se obtiene la dependencia $v(r) \propto cte.$. Este halo de materia oscura se extiende más allá de los límites visibles de la galaxia, hasta una distancia desconocida.

3.1.2. Cúmulos galácticos

A más grandes escalas, las galaxias están espacialmente concentradas formando grupos de galaxias, grupos que a su vez pueden juntarse formando aglomeraciones superiores (cúmulos).

Si el cúmulo ha alcanzado el equilibrio térmico, se puede estimar su masa aplicando el teorema del virial, que impone una relación entre la energía potencial y la cinética de un sistema. Se ha comprobado que la masa obtenida a partir del teorema del virial (donde se hace uso de las medidas de velocidad de los cúmulos galácticos) no coincide con la masa que se esperaría que tuvieran los distintos cúmulos a partir de su luminosidad.

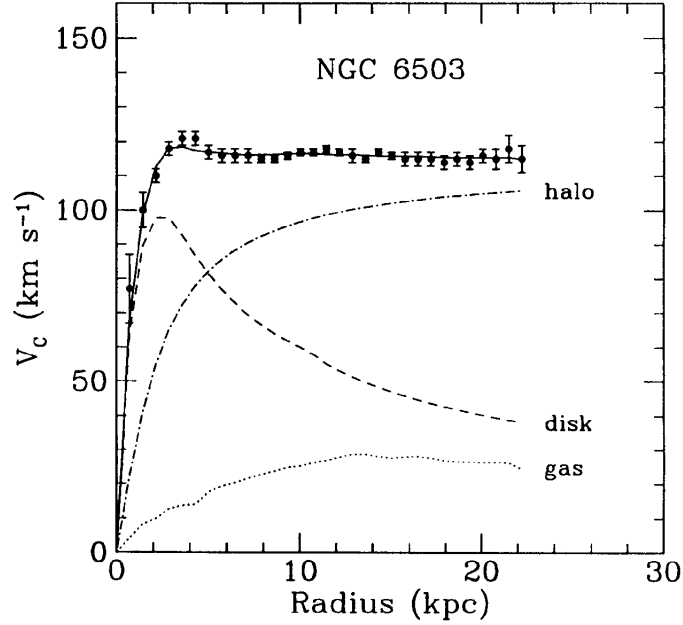


Figura 1: Curva de rotación de la galaxia NGC 6503. Se muestran los datos observacionales, así como las contribuciones del disco estelar, del gas y del halo de materia oscura. Fuente: [5]

Este resultado es precisamente el que el suizo Fritz Zwicky obtuvo con el cúmulo de Coma. La discrepancia en las masas le llevó a postular en 1935 la existencia de materia que no emitiera luz y que diera cuenta de una gran parte de la masa del cúmulo.

Existe todavía otra manera de calcular la masa de una galaxia o cúmulo de galaxias, y se fundamenta en el fenómeno de *lente gravitacional*. Por este término se alude a la desviación que sufren las trayectorias de rayos de luz al pasar cercanos a una distribución de masa.

De una manera simplificada, la idea consiste en estudiar la deflexión que sufren los rayos de luz provenientes de una fuente cuando atraviesan un cúmulo de galaxias. El ángulo de desviación medido por un observador respecto a la posición original de la fuente luminosa depende de la masa que produce el campo gravitatorio (cuanto más masivo, mayor es la desviación), de forma que la medida del ángulo nos permite deducir la masa del cúmulo. Lo que se deduce es que, nuevamente, el valor de la masa estimado a partir de luminosidades es menor que el que se infiere a partir del fenómeno de lente gravitacional.

Para una descripción más detallada de los fundamentos teóricos de la técnica, consultar [6].

3.1.3. CMB

Todos los datos observacionales recabados hasta la fecha indican que el Universo es homogéneo e isótropo a escalas cosmológicas (distancias del orden de los 100 Mpc), condiciones que se conocen como principio cosmológico. La métrica genérica compatible con este principio es la métrica de Friedman-Lemaître-Robertson-Walker, llamada simplemente métrica FLRW:¹

$$ds^2 = -(dt)^2 + a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (3.2)$$

¹La demostración de que la métrica genérica que cumple las propiedades de homogeneidad e isotropía espacial formuladas de manera matemática se puede encontrar en [7] o [8].

donde $a(t)$ es el llamado factor de escala, que describe la expansión o contracción del Universo; (r, θ, ϕ) son las coordenadas esféricas solidarias con esta expansión o contracción (*comoving frame*); k es un parámetro que codifica la curvatura del espacio: curvatura positiva ($k = 1$), nula ($k = 0$) o negativa ($k = -1$) indican respectivamente Universo cerrado, llano o abierto.

La aplicación de las ecuaciones de campo de Einstein a esta métrica resulta en la llamada ecuación de Friedman [9]:

$$H(t)^2 = \left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a(t)^2} \quad (3.3)$$

donde Λ es el término de constante cosmológica y H el parámetro de Hubble, cuya relación con $a(t)$ puede verse en [7]. Podemos reabsorber el término de constante cosmológica definiendo $\rho_T \equiv \rho + \rho_\Lambda$, con $\rho_\Lambda \equiv \Lambda/8\pi G$. Por otro lado, suele definirse la densidad crítica como la densidad total para la cual $k = 0$, es decir, $\rho_c = 3H(t)^2/8\pi G$. Además, es usual expresar las densidades en relación con la densidad crítica mediante la cantidad $\Omega = \rho/\rho_c$. Así, las distintas componentes se denotan como Ω_m (densidad de materia), Ω_ν (densidad de neutrinos), Ω_γ (densidad de fotones)... De esta forma, la ecuación de Friedman puede reescribirse:

$$1 = \Omega_T - \frac{k}{H(t)^2 a(t)^2} \quad (3.4)$$

El descubrimiento de Arnold Penzias y Robert Wilson en 1965 del Fondo Cósmico de Microondas o *Cosmic Microwave Background* (CMB), que pronto se interpretó satisfactoriamente en el marco de la teoría de la evolución térmica del Universo (*Big Bang*), abrió una nueva ventana al estudio observacional del Universo. En particular, el estudio de la CMB permitió corroborar el principio cosmológico (la radiación de fondo sigue un espectro de cuerpo negro con temperatura $T \approx 2,7$ K, con unas inhomogeneidades del orden de $\delta T/T \sim 10^{-5}$), y el estudio de su espectro de inhomogeneidades posibilita testear la validez de distintos modelos cosmológicos, y extraer los valores de las densidades relativas $\Omega_i(t = \text{hoy})$.

Resultados recientes del satélite Planck en 2015 [10] muestran que el término de curvatura de la ecuación de Friedman es $-0,005 \pm 0,017$, lo cual significa que el Universo es prácticamente llano ($\Omega_T \approx 1$). Por otro lado, se encuentra un valor para la densidad de materia $\Omega_m = 0,308 \pm 0,012$. No obstante, la materia bariónica contribuye únicamente con $\Omega_b h^2 = 0,02226 \pm 0,00023$,² lo que se corresponde aproximadamente con $\Omega_b \approx 0,048$. Este valor está de acuerdo con las predicciones de la *Big Bang Nucleosynthesis* o BBN (teoría que explica la formación de núcleos ligeros durante los primeros minutos del Universo), pero nos indica que la materia ordinaria no es suficiente para dar cuenta de toda la materia existente en el Universo. Así, surge la necesidad de introducir una componente de materia no bariónica, que es lo que llamamos *materia oscura*. En concreto, Planck estima que la densidad de materia oscura fría (no relativista en el momento del desacople) es $\Omega_{cdm} h^2 = 0,1186 \pm 0,0020$, esto es, $\Omega_{cdm} \approx 0,258$, algo más de cinco veces el valor de densidad de materia ordinaria.

²La determinación de las densidades Ω_i depende del valor del parámetro de Hubble, de manera que su incertidumbre se transmite a la densidad. Con objeto de evitar esto, es común encontrar las densidades expresadas como $\Omega_i h^2$, donde h es el parámetro de Hubble en unidades de $100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$. Dado que la estimación de Planck en 2015 de $H(t = \text{hoy}) \equiv H$ es $H = 67,81 \pm 0,92 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$, se tiene que $h = 0,6781 \pm 0,0092$.

3.2. Candidatos: el axi3n

En este apartado vamos a centrarnos en describir el axi3n, part3cula hipot3tica que podr3a dar soluci3n al problema de la materia oscura. Vamos a abordar la descripci3n desde una perspectiva cualitativa, sin entrar en detalles sobre los aspectos formales del problema te3rico que da pie a su surgimiento.

Los axiones son part3culas elementales hipot3ticas que aparecieron por primera vez en 1977 en el contexto de la resoluci3n del problema CP fuerte de la cromodin3mica cu3ntica (*strong CP problem*) [11]. Vamos a ver brevemente este problema.

Decimos que una ley f3sica posee simetr3a CP cuando sigue siendo v3lida tras el intercambio de part3culas por antipart3culas (conjugaci3n de carga o simetr3a C) y la inversi3n de las coordenadas espaciales (paridad o simetr3a P).

El lagrangiano de la QCD contiene un t3rmino que viola la simetr3a CP. No obstante, experimentalmente no se ha observado que la interacci3n fuerte viole dicha simetr3a. Para dar cuenta de esto de manera te3rica, un par3metro del t3rmino que viola la simetr3a CP tendr3a que ser nulo, de modo que dicho t3rmino se anulara y se preservara la simetr3a. El problema CP fuerte consiste en que no hay ning3n motivo te3rico por el cual dicho t3rmino tenga que valer justamente cero. Dicho de otro modo, un par3metro de nuestro modelo ha de ser ajustado de manera muy precisa para estar acorde con las observaciones (problema de ajuste de precisi3n o *fine-tuning*).

La introducci3n por parte de Roberto Peccei y Helen Quinn del llamado mecanismo de Peccei-Quinn dio soluci3n al problema, ya que gracias a este mecanismo el t3rmino que viola la simetr3a CP se cancelar3a de manera natural. Como producto de este mecanismo aparecer3a una nueva part3cula, el axi3n.

3.2.1. Propiedades

A continuaci3n listamos algunas de las caracter3sticas m3s importantes de esta part3cula:

- Es una part3cula neutra, con una masa m_a muy peque1a limitada en el rango de los μeV - eV por observaciones cosmol3gicas dependientes del modelo, y no/d3bilmente interactuante con la materia bari3nica.
- Si existe el axi3n, la teor3a predice que podr3a convertirse en un fot3n (y viceversa) en presencia de campos electromagn3ticos intensos. Esto se denomina efecto Primakoff y efecto Primakoff inverso, respectivamente. El par3metro que mide la intensidad de la interacci3n es la constante de acoplamiento $g_{a\gamma}$, que tiene unidades de inverso de energ3a y que cumple $g_{a\gamma} \propto m_a$ [11].
- Podr3a haberse producido en enormes cantidades en una etapa temprana de la evoluci3n t3rmica del Universo. Estos axiones continuar3an en el cosmos a d3a de hoy, y podr3an dar respuesta al problema de la composici3n de la materia oscura del Universo, que como hemos visto contribuye con algo m3s del 25 % a la densidad total del Universo.

Aunque tambi3n existen predicciones te3ricas sobre la interacci3n de axiones con fermiones (como por ejemplo con electrones), en este trabajo nos centraremos exclusivamente en el efecto Primakoff, ya que es 3sta la propiedad que m3s se ha empleado en las distintas estrategias de detecci3n directa de axiones, que se ver3n en la secci3n 3.4.

3.3. Límites provenientes de observaciones astrofísicas

El estudio de algunos objetos astrofísicos como las estrellas ha permitido poner restricciones a la constante de acoplamiento $g_{a\gamma}$ del axión con el fotón. En este apartado vamos a ver algunas de estas fuentes astrofísicas de información.

3.3.1. Axiones solares

Los axiones podrían producirse en el núcleo solar vía efecto Primakoff inverso. Así, un fotón, en presencia del intenso campo eléctrico generado por las partículas cargadas en el plasma solar, podría convertirse en un axión. Este proceso se denota como $\gamma + Ze \rightarrow a + Ze$.

No obstante, la adición de un canal de desintegración extra tendría un impacto en el ciclo solar: al estar perdiendo fotones, disminuiría la presión de radiación, y con ello se rompería el equilibrio hidrostático. Para restaurarlo, el Sol se comprimiría, aumentando así su temperatura y la liberación de energía nuclear. Esto se traduciría en una modificación del tiempo de vida del Sol respecto a la predicha por el modelo estándar solar. Teniendo esto en cuenta, se puede llegar al límite $g_{a\gamma} \lesssim 1 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-1}$ (CL 90 %) [12].

El incremento del ritmo de reacciones nucleares en el núcleo del Sol también llevaría asociado un incremento en el flujo de neutrinos solares emitidos. La comparación del flujo de neutrinos esperado incluyendo producción de axiones con las medidas de flujo de neutrinos del SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*) conduce a la cota $g_{a\gamma} \lesssim 5 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ (CL 90 %) [12], más restrictiva que la anterior.

3.3.2. Cúmulos globulares

Un cúmulo globular es un conjunto de $\sim 10^6$ estrellas ligadas gravitacionalmente que se formaron aproximadamente al mismo tiempo. Estos cúmulos contienen principalmente estrellas que han agotado la quema de hidrógeno en el núcleo y han pasado de la secuencia principal a otras ramas, como la rama de gigantes rojas o la rama horizontal. Estas dos ramas son particularmente interesantes para los axiones.

Igual que sucedía con el Sol, si existiera el axión, en estas estrellas habría un nuevo canal de pérdida energética vía efecto Primakoff, lo cual tendría un impacto en el tiempo de vida de la estrella. La conversión de fotones a axiones es despreciable en estrellas de la rama gigante roja, mientras que es mucho más efectiva en las estrellas de la rama horizontal [12]. Esto implicaría que hay muchas menos estrellas de la rama horizontal que de la rama gigante roja en los cúmulos globulares. Contando el número de estrellas que se observan de cada una de las dos ramas, se llega a la restricción $g_{a\gamma} \lesssim 1 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ [12]. Este es el límite astrofísico más estricto del que se dispone.

3.4. Detección directa de axiones

Como se ha apuntado en 3.2.1, la conversión de axiones a fotones en presencia de campos electromagnéticos es la técnica más explotada para la detección de axiones. En concreto, lo más efectivo es la conversión de axiones a fotones en el seno de potentes campos magnéticos.

La búsqueda de axiones puede dividirse en tres categorías, en función de la fuente de la que provienen los axiones:

- La técnica del haloscopio (*haloscope* en inglés) y los telescopios tratan de detectar axiones del halo galáctico.
- Los experimentos en laboratorio intentan producir los axiones *in situ* para después detectarlos.
- La técnica del helioscopio (del inglés *helioscope*) busca axiones procedentes del Sol.

3.4.1. Haloscopios

Los experimentos basados en haloscopios se fundamentan en la idea de que axiones del halo galáctico con masas del orden del μeV podrían ser detectados mediante su conversión a fotones en cavidades de microondas en las que se aplican fuertes campos magnéticos.

Para poder detectar los axiones en la cavidad resonante, la frecuencia de los fotones convertidos ha de coincidir con la frecuencia de resonancia de la cavidad. Dicho de otro modo, sólo detectaremos fotones si la masa del axión es tal que la frecuencia asociada al fotón convertido coincide con la frecuencia de resonancia. Por ello, es preciso que la cavidad sea sintonizable (es decir, que se pueda cambiar su frecuencia de resonancia), para poder de este modo barrer distintas masas del axión. Esta técnica fue propuesta por vez primera en 1983 en [13].

Los primeros experimentos en desarrollar y probar esta técnica fueron los de Rochester-Brookhaven-Fermilab y la Universidad de Florida [14], que buscaron axiones en el rango de masas $5 \lesssim m_a \lesssim 16 \mu\text{eV}$. A éstos les sucedió el experimento ADMX (*Axion Dark Matter eXperiment*), que ha alcanzado mejores sensibilidades que sus predecesores. En la primera etapa del experimento (1996-2004), barrieron un rango de masas de $1,9 \leq m_a \leq 3,3 \mu\text{eV}$ [15]. En una segunda fase (2007-2009), estudiaron el intervalo $3,3 \leq m_a \leq 3,53 \mu\text{eV}$ [16]. Desde entonces, ADMX se ha dedicado a hacer mejoras en el montaje experimental con el objetivo de alcanzar mejores sensibilidades y rastrear un rango de masas más amplio.

Ver Figura 2 para los límites obtenidos mediante esta técnica.

3.4.2. Telescopios

El decaimiento del axión a dos fotones está permitido por la teoría, si bien es extremadamente improbable [11]. No obstante, axiones galácticos con masas en el rango de unos pocos eV podrían decaer a dos fotones y ser así detectados mediante telescopios empleados en astrofísica. Esto ha permitido descartar axiones en el rango de masas de $3 \lesssim m_a \lesssim 8 \text{ eV}$ [11].

3.4.3. Búsquedas en laboratorio

Los experimentos de laboratorio están basados en investigar cómo afecta la conversión de axiones a fotones y viceversa en campos magnéticos intensos a un haz de fotones.

Hay dos métodos empleados en estos tipos de experimentos:

- Los llamados LSW (*Light-Shining-through-Wall*). Estos experimentos interponen una barrera opaca a los fotones del haz pero transparente a axiones, de manera que detrás de esta barrera se aplica un segundo campo magnético para reconvertir los axiones a fotones. La señal de detección de axiones se correspondería con la detección de un exceso de fotones con energías similares a las del haz. Estos montajes se han materializado en ALPS-I

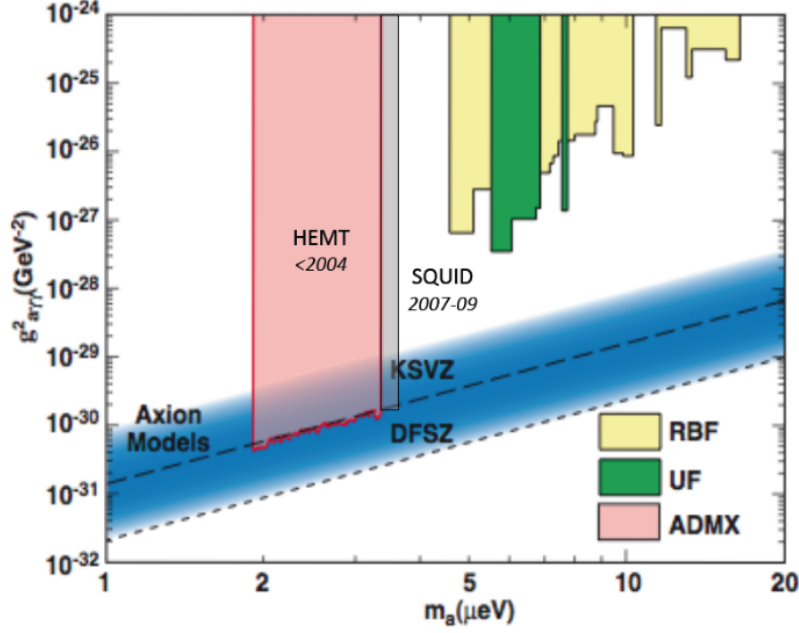


Figura 2: Límites de exclusión de los distintos experimentos de haloscopia: Rochester-Brookhaven-Fermilab (RBF), Universidad de Florida (UF) y ADMX en sus dos fases. Fuente: [14]

en DESY y OSQAR y CROWS en el CERN. Los proyectos más prometedores para la siguiente generación de LSW son ALPS-II y JURA [14].

- Los basados en la polarización de la luz. Estos experimentos explotan el hecho de que los fotones reconvertidos sufren un cambio en su polarización respecto a los fotones del haz. En este principio se basa el experimento PVLAS [17].

Los límites al espacio de parámetros del axi3n obtenidos mediante estas técnicas se muestran en Figura 9.

3.4.4. Helioscopios

La técnica del helioscopio se basa en la conversi3n de axiones procedentes del Sol a fotones en campos magnéticos intensos para su posterior detección. Los axiones solares tendrían energías en el entorno de unos pocos keV (ver Figura 3), de modo que la se3al esperada sería fotones de rayos X.

La primera generaci3n de helioscopios fue construida en *Brookhaven National Laboratory*, y vino seguida del experimento SUMICO de la Universidad de Tokyo [14]. No obstante, el helioscopio que ha alcanzado los límites más estrictos en el espacio de parámetros del axi3n es CAST [18], un telescopio de axiones solares de tercera generaci3n ubicado en el CERN, que ha sido capaz de competir con las restricciones derivadas de observaciones astrofísicas.

CAST emplea un imán dipolar (*dipole magnet*) procedente de un prototipo del LHC de 10 m de largo, y que puede proporcionar campos de hasta 9 T. El imán está compuesto por dos cilindros magnéticos, a lo largo de los cuales se busca producir la conversi3n de axiones a rayos X. El imán está montado sobre una plataforma móvil tanto en el eje acimutal (unos 80° en este eje) como en el polar (unos ± 8° de inclinaci3n en este eje) que permite seguir la posici3n del

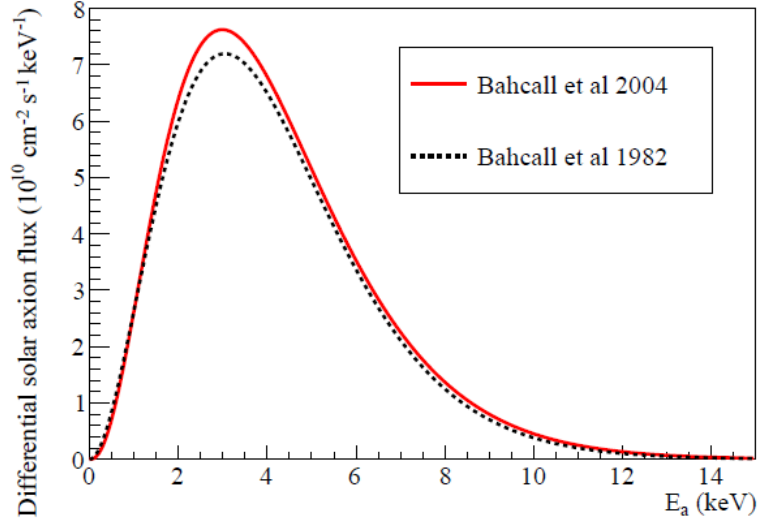


Figura 3: Flujo de axiones solares provenientes de efecto Primakoff. La gráfica se ha calculado considerando $g_{a\gamma} = 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$. Una de las líneas se ha obtenido con los datos del modelo estándar solar de 1982, y la otra con los de 2004. Fuente: [11]

Sol durante 3 horas al día aproximadamente, la mitad durante el amanecer (*sunrise*) y la otra mitad en el atardecer (*sunset*).

Los detectores *sunrise* y *sunset* son diferentes, debido a que el Sol sale y se pone en direcciones opuestas. De este modo, CAST posee cuatro detectores de rayos X: dos *sunrise* en un extremo de los dos cilindros magnéticos, y dos *sunset* en el otro extremo (ver Figura 4).

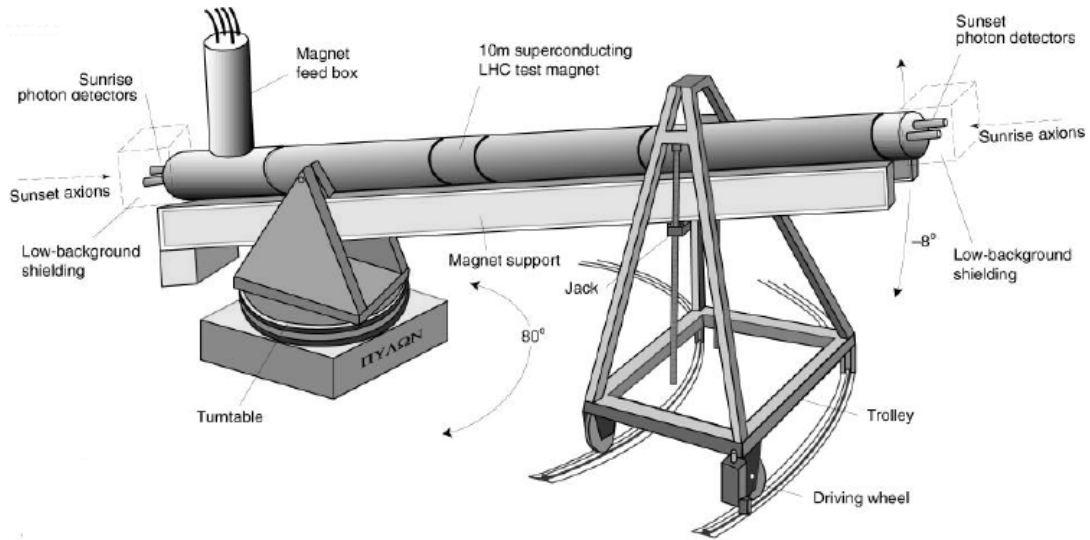


Figura 4: Vista esquemática del experimento CAST, con etiquetas de las partes mencionadas. Como se indica, los detectores poseen un blindaje externo, empleado para disminuir los niveles de radiación de fondo detectados. Fuente: [11]

Para entender cómo está dividido el programa de investigación de CAST, es necesario conocer la dependencia existente entre la probabilidad de conversión de axiones a fotones en un campo B sobre una región L y la masa del axión. En vacío, esta probabilidad viene dada por [1]:

$$P_{a \rightarrow \gamma} = 2,6 \times 10^{-17} \left[\frac{B}{10\text{T}} \right]^2 \left[\frac{L}{10\text{m}} \right]^2 (g_{a\gamma} \times 10^{10}\text{GeV})^2 F(q, L) \quad (3.5)$$

donde $F(q, L)$ es el factor de forma, que se expresa en función del momento transferido entre axión y fotón q como:

$$F(q, L) = \frac{2(1 - \cos qL)}{(qL)^2} \quad (3.6)$$

Este factor es $F(q, L) \approx 1$ para $qL \ll 1$, lo cual para las energías de los axiones solares se cumple hasta $m_a \sim 10^{-2}$ eV. No obstante, para masas mayores, $F(q, L)$ cae rápidamente, lo que implica que la probabilidad de conversión se hace despreciable (ver Figura 5, izquierda). Para ser sensible a masas mayores, se introduce un gas en la región en la que se aplica el campo magnético. En este caso, la forma de $F(q, L)$ cambia respecto al caso de vacío (ver [11]), y presenta una región no nula en masas mayores que 10^{-2} eV que depende del gas empleado y de las condiciones de operación (ver Figura 5, derecha).

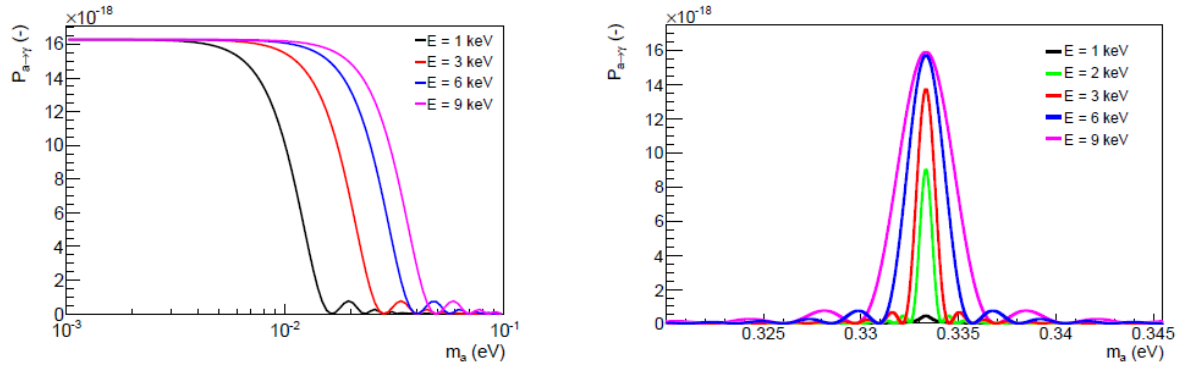


Figura 5: Probabilidad de conversión axión-fotón en función de la masa del axión para distintas energías del axión. Izquierda: la zona en la que se extiende el campo magnético está en vacío. Derecha: empleando como gas ^3He a 10 mbar y 1.8 K. Los valores empleados para la realización de las gráficas son $B = 8,8$ T, $L = 9,26$ m (valores de los cilindros magnéticos de CAST) y $g_{a\gamma} = 10^{-10}$ GeV^{-1} . Fuente: [19]

El proyecto CAST constó de distintas fases:

- Fase de vacío.** En esta primera fase entre 2003 y 2004, el interior de los cilindros magnéticos se mantuvo en vacío, y se exploró el rango de masas $m_a < 0,02$ eV, imponiendo un límite a la constante de acoplamiento de $g_{a\gamma} < 8,8 \times 10^{-11}$ GeV^{-1} (CL 90%) [20], mejorando así ligeramente el límite visto en la sección 3.3.2.
- Fase de ^4He .** En esta segunda fase, que fue de 2005 a 2006, los cilindros magnéticos operaron con ^4He en su interior para poder explorar rangos de masas mayores. En esta etapa, se cubrió el rango $0,02 < m_a < 0,39$ eV, dando lugar a la cota $g_{a\gamma} < 2,17 \times 10^{-10}$ GeV^{-1} [21]. Las distintas masas del axión se rastrean aumentando la presión del gas contenido en los cilindros magnéticos. No obstante, se llegó a un límite con el ^4He , ya que se alcanzó la presión a partir de la cual licúa para la temperatura a la que se mantenía (1.8 K). Por este motivo, el ^3He , que se vuelve líquido a presiones mayores para la misma temperatura, reemplazó al ^4He .

- **Fase de ^3He .** Entre 2008 y 2011 se consiguió escanear el intervalo de masas $0,39 < m_a < 1,17$ eV, obteniendo distintas restricciones para $g_{a\gamma}$: $g_{a\gamma} < 2,3 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ para $0,39 < m_a < 0,64$ eV [22], y $g_{a\gamma} < 3,3 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ para $0,64 < m_a < 1,17$ eV [23].

En la Figura 6 se encuentra plasmada toda esta información.

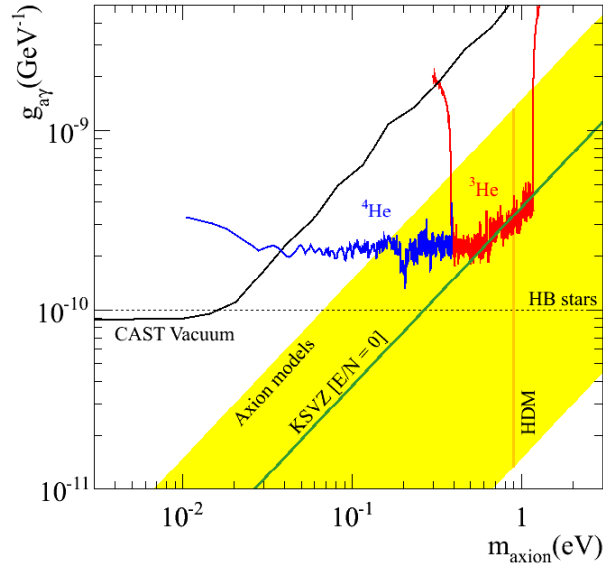


Figura 6: Límites de exclusión de CAST en sus distintas fases de operación. Fuente: [11]

IAXO es la futura siguiente generación de helioscopios, que mejorará los resultados ofrecidos por CAST. El imán de IAXO, en vez de disponer de dos cilindros magnéticos, tendrá ocho, cada uno con su detector (ocho detectores en total). El imán tendrá una longitud total de 20 m, y el campo promedio en cada cilindro será de 2.5 T. El concepto es similar a CAST, de modo que lo que se busca es montar el imán con sus detectores en una plataforma móvil que permita orientar al imán tanto en la dirección acimutal como en la polar, permitiendo así seguir al Sol (ver Figura 7). El tiempo total de exposición a la luz solar dependerá de la inclinación máxima que se pueda alcanzar en el eje polar. Algunas estimaciones muestran que, si la inclinación es de $\pm 25^\circ$, IAXO estaría tomando medidas durante la mitad de las horas solares que tiene un día [1].

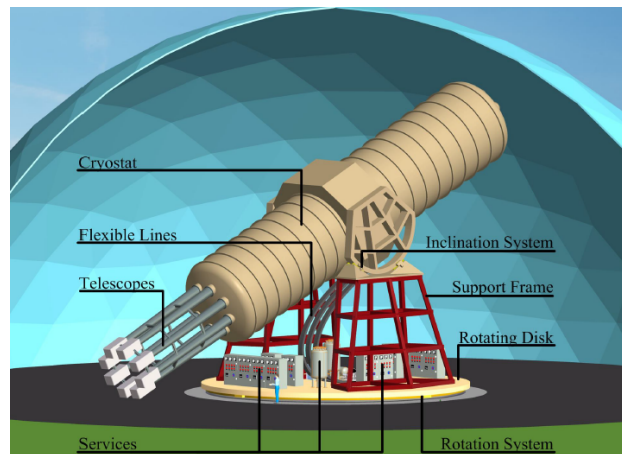


Figura 7: Esquema de la disposición de IAXO. Fuente: [1]

A diferencia de CAST y todos los helioscopios anteriores, que "reciclaban" imanes provenientes de otros experimentos, IAXO contará con un imán diseñado específicamente para optimizar la búsqueda de axiones. Esto se traduce en tratar de aumentar la probabilidad de conversión axión-fotón al máximo posible (recordar la dependencia $P_{a \rightarrow \gamma} \propto B^2 L^2$). Sin embargo, hay otro parámetro que también importa: el área transversal A que poseen los cilindros magnéticos. Esto está relacionado con el hecho de que a mayor área transversal, mayor número de axiones del flujo solar podremos recoger, y, por ende, más sencillo será detectar la conversión de alguno de ellos a rayo X. Con estos parámetros (L, B, A) podemos construir lo que se conoce como *figura de mérito* para el diseño del imán, que se define como $f_M = B^2 L^2 A$ [1]. Es la optimización de la figura de mérito lo que está asociado con obtener mejores sensibilidades.

En Figura 8 se muestra la mejora ofrecida por IAXO respecto a CAST. Como se puede apreciar, se mejora la figura de mérito del imán en un factor 300. Esta es una de las grandes mejoras que incluye IAXO, aunque no la única: pasará más horas rastreando el Sol que CAST (como hemos dicho, CAST tenía en torno a tres horas de exposición, mientras que IAXO se prevee que mida durante la mitad de las horas solares), y sus detectores tendrán un menor nivel de fondo, entre otras cosas.

Parameter	Units	CAST-I	IAXO Nominal
B	T	9	2.5
L	m	9.26	20
A	m ²	2×0.0015	2.3
f_M^*		1	300

Figura 8: Comparativa de la figura de mérito de diseño del imán de IAXO y CAST. Notar que, aunque es difícil superar los 9 T que proporciona el imán de CAST, IAXO le superaría en términos de longitud y de sección transversal total de todos los cilindros magnéticos. f_M^* está referida a CAST, esto es, $f_M^* = f_M / f_M^{CAST}$, y las cifras son aproximadas. Fuente: [1]

Para acabar con esta sección, presentamos en la Figura 9 todos los límites de los que se disponen hasta la fecha y los proyectados de distintos experimentos.

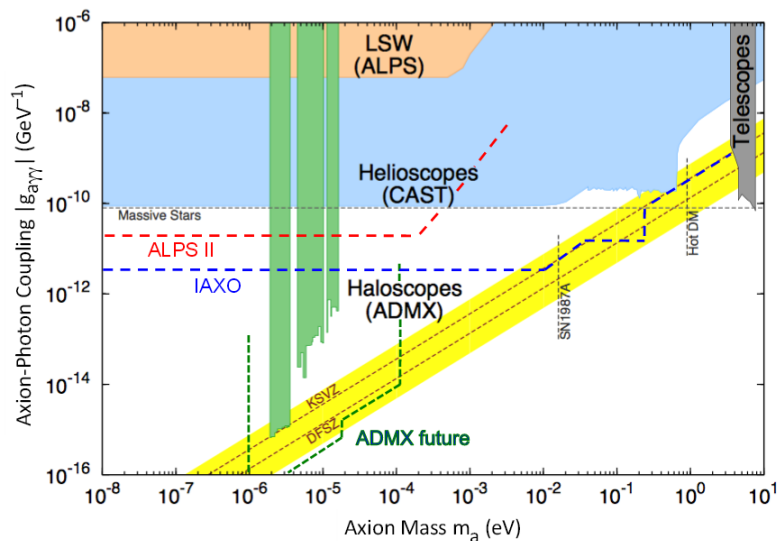


Figura 9: Límites de exclusión del axión alcanzados y previstos. Fuente: [14]

4. Resultados

Como parte de este trabajo, se han realizado simulaciones que serán útiles para el proyecto IAXO. Antes de pasar a comentarlas, hay que entender cómo es el detector en el que se basan experimentos como CAST y IAXO, así como el *software* que se ha empleado para llevar a cabo las simulaciones: REST.

4.1. Detectores gaseosos

Los detectores gaseosos están basados en el estudio de las interacciones que sufre una partícula incidente al atravesar un volumen de gas.

Vamos a ver los procesos físicos que suceden en un detector gaseoso, así como las partes del mismo. En la Figura 10 pueden verse estos procesos de manera gráfica.

1. Al incidir una partícula en un volumen gaseoso, puede ionizar el medio, generándose así pares electrón-ion.
2. Si aplicamos un campo eléctrico entre los extremos del volumen de gas (el extremo a potencial negativo será el cátodo y el que está a potencial positivo el ánodo), se producirá un proceso de deriva de los electrones y los iones (además del proceso inherente de difusión), por el cual éstos tenderán a seguir las líneas del campo eléctrico, adquiriendo una velocidad que dependerá, entre otras cosas, de su movilidad y del campo eléctrico aplicado. Así, los iones se desplazarán hacia el cátodo, y los electrones hacia el ánodo.
3. El número de electrones generados en la interacción primaria con el gas no es suficiente como para generar una señal fácilmente detectable en el ánodo. Por ello, necesitamos un proceso que amplifique la carga producida en las interacciones primarias. Esto se consigue imponiendo un campo eléctrico más intenso al acercarnos a las proximidades del ánodo. Este campo consigue amplificar la carga mediante el fenómeno de ionización por avalancha: los electrones adquieren energías cinéticas tan grandes que son capaces de ionizar el gas, produciendo un efecto cascada. La región en la que se producen las interacciones primarias se denomina *región de deriva*, mientras que la región donde se produce la ionización por avalancha es la *región de amplificación*.
4. Una vez que se ha producido la amplificación de carga, el ánodo la recoge, generando así un pulso eléctrico (señal). Si el ánodo está pixelizado, se podrá reconstruir la topología del evento que ha producido la señal. Esto es una información muy valiosa, pues en última instancia permite distinguir entre los sucesos que nos interesan y los sucesos de fondo.

Como hemos visto, los fotones obtenidos por conversión de axiones solares estarían en el rango de los rayos X. Con objeto de optimizar el tamaño del volumen de gas, se suelen emplear como gases de detección gases nobles como Argon o Xenon, debido a su gran poder de frenado. En el proceso de avalancha, los electrones producen otros electrones y fotones de centelleo. Si el gas empleado es puro, los fotones se escapan y no se consiguen ganancias grandes. Para subsanar este problema, suelen añadirse en pequeña proporción otros gases con altas secciones eficaces de absorción para las energías de esos fotones. Al absorber este gas los fotones, genera más electrones, contribuyendo así a aumentar la ganancia. Estos gases se denominan *quencher*, y suelen ser gases poliatómicos. Es importante no introducir mucha cantidad de *quencher*, porque

si no la resolución en energía empeora. El que se ha empleado en CAST, y también se hará en IAXO, es el gas isobutano.

Los experimentos de detección de axiones necesitan tanto una muy buena resolución espacial como muy bajo fondo radiactivo. Los detectores apropiados para estos requisitos son las cámaras de proyección temporal o TPCs (del inglés *Time Projection Chamber*) con plano de lectura Micromegas (del inglés *Micro-Mesh Gaseous Structure*), que vamos a detallar brevemente a continuación.

4.1.1. TPC con Micromegas

Las cámaras de proyección temporal o TPCs fueron propuestas en el año 1974 por D. R. Nygren [24], y consisten en un volumen grande de deriva en el cual se aplica un campo eléctrico uniforme. La combinación de un plano de lectura con resolución bidimensional junto con la medida del tiempo de deriva de los electrones producidos en las ionizaciones ofrece información tridimensional sobre el evento. Para conseguir los campos eléctricos uniformes, las TPC están rodeadas por lo que se denomina *field cage*. Un *field cage* es una sucesión de electrodos (como por ejemplo anillos de cobre) unidos por resistencias, donde la caída de voltaje entre cualquier par de electrodos es la misma y, por lo tanto, el campo eléctrico es uniforme. Suelen estar aisladas de la TPC por un material aislante, normalmente teflón.

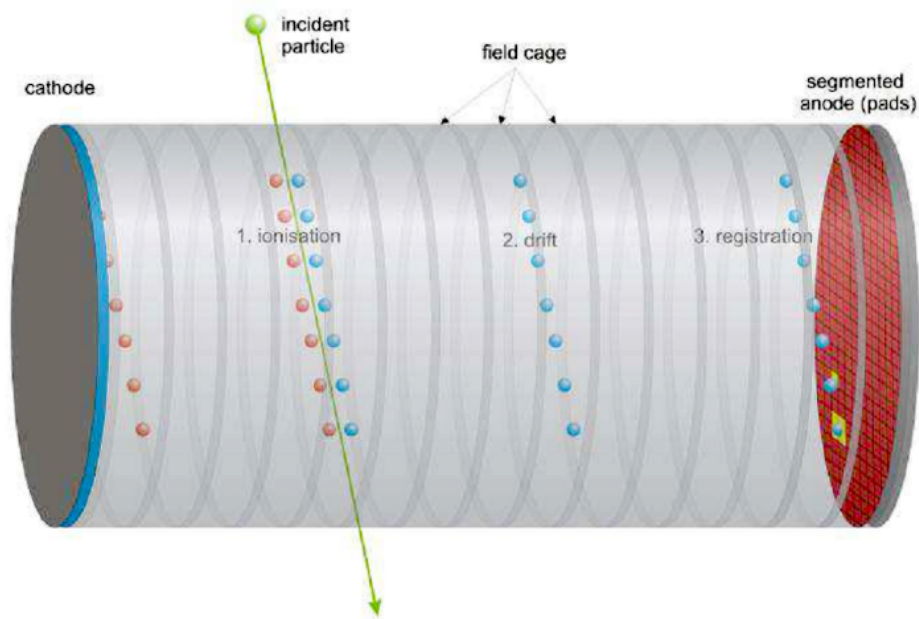


Figura 10: Esquema de una TPC cilíndrica junto con los distintos procesos que se dan en su interior. Fuente: [25]

En una TPC convencional, la recogida de la carga eléctrica se hace en un plano de hilos conductores entrecruzados. En este tipo de TPCs, el proceso de amplificación se produce en los milímetros más cercanos a cada hilo, donde el campo se dispara a los kV/cm ya que $E \sim 1/r^2$. Además, hay dos planos de lectura: uno que guarda la posición X e Y de cada evento, y otro que recoge los iones generados en la amplificación.

En una TPC con Micromegas (concepto desarrollado por Y. Giomataris y G. Charpak en 1995 [26]), la región de deriva y la de amplificación están separadas espacialmente por un tercer

electrodo, que se denomina *mesh*.

La *mesh* es un electrodo metálico agujereado (agujeros con un tamaño del orden de 30-40 μm) que se sostiene gracias a unos pilares aislantes que la unen al ánodo (ver Figura 11). Ésta se mantiene a potencial positivo respecto del cátodo y negativo respecto del ánodo. Su función es recoger los iones que se producen en la zona de amplificación. El hecho de que la distancia entre ánodo y *mesh* sea muy pequeña (usualmente unos 50-100 μm) permite reducir el tiempo de recolección de los iones, que es el que fija el tiempo muerto del detector (debido a que la velocidad de deriva de los iones es menor que la de los electrones).

El campo eléctrico en el volumen de deriva es de unos cientos de V/cm, mientras que el campo en el *gap* de amplificación alcanza los 10-100 kV/cm.

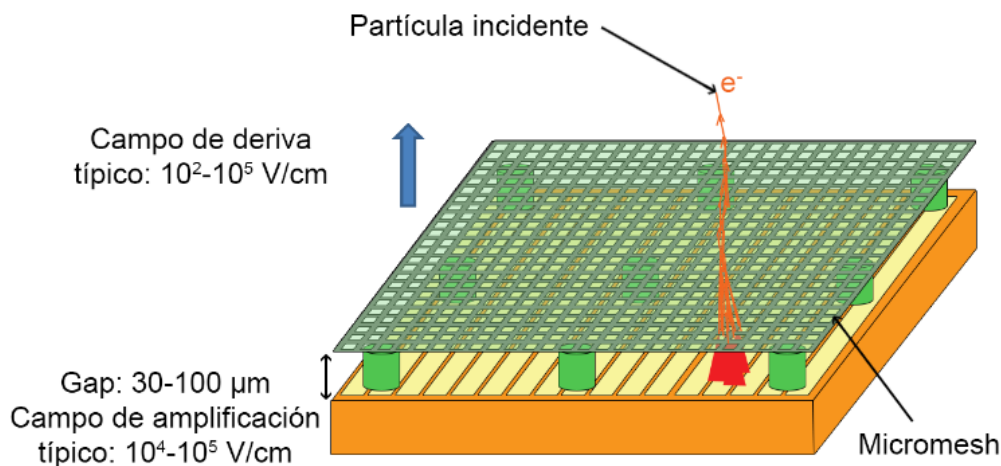


Figura 11: Esquema de un detector Micromegas. Fuente: [25]

Estos detectores presentan claras ventajas en los experimentos de detección de axiones (y, en general, en física de partículas experimental), como pueden ser sus altos valores de ganancia (valor típico de $10^3 - 10^4$) o su buena resolución espacial (valor típico de 100 – 200 μm).

El Grupo de Física Nuclear y Astropartículas de la Universidad de Zaragoza es pionero en el empleo y desarrollo de este tipo de detectores y su aplicación a experimentos orientados a la búsqueda de sucesos poco probables (*Rare Events*). En este espíritu nació (oficialmente en 2009 gracias a una *Starting Grant* otorgada por el ERC) el proyecto T-REX (de sus siglas *TPCs for Rare Event eXperiments*), que busca aplicar la tecnología de los detectores TPCs a proyectos de investigación que requieran de condiciones de muy bajo fondo, como pueden ser la búsqueda de axiones o la física de neutrinos.

4.2. El detector de IAXO

El detector de IAXO [27] está fundamentado en la tecnología de TPCs con plano de lectura Micromegas (ver Figura 12). El detector está unido al tubo proveniente del imán por una delgada ventana de mylar (4 μm de espesor). Ésta es transparente a los rayos x pero mantiene mecánicamente la diferencia de presión entre ambos volúmenes. Al final del tubo que proviene del imán hay una segunda ventana de mylar del mismo espesor que la primera, y que se introduce por motivos de seguridad, para evitar que la ruptura de la ventana del detector introduzca gas en el imán (esto puede producir que el imán deje de ser superconductor).

El gas que se emplee será Argon o Xenon mezclado con isobutano en una concentración del 2%.

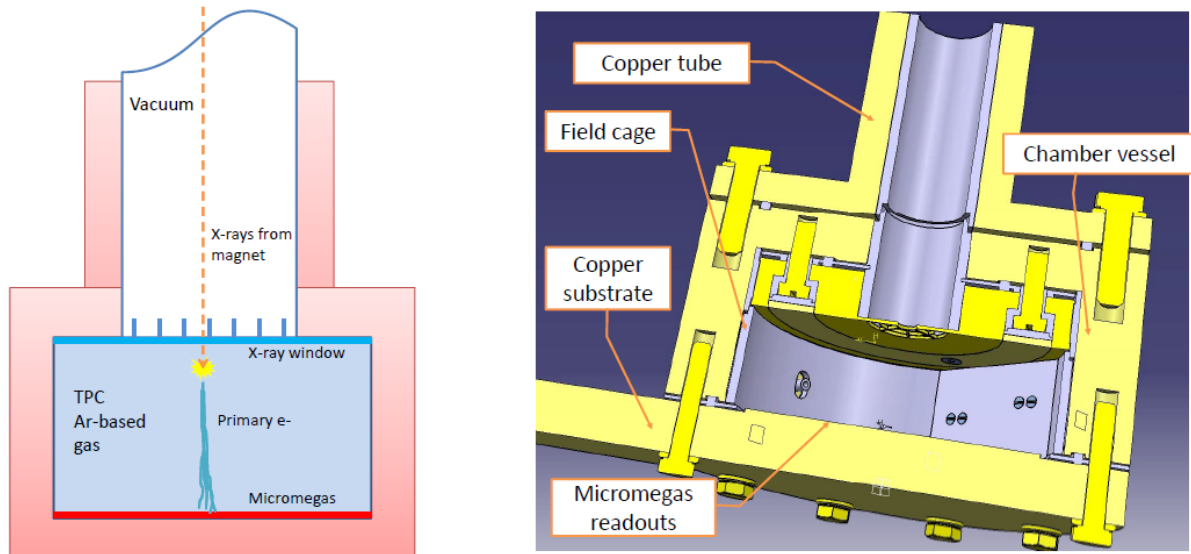


Figura 12: Principio de funcionamiento del detector de IAXO (izquierda) y un prototipo de su diseño (derecha). Fuente: [1]

4.3. El *software*: REST

Una de las piedras angulares del proyecto T-REX es el uso de la información que proporciona una TPC para discernir entre señales y eventos de fondo. Esta tarea de discriminación requiere de herramientas informáticas muy específicas que sean capaces de reconocer los patrones de las señales dentro de todo el conjunto de datos. Con el ánimo de dar una solución eficiente a esta tarea, se puso en marcha el desarrollo del *software* REST.

REST (toma sus siglas de *Rare Event Searches with TPCs*) es un *software* colaborativo cuyo objetivo es suministrar un marco de trabajo común para la adquisición, almacenamiento, simulación, tratamiento y análisis de datos tomados con TPCs. Está en fase de desarrollo, y se está diseñando como un *software* genérico que pueda emplearse en cualquier experimento de búsqueda de sucesos poco probables. Por ello, el *software* proporciona una serie de clases para almacenar eventos genéricos en una TPC, y herramientas para manipular la información de cada evento.

REST se sirve de *software* ya existente para la realización de algunas tareas:

- GEANT4 [28], que simula la física de las interacciones primarias de las partículas en el volumen de gas.
- MAGBOLTZ/GARFIELD [29, 30] para la física de la deriva y la difusión de las cargas primarias en una TPC, y GARFIELD++ [31] para los procesos de amplificación por avalancha.
- ROOT, como herramienta de procesado y análisis de datos.

4.4. Simulación de fotones de baja energía

La geometría de IAXO (ver Figura 13) se ha implementado en lenguaje GDML [32] y se ha importado con GEANT4.

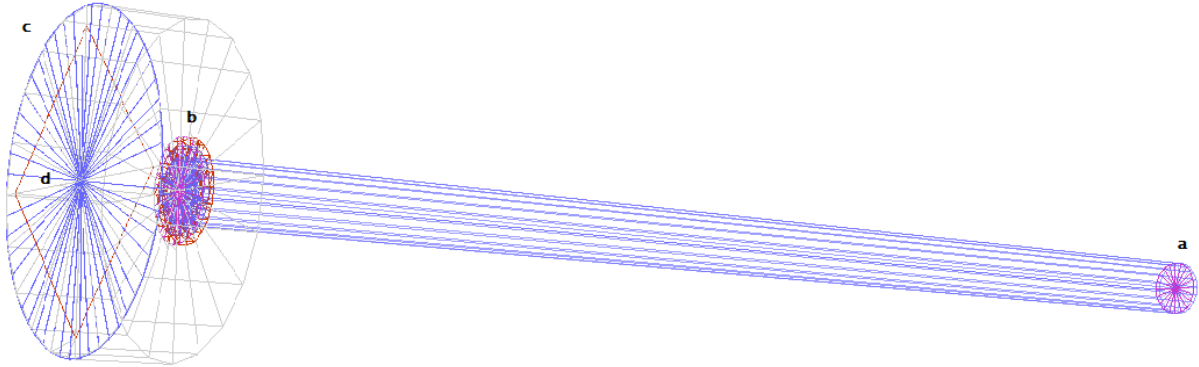


Figura 13: Geometría del detector en la que se indica con letras las distintas partes: a) Ventana de mylar de seguridad al final del tubo proveniente del imán b) Ventana de mylar que separa el vacío del tubo del gas del detector c) Volumen de detección d) Plano de lectura.

Se ha contribuido a la cadena de simulaciones de IAXO con:

- Simulaciones de eficiencia cuántica del detector, haciendo una comparativa entre los dos posibles escenarios en el volumen detector: gas Ar-2% isobutano a 0.4 bar y Xe-2% isobutano a 1.4 bar, ambos a temperatura $T = 293,15$ K.
- Calibración del detector con una fuente radiactiva cuyo espectro es conocido de antemano (^{55}Fe).

Ambas simulaciones se han hecho a nivel de interacción primaria en el volumen de gas. Dicho de otro modo, los espectros obtenidos se corresponden a depósitos de energía de las partículas incidentes en el gas.

Aparte del interés particular que tiene cada una de las dos tareas en el desarrollo del proyecto, y que a continuación se expondrá, existe un beneficio común a la realización de ambas: permiten testear el *software* REST aplicado a la geometría concreta de IAXO, posibilitando la detección de errores de código al contrastar los resultados simulados con los que deberían obtenerse.

4.4.1. Eficiencia cuántica

Un parámetro importante de un detector es su eficiencia cuántica en el rango energético para el cual ha sido diseñado. La noción de eficiencia cuántica (que denotaremos como η), en nuestro caso particular, hace referencia a la cantidad de fotones de rayos X que son efectivamente detectados de entre todos los incidentes en el gas. Tener una mala eficiencia de detección podría ser un factor limitante de la sensibilidad del proyecto, y por ello es importante disponer de simulaciones en las que se vea cuál es el comportamiento esperado del detector.

Para llevar a cabo estas simulaciones, el procedimiento ha sido el que sigue:

1. Detrás de la ventana de mylar etiquetada como a) en Figura 13 se ha añadido, para propósitos de simulación, una fuente de rayos X (los rayos X atravesarán, por consiguiente, las dos ventanas).
2. Desde esta fuente se lanza un flujo de rayos X monoenergéticos, paralelos al tubo. Las simulaciones se hacen en el rango 0-10 keV, por ser en el que se espera la detección de rayos X como se ha visto en Figura 3.
3. El rango 0-10 keV se divide en intervalos de 0.1 keV, de modo que se realizan 100 simulaciones de rayos X monoenergéticos, pudiendo obtener así la eficiencia para cada energía. Las simulaciones se han planeado para que el error relativo σ_η/η no sobrepase el 1% (para lo cual se lanzan en torno a $N = 10^7$ rayos X).
4. Los depósitos de energía producidos por la interacción de los rayos X en el gas se guardan en un fichero que puede ser analizado con ROOT. Así, creamos un pequeño programa con el cual acceder al fichero, y escogemos únicamente como eventos válidos para la eficiencia los que presentan una energía depositada coincidente con la energía del rayo X incidente (llamamos a este número de eventos N'). Este corte en energía se debe a que, en el experimento real, de cara a identificar como positiva la detección de un rayo X no vale con que éste haya interactuado dejando parte de su energía, sino que tiene que haber sido absorbido por completo en el volumen de gas.
5. Calculamos la eficiencia como $\eta = N'/N$, y su incertidumbre relativa como $(\sigma_\eta/\eta)^2 = (\sigma_{N'}/N')^2 + (\sigma_N/N)^2$. Si suponemos que en el experimento IAXO el número de rayos X incidentes en un tiempo determinado sigue una distribución poissoniana, podemos hacer la estimación $\sigma_N = \sqrt{N}$, $\sigma_{N'} = \sqrt{N'}$, de manera que se obtiene finalmente $(\sigma_\eta/\eta)^2 = 1/N' + 1/N$.
6. Podemos hacer una comparación con los valores teóricos: la intensidad de rayos X que se transmiten al pasar por las dos ventanas de mylar será $I = I_o \exp(-2\mu_m \rho_m d_m)$, donde I_o es la intensidad incidente, μ_m es el coeficiente de atenuación másico del mylar para cada energía, ρ_m es la densidad del mylar y d_m es el espesor de cada ventana ($4 \mu\text{m}$); la intensidad de rayos X que se absorben en el volumen de detección será $I' = I [1 - \exp(-\mu_g \rho_g d_g)]$, donde μ_g es el coeficiente de atenuación másico del gas para cada energía, ρ_g es la densidad del gas a la presión y temperatura de operación, y d_g es la longitud de la cámara de deriva (3 cm). De esta manera, podemos definir la eficiencia η como la intensidad absorbida entre la intensidad incidente, tomando la expresión

$$\eta = \exp(-2\mu_m \rho_m d_m) [1 - \exp(-\mu_g \rho_g d_g)] \quad (4.1)$$

Para el cálculo teórico de la eficiencia, los datos del coeficiente de atenuación másico en función de la energía se han obtenido de la base de datos de secciones eficaces de interacción de distintos materiales con fotones del *National Institute of Standards and Technology* (NIST XCOM) [33].

Con estas consideraciones, se obtienen las Figuras 14 y 15 de eficiencia cuántica en función de la energía:

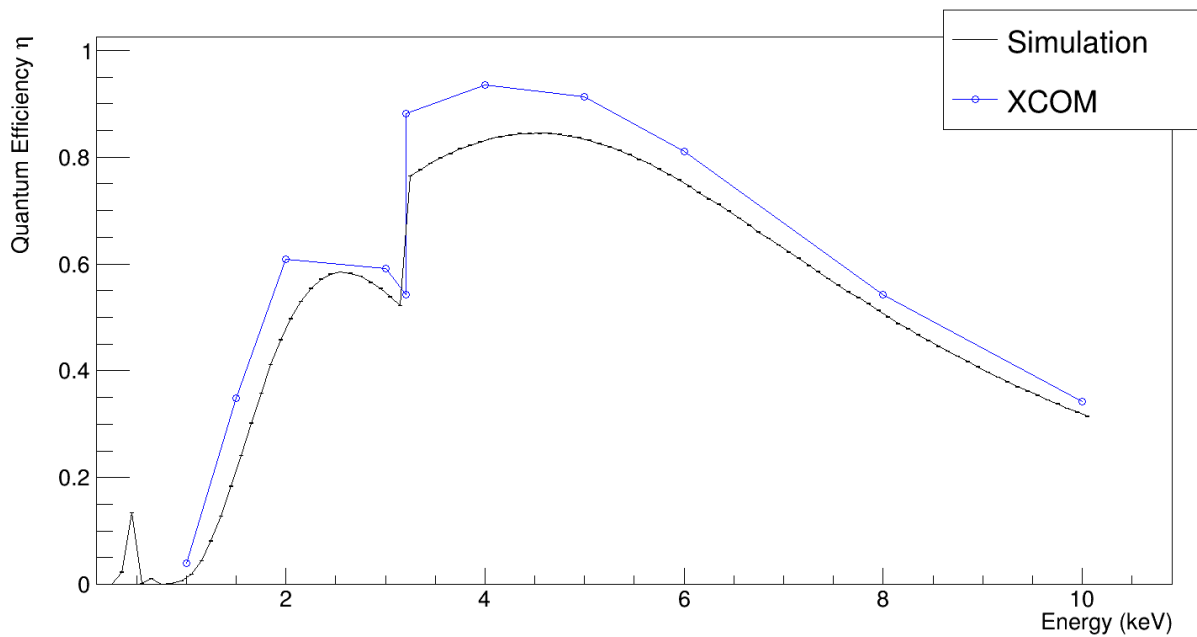


Figura 14: Eficiencia cuántica simulada y teórica en función de la energía para Ar-2% isobutano. Las barras de error apenas se aprecian porque $\sigma_{\eta}/\eta \sim 1\%$.

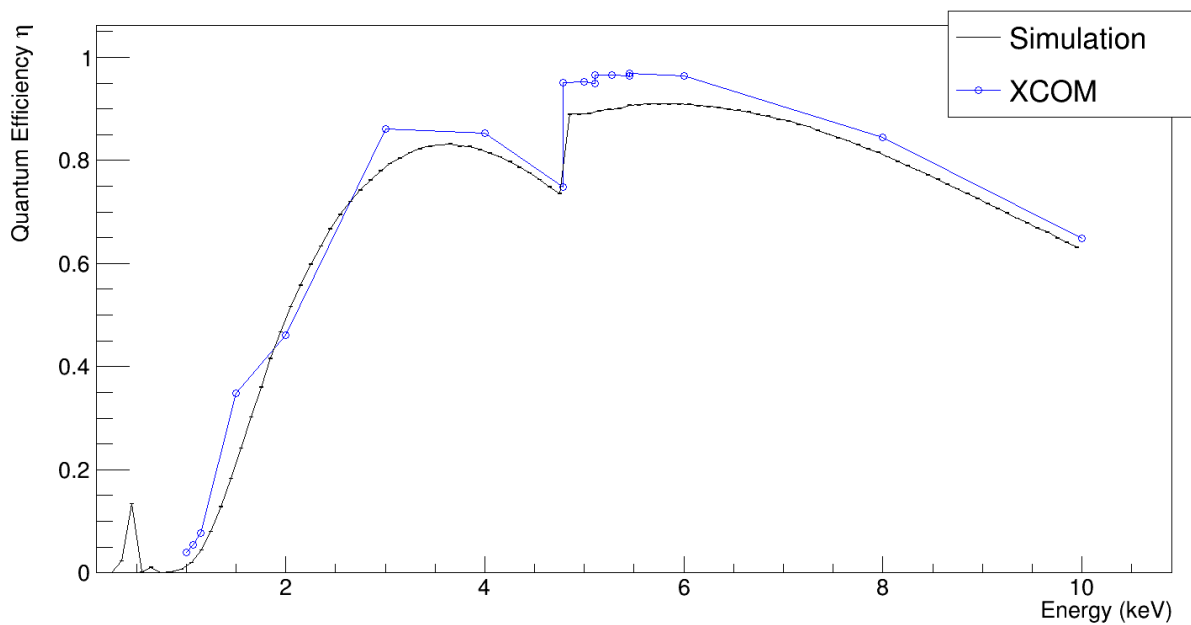


Figura 15: Eficiencia cuántica simulada y teórica en función de la energía para Xe-2% isobutano. Las barras de error apenas se aprecian porque $\sigma_{\eta}/\eta \sim 1\%$.

Aunque la forma funcional de las series teórica y experimental coincide, se observa una discrepancia en los valores para ambas mezclas de gases. Ésta puede ser debida a distintos factores:

- Diferencias en la definición de la eficiencia entre la serie teórica y la experimental. La eficiencia calculada con los datos de XCOM sólo tiene en cuenta si existen interacciones o no, independientemente del depósito de energía que se deje. No obstante, en nuestra definición de eficiencia hemos sido más restrictivos, pues hemos impuesto que la energía depositada tiene que ser igual a la del rayo X incidente para tomarlo como suceso válido. A título de ejemplo, podemos pensar en la interacción de un fotón de 4 keV en el detector: dado que el Ar presenta una fluorescencia a 3.19 keV [34], es posible que el rayo X interactúe vía fotoeléctrico con un átomo de Ar dando lugar a un fotoelectrón de 0.81 keV y un fotón de fluorescencia de 3.19 keV. Puede darse el caso de que este fotón se pierda y no sea detectado, con lo que el depósito de energía final no llegaría a los 4 keV. En nuestra definición de eficiencia, este evento quedaría rechazado, mientras que en el cálculo teórico este tipo de eventos contribuyen a la eficiencia (ha habido interacción fotoeléctrica).
- Dependencia de la eficiencia con la geometría concreta implementada. Para ilustrar este efecto, podemos pensar en un rayo X interactuando cerca de una pared del detector: si los electrones que resultan de la interacción depositan toda su energía o parte de ella en la pared del detector, este evento no servirá dentro de la definición de eficiencia en las simulaciones, mientras que sí lo hará en la definición teórica, pues ha habido interacción.

Por otro lado, el pico que se presenta en torno a 0.5 keV en ambos gases es debido al mylar. Este material, que contiene carbono, oxígeno e hidrógeno en su composición química, presenta poca transparencia a rayos X hasta los 2 keV aproximadamente. No obstante, en 0.525 keV [34] tenemos rayos X característicos procedentes de la capa K del oxígeno. La absorción y reemisión de rayos X a esa energía es la responsable del citado pico.

4.4.2. Calibración

Se ha simulado una fuente radiactiva de ^{55}Fe en la zona etiquetada como b) en Figura 13, justo delante de la ventana de mylar. Se pone tan cerca del detector para tratar de reducir el tiempo de simulación lo más posible (la fuente emite isotrópamente, y cuanto más nos alejemos del detector, menos partículas llegarán debido a la pérdida de ángulo sólido). Para esta simulación, se ha utilizado gas Ar-2% isobutano a una presión de 0,4 bar y una temperatura de $T = 293,15$ K.

El ^{55}Fe es un núcleo que se desintegra por captura electrónica al estado fundamental del ^{55}Mn (núcleo estable) con $Q_{CE} = 231,38$ keV y con una vida media $\tau = 2,73$ y [34]. Es interesante desde el punto de vista de calibración porque sus rayos X característicos son de baja energía.

El espectro de depósitos de energía obtenido se muestra en la Figura 16. Principalmente, se observan cuatro picos, que se corresponden con las líneas del ^{55}Fe a 6,49 y 5,90 keV [34] y con las ionizaciones que estos rayos X producen en la capa K del Ar (una línea a $6,49 - 3,19 = 3,30$ keV y la otra a $5,90 - 3,19 = 2,71$ keV). Los rayos X de 3,19 keV del Ar no se distinguen claramente porque se confunden con los de 3,30 keV.

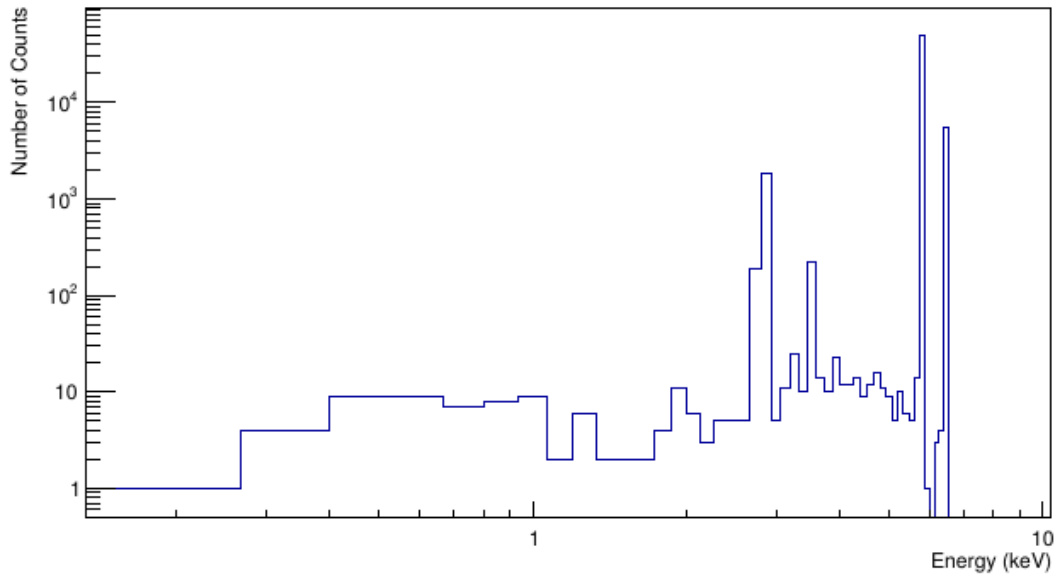


Figura 16: Espectro de calibración de una fuente de ^{55}Fe . El número total de cuentas es aproximadamente 58000.

Una vez que se tiene este espectro, la idea es compararlo con uno real como el de la Figura 17 con objeto de validar la simulación y verificar, entre otras cosas, que la geometría está bien implementada. Sin embargo, para poder realizar una comparación, hace falta simular la cadena de procesos al completo: depósitos de energía en el gas, generación de nubes de carga, difusión y deriva en la cámara, amplificación, llegada de iones y electrones al plano de lectura, generación de los pulsos eléctricos y análisis final de los mismos. Como ya se ha comentado, aquí solo se ha trabajado a nivel de interacción primaria (en parte porque los procesos restantes no están todavía desarrollados por completo en el *software* REST), y por ello no es posible recoger tal comparación en este trabajo.

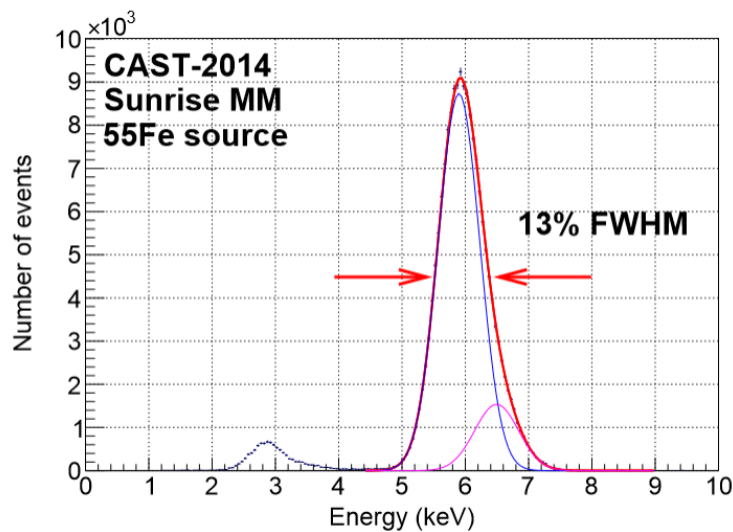


Figura 17: Espectro de calibración real de una fuente de ^{55}Fe . Nótese cómo, debido a la resolución del detector, los dos picos de 3,30 y 2,71 keV se integran en uno. Las distintas líneas son ajustes gaussianos de los picos: la línea rosa se corresponde con 6,49 keV, la azul con 5,90 keV y la roja es una integración de ambos. Fuente: [35].

5. Conclusiones

En este trabajo, se ha elaborado un estudio sobre el axi3n, que hoy en d3a es uno de los candidatos m3s firmes para resolver el problema de la materia oscura cosmol3gica. Se han revisado los principales l3mites existentes para el espacio de par3metros $(g_{a\gamma}, m_a)$ y se han propuesto distintas estrategias para su detecci3n directa, poniendo especial atenci3n a la t3cnica del helioscopio, por ser la que utilizan CAST y su sucesor, IAXO.

En el contexto del proyecto IAXO, se han realizado simulaciones de eficiencia cu3ntica y de calibraci3n del detector, empleando para ello herramientas inform3ticas especializadas de la f3sica de part3culas experimental.

A juzgar por los resultados obtenidos (ver Figuras 14 y 15), el escenario m3s probable es que se emplee como gas detector la mezcla Xe-2% isobutano, por presentar 3sta una mayor eficiencia en pr3cticamente todo el rango de energ3as barrido (excepto en el intervalo 4 – 5 keV) que el Ar-2% isobutano. Adem3s, el uso de Xe presenta otras ventajas:

- La fluorescencia de la capa K del Ar se sit3a, como ya se ha indicado, en 3.19 keV, mientras que en el Xe las l3neas K est3n a mucha m3s energ3a (entre 29 y 34 keV [34]). Estas fluorescencias son molestas porque, como se ha visto, suponen una p3rdida de eficiencia. Aunque el Xe tambi3n tiene fluorescencias en el rango 0-10 keV, 3stas tienen menor probabilidad de ocurrencia (est3n asociadas a la capa L). De todas ellas, en la Figura 15 se aprecia la de 4.714 keV [34]. Comparativamente, vemos que la p3rdida de eficiencia en esa fluorescencia es menor que en la del Ar a 3.19 keV.
- Al tener un n3mero at3mico mayor que el Ar ($Z = 54$ frente a $Z = 18$), es m3s probable que interact3e mediante efecto fotoel3ctrico que mediante efecto Compton ($\sigma_{fotoel.} \sim Z^4$). Esto es ventajoso para reducir el nivel de fondo: si, por ejemplo, incide un fot3n externo de 50 keV, es m3s probable que deje toda su energ3a v3a efecto fotoel3ctrico en Xe que en Ar, posibilitando as3 una f3cil discriminaci3n del evento (un dep3sito Compton de unos pocos keV y el posterior escape del fot3n pondr3an, por contra, contribuir al fondo en la regi3n de inter3s del experimento).

Una vez el *software* REST incorpore la simulaci3n de todos los procesos de la cadena, habr3 que ver si el espectro de ^{55}Fe simulado encaja con los datos reales.

Adem3s, tambi3n hay otro tipo de simulaciones que, si bien no se han abordado en este trabajo, son de vital importancia: las simulaciones de las distintas fuentes potenciales de fondo. Para este prop3sito, habr3a que simular la geometr3a del detector al completo, con blindajes incluidos. Estas simulaciones sirven, entre otras cosas, para determinar algunos par3metros geom3tricos del blindaje (por ejemplo, espesor empleado de plomo para atenuar la radiaci3n gamma) necesarios para mantener el fondo por debajo de los niveles propuestos.

Bibliografía

- [1] Igor G. Irastorza et al. The International Axion Observatory IAXO. Letter of Intent to the CERN SPS committee. Technical Report CERN-SPSC-2013-022. SPSC-I-242, CERN, Geneva, Aug 2013.
- [2] Root: a data analysis framework. Disponible en: <https://root.cern.ch/>. Última fecha de consulta: 15-06-2016.
- [3] V. C. Rubin and W. K. Ford, Jr. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *Astrophys. J.*, 159:379, 1970.
- [4] E. V. Karukes, P. Salucci, and G. Gentile. The dark matter distribution in the spiral NGC 3198 out to $0.22 R_{vir}$. *Astron. Astrophys.*, 578:A13, 2015.
- [5] Katherine Freese. Review of Observational Evidence for Dark Matter in the Universe and in upcoming searches for Dark Stars. *EAS Publ. Ser.*, 36:113–126, 2009.
- [6] P. Schneider, J. Ehlers, and E.E. Falco. *Gravitational Lenses*. Astronomy and Astrophysics Library. Springer, 1999.
- [7] Ray D’Inverno. *Introducing Einstein’s Relativity*. Capítulo 22. Oxford University Press, 1992.
- [8] Robert M. Wald. *General Relativity*. Capítulo 5. The University of Chicago Press, 1984.
- [9] Steven Weinberg. *Gravitation and Cosmology: principles and applications of the General Theory of Relativity*. Capítulo 15. John Wiley & Sons, 1972.
- [10] R. Adam et al. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results. 2015.
- [11] Juan Antonio García Pascual. *Solar Axion search with Micromegas detectors in the CAST Experiment with ^3He as buffer gas*. PhD thesis, Universidad de Zaragoza, 2015.
- [12] Georg G. Raffelt. Astrophysical axion bounds. *Lect. Notes Phys.*, 741:51–71, 2008. [,51(2006)].
- [13] P. Sikivie. Experimental tests of the ”invisible” axion. *Phys. Rev. Lett.*, 51:1415–1417, Oct 1983.
- [14] Peter W. Graham, Igor G. Irastorza, Steven K. Lamoreaux, Axel Lindner, and Karl A. van Bibber. Experimental Searches for the Axion and Axion-Like Particles. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 65:485–514, 2015.
- [15] Stephen J. Asztalos et al. An Improved RF cavity search for halo axions. *Phys. Rev.*, D69:011101, 2004.
- [16] Stephen J. Asztalos et al. SQUID-Based Microwave Cavity Search for Dark-Matter Axions. *Physical Review Letters*, 104(4):041301, January 2010.
- [17] Guido Zavattini, Ugo Gastaldi, Ruggero Pengo, Giuseppe Ruoso, Federico Della Valle, and Edoardo Milotti. Measuring the magnetic birefringence of vacuum: the PVLAS experiment. *Int. J. Mod. Phys.*, A27:1260017, 2012.

- [18] K. Zioutas et al. A Decommissioned LHC model magnet as an axion telescope. *Nucl. Instrum. Meth.*, A425:480–489, 1999.
- [19] Javier Gracia Garza. *Micromegas for the search of solar axions in CAST and low-mass WIMPs in TREX-DM*. PhD thesis, Universidad de Zaragoza, 2015.
- [20] S. Andriamonje et al. An Improved limit on the axion-photon coupling from the CAST experiment. *JCAP*, 0704:010, 2007.
- [21] E. Arik et al. Probing eV-scale axions with CAST. *JCAP*, 0902:008, 2009.
- [22] S. Aune et al. CAST search for sub-eV mass solar axions with ^3He buffer gas. *Phys. Rev. Lett.*, 107:261302, 2011.
- [23] M. Arik et al. Search for Solar Axions by the CERN Axion Solar Telescope with ^3He Buffer Gas: Closing the Hot Dark Matter Gap. *Phys. Rev. Lett.*, 112(9):091302, 2014.
- [24] D. R. Nygren. The Time Projection Chamber: A New 4 pi Detector for Charged Particles. *eConf*, C740805:58, 1974.
- [25] Elisa Ruiz Chóliz. Caracterización del prototipo NEXT-MM del experimento NEXT para la búsqueda de la desintegración doble beta sin neutrinos del isótopo $\text{Xe}136$. Master’s thesis, 2013.
- [26] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P. Robert, and G. Charpak. Micromegas: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 376(1):29 – 35, 1996.
- [27] S. Aune et al. Low background x-ray detection with Micromegas for axion research. *JINST*, 9(01):P01001, 2014.
- [28] Geant4. Disponible en: <https://geant4.web.cern.ch/geant4/>. Última fecha de consulta: 15-06-2016.
- [29] Magboltz - transport of electrons in gas mixtures. Disponible en: <http://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>. Última fecha de consulta: 15-06-2016.
- [30] Garfield - simulation of gaseous detectors. Disponible en: <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>. Última fecha de consulta: 15-06-2016.
- [31] Garfield++ - simulation of tracking detectors. Disponible en: <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>. Última fecha de consulta: 15-06-2016.
- [32] Geometry description markup language (gdml). Disponible en: <http://gdml.web.cern.ch/GDML/>. Última fecha de consulta: 15-06-2016.
- [33] M. J. Berger et al. Xcom: Photon cross sections database. Disponible en: <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/>. Última fecha de consulta: 15-06-2016.
- [34] S.Y.F. Chu¹, L.P. Ekstrom, and R.B. Firestone. The lund/lbnl nuclear data search. Disponible en: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>. Última fecha de consulta: 15-06-2016.

- [35] F. Aznar et al. A Micromegas-based low-background x-ray detector coupled to a slumped-glass telescope for axion research. *JCAP*, 1512:008, 2015.