

Efectos del radón y su descendencia en experimentos de búsqueda de Materia Oscura con detectores gaseosos



Universidad
Zaragoza



Daniel Martínez Miravete

TRABAJO DE FIN DE GRADO EN FÍSICA

Dirigido por:

Dr. Igor García Irastorza

David Díez Ibáñez

Curso 2023/2024

Índice

1. Objetivo	1
2. La Materia Oscura	1
2.1. Evidencias de la Materia Oscura	1
2.1.1. Galaxias	2
2.1.2. Cúmulos de Galaxias	3
2.1.3. Escalas Cosmológicas	4
2.2. Partículas candidatas	5
2.2.1. AXIONES	6
2.2.2. WIMPS	7
3. Detectores Gaseosos - TREX-DM	8
3.1. Fundamentos de los detectores gaseosos	8
3.2. Experimento TREX-DM	9
4. Efectos del Radón en el experimento TREX-DM	11
4.1. Decaimientos	13
4.2. Efectos a baja energía	14
5. Resultados	14
5.1. Primeras simulaciones	15
5.2. Procesado	19
6. Conclusiones	24

1. Objetivo

Este trabajo pretende estudiar e introducir el concepto de Materia Oscura, los detectores que se usan para buscarla y, a su vez, estudiaremos por qué estos experimentos son tan sensibles a los ruidos de fondo, en concreto la influencia de los efectos del radón y de su progenie. En específico el detector de Materia Oscura TREX-DM [12] mediante el contraste de simulaciones numéricas con datos experimentales.

Se incluye además una descripción de los detectores gaseosos y el estudio de las desintegraciones del ^{222}Rn con su análisis para distinguir eventos de procedencia conocida de los que serían compatibles con eventos producidos por la Materia Oscura.

2. La Materia Oscura

Aproximadamente un 85 % de la materia del Universo es 'Oscura' es decir apenas interacciona (si es que interacciona) mediante la fuerza electromagnética, siendo tan predominante podemos llegar a pensar que formará grandes estructuras en el Universo. Pese a su abundancia no fue hasta los años 30 del siglo pasado que se propuso la existencia de una materia no visible, gracias a la hipótesis de Zwicky [17], la cual podría explicar las anomalías gravitacionales observadas en las velocidades orbitales. Esto se debió a que las estimaciones de masa, calculadas únicamente basándose en su visibilidad, diferían significativamente de las masas obtenidas aplicando el teorema del Virial a las mismas.

Tuvieron que pasar cerca de 40 años desde esa predicción hasta que se encontró otra observación que corroborase la hipótesis de Zwicky. Gracias a las nuevas tecnologías de la época, como el espectrógrafo, se logró encontrar la relación entre la velocidad orbital y la distancia hasta el centro de las galaxias. Se esperaba que estas velocidades orbitales se redujeran a medida que se alejaban de la galaxia, ya que mediante la atracción gravitacional es la misma a mayor distancia menos velocidad orbital. Sin embargo, parecía que se mantenían constantes, lo que indicaba claramente que algo estaba haciendo que dichas velocidades se comportaran de manera diferente a lo esperado.

Debido a estas características que confieren a la Materia Oscura una 'invisibilidad' ante nuestras formas de medición, que en su mayoría hacen uso de interacciones electromagnéticas, debemos recurrir a nuevas formas de medición que hagan de lo invisible algo sensible. [4]

2.1. Evidencias de la Materia Oscura

La existencia de Materia Oscura ha sido una de las cuestiones más intrigantes en el estudio del Universo. A pesar de no interactuar electromagnéticamente, su presencia se revela a través de sus efectos gravitacionales en objetos astronómicos observables, como galaxias, cúmulos de galaxias y la radiación cósmica de fondo en microondas. Estas evidencias apuntan a la existencia de una forma invisible de materia que supera a la materia visible por un amplio margen, siendo más de 5 veces más abundante.

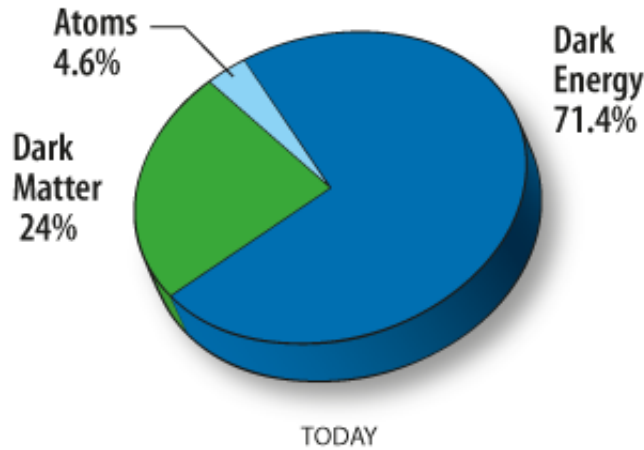


Figura 2.1: Composición del Universo hoy en día: 4.6% átomos, 24% Materia Oscura, y 71.4% Energía Oscura.

Exploraremos aquí las diferentes líneas de evidencia que respaldan la existencia de la Materia Oscura y cómo estas han moldeado nuestra comprensión del cosmos.^[7]

2.1.1. Galaxias

Como ya se ha mencionado, una de las mayores pruebas de la existencia de una materia 'invisible' son las incongruencias en el modelo de rotación de galaxias, la cual se fundamenta en el teorema de Gauss. Este teorema establece que la aceleración gravitacional en cualquier punto dentro de una distribución esférica de masa depende solo de la masa contenida dentro de la esfera de radio igual a la distancia del punto al centro de la distribución. Sin embargo, las observaciones muestran que la velocidad de rotación de las estrellas en las galaxias no disminuye como se esperaría según este teorema, sugiriendo la presencia de una masa no visible que llamamos Materia Oscura. Aplicando este teorema tenemos que la forma de la velocidad orbital será:

$$v(R) = \sqrt{\frac{GM(R)}{R}} \quad (2.1)$$

Donde G es la constante de gravitación universal y $M(R)$ es la masa total de una galaxia comprendida en una esfera de radio R . En un modelo simple de galaxia se espera que la densidad de masa disminuya a medida que nos alejamos del centro. Por lo tanto, para un radio suficientemente grande, la masa $M(R)$ contenida dentro de la esfera de radio R se estabiliza y se vuelve casi constante. De esta manera, se esperaría que la velocidad de rotación de las estrellas en la galaxia decreciera según $v(R) \propto R^{-1/2}$ a grandes distancias del centro.

Sin embargo, para la mayoría de galaxias con forma de espiral se ha observado que la velocidad orbital a una distancia lejana del centro se mantiene aproximadamente constante. Esto claramente nos lleva a una discrepancia entre el modelo y los datos observados.

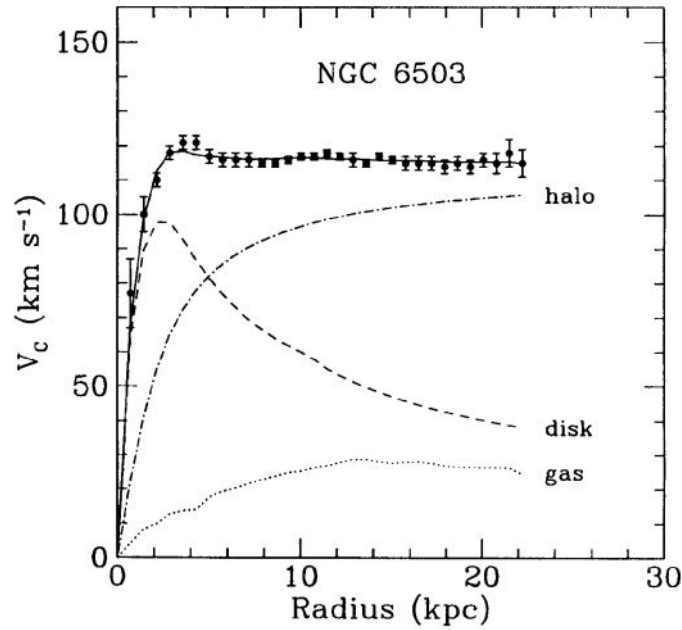


Figura 2.2: Velocidad de rotación en función de la distancia al centro de la galaxia NGC 6503. [6]

Si aplicamos este resultado observado de una velocidad aproximadamente constante, a la cual llamaremos, v_0 tenemos:

$$M(R) = \frac{Rv_0^2}{G} \quad (2.2)$$

Viendo esta ecuación nos damos cuenta de que la masa de la galaxia aumenta incluso cuando el disco visible se desvanece. Si seguimos con la aproximación esférica llegamos a que la densidad tiene la siguiente forma:

$$\rho_M(R) = \frac{v_0^2}{4\pi GR^2} \quad (2.3)$$

De esta ecuación se deduce un hecho muy importante: la densidad de masa $\rho_M(R)$ disminuye según R^{-2} . Sin embargo, se sabe que la densidad de masa visible del disco de la galaxia disminuye exponencialmente con la distancia al centro. Esto implica que, a grandes distancias del centro galáctico, la mayor parte de la masa responsable de ese comportamiento gravitatorio ha de ser 'invisible', sugiriendo la presencia de Materia Oscura.

2.1.2. Cúmulos de Galaxias

Los cúmulos de galaxias son estructuras formadas por varias galaxias, unidas gracias a la gravedad. Antes del descubrimiento de los efectos de la Materia Oscura su masa se calculaba mediante el análisis de la radiación electromagnética que estas emiten. Parte del espectro que emiten viene del gas interestelar que al estar 'frío' se emite en el infrarrojo, mientras que la parte de rayos X se debe a que entre las galaxias se aceleran chorros de partículas, que emiten esta radiación electromagnética a causa de la Radiación de Frenado o Bremsstrahlung. No obstante, esto solo reflejaba la masa visible del cúmulo.

Desde que se empezaron a encontrar estas discrepancias en la estimación de la masa de las galaxias se empezaron a usar otras formas de medir la masa real de las galaxias, por ejemplo, el método de las lentes gravitacionales.

Este método se basa en detectar las deformaciones de la luz que atraviesan regiones de gran intensidad gravitacional. Los casos más vistosos son aquellos donde la luz no solo atraviesa una

gran región de alta intensidad gravitacional, sino que también la luz recorre una gran distancia, haciendo que los efectos de esta deformación sean aún más notables.

Estas deformaciones siguen una relación llamada Círculo de Einstein[8], que está relacionada con la masa que distorsiona la trayectoria de la luz. En concreto, podemos calcular el radio angular de Einstein que indica el grado de deformación que sufren los rayos de luz, además este radio sigue la siguiente fórmula:

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{(D_S - D_L)}{D_S D_L}} \quad (2.4)$$

Donde θ_E es el radio angular de Einstein, M la masa de la lente, D_L la distancia a la lente y D_S la distancia a la fuente.

Una gran evidencia a esta escala es el Cúmulo Bala (Bullet Cluster), que esta formado por dos cúmulos de galaxias en colisión. Lo más curioso fue que al medir su luz en el infrarrojo para inferir su distribución de materia y al medir su distribución de materia conforme al método de lentes gravitacionales estas no coincidían, por lo que se encontró que la Materia Oscura y la Materia Bariónica interaccionaron de distinta forma durante la colisión.

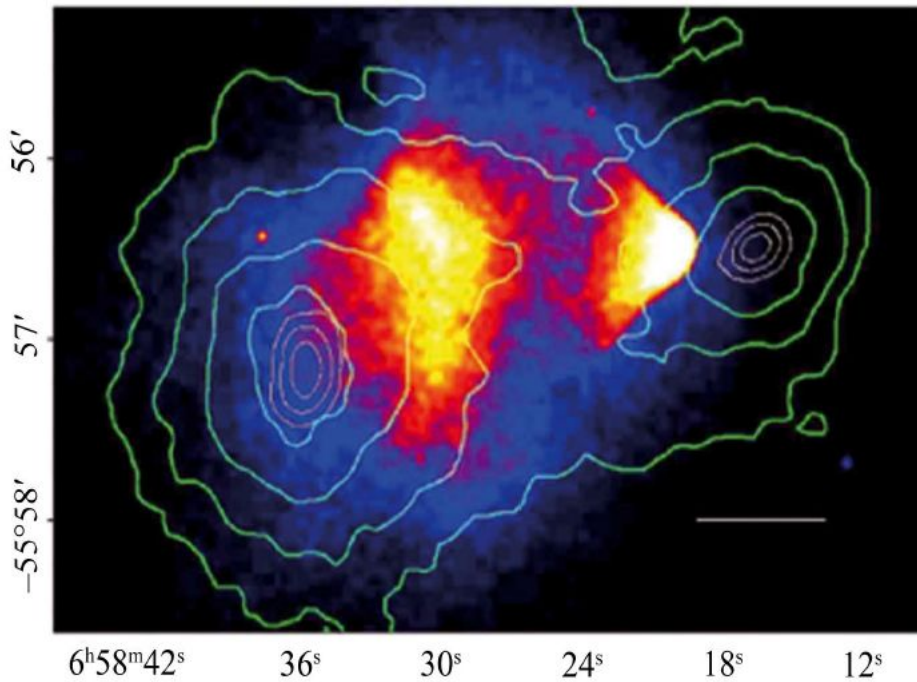


Figura 2.3: Superposición de la imagen infrarroja en escala de colores y resultado de la medición de lente gravitacional sobre el Cúmulo Bala, en curvas de nivel verdes. [6]

2.1.3. Escalas Cosmológicas

Si analizamos la Materia Oscura a escalas cada vez mayores, alcanzamos la escala cosmológica, donde observamos el universo en su totalidad y su evolución histórica. En esta escala, las mediciones se centran en el fondo cósmico de microondas (CMB, por sus siglas en inglés). La estructura y las características del CMB proporcionan evidencia empírica crucial sobre la existencia de la Materia Oscura. La evolución del universo sería notablemente diferente sin la presencia de Materia Oscura, y los datos observacionales del CMB apoyan fuertemente su existencia.

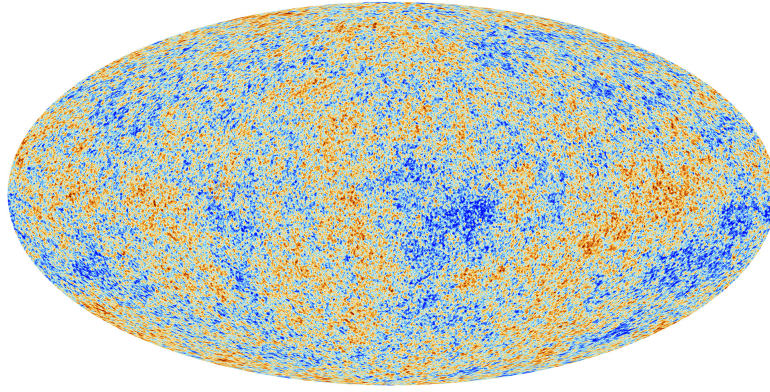


Figura 2.4: Imagen del Fondo Cósmico de Microondas obtenido por la ESA y la colaboración Planck.

Esta imagen proviene del primer momento donde los fotones pudieron liberarse del plasma en el que se contenía. Gracias al enfriamiento del plasma los protones y electrones se combinaron y empezaron a formar los primeros átomos de hidrógeno, comenzando la época de recombinación. Esta radiación plasmó una instantánea la cual ha estado viejando inalterada por el pasar de los millones de años, con la única excepción en su longitud de onda debida a la expansión de Universo.

Desde que se descubrió, este fondo cósmico se ha medido en repetidas ocasiones, cada vez con mayor resolución fundamentalmente por sondas espaciales: en 1992 fue Cobe, en 2003 WMAP y, el más reciente, Planck en 2013. Gracias a estas mediciones se han ido observando las pequeñas anisotropías del fondo cósmico de microondas, las cuales han sido muy útiles a la hora de estudiar la distribución de materia en el Universo.

La base de este estudio es el Modelo Cosmológico Estándar, en el cual existen parámetros para las abundancias de la materia bariónica, es decir, la materia visible y la materia no bariónica. Gracias al ajuste con los datos de las mediciones del CMB se han podido estimar estos parámetros; los valores obtenidos por Planck son:

$$\Omega_b h^2 = 0,00226 \pm 0,00023 \quad (2.5)$$

$$\Omega_{nbm} h^2 = 0,1186 \pm 0,0020 \quad (2.6)$$

A partir de esto podemos concluir que la materia no bariónica es más abundante, lo que sugiere que la Materia Oscura está compuesta casi en su totalidad por este tipo de materia. También es cierto que parte de la Materia Oscura podría estar formada por materia bariónica lejana del centro galáctico, que no emitan radiación electromagnética. Los científicos nombraron a estos objetos astronómicos como MACHOs (Massive Astrophysical Compact Halo Object), los cuales pueden incluir agujeros negros, estrellas de neutrones, enanas marrones, etc...

2.2. Partículas candidatas

Muchos modelos han intentado explicar las discrepancias entre las mediciones de la materia visible y la masa total. Algunos de estos modelos proponen partículas hipotéticas que podrían resolver parte del problema. Sin embargo, no basta con que se ajusten a los datos disponibles, también deben cumplir con ciertos requisitos:

1. Interacción muy débil con las partículas del Modelo Estándar.
2. Materia fría (es decir, tener una velocidad no relativista).

3. Ser masiva, contribuyendo a la formación de grandes estructuras.
4. Estabilidad a lo largo de escalas temporales cósmicas.
5. Deben otorgar la densidad necesaria que requieren los modelos según los datos observados.
6. Compatibilidad con la nucleosíntesis primordial del Big Bang.

La evidencia de la existencia de masa invisible sugiere que esta debe provenir de fuera del Modelo Estándar, que es el marco más sólido para describir las partículas elementales. Inicialmente, se consideró que los neutrinos podrían constituir la Materia Oscura, dado su escaso grado de interacción con la materia conocida. Sin embargo, surgieron problemas al medir la masa y la velocidad de los neutrinos, ya que no cumplían dos principios fundamentales para ser candidatos a Materia Oscura: ser fríos y tener una masa considerable.

Se han teorizado muchas otras partículas, pero las más buscadas actualmente por los científicos son los Axiones y los WIMPs (Weakly Interactive Massive Particles). En la Universidad de Zaragoza se llevan a cabo experimentos para intentar descubrir estas partículas hipotéticas.

2.2.1. AXIONES

Los Axiones son partículas propuestas como una extensión al Modelo Estándar para resolver el problema CP fuerte. Con esto también surgieron otras partículas hipotéticas con características parecidas a los Axiones conocidas como ALP's (Axion Like Particles), estas partículas junto con los Axiones serían neutras y de muy débil interacción con la materia, de ahí que sean considerados como buenos candidatos para resolver el problema de la Materia Oscura.

Los Axiones se generarían en el centro del Sol, que sería la fuente más intensa de Axiones cercana a la Tierra. Estos Axiones solares podrían ser detectados en la Tierra debido a su abundancia y proximidad. La detección de Axiones provenientes del Sol proporcionaría una importante fuente de datos para el estudio de la Materia Oscura y ayudaría a confirmar la existencia y propiedades de los Axiones. El flujo de Axiones que nos debería llegar a la Tierra está bien descrito por extensiones consistentes del Modelo Solar.

Las técnicas de medición de Axiones implican su conversión en fotones por campos electromagnéticos intensos mediante el efecto Primakof, que origina la producción de Axiones en el Sol y su transformación en fotones en los detectores terrestres, para esta transformación se necesitan campos electromagnéticos potentes.[9]

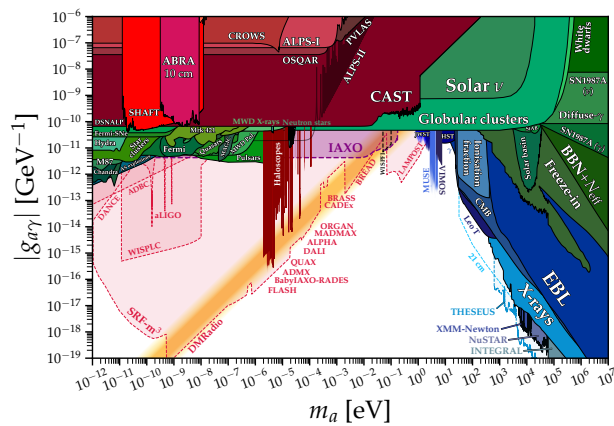


Figura 2.5: Imagen del paradigma actual en la búsqueda de Axiones.

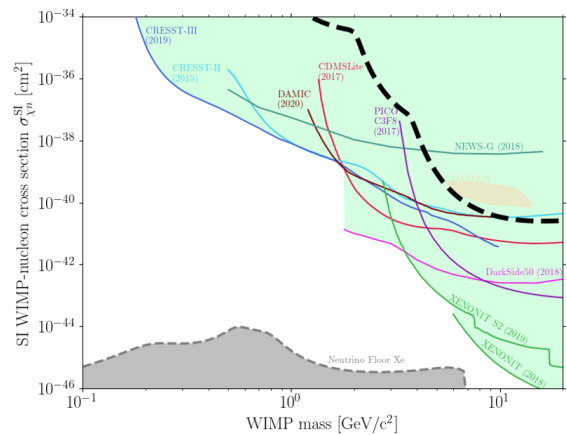


Figura 2.6: Imagen del paradigma actual en la búsqueda de Wimps.

2.2.2. WIMPS

El término WIMP (Weakly Interactive Massive Particles) designa un conjunto de partículas hipotéticas provenientes de distintos modelos, que tiene características similares tal como una masa del orden de las decenas de GeV hasta los pocos TeV, interacción muy débil con la materia bariónica, etc... Los WIMPs más prometedores provienen de los modelos supersimétricos, el más destacado es el neutralino, que gracias a tener una gran base teórica es el más estudiado.

Existen diferentes formas de buscar estos WIMPs, que se engloban en 3 grandes categorías:

1. Detección Directa.

La búsqueda directa de estos WIMPs se basa en detectar esta partícula interactuando con la materia, en concreto con un núcleo atómico. Aún desconociendo la naturaleza de dichas partículas sabemos que el resultado será un retroceso nuclear que podrá ser detectado mediante algún centelleo, algún fenómeno de ionización o incrementos de temperatura. Además, existen otras formas de detección como líquidos metaestables en los que una interacción que deposite energía libera burbujas que permiten visualizar la detección.

Todos estos tipos de detectores y formas de medir usan varios blindajes frente a la radiación de fondo, como plomo alrededor de los experimentos o en los laboratorios subterráneos como el de Canfranc (LSC), el cual utiliza las rocas de la montaña a forma de blindaje natural. Además, se necesita que todos los materiales del detector tengan la menor cantidad de radiactividad posible para evitar posible falsos positivos al confundir radiación emitida por algún radioisótopo con Materia Oscura.

Algunos de los experimentos que buscan WIMPs de manera directa son:

DAMA/LIBRA en el Laboratori Nazionali del Gran Sasso [5], TREX-DM en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc(LSC) [12] y ANAIS-112 también en el LSC [3].

2. Detección Indirecta.

Por otra parte, la detección indirecta de WIMPs intenta encontrar sucesos que provengan de la aniquilación de Materia Oscura, cuyos productos pueden ser: rayos gamma, positrones, neutrinos, etc...

Este tipo de detección es muy dependiente del modelo de interacción de la Materia Oscura entre sí y con la Materia Bariónica, pero permiten explorar otras características. Algunos experimentos que realizan este tipo de búsqueda fundamentalmente son los detectores de neutrinos. En especial se cree que el Sol podría ser una buena fuente de neutrinos, ya que en estos objetos tan masivos las probabilidades de interacción aumentan. Además el Sol hace de blindaje ante subproductos de esta aniquilación que no sean los neutrinos.

Ahora nombraremos algunos experimentos que buscan indirectamente la Materia Oscura:

Super-Kamiokande en el Kamioka Observatory en Japon [16], Ice Cube en la Antártida [1].

3. Búsqueda en Colisionadores.

El tercer tipo de búsqueda se centra en generar estas partículas en un colisionador de partículas, pues si existen estas podrían generarse a partir de partículas conocidas y no es raro pensar que el lugar donde se recrean las condiciones del inicio del Universo puede ser un buen lugar de estudio.[14]

3. Detectores Gaseosos - TREX-DM

3.1. Fundamentos de los detectores gaseosos

Los detectores gaseosos han evolucionado significativamente desde los primeros desarrollos de Rutherford y Geiger. Inicialmente, permitían detectar partículas ionizadas en gases. Luego, se avanzó hasta poder detectar electrones individuales. Las cámaras de nubes eran útiles pero limitadas para eventos raros. En la década de 1950, se desarrollaron cámaras de chispas activadas por eventos específicos, ofreciendo mayor control. Con el tiempo, estas cámaras se volvieron más rápidas gracias a nuevos métodos de detección de pulsos de corriente. Esta evolución muestra la necesidad de adaptarse a las demandas cambiantes de la física de partículas, subrayando la importancia de la innovación continua en los detectores gaseosos.

Los detectores gaseosos hacen uso de un medio gaseoso para la interacción de partículas, las principales partículas que interactúan en un detector gaseoso son los fotones y partículas cargadas.

Los fotones principalmente interactúan mediante el efecto fotoeléctrico, efecto Compton, scattering coherente y producción de pares e^- y e^+ . Estas interacciones tienen diferentes probabilidades de interacción dependiendo de la energía del fotón, y del material con el que interactúa. En nuestro experimento se usa una atmósfera de argón, por lo que de aquí en adelante el material de interacciones será siempre el argón. Estas probabilidades se definen a través de la sección eficaz de interacción, la cual podemos ver en la figura (3.1).

Además de los fotones también interactúan partículas cargadas. Las partículas cargadas pesadas y ligeras se comportan de manera bastante diferente. Las primeras experimentan fuerzas de Coulomb más fuertes de los núcleos que las últimas. Las alfas provenientes de desintegraciones nucleares, que tienen mucha energía y no cambian su dirección inicial, pero los electrones resultan desviados por las interacciones. Otro efecto de las partículas cargadas es el "Bremsstrahlung", donde la desaceleración de las mismas emiten una radiación electromagnética capaz de ionizar el medio. Esta radiación solo se produce en la desaceleración de partículas muy energéticas.[11]

La generación de cargas en este tipo de detectores se produce en 2 tipos:

- Ionización primaria: En esta las cargas son generadas directamente de una interacción, como por ejemplo una colisión.
- Ionización secundaria: En cambio aquí las cargas se generan a partir de los productos de la ionización primaria.

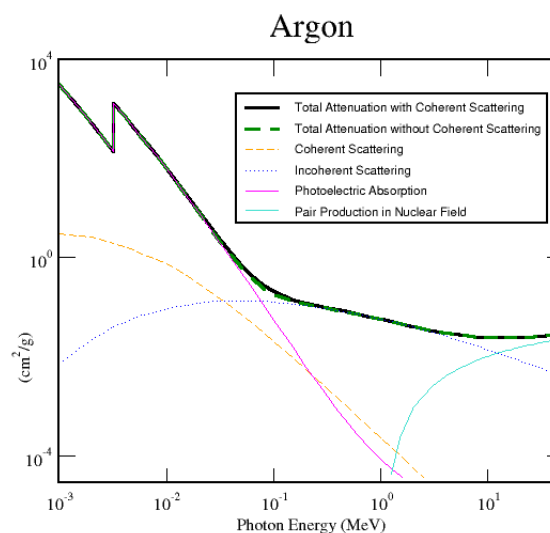


Figura 3.1: Sección eficaz de interacción de los fotones por energía sobre el argón.

3.2. Experimento TREX-DM

El experimento TREX-DM está instalado en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC) y está concebido para la detección directa de WIMPs de baja masa (por debajo de los 10GeV). Consiste en una cámara de proyección temporal (TPC) de gas con dos detectores Micromegas y un volumen sensible de aproximadamente 20 litros, capaz de soportar presiones de hasta 10 bar.

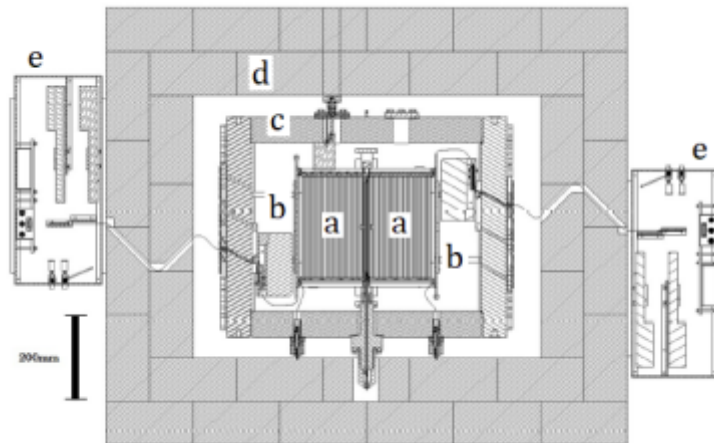


Figura 3.2: Esquema conceptual de TREX-DM: a) Cámaras de proyección temporal (TPC). b) Detectores Micromegas. c) Vasija de cobre. d) Blindaje de plomo. e) Electrónica.

A diferencia de la mayoría de los experimentos de detección directa de Materia Oscura, aquí no se emplean gases pesados como xenón para el volumen sensible del detector, TREX-DM utiliza argón y neón debido a que para partículas de baja masa, la energía depositada en un retroceso nuclear sería mayor si los núcleos son más ligeros.

Ahora describiremos brevemente los diferentes componentes del detector:

1. Blindaje.

El propósito del blindaje es reducir el mayor número de eventos no deseados. Además, gracias a la ubicación del detector este tiene un segundo blindaje, el pico del Tobazo, unos 800 metros de roca que atenúa buena parte de los rayos cósmicos. Por ejemplo, el flujo de muones en superficie tiene un valor de $10^2 \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$. En cambio, donde se encuentra el experimento de TREX-DM es de $(5.26 \pm 0.21) \times 10^{-3} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$. Observamos que desciende el flujo de muones en 5 órdenes de magnitud.

En cuanto al blindaje del detector, consta de 3 barreras, una vasija de cobre en la que está la TPC, un recubrimiento a base de ladrillos de plomo que recubren el detector y, la más exterior, tanques de polietileno con agua borada. Estas 3 barreras aportan un blindaje más específico para algún tipo de evento indeseado, por ejemplo, el agua borada, ayudará a reducir el flujo de neutrones gracias a sus 40 cm de espesor, los bloques de plomo, por ejemplo, con ladrillos de 20 cm de espesor ayudaran a bloquear los rayos gamma de alta energía procedentes de la desintegraciones nucleares naturales. Finalmente, la vasija de cobre de 6 cm de espesor cuenta con una doble función, confinar al gas y dar una última protección frente a los rayos gamma. Además, gracias a esta vasija el experimento puede funcionar hasta 12 bares de presión.

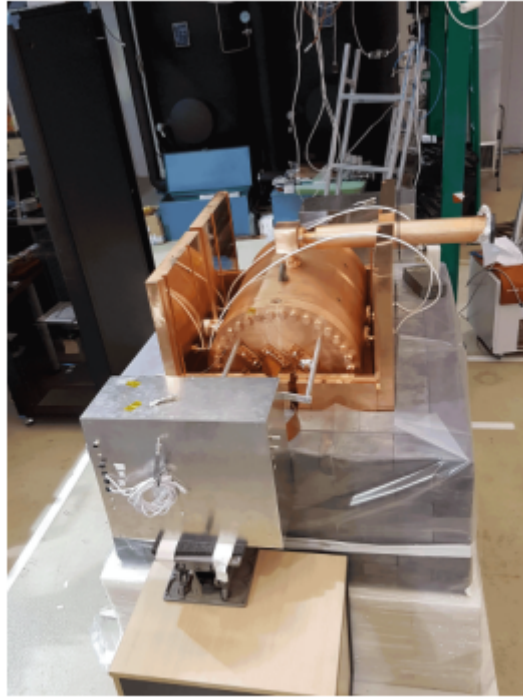


Figura 3.3: Blindaje utilizado en TREX-DM (Sin muro de agua borada).

2. Cámara de Proyección Temporal.

La cámara de Proyección Temporal es la encargada de detectar las interacciones de las partículas con el gas encerrado, estas interacciones generaran pares electrón-ión y la cámara podrá medir los electrones producidos.

Para evitar la recombinación de estos pares se aplica un campo eléctrico uniforme de unos $100\text{Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$, llamado "*Campo de deriva*". Este campo se consigue gracias a una serie de anillos de cobre de 25 cm de lado a lo largo del volumen sensible con voltajes decrecientes según se alejan del cátodo. Como método para aumentar el volumen sensible de la cámara se diseñó de forma que contase con un cátodo central y 2 ánodos, uno a cada lado. En estos ánodos están colocados las Micromegas, planos de lectura que reciben la señal electrónica producida por las interacciones.

Conociendo el campo de deriva aplicado puede reconstruirse la velocidad de deriva de los electrones y estimar así la posición de la interacción original. El campo de deriva está directamente relacionado con el campo aplicado, pero también se ve influido por el gas empleado, la geometría del detector, la temperatura, la presión, etc...

Como hemos dicho esta velocidad de deriva es clave para conocer la posición donde ocurrió la interacción, para ello es vital conocer la difusión transversal y longitudinal de los electrones durante la deriva, pues si estos datos no se podría comparar datos experimentales reales con las simulaciones.

3. Micromegas.

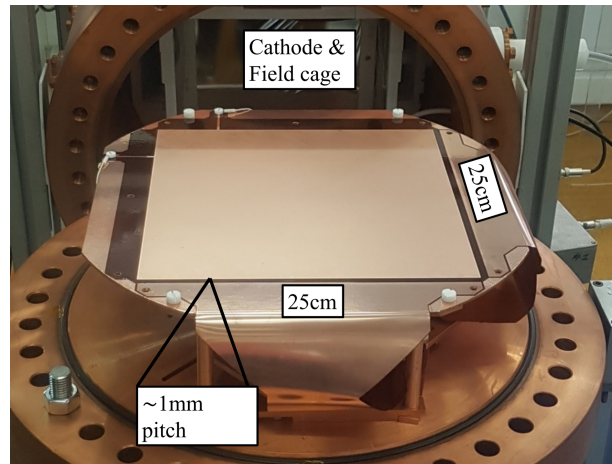


Figura 3.4: Placa Micromegas de TREX-DM.

Las Micromegas son un sensor electrónico que recoge la señal electrónica producida por los electrones procedentes de las interacciones o eventos. Estas placas cuadradas de 25.2 cm de lado, están formadas por 2 electrodos de cobre: Un ánodo pixelado y sobre él, una un plano con orificios, llamado "mesh", que permite el paso de los electrones de la región de deriva a la región de amplificación, de $50\mu\text{m}$ de espesor. Esta placa por diseño obliga a llevar los electrones por dichos orificios sin llegar a perder la señal, estas capas están separadas en unos pocos micrómetros por pilares de Kapton.

Entre estas placas tenemos la región de amplificación se produce un aumento de la señal electrónica mediante reacciones de ionización en cadena, gracias a la alta diferencia de tensión entre el ánodo y el cátodo, de un orden de magnitud mayor que el campo de deriva. Dado el pequeño espacio de esta región ($50\mu\text{m}$) se pueden alcanzar ganancias de hasta 10^4 sin perder excesiva resolución espacial.

4. Efectos del Radón en el experimento TREX-DM

En este tipo de detecciones es primordial poder reducir el nivel de ruido de fondo lo máximo posible, ya que al estar buscando eventos raros se necesita reducir los eventos de fondo todo lo posible para evitar dar falsos positivos.

El problema se debe a que, como el radón es gaseoso, este siempre acaba entrando en infimas cantidades. En sí no es un gran problema, pero al decaer se convierte en ^{210}Pb con una vida media de unos 22 años [15] por lo que este se puede ir acumulando en el cátodo y finalmente actuar como una fuente radioactiva de fondo.

En cada experimento científico se busca constantemente expandir los límites del conocimiento, y en TREX-DM se busca encontrar WIMP's de baja masa debido a esto necesitamos reducir el espectro de fondo y poder atribuir cada parte del espectro a una fuente o proceso conocido. En este trabajo nos centramos en analizar el espectro que deja la progenie del radón en el detector. Este radón se filtra al detector ya que este gas noble proviene de las desintegraciones naturales del uranio, en concreto del ^{238}U de las rocas o materiales del entorno. En lugares cerrados esto tiene una gran importancia ya que tiende a acumularse, por ello el LSC tiene un sistema de ventilación forzada.

El radón finalmente se filtró al detector y por electrostática su progenie se adhirió a la superficie del cátodo. Si miramos atentamente la cadena de desintegración del ^{222}Rn , podemos ver lo siguiente figura (4.1):

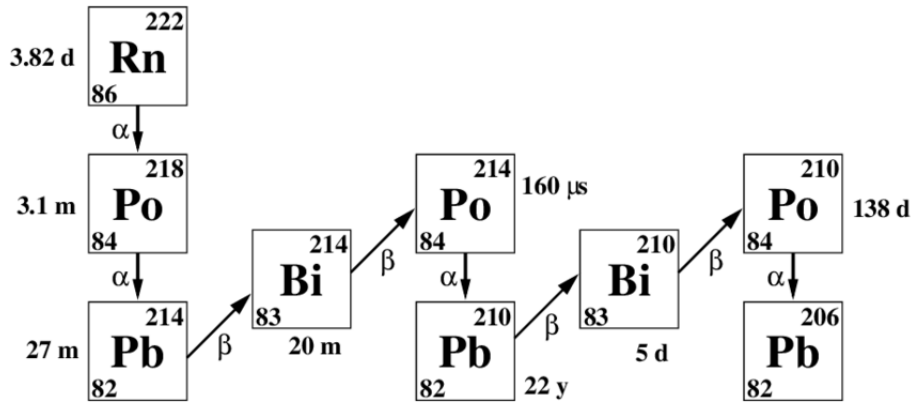


Figura 4.1: Cadena de decaimiento radiactivo del ^{222}Rn .

Debido a su gran periodo de semidesintegración el ^{210}Pb se convierte en el cuello de botella de esta cadena de desintegración, por ello suponemos que parte del espectro de bajo fondo es debido a la lenta desintegración de este isótopo.

Aquí nos centraremos en el ^{210}Pb . Suponiendo que el plomo se ha desplazado y adherido a los cátodos por electrostática, podemos simular las desintegraciones de estos plomos en el cátodo. Para ello utilizaremos REST [2] y Root [root], software específicos para la física de partículas desarrollados por el CERN y por parte del equipo del CAPA (Centro de Astropartículas y Física de Altas energías), con esto podremos simular la deposición de energía de las desintegraciones en el gas sensible. Después se deben procesar los datos de las simulaciones para transformarlas en datos útiles para comparar con los datos recogidos por el experimento.

Ahora hablaremos un poco más sobre la desintegración radioactiva del ^{210}Pb , la cual sigue el siguiente esquema:

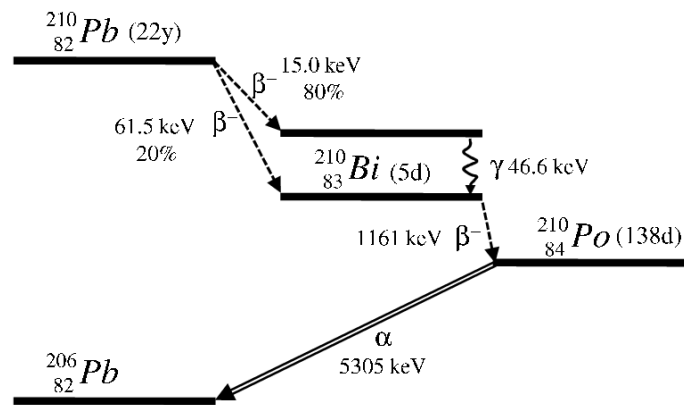


Figura 4.2: Esquema decaimientos del ^{210}Pb .

Como vemos el plomo decae al bismuto mediante una desintegración beta, pero en el 80% de las veces acaba en un estado excitado de ^{210}Bi que después decae al estado fundamental del ^{210}Bi . El restante de las veces decae al estado fundamental del ^{210}Bi . Desde el ^{210}Bi se produce un

decaimiento beta que acaba en un ^{210}Po y por último desde el ^{210}Po llegamos al ^{206}Pb mediante una desintegración alfa, como el ^{206}Pb es estable la cadena de decaimientos acaba aquí.

Si hacemos un pequeño resumen de este decaimiento vemos que existen 3 decaimientos beta con diferentes energías máximas: 15keV, 61.5keV y 1161keV. Luego tenemos una desexcitación electrónica de 46.6keV, la cual veremos posteriormente que no siempre emite un fotón de 46.6Kev, y finalmente vemos un alfa de 5.3MeV.

4.1. Decaimientos

■ ^{210}Pb

En este apartado veremos como decae el ^{210}Pb a ^{210}Bi mediante una desintegración beta- (β^-). El decaimiento β^- consiste en un neutrón del núcleo que decae a tres partículas: electrón, protón y antineutrino. Como los neutrinos nunca se detectan en este tipo de experimentos la energía que se recoge es únicamente la del electrón. Esta energía no siempre es la misma, pues esta se reparte entre el electrón y el neutrino. En relación al ^{210}Pb este tiene 2 posibles betas, una de 15keV y otra de 61.5Kev. La segunda es un único decaimiento, en cambio la Beta de 15keV tiene asociado fotones provenientes de una desexcitación de un estado de alta energía al fundamental.

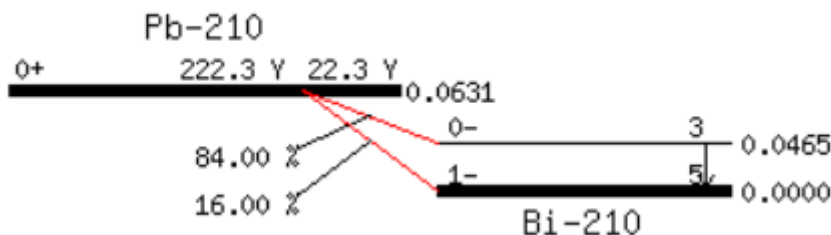


Figura 4.3: Decaimiento Beta del ^{210}Pb a ^{210}Bi .

Esta desexcitación tiene un tiempo medio de 3 ns [13]. Además, en esta desexcitación no se emite únicamente un gamma de 46.5keV sino que existe un campendio de formas en la que ocurre esta desexcitación. Hay principalmente 4 procesos por el cual se desexcita, por ejemplo, únicamente en un 4.6 % de las veces se emite un fotón de 46.5keV, mayoritariamente (58.1 %) se emite un electrón de conversión de 30.2keV acompañado de electrones Auger y en un 22 % se emiten además rayos X desde 9.4 hasta 15.7keV [15]. Para el resto es 1 electrón de conversión y electrones Auger de diferentes energías.

Proceso de Desexcitación	Frecuencia (%)	Energía Emitida
Emisión de un electrón de conversión (conv. e) + Auger e's + rayos X	58.1	30.2 keV + 22.0 % rayos X (9.4 - 15.7 keV)
Emisión de un electrón de conversión (conv. e) + Auger e	13.7	42.5 keV
Emisión de un electrón de conversión (conv. e) + Auger e	3.5	45.6 keV
Emisión de un fotón	4.3	46.5 keV

Tabla 4.1: Tabla de desexcitación electrónica del ^{210}Bi [15].

- ^{210}Bi

Una vez se ha alcanzado el ^{210}Bi en su estado fundamental el siguiente paso de la cadena radiactiva es otro decaimiento beta (β^-), esta vez con una energía de 1161 keV.

- ^{210}Po

Para completar la cadena radioactiva llegamos al ^{206}Pb de la mano de una desintegración α de 5.4MeV.

4.2. Efectos a baja energía

Como hemos visto, una contaminación de ^{222}Rn implica una contaminación de ^{210}Pb sobre el cátodo y de su desintegración tenemos eventos de baja energía, como las betas de baja energía y los fotones de la desexcitación del bismuto, contribuyen significativamente a la contaminación debido a la desintegración del plomo. Estos eventos no fueron considerados en el cálculo del fondo del experimento, y en este trabajo se examinará su importancia.

5. Resultados

Para las simulaciones utilizamos diferentes softwares utilizados en las simulaciones de física de partículas:

- REST-For-Physics

REST (Rare Event Searches Toolkit), está escrito principalmente en C++ y está totalmente integrado con la interfaz ROOT. Se desarrolló para proporcionar herramientas para la adquisición, simulación y análisis de datos de Cámaras de Proyección Temporal (TPCs) gaseosas. REST utiliza tres interfaces básicas: TRestEvent, TRestMetadata y TRestEvent-Process, para definir eventos, metadatos y procesar los datos, permitiendo construir cadenas complejas de procesamiento con plena trazabilidad. Los metadatos se manejan en un formato similar a XML y el objeto TRestManager encapsula la información necesaria para procesar una cadena de datos. REST genera salidas en formato ROOT y siempre incluye un objeto TRestRun que organiza todos los elementos dentro del archivo. Además, REST proporciona interfaces para navegar y generar graficas de los datos, así como herramientas para definir unidades, constantes físicas y estilos de salida.[2]

A través de REST podemos procesar datos y sacar información de ellos con los observables, que son variables que recogen una información específica de cada evento, por ejemplo: *g4Ana_totalEDep* recoge la energía con la que ha interactuado un evento, independientemente del material con el que interactúa. Otro observable que hemos utilizado *hitsAnaBefore_energy* recoge la energía depositada en el volumen sensible (el gas).

- GEANT4

Geant4 es un conjunto de herramientas de código abierto diseñado para simular el paso de partículas o radiación a través de la materia, permitiendo modelar geometrías, materiales y las interacciones físicas resultantes, abarcando un amplio rango de energías. Proporciona funcionalidades para crear, navegar y visualizar modelos de simulación, registrar información de interacciones y responder a través de una interfaz gráfica o terminal extensible. Incluye un conjunto completo de procesos físicos para diversas interacciones, con configuraciones preempaquetadas (listas de física) para facilitar su uso. Geant4 se puede utilizar tanto en aplicaciones personalizadas como independientes, ofreciendo ejemplos y capacidades completas en diferentes dominios de aplicación.[10]

En nuestro estudio, nos hemos centrado en la progenie del ^{222}Rn . Al observar la cadena radiactiva, observamos que el ^{210}Pb tiene el periodo de semidesintegración más largo. Por lo tanto, decidimos iniciar nuestras simulaciones desde este isótopo. Para las simulaciones utilizamos la geometría del detector TREX-DM ya implementada en REST y colocamos átomos de ^{210}Pb en la superficie del cátodo uniformemente distribuidos, ya que, debido a la electrostática, estos átomos tienden a dirigirse hacia él.

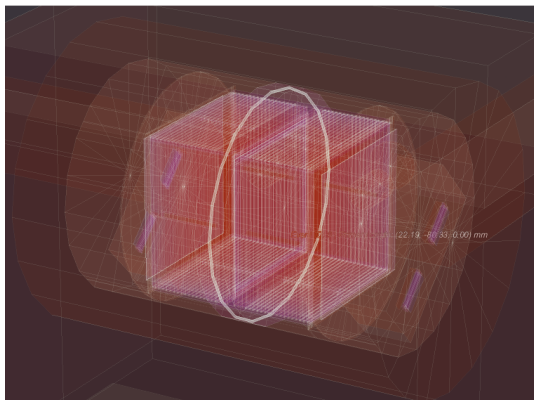


Figura 5.1: Geometría de TREX-DM utilizada en la simulación.

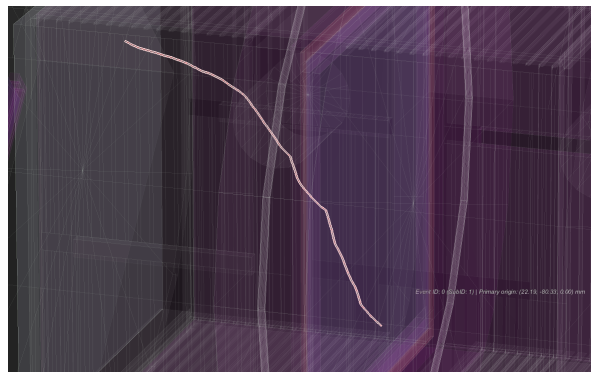


Figura 5.2: Zoom de la geometría para observar 1 electrón, de energía 396keV del decaimiento β^- del ^{210}Bi .

5.1. Primeras simulaciones

Las primeras simulaciones sirvieron para detectar si Geant4 y REST simulaban toda la cadena radiactiva desde el ^{210}Pb hasta el ^{206}Pb , incluyendo los eventos raros como la emisión de rayos X del plomo. Con esta simulación obtuvimos el siguiente espectro, en el que veremos la energía de cada evento y no la energía depositada en el volumen sensible.

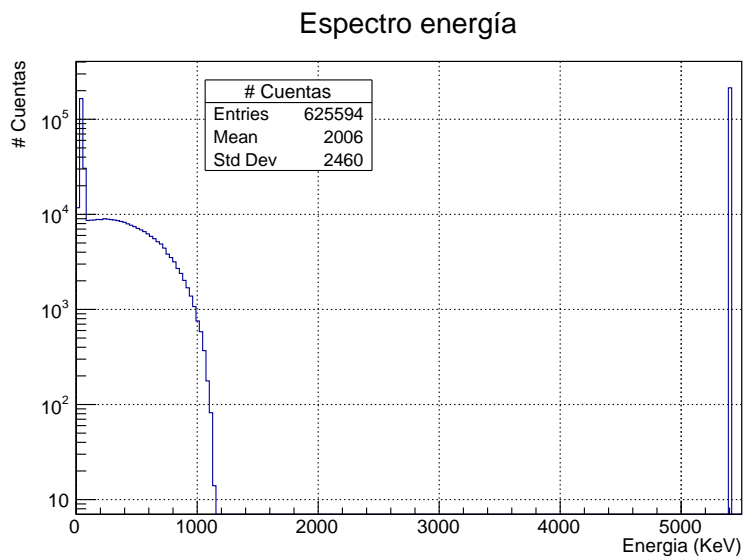


Figura 5.3: Espectro de energía de la simulación de desintegración del ^{210}Pb . Obtenido por el observable $g4Ana_totalEDep$

Donde claramente podemos ver las alfas entorno a los 5.4MeV de la desintegración del ^{210}Po , estas se centran únicamente en un bin ya que siempre tienen la misma energía. También

se aprecian las desintegraciones β^- , pero si hacemos un zoom a energías menores de 1200keV:

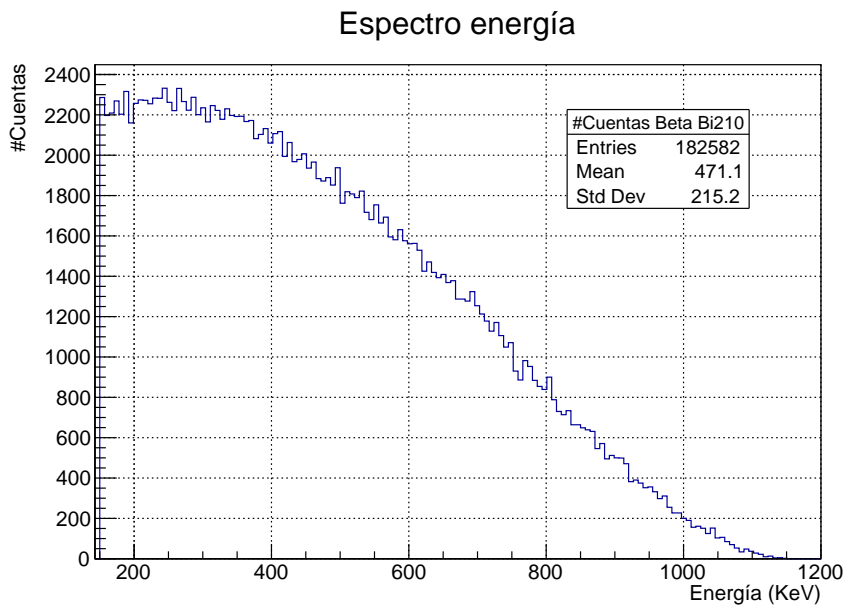


Figura 5.4: Espectro energía del decaimiento β^- del ^{210}Bi . Zoom de la figura (5.3) en [0:1200]keV.

Aquí ya si que apreciamos bien el espectro de las desintegraciones β^- del ^{210}Bi al ^{210}Po , con una energía maxima de 1161keV, aunque la parte inferior de este espectro no se aprecia bien debido a la contribucion de la desexcitación del ^{210}Pb . Si ahora continuamos haciendo un zoom sobre las energías de las desintegraciones del ^{210}Pb podemos ver más en detalle lo que ocurre:

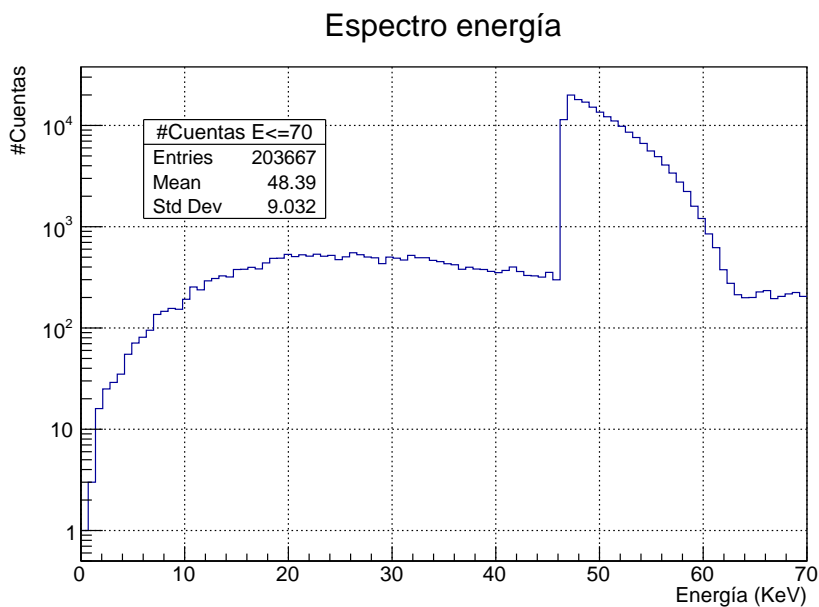


Figura 5.5: Espectro energía de los decaimientos β^- del ^{210}Pb . Zoom a la figura (5.3) en [0:70]keV (Eje Y en escala logarítmica).

Aquí podemos apreciar una estructura entorno a los 46keV proveniente de la desexcitación electrónica del $^{210}\text{Bi}^*$ al fundamental, que esta montada sobre la β^- de 16keV. Además, en el

fondo está el espectro de la desintegración β^- de 61.5keV. La diferencia en la cuentas de cada uno se debe a la probabilidad que ocurra ya que en un 84 % se tiene la β^- de 16keV más la desexcitación electrónica, solo un 16 % de las veces ocurre la β^- de 61.5keV.

Si seguimos haciendo zoom a bajas energías donde debemos reducir el nivel de fondo, es decir, a energías menores de 25keV no podemos identificar picos de energía claros como deberíamos con los rayos X. Pero teniendo en cuenta que estos rayos X provienen de una desexcitación que ocurre en 3 ns para los cálculos en la simulación y en el experimento donde la resolución temporal trabaja en las decenas de nanosegundos, estos rayos X estarán montados sobre otros sucesos.

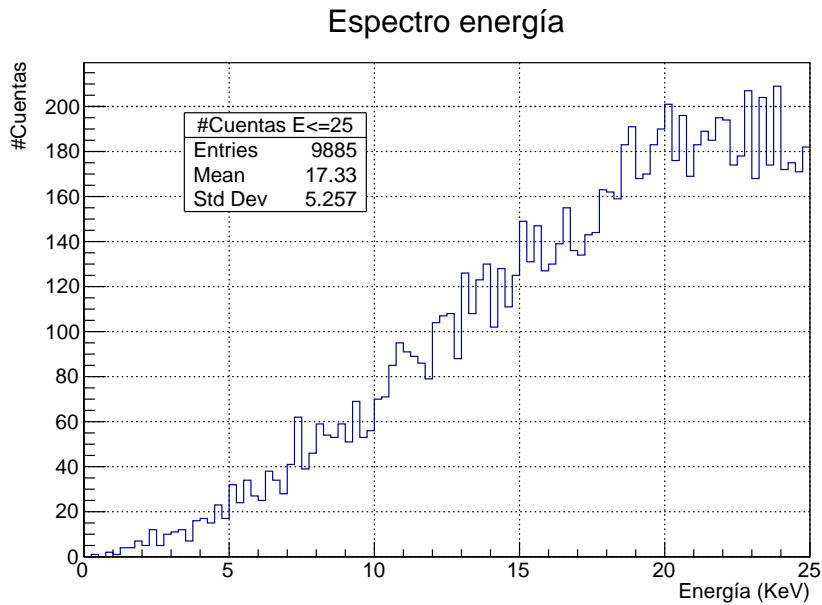


Figura 5.6: Espectro baja energía. Zoom a la figura (5.3) en baja energía [0:25]keV.

Estos datos se han obtenido simulando 250000 desintegraciones de plomo, de las cuales hemos visto 625594 eventos, dándonos aproximadamente de 2.5 eventos registrados por cada desintegración de ^{210}Pb .

Para todas las gráficas se ha utilizado un observable llamado $g4Ana_totalEDep$, que recoge la energía de cada evento independientemente del material con el que haya interactuado. Si queremos ver qué energías han sido depositadas por cada evento en el volumen sensible (el gas) tenemos que utilizar el observable de $hitsAnaBefore_energy$. En este sí que vemos la energía depositada en el volumen sensible. Además, el espectro será ligeramente diferente, como podemos ver en el siguiente espectro:

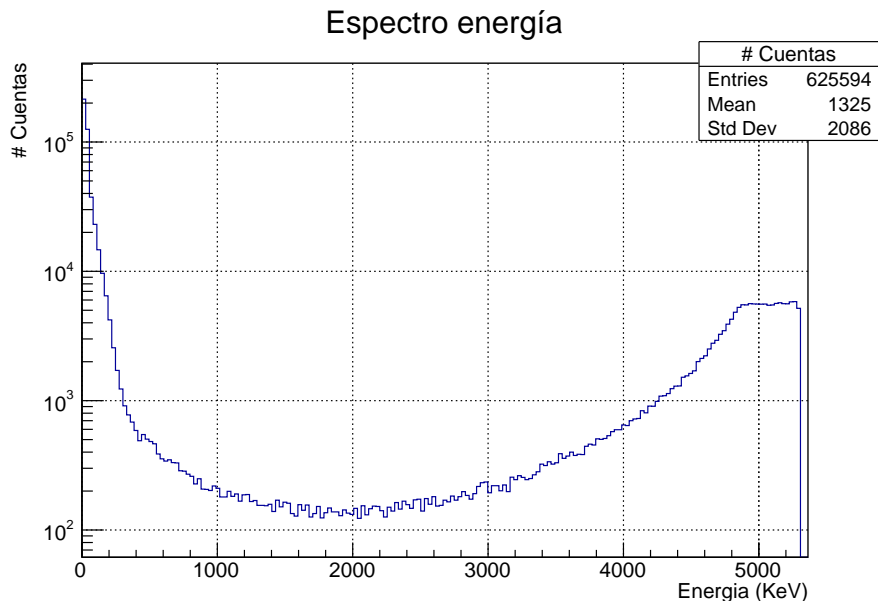


Figura 5.7: Espectro de energía depositada en el volumen. Obtenido mediante el observable hitsAnaBefore_energy.(Eje Y escala logarítmica).

Aqui ya vemos como se ha modificado el espectro, esta modificaciones pueden ocurrir debido a que los eventos depositasen parte de su energía en el gas. Ahora si intentamos encontrar la relación de eventos de alta energía y las de baja energía tenemos estos espectros:

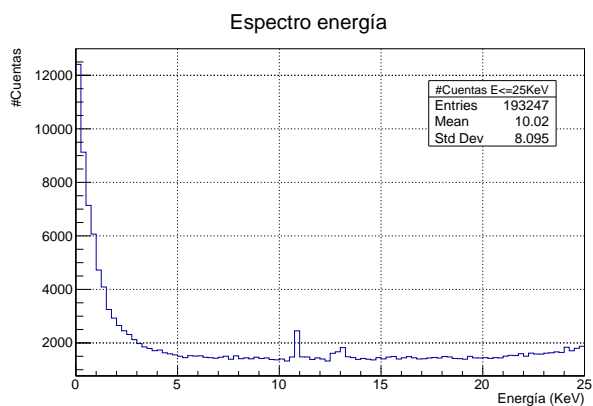


Figura 5.8: Espectro de baja energía. Zoom de la figura (5.7) en [0:25]keV.

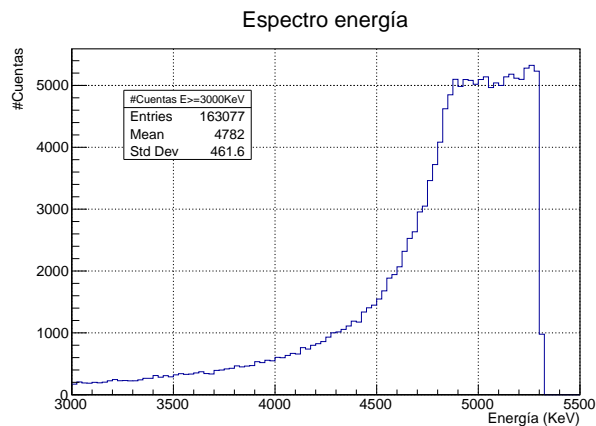


Figura 5.9: Espectro de alta energía. Zoom de la figura (5.7) en [3000:5500]keV.

Se intuyen picos de 11 y 13 keV donde seguramente algún electrón proveniente de la desintegración β^- de 15keV no esté depositando energía en el gas. Si vamos a buscar eventos de baja energía, entre 0 y 25 keV, tenemos unos 193 mil eventos de baja energía. Como en el experimento real podemos medir el espectro de alta energía, únicamente dado por las alfas en esta simulación, tenemos 160 mil eventos de alta energía, dándonos una relación aproximada de 1.18 eventos de baja energía por cada alfa. Además, los primeros datos preliminares del experimento TREX-DM se observa que la relación aproximada de eventos de alta energía y de baja energía son 1 a 1, por lo que no estamos muy lejos de ese resultado.

Observable	Eventos simulados	Alfas	Eventos ($E \leq 25\text{keV}$)	Relación
hitsAnaBefore_energy	625594	163077	193247	1.18

Tabla 5.1: Tabla resumen primeros resultados.

5.2. Procesado

En la simulación el espectro obtenido es perfecto, en cambio en el experimento real tenemos resolución limitada, por lo que debemos acercar los datos de la simulación a una forma parecida a los datos reales, para ello realizamos un procesado de los datos los cuales se basan en realizar procesos de smearing, de difusión de la carga de ionización de las partículas hacia los anodos, convertirlo a señal y finalmente y más importante ver las trazas de los eventos. Con este procesado podemos decir que los datos de la simulación son lo más próximo a los datos del experimento por lo que podremos compararlos mejor, debido a este procesamiento se necesita aplicar ciertos filtros de calidad a los eventos por lo que perdemos un 30 % de los datos. Además al realizar el análisis por las trazas podremos tratar por separado eventos que suceden en cada lado del detector como se hace en TREX-DM. Además también comprobaremos si existen eventos que dejan energía en ambos lados del detector. Tras procesar los datos obtenemos el siguiente espectro:

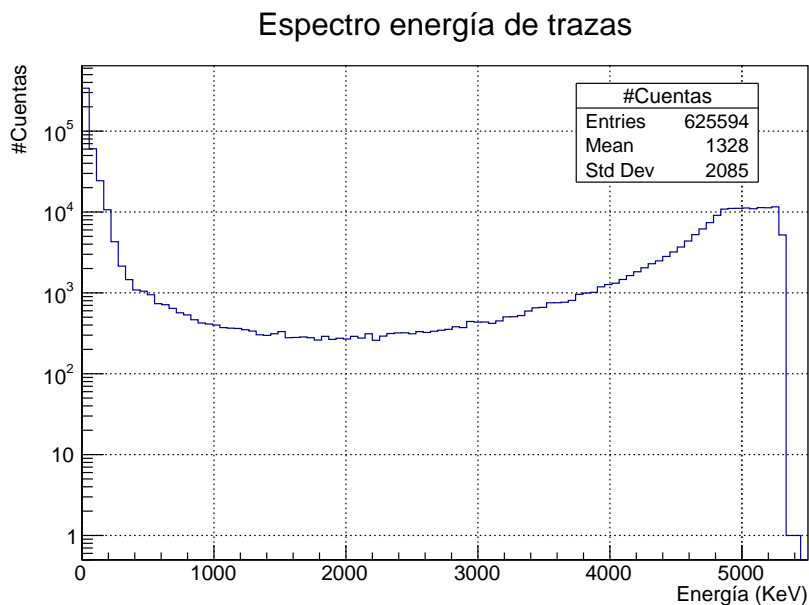


Figura 5.10: Espectro de energía tras el procesado de las trazas. Obtenido mediante el observable `tckAna_trackEnergy` (Eje Y escala logarítmica).

Como vemos aquí se han difuminado y reducido algunos picos, ya que como hemos dicho antes al convertir los tipos de datos perdemos cierta calidad, pero lo que se consigue es tener unos datos más apropiados para comparación con el experimento real, en concreto hemos pasado de 2 millones de eventos a unas 500 mil trazas, ahora veremos como se ha modificado el espectro de baja energía ($E < 25\text{keV}$)

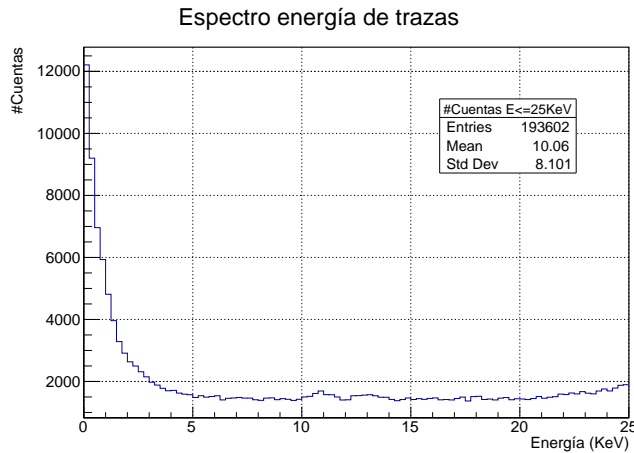


Figura 5.11: Zoom a baja energía del espectro de energías de las trazas. (5.10)

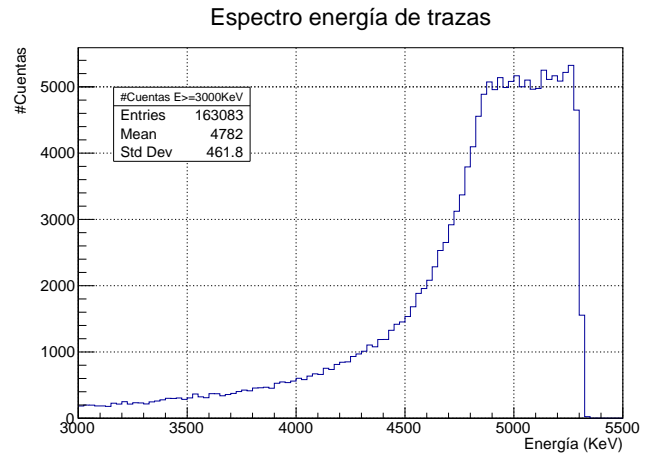


Figura 5.12: Zoom a alta energía del espectro de energías de las trazas. (5.10)

De aquí podemos volver a calcular la relación entre eventos de altas y bajas energías:

Observable	Eventos simulados	Alfas	Eventos ($E \leq 25\text{keV}$)	Relación
hitsAnaBefore_energy	625594	163077	193247	1.18
tckAna_trackEnergy	625594	163083	193602	1.18

Tabla 5.2: Tabla comparativa primer resultado y resultado del primer procesado.

Vemos como la relación no cambia pero, aún debemos hacer una distinción más, aquí vemos las energías depositadas en el detector, en cambio, en TREX-DM ambas partes del detector recogen datos de manera independiente por lo que tenemos que mirar solo un lado del detector, para ello se podrían hacer diferentes cosas, como modificar la geometría pero eso conllevaría un gran reto, por lo que vamos a hacer es ver eventos que tengan trazas registradas en ambos lados del detector, ya que en el procesado tenemos 2 observable encargados de recoger la traza con la máxima energía y la segunda con mayor energía, tenemos que verificar que la aproximación de que la mayoría de eventos solo tienen 2 trazas, para ellos usaremos otro observable llamado *nTRACKS*.

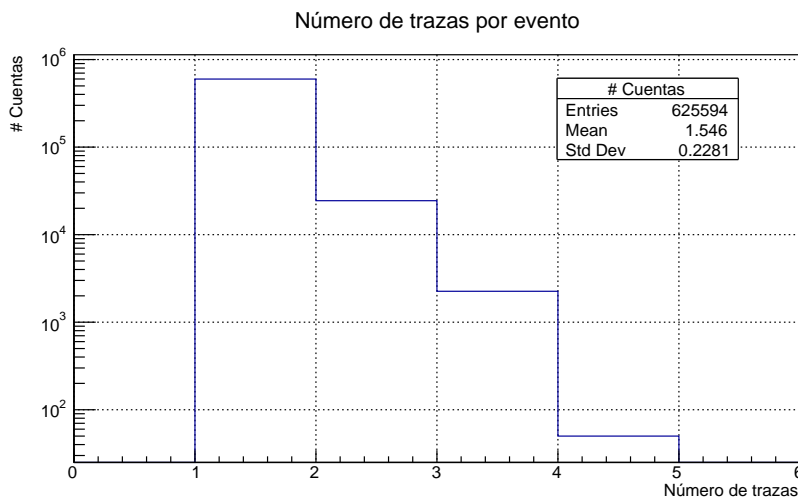


Figura 5.13: Número de trazas por evento simulado (Eje Y escala logarítmica).

Aquí queda claro que la mayoría de eventos tienen 1 o 2 trazas, los eventos que tienen 3 o más trazas corresponden alrededor de un 5% de los eventos por lo que podemos seguir con la aproximación de que los eventos tienen 1 o 2 trazas únicamente. Además de la propia simulación hemos visto que hay eventos que dejan energía en ambas cámaras:

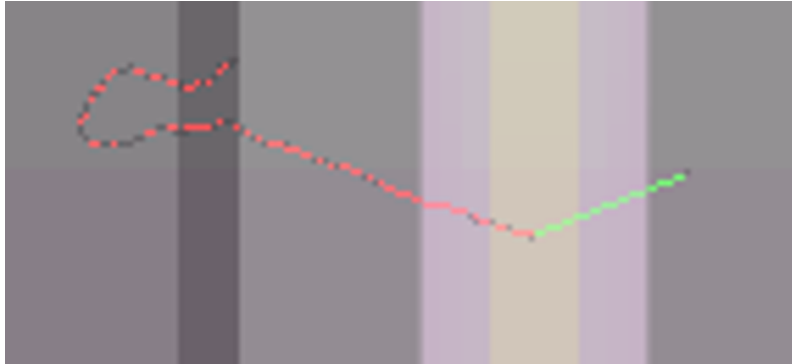


Figura 5.14: Vista de un evento que deja energía en ambos lados del detector, rojo: electrón de 30keV, verde: fotón de 2.49 keV.

Como vemos en la figura se demuestra que existen eventos en la simulación que dejan energía en ambas partes del detector, la franja blanca donde se originan es el cátodo así ambos eventos tienen una dirección opuesta. Además, con la suma de esas energía podemos decir que este evento viene de la desexcitación electrónica del ^{210}Bi . Gracias a esto ahora podemos seguir indagando más en que eventos son los que dejan energía en ambos detectores, para ello presentaremos las graficas de los eventos que la traza con mayor energía está a un lado y su segunda traza con mayor energía está al otro obteniendo:

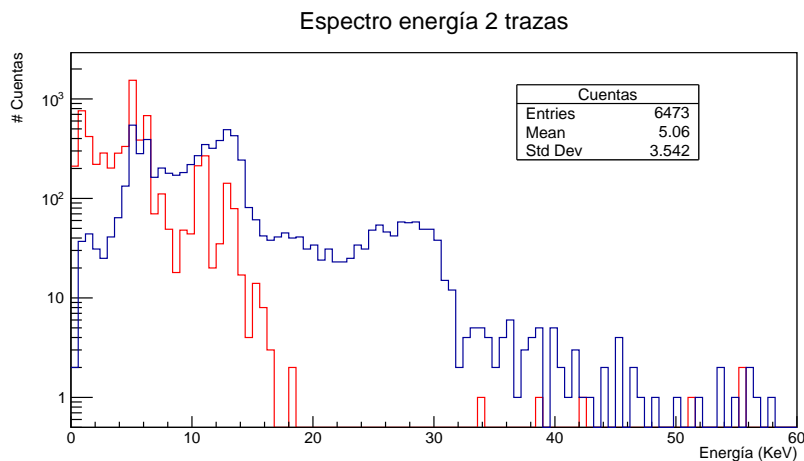


Figura 5.15: Histograma en baja energía de eventos cuyas trazas aparecen una en cada parte del detector. Azul: Observable de Máxima energía de la traza; Rojo: Observable de la segunda Traza con mayor energía. (Eje Y en escala logarítmica).

Por lo que tenemos que añadir 6473 eventos de baja energía al conjunto global, aumentando así el número de eventos de baja energía:

Observable	Eventos simulados	Alfas	Eventos ($E \leq 25\text{keV}$)	Relación
hitsAnaBefore_energy	625594	163077	193247	1.18
tckAna_trackEnergy	625594	163083	193602	1.18
tckAna_trackEnergy + Analisis Trazas	625594	163083	200075	1.22

Tabla 5.3: Tabla resumen con resultados finales.

Teniendo así **1.22** eventos de baja energía por cada alfa emitida. Como el detector no tiene una resolución perfecta hasta 0keV este número no es realmente correcto pero tenemos una buena aproximación y da un argumento a favor de que tenemos alguna contaminación adicional no contemplada.

Cabe destacar que en un futuro TREX-DM planea incorporar un sistema para comprobar estos eventos que aparecen en cada lado del detector provenientes de una sola desintegración.

Resultados de las primeras mediciones de fondo de alfas nos indican que se tiene un ritmo de alfas de:

$$\text{ritmo}_{\alpha} = 1,86h^{-1} \quad (5.1)$$

Así el ritmo de eventos de baja energía provenientes de la desintegración del ^{210}Pb será de:

$$\text{ritmo}_{ev(E < 25\text{keV})} = 2,27h^{-1} \quad (5.2)$$

Por lo que si dejamos 10 horas el detector midiendo, obtendremos de media 18.6 alfas y por ende tendremos entre 22 y 23 eventos de baja energía, suponiendo que todas las alfas detectadas provengan de la progenie del ^{222}Rn .

Para finalizar necesitamos saber de donde provienen estos eventos de baja energía, para ello tomaremos una parte de la simulación. De esta obtenemos un gráfico que nos muestra el isótopo del que provienen los eventos de baja energía:

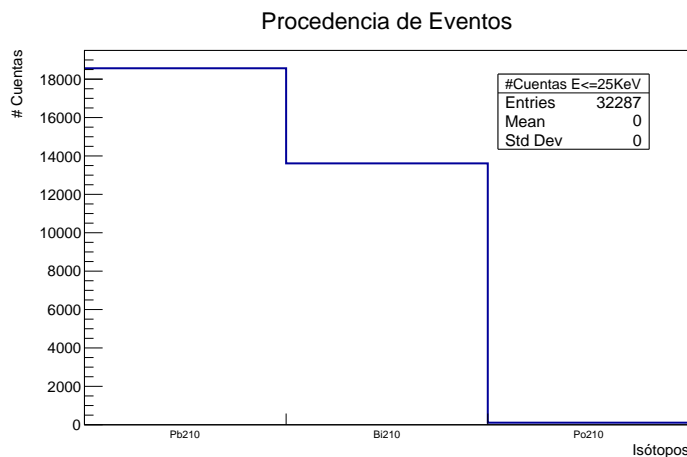


Figura 5.16: Histograma de la procedencia de eventos a baja energía según isótopos. Obtenida mediante el observable `g4Ana_subEventPrimaryParticuleName`.

De esta figura vemos que la más de la mitad de eventos provienen de mismo ^{210}Pb , es curioso ver que la otra parte de eventos de baja energía provienen de la desintegración β^- del ^{210}Bi de 1161keV de máxima energía, por lo que veamos los espectro de estos isótopos a baja energía:

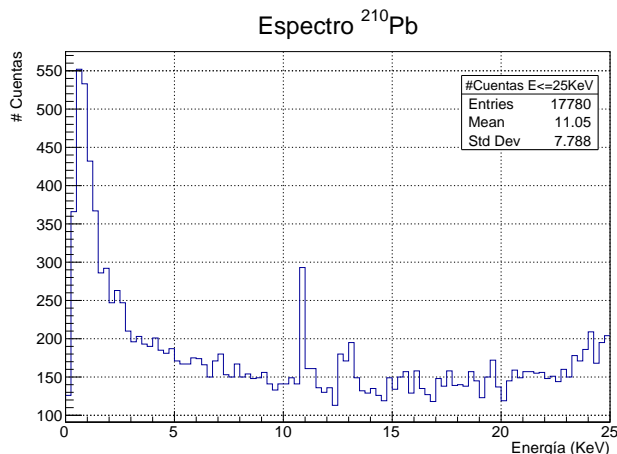


Figura 5.17: Espectro de energía de eventos provenientes del ^{210}Pb . Rango de energías [0:25]keV.

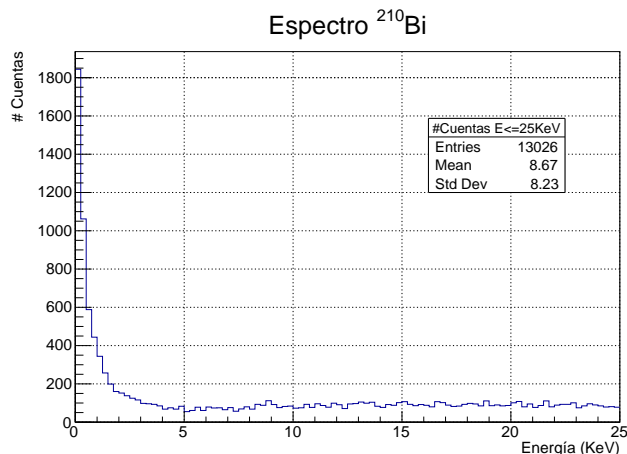


Figura 5.18: Espectro de energía de eventos provenientes del ^{210}Bi . Rango de energías [0:25]keV.

Vemos en ambos espectros que se cumple que la contribución a bajas energías esta equiparado para ambos isótopos, donde para el ^{210}Pb es comprensible por los eventos de baja energía existentes, como la β^- de energía máxima de 15keV así como los rayos X provenientes de la desexcitación electrónica. En cambio para el espectro del ^{210}Bi la contribución a muy baja energía [0:3] keV es demasiado elevada teniendo en cuenta que los eventos provenientes del ^{210}Bi forman un espectro β^- con energía máxima de 1161keV. Si miramos la distribución espacial de los eventos con una deposición de energía menor que 10keV, vemos que para el ^{210}Bi se tiene un efecto de borde mayor que el ^{210}Pb , por lo que tendremos muchos electrones que apenas dejen energía en el volumen sensible y de ahí la contribución a baja energía del ^{210}Bi sea más elevada de los esperado.

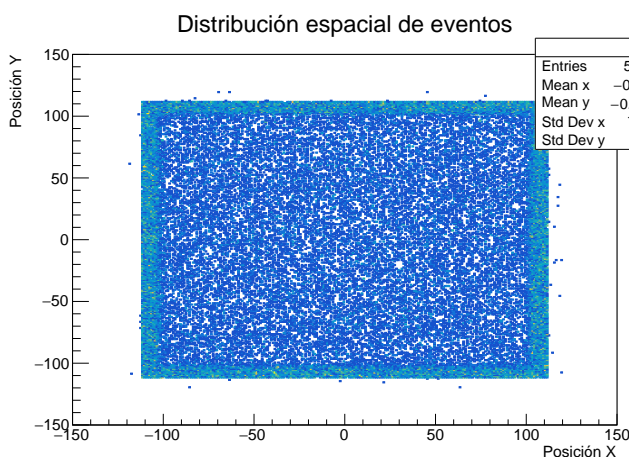


Figura 5.19: Distribución de la deposición de energía del ^{210}Pb . Energía en el rango [0:10]keV

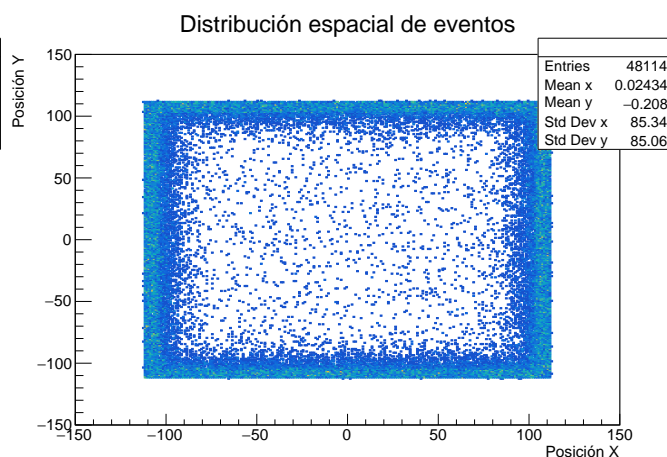


Figura 5.20: Distribución de la deposición de energía del ^{210}Bi . Energía en el rango [0:10]keV

6. Conclusiones

En este trabajo hemos visto las diferentes evidencias de la existencia de Materia Oscura, así como sus tipos de detección. También hemos visto la importancia de la progenie del ^{222}Rn en detectores de Materia Oscura, especialmente para aquellos que requieran comprender el espectro de fondo en el que se tenga contaminación de alfas, ya que pocos procesos generan eventos de baja y tan alta energía.

En concreto para el experimento TREX-DM es muy conveniente las pruebas de que parte de su espectro de fondo no identificado previamente pueda ser causado por la contaminación de ^{222}Rn . Además, la teoría de que este espectro cuadra bien con el experimento es que con las mejoras que reducen las alfas se reducen también los eventos de baja energía de fondo, por lo que no es descabellado pensar que ambos eventos estén relacionados de una u otra manera y debido a la localización del detector bajo una montaña, donde las rocas pueden emanar este radón debido a la cadena radiactiva del ^{283}U .

Finalmente dar algunos posibles futuros pasos que permitan aumentar la eficacia de este análisis, en el que se podrían elegir límites inferiores de sensibilidad en la energía para recrear aún más las condiciones reales del experimento, aumentar el número de eventos simulados. También aumentar la precisión de los resultados, entrar a un ajuste más fino haciendo uso de procesamiento más eficientes que criben de manera más real los eventos simulados, y finalmente, contar con espectros reales del experimento TREX-DM para configurar más un espectro de fondo asociado a los datos de la simulación.

Referencias

- [1] Mark G Aartsen et al. “The IceCube Neutrino Observatory: instrumentation and online systems”. En: *Journal of Instrumentation* 12.03 (2017), P03012.
- [2] Konrad Altenmüller et al. “REST-for-Physics, a ROOT-based framework for event oriented data analysis and combined Monte Carlo response”. En: *Computer Physics Communications* 273 (2022), pág. 108281.
- [3] J Amaré et al. “First results on dark matter annual modulation from the ANAIS-112 experiment”. En: *Physical review letters* 123.3 (2019), pág. 031301.
- [4] A. Arbey y F. Mahmoudi. “Dark matter and the early Universe: A review”. En: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 119 (jul. de 2021), pág. 103865. ISSN: 0146-6410. DOI: [10.1016/j.pnpnp.2021.103865](https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2021.103865). URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.pnpnp.2021.103865>.
- [5] R Bernabei et al. “First results from DAMA/LIBRA–phase2”. En: *Nuclear and Particle Physics Proceedings* 303 (2018), págs. 74-79.
- [6] Gianfranco Bertone, Dan Hooper y Joseph Silk. “Particle dark matter: evidence, candidates and constraints”. En: *Physics Reports* 405.5–6 (ene. de 2005), págs. 279-390. ISSN: 0370-1573. DOI: [10.1016/j.physrep.2004.08.031](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2004.08.031). URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2004.08.031>.
- [7] David Díez Ibáñez, Theopisti Dafni e Igor García Irastorza. “Detección de WIMPs con el detector TREX-DM”. En: (2019).
- [8] Albert Einstein. “Lens-like action of a star by the deviation of light in the gravitational field”. En: *Science* 84.2188 (1936), págs. 506-507.
- [9] Juan Antonio García Pascual e Igor García Irastorza. “” En: (2015). Presentado: 05 06 2015.

- [10] *GEANT4*. URL: <https://geant4.web.cern.ch/>.
- [11] Javier Gracia Garza e Igor García Irastorza. “Micromegas for the search of solar axions in CAST and low-mass WIMPs in TREX-DM”. En: (2015). Presentado: 05 11 2015.
- [12] FJ Iguaz et al. “TREX-DM: a low-background Micromegas-based TPC for low-mass WIMP detection”. En: *The European Physical Journal C* 76 (2016), págs. 1-28.
- [13] *National Nuclear Data Center, information extracted from the NuDat database*. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>.
- [14] Leszek Roszkowski, Enrico Maria Sessolo y Sebastian Trojanowski. “WIMP dark matter candidates and searches—current status and future prospects”. En: *Reports on Progress in Physics* 81.6 (2018), pág. 066201.
- [15] *Table of Radioactive Isotopes (210Pb)*. URL: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=820210>.
- [16] Christopher W. Walter. “The Super-Kamiokande Experiment”. En: *Neutrino Oscillations*. WORLD SCIENTIFIC, mar. de 2008, págs. 19-43. ISBN: 9789812771971. DOI: [10.1142/9789812771971_0002](https://doi.org/10.1142/9789812771971_0002). URL: http://dx.doi.org/10.1142/9789812771971_0002.
- [17] Fritz Zwicky et al. “The redshift of extragalactic nebulae”. En: *Helv. Phys. Acta* 6.110 (1933), pág. 138.