



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

SIMULACIÓN MONTECARLO DEL TRANSPORTE DE
NEUTRONES EN EL EXPERIMENTO PICO60

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

Licenciado en Física

PRESENTA:

Noel Alberto Cruz Venegas

TUTOR:

Dr. Eric Vázquez Jáuregui

México, CDMX, 2017





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Hoja de Datos del Jurado

1. Datos del alumno

Cruz

Venegas

Noel Alberto

951 50 96 906

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

412002559

2. Datos del tutor

Dr.

Eric

Vázquez

Jáuregui

3. Datos del sinodal 1

Dr.

Juan

Carlos

D'Olivo

Saez

4. Datos del sinodal 2

Dra.

Myriam

Mondragón

Ceballos

5. Datos del sinodal 3

Dr.

Eduardo

Peinado

Rodríguez

6. Datos del sinodal 4

Dr.

José

Octavio

Valenzuela

Tijerino

7. Datos del trabajo escrito

Simulación Montecarlo del transporte de neutrones en el experimento PICO60

116 pp

2017



"Si viéramos realmente el Universo, tal vez lo entenderíamos"
Jorge Luis Borges

Esta página ha sido intencionalmente dejada en blanco.

*A mis padres, María y Álvaro.
Para mi hermana, Juliette Irene.
Es verdad que sin su ayuda hubiera sido imposible llegar hasta aquí ...*

Agradecimientos

Me gustaría usar este espacio para dar un agradecimiento a todas aquellas personas que han contribuido a la culminación de este trabajo y de una etapa más en mi vida. Pretendo que cuando me leas y te enteres de que he hecho realidad mi sueño de ser físico puedas identificarte y alegrarte por ello.

En primer lugar, me gustaría agradecer a mi asesor de tesis, el Dr. Eric Vázquez Jáuregui. Su generosa y sabia guía, han sido determinantes a lo largo de 2 años en los que he aprendido y descubierto una línea de investigación en la que mis intereses por la física de altas energías, física nuclear y cosmología confluyen apasionadamente. Agradezco su paciencia, profesionalismo, disposición y objetividad.

Ha sido fortuito contar con los comentarios del comité de tesis, a quien agradezco su disponibilidad para revisar mi trabajo y enriquecerlo con sus críticas constructivas.

A la UNAM, en específico a la Facultad de Ciencias y el Instituto de Física. Será imposible retribuir aunque sea en una ínfima parte lo mucho que me ha dado. Deseo agradecer a mis amigos por sus consejos y atento oído, los momentos compartidos y lo añejo del tiempo, que agrega sabor a la vida.

Me siento afortunado y muy agradecido con los programas de investigación que me han permitido viajar, conocer, experimentar y vivir a lo largo y ancho de Norteamérica. Muchas gracias a todas las agencias gubernamentales, instituciones, laboratorios, investigadores, estudiantes y amigos que compartieron conmigo su espacio-tiempo, risas, pláticas, comidas y experiencias.

A los tres mosqueteros, el hindú, el hyperchambas y el monjeño. Muchas gracias por convertir momentos difíciles y tristes en una avalancha de cambios hacia una mejor versión de mí mismo.

A mi familia, por haber soportado mi ausencia durante 5 largos años y confiar en la madurez de mis decisiones en mi deseo de estudiar física. A mis primos y tíos, por su apoyo incondicional en la CDMX y en los EUA. A mis abuelos por ser fuente de inspiración y amor desde que tengo uso de razón. Todo esto es y ha sido para ustedes.

Hago un agradecimiento a la Secretaría Técnica de Cómputo del IFUNAM por el acceso al supercómputo, al cluster mingus, y al Ing. Carlos López Natarén encargado del mantenimiento del mismo. *Esta investigación fue posible gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM IA100316. Agradezco a la DGAPA-UNAM la beca recibida.*

Esta página ha sido intencionalmente dejada en blanco.

Índice general

Índice de figuras	IX
Índice de tablas	XIII
Introducción	1
1. La materia oscura	5
1.1. Evidencias	5
1.1.1. Relación masa/luminosidad de galaxias y cúmulos de galaxias	5
1.1.2. Curvas de rotación de galaxias	6
1.1.3. Radiación cósmica de fondo	7
1.1.4. Lentes gravitacionales	8
1.1.5. Nucleosíntesis primordial	9
1.1.6. Cúmulo Bala	10
1.1.7. Formación de estructuras cósmicas	11
1.2. Propiedades	11
1.2.1. Imperativos	11
1.2.2. Más allá del Modelo Estándar	12
1.3. Candidatos	12
1.3.1. Materia bariónica	13
1.3.2. Neutrinos estériles	13
1.3.3. WIMP	13
1.3.4. WISP	14
2. Detección y búsqueda de WIMP	17
2.1. Detección directa de WIMP	17
2.1.1. Dispersión elástica WIMP-núcleo	18
2.1.2. Efectos observables de dispersiones WIMP-núcleo	20
2.2. Detección indirecta de WIMP	22
2.3. Investigación en el LHC	23

3. Los detectores de líquido sobrecalentado	25
3.1. Cámaras de burbujas	25
3.1.1. Modelo de <i>Hot Spike</i>	27
3.1.2. Radio crítico	27
3.1.3. Energía crítica	27
3.2. Las cámaras de burbujas como detectores de materia oscura	28
3.3. PICO60	29
3.3.1. Descripción del detector	29
3.3.2. Eficiencia de nucleación	30
3.3.3. Principio de funcionamiento	31
3.3.4. Programa de física de PICO60	33
4. Ruido de fondo en PICO60	35
4.1. Neutrones	35
4.1.1. Neutrones radiogénicos	35
4.1.2. Neutrones cosmogónicos	37
4.2. Partículas α	39
4.3. Radiación γ	39
4.4. Neutrinos	40
4.5. Ruidos anómalos	40
5. Estudio del ruido de fondo debido a neutrones en el experimento PICO60	43
5.1. Pruebas de radiopureza	43
5.2. Cálculo de producción de neutrones	44
5.3. Simulaciones Montecarlo	44
5.4. GEANT4	45
5.5. Geometría de PICO60	46
5.5.1. FASTRAD	46
5.5.2. CADMesh	47
5.5.3. SolidWorks	47
6. Caracterización del ruido de neutrones en PICO60	49
6.1. Cálculo de la tasa de producción de neutrones	49
6.2. Propagación de neutrones en GEANT4	51
6.3. Estimación del ruido de neutrones para un año	52
6.4. Ruido total debido a neutrones para un año	60
6.5. Comparación Montecarlo vs PICO60 con C_3F_8	61
7. Conclusiones	63
7.1. El ruido de fondo debido neutrones en el experimento PICO60	63
7.2. Comentarios finales y reflexiones	64
A. Código para la selección de eventos Montecarlo y cálculo del ruido de fondo debido a neutrones	67

B. Tablas con la información necesaria para el cálculo de la tasa de producción de neutrones	75
C. Ruido de fondo debido a neutrones para cada componente y radioisótopo de PI-CO60 en un año	81
Bibliografía	91

Esta página ha sido intencionalmente dejada en blanco.

Índice de figuras

1.1.	Curvas de rotación de galaxias espirales tal como las midió Vera Rubin (1). La mayoría de las galaxias muestran un <i>aplanamiento</i> en la velocidad para r grandes.	7
1.2.	Espectro de potencias de las fluctuaciones de temperatura del CMB observadas por el satélite Planck. Las fluctuaciones son graficadas a diferentes escalas angulares en el cielo (2). Los puntos rojos con barras de error son los datos del satélite. La región verde representa el Modelo Estándar de la Cosmología (Λ CDM).	8
1.3.	Vista del efecto de lente gravitacional del cúmulo de galaxias Abell 2218 visto por el Telescopio Espacial Hubble (3).	9
1.4.	El cúmulo Bala: Resultado de una colisión de cúmulos de galaxias. En color rosa se muestra la materia bariónica cuya distribución fue obtenida por medio de rayos X, y en azul la materia oscura, deducida de cálculos con lentes gravitacionales (4).	10
1.5.	Los candidatos a partículas de materia oscura (5) se encuentran en un rango comprendido entre $10^{-31} < m_\chi < 10^{48}$ GeV.	12
2.1.	Una compilación de límites en secciones eficaces para WIMP-núcleo independiente del espín (curvas sólidas). En los contornos cerrados sombreados se muestran las regiones donde se excluyeron señales debidas a WIMP. Las proyecciones para los futuros experimentos son las curvas punteadas y semi-punteadas (6). Para consultar los límites de exclusión más actuales, véase (7).	18
2.2.	Los datos recolectados por DAMA (incluyendo DAMA/LIBRA) son consistentes con una modulación anual debido a partículas de materia oscura en el halo galáctico.	22
3.1.	Trayectorias de electrones y positrones. Forman parte de una cascada de partículas moviéndose de derecha a izquierda a través de una cámara de burbujas de Neón-Hidrógeno. Esta fotografía fue tomada en la <i>Big European Bubble Chamber</i> en el CERN (8).	26

3.2. Poder de frenado instantáneo vs la energía para diferentes partículas. En las regiones verde y morada, se muestran los valores correspondientes a dE/dx y energías umbrales para los que ocurre la nucleación de burbujas a una temperatura de 40 °C. De acuerdo a la teoría de Seitz (9), las nucleaciones de burbujas ocurrirán sólo cuando el fluido sobrecalentado se encuentre en las presiones limitadas por las regiones coloreadas. Nótese la imposibilidad de nucleaciones debido a electrones.	28
3.3. Dibujo CAD del interior de la cámara de burbujas PICO60.	30
3.4. Los mejores ajustes para las curvas de eficiencia del Flúor (negro) y Carbono (rojo) para una $E_{Umbral} = 3.2$ keV. La banda azul muestra el umbral energético calculado de acuerdo a la teoría de Seitz.	31
3.5. En la fase (a) ocurre la expansión del C_3F_8 hasta alcanzar el estado de sobrecalentado. Cuando se crea una burbuja, se activa el disparador para las cámaras y los sensores piezocerámicos, esto sucede en la etapa (b) y (c). Finalmente, en la etapa (d) la presión se incrementa para detener el crecimiento de la burbuja y el ciclo se vuelve a repetir (10).	32
3.6. En azul se muestran los límites de exclusión de PICO60 C_3F_8 para la sección eficaz WIMP-protón en un 90% C.L. comparado con otros experimentos. La región morada representa el espacio de parámetros del modelo mínimo supersimétrico (11). Entre PICO60 C_3F_8 y PICO60 CF_3I hay un factor de mejora de 17.	33
4.1. Cadenas de decaimiento para ^{238}U , ^{235}U y ^{232}Th	37
4.2. Flujo de muones vs la profundidad de varios laboratorios subterráneos en el mundo (12). La unidad <i>m.w.e</i> significa <i>metros de agua equivalente</i> . Es usada para normalizar el efecto de blindaje para diferentes tipos de roca y entonces puede ser comparado con la altura de un blindaje de agua.	38
4.3. La deposición no localizada de la radiación γ , permite fijar una energía umbral para reducir la probabilidad de nucleación hasta 1 en 10^{10} . El punto grande en cian, representa la calibración de PICO60 C_3F_8 con GEANT4.	40
5.1. Comparación entre la geometría real de PICO60 y 2 de sus esquemas de representación en la simulación Montecarlo en GEANT4.	48
6.1. El espectro de la producción de neutrones para U238 con origen en fisión espontánea, neutrones retardados y (α, n) . Nótese el eje vertical en escala logarítmica.	50
6.2. El espectro de la producción de neutrones para Th232 con origen en fisión espontánea, neutrones retardados y (α, n) . Nótese el eje vertical en escala logarítmica.	50
6.3. El espectro de la producción de neutrones para U235 con origen en fisión espontánea, neutrones retardados y (α, n) . Nótese el eje vertical en escala logarítmica.	51
6.4. Componentes internos del envase de presión.	53

6.5. Componentes del envase de presión.	54
6.6. Retrorreflector.	55
6.7. Componentes externos del envase de presión.	56
6.8. Componentes internos del envase de presión.	57
6.9. Sistema de adquisición de datos.	58

Esta página ha sido intencionalmente dejada en blanco.

Índice de tablas

6.1. Otros ruidos de fondo debidos a neutrones.	59
6.2. Contribuciones al ruido de fondo de los componentes de PICO60 debido a (α, n), fisión espontánea y neutrones retardados con origen en las cadenas de decaimiento de U235, Th232 y U238.	60
B.1. Producción total de neutrones [n/s/g/ppb $\pm 10\%$].	76
B.2. Masa total de los componentes de PICO60 [g $\pm 1\%$].	77
B.3. Magnitud de la traza de radioisótopos K [ppb].	78
B.4. Número de eventos simulados.	79

Esta página ha sido intencionalmente dejada en blanco.

Introducción

Presentación

Una gran cantidad de evidencia en todas las escalas de magnitud de la cosmología y la astrofísica, sugiere la existencia de la materia oscura, la cual constituye el $22.7 \pm 1.4\%$ del Universo (2).

Las primeras evidencias, se remontan a los años 30's cuando el astrónomo Fritz Zwicky se dio cuenta que las galaxias en el cúmulo Coma se movían lo suficientemente rápido como para poder ser explicado por el material luminoso presente en él. Zwicky postuló la existencia de masa adicional como causante de la fuerza gravitacional que aceleraba el movimiento de las galaxias (13). Fue hasta el trabajo de Ford y Vera Rubin en la década de los 70's (1), que la misma inexplicable aceleración de la velocidad de las órbitas fue encontrada en muchas más galaxias.

La necesidad de materia no emisora de radiación electromagnética (oscura), ha venido siendo cada vez más y más convincente con el cálculo de masas de cúmulos de galaxias vía lentes gravitacionales (14) y radiación X, mediciones de la radiación del fondo cósmico de microondas (2) y la abundancia de elementos ligeros (15).

La naturaleza de la materia oscura es una de las preguntas más fundamentales que enfrenta la física de partículas y la cosmología actualmente. Una gran cantidad de estrategias han sido ideadas para identificarla. Módulos espaciales, cristales de *NaI* en las profundidades de la Antártida, aceleradores de partículas y detectores en el fondo del mar Mediterráneo, ferozmente buscan la interacción de la materia oscura con la materia ordinaria.

En Greater Sudbury, Canadá, está localizado a 2 km bajo tierra el laboratorio más limpio y segundo más profundo del mundo: SNOLAB (16). Aquí, la colaboración PICO explora y desarrolla la tecnología de las cámaras de burbujas, basándose en el uso de líquidos sobrecalentados. El proyecto, promete probar la existencia de las partículas de materia oscura más aceptadas: partículas masivas débilmente interactuantes o WIMP (17).

Las cámaras de burbujas PICO pertenecen al grupo de detección directa de materia oscura. Estos últimos, aprovechan el movimiento natural del sistema solar a través de un supuesto halo de materia oscura que nos envuelve (18). Como resultado, una gran cantidad de partículas de materia oscura viajan a través de la cámara de burbujas. De todas ellas, se espera que una ínfima fracción se disperse elásticamente con uno o varios núcleos, y depositen una pequeña cantidad de energía.

La energía depositada en el caso de las cámaras de burbujas de PICO, da lugar a la forma-

ción de burbujas, lo cual permite medir la posición mediante el uso de cámaras fotográficas y la discriminación de partículas α y retrocesos nucleares por el sonido emitido cuando la burbuja es creada (19).

Objetivo

Las secciones eficaces teóricas predichas debido al retroceso nuclear de una WIMP, alcanzan valores hasta el orden de 10^{-12} pb. Alcanzar extremadamente pequeñas secciones eficaces, involucran el conocimiento de la identidad de los eventos, de tal manera que sea posible distinguirlos de los debidos a WIMP.

En solo en una década, la tecnología de detección directa de materia oscura ha crecido en sección eficaz 8 órdenes de magnitud, desde 10^{-4} pb hasta 10^{-12} pb.

Ello, solo ha sido logrado a partir del desarrollo de algoritmos computacionales, nuevas técnicas de detección y la reducción y caracterización de la radiación que puede imitar el comportamiento de un retroceso nuclear debido a una WIMP. Este tipo de radiación, recibe el nombre de ruido de fondo.

El conocimiento del ruido de fondo y la habilidad para suprimirlo o discriminarlo, es esencial para estimar la sensibilidad del experimento en cuestión, interpretar datos experimentales y el diseño de futuros experimentos (20). Esto representa uno de los retos más desafiantes de los experimentos de detección directa de materia oscura; entre ellos PICO.

Planteamiento del problema

Los principales ruidos de fondo provienen de radioimpurezas en la construcción del detector, los neutrones provenientes de las reacciones (α, n), neutrones retardados, reacciones de fisión, rayos cósmicos y sus productos secundarios así como la activación de los materiales del detector durante su exposición en la superficie terrestre.

De todos los ruidos de fondo, los neutrones son los más difíciles de identificar y caracterizar. Resolver analíticamente la interacción de neutrones con la materia ordinaria es muy difícil, por lo que el uso de métodos Montecarlo se hace presente (21).

Entonces, es posible hacer una estimación del número de neutrones que se espera causen una señal parecida a la de una WIMP (22). En este trabajo, se presentan las estimaciones del ruido de fondo debido a neutrones para la cámara de burbujas de PICO más actual: PICO60.

Metodología

Mediante el uso de los método Montecarlo incorporados al software GEANT4 (23), se realizó una estimación del número de eventos debido a neutrones que generan retrocesos nucleares en el líquido activo (C_3F_8) en un año. Con el objetivo de lograr una simulación en GEANT4 lo más fidedigna posible en términos geométricos, se hizo uso de los software de diseño asistido por computadora (CAD) SolidWorks y FREECAD para estudiar la directa incorporación a GEANT4. Después de explorar varios enfoques, las bibliotecas del software

CADMesh (24) fueron implementadas en GEANT4 para la lectura directa de archivos CAD en formato STL.

Luego, usando el software SOURCES-4C, la composición exacta de cada parte de PICO60 y las mediciones de trazas de radioisótopos presentes en los mismos, se calculó el espectro de energía y producción de neutrones debido a reacciones (α, n) , neutrones retardados y fisión espontánea. Con esta información de antemano, se propagó en GEANT4 el espectro de neutrones hacia el líquido activo C_3F_8 y se evaluó el número de eventos esperado para cada cadena de radioisótopos y componente de PICO60.

Contribuciones

En base a la documentación interna de la colaboración PICO60, en combinación con algunas masas y volúmenes medidos indirectamente con el software SolidWorks, se compilaron las siguientes tablas de información para cada componente simulado de PICO60.

- Concentración de las trazas de U238, Th232 y U235 (apéndice B.3).
- Obtención de las dimensiones y posiciones de los volúmenes de la clase de GEANT4 `G4GeneralParticleSource` (GPS).
- Masas totales para cada componente de PICO60 simulado (apéndice B.2).
- Producción de neutrones en unidades de n/g/s/ppb (apéndice B.1).

Adicionalmente, el número de retrocesos nucleares debido a neutrones en el líquido activo, se estudió en función del número de dispersiones. Los resultados anteriores, fueron ajustados usando la curva de eficiencia de nucleación (véase sección 3.3.2) para retrocesos neutrón-Carbón y neutrón-Flúor respectivamente.

La comparación de los eventos predichos por el Montecarlo y los observados por PICO60 con C_3F_8 en su primer búsqueda de WIMP (11), es la siguiente:

	1 evento	Total eventos múltiples
<i>Montecarlo (este trabajo)</i>	0.32 ± 0.12	1.19 ± 0.41
<i>Datos experimentales</i>	0	3

con todo lo anterior, se ha llegado a la conclusión de que tras la aplicación de pruebas de significación al Montecarlo, éste es consistente con la toma de datos de PICO60 (véase capítulo 6 y 7).

Estructura de la tesis

En el capítulo 1, se presentan las principales evidencias que han sugerido a la materia oscura como solución a distintos problemas de la astrofísica y cosmología. Asimismo, contiene una

discusión de sus propiedades. Una breve introducción a los candidatos a materia oscura con origen en extensiones más allá del Modelo Estándar, es presentada aquí.

El capítulo 2, consiste de una revisión de los esquemas de detección de materia oscura: detección directa, detección indirecta y producción en el LHC. En este capítulo, se hace un especial énfasis en la detección directa de materia oscura y los fundamentos en los cuales está basada. También se describe la tasa de eventos de la interacción y los observables de la dispersión WIMP-núcleo en detectores terrestres.

El uso de las cámaras de burbujas en forma de detectores de líquido sobrecalentado desde una perspectiva histórica y los retos en su adaptación a la detección de materia oscura, es tema del capítulo 3. Por consiguiente, en este capítulo se ofrece una introducción al principio de funcionamiento, características principales y programa de física de PICO60.

El capítulo 4, es dedicado a la descripción y técnicas de discriminación, reducción y caracterización de las principales fuentes de ruido de fondo que limitan la detección de WIMP en PICO60.

El trabajo que concierne a esta tesis, es tema de los capítulos 5, 6 y 7. El capítulo 5, explora el uso de los métodos Montecarlo del software GEANT4 y SOURCES-4C en la caracterización del ruido de fondo debido a neutrones con origen en las reacciones (α, n) , neutrones retardados y fisión espontánea. Asimismo, se ofrece una descripción del uso de CADMesh, FREECAD y SolidWorks en la incorporación del modelo CAD de PICO60 en la geometría de GEANT4.

En el capítulo 6, se presenta la estimación para el ruido de fondo debido a neutrones. Este capítulo proporciona una descripción de la estimación del ruido de fondo radiogénico, así como también la explicación del proceso seguido para su obtención. Finalmente, el capítulo 7 es dedicado a las conclusiones y una descripción general del presente trabajo.

La materia oscura

Después de varias décadas de observaciones cosmológicas, se ha concluido que gran parte del material que forman las galaxias, cúmulos de galaxias y las estructuras que forman el Cosmos es no-luminoso u oscuro. Las evidencias provienen de mediciones precisas de las curvas de rotación de las galaxias (1), los cálculos de la masa de cúmulos de galaxias vía lentes gravitacionales, mediciones en la radiación cósmica de fondo (25) y la abundancia de elementos ligeros (26).

Adicionalmente, simulaciones cosmológicas basadas en Λ CDM (*Cold Dark Matter*) han predicho la estructura del Universo actual. El consenso logrado, adquiere relevancia cuando dicho modelo sólo cuenta con 6 parámetros libres dando predicciones para la radiación cósmica de fondo (27). En este modelo, que todavía permanece como un paradigma, indica que nuestro Universo es espacialmente plano y compuesto de $4.56 \pm 0.16\%$ materia ordinaria, $22.7 \pm 1.4\%$ materia oscura y $72.8^{+1.5}_{-1.6}\%$ energía oscura (2).

Sin embargo, la naturaleza de la materia oscura ha soslayado de ser conocida en sus propiedades, números cuánticos y acoplamiento con la materia bariónica (ordinaria). Esta escasez, ha sido aprovechada por las predicciones del Modelo Estándar (ME) para explicar dentro del marco de la materia oscura fenómenos que propiamente no pueden ser explicados dentro de esta bella teoría.

La posible conexión de la Física más allá del Modelo Estándar, con el problema de la materia oscura hace que sea un problema fascinante. Al no haber ninguna evidencia experimental convincente; por cielo, mar y tierra, la caza de la materia oscura ocurre en más de 24 órdenes de magnitud energéticos y espaciales. Entremos en detalle a continuación.

1.1. Evidencias

1.1.1. Relación masa/luminosidad de galaxias y cúmulos de galaxias

Midiendo la masa M y la luminosidad L de una galaxia o cúmulos de galaxias, el cociente $\Upsilon = M/L$ puede ser calculado y ser comparado con el M_{\odot}/L_{\odot} del Sol. Los valores para galaxias son del orden de $10 M_{\odot}/L_{\odot}$ y de alrededor de $100 M_{\odot}/L_{\odot}$ para cúmulos de galaxias.

Mientras transcurría el año 1933, el astrónomo suizo Fritz Zwicky midió la masa del cúmulo de galaxias Coma aplicando el Teorema del Virial¹. Él, encontró que $\Upsilon = 100M_{\odot}/L_{\odot}$, siendo

¹ $2\langle E_{cinética} \rangle + \langle E_{potencial} \rangle = 0$

quien por primera vez, propuso la existencia de materia de carácter no visible (13).

La obtención de masas de galaxias y cúmulos de galaxias durante las últimas décadas, ha sido transferida al uso de mediciones con lentes gravitacionales y medición de rayos-X en el gas caliente de los cúmulos. Los resultados históricos de Zwicky y demás actuales con valores mucho mayores que M_{\odot}/L_{\odot} del Sol, se explican debido en parte a que la mayor cantidad de materia en estos objetos no reside en el material visible, sino en materia que no emite luz.

1.1.2. Curvas de rotación de galaxias

Una de las pruebas más convincentes de la materia oscura, proviene de la medición de las curvas de rotación de galaxias espirales (1). La parte visible de las galaxias espirales, consiste de una protuberancia esférica en el centro y un disco delgado que se extiende a los extremos.

La velocidad tangencial $v(r)$ de una estrella con masa m que gira en una galaxia con masa $M(r)$ a una distancia r del centro galáctico puede ser determinada igualando la fuerza gravitacional y centrífuga (25).

$$\frac{mv(r)^2}{r} = \frac{GmM(r)}{r^2} \quad (1.1)$$

de donde se obtiene

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.2)$$

como $M(r) \equiv 4\pi \int \rho(r)r^2 dr$ donde $\rho(r)$ es el perfil de la densidad de masa de la galaxia, para la protuberancia esférica en el centro de la galaxia se obtiene $M(r) \propto r^3$, en tanto que para los extremos $M(r) = \text{constante}$. Luego, la velocidad $v(r)$ debe crecer proporcionalmente a r dentro del centro de la galaxia y decrecer proporcionalmente a $\frac{1}{\sqrt{r}}$ en los extremos.

En la década de los 70's, la astrónoma estadounidense Vera Rubin midió $v(r)$ de la Vía Láctea y otras galaxias utilizando el corrimiento al rojo de la línea de 21 cm de Hidrógeno (véase figura 1.1). Las observaciones, mostraron que las curvas de rotación permanecían constante hasta radios cercanos a los extremos de la galaxia implicando que $M(r) \propto r$.

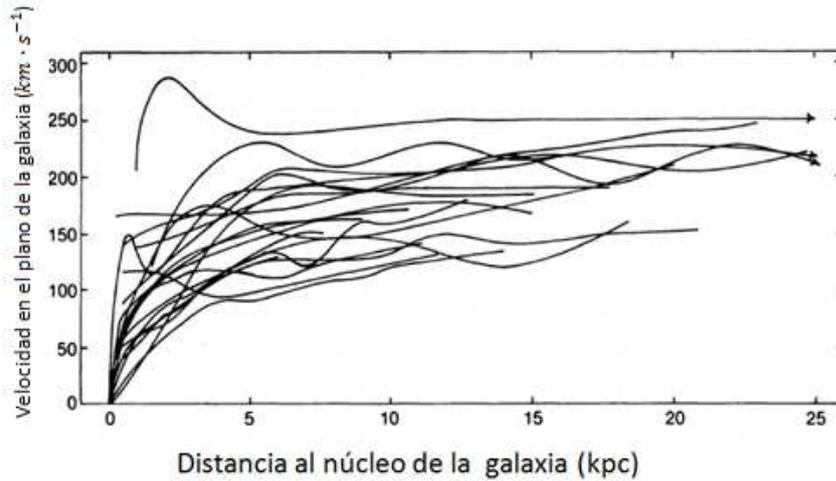


Figura 1.1: Curvas de rotación de galaxias espirales tal como las midió Vera Rubin (1). La mayoría de las galaxias muestran un *aplanamiento* en la velocidad para r grandes.

Esto sólo puede ser explicado si la parte visible de la galaxia está inmersa en un halo de materia oscura que contribuye con el 80-90% de la masa total (25).

1.1.3. Radiación cósmica de fondo

La radiación cósmica de fondo (CMB) fue descubierta por Penzias y Wilson en 1954 cuando estaban tratando de entender un ruido inexplicable en una antena de radio (28). Estudios de la misma época, interpretaron la radiación cósmica de fondo como la radiación que sobrevivió cuando los fotones se desacoplaron de la materia en el Universo temprano. El espectro del CMB es bien descrito por la radiación de cuerpo negro con $T = 2.7255$ K, y representa uno de los pilares que soportan el modelo del Big Bang.

Los experimentos en satélites espaciales COBE, WMAP y recientemente Planck, han descubierto que el CMB es isótropo hasta una parte entre 1000000. Estas pequeñas desviaciones de la temperatura en la dirección \mathbf{n} de su valor promedio, pueden expandirse en términos de armónicos esféricos (25)

$$\frac{\Delta T(\mathbf{n})}{T} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} a_{lm} Y_{lm}(n) \quad (1.3)$$

la correlación es medida entre las direcciones m y n separadas por un ángulo θ (con $n \cdot m = \cos\theta$). Cuando se promedia todas las direcciones separadas por el ángulo θ se obtiene la función de correlación $C(\theta)$, que se puede expandir en polinomios de Legendre (25)

$$C(\theta) = \left\langle \left(\frac{\Delta T(n)}{T} \right) \left(\frac{\Delta T(m)}{T} \right) \right\rangle = \frac{1}{4\pi} \sum (2l+1) C_l P_l(\cos\theta) \quad (1.4)$$

el espectro al ser graficado (véase figura 1.2) como una función de multipolos l , proporciona información de parámetros cosmológicos por la altura de los picos y valles.

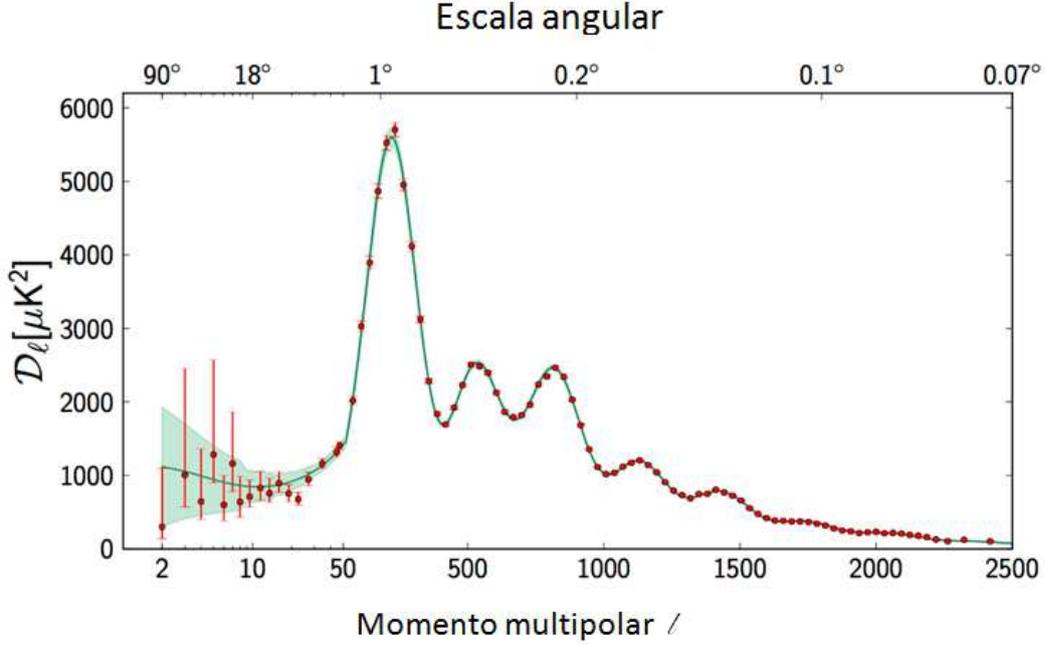


Figura 1.2: Espectro de potencias de las fluctuaciones de temperatura del CMB observadas por el satélite Planck. Las fluctuaciones son graficadas a diferentes escalas angulares en el cielo (2). Los puntos rojos con barras de error son los datos del satélite. La región verde representa el Modelo Estándar de la Cosmología (Λ CDM).

El pico más pronunciado de la figura 1.2, se explica con el efecto Doppler que la luz sufre cuando viaja en línea recta en un Universo plano. Mientras tanto, el segundo pico implica que el 5% del Universo está constituido de materia ordinaria. El ajuste con el segundo y tercer pico implican que el 26% del Universo está constituido por materia no bariónica.

1.1.4. Lentes gravitacionales

Si un fotón pasa alrededor de un objeto de masa M a una distancia mínima b , su trayectoria será desviada por un ángulo dado por

$$\alpha = \frac{4GM}{bc^2} \quad (1.5)$$

(G = constante de gravitación universal, c = constante de la velocidad de la luz). En similitud con las lentes ópticas, el objeto actúa como una lente gravitacional pudiendo ser su masa determinada a partir del ángulo de deflexión (29). Para el caso de objetos suficientes masivos, tales como galaxias y cúmulos de galaxias es posible observar múltiples imágenes de la fuente emisora de fotones. Este fenómeno recibe el nombre de lente gravitacional fuerte, véase un ejemplo en la figura 1.3.

Si se trata de lentes gravitacionales débiles, los fotones pasan varios lentes gravitacionales en su camino a la Tierra, proporcionando con ello información detallada de la distribución y cantidad de materia de cualquier naturaleza, particularmente materia oscura.

Por otro lado, para estrellas situadas en nuestra galaxia, la deflexión causada en la luz es pequeña como para ser medida. No obstante, sí es posible medir un pequeño cambio transitorio en la luminosidad de la fuente. El fenómeno recibe el nombre de microlente gravitacional (25).

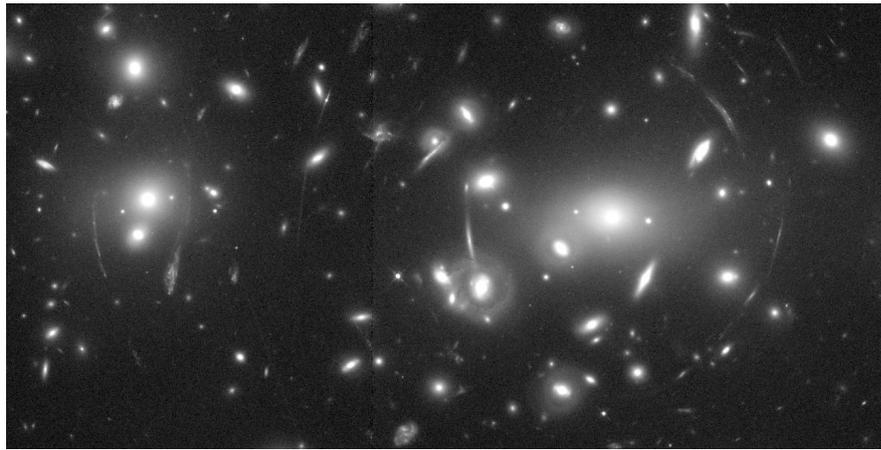
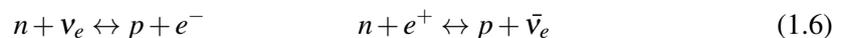


Figura 1.3: Vista del efecto de lente gravitacional del cúmulo de galaxias Abell 2218 visto por el Telescopio Espacial Hubble (3).

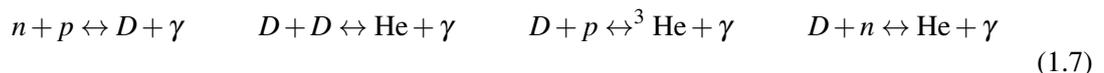
1.1.5. Nucleosíntesis primordial

La nucleosíntesis del Big Bang ofrece una de las pruebas más irrefutables del Universo temprano. Las predicciones de abundancia de elementos ligeros, D , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ y ${}^7\text{Li}$ sintetizados al final de los *3 primeros minutos del Universo* están en completa concordancia con las abundancias obtenidas de datos observacionales (26).

En un principio, los neutrones y protones estuvieron en equilibrio térmico por la interacción débil ($t = 10^{-2}$ s):



para energías de alrededor de 0.1-0.3 MeV ($t = 1-3$ min), prácticamente todos los neutrones comenzaron a convertirse en ${}^4\text{He}$ mediante las reacciones



de donde puede obtenerse que la fracción en masa del ${}^4\text{He}$ es dada por

$$Y = \frac{4N_{\text{He}}}{(4N_{\text{He}} + N_{\text{H}})} \approx 0.24 \quad (1.8)$$

la medición más reciente usando técnicas de espectroscopía cercana al infrarrojo en regiones de alta densidad de HeI , ubica a $Y = 0.2551 \pm 0.0022$ (15). Análogamente, se han determinado las abundancias para ${}^7\text{Li}$ (30) y D (31).

Combinando las abundancias de arriba con los cálculos de la bariogénesis primigenia, se llega a que $\Omega_b h^2$ tiene valores acotados por

$$0.018 < \Omega_b h^2 < 0.023 \quad (1.9)$$

este valor se encuentra en gran acuerdo con los reportados por el experimento Planck pero difiere en cuanto a la densidad bariónica total $\Omega_m h^2 = 0.308 \pm 0.012$ (2). Ello constituye una evidencia de la existencia de materia no bariónica.

1.1.6. Cúmulo Bala

En el año 2006, el Telescopio Chandra observó una de las evidencias más convincentes de materia no emisora de radiación electromagnética (32). La observación correspondió a la colisión de 2 cúmulos de galaxias en 1E 0657-558 ($z = 0.296$) hace 100 Myr (véase figura 1.4)

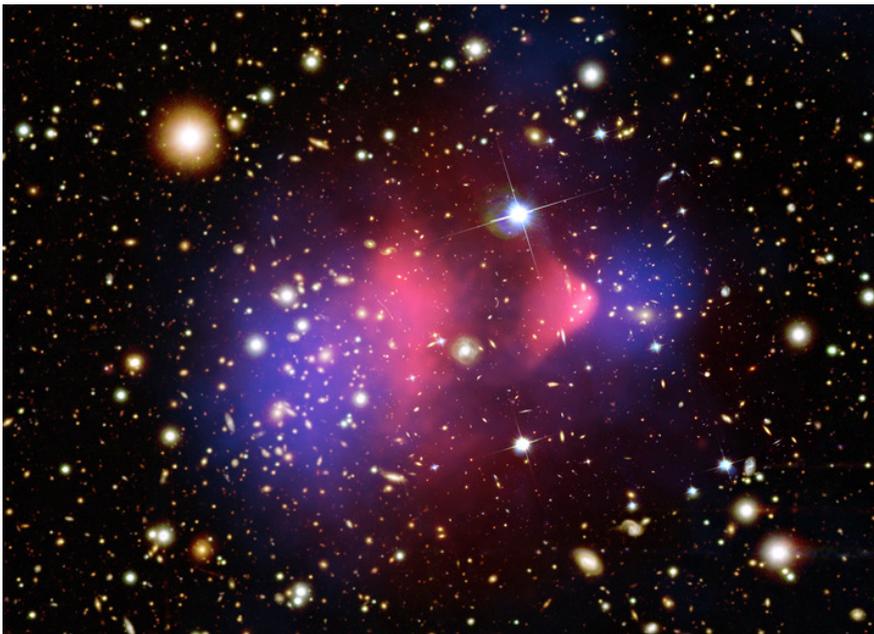


Figura 1.4: El cúmulo Bala: Resultado de una colisión de cúmulos de galaxias. En color rosa se muestra la materia bariónica cuya distribución fue obtenida por medio de rayos X, y en azul la materia oscura, deducida de cálculos con lentes gravitacionales (4).

De acuerdo a las mediciones del potencial gravitacional, usando técnicas de lentes gravitacionales y rayos X, fue posible determinar que la mayor cantidad de materia no estaba en la región donde la materia visible se encontraba. La especulación más aceptada, indica que en el proceso de colisión, la materia oscura traspasó el punto de colisión, mientras que la materia ordinaria se ralentizó y se aglutinó en el centro del nuevo cúmulo.

Sin materia oscura uno esperaría que el potencial gravitacional siguiera el gas intergaláctico, el cual contribuye con cinco veces la masa de las estrellas de las galaxias (33). No obstante, el potencial gravitacional sigue la distribución de las galaxias, lo cual es una fuerte evidencia de la existencia de la materia oscura.

El cúmulo Bala, proporciona la más clara evidencia de la existencia de 2 tipos de materia: materia ordinaria y materia no emisora de radiación electromagnética.

1.1.7. Formación de estructuras cósmicas

Para trazar la distribución de la materia oscura, los experimentos 2DFGRS (2-degree Field Redshift Survey) y SDSS (Sloan Digital Sky Survey) han mapeado la distribución espacial de cúmulos de galaxias y las propiedades físicas de galaxias con bajo corrimiento al rojo (34).

Ambos experimentos, han concluido que la distribución de galaxias lejanas no está esparcida de manera aleatoria. En lugar de ello, se tiene una red de filamentos que rodea enormes regiones de espacio vacío. Esta estructura, no puede ser explicada solamente a partir del resultado del aglutinamiento gravitacional de materia bariónica.

Bajo la hipótesis de la abundancia de partículas de materia oscura débilmente interactuantes antes de la bariogénesis, se puede afirmar que su acoplamiento ocurrió antes del equilibrio térmico. Esto contribuyó a la formación de las estructuras cósmicas observadas y con ello a un aglutinamiento gravitacional temprano.

El uso de simulaciones computacionales ha ayudado a verificar la veracidad de esta hipótesis. El consorcio Virgo, ha hecho uso de $2160^3 \times 10^{10}$ partículas¹ para corrimientos al rojo desde $z = 12$ a la edad actual en una región cúbica² de $500 h^{-1}$ Mpc por lado.

Los resultados obtenidos, imitan la estructura cósmica observada por 2DFGRS y SDSS siendo la presencia de materia oscura no relativista o fría una hipótesis indeleble en la reproducción de los resultados.

1.2. Propiedades

1.2.1. Imperativos

El entendimiento en la cantidad y distribución de materia oscura a varias escalas, ha alcanzado un alto grado de comprensión. De acuerdo a lo expuesto en el subcapítulo anterior, las propiedades de la materia oscura están constreñidas por:

- La reproducción de la abundancia de elementos ligeros en el Universo primigenio, requiere de materia **no bariónica e inerte a interacciones electromagnéticas**. Las oscilaciones acústicas de bariones observadas en la formación de estructuras cósmicas, también dan soporte a estas observaciones.
- Las simulaciones de la estructuras cósmicas del Universo están de acuerdo con las observaciones, si se hace uso de materia no relativista o lo **suficientemente masivas**.

¹Cada partícula, representó en realidad aproximadamente un billón de masas solares de materia oscura.

²h es la constante de Hubble en unidades de $100 \text{ km} \times \text{Mpc}^{-1}$.

1. LA MATERIA OSCURA

- Puede concluirse de la observación del choque de galaxias (Abell2218, cúmulo Bala), que la dinámica **no puede ser explicada por modificaciones a la gravitación**.
- Después del enfriamiento en el Universo temprano, la densidad Ω_{MO} observada en el fondo de radiación cósmico requiere de materia **estable**, y una densidad reliquia que pueda explicar la horizontalidad del Universo actual.

1.2.2. Más allá del Modelo Estándar

Como no hay partículas **estables, neutras, no-bariónicas, masivas e inertes a la interacción electromagnética** en el ME (Modelo Estándar); las condiciones han propiciado un caldo de cultivo de propuestas teóricas (véase figura 1.5). Aunque el mismo ME de manera independiente ya tenía datos experimentales sin explicación, y explicaciones con parámetros fuera de las escalas naturales; la materia oscura se convirtió en tierra fértil para resolverlos atractivamente (35).

Algunos de los planteamientos teóricos que acometen en este contexto son: el problema de jerarquía, número de parámetros del ME, teorías de unificación de fuerzas, momento magnético anómalo del muon y el problema de CP en la interacción fuerte. Véase una discusión interesante en (35).

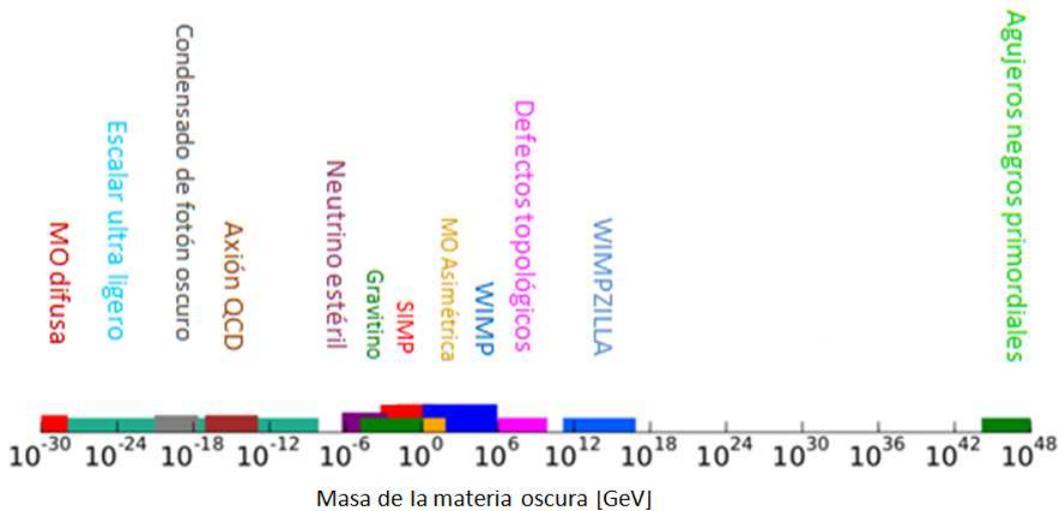


Figura 1.5: Los candidatos a partículas de materia oscura (5) se encuentran en un rango comprendido entre $10^{-31} < m_\chi < 10^{48}$ GeV.

1.3. Candidatos

Actualmente ninguno de los problemas más allá del ME, ha sido resuelto experimentalmente y mucho menos con la trama que ha enmarañado a la identificación de la materia oscura. Ello pone en una situación delicada tanto a cosmólogos como a físicos de altas energías. Para

fortuna nuestra, se ha avivado el sincretismo entre propuestas teóricas con origen en la física de partículas y observaciones astrofísicas y cosmológicas que definen sus propiedades. Algunos ejemplos a continuación.

1.3.1. Materia bariónica

Las primeras ideas en contemplarse, se originaron en candidatos de materia oscura constituidos de conglomerados de objetos astrofísicos no luminosos. Las posibilidades abarcaron planetas, estrellas de neutrones, entre otros objetos.

En este contexto, el fenómeno de microlente gravitacional, fue aprovechado para la búsqueda experimental de materia oscura en forma de objetos astrofísicos llamados Objetos Masivos de Halo Compacto o MACHO (14). Los MACHO podrían ser enanas marrón, estrellas de neutrones, enanas blancas o agujeros negros. Los experimentos MACHO, EROS, EGLOS han fijado límites de masas en el rango entre 0.15 Y $0.9 M_{\odot}$ (36, 37).

Bajo el esquema del reciente descubrimiento de las ondas gravitacionales, los agujeros negros primordiales como candidatos a materia oscura han sido excluidos¹ mediante el estudio de lentes gravitacionales (38)(véase en (39) una discusión detallada).

1.3.2. Neutrinos estériles

Fueron propuestos como candidatos a materia oscura caliente en 1994 por Dodelson, para explicar discrepancias del Λ CDM y observaciones de las estructuras cósmicas a $1-5 Mpc$ (40). Son partículas que sólo interactúan gravitacionalmente y no vía otra interacción del Modelo Estándar.

Neutrinos estériles con energías de keV, que sean no térmicos o sean activos y tengan ángulos de mezcla diferente de cero así como aquellos que sean producto del decaimiento de partículas; son candidatos a materia oscura muy bien motivados teóricamente (41).

Para neutrinos estériles con energías de eV, las regiones excluidas por modelos y datos experimentales globales, limitan el espacio de parámetros para $\Delta m^2 = 1 eV^2$ y $\sin^2 2\theta_{24} = 0.1$. Una observable de estos modelos, es la presencia de anomalías en la oscilación de ν_{μ} o $\bar{\nu}_{\mu}$.

Al respecto, el experimento IceCube (42) realizó una búsqueda de neutrinos estériles. Aunque no encontró ninguna anomalía, fijó límites en $\sin^2 2\theta_{24} \leq 0.02$ y $\Delta m^2 = 0.3 eV^2$ en un 90% C.L. Para una discusión amplia y detallada véase (43).

1.3.3. WIMP

Las WIMP son definidas como partículas masivas que interactúan débilmente con la materia ordinaria. Estas partículas, debieron estar en equilibrio térmico y químico con los quarks y leptones en el Universo temprano, desacoplándose cuando su velocidad se volvió no relativista (44) dando lugar a una densidad reliquia que permanece hasta nuestros días. La densidad reliquia es estimada como:

$$\Omega h^2 = 3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \frac{1}{\langle \sigma_{ann} v \rangle} \quad (1.10)$$

¹Masas entre 1 y 100 masas solares.

donde v es la velocidad relativa de la aniquilación de WIMP, y la cantidad entre brackets denota un promedio sobre la distribución térmica de las WIMP. $\langle \sigma_{ann} v \rangle = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ es del orden de las interacciones débiles. El resultado previamente mencionado, es independiente de la masa de la WIMP y proviene de cálculos que encuentran un lugar privilegiado en la cosmología.

Que la cosmología¹ prediga $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ en la escala electrodébil, representa una de las razones fundamentales para preferir a las WIMP como candidatos a materia oscura por sobre todos los demás.

Ejemplos concretos de WIMP son el neutralino más ligero (17), higgsino y el wino con conservación de R-paridad en las teorías supersimétricas, la partícula de Kaluza-Klein de teorías con dimensiones extras y partículas que surgen en teorías para estabilizar la masa del bosón de Higgs.

Supersimetría

La supersimetría es una extensión más allá del Modelo Estándar que por cada partícula del Modelo Estándar asocia una *superpartícula* con espín $|S - \frac{1}{2}|$. Es decir, para cada bosón hay una *superpartícula* correspondiente a un fermión y viceversa. Con ello, se hacen indistinguibles los mediadores de las interacciones fundamentales de los que conforman los componentes de la materia.

El modelo supersimétrico mínimo del Modelo Estándar (MSSM), asume condiciones mínimas en el sentido de adaptarse a las predicciones del ME. Ello da como resultado la introducción del número cuántico² R , que distingue las partículas de las *superpartículas*

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (1.11)$$

donde B es el número bariónico, L el número leptónico y S el espín. Consecuentemente, las partículas supersimétricas decaen en un número impar de *superpartículas* + partículas del ME.

La partícula supersimétrica más ligera (LSP) del modelo supersimétrico en cuestión, representa un candidato a materia oscura en forma de partícula masiva débilmente interactuante (WIMP).

Las LSP pueden tener masa en un rango que abarca de GeV a 10 TeV. Los resultados nulos en la detección directa de WIMP, han propiciado la reformulación de partículas supersimétricas con masas más *naturales*.

Bajo restricciones, el modelo fenomenológico MSSM(pMSSM) reduce de 100 parámetros del (MSSM) a solamente 19, que mediante ajustes finos dan lugar a partículas candidatas como el higgsino ($FT \leq 3.0$) y el wino ($FT \leq 6.5$) (45). Las masas se ubican entre 35 y 155 GeV/c^2 , las cuales caen dentro del rango de detección de las búsquedas experimentales actuales.

1.3.4. WISP

Corresponden a materia oscura fría que interactúa muy débilmente con la materia ordinaria con energías de sub-eV. Los axiones que surgen en la QCD y partículas parecidas a los axiones

¹El lugar de nacimiento del problema de la materia oscura.

²También lo hace para dar estabilidad al protón.

(ALP) con masas en $0.1 - 100$ meV son candidatos fuertes, junto con fotones oscuros con energías ≤ 100 meV (46).

Axiones y ALP

El físico Gerardus 't Hooft demostró que el vacío QCD (de la interacción fuerte entre quarks y gluones) viola la simetría CP. Esta violación implica que el neutrón tiene un momento dipolar eléctrico (EDM) grande. Sin embargo, los experimentos que lo han buscado no lo han encontrado (47). Por tanto, la QCD no viola la simetría CP o lo hace muy poco.

En 1977, Roberto Peccei y Helen Quinn publicaron la solución más elegante y sencilla al problema CP fuerte en QCD, el mecanismo de Peccei–Quinn (48, 49). Consiste en introducir una nueva simetría quirial $U(1)$, la cual es rota espontáneamente a una escala de energías f_a y compensa el término de la violación CP.

Ello implica la existencia de una partícula pseudoescalar llamada axión. Los axiones pudieron ser creados en el Universo temprano, donde obtuvieron su masa durante la transición de fase de la QCD cuando el plasma quark-gluón se condensó en hadrones(50).

Los axiones en el contexto de la materia oscura, son candidatos congruentes si su masa permanece en el rango de $m \approx 10^{-3} - 10^{-6}$ eV (44). Sin embargo, observaciones astrofísicas restringen la masa de los axiones a $m < 15$ meV. Los límites inferiores provienen de la cosmología y su valor depende de la historia térmica del universo (51). El modelo de axiones en la escala electrodébil ya ha sido descartado experimentalmente.

Las partículas pseudoescalares tipo axión (ALP) surgen en las teorías de cuerdas con compactificaciones e interactúan en el ME mediante acoplamiento al electromagnetismo. La diferencia entre los axiones QCD y las ALP es que en los primeros dicho acoplamiento depende de su masa, mientras que en las segundas es independiente.

Gran parte de los experimentos que son empleados en la búsqueda de axiones y ALP basan su principio en la conversión axión-fotón bajo la influencia de campos magnéticos y eléctricos externos. Adicionalmente, la atención también se ha enfocado en el uso de cavidades resonantes de efecto Primakoff inverso, antenas dish (52), regeneración de fotones y helioscopios solares (véase una revisión a detalle en (53)).

Fotón oscuro

Son predichos en teorías de gran unificación y teorías de cuerdas. Corresponde a una partícula de norma con energías entre MeV y GeV¹ asociada a nueva interacción fundamental similar al electromagnetismo (55), llamada fuerza oscura (*dark force*), cuyo grupo de simetría también es $U(1)$. Su existencia podría explicar la discrepancia entre el modelo teórico y los resultados experimentales del momento magnético anómalo del muon. Véase búsquedas experimentales en (54, 55, 56).

¹Para ajustar los resultados de PAMELA y Fermi-LAT (54).

Esta página ha sido intencionalmente dejada en blanco.

Detección y búsqueda de WIMP

Hasta ahora, la materia oscura ha mostrado sólo interactuar gravitacionalmente y en tanto, permanece una incógnita si puede interactuar lo suficiente con la materia ordinaria. La mayoría de los esquemas de detección dependen de acoplamientos o interacciones débiles con la materia bariónica.

Particularmente, las WIMP podrían ser observadas directamente vía el retroceso nuclear en detectores subterráneos ultrasensibles, o indirectamente mediante la radiación producida cuando decaen o de los pares WIMP-antiWIMP cuando se aniquilan.

Asimismo, en el LHC acontece una intensa búsqueda de partículas que podrían estar asociadas con producción de WIMP o con mediadores entre materia oscura y materia ordinaria.

En este capítulo, se exploran someramente las principales técnicas en la detección de WIMP y las observables principales que podrían proporcionar información astrofísica y propiedades cuánticas acerca de estas.

2.1. Detección directa de WIMP

Los experimentos de detección directa se benefician del movimiento del sistema solar alrededor del centro de la Vía Láctea a través de un hipotético halo de materia oscura.

Como resultado, una gran cantidad de WIMP viaja a través del detector terrestre. De todas ellas, se espera que una ínfima fracción se disperse elásticamente con uno o varios núcleos, y depositen una pequeña cantidad de energía. Una enorme cantidad de técnicas han sido desarrolladas para la detección de las pequeñas deposiciones energéticas que surgen cuando la energía del núcleo dispersado es transformada en ionización, luz escintiladora o fonones.

Los ejemplos incluyen detectores de estado sólido criogénicos, detectores basados en gases nobles licuados, detectores de líquido sobrecalentado, cristales escintiladores y semiconductores (para una descripción detallada véase (57, 58)). Algunos de los experimentos mencionados y sus límites de exclusión, se encuentran descritos en la figura 2.1. Otras técnicas incluyen cámaras de proyección temporal, CCD, láminas nanométricas incrustadas con ADN (59) y juntas metal-óxido basadas en microexplosiones (60).

2. DETECCIÓN Y BÚSQUEDA DE WIMP

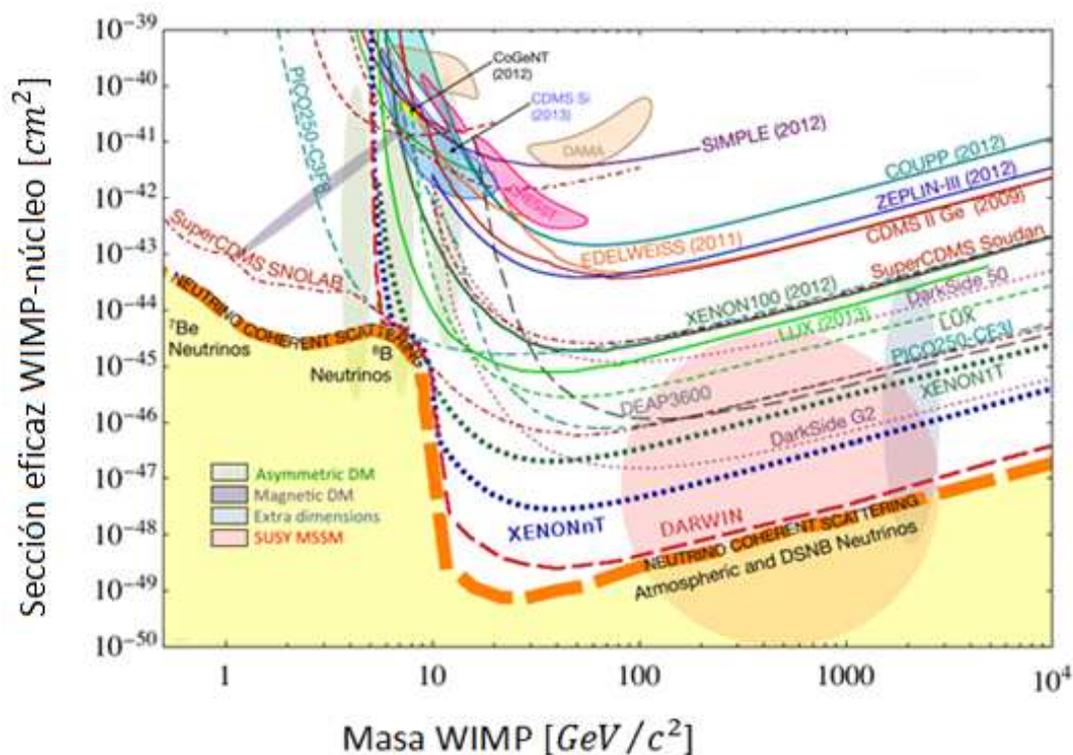


Figura 2.1: Una compilación de límites en secciones eficaces para WIMP-núcleo independiente del espín (curvas sólidas). En los contornos cerrados sombreados se muestran las regiones donde se excluyeron señales debidas a WIMP. Las proyecciones para los futuros experimentos son las curvas punteadas y semipunteadas (6). Para consultar los límites de exclusión más actuales, véase (7).

2.1.1. Dispersión elástica WIMP-núcleo

En 1984, Drukier y Stodolsky propusieron un modelo de dispersiones débiles de neutrinos con núcleos(61). Este estudio, dio partida para que Goodman y Witten extendieran este modelo para la detección de materia oscura (62) mediante dispersión elástica en un detector terrestre. La inclusión de una distribución de Maxwell en las velocidades de las WIMP, el cálculo de varias secciones eficaces y la propuesta de una modulación anual, fueron propuestos por Drukier, Freese y Spergel (18).

Espectro de retrocesos nucleares WIMP

El diferencial de la tasa de eventos para los retrocesos nucleares causados por WIMP, puede ser expresado como (57, 63) :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_0}{m_N m_\chi} \int_{v_{min}}^{\infty} v f(v) \frac{d\omega}{dE_R}(v, E_R) dv \quad (2.1)$$

donde ρ_0 es la densidad local de WIMP, m_N la masa del núcleo que actúa como blanco, m_χ la masa de la WIMP, E_R la energía del retroceso nuclear, $\frac{d\omega}{dE_R}$ es el diferencial de la sección eficaz para la dispersión WIMP-núcleo y $f(v)$ es la distribución de velocidades de las WIMP en el marco de referencia normalizado a la unidad.

De la cinemática clásica de una dispersión elástica WIMP-núcleo, E_R en el marco de referencia del centro de masas, es:

$$E_R = \frac{\mu_N^2 v^2 (1 - \cos(\theta))}{m_N} \quad (2.2)$$

donde $\mu_N = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$ es la masa reducida WIMP-núcleo. La velocidad mínima en el límite de integración sobre las velocidades de las WIMP está determinada por la velocidad capaz de causar un retroceso nuclear

$$v_{min} = \sqrt{\frac{m_N E_{umbral}}{2\mu_N}} \quad (2.3)$$

donde E_{umbral} se le conoce la energía umbral del detector. Estrictamente, el límite para la velocidad máxima es infinito, pero la velocidad de escape v_{esc} es la máxima velocidad en el marco de referencia de la galaxia para la cual las WIMP están gravitacionalmente ligadas a la Vía Láctea.

La tasa total de eventos (por kilogramo por día), se encuentra al integrar el diferencial de la tasa de eventos sobre todas las posibles energías de retroceso nuclear (57):

$$R = \int \frac{dR}{dE_R} dE_R = \underbrace{\int_{E_{umbral}}^{\infty} \frac{\rho_0}{m_N m_\chi}}_{\text{Física nuclear}} \underbrace{\int_{v_{min}}^{v_{esc}} v f(v)}_{\text{Astrofísica}} \underbrace{\frac{d\omega}{dE_R}(v, E_R) dv}_{\text{Física de partículas}} \quad (2.4)$$

■ Física nuclear y de partículas

La información relevante a las interacciones de las WIMP con los núcleos atómicos está codificada en la sección eficaz $\frac{d\omega}{dE_R}(v, E_R)$ (64). La interacción de una WIMP con los quarks puede ser descrita en términos de un lagrangiano efectivo, que dependiendo del modelo utilizado contiene acoplamientos escalares, vectoriales o axiales.

Para acoplamiento de carácter escalar y vectorial, la sección eficaz WIMP-protón contribuye a la parte independiente del espín (SI) y es proporcional al cuadrado del número de nucleones A^2 . Por otra parte, cuando el acoplamiento es axial da origen a la parte de la sección eficaz dependiente del espín (SD), la cual es una función del espín de la WIMP y el momento angular del núcleo.

En general, la sección eficaz total WIMP-núcleo puede ser expresada como:

$$\frac{d\omega}{dE_R} = \left(\frac{d\omega}{dE_R} \right)_{SI} + \left(\frac{d\omega}{dE_R} \right)_{SD} \quad (2.5)$$

2. DETECCIÓN Y BÚSQUEDA DE WIMP

para incorporar coherencia a la sección eficaz de las WIMP se le agregan funciones de onda nucleares, con lo que se obtiene

$$\frac{d\omega}{dE_R} = \left(\frac{m_N}{2\mu_N^2 v^2} \right) [(\sigma_0^{SI} F_{SI}^2(E_R)) + (\sigma_0^{SD} F_{SD}^2(E_R))] \quad (2.6)$$

donde $\sigma_0^{SI,SD}$ representan las secciones eficaces para espín independiente y espín dependiente a momentos de transferencia cero. $F(E_R)$ es el factor de forma y codifica la dependencia de la transferencia de momento, $q = \sqrt{2m_N E_R}$ y depende de la energía de retroceso nuclear. En el caso general,

$$\sigma_0^{SI} = \frac{4\mu_N^2}{\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n]^2 \quad (2.7)$$

$$\sigma_0^{SD} = \frac{32\mu_N^2}{\pi} G_F^2 \frac{J+1}{J} [a^p \langle S_p \rangle + a^n \langle S_n \rangle]^2 \quad (2.8)$$

con f_p, f_n y a_p, a_n los acoplamientos WIMP con neutrones y protones en los casos para espín independiente y espín dependiente, respectivamente. Los valores de estos, pueden ser calculados usando el lagrangiano efectivo de la teoría dada.

$\langle S_p \rangle$ y $\langle S_n \rangle$ son los valores esperados de los operadores de espín del protón y el neutrón en el límite de transferencia de momento cero, y su valor debe ser determinado usando modelos nucleares detallados.

■ Astrofísica

El Modelo Estándar del halo de materia oscura, describe la densidad de WIMP localmente como $\rho_0 \equiv \rho(r = R_0)$, donde $R_0 = (8.0 \pm 0.5)$ kpc es la distancia del Sol al centro de la Vía Láctea. Los modelos de exclusión más restrictivos asumen una densidad de WIMP canónica $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$. La distribución de velocidades asumida es Maxwelliana, en términos de una esfera de partículas, isotérmica. Esto es,

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp - \left(\frac{v^2}{2\sigma_v^2} \right) \quad (2.9)$$

donde la velocidad de dispersión está relacionada con la velocidad local circular $\sigma_v = \sqrt{\frac{3}{2}} v_c$ con $v_c \equiv v(r = R_0)$. Para una revisión más detallada véase (17, 63).

2.1.2. Efectos observables de dispersiones WIMP-núcleo

Dar soporte a la teoría de dispersiones elásticas WIMP-núcleo, apetece rigurosamente la aparición de señales contundentes con un amplio soporte de las mediciones astrofísicas del halo de materia oscura galáctico.

El espectro de retrocesos nucleares, depende enormemente de la masa del material que actúa como blanco y la masa de las WIMP; entonces debería haber una dependencia energética.

Además, debido al movimiento de la Tierra con respecto al marco de referencia galáctico, la tasa de eventos R debería tener una dependencia temporal, espacial y direccional.

Dependencia energética

Bajo la hipótesis del modelo estándar del halo de materia oscura, la tasa diferencial de eventos puede ser escrita de forma aproximada como (63, 65):

$$\frac{dR}{dE_R} = \left(\frac{dR}{dE_R} \right)_0 F^2(E_R) e^{-\frac{E_R}{E_c}} \quad (2.10)$$

donde $\left(\frac{dR}{dE_R} \right)_0$ es la tasa de eventos en el límite $E \rightarrow 0$ keV. La energía característica es dada por $E_c = (c_1 \mu_N^2 v_c^2 / m_N)$, donde c_1 es un parámetro que depende del material activo.

Dependencia temporal

Corresponde a una de las evidencias más reveladoras de la existencia de materia oscura. De acuerdo al modelo del halo de materia oscura galáctico, la Tierra se mueve a través de un halo de materia oscura estático en la Vía Láctea.

En junio, la velocidad de la Tierra se suma a la velocidad del Sol ($v = 220$ km/s), mientras que en diciembre se restan. Como consecuencia, la materia oscura exhibe un comportamiento cosenoidal en la tasa diferencial de eventos a lo largo del año (66). A esto se le conoce como modulación anual.

La importancia se encuentra en que no existe ningún otro tipo de fenómeno con origen en interacciones de partículas que pueda exhibir este comportamiento. La tasa diferencial de eventos puede escribirse como (17, 63):

$$\frac{dR}{dE_R} \approx \left(\frac{d\bar{R}}{dE_R} \right) [1 + \Delta(E_R) \cos(\alpha(t))] \quad (2.11)$$

donde $\alpha(t) = 2\pi(t - t_0)/T$, $T = 1$ año y $t_0 \sim 150$ días. El fenómeno, ha sido reportado desde el 2001 a la actualidad en el experimento DAMA/LIBRA con locación en Gran Sasso, Italia (véase figura 2.2).

DAMA/LIBRA ya ha alcanzado 9.3σ de significancia a la actualidad, descartando la posibilidad de que pudiera tratarse de una fluctuación estadística (67).

Para poder darle estatus de descubrimiento, se necesita de un segundo experimento que pueda reproducir la señal observada por DAMA/LIBRA. Los experimentos CDEX, CDMS-II, EDELWEISS-II, LUX, SuperCDMS y PICO han excluido la señal de DAMA/LIBRA.

Dependencia espacial

La distribución de la materia oscura puede ser deformada por la gravedad alrededor del Sol. El fenómeno es conocido como enfocamiento gravitacional (*gravitational focusing*). Concretamente, el potencial gravitacional del Sol deflecta la materia oscura, incrementando su densidad y velocidad conforme el Sol se mueve (68).

2. DETECCIÓN Y BÚSQUEDA DE WIMP

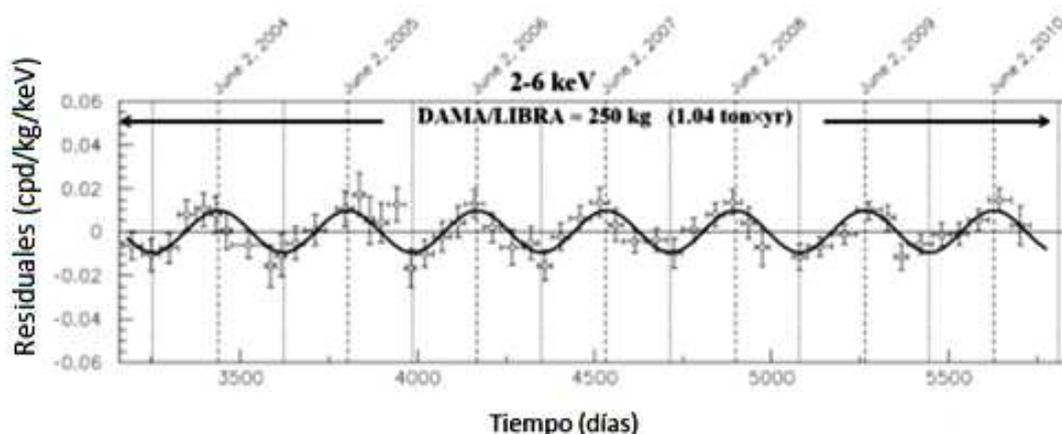


Figura 2.2: Los datos recolectados por DAMA (incluyendo DAMA/LIBRA) son consistentes con una modulación anual debido a partículas de materia oscura en el halo galáctico.

El resultado neto, es un incremento de la distribución de materia oscura en marzo cuando la Tierra está detrás del Sol con respecto al halo de materia oscura. En tanto, hay un decremento en septiembre, cuando la Tierra está enfrente del Sol. En general, el efecto combinado de la modulación anual y el efecto gravitacional resulta en un incremento y decremento de la tasa diferencial de eventos en junio/diciembre y marzo/septiembre, respectivamente (69).

Dependencia direccional

El marco de referencia en reposo galáctico, no tiene una dirección preferencial de movimiento. Sin embargo, en el marco de referencia de laboratorio, el flujo de materia oscura apunta en dirección al movimiento del Sol¹. Ello implica, que la tasa diferencial de eventos debería apuntar en dirección opuesta (70). La tasa de interacción de WIMP como función de la energía de retroceso nuclear y el ángulo γ entre la velocidad de la WIMP y la dirección de retroceso puede escribirse como

$$\frac{dR}{dE_R d\cos\gamma} = \frac{\rho_0 \sigma_{WN}}{\sqrt{\pi} \sigma_v} \frac{m_N}{2m_W \mu^2} \exp \left[-\frac{[(v_{orb}^E + v_c) \cos\gamma - v_{min}]^2}{\sigma_v^2} \right] \quad (2.12)$$

donde v_{orb}^E es la componente horizontal de la velocidad de la Tierra paralela a la dirección del movimiento solar.

2.2. Detección indirecta de WIMP

La búsqueda indirecta de materia oscura, se fundamenta en la detección de la radiación que producen las WIMP cuando se aniquilan o decaen. El flujo de los productos de aniquilación es proporcional a $(\rho_W/m_W)^2$ (57).

¹En la misma dirección de la constelación del Cisne.

En las regiones con gran densidad de materia oscura, la aniquilación o decaimiento de WIMP debe producir partículas del Modelo Estándar, principalmente:

- Radiación Gamma

Puede ser observada en telescopios Cherenkov terrestres (CTA, HAWC y MAGIC) y detectores de radiación gamma acoplados a estaciones espaciales (EGRET y Fermi-LAT). Las regiones de la bóveda celeste que reciben más atención son el centro de la Vía Láctea y galaxias enanas esferoidales.

- Neutrinos ultraenergéticos

Resultado de la aniquilación de WIMP dentro del Sol o producidos en su camino a la Tierra. Pueden ser detectados a partir de la reconstrucción de los muones de su cadena de decaimiento (SuperK, BAIKAL, AMANDA, IceCube, Antares y KM3Net). Estas búsquedas encuentran lugar en el Sol y el centro de la Vía Láctea.

- Antimateria

Incluye positrones, antiprotones o antideuterones que provienen del halo galáctico de materia oscura (AMS-2 y PAMELA).

Varias han sido las anomalías reportadas en la detección indirecta de materia oscura. Las interpretaciones han dado lugar a candidatos de materia oscura, que han resultado en controversias que se han venido aclarando últimamente (véase (71) para comentarios generales y referencias).

2.3. Investigación en el LHC

Bajo el instinto de reproducir el fenómeno inverso al *freeze out* de las WIMP, el LHC pretende invertir el proceso de aniquilación de WIMP mediante la colisión de partículas del ME. No obstante, en modelos supersimétricos, las partículas de MO son solamente producidas en conjunto con partículas del ME, implicando esto que no hay una relación directa entre el proceso de aniquilación y producción. El LHC realiza una búsqueda de la producción de WIMP (χ) en $pp \rightarrow \chi\bar{\chi}$ (57, 72). Las partículas de materia oscura son invisibles en el detector, y revelarían su presencia por la observación de un desequilibrio en el momento transversal total E_T acompañado de un mono-objeto. Los objetos (denotados por X) comprenden jets¹, fotones, W , Z^0 , Higgs, etc.

La identificación de los mono- X requieren de técnicas que puedan discriminarlos en las reacciones $pp \rightarrow \chi\bar{\chi} + X$ (73). Las más utilizadas son de carácter cinemático y pueden ser calibradas con los modelos teóricos esperados y datos experimentales. Un exceso en las distribuciones cinemáticas (por ejemplo, un exceso en la cola de E_T), podría ser atribuido directamente a una partícula de materia oscura. Otros esquemas exploran pares de quarks top y decaimientos del bosón de Higgs (57, 72).

En contraste a la motivación de las WIMP, existe el planteamiento de la Teoría Efectiva de Campos (EFT). En ella, los parámetros medibles son solo la escala de interacción M_* y la

¹Jet: bunche de partículas provenientes de la hadronización de quarks o gluones.

2. DETECCIÓN Y BÚSQUEDA DE WIMP

masa de la MO m_χ (73). Este esquema, clasifica a los posibles mediadores de la interacción de MO con partículas del ME. Para partículas que ocurren en el canal-s, los mediadores son eléctricamente neutros con espín 0 o 1. En tanto que para aquellas en el canal-t, el mediador puede ser un triplete sin color.

Aunque la probabilidad de que el CERN pueda proporcionar evidencia directa de la detección de una partícula de materia oscura es escasa, sí podría proporcionar información acerca de sus números cuánticos, masa y sección eficaz. Por consiguiente, la información de estos experimentos puede combinarse y complementar a las búsquedas directas e indirectas (64).

Los detectores de líquido sobrecalentado

El uso de técnicas visuales para la exploración y estudio de los fenómenos de interacción de las partículas elementales, ha sido una etapa crucial para el desarrollo de la física nuclear y de partículas.

Los inicios fueron las cámaras de niebla y las emulsiones fotográficas. Posterior a ello, los líquidos sobrecalentados en forma de cámaras de burbujas, fueron usados extensivamente como detectores en tres fructíferas décadas que produjeron un mayor entendimiento del Modelo Estándar.

La utilización de líquidos sobrecalentados en la búsqueda de materia oscura, se caracteriza por su extrema insensibilidad a ruidos de fondo electromagnéticos. Es decir, radiación que podría imitar retrocesos nucleares similares a los causados por WIMP.

Dicha tecnología es explorada y desarrollada por la colaboración PICO con base en SNO-LAB, Canadá. Actualmente, lidera los límites para detección con acoplamiento a espín de interacciones WIMP-protón.

En este capítulo se describen los inicios de las cámaras de burbujas y su adaptación y ventajas como detectores de materia oscura. Finalmente, se describen las características principales de la cámara de burbujas de nuestro interés: PICO60.

3.1. Cámaras de burbujas

El surgimiento de las cámaras de burbujas se sitúan en la década de los 50's. Para entonces, la necesidad de detectores de partículas con efectos macroscópicos persistentes se hacía latente en comparación con los efectos efímeros de las cámaras de niebla o emulsiones fotográficas (8).

En 1951, Daniel Glaser inventó la cámara de burbujas, lo cual significó la observación macroscópica de los efectos producidos por partículas, y su uso englobó desde detección de rayos cósmicos hasta su implementación en los aceleradores de partículas más importantes del mundo.

Las cámaras de burbujas, consisten en un recipiente que contiene un líquido cerca del punto de ebullición. Justo antes del paso de partículas en el detector, un pistón disminuye la presión para producir un estado de metaestabilidad¹. De esta manera, el paso de partículas en el

¹Ocurre cuando la presión en el líquido es menor que la presión de vapor.

3. LOS DETECTORES DE LÍQUIDO SOBREALENTADO

detector puede romper el estado de metaestabilidad cuando estas depositan suficiente energía para producir burbujas.

Estas cámaras condujeron a numerosos descubrimientos y una inaudita habilidad para visualizar partículas fundamentales y sus interacciones (74, 75) (véase figura 3.1).

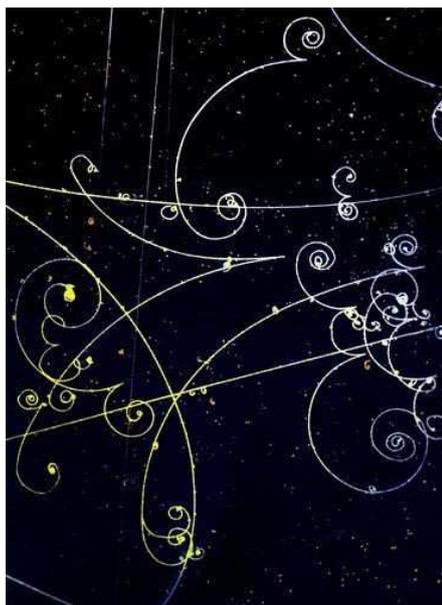


Figura 3.1: Trayectorias de electrones y positrones. Forman parte de una cascada de partículas moviéndose de derecha a izquierda a través de una cámara de burbujas de Neón-Hidrógeno. Esta fotografía fue tomada en la *Big European Bubble Chamber* en el CERN (8).

En el caso de cámaras de burbujas acopladas a haces de partículas, la cámara fotográfica se disparaba en sincronía con este para la captura de imágenes. Por otro lado, el uso de campos magnéticos inmersos en estos detectores, ayudó a la identificación de partículas usando el radio de Larmor.

Glaser intentó explicar la formación de burbujas usando la electrostática, pero fracasó (76). Fue hasta que en 1958, Frederick Seitz bajo un esquema de la termodinámica explicó el funcionamiento en el modelo de *Hot Spike* (9).

3.1.1. Modelo de *Hot Spike*

La teoría de Seitz de la nucleación de burbujas, postula que la transferencia de energía producida por cualquier medio, transfiere su energía en forma de calor o *Hot Spike* al líquido sobrecalentado (9). Ello se interpreta en un aumento de la presión de vapor a nivel local.

Para que la burbuja pueda generarse, se requiere que la presión de vapor sea mayor a la tensión superficial del líquido. De otra forma, la condición necesaria pero no suficiente advierte del rompimiento del equilibrio que mantiene separadas la fase líquida de la gaseosa.

Por ejemplo, la interacción de partículas con el líquido sobrecalentado, puede producir una deposición de energía y en consecuencia el rompimiento del equilibrio termodinámico favoreciendo la transición de fase a gas. Esto fomenta la formación de una cavidad esférica de radio R , con el fin de minimizar la tensión superficial de la interfaz líquido/gas.

Si la energía depositada es suficiente, la burbuja será capaz de expandirse y vaporizar el líquido. En caso contrario, la burbuja colapsará y la transición de fase no tendrá lugar.

3.1.2. Radio crítico

El radio crítico r_c del tamaño de una burbuja es definido por Gibbs (77) como aquél en el que el diferencial de presión a través de la superficie es equilibrado por la tensión superficial σ .

$$P_b - P_l = \frac{2\sigma}{r_c} \quad (3.1)$$

donde P_b es la presión en el interior de la burbuja y P_l la presión del líquido. La presión dentro de la burbuja P_b usualmente es igual a la presión de vapor. Si una burbuja se forma con un radio $r > r_c$, crecerá hasta alcanzar la temperatura o presión por debajo del punto de ebullición.

3.1.3. Energía crítica

La condición adicional para la producción burbujas requiere que la partícula tenga una energía E_r , mayor que una energía crítica E_c y además tenga un poder de frenado suficientemente grande para depositar la cantidad requerida de calor dentro del radio crítico.

La energía requerida para la formación de burbujas puede ser dividida en el calor requerido para vaporizar el fluido, y la energía para formar la superficie de la burbuja

$$E_c = \underbrace{\frac{4\pi}{3} r_c^3 \rho_b \Delta h}_{\text{formación de la burbuja}} + \underbrace{4\pi r_c^2 \left(\sigma + T \frac{d\sigma}{dT} \right)}_{\text{vaporizar el fluido}} \quad (3.2)$$

donde ρ_b es la densidad del gas en la burbuja, $\Delta h = h_b - h_l$ es la entalpía específica del fluido, y T es la temperatura. Entonces, se puede concluir que a partir del control de la temperatura y la presión del líquido es posible ajustar la energía crítica. Si la energía depositada E_{dep} es mayor que la energía crítica, se garantiza un período de transición de fase de líquido a gas.

3. LOS DETECTORES DE LÍQUIDO SOBRECALENTADO

$$E_{dep} = \frac{dE}{dx} L_c \geq E_c \quad (3.3)$$

la energía debe ser depositada dentro de una longitud crítica $L_c = br_c$, donde b es un parámetro adimensional cuya naturaleza aún no se comprende totalmente (véase en pág.48 de (78)).

3.2. Las cámaras de burbujas como detectores de materia oscura

El uso de las cámaras de burbujas con líquido sobrecalentado para la detección de WIMP, se remonta a propuestas que datan de los años 90's (79). En aquella época, las tecnologías de detección de materia oscura estaban enormemente limitadas por ruidos electromagnéticos. El hecho de que los líquidos sobrecalentados fueran extremadamente insensibles a este tipo de ruidos, los convirtió en una opción tentativa (véase figura 3.2).

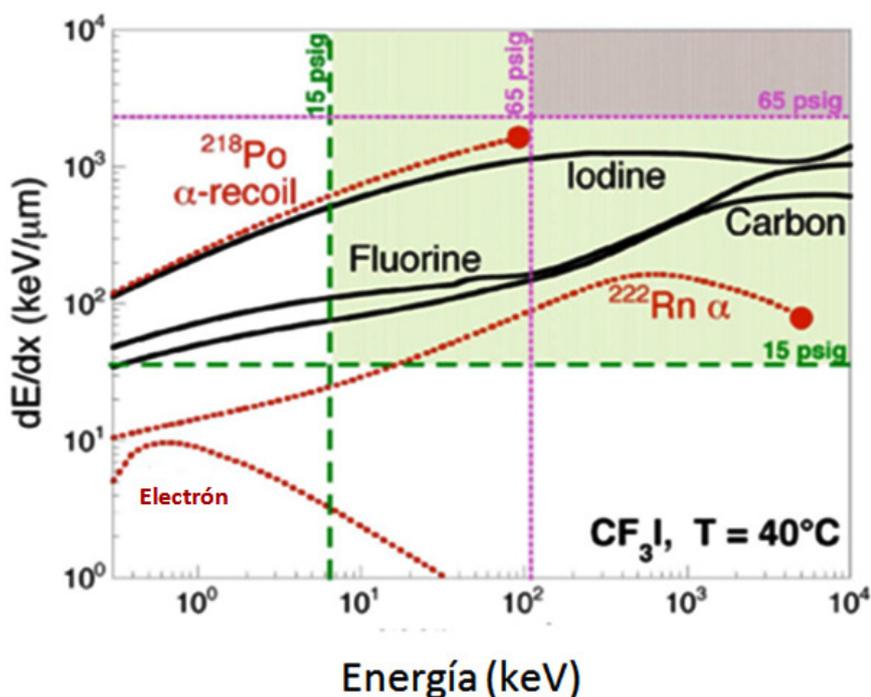


Figura 3.2: Poder de frenado instantáneo vs la energía para diferentes partículas. En las regiones verde y morada, se muestran los valores correspondientes a dE/dx y energías umbrales para los que ocurre la nucleación de burbujas a una temperatura de 40 °C. De acuerdo a la teoría de Seitz (9), las nucleaciones de burbujas ocurrirán sólo cuando el fluido sobrecalentado se encuentre en las presiones limitadas por las regiones coloreadas. Nótese la imposibilidad de nucleaciones debido a electrones.

La poca probabilidad de la interacción de la materia bariónica con la materia oscura, modificó substancialmente la naturaleza de las cámaras de burbujas (80). De un dispositivo de

registro de múltiples trayectorias, las cámaras de burbujas pasaron a ser dispositivos de conteo.

En su adaptación de cámaras de burbujas tradicionales a experimentos de detección de materia oscura, ha habido diferentes retos en diferente orden de dificultad. De manera independiente, los experimentos COUPP (The Chicagoland Observatory for Underground Particle Physics) (81), PICASSO (Project In CANada to Search for Supersymmetric Objects)(82) y SIMPLE (Superheated Instrument for Massive ParticLe Experiments) (83) exploraron y desarrollaron la tecnología de líquidos sobrecalentados como detectores de materia oscura durante las últimas tres décadas.

La complementariedad de estos experimentos y los retos en común, motivó que en el año 2012, COUPP y PICASSO crearan el consorcio PICO. Desde entonces PICO, ha venido liderando los esfuerzos en detección de materia oscura con las cámaras PICO-2L (84) y recientemente PICO60 (11, 85).

3.3. PICO60

El experimento PICO60 (véase figura 3.3) es la cámara de burbujas más grande del mundo que existe hoy en día para la búsqueda de materia oscura usando el esquema de acoplamiento de espín dependiente. El detector está situado en el laboratorio SNOLAB en Greater Sudbury, Canadá a una profundidad de aproximadamente 2 km (6000 metros de agua equivalente). Específicamente, en el área de *Ladder Labs* (16). Recibe contribuciones de instituciones localizadas en Canadá, EUA, México, República Checa, España y la India.

3.3.1. Descripción del detector

La cámara de burbujas consiste en un *envase de sílica sintético* de dimensiones de 30 cm de diámetro por 1 m de longitud. El envase de sílica contiene 52.2 ± 0.5 kg de C_3F_8 y por encima se ubica una capa de *agua ultrapura* para aislarlo del contacto con las superficies del acero inoxidable. El envase está sellado en su parte superior por *fuelles* flexibles.

Todo lo anterior, está contenido dentro de un *envase de presión* de acero inoxidable. Las dimensiones del envase de presión son de 60 cm de diámetro y 167 cm de alto y tiene 4 ventanas para dar cabida a las *cámaras* que observan el envase de sílica sintético.

Las 4 cámaras de PICO60, utilizan la tecnología CMOS y son usadas para fotografiar a ángulos sólidos de 60° a una razón de 600 fps. Las imágenes de las cámaras son usadas para identificar las burbujas y reconstruir las coordenadas espaciales dentro del envase de sílica.

Con el propósito de mejorar la iluminación de las fotografías, un conjunto de LED están montados enseguida de los flash de las cámaras (86). Para retroiluminar aún más el interior del envase de presión, una hoja de retroreflector es montado dentro del envase de presión alrededor del envase de sílica sintético.

Para escuchar las emisiones acústicas producidas por las nucleaciones de las burbujas, 8 *piezocerámicas*¹ están localizadas alrededor del envase de sílica sintético soportadas por un anillo de PVC (85).

¹Se sintetizaron a partir de cerámicas hechas de Pb-zirconato-titanato de baja radioactividad.

3. LOS DETECTORES DE LÍQUIDO SOBRECALENTADO

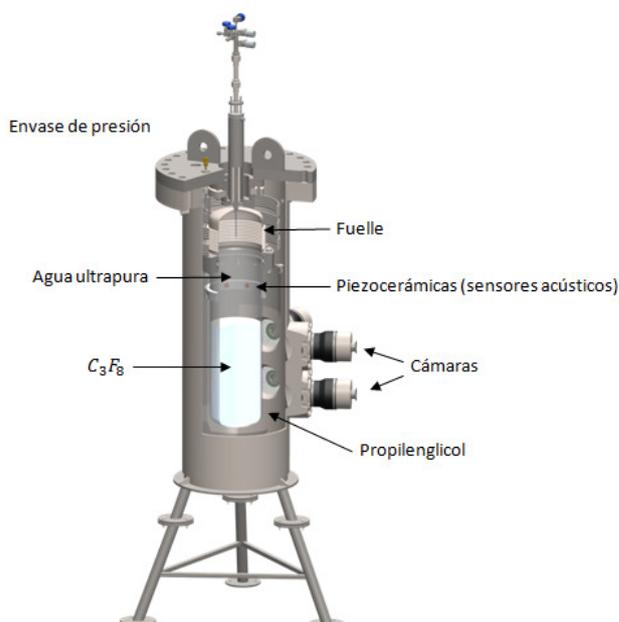


Figura 3.3: Dibujo CAD del interior de la cámara de burbujas PICO60.

El fluido hidráulico de PICO60 es *propilenglicol* y la presión en el sistema es controlada por un sistema hidráulico externo. Al mismo tiempo, los fuelles de acero inoxidable equilibran la presión entre el volumen hidráulico y el fluido de la cámara de burbujas.

Todo el envase de presión, está localizado en un tanque de agua de dimensiones 2.9 m de diámetro por 3.7 m de alto. El tanque de agua proporciona aislamiento de fuentes de radiación y funciona a su vez como regulador de temperatura. El baño térmico, es regulado por un calentador externo y un segundo calentador se ubica dentro del tanque.

El tanque de agua, el envase de presión y el fluido hidráulico están en contacto térmico. La temperatura es medida por 8 detectores de temperatura (RTD) en el tanque de agua y 4 RTD en el envase de presión. Para monitorear la presión, varios transductores son conectados al volumen interno, el envase de presión y al fluido hidráulico. Un transductor de presión de alta velocidad controla el aumento de presión durante la creación de burbujas (85).

El control de la presión en bruto es logrado usando un tanque de aire conectado con un pistón. Todo el sistema de presurizado es controlado por un PLC Beckhoff BX9000 y un ordenador O101PXI.

3.3.2. Eficiencia de nucleación

PICO60 es un detector de umbral energético. En otras palabras, para determinado $E_{umbral} = E_c$, el detector podrá realizar una transición de fase cuando una partícula que lo atraviese satisfaga el criterio de Seitz. Sin embargo, la probabilidad de la transición no es el 100%. De hecho, la respuesta del detector sigue una forma sigmoide (86).

En la teoría de Seitz, una deposición de energía en el líquido sobrecalentado que exceda

la energía y radio crítico, conducirá a la formación de burbujas. Sin embargo, este proceso no ocurre con el 100% de eficiencia.

Siguiendo un enfoque conservativo a este respecto, la colaboración PICO60 determinó la probabilidad de la nucleación de burbujas¹ para el *Carbono* y el *Flúor* como función de la energía de retroceso nuclear. El ajuste de las curvas de eficiencia se realizó con funciones lineales crecientes a pedazos para cada energía umbral, permitiendo la obtención de un modelo para diferentes eficiencias independientes de la teoría de Seitz (84). Las mejores curvas de eficiencia para el *F* y *C* a una energía umbral se muestran en la figura 3.4.

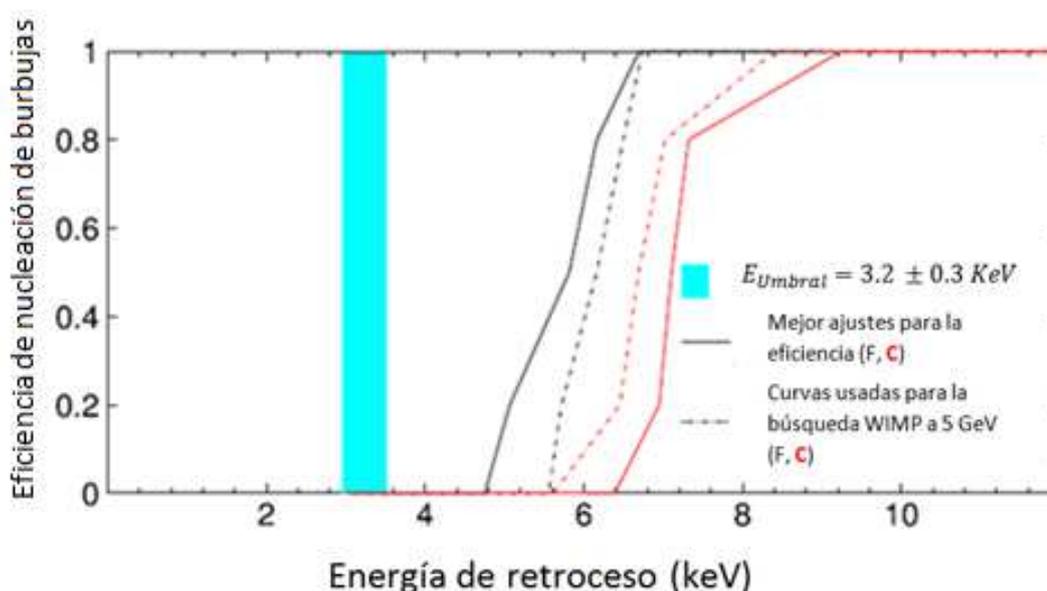


Figura 3.4: Los mejores ajustes para las curvas de eficiencia del Flúor (negro) y Carbono (rojo) para una $E_{Umbral} = 3.2$ keV. La banda azul muestra el umbral energético calculado de acuerdo a la teoría de Seitz.

3.3.3. Principio de funcionamiento

El detector PICO60 consiste de un envase de sílica sintético que contiene C_3F_8 a una temperatura fija (véase figura 3.5). Entonces la presión se reduce para crear un estado de sobrecalentado

Cuando una partícula pasa a través del C_3F_8 , rompe el equilibrio termodinámico y provoca la formación de burbujas, cuya señal vista por las cámaras y escuchada por las piezocerámicas, activa la toma de datos. Luego, en unos cuantos milisegundos el crecimiento de la burbuja es detenido tras el aumento de presión (86).

¹Se utilizaron fuentes de neutrones de *YBe* y *AmBe* (87).

3. LOS DETECTORES DE LÍQUIDO SOBREALENTADO

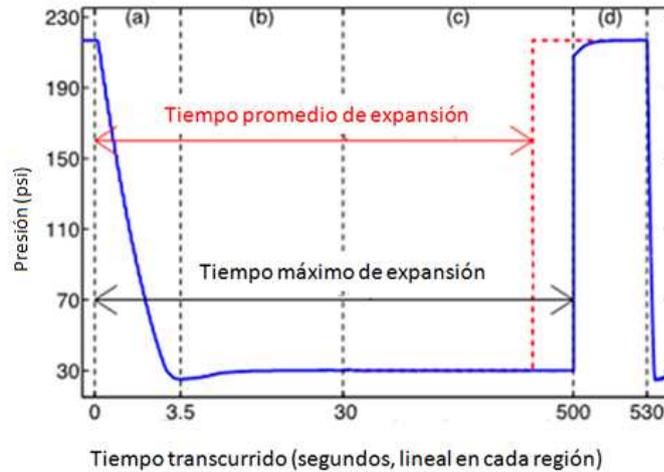


Figura 3.5: En la fase (a) ocurre la expansión del C_3F_8 hasta alcanzar el estado de sobreaquecido. Cuando se crea una burbuja, se activa el disparador para las cámaras y los sensores piezocerámicos, esto sucede en la etapa (b) y (c). Finalmente, en la etapa (d) la presión se incrementa para detener el crecimiento de la burbuja y el ciclo se vuelve a repetir (10).

El detector continúa el proceso de compresión durante un par de minutos, y el proceso se repite de nuevo.

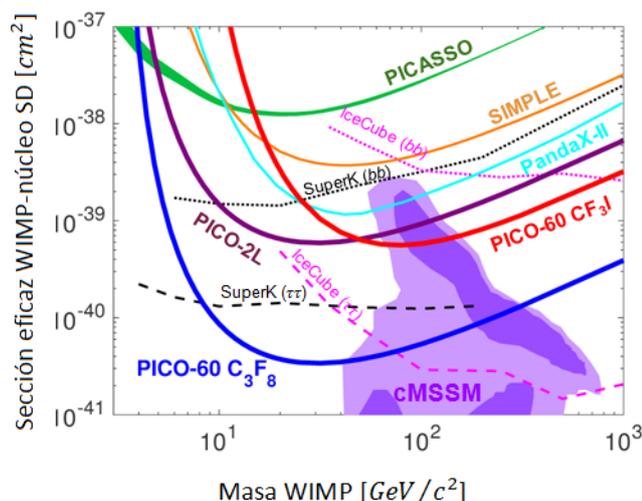


Figura 3.6: En azul se muestran los límites de exclusión de PICO60 C_3F_8 para la sección eficaz WIMP-protón en un 90% C.L. comparado con otros experimentos. La región morada representa el espacio de parámetros del modelo mínimo supersimétrico (11). Entre PICO60 C_3F_8 y PICO60 CF_3I hay un factor de mejora de 17.

3.3.4. Programa de física de PICO60

El experimento es predominantemente sensible a interacciones dependientes de espín WIMP-protón. Para investigar el acoplamiento de espín dependiente, se requiere de blancos hechos de núcleos con momento angular total impar.

Uno de los candidatos preferidos es el ^{19}F , donde el espín es mayoritariamente asociado al protón no apareado, generando con esto una sección transversal que es casi un factor de 10 más grande que otros núcleos tales como ^{23}Na , ^{73}Ge , ^{127}I , ^{129}Xe y ^{131}Xe . Por razones técnicas y físicas, PICO60 se ha orientado por el uso de CF_3I y C_3F_8 .

En su primer toma de datos, PICO60 hizo uso de 36.8 ± 0.2 kg de CF_3I . La exposición fue de 3415 kg-días en el período comprendido entre junio de 2013 y mayo de 2014. Los resultados obtenidos estuvieron limitados por ruidos de fondo anómalos que pudieron ser causados por partículas creadas por la fricción entre los componentes del detector.

Del 28 de noviembre de 2016 al 13 de enero del 2017, PICO60 realizó una nueva toma de datos pero ahora usando como líquido activo 52.2 ± 0.5 kg de C_3F_8 . El umbral de detección fue fijado en 3.29 ± 0.09 keV a una temperatura de 13.9 ± 0.1 °C y presiones alrededor de 30.2 ± 0.3 psi¹.

Los resultados obtenidos, han puesto los límites mas restringentes para la sección eficaz WIMP-protón para espín dependiente en $3.4 \times 10^{-41} \text{ cm}^2$ para WIMP de $30 \text{ GeV}/c^2$ (véase figura 3.6).

¹1 psi = 6895 kPa.

Esta página ha sido intencionalmente dejada en blanco.

Ruido de fondo en PICO60

La identificación de señales débiles entre grandes ruidos de fondo es común en cualquier experimento de vanguardia en la física de partículas. El reto enfrentado por los experimentos de detección directa de materia oscura en este respecto se hace imponente.

De acuerdo con las teorías supersimétricas que proponen a las WIMP como partículas de materia oscura, se espera tener una tasa de eventos menor a 1 por tonelada por año. En el contexto de las cámaras de burbujas, para identificar burbujas debido a WIMP, es necesario conocer, caracterizar y discriminar todas aquellas nucleaciones debido a materia ordinaria. En este capítulo se describen los ruidos de fondo más habituales en PICO60 con C_3F_8 como líquido activo¹, así como los planteamientos implementados para reducirlos y caracterizarlos.

4.1. Neutrones

Los neutrones representan los ruidos de fondo más difíciles de caracterizar y discriminar. Poder hacerlo representa el santo grial de la detección directa de materia oscura, pues el retroceso nuclear que se espera debería ser igual al de una WIMP.

Los neutrones, provienen mayoritariamente de los productos de las cadenas de decaimiento y reacciones (α, n) de las trazas de ^{238}U , ^{235}U y ^{232}Th presentes en el medio circundante en el que se encuentra el detector, además de los inducidos por rayos cósmicos.

Dependiendo de donde se produzcan, los neutrones pueden clasificarse en neutrones radiogénicos y cosmogénicos (20).

4.1.1. Neutrones radiogénicos

- Reacciones (α, n)

El mecanismo detrás de las reacciones (α, n) , comienza con una partícula α típicamente proveniente de los productos del decaimiento de un radioisótopo que intenta sobrepasar la barrera de Coulomb de un núcleo. El potencial nuclear total que debe sobrepasar la partícula α está dado por:

$$V = k \frac{2Ze^2}{r_0 A^{\frac{1}{3}} + r_\alpha} \quad (4.1)$$

¹También aplicables para la colección de cámaras de burbujas de PICO.

donde $r_0 A^{\frac{1}{3}} \sim r_N$ es el radio nuclear, k la constante de Coulomb, Ze la carga nuclear, $r_\alpha \approx 2.3$ fm es el radio de una α y la carga de una α es $2e$. En consecuencia, a primer orden, una α necesitará una energía cinética por arriba del potencial del núcleo para interactuar con él. Si la interacción es suficiente exotérmica, la α podrá *tunear* a través de la barrera de potencial. Sin embargo, el efecto es despreciable.

Si la partícula α tiene suficiente energía cinética (≈ 30 MeV), puede dispersarse directamente con el núcleo y liberar un neutrón. No obstante, esta escala energética se encuentra lejos de las α emitidas por las cadenas de decaimiento del U y Th , las cuales están abajo de los 10 MeV. En este rango de energía, las partículas α que inciden en el núcleo se *disuelven* en este, creando un núcleo intermediario con $Z_{inter} = Z + 2$ y $A_{inter} = A + 4$. La energía del núcleo intermediario se thermaliza rápidamente produciendo una distribución energética sobre todos los componentes del núcleo sobre el que incide la α . Usualmente el núcleo intermediario es un estado excitado inestable, por lo que decae regularmente a un nivel más bajo emitiendo una γ , un protón, un neutrón, una β u otra partícula. Generalmente, este estado energético abarca un continuo de energías.

La probabilidad de que la emisión corresponda a un neutrón, depende de la energía de los niveles, el espín, la paridad del estado del núcleo excitado y los estados accesibles para los núcleos hijos. El cálculo de la producción de reacciones (α, n) de un material dado, depende por un lado de la física nuclear inherente al material sobre el que inciden las partículas α y su distribución energética. Adicionalmente se requiere del conocimiento de la concentración de las trazas de los radioisótopos y composición exacta de los componentes que forman el detector.

La herramienta estándar para el cálculo de la producción de (α, n) es SOURCES-4C. Fue escrito por los *Alamos National Laboratory* en EUA. En esta tesis, se presentan los resultados de la producción de neutrones producidos por las reacciones (α, n) usando este software. Otro código para evaluar la producción de (α, n) es el código de reacciones nucleares TALYS (88). La adaptación de TALYS al experimento de detección directa de materia oscura DarkSide50, produjo el código NeuCBOT (89), el cual presume de la incorporación de una descripción más completa de las reacciones (α, n) .

- Neutrones ambientales

Proviene de los gases radioactivos que rodean al detector, principalmente Radón. La concentración promedio de Radón en SNOLAB medida hasta Abril, 2016 es 3.54 ± 0.18 pCi/L (131.0 ± 6.7 Bq/m³) (90). Estos neutrones son moderados en PICO60 mediante el uso del tanque de agua. El cálculo de la tasa de eventos, puede realizarse con simulaciones Montecarlo basadas en GEANT4 y/o MCNPX.

- Neutrones de fisión espontánea

Como su nombre lo indica, provienen de las reacciones de fisión espontánea de las trazas de radioisótopos (véase figura 4.1) en los componentes circundantes al detector.

Para disminuir esta contribución, antes del armado del detector se realizó una minuciosa selección de materiales y se verificó mediante la medición de la concentración de radioisótopos. De manera similar a las reacciones (α, n) , el cálculo de la tasa de eventos se

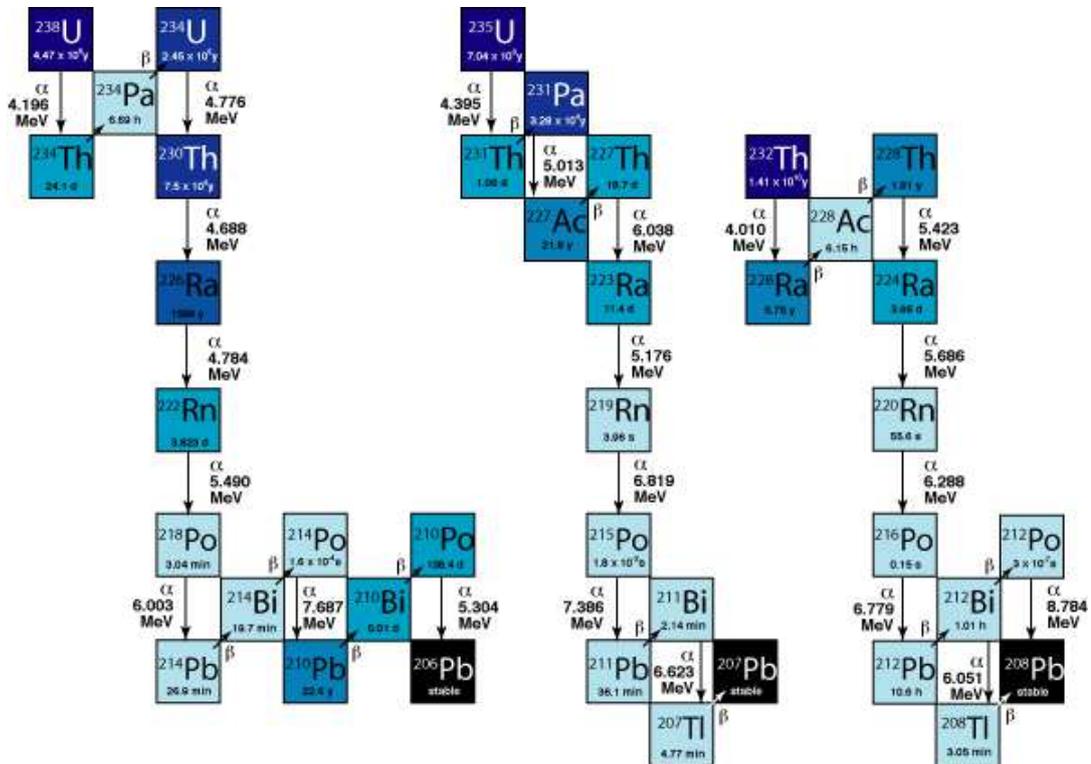


Figura 4.1: Cadenas de decaimiento para ^{238}U , ^{235}U y ^{232}Th .

obtiene mediante el software SOURCES-4C, la concentración de las trazas de los radioisótopos y composición exacta de cada uno de los componentes que forman el detector.

4.1.2. Neutrones cosmogónicos

Tienen origen en las reacciones inducidas por los rayos cósmicos que provienen del espacio exterior y las cascadas hadrónicas que producen en la atmósfera terrestre. La relativamente vida media corta (2.2×10^{-6} s) y sección eficaz pequeña de los muones altamente energéticos, los hace la componente más penetrante de los rayos cósmicos. Incluso, los muones pueden propagarse a través de grandes cantidades de roca (véase una revisión amplia en (91, 92)). Esta es la razón por la cual los experimentos de detección directa tiene que hacerse en laboratorios subterráneos (véase figura 4.2). En el laboratorio SNOLAB, el flujo de muones es atenuado en un factor de 5×10^7 con respecto a la superficie terrestre (1 muon por m^2 cada 3 días).

Los neutrones cosmogónicos pueden producirse a partir de los siguientes fenómenos:

- Espalación de muones

Cuando los muones ultraenergéticos interaccionan con el núcleo atómico, lo hacen a través del intercambio de un fotón virtual dando origen a partículas secundarias. Entre estas partículas, se encuentran hadrones (*e. g.* neutrones) que pueden producirse en el proceso de espalación.

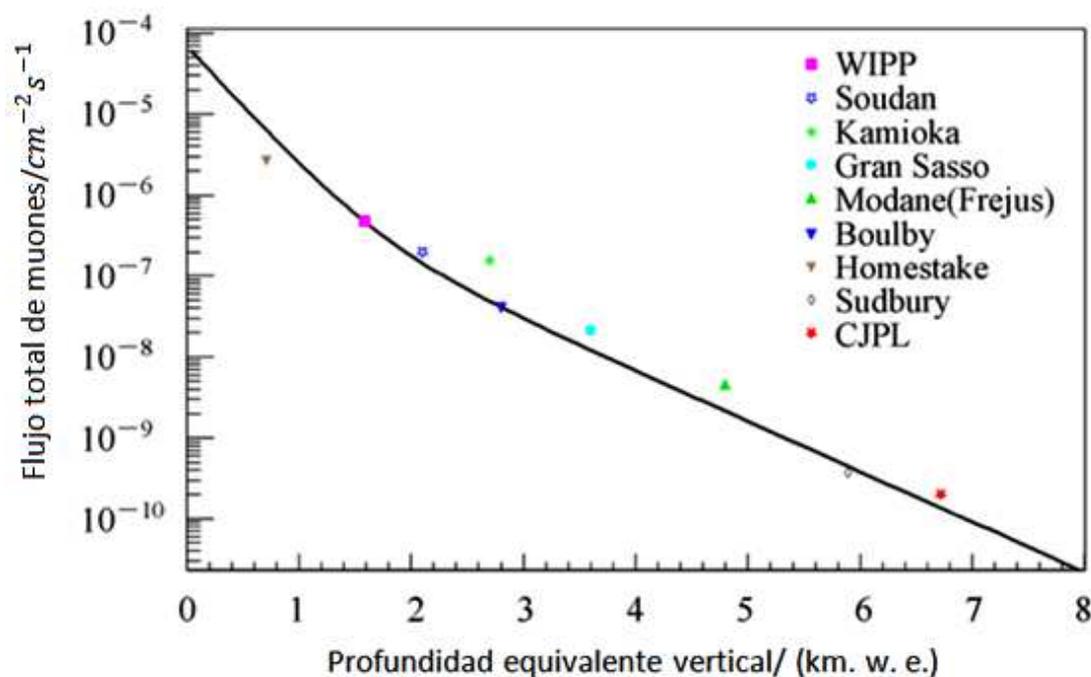


Figura 4.2: Flujo de muones vs la profundidad de varios laboratorios subterráneos en el mundo (12). La unidad *m.w.e* significa *metros de agua equivalente*. Es usada para normalizar el efecto de blindaje para diferentes tipos de roca y entonces puede ser comparado con la altura de un blindaje de agua.

- Cascadas hadrónicas

Los neutrones pueden ser parte de la cascada hadrónica de los rayos cósmicos. Neutrones ultraenergéticos, pueden ser producidos en interacciones de π^- que colisionan con blancos de núcleos con alto contenido de protones. La colisión de neutrones de la cascada de partículas con núcleos, puede dar origen a un núcleo excitado del que pueden generarse neutrones de baja energía.

- Cascadas electromagnéticas

Se producen en las reacciones fotonucleares (γ, n). Los fotones son creados en cascadas electromagnéticas iniciadas por los muones durante sus procesos radiativos (radiación de frenado en muones, producción de pares de muones e interacciones muon-núcleo) (93). La mayoría de las reacciones (γ, n) ocurren a través de la resonancia gigante dipolar, que tiene lugar en la mayoría de los núcleos a energías de 10-30 MeV.

La estimación de neutrones inducidos por muones en el experimento PICO60, es calculado usando el flujo de muones medido en la caverna de SNO+ y con el uso de los software GEANT4 o FLUKA (20, 94) para la evaluación de los eventos esperados.

4.2. Partículas α

Las partículas alfa son una de las principales fuente de ruido de fondo. Encuentran su origen en las cadenas de desintegración de ^{238}U , ^{235}U y ^{232}Th .

Las mayores contribuciones provienen del ^{222}Rn que se origina en ^{238}U . Siendo específicos, los núcleos hijos del ^{222}Rn , ^{218}Po y ^{214}Po contribuyen con partículas α con energías de 5.48, 6.0 y 7.68 MeV, respectivamente (11). Los métodos de discriminación acústica desarrollados inicialmente por PICASSO (19), han permitido distinguir las burbujas producidas por retrocesos nucleares de las creadas por α .

4.3. Radiación γ

La radiación γ emitidas por ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K , ^{137}Cs y otros isótopos radioactivos presentes en los componentes del detector, pueden interactuar con los electrones del líquido sobrecalentado mediante dispersión Compton.

Algunos de estos electrones¹ pueden alcanzar la energía suficiente (unos cuantos MeV) para producir nucleaciones por efecto de ionización. La combinación de una detallada simulación Montecarlo y calibraciones con fuentes de radiación gamma, predijo para la corrida de PICO60 lleno con C_3F_8 una tasa de eventos debido a electrones en 0.026 ± 0.007 (11) durante los 30 días vivos de toma de datos. Por medio del ajuste de la temperatura y presión de PICO60, es posible garantizar que la nucleación de burbujas debido a interacciones de radiación β , rayos X o muones sea muy pequeña (véase figura 4.3).

¹En la literatura especializada se les llama rayos delta.

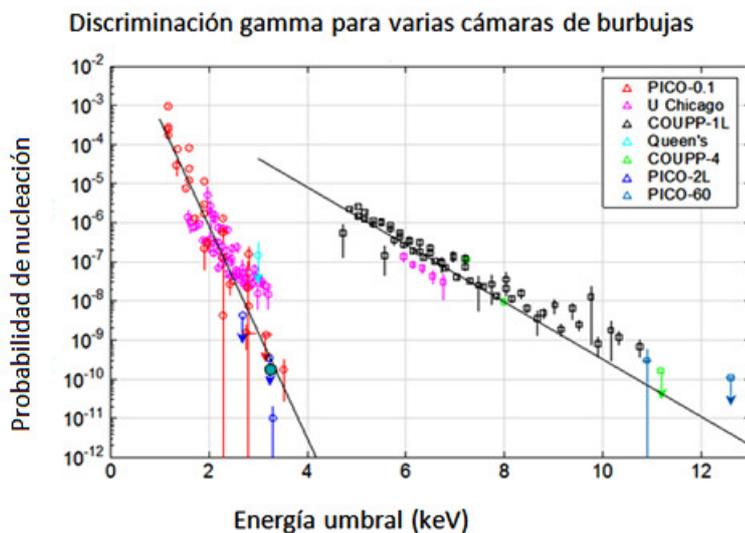


Figura 4.3: La deposición no localizada de la radiación γ , permite fijar una energía umbral para reducir la probabilidad de nucleación hasta $1 \text{ en } 10^{10}$. El punto grande en cian, representa la calibración de PICO60 C_3F_8 con GEANT4.

4.4. Neutrinos

Representan un ruido de fondo imposible de reducir o discriminar, a no ser que sea posible saber la dirección de su fuente de origen. Principalmente, provienen de una combinación de neutrinos solares, atmosféricos y neutrinos difusos de supernova.

Los neutrinos solares son los más abundantes y encuentran origen en las reacciones pp del Sol. Aunque las energías son pequeñas, tienen un alto flujo y pueden contribuir al ruido de fondo electrónico vía dispersión neutrino-electrón con una tasa de eventos de $10 - 25 \text{ eventos/ton} \cdot \text{año}$.

Para el proceso de dispersión elástica coherente neutrino-núcleo¹ con neutrinos solares con origen en ^8B , PICO60 esperó durante los 30 días de toma de datos, una tasa de eventos de 0.055 ± 0.007 (11).

Los neutrinos atmosféricos y los neutrinos difusos de supernova se calculan en una tasa de eventos de $1-5 \text{ eventos/100 ton} \cdot \text{año}$ para búsquedas de materia oscura debajo de 10^{-48} cm^2 (57, 95).

4.5. Ruidos anómalos

La metaestabilidad de las cámaras de burbujas, induce nucleaciones debidas a fenómenos de superficie (96). La irregularidad de las superficies, puede contener gases atrapados. Estas *burbujas de gas* contribuyen a que el líquido sobrecalentado se evapore y en tanto, produzca

¹Predicho en 1973, observado por primera vez por el experimento COHERENT en agosto de 2017.

un cambio de fase sin haber ningún tipo de interacción con partículas. Para reducir las nucleaciones anómalas, en las cámaras de burbujas de PICO se han incorporado los siguientes técnicas.

- El uso de una capa de líquido (agua) que actúa como amortiguador y forma una especie de *tapón* sobre el líquido sobrecalentado. Esto fomenta la creación de una superficie extremadamente lisa en la interfase de los dos fluidos.
- El uso de sílica sintético en el contenedor del líquido activo. La baja cantidad de imperfecciones en su superficie pueden ser removidas en laboratorio. Adicionalmente, es un material con baja cantidad de emisores α , contribuyendo a una tasa de ruido de fondo muy pequeña.
- En el experimento PICO60 con C_3F_8 se utilizó un estándar militar de limpieza MIL-STD-1246C nivel 50 y un sistema de filtración en el líquido activo. De esta manera, se removieron las partículas microscópicas que pudieran ser causantes de ruidos de fondo anómalos.

Por último, la fricción entre las piezas del detector adyacentes al líquido activo puede producir partículas que contribuyen a la formación de nucleaciones anómalas (86).

Esta página ha sido intencionalmente dejada en blanco.

Estudio del ruido de fondo debido a neutrones en el experimento PICO60

Para aquellos ruidos de fondo que ofrecen resistencia a ser atenuados, el camino a seguir es la estimación de estos usando simulaciones detalladas basadas en métodos Montecarlo.

Entonces, el objetivo es transferido a la evaluación del número esperado de retrocesos nucleares causados por estos ruidos de fondo. Es decir, la evaluación del número de señales potenciales que podrían imitar el comportamiento de WIMP (22).

Los neutrones con origen en las reacciones (α, n), fisión espontánea y neutrones retardados representan los ruidos de fondo más abundantes. En este capítulo, se aborda el procedimiento seguido para el cálculo de la producción de neutrones con este origen, usando el software SOURCES-4C para cada uno de los componentes de PICO60.

Enseguida, se muestra el uso de los métodos Montecarlo del software GEANT4 para la propagación de los neutrones hacia el material activo (C_3F_8). Por último, se ofrece una descripción de la simbiosis descubierta entre GEANT4 y el uso de software CAD.

5.1. Pruebas de radiopureza

El contenido de U238, Th232 y U235 presentes en cada uno de los componentes de PICO60, fue determinado por espectroscopía de emisión gamma en los laboratorios de pruebas de radiopureza de SNOLAB y la Universidad de Chicago.

La espectropía por emisión gamma hace uso de un detector de germanio de alta pureza (HPGe) en un ambiente criogénico para detectar los fotones emitidos por la muestra.

Algunos componentes con niveles de radioimpurezas que requirieron altos niveles de precisión¹, han sido estudiados en *Pacific Northwest National Laboratory* usando espectroscopía de masas con plasmas acoplados inductivamente(ICP-MS). Los métodos utilizados para la obtención de los isótopos traza se encuentran en detalle en el capítulo 7 de (87).

¹Como el envase de sílica sintético.

5.2. Cálculo de producción de neutrones

Para el cálculo de la producción de neutrones, se tomaron los ya realizados previamente en trabajos ajenos a este (véase apéndice B.1). En mencionado trabajo se utilizó una versión modificada del software SOURCES-4C (87, 97). De esta forma, para cada uno de los componentes de interés de PICO60, la lista de los componentes, se obtuvo el flujo de neutrones y espectro de energía dada la composición y abundancia de radioisótopos respectiva.

SOURCES-4C calcula el espectro de emisión de neutrones, comparando la razón entre la sección eficaz de frenado de las partículas α y la sección eficaz de la reacción (α, n) en un arreglo de hasta 4000 energías para cada energía de las α . En cada punto, la energía de los neutrones que son expulsados es calculada usando el valor Q para cada posible estado final de la razón de decaimiento de la reacción de dos cuerpos (α, n) .

Los datos usados para la simulación en GEANT4, se encuentran en **out2** que contiene el espectro y la producción de neutrones esperada y **outp** que contiene el número esperado de neutrones en unidades de $n/s/g/ppb$.

El siguiente paso, consiste en propagar el espectro de energía de los neutrones por métodos Montecarlo usando GEANT4. A continuación se describen las características principales de estos.

5.3. Simulaciones Montecarlo

Los métodos de Montecarlo se basan en el uso de números aleatorios y la probabilidad para resolver problemas (21). Se usan esencialmente cuando el uso de métodos analíticos son difíciles o imposibles de implementar. También son una herramienta bastante usada cuando el valor preciso de los parámetros iniciales del problema son desconocidos o son representados por medio de distribuciones de probabilidad. Para el caso de estudio, la interacción de partículas con la materia ordinaria puede ser resuelta mediante el uso de simulaciones Montecarlo.

En una simulación Montecarlo, las partículas primarias son elegidas al azar de acuerdo a su distribución de momento y energía y son transportadas gradualmente a través de la geometría. En cada paso, los procesos físicos en la simulación son implementados de acuerdo a su probabilidad. Finalmente, es posible determinar de manera cuantitativa cuantas partículas interactúan en el detector, además de otras propiedades físicas tales como energía, momento, etc.

Terminología

Las simulaciones Montecarlo suelen estudiarse en forma de corridas (*runs*). Una corrida (*run*) es una secuencia de eventos (*events*), usualmente predefinidos por defecto. Un evento (*event*) consiste en la simulación de una o más partículas primarias y todas las secundarias. Las partículas primarias son producidas por una fuente de partículas en cierta posición en el espacio al tiempo cero del inicio del evento. Las partículas son entonces transportadas por pasos (*steps*) a través de la geometría simulada. La magnitud de los pasos es determinada por los procesos físicos implementados.

Todas las partículas que son creadas son registradas hasta que no tengan energía cinética alguna, desaparezcan por alguna reacción o abandonen el volumen simulado (llamado *World Volume*). Si las partículas depositan energía en el detector sensitivo, después de cada paso la simulación guarda la información de la energía depositada hasta el final del evento, punto en el cual los datos pueden ser analizados o guardados permanentemente.

5.4. GEANT4

GEANT4 (*GEometry ANd Tracking*) es una herramienta de simulación Montecarlo del paso de partículas a través de la materia. Sus campos de aplicación incluyen las áreas de física de altas energías, física nuclear y de aceleradores, así como estudios en ciencias médicas y espaciales. Su código es mantenido por la colaboración internacional GEANT4, que consiste de más de 100 científicos e ingenieros de software alrededor del mundo (23).

Es desarrollado en el lenguaje de programación C++ (98) de acuerdo a los principios de la programación orientada a objetos: todo el sistema es dividido en pequeñas partes que se comunican vía la definición de interfaces que pueden (y deben) ser desarrolladas independientemente, haciendo desarrollo independiente en primer plano.

La modularidad de GEANT4, posibilita que el usuario pueda hacer modificaciones a los detalles más finos de la simulación. Por otro lado, como casi nada es predefinido, es la sola y única responsabilidad del usuario asegurarse de que todo funcione correctamente. Esto requiere una substancial cantidad de conocimiento y da lugar a errores cuando ello no se tiene. La incorporación de los parámetros de la simulación son hechos mediante el desarrollo de código de las clases C++ que se heredan de las clases base abstractas proporcionadas por el esquema de GEANT4. Las clases base abstractas de GEANT4 son:

- `G4VUserPhysicsList`

Un proceso (*process*) es el proceso físico como tal. Por ejemplo: efecto fotoeléctrico, ionización o dispersión elástica. Un modelo (*model*) es una descripción del proceso. Todos los modelos y procesos que deben tomarse en cuenta en la simulación deben ser enumerados en una lista de física (*physics list*) en esta clase.

- `G4VUserDetectorConstruction`

En esta clase se definen las dimensiones de las geometrías de los volúmenes a usar en la simulación. En la mayoría de ocasiones, aquí suelen definirse los elementos, compuestos y mezclas de los que está constituido el detector.

- `G4VUserPrimaryGeneratorAction`

Aquí se describen las principales características de las partículas a usarse como proyectil en el detector. Esto incluye posición, momento y energía. Para la obtención de información de la simulación, GEANT4 usa el concepto de *hits* (que se hereda de la clase *G4Hit*), el cual contiene la información relacionada a la deposición de energía, tiempo, posición y momento.

Los *hits* que son producidos en los volúmenes que hayan sido asignados como sensitivos (derivados de *G4VSensitiveDetector*), son procesados o guardados al final de cada *event* en una clase derivada de *G4VUserEventAction*.

5.5. Geometría de PICO60

La incorporación de la geometría del modelo a simularse se hace desarrollando el código computacional de la clase abstracta *G4VUserDetectorConstruction*. En GEANT4, los volúmenes son definidos con el uso de entidades separadas, llamadas sólidos (*solids*). Los sólidos con los que GEANT4 trabaja son formas simples, tales como paralelepípedos, trapezoides, secciones cónicas y cilíndricas, de acuerdo al concepto de *Constructive Solid Geometry (CSG)* (23).

En la realidad, los volúmenes de los componentes de un detector, suelen distar de ser la composición de sólidos simples. En el caso de la reproducción de geometrías complejas, se requiere de un conocimiento detallado de las dimensiones espaciales¹ y suele ser una tarea tediosa. Imprecisiones en la geometría, influyen en la propagación de partículas y en tanto en los resultados de las simulaciones.

Últimamente, colaboraciones independientes han venido creando nuevos paradigmas en GEANT4 en la representación de sólidos (*solids*). Algunos esquemas han venido explorando el uso de superficies de puntos o curvas suaves. En este sentido, la poca información disponible en la base de datos de la colaboración PICO60, sobre las dimensiones de PICO60 así como de sus detalles, motivó a la propuesta de usar el modelo CAD dentro de la documentación interna de la colaboración (véase figura 5.1).

La importación de modelos CAD en la interfaz de GEANT4, no siempre es posible o requiere de conversiones intermedias a archivos GDML (*Geometry Description Markup Language*)(24). El formato GDML se basa en el esquema (XML), el cual permite conservar varios de los aspectos de la geometría, incluyendo propiedades de los materiales y los montajes (99). A continuación se describen los métodos empleados fallidos y exitosos en la implementación del modelo CAD de PICO60 en la clase *G4VUserDetectorConstruction* de GEANT4.

5.5.1. FASTRAD

FASTRAD es una herramienta diseñada para el cálculo de dosimetría radiológica, aunque también ha encontrado aplicaciones en otras áreas. La interfase incluye un modelador 3D con características que posibilitan la importación de otras geometrías en formato STEP (*Standard for the Exchange of Product model data*) (100). Adicionalmente, posee una interfase que permite la conversión de CAD a GDML. Al ser un software de código privado, se requiere de un pago elevado² a terceros para ser usado. Esta alternativa se descartó eventualmente.

¹Tradicionalmente, hay que hacer mediciones in situ en el experimento.

²Comunicación privada con hugo.canovas@trad.fr

5.5.2. CADMesh

CADMesh es una interfase para la directa importación de modelos CAD en GEANT4, donde la librería ASSIMP (101) es utilizada para leer los archivos CAD. CADMesh, soporta la lectura de archivos en formato STL (STereo-Lithography) y PLY (*Stanford Triangle Format*) (24). El formato STL hace uso de volúmenes 3D usando mallas poligonales (usualmente triangulares o cuadrangulares) para definir superficies cerradas. Una nube de puntos en el espacio 3D definen los vértices de las mallas y una colección de caras definen la interconexión entre los vértices. Ello es equivalente a la construcción en GEANT4 del esquema de sólidos teselados `G4TessellatedSolid`.

Obtener los archivos CAD en formato STL, representó un reto importante en todo el proceso de conversión de formatos, pues el modelo CAD de PICO60, se encontró en formato nativo (SLDASM) de SolidWorks. Si bien, aunque SolidWorks permitió la conversión directa de SLDASM a STL no mostró evidencia de facilitar el camino, pues todas las componentes del detector sufrían un cambio de posiciones con respecto al origen de coordenadas. Para remediar esto último, se recurrió al software FREECAD. Entonces, la conversión SLDASM \rightarrow STL sufrió una conversión de formatos adicional.

Luego, el modelo CAD de PICO60 se convirtió en su totalidad a formato STEP. Aquí, FREECAD fue utilizado para la conversión de STEP a STL, para con ello finalmente incorporarlos a la interfase CADMesh-GEANT4. A primera vista, la segunda conversión de formatos CAD en FREECAD pudiera parecer mundana y coloquial. No obstante, las utilidades de FREECAD resultaron no sólo en la obtención de geometrías más precisas sino en que una vez en GEANT4, la rotación y ubicación de cada una de las componentes de PICO60 no fueron necesarias.

He aquí una herramienta que no solo facilitó el tedioso trabajo de dibujar geometrías a partir de formas básicas, sino que también dio la garantía de tener cada componente en la geometría de GEANT4 ubicado a tal precisión solo limitada por los propios del dibujo CAD. Vale la pena recalcar que el formato STL excluye información como color, texturas o propiedades físicas que sí incluyen otros formatos CAD (GDML, SLDASM, etc.). Esta información se incorporó manualmente al código de GEANT4.

5.5.3. SolidWorks

SolidWorks es un software CAD para modelado mecánico en 3D, desarrollado en la actualidad por SolidWorks Corp., una filial de Dassault Systèmes, S.A. (Suresnes, Francia), para el sistema operativo Microsoft Windows. El programa permite modelar piezas y conjuntos y extraer de ellos tanto planos técnicos como otro tipo de información necesaria para la producción, tales como masa y dimensiones. Durante la incorporación de la geometría CAD a GEANT4, SolidWorks fue un pedestal preponderante. En primera instancia, el grupo de ingenieros de la colaboración PICO, diseñó enteramente el modelo CAD de PICO60 en este software. Adicionalmente, algunas de los componentes del detector no estaban incluidas en el dibujo CAD, por lo que se tuvieron que dibujar. Además, se encontró que algunas de los componentes del dibujo CAD tenían traslapes y entonces varias modificaciones fueron hechas al dibujo 3D. Los traslapes, son de gran importancia en GEANT4, pues ello produciría errores en la correcta

5. ESTUDIO DEL RUIDO DE FONDO DEBIDO A NEUTRONES EN EL EXPERIMENTO PICO60



(a) *Fotografía de PICO60*



(b) *GEANT4 usando sólidos*



(c) *GEANT4 usando CAD-Mesh*

Figura 5.1: Comparación entre la geometría real de PICO60 y 2 de sus esquemas de representación en la simulación Montecarlo en GEANT4.

propagación de partículas y con ello resultados incorrectos.

Mucha de la información perdida o mimetizada en la documentación de PICO60 fue posible obtenerla usando SolidWorks. Por ejemplo, las masas y dimensiones de algunos componentes del detector fueron extraídas de aquí y sirvieron de entrada tanto para SOURCES-4C como para GEANT4. Haberlas determinado manualmente, hubiera sido difícil o imposible.

Caracterización del ruido de neutrones en PICO60

Para un experimento que requiere de la detección de eventos poco probables, tal como la dispersión elástica de WIMP con un núcleo atómico, es necesario caracterizar todas las fuentes de ruido de fondo y comprender su influencia en el detector.

Si la tasa de eventos debido a ruidos de fondo es muy alta, se vuelve imposible atribuir una detección debido a materia oscura. Por otra parte, si el ruido de fondo es mal cuantificado, la significancia estadística no puede ser adscrita a ningún exceso sobre la tasa de eventos totales.

A este respecto, PICO60 ha desarrollado técnicas de discriminación y reducción de ruidos de fondo electromagnéticos y partículas α . Para el caso de ruidos de fondo debidos a neutrones, se trata de un caso cuya reducción y discriminación son difíciles de implementar.

En este capítulo, se describe minuciosamente el uso de simulaciones Montecarlo para caracterizarlo usando GEANT4. Finalmente, la predicción del Montecarlo es comparada con el número de eventos individuales y múltiples medidos experimentalmente durante la toma de datos de PICO60 con C_3F_8 .

6.1. Cálculo de la tasa de producción de neutrones

El cálculo de la tasa de producción de neutrones R_n requiere de la producción de neutrones Y_n (véase figuras 6.1, 6.2 y 6.3), que se define como el número de neutrones producidos por unidad de masa, por traza de radioisótopo y por unidad de tiempo (n/g/s/ppb).

La producción de neutrones Y_n se obtiene mediante el software SOURCES-4C. Este recibe como entrada la composición porcentual de átomos del material, el intervalo de energías de los neutrones, el número de núclidos objetivo, etc. La salida de SOURCES-4C proporciona la producción de neutrones para neutrones retardados, fisión espontánea y reacciones (α, n) . Los valores obtenidos para los materiales de PICO60 considerados en la simulación Montecarlo pueden encontrarse en el apéndice B.1.

Para obtener la tasa de producción de neutrones R_n , es necesario multiplicar la producción de neutrones Y_n por la magnitud de la traza del radioisótopo K (apéndice B.3) y la masa del componente M (apéndice B.2).

$$R_n = Y_n \cdot K \cdot M \tag{6.1}$$

6. CARACTERIZACIÓN DEL RUIDO DE NEUTRONES EN PICO60

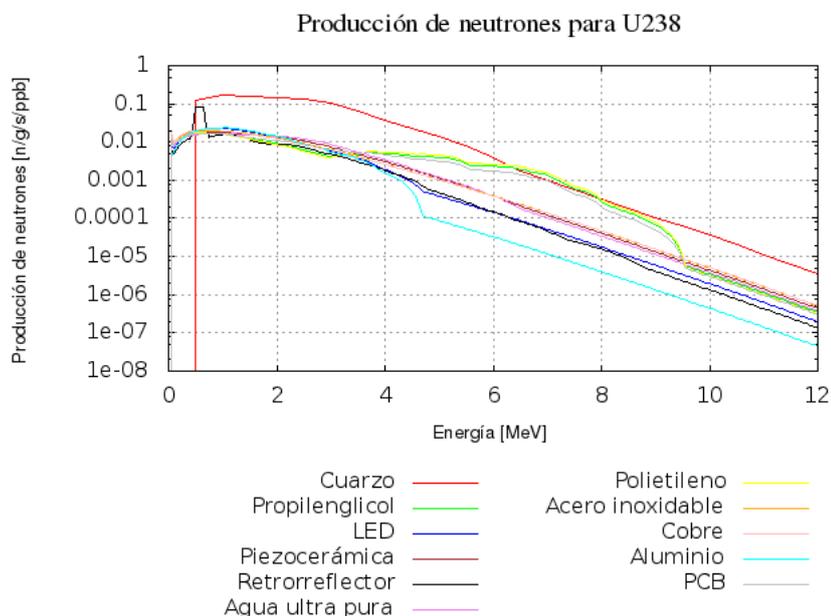


Figura 6.1: El espectro de la producción de neutrones para U238 con origen en fisión espontánea, neutrones retardados y (α, n) . Nótese el eje vertical en escala logarítmica.

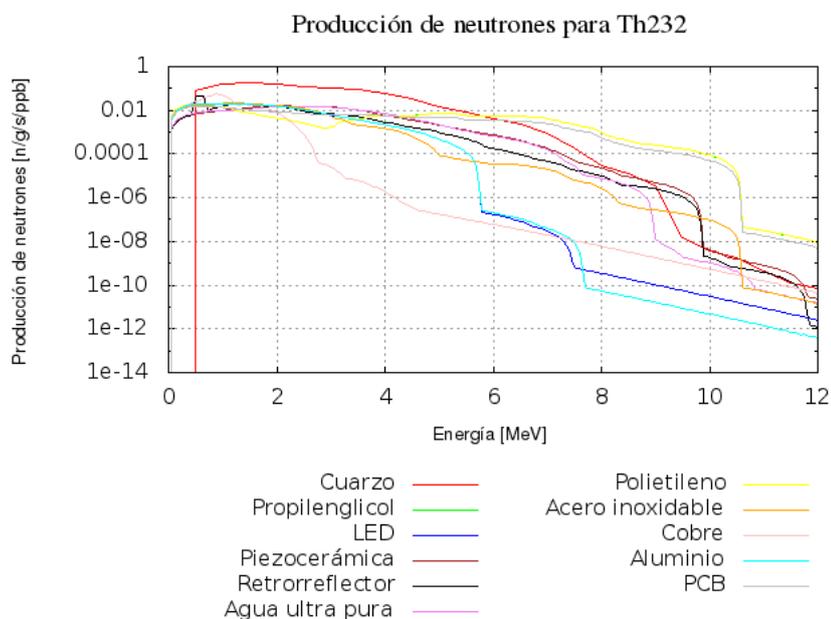


Figura 6.2: El espectro de la producción de neutrones para Th232 con origen en fisión espontánea, neutrones retardados y (α, n) . Nótese el eje vertical en escala logarítmica.

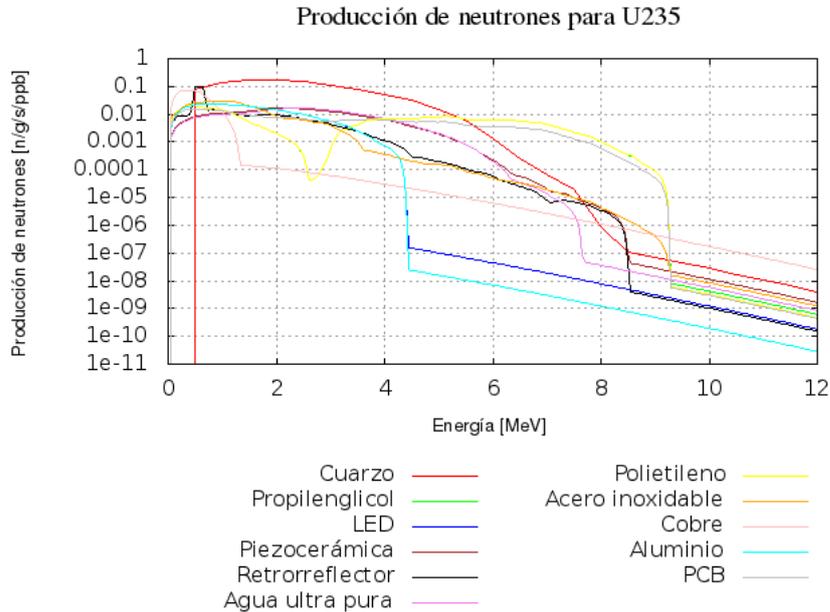


Figura 6.3: El espectro de la producción de neutrones para U235 con origen en fisión espontánea, neutrones retardados y (α, n) . Nótese el eje vertical en escala logarítmica.

6.2. Propagación de neutrones en GEANT4

Los espectros de neutrones generados en el software SOURCES-4C, fueron propagados en GEANT4 desde cada componente de PICO60 hacia el C_3F_8 . El esquema de propagación asume que los radioisótopos se encuentran distribuidos de manera homogénea y uniforme dentro del material, y que los neutrones se emiten isotrópicamente.

Dada la baja ocurrencia de eventos, fue necesario la simulación de una cuantiosa cantidad de eventos. La simulación en GEANT4 fue dividida en etapas y enviada al nodo Sharcnet de Compute Canada así como también al clúster MINGUS del IF-UNAM. Entonces, el tiempo de CPU es reducido¹ y la alta estadística contribuye a una reducción de las incertidumbres estadísticas en todos los cálculos realizados.

El archivo de salida de GEANT4 en formato ASCII, contiene información acerca del número de dispersiones, eventos y posición tridimensional de donde ocurrió la interacción en el C_3F_8 y el átomo del líquido activo dispersado (Carbono o Flúor).

Para poder calibrar y comparar el Montecarlo con los datos experimentales, es necesario la realización de correcciones de eficiencias y cortes cinemáticos. En el caso en cuestión, el Montecarlo fue ajustado usando la [curva de eficiencia de nucleación](#) obtenida experimentalmente (84). Esta curva está descrita por una función de líneas rectas creciente a pedazos y asume eficiencias de nucleación para Carbono-núcleo y Flúor-núcleo separadamente, descartando el enfoque seguido por la teoría de Seitz que asume un 100% de eficiencia en el valor del umbral

¹Un tiempo de CPU de casi 8 años fue reducido al de 10 semanas.

de energía en la formación de burbujas (véase figura 3.4)

Una vez que los eventos Montecarlo fueron seleccionados, se calculó la aceptación η . La aceptación se define como el número de eventos seleccionados (*burbujas*) entre el número total de eventos generados en la simulación. Véase en los apéndices B.4 y C, los números necesarios para calcular la aceptación para cada componente y su respectivo radioisótopo.

6.3. Estimación del ruido de neutrones para un año

Ruido de fondo radiogénico

El ruido de fondo debido a neutrones radiogénicos N puede ser estimado multiplicando la tasa de producción de neutrones R_n por la aceptación η por el tiempo de toma de datos del detector L .

$$N = \eta \cdot R_n \cdot L \quad (6.2)$$

El valor de L que se ha asumido en los cálculos del presente trabajo, corresponde al tiempo en segundos correspondiente a un año ($L = 31557600$ s). La ejecución de este cálculo y la incorporación de la [curva de eficiencia de nucleación](#) se ha realizado con el código del [apéndice A](#).

Las cantidades involucradas en el cálculo de N , tienen asociados errores sistemáticos y estadísticos. Las fuentes de errores más prominentes son los niveles de radioactividad y la magnitud de las masas. Para las masas se ha asumido un error porcentual del 1 % y para Y_n una incertidumbre del 10 %. Estas incertidumbres en combinación con la magnitud de la traza, son sumadas en cuadratura.

Luego para cada radioisótopo considerado (U238, Th232 y U235), sus contribuciones e incertidumbres son sumadas aritméticamente para cada componente. Las contribuciones totales para cada componente se presentan en las tablas siguientes. El cálculo en detalle se encuentra en el [apéndice C](#).

Componente	Individuales	Dobles	EVENTOS/AÑO			Múltiples
			Triples	Cuádruples	Quíntuples	
Propilenglicol	0.75 ± 0.48	$(4.63 \pm 3.01) \times 10^{-1}$	$(3.07 \pm 1.98) \times 10^{-1}$	$(2.17 \pm 1.41) \times 10^{-1}$	$(1.62 \pm 1.06) \times 10^{-1}$	1.85 ± 1.20
Envase de presión	0.16 ± 0.15	$(0.99 \pm 0.94) \times 10^{-1}$	$(0.73 \pm 0.69) \times 10^{-1}$	$(0.50 \pm 0.50) \times 10^{-1}$	$(0.43 \pm 0.40) \times 10^{-1}$	0.45 ± 0.43
Tapa parabólica	0	0	0	0	0	$(1.72^{+3.18}_{-1.72}) \times 10^{-6}$
Fuelle principal	$(7.77 \pm 6.46) \times 10^{-6}$	$(7.77 \pm 6.46) \times 10^{-6}$	$(1.83^{+3.39}_{-1.83}) \times 10^{-6}$	0	$(0.91^{+1.69}_{-0.91}) \times 10^{-6}$	$(10.52^{+11.55}_{-10.52}) \times 10^{-6}$
Brida superior del envase de sílica	$(6.46^{+7.76}_{-6.46}) \times 10^{-4}$	$(4.13^{+4.46}_{-4.13}) \times 10^{-4}$	$(2.80^{+3.21}_{-2.80}) \times 10^{-4}$	$(2.33^{+3.29}_{-2.33}) \times 10^{-4}$	$(2.12^{+2.58}_{-2.12}) \times 10^{-4}$	$(16.81^{+19.28}_{-16.81}) \times 10^{-4}$

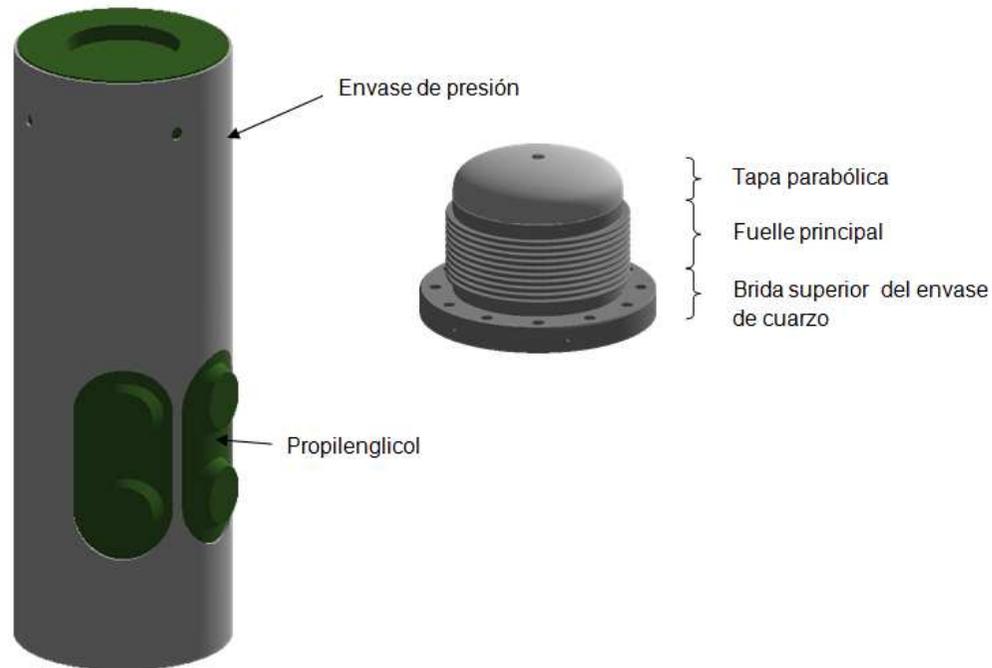


Figura 6.4: Componentes internos del envase de presión.

Componente	Individuales	Dobles	EVENTOS/AÑO				Múltiples
			Triples	Cuádruples	Quíntuples		
Brida superior del envase de presión	0	0	$(8.86 \pm 6.17) \times 10^{-4}$	0	0	$(8.86 \pm 6.17) \times 10^{-4}$	
Brida principal			$< 3.33 \times 10^{-7}$				
Bobina refrigerante	0	$(0.59 \pm 0.41) \times 10^{-3}$	$(5.87 \pm 4.08) \times 10^{-4}$	$(5.87 \pm 4.08) \times 10^{-4}$	$(5.87 \pm 4.08) \times 10^{-4}$	$(2.35 \pm 1.63) \times 10^{-3}$	
Tapa inferior del envase de presión	0.13 ± 0.24	$(8.73 \pm 7.97) \times 10^{-2}$	$(5.95 \pm 5.48) \times 10^{-2}$	$(4.69 \pm 4.33) \times 10^{-2}$	$(3.11 \pm 2.91) \times 10^{-2}$	0.38 ± 0.35	
Plato superior de la base	$(1.80 \pm 1.47) \times 10^{-4}$	$(1.12^{+1.20}_{-1.12}) \times 10^{-4}$	$(7.51^{+8.90}_{-7.51}) \times 10^{-5}$	$(3.90^{+4.05}_{-3.90}) \times 10^{-5}$	$(4.10^{+7.15}_{-4.10}) \times 10^{-5}$	$(3.60^{+4.27}_{-3.60}) \times 10^{-4}$	
Base			$< 3.42 \times 10^{-7}$				

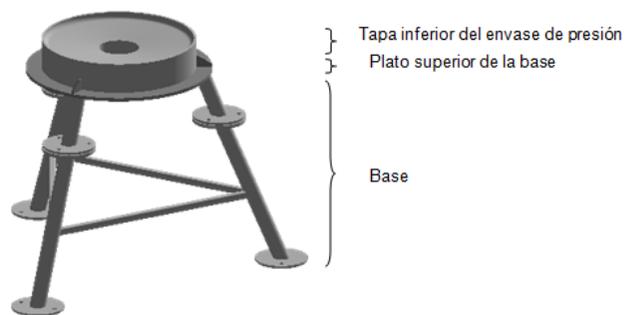
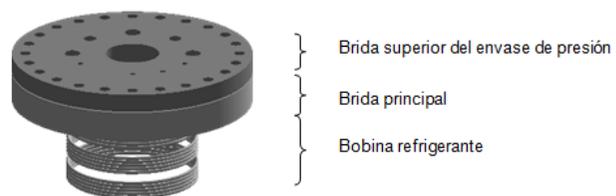


Figura 6.5: Componentes del envase de presión.

Componente	Individuales	EVENTOS/AÑO				
		Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Múltiples
Retrorreflector principal	1.99 ± 0.20	1.26 ± 0.13	0.91 ± 0.09	0.64 ± 0.07	0.53 ± 0.05	5.66 ± 0.06
Cono grande del retrorreflector	0.47 ± 0.05	$(2.96 \pm 0.31) \times 10^{-1}$	$(2.03 \pm 0.21) \times 10^{-1}$	$(1.46 \pm 0.15) \times 10^{-1}$	$(1.09 \pm 0.11) \times 10^{-1}$	1.20 ± 0.13
Cono pequeño del retrorreflector	$(6.01 \pm 0.63) \times 10^{-2}$	$(3.61 \pm 0.38) \times 10^{-2}$	$(2.68 \pm 0.28) \times 10^{-2}$	$(1.84 \pm 0.19) \times 10^{-2}$	$(1.38 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(15.09 \pm 1.58) \times 10^{-2}$
Base del retrorreflector	$(5.24 \pm 0.55) \times 10^{-3}$	$(3.39 \pm 0.35) \times 10^{-3}$	$(2.42 \pm 0.25) \times 10^{-3}$	$(1.75 \pm 0.18) \times 10^{-3}$	$(1.24 \pm 0.13) \times 10^{-3}$	$(14.53 \pm 1.52) \times 10^{-3}$

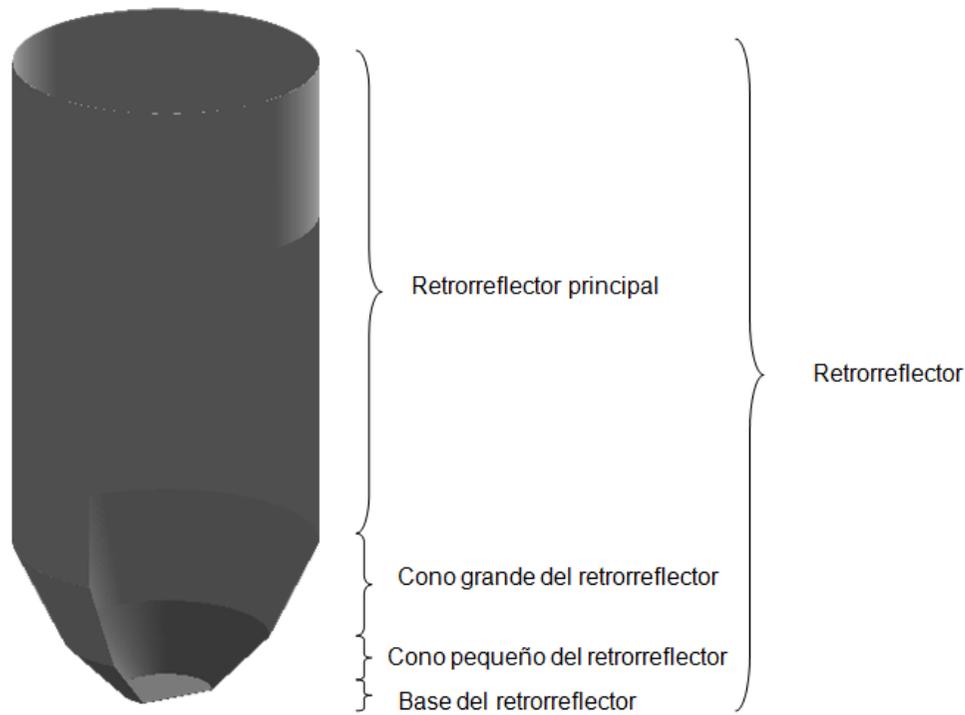


Figura 6.6: Retrorreflector.

Componente	Individuales	Dobles	EVENTOS/AÑO				Múltiples
			Triples	Cuádruples	Quíntuples		
Puerto dual de las ventanas	0.15 ± 0.14	$(1.05 \pm 0.97) \times 10^{-1}$	$(0.71 \pm 0.66) \times 10^{-1}$	$(5.05 \pm 4.70) \times 10^{-2}$	$(4.51 \pm 4.10) \times 10^{-2}$	0.48 ± 0.44	
Ventanas	$(5.64 \pm 3.16) \times 10^{-5}$	$(3.67 \pm 2.11) \times 10^{-5}$	$(1.95 \pm 1.19) \times 10^{-5}$	$(1.88 \pm 1.28) \times 10^{-5}$	$(1.53 \pm 0.88) \times 10^{-5}$	$(14.57 \pm 8.12) \times 10^{-5}$	
Bridas de las ventanas	$(1.89 \pm 1.70) \times 10^{-2}$	$(1.20 \pm 1.08) \times 10^{-2}$	$(8.25 \pm 7.35) \times 10^{-3}$	$(6.23 \pm 5.43) \times 10^{-3}$	$(4.53 \pm 4.47) \times 10^{-3}$	$(5.36 \pm 4.86) \times 10^{-2}$	
Conexión de PVC	$(1.48 \pm 0.27) \times 10^{-2}$	$(0.99 \pm 0.18) \times 10^{-2}$	$(0.68 \pm 0.12) \times 10^{-2}$	$(0.52 \pm 0.09) \times 10^{-2}$	$(0.42 \pm 0.07) \times 10^{-2}$	$(4.20 \pm 0.78) \times 10^{-2}$	

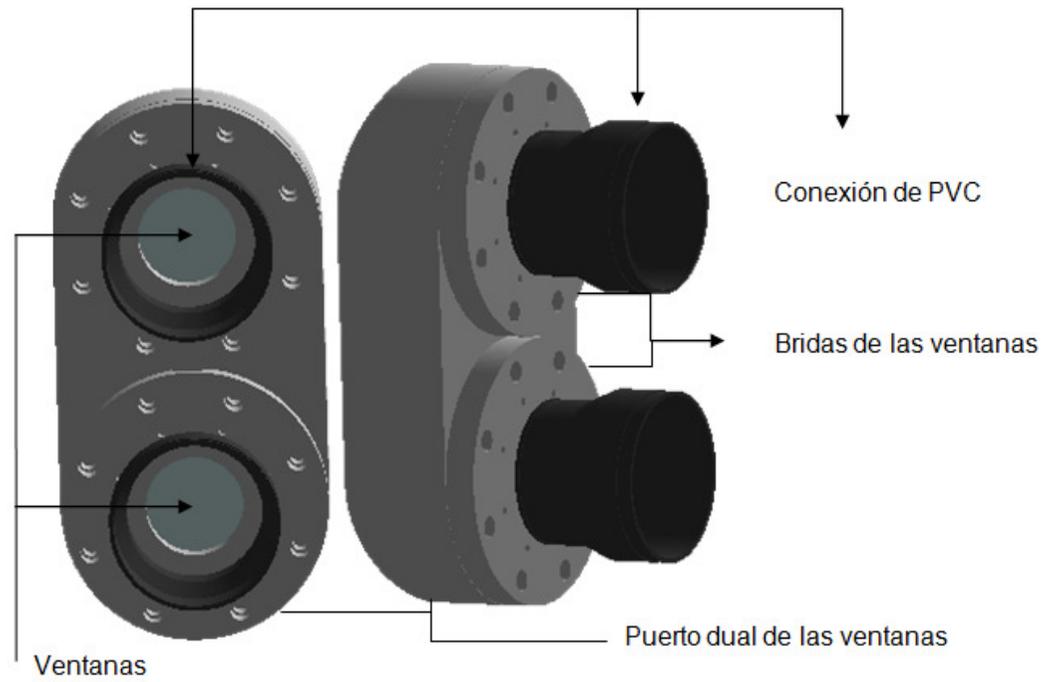


Figura 6.7: Componentes externos del envase de presión.

Componente	Individuales	Dobles	EVENTOS/AÑO			Múltiples
			Triples	Cuádruples	Quíntuples	
Adaptador de cuarzo			$< 6.66 \times 10^{-7}$			
Pipeta de cuarzo	$(7.88 \pm 1.22) \times 10^{-4}$	$(5.42 \pm 0.82) \times 10^{-4}$	$(3.54 \pm 0.54) \times 10^{-4}$	$(2.79 \pm 0.43) \times 10^{-4}$	$(2.25 \pm 0.34) \times 10^{-4}$	$(22.66 \pm 3.45) \times 10^{-4}$
Agua ultra pura	$(2.05^{+3.17}_{-2.05}) \times 10^{-2}$	$(1.22^{+1.87}_{-1.22}) \times 10^{-2}$	$(0.79^{+1.24}_{-0.79}) \times 10^{-2}$	$(0.56^{+0.87}_{-0.56}) \times 10^{-2}$	$(0.41^{+0.66}_{-0.41}) \times 10^{-2}$	$(4.59^{+7.15}_{-4.59}) \times 10^{-2}$
Envase de sílica sintético	0.86 ± 0.58	$(5.43 \pm 3.70) \times 10^{-1}$	$(3.69 \pm 2.51) \times 10^{-1}$	$(2.63 \pm 1.79) \times 10^{-1}$	$(1.98 \pm 1.34) \times 10^{-1}$	2.51 ± 1.70
Anillo de montaje de las piezocerámicas	$(6.51 \pm 1.70) \times 10^{-4}$	$(4.00 \pm 1.04) \times 10^{-4}$	$(2.49 \pm 0.66) \times 10^{-4}$	$(1.74 \pm 0.46) \times 10^{-4}$	$(1.20 \pm 0.33) \times 10^{-4}$	$(9.68 \pm 3.37) \times 10^{-4}$

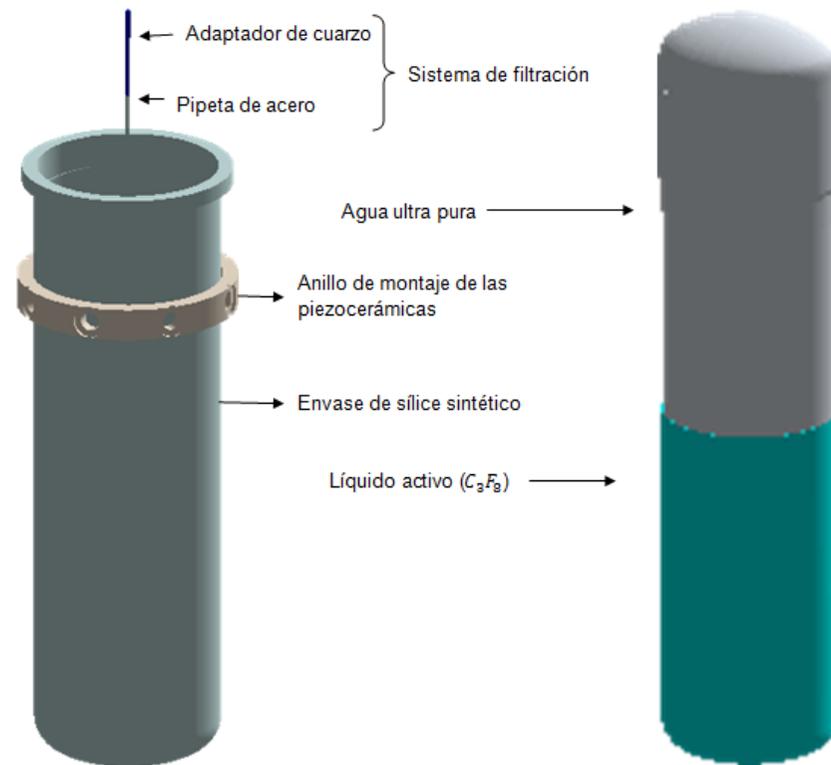


Figura 6.8: Componentes internos del envase de presión.

Componente	EVENTOS/AÑO					
	Individuales	Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Múltiples
PCB piezocerámica	$(1.21^{+1.46}_{-1.21}) \times 10^{-5}$	$(7.21^{+8.77}_{-7.21}) \times 10^{-6}$	$(4.66^{+5.64}_{-4.66}) \times 10^{-6}$	$(3.30^{+4.01}_{-3.30}) \times 10^{-6}$	$(2.37^{+2.89}_{-2.37}) \times 10^{-6}$	$(2.68^{+3.27}_{-2.68}) \times 10^{-5}$
Piezocerámica	$(1.49 \pm 0.83) \times 10^{-5}$	$(8.94 \pm 4.97) \times 10^{-6}$	$(5.88 \pm 3.21) \times 10^{-6}$	$(4.11 \pm 2.27) \times 10^{-6}$	$(2.98 \pm 1.59) \times 10^{-6}$	$(3.45 \pm 1.89) \times 10^{-5}$
Carcasa de la piezocerámica	$(7.71^{+12.88}_{-7.71}) \times 10^{-5}$	$(4.86^{+8.02}_{-4.86}) \times 10^{-5}$	$(3.16^{+5.25}_{-3.16}) \times 10^{-5}$	$(2.02^{+3.39}_{-2.02}) \times 10^{-5}$	$(1.68^{+2.81}_{-1.68}) \times 10^{-5}$	$(18.09^{+30.19}_{-18.40}) \times 10^{-5}$
Cámaras	$(2.79 \pm 0.30) \times 10^{-2}$	$(2.07 \pm 0.22) \times 10^{-2}$	$(1.40 \pm 0.15) \times 10^{-2}$	$(1.13 \pm 0.12) \times 10^{-2}$	$(8.13 \pm 0.88) \times 10^{-3}$	$(9.28 \pm 0.10) \times 10^{-2}$
Lentes	$(5.68 \pm 0.08) \times 10^{-2}$	$(3.89 \pm 0.60) \times 10^{-2}$	$(2.97 \pm 0.46) \times 10^{-2}$	$(1.93 \pm 0.29) \times 10^{-2}$	$(1.35 \pm 0.21) \times 10^{-2}$	$(17.78 \pm 2.75) \times 10^{-2}$
Disipador térmico	$(1.55 \pm 0.88) \times 10^{-6}$	$(8.86 \pm 5.06) \times 10^{-7}$	$(5.62 \pm 3.18) \times 10^{-7}$	$(6.13 \pm 3.51) \times 10^{-7}$	$(4.62 \pm 2.65) \times 10^{-7}$	$(4.38 \pm 2.49) \times 10^{-6}$
PCB LED	$(1.63 \pm 0.20) \times 10^{-2}$	$(10.99 \pm 1.38) \times 10^{-3}$	$(7.39 \pm 0.93) \times 10^{-3}$	$(5.41 \pm 0.68) \times 10^{-3}$	$(4.32 \pm 0.54) \times 10^{-3}$	$(4.68 \pm 0.59) \times 10^{-2}$
LED	$(0.69 \pm 0.16) \times 10^{-2}$	$(47.422 \pm 10.80) \times 10^{-4}$	$(36.07 \pm 8.21) \times 10^{-4}$	$(28.68 \pm 6.51) \times 10^{-4}$	$(23.03 \pm 5.28) \times 10^{-4}$	$(2.55 \pm 0.58) \times 10^{-2}$

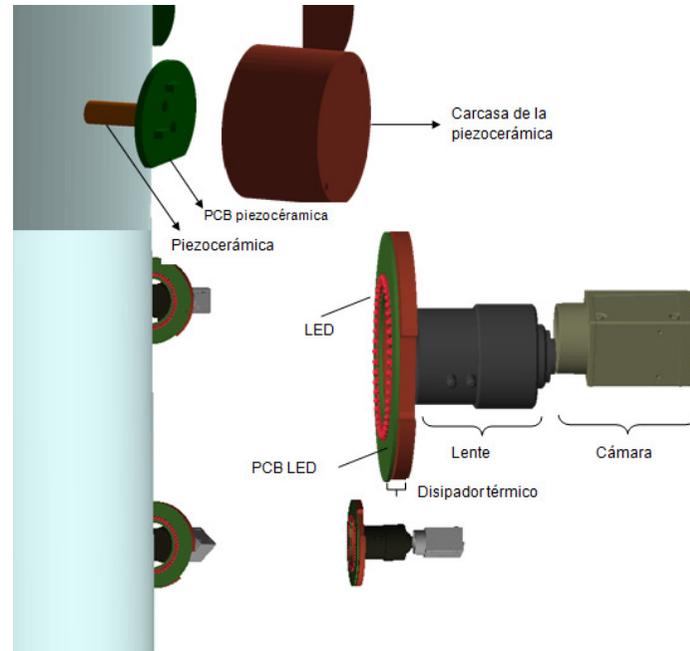


Figura 6.9: Sistema de adquisición de datos.

Ruido de fondo debido a otras fuentes

El cálculo para la producción de neutrones con origen en la difusión y disolución del Rn en los líquidos de PICO60, así como los inducido por muones han sido tomados de un trabajo ajeno a este. La distribución angular y la frecuencia de los neutrones cosmogónicos producidos en las rocas de la caverna de SNOLAB se tomaron de (102) y fueron normalizados usando el flujo de muones medido por el experimento SNO (103).

Componente	eventos individuales/año	eventos múltiples/año
Rn en el aire de la conexión de PVC	0.23 ± 0.11	0.74 ± 0.37
Rn en el tanque de agua	0.16 ± 0.08	0.50 ± 0.25
Muones inducidos por agua y roca	0.16 ± 0.04	0.30 ± 0.06
Rn en el retroreflector y conexión de PVC	0.04 ± 0.01	0.08 ± 0.01

Tabla 6.1: Otros ruidos de fondo debidos a neutrones.

6.4. Ruido total debido a neutrones para un año

Para obtener el valor total del ruido de fondo debido a neutrones, es necesario sumar todas las contribuciones. El resultado se muestra en la tabla 6.2.

Componente	Eventos individuales/año	Eventos múltiples/año
Retrorreflector principal	1.99 ± 0.20	5.66 ± 0.06
Envase de sílica sintético	0.86 ± 0.58	2.51 ± 1.70
Propilenglicol	0.75 ± 0.48	1.85 ± 1.20
Cono grande del retrorreflector	0.47 ± 0.05	1.20 ± 0.13
Rn en el aire de la conexión de PVC	0.23 ± 0.11	0.74 ± 0.37
Rn en el tanque de agua	0.16 ± 0.08	0.50 ± 0.25
Puerto dual de las ventanas	0.15 ± 0.14	0.48 ± 0.44
Envase de presión	0.16 ± 0.15	0.45 ± 0.43
Tapa inferior del envase de presión	0.13 ± 0.24	0.38 ± 0.35
Muones inducidos por agua y roca	0.16 ± 0.04	0.30 ± 0.06
Rn en el retrorreflector y conexión de PVC	0.04 ± 0.01	0.08 ± 0.01
Lentes	$(5.68 \pm 0.08) \times 10^{-2}$	$(17.78 \pm 2.75) \times 10^{-2}$
Cono pequeño del retrorreflector	$(6.01 \pm 0.63) \times 10^{-2}$	$(15.09 \pm 1.58) \times 10^{-2}$
Cámaras	$(2.79 \pm 0.30) \times 10^{-2}$	$(9.28 \pm 0.10) \times 10^{-2}$
Bridas de las ventanas	$(1.89 \pm 1.70) \times 10^{-2}$	$(5.36 \pm 4.86) \times 10^{-2}$
PCB LED	$(1.63 \pm 0.20) \times 10^{-2}$	$(4.68 \pm 0.59) \times 10^{-2}$
Agua ultra pura	$(2.05^{+3.17}_{-2.05}) \times 10^{-2}$	$(4.59^{+7.15}_{-4.59}) \times 10^{-2}$
Conexión de PVC	$(1.48 \pm 0.27) \times 10^{-2}$	$(4.20 \pm 0.78) \times 10^{-2}$
LED	$(0.69 \pm 0.16) \times 10^{-2}$	$(2.55 \pm 0.58) \times 10^{-2}$
Base del retrorreflector	$(5.24 \pm 0.55) \times 10^{-3}$	$(14.53 \pm 1.52) \times 10^{-3}$
Bobina refrigerante	0	$(2.35 \pm 1.63) \times 10^{-3}$
Pipeta de cuarzo	$(7.88 \pm 1.22) \times 10^{-4}$	$(22.66 \pm 3.45) \times 10^{-4}$
Brida superior del envase de sílica	$(6.46^{+7.76}_{-6.46}) \times 10^{-4}$	$(16.81^{+19.28}_{-16.81}) \times 10^{-4}$
Anillo de montaje de las piezocerámicas	$(6.51 \pm 1.70) \times 10^{-4}$	$(9.68 \pm 3.37) \times 10^{-4}$
Brida superior del envase de presión	0	$(8.86 \pm 6.17) \times 10^{-4}$
Plato superior de la base	$(1.80 \pm 1.47) \times 10^{-4}$	$(3.60^{+4.27}_{-3.60}) \times 10^{-4}$
Carcasa de la piezocerámica	$(7.71^{+12.88}_{-7.71}) \times 10^{-5}$	$(18.09^{+30.19}_{-18.40}) \times 10^{-5}$
Ventanas	$(5.64 \pm 3.16) \times 10^{-5}$	$(14.57 \pm 8.12) \times 10^{-5}$
Piezocerámica	$(1.49 \pm 0.83) \times 10^{-5}$	$(3.45 \pm 1.89) \times 10^{-5}$
PCB piezocerámica	$(1.21^{+1.46}_{-1.21}) \times 10^{-5}$	$(2.68^{+3.27}_{-2.68}) \times 10^{-5}$
Fuelle principal	$(7.77 \pm 6.46) \times 10^{-6}$	$(10.52^{+11.95}_{-10.52}) \times 10^{-6}$
Disipador térmico	$(1.55 \pm 0.88) \times 10^{-6}$	$(4.38 \pm 2.49) \times 10^{-6}$
Tapa parabólica	0	$(1.72^{+3.18}_{-1.72}) \times 10^{-6}$
TOTAL	5.33 ± 2.15	14.81 ± 5.19

Tabla 6.2: Contribuciones al ruido de fondo de los componentes de PICO60 debido a (α, n), fisión espontánea y neutrones retardados con origen en las cadenas de decaimiento de U235, Th232 y U238.

El alto contenido de Titanio del retrorreflector explica su dominancia frente a todas las demás contribuciones, pues la sección eficaz de las reacciones (α, n) para elementos ligeros se incrementa para materiales con Z pequeños.

En tanto para el envase de sílica sintético, se han asumido los límites medidos por el detector *HPGe* del laboratorio SNOLAB. Estas mediciones están por encima de las esperadas y nuevas mediciones se realizarán en el *Pacific Northwest National Laboratory* usando la tecnología *ICP-MS*.

La contribución del propilenglicol se explica principalmente por su cercanía al material activo además de su gran masa con respecto a los demás componentes.

6.5. Comparación Montecarlo vs PICO60 con C_3F_8

Entre noviembre de 2016 y enero de 2017, la colaboración PICO con el detector PICO60 (11), para una toma de datos con C_3F_8 determinó una exposición de $1167 \pm 28 \text{ kg} \cdot \text{días}$ para eventos debido a nucleaciones individuales y $1555 \pm 15 \text{ kg} \cdot \text{días}$ para eventos debidos a nucleaciones múltiples. Para la comparación del Montecarlo con esta toma de datos, no se han asumido cortes fiduciales.

En consecuencia, el cálculo de la predicción del Montecarlo toma en cuenta el 100% de la masa del C_3F_8 ($52.8 \pm 0.5 \text{ kg}$). Bajo esta premisa, el Montecarlo predice:

- Eventos debido a nucleaciones individuales

$$\left[\frac{(5.33 \pm 2.15 \frac{\text{eventos}}{1 \text{ año}}) \cdot (\frac{1 \text{ año}}{365 \text{ días}})}{52.8 \pm 0.5 \text{ kg}} \right] \cdot [1167 \pm 28 \text{ kg} \cdot \text{días}] = 0.32 \pm 0.12 \text{ eventos} \quad (6.3)$$

- Eventos debido a nucleaciones múltiples

$$\left[\frac{(14.81 \pm 5.19 \frac{\text{eventos}}{1 \text{ año}}) \cdot (\frac{1 \text{ año}}{365 \text{ días}})}{52.8 \pm 0.5 \text{ kg}} \right] \cdot [1555 \pm 15 \text{ kg} \cdot \text{días}] = 1.19 \pm 0.41 \text{ eventos} \quad (6.4)$$

Comparando los eventos observados y los predichos por el Montecarlo

	1 evento	Total eventos múltiples
<i>Montecarlo</i>	0.32 ± 0.12	1.19 ± 0.41
<i>Datos experimentales</i>	0	3

Para los eventos individuales, el Montecarlo predice menos de un evento lo cual está de acuerdo con los cero eventos observados.

Por otro lado, para los eventos múltiples parece existir discrepancia. Sin embargo, el análisis de toma de datos posteriores sugiere que para una exposición de $4732 \text{ kg} \cdot \text{días}$ (que incluye

6. CARACTERIZACIÓN DEL RUIDO DE NEUTRONES EN PICO60

la primer toma de datos), los eventos múltiples observados son cuatro. Bajo este esquema, el Montecarlo predice 3.64 ± 1.27 eventos y es consistente con los cuatro eventos de la toma de datos total¹.

Por tanto, los eventos múltiples de la primer toma de datos de PICO60, se pueden explicar como una fluctuación estadística.

Los eventos múltiples observados (atribuibles a neutrones), claramente limitan el desempeño de la cámara de burbujas PICO60 como detector de WIMP.

En lugar de continuar con una toma de datos más larga, este detector ha sido decomisado y substituido por una nueva cámara de burbujas: PICO40L. Se espera que esta cámara, represente un escalón importante hacia una generación de detectores de PICO con una importante reducción en los ruidos de fondo radiogénicos y anómalos.

¹Este análisis se encuentra en proceso de publicación.

7.1. El ruido de fondo debido neutrones en el experimento PICO60

La materia oscura es la explicación para varias observaciones cosmológicas y astrofísicas que datan del siglo pasado. Su naturaleza, permanece aún un misterio y podría estar conformada de partículas débilmente interactuantes (WIMP) con motivación en física más allá del Modelo Estándar.

El experimento PICO60 que se encuentra instalado en el laboratorio SNOLAB, realiza un intenso programa para la búsqueda de WIMP con acoplamiento a espín dependiente usando la tecnología de líquido sobrecalentado (C_3F_8). Además de los retos técnicos involucrados en la construcción de PICO60 para alcanzar sensibilidad a retrocesos nucleares con secciones eficaces de pb , se encuentra el escalamiento del detector para maximizar la probabilidad de interacción y la reducción, discriminación y caracterización de ruidos de fondo.

Este trabajo está dedicado a la caracterización del ruido de fondo debido a neutrones con origen en las reacciones (α, n) y de fisión en los radioisótopos U238, U235 y Th232 presentes en los componentes de PICO60. La metodología seguida ha requerido del uso de los métodos Montecarlo incorporadas en el software GEANT4, para la propagación de los neutrones en una detallada geometría. Consciente del alto grado de fidelidad de la geometría en GEANT4 de PICO60 para la correcta propagación de partículas, las bibliotecas del software CADMesh y las utilidades del software CAD SolidWorks y FREECAD fueron utilizadas para la directa incorporación de la geometría CAD en la de GEANT4.

En la evaluación del número de eventos del Montecarlo debido a neutrones para cada componente de PICO60, fue necesario el conocimiento de las trazas de radioisótopos (medidos en SNOLAB, Universidad de Chicago y *Pacific Northwest National Laboratory*), masas individuales ¹, y la producción y espectro de neutrones (obtenidos de un trabajo ajeno a este). Después para cada componente y radioisótopo de PICO60, el número de eventos fue ajustado usando la curva de eficiencia de nucleación obtenida experimentalmente para retrocesos neutrón-Carbón y neutrón-Flúor, respectivamente.

Entre noviembre de 2016 y enero de 2017, para una búsqueda de WIMP, PICO60 determinó una exposición de $1167 \pm 28 \text{ kg} \cdot \text{días}$ para eventos debido a nucleaciones individuales y $1555 \pm 15 \text{ kg} \cdot \text{días}$ para eventos debidos a nucleaciones múltiples. El umbral termodinámico fue de 3.3

¹SNOLAB, Universidad de Chicago y métodos indirectos en el software SolidWorks

7. CONCLUSIONES

keV.

La comparación del Montecarlo con esta toma de datos, se presenta en la siguiente tabla

	1 evento	Total eventos múltiples
<i>Montecarlo</i>	0.32 ± 0.12	1.19 ± 0.41
<i>Datos experimentales</i>	0	3

las pruebas de significación aplicadas al número de eventos individuales y múltiples predichos por el Montecarlo, son consistentes con los eventos observados por PICO60.

7.2. Comentarios finales y reflexiones

La tecnología de las cámaras de burbujas de PICO, ha proporcionado los mejores límites mundiales en detección directa de materia oscura a la fecha para secciones eficaces WIMP-protón para espín dependiente. En conjunto con las mejores técnicas de discriminación de ruidos de fondo de cualquier búsqueda de materia oscura actual y material activo de fácil reemplazo, solo marca el comienzo de los límites de esta tecnología.

Al tiempo en el que se escribe esta tesis, la cámara de burbujas de PICO60 es suplantada por una mejor en cuanto a reducción de ruidos de fondo se refiere: PICO40L. En base al éxito de este detector en identificar y controlar las fuentes de ruido de fondo, coadyuvará al diseño de ingeniería de una cámara de burbujas con una tonelada de material activo: PICO500L.

Si las hipótesis hechas acerca de la identidad de la materia oscura son correctas, eventualmente las cámaras de burbujas de PICO escucharán y verán las más esperadas burbujas. Una señal en la oscuridad de la mina de SNOLAB, para iluminar el entendimiento del Universo que alberga nuestros cielos estrellados, y en tanto nuestras vidas ...

Esta página ha sido intencionalmente dejada en blanco.

Código para la selección de eventos Montecarlo y cálculo del ruido de fondo debido a neutrones

```
//Curva de eficiencia para el Carbono (MeV).
double effcarbon(double recoil)
{
    double eff;
    if(recoil <= 0.0063889){eff=0.0000;}
    else if(recoil >= 0.0092432){eff=1.000;}
    else if(0.0063889 < recoil <= 0.0069502){eff=0.0000+((recoil
    -0.0063889)/(0.0069502-0.0063889))*(0.2000);}
    else if(0.0069502 < recoil <= 0.0071038){eff=0.2000+((recoil
    -0.0069502)/(0.0071038-0.0069502))*(0.3000);}
    else if(0.0071038 < recoil <= 0.0073202){eff=0.5000+((recoil
    -0.0071038)/(0.0073202-0.0071038))*(0.3000);}
    else if(0.0073202 < recoil <= 0.0092432){eff=0.8000+((recoil
    -0.0073202)/(0.0092432-0.0073202))*(0.2000);}
    return eff;
}

//Curva de eficiencia para el Flúor (MeV).
double efffluorine(double recoil)
{
    double eff;
    if(recoil <= 0.0047530){eff=0.0000;}
    else if(recoil >= 0.0066947){eff=1.000;}
    else if(0.0047530 < recoil <= 0.0050678){eff=0.0000+((recoil
    -0.0047530)/(0.0050678-0.0047530))*(0.2000);}
    else if(0.0050678 < recoil <= 0.0058167){eff=0.2000+((recoil
    -0.0050678)/(0.0058167-0.0050678))*(0.3000);}
    else if(0.0058167 < recoil <= 0.0061628){eff=0.5000+((recoil
    -0.0058167)/(0.0061628-0.0058167))*(0.3000);}
    else if(0.0061628 < recoil <= 0.0066947){eff=0.8000+((recoil
    -0.0061628)/(0.0066947-0.0061628))*(0.2000);}
    return eff;
}
```

A. CÓDIGO PARA LA SELECCIÓN DE EVENTOS MONTECARLO Y CÁLCULO DEL RUIDO DE FONDO DEBIDO A NEUTRONES

```
// El método vacío recibe como entrada el nombre del componente(
    myinput) y cadena(chain) a analizar.
void count(const char * myinput, const char * chain)
{

// Declaración de una estructura para guardar el componente(component
    ), masa(mass), producción de neutrones(neutron yield),
// magnitud de la traza del radioisótopo e incertidumbre(
    concentration y uncertainty) y el número
// de eventos simulados(simulated).

    struct Info
    {
    string component;
    double mass;
    float neutronyield;
    double concentration;
    double uncertainty;
    long int simulated;
    };

//Las variables de la estructura son obtenidos del archivo
    pico60_chain.csv.
    Info pico60;
    ifstream student;
    char informationfile[1024];
    sprintf(informationfile, "pico60_%s.csv", chain);

// Representa la constante en segundos a usar como tiempo vivo del
    detector.
    const long int factor = 31557600;

// Define el archivo que se va a analizar de acuerdo a el componente
    y cadena elegidos como argumento.
    ifstream input;
    char inputfile[1024];
    sprintf(inputfile, "%s_%s.dat", myinput, chain);

// Archivo de salida que contiene la información en estilo LATEX
    relacionada a los eventos(bubbles) y tasa de eventos(rates)
// de multiplicidad 1,2,3,4,5,6 y total de eventos múltiples.
    ofstream output;
    char outputfile[1024];
    sprintf(outputfile, "%s_%s.txt", myinput, chain);

// Archivo de salida que contiene el número de eventos(events).
    ofstream sumbubble;
    char sumbubblefile[1024];
    sprintf(sumbubblefile, "%s_bubble.out", myinput);
```

```

// Archivo de salida que contiene la tasa de eventos(rates).
ofstream sumrates;
char sumratesfile[1024];
sprintf(sumratesfile,"%s_rates.out",myinput);

input.open(inputfile,ios::out);

cout << inputfile << endl;
string line;
int event=0;
float empty1=1;
float empty2=1;
float empty3=1;
float empty4=1;
float empty5=1;
float empty6=1;
float empty7=1;
float inter,element,time;
float recoil,neutron,initne;
float x,y,z;

int index=0;
int singles=0;
int multiples=0;
int event_old=-10;
const int size=20;
int bubbli[size];

// Declara un arreglo para guardar la multiplicidad de los eventos(
    bubbles).
for (int m=0;m<size;m++)
{
    bubbli[m]=0;
}

TRandom* r0= new TRandom(0);
r0->SetSeed(0);

while(!input.eof())
{
//   for (Int_t i=0; i<44;i++){
    input >> event;
    input >> empty1;
    input >> empty2;
    input >> inter;
    input >> element;
    input >> empty3;
    input >> recoil;
    input >> time;
    input >> x;
    input >> y;
    input >> z;

```

A. CÓDIGO PARA LA SELECCIÓN DE EVENTOS MONTECARLO Y CÁLCULO DEL RUIDO DE FONDO DEBIDO A NEUTRONES

```
input >> empty4;
input >> empty5;
input >> empty6;
input >> empty7;
input >> neutron;
input >> initne;

// De acuerdo al criterio de las curvas de eficiencia declarados al
// principio del texto,
// las condicionales seleccionan sólo a los eventos Montecarlo que
// cumplan con el mismo.
if (element==6000)
{
    if (r0->Rndm()>effcarbon(recoil)) continue;
}
if (element==9019)
{
    if (r0->Rndm()>efffluorine(recoil)) continue;
}

// Cuenta el número de eventos seleccionados.
if (event==event_old)
{
    index=index+1;
}
if (event!=event_old)
{
    singles=singles+1;
    for (int p=0; p<size;p++)
    {
        if (index==p) bubbli[p-1]=bubbli[p-1]+1;
    }
    if(index>1)
        multiples=multiples+1;
    index=1;
}
event_old=event;
}

student.open(informationfile,ios::out);

//A partir del archivo myinput_chain.csv, se extrae la masa(mass),
// producción de neutrones(neutron yield),
// magnitud de la traza del radioisótopo e incertidumbre(
// concentration y uncertainty) y el número
// de eventos simulados(simulated).
while(!student.eof())
{
    student >> pico60.component;
    student >> pico60.mass;
```

```

student >> pico60.neutronyield;
student >> pico60.concentration;
student >> pico60.uncertainty;
student >> pico60.simulated;

        if(myinput == pico60.component)
        {

int realsingles=singles-multiples-1;
bubbli[0]=realsingles;
int single_rate=realsingles;
int multi_rate=multiples;
int total=multiples+realsingles;
int double_rate=bubbli[1];
int triple_rate=bubbli[2];
int cuadruple_rate=bubbli[3];
int quintuple_rate=bubbli[4];
int sextuple_rate=bubbli[5];
// Se calcula el neutron fluence y la incertidumbre asociada
float neutron_fluence=pico60.mass*pico60.neutronyield*pico60.
    concentration*factor;
float simulated_events=pico60.simulated;
float totaluncertainty = sqrt((0.01)*(0.01) + (0.1)*(0.1) + (pico60
    .uncertainty/pico60.concentration)*(pico60.uncertainty/pico60.
    concentration));

cout << "
-----
" << endl;
cout << pico60.mass << " g" << endl;
cout << pico60.neutronyield << " /n/s/g/" << endl;
cout << pico60.concentration << " +- " << pico60.uncertainty << " ppm
" << endl;
cout << pico60.simulated << " simulated events" << endl;

cout << "
"
    << myinput << " " << endl;
cout << chain << " " << "Singles" << " " << "Double
" << " " << "Triple" <<
" " << "Quads" << " " << "Quints" << "
" << "Hexs" << " " <<
"Multiples" << endl;

cout << "bubbles" << " " << single_rate << " " <<
double_rate << " " <<
triple_rate << " " << cuadruple_rate << "
" << quintuple_rate <<
" " << sextuple_rate << " " << multi_rate

```

A. CÓDIGO PARA LA SELECCIÓN DE EVENTOS MONTECARLO Y CÁLCULO DEL RUIDO DE FONDO DEBIDO A NEUTRONES

```

    <<"          " << endl;

cout << "rates"
<<"          "<< setprecision (3) << (neutron_fluence)*(single_rate/
    simulated_events) <<
setprecision (3) <<" +- " << (neutron_fluence)*(single_rate/
    simulated_events)*totaluncertainty <<

setprecision (3) <<"          " << (neutron_fluence)*(double_rate/
    simulated_events) <<
setprecision (3) <<" +- " << (neutron_fluence)*(double_rate/
    simulated_events)*totaluncertainty <<

setprecision (3) <<"          " << (neutron_fluence)*(triple_rate/
    simulated_events) <<
setprecision (3) <<" +- " << (neutron_fluence)*(triple_rate/
    simulated_events)*totaluncertainty <<

setprecision (3) <<"          " << (neutron_fluence)*(cuadruple_rate/
    simulated_events) <<
setprecision (3) <<" +- " << (neutron_fluence)*(cuadruple_rate/
    simulated_events)*totaluncertainty <<

setprecision (3) <<"          " << (neutron_fluence)*(quintuple_rate/
    simulated_events) <<
setprecision (3) <<" +- " << (neutron_fluence)*(quintuple_rate/
    simulated_events)*totaluncertainty <<

setprecision (3) <<"          " << (neutron_fluence)*(sextuple_rate/
    simulated_events) <<
setprecision (3) <<" +- " << (neutron_fluence)*(sextuple_rate/
    simulated_events)*totaluncertainty <<

setprecision (3) <<"          " << (neutron_fluence)*(multi_rate/
    simulated_events) <<
setprecision (3) <<" +- " << (neutron_fluence)*(multi_rate/
    simulated_events)*totaluncertainty << endl;

//Se abre y escribe el archivo de salida que contiene la información
    en estilo LATEX relacionada a los eventos(bubbles)
//y tasa de eventos(rates) de multiplicidad 1,2,3,4,5,6 y total de
    eventos múltiples.

output.open(outputfile,ios::out);

output << "\\multirow{2}{*}{ " << chain << "}" << endl;
output << "& Bubbles: &" << single_rate << " &" << double_rate
<< " &" << triple_rate << " &" << cuadruple_rate << " &" <<
quintuple_rate << " &" << sextuple_rate << " &" <<
multi_rate << " & \\\\" << endl;

```

```

output << "& Rates: & $" <<
setprecision (3) << (neutron_fluence)*(single_rate/simulated_events
) << " \\pm " <<
setprecision (3) << (neutron_fluence)*(single_rate/simulated_events
)*totaluncertainty << "$" <<" & $" <<

setprecision (3) << (neutron_fluence)*(double_rate/simulated_events
) << " \\pm " <<
setprecision (3) << (neutron_fluence)*(double_rate/simulated_events
)*totaluncertainty << "$" <<" & $" <<

setprecision (3) << (neutron_fluence)*(triple_rate/simulated_events
) <<" \\pm " <<
setprecision (3) << (neutron_fluence)*(triple_rate/simulated_events
)*totaluncertainty << "$" << " & $" <<

setprecision (3) << (neutron_fluence)*(cuadruple_rate/
simulated_events) << " \\pm " <<
setprecision (3) << (neutron_fluence)*(cuadruple_rate/
simulated_events)*totaluncertainty << "$" << " & $" <<

setprecision (3) << (neutron_fluence)*(quintuple_rate/
simulated_events) << " \\pm " <<
setprecision (3) << (neutron_fluence)*(quintuple_rate/
simulated_events)*totaluncertainty << "$" << " & $" <<

setprecision (3) << (neutron_fluence)*(sextuple_rate/
simulated_events) << " \\pm " <<
setprecision (3) << (neutron_fluence)*(sextuple_rate/
simulated_events)*totaluncertainty << "$" << " & $" <<

setprecision (3) << (neutron_fluence)*(multi_rate/simulated_events)
<< " \\pm " <<
setprecision (3) << (neutron_fluence)*(multi_rate/simulated_events)
*totaluncertainty << "$" << " & \\\\" << endl;
output << "\\cmidrule(lr){3-3}\\cmidrule(lr){4-8}\\cmidrule(lr)
{9-9}" << endl;
output.close();

sumrates.open(sumratesfile,ios::app);
sumrates << setprecision (3) << (neutron_fluence)*(single_rate/
simulated_events)
<< " +- " << setprecision (3) << (neutron_fluence)*(single_rate/
simulated_events)*totaluncertainty

<<" " << setprecision (3) << (neutron_fluence)*(double_rate/
simulated_events) <<
" +- " << setprecision (3) << (neutron_fluence)*(double_rate/
simulated_events)*totaluncertainty

<<" " << setprecision (3) << (neutron_fluence)*(triple_rate/

```

A. CÓDIGO PARA LA SELECCIÓN DE EVENTOS MONTECARLO Y CÁLCULO DEL RUIDO DE FONDO DEBIDO A NEUTRONES

```
    simulated_events) <<
    " +- " << setprecision (3) << (neutron_fluence)*(triple_rate/
    simulated_events)*totaluncertainty

    <<" " << setprecision (3) << (neutron_fluence)*(cuadruple_rate/
    simulated_events)
    << " +- " << setprecision (3) << (neutron_fluence)*(cuadruple_rate/
    simulated_events)*totaluncertainty

    << " " << setprecision (3) << (neutron_fluence)*(quintuple_rate/
    simulated_events)
    << " +- " << setprecision (3) << (neutron_fluence)*(quintuple_rate/
    simulated_events)*totaluncertainty

    << " " << setprecision (3) << (neutron_fluence)*(sextuple_rate/
    simulated_events)
    << " +- " << setprecision (3) << (neutron_fluence)*(sextuple_rate/
    simulated_events)*totaluncertainty

    << " " << setprecision (3) << (neutron_fluence)*(multi_rate/
    simulated_events)
    << " +- " << setprecision (3) << (neutron_fluence)*(multi_rate/
    simulated_events)*totaluncertainty << endl;
    sumrates.close();

    sumbubble.open(sumbubblefile,ios::app);
    sumbubble << single_rate <<" " << double_rate << " " <<
    triple_rate << " " << cuadruple_rate <<
    " " << quintuple_rate << " " << sextuple_rate << " " <<
    multi_rate << endl;
    sumbubble.close();

    }
}
    student.close();
    input.close();
}
```

Tablas con la información necesaria para
el cálculo de la tasa de producción de
neutrones

B. TABLAS CON LA INFORMACIÓN NECESARIA PARA EL CÁLCULO DE LA TASA DE PRODUCCIÓN DE NEUTRONES

Tabla B.1: Producción total de neutrones [n/s/g/ppb $\pm 10\%$].

COMPONENTE	Radioisótopo		
	Th232	U238	U235
Envase de presión	6.23E-12	1.45E-11	2.42E-11
Propilenglicol	3.14E-12	2.13E-11	4.85E-11
Puerto dual de las ventanas	6.23E-12	1.45E-11	2.42E-11
Tapa inferior del envase de presión	6.23E-12	1.45E-11	2.42E-11
Plato superior de la base	6.23E-12	1.45E-11	2.42E-11
Base	6.23E-12	1.45E-11	2.42E-11
Ventanas	6.34E-12	2.73E-11	9.18E-11
Bridas de las ventanas	6.23E-12	1.45E-11	2.42E-11
Bobina refrigerante	6.23E-12	1.45E-11	2.42E-11
Brida superior del envase de presión	6.23E-12	1.45E-11	2.42E-11
Brida principal	6.23E-12	1.45E-11	2.42E-11
Fuelle principal	6.23E-12	1.45E-11	2.42E-11
Envase de sílica sintético	6.34E-12	2.73E-11	9.18E-11
Brida superior del envase de sílica	6.23E-12	1.45E-11	2.42E-11
Tapa parabólica	6.23E-12	1.45E-11	2.42E-11
Retrorreflector principal	2.60E-11	5.43E-11	1.97E-10
Cono grande del retrorreflector	2.60E-11	5.43E-11	1.97E-10
Cono pequeño del retrorreflector	2.60E-11	5.43E-11	1.97E-10
Base del retrorreflector	2.60E-11	5.43E-11	1.97E-10
Cámaras_Al	8.20E-11	1.65E-10	1.05E-9
Lentes_Al	8.20E-11	1.65E-10	1.05E-9
Conexión de PVC	4.10E-12	2.36E-11	6.34E-11
PCB LED	4.42E-12	2.43E-11	6.85E-11
Disipador térmico	7.34E-013	1.42E-11	1.18E-12
LED	1.278E-11	3.749E-11	1.655E-10
Anillo de montaje de las piezocerámicas	4.10E-12	2.36E-11	6.34E-11
Piezocerámica viejo	1.42E-12	1.68E-11	1.80E-11
PCB piezocerámica	7.34E-013	1.42E-11	1.18E-12
Carcasa de la piezocerámica	7.34E-013	1.42E-11	1.18E-12
Agua ultra pura	2.14E-12	1.95E-11	3.56E-11
Adaptador de cuarzo	6.34E-12	2.73E-11	9.18E-11
Pipeta de cuarzo	6.34E-12	2.73E-11	9.18E-11
Pipeta de acero	6.23E-12	1.45E-11	2.42E-11
material activo			
ss_plate	6.23E-12	1.45E-11	2.42E-11
pfte_plate			
Cámaras_PCB	4.42E-12	2.43E-11	6.85E-11
Lentes_cuarzo	6.34E-12	2.73E-11	9.18E-11
Piezocerámica nuevo	1.42E-12	1.68E-11	1.80E-11

Tabla B.2: Masa total de los componentes de PICO60 [g \pm 1 %].

COMPONENTE	MASA TOTAL	docDB
Envase de presión	226774.5	PICO64
Propilenglicol	346683.0	COUPP12,33
Puerto dual de las ventanas	136057.6	PICO64
Tapa inferior del envase de presión	180822.8	PICO64
Plato superior de la base	22191.7	PICO64
Base	47293.5	PICO64
Ventanas	13305.8	PICO66
Bridas de las ventanas	51725.9	PICO64
Bobina refrigerante	38388.3	PICO64
Brida superior del envase de presión	300702.2	PICO64
Brida principal	321024.1	PICO64
Fuelle principal	2214.3	PICO64
Envase de sílica sintético	11902.0	PICO43,44,45,46
Brida superior del envase de sílica	23838.3	PICOCW22
Tapa parabólica	2971.3	PICO64
Retrorreflector principal	684.9	PICO42
Cono grande del retrorreflector	109.2	PICO42
Cono pequeño del retrorreflector	45.9	PICO42
Base del retrorreflector	9.8	PICO42
Cámaras_Al	180.0	PICO63
Lentes_Al	144.0	countingresults
Conexión de PVC	1827.1	countingresults
PCB LED	79.2	PICO54
Disipador térmico	925.6	PICO52
LED	6.0	PICOCW23
Anillo de montaje de las piezocerámicas	1258.0	2040(HDPE)
Piezocerámica viejo	2.7	2040(PICO10) old
PCB piezocerámica	10.5	2040(Cooper enclosure)
Carcasa de la piezocerámica	469.8	2040(Cooper enclosure)
Agua ultra pura	43564.0	COUPP6
Adaptador de cuarzo	11.0	PICO66
Pipeta de cuarzo	16.5	PICO66
Pipeta de acero	156.8	PICO64
material activo	52869.0	
ss_plate	259031.7	PICO64
pfte_plate	208648.0	
Cámaras_PCB	180.0	PICO63
Lentes_cuarzo	144.0	countingresults
Piezocerámica nuevo	2.7	2040(Cooper enclosure) new

B. TABLAS CON LA INFORMACIÓN NECESARIA PARA EL CÁLCULO DE LA TASA DE PRODUCCIÓN DE NEUTRONES

Tabla B.3: Magnitud de la traza de radioisótopos *K* [ppb].

COMPONENTE	U238	U235	Th232
Envase de presión	1.67 ± 1.15	< 0.153	1.47 ± 2.72
Propilenglicol	0.237 ± 0.094	0.01 ± 0.013	0.168 ± 0.387
Puerto dual de las ventanas	1.67 ± 1.15	< 0.153	1.47 ± 2.72
Tapa inferior del envase de presión	1.67 ± 1.15	< 0.153	1.47 ± 2.72
Plato superior de la base	1.67 ± 1.15	< 0.153	1.47 ± 2.72
Base	1.67 ± 1.15	< 0.153	1.47 ± 2.72
Ventanas	< 0.00003533	0.0047 ± 0.0074	< 0.13
Bridas de las ventanas	1.67 ± 1.15	< 0.153	1.47 ± 2.72
Bobina refrigerante	1.67 ± 1.15	< 0.153	1.47 ± 2.72
Brida superior del envase de presión	1.67 ± 1.15	< 0.153	1.47 ± 2.72
Brida principal	1.67 ± 1.15	< 0.153	1.47 ± 2.72
Fuelle principal	1.67 ± 1.15	< 0.153	1.47 ± 2.72
Envase de sílica sintético	< 0.46	0.08 ± 0.13	1.48 ± 1.05
Brida superior del envase de sílica	4.45 ± 4.27	< 0.154	2.62 ± 10.44
Tapa parabólica	1.67 ± 1.15	< 0.153	1.47 ± 2.72
Retrorreflector principal	167.93 ± 5.17	1.476 ± 0.284	663.08 ± 17.22
Cono grande del retrorreflector	167.93 ± 5.17	1.476 ± 0.284	663.08 ± 17.22
Cono pequeño del retrorreflector	167.93 ± 5.17	1.476 ± 0.284	663.08 ± 17.22
Base del retrorreflector	167.93 ± 5.17	1.476 ± 0.284	663.08 ± 17.22
Cámaras_Al	151.46 ± 6.14	0.221 ± 0.048	371.3 ± 14.97
Lentes_Al	340 ± 40	8.568 ± 1.872	1450 ± 160
Conexión de PVC	59 ± 8	1.512 ± 0.36	44 ± 9
PCB LED	134.58 ± 9.85	1.771 ± 0.637	574.34 ± 32.96
Disipador térmico	< 0.00007293	< 0.022	0.65 ± 0.37
LED	255.67 ± 54.46	1.335 ± 1.112	< 126.08
Anillo de montaje de las piezocerámicas	< 0.23	0.021 ± 0.038	< 0.77
Piezocerámica viejo	2.50 ± 2.08	0.056 ± 0.074	31.26 ± 4.92
PCB piezocerámica	1.30 ± 1.74	< 0.474	6.18 ± 6.12
Carcasa de la piezocerámica	0.34 ± 0.62	0.046 ± 0.123	< 2.56
Agua ultra pura	0.047 ± 0.107	0.0028 ± 0.0226	< 0.395
Adaptador de cuarzo	138.36 ± 12.12	1.151 ± 0.491	139.83 ± 24.01
Pipeta de cuarzo	138.36 ± 12.12	1.151 ± 0.491	139.83 ± 24.01
Pipeta de acero	1.67 ± 1.15	< 0.153	1.47 ± 2.72
material activo			
ss_plate	167.93 ± 5.17	1.476 ± 0.284	663.08 ± 17.22
pfte_plate			
Cámaras_PCB	151.46 ± 6.14	0.221 ± 0.048	371.3 ± 14.97
Lentes_cuarzo	340 ± 40	8.568 ± 1.872	1450 ± 160
Piezocerámica nuevo	0.86 ± 0.78	0.364 ± 0.300	3.77 ± 2.36

Tabla B.4: Número de eventos simulados.

COMPONENTE	U238	Th232	U235
Envase de presión	1000000	1000000	1000000
Propilenglicol	1000000	980732	960386
Puerto dual de las ventanas	990002	990000	1000000
Tapa inferior del envase de presión	957508	832128	943668
Plato superior de la base	720000	500000	1000000
Base	1000000	1400000	520000
Ventanas	1000000	1000000	1000000
Bridas de las ventanas	870000	730000	900000
Bobina refrigerante	50000	970000	990000
Brida superior del envase de presión	259235	282320	58539
Brida principal	1000000	1000000	1000000
Fuelle principal	740000	700000	460000
Envase de sílica sintético	804101	959693	986019
Brida superior del envase de sílica	750000	690000	810000
Tapa parabólica	1000000	500000	1000000
Retroreflector principal	1000000	1000000	260000
Cono grande del retroreflector	1000000	1000000	1000000
Cono pequeño del retroreflector	1000000	1000000	1000000
Base del retroreflector	1000000	1000000	1000000
Cámaras_Al	1000000	659928	997745
Lentes_Al	994024	990000	993981
Conexión de PVC	1000000	990000	1000000
PCB LED	980000	1000000	990000
Disipador térmico	1000000	941425	920000
LED	1000000	440000	480000
Anillo de montaje de las piezocerámicas	1000000	710000	1000000
Piezocerámica viejo	1000000	1000000	1000000
PCB piezocerámica	990000	1000000	990000
Carcasa de la piezocerámica	1000000	780000	1000000
Agua ultra pura	1000000	990000	990000
Adaptador de cuarzo	500000	500000	500000
Pipeta de cuarzo	1000000	900000	503991
Pipeta de acero			
material activo			
ss_plate			
pft_plate			
Cámaras_PCB	1000000	1000000	240004
Lentes_cuarzo	550000	990000	1000000
Piezocerámica nuevo	1000000	1000000	1000000

Esta página ha sido intencionalmente dejada en blanco.

Ruido de fondo debido a neutrones para cada componente y radioisótopo de PICO60 en un año

Cadena		Individuales	Retroreflector principal					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	2735	1722	1262	815	716	551	7649
	Eventos:	$(5.39 \pm 0.57) \times 10^{-01}$	$(3.39 \pm 0.36) \times 10^{-01}$	$(2.49 \pm 0.26) \times 10^{-01}$	$(1.61 \pm 0.17) \times 10^{-01}$	$(1.41 \pm 0.15) \times 10^{-01}$	$(1.09 \pm 0.11) \times 10^{-01}$	1.51 ± 0.16
Th232	Burbujas:	3853	2453	1744	1291	1024	807	11017
	Eventos:	1.44 ± 0.15	$(9.14 \pm 0.95) \times 10^{-1}$	0.65 ± 0.06	$(4.81 \pm 0.49) \times 10^{-1}$	$(3.82 \pm 0.39) \times 10^{-1}$	$(3.01 \pm 0.31) \times 10^{-1}$	4.11 ± 0.43
U235	Burbujas:	608	350	290	210	138	123	1689
	Eventos:	$(14.70 \pm 3.19) \times 10^{-3}$	$(8.46 \pm 1.84) \times 10^{-3}$	$(7.01 \pm 1.52) \times 10^{-3}$	$(5.08 \pm 1.10) \times 10^{-3}$	$(3.34 \pm 0.72) \times 10^{-3}$	$(2.97 \pm 0.64) \times 10^{-3}$	$(40.8 \pm 8.86) \times 10^{-3}$
Total	Burbujas:	7196	4525	3296	2316	1878	1481	20355
	Eventos:	1.99 ± 0.20	1.26 ± 0.13	0.91 ± 0.09	0.64 ± 0.07	0.53 ± 0.05	0.41 ± 0.04	5.66 ± 0.06

Cadena		Individuales	Envase de sílica sintético					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	63369	39708	26989	19239	14551	11701	183707
	Eventos:	$(3.72 \pm 0.37) \times 10^{-1}$	$(2.33 \pm 0.23) \times 10^{-1}$	$(1.58 \pm 0.16) \times 10^{-1}$	$(1.13 \pm 0.11) \times 10^{-1}$	$(8.54 \pm 0.86) \times 10^{-2}$	$(6.86 \pm 0.69) \times 10^{-2}$	1.08 ± 0.10
Th232	Burbujas:	75355	47453	32340	22903	17254	14296	219344
	Eventos:	$(2.77 \pm 1.98) \times 10^{-1}$	$(1.74 \pm 1.25) \times 10^{-1}$	$(1.19 \pm 0.85) \times 10^{-1}$	$(0.84 \pm 0.60) \times 10^{-1}$	$(6.34 \pm 4.54) \times 10^{-2}$	$(5.25 \pm 3.76) \times 10^{-2}$	$(8.06 \pm 5.77) \times 10^{-1}$
U235	Burbujas:	76901	48695	32883	23448	17659	14533	224904
	Eventos:	$0.21^{+0.35}_{-0.21}$	$(1.36^{+2.22}_{-1.36}) \times 10^{-1}$	$0.09^{+0.15}_{-0.09}$	$(6.56^{+10.70}_{-6.56}) \times 10^{-2}$	$(4.94^{+8.04}_{-4.94}) \times 10^{-2}$	$(4.07^{+6.62}_{-4.07}) \times 10^{-2}$	0.63 ± 1.02
Total	Burbujas:	215625	135856	92212	65590	49464	40530	627955
	Eventos:	0.86 ± 0.58	$(5.43 \pm 3.70) \times 10^{-1}$	$(3.69 \pm 2.51) \times 10^{-1}$	$(2.63 \pm 1.79) \times 10^{-1}$	$(1.98 \pm 1.34) \times 10^{-1}$	$(1.62 \pm 1.10) \times 10^{-1}$	2.51 ± 1.70

Cadena		Individuales	Propilengicol					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	11386	6980	4642	3257	2421	1926	27824
	Eventos:	$(6.29 \pm 2.57) \times 10^{-1}$	$(3.85 \pm 1.58) \times 10^{-1}$	$(2.56 \pm 1.05) \times 10^{-1}$	$(1.80 \pm 0.73) \times 10^{-1}$	$(1.34 \pm 0.55) \times 10^{-1}$	$(1.06 \pm 0.43) \times 10^{-1}$	1.54 ± 0.63
Th232	Burbujas:	11236	6949	4553	3281	2444	1864	27772
	Eventos:	$(6.61^{+15.20}_{-6.61}) \times 10^{-2}$	$(4.09^{+9.43}_{-4.09}) \times 10^{-2}$	$(2.68^{+6.18}_{-2.68}) \times 10^{-2}$	$(1.93^{+4.45}_{-1.92}) \times 10^{-2}$	$(1.44^{+3.32}_{-1.44}) \times 10^{-2}$	$(0.11 \pm 0.25) \times 10^{-1}$	0.163 ± 0.377
U235	Burbujas:	10983	6794	4444	3242	2472	1791	27208
	Eventos:	$(6.07 \pm 7.91) \times 10^{-2}$	$(3.75 \pm 4.89) \times 10^{-2}$	$(2.46 \pm 3.20) \times 10^{-2}$	$(1.79 \pm 2.34) \times 10^{-2}$	$(1.37 \pm 1.78) \times 10^{-2}$	$(0.99 \pm 1.29) \times 10^{-2}$	0.15 ± 0.19
Total	Burbujas:	33605	20723	13639	9780	7337	5581	82804
	Eventos:	0.75 ± 0.48	$(4.63 \pm 3.01) \times 10^{-1}$	$(3.07 \pm 1.98) \times 10^{-1}$	$(2.17 \pm 1.41) \times 10^{-1}$	$(1.62 \pm 1.06) \times 10^{-1}$	$(1.27 \pm 0.82) \times 10^{-1}$	1.85 ± 1.20

Cadena		Individuales	Cono grande del retrorreflector			Quíntuples	Séxtuples	Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples			
U238	Burbujas:	4193	2573	1701	1253	978	717	10173
	Eventos:	0.13 ± 0.01	$(8.09 \pm 0.85) \times 10^{-2}$	$(5.35 \pm 0.56) \times 10^{-2}$	$(3.94 \pm 0.41) \times 10^{-2}$	$(3.07 \pm 0.32) \times 10^{-2}$	$(2.25 \pm 0.24) \times 10^{-2}$	0.32 ± 0.03
Th232	Burbujas:	5718	3589	2497	1789	1319	1061	14655
	Eventos:	0.34 ± 0.03	$(2.13 \pm 0.22) \times 10^{-1}$	$(1.48 \pm 0.15) \times 10^{-1}$	$(1.06 \pm 0.11) \times 10^{-1}$	$(7.84 \pm 0.81) \times 10^{-2}$	$(0.63 \pm 0.06) \times 10^{-1}$	$(8.71 \pm 0.90) \times 10^{-1}$
U235	Burbujas:	3526	2156	1521	1027	801	685	8822
	Eventos:	$(3.53 \pm 0.77) \times 10^{-3}$	$(2.16 \pm 0.47) \times 10^{-3}$	$(1.52 \pm 0.33) \times 10^{-3}$	$(1.03 \pm 0.22) \times 10^{-3}$	$(0.80 \pm 0.17) \times 10^{-3}$	$(6.86 \pm 1.49) \times 10^{-4}$	$(8.84 \pm 1.92) \times 10^{-3}$
Total	Burbujas:	13437	8318	5719	4069	3098	2463	33650
	Eventos:	0.47 ± 0.05	$(2.96 \pm 0.31) \times 10^{-1}$	$(2.03 \pm 0.21) \times 10^{-1}$	$(1.46 \pm 0.15) \times 10^{-1}$	$(1.09 \pm 0.11) \times 10^{-1}$	$0.86 \pm 0.09) \times 10^{-1}$	1.20 ± 0.13

Cadena		Individuales	Puerto dual de las ventanas			Quíntuples	Séxtuples	Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples			
U238	Burbujas:	1042	710	476	338	312	220	3189
	Eventos:	$(1.09 \pm 0.76) \times 10^{-1}$	$(7.46 \pm 5.19) \times 10^{-2}$	0.05 ± 0.03	$(3.55 \pm 2.47) \times 10^{-2}$	$(3.28 \pm 2.28) \times 10^{-2}$	$(2.31 \pm 1.61) \times 10^{-2}$	$(3.35 \pm 2.33) \times 10^{-1}$
Th232	Burbujas:	897	610	416	297	245	202	2788
	Eventos:	$(0.35^{+0.66}_{-0.35}) \times 10^{-1}$	$(2.42^{+4.49}_{-2.42}) \times 10^{-2}$	$(1.65^{+3.06}_{-1.65}) \times 10^{-2}$	$(1.18^{+2.19}_{-1.18}) \times 10^{-2}$	$(0.09^{+0.18}_{-0.09}) \times 10^{-1}$	$(0.80^{+1.49}_{-0.80}) \times 10^{-1}$	$(1.11^{+2.05}_{-1.11}) \times 10^{-1}$
U235	Burbujas:	635	433	290	199	166	160	1915
	Eventos:	$(1.01 \pm 0.10) \times 10^{-2}$	$(0.68 \pm 0.07) \times 10^{-2}$	$(4.61 \pm 0.46) \times 10^{-3}$	$(3.16 \pm 0.32) \times 10^{-3}$	$(2.64 \pm 0.26) \times 10^{-3}$	$(2.54 \pm 0.25) \times 10^{-3}$	$(3.04 \pm 0.30) \times 10^{-2}$
Total	Burbujas:	2574	1753	1182	834	723	582	7892
	Eventos:	0.15 ± 0.14	$(1.05 \pm 0.97) \times 10^{-1}$	$(0.71 \pm 0.66) \times 10^{-1}$	$(5.05 \pm 4.70) \times 10^{-2}$	$(4.51 \pm 4.10) \times 10^{-2}$	$(3.36 \pm 3.12) \times 10^{-2}$	0.48 ± 0.44

Cadena		Individuales	Envase de presión					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	682	425	316	198	188	131	1908
	Eventos:	$(1.18 \pm 0.82) \times 10^{-1}$	$(0.74 \pm 0.51) \times 10^{-1}$	$(0.55 \pm 0.38) \times 10^{-1}$	$(0.34 \pm 0.24) \times 10^{-1}$	$(0.33 \pm 0.23) \times 10^{-1}$	$(0.23 \pm 0.16) \times 10^{-1}$	$(3.31 \pm 2.30) \times 10^{-1}$
Th232	Burbujas:	556	349	250	219	149	125	1665
	Eventos:	$(0.36 \pm 0.68) \times 10^{-1}$	$(0.23 \pm 0.42) \times 10^{-1}$	$(0.16 \pm 0.30) \times 10^{-1}$	$(0.14 \pm 0.27) \times 10^{-1}$	$(0.97 \pm 1.81) \times 10^{-2}$	$(0.82 \pm 1.52) \times 10^{-2}$	$(1.09 \pm 2.02) \times 10^{-1}$
U235	Burbujas:	382	243	151	130	91	99	1107
	Eventos:	$(4.45 \pm 0.44) \times 10^{-3}$	$(2.83 \pm 0.28) \times 10^{-3}$	$(1.76 \pm 0.17) \times 10^{-3}$	$(1.51 \pm 0.15) \times 10^{-3}$	$(1.06 \pm 0.11) \times 10^{-3}$	$(1.15 \pm 0.11) \times 10^{-3}$	$(1.29 \pm 0.13) \times 10^{-2}$
Total	Burbujas:	1620	1017	717	547	428	355	4680
	Eventos:	0.16 ± 0.15	$(0.99 \pm 0.94) \times 10^{-1}$	$(0.73 \pm 0.69) \times 10^{-1}$	$(0.50 \pm 0.50) \times 10^{-1}$	$(0.43 \pm 0.40) \times 10^{-1}$	$(0.32 \pm 0.31) \times 10^{-1}$	0.45 ± 0.43

Cadena		Individuales	Tapa inferior del envase de presión					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	661	434	298	230	150	136	1874
	Eventos:	$(9.54 \pm 6.64) \times 10^{-2}$	$(6.26 \pm 4.36) \times 10^{-2}$	$(0.43 \pm 0.29) \times 10^{-1}$	$(3.32 \pm 2.31) \times 10^{-2}$	$(2.16 \pm 1.51) \times 10^{-2}$	$(1.96 \pm 1.37) \times 10^{-2}$	0.27 ± 0.18
Th232	Burbujas:	485	306	211	171	119	112	1376
	Eventos:	$(3.05^{+5.64}_{-3.05}) \times 10^{-2}$	$(1.92^{+3.56}_{-1.92}) \times 10^{-2}$	$(1.33^{+2.46}_{-1.33}) \times 10^{-2}$	$(1.07^{+1.99}_{-1.07}) \times 10^{-2}$	$(7.47^{+13.8}_{-7.47}) \times 10^{-3}$	$(0.07^{+0.13}_{-0.07}) \times 10^{-1}$	0.08 ± 0.16
U235	Burbujas:	397	244	142	135	91	79	1058
	Eventos:	$(8.89 \pm 0.89) \times 10^{-3}$	$(5.46 \pm 0.55) \times 10^{-3}$	$(3.18 \pm 0.32) \times 10^{-3}$	$(3.02 \pm 0.30) \times 10^{-3}$	$(2.04 \pm 0.20) \times 10^{-3}$	$(1.77 \pm 0.18) \times 10^{-3}$	$(2.37 \pm 0.24) \times 10^{-2}$
Total	Burbujas:	1543	984	651	536	360	327	4308
	Eventos:	0.13 ± 0.24	$(8.73 \pm 7.97) \times 10^{-2}$	$(5.95 \pm 5.48) \times 10^{-2}$	$(4.69 \pm 4.33) \times 10^{-2}$	$(3.11 \pm 2.91) \times 10^{-2}$	$(2.84 \pm 2.68) \times 10^{-2}$	0.38 ± 0.35

Cadena			Individuales	Lentes					Múltiples
				Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Al	Burbujas:	60	50	34	17	17	15	203
		Eventos:	$(15.40 \pm 2.38) \times 10^{-3}$	$(1.28 \pm 0.19) \times 10^{-2}$	$(8.72 \pm 1.35) \times 10^{-3}$	$(4.36 \pm 0.68) \times 10^{-3}$	$(4.36 \pm 0.67) \times 10^{-3}$	$(3.85 \pm 0.60) \times 10^{-3}$	$(52.10 \pm 8.06) \times 10^{-3}$
	Cuarzo	Burbujas:	16	3	3	5	5	1	24
		Eventos:	$(1.23 \pm 0.19) \times 10^{-3}$	$(23.00 \pm 3.56) \times 10^{-5}$	$(23.00 \pm 3.56) \times 10^{-5}$	$(3.83 \pm 0.59) \times 10^{-4}$	$(3.83 \pm 0.59) \times 10^{-4}$	$(7.67 \pm 1.19) \times 10^{-5}$	$(1.84 \pm 0.28) \times 10^{-3}$
Th232	Al	Burbujas:	69	44	36	25	15	16	211
		Eventos:	$(3.77 \pm 0.56) \times 10^{-2}$	$(24.00 \pm 3.58) \times 10^{-3}$	$(1.96 \pm 0.29) \times 10^{-2}$	$(0.136 \pm 0.20) \times 10^{-2}$	$(8.19 \pm 1.22) \times 10^{-3}$	$(8.73 \pm 1.30) \times 10^{-3}$	$(1.15 \pm 0.17) \times 10^{-1}$
	Cuarzo	Burbujas:	11	9	8	6	3	1	48
		Eventos:	$(46.40 \pm 6.93) \times 10^{-5}$	$(38.00 \pm 5.67) \times 10^{-5}$	$(33.80 \pm 5.04) \times 10^{-5}$	$(25.30 \pm 3.78) \times 10^{-5}$	$(12.70 \pm 1.89) \times 10^{-5}$	$(4.22 \pm 0.63) \times 10^{-5}$	$(2.03 \pm 0.30) \times 10^{-3}$
U235	Al	Burbujas:	47	37	20	17	11	9	163
		Eventos:	$(1.93 \pm 0.47) \times 10^{-3}$	$(1.52 \pm 0.36) \times 10^{-3}$	$(8.23 \pm 1.98) \times 10^{-4}$	$(6.99 \pm 1.68) \times 10^{-4}$	$(4.52 \pm 1.09) \times 10^{-4}$	$(37.00 \pm 8.90) \times 10^{-5}$	$(67.00 \pm 16.10) \times 10^{-4}$
	Cuarzo	Burbujas:	13	5	3	7	6	6	45
		Eventos:	$(4.65 \pm 1.12) \times 10^{-5}$	$(1.79 \pm 0.43) \times 10^{-5}$	$(1.07 \pm 0.26) \times 10^{-5}$	$(2.50 \pm 0.60) \times 10^{-5}$	$(2.14 \pm 0.51) \times 10^{-5}$	$(2.14 \pm 0.52) \times 10^{-5}$	$(16.10 \pm 3.87) \times 10^{-5}$
Total		Burbujas:	216	148	104	77	57	48	694
		Eventos:	$(5.68 \pm 0.08) \times 10^{-2}$	$(3.89 \pm 0.60) \times 10^{-2}$	$(2.97 \pm 0.46) \times 10^{-2}$	$(1.93 \pm 0.29) \times 10^{-2}$	$(1.35 \pm 0.21) \times 10^{-2}$	$(1.30 \pm 0.20) \times 10^{-2}$	$(17.78 \pm 2.75) \times 10^{-2}$

Cadena		Individuales	Cono pequeño del retrorreflector					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	1187	747	511	382	258	222	3023
	Eventos:	$(1.57 \pm 0.17) \times 10^{-2}$	$(0.99 \pm 0.10) \times 10^{-2}$	$(6.75 \pm 0.71) \times 10^{-3}$	$(5.05 \pm 0.53) \times 10^{-3}$	$(3.41 \pm 0.36) \times 10^{-3}$	$(2.93 \pm 0.31) \times 10^{-3}$	$(3.99 \pm 0.42) \times 10^{-2}$
Th232	Burbujas:	1767	1042	797	531	414	309	4399
	Eventos:	$(4.41 \pm 0.46) \times 10^{-2}$	$(0.26 \pm 0.03) \times 10^{-1}$	$(1.99 \pm 0.20) \times 10^{-2}$	$(1.33 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(1.03 \pm 0.11) \times 10^{-2}$	$(7.72 \pm 0.80) \times 10^{-3}$	0.11 ± 0.01
U235	Burbujas:	947	621	428	308	239	192	2533
	Eventos:	$(3.99 \pm 0.86) \times 10^{-4}$	$(2.62 \pm 0.56) \times 10^{-4}$	$(1.80 \pm 0.39) \times 10^{-4}$	$(1.3 \pm 0.28) \times 10^{-4}$	$(1.01 \pm 0.22) \times 10^{-4}$	$(8.09 \pm 1.76) \times 10^{-5}$	$(1.07 \pm 0.23) \times 10^{-3}$
Total	Burbujas:	3901	2410	1736	1221	911	723	9955
	Eventos:	$(6.01 \pm 0.63) \times 10^{-2}$	$(3.61 \pm 0.38) \times 10^{-2}$	$(2.68 \pm 0.28) \times 10^{-2}$	$(1.84 \pm 0.19) \times 10^{-2}$	$(1.38 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(1.07 \pm 0.11) \times 10^{-2}$	$(15.09 \pm 1.58) \times 10^{-2}$

Cadena		Individuales	Cámaras						Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples		
U238	Al	Burbujas:	62	43	33	23	14	8	198
		Eventos:	$(8.80 \pm 0.95) \times 10^{-3}$	$(6.10 \pm 0.66) \times 10^{-3}$	$(4.68 \pm 0.50) \times 10^{-3}$	$(3.27 \pm 0.35) \times 10^{-3}$	$(1.99 \pm 0.21) \times 10^{-3}$	$(1.14 \pm 0.12) \times 10^{-3}$	$(2.81 \pm 0.30) \times 10^{-2}$
U238	PCB	Burbujas:	180	114	83	63	47	30	521
		Eventos:	$(3.76 \pm 0.41) \times 10^{-3}$	$(2.38 \pm 0.26) \times 10^{-3}$	$(1.74 \pm 0.18) \times 10^{-3}$	$(1.32 \pm 0.14) \times 10^{-3}$	$(9.83 \pm 1.06) \times 10^{-4}$	$(6.27 \pm 0.68) \times 10^{-4}$	$(1.09 \pm 0.12) \times 10^{-2}$
Th232	Al	Burbujas:	47	40	24	22	17	14	176
		Eventos:	$(1.23 \pm 0.13) \times 10^{-2}$	$(1.05 \pm 0.11) \times 10^{-2}$	$(6.29 \pm 0.68) \times 10^{-3}$	$(5.77 \pm 0.62) \times 10^{-3}$	$(4.46 \pm 0.48) \times 10^{-3}$	$(3.67 \pm 0.39) \times 10^{-3}$	$(4.61 \pm 0.49) \times 10^{-2}$
Th232	PCB	Burbujas:	321	177	137	99	72	56	792
		Eventos:	$(2.99 \pm 0.32) \times 10^{-3}$	$(1.65 \pm 0.17) \times 10^{-3}$	$(1.28 \pm 0.14) \times 10^{-3}$	$(9.23 \pm 0.99) \times 10^{-4}$	$(6.71 \pm 0.72) \times 10^{-4}$	$(5.22 \pm 0.56) \times 10^{-4}$	$(7.38 \pm 0.79) \times 10^{-3}$
U235	Al	Burbujas:	45	41	36	13	17	14	186
		Eventos:	$(5.94 \pm 1.42) \times 10^{-5}$	$(5.42 \pm 1.30) \times 10^{-5}$	$(4.76 \pm 1.14) \times 10^{-5}$	$(1.72 \pm 0.41) \times 10^{-5}$	$(2.25 \pm 0.54) \times 10^{-5}$	$(1.85 \pm 0.44) \times 10^{-5}$	$(24.60 \pm 5.88) \times 10^{-5}$
U235	PCB	Burbujas:	85	49	36	21	22	14	216
		Eventos:	$(3.05 \pm 0.73) \times 10^{-5}$	$(1.76 \pm 0.42) \times 10^{-5}$	$(1.29 \pm 0.31) \times 10^{-5}$	$(7.52 \pm 1.80) \times 10^{-6}$	$(7.88 \pm 1.89) \times 10^{-6}$	$(5.02 \pm 1.20) \times 10^{-6}$	$(7.74 \pm 1.85) \times 10^{-5}$
Total	Burbujas:	740	464	349	241	189	136	2089	
		Eventos:	$(2.79 \pm 0.30) \times 10^{-2}$	$(2.07 \pm 0.22) \times 10^{-2}$	$(1.40 \pm 0.15) \times 10^{-2}$	$(1.13 \pm 0.12) \times 10^{-2}$	$(8.13 \pm 0.88) \times 10^{-3}$	$(5.98 \pm 0.65) \times 10^{-3}$	$(9.28 \pm 0.10) \times 10^{-2}$

Cadena		Individuales	Bridas de las ventanas					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	306	193	131	102	62	55	842
		Eventos:	$(1.39 \pm 0.97) \times 10^{-2}$	$(8.77 \pm 6.10) \times 10^{-3}$	$(5.95 \pm 4.14) \times 10^{-3}$	$(4.63 \pm 3.23) \times 10^{-3}$	$(2.82 \pm 1.96) \times 10^{-3}$	$(0.25 \pm 0.17) \times 10^{-2}$
Th232	Burbujas:	190	122	83	57	65	49	571
		Eventos:	$(3.89^{+7.21}_{-3.89}) \times 10^{-3}$	$(0.25^{+0.46}_{-0.25}) \times 10^{-2}$	$(0.17^{+0.31}_{-0.17}) \times 10^{-2}$	$(1.17^{+2.16}_{-1.17}) \times 10^{-3}$	$(1.33^{+2.47}_{-1.33}) \times 10^{-3}$	$(0.10^{+0.18}_{-0.10}) \times 10^{-2}$
U235	Burbujas:	173	115	90	64	57	35	545
		Eventos:	$(1.16 \pm 0.12) \times 10^{-3}$	$(77.2 \pm 7.76) \times 10^{-5}$	$(60.40 \pm 6.07) \times 10^{-5}$	$(43.00 \pm 4.32) \times 10^{-5}$	$(38.30 \pm 3.85) \times 10^{-5}$	$(23.50 \pm 2.36) \times 10^{-5}$
Total	Burbujas:	669	430	304	223	184	139	1958
		Eventos:	$(1.89 \pm 1.70) \times 10^{-2}$	$(1.20 \pm 1.08) \times 10^{-2}$	$(8.25 \pm 7.35) \times 10^{-3}$	$(6.23 \pm 5.43) \times 10^{-3}$	$(4.53 \pm 4.47) \times 10^{-3}$	$(3.73 \pm 3.62) \times 10^{-3}$

Cadena		PCB LED						
		Individuales	Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	Múltiples
U238	Burbujas:	901	619	417	290	240	190	2645
	Eventos:	$(7.51 \pm 0.93) \times 10^{-3}$	$(5.16 \pm 0.64) \times 10^{-3}$	$(3.48 \pm 0.43) \times 10^{-3}$	$(2.42 \pm 0.30) \times 10^{-3}$	$(2.00 \pm 0.25) \times 10^{-3}$	$(1.58 \pm 0.20) \times 10^{-3}$	$(2.21 \pm 0.27) \times 10^{-2}$
Th232	Burbujas:	1308	874	588	449	350	252	3717
	Eventos:	$(0.83 \pm 0.09) \times 10^{-2}$	$(5.55 \pm 0.64) \times 10^{-3}$	$(3.73 \pm 0.43) \times 10^{-3}$	$(2.85 \pm 0.33) \times 10^{-3}$	$(2.22 \pm 0.26) \times 10^{-3}$	$(16.00 \pm 1.85) \times 10^{-4}$	$(2.36 \pm 0.27) \times 10^{-2}$
U235	Burbujas:	1444	919	616	471	336	276	3866
	Eventos:	$(4.42 \pm 1.65) \times 10^{-4}$	$(2.81 \pm 1.05) \times 10^{-4}$	$(18.90 \pm 7.05) \times 10^{-5}$	$(14.40 \pm 5.39) \times 10^{-5}$	$(10.30 \pm 3.84) \times 10^{-5}$	$(8.45 \pm 3.16) \times 10^{-5}$	$(1.18 \pm 0.44) \times 10^{-3}$
Total	Burbujas:	3653	2412	1621	1210	926	718	10228
	Eventos:	$(1.63 \pm 0.20) \times 10^{-2}$	$(10.99 \pm 1.38) \times 10^{-3}$	$(7.39 \pm 0.93) \times 10^{-3}$	$(5.41 \pm 0.68) \times 10^{-3}$	$(4.32 \pm 0.54) \times 10^{-3}$	$(3.26 \pm 0.41) \times 10^{-3}$	$(4.68 \pm 0.59) \times 10^{-2}$

Cadena		Agua ultra pura						
		Individuales	Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	Múltiples
U238	Burbujas:	7346	4347	2926	2069	1554	1108	16686
	Eventos:	$(9.26^{+21.10}_{-9.26}) \times 10^{-3}$	$(5.48^{+12.80}_{-5.48}) \times 10^{-3}$	$(3.69^{+8.40}_{-3.69}) \times 10^{-3}$	$(2.61^{+5.94}_{-2.61}) \times 10^{-3}$	$(1.96^{+4.46}_{-1.96}) \times 10^{-3}$	$(1.40^{+3.18}_{-1.40}) \times 10^{-3}$	$21.00^{+47.90}_{-21.00} \times 10^{-3}$
Th232	Burbujas:	8533	5142	3261	2279	1697	1302	19005
	Eventos:	$(1.00 \pm 0.10) \times 10^{-2}$	$(6.04 \pm 0.60) \times 10^{-3}$	$(3.83 \pm 0.38) \times 10^{-3}$	$(2.68 \pm 0.27) \times 10^{-3}$	$(1.99 \pm 0.20) \times 10^{-3}$	$(1.53 \pm 0.15) \times 10^{-3}$	$(0.23 \pm 0.22) \times 10^{-2}$
U235	Burbujas:	8614	5060	3277	2296	1769	1342	19187
	Eventos:	$(1.19^{+9.62}_{-1.19}) \times 10^{-3}$	$(0.70^{+5.65}_{-0.70}) \times 10^{-3}$	$(4.54^{+36.60}_{-4.54}) \times 10^{-4}$	$(3.18^{+25.70}_{-3.18}) \times 10^{-4}$	$(2.45^{+19.80}_{-2.45}) \times 10^{-4}$	$(1.86 \pm 15.00) \times 10^{-4}$	$(2.66^{+21.40}_{-2.66}) \times 10^{-3}$
Total	Burbujas:	24493	14549	9464	6644	5020	3752	54878
	Eventos:	$(2.05^{+3.17}_{-2.05}) \times 10^{-2}$	$(1.22^{+1.87}_{-1.22}) \times 10^{-2}$	$(0.79^{+1.24}_{-0.79}) \times 10^{-2}$	$(0.56^{+0.87}_{-0.56}) \times 10^{-2}$	$(0.41^{+0.66}_{-0.41}) \times 10^{-2}$	$(0.31^{+0.48}_{-0.31}) \times 10^{-2}$	$(4.59^{+7.15}_{-4.59}) \times 10^{-2}$

Cadena		Conexión de PVC						
		Individuales	Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	Múltiples
U238	Burbujas:	139	97	61	50	41	17	393
	Eventos:	$(1.12 \pm 0.18) \times 10^{-2}$	$(0.77 \pm 0.13) \times 10^{-2}$	$(0.49 \pm 0.08) \times 10^{-2}$	$(4.01 \pm 0.68) \times 10^{-3}$	$(3.29 \pm 0.55) \times 10^{-3}$	$(1.36 \pm 0.23) \times 10^{-3}$	$(3.16 \pm 0.53) \times 10^{-2}$
Th232	Burbujas:	207	131	122	78	51	44	644
	Eventos:	$(2.17 \pm 0.49) \times 10^{-3}$	$(1.38 \pm 0.31) \times 10^{-3}$	$(1.28 \pm 0.29) \times 10^{-3}$	$(0.82 \pm 0.18) \times 10^{-3}$	$(5.36 \pm 1.22) \times 10^{-4}$	$(4.62 \pm 1.05) \times 10^{-4}$	$(6.77 \pm 1.54) \times 10^{-3}$
U235	Burbujas:	252	150	112	66	70	45	654
	Eventos:	$(1.39 \pm 0.36) \times 10^{-3}$	$0(8.29 \pm 2.14) \times 10^{-4}$	$(6.19 \pm 1.60) \times 10^{-4}$	$(36.50 \pm 9.43) \times 10^{-5}$	$(3.87 \pm 1.00) \times 10^{-4}$	$(24.90 \pm 6.43) \times 10^{-5}$	$(3.61 \pm 0.93) \times 10^{-3}$
Total	Burbujas:	598	378	295	194	162	106	1691
	Eventos:	$(1.48 \pm 0.27) \times 10^{-2}$	$(0.99 \pm 0.18) \times 10^{-2}$	$(0.68 \pm 0.12) \times 10^{-2}$	$(0.52 \pm 0.09) \times 10^{-2}$	$(0.42 \pm 0.07) \times 10^{-2}$	$(0.21 \pm 0.04) \times 10^{-2}$	$(4.20 \pm 0.78) \times 10^{-2}$

Cadena		Individuales	LED Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	Múltiples
U238	Burbujas:	3255	2182	1671	1320	1074	866	11812
	Eventos:	$(5.91 \pm 1.39) \times 10^{-3}$	$(3.96 \pm 0.93) \times 10^{-3}$	$(3.03 \pm 0.71) \times 10^{-3}$	$(0.24 \pm 0.05) \times 10^{-2}$	$(1.95 \pm 0.46) \times 10^{-3}$	$(1.57 \pm 0.37) \times 10^{-3}$	$(21.40 \pm 5.05) \times 10^{-3}$
Th232	Burbujas:	1382	995	736	595	444	394	5275
	Eventos:	$(9.58 \pm 0.96) \times 10^{-4}$	$(6.98 \pm 0.69) \times 10^{-4}$	$(5.10 \pm 0.51) \times 10^{-4}$	$(4.13 \pm 0.41) \times 10^{-4}$	$(3.08 \pm 0.31) \times 10^{-4}$	$(2.73 \pm 0.27) \times 10^{-4}$	$(36.60 \pm 3.68) \times 10^{-4}$
U235	Burbujas:	1470	1055	772	625	512	404	5608
	Eventos:	$(1.29 \pm 1.08) \times 10^{-4}$	$(9.22 \pm 7.74) \times 10^{-5}$	$(6.75 \pm 5.66) \times 10^{-5}$	$(5.46 \pm 4.58) \times 10^{-5}$	$(4.48 \pm 3.76) \times 10^{-5}$	$(3.53 \pm 2.96) \times 10^{-5}$	$(4.90 \pm 4.11) \times 10^{-4}$
Total	Burbujas:	6107	4232	3179	2540	2030	1664	22695
	Eventos:	$(0.69 \pm 0.16) \times 10^{-2}$	$(47.422 \pm 10.80) \times 10^{-4}$	$(36.07 \pm 8.21) \times 10^{-4}$	$(28.68 \pm 6.51) \times 10^{-4}$	$(23.03 \pm 5.28) \times 10^{-4}$	$(18.78 \pm 4.27) \times 10^{-4}$	$(2.55 \pm 0.58) \times 10^{-2}$

Cadena		Individuales	Base del retrorreflector Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	Múltiples
U238	Burbujas:	486	322	210	162	123	102	1359
	Eventos:	$(1.37 \pm 0.14) \times 10^{-3}$	$(90.80 \pm 9.54) \times 10^{-5}$	$(5.92 \pm 0.62) \times 10^{-4}$	$(4.57 \pm 0.48) \times 10^{-4}$	$(34.70 \pm 3.60) \times 10^{-5}$	$(28.8 \pm 3.00) \times 10^{-5}$	$(38.30 \pm 4.00) \times 10^{-4}$
Th232	Burbujas:	721	462	340	240	166	139	1990
	Eventos:	$(3.84 \pm 0.40) \times 10^{-3}$	$(2.46 \pm 0.26) \times 10^{-3}$	$(1.81 \pm 0.19) \times 10^{-3}$	$(1.28 \pm 0.13) \times 10^{-3}$	$(88.50 \pm 9.19) \times 10^{-5}$	$(74.10 \pm 7.70) \times 10^{-5}$	$(01.06 \pm 0.11) \times 10^{-2}$
U235	Burbujas:	410	260	181	153	87	69	1080
	Eventos:	$(3.69 \pm 0.80) \times 10^{-5}$	$(2.34 \pm 0.51) \times 10^{-5}$	$(1.63 \pm 0.35) \times 10^{-5}$	$(1.38 \pm 0.29) \times 10^{-5}$	$(7.82 \pm 1.70) \times 10^{-6}$	$(6.20 \pm 1.35) \times 10^{-6}$	$(9.71 \pm 2.11) \times 10^{-5}$
Total	Burbujas:	1617	1044	731	555	376	310	4429
	Eventos:	$(5.24 \pm 0.55) \times 10^{-3}$	$(3.39 \pm 0.35) \times 10^{-3}$	$(2.42 \pm 0.25) \times 10^{-3}$	$(1.75 \pm 0.18) \times 10^{-3}$	$(1.24 \pm 0.13) \times 10^{-3}$	$(1.03 \pm 0.10) \times 10^{-3}$	$(14.53 \pm 1.52) \times 10^{-3}$

Cadena		Individuales	Bobina refrigerante Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	Múltiples
U238	Burbujas:	0	1	1	1	1	0	4
	Eventos:	0	$(0.59 \pm 0.41) \times 10^{-3}$	$(5.87 \pm 4.08) \times 10^{-4}$	0			
Th232	Burbujas:	0	0	0	0	0	0	0
	Eventos:	0	0	0	0	0	0	0
U235	Burbujas:	0	0	0	0	0	0	0
	Eventos:	0	0	0	0	0	0	0
Total	Burbujas:	0	1	1	1	1	0	4
	Eventos:	0	$(0.59 \pm 0.41) \times 10^{-3}$	$(5.87 \pm 4.08) \times 10^{-4}$	0			

Cadena		Individuales	Pipeta de cuarzo					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	302	216	145	110	92	72	914
	Eventos:	$(5.94 \pm 0.79) \times 10^{-5}$	$(4.25 \pm 0.56) \times 10^{-4}$	$(2.85 \pm 0.38) \times 10^{-4}$	$(2.16 \pm 0.28) \times 10^{-4}$	$(1.81 \pm 0.24) \times 10^{-04}$	$(1.42 \pm 0.19) \times 10^{-4}$	$(0.18 \pm 0.02) \times 10^{-2}$
Th232	Burbujas:	346	204	117	111	78	56	809
	Eventos:	$(1.77 \pm 0.35) \times 10^{-4}$	$(1.05 \pm 0.20) \times 10^{-4}$	$(6.00 \pm 1.19) \times 10^{-5}$	$(5.69 \pm 1.13) \times 10^{-5}$	$(4.00 \pm 0.79) \times 10^{-5}$	$(2.87 \pm 0.57) \times 10^{-5}$	$(4.15 \pm 0.82) \times 10^{-4}$
U235	Burbujas:	158	107	82	53	41	42	471
	Eventos:	$(1.72 \pm 0.75) \times 10^{-5}$	$(1.17 \pm 0.51) \times 10^{-5}$	$(8.95 \pm 3.92) \times 10^{-6}$	$(5.79 \pm 2.54) \times 10^{-6}$	$(4.48 \pm 1.96) \times 10^{-6}$	$(4.58 \pm 2.01) \times 10^{-6}$	$(5.14 \pm 2.25) \times 10^{-5}$
Total	Burbujas:	806	527	344	274	211	170	2194
	Eventos:	$(7.88 \pm 1.22) \times 10^{-4}$	$(5.42 \pm 0.82) \times 10^{-4}$	$(3.54 \pm 0.54) \times 10^{-4}$	$(2.79 \pm 0.43) \times 10^{-4}$	$(2.25 \pm 0.34) \times 10^{-4}$	$(1.75 \pm 0.27) \times 10^{-4}$	$(22.66 \pm 3.45) \times 10^{-4}$

Cadena		Individuales	Brida superior del envase de sílica					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	9	6	4	3	3	1	24
	Eventos:	$(5.82 \pm 5.62) \times 10^{-4}$	$(3.88 \pm 3.75) \times 10^{-4}$	$(2.59 \pm 2.5) \times 10^{-4}$	$(1.94 \pm 1.87) \times 10^{-4}$	$(1.94 \pm 1.87) \times 10^{-4}$	$(6.47 \pm 6.24) \times 10^{-5}$	$(1.55 \pm 1.50) \times 10^{-3}$
Th232	Burbujas:	3	1	1	2	1	0	6
	Eventos:	$(5.34^{+21.30}_{-5.34}) \times 10^{-5}$	$(1.78^{+7.09}_{-1.78}) \times 10^{-5}$	$(1.78^{+7.09}_{-1.78}) \times 10^{-5}$	$(3.60^{+14.20}_{-3.60}) \times 10^{-5}$	$(1.78^{+7.09}_{-1.78}) \times 10^{-5}$	0	$(0.11 \pm 0.42) \times 10^{-3}$
U235	Burbujas:	3	2	1	1	0	2	7
	Eventos:	$(1.04 \pm 0.10) \times 10^{-5}$	$(6.92 \pm 0.70) \times 10^{-6}$	$(3.46 \pm 0.34) \times 10^{-6}$	$(3.46 \pm 0.35) \times 10^{-6}$	0	$(6.92 \pm 0.69) \times 10^{-6}$	$(2.42 \pm 0.24) \times 10^{-5}$
Total	Burbujas:	15	9	6	6	4	3	37
	Eventos:	$(6.46^{+7.76}_{-6.46}) \times 10^{-4}$	$(4.13^{+4.46}_{-4.13}) \times 10^{-4}$	$(2.80^{+3.21}_{-2.80}) \times 10^{-4}$	$(2.33^{+3.29}_{-2.33}) \times 10^{-4}$	$(2.12^{+2.58}_{-2.12}) \times 10^{-4}$	$(0.71 \pm 0.63) \times 10^{-4}$	$(16.81^{+19.28}_{-16.81}) \times 10^{-4}$

Cadena		Individuales	Anillo de montaje de las piezocerámicas					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	1820	1080	671	442	305	252	3842
	Eventos:	$(3.92 \pm 0.39) \times 10^{-4}$	$(2.33 \pm 0.23) \times 10^{-4}$	$(1.45 \pm 0.14) \times 10^{-4}$	$(9.52 \pm 0.95) \times 10^{-5}$	$(6.57 \pm 0.66) \times 10^{-5}$	$(5.43 \pm 0.54) \times 10^{-5}$	$(8.28 \pm 0.83) \times 10^{-4}$
Th232	Burbujas:	1987	1123	738	452	352	235	3983
	Eventos:	$(3.51 \pm 0.35) \times 10^{-4}$	$(1.98 \pm 0.19) \times 10^{-4}$	$(1.30 \pm 0.13) \times 10^{-4}$	$(7.98 \pm 0.80) \times 10^{-5}$	$(6.21 \pm 0.62) \times 10^{-5}$	$(4.15 \pm 0.41) \times 10^{-5}$	$(7.03 \pm 0.70) \times 10^{-5}$
U235	Burbujas:	1157	707	452	317	239	179	2653
	Eventos:	$(6.12^{+11.10}_{-6.12}) \times 10^{-5}$	$(3.74^{+6.77}_{-3.74}) \times 10^{-5}$	$(2.39^{+4.33}_{-2.39}) \times 10^{-5}$	$(1.68^{+3.04}_{-1.68}) \times 10^{-5}$	$(1.26^{+2.29}_{-1.26}) \times 10^{-5}$	$(9.46^{+17.10}_{-9.46}) \times 10^{-6}$	$(0.14 \pm 0.25) \times 10^{-3}$
Total	Burbujas:	4964	2910	1861	1211	896	666	10478
	Eventos:	$(6.51 \pm 1.70) \times 10^{-4}$	$(4.00 \pm 1.04) \times 10^{-4}$	$(2.49 \pm 0.66) \times 10^{-4}$	$(1.74 \pm 0.46) \times 10^{-4}$	$(1.20 \pm 0.33) \times 10^{-4}$	$(7.66 \pm 0.93) \times 10^{-4}$	$(9.68 \pm 3.37) \times 10^{-4}$

C. RUIDO DE FONDO DEBIDO A NEUTRONES PARA CADA COMPONENTE Y RADIOISÓTOPO DE PICO60 EN UN AÑO

Cadena		Individuales	Brida superior del envase de presión					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	0	0	1	0	0	0	1
	Eventos:	0	0	$(8.86 \pm 6.17) \times 10^{-4}$	0	0	0	$(8.86 \pm 6.17) \times 10^{-4}$
Th232	Burbujas:	0	0	0	0	0	0	0
	Eventos:	0	0	0	0	0	0	0
U235	Burbujas:	0	0	0	0	0	0	0
	Eventos:	0	0	0	0	0	0	0
Total	Burbujas:	0	0	1	0	0	0	1
	Eventos:	0	0	$(8.86 \pm 6.17) \times 10^{-4}$	0	0	0	$(8.86 \pm 6.17) \times 10^{-4}$

Cadena		Individuales	Plato superior de la base					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	6	3	1	1	0	0	7
	Eventos:	$(1.41 \pm 0.98) \times 10^{-4}$	$(7.07 \pm 4.92) \times 10^{-5}$	$(2.36 \pm 1.64) \times 10^{-5}$	$(2.36 \pm 1.64) \times 10^{-5}$	0	0	$(1.65 \pm 1.15) \times 10^{-4}$
Th232	Burbujas:	2	3	3	1	3	0	13
	Eventos:	$(2.57^{+4.75}_{-2.57}) \times 10^{-5}$	$(3.85^{+7.13}_{-3.85}) \times 10^{-5}$	$(3.85^{+7.13}_{-3.85}) \times 10^{-5}$	$(1.28^{+2.38}_{-1.28}) \times 10^{-5}$	$(3.85^{+7.13}_{-3.85}) \times 10^{-5}$	0	$(1.67^{+3.09}_{-1.67}) \times 10^{-4}$
U235	Burbujas:	5	1	5	1	1	0	11
	Eventos:	$(1.30 \pm 0.13) \times 10^{-5}$	$(2.59 \pm 0.26) \times 10^{-6}$	$(1.30 \pm 0.13) \times 10^{-5}$	$(2.59 \pm 0.26) \times 10^{-6}$	$(2.59 \pm 0.26) \times 10^{-6}$	0	$(2.85 \pm 0.29) \times 10^{-5}$
Total	Burbujas:	13	7	9	3	4	0	31
	Eventos:	$(1.80 \pm 1.47) \times 10^{-4}$	$(1.12^{+1.20}_{-1.12}) \times 10^{-4}$	$(7.51^{+8.90}_{-7.51}) \times 10^{-5}$	$(3.90^{+4.05}_{-3.90}) \times 10^{-5}$	$(4.10^{+7.15}_{-4.10}) \times 10^{-5}$	0	$(3.60^{+4.27}_{-3.60}) \times 10^{-4}$

Cadena		Individuales	Carcasa de la piezocerámica					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	982	610	399	258	214	174	2297
	Eventos:	$(0.70^{+1.28}_{-0.70}) \times 10^{-4}$	$(4.37^{+7.97}_{-4.37}) \times 10^{-5}$	$(2.86^{+5.22}_{-2.86}) \times 10^{-5}$	$(1.85^{+3.37}_{-1.85}) \times 10^{-5}$	$(1.53^{+2.80}_{-1.53}) \times 10^{-5}$	$(1.25^{+2.27}_{-1.25}) \times 10^{-5}$	$(1.64^{+3.00}_{-1.64}) \times 10^{-4}$
Th232	Burbujas:	189	136	83	48	42	42	474
	Eventos:	$(6.75 \pm 0.67) \times 10^{-6}$	$(4.86 \pm 0.48) \times 10^{-6}$	$(2.96 \pm 0.30) \times 10^{-6}$	$(1.71 \pm 0.17) \times 10^{-6}$	$(1.50 \pm 0.15) \times 10^{-6}$	$(1.50 \pm 0.15) \times 10^{-6}$	$(1.69 \pm 0.17) \times 10^{-5}$
U235	Burbujas:	48	22	19	12	3	9	89
	Eventos:	$(3.86^{+10.30}_{-3.86}) \times 10^{-8}$	$(1.77^{+4.74}_{-1.77}) \times 10^{-8}$	$(1.53^{+4.09}_{-1.53}) \times 10^{-8}$	$(9.66^{+25.8}_{-9.66}) \times 10^{-9}$	$(2.41^{+6.46}_{-2.41}) \times 10^{-9}$	$(7.24^{+19.4}_{-7.24}) \times 10^{-9}$	$(7.16^{+19.2}_{-7.16}) \times 10^{-8}$
Total	Burbujas:	1219	768	501	318	259	225	2860
	Eventos:	$(7.71^{+12.88}_{-7.71}) \times 10^{-5}$	$(4.86^{+8.02}_{-4.86}) \times 10^{-5}$	$(3.16^{+5.25}_{-3.16}) \times 10^{-5}$	$(2.02^{+3.39}_{-2.02}) \times 10^{-5}$	$(1.68^{+2.81}_{-1.68}) \times 10^{-5}$	$(1.40^{+2.30}_{-1.40}) \times 10^{-5}$	$(18.09^{+30.19}_{-18.40}) \times 10^{-5}$

Cadena		Individuales	Ventanas Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	Múltiples
U238	Burbujas:	103	49	62	28	30	27	282
	Eventos:	$(4.17 \pm 0.41) \times 10^{08}$	$(1.98 \pm 0.19) \times 10^{-8}$	$(2.51 \pm 0.25) \times 10^{-8}$	$(1.13 \pm 0.11) \times 10^{-8}$	$(1.21 \pm 0.12) \times 10^{-8}$	$(1.09 \pm 0.11) \times 10^{-8}$	$(1.14 \pm 0.11) \times 10^{-7}$
Th232	Burbujas:	112	72	37	33	30	22	272
	Eventos:	$(3.88 \pm 0.39) \times 10^{-5}$	$(2.49 \pm 0.25) \times 10^{-5}$	$(1.28 \pm 0.13) \times 10^{-5}$	$(1.14 \pm 0.11) \times 10^{-5}$	$(1.04 \pm 0.10) \times 10^{-5}$	$(7.61 \pm 0.76) \times 10^{-6}$	$(9.41 \pm 0.95) \times 10^{-5}$
U235	Burbujas:	97	65	37	41	27	28	284
	Eventos:	$(1.76^{+2.77}_{-1.76}) \times 10^{-5}$	$(1.18^{+1.86}_{-1.18}) \times 10^{-5}$	$(6.70^{+10.60}_{-6.70}) \times 10^{-6}$	$(7.43^{+11.70}_{-7.43}) \times 10^{-6}$	$(4.89^{+7.72}_{-4.89}) \times 10^{-6}$	$(5.07^{+8.00}_{-5.07}) \times 10^{-6}$	$(5.15^{+8.12}_{-5.15}) \times 10^{-5}$
Total	Burbujas:	312	186	136	102	87	77	838
	Eventos:	$(5.64 \pm 3.16) \times 10^{-5}$	$(3.67 \pm 2.11) \times 10^{-5}$	$(1.95 \pm 1.19) \times 10^{-5}$	$(1.88 \pm 1.28) \times 10^{-5}$	$(1.53 \pm 0.88) \times 10^{-5}$	$(1.27 \pm 0.88) \times 10^{-5}$	$(14.57 \pm 8.12) \times 10^{-5}$

Cadena		Individuales	Piezocerámica Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	Múltiples
U238	Nuevo	Burbujas: 1128 Eventos: $(1.39 \pm 1.27) \times 10^{-6}$	680 $(8.37 \pm 7.64) \times 10^{-7}$	424 $(5.22 \pm 4.76) \times 10^{-7}$	294 $(3.62 \pm 3.30) \times 10^{-7}$	213 $(2.62 \pm 2.39) \times 10^{-7}$	179 $(2.20 \pm 2.01) \times 10^{-7}$	2532 $(3.12 \pm 2.84) \times 10^{-6}$
	Viejo	Burbujas: 1121 Eventos: $(4.01 \pm 3.36) \times 10^{-6}$	686 $(2.45 \pm 2.06) \times 10^{-6}$	426 $(1.52 \pm 1.28) \times 10^{-6}$	299 $(10.70 \pm 8.97) \times 10^{-7}$	206 $(7.37 \pm 6.18) \times 10^{-7}$	172 $(6.16 \pm 5.16) \times 10^{-7}$	2538 $(9.08 \pm 7.61) \times 10^{-6}$
Th232	Nuevo	Burbujas: 1737 Eventos: $(7.92 \pm 5.02) \times 10^{-7}$	1041 $(4.75 \pm 3.01) \times 10^{-7}$	713 $(3.25 \pm 2.06) \times 10^{-7}$	485 $(2.21 \pm 1.40) \times 10^{-7}$	362 $(1.65 \pm 1.05) \times 10^{-7}$	292 $(1.33 \pm 0.84) \times 10^{-7}$	4090 $(1.87 \pm 1.18) \times 10^{-6}$
	Viejo	Burbujas: 1743 Eventos: $(6.59 \pm 1.23) \times 10^{-6}$	1039 $(3.93 \pm 0.73) \times 10^{-6}$	708 $(2.68 \pm 0.50) \times 10^{-6}$	486 $(1.84 \pm 0.34) \times 10^{-6}$	373 $(1.41 \pm 0.26) \times 10^{-6}$	276 $(1.04 \pm 0.19) \times 10^{-6}$	4088 $(1.55 \pm 0.28) \times 10^{-5}$
U235	Nuevo	Burbujas: 1688 Eventos: $(1.88 \pm 1.56) \times 10^{-6}$	964 $(1.08 \pm 0.89) \times 10^{-6}$	655 $(7.31 \pm 6.07) \times 10^{-7}$	482 $(5.38 \pm 4.47) \times 10^{-7}$	319 $(3.56 \pm 2.96) \times 10^{-7}$	277 $(3.09 \pm 2.57) \times 10^{-7}$	3801 $(4.24 \pm 3.52) \times 10^{-6}$
	Viejo	Burbujas: 1678 Eventos: $(2.88^{+3.82}_{-2.88}) \times 10^{-7}$	975 $(1.67^{+2.22}_{-1.67}) \times 10^{-7}$	645 $(1.11 \pm 1.47) \times 10^{-7}$	488 $(8.38^{+11.10}_{-8.38}) \times 10^{-8}$	302 $(5.19^{+6.87}_{-5.19}) \times 10^{-8}$	309 $(5.31^{+7.03}_{-5.31}) \times 10^{-8}$	3810 $(6.54^{+8.67}_{-6.54}) \times 10^{-7}$
Total	Burbujas:	9095	5385	3571	2046	1775	1505	20859
	Eventos:	$(1.49 \pm 0.83) \times 10^{-5}$	$(8.94 \pm 4.97) \times 10^{-6}$	$(5.88 \pm 3.21) \times 10^{-6}$	$(4.11 \pm 2.27) \times 10^{-6}$	$(2.98 \pm 1.59) \times 10^{-6}$	$(2.37 \pm 1.32) \times 10^{-6}$	$(3.45 \pm 1.89) \times 10^{-5}$

Cadena		Individuales	PCB piezocerámica Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	Múltiples
U238	Burbujas:	1398	839	537	376	278	198	3127
	Eventos:	$(8.64^{+11.60}_{-8.64}) \times 10^{-6}$	$(5.18^{+6.96}_{-5.18}) \times 10^{-6}$	$(3.32^{+4.45}_{-3.32}) \times 10^{-6}$	$(2.32^{+3.12}_{-2.32}) \times 10^{-6}$	$(1.72^{+2.31}_{-1.72}) \times 10^{-6}$	$(1.22^{+1.64}_{-1.22}) \times 10^{-6}$	$(1.93^{+2.89}_{-1.93}) \times 10^{-5}$
Th232	Burbujas:	2024	1198	790	587	385	269	4469
	Eventos:	$(3.04 \pm 3.03) \times 10^{-6}$	$(1.8 \pm 1.79) \times 10^{-6}$	$(1.19 \pm 1.18) \times 10^{-6}$	$(8.82 \pm 8.78) \times 10^{-07}$	$(5.79 \pm 5.76) \times 10^{-7}$	$(4.04 \pm 4.02) \times 10^{-7}$	$(6.72 \pm 6.69) \times 10^{-6}$
U235	Burbujas:	2082	1260	823	548	397	302	4601
	Eventos:	$(3.90 \pm 0.39) \times 10^{-7}$	$(2.36 \pm 0.24) \times 10^{-7}$	$(1.54 \pm 0.15) \times 10^{-7}$	$(1.03 \pm 0.10) \times 10^{-7}$	$(7.43 \pm 0.74) \times 10^{-8}$	$(5.65 \pm 0.56) \times 10^{-8}$	$(8.61 \pm 0.86) \times 10^{-7}$
Total	Burbujas:	5504	3297	2150	1511	1060	769	12197
	Eventos:	$(1.21^{+1.46}_{-1.21}) \times 10^{-5}$	$(7.21^{+8.77}_{-7.21}) \times 10^{-6}$	$(4.66^{+5.64}_{-4.66}) \times 10^{-6}$	$(3.30^{+4.01}_{-3.30}) \times 10^{-6}$	$(2.37^{+2.89}_{-2.37}) \times 10^{-6}$	$(1.68^{+2.05}_{-1.68}) \times 10^{-6}$	$(2.68^{+3.27}_{-2.68}) \times 10^{-5}$

Cadena		Individuales	Fuente principal					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	3	3	0	0	0	0	3
	Eventos:	$(6.86 \pm 4.77) \times 10^{-6}$	$(6.86 \pm 4.77) \times 10^{-6}$	0	0	0	0	$(6.86 \pm 4.77) \times 10^{-6}$
Th232	Burbujas:	1	1	2	0	1	0	4
	Eventos:	$(0.91^{+1.69}_{-0.91}) \times 10^{-6}$	$(0.91^{+1.69}_{-0.91}) \times 10^{-6}$	$(1.83^{+3.39}_{-1.83}) \times 10^{-6}$	0	$(0.91^{+1.69}_{-0.91}) \times 10^{-6}$	0	$(3.66^{+6.78}_{-3.66}) \times 10^{-6}$
U235	Burbujas:	0	0	0	0	0	0	0
	Eventos:	0	0	0	0	0	0	0
Total	Burbujas:	4	4	2	0	1	0	7
	Eventos:	$(7.77 \pm 6.46) \times 10^{-6}$	$(7.77 \pm 6.46) \times 10^{-6}$	$(1.83^{+3.39}_{-1.83}) \times 10^{-6}$	0	$(0.91^{+1.69}_{-0.91}) \times 10^{-6}$	0	$(10.52^{+11.55}_{-10.52}) \times 10^{-6}$

Cadena		Individuales	Disipador térmico					Múltiples
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples	
U238	Burbujas:	490	326	233	142	108	118	1407
	Eventos:	$(1.48 \pm 0.14) \times 10^{-8}$	$(9.86 \pm 0.99) \times 10^{-9}$	$(7.05 \pm 0.70) \times 10^{-9}$	$(4.30 \pm 0.04) \times 10^{-9}$	$(3.27 \pm 0.32) \times 10^{-9}$	$(3.57 \pm 0.35) \times 10^{-9}$	$(4.26 \pm 0.42) \times 10^{-8}$
Th232	Burbujas:	103	59	37	41	31	22	291
	Eventos:	$(1.52 \pm 0.88) \times 10^{-6}$	$(8.73 \pm 5.05) \times 10^{-7}$	$(5.48 \pm 3.17) \times 10^{-7}$	$(6.07 \pm 3.51) \times 10^{-7}$	$(4.59 \pm 2.65) \times 10^{-7}$	$(3.26 \pm 1.88) \times 10^{-7}$	$(4.31 \pm 2.49) \times 10^{-6}$
U235	Burbujas:	16	5	9	3	0	4	35
	Eventos:	$(1.32 \pm 0.13) \times 10^{-8}$	$(4.12 \pm 0.41) \times 10^{-9}$	$(7.42 \pm 0.75) \times 10^{-9}$	$(2.47 \pm 0.25) \times 10^{-9}$	0	$(3.30 \pm 0.33) \times 10^{-9}$	$(2.88e \pm 0.29) \times 10^{-8}$
Total	Burbujas:	609	390	279	186	139	144	1733
	Eventos:	$(1.55 \pm 0.88) \times 10^{-6}$	$(8.86 \pm 5.06) \times 10^{-7}$	$(5.62 \pm 3.18) \times 10^{-7}$	$(6.13 \pm 3.51) \times 10^{-7}$	$(4.62 \pm 2.65) \times 10^{-7}$	$(3.32 \pm 1.88) \times 10^{-7}$	$(4.38 \pm 2.49) \times 10^{-6}$

Cadena		Individuales	Tapa parabólica				
			Dobles	Triples	Cuádruples	Quíntuples	Séxtuples
U238	Burbujas:	0	0	0	0	0	0
	Eventos:	0	0	0	0	0	0
Th232	Burbujas:	0	0	0	0	0	1
	Eventos:	0	0	0	0	0	$(1.72^{+3.18}_{-1.72}) \times 10^{-6}$
U235	Burbujas:	0	0	0	0	0	0
	Eventos:	0	0	0	0	0	0
Total	Burbujas:	0	0	0	0	0	1
	Eventos:	0	0	0	0	0	$(1.72^{+3.18}_{-1.72}) \times 10^{-6}$

Bibliografía

- [1] N.; Ford W. K. Jr. Rubin, V. C.; Thonnard. Rotational properties of 21 sc galaxies with a large range of luminosities and radii, from ngc 4605. *The Astrophysical Journal*, 238, 06 1980. doi: 10.1086/158003. IX, 1, 5, 6, 7
- [2] Planck Collaboration. Planck 2015 results. *Astronomy and Astrophysics*, 594, 10 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201525830. URL <https://arxiv.org/abs/1502.01589>. IX, 1, 5, 8, 10
- [3] R. Ellis (Cambridge University) W. Couch (University of New South Wales) and NASA. Hubble space telescope news release stsci-1995-14: “hubble views distant galaxies through a cosmic lens”. URL <http://hubblesite.org/newscenter/archive/releases/1995/14/>. IX, 9
- [4] Créditos: X ray: NASA/CXC/CfA/M.Markevitch et al.; Optical: NASA/STScI; Magellan/U.Arizona/D.Clowe et al.; Lensing Map: NASA/STScI; ESO WFI; Magellan/U.Arizona/D.Clowe et al. *1E 0657-56: NASA Finds Direct Proof of Dark Matter*. Mayo 2016. URL <http://chandra.harvard.edu/photo/2006/1e0657/>. IX, 10
- [5] Rebecca K. Leane. Dark matter theory and new searches. CAASTRO-CoEEO Workshop, 2017. URL http://www.caastro.org/files/58/2227658639/rkleane_coepc_caastro.pdf. IX, 12
- [6] P. et al. Cushman. Snowmass CF1 Summary: WIMP Dark Matter Direct Detection. 2013. URL <http://arxiv.org/abs/1310.8327>. IX, 18
- [7] Anand Desai and Alex Moskowit. Dmtools. Dark matter limit plot generator, 2013. URL <http://dmtools.brown.edu/session/new>. IX, 18
- [8] Academy of Sciences of the Institute of Bologna, editor. *30 years of bubble chamber physics trent'anni di camere a bolle*, 2003. IX, 25, 26
- [9] Frederick Seitz. On the theory of the bubble chamber. *Physics of Fluids*, 1, 1958. doi: 10.1063/1.1724333. X, 26, 27, 28
- [10] Behnke et al COUPP4 Collaboration. bubble chamber operated in a deep underground site. *Physical Review D*, 86, 9 2012. doi: 10.1103/PhysRevD.86.052001. X, 32

BIBLIOGRAFÍA

- [11] C. Amole et al. PICO Collaboration. Dark Matter Search Results from the PICO-60 C₃F₈ Bubble Chamber. 2017. [x](#), [3](#), [29](#), [33](#), [39](#), [40](#), [61](#)
- [12] Yu-Cheng; et al. Wu. Measurement of cosmic ray flux in the china jinping underground laboratory. *Chinese Physics C*, 37, 08 2013. doi: 10.1088/1674-1137/37/8/086001. [x](#), [38](#)
- [13] F. Zwicky. Republication of: The redshift of extragalactic nebulae. *General Relativity and Gravitation*, 41(1):207–224, 2009. ISSN 00017701. doi: 10.1007/s10714-008-0707-4. [1](#), [6](#)
- [14] Douglas Clowe, Anthony Gonzalez, and Maxim Markevitch. Weak-Lensing Mass Reconstruction of the Interacting Cluster 1E 0657558: Direct Evidence for the Existence of Dark Matter. *The Astrophysical Journal*, 604:596–603, 2004. ISSN 0004-637X. doi: 10.1086/381970. [1](#), [13](#)
- [15] T. X.; Guseva N. G. Izotov, Y. I.; Thuan. A new determination of the primordial he abundance using the he i 10830 a emission line: cosmological implications. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 445, 09 2014. doi: 10.1093/mnras/stu1771. [1](#), [10](#)
- [16] A.J.; Sinclair D. Duncan, F.; Noble. The construction and anticipated science of snolab. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 60, 11 2010. doi: 10.1146/annurev.nucl.012809.104513. [1](#), [29](#)
- [17] Gerard Jungman; Marc Kamionkowski; Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*, 267, 1996. doi: 10.1016/0370-1573(95)00058-5. [1](#), [14](#), [20](#), [21](#)
- [18] D. Spergel A. Drukier, K. Freese. Detecting cold dark matter candidates. *Phys.Rev. D*, 33(2295), 1986. doi:10.1103/PhysRevD.33.3495. [1](#), [18](#)
- [19] F. Aubin et al PICASSO Collaboration. Discrimination of nuclear recoils from alpha particles with superheated liquids. 2008. doi: 10.1088/1367-2630/10/10/103017. [2](#), [39](#)
- [20] V.A. Kudryavtsev. Background studies for dark matter experiments. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 173, 2007. doi: 10.1016/j.nuclphysbps.2007.08.042. [2](#), [35](#), [38](#)
- [21] Monte carlo simulation basics. URL <https://www.vertex42.com/ExcelArticles/mc/MonteCarloSimulation.html>. [2](#), [44](#)
- [22] D.-M. Mei; C. Zhang; A. Hime. Evaluation of induced neutrons as a background for dark matter experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 606, 2009. doi: 10.1016/j.nima.2009.04.032. [2](#), [43](#)
- [23] Geant4 Collaboration. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506, 2003. doi: 10.1016/s0168-9002(03)01368-8. [2](#), [45](#), [46](#)

-
- [24] J. V. Trapp C. M. Langton C. M. Poole, I. Cornelius. A cad interface for geant4. *Australasian Physical Engineering Sciences in Medicine*, 35, 09 2012. doi: 10.1007/s13246-012-0159-8. 3, 46, 47
- [25] D.H. Perkins. *Particle astrophysics*. Oxford Master Series in Physics. Oxford University Press, USA, 2 edition, 2009. ISBN 0199545456,9780199545452,0199545464,9780199545469. 5, 6, 7, 9
- [26] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016. doi: 10.1088/1674-1137/40/10/100001. URL <http://pdg.lbl.gov/>. 5, 9
- [27] Michael Boylan-Kolchin. Cosmology: A virtual universe. *Nature*, 509, 5 2014. doi: 10.1038/509170a. 5
- [28] Arno A. Penzias and Robert Woodrow Wilson. A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s. *Astrophys. J.*, 142:419–421, 1965. doi: 10.1086/148307. 7
- [29] Einstein Albert. “Lens-like action of a star by the deviation of light in the gravitational field”. *Science*, 84(506), 1936. 8
- [30] P.; Sivarani Bonifacio, P.; Molaro. First stars vii - lithium in extremely metal poor dwarfs. *Astronomy and Astrophysics*, 462, 02 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20064834. 10
- [31] Scott; Prochaska Jason X.; Prochter Gabe E.; Bernstein Rebecca A.; Burgess Kristin M. O’Meara, John M.; Burles. The deuterium-to-hydrogen abundance ratio toward the qso sdss j155810.16-003120.0. *The Astrophysical Journal*, 649, 10 2006. doi: 10.1086/508348. 10
- [32] Maruša; Gonzalez Anthony H.; Markevitch Maxim; Randall Scott W.; Jones Christine; Zaritsky Dennis Clowe, Douglas; Bradač. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *The Astrophysical Journal*, 648, 09 2006. doi: 10.1086/508162. 10
- [33] Julio F.; Evrard August E.; Frenk Carlos S. White, Simon D. M.; Navarro. The baryon content of galaxy clusters: a challenge to cosmological orthodoxy. *Nature*, 366, 1993. doi: 10.1038/366429a0. 11
- [34] Simon D. M.; Jenkins Adrian; Frenk Carlos S.; Yoshida Naoki; Gao Liang; Navarro Julio; Thacker Robert; Croton Darren; Helly John Springel, Volker; White. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 435, 2005. doi: 10.1038/nature03597. 11
- [35] Jonathan L. Feng. Dark matter candidates from particle physics and methods of detection. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48, 08 2010. doi: 10.1146/annurev-astro-082708-101659. 12
- [36] The MACHO collaboration. The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of LMC Observations. *The Astrophysical Journal*, 542(1):281–307, 2000. ISSN 0004-637X. doi: 10.1086/309512. 13

BIBLIOGRAFÍA

- [37] Tisserand, Guillou, and T E Collaboration. Limits on the Macho content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds. *Astronomy and Astrophysics*, 469(6017):387, 2007. ISSN 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361:20066017. 13
- [38] J.; Muñoz J. A.; Vives-Arias H.; Calderón-Infante J. Mediavilla, E.; Jiménez-Vicente. Limits on the mass and abundance of primordial black holes from quasar gravitational microlensing. *The Astrophysical Journal*, 836, 02 2017. doi: 10.3847/2041-8213/aa5dab. 13
- [39] B. J. Carr. Baryonic Dark Matter in Galaxies. 000(Turner 1999):1–16, 2000. URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0008028>. 13
- [40] Lawrence M. Dodelson, Scott; Widrow. Sterile neutrinos as dark matter. *Physical Review Letters*, 72, 1 1994. doi: 10.1103/PhysRevLett.72.17. 13
- [41] Alexander Merle. keV sterile neutrino Dark Matter. *PoS*, NOW2016:082, 2017. 13
- [42] M.G.; et al. IceCube Collaboration Aartsen. Searches for sterile neutrinos with the ice-cube detector. *Physical Review Letters*, 117, 8 2016. doi: 10.1103/PhysRevLett.117.071801. 13
- [43] R.; et al. Adhikari. A white paper on kev sterile neutrino dark matter. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2017, 01 2017. doi: 10.1088/1475-7516/2017/01/025. 13
- [44] Katherine Freese. Status of dark matter in the universe. *International Journal of Modern Physics D*, 03 2017. doi: 10.1142/S0218271817300129. 13, 15
- [45] Melissa van Beekveld, Wim Beenakker, Sascha Caron, Ruud Peeters, and Roberto Ruiz de Austri. This year’s holiday present: Supersymmetry with Dark Matter is still natural. (1):1–6, 2016. URL <http://arxiv.org/abs/1612.06333>. 14
- [46] Dieter Horns, Axel Lindner, Andrei Lobanov, and Andreas Ringwald. WISP Dark Matter eXperiment and Prospects for Broadband Dark Matter Searches in the $1\mu\text{eV}$ – 10meV Mass Range. In *Proceedings, 10th Patras Workshop on Axions, WIMPs and WISPs (AXION-WIMP 2014): Geneva, Switzerland, June 29-July 4, 2014*, pages 94–101, 2014. doi: 10.3204/DESY-PROC-2014-03/lobanov_andrei. URL <https://inspirehep.net/record/1323442/files/arXiv:1410.6302.pdf>. 15
- [47] Baker et al. Improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron. *Physical Review Letters*, 97, 2006. doi: 10.1103/physrevlett.97.131801. 15
- [48] S. Weinberg. *Phys.Rev.Lett.*, 40(223), 1978. 15
- [49] F. Wilczek. *Phys.Rev.Lett.*, 40(279), 1978. 15
- [50] R. Peccei and H. R. Quinn. *Phys.Rev.Lett.*, 38(1440), 1977. 15
- [51] A. D. Linde. *Phys. Lett. B*, 259(38-47), 1991. 15

-
- [52] Stefan Jaeckel, Joerg Knirck. Directional resolution of dish antenna experiments to search for wispy dark matter. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2016, 01 2016. doi: 10.1088/1475-7516/2016/01/005. 15
- [53] Rouven Essig, John A. Jaros, and William Wester. Dark Sectors and New, Light, Weakly-Coupled Particles. 2013. URL <http://lss.fnal.gov/archive/2013/conf/fermilab-conf-13-653.pdf>. 15
- [54] J.P.;et al. BaBar Collaboration Lees. Collisions at babar. *Physical Review Letters*, 113, 11 2014. doi: 10.1103/PhysRevLett.113.201801. 15
- [55] R. Corliss. Searching for a dark photon with darklight. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 7 2016. doi: 10.1016/j.nima.2016.07.053. 15
- [56] A. J. Krasznahorkay, M. Csatlos, L. Csige, Z. Gqacsi, J. Gulyas, M. Hunyadi, T. J. Ketel, A. Krasznahorkay, I. Kuti, B. M. Nyako, L. Stuhl, J. Timar, T. G. Tornyi, and Zs Vajta. Observation of anomalous internal pair creation in 8Be. *Acta Physica Polonica B, Proceedings Supplement*, 8(3):597–604, 2015. ISSN 18992358. doi: 10.5506/APhysPolBSupp.8.597. 15
- [57] Laura Baudis. Direct dark matter detection: The next decade. *Physics of the Dark Universe*, 1, 11 2012. doi: 10.1016/j.dark.2012.10.006. 17, 18, 19, 22, 23, 40
- [58] Laura Baudis. *Annalen der Physik*, 2, 2015. 17
- [59] Andrzej et al. Drukier. New Dark Matter Detectors using DNA or RNA for Nanometer Tracking. 2012. 17
- [60] Alejandro et al. Lopez. New Dark Matter Detectors using Nanoscale Explosives. 2014. 17
- [61] L. Stodolsky A. Drukier. Principles and applications of a neutral current detector for neutrino physics and astronomy. *Phys.Rev. D*, 30(22-95), 1984. doi:10.1103/PhysRevD.30.2295. 18
- [62] E. Witten M. W. Goodman. Detectability of certain dark matter candidates. *Phys.Rev. D*, 31(3059), 1985. doi:10.1103. 18
- [63] David G. Cerdeño and Anne M. Green. Direct detection of WIMPs. 2010. 18, 20, 21
- [64] David G. Cerdeño. Detection and identification of dark matter. *International Journal of Modern Physics Conference Series*, 01, 01 2011. doi: 10.1142/s2010194511000134. 19, 24
- [65] J.D. Lewin; P.F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astroparticle Physics*, 6, 1996. doi: 10.1016/s0927-6505(96)00047-3. 21
-

BIBLIOGRAFÍA

- [66] Joshua; Gould Andrew Freese, Katherine; Frieman. Signal modulation in cold-dark-matter detection. *Physical Review D*, 37, 6 1988. doi: 10.1103/PhysRevD.37.3388. 21
- [67] Bernabei et al. DAMA/LIBRA results and perspectives. 2016. URL <http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/201713605001>. 21
- [68] Mariangela; Peter Annika H.G.; Safdi-Benjamin R. Lee, Samuel K.; Lisanti. Effect of gravitational focusing on annual modulation in dark-matter direct-detection experiments. *Physical Review Letters*, 112, 1 2014. doi: 10.1103/PhysRevLett.112.011301. 21
- [69] Mariangela Lisanti. Lectures on Dark Matter Physics. In *Proceedings, Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: New Frontiers in Fields and Strings (TASI 2015): Boulder, CO, USA, June 1-26, 2015*, pages 399–446, 2017. doi: 10.1142/9789813149441_0007. URL <https://inspirehep.net/record/1427360/files/arXiv:1603.03797.pdf>. 22
- [70] David N. Spergel. Motion of the earth and the detection of weakly interacting massive particles. *Physical Review D*, 37, 3 1988. doi: 10.1103/physrevd.37.1353. 22
- [71] L. Bergström. Dark matter evidence, particle physics candidates and detection methods. *Annalen der Physik*, 524, 2012. doi: 10.1002/andp.201200116. 23
- [72] Felix Kahlhoefer. Review of lhc dark matter searches. *International Journal of Modern Physics A*, 32, 05 2017. doi: 10.1142/S0217751X1730006X. 23
- [73] M.; Sigl G. Klasen, M.; Pohl. Indirect and direct search for dark matter. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 7 2015. doi: 10.1016/j.pnpnp.2015.07.001. 23, 24
- [74] Giorgio Giacomelli. Introduction to the Workshop "30 years of bubble chamber physics". *Physics/0604152*, pages 1–11, 2006. URL <http://arxiv.org/abs/physics/0604152>. 26
- [75] Carlo Rubbia. Welcome address at the conference on the bubble chamber and its contributions to particle physics. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 36, 1994. doi: 10.1016/0920-5632(94)90761-7. 26
- [76] Donald Glaser. Some effects of ionizing radiation on the formation of bubbles in liquids. *Physical Review (Series I)*, 87, 1952. doi: 10.1103/physrev.87.665. 26
- [77] Gibbs G.W. *Collected works. Thermodynamics*, volume Volume 1. Longmans, 1928. ISBN 146-149-154-1. 27
- [78] Drew Anthony Fustin. *First Dark Matter Results from the COUPP 4 kg Bubble Chamber at a Deep Underground Site*. PhD thesis, The University of Chicago, Chicago, Illinois, 3 2012. 28

-
- [79] L. Bond; J.I. Collar; J. Ely; M. Flake; J. Hall; D. Jordan; D. Nakazawa; A. Raskin; A. Sonnenschein; K.O. Sullivan. Development of bubble chambers with sensitivity to wimps. *New Astronomy Reviews*, 49, 2005. doi: 10.1016/j.newar.2005.01.043. 28
- [80] Matthew Mark Szydagis. *Dark Matter Limits from a 15 kg Windowless Bubble Chamber*. PhD thesis, The University of Chicago, Chicago, Illinois, 03 2011. 28
- [81] E.; Collar Behnke. Spin-dependent wimp limits from a bubble chamber. *Science*, 319, 02 2008. doi: 10.1126/science.1149999. 29
- [82] S. Archambault et al PICASSO Collaboration. Dark matter spin-dependent limits for wimp interactions on 19f by picasso. *Physics Letters B*, 682, 2009. doi: 10.1016/j.physletb.2009.11.019. 29
- [83] M. Felizardo et al. SIMPLE Collaboration. Final analysis and results of the phase ii simple dark matter search. *Physical Review Letters*, 108, 5 2012. doi: 10.1103/physrevlett.108.201302. 29
- [84] C. Amole et al. PICO Collaboration. Dark matter search results from the pico-2l c_3f_8 bubble chamber. *Physical Review Letters*, 114, 6 2015. doi: 10.1103/PhysRevLett.114.231302. 29, 31, 51
- [85] C. Amole et al. PICO Collaboration. bubble chamber. *Physical Review D*, 93, 3 2016. doi: 10.1103/PhysRevD.93.052014. 29, 30
- [86] Mathieu Laurin. *Recherche de la matière sombre à l'aide de détecteurs à liquides surchauffés dans le cadre de l'expérience PICO/Picasso*. PhD thesis, Université de Montréal, Montreal, Quebec, 03 2016. 29, 30, 31, 41
- [87] Alan Edward Robinson. *Dark Matter Limits from a 2L C3F8 Filled Bubble Chamber*. PhD thesis, The University of Chicago, Chicago, Illinois, 12 2015. 31, 43, 44
- [88] Stephane Goriely Arjan Koning, Stephane Hilaire. Talys 1-6 a nuclear reaction program, 2013. URL <http://www.talys.eu/fileadmin/talys/user/docs/talys1.6.pdf>. 36
- [89] Shawn Westerdale. Neucbot (neutron calculator based on talys), 2016. URL <https://github.com/shawest/neucbot>. 36
- [90] Ian T Lawson. Radon Levels in the SNOLAB Underground Laboratory 1 Radon Levels in the Underground SNO + Control Room. pages 1–41, 2016. 36
- [91] Thomas K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990. ISBN 0521339316,9780521339315,0521326672,9780521326674. 37
- [92] A. Mei, D.-M.; Hime. Muon-induced background study for underground laboratories. *Physical Review D*, 73, 3 2006. doi: 10.1103/PhysRevD.73.053004. 37

BIBLIOGRAFÍA

- [93] F. F. Khalchukov; et al. Hadrons and other secondaries generated by cosmic-ray muons underground. *Il Nuovo Cimento C (Springer)*, 18, 09-10 1995. doi: 10.1007/bf02506782. 38
- [94] H.M. Araújo; V.A. Kudryavtsev; N.J.C. Spooner; T.J. Sumner. Muon-induced neutron production and detection with geant4 and fluka. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 545, 2005. doi: 10.1016/j.nima.2005.02.004. 38
- [95] A. Gütlein; et al. Solar and atmospheric neutrinos: Background sources for the direct dark matter searches. *Astroparticle Physics*, 34, 2010. doi: 10.1016/j.astropartphys.2010.06.002. 40
- [96] W.J. Bolte et al others. Development of bubble chambers with enhanced stability and sensitivity to low-energy nuclear recoils. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 577, 2007. doi: 10.1016/j.nima.2007.04.149. 40
- [97] W. B. Wilson and et al. Perry. *SOURCES 4C: a code for calculating ($[\alpha],n$), spontaneous fission, and delayed neutron sources and spectra*. Jan 2002. URL <http://www.osti.gov/scitech/servlets/purl/976142>. 44
- [98] Bjarne Stroustrup. *The C++ Programming Language, 4th Edition*. Addison-Wesley Professional, 4 edition, 2013. ISBN 0-321-56384-0. 45
- [99] J.; Pokorski W.; Santin G. Chytracek, R.; McCormick. Geometry description markup language for physics simulation and analysis applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53, 10 2006. doi: 10.1109/tns.2006.881062. 46
- [100] FASTRAD Collaboration. The 3d cad tool for radiation shielding analysis, 2017. URL <http://www.fastrad.net/>. 46
- [101] Assimp. Assimp open asset library, 2017. URL <http://assimp.sourceforge.net/>. 47
- [102] D-M. Mei and A. Hime. *Phys. Rev. D*, 73(053004), 2006. 59
- [103] Aharmim et. al. *Phys. Rev. D*, 80(012001), 2009. 59