



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS (FÍSICA)
INSTITUTO DE FÍSICA

SIMULACIONES MONTE CARLO DE UN EXPERIMENTO CON
CENTELLADOR LÍQUIDO PARA MEDIR EL DECAIMIENTO DOBLE
BETA CON NEUTRINOS EN EL ISÓTOPO ^{124}Sn

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS

PRESENTA:
ALEJANDRO SANTIAGO GARCÍA VILTRES

TUTOR PRINCIPAL
DR. ERIC VÁZQUEZ JÁUREGUI

COMITÉ TUTOR
Dr. EDUARDO PEINADO RODRÍGUEZ
Dr. ALEXIS ARMANDO AGUILAR ARÉVALO

CIUDAD DE MÉXICO, JULIO 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.

Resumen

Proponemos un nuevo experimento basado en un centellador líquido cargado con estaño para medir por primera vez la vida media de la desintegración $2\nu\beta\beta$ para el ^{124}Sn . Se proponen tres modelos experimentales con distintas características estructurales y de blindaje para lograr el fin propuesto. Se han realizado simulaciones de Monte Carlo de nuestras configuraciones y estudios de ruido de fondo para determinar los niveles de pureza necesarios así como para definir cual sería la configuración más apropiada. Finalmente mostramos que tal medida es factible y que podemos alcanzar vidas medias de 10^{21} años, cubriendo así todas las predicciones teóricas actuales para este modo de decaimiento.

Abstract

We propose a new experiment based on a liquid scintillator loaded with tin to measure the half-life of the $2\nu\beta\beta$ decay for ^{124}Sn for the first time. Three experimental models with different structural and shielding characteristics are presented to achieve the target sensitivity. Monte Carlo simulations of our configurations and background studies have been carried out to determine the purity levels needed as well as to define which would be the most appropriate. Finally we show that such a measure is feasible and that we can reach average lifetimes of 10^{21} years, thus covering all the current theoretical predictions for this decay mode.

Agradecimientos

A mi madre Belquis, por el indispensable apoyo de toda una vida y por permitirme con muchos esfuerzos alcanzar mi formación superior.

A Elizabeth Belmont, mi amor, por ser mi pareja, cómplice y mi mejor amiga, por brindarme su apoyo en los momentos difíciles y hacerme sentir tan especial. Por estar siempre para mí en las buenas y malas, por hacer de cada día una magnífica experiencia.

A mis hermanos, Yanet, Leonardo y Yan Carlos por toda la ayuda y el apoyo que me han brindado durante toda mi vida lo que ha contribuido a la realización satisfactoria del presente trabajo.

A mi tutor, el Dr. Eric Vázquez Jáuregui, por ser un gran profesor, por toda la ayuda brindada, el apoyo incondicional para la realización de este trabajo y por contribuir a mi formación como profesional y como mejor persona.

A este grandiosa casa de estudios, la UNAM, universidad de referencia mundial que me acogió en su seno para formarme como mejor profesional y persona.

A todos los amigos del gym, las nuevas amistades mexicanas, las personas lindas y de buen corazón que me rodean, la hermosa familia de mi pareja que me ha acogido como un miembro más, a Regina, esa pequeña tan divertida, Alejandra, el Tecko, la Mariquita, Don gollo, la pilar, pablo, en fin, a todos, gracias por formar parte de mis días.

Este trabajo fue realizado gracias al apoyo de UNAM-PAPIIT, proyecto No. IA100118 y Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), proyectos No. 252167 and No. A1-S-8960

Índice

Lista de Figuras	VI
Lista de Tablas	IX
1. Introducción	1
2. Fundamentos Teóricos	3
2.1. Física de neutrinos	3
2.1.1. Astronomía de Neutrinos	5
2.2. Decaimiento doble beta	10
2.2.1. Decaimiento doble beta con neutrinos	11
2.2.2. Decaimiento doble beta sin neutrinos	21
2.3. Código GEANT4	23
2.4. Código DECAY4	24
2.5. Propuesta experimental	25
2.6. Centellador cargado de estaño	27
2.6.1. Rendimiento relativo de luz del LAB cargado con estaño vs. concentración	29
3. Resultados y simulaciones	31
3.1. Modelo de 100 kg de LAB cargado con un 10 % de Sn	31
3.1.1. Calibración del Monte Carlo	32
3.1.2. Estudio del ruido de fondo para rayos gamma internos	34
3.1.3. Presencia de partículas alfas.	37
3.1.4. ^{222}Rn en el volumen activo del detector y superficie del acrílico	38
3.1.5. ^{208}Tl presente en la roca norita de la cavidad subterránea	39
3.1.6. Flujo de muones atmosféricos	40
3.2. Ampliando el volumen sensible. Experimentos de 500 kg y 1 tonelada	43
3.3. Análisis estadístico de los resultados obtenidos, nivel de confianza.	44
4. Conclusiones	47

Lista de Figuras

2.1. Producción de neutrinos por las interacciones de rayos cósmicos con núcleos de aire en la atmósfera. La altura típica de la producción de neutrinos es de 15 <i>km</i> sobre la tierra.	6
2.2. Espectros de neutrinos procedentes de procesos de fusión solar. Se indican los umbrales de reacción de los experimentos de galio, cloro y agua de Cherenkov. Los flujos de línea de isótopos de berilio se dan en unidades de $cm^{-2}s^{-1}$. Tomada de [9].	8
2.3. Contornos y perfiles de ajuste a 48,67 kT-año de datos atmosféricos combinados con datos de desaparición y aparición del haz de MINOS. Los paneles de la izquierda muestran los límites de confianza de 68 % y 90 % en $(\Delta m_{32}^2, \text{sen}^2\theta_{23})$ calculados para la jerarquía normal (arriba) y la jerarquía invertida (abajo). Los paneles de la derecha muestran los perfiles de probabilidad de registro para cada jerarquía trazada para Δm^2 (arriba a la derecha) y $\text{sen}^2\theta_{23}$ (abajo a la derecha). El mejor ajuste lo indica la estrella y se produce en la jerarquía invertida en $\Delta m_{32}^2 = -2,37 \times 10^{-3} eV^2$ y $\text{sen}^2\theta_{23} = 0,43$. Tomada de [13].	10
2.4. Parábolas en masa para isobaras nucleares con A impar. Debido al término de apareamiento en la fórmula semiempírica de masa, los núcleos pares-pares (even-even) tienen masas más bajas que los núcleos impares-impares (odd-odd). Así, el decaimiento β^- es imposible desde el punto <i>a</i> hasta el punto <i>b</i> , mientras que en un proceso de segundo orden, el decaimiento $\beta^- \beta^-$ es energéticamente posible desde el punto <i>a</i> hasta el punto <i>c</i> . Similarmente, los decaimientos $\beta^+ \beta^+$ o captura de electrón doble pueden ocurrir entre el punto <i>e</i> y el punto <i>c</i> . Tomada de [20].	11
2.5. Espectros teóricos de la energía suma de los electrones emitidos en los modos $2\nu\beta\beta$, $0\nu\beta\beta B$ y $0\nu\beta\beta$ de la desintegración $\beta\beta$ del ^{100}Mo . Tomada de [20].	13
2.6. Las distribuciones teóricas de energía de electrones para la descomposición de $2\nu\beta\beta$ del ^{100}Mo al estado fundamental de ^{100}Ru se obtuvieron utilizando los modelos de dominancia de estado único (SSD) y dominancia de estado superior (HSD) [27]. (a) Energías de un solo electrón. (b) Suma de energía de los dos electrones. Los espectros de energía de un solo electrón tienen un poder de discriminación mucho más significativo. Tomada de [20].	14
2.7. Diagrama de nivel nuclear para el isótopo de ^{100}Mo . Abreviatura: g.s., estado fundamental. Tomada de [20].	15
2.8. Elementos de la matriz de transición de la desintegración $0\nu\beta\beta$ calculados en diferentes enfoques: la aproximación de cuasipartículas en fase aleatoria (QRPA), el modelo de capa nuclear (NSM), el método proyectado Hartree-Fock-Bogoliubov (PHFB) y el modelo del bosón interactuante (IBM-2). Tomada de [30].	17

2.9.	Ilustración del espectro $2\nu\beta\beta$ y el $0\nu\beta\beta$ situado en el punto final. K_e es la energía cinética del electrón, y Q es el punto final de energía. El espectro $2\nu\beta\beta$ está normalizado a 1.0 con una resolución del detector del 5%. El gráfico primario tiene a $0\nu\beta\beta$ normalizado a 10^{-2} , y el recuadro muestra a $0\nu\beta\beta$ normalizado a 10^{-6} . Tomada de [41].	20
2.10.	Gráfica que muestra el valor Q de la desintegración y la abundancia natural para distintos isótopos candidatos de la desintegración $0\nu\beta\beta$	21
2.11.	Los diagramas de Feynman ilustran (a) la desintegración beta doble con la emisión de dos neutrinos; (b) desintegración beta doble sin neutrinos. Tomada de [9].	22
2.12.	Atenuación del flujo de muones cósmicos en laboratorios subterráneos. La línea continua es una parametrización del flujo total de muones en función de la profundidad vertical con una sobrecarga plana [55]. Tomada de [20].	27
2.13.	Espectros de absorción (A) del centelleador puro y cargado de Sn (SnLAB) en función de la longitud de onda (λ). Para una medición se usó aire (azul oscuro) y para la segunda LAB especialmente purificado (azul) como referencia. No hay características de absorción inducidas por el estaño en la región de aproximadamente 360-600 nm, lo que demuestra la viabilidad del experimento propuesto en términos de óptica. El intento de medir la contribución del Sn individualmente (amarillo) creó una característica falsa a 310 nm en la medición. La razón es que aquí el LAB purificado se midió en relación con el LAB no purificado, lo que crea diferentes espectros de absorción. El aumento en la absorción alrededor de 360 nm (azul) se debe al componente de PPO en el centelleador.	28
2.14.	Intensidad del espectro de emisión de SnLAB cargado al 0,5 % en función de la longitud de onda. La meseta en el espectro de 330 nm (verde) es un efecto de saturación del aparato. PRS es un surfactante utilizado para cargar el centelleador.	29
2.15.	Espectros del ^{137}Cs tomados con LAB-PPO y TBSn+LAB (3 % y 5 % de estaño) en Noviembre 2015 y Mayo del 2017. El centelleador líquido TBSn es estable durante este período. Tomada de [58].	30
3.1.	Detector de 100 kg en los tanques del experimento PICO-2L (izquierda). Modelo de 100 kg usado para estimar los ruidos de fondo en este estudio (derecha)	32
3.2.	Histograma obtenido para la calibración con la fuente gamma de 500 keV de energía en el centro del recipiente de acrílico con el debido ajuste gaussiano.	33
3.3.	Curva de calibración obtenida mediante el paquete root para el detector con 100kg de centelleador que relaciona número de fotones ópticos contados con energía incidente en el detector	34
3.4.	Espectro $2\nu\beta\beta$ para el ^{124}Sn obtenido mediante el código "DECAY4" para 100,000 eventos generados y normalizado a un año de medición.	35
3.5.	Espectro del $2\nu\beta\beta$ para el ^{124}Sn (rojo) y las contribuciones al ruido de fondo de los isótopos de ^{40}K , ^{238}U y ^{232}Th presentes en el coctel y el acrílico en escala logarítmica. En negro podemos ver la suma de las contribuciones al ruido de fondo.	36
3.6.	Espectro del $2\nu\beta\beta$ para el ^{124}Sn (rojo) y las contribuciones al ruido de fondo de los isótopos de ^{40}K , ^{238}U , ^{232}Th y ^{222}Rn presentes en el LAB, el acrílico y los SiPM en escala logarítmica. En negro podemos ver la suma de las contribuciones al ruido de fondo.	38
3.7.	Espectro obtenido para la contribución al ruido de fondo del ^{222}Rn presente en el coctel y el acrílico.	39
3.8.	Distribución angular parametrizada (Gaisser) para el flujo de muones en varios laboratorios subterráneos. Tomada de [55].	40

3.9. Distribución energética parametrizada (Gaisser) para el flujo de muones en varios laboratorios subterráneos. Tomada de [55].	40
3.10. Espectro obtenido para los muones en nuestro detector donde la incidencia fue de 380 muones por año	41
3.11. Espectros del fondo total y la contribución al ruido de fondo de los rayos gamma del ^{208}Tl en escala logarítmica y normalizado a un año de mediciones.	42
3.12. Proceso BiPo para la medición del ^{214}Bi y ^{208}Tl . Tomada de [65].	43
3.13. Espectro del ruido interno total del detector comparado con el espectro del decaimiento $2\nu\beta\beta$ para el modelo de 500 <i>kg</i> de masa.	43
3.14. Espectro del fondo total incluyendo el aporte de las gammas del ^{208}Tl presente en la roca norita.	44
3.15. Espectro obtenido para el número total de conteos de ruido de fondo en el rango de (400 <i>keV</i> -1100 <i>keV</i>) para 100 experimentos falsos.	45
4.1. Espectro del ruido de fondo total en un año donde se muestra el espectro doble beta con neutrinos del estaño-124 asumiendo un tiempo de vida medio de $1,6 \times 10^{21}$ años.	47

Lista de Tablas

2.1. Sabores de quarks y leptones.	3
2.2. Algunas propiedades del tetrabutyltin (TBSn). Tomada de [58].	30
2.3. Mediciones de rendimiento lumínico utilizando el borde Compton de una fuente de ^{137}Cs con un intervalo de tiempo entre las mediciones de aproximadamente 1,5 años. Se muestran los valores para varias concentraciones de estaño. No se ha visto ningún cambio estadísticamente significativo. Tomada de [58].	30
3.1. Puntos de calibración del detector para partículas gammas y resolución del mismo.	33
3.2. Parámetros obtenidos para la recta de calibración con ecuación $y = ax + b$	34
3.3. Eventos de fondo y decaimiento $2\nu\beta\beta$ del ^{124}Sn en la región de (300 keV - 1825 keV) usando un $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta} = 1,6 \times 10^{21}$ años (sin aplicar la corrección por la eficiencia del detector).	36
3.4. Niveles de pureza necesarios de los isótopos ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K y ^{222}Rn presentes en los materiales del detector para alcanzar el nivel de fondo mostrado en 3.11.	41
3.5. Datos obtenidos para el $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$ del ^{124}Sn a distintos niveles de confianza para una media poblacional de 436,2 eventos de ruido de fondo en el rango de 400 keV - 1100 keV calculados para 3 años de medición.	45
4.1. Niveles de pureza necesarios de los isótopos ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K y ^{222}Rn presentes en los materiales del detector para alcanzar el nivel de fondo mostrado en 4.1.	48

Capítulo 1

Introducción

La búsqueda de la física más allá del modelo estándar es una actividad muy extendida en la física de partículas, debido a que el Modelo Estándar (SM por sus siglas en inglés) aún no es una teoría final. Por ejemplo, este modelo no provee un candidato para partícula de materia oscura, no explica la asimetría materia-antimateria y tampoco la naturaleza de la materia oscura y energía oscura. Hoy en día una serie de observaciones cosmológicas muestran cómo la asimetría materia-antimateria del Universo tiene que ser explicada en términos de un mecanismo de generación dinámica, el cual es llamado un modelo de bariogénesis, incorporando la violación CP. Además, se ha descubierto la mezcla y masa de neutrinos en experimentos de oscilación de neutrinos [1]; esto demostró directamente, por primera vez, en experimentos de física de partículas, que el SM está realmente incompleto, ya que predice estrictamente que los neutrinos carecen de masa y, por lo tanto, no pueden oscilar.

Por lo tanto, estos descubrimientos han aumentado considerablemente el interés en un mecanismo de bariogénesis llamado leptogénesis [2], este es un modelo de bariogénesis que es una consecuencia cosmológica de la forma más popular de extender el SM para explicar por qué los neutrinos son masivos pero al mismo tiempo son mucho más ligeros que todos los otros fermiones: el mecanismo de balancín (*see-saw*) [3]. De esta manera, la leptogénesis nota un vínculo altamente no trivial entre dos observaciones experimentales completamente independientes: la ausencia de antimateria primordial en el Universo observable y la observación de que los neutrinos se mezclan y (por lo tanto) tienen masas. La leptogénesis tiene, por lo tanto, una naturaleza de doble cara naturalmente incorporada. Como resultado de estas observaciones y violaciones del SM, se piensa que podrían ocurrir procesos como la desintegración de protones, las oscilaciones de neutrones-antineutrones y la desintegración doble beta sin neutrinos $0\nu\beta\beta$. La mejor idea para buscar una violación del número leptónico total es la desintegración $0\nu\beta\beta$.

Considerables esfuerzos experimentales se están dedicando a la detección del $0\nu\beta\beta$. Este interés está bien justificado porque tales experimentos representan la única forma práctica de establecer la naturaleza de la masa de Majorana de neutrinos, es decir, si un neutrino es idéntico a su antipartícula (una partícula de Majorana) y, por lo tanto, arroja luz sobre el mecanismo de la pequeña (pero no nula) generación de masa de neutrinos establecida por experimentos de oscilación de neutrinos [4]. Por tanto, este raro decaimiento proporciona un instrumento poderoso que permite investigar las cuestiones más fundamentales de la física de partículas.

Por otra parte el decaimiento doble beta con neutrinos $2\nu\beta\beta$ que sí está permitido en el SM, ha sido observado experimentalmente en alrededor de 11 núcleos con vidas medias que oscilan entre los 10^{19} y 10^{24} años. La desintegración ($2\nu\beta\beta$) es una rara transición nuclear en la que dos neutrones dentro de un núcleo se transforman simultáneamente en dos protones acompañados

por la emisión de dos electrones y dos antineutrinos. El proceso fue sugerido por primera vez en 1935 por Goeppert-Mayer [5], quien estimó la vida media de dicho proceso, por medio de la entonces recién formulada teoría de Fermi del decaimiento β , y debía ser mayor que 10^{17} años. La razón de la rareza de tal decaimiento es que, aunque está permitida, es un proceso de segundo orden en el Modelo Estándar de interacciones electrodébiles.

El estudio del proceso $2\nu\beta\beta$ es importante por sí mismo porque proporciona una herramienta para probar un posible proceso del Modelo Estándar de orden superior y proporciona información sobre la estructura nuclear. Es importante destacar que el decaimiento $2\nu\beta\beta$ proporciona información vital para la búsqueda del decaimiento $0\nu\beta\beta$. En particular, proporciona acceso experimental a los valores de los elementos de la matriz nuclear (EMN) mediante la medición de las vidas medias; estos EMN, luego se pueden usar para comprobar los modelos teóricos que son usados en los cálculos de los EMN para el modo $0\nu\beta\beta$, que a su vez son necesarios para extraer los parámetros de la física de partículas que serían responsables de la violación del número de leptónico. Además, el conocimiento sobre las tasas del decaimiento $2\nu\beta\beta$ y las formas espectrales de las energías de los electrones emitidos en esta descomposición puede ayudar a mitigar este último fondo a la hora de estudiar el proceso $0\nu\beta\beta$.

Como vemos la física de los neutrinos es, por lo tanto, un punto de referencia para una nueva teoría en partículas elementales y para la comprensión de la evolución del Universo, una ventana al conocimiento de lo infinitamente pequeño y de lo infinitamente grande. Debido a la elusividad de los neutrinos, o su falta de voluntad para interactuar con la materia, el estudio de sus propiedades requiere el uso de detectores extremadamente grandes ubicados en ambientes con una radiactividad natural muy baja y protegidos de la radiación cósmica, por lo tanto, en laboratorios subterráneos. En esta tesis proponemos tres modelos experimentales para medir el $2\nu\beta\beta$ en el ^{124}Sn , ya que este es el modo dominante del estaño para este tipo de decaimiento. Nuestra propuesta experimental será ubicada en el laboratorio SNOLAB para garantizar los bajos niveles de fondo provenientes del exterior requeridos a la hora de estudiar estos tipos de decaimientos raros en la naturaleza. Usando el código GEANT4, hemos simulado tres detectores centellantes con distintas masas de líquido centellante y espesores de blindaje de plomo y agua para hacer una estimación de la mejor configuración propuesta. El principal factor que tuvimos en cuenta a analizar fue la radiación gamma proveniente de la cavidad, del centellador usado y de los propios materiales del detector, ya que esta es determinante en este tipo de decaimiento. Presentamos los resultados obtenidos para las tres geometrías y hacemos un análisis del nivel de ruido de fondo producido por partículas gammas, alfas y betas para determinar así la pureza necesaria en los componentes del experimento respecto a los isótopos de ^{232}Th , ^{238}U , ^{40}K , ^{208}Tl y ^{222}Rn .

Finalmente, estimamos la sensibilidad de nuestros modelos para determinar el tiempo de vida del $2\nu\beta\beta$ en el ^{124}Sn . Se muestra un análisis de niveles de pureza para disminuir el ruido de fondo y presentamos los resultados de un estudio estadístico para estimar a distintos niveles de confianza cotas máximas para el $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$ del ^{124}Sn .

Capítulo 2

Fundamentos Teóricos

2.1. Física de neutrinos

La historia de las interacciones débiles data desde 1896 cuando Becquerel descubrió la radioactividad del uranio. Tres años más tarde, Rutherford descubrió que había dos subproductos diferentes, α y β para este tipo de isótopos. Ya para 1914, Chadwick demostró que el espectro β era continuo, en contraste con los de las α y rayos- γ que presentan una única energía. Un tiempo después, Meitner demostró que la energía faltante no podía atribuirse a rayos- γ neutros, lo que llevó a la idea de que la energía faltante podría explicarse por la existencia de una nueva partícula. Para remediar este grave problema, W.Pauli propuso que la existencia de un fermión neutro de interacción débil emitido en la desintegración β podría resolver los problemas, al cual un año después Enrico Fermi lo llamó neutrino. El primer hito en la teoría de las interacciones débiles se estableció en 1934 cuando Fermi formuló una teoría de la desintegración β [6], ahora conocida como la teoría de Fermi. Si bien el notable éxito de la teoría de Fermi dejó pocas dudas sobre la existencia del neutrino, todavía no se había observado ninguna interacción.

Symbol	Name	Q/ e	Symbol	Name	Q/ e
u	up	+2/3	e	electron	-1
d	down	-1/3	ν_e	e-neutrino	0
c	charm	-2/3	μ	muon	-1
s	strange	-1/3	ν_μ	μ -neutrino	0
t	top	+2/3	τ	tauon	-1
b	bottom	-1/3	ν_τ	τ -neutrino	0

Tabla 2.1: Sabores de quarks y leptones.

En el llamado Modelo Estándar de la física de partículas, que está fuertemente respaldado por extensos experimentos de laboratorio, se supone que el universo material está construido a partir de un pequeño número de constituyentes fundamentales, los quarks y los leptones. Los nombres de estos, junto con sus cargas eléctricas se dan en la tabla 2.1. Asociado con cada leptón cargado hay un leptón neutral, llamado neutrino, denotado por el símbolo genérico ν . Un neutrino diferente ν_e , ν_μ , o ν_τ se asocia con cada tipo o sabor diferente de leptón cargado. Por ejemplo, en la desintegración β nuclear, un protón (ligado) en un núcleo se transforma en un neutrón junto con un positrón e^+ que se emite junto con un neutrino de tipo electrónico, esto es, $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$. Todas las partículas (y sus antipartículas) en la tabla 2.1, con la excepción de los neutrinos, son fermiones con dos subestados de espín cada uno: en relación con el eje de impulso (z -), los componentes del espín son $s_z = \pm 1/2\hbar$. Sin embargo, un neutrino tiene un

solo estado de espín, $s_z = -1/2\hbar$, mientras que un antineutrino tiene solamente $s_z = +1/2\hbar$. Los vectores de espín e impulso juntos definen un "sentido de tornillo", el neutrino es zurdo (LH) y el antineutrino es diestro (RH). Se desconoce por qué existe una asimetría de izquierda a derecha en la sección transversal de interacción en la materia de antineutrinos y neutrinos. La descripción anterior asume que los neutrinos y los antineutrinos son las denominadas partículas de Dirac, muy distintas entre sí, al igual que los leptones y antileptones cargados. El neutrino puede solo tener uno de los dos posibles subestados de espín, debe tener velocidad $v = c$ y no tener masa. Sin embargo, simplemente porque los neutrinos no están cargados, la otra posibilidad es que los neutrinos sean sus propias antipartículas. Estos neutrinos llamados de "Majorana" pueden estar en subestados de espín-up y espín-down, etiquetados como neutrino y antineutrino en la imagen de Dirac. Desafortunadamente, los experimentos en la actualidad no pueden diferenciar entre estas dos prescripciones. Para complicar aún más las cosas, resulta que, mientras que los leptones cargados se describen mediante funciones de onda que son estados propios de masa únicos, los neutrinos no lo son, sino superposiciones de estados propios de masa, con valores de masa ligeramente diferentes y, para un momento dado, por lo tanto, ligeramente diferentes las velocidades. Como consecuencia, al viajar a través del espacio vacío, las diferencias de fase se desarrollan a medida que los estados propios de masas diferentes "salen de paso", apareciendo como oscilaciones en el sabor del neutrino entre los ν_e , ν_μ y ν_τ .

Las técnicas de medición relevantes para la física de astropartículas son bastante diversas. La detección de astropartículas suele ser un proceso de varios pasos. En este campo de investigación, la detección de partículas es en su mayoría indirecta. Es importante identificar la naturaleza de la astropartícula en un proceso de interacción adecuado. El blanco de las interacciones no es, en muchos casos, idéntico al detector que mide los productos de interacción. Para entender lo dicho anteriormente podemos analizar el ejemplo de los neutrinos muónicos de rayos cósmicos, estos interactúan a través de las interacciones neutrino-nucleones en el hielo antártico o en el océano, produciendo posteriormente muones cargados. Estos muones sufren pérdidas de energía debido a las interacciones electromagnéticas con el hielo (agua), que produce, entre otros, la radiación de Cherenkov. La luz de Cherenkov se registra, a través del efecto fotoeléctrico, mediante fotomultiplicadores. Luego se usa para reconstruir la energía y la dirección de incidencia del muón, que es aproximadamente idéntica a la dirección de incidencia del neutrino primario.

La detección de neutrinos de rayos cósmicos está sujeta a interacciones débiles (aparte de las interacciones gravitacionales). La sección transversal de las interacciones neutrino-nucleón está dada por

$$\sigma_{\nu N} = 0,7 \times 10^{-38} E_\nu [GeV] cm^2 / nucleón \quad (2.1)$$

Los neutrinos de 100 GeV poseen una longitud de interacción tremendamente grande en la atmósfera:

$$\lambda = 2,4 \times 10^{12} g/cm^2 \quad (2.2)$$

Los neutrinos solo están sujetos a interacciones débiles con la materia, por lo que su rango es extremadamente grande. El espacio galáctico o intergaláctico no atenúa el flujo de neutrinos, y los campos magnéticos no afectan su dirección; por lo tanto, los neutrinos apuntan directamente a sus fuentes.

2.1.1. Astronomía de Neutrinos

La desventaja de las astronomías clásicas, como las observaciones en la banda de radio, infrarrojo, óptico, ultravioleta, rayos X o rayos γ , está relacionada con el hecho de que la radiación electromagnética se absorbe rápidamente en la materia. Por lo tanto, con estas astronomías solo se puede observar las superficies de los objetos astronómicos. Además, los rayos γ energéticos de fuentes distantes se atenúan a través de las interacciones $\gamma\gamma$ con los fotones de la radiación del cuerpo negro mediante el proceso

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (2.3)$$

Sin embargo, la información direccional solo se conserva para protones muy energéticos, ya que de lo contrario los campos magnéticos galácticos irregulares y en parte no muy conocidos aleatorizarán su dirección original. Como consecuencia de estos hechos, se establecen ciertos requisitos para una astronomía óptima que son cumplidos por los neutrinos de una manera ideal. Uno podría preguntarse por qué la astronomía de neutrinos no ha sido una rama importante de la astronomía todo el tiempo. El hecho de que los neutrinos puedan escapar del centro de las fuentes está relacionado con su baja sección transversal de interacción. Esto, desafortunadamente, conlleva una enorme dificultad para detectar estos neutrinos en la Tierra.

Para neutrinos solares en el rango de varios 100 keV, la sección transversal para la dispersión de neutrino-nucleón es

$$\sigma(\nu_e N) \approx 10^{-45} \text{ cm}^2 / \text{nucleón} \quad (2.4)$$

La probabilidad de interacción de estos neutrinos con nuestro planeta Tierra en incidencia central es

$$\phi = \sigma N_A d \rho \approx 4 \times 10^{-12} \quad (2.5)$$

(N_A es el número de Avogadro, d es el diámetro de la tierra, ρ es la densidad promedio de la tierra). De los 7×10^{10} *neutrinos/cm² · s* irradiados por el Sol y que llegan a la Tierra, solo uno como máximo es "visto" por nuestro planeta. Como consecuencia de esto, los telescopios de neutrinos deben tener una masa objetivo enorme, y debemos prever largos tiempos de exposición. Sin embargo, para altas energías, la interacción de la sección transversal aumenta con la energía de los neutrinos. Los neutrinos en el rango de energía de varios 100 keV se pueden detectar por métodos radioquímicos. Para energías superiores a 5 MeV, los contadores de Cherenkov de agua de gran volumen son una posibilidad atractiva.

La astronomía de neutrinos es una rama muy joven de la física de astropartículas. Hasta ahora se han investigado cuatro fuentes diferentes de neutrinos.

Neutrinos Atmosféricos

Los neutrinos se producen en varios lugares, como en el Sol, la Tierra, la atmósfera y durante el colapso de una estrella masiva. Además, los neutrinos se producen en centrales nucleares y con haces de protones de alta energía. Estos neutrinos han sido estudiados por varios experimentos, algunos de ellos estudian los neutrinos atmosféricos que son producidos por las interacciones de los rayos cósmicos en la atmósfera. Los rayos cósmicos primarios interactúan en la atmósfera con los núcleos atómicos de nitrógeno y oxígeno. En estas interacciones protón-aire se producen fragmentos nucleares y piones predominantemente cargados y neutros. La descomposición de

los piones cargados (tiempo de vida 26 ns) produce neutrinos muónicos:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.6)$$

Los muones también son inestables y se descomponen con un tiempo de vida promedio de $2.2 \mu\text{s}$ de acuerdo a

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.7)$$

Por lo tanto, el haz de neutrinos atmosféricos contiene neutrinos electrónicos y muónicos y uno esperaría una relación del tipo

$$\frac{N(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e, \bar{\nu}_e)} \equiv \frac{N_\mu}{N_e} \approx 2 \quad (2.8)$$

como puede verse fácilmente si contamos los neutrinos de los decaimientos en las reacciones 2.6 y 2.7.

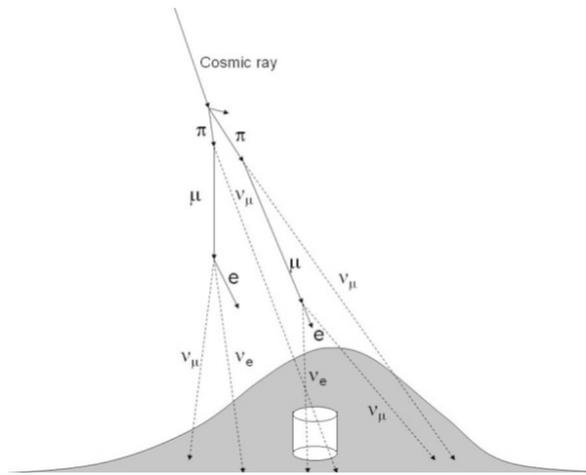


Figura 2.1: Producción de neutrinos por las interacciones de rayos cósmicos con núcleos de aire en la atmósfera. La altura típica de la producción de neutrinos es de 15 km sobre la tierra.

Ya se ha medido desde hace años las oscilaciones de los neutrinos entre los distintos sabores durante su propagación por grandes distancias. En estos experimentos solo se puede conocer la diferencia de las masas al cuadrado de las familias de neutrinos involucrados en la oscilación como podemos ver en la ecuación 2.9. Esto explica la relación encontrada entre el flujo de neutrinos muónicos y electrónicos en los estudios del flujo de neutrinos atmosféricos [7, 8].

Por ejemplo, asumiendo solo la oscilación entre ν_μ y ν_τ , la probabilidad de que un ν_μ sobreviva como un ν_μ luego de viajar una cierta distancia L se expresa como:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \text{sen}^2 2\theta \cdot \text{sen}^2\left(\frac{1,27 \Delta m^2 L}{E_\nu}\right) \quad (2.9)$$

con L en km y E_ν en GeV . La ecuación 2.9 nos indica que, para medir pequeñas masas de neutrinos, se deben observar neutrinos que viajan largas distancias.

Neutrinos Solares

El Sol es un reactor de fusión nuclear. En su interior el hidrógeno se quema y se obtiene helio. La longevidad del Sol está relacionada con el hecho de que la reacción inicial



procede a través de la interacción débil. El 86 % de los neutrinos solares son producidos en la reacción proton-proton. El deuterio producido de acuerdo a 2.10 se fusiona con un protón para producir ${}^3\text{He}$,



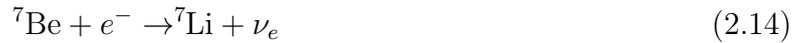
En las interacciones ${}^3\text{He} - {}^3\text{He}$



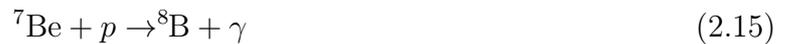
el isótopo ${}^4\text{He}$ puede formarse. Por otro lado los isótopos ${}^3\text{He}$ y ${}^4\text{He}$ pueden producir berilio,



El ${}^7\text{Be}$ está conformado por cuatro protones y tres neutrones. Los elementos ligeros buscan la simetría entre el número de protones y neutrones. Por tanto el ${}^7\text{Be}$ puede capturar un electrón produciendo ${}^7\text{Li}$,



donde un protón se ha transformado en un neutrón. Por otro lado, ${}^7\text{Be}$ puede reaccionar con uno de los protones abundantes para producir ${}^8\text{B}$,



El ${}^7\text{Li}$ producido de acuerdo a 2.14 usualmente interactuará con protones formando helio,



mientras que el isótopo de boro ${}^8\text{B}$ reducirá su exceso de protones por un decaimiento β^+ ,



y el ${}^8\text{Be}$ resultante se desintegrará en dos núcleos de helio. Aparte de los neutrinos dominantes $p - p$, reacción 2.10, el 14 % adicional se genera en la reacción de captura de electrones 2.14, mientras que la desintegración del ${}^8\text{B}$ contribuye solo al nivel de 0.02 %, aunque produce neutrinos de alta energía. En total, el flujo de neutrinos solares en la Tierra asciende a 7×10^{10} partículas por cm^2 por segundo.

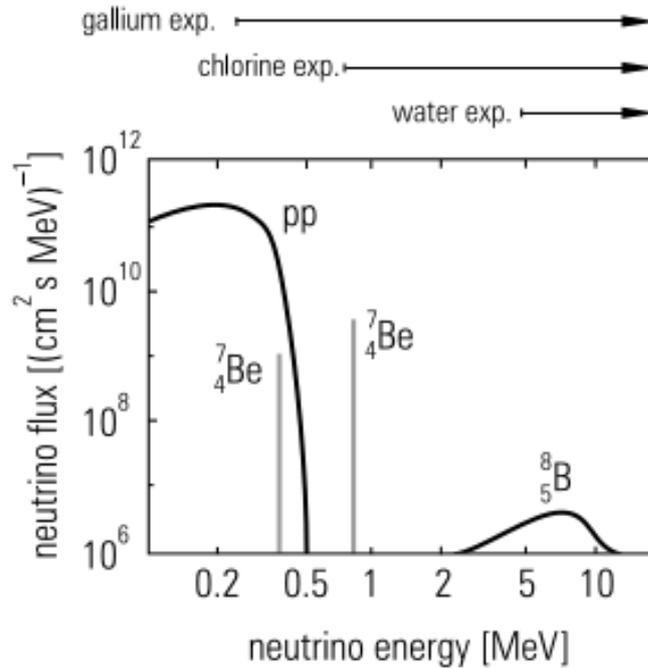


Figura 2.2: Espectros de neutrinos procedentes de procesos de fusión solar. Se indican los umbrales de reacción de los experimentos de galio, cloro y agua de Cherenkov. Los flujos de línea de isótopos de berilio se dan en unidades de $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Tomada de [9].

Los espectros de energía de diferentes reacciones que se producen en el interior solar a una temperatura de 15 millones de grados Kelvin se muestran en la Fig. 2.2. El sol es una fuente pura de neutrinos. No produce antineutrinos electrónicos y, en particular, ningún otro sabor de neutrino (ν_μ, ν_τ). En los experimentos que medían el flujo de neutrinos solares en la Tierra se observó un déficit en comparación al flujo predicho por los modelos Solares [10, 11].

Se hicieron muchas propuestas para resolver el problema de los neutrinos solares. Lo primero para los físicos de partículas elementales es dudar de la corrección del modelo solar estándar. El flujo de los neutrinos del ${}^8\text{B}$ varía con la temperatura central del Sol como $\sim T^{18}$. Una reducción de solo el 5% de la temperatura solar central haría que el experimento Kamiokande [1, 12] ya estuviera de acuerdo con la expectativa ahora reducida. Sin embargo, los astrofísicos solares consideraban que incluso una temperatura central del Sol algo más baja es bastante improbable.

El cálculo teórico del flujo de neutrinos solares utiliza las secciones transversales para las reacciones de la 2.10 hasta la 2.17. Una sobrestimación de las secciones transversales de reacción también conduciría a una expectativa demasiado alta para el flujo de neutrinos. Una variación de estas secciones transversales en un rango que los físicos nucleares consideran realista es insuficiente para explicar la discrepancia entre los datos experimentales y las expectativas.

Si los neutrinos tuvieran masa, también podrían poseer un momento magnético. Si su espín rota mientras se propaga desde el interior solar hasta el detector en la Tierra, no podríamos medir estos neutrinos porque los detectores son insensibles a los neutrinos de la helicidad incorrecta. Finalmente, los neutrinos solares podrían descomponerse en su camino del Sol a la Tierra en partículas que podrían ser invisibles para los detectores de neutrinos.

Un supuesto drástico sería que el fuego solar se ha extinguido. En la intensidad de los neutrinos, esto se haría casi inmediatamente evidente (precisamente: en 8 minutos). Sin embargo,

el transporte de energía desde el interior solar a la superficie requiere un tiempo de varios 100 000 años para que el Sol continúe brillando durante este período, aunque la fusión nuclear en su centro haya llegado a su fin. Dado que todas las explicaciones mencionadas se consideran bastante improbables, es atractivo interpretar un déficit de neutrinos solares también por oscilaciones como en el caso de los neutrinos atmosféricos.

En el 2000, el Observatorio de Neutrinos de Sudbury (SNO) confirmó convincentemente la imagen de oscilación. El detector Cherenkov de SNO está instalado a una profundidad de 2000 m bajo tierra en una mina de níquel en Ontario, Canadá, consiste en 1000 toneladas de agua pesada (D_2O) en un recipiente de acrílico de 12 m de diámetro. El blanco de interacción es visto por 9600 fototubos. El detector central está sumergido en una cavidad en forma de barril de 30 m que contiene 7000 toneladas de agua (H_2O) para suprimir las reacciones de fondo de los rayos cósmicos o la radiación terrestre de los radioisótopos en la roca circundante o el polvo de la mina. El experimento SNO puede distinguir la interacción de corriente cargada (CC)

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (2.18)$$

que solo puede ser iniciado por neutrinos electrónicos, de la reacción de corriente neutra (CN)

$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu'_x \quad (x = e, \mu, \tau) \quad (2.19)$$

donde un neutrino incidente de cualquier sabor interactúa con un deuterón. Los neutrones producidos en esta reacción son capturados por deuterones que dan lugar a la emisión de fotones de 6.25 MeV, que señalan la interacción CN. Si bien el flujo de ν_e obtenido por la reacción de CC es solo 1/3 del flujo de neutrinos solares predicho, el flujo de neutrinos total medido por la reacción de CN está de acuerdo con la expectativa de los modelos solares, lo cual proporciona evidencia de la oscilación de los ν_e en los ν_μ y ν_τ .

Además de SNO+, otros experimentos como MINOS [13], K2K [14], Super-Kamiokande [15] han reportado resultados precisos sobre la oscilación de neutrinos. Se sabe que no solo los neutrinos tienen masa, sino que las masas de los tres tipos son diferentes. Los experimentos que observan las oscilaciones de los neutrinos producidos en el sol han determinado la diferencia cuadrada de las masas m_1 y m_2 , $m_1^2 - m_2^2$, y la diferencia cuadrada entre las masas m_3 y m_2 se ha medido analizando las oscilaciones de los neutrinos producidos en la atmósfera de la Tierra. Dado que los experimentos de oscilación solo pueden calcular la diferencia al cuadrado de las masas, los valores absolutos de m_1 , m_2 y m_3 , así como la cuestión de si m_2 es o no mayor que m_3 por ejemplo, siguen siendo desconocidos. La cuestión de cuál masa es mayor o menor se conoce como "problema de la jerarquía de masa de neutrinos". Si m_2 es más ligero que m_3 , se dice que la jerarquía es normal, pero si es más pesada, la jerarquía se llama invertida.

Ya vimos en la ecuación 2.9 que lo que se puede medir en estos experimentos es la relación entre el ángulo de mezcla θ_{ij} y la diferencia de masa al cuadrado entre dos estados de sabor efectivo del neutrino. En la figura 2.3 podemos ver los resultados obtenidos en el experimento MINOS para los parámetros que describen las oscilaciones entre los sabores μ y τ .

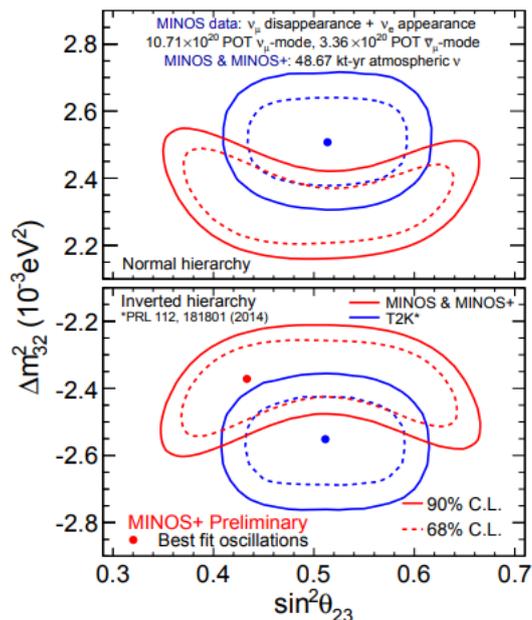


Figura 2.3: Contornos y perfiles de ajuste a 48,67 kT-año de datos atmosféricos combinados con datos de desaparición y aparición del haz de MINOS. Los paneles de la izquierda muestran los límites de confianza de 68 % y 90 % en $(\Delta m_{32}^2, \sin^2\theta_{23})$ calculados para la jerarquía normal (arriba) y la jerarquía invertida (abajo). Los paneles de la derecha muestran los perfiles de probabilidad de registro para cada jerarquía trazada para Δm^2 (arriba a la derecha) y $\sin^2\theta_{23}$ (abajo a la derecha). El mejor ajuste lo indica la estrella y se produce en la jerarquía invertida en $\Delta m_{32}^2 = -2,37 \times 10^{-3} eV^2$ y $\sin^2\theta_{23} = 0,43$. Tomada de [13].

2.2. Decaimiento doble beta

Como vimos antes el Modelo Estándar tiene ciertas limitaciones, por ejemplo, en este se asume que los neutrinos no tienen masa, lo cual entra en conflicto con los recientes resultados experimentales [16, 17, 1]. Por otra parte también presenta dificultades teóricas con temas tan diversos como el llamado problema de la jerarquía, o con dar cuenta de la asimetría bariónica del universo. Además el incluir la gravedad con los otros tipos de interacciones fundamentales sigue siendo un problema

Hoy en día, una de las preguntas más interesantes en el campo de la física de los neutrinos es si estos son partículas de Dirac o Majorana. La prueba de la naturaleza de los neutrinos de Majorana se puede realizar en experimentos de decaimiento $0\nu\beta\beta$ [18]. Este tipo de decaimiento viola el número leptónico por 2 unidades y se caracteriza por ser un proceso nuclear para núcleos pares-pares en el que el número Z cambia en 2 unidades mientras que la masa atómica, A , no varía. Ya que el espacio de fase de estos decaimientos aumenta considerablemente con el valor de Q , las búsquedas experimentales suelen buscar núcleos con un valor Q superior a los 2 MeV, y al mismo tiempo permite evitar la mayoría de los ruidos de fondo. Esto reduce considerablemente la lista de candidatos.

Un núcleo (A, Z) puede descomponerse a través de un proceso $\beta\beta^\pm$ si su estado fundamental tiene una energía que es mayor que la energía del estado fundamental del núcleo $(A, Z \pm 2)$ más el doble de la masa de electrones. Además, si un núcleo puede descomponerse a través de los procesos tanto β como $\beta\beta$, en la práctica el proceso de decaimiento $\beta\beta$ no es observable, ya que

la vida media del decaimiento β es mucho más corta que la vida media del decaimiento $\beta\beta$. Por lo tanto, en la práctica, la desintegración $\beta\beta$ de un núcleo es observable solo si su desintegración β está prohibida energéticamente o está fuertemente reprimida debido a un gran cambio del espín.

Existen tres métodos experimentales para la observación de la desintegración $\beta\beta$: geoquímico, radioquímico y directo. En el método geoquímico, la vida media de la desintegración $\beta\beta$ se mide determinando la abundancia del núcleo final en una muestra de mineral antigua que contiene el núcleo inicial. Con este método, la acumulación de productos de descomposición durante un tiempo muy largo se puede utilizar para medir vidas medias muy largas. En el método radioquímico, se utiliza una muestra artificial bien preparada del núcleo parental y la abundancia del núcleo final se mide después de algunos años. El inconveniente de los métodos geoquímicos y radioquímicos es que no se pueden distinguir los modos de decaimiento con 2ν y 0ν . Por otro lado, en experimentos directos de desintegraciones $\beta\beta$ se mide en tiempo real, midiendo las energías de los electrones de desintegración o su suma. Los modos de decaimiento con 2ν y 0ν se distinguen por las diferentes distribuciones de la suma de las energías cinéticas de los electrones del decaimiento: un espectro continuo en el caso del decaimiento $2\nu\beta\beta$ y una línea en el valor Q de la desitegración en el caso del decaimiento $0\nu\beta\beta$.

2.2.1. Decaimiento doble beta con neutrinos

Decaimiento doble beta en Núcleos

La estabilidad del núcleo está determinada por su energía de enlace o, de manera equivalente, su masa. Weizsäcker [19] realizó el primer intento exitoso para describir la masa de un núcleo en lo que se conoce ampliamente como la fórmula de masa semiempírica (FMSE):

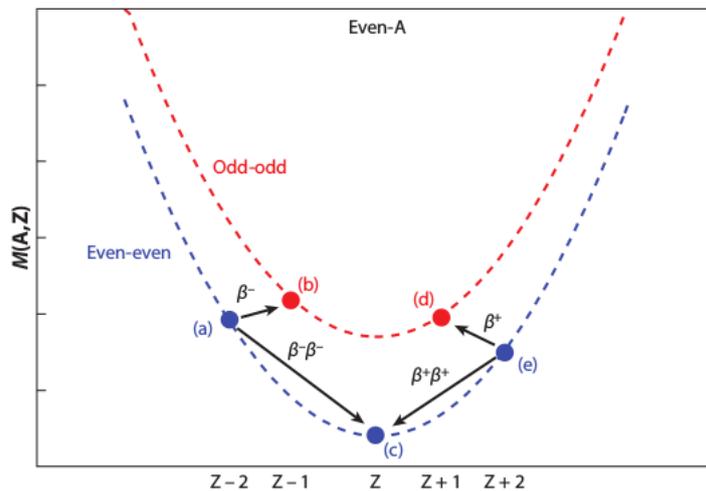


Figura 2.4: Parábolas en masa para isobaras nucleares con A impar. Debido al término de apareamiento en la fórmula semiempírica de masa, los núcleos pares-pares (even-even) tienen masas más bajas que los núcleos impares-impares (odd-odd). Así, el decaimiento β^- es imposible desde el punto a hasta el punto b , mientras que en un proceso de segundo orden, el decaimiento $\beta^-\beta^-$ es energéticamente posible desde el punto a hasta el punto c . Similarmente, los decaimientos $\beta^+\beta^+$ o captura de electrón doble pueden ocurrir entre el punto e y el punto c . Tomada de [20].

$$M(A, Z) = Zm_p + Nm_n - a_V A + a_S A^{2/3} + a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_A \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta(A, Z), \quad (2.20)$$

donde los dos primeros términos son simplemente la masa de todos los protones y de todos los neutrones en el núcleo y los términos restantes representan la energía de enlace que mantiene unido al núcleo. Si el núcleo sufre un decaimiento débil va a depender del último término de emparejamiento, $\delta(A, Z)$, que es cero para los núcleos con A impar, negativo para los núcleos pares-pares y positivo para los núcleos impares-impares. En consecuencia, las isobaras nucleares de las A impares se pueden describir con dos parábolas en los gráficos $M(A, Z)$ versus Z , como se muestra en la figura 2.4. Los núcleos pares-pares generalmente tienen masas más bajas que sus contrapartes impares-impares, y como resultado, la desintegración β simple está energéticamente prohibida. Sin embargo, en un proceso de segundo orden, la desintegración $\beta\beta$ puede ser posible.

Según el número relativo de protones y neutrones en el núcleo, se permiten cuatro posibilidades diferentes en el Modelo Estándar:

$$\begin{aligned} \beta^- \beta^- &: (A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e, \\ \beta^+ \beta^+ &: (A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + 2e^+ + 2\nu_e, \\ CECE &: 2e^- + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + 2\nu_e, \\ CE\beta^+ &: e^- + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + 2\nu_e + e^+, \end{aligned} \quad (2.21)$$

donde CE significa captura de electrones (generalmente se captura un electrón de la capa K). La energía liberada en la descomposición se distribuye entre los productos leptónicos y el retroceso del núcleo, de esta última generalmente podemos prescindir. Para la desintegración $\beta^- \beta^-$, esta energía es

$$Q_{\beta\beta} = M(A, Z) - M(A, Z + 2), \quad (2.22)$$

donde $M(A, Z)$ es la masa atómica del isótopo con número másico A y atómico Z . Los valores de $Q_{\beta\beta}$ son más pequeños en el caso de $\beta^+ \beta^+$, CECE, y CE β^+ ; estos son $M(A, Z) - M(A, Z - 2) - 4m_e c^2$, $M(A, Z) - M(A, Z - 2) - 2\varepsilon$, y $M(A, Z) - M(A, Z - 2) - 2m_e c^2 - 2\varepsilon$, respectivamente (aquí, ε es la energía de excitación de la capa atómica del núcleo hijo). En consecuencia, estos procesos tienen una menor probabilidad en comparación con el decaimiento $\beta^- \beta^-$ debido a un espacio de fase más pequeño, y experimentalmente son mucho más difíciles de observar.

Tasa de decaimiento doble-beta, espacio de fase y espectros de electrones

La suma de energía de los dos electrones en el modo de dos neutrinos tiene un espectro continuo con un punto final en $Q_{\beta\beta}$ debido a que los neutrinos se llevan parte de la energía. En el modo sin neutrinos, este espectro es una función δ en $Q_{\beta\beta}$ porque toda la energía de transición entra en la energía cinética de los dos electrones. La excepción es un modo de cero neutrino con la emisión de un bosón de goldstone ligero o sin masa, majorones B ($0\nu\beta\beta$ B)(Figura 2.5)

La tasa del $2\nu\beta\beta$ puede calcularse invocando la receta de la regla de oro de Fermi para la desintegración β -simple. Para una buena aproximación, la parte cinemática (el espacio de fase de los leptones emitidos en la desintegración) y la parte nuclear (el elemento de la matriz

responsable de la probabilidad de transición entre dos estados nucleares) se pueden factorizar como

$$\Gamma^{2\nu} = \frac{1}{T_{1/2}^{2\nu}} = G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)|M^{2\nu}|^2, \quad (2.23)$$

donde $G^{2\nu}$ se obtiene mediante la integración sobre el espacio de fase de los cuatro leptones emitidos en la descomposición y se puede calcular exactamente. Los EMN $M^{2\nu}$ están relacionados con la estructura nuclear de la transición y son mucho más difíciles de evaluar.

La tasa del modo sin neutrinos, prohibida en el Modelo estándar, se puede factorizar como

$$\Gamma^{0\nu} = \frac{1}{T_{1/2}^{0\nu}} = G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)|M^{0\nu}|^2 \langle \eta \rangle^2, \quad (2.24)$$

donde $\langle \eta \rangle^2$ es el parámetro que viola el número leptónico y representa la Nueva Física. El mecanismo más discutido implica un ligero intercambio de masas de Majorana, $\langle m_\nu \rangle$, pero hay muchas otras posibilidades (ver la referencia [21]). El conocimiento sobre $M^{0\nu}$ es claramente necesario para extraer los parámetros de Nueva Física. Desafortunadamente, no hay una observación experimental directa disponible para precisar de forma independiente $M^{0\nu}$. Tenemos que confiar en los modelos nucleares para hacer eso. Cualquier aportación experimental en estos modelos es, por supuesto, importante. Una de estas entradas proviene de $2\nu\beta\beta$. La fórmula para $\Gamma^{2\nu}$ muestra que una vez que se observa $2\nu\beta\beta$, se puede extraer el valor experimental de la EMN correspondiente. Los modelos nucleares utilizados para los cálculos de $M^{2\nu}$ pueden, por lo tanto, ser probados directamente.

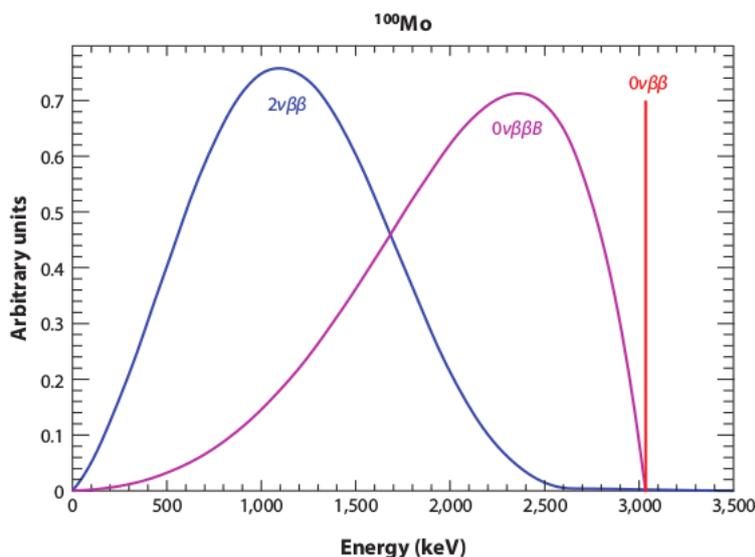


Figura 2.5: Espectros teóricos de la energía suma de los electrones emitidos en los modos $2\nu\beta\beta$, $0\nu\beta\beta B$ y $0\nu\beta\beta$ de la desintegración $\beta\beta$ del ^{100}Mo . Tomada de [20].

Se han desarrollado métodos generales para los cálculos del factor de espacio de fase en la desintegración doble- β [22, 23, 24]. El factor del espacio de fase se obtiene mediante la integración de todas las energías y ángulos posibles de los leptones emitidos en la descomposición.

Para el modo de dos neutrinos, estos leptones son los dos electrones y los dos (anti) neutrinos:

$$G^{2\nu} \propto \int_{m_e}^{E_0 - m_e} F(Z, E_{e1}) p_{e1} E_{e1} dE_{e1} \times \int_{m_e}^{E_0 - E_{e1}} F(Z, E_{e2}) p_{e2} E_{e2} dE_{e2} \quad (2.25)$$

$$\times \int_0^{E_0 - E_{e1} - E_{e2}} p_{\nu 1}^2 (E_0 - E_{e1} - E_{e2} - p_{\nu 1})^2 dp_{\nu 1},$$

lo que está escrito en las unidades naturales $\hbar = c = 1$, donde $E_0 = Q_{\beta\beta} + 2m_e$, $F(Z, E)$ es la función de Fermi que describe el efecto Coulomb en los electrones salientes y E_e , p_e , y p_ν son la energía y el momento de los electrones y neutrinos emitidos en la descomposición.

En la aproximación de Primakoff-Rosen [25] para la corrección no relativista Coulombiana, el espectro de los electrones individuales se puede calcular analíticamente a partir de la integral de espacio de fase [26]:

$$\frac{dN}{dT_e} \sim (T_e + 1)^2 (T_0 - T_e)^6 [(T_0 - T_e)^2 + 8(T_0 - T_e) + 28] \quad (2.26)$$

Aquí, T_e es la energía cinética del electrón en las unidades de masa electrónica y T_0 es su máximo valor: $T_0 = Q_{\beta\beta} - 2$. El espectro de energía de un solo electrón se muestra en la Figura 2.6 para el isótopo de ^{100}Mo . La energía cinética de los electrones, que a menudo es la única cantidad detectada en un experimento, viene dada por

$$\frac{dN}{dK} \sim K(T_0 - K)^5 \left[1 + 2K + \frac{4K^2}{3} + \frac{K^3}{3} + \frac{K^4}{30} \right], \quad (2.27)$$

donde K es la energía cinética en las unidades de masa electrónica (Figura 2.5).

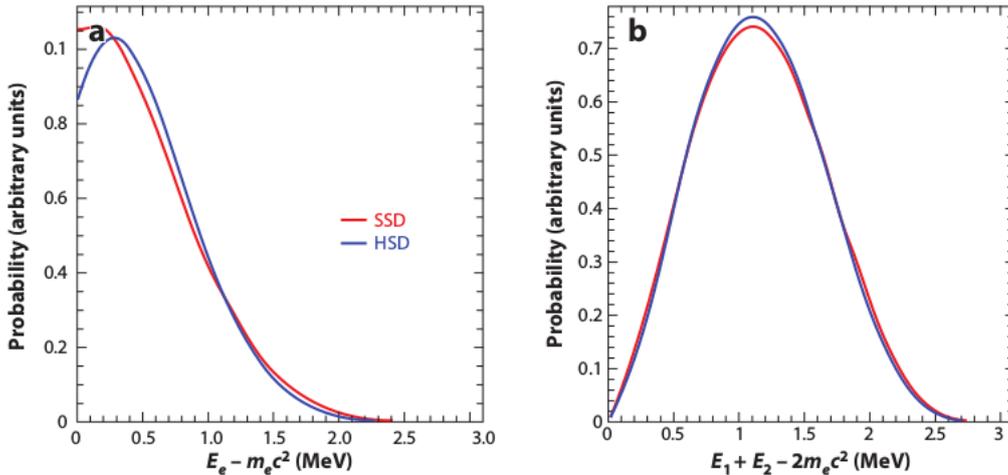


Figura 2.6: Las distribuciones teóricas de energía de electrones para la descomposición de $2\nu\beta\beta$ del ^{100}Mo al estado fundamental de ^{100}Ru se obtuvieron utilizando los modelos de dominancia de estado único (SSD) y dominancia de estado superior (HSD) [27]. (a) Energías de un solo electrón. (b) Suma de energía de los dos electrones. Los espectros de energía de un solo electrón tienen un poder de discriminación mucho más significativo. Tomada de [20].

Finalmente, al integrar la ecuación para dN/dT_e sobre T_e podemos encontrar la dependencia de la probabilidad de la transición $2\nu\beta\beta$ con T_0 y por tanto $Q_{\beta\beta}$:

$$W(2\nu) \sim T_0^7 \left[1 + \frac{T_0}{2} + \frac{T_0^2}{9} + \frac{T_0^3}{90} + \frac{T_0^4}{1980} \right]. \quad (2.28)$$

El resultado importante es la fuerte dependencia de la probabilidad del $2\nu\beta\beta$ con el valor de $Q_{\beta\beta}$ a través de su dependencia en espacio de fase:

$$W^{2\nu} \propto G^{2\nu} \propto Q_{\beta\beta}^{11}. \quad (2.29)$$

Un cálculo análogo para el decaimiento sin neutrinos muestra una dependencia más débil,

$$G^{0\nu} \propto Q_{\beta\beta}^5. \quad (2.30)$$

En primer orden, el factor de espacio de fase determina la forma de los espectros de electrones, así como su distribución angular. El ángulo entre los dos electrones sigue la distribución $1 - \beta_1\beta_2$ para las transiciones $0^+ \rightarrow 0^+$ y la distribución $1 + \beta_1\beta_2/3$ para las transiciones $0^+ \rightarrow 2^+$ (aquí $\beta = \mathbf{p}/E$). La contribución de los EMN a la forma de la distribución de energía y angular es pequeña, y afecta principalmente el valor absoluto de la probabilidad de transición.

Los factores de espacio-espacio se recalcularon para la mayoría de los núcleos $\beta^-\beta^-$ de interés [28] aprovechando los desarrollos modernos en la evaluación numérica de la función de onda de Dirac para electrones. Los resultados son particularmente interesantes para núcleos pesados, en los que las correcciones de apantallamiento y relativistas desempeñan un papel importante. Los resultados para los núcleos ligeros (como el ^{80}Ca y ^{76}Ge) son consistentes con los cálculos previos, mientras que para los núcleos pesados (como el ^{136}Xe y ^{150}Nd) son un 30 % más bajos que los valores anteriores.

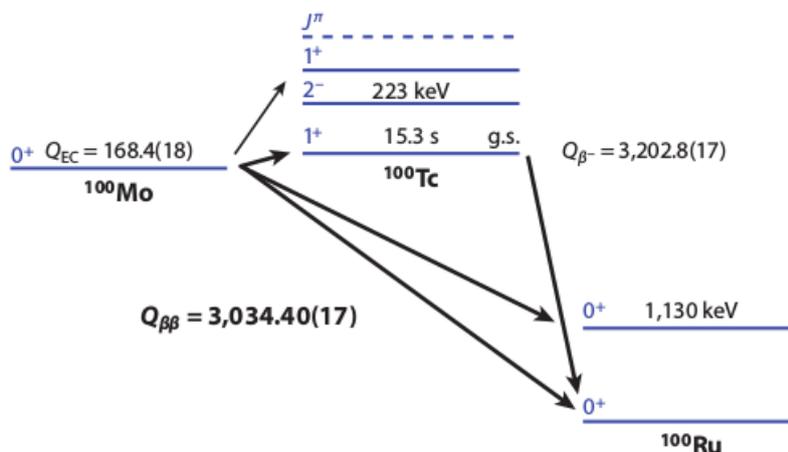


Figura 2.7: Diagrama de nivel nuclear para el isótopo de ^{100}Mo . Abreviatura: g.s., estado fundamental. Tomada de [20].

Estos procesos $2\nu\beta\beta$ son transiciones débiles de segundo orden, es decir, la tasa es proporcional a G_F^4 , donde G_F es la constante de Fermi. Las vidas medias de estos decaimientos doble beta son, por lo tanto, muy largas, típicamente de 10^{20} años o más. En caso que los neutrinos

fueran partículas de Majorana un núcleo que pueda decaer a través de un proceso $2\nu\beta\beta$ también podría hacerlo mediante el proceso $0\nu\beta\beta$, aunque con diferente tiempo de vida. Dado que las desintegraciones $2\nu\beta\beta$ tienen un estado final leptónico de cuatro cuerpos, la suma de las energías cinéticas de los dos electrones en el decaimiento será un espectro continuo desde cero hasta el valor Q del proceso de decaimiento como se aprecia en 2.6, el cual está dado por 2.22.

Es el decaimiento más raro medido en la naturaleza y solo ha sido observado en 14 isótopos incluyendo la captura doble del electrón. Esta última ha sido observada en 3 isótopos, incluyendo el ^{124}Xe [29].

Elementos de matriz nuclear

Los EMN definen la parte estructural-nuclear de la probabilidad de la transición doble- β entre los núcleos padre e hijo. Los EMN son muy difíciles de calcular incluso en el caso de una desintegración β simple. Teniendo en cuenta que realizar un cálculo de este tipo implica trazar todas las transiciones posibles entre los dos sistemas complejos multicuerpo (núcleos inicial y final), no es sorprendente que esta sea una tarea difícil.

Como se mencionó anteriormente, el $2\nu\beta\beta$ permite verificar experimentalmente los modelos nucleares utilizados para el cálculo de $M^{2\nu}$. Aunque no hay una correspondencia de uno a uno entre $M^{2\nu}$ y $M^{0\nu}$, esta información experimental es esencial para la evaluación de $M^{0\nu}$, que a su vez es crucial para determinar los parámetros de la Nueva Física responsables de la violación del número de leptónico.

La Figura 2.8 muestra un diagrama a nivel nuclear de la transición del decaimiento doble- β para el isótopo de ^{100}Mo . La transición entre los núcleos par-par padre e hijo pasa por un núcleo virtual impar-impar. Es necesario evaluar las funciones de onda de los núcleos inicial y final y evaluar el operador que las conecta. Este operador es responsable de la conversión simultánea de dos neutrones unidos en el estado fundamental (0+) del núcleo padre par-par en dos protones unidos en el estado fundamental (0+) o excitado (2+) del núcleo par-par hijo. Debido a la conservación del isoespín, los EMN del modo de dos neutrinos contienen solo la parte Gamow-Teller (GT) (a diferencia del modo sin neutrinos, en el que también se debe incluir la parte de Fermi). Una fórmula general para el EMN de dos neutrinos para las transiciones en el estado fundamental es

$$M_{GT}^{2\nu} = \sum_m \frac{\langle 0_f^+ || \tau^+ \sigma || 1_m^+ \rangle \langle 1_m^+ || \tau^+ \sigma || 0_i^+ \rangle}{E_m - (M_i + M_f)/2}, \quad (2.31)$$

donde la suma recorre todos los posibles estados 1^+ de energía, E_m , del núcleo intermedio impar-impar. La interpretación de la fórmula anterior es sencilla. El último factor en el numerador es la amplitud del decaimiento β^- del núcleo inicial, y el primer factor representa la amplitud de la desintegración β^+ del núcleo final. Por lo tanto, la descripción $M^{2\nu}$ es equivalente a la descripción de las funciones de fuerza β completas de los núcleos inicial y final. Se debe tener en cuenta que $M^{2\nu}$ es muy sensible a la estructura nuclear porque las transiciones de estado base a estado base solo agotan una pequeña fracción de la regla de doble suma de GT.

Existen varios enfoques básicos para la evaluación de $M^{2\nu}$, algunos de ellos son: el modelo de capa nuclear (NSM por sus siglas en inglés), la aproximación de cuasipartículas en fase aleatoria (QRPA por sus siglas en inglés), y el modelo del bosón interactuante (IBM-2). Cada uno tiene sus propias fortalezas y debilidades.

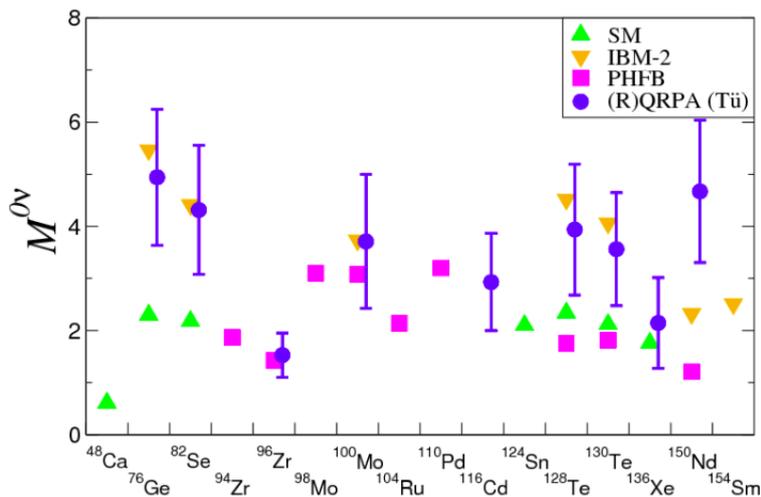


Figura 2.8: Elementos de la matriz de transición de la desintegración $0\nu\beta\beta$ calculados en diferentes enfoques: la aproximación de cuasipartículas en fase aleatoria (QRPA), el modelo de capa nuclear (NSM), el método proyectado Hartree-Fock-Bogoliubov (PHFB) y el modelo del bosón interactuante (IBM-2). Tomada de [30].

El NSM es quizás la forma más sencilla de resolver el problema de EMN. En esta aproximación, uno asigna un conjunto de estados de valencia de una sola partícula y encuentra un Hamiltoniano efectivo que se basa en la interacción nucleón-nucleón libre pero se modifica para describir la interacción nuclear efectiva para ese conjunto particular. Todas las configuraciones se utilizan en la diagonalización del hamiltoniano y la evaluación de los EMN. El Hamiltoniano se ajusta utilizando la información de la espectroscopía nuclear (niveles de energía y probabilidades de transición) de los núcleos relevantes.

Desafortunadamente, debido a las restricciones computacionales, solo se puede incluir un conjunto limitado de estados de partícula única en el NSM. Los efectos de los estados de una sola partícula que no están incluidos se simulan mediante el uso de operadores efectivos, lo que genera incertidumbres en estos cálculos. En consecuencia, el NSM es más exitoso en la evaluación de los EMN de núcleos más ligeros con menos nucleones de valencia. El núcleo mágico doble de ^{48}Ca , por ejemplo, ha servido como un cálculo de referencia para el NSM. Algunos de los cálculos más avanzados relacionados con el NSM se llevaron a cabo en las Referencias [31, 32].

En cierto sentido, la QRPA explora el enfoque opuesto. Incluye esencialmente todos los estados relevantes de partícula única, pero se limita a ciertos tipos de correlaciones, lo que reduce la complejidad. Este método no utiliza la interacción libre nucleón-nucleón, sino que explota interacciones fenomenológicas con varios parámetros ajustables, como la interacción repulsiva partícula-agujero, espín-isoespín y la interacción atractiva partícula-partícula. Como resultado, los valores experimentales para $M^{2\nu}$ pueden reproducirse para varios isótopos si el parámetro empírico g_{pp} , la fuerza de la interacción partícula-partícula, es ajustado. La dependencia de la QRPA con el parámetro g_{pp} , que a veces conduce al colapso de sus soluciones, es un tema frecuente de crítica. Sin embargo, diferentes cálculos QRPA de $M^{0\nu}$ para un isótopo particular pueden converger [33] si el parámetro g_{pp} se toma de la $M^{2\nu}$ medida experimentalmente para ese isótopo particular. Esta observación es un ejemplo de cómo se podría usar una medida experimental de la vida media de $2\nu\beta\beta$ para restringir los cálculos de $M^{0\nu}$. Los cálculos recientes con la QRPA también han intentado dar cuenta de la deformación de los núcleos involucrados en la transición [34].

El modelo del bosón interactuante (IBM) y sus diversas extensiones [35] no solo tienen un éxito notable en proporcionar una descripción algebraica unificada de las propiedades colectivas de los estados nucleares de bajo nivel, sino que también establecieron un marco muy adecuado para un estudio muy extenso de simetrías. La simetría SU(3) [36] es una de las simetrías más desarrolladas en varias extensiones de IBM. Su estructura microscópica inherente, junto con su papel en la descripción de las propiedades colectivas, lo convirtió en un desarrollo destacado de la estructura nuclear. En el modelo IBM se representa un núcleo par-par como un sistema de N bosones interactuantes, capaces de ocupar dos niveles, uno $L = 0$, llamado s , y un nivel $L = 2$, llamado d . Los bosones son identificados con pares de fermiones, acoplados a $L=0$, s y $L=2$, d , respectivamente [37, 38]. Cada núcleo es por tanto tratado como un sistema de N bosones, donde $N = N_\pi + N_\nu$ es la suma de los pares activos de protones (N_π) y neutrones (N_ν). En general, el hamiltoniano para el sistema de protones-neutrones acoplados debe escribirse explícitamente en términos de las variables de protones y neutrones, $H = H_\pi + H_\nu + V_{\pi\nu}$. Sin embargo, la principal ventaja de este enfoque es que puede tratar con igual facilidad las situaciones intermedias y los casos límites.

En resumen, la evaluación de los EMN en el $2\nu\beta\beta$ presenta un desafío formidable y podría ayudar a mejorar la confiabilidad de los cálculos de $M^{0\nu}$. La mayor ventaja del modo de dos neutrinos es que los cálculos de EMN pueden verificarse directamente en un experimento midiendo la vida media de $2\nu\beta\beta$. En muchos aspectos, la evaluación $M^{2\nu}$ es más compleja debido a su sensibilidad a la estructura nuclear del núcleo intermedio. Esta sensibilidad puede abordarse experimentalmente observando las reacciones de intercambio de carga y captura de muones para determinar la intensidad de las transiciones padre-intermedio e intermedio-hijo. En ciertos núcleos doble β , las transiciones a través de un único estado intermedio pueden dominar, lo que lleva a consecuencias importantes para la evaluación de EMN y de observables experimentales.

La transición doble β se puede considerar como un proceso de dos pasos: (a) desde el núcleo padre a un estado intermedio (la llamada rama izquierda) y (b) desde ese estado intermedio al estado fundamental (o excitado) del núcleo final (la rama derecha) (Figura 2.8). En $2\nu\beta\beta$, estas transiciones pueden proceder solo a través de estados intermedios 1^+ . El problema importante para la evaluación teórica de $2\nu\beta\beta$ es la cuestión de los estados intermedios particulares que producen una contribución considerable a la tasa de decaimiento.

En ciertos núcleos, el estado 1_1^+ más bajo (base) puede dominar la descomposición [39, 27]. Esta sugerencia se conoce como la hipótesis del dominio de estado único (SSD por sus siglas en inglés). Entre los candidatos $\beta^-\beta^-$ en los que es probable que ocurra esta situación están el ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{110}Pd y ^{116}Cd , en los que los protones ocupan primeramente el nivel $1_{g9/2}$ y los neutrones principalmente el nivel de $1_{7/2}$. Se han realizado cálculos de $M^{2\nu}$ bajo la hipótesis SSD para varios isótopos [27]. Este estudio mostró que surgen diferencias apreciables en las tasas de decaimiento y las distribuciones del producto (electrones) de decaimiento bajo el modelo de SSD cuando se compara con un modo que supone que los estados 1^+ de mayor posición producen una contribución notable, conocida como la hipótesis de la dominancia del estado superior (HSD por sus siglas en inglés). Aunque sería un desafío, existe una forma posible de verificar experimentalmente el modelo SSD.

La figura 2.6 muestra los resultados de estos cálculos para el ^{100}Mo . Claramente, un estudio de precisión de alta estadística de distribuciones de energía de un solo electrón puede discriminar entre los modelos SSD y HSD.

Métodos experimentales

Los enfoques experimentales para la búsqueda de la desintegración doble- β pueden subdividirse ampliamente en dos categorías: experimentos directos (contadores) y ensayos indirectos. En un experimento directo, los dos electrones emitidos durante una descomposición se observan directamente mediante un detector de partículas (por ejemplo, un centelleador o un semiconductor). Por lo tanto, la detección se produce en tiempo real, y se registran las distribuciones de energía, tiempo y angulares (en algunos casos) de los electrones. Los ensayos indirectos se centran en la identificación y el recuento de un exceso de isótopos hijos en un material que contiene los isótopos padres que pueden sufrir la desintegración doble- β . Aunque los experimentos indirectos han sido históricamente los primeros en detectar el proceso, no distinguen entre los modos de dos neutrinos y cero neutrinos del decaimiento. El foco principal de la investigación doble- β actual es, por lo tanto, los métodos experimentales directos.

Métodos indirectos

El método geoquímico se basa en el análisis de un mineral antiguo que contiene un isótopo doble- β con el objetivo de extraer y contar el número de átomos hijos de la transición doble- β acumulados a lo largo de tiempos geológicos prolongados. En 1950, Inghram y Reynolds [40] realizaron la primera observación positiva de la desintegración doble- β con este método; el isótopo era ^{130}Te . Desde entonces, se han realizado numerosos experimentos con este y otros isótopos (ejemplo, ^{130}Te , ^{82}Se , ^{130}Ba , y ^{100}Mo).

En la mayoría de los casos, el isótopo hijo es un gas (por ejemplo, $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$), lo que permite calentar la muestra en un horno, y extraer de manera eficiente los núcleos hijos acumulados, para posteriormente, analizar las relaciones isotópicas en un espectrómetro de masas. La edad de las muestras varía de 10^6 a $>10^9$ años y se estima mediante el uso de, por ejemplo, métodos de potasio-argón y de uranio-xenón. Una incertidumbre sistemática clave en los experimentos geoquímicos es la cuestión de la retención de gas en el mineral. La retención de gas se estima observando otros isótopos, como el ^{132}Xe acumulado a partir de la fisión espontánea de trazas de ^{238}U en el mineral original. Además, una estimación de edad basada en el método de uranio-xenón puede incluir ya una corrección para la retención de xenón en el mineral para la transición $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$. Los experimentos geoquímicos deben lidiar con el posible fondo de las reacciones de espalación de neutrones debido a la exposición de la muestra a muones cósmicos, que depende de la historia geológica del mineral y del tiempo que estuvo en la superficie. El xenón atrapado dentro de la muestra es otra fuente potencial de fondo, que se estima al observar diferentes relaciones de isótopos y al modelar la producción de isótopos de xenón mediante rayos cósmicos.

Métodos directos

Los esfuerzos experimentales actuales se centran en la detección directa de los dos electrones emitidos en la desintegración doble- β . Hay varios criterios que un experimento ideal de $2\nu\beta\beta$ debe satisfacer. Como era de esperar, es virtualmente imposible satisfacerlos a todos, por lo que se debe llegar a un compromiso. Para explorar los criterios más significativos, examinemos una fórmula genérica para la sensibilidad de la vida media para este modo de dos neutrinos. Si el efecto se identifica positivamente, entonces la vida media se calcula de acuerdo con

$$T_{1/2}^{2\nu} = N_A \ln 2 \frac{\varepsilon M a}{W N_{obs}} t, \quad (2.32)$$

donde N_A es el número de Avogadro, ε es la eficiencia de detección, a es la abundancia isotópica en la fuente de masa M , W es la masa molar de la fuente, N_{obs} es el número de eventos atribuidos al $2\nu\beta\beta$ (sobre todos los posibles fondos), y t es el tiempo de medición. En ausencia de la señal $2\nu\beta\beta$, se puede colocar un límite inferior en la vida media del proceso:

$$T_{1/2}^{2\nu} > N_A \ln 2 \frac{\varepsilon a}{W k_{CL}} \sqrt{\frac{Mt}{N_{bkg} \Delta E}}, \quad (2.33)$$

donde N_{bkg} es un índice de fondo, conocido como el número de eventos de fondo normalizados a unidades de energía, masa de la fuente y tiempo de medición (ejemplo, en $kg^{-1}keV^{-1}año^{-1}$); ΔE es el intervalo de energía sobre el que buscamos el $2\nu\beta\beta$; y k_{CL} es el número de desviaciones estándar correspondientes a un nivel de confianza dado (ejemplo, $1,64\sigma$ para un 90 % de nivel de confianza). Las fórmulas anteriores se refieren a un simple experimento de conteo y la aproximación gaussiana de la fluctuación de fondo. Un enfoque mucho mejor es aplicar un análisis de máxima probabilidad al espectro de los dos electrones, haciendo uso de la forma espectral para aumentar la sensibilidad del experimento. Este enfoque es especialmente aplicable para el modo $2\nu\beta\beta$, que tiene un continuo de energías electrónicas como podemos ver en 2.9. Sin embargo, esta fórmula simplista destaca los parámetros clave que deben optimizarse en un experimento $\beta\beta$. Por lo tanto, un experimento ideal tendrá:

1. Una fuente de buena intensidad, que está determinada por su masa M y la abundancia del isótopo $\beta\beta$.
2. Un bajo índice de fondo. Este es posiblemente el aspecto más importante y ciertamente el más desafiante de un experimento $2\nu\beta\beta$.
3. Alta eficiencia de detección de los dos electrones.
4. Buena resolución de energía. Sin embargo, tenga en cuenta que este requisito es menos crítico para la detección de $2\nu\beta\beta$ en comparación con $0\nu\beta\beta$ debido al espectro continuo de la suma de energía de los electrones en la descomposición de $2\nu\beta\beta$.

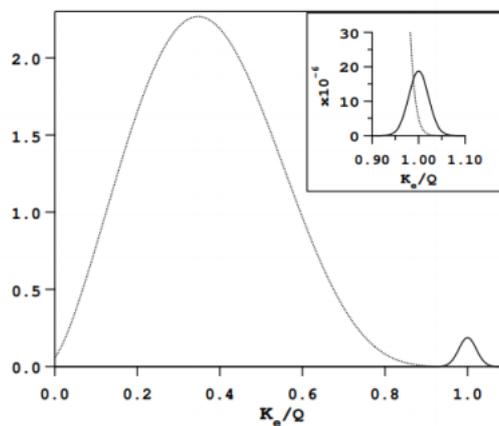


Figura 2.9: Ilustración del espectro $2\nu\beta\beta$ y el $0\nu\beta\beta$ situado en el punto final. K_e es la energía cinética del electrón, y Q es el punto final de energía. El espectro $2\nu\beta\beta$ está normalizado a 1.0 con una resolución del detector del 5%. El gráfico primario tiene a $0\nu\beta\beta$ normalizado a 10^{-2} , y el recuadro muestra a $0\nu\beta\beta$ normalizado a 10^{-6} . Tomada de [41].

Podemos ver en la figura 2.9 que en un experimento $0\nu\beta\beta$ no se espera medir una delta en el valor Q de la desintegración como preciden modelos teóricos, sino que se obtendrá una gaussiana con un pequeño FWHM debido a la resolución del detector. Por lo tanto es importante tener bien descrito el espectro del modo $2\nu\beta\beta$ ya que este podría representar cierta fracción de fondo en estudios del modo sin neutrinos.

Como vimos antes, un experimento ideal para este tipo de desintegraciones $\beta\beta$ deberá tener una elevada abundancia del isótopo estudiado así como un alto valor Q de la reacción para garantizar un gran espacio de fase y por lo tanto un bajo índice de fondo. En la figura 2.10 mostramos los candidatos de isótopos para la desintegración $0\nu\beta\beta$.

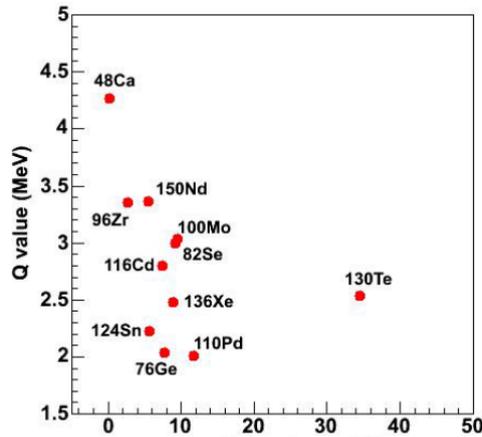


Figura 2.10: Gráfica que muestra el valor Q de la desintegración y la abundancia natural para distintos isótopos candidatos de la desintegración $0\nu\beta\beta$.

2.2.2. Decaimiento doble beta sin neutrinos

Las evidencias de las oscilaciones del sabor de los neutrinos que aparecieron después de 1990 mostraron que las masas de los mismos eran finitas, aunque muy pequeñas. El hecho de que las masas de los neutrinos ligeros, de orden $0.1 \text{ eV}/c^2$, sean unos diez órdenes de magnitud menores que las masas típicas de las partículas de Dirac conocidas, como los quarks y los leptones cargados, sugiere que podrían ser partículas de Majorana.

Si los neutrinos son partículas de Majorana, los dos neutrones se descomponen en dos protones a través de un intercambio de neutrinos con solo dos electrones emitidos en el estado final. En este caso, el espectro de dos electrones no será un continuo, sino un pico a una energía igual al valor Q de la reacción. La cantidad medida es la masa efectiva de neutrinos de Majorana. Si los neutrinos son partículas de Majorana, el número leptónico L es violado. Sin embargo, la prueba de esto puede ser fácilmente encontrada mediante un solo tipo de observación, la llamada desintegración doble-beta sin neutrinos.

Sabemos que, en la desintegración beta nuclear ordinaria, el electrón emitido está acompañado por un (anti) neutrino, por ejemplo, en la desintegración de neutrones:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.34)$$

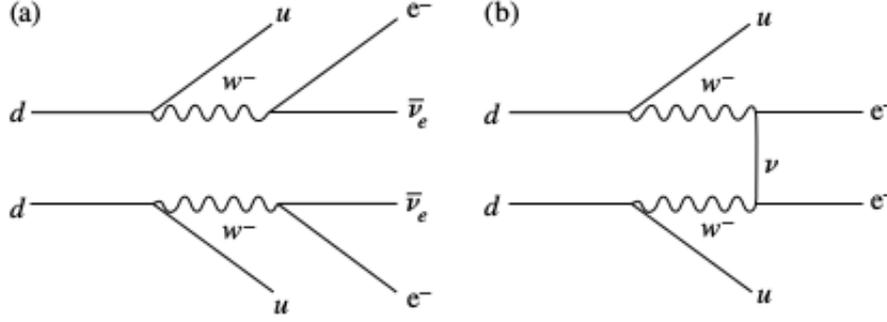


Figura 2.11: Los diagramas de Feynman ilustran (a) la desintegración beta doble con la emisión de dos neutrinos; (b) desintegración beta doble sin neutrinos. Tomada de [9].

Como vimos antes en algunos núcleos es posible que ocurran dos desintegraciones beta simultáneas siempre y cuando se cumplan ciertas condiciones. Deben ser núcleos pares-pares debido a la energía de apareamiento nuclear, además debe estar prohibida la desintegración beta simple, es decir, la masa del núcleo hijo $M(Z+1, A) > M(Z, A)$, que suele ser el caso debido al efecto impar-par en la masa. Debe cumplirse una última condición importante, por parte de la conservación de energía se requiere que $M(Z+2, A) + 2m_e < M(Z, A)$. Entonces si los neutrinos son partículas de Majorana, el proceso de decaimiento doble beta sin neutrinos es posible:

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \quad (0\nu\beta\beta - \text{decaimiento}). \quad (2.35)$$

Podemos pensar en esto como un proceso de dos etapas (ver figura 2.11). Un (anti)neutrino se produce en el primer decaimiento,

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.36)$$

y este es absorbido por el núcleo hijo de acuerdo a la ecuación

$$(Z + 1, A) + \nu_e \rightarrow (Z + 2, A) + e^- \quad (2.37)$$

lo cual, por supuesto, está permitido ya que para las partículas de Majorana, el neutrino y el antineutrino son idénticos.

Sin embargo, según las reglas de helicidad en las interacciones débiles, el (anti)neutrino emitido en el primer proceso debe ser predominantemente de mano derecha, mientras que el absorbido en el segundo proceso debe ser predominantemente de mano izquierda. De hecho, si los neutrinos no tuvieran masa, tal doble transición estaría absolutamente prohibida por la conservación de la helicidad.

Para un neutrino con una masa finita m_ν y energía $E \gg m_\nu c^2$, la probabilidad de que el neutrino del primer proceso surja con la polarización incorrecta $(1 - P)$, de modo que se absorba posteriormente es

$$\left(1 - \frac{v}{c}\right) \sim \frac{(m_\nu c^2)^2}{2E^2} \quad (2.38)$$

Como vemos en 2.35, la energía de la desintegración se comparte entre los dos electrones, sus energías sumadas deben aparecer como una línea discreta en el espectro de energía. Pero en la práctica se obtendría con una pequeña desviación debido a la resolución del detector como vimos en 2.9.

2.3. Código GEANT4

Los experimentos modernos de partículas y física nuclear plantean enormes desafíos en la creación de complejos pero robustos sistemas de software y aplicaciones. De particular importancia es la demanda cada vez mayor de simulaciones a gran escala, precisas y completas de los detectores de partículas utilizados en estos experimentos. La demanda es impulsada por la escala de tamaño, la complejidad y la sensibilidad de los detectores y alimentada por la disponibilidad de sistemas informáticos de alta capacidad y costos moderados en los que se pueden realizar simulaciones más grandes y complejas. Consideraciones similares surgen en otras disciplinas, como la física de la radiación, la ciencia espacial, la medicina nuclear y, de hecho, cualquier área donde las interacciones de partículas en la materia desempeñan un papel.

En respuesta a esto, se ha desarrollado un nuevo conjunto de herramientas de simulación orientada a objetos, GEANT4. El kit de herramientas ofrece un conjunto diverso, amplio y aún así cohesivo de componentes de software que se pueden emplear en una variedad de configuraciones. Estos abarcan desde estudios únicos de fenómenos y geometrías básicos hasta simulaciones de detectores a gran escala para experimentos en el Gran Colisionador de Hadrones y otras instalaciones.

Al definir e implementar los componentes del software, se han incluido todos los aspectos del proceso de simulación: la geometría del sistema, los materiales involucrados, las partículas fundamentales de interés, la generación de las partículas primarias de los eventos, el seguimiento de partículas a través de materiales y campos electromagnéticos externos, los procesos físicos que gobiernan las interacciones de partículas, la respuesta de los componentes sensibles del detector, la generación de datos de eventos, el almacenamiento de eventos y trayectorias, la visualización del detector y las trayectorias de partículas, y la captura para el análisis subsiguiente de los datos de simulación a diferentes niveles de detalle y refinamiento.

Al inicio de la fase de diseño del proyecto, se reconoció que si bien muchos usuarios incorporarían las herramientas GEANT4 dentro de su propio marco de cómputo, otros querrían la capacidad de construir fácilmente aplicaciones independientes que las llevaran desde la correcta definición inicial del problema hasta la producción de resultados y gráficos para publicación. Para este fin, el kit de herramientas incluye rutinas de dirección e intérpretes de comando integrados que operan en los niveles de configuración, ejecución, evento, transporte de partículas, visualización y análisis de problemas, permitiendo que todas las partes del kit de herramientas funcionen en conjunto.

En el corazón de este sistema de software se encuentra un abundante conjunto de modelos físicos para manejar las interacciones de las partículas con la materia en un rango de energía muy amplio. Se han obtenido datos y experiencia de muchas fuentes en todo el mundo y, a este respecto, GEANT4 actúa como un repositorio que incorpora una gran parte de todo lo que se sabe sobre las interacciones de partículas; además sigue siendo refinado, expandido y desarrollado. Una seria limitación de muchos sistemas de simulación anteriores fue la dificultad de agregar modelos de física nuevos o variantes; el desarrollo se hizo difícil debido al aumento del tamaño, la complejidad y la interdependencia del código basado en procedimientos. En contraste, los métodos orientados a objetos nos han permitido administrar de manera efectiva la complejidad y limitar las dependencias al definir una interfaz uniforme y principios de organización comunes para todos los modelos de física. Dentro de este marco, la funcionalidad de los modelos se puede ver y comprender más fácilmente, y la creación y adición de nuevos modelos es un procedimiento bien definido que conlleva poca o ninguna modificación al código

existente.

GEANT4 fue diseñado y desarrollado por una colaboración internacional, formada por individuos de varios institutos colaboradores y universidades. Se basa en la experiencia acumulada de muchos colaboradores en el campo de la simulación Monte Carlo de detectores físicos y procesos físicos. Si bien el desarrollo de software distribuido geográficamente y los sistemas orientados a objetos a gran escala ya no son una novedad, consideramos que la Colaboración GEANT4, en términos de tamaño y alcance del código y el número de contribuyentes, representa una de los proyectos más grandes y ambiciosos de este tipo. Ha demostrado que las prácticas rigurosas de ingeniería de software y los métodos orientados a objetos se pueden aplicar de manera rentable a la producción de un producto de software coherente y mantenible, incluso con los requisitos cambiantes y abiertos presentados por la investigación en física.

En nuestro trabajo utilizamos esta poderosa herramienta para la simulación. Debido a que nuestro experimento se montará en la caverna del laboratorio SNO, escogimos el ejemplo llamado *underground-physics* para medlar sobre él nuestra propuesta. Utilizamos la clase `DetectorConstruction` para desarrollar nuestra propuesta, en la misma escogimos los materiales, desarrollamos toda la geometría y a la vez le agregamos ciertas propiedades a nuestros componentes que no venían incluidas en el propio GEANT4, como las propiedades ópticas para el acrílico y el silicio empleado para nuestros detectores SiPM. Para implementar los procesos físicos modificamos la lista de física que venía en el experimento *underground-physics*, a la cual tuvimos que agregarle el factor de apantallamiento o apagamiento (*quenching*) medido en SNO+ para partículas alfa [42]. Cabe mencionar que una vez construido nuestro detector, habría que medir antes de hacer el experimento el factor de apantallamiento para partículas alfas ya que nuestro coctel es diferente y por tanto cambiará el factor. Las listas de física de GEANT4 comparten ciertos componentes como:

- Interacciones electromagnéticas para todas las partículas y procesos electromagnéticos para leptones y gammas.
- Interacciones inelásticas para los hadrones.
- Dispersión elástica de los hadrones de los núcleos.
- Captura en reposo para hadrones y muones con carga negativa.
- Desintegración de partículas inestables en vuelo y en reposo.
- Tratamiento especializado opcional de los neutrones de baja energía.

También modificamos la clase "Definición de detector de centelleador sensible" (`ScintSD` por sus siglas en inglés) la cuál trae implementado todo el sistema de detección para ajustarla a nuestra propuesta. De la misma extraimos para nuestro análisis de resultados el número de fotones ópticos contados en los SiPM por evento incidente en nuestro centelleador.

2.4. Código DECAY4

Existen varios programas generales, que se usan comúnmente para simular las interacciones de partículas en la configuración experimental como, por ejemplo, el paquete GEANT4 [43] o el código EGS4 [44]. En cualquier programa de este tipo, el usuario debe describir la cinemática inicial de los eventos mediante el llamado generador de eventos. La última es una parte importante del programa de simulación que proporciona la información, qué partículas y cuántas

de ellas se emiten, cuáles son sus energías, direcciones de movimiento y tiempos de emisión. Los códigos de computadora existentes RADLST [3] e IMRDEC [4] solo determinan los espectros de radiación debidos a la descomposición de los núcleos, y por lo tanto no se pueden usar para el seguimiento adicional de partículas.

En un intento por cubrir esta falta, el código, llamado DECAY4 [45], se desarrolló para la generación de eventos en la física nuclear y de partículas de baja energía (desintegración doble beta y descomposición de los núcleos radiactivos). Este código fue elaborado durante la última década, principalmente para la investigación de la desintegración 2β . El programa DECAY4 ofrece la posibilidad de generar eventos de la desintegración 2β de los núcleos atómicos y de las desintegraciones radiactivas (α , $\beta\pm$, p, decaimiento de n, captura de electrones) de todos los isótopos inestables conocidos. Se divide en dos secciones principales:

- a) INIT: búsqueda y lectura de todos los parámetros del núcleo y su desintegración necesarios para la simulación de desintegración desde la ENSDF [46], EADL [47] y otras librerías con el fin de construir los esquemas de desintegración nuclear y atómica.
- b) GENDEC - un generador de eventos de Monte Carlo.

La biblioteca de la base de datos ENSDF incluye la siguiente información sobre aproximadamente 2500 isótopos utilizados para la generación de desintegraciones radioactivas: a) modos de desintegración, sus probabilidades y energías liberadas, vidas medias de isótopos; b) tipo de radiación, energía de partículas e intensidades; c) parámetros de los niveles nucleares (semivida, espín, paridad y energía de excitación); d) parámetros de las transiciones nucleares (razón de decaimientos, multipolaridades, coeficientes de conversión interna y razón de mezcla).

La parte GENDEC del DECAY4 genera la energía, el tiempo de emisión, la dirección y la polarización de las siguientes partículas emitidas: 1) electrones y positrones de la desintegración β simple y doble; 2) partículas α de desintegración α , protones y neutrones de decaimientos de p y n; 3) cuantos γ del proceso de desexcitación nuclear; 4) electrones de conversión; 5) pares e^-e^+ de la conversión interna de pares; 6) cuantos γ de bremsstrahlung en el decaimiento β y EC; 7) neutrinos (antineutrinos) de EC o desintegración β (2β); 8) rayos X y electrones Auger del proceso de desexcitación atómica.

En nuestro trabajo nos apoyamos en este código DECAY4 para generar el espectro energético del decaimiento doble beta con neutrinos para el ^{124}Sn . La elección de este código entre los tantos que existen para este fin se debió principalmente a la facilidad en el empleo y análisis de los datos de salida del mismo. Además de que toda la física y simulación detrás del código está mas que ampliamente validada y respaldada.

2.5. Propuesta experimental

En esta tesis proponemos y simulamos tres modelos de detectores con distintas características y blindajes para la medición del decaimiento doble beta en el ^{124}Sn . El objetivo principal es obtener para los tres detectores la correspondiente razón de ruido de fondo debida a la radiación exterior y a los propios componentes del detector; y teniendo en cuenta la señal del espectro doble beta esperada para el experimento, definir cuál de ellos será el óptimo para lograr nuestro fin. La configuración experimental propuesta en esta tesis utiliza una técnica similar a la presentada en [48] y ya se usa en otros grandes experimentos basados en centelladores líquidos como SNO+ o KamLAND-Zen. Para nuestros tres modelos de detección hemos empleado una

masa de 100 kg, 500 kg y 1000 kg de centellador líquido. Escogimos una geometría cilíndrica para los tres detectores con las siguientes dimensiones, 50 cm de diámetro y altura para el primer detector, 93 cm de diámetro y altura para la segunda propuesta y 117 cm de diámetro y altura para el tercer tanque. Los recipientes serán construidos de acrílico y estos serán recubiertos por un reflector de aluminio para garantizar una mayor recolección del número de fotones ópticos generados en el centellador. La superficie lateral del cilindro se conectará a través de guías de luz acrílicas a los foto multiplicadores de silicio (SiPM por sus siglas en inglés) para la detección de la señal. Para blindar la señal proveniente del exterior vamos a emplear 1 metro de agua y 26 cm, 16 cm y 11 cm de plomo para los tres modelos propuestos, respectivamente.

El centellador escogido para el experimento es el Linear AlkylBenzene (LAB), este ya es usado por los experimentos SNO+ y JUNO. Se agrega un fluoruro de 2.5-Diphenyloxazole(PPO) con una concentración de 4g/l, para desplazar la longitud de onda más corta hasta el rango activo de luz del detector. El LAB es conocido por tener buenas propiedades ópticas desde la fabricación, tiene un alto rendimiento de luz (LY por sus siglas en inglés), se ha demostrado que es compatible con el acrílico, se puede usar de manera segura en laboratorios subterráneos gracias a los altos puntos de ignición y se puede cargar fácilmente con metales pesados. Se ha demostrado que cargando hasta en un 10 % de estaño(Sn) natural este centellador, se mantienen sus propiedades centellantes y es estable con el tiempo (ver la sección 2.6). El Sn ha sido relativamente poco explorado respecto a sus decaimientos doble- β . El isótopo ^{124}Sn será el modo dominante en este tipo de decaimiento ya que tiene un valor $Q = 2292,64 \pm 0,39 \text{ keV}$. La abundancia natural del ^{124}Sn es 5,79 %, además el enriquecimiento isotópico por encima del 90 % es alcanzable.

Se han reportado límites experimentales bajos para la vida media del decaimiento $2\nu\beta\beta$ para el ^{124}Sn [49, 50]. Existen varios cálculos de la vida media del decaimiento $2\nu\beta\beta$ para el ^{124}Sn . Estos valores de vida media (en unidades de 10^{20} años) son 0,78 [51], 1,3/0,43 [52], 1,8 [53] y 2,9 [31], respectivamente. Un cálculo reciente usando el modelo de capas arrojó casi un orden de magnitud más para la vida media de $1,6 \times 10^{21}$ años [54]. Con las nuevas estimaciones teóricas de la vida media diseñamos un experimento que tendrá una sensibilidad para el decaimiento $2\nu\beta\beta$ más allá de todos los cálculos actuales.

El experimento será montado en la ubicación del laboratorio subterráneo SNO, localizado a una profundidad de dos kilómetros en una mina de níquel en Ontario, Canada. Esta ubicación a profundidad bajo tierra a 6080 metros equivalentes de agua (m.w.e.) actuará como un escudo para el fondo de muones, reduciendo el flujo en varios órdenes de magnitud como podemos ver en la siguiente figura 2.12.

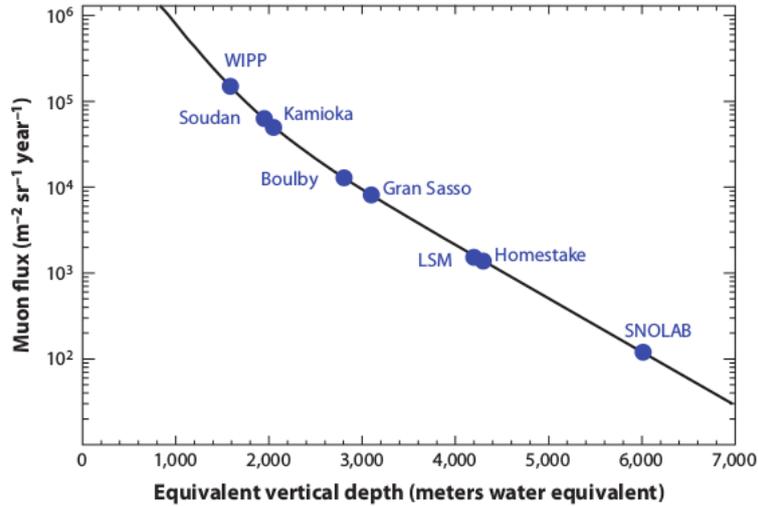


Figura 2.12: Atenuación del flujo de muones cósmicos en laboratorios subterráneos. La línea continua es una parametrización del flujo total de muones en función de la profundidad vertical con una sobrecarga plana [55]. Tomada de [20].

Las principales ventajas de la configuración presentada en esta tesis en comparación con la de [56] son:

- Mayor masa objetivo, alrededor de 10 kg , 50 kg y 100 kg para los tres modelos respectivamente, en comparación con los 179 g de Sn utilizados en [48].
- Utilización de centelleador cargado purificado. La técnica de purificación de LAB está muy bien establecida. Se espera que se alcancen niveles de pureza de 10^{-14} g/g tanto en U como en Th (los niveles de pureza actuales para centelleadores cargados son de 10^{-16} g/g). Esta pureza es cuatro órdenes de magnitud inferior a la de [56], lo que permite explorar tiempos de decaimiento más prolongados: uno de los factores limitantes en [56] fue la pureza del U en el centelleador.
- Una localización bajo tierra más profunda, que reducirá el flujo de muones a $3,3 \times 10^{-10} \mu/s/cm^2$, casi dos órdenes de magnitud más pequeños que el flujo en [11]. De manera similar, el flujo de neutrones inducido por muones en la roca es del orden de $5,4 \times 10^{-11} n/s/cm^2$.

2.6. Centelleador cargado de estaño

Los centelleadores líquidos cargados con Sn son conocidos como centelleadores líquidos de alta Z [57] para búsquedas de desintegración doble beta [56]. En una primera prueba, miembros de nuestra colaboración en Laurentian University en Canadá, cargaron el estaño en LAB [58], el cual es un centelleador perfecto para detectores de gran escala, como por ejemplo en los experimentos SNO+ y JUNO.

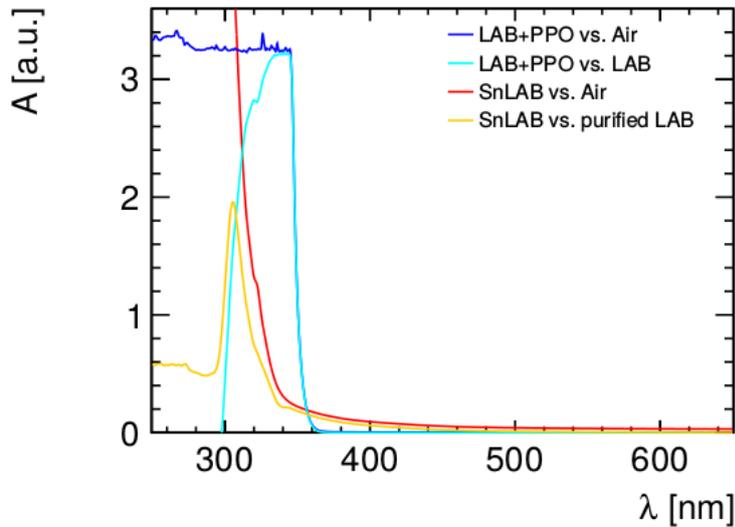


Figura 2.13: Espectros de absorción (A) del centelleador puro y cargado de Sn (SnLAB) en función de la longitud de onda (λ). Para una medición se usó aire (azul oscuro) y para la segunda LAB especialmente purificado (azul) como referencia. No hay características de absorción inducidas por el estaño en la región de aproximadamente 360-600 nm, lo que demuestra la viabilidad del experimento propuesto en términos de óptica. El intento de medir la contribución del Sn individualmente (amarillo) creó una característica falsa a 310 nm en la medición. La razón es que aquí el LAB purificado se midió en relación con el LAB no purificado, lo que crea diferentes espectros de absorción. El aumento en la absorción alrededor de 360 nm (azul) se debe al componente de PPO en el centelleador.

Mostramos el espectro de absorción y emisión del LAB cargado con estaño en las figuras 2.13 y 2.14, tomadas de [58].

Hay varios productos químicos organometálicos que contienen estaño que se han probado con varios centelleadores líquidos. Uno de ellos, el tetrabutyltin se ha encontrado que es soluble en el LAB por parte del personal de nuestra colaboración en la Universidad de Laurentian. Los principales parámetros físicos para el centelleador líquido cargado con estaño son el rendimiento de luz, la transparencia óptica y la estabilidad durante un período de varios años. Otro parámetro técnico importante es la temperatura del punto de ignición. TBSn tiene un punto de ignición suficientemente alto para los requisitos de seguridad, ya que el experimento debe realizarse bajo tierra, lo que requiere un cuidado especial. Las propiedades químicas y físicas del TBSn son listadas en la Tabla 2.2, tomadas de [58].

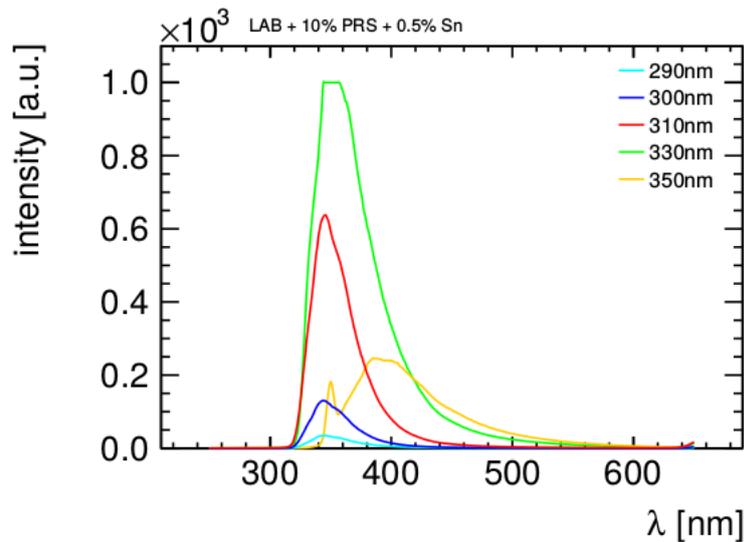


Figura 2.14: Intensidad del espectro de emisión de SnLAB cargado al 0,5 % en función de la longitud de onda. La meseta en el espectro de 330 nm (verde) es un efecto de saturación del aparato. PRS es un surfactante utilizado para cargar el centelleador.

2.6.1. Rendimiento relativo de luz del LAB cargado con estaño vs. concentración

Se utilizó tetrabutyltin de Sigma Aldrich (93 %, grado técnico) para las pruebas presentadas en [58]. El LAB destilado se mezcló con 4 g/l de PPO utilizado como fluor. El TBSn fue mezclado con LAB-PPO en cinco viales de centelleo de 25 ml con 0.5 %, 1.5 %, 3.0 %, 5.0 % y 10 % contenido masivo de estaño, respectivamente. Se preparó un vial con LAB-PPO puro como referencia y se almacenó junto con los viales cargados con estaño. Para mejorar las propiedades ópticas de los cócteles, se purgó nitrógeno seco en cada vial durante 20 minutos para eliminar las moléculas de oxígeno. Los viales se cerraron y se almacenaron en un lugar oscuro a temperatura ambiente durante un período de noviembre del 2015 a mayo del 2017. Las mediciones de rendimiento de luz relativa se realizaron al principio de este período y al final para verificar la estabilidad del centelleador TBSn. Se utilizó como referencia el mismo vial con LAB-PPO puro. Las muestras se colocaron en la parte superior de un PMT utilizando grasa de vacío para el acoplamiento óptico. Luego se colocó una fuente de ¹³⁷Cs en contacto directo con el vial y se recogieron los espectros utilizando un MCA ORTEC estándar (analizador multicanal). El rendimiento relativo se calculó como la relación de las amplitudes de borde de Compton extraídas del espectro del centelleador cargado con estaño y la del LAB-PPO [59]. Los espectros medidos con el LAB-PPO y el LAB cargado con estaño se muestran en la Figura 2.15. En la Tabla 2.3 se presentan los rendimientos de luz relativos obtenidos para las diferentes concentraciones.

Fórmula Química	$C_{16}H_{36}Sn$
Peso Molecular	347.17
Densidad g/ml	1.057
Punto de ebullición, 10 mmHg, C	127-145
Punto de ignición, C	107
Contenido de estaño w/w, %	34.2

Tabla 2.2: Algunas propiedades del tetrabutyltin (TBSn). Tomada de [58].

	Noviembre 2015	Mayo 2017
Concentración de estaño, %	LY relativo, %	LY relativo, %
LAB-PPO	100	100
0.5	96	95
1.5	85	82
3.0	77	75
5.0	67	68
10.0	56	55

Tabla 2.3: Mediciones de rendimiento lumínico utilizando el borde Compton de una fuente de ^{137}Cs con un intervalo de tiempo entre las mediciones de aproximadamente 1,5 años. Se muestran los valores para varias concentraciones de estaño. No se ha visto ningún cambio estadísticamente significativo. Tomada de [58].

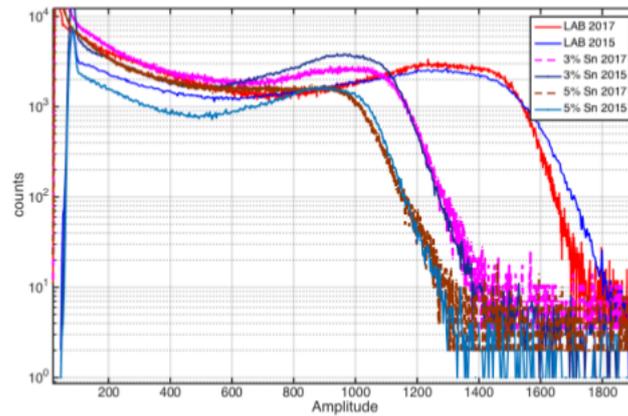


Figura 2.15: Espectros del ^{137}Cs tomados con LAB-PPO y TBSn+LAB (3 % y 5 % de estaño) en Noviembre 2015 y Mayo del 2017. El centelleador líquido TBSn es estable durante este período. Tomada de [58].

Capítulo 3

Resultados y simulaciones

3.1. Modelo de 100 kg de LAB cargado con un 10 % de Sn

A pesar del hecho de que el efecto del fondo es el problema central de toda la física experimental, existe una cierta clase de experimentos para los cuales este problema es tan crucial que incluso la posibilidad de su realización depende en gran medida del nivel de fondo alcanzado por los detectores usados. Estos son los llamados experimentos subterráneos dedicados a la investigación de decaimientos y procesos muy raros o prohibidos como, por ejemplo, el decaimiento doble beta, decaimiento de protones, búsqueda de partículas de materia oscura, estudio de neutrinos solares, etc. La sensibilidad final de tales experimentos se determina principalmente por el fondo del detector. En primer lugar, el origen del fondo se debe a los rayos cósmicos y puede eliminarse por el sitio subterráneo adecuado para la configuración. La segunda fuente (y la más crucial para la sensibilidad) del fondo es la desintegración de los núcleos de las impurezas radiactivas en el propio detector, en los materiales utilizados para el montaje y el blindaje del detector y en el entorno. Por lo tanto, es obvio que la simulación del fondo y, en particular, la simulación de los decaimientos nucleares es la parte abrumadoramente importante de este tipo de investigación que nos permite: i) comprender y determinar los orígenes del fondo y, por lo tanto, encontrar ciertos métodos para eliminar o suprimir las contribuciones de fondo; ii) construir el modelo de fondo y las funciones de respuesta del detector para el efecto que se busca (junto con las calibraciones de energía y eficiencia del detector, la resolución, las actividades de la fuente, etc.), para extraer y evaluar el efecto buscado (o excluirlo) más precisamente.

En el capítulo anterior quedó descrita nuestra propuesta para medir una fracción considerable del decaimiento $2\nu\beta\beta$ para el ^{124}Sn . Como vimos antes, el principal problema a la hora de medir el $2\nu\beta\beta$ es la presencia del fondo debido a diversos factores, por lo que es de vital importancia tener un estimado del mismo para nuestra propuesta experimental. Obtener el ruido de fondo total nos va permitir hacer una estimación de los niveles de pureza mínimos en los materiales empleados, el propio centellador y los SiPM para así obtener un límite inferior en el cálculo del $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$ para el ^{124}Sn en nuestro experimento. A continuación presentamos la geometría simulada de nuestro detector con el código GEANT4 [43] para el primer modelo propuesto con 100 kg de LAB.

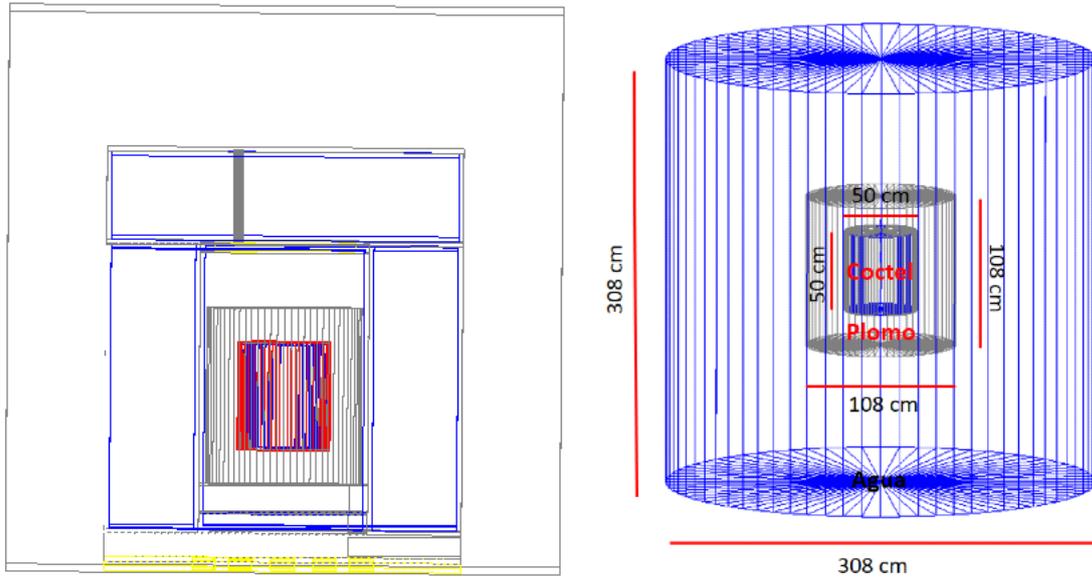


Figura 3.1: Detector de 100 kg en los tanques del experimento PICO-2L (izquierda). Modelo de 100 kg usado para estimar los ruidos de fondo en este estudio (derecha)

En esta simulación asumimos un recipiente cilíndrico de acrílico con 50 cm de diámetro y 50 cm de altura. El exterior del recipiente está cubierto con una capa reflectante de aluminio de 1 mm de espesor. Esta geometría simple se protegió con 29 cm de plomo y se colocó dentro de tanques de polietileno llenos de agua proporcionando 50 cm de blindaje. No hemos implementado ningún corte fiducial y los fotones ópticos los contamos en una configuración de 18 detectores SiPM, 9 en la tapa superior y 9 en la tapa inferior. Las dimensiones de los mismos son de 3×3 cm en el plano XY, y 0,5 cm de altura en la coordenada Z.

En este experimento propuesto, como vimos antes, tenemos dos fuentes principales de ruido. La primera y la cual llamaremos ruido interno del detector, está asociada con la presencia de los isótopos ^{238}U , ^{232}Th y ^{40}K en los SiPM, el acrílico y el propio coctel (LAB+PPO+TBSn). A este ruido interno del detector también debemos agregarle la contribución del ^{222}Rn presente en el acrílico y en menor medida en el LAB. La segunda fuente de ruido presente en este experimento es la externa, la cuál está conformada por rayos gamma de la roca norita y por el pequeño pero existente flujo de muones que atraviesan la cavidad. La roca norita tiene una contaminación de 1.10 ppm (U), 5.10 ppm (Th) y 1.03 % (K). El flujo gamma para los 1460 keV (^{40}K) y 2614 keV (^{208}Tl) es de $0.059 \pm 0.003 \gamma \cdot \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ y $0.00746 \pm 0.0007 \gamma \cdot \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, respectivamente, según se midió durante la construcción de la caverna SNO.

3.1.1. Calibración del Monte Carlo

La primera tarea a realizar fue la calibración de nuestro detector. Para realizar la misma fijamos una fuente puntual gamma en el centro del recipiente de acrílico y generamos varios eventos con distintas energías para obtener una curva de calibración entre el número de fotones ópticos registrados en el detector por evento y la energía incidente de los mismos. En la figura 3.2 podemos ver un ejemplo del ajuste hecho para el caso de la fuente de 500 keV de energía. Como vemos el histograma 3.2 fue ajustado con una gaussiana, de la cuál mostramos sus parámetros en el mismo. Como resolución del detector para esta energía incidente fue tomado el valor de la desviación estándar de la gaussiana.

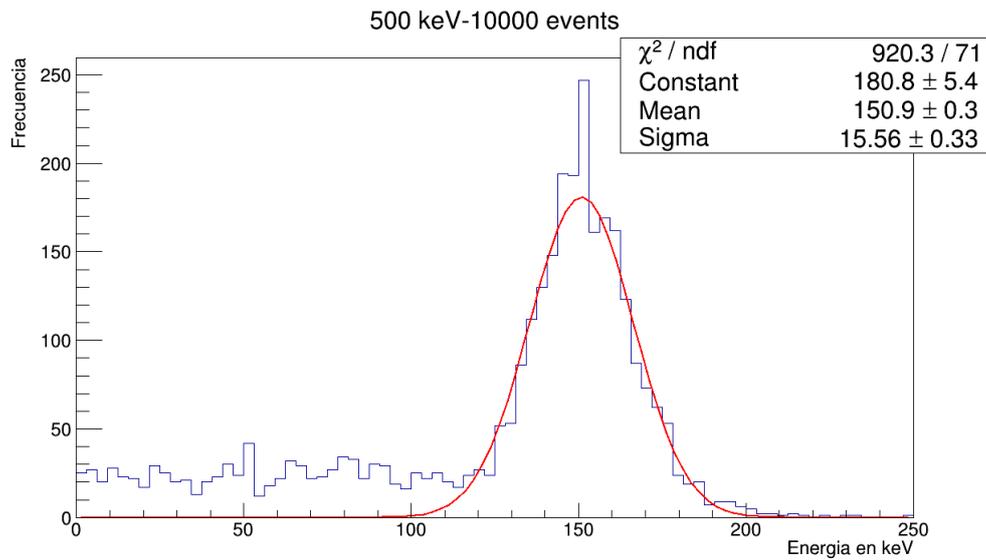


Figura 3.2: Histograma obtenido para la calibración con la fuente gamma de 500 keV de energía en el centro del recipiente de acrílico con el debido ajuste gaussiano.

Energía (keV)	Fotones ópticos registrados	Resolución (keV)
50	25.6	4.3
200	72.5	8.2
500	163.2	15.1
1000	314.6	26.4
1500	466.3	37.6
2500	777.5	60.5

Tabla 3.1: Puntos de calibración del detector para partículas gammas y resolución del mismo.

En la tabla 3.1 presentamos los valores de energía usados para calibrar y el número de fotones ópticos registrados en cada caso tomando siempre el valor de la media del ajuste gaussiano. Finalmente usamos estos pares ordenados para obtener como curva de calibración la función lineal mostrada en la figura 3.3.

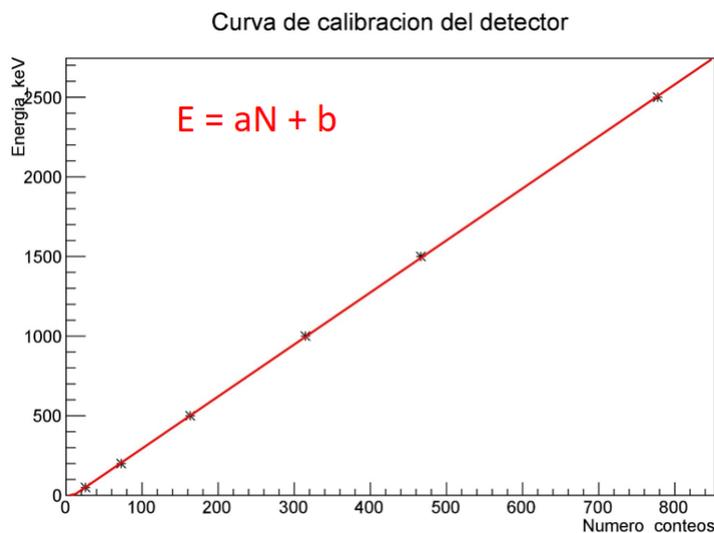


Figura 3.3: Curva de calibración obtenida mediante el paquete root para el detector con 100kg de centellador que relaciona número de fotones ópticos contados con energía incidente en el detector

Los parámetros de la ecuación lineal obtenida calculados utilizando el ajuste lineal de la herramienta root ([60]) se muestran en la tabla 3.2

Como se ve en la gráfica y tabla de parámetros reportada la linealidad de nuestra curva de

Parámetros	Valor	Error
a (<i>keV/fotones</i>)	3.27	± 0.01
b (<i>keV</i>)	-32.01	± 4.25

Tabla 3.2: Parámetros obtenidos para la recta de calibración con ecuación $y = ax + b$

calibración es bastante buena, tal como se esperaba para un código Monte Carlo tan completo como lo es GEANT4.

3.1.2. Estudio del ruido de fondo para rayos gamma internos

Una vez calibrado el detector procedimos a estimar el ruido de fondo esperado en nuestra propuesta experimental para así poder controlar el mismo mediante el empleo de materiales ultra-purificados hasta los niveles mínimos para lograr nuestro objetivo. Para tener un estimado de la señal esperada de la desintegración $2\nu\beta\beta$ del ^{124}Sn y por lo tanto una cota máxima para el nivel de fondo permitido utilizamos el código "DECAY4" mostrado en la sección 2.4, el cual nos brinda el espectro en energía para el decaimiento $\beta\beta$ de varios isótopos. La gráfica obtenida utilizando este código para la energía de los electrones emitidos en la desintegración que estamos estudiando se muestra en la figura 3.4.

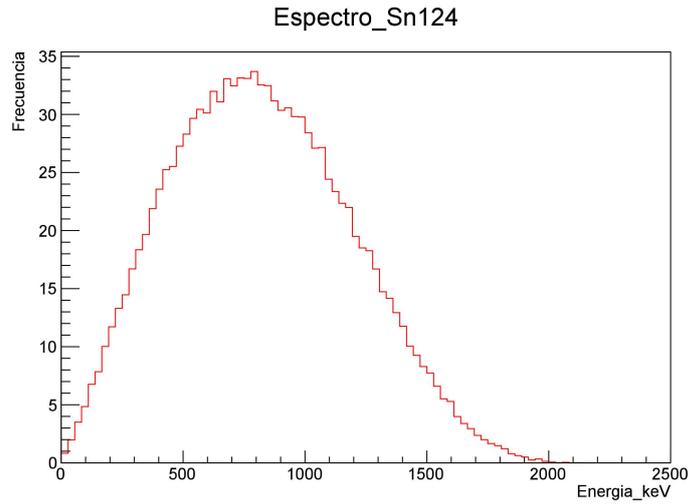


Figura 3.4: Espectro $2\nu\beta\beta$ para el ^{124}Sn obtenido mediante el código "DECAY4" para 100,000 eventos generados y normalizado a un año de medición.

Para normalizar el espectro a un año de mediciones utilizamos el tiempo de vida medio reportado en [54] ($T_{1/2}^{2\nu\beta\beta} = 1,6 \times 10^{21}$ años), ya que el mismo es el más preciso estimado hasta ahora y ha fijado una cota mínima para este valor.

Nuestra primera aproximación para estudiar el ruido de fondo fue hecha tomando solo las gammas más importantes en las cadenas de desintegración del ^{238}U , ^{232}Th y la única del ^{40}K para hacer un estimado rápido de los niveles de pureza necesarios en los distintos componentes antes de hacer simulaciones más precisas. A continuación mostramos los resultados obtenidos para esta primera aproximación del ruido junto con el espectro de la desintegración $2\nu\beta\beta$ del ^{124}Sn en la figura 3.5.

Espectro_Sn124_vs_Fondo

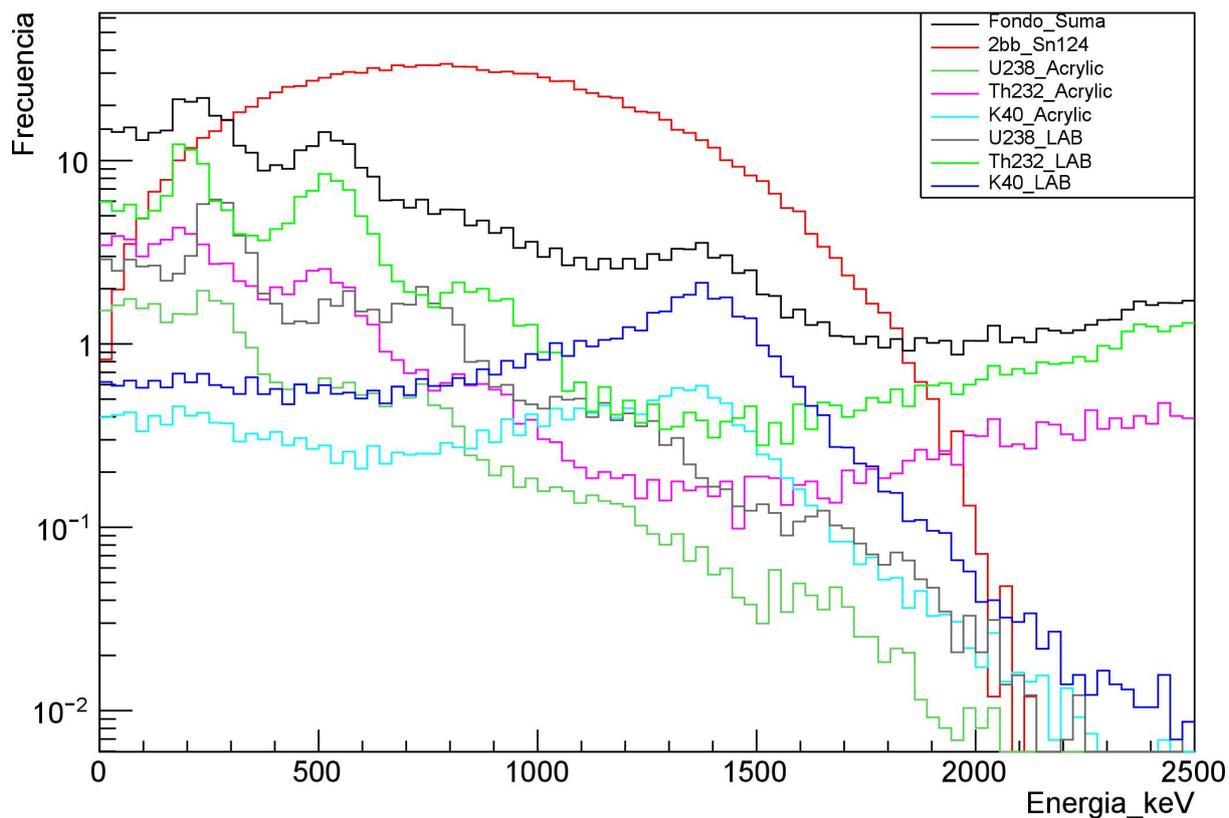


Figura 3.5: Espectro del $2\nu\beta\beta$ para el ^{124}Sn (rojo) y las contribuciones al ruido de fondo de los isótopos de ^{40}K , ^{238}U y ^{232}Th presentes en el coctel y el acrílico en escala logarítmica. En negro podemos ver la suma de las contribuciones al ruido de fondo.

En la figura 3.5 se aprecia el rango de energías esperado para el decaimiento $2\nu\beta\beta$ del ^{124}Sn , de 0 keV a 2200 keV aproximadamente. En esta región podemos ver que se logra obtener casi por completo el espectro del decaimiento buscado sobre el ruido de fondo total. En la gráfica se aprecia que en la región de (300 keV - 1825 keV) es donde prevalece el decaimiento buscado sobre el fondo total, por esto nos enfocaremos en esta región para calcular el número de eventos registrados mostrados en la tabla 3.3. Es importante destacar que más adelante al simular las cadenas de decaimiento completas la región de interés cambiará un poco y debemos determinarla nuevamente.

Fenómeno	Eventos registrados
Fondo total del LAB	198
Fondo total del Acrílico	71
^{124}Sn	1101

Tabla 3.3: Eventos de fondo y decaimiento $2\nu\beta\beta$ del ^{124}Sn en la región de (300 keV - 1825 keV) usando un $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta} = 1,6 \times 10^{21}$ años (sin aplicar la corrección por la eficiencia del detector).

Es importante enfatizar que este resultado corresponde a una optimización de los parámetros presentes en la simulación. Hemos ajustado las concentraciones de ^{40}K , ^{238}U y ^{232}Th en el coctel

y acrílico hasta niveles aceptables para obtener los resultados que se muestran en la tabla 3.3. Este estudio inició con valores de estas concentraciones más elevados, pero en vista que se obtenía un fondo total que sobrepasaba la señal buscada y ya que el objetivo de este trabajo es precisamente optimizar el experimento propuesto, se decidió ir disminuyendo los mismos hasta los valores empleados para obtener los resultados en 3.5 y que fuera posible adquirir materiales con dicha pureza.

Nuestra simulación nos arrojó un valor de pureza para el coctel de $10^{-15} g/g$ para el ^{238}U , el cual es mucho mayor que los reportados en el experimento SNO+, los cuales están alrededor de $10^{-17} g/g$ para las actividades de las cadenas del ^{238}U y ^{232}Th [61], similares a los empleados en Borexino [62]. Para el acrílico obtuvimos un nivel de pureza de $10^{-13} g/g$, mientras que el experimento DEAP-3600 [63] ha alcanzado valores de $10^{-12} g/g$ para las actividades del ^{238}U y ^{232}Th , por tanto necesitamos desarrollar un acrílico con un poco de mayor pureza.

3.1.3. Presencia de partículas alfas.

Nuestro estudio de fondo para los isótopos de ^{40}K , ^{238}U y ^{232}Th se basó en generar eventos de sus gammas principales en el caso del ^{238}U y ^{232}Th de acuerdo a las probabilidades de emisión de las mismas. Pero es importante notar que en la práctica esto no sucede así ya que en la cadena de desintegración de ambos isótopos varían los períodos de semi-desintegración para los distintos isótopos hijos que se van obteniendo y por tanto las líneas gammas simuladas se emiten en diferentes momentos y otras deben ser tomadas como un único evento. Incluso cuando se establece el equilibrio secular entre los núcleos de la cadena las gammas emitidas por los mismos no necesariamente se emiten como eventos independientes. Ya que los tiempos de decaimiento de los distintos estados excitados pueden ser pequeños, algunas gammas se percibirán como un solo evento en el detector. Para resolver este problema nos propusimos simular eventos de todo el isótopo, solo teniendo en cuenta separar cada núcleo de la cadena según su tasa de decaimiento y así tener un estimado de lo que sucede en la práctica.

Al generar los eventos de esta forma tuvimos que tener en cuenta otro factor importante, las partículas alfas. El aporte más importante de las mismas proviene de la superficie interior del acrílico y del LAB, ya que las mismas tienen poco alcance al trasladarse en medios y por tanto las provenientes de otros sitios nunca llegan a nuestro detector. Otro factor es que son muy energéticas y por tanto el número de fotones ópticos generado es muy elevado ya que al viajar poco, estas logran depositar toda su energía antes de escapar del detector. Las partículas α están presentes en toda la cadena de desintegración del ^{238}U y ^{232}Th . Por tanto debemos tener en cuenta la respuesta de luz de los centelladores basados en LAB para las partículas α , la cual ya ha sido medida en [42]. El valor usado fue de $0.076 \pm 0.003 \text{ cm/MeV}$, el cual fue introducido en el código de GEANT4 en la parte de las listas de física. Este valor tomado, es una primera aproximación para realizar las simulaciones, pero debemos enfatizar que el mismo debe medirse adecuadamente una vez en funcionamiento nuestro experimento, ya que la presencia de TBSn puede modificar el mismo. El factor introducido para partículas α nos permite ajustar la luz generada en nuestro centellador por las mismas, esto se conoce como apagamiento (*quenching*). A continuación presentamos los resultados obtenidos al simular el ruido de fondo debido a las cadenas del ^{40}K , ^{238}U , ^{232}Th y ^{222}Rn en el LAB, acrílico y los SiPM.

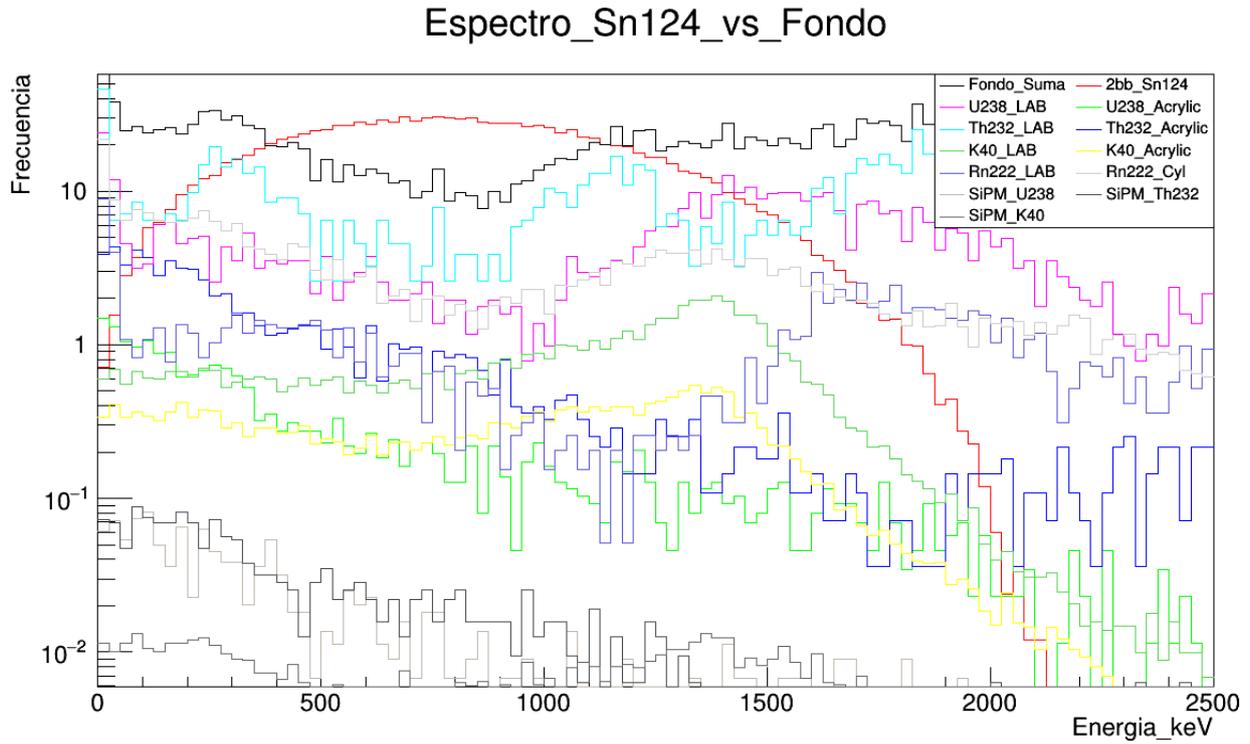


Figura 3.6: Espectro del $2\nu\beta\beta$ para el ^{124}Sn (rojo) y las contribuciones al ruido de fondo de los isótopos de ^{40}K , ^{238}U , ^{232}Th y ^{222}Rn presentes en el LAB, el acrílico y los SiPM en escala logarítmica. En negro podemos ver la suma de las contribuciones al ruido de fondo.

3.1.4. ^{222}Rn en el volumen activo del detector y superficie del acrílico

El ^{222}Rn es un gas radiactivo que se produce por la descomposición radioactiva del ^{238}U , que se encuentra en el suelo, las rocas y las aguas subterráneas. Debido a que es un gas noble, el ^{222}Rn emigra rápidamente de su sitio de producción, provocando una ruptura en el equilibrio secular de la cadena del ^{238}U . Por tanto en nuestro experimento debemos analizar la contribución al ruido de fondo producida por la presencia de este isótopo en la superficie interior del acrílico así como en el propio centellador. Para estimar la concentración de ^{222}Rn que podemos permitirnos en este experimento tanto en el coctel como en la superficie interior del acrílico asumimos una cota máxima al número de eventos permitidos al año debido a este isótopo. Tomamos el 5 % y 50 % del número de eventos de ruido de fondo internos totales para el ^{222}Rn en el coctel y acrílico, respectivamente. Esto nos permite conocer los niveles máximos permitidos de radón en el experimento. En la figura 3.7 mostramos el ruido de fondo obtenido para este isótopo y en la tabla 4.1 mostramos el nivel de pureza necesario para este isótopo en nuestro experimento.

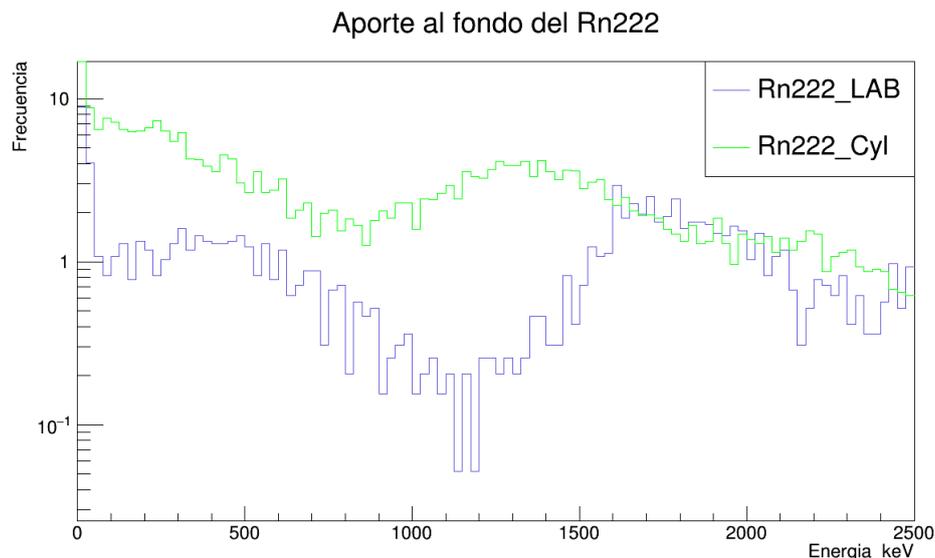


Figura 3.7: Espectro obtenido para la contribución al ruido de fondo del ^{222}Rn presente en el coctel y el acrílico.

El ^{222}Rn presente en el coctel puede ser casi eliminado por completo y así tener menos eventos de ruido de fondo. Mediante un proceso de desgasificación podemos eliminar este gas de nuestro líquido centellante casi por completo. Luego, ya que este isótopo tiene un tiempo de vida media de 3,8 días, dejando nuestro detector sin tomar mediciones unas dos semanas, podemos eliminar casi por completo el ^{222}Rn . La presencia del mismo en la superficie interior del acrílico es un reto mayor, ya que presenta una concentración más elevada como se observa en la tabla 4.1. Pero podríamos disminuir un poco la contribución al ruido de fondo del mismo mediante el empleo de cortes fiduciales en el volumen de detección.

3.1.5. ^{208}Tl presente en la roca norita de la cavidad subterránea

En toda la roca norita de la cavidad subterránea del laboratorio SNO tenemos presencia de ^{238}U y ^{232}Th . En la cadena de desintegración de estos isótopos son emitidos muchos rayos gamma que pueden incidir en nuestro detector y por tanto debe estudiarse el aporte al ruido de fondo de las mismas. El ^{208}Tl es un producto de la cadena del ^{232}Th y este emite una gamma de 2600 keV, la más energética de todas, por tanto si logramos atenuar la misma en nuestro blindaje hasta niveles aceptables ya garantizamos la supresión de los restantes rayos gammas en nuestro detector. El flujo medido para los rayos gamma del ^{208}Tl en la cavidad del laboratorio SNO fue de $0,00746 \pm 0,0007 \text{ } \gamma/s/cm^2$ [64]. Para determinar el mismo, emplearon un cristal NaI de 15 cm de diámetro por 15 cm de espesor al que se le unieron tres tubos foto-multiplicadores (PMT por sus siglas en inglés). Las ganancias de los PMT se combinaron y las señales de todos los PMTs se sumaron y se introdujeron en un ORTEC-NOMAD, un sistema portátil de adquisición de datos.

En nuestro caso simulamos una fuente superficial cilíndrica con un diámetro y altura de 108 cm colocada fuera del blindaje de agua y plomo de nuestro detector. Se generaron 3×10^8 eventos con 2600 keV de energía distribuidos isotrópicamente en la superficie cilíndrica y se hicieron incidir hacia el interior. En la figura 3.11 mostramos los resultados obtenidos para esta contribución al ruido de fondo.

Se puede apreciar en 3.11 que estas gammas de 2600 keV del ^{208}Tl tienen un aporte muy significativo al ruido de fondo. Con las 10 toneladas de plomo empleadas y el espesor de 1 metro de agua fue suficiente para atenuarlas en este modelo de 100 kg de masa.

3.1.6. Flujo de muones atmosféricos

Nos falta estudiar otra contribución al ruido de fondo proveniente del exterior, los muones atmosféricos. Para estudiar los mismos, simulamos un disco de 108 cm de radio sobre el detector, ya que los muones llegan a la cavidad con incidencia normal principalmente. Usamos el flujo para muones medido dentro de la cavidad de SNOLAB de $N_\mu = (3,31 \pm 0,01(\text{est.}) \pm 0.09(\text{sist.})) \cdot 10^{-10} \mu/s/cm^2$ [55]. Para la distribución angular y de energías, usamos las distribuciones mostrados en 3.8 y 3.9 [55], obtenidas con la parametrización de Gaisser.

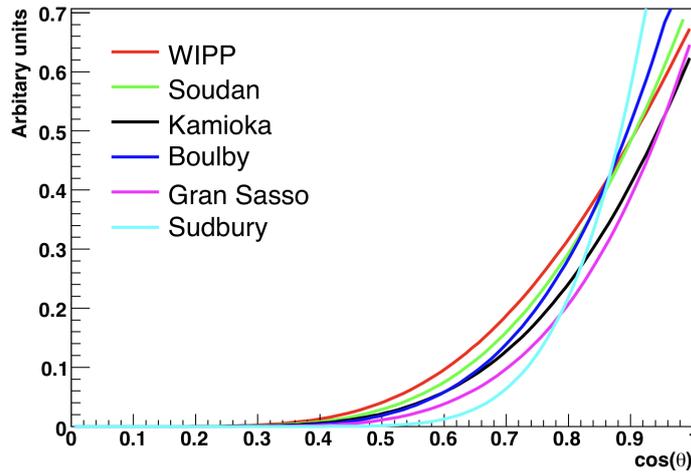


Figura 3.8: Distribución angular parametrizada (Gaisser) para el flujo de muones en varios laboratorios subterráneos. Tomada de [55].

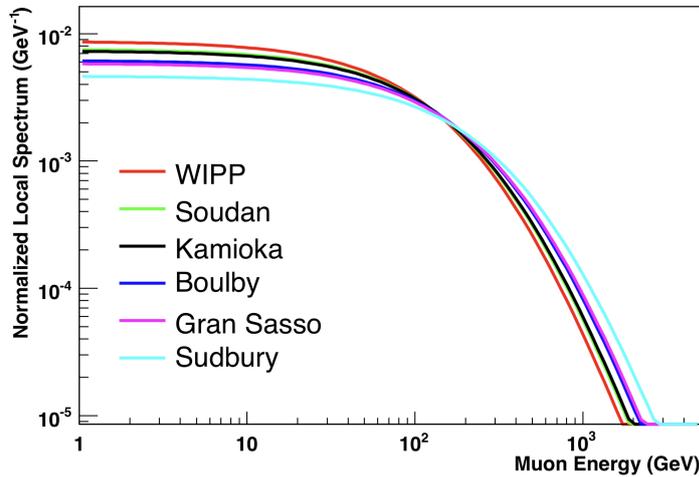


Figura 3.9: Distribución energética parametrizada (Gaisser) para el flujo de muones en varios laboratorios subterráneos. Tomada de [55].

Finalmente mostramos los resultados obtenidos para la estimación del ruido de fondo debida a los muones atmosféricos en nuestro detector.

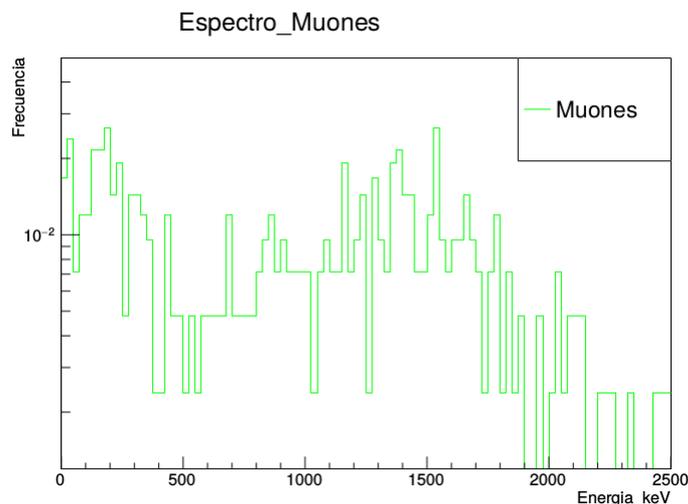


Figura 3.10: Espectro obtenido para los muones en nuestro detector donde la incidencia fue de 380 muones por año

Como vemos el aporte al ruido de fondo de los muones es casi despreciable, esto gracias al gran blindaje de 2 km de roca que brinda frente a los mismos el laboratorio SNOLAB, como se mostró en 2.12.

Ya una vez analizadas todas las contribuciones internas y externas del ruido de fondo vamos a mostrar los niveles de pureza de los distintos isótopos necesarios en las distintas partes de nuestro detector y que se muestran en la tabla 4.1. Como vemos en la gráfica 3.11 es posible

Isótopos	Material	Nivel de concentración
^{238}U	LAB	12.4 nBq/kg
^{232}Th	LAB	40.8 nBq/kg
^{40}K	LAB	31.1 nBq/kg
^{238}U	Acrílico	0.12 $\mu\text{Bq/kg}$
^{232}Th	Acrílico	0.41 $\mu\text{Bq/kg}$
^{40}K	Acrílico	0.31 $\mu\text{Bq/kg}$
^{238}U	SiPM	1 nBq/cm ²
^{232}Th	SiPM	1 nBq/cm ²
^{40}K	SiPM	1 nBq/cm ²
^{222}Rn	LAB	4.9 nBq/kg
^{222}Rn	Acrílico	10 $\mu\text{Bq/m}^2$

Tabla 3.4: Niveles de pureza necesarios de los isótopos ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K y ^{222}Rn presentes en los materiales del detector para alcanzar el nivel de fondo mostrado en 3.11.

con esta propuesta de 100 kg de LAB cargado al 10% de estaño y por tanto una masa activa de 542 g de ^{124}Sn , detectar una fracción considerable del espectro $2\nu\beta\beta$ para este isótopo. Ya que el mismo es conocido a detalle teóricamente, podríamos determinar el $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$ para esta desintegración con cierto nivel de confianza. Los valores de pureza determinados en este trabajo están en correspondencia con los reportados en otros experimentos que emplean como centellador LAB y/o contenedor de acrílico [62, 63].

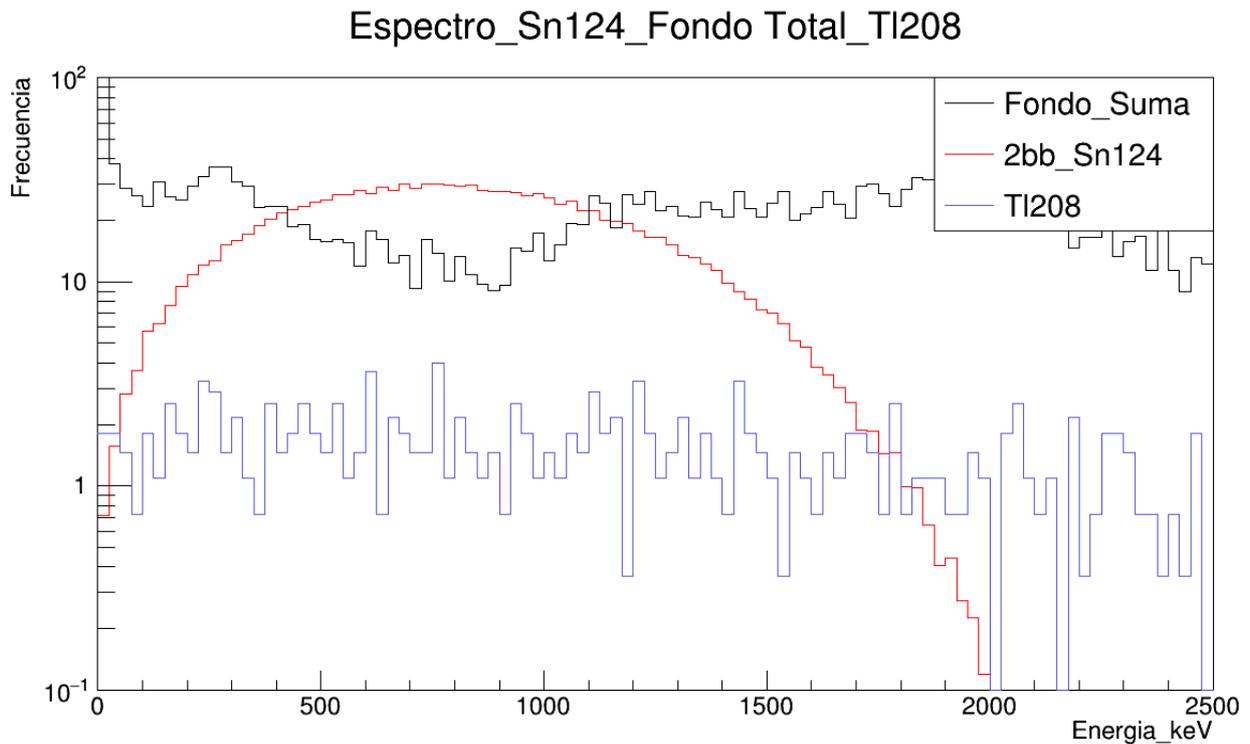


Figura 3.11: Espectros del fondo total y la contribución al ruido de fondo de los rayos gamma del ^{208}Tl en escala logarítmica y normalizado a un año de mediciones.

En nuestro experimento se puede lograr un menor número de conteos de ruido de fondo a partir del análisis de los datos registrados. El ruido de fondo se puede disminuir mediante técnicas de rechazo de fondo (como la aplicación de un corte de volumen fiducial). Con esta técnica se analizan las regiones cercanas a las paredes del contenedor de nuestro centellador y se hace un estudio de los eventos, como por ejemplo pueden ser las partículas alfas emitidas en la cadena de desintegración de los isótopos ^{238}U y ^{232}Th presentes en el acrílico. Por otra parte, también se suele concentrar la masa objetivo de detección en la región central del experimento. Teniendo en cuenta lo dicho anteriormente, se hacen cortes fiduciales de volumen a la hora de analizar los datos de las mediciones y se logra eliminar una fracción significativa de los eventos de fondo originados a partir de las fuentes de rayos γ y β . Otra técnica empleada para la reducción del ruido de fondo son los cortes debidos a coincidencias de eventos BiPo, mostrados en 3.12. Con esta técnica se analizan las coincidencias de eventos producidos por el decaimiento β del ^{214}Bi al ^{214}Po y la partícula α retrasada, emitida luego por el ^{214}Po [65].

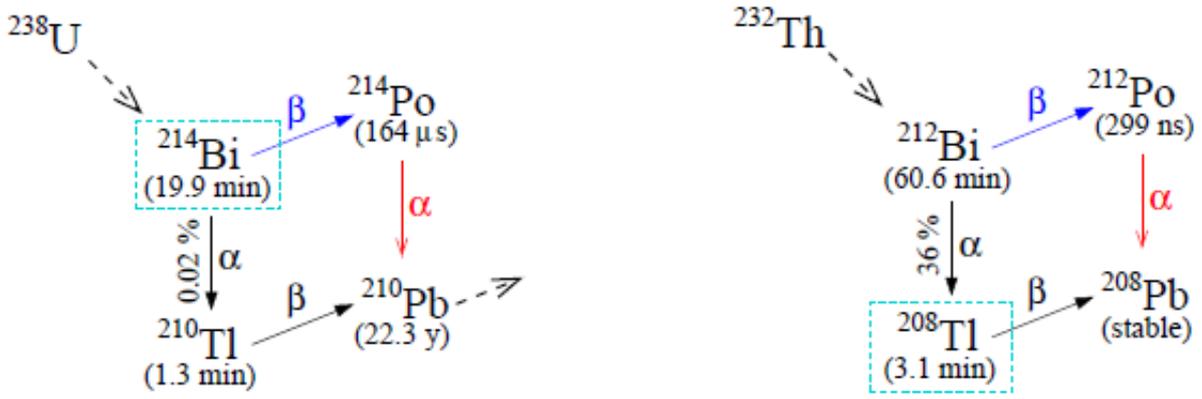


Figura 3.12: Proceso BiPo para la medición del ^{214}Bi y ^{208}Tl . Tomada de [65].

3.2. Ampliando el volumen sensible. Experimentos de 500 kg y 1 tonelada

Nos dimos la tarea de hacer el mismo análisis en detectores ahora con mayor material centellador 500 *kg* y 1000 *kg*, y por lo tanto mayor masa de *Sn*. Este estudio fue hecho para tener mejores bases a la hora de construir el experimento y contar con un margen para las dimensiones de los detectores. Como se espera, obtuvimos una mayor cantidad de eventos del $2\nu\beta\beta$ sobre el nivel de ruido, como se muestra en la figura 3.13.

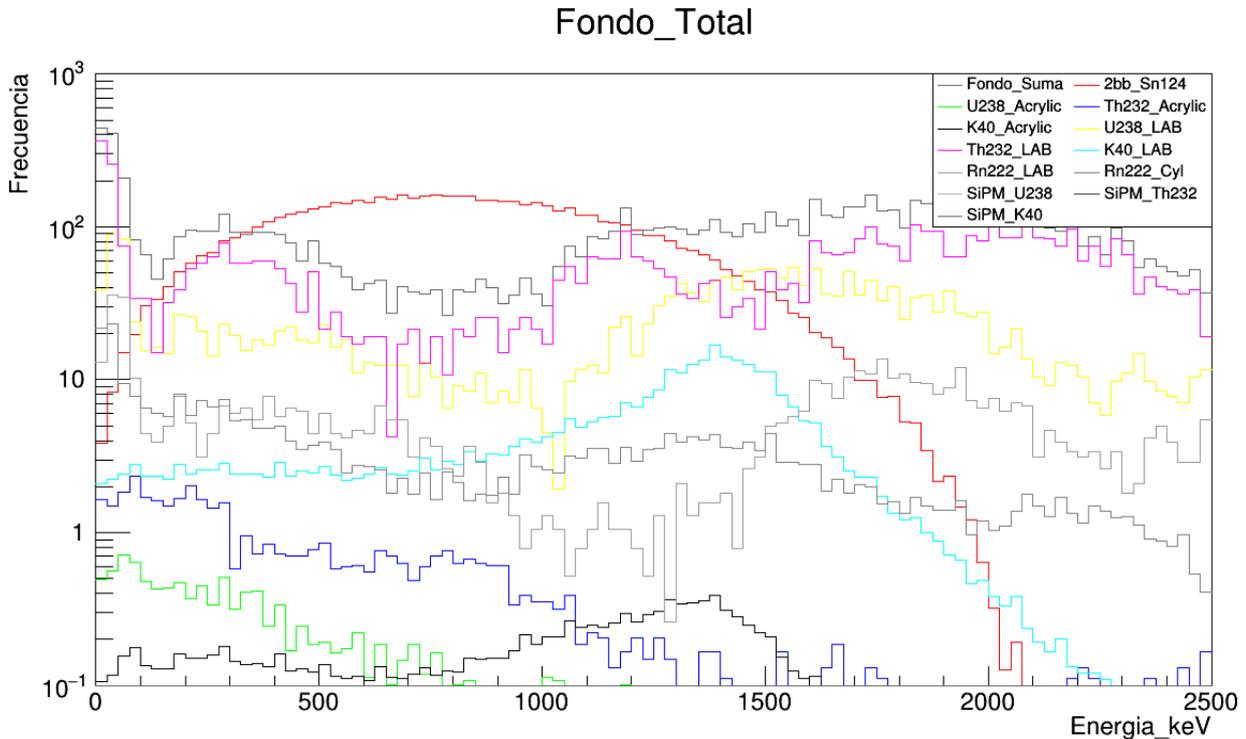


Figura 3.13: Espectro del ruido interno total del detector comparado con el espectro del decaimiento $2\nu\beta\beta$ para el modelo de 500 *kg* de masa.

Con este nivel de fondo y al tener una masa de ^{124}Sn de 2.9 *kg* obtuvimos 2765 eventos en un año para el decaimiento $2\nu\beta\beta$. Luego simulamos el ruido de fondo externo del detector y el

proveniente del ^{208}Tl en la roca norita, como se muestra en la figura 3.14.

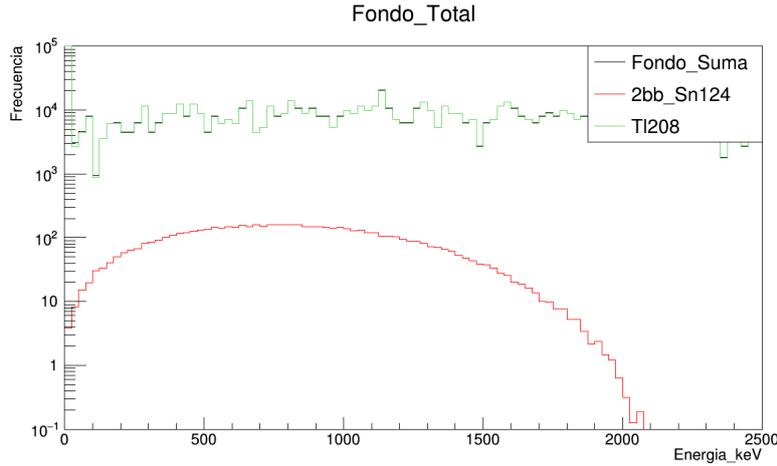


Figura 3.14: Espectro del fondo total incluyendo el aporte de las gammas del ^{208}Tl presente en la roca norita.

Como vemos en 3.14 la señal de ruido de fondo excede totalmente nuestra señal estimada para la desintegración $2\nu\beta\beta$ del ^{124}Sn en esta propuesta con 500 kg de LAB. Este resultado se debe al poco blindaje de plomo, ya que solo contamos con una cantidad práctica de 10 toneladas lo cual nos permite solo un blindaje de 16 cm. Este evidentemente no es suficiente para atenuar lo suficiente la energía incidente de 2.6 MeV y por tanto se obtuvo el elevado nivel de ruido de fondo mostrado. Utilizar más cantidad de plomo y agua sería una posible solución a este problema, pero no es factible ya que en SNOLAB solo contamos con 10 t, lo cual es una cantidad apropiada y suficiente para este tipo de experimento, que en principio se pensó de pequeña escala. Para el otro modelo de 1000 kg evidentemente vamos a obtener un nivel de ruido de aproximadamente un orden más de magnitud ya que el blindaje de plomo disminuye hasta sólo 11 cm y por lo tanto no fue simulado.

El construir y modelar en GEANT4 nuestras tres propuestas nos fue de mucho valor. Esto nos permitió tener un estimado del nivel de blindaje y de pureza en los materiales para alcanzar nuestro objetivo. El analizar los resultados nos mostró que la propuesta de 100 kg de LAB es la más acertada para lograr nuestro fin, ya que nos permitió encontrar un cota máxima para el $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$ del ^{124}Sn .

3.3. Análisis estadístico de los resultados obtenidos, nivel de confianza.

Ya hemos dicho anteriormente que el objetivo principal de este experimento propuesto es determinar el $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$ para el ^{124}Sn . En nuestro estudio del ruido de fondo utilizamos como comparación el $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}=1,6 \times 10^{21}$ años reportado en [54] para normalizar el espectro del decaimiento $2\nu\beta\beta$ estudiado y poder darnos una idea del rango de energías en donde se encontraba la señal buscada. Ya una vez que tenemos ese rango donde la señal buscada supera los eventos de fondo, y que corresponde al intervalo de (400 keV-1100 keV), podemos darnos la tarea de encontrar a partir de nuestro modelo una cota máxima para el $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$ en nuestra propuesta.

Para esto nos vamos a basar en un estudio estadístico en el cual vamos a estudiar las posibles fluctuaciones del ruido de fondo en este intervalo de energías. Vamos a generar 100 experimentos falsos, en los cuales vamos a obtener los histogramas a partir de asignar valores aleatorios obtenidos de una gaussiana con media en el valor original del número de conteos y desviación estándar dada por las sigmas extraídas para cada gaussiana 3.1 ajustada a la hora de realizar la calibración del detector como la mostrada en 3.2. Esto lo hacemos ya que en la práctica existe cierta fluctuación estadística en el número de conteos del detector debido a la resolución del mismo.

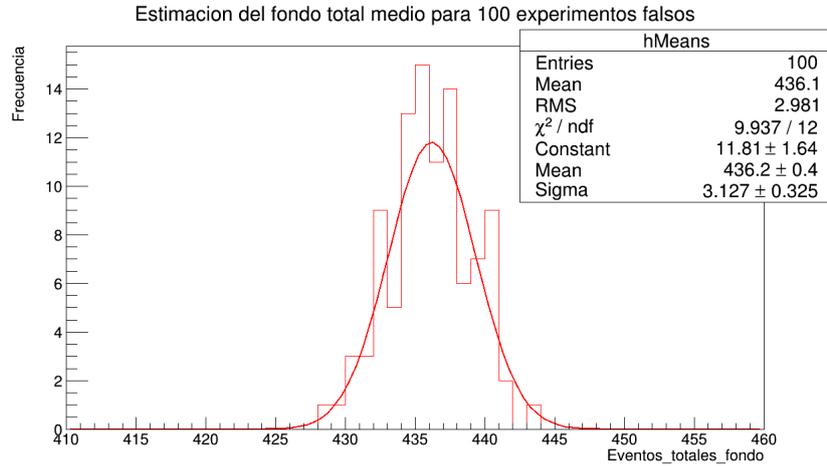


Figura 3.15: Espectro obtenido para el número total de conteos de ruido de fondo en el rango de (400 keV-1100 keV) para 100 experimentos falsos.

Una vez obtenida la media poblacional para nuestros 100 experimentos y la desviación estándar de la misma, además de incluir un error sistemático del 15 % (que se considera conservador) principalmente proveniente de la medición de las impurezas de los componentes, podemos encontrar a distintos niveles de confianza (C.L. por sus siglas en inglés) el $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$ del ^{124}Sn a partir de determinar los intervalos de confianza (C.I. por sus siglas en inglés) para el número de conteos de ruido de fondo en el rango de 400 keV – 1100 keV. En la tabla 3.5 mostramos los resultados obtenidos para nuestro estudio estadístico. Para los tiempos de vida

C.L.(%)	C.I. (keV)	$T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$ (años)
90	(328.3-544.1)	3.7×10^{21}
95	(307.7-564.7)	3.1×10^{21}
99	(267.3-605.1)	2.3×10^{21}

Tabla 3.5: Datos obtenidos para el $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$ del ^{124}Sn a distintos niveles de confianza para una media poblacional de 436,2 eventos de ruido de fondo en el rango de 400 keV – 1100 keV calculados para 3 años de medición.

($T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$) máximos, se tuvo en cuenta que en el rango analizado de 400 keV – 1100 keV, donde el espectro $2\nu\beta\beta$ excede el ruido de fondo, vamos a tener una fracción del 65 % del espectro total que va de 0 keV – 2200 keV. También se tuvo en cuenta que la masa de ^{124}Sn en este experimento de 100 kg de LAB es de aproximadamente 542,3 g. Los resultados mostrados se calcularon para 3 años de medición de nuestro experimento utilizando la ecuación 3.1.

$$T_{1/2}^{2\nu\beta\beta} = \frac{N_A \cdot \ln 2}{A(g) \cdot A_e} \quad (3.1)$$

donde $A(g)$ es el número atómico del ^{124}Sn en gramos, y A_e es el número de eventos por año por gramos del ^{124}Sn en nuestro experimento.

Capítulo 4

Conclusiones

Hemos alcanzado el objetivo principal de la tesis al proponer y analizar a detalle un experimento capaz de medir la desintegración $2\nu\beta\beta$ del ^{124}Sn . Simulamos los principales aportes al ruido de fondo del experimento debido a electrones, partículas gammas y alfas; ya que el mismo, es factor decisivo en la correcta determinación de una fracción importante del espectro buscado. La radiación externa e interna del detector fue tomada en consideración y logramos hacer una clasificación de los niveles de pureza necesarios para minimizar y controlar el ruido del detector que consiste de 100 kg de coctel con 10 % de Sn y por lo tanto 542 g de ^{124}Sn . Tres modelos experimentales fueron propuestos de los cuales tuvimos que desechar dos debido a la imposibilidad de lograr nuestro objetivo en los mismos. Esto se debió a nuestro límite de 10 toneladas de plomo disponibles en SNOLAB, ya que usar una mayor cantidad va en contra de la idea original de construir un detector de pequeña escala. Para la propuesta aceptada de 100 kg de masa presentamos en la tabla 4.1 los valores máximos permitidos para la concentración de los isótopos ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K y ^{222}Rn en el acrílico, coctel y los SiPM. También fue simulado todo el ruido exterior proveniente de la caverna en el laboratorio SNOLAB. En la figura 4.1 se muestra el ruido de fondo total y como comparación el espectro del $2\nu\beta\beta$ del ^{124}Sn asumiendo un tiempo de vida de $1,6 \times 10^{21}$ años.

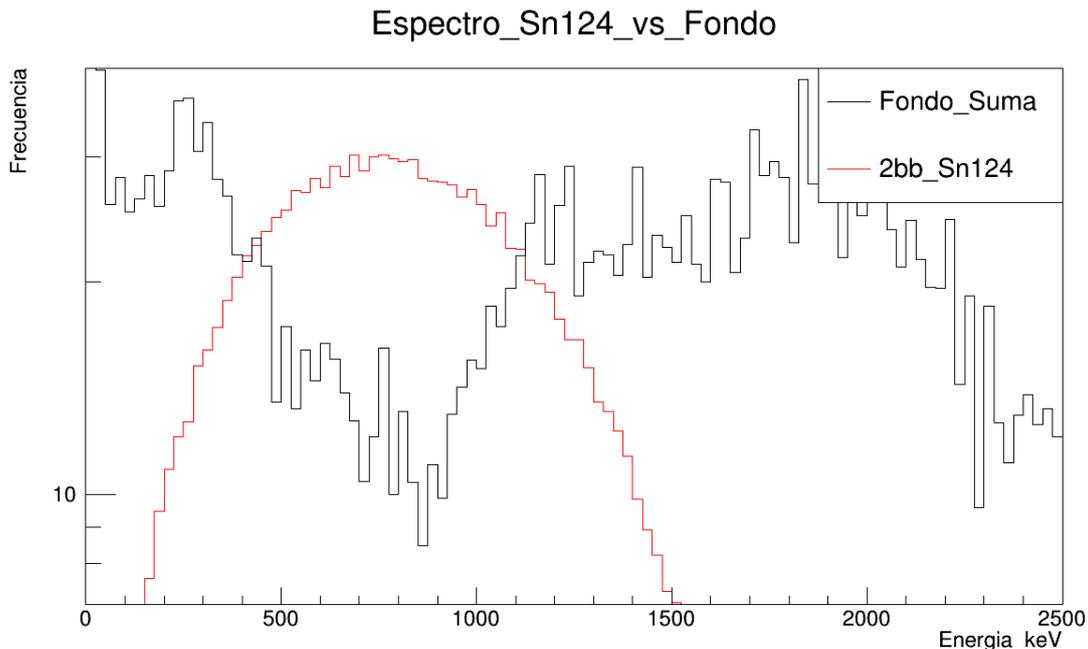


Figura 4.1: Espectro del ruido de fondo total en un año donde se muestra el espectro doble beta con neutrinos del estaño-124 asumiendo un tiempo de vida medio de $1,6 \times 10^{21}$ años.

Se logró estimar a distintos niveles de confianza el $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$ máximo que se alcanzará a partir de las fluctuaciones del nivel de fondo y los errores sistemáticos dominados por la medición de las impurezas en los componentes. Este tiempo de vida encontrado representa una cota máxima para el mismo en nuestro experimento, ya que al aumentar el número de conteos de señal $2\nu\beta\beta$ este tiempo disminuirá. Finalmente podemos decir que nuestra propuesta resultó exitosa y hemos marcado un punto de partida en el estudio de la desintegración $2\nu\beta\beta$ para el ^{124}Sn ya que la misma no había sido estudiada. Con esta propuesta podríamos alcanzar tiempos de vida de hasta $3,7 \times 10^{21}$ años (C.L. del 90%) en tres años de toma de datos. Este trabajo será continuado hasta que finalmente se instale en la caverna de SNOLAB como una parte del proyecto de doctorado. Este proyecto se realiza en colaboración con las Universidades de Laurentian en Canadá y Dresden en Alemania.

Isótopos	Material	Nivel de concentración
^{238}U	LAB	12.4 nBq/kg
^{232}Th	LAB	40.8 nBq/kg
^{40}K	LAB	31.1 nBq/kg
^{238}U	Acrílico	0.12 $\mu\text{Bq/kg}$
^{232}Th	Acrílico	0.41 $\mu\text{Bq/kg}$
^{40}K	Acrílico	0.31 $\mu\text{Bq/kg}$
^{238}U	SiPM	1 nBq/cm ²
^{232}Th	SiPM	1 nBq/cm ²
^{40}K	SiPM	1 nBq/cm ²
^{222}Rn	LAB	4.9 nBq/kg
^{222}Rn	Acrílico	10 $\mu\text{Bq/m}^2$

Tabla 4.1: Niveles de pureza necesarios de los isótopos ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K y ^{222}Rn presentes en los materiales del detector para alcanzar el nivel de fondo mostrado en 4.1.

Referencias Bibliográficas

- [1] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1562–1567, 1998.
- [2] M. Fukugita and T. Yanagida. Baryogenesis Without Grand Unification. *Phys. Lett.*, B174:45–47, 1986.
- [3] Peter Minkowski. $\mu \rightarrow e\gamma$ at a Rate of One Out of 10^9 Muon Decays? *Phys. Lett.*, 67B:421–428, 1977.
- [4] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino, A. Palazzo, and A. M. Rotunno. Global analysis of neutrino masses, mixings and phases: entering the era of leptonic CP violation searches. *Phys. Rev.*, D86:013012, 2012.
- [5] M. Goeppert-Mayer. Double beta-disintegration. *Phys. Rev.*, 48:512–516, 1935.
- [6] Enrico Fermi. Tentativo di una teoria dell'emissione dei raggi beta. *Ric. Sci.*, 4:491–495, 1933.
- [7] Morihiko Honda, T. Kajita, K. Kasahara, S. Midorikawa, and T. Sanuki. Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data. *Phys. Rev.*, D75:043006, 2007.
- [8] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, and S. Midorikawa. Improvement of low energy atmospheric neutrino flux calculation using the JAM nuclear interaction model. *Phys. Rev.*, D83:123001, 2011.
- [9] Michael G. Mazarakis and William E. Stephens. Experimental Measurements of the C-12 + C-12 Nuclear Reactions at Low Energies. *Phys. Rev.*, C7:1280–1287, 1973.
- [10] W. Hampel. Detection of solar neutrinos. *Astrophys. Space Sci.*, 258:117–131, 1998.
- [11] R. Svoboda. The solar neutrino problem and recent results from Super-Kamiokande. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 66:271–281, 1998. [,271(1998)].
- [12] Masayuki Nakahata et al. Atmospheric Neutrino Background and Pion Nuclear Effect for Kamioka Nucleon Decay Experiment. *J. Phys. Soc. Jap.*, 55:3786, 1986.
- [13] A. Holin. Results from the MINOS Experiment and New MINOS+ Data. *PoS*, NUFACT2014:028, 2015.
- [14] M. H. Ahn et al. Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment. *Phys. Rev.*, D74:072003, 2006.

- [15] T. Kajita, E. Kearns, and M. Shiozawa. Establishing atmospheric neutrino oscillations with Super-Kamiokande. *Nucl. Phys.*, B908:14–29, 2016.
- [16] Q. R. Ahmad et al. Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by 8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 87:071301, 2001.
- [17] Q. R. Ahmad et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89:011301, 2002.
- [18] K. Zuber. Double beta decay. *Contemp. Phys.*, 45:491–502, 2004.
- [19] C. F. V. Weizsacker. Zur Theorie der Kernmassen. *Z. Phys.*, 96:431–458, 1935.
- [20] Ruben Saakyan. Two-Neutrino Double-Beta Decay. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 63:503–529, 2013.
- [21] Frank F. Deppisch, Martin Hirsch, and Heinrich Pas. Neutrinoless Double Beta Decay and Physics Beyond the Standard Model. *J. Phys.*, G39:124007, 2012.
- [22] M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, K. Okuda, and E. Takasugi. Neutrino Mass, the Right-handed Interaction and the Double Beta Decay. 1. Formalism. *Prog. Theor. Phys.*, 66:1739, 1981. [,299(1981)].
- [23] M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, and E. Takasugi. DOUBLE BETA DECAY. *Prog. Theor. Phys.*, 69:602, 1983.
- [24] T. Tomoda. Double beta decay. *Rept. Prog. Phys.*, 54:53–126, 1991.
- [25] H. Primakoff and S. P. Rosen. Double beta decay. *Rept. Prog. Phys.*, 22(1):121–166, 1959.
- [26] F. Boehm and P. Vogel. *PHYSICS OF MASSIVE NEUTRINOS*. 1987.
- [27] P. Domin, S. Kovalenko, F. Simkovic, and S. V. Semenov. Neutrino accompanied beta+-beta+-, beta+/EC and EC/EC processes within single state dominance hypothesis. *Nucl. Phys.*, A753:337–363, 2005.
- [28] J. Kotila and F. Iachello. Phase space factors for double- β decay. *Phys. Rev.*, C85:034316, 2012.
- [29] E. Aprile et al. Observation of two-neutrino double electron capture in ^{124}Xe with XENON1T. *Nature*, 568(7753):532–535, 2019.
- [30] Vadim Rodin and Amand Faessler. On the possibility to measure nuclear matrix elements of neutrinoless double beta decay in charge-exchange reactions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 66:441–445, 2011.
- [31] Etienne Caurier, Frederic Nowacki, and Alfredo Poves. Shell Model description of the beta beta decay of ^{136}Xe . *Phys. Lett.*, B711:62–64, 2012.
- [32] E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves, and J. Retamosa. Shell Model Studies of the Double Beta Decays of Ge-76, Se-82, and Xe-136. *Phys. Rev. Lett.*, 77:1954–1957, 1996.
- [33] V. A. Rodin, A. Faessler, F. Simkovic, and P. Vogel. Assessment of uncertainties in QRPA $0\nu\beta\beta$ -decay nuclear matrix elements. *Nucl. Phys.*, A766:107–131, 2006. [Erratum: Nucl. Phys.A793,213(2007)].

- [34] M. Saleh Yousef, V. Rodin, A. Faessler, and F. Simkovic. Matrix elements of two-neutrino double beta decay in deformed nuclei. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 188:56–58, 2009.
- [35] M. R. Zirnbauer and D. M. Brink. Microscopic approach to the interacting boson model. *Nucl. Phys.*, A384:1–23, 1982.
- [36] A. Arima. Elliott’s SU(3) model and its developments in nuclear physics. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 25:581, 1999.
- [37] A. Arima and F. Iachello. Interacting boson model of collective nuclear states. II. The rotational limit. *Annals Phys.*, 111:201–238, 1978.
- [38] O. Schollen, F. Iachello, and A. Arima. Interacting boson model of collective nuclear states III. The transition from SU(5) to SU(3). *Annals Phys.*, 115:325–366, 1978.
- [39] J. Abad, A. Morales, R. Núñez-Lagos, and A. F. Pacheco. An Estimation of the Rates of (two-neutrino) Double Beta Decay and Related Processes. *J. Phys. Colloq.*, 45(C3):147–150, 1984.
- [40] M. G. Inghram and J. H. Reynolds. Double beta-decay of Te-130. *Phys. Rev.*, 78:822–823, 1950. [132(1950)].
- [41] Steven R. Elliott and Petr Vogel. Double beta decay. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 52:115–151, 2002.
- [42] B. von Krosigk et al. Measurement of α -particle quenching in LAB based scintillator in independent small-scale experiments. *Eur. Phys. J.*, C76(3):109, 2016.
- [43] S. Agostinelli et al. GEANT4: A Simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506:250–303, 2003.
- [44] W. Ralph Nelson and Yoshihito Namito. The EGS4 code system: solution of gamma-ray and electron transport problems. 1990.
- [45] O. A. Ponkratenko, V. I. Tretyak, and Yu. G. Zdesenko. The Event generator DECAY4 for simulation of double beta processes and decay of radioactive nuclei. *Phys. Atom. Nucl.*, 63:1282–1287, 2000. [Yad. Fiz.63,1355(2000)].
- [46] Jagdish K. Tuli. Evaluated Nuclear Structure Data File and Related Products. *AIP Conf. Proc.*, 769(1):265, 2005.
- [47] S. T. Perkins, D. E. Cullen, and S. M. Seltzer. Tables and graphs of electron interaction cross-sections from 10-eV to 100-GeV derived from the LLNL evaluated electron data library (EEDL), Z = 1 - 100. 1991.
- [48] M. J. Hwang et al. Development of tin-loaded liquid scintillator for the double beta decay experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A570:454–458, 2007.
- [49] J. Dawson, D. Degering, M. Kohler, R. Ramaswamy, C. Reeve, J. R. Wilson, and K. Zuber. A Search for double beta decays of tin isotopes with enhanced sensitivity. *Phys. Rev.*, C78:035503, 2008.
- [50] A. S. Barabash, Ph. Hubert, A. Nachab, S. I. Konovalov, I. A. Vanyushin, and V. I. Umatov. Search for beta+ EC and ECEC processes in Sn-112 and beta- beta- decay of Sn-124 to the excited states of Te-124. *Nucl. Phys.*, A807:269–281, 2008.

- [51] J. Suhonen and O. Civitarese. Weak-interaction and nuclear-structure aspects of nuclear double beta decay. *Phys. Rept.*, 300:123–214, 1998.
- [52] Jouni Suhonen. On the double-beta decays of Zn-70, Kr-86, Zr-94, Ru-104, Pd-110 and Sn-124. *Nucl. Phys.*, A864:63–90, 2011.
- [53] Fedor Šimkovic, Vadim Rodin, Amand Faessler, and Petr Vogel. $0\nu\beta\beta$ and $2\nu\beta\beta$ nuclear matrix elements, quasiparticle random-phase approximation, and isospin symmetry restoration. *Phys. Rev.*, C87(4):045501, 2013.
- [54] Mihai Horoi and Andrei Neacsu. Shell model predictions for ^{124}Sn double- β decay. *Phys. Rev.*, C93(2):024308, 2016.
- [55] Dongming Mei and A. Hime. Muon-induced background study for underground laboratories. *Phys. Rev.*, D73:053004, 2006.
- [56] M. J. Hwang et al. A search for $0\nu\beta\beta$ decay of ^{124}Sn with tin-loaded liquid scintillator. *Astroparticle Physics*, 31:412–416, 2009.
- [57] Knoll G. F. *Radiation Detection and Measurement*. 1998.
- [58] O. Chkvorets. A tin-loaded liquid scintillator approach for the 2 neutrino double-beta decay measurement of ^{124}Sn . *to be published*.
- [59] O. Chkvorets. Liquid scintillator for double-beta decay search with tin, TAUP-2017. *to be published*.
- [60] René Brun. The development of the ROOT data analysis system. *AIP Conf. Proc.*, 583(1):297, 2001.
- [61] R. Ford, M. Chen, O. Chkvorets, D. Hallman, and E. Vazquez-Jauregui. SNO+ scintillator purification and assay. *AIP Conf. Proc.*, 1338:183–194, 2011.
- [62] C. Arpesella et al. Direct Measurement of the Be-7 Solar Neutrino Flux with 192 Days of Borexino Data. *Phys. Rev. Lett.*, 101:091302, 2008.
- [63] C. M. Nantais, B. T. Cleveland, and M. G. Boulay. Radiopurity measurement of acrylic for DEAP-3600. *AIP Conf. Proc.*, 1549(1):185–188, 2013.
- [64] Maria C. Perillo Isaac, Yuen-Dat Chan, Donna L. Hurley, Kevin Lesko, Martin Moorhead, Eric Norman, Alan R. Smith, D.L Cluff, and title = Hallman, Douglas.
- [65] Mathieu Bongrand. The BiPo detector for ultralow radioactivity measurements. *AIP Conf. Proc.*, 1338:49–58, 2011.