



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

El experimento Coherent CAPTAIN-Mills (CCM)
y la búsqueda del neutrino estéril

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

PRESENTA:

Jose Plata Salas

TUTOR

Dr. Alexis Armando Aguilar Arévalo

Ciudad de México 2022





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

1. Datos del alumno

Jose Plata Salas

55 61 26 91 15

Universidad Nacional Autónoma de México

México

Facultad de Ciencias

Física

No. Cuenta: 415077815

2. Datos del tutor

Dr.

Alexis Armando

Aguilar

Arévalo

3. Datos del sinodal 1

Dr.

Efraín Rafael

Chávez

Lomelí

4. Datos del sinodal 2

Dr.

Lukas

Nellen

Filla

5. Datos del sinodal 3

Dra.

María Catalina

Espinoza

Hernández

6. Datos del sinodal 4

Dra.

Libertad

Barrón

Palos

7. Datos del trabajo escrito

El experimento Coherent CAPTAIN-Mills (CCM) y la búsqueda del neutrino estéril

Páginas: 103

Año de titulación: 2022

A la Facultad de Ciencias...

Agradecimientos

Agradecemos el apoyo del Técnico Académico Ing. Juan Eduardo Murrieta León de la Secretaría Técnica de Cómputo, Redes y Telecomunicaciones del ICN-UNAM por su apoyo con la instalación del software RAT-PAC en el cluster Tochtli del ICN-UNAM. Agradezco a la Unidad de Docencia del ICN-UNAM, al Consejo Zacatecano de Ciencia y Tecnología (COZCyT) y al grupo de Física Subatómica P-25 del Laboratorio Nacional de Los Alamos (LANL) por el apoyo para la realización de estancias en el LANL. Agradecemos también el apoyo del proyecto DGAPA-PAPIIT No. IT100420.

Resumen

En esta tesis se presenta un resumen del experimento Coherent CAPTAIN-Mills (CCM), sus objetivos principales y su estatus actual. Se presentan también los resultados del análisis de datos adquiridos con el detector prototipo Private Pyle para la caracterización de los fotomultiplicadores durante una estancia en el Laboratorio Nacional de Los Álamos. Además se muestran los resultados de una simulación preliminar del detector CCM120 empleando el software RAT-PAC, para determinar las constantes de calibración para distintos tipos de partículas en el experimento. Posteriormente a la finalización de este trabajo, se decidió migrar la simulación a una basada en GEANT4 debido a diferentes problemas encontrados con la simulación en RAT-PAC. El trabajo presentado se realizó desde mediados del 2018 hasta finales del 2021, desde entonces la colaboración de CCM ha tenido importantes avances y ha reorientado algunos de sus objetivos científicos.

Índice general

Índice de figuras	XI
Índice de tablas	XVII
1. Introducción	1
2. Introducción a la física de neutrinos	3
2.1. Introducción a las partículas elementales	3
2.2. El nacimiento del neutrino	3
2.3. Experimento de retroceso nuclear de Rodeback y Allen	5
2.4. Descubrimiento del neutrino por Cowan y Reines	5
2.5. Diferencia entre ν_e y $\bar{\nu}_e$ y la detección de neutrinos solares	6
2.6. Descubrimiento de la violación de la paridad en las interacciones débiles	7
2.7. Medición directa de la helicidad del neutrino	8
2.8. Prueba experimental de que ν_μ es diferente de ν_e	9
2.9. Descubrimiento de las corrientes débiles neutras	9
2.10. Descubrimiento de los bosones de norma W y Z	10
2.11. Observación de neutrinos de la SN 1987A	11
2.12. Número de sabores de neutrino del ancho del Z^0	11
3. Estatus de las evidencias y búsquedas de neutrinos estériles	15
3.1. Introducción	15
3.2. Teoría de las oscilaciones de neutrinos activos en el vacío	16
3.2.1. Formalismo general	17
3.2.2. Violación de CP y T en oscilaciones de neutrinos	19
3.2.3. Oscilaciones de neutrinos de dos sabores	20
3.2.4. Oscilaciones de neutrinos de tres sabores	21
3.3. Anomalías en oscilaciones de neutrinos en cortas distancias	22
3.3.1. LSND y MiniBooNE	22
3.3.2. Anomalía del galio	24
3.3.3. Baksan Experiment on Sterile Transitions (BEST)	24
3.3.4. Anomalía de reactores	25
3.4. Incorporación de uno o más neutrinos estériles	25

3.4.1.	Modelo 3 + 1	25
3.4.2.	Modelo 3 + 2	26
3.4.3.	Modelo 3 + 1 + Decaimiento	26
4.	Experimento Coherent CAPTAIN-Mills	27
4.1.	Motivaciones y resultados esperados	27
4.2.	Criostato CCM	28
4.3.	Fuente Lujan	30
4.4.	Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering (CEvNS)	31
4.5.	Fuentes de ruido	33
4.5.1.	³⁹ Ar	33
4.5.2.	Rayos cósmicos	34
4.5.3.	Neutrones	35
4.6.	Contribuciones al experimento	37
4.7.	Detección de neutrinos de supernovas en LAr	37
4.7.1.	Canales de detección en argón líquido	39
4.8.	Estatus actual del detector y planes futuros	40
5.	Criostato Private Pyle	43
5.1.	Montaje experimental	43
5.2.	Adquisición de datos (DAQ) y procesamiento de señales	45
5.3.	Algoritmo para encontrar los picos	46
5.4.	Resultados	47
5.4.1.	Argón líquido dentro del criostato.	47
5.4.2.	Únicamente aire dentro del criostato.	52
5.4.3.	Resumen	58
5.4.3.1.	Argón líquido dentro del criostato	58
5.4.3.2.	Únicamente aire dentro del criostato	58
5.5.	Conclusiones	59
6.	Simulaciones de CCM en RAT-PAC	61
6.1.	RAT-PAC	61
6.2.	Geometría de CCM en RAT-PAC	61
6.3.	Física de la simulación	62
6.3.1.	Geant 4 - Physics List	62
6.3.2.	Centelleo	63
6.3.2.1.	Computo del número de fotones de centelleo	63
6.3.2.2.	Espectro de centelleo	64
6.3.2.3.	Estructura temporal	65
6.3.2.4.	Propiedades ópticas del argón en la simulación	65
6.4.	Fuentes de fotones para calibración	66
6.4.1.	Fuentes puntuales	67
6.4.1.1.	Sodio 22	67
6.4.1.2.	Cobalto 57	70

6.4.1.3. Resultados	71
6.5. Fuente de AmBe para calibración con neutrones	74
6.6. Decaimiento de Ar ³⁹	78
7. Conclusiones	83
A. Ápendice	87
A.1. Experimento Private Pyle	87
A.2. RAT-PAC - Descripción general	96
A.2.1. Interfaz de comando y macros	96
A.2.1.1. Sesión interactiva	96
A.2.1.2. Macros	96
A.2.1.3. Sintaxis de los comandos	96
A.2.1.4. Tips para macros	96
A.2.2. Geometría Gsim	97
A.2.3. Generadores de eventos vs. procesadores de eventos	98
Bibliografía	99

Índice de figuras

2.1. Sección eficaz en función de \sqrt{s} en la reacción $e^+e^- \rightarrow$ hadrons como la obtenida con el detector ALEPH en el LEP. Las diferentes curvas muestran las predicciones del modelo estándar para dos, tres y cuatro sabores de neutrinos ligeros.	13
3.1. Ejemplo de oscilaciones de neutrinos de dos sabores: la curva de arriba presenta la probabilidad de supervivencia; la curva de abajo representa la probabilidad de transición. Las líneas punteadas representan las probabilidades de oscilación promedio [74].	21
3.2. Las anomalías del a) galio y de b) antineutrinos de reactores. Las barras de error representan las incertidumbres experimentales.	24
4.1. Representación del detector Coherent CAPTAIN-Mills. Se puede observar un esquema del criostato, así como de los fotomultiplicadores colocados dentro de éste. En la parte superior de la representación se pueden observar las conexiones de salida de los fotomultiplicadores al sistema de adquisición de datos. . . .	29
4.2. Posición del detector CAPTAIN-Mills (círculo rojo) en el área Lujan ER-2. El detector, en principio, estará colocado a una distancia de 20 m de la fuente. Un escudo (rectángulo negro), de alrededor de 3 m, será colocado para reducir el ruido debido a los neutrones producidos.	30
4.3. Proceso de producción de neutrinos mediante las interacciones de protones de energía $E_p = 800$ MeV en un blanco de tungsteno. Cada protón produce 0.0425 neutrinos de cada especie[70].	31
4.4. Cinemática de los neutrinos producidos por el decaimiento de piones en reposo. La figura del lado izquierdo muestra el tiempo de duración del haz, así como la distribución temporal para las tres diferentes especies de neutrinos. La figura del lado derecho muestra las distribuciones de energía para las diferentes especies de neutrinos. Para el caso del neutrino del muón ν_μ , su espectro es monoenergético ($E_{\nu_\mu} = 29.8$ MeV).	32
4.5. Espectro de emisión β^- del decaimiento del ^{39}Ar en la transición $^{39}\text{Ar}(7/2^-) \rightarrow ^{39}\text{K}(3/2^+)$ utilizando los modelos <i>MQPM</i> y <i>Shell Model</i> [58].	34
4.6. Tiempo relativo de los neutrones comparado con la señal de neutrinos.	35

ÍNDICE DE FIGURAS

4.7.	Resultados de las predicciones obtenidas para el escudo obtenidas utilizando GEANT4. Se simula una fuente de neutrones colocada a 13.5 m del detector. . .	36
4.8.	Predicción de [79] del flujo de neutrinos observados en la tierra, considerando que no hay oscilaciones de los neutrinos activos, a una distancia de 10 kpc. . .	38
4.9.	Secciones eficaces relevantes a la detección de supernovas utilizando argón líquido. [42]	40
5.1.	Esquema del montaje experimental del criostato. Se muestra el acomodo de los PMTs dentro del criostato. En la parte de arriba del esquema del lado derecho, se puede observar las conexiones de los cables de alto voltaje de los PMTs. . .	44
5.2.	Esta figura muestra dos esquemas para la distribución de los PMTs. a) Muestra cuales de los PMTs se encuentran arriba o abajo dentro del criostato. Además, muestra cuáles de los PMTs están recubiertos de tetrafenil butadieno y cuáles no. b) Muestra la distribución de los canales y el número de PMT conectado en cada conexión de alto voltaje sobre el criostato.	45
5.3.	Un pulso digitalizado típico de un archivo de texto de salida del DAQ. La línea azul es la traza de los datos, la línea roja es la línea base, la línea verde corresponde al valor de umbral alejado 5σ de la línea base. Las cruces rojas son los picos encontrados por el algoritmo diseñado para encontrar los mínimos. . . .	47
5.4.	Esta gráfica muestra la primera tasa obtenida, durante la tarde del 20/07/18 de las 04:00 p.m a las 10:38 p.m. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato con argón líquido. Se muestran los cuatros canales con los que se trabajó. En la leyenda se puede observar el valor promedio de la tasa para cada uno de los canales. El canal 6 no está recubierto, mientras que los canales 1,5 y 8 sí lo están.	49
5.5.	Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal durante la corrida de la tarde del 20/07/18 de las 04:00 p.m a las 10:38 p.m. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato con argón líquido. Se muestran los cuatro canales con los que se trabajó. El canal 6 no está recubierto, mientras que los canales 1,5 y 8 sí lo están.	50
5.6.	Esta gráfica muestra la segunda tasa obtenida, durante la noche del 20/07/18 de las 10:38 p.m a las 08:00 a.m del siguiente día. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato con argón líquido. Se muestran los cuatros canales con los que se trabajó. En la leyenda se puede observar el valor promedio de la tasa para cada uno de los canales. El canal 6 no está recubierto, mientras que los canales 1,5 y 8 sí lo están.	51
5.7.	Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal durante la noche del 20/07/18 de las 10:38 p.m a las 08:00 a.m del siguiente día. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato con argón líquido. Se muestran los cuatro canales con los que se trabajó. El canal 6 no está recubierto, mientras que los canales 1,5 y 8 sí lo están.	52

5.8.	Esta gráfica muestra la primera tasa obtenida, durante la noche del jueves 26/07/18. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato únicamente con aire. Se trabajó con los ocho canales. En la leyenda se puede observar el valor promedio de la tasa para cada uno de los canales. Los PMTs de los canales 3 y 6 no están recubiertos. Los canales 1, 2, 4, 5, 7 y 8 están recubiertos.	55
5.9.	Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal durante la corrida de la noche del jueves 26/07/18. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato con argón líquido. Se trabajó con los ocho canales. Los PMTs de los canales 3 y 6 no están recubiertos. Los canales 1, 2, 4, 5, 7 y 8 están recubiertos.	56
5.10.	Esta gráfica muestra la segunda tasa obtenida, durante la noche del lunes 30/07/18. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato únicamente con aire. Se trabajó con los ocho canales. En la leyenda se puede observar el valor promedio de la tasa para cada uno de los canales. Los PMTs de los canales 3 y 6 no están recubiertos. Los canales 1, 2, 4, 5, 7 y 8 están recubiertos.	57
5.11.	Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal durante la corrida de la noche del lunes 30/07/18. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato con argón líquido. Se trabajó con los ocho canales. Los PMTs de los canales 3 y 6 no están recubiertos. Los canales 1, 2, 4, 5, 7 y 8 están recubiertos.	58
6.1.	Esquema del proceso de construcción de la geometría de CCM-120.	63
6.2.	Esta figura contiene las propiedades ópticas del argón líquido, utilizado como material centellador, en la simulación. Los diferentes parámetros se encuentran definidos debajo de esta figura.	66
6.3.	Histograma de la energía cinética (KE) incidente en el detector. El eje horizontal muestra el valor de la energía en MeV.	67
6.4.	En esta figura se muestran los esquemas de decaimiento (gamma) para dos diferentes fuentes de calibración: sodio 22 y cobalto 57.	68
6.5.	Ajuste de dos gaussianas al histograma obtenido con la simulación de una fuente puntual de ^{22}Na . En rojo se muestra la gaussiana ajustada para el fotón de energía 1275 keV. En azul, se muestra la gaussiana ajustada para la terna de fotones, 2 de 511 keV <i>back-to-back</i> y 1 de 1275 keV.	70
6.6.	Histograma de la energía cinética (KE) incidente en el detector. El eje horizontal muestra el valor de la energía en MeV.	71
6.7.	Ajuste de dos gaussianas al histograma obtenido para la simulación de la fuente de ^{57}Co . En rojo se muestra la gaussiana ajustada para el fotón de energía 136.47 keV. En azul, se muestra la gaussiana ajustada para el fotón con energía 122.1 keV.	72
6.8.	Gráfica del número de fotoelectrones vs energía de los fotones incidentes. Se muestra un ajuste lineal a los datos y los parámetros de éste.	73
6.9.	Espectro de emisión de energías de una fuente de AmBe.	74
6.10.	Histograma de energías con el que se emiten los neutrones en la simulación.	75

6.11. Perfil del histograma 2-dimensional que muestra el número de electrones en función de la energía. Los puntos negros muestran el histograma 2-dimensional original. Las cruces azules muestran el perfil de histograma y sus respectivas desviaciones estándar como error.	76
6.12. Perfil del histograma 2-dimensional que muestra el número de electrones en función de la energía. Los puntos negros muestran el histograma 2-dimensional original. Las cruces azules muestran el perfil de histograma y sus respectivas desviaciones estándar como error. La línea roja muestra el ajuste lineal a las cruces azules. La recta resultante es $PE(N_{MeV}) = (1449.83 \pm 71.87) * N_{MeV} - (1770.93 \pm 35.43)$	77
6.13. Histograma de energía para los electrones lanzados en la simulación. Este histograma se compara con el de la Figura 4.5 (Línea solida negra).	78
6.14. En esta gráfica se puede observar la posición inicial dónde fueron “creados” los electrones en la simulación. Las figuras superiores, muestran los histogramas de la posición inicial, X, Y y Z, respectivamente. Las figuras inferiores, muestran los planos XY e YZ de la posición de creación de los electrones en la simulación. La unidad de los ejes son milímetros.	79
6.15. Histograma bidimensional de número de fotoelectrones vs la energía de los electrones. Histograma basado en el esquema de la Figura 4.5	80
6.16. Histograma bidimensional de número de fotoelectrones vs la energía de los electrones. Las cruces azules representan el perfil que muestra el comportamiento del número de fotoelectrones en términos de la energía. La línea roja muestra la ecuación de la recta que mejor ajusta a los datos.	80
A.1. Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal por separado. Se muestran los canales 1, 5, 6 y 8.	88
A.2. Esta gráfica muestra el histograma del número de picos. El número de ventanas sin eventos y el número total de eventos se muestra en la leyenda. Se muestran los canales 1, 5, 6 y 8.	89
A.3. Esta gráfica muestra el histograma del número de picos en escala logarítmica. Se observa una larga cola de eventos. Se muestran los canales 1, 5, 6 y 8.	89
A.4. Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal por separado. Se muestran los canales 1, 5, 6 y 8.	90
A.5. Esta gráfica muestra el histograma del número de picos. El número de ventanas sin eventos y el número total de eventos se muestra en la leyenda. Se muestran los canales 1, 5, 6 y 8.	91
A.6. Esta gráfica muestra el histograma del número de picos en escala logarítmica. Se observa una larga cola de eventos. Se muestran los canales 1, 5, 6 y 8.	91
A.7. Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal por separado. Se muestran los ocho canales.	92
A.8. Esta gráfica muestra el histograma del número de picos. El número de ventanas sin eventos y el número total de eventos se muestra en la leyenda. Se muestran los ocho canales.	93

A.9. Esta gráfica muestra el histograma del número de picos en escala logarítmica. Se observa una larga cola de eventos. Se muestran los ocho canales.	93
A.10. Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal por separado. Se muestran los ocho canales.	94
A.11. Esta gráfica muestra el histograma del número de picos. El número de ventanas sin eventos y el número total de eventos se muestra en la leyenda. Se muestran los ocho canales.	95
A.12. Esta gráfica muestra el histograma del número de picos en escala logarítmica. Se observa una larga cola de eventos. Se muestran los ocho canales.	95

Índice de tablas

5.1. Esta tabla muestra los resultados obtenidos operando el criostato con argón líquido dentro del criostato para ambas adquisiciones de datos, durante la noche del 20/07/18. Para esta tabla, el PMT del canal 6 no está recubierto. Los PMTs de los canales 1, 5 y 8 están recubiertos.	48
5.2. Esta tabla muestra los resultados obtenidos operando el criostato únicamente con aire dentro del criostato para ambas adquisiciones de datos, para la noche del 26/07/18 y para la noche del 30/07/18. Para esta tabla, los PMTs de los canales 3 y 6 no están recubiertos. Los canales 1, 2, 4, 5, 7 y 8 están recubiertos.	54
6.1. Tabla que contiene los parámetros del ajuste para la fuente puntual de ^{22}Na . Se muestra el valor de la energía incidente, en keV, y los valores obtenidos para el valor central y la sigma de las gaussianas.	69
6.2. Tabla que contiene los parámetros del ajuste para la fuente puntual de ^{57}Co . Se muestra el valor de la energía incidente, en keV, y los valores obtenidos para el valor central y la sigma de las gaussianas.	71

Capítulo 1

Introducción

La física de neutrinos ha sido, desde sus inicios, impulsada por la búsqueda de respuestas a anomalías. De éstas, algunas, eventualmente se convirtieron en señales decisivas, dando lugar al que hoy llamamos modelo estándar de neutrinos (ν EM). Otras, por supuesto, fueron refutadas y por tanto, forzaron a entender mejor las fuentes, detectores y modelos de neutrinos.

Durante las últimas décadas una serie de experimentos de neutrinos solares, atmosféricos y de aceleradores de partículas han probado la existencia de las oscilaciones de neutrinos entre los tres neutrinos activos considerados por el modelo estándar, lo que implica que éstos tienen masa y que el modelo estándar debería extenderse. En el transcurso de este mismo lapso de tiempo, experimentos como LSND en el Laboratorio Nacional de Los Álamos o MiniBooNE en Fermilab, han indicado la presencia de oscilaciones pero en una escala -de longitud- mucho más corta. De la misma forma, otros experimentos de reacciones nucleares o de fuentes radioactivas han mostrado un déficit de neutrinos del electrón, indicando oscilaciones en la misma escala de masas que en LSND. Considerando ambos resultados, se sugiere la existencia de neutrinos adicionales que sean estériles, es decir, que no tengan interacciones ni de corriente neutra ni cargada por medio de fuerzas electrodébiles.

Experimentos de neutrinos solares, atmosféricos, de aceleradores a largas distancias y de reactores nucleares han determinado la diferencia de masas asociada a los tres neutrinos activos y que están determinadas por los valores $\Delta m_{21}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ y $|\Delta m_{31}^2| = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Por otro lado, la escala de masas sugerida por los resultados anómalos de los experimentos de aceleradores en cortas distancias, LSND y MiniBooNE, resultan ser del orden $\Delta m_{41}^2 = O(1) \text{ eV}^2$. Este resultado sugiere la posible existencia de un cuarto neutrino con un masa mucho mayor a la de los otros tres, asociado a un neutrino estéril.

El modelo más simple con neutrinos estériles, considera un único neutrino estéril y un estado masivo asociado, el cual sea participe en las oscilaciones junto con los tres neutrinos activos, *modelo 3+1*. La probabilidad de oscilación de $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (*aparición de ν_e*) sugerida por LSND y MiniBooNE es del 0.26%. En el modelo 3+1 esto requeriría que el producto de las probabilidades de oscilación $\nu_e \rightarrow \nu_s$ y $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ (*desaparición de ν_e y desaparición de ν_μ , respectivamente*), sea del orden de 1%. Existen algunas indicaciones de la desaparición de $\nu_e \rightarrow \nu_s$ de hasta un 10% en experimentos de muy cortas distancias en reactores nucleares, sin embargo, a la fecha no existen evidencias experimentales de la desaparición de ν_μ . Aún en el

1. INTRODUCCIÓN

modelo 3+1, existe una tensión significativa entre los datos de aparición de ν_e y desaparición de ν_μ . Modelos que combinan la existencia de neutrinos estériles con el posible decaimiento de neutrinos se han considerado recientemente para reducir la tensión entre los datos.

En esta tesis se presenta el trabajo desarrollado entre mediados del 2018 hasta inicios del 2021 en el experimento Coherent CAPTAIN-Mills (CCM). CCM pretende dar una respuesta experimental, en un tiempo relativamente corto, a la pregunta de la existencia de los neutrinos estériles, buscando directamente el proceso de desaparición de $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$. El experimento buscará la detección de neutrinos a partir del mecanismo Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering (CEvNS) en argón líquido empleando un detector de 10 toneladas de este material y como fuente de neutrinos la fuente de espalación del Centro Lujan en el Laboratorio Nacional de Los Álamos. Además de su impacto en las oscilaciones de neutrinos, CCM aportará información útil sobre las secciones eficaces de neutrinos de supernovas en argón líquido, en apoyo a futuros programas experimentales que utilicen este material como medio de detección. Así mismo, CCM será capaz de realizar búsquedas de materia oscura sub-GeV sugeridos por algunos modelos desarrollados recientemente, así como otros candidatos a materia oscura de interés actual. Desde la conclusión de este trabajo la colaboración CCM ha tenido avances significativos en la construcción de un nuevo detector (CCM200) que ha reventado sus metas científicas centrándose más en la búsqueda de materia sub-GeV.

La estructura de esta tesis se sigue de la siguiente manera: En el capítulo 2 se presenta una introducción a la física de neutrinos, sus propiedades y fuentes. En el capítulo 3 se analiza detalladamente el estatus de las evidencias y búsquedas de neutrinos estériles. El capítulo 4 describe el experimento CCM: Sus motivaciones y resultados esperados, montaje experimental, fuentes de ruido y concluye con las contribuciones directas del autor. En el capítulo 5 se expone el montaje experimental así como los resultados del Criostato Private Pyle, experimento que permitió el estudio de los fotomultiplicadores bajo condiciones criogénicas. El capítulo 6 contiene los resultados obtenidos de las simulaciones del detector utilizando el software RAT-PAC. Por último en el capítulo 7 se dan las conclusiones de este trabajo, y se da un breve recuento del estatus actual del experimento.

Introducción a la física de neutrinos

2.1. Introducción a las partículas elementales

Con el descubrimiento del electrón en 1897 por J. J. Thomson, se dio inicio a nueva era en la física, la física de partículas elementales. Después de lograr *partir* el átomo y obtener sus constituyentes, surgió la pregunta sobre qué otras partículas podrían pertenecer al átomo. Con el uso de aceleradores de partículas se inició una búsqueda en escalas cada vez más pequeñas — energías cada vez más altas — que dieron origen al conjunto de partículas que conocemos, con lo que finalmente se estableció el modelo estándar (ME) de partículas elementales. En éste, se establece que los bloques fundamentales de materia consisten en seis quarks y seis leptones, todos ellos fermiones de espín- $\frac{1}{2}$. Existen cuatro tipos de interacciones entre los bloques fundamentales: Gravitación, electromagnetismo y las fuerzas nucleares débil y fuerte.

La teoría cuántica de campos establece que estas fuerzas actúan mediante el intercambio de bosones. Entre las especies de fermiones, hay una especie — los neutrinos — de la cual nuestro conocimiento es aún muy limitado. Los neutrinos son leptones, por lo que no participan en las interacciones fuertes, y ya que no tienen carga no tienen interacciones electromagnéticas, lo que da lugar a que su único proceso de interacción es por medio de la fuerza débil (a menos que tuvieran masa, y por ende las interacciones gravitacionales y electromagnéticas serían posibles), lo que hace extremadamente difícil su estudio. Los neutrinos son, en definitiva, una herramienta con la cual estudiar las interacciones débiles, de modo que, la historia de la física de neutrinos y de las interacciones débiles están estrechamente conectadas.

2.2. El nacimiento del neutrino

Desde su descubrimiento, el comportamiento del neutrino se encuentra fuera de lo ordinario. A diferencia de la forma común de descubrir partículas, es decir, por medio de experimentos; el neutrino fue primero postulado teóricamente. La historia del neutrino comienza en el estudio del decaimiento β .

A diferencia de los decaimientos α y γ , en los cuales se observan líneas discretas de energía,

2. INTRODUCCIÓN A LA FÍSICA DE NEUTRINOS

J. Chadwick descubrió un espectro de energía continuo de los electrones emitidos durante el decaimiento β [30]. La interpretación de este resultado se siguió por dos caminos: El primero, asumiendo a los electrones con una distribución continua de energía (C. D. Ellis) y el segundo, asumiendo procesos secundarios en los cuales el electrón partía con una energía discreta definida (L. Meitner). Para resolver este problema, se realizó una medición calorimétrica la cual debería resultar, ya sea en la energía promedio del electrón (si C. D. Ellis estaba en lo correcto) o en la energía máxima del electrón (si L. Meitner estaba en lo cierto).

Esto se puede entender de la siguiente manera: El decaimiento β es descrito por el decaimiento de tres cuerpos

$$M(A, Z) \rightarrow D(A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.1)$$

donde $M(A, Z)$ describe el núcleo madre y $D(A, Z+1)$ el núcleo hijo. El decaimiento beta está dado por el decaimiento de un neutrón en un protón, un electrón y un antineutrino. Para el decaimiento en reposo del núcleo $M(A, Z)$, la energía del electrón debe estar entre

$$E_{min} = m_e \quad (2.2)$$

y usando conservación de la energía

$$E_{max} = m_M - m_D - T_D - E_\nu \approx m_M - m_D \quad (2.3)$$

En el último paso de la [Ecuación 2.3](#), la energía cinética de retroceso del núcleo D fue despreciada, así como se consideró $E_\nu = 0$ al asumir $m_\nu = 0$. Así, si hubiera únicamente electrones en el estado final, la medición debería resultar en la energía máxima $E_{max} = m_M - m_D$.

El experimento se realizó utilizando el decaimiento beta del isótopo RaE (hoy conocido como ^{210}Bi) con un valor Q de transición nuclear de 1161 keV. La medida resultó en un valor de $344 \pm 10\%$ keV [36], que no corresponde con el valor de la [Ecuación 2.3](#), lo cual sugería que la explicación de C. D. Ellis era la correcta. L. Meitner no satisfecha, repitió el experimento obteniendo un valor de $337 \pm 6\%$ confirmando el origen del espectro continuo del electrón [64]. Con la finalidad de explicar esta observación, únicamente dos soluciones parecían ser plausibles: Que la ley de la conservación de la energía es sólo válida estadísticamente en tal proceso (N. Bohr) o la existencia de una nueva partícula indetectable (E. Fermi) que se emita con la energía y espín (W. Pauli) restante. Por supuesto, había una segunda razón para la propuesta de Pauli, la conservación del momento angular. Se observó que en el decaimiento beta si un núcleo madre tenía un espín entero/semientero, entonces el núcleo hijo también lo tenía, lo cual no podría ser explicado en el decaimiento del neutrón en únicamente un electrón. En una famosa carta datada el 4 de diciembre de 1930, W. Pauli propuso la solución al problema: Una nueva partícula de espín $\frac{1}{2}$ (el ahora conocido neutrino) producida junto con el electrón pero escapando de la detección. De esta manera el espectro de energía continua podría ser explicado, asumiendo que tanto el electrón como el neutrino comparten la energía de transición de tal forma que su suma siempre corresponda a la energía total de transición. Poco tiempo después el neutrón fue descubierto [31], así el entendimiento del decaimiento beta cambió rápidamente y permitió a E. Fermi desarrollar la teoría completa del decaimiento [39]. Los primeros experimentos para apoyar la noción del neutrino vinieron alrededor de 20 años después.

2.3. Experimento de retroceso nuclear de Rodeback y Allen

La primera evidencia experimental del neutrino fue mediante el proceso de captura electrónica (EC) de un núcleo de ^{37}Ar :



con un Q -value de 816 keV. Suponiendo que el proceso tiene dos partículas, una de ellas el neutrino, en el estado final, la energía de retroceso del núcleo está fija. Usando conservación de energía y momento, la energía de retroceso T_{Cl} está dada por:

$$T_{Cl} = \frac{E_\nu^2}{2m_{Cl}} \approx \frac{Q^2}{2m_{Cl}} = 9.67 \text{ eV} \quad (2.5)$$

Debido a que la masa en reposo del ^{37}Cl es mucho mayor que $Q \approx E_\nu$. Esta energía corresponde con una velocidad de $0.71 \text{ cm } \mu\text{s}^{-1}$. Por lo tanto, la velocidad de retroceso puede ser medida utilizando el retraso en la señal. Primero, se inició con la emisión de los electrones de *Auger* después de la captura electrónica mediante la detección del núcleo en retroceso. En la variable temporal, una señal debería observarse si el tiempo de retraso coincide con el tiempo de vuelo de los iones que retrocedieron. Con una distancia de vuelo de 6 cm, se esperaba un tiempo retardado de $8.5 \mu\text{s}$. Efectivamente, se observó una señal retrasada alrededor de los $7 \mu\text{s}$. Después de varias correcciones experimentales necesarias (por ejemplo, la debida al cambio de temperatura que causa una disminución del 7% en la distribución de velocidades), ambos números correspondieron bastante bien [73].

Poco tiempo después la medición se repitió con un espectrómetro improvisado en la que se obtuvo una energía de retroceso de $T_{Cl} = (9.63 \pm 0.03) \text{ eV}$ [77], la cual es consistente con la Ecuación 2.5.

2.4. Descubrimiento del neutrino por Cowan y Reines

Finalmente, el descubrimiento del neutrino tuvo lugar en un reactor nuclear. Los reactores nucleares son las fuentes artificiales más intensas de neutrinos. La reacción de detección básica es el decaimiento beta inverso:



El principio de detección es mediante la obtención de una medida coincidente de los fotones de 511 keV asociados a la aniquilación de positrón y de la captura del neutrón unos pocos μs después. Cowan y Reines utilizaron un tanque con CdCl_2 disuelto en agua, rodeados por dos tanques con líquido centellador. El material centellador detecta los fotones debido a la aniquilación de positrón así como los fotones de la reacción $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ debido a la captura neutrónica.

Una versión anterior del experimento se realizó en 1953, en el reactor de Hanford (USA), donde se utilizaron cerca de 300 l de un líquido centellador junto con una sencilla protección

para el *ruido*, obteniendo una vaga señal. El experimento definitivo se realizó en el reactor Savannah River (USA) durante el año 1956 utilizando 4200 l de líquido centellador, que culminó con la prueba de la existencia del neutrino. La sección eficaz obtenida para la reacción de la [Ecuación 2.6](#) fue [37, 72]:

$$\bar{\sigma} = (11 \pm 2.6) \times 10^{-44} \text{ cm}^2 \quad (2.7)$$

la cual es consistente con la teoría universal de las interacciones débiles (*V-A theory*), recientemente desarrollado por E. Fermi y puesta en práctica en H. Bethe.

2.5. Diferencia entre ν_e y $\bar{\nu}_e$ y la detección de neutrinos solares

El principal objetivo del experimento era determinar si los neutrinos y antineutrinos eran partículas idénticas. Así, las reacciones:



deberían ocurrir con la misma sección eficaz. En el experimento, Davis estaba interesado en la reacción:



en el reactor Brookhaven (USA). Éste utilizó 4000 l de CCl_4 líquido. Los átomos de Ar producidos fueron extraídos introduciendo burbujas de He a través del material centellador para posteriormente atrapar los átomos de Ar en una trampa de carbón. Ya que no observó la reacción de la [Ecuación 2.9](#), Davis pudo establecer un límite superior de la sección eficaz:

$$\bar{\sigma}(\bar{\nu}_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}) < 0.9 \times 10^{-45} \text{ cm}^2 \quad (2.11)$$

donde la predicción teórica tenía un valor de $\bar{\sigma} \approx 2.6 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ [34].

Este principio de detección fue usado años después en una versión con escalas mucho mayor con la que se detectó satisfactoriamente los neutrinos solares. Este suceso mostró que, efectivamente, ν_e provoca la reacción de la [Ecuación 2.8](#).

Tiempo después, se encontró en el CERN que el mismo principio aplica para los neutrinos del muón debido a que en las interacciones del ν_μ solamente se detectaban μ^- s en el estado final pero jamás un μ^+ [27].

2.6. Descubrimiento de la violación de la paridad en las interacciones débiles

La paridad está definida como una transformación de simetría, la cual es una inversión en el origen tal que $x \rightarrow -x$. En un principio se asumía que la paridad se conservaba en todas las interacciones. Al inicio de los 1950s, aún así, los científicos no se encontraban conformes con las observaciones en los decaimientos de kaones (el llamado ‘ $\tau - \theta$ ’ *puzzle*). Cuando Lee y Yang [62] investigaron este problema, se dieron cuenta que la conservación de la paridad jamás había sido probada en las interacciones débiles, por lo que estudiar éstas podría ser una solución a este problema.

La conservación de paridad implica que cualquier proceso y su inverso tienen la misma probabilidad. Por lo tanto, para establecer la violación de paridad, debería encontrarse un observable diferente de ambos procesos. Es es, exactamente, un pseudoescalar. Los pseudoescalares están definidos de tal forma que su signo cambia bajo transformaciones de paridad. Son, en realidad, producto de dos vectores, un axial y un polar. Así pues, cualquier valor esperado de un pseudoescalar diferente de cero probaría la violación de paridad. Un ejemplo de un pseudoescalar está dado por posibles distribuciones angulares como:

$$\Delta\theta = \lambda(\theta) - \lambda(180^\circ - \theta) \quad (2.12)$$

donde λ es la probabilidad de emisión de un electrón con un ángulo θ respecto a las direcciones de espín del núcleo. Bajo las transformaciones de paridad el ángulo de emisión cambia de acuerdo a $\theta \rightarrow \pi - \theta$ que da como resultado $\Delta\theta \rightarrow -\Delta\theta$. En el experimento clásico de Wu *et al*, se utilizaron átomos de ^{60}Co [85]. Con la finalidad de tener una polarización significativa, el ^{60}Co se implementó en una sal paramagnética y se mantuvo a una temperatura de 0.01 K. La polarización se midió por medio de la anisotropía angular de los rayos γ emitidos por el ^{60}Ni utilizando dos detectores de NaI. El proceso de decaimiento del ^{60}Co viene dado por:



Los electrones emitidos fueron detectados por medio de su luz de centelleo en un detector de antraceno. La configuración inversa del experimento fue producida revirtiendo el campo magnético. Estos muestran que los electrones se emiten preferentemente en la dirección opuesta que la del núcleo madre. Esto puede ser descrito mediante la distribución angular:

$$W(\cos\theta) \propto 1 + \alpha \cos\theta \quad (2.14)$$

con un valor de $\alpha \approx -0.4$. Evidentemente esto muestra que $\Delta\theta \neq 0$ y por lo tanto, el decaimiento beta, en efecto, viola la paridad. La razón es debida a que α está dado por $\alpha = -P_{\text{Co}} \frac{\langle v_e \rangle}{c}$ donde P_{Co} es la polarización del núcleo ^{60}Co y $\langle v_e \rangle$ la velocidad promedio del electrón en el espectro electrónico. Con los parámetros dados por $P_{\text{Co}} \sim 0.6$ y $\langle v_e \rangle/c \approx 0.6$ se obtiene un parámetro de $\alpha \approx -0.4$ que la paridad no es sólo violada si no que es violada máximamente en las interacciones débiles. Otro ejemplo puede encontrarse en el decaimiento del pión en reposo [41]. Consideremos el decaimiento:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (2.15)$$

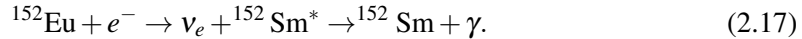
Ahora, tomando en cuenta el hecho de que el pión tiene espín cero y que decae en reposo, se concluye que los espines del muón y del neutrino son opuestos. Por lo tanto, definiendo la helicidad \mathcal{H} como:

$$\mathcal{H} = \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} \quad (2.16)$$

tenemos que $\mathcal{H}(\mu^+) = \mathcal{H}(\nu_\mu) = -1$. Aplicando la transformación de paridad, $\mathcal{H}(\mu^+)$ y ν_μ ambas tienen un valor de $+1$. La invariancia en la paridad implicaría que ambas helicidades deberían tener la misma probabilidad y por lo tanto no se debería observar polarización longitudinal del muón. Ya que en la medición se obtiene únicamente que $\mathcal{H}(\mu^+) = +1$, se concluye que la paridad se viola máximamente. Estas observaciones dieron paso a la teoría universal de las interacciones débiles.

2.7. Medición directa de la helicidad del neutrino

La idea principal de este experimento consistía en que la helicidad del neutrino podría ser medida bajo circunstancias especiales, midiendo polarización de los fotones en las reacciones de captura electrónica. En el experimento de Golhaber *et al*, se utilizó la captura electrónica de ^{152}Eu [46]. El decaimiento está dado por:



Ya que el ^{152}Eu decae en reposo, utilizando conservación del momento, tenemos que $\mathbf{p}_{^{152}\text{Sm}^*} = -\mathbf{p}_\nu$. La emisión de fotones debido a la segunda reacción del decaimiento provoca que el núcleo de Sm se detenga, lo que implica que $\mathbf{p}_\gamma = -\mathbf{p}_\nu$. De hecho, dichos fotones también llevan consigo parte de la pequeña energía necesaria para la absorción resonante (a tomar en cuenta en el efecto Doppler) del $^{152}\text{Sm}^*$, la cual es utilizada para la detección. La absorción resonante se realiza en un anillo de Sm_2O_3 y los fotones reemitidos llegan a un detector de NaI. El momento de los fotones es antiparalelo al momento del neutrino. Por otro lado, referente al espín, el estado inicial está caracterizado por el espín del electrón $J_z = \pm 1/2$ (considerando que la dirección de emisión del fotón se da en el eje z , usando el hecho de que $J(^{152}\text{Eu}) = 0$ y que la capa electrónica \mathbf{K} tiene momento angular $l = 0$), por lo que el estado final puede ser descrito por dos combinaciones $J_z = J_z(\nu) + J_z(\gamma) = (+1/2, 1)$ o $(-1/2, +1)$. Esto implica, por lo tanto, que los espines del neutrino y del fotón son opuestos entre sí. Combinando este resultado con el obtenido para el momento se obtiene que la helicidad del neutrino y del fotón son la misma: $\mathcal{H}(\nu) = \mathcal{H}(\gamma)$. Por lo tanto, las mediciones de una u otra son equivalentes. La helicidad del fotón es nada menos que una polarización circular, la cual puede medir utilizando la dispersión de Compton en un bloque de acero magnetizado antes del proceso de absorción. Después de varias mediciones de la polarización se obtuvo un valor de $67 \pm 10\%$, concordante con el valor esperado de 84% [46]. Luego de varias correcciones experimentales, el resultado del experimento fue, en efecto, que la helicidad del neutrino tiene un valor de $\mathcal{H}(\nu) = -1$.

2.8. Prueba experimental de que ν_μ es diferente de ν_e

En 1959, Pontecorvo decidió indagar la idea de si el neutrino emitido en el decaimiento beta es el mismo que el emitido en el decaimiento del pi3n [71]. La idea se basaba en que si ν_μ y ν_e son part3culas id3nticas, entonces las reacciones:

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \quad (2.18)$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n \quad (2.19)$$

y

$$\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p \quad (2.20)$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.21)$$

deber3an ocurrir con la misma tasa, ya que lo 3ltimo deber3a ocurrir ya sea por ν_e o por $\bar{\nu}_e$; de otra forma la Ecuaci3n 2.20 y la Ecuaci3n 2.21 no se deber3an observar en absoluto. Durante el mismo periodo de tiempo, Schwarz [76] discut3a la posibilidad de usar los aceleradores de altas energ3as como fuentes de neutrinos [33]. As3, el experimento se realiz3 en el acelerador Brookhaven AGS, *disparando* protones de 15 GeV en un blanco de berilio [33]. Utilizaron los piones y kaones producidos para crear un haz de ν_μ . Detr3s del escudo de 13.5 m de acero con la finalidad de absorber todos los hadrones y casi la mayor3a de los muones, se instalaron 10 c3maras de chispas con masa de una tonelada, cada una. Los electrones y muones fueron separados utilizando sus trazas, por un lado los muones producen l3neas rectas, mientras que los electrones forman cascadas electromagn3ticas. En total, se observaron 29 eventos del mu3n y seis eventos del electr3n, lo que claramente mostr3 que $\nu_\mu \neq \nu_e$. Se esperaban algunos eventos extra del electr3n debido a las contaminaciones debida los decaimientos del ka3n (Por ejemplo, $K^+ \rightarrow e^+ \nu_e \pi^0$). Poco tiempo despu3s, el experimento se repiti3 con una mayor estad3stica en el CERN y el resultado fue confirmado [27].

2.9. Descubrimiento de las corrientes d3biles neutras

El desarrollo de la teor3a electrod3bil por Glashow, Weinberg y Salam, predijo la existencia de dos nuevos bosones de norma, W y Z. Asociado con la existencia propuesta del bos3n Z, las corrientes neutras (NC) deber3an existir en la naturaleza. Fueron descubiertas en un experimento de c3mara de burbujas (Garmelle utiliz3 un sincrotr3n de protones (PS) para generar un haz de $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ en el CERN)[50, 52]. Se llen3 la c3mara de burbujas con un fre3n de alta densidad (CF3BR, $\rho = 1.5 \text{ g cm}^{-3}$) hasta un volumen de 14 m^3 , con un volumen *fiducial* de 6.2 m^3 . El experimento se enfoc3 en la b3squeda de eventos puramente hadr3nicos sin carga lept3nica (eventos de corriente neutra, NC) en el estado final, los cuales son descritos por:

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + X \quad (2.22)$$

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\nu}_\mu + X \quad (2.23)$$

donde X describe el estado hadrónico final. Además, las interacciones de corriente cargada (CC)

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X \quad (2.24)$$

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + X \quad (2.25)$$

fueron detectadas. En total, se observaron 102 eventos de corriente neutra y 428 eventos de corriente cargada con el haz de ν_μ , mientras que en la corrida con el haz de $\bar{\nu}_\mu$ se obtuvieron 64 NC y 148 CC, respectivamente (Fig). El total de fotografías obtenidas fue del orden de 83 000 con el haz de ν_μ y 207 000 con $\bar{\nu}_\mu$. Se realizó una substracción de eventos de ruido que pudieran imitar eventos de NC debido a los neutrones y K_L^0 producidos. Las razones obtenidas para los eventos NC/CC son:

$$R_\nu = \frac{\sigma(NC)}{\sigma(CC)} = 0.21 \pm 0.03 \quad (2.26)$$

$$R_{\bar{\nu}} = \frac{\sigma(NC)}{\sigma(CC)} = 0.45 \pm 0.09. \quad (2.27)$$

Eventos de corriente neutra puramente leptónica como resultado de $\bar{\nu}_\mu + e \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e$ también fueron descubiertos [51]. Poco tiempo después, ambos resultados fueron confirmados por otros experimentos [32, 38, 53].

2.10. Descubrimiento de los bosones de norma W y Z

Los bosones de norma predichos por el modelo Glashow-Weinberg-Salam (GWS) finalmente fueron descubiertos en el CERN en 1983 por dos experimentos UA1 y UA2 [20, 22, 24]. Utilizaron el *Super Proton Synchrotron* como colisionador de protones y antiprotones con una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$. Los procesos de producción se dieron por medio de interacciones de corriente cargada y corriente neutra a niveles de quarks dados por:

$$\begin{aligned} \bar{d} + u &\rightarrow W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e (\mu^+ + \nu_\mu) \\ \bar{u} + d &\rightarrow W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e (\mu^- + \bar{\nu}_\mu) \\ \bar{d} + d &\rightarrow Z^0 \rightarrow e^+ + e^- (\mu^+ + \mu^-) \\ \bar{u} + u &\rightarrow Z^0 \rightarrow e^+ + e^- (\mu^+ + \mu^-). \end{aligned} \quad (2.28)$$

Estos experimentos representaron un gran reto debido a que las secciones eficaces para la producción de los bosones W y Z son realmente pequeñas en dichas escalas de energía. Éstas incluyen los *branching ratio* (BR):

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^\pm X) \times \text{BR}(W \rightarrow l\nu) \approx 1 \text{ nb} = 10^{-33} \text{ cm}^2 \quad (2.29)$$

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z^{0\pm} X) \times \text{BR}(Z^0 \rightarrow l^+l^-) \approx 0.1 \text{ nb} = 10^{-34} \text{ cm}^2 \quad (2.30)$$

mientras que la sección eficaz total es $\sigma(p\bar{p}) = 40 \text{ mb}$.

2.11. Observación de neutrinos de la SN 1987A

La observación de neutrinos por la explosión de una supernova tipo II con detectores de neutrinos bajo tierra fueron uno de los mayores logros astronómicos en el último siglo. Cerca de 25 eventos de neutrinos fueron observados en un intervalo de 12 s. Esta fue la primer detección de neutrinos originados por una fuente astrofísica además del sol. La explosión de la supernova SN 1987A ocurrió en la Gran Nube de Magallanes a 50 kpc de distancia, aproximadamente.

2.12. Número de sabores de neutrino del ancho del Z^0

El número, N_ν , de neutrinos ligeros se determinó en el *Large Electron-Proton collider* (LEP) midiendo el ancho total del decaimiento, Γ_Z , de la resonancia del Z^0 . Llamemos Γ_{had} ($Z^0 \rightarrow q\bar{q}$) y asumiendo universalidad leptónica (que implica que hay un ancho parcial Γ_l del decaimiento en pares de leptones l^+l^-), el ancho invisible Γ_{inv} está dado por:

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_Z - \Gamma_{had} - 3\Gamma_l. \quad (2.31)$$

Por otro lado, el ancho invisible también está dado por:

$$\Gamma_{inv} = N_\nu \cdot \Gamma_\nu \quad (2.32)$$

el número de sabores de neutrino N_ν se puede determinar. Los anchos parciales de los decaimientos $Z \rightarrow f\bar{f}$, están dados por la teoría electrodébil:

$$\Gamma_f = \frac{G_F m_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} c_f [(g_V)^2 + (g_A)^2] = \Gamma_0 c_f [(g_V)^2 + (g_A)^2] \quad (2.33)$$

con

$$\Gamma_0 = \frac{G_F m_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} = 0.332 \text{ GeV}. \quad (2.34)$$

2. INTRODUCCIÓN A LA FÍSICA DE NEUTRINOS

En esta ecuación c_f corresponde al factor de color ($c_f = 1$ para leptones, $c_f = 3$ para los quarks) mientras que g_V y g_A son las constantes de acoplamiento vectorial y axial, respectivamente. Éstas están relacionadas con el ángulo de Weinberg $\sin^2 \theta_W$ y la tercer componente del iso-espín I_3 por medio de:

$$g_V = I_3 - 2Q \sin^2 \theta_W \quad (2.35)$$

$$g_A = I_3 \quad (2.36)$$

donde Q es la carga de la partícula. Por lo tanto, los diferentes *branching ratios* son:

$$\begin{aligned} \Gamma(Z^0 \rightarrow u\bar{u}, c\bar{c}) &= \left(\frac{3}{2} - 4 \sin^2 \theta_W + \frac{16}{3} \sin^4 \theta_W \right) \Gamma_0 = 0.286 \text{ GeV} \\ \Gamma(Z^0 \rightarrow d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}) &= \left(\frac{3}{2} - 4 \sin^2 \theta_W + \frac{4}{3} \sin^4 \theta_W \right) \Gamma_0 = 0.369 \text{ GeV} \\ \Gamma(Z^0 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-) &= \left(\frac{1}{2} - 4 \sin^2 \theta_W + 4 \sin^4 \theta_W \right) \Gamma_0 = 0.084 \text{ GeV} \\ \Gamma(Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) &= \frac{1}{2} \Gamma_0 = 0.166 \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (2.37)$$

La suma de todos los canales de decaimiento en quarks da como resultado un ancho total hadrónico $\Gamma_{had} = 1.678 \text{ GeV}$. Los anchos de decaimiento diferentes se determinan por la reacción $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ para $f \neq e$, para la cual la sección eficaz es función de la energía de centro de masa \sqrt{s} ($\sqrt{s} = m_Z$). La sección eficaz en la resonancia se describe utilizando la aproximación de Born con la fórmula de Breit-Wigner:

$$\sigma(s) = \sigma^0 \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - m_Z^2) + s^2\Gamma_Z^2/m_Z^2} \quad (2.38)$$

con

$$\sigma^0 = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z^2} \quad (2.39)$$

con σ^0 el máximo de la resonancia. Γ_Z se puede determinar del ancho y $\Gamma_e \Gamma_f$ del valor máximo de resonancia observado (FIG).

Experimentalmente, la resonancia del Z^0 se ajusta utilizando cuatro diferentes parámetros, los cuales tienen pequeña correlación entre ellos:

$$m_Z, \Gamma_Z, \sigma_{had}^0 = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_{had}}{\Gamma_Z^2} \quad (2.40)$$

y

$$R_l = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_l} \quad (2.41)$$

donde σ_{had}^0 se determina por el máximo de la resonancia en la reacción $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$. Asumiendo, nuevamente, universalidad leptónica, la cual se justifica por la igualdad de los anchos de decaimiento leptónico medidos, el número de sabores de neutrino se puede determinar como:

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_l} \left(\frac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu} \right)_{SM} = \left[\sqrt{\frac{12\pi R_l}{m_Z^2 \sigma_{had}^0}} - R_l - 3 \right] \left(\frac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu} \right)_{SM} \quad (2.42)$$

Esta forma ha sido elegida ya que, de esta manera, las correcciones radioactivas se encuentran incluidas en la predicción del SM. Utilizando el ajuste más reciente a los datos de los cuatro experimentos del LEP, se obtiene un número de neutrinos activos:

$$N_\nu = 2.9841 \pm 0.0083, \quad (2.43)$$

que coincide perfectamente con lo esperado teóricamente (tres neutrinos activos) (Véase [Figura 2.1](#)).

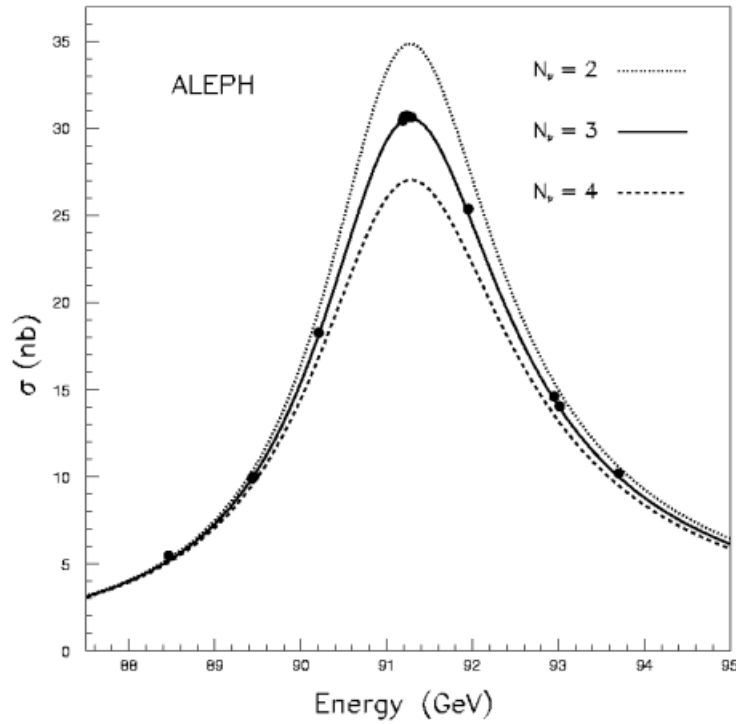


Figura 2.1: Sección eficaz en función de \sqrt{s} en la reacción $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ como la obtenida con el detector ALEPH en el LEP. Las diferentes curvas muestran las predicciones del modelo estándar para dos, tres y cuatro sabores de neutrinos ligeros.

Estatus de las evidencias y búsquedas de neutrinos estériles

3.1. Introducción

Los neutrinos estériles son leptones neutros hipotéticos que se mezclan con los neutrinos activos ordinarios (ν_e , ν_μ y ν_τ) pero que no tienen interacciones débiles. Bruno Pontecorvo, en 1967, utilizó por primera vez la definición de neutrino estéril cuando propuso la oscilación de neutrinos activos en neutrinos estériles que no podían ser detectados. Dentro de las cuatro interacciones fundamentales, únicamente las interacciones gravitacionales, las cuales son debidas a la geometría del espacio-tiempo, podrían afectar a los neutrinos estériles. La existencia de neutrinos estériles puede tener efectos observables en el área de la astrofísica y la cosmología puesto que estos contribuirían a la densidad de energía del universo temprano, afectando su evolución, además que su mezcla con los neutrinos activos podría tener efectos en fenómenos astrofísicos. Los neutrinos estériles podrían tener interacciones no-estándar (en el sentido de interacciones más allá del modelo estándar) que, se esperan, sean mucho más débiles que las interacciones débiles de modelo estándar, y por lo tanto, no son observables con los detectores actuales. La única forma de revelar la existencia de neutrinos estériles con experimentos terrestres es a través del estudio de los efectos generados por la mezcla de los neutrinos activos: oscilaciones de neutrinos y efectos de masa, pues por cada neutrino estéril existiría un nuevo estado masivo. La búsqueda de estos efectos es importante para nuestro entendimiento de la naturaleza, ya que los neutrinos estériles son partículas no-estándar que podrían abrir la puerta al descubrimiento de nueva física.

Por el momento, no existen límites teóricos en el número de neutrinos estériles que puedan existir, así como en sus diferencias de masas y en la mezcla con los neutrinos activos. Estas cantidades deben ser determinadas experimentalmente. Por lo tanto, se ha buscado a través de experimentos por posibles señales de neutrinos estériles en diferentes escalas de diferencias de masas, en el rango de sub-eV a TeV. Actualmente existen dos indicativos interesantes de la posible existencia de neutrinos estériles: 1) Anomalías de oscilaciones de neutrinos a cortas

distancias que requieren neutrinos estériles con diferencias de masas al cuadrado del orden de $\sim 1 \text{ eV}^2$; 2) Observaciones astrofísicas de rayos X del decaimiento de neutrinos estériles en la escala de los keV que podrían contribuir a la materia oscura del universo[13].

En este capítulo se considera únicamente el primer indicativo, que inició a mediados de los 90s con los resultados del experimento LSND [9, 21] en el LAMPF con el estudio de las oscilaciones $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ que requieren la existencia de al menos un neutrino estéril con diferencia de masas al cuadrado de $\sim 1 \text{ eV}^2$. Al mismo tiempo, en un experimento similar, KARMEN [19], en la fuente de espalación de neutrones ISIS del Laboratorio Rutherford Appleton, no se observó ningún efecto, pero ya que tenía una distancia aún más corta (18m en lugar de los 30m en LSND) sus resultados no pudieron refutar los obtenidos en LSND, ya que la longitud de oscilación puede ser más grande que la accesible en el experimento KARMEN. Después, el experimento MiniBooNE [10], que operó en Fermilab desde el 2002 hasta el 2019, estudió la señal encontrada en LSND obteniendo resultados, en su última publicación, consistentes con los encontrados por la señal de LSND. Después de un decremento progresivo del interés de la comunidad de la física de altas energías en los neutrinos estériles por los resultados de LSND, el interés se renovó en 2011 luego del descubrimiento de la llamada “anomalía de reactores” debida al déficit en la tasa de detección de antineutrinos de reactores con respecto a la predicha por los cálculos teóricos basados en el flujo de antineutrinos en reactores, en varios experimentos en distancias entre los 10m y 100m. La anomalía de reactores reavivó una intensa búsqueda de neutrinos estériles en la escala de $\sim 1 \text{ eV}^2$, en la que se toma en cuenta tanto los resultados de LSND como la *anomalía del galio* descubierta entre el 2005 y 2006. Muchos otros experimentos se han realizado, han sido propuestos o se encuentran en construcción. Hasta el momento, no existe una prueba experimental definitiva en favor, o en contra, de los neutrinos estériles, pero es posible que los nuevos experimentos alcancen un veredicto en el futuro próximo.

En este capítulo, primero, se presenta una descripción de la teoría de oscilaciones de neutrinos. Posteriormente, se muestran los resultados anómalos de experimentos de oscilaciones. Por último, se discuten brevemente algunos modelos teóricos como solución a la existencia de neutrinos estériles en la física más allá del modelo estándar.

3.2. Teoría de las oscilaciones de neutrinos activos en el vacío

En el caso de que la masa en reposo del neutrino sea no nula, los eigenestados débiles y de masa no son necesariamente idénticos, un fenómeno bien conocido en el sector de los quarks donde ambos tipos de estados están conectados por la matriz CKM. Esto permite el fenómeno de las oscilaciones de neutrinos, un tipo de oscilación entre estados de sabores. Éste puede ser descrito mediante la teoría cuántica de campos. Las oscilaciones son observables en tanto los paquetes de onda de los neutrinos formen un estado de superposición coherente de ondas. Dichas oscilaciones entre los diferentes sabores del neutrino no conservan números leptónicos de sabor individuales, únicamente el número leptónico total. En esta sección, se realiza una descripción general de la teoría de oscilaciones, antes de proceder a los casos particulares de dos y tres sabores, respectivamente.

3.2.1. Formalismo general

La siguiente discusión está basada en argumentos simplificados utilizando la aproximación ultra relativista en mecánica cuántica, sin embargo, resulta en las ecuaciones correctas. Deducciones más sofisticadas pueden obtenerse mediante la teoría cuántica de campos o paquetes de onda [14, 48, 57]. Para esta discusión, consideremos un número arbitrario de n eigenestados ortonormales. Los n eigenestados de sabor $|\nu_\alpha\rangle$, que cumplen la regla $\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle = \delta_{\alpha\beta}$, están conectados con los n eigenestados de masa $|\nu_i\rangle$, que también cumple $\langle \nu_i | \nu_j \rangle = \delta_{ij}$, por medio de la matriz de mezcla unitaria U :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad |\nu_i\rangle = \sum_\alpha (U^\dagger)_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle \quad (3.1)$$

donde se cumple:

$$U^\dagger U = 1 \quad \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* = \delta_{\alpha\beta} \quad \sum_\alpha U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* = \delta_{ij}. \quad (3.2)$$

En el caso de antineutrinos, $U_{\alpha i}$ debe ser reemplazada por $U_{\alpha i}^*$:

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\bar{\nu}_i\rangle. \quad (3.3)$$

El número de parámetros en una matriz unitaria de $n \times n$ es n^2 . Las $2n - 1$ fases relativas de los $2n$ estados del neutrino se pueden fijar, de tal forma que se obtengan $(n - 1)^2$ parámetros independientes. De manera conveniente, podemos escribirlos como $\frac{1}{2}n(n - 1)$ ángulos de mezcla débiles de una matriz rotacional n -dimensional con $\frac{1}{2}(n - 1)(n - 2)$ fases de violación de CP. De hecho, si resulta ser que los neutrinos son partículas de Majorana ($\nu = \bar{\nu}$), existen $(n - 1)$ fases de violación de CP adicionales a las fases de Dirac.

Utilizando unidades naturales en las que $\hbar = c = 1$, los eigenestados de masa $|\nu_i\rangle$ son estados estacionarios que muestran una dependencia temporal de la forma:

$$|\nu_i(x, t)\rangle = e^{-iEt} |\nu_i(x, 0)\rangle, \quad (3.4)$$

asumiendo neutrinos con momento p emitidos por una fuente posicionada en $x = 0$ ($t = 0$):

$$|\nu_i(x, 0)\rangle = e^{ipx} |\nu_i\rangle, \quad (3.5)$$

ahora, ya que son partículas ultra relativistas, tenemos:

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (3.6)$$

suponiendo que $p \gg m_i$ y $E \approx p$, la energía del neutrino. Entonces, el sabor del neutrino es una superposición coherente de estados de neutrinos con masa definida. Los neutrinos se producen y se detectan como estados de sabor. Por lo tanto, neutrinos emitidos con sabor definido $|\nu_\alpha\rangle$ por una fuente al tiempo $t = 0$, cambian al tiempo t a otro estado de la forma:

3. ESTATUS DE LAS EVIDENCIAS Y BÚSQUEDAS DE NEUTRINOS ESTÉRILES

$$|\nu(x, t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle = \sum_{i, \beta} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{i p x} e^{-iE_i t} |\nu_\beta\rangle. \quad (3.7)$$

Diferentes masas de neutrinos implican que el factor de fase en la [Ecuación 3.7](#) es diferente. Esto significa que el sabor contenido en el estado final difiere del estado inicial. En distancias macroscópicas, este efecto puede ser grande a pesar de observar pequeñas diferencias en masas de neutrinos. La amplitud de transición dependiente del tiempo para una conversión de sabor $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ está dada por:

$$A(\alpha \rightarrow \beta)(t) = \langle \nu_\beta | \nu(x, t) \rangle = \sum_i U_{\beta i}^* U_{\alpha i} e^{i p x} e^{-iE_i t}. \quad (3.8)$$

Utilizando la [Ecuación 3.6](#), ésta última, puede ser escrita como:

$$A(\alpha \rightarrow \beta)(t) = \langle \nu_\beta | \nu(x, t) \rangle = \sum_i U_{\beta i}^* U_{\alpha i} \exp\left(-i \frac{m_i^2 L}{2E}\right) = A(\alpha \rightarrow \beta)(L) \quad (3.9)$$

con $L = x = t$ siendo la distancia entre la fuente y el detector. De forma análoga, la amplitud para transiciones del antineutrino se pueden obtener:

$$A(\bar{\alpha} \rightarrow \bar{\beta})(t) = \sum_i U_{\beta i} U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t}. \quad (3.10)$$

La probabilidad de transición puede ser obtenida mediante la amplitud A:

$$P(\alpha \rightarrow \beta)(t) = |A(\alpha \rightarrow \beta)|^2 = \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} e^{-i(E_i - E_j)t} \quad (3.11)$$

$$= \sum_i |U_{\alpha i} U_{\beta i}^*|^2 + 2 \operatorname{Re} \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \frac{L}{E} \quad (3.12)$$

donde

$$\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2. \quad (3.13)$$

El segundo término en la [Ecuación 3.12](#) describe la dependencia temporal (o espacial) en las oscilaciones de neutrinos. El primer término, la probabilidad de transición promedio, la cual también puede ser escrita como:

$$\langle P_{\alpha \rightarrow \beta} \rangle = \sum_i |U_{\alpha i} U_{\beta i}^*|^2 = \sum_i |U_{\alpha i} U_{\beta i}^*| = \langle P_{\beta \rightarrow \alpha} \rangle. \quad (3.14)$$

Utilizando la invariancia de CP ($U_{\alpha i}$ real), la ecuación puede escribirse como:

$$P(\alpha \rightarrow \beta)(t) = \sum_i U_{\alpha i}^2 U_{\beta i}^2 + 2 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j} \cos\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \quad (3.15)$$

$$= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \quad (3.16)$$

Como puede verse, en la Ecuación 3.12, existirá comportamiento oscilatorio en tanto, al menos un eigenestado de masa del neutrino sea diferente de cero y haya una mezcla entre estados de sabor. Además, no se puede obtener un valor absoluto de masa al observar oscilaciones, si no solo Δm^2 . La obtención de los resultados en esta sección se puede obtener de manera más sofisticada mediante la teoría cuántica de campos [14, 48, 57].

3.2.2. Violación de CP y T en oscilaciones de neutrinos

La comparación entre las ecuaciones 3.8 y 3.10 permiten obtener una relación entre las transiciones de neutrinos y antineutrinos:

$$A(\bar{\alpha} \rightarrow \bar{\beta})(t) = A(\alpha \rightarrow \beta)(t) \neq A(\beta \rightarrow \alpha)(t). \quad (3.17)$$

Esta relación es una consecuencia directa del teorema de CPT. La violación de CP ocurre si las probabilidades de oscilación $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ son diferentes de sus procesos conjugados (en CP) $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$. Así, un observable sería:

$$\Delta P_{\alpha\beta}^{CP} = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \neq 0 \quad \alpha \neq \beta. \quad (3.18)$$

Considerando el caso para tres neutrinos (suponiendo que la naturaleza de los neutrinos es de Dirac) y si existe conservación de CPT, el cual es el caso de las oscilaciones de neutrinos en el vacío, la violación de T es equivalente a la de CP. Usando la matriz U_{PMNS} , dada por:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

donde $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ con $i, j = 1, 2, 3$, se puede mostrar explícitamente que en el vacío las probabilidades de oscilación, $\Delta P_{\alpha\beta}^{CP}$ y $\Delta P_{\alpha\beta}^T$, son iguales y están dadas por:

$$\Delta P_{\alpha\beta}^{CP} = \Delta P_{\alpha\beta}^T = -16J_{\alpha\beta} \sin\left(\frac{\delta m_{12}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\delta m_{23}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\delta m_{13}^2 L}{4E}\right) \quad (3.20)$$

donde

$$J_{\alpha\beta} \equiv \text{Im}[U_{\alpha 1} U_{\alpha 2}^* U_{\beta 1}^* U_{\beta 2}] = \pm c_{12} s_{12} c_{23} s_{23} c_{13}^2 s_{13} \sin \delta \quad (3.21)$$

corresponde con el invariante de Jarlskog, de la misma forma que el sector de los quarks. El signo \pm denota la permutación cíclica de $(\alpha, \beta) = (e, \mu), (\mu, \tau), (\tau, e)$. Veamos que, para que se presenten los efectos de violación de CP y T, todos los ángulos deben ser cero, y por lo tanto, la mezcla de tres sabores es esencial.

3.2.3. Oscilaciones de neutrinos de dos sabores

En este caso, $n = 2$, la relación entre estados de neutrinos está descrita por un único ángulo de mezcla θ y una diferencia de masa al cuadrado, por ejemplo $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. La transformación unitaria es análoga a la matriz de Cabibbo en el sector de los quarks y está dada por:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (3.22)$$

Usando la formulación de la sección anterior, la probabilidad de transición correspondiente a dos sabores está dada como:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu) = P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \quad (3.23)$$

$$= \sin^2 2\theta \times \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E} = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_e). \quad (3.24)$$

Esta ecuación, muestra explícitamente que las oscilaciones ocurren únicamente si ambos factores, θ y Δm^2 , son distintos de cero. Además, en las oscilaciones de dos sabores ocurre la relación $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)$.

El factor de fase puede ser reescrito como:

$$\frac{E_i - E_j}{\hbar} t = \frac{1}{2\hbar c} \delta m_{ij}^2 \frac{L}{E} = 2.534 \frac{\delta_{ij}^2}{eV^2} \frac{L/m}{E/MeV} \quad (3.25)$$

Así, el término oscilatorio se puede expresar como:

$$\sin^2 \left(\frac{\delta m_{ij}^2 L}{4 E} \right) = \sin^2 \pi \frac{L}{L_0} \quad (3.26)$$

con $L_0 = 4\pi\hbar c \frac{E}{\delta m^2}$.

En el último paso, la longitud de oscilación L_0 , describe un ciclo de oscilación completa. El ángulo de mezcla $\sin^2 2\theta$ determina la amplitud de oscilación, mientras que Δm^2 determina la longitud de oscilación.

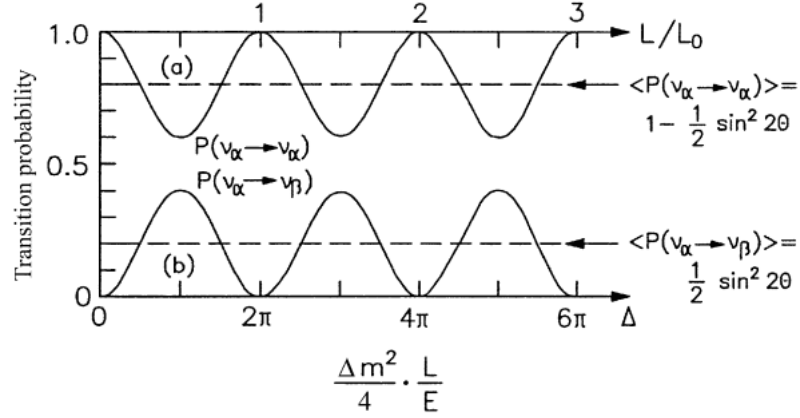


Figura 3.1: Ejemplo de oscilaciones de neutrinos de dos sabores: la curva de arriba presenta la probabilidad de supervivencia; la curva de abajo representa la probabilidad de transición. Las líneas punteadas representan las probabilidades de oscilación promedio [74].

3.2.4. Oscilaciones de neutrinos de tres sabores

Un escenario más realista a considerar es aquel que considera los tres sabores de neutrino conocidos. Veamos ahora que las cantidades Δm^2 están involucradas tanto en magnitud, como en signo: aunque en las oscilaciones de neutrinos de dos sabores en el vacío no se considera el signo, en las oscilaciones de tres sabores, las cuales incluyen efectos tanto en la materia como en la violación de CP, los signos de Δm^2 se consideran y pueden ser, en principio, medidas. Considerando que no hay efectos debidos a la materia, la probabilidad de transición está dada por:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j=1}^3 \operatorname{Re}(K_{\alpha\beta,ij}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \quad (3.27)$$

$$+ 4 \sum_{i>j=1}^3 \operatorname{Im}(K_{\alpha\beta,ij}) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \cos \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \quad (3.28)$$

donde $K_{\alpha\beta,ij} = U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}$.

La formulación general para el caso de tres neutrinos activos es algo compleja, por lo que se considera un espectro jerárquico entre las diferencias de masa:

$$\Delta m_{21}^2 = \Delta m_{sol}^2 \ll \Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2 = \Delta m_{atm}^2. \quad (3.29)$$

Así, las expresiones para las transiciones de oscilación específicas están dadas por:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = 4|U_{33}|^2|U_{23}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{atm}^2 L}{4E} \right) \quad (3.30)$$

$$= \sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} \frac{\Delta m_{atm}^2 L}{4E} \quad (3.31)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 4|U_{13}|^2|U_{23}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{atm}^2 L}{4E} \right) \quad (3.32)$$

$$= \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{13} \frac{\Delta m_{atm}^2 L}{4E} \quad (3.33)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) = 4|U_{33}|^2|U_{13}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{atm}^2 L}{4E} \right) \quad (3.34)$$

$$= \sin^2 2\theta_{13} \cos^2 \theta_{23} \frac{\Delta m_{atm}^2 L}{4E} \quad (3.35)$$

3.3. Anomalías en oscilaciones de neutrinos en cortas distancias

Existen algunos indicios de oscilaciones anómalas provenientes de experimentos de cortas distancias (SBL: Short-base line). Éstos requieren una nueva diferencia de masas, además de las dos ya conocidas en el panorama de la mezcla de tres sabores. Esta sería la primera evidencia de la existencia de nuevas partículas a las ya incluidas en el modelo estándar. A continuación, se resumen los tres resultados anómalos más importantes.

3.3.1. LSND y MiniBooNE

El experimento LSND (*Liquid Scintillator Neutrino Detector*) [9, 21] se realizó en el Los Alamos Neutron Science Center (LANSCE) de 1993 a 1998. Un intenso haz de protones de alrededor de 1 mA y energía cinética de 798 MeV se dirigió hacia un blanco produciendo un gran número de piones. Ya que la mayoría de los π^- son absorbidos por el núcleo del mismo blanco, los neutrinos se producen predominantemente por la reacción $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, y a continuación por el decaimiento $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$, que en su mayoría decaen en reposo. Ya que con este mecanismo no se producen $\bar{\nu}_e$ en ambos decaimientos, el arreglo experimental funcionó para estudiar las oscilaciones del tipo $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, donde los $\bar{\nu}_\mu$ tenían una energía promedio de 30 MeV. A esta configuración se le conoce usualmente como una fuente de neutrinos por decaimiento en reposo (DAR). El detector LSND consistía en un tanque lleno con 167 toneladas de líquido centellador, instrumentado con tubos fotomultiplicadores en su interior. El detector se colocó a 30 m del blanco.

El espectro de energía de los neutrinos $\bar{\nu}_\mu$ producidos por el decaimiento en reposo de μ^+ es $\Phi_{\bar{\nu}_\mu} \propto E^2(3 - 4E/m_\mu)$ con una energía máxima de $E_{max} \simeq 52.6$ MeV. Los eventos por neutrinos $\bar{\nu}_e$ fueron detectados por medio del decaimiento beta inverso:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+, \quad (3.36)$$

el cual tiene una sección eficaz bien conocida [78, 83].

Ahora, si despreciamos la energía de retroceso del neutrón, la energía del neutrino E_ν se relaciona con la energía cinética ($T_e = E_e - m_e$) a través de la siguiente relación:

$$E_\nu = T_e + m_e + m_n - m_p \simeq T_e + 1.8 \text{ MeV}, \quad (3.37)$$

donde m_p y m_n son las masas del protón y del neutrón, respectivamente.

Los datos de LSND sobre la oscilación $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ cubre el rango de energías $20 \text{ MeV} \leq T_e \leq 60 \text{ MeV}$, y muestra un exceso significativo de eventos de $\bar{\nu}_e$, a un nivel de 3.8σ , correspondiente a una transición de probabilidad promedio de $(2.64 \pm 0.67 \pm 0.45 \times 10^{-3})$ [9, 21]. Estos resultados pueden explicarse con una diferencia de masas $\Delta m_{SBL}^2 \geq 0.1 \text{ eV}^2$ junto con la existencia de neutrinos estériles.

La anomalía de LSND fue estudiada por el experimento MiniBooNE, que operó en Fermilab desde el 2002 hasta el 2019. En este experimento los neutrinos fueron producidos utilizando una fuente de protones de 8 GeV impactando en un blanco de berilio produciendo un haz de piones. El detector, colocado a una distancia de 541 m del blanco, consistió en un tanque lleno con 818 toneladas de aceite mineral (CH_2) equipado con 1520 fototubos para detectar luz Cerenkov y el centelleo isotrópico debido a partículas cargadas.

Debido a que las energías de neutrinos utilizadas en MiniBooNE eran del rango de 200 MeV a 3 GeV, en el rango de L/E de 0.18 hasta 2.7 m/MeV, se podía estudiar el rango L/E de LSND (el cual iba de 0.5 hasta 1.5 m/MeV). Además, aunque el rango L/E de LSND fuera menor que 1.5 m/MeV, la señal de LSND podría verse en MiniBooNE para energías $E \geq 360 \text{ MeV}$.

Inicialmente MiniBooNE operó en el “modo neutrino” enfocado en el decaimiento de un haz de π^+ , produciendo un haz casi puro de ν'_μ s. En el primer artículo de la colaboración MiniBooNE [10] se consideraron únicamente los datos con energías reconstruidas del neutrino mayores a 475 MeV ($E_\nu > 475 \text{ MeV}$), argumentando que este umbral reducía significativamente el *background* con apenas un pequeño impacto en la sensibilidad para estudiar las oscilaciones. No se encontró exceso de eventos, dando lugar a un 98 % de exclusión de las oscilaciones de neutrinos para explicar la anomalía de LSND. Aún así, un exceso de eventos de ν_e fue observado en el análisis con un umbral por debajo de los 475 MeV. Este exceso de eventos en bajas energías fue confirmado con el paso de los años, tanto en el modo de neutrino como de anti-neutrino, donde los datos no mostraron un exceso de eventos en el rango mayor a 475 MeV. Ya que el rango de energías menores a 475 MeV corresponden a valores de L/E fuera del rango que estudió LSND, el exceso de eventos a bajas energías es un efecto que podría ser diferente que el de la anomalía de LSND. Una posible explicación de esta anomalía es que es producida por fotones, que no pueden ser distinguidos de los eventos del neutrino en MiniBooNE. Esta posibilidad está siendo investigada por el experimento MicroBooNE en Fermilab [10], con una

3. ESTATUS DE LAS EVIDENCIAS Y BÚSQUEDAS DE NEUTRINOS ESTÉRILES

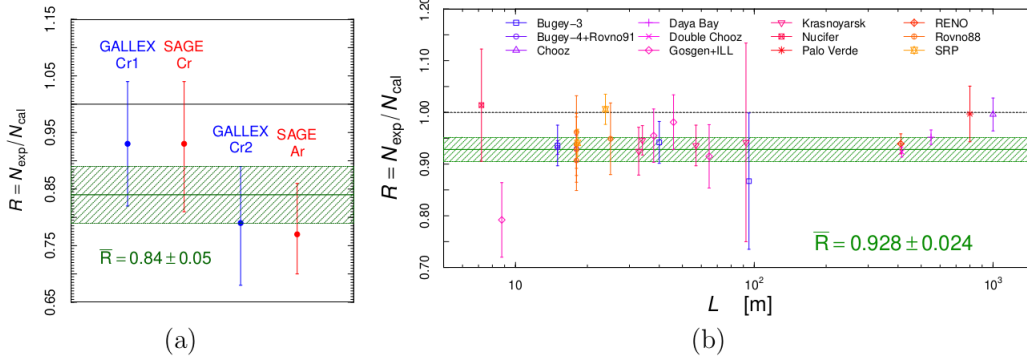


Figura 3.2: Las anomalías del **a)** galio y de **b)** antineutrinos de reactores. Las barras de error representan las incertidumbres experimentales.

cámara de proyección temporal de argón líquido (LAR-TPC) en donde, tanto electrones como fotones se pueden distinguir.

3.3.2. Anomalía del galio

La anomalía del galio [43, 44, 45, 61], consiste en la desaparición de ν_e medidos en experimentos de fuentes radioactivas de galio realizados por las colaboraciones GALLEX [56] y SAGE [3]. Estos experimentos se realizaron para probar el funcionamiento de los detectores de neutrinos solares GALLEX y SAGE. Intensas fuentes radioactivas artificiales de Cr y Ar fueron colocadas en el centro del detector, las cuales producen ν_e por medio de los procesos de captura electrónica: $e^- + {}^{51}\text{Cr} \rightarrow {}^{51}\text{V} + \nu_e$ y $e^- + {}^{37}\text{Ar} \rightarrow {}^{37}\text{Cl} + \nu_e$.

La Figura 3.2 muestra los cocientes, R , del número de neutrinos medidos contra el número calculado. El cociente promedio obtenida fue de $\bar{R} = 0.84 \pm 0.05$, lo que muestra un déficit de 2.9σ . La conocida anomalía del galio.

Debido a que las distancias de viaje promedio del neutrino en los experimentos GALLEX y SAGE fueron $\langle L \rangle_{\text{GALLEX}} = 1.9$ m y $\langle L \rangle_{\text{SAGE}} = 0.6$ m, y la energía del neutrino del orden de 0.8 MeV, las anomalías del galio pueden ser explicadas con oscilaciones de neutrinos generadas por una diferencia de masas del orden de:

$$\Delta m_{\text{Galio}}^2 \geq 1 \text{ eV}^2. \quad (3.38)$$

3.3.3. Baksan Experiment on Sterile Transitions (BEST)

El experimento BEST[25] fue diseñado para investigar el déficit de neutrinos del electrón, ν_e , observado en mediciones radioquímicas utilizando fuentes de neutrinos de alta intensidad, comúnmente conocida como la *anomalía del galio* (Subsección 3.3.2), que puede ser interpretada como evidencia para la oscilación de neutrinos entre los estados $\nu_e \rightarrow \nu_s$. Los resultados

de BEST muestran estar entre 20 y 24% por debajo de lo esperado, a un nivel estadístico de aproximadamente 4σ , reafirmando la anomalía. Estos resultados son consistentes con oscilaciones $\nu_e \rightarrow \nu_s$ con una diferencia de masas relativamente alta ($> 1 \text{ eV}^2$) y un ángulo de mezcla $\sin^2 2\theta \approx 0.4$. Los resultados son tan recientes que datan del 24 de septiembre del año en curso, 2021.

3.3.4. Anomalía de reactores

La anomalía de reactores fue descubierta en 2011 [65] como consecuencia de un nuevo cálculo de Muller et. al. acerca de los flujos de $\bar{\nu}_e$ producidos en reactores por las cadenas de decaimientos de cuatro núcleos: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu [66]. Los nuevos cálculos predicen flujos de hasta 5% más grandes que en cálculos previos [49, 75, 84]. La tasa de detección esperada resultó ser mayor que los observados en varios experimentos de neutrinos en reactores a cortas distancias, con detectores colocados en distancias entre los 10 y 100 m. A esto se le llama la anomalía de reactores. En experimentos de neutrinos de reactores, los antineutrinos del electrón son detectados a través del proceso de decaimiento beta inverso en detectores centelleadores sólidos y líquidos. La energía de los neutrinos se obtiene a través de la medición de la energía cinética haciendo uso de la Ecuación 3.37, con un umbral de 1.8 MeV. Debido a que el espectro de energías del neutrino decrece cuando la energía crece, y la sección eficaz aumenta con la energía, el espectro de energía de los neutrinos detectados tiene un máximo de 3.6 MeV y decrece rápidamente al aumentar la energía, con una “cola” que se extiende hasta los 9 MeV. La Figura 3.2 muestra los cocientes del número de antineutrinos del electrón medidos y calculados para los experimentos: Bugey-4[35], ROVNO91[59], Bugey-3[6], Gosgen[86], ILL[54, 60], Kranoyarsk[80, 81, 82], Rovno88[8], SRP[47], Chooz[18], Palo Verde[28], Nucifer[29], Double Chooz[4, 26], Daya Bay[7, 17] y RENO[23] a diferentes distancias del detector. Como se muestra en la figura, el cociente promedio está por $\bar{R} = 0.928 \pm 0.024$, lo que indica un déficit de 3σ . A esto se le llama la anomalía de reactores. Dados los rangos de energía del neutrino y las distancias entre las fuentes y detectores, este déficit podría explicarse con oscilaciones generadas por una diferencia de masas de $\Delta m_{SBL}^2 \geq 0.5 \text{ eV}^2$.

3.4. Incorporación de uno o más neutrinos estériles

3.4.1. Modelo 3 + 1

El modelo más simple que incorpora una tercera diferencia de masas, introduce un neutrino estéril en el modelo de oscilaciones de neutrinos. Se asume que este neutrino es estéril para evitar inconsistencias con el número de neutrinos activos determinado por el experimento LEP 2.12. El sabor del neutrino estéril es una mezcla de los cuatro estados de masa.

Las anomalías en experimentos SBL indican la existencia de una diferencia de masas ~ 10 veces mayor que las diferencias de masas entre los estados de masa de los neutrinos activos. Además, típicamente se utiliza la llamada *short baseline approximation*, en donde se considera $\Delta m_{21}^2 \approx \Delta m_{32}^2 \approx 0$. Como resultado, en un modelo 3+1, se considera únicamente una diferencia

3. ESTATUS DE LAS EVIDENCIAS Y BÚSQUEDAS DE NEUTRINOS ESTÉRILES

de masas entre el estado del neutrino estéril y uno de los neutrinos activos, Δm_{41}^2 , la cual es igual a la suma de las otras diferencias de masas, es decir:

$$\Delta m_{41}^2 = \Delta_{21}^2 + \Delta_{32}^2 + \Delta_{43}^2 \quad (3.39)$$

De esta forma, los estados de sabor y de masa están conectados por una matriz unitaria que incluye tanto una columna como una fila extras. La matriz queda determinada como:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \nu_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} & U_{\mu 4} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} & U_{\tau 4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{pmatrix} \quad (3.40)$$

donde se han ignorado las posibles fases de Majorana, debido a que éstas no representan efectos observables en experimentos de oscilaciones de neutrinos. El estado de masa del neutrino estéril puede incluir ya sea términos de masa de Majorana o de Dirac [2].

3.4.2. Modelo 3 + 2

En un modelo 3+2, se consideran dos nuevas diferencias de masas: Δm_{54}^2 y Δm_{41}^2 . Una columna y una fila adicional se agrega a la matriz de la Ecuación 3.40. Debido a que este modelo considera dos diferencias de masas de magnitud similar, los experimentos de aparición serían sensibles a un parámetro de violación de CP. Por lo tanto en un modelo de 3+2, tenemos 7 parámetros necesarios: Δ_{41}^2 , Δ_{51}^2 , $|U_{\mu 4}|$, $|U_{e4}|$, $|U_{\mu 5}|$, $|U_{e5}|$ y ϕ_{54} , el parámetro de violación de CP. Se ha analizado este modelo y se concluyó que este modelo no resulta ser un mejor modelo al modelo 3+1. De hecho, en general un modelo 3+3 no resulta ser mejor que un modelo 3+2.

3.4.3. Modelo 3 + 1 + Decaimiento

Un modelo alternativo al modelo 3+1, consiste en considerar que el cuarto estado de masa puede decaer. Veamos que este modelo resulta ser un modelo más económico que el modelo 3+2, puesto que involucra únicamente un nuevo parámetro, el tiempo de vida del ν_4 .

En el modelo estándar, las partículas estables están protegidas por una simetría; sin esta simetría las partículas pueden decaer. Por lo tanto, en principio, los neutrinos pueden decaer. En el modelo estándar extendido que incluye la masa del neutrino, los neutrinos pueden decaer. Los tiempos de vida de los neutrinos son muy grandes [68, 69]:

$$\nu_i \rightarrow \nu_j + \gamma \implies \tau \simeq 10^{36} (m_i/eV)^{-5} \text{ yr} \quad (3.41)$$

$$\nu_i \rightarrow \nu_j + \gamma + \gamma \implies \tau \simeq 10^{67} (m_i/eV)^{-9} \text{ yr} \quad (3.42)$$

donde ν_i corresponde al neutrino con estado más masivo y ν_j al estado más ligero. En este caso, los experimentos de oscilaciones de neutrinos (SBL) deberían estar observando oscilaciones de un panorama 3+1+decaimiento. Esta idea fue sugerida por primera vez como explicación a la anomalía de LSND [9, 21].

Experimento Coherent CAPTAIN-Mills

El experimento Coherent CAPTAIN-Mills (CCM) proporcionará una oportunidad única para confirmar si el neutrino estéril, ν_s , existe y si participa en las oscilaciones junto con los tres neutrinos activos considerados por el Modelo Estándar (ν_e , ν_μ y ν_τ). Esto tendría un profundo impacto en nuestro entendimiento de la física de partículas así como serias implicaciones para la cosmología. Como consecuencia inmediata, sería el primer ejemplo concreto para la física más allá del modelo estándar e indicaría una posible conexión con un *sector oscuro*, asociado a la materia oscura en la naturaleza.

CCM utilizará un criostato equipado con 10 toneladas de argón líquido como medio centellador, instrumentado con fotomultiplicadores recubiertos con un corredor de onda (Wavelength Shifter) capaces de detectar la luz de centelleo ultravioleta del argón líquido, con la finalidad de obtener medidas de la tasa de dispersión elástica coherente neutrino-núcleo (CE ν NS, por sus siglas en inglés). Este detector se colocará a diferentes distancias de la fuente Lujan, la cual es una fuente de espalación de neutrones ubicada en LANSCE (Los Alamos Neutron Science Center) del Laboratorio Nacional de los Alamos.

En este capítulo se presentan las motivaciones principales del experimento y se describe la instrumentación y especificaciones del detector CCM120, que fue construido y operado desde mediados del 2018 hasta finales del 2019. Se detalla además la fuente Lujan, así como se discuten las principales fuentes de ruido que puede haber en el experimento debido a la misma fuente. Posteriormente se presentan las contribuciones realizadas al experimento por el autor de esta tesis en Laboratorio Nacional de Los Alamos durante el verano del 2018 (Junio-Agosto). Por último, se presentan algunas de las contribuciones que CCM puede aportar a la detección de neutrinos de supernovas, en particular la medición de secciones eficaces de procesos con neutrinos en el rango de bajas energías (< 50 MeV).

4.1. Motivaciones y resultados esperados

Este experimento puede otorgar una prueba contundente de las oscilaciones de neutrinos en una escala de masas de ~ 1 eV² consistentes con la señal reportada por los experimentos LSND y MiniBooNE, la cual puede interpretarse como evidencia en favor de la existencia de al menos

un neutrino estéril (ν_s). El programa Short Baseline Neutrino (SBN) en Fermilab estudiará la *aparición* de neutrinos $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, mientras que otros experimentos estudian la *desaparición* de neutrinos del electrón mediante la oscilación $\nu_e \rightarrow \nu_s$. Sin embargo, no otorgará una prueba definitiva de la *desaparición* de neutrinos del muon $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$, proceso que es requerido en un esquema 3+1 neutrinos para establecer si las oscilaciones a neutrinos estériles son la correcta interpretación de los resultados.

CCM propone estudiar la desaparición de neutrinos del muón ($\nu_\mu \rightarrow \nu_s$) mediante la dispersión elástica coherente neutrino-núcleo (CEvNS), en la cual el neutrino se dispersa efectivamente con un núcleo completo, en lugar de dispersarse con alguno de sus constituyentes, causando que el núcleo completo retroceda. Esto sucede cuando la energía del neutrino es lo suficientemente pequeña ($E < 50$ MeV), de tal forma que las amplitudes con las que se dispersa de cada uno de los constituyentes del núcleo interfieren constructivamente, dando lugar a una tasa de dispersión proporcional al cuadrado del número de neutrones. Además, la dispersión coherente es mediada por el bosón Z^0 para neutrinos y núcleos, las cuales son iguales para los tres neutrinos activos y no existirían para los neutrinos estériles. Esto permite obtener tres conclusiones inmediatas: (1) La tasa de CEvNS puede ser dos ordenes de magnitud mayor (dependiendo del tamaño del núcleo) que otros procesos de dispersión neutrino-núcleo, (2) Ya que la CEvNS ocurre a bajas energías puede ser fácilmente discriminada de otros procesos de dispersión de neutrinos, tales como eventos de alta energía de corriente cargada o de corriente neutra; y (3) La CEvNS no se ve afectada por la oscilación entre neutrinos activos, pero si ocurre oscilación de neutrinos activos en neutrinos estériles, la tasa de CEvNS tenderá a disminuir proporcionalmente. Por lo tanto, si se observa un decremento en la tasa de retroceso coherente del núcleo, y además varía con la distancia, se tendrá evidencia irrefutable de que los neutrinos activos oscilan hacia neutrinos estériles.

Por otro lado, una clave importante de CCM es que, al decaer en reposo, los piones cargados (π^+) emiten neutrinos del muón monoenergéticos, lo que elimina las complicaciones en la señal de oscilación de la dependencia de la energía del neutrino. Así pues, combinado con el hecho que se tiene la posibilidad de colocar el detector a diferentes distancias de la fuente, esto permite a CCM determinar precisamente la dependencia de las oscilaciones en la distancia.

4.2. Criostato CCM

El detector Coherent CAPTAIN-Mills consiste en un criostato con capacidad para llenarse con 10 toneladas de argón líquido (LAr) (7 toneladas en el volumen interior, 3 para el veto). El criostato está equipado con 160 fotomultiplicadores criogénicos (PMTs) de 8" de la marca Hamamatsu R5912, así como con 10 tarjetas digitalizadoras de la marca CAEN VX1730 MHz, un sistema de calibración basado en LED y un sistema de adquisición de datos (DAQ). El criostato contiene una barrera óptica que separa el volumen interno con la región exterior, la cual actúa como un veto. Éste se encuentra instrumentado con 24 PMTs de 1". En la [Figura 4.1](#) puede observarse un esquema del detector CCM.

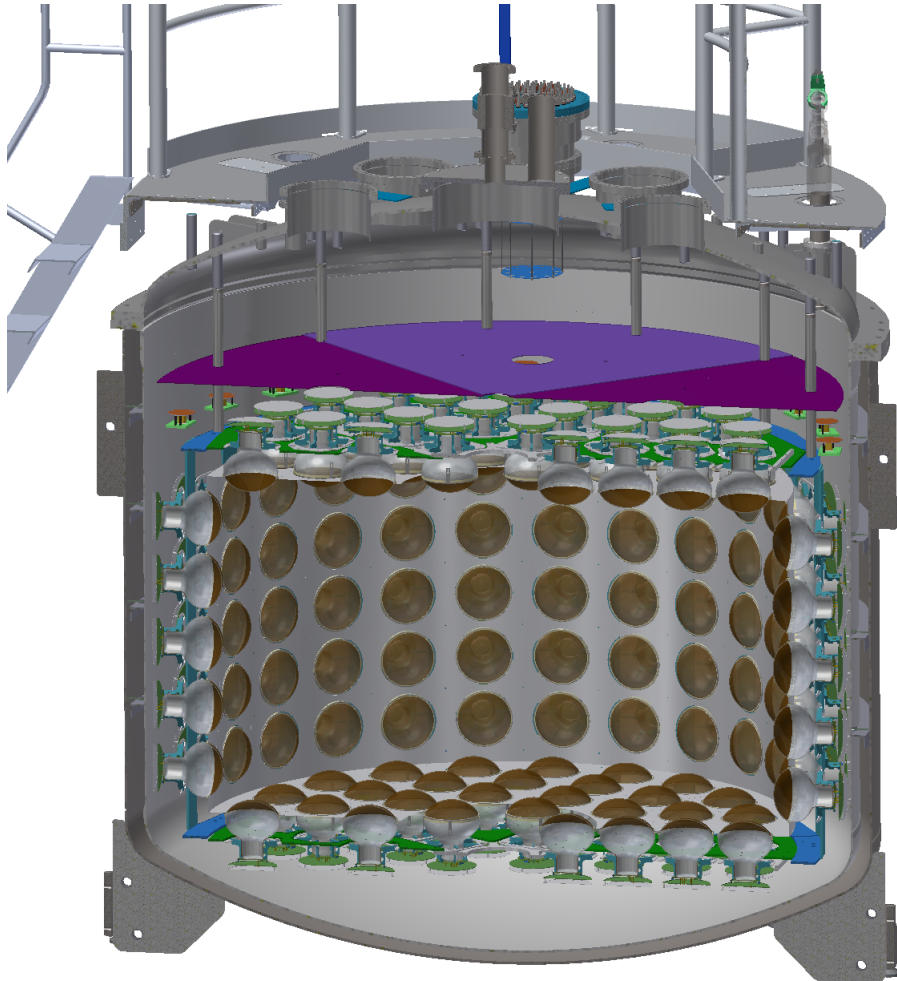


Figura 4.1: Representación del detector Coherent CAPTAIN-Mills. Se puede observar un esquema del criostato, así como de los fotomultiplicadores colocados dentro de éste. En la parte superior de la representación se pueden observar las conexiones de salida de los fotomultiplicadores al sistema de adquisición de datos.

El detector se colocará en la línea 16 del área experimental ER2 del centro Lujan a una distancia de 20 metros de la fuente. En la [Figura 4.2](#) se muestra la localización del detector en el centro Lujan. Es necesario además la construcción de un escudo entre la fuente y el detector para reducir el flujo de neutrones producidos, ya que son fuentes de ruido para la detección de neutrinos. En la [Sección 4.5](#) se describen a fondo las fuentes de ruido.

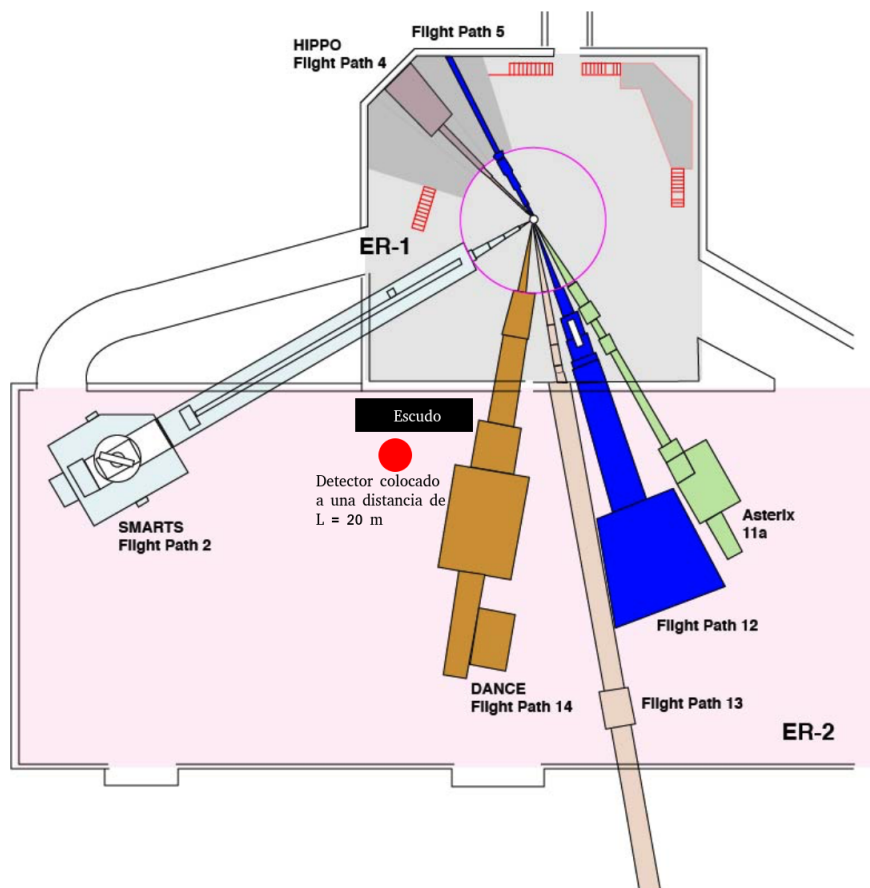


Figura 4.2: Posición del detector CAPTAIN-Mills (círculo rojo) en el área Lujan ER-2. El detector, en principio, estará colocado a una distancia de 20 m de la fuente. Un escudo (rectángulo negro), de alrededor de 3 m, será colocado para reducir el ruido debido a los neutrones producidos.

4.3. Fuente Lujan

El centro Lujan ubicado en el Los Alamos Neutron Science Center (LANSCE) es una fuente prolífica de neutrinos mediante de los decaimientos de piones y muones en reposo. La [Figura 4.3](#) muestra la producción de neutrinos mediante el impacto de protones de 800 MeV en un blanco de tungsteno.

El esquema dominante de decaimiento de una fuente de piones en reposo está dado por el siguiente decaimiento:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \tau_\pi = 26 \text{ ns} \quad (4.1)$$

seguido por:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e, \quad \tau_\mu = 2.2 \mu s \quad (4.2)$$

donde τ_π (τ_μ) es el tiempo de vida de π^+ (μ^+) [55].

Por otro lado, los neutrinos obtenidos mediante los π^- 's en reposo podemos no considerarlos puesto que la mayoría de los piones negativos (> 99%) son absorbidos por los materiales alrededor.

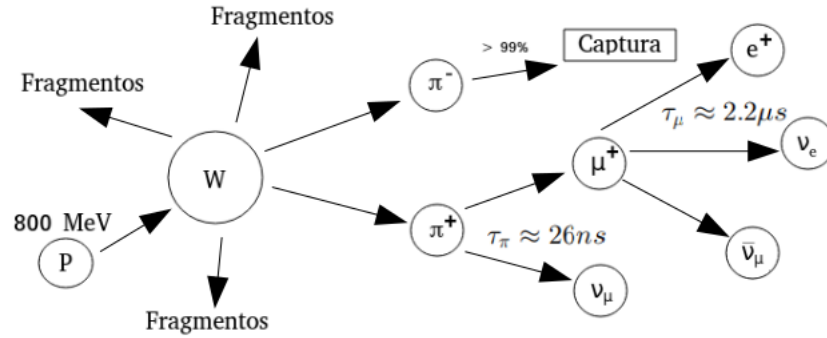


Figura 4.3: Proceso de producción de neutrinos mediante las interacciones de protones de energía $E_p = 800 \text{ MeV}$ en un blanco de tungsteno. Cada protón produce 0.0425 neutrinos de cada especie[70].

En la Figura 4.4 se pueden observar los espectros de energía y de tiempo de los neutrinos producidos por el decaimiento de piones en reposo. En el espectro de energía (lado derecho) se observa que los neutrinos del muón (ν_μ) producidos son monoenergéticos ($E_{\nu_\mu} = 29.8 \text{ MeV}$), mientras que para los otros dos, anti-neutrino del muón $\bar{\nu}_\mu$ y neutrino del electrón ν_e , los espectros muestran distribuciones continuas (Decaimiento Michel) con una energía máxima de 52.8 MeV. Por otro lado, la gráfica del lado izquierdo muestra el tiempo del haz, así como la distribución temporal para las tres diferentes especies de neutrinos.

4.4. Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering (CEvNS)

La CEvNS es un proceso predicho por el modelo estándar desde 1974 [40]. Es accesible a los tres neutrinos activos del modelo estándar, de igual forma, y típicamente su tasa de

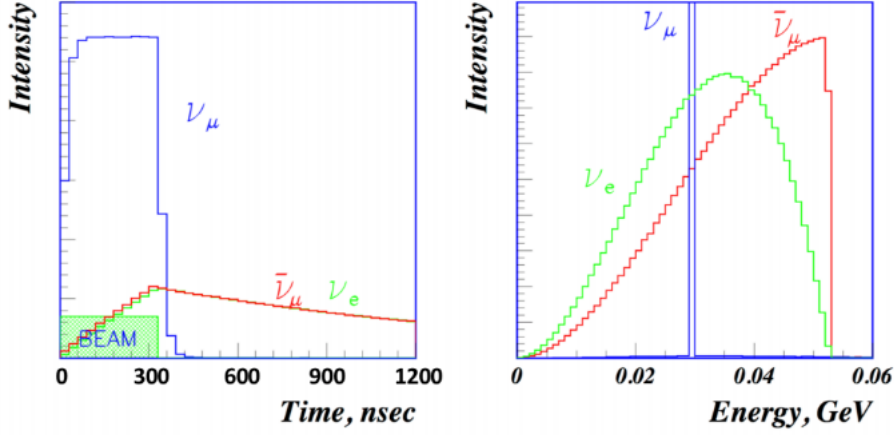


Figura 4.4: Cinemática de los neutrinos producidos por el decaimiento de piones en reposo. La figura del lado izquierdo muestra el tiempo de duración del haz, así como la distribución temporal para las tres diferentes especies de neutrinos. La figura del lado derecho muestra las distribuciones de energía para las diferentes especies de neutrinos. Para el caso del neutrino del muón ν_μ , su espectro es monoenergético ($E_{\nu_\mu} = 29.8$ MeV).

dispersión puede ser de varios ordenes de magnitud mayor a las de otros procesos de dispersión de neutrinos a energías de decenas de MeVs. A pesar de este incremento en la sección eficaz, observar la CE ν NS es difícil debido a las bajas energías de retroceso nuclear involucradas ($\mathcal{O}(10$ keV)) ya que el núcleo dispersado es la única señal experimental disponible. Es por ello que la CE ν NS no pudo ser detectada por más de 40 años hasta que recientemente fue observada por la colaboración COHERENT usando un detector de CsI[16] y uno de Ar[15]. En la CE ν NS, el neutrino se dispersa del núcleo como una entidad completa y el conjunto de nucleones que lo componen se comportan coherentemente. La sección eficaz del proceso, en términos de la energía de retroceso nuclear se puede escribir como:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2}{\pi} M_A \left(1 - \frac{T}{E_\nu} - \frac{M_A T}{2E_\nu^2} \right) \frac{Q_W^2}{4} F_W^2(Q^2), \quad (4.3)$$

donde G_F es la constante de acoplamiento de Fermi, E_ν es la energía del neutrino incidente y M_A es la masa nuclear del blanco. La energía de retroceso nuclear $T = E_R = q^2/(2M_A)$ tiene valores en el rango $[0, 2E_\nu^2/(M_A + 2E_\nu)]$. Q_W es carga nuclear débil. Debido a que la carga de interacción débil del protón ($Q_W^2 = [(1 - 4\sin^2\theta_W)Z - N]^2$) es suprimida debido al valor pequeño de $(1 - \sin^2\theta_W)$, la tasa de eventos CE ν NS depende del cuadrado del número de neutrones.

$F_W(q^2)$ es el factor de forma del núcleo-blanco. Como primera aproximación, $F_W(q^2)$ depende en la distribución de densidad nuclear de los protones y neutrones. En el límite coherente $q^2 \rightarrow 0$ se normaliza $F_W(0) = 1$. Esto implica que la CE ν NS es principalmente sensible a la

distribución de neutrones en el núcleo.

El umbral de baja energía de CCM combinado con la intensa fuente de neutrinos del Centro Lujan presentan una poderosa oportunidad de detectar dispersión coherente en el núcleo de argón.

4.5. Fuentes de ruido

Existen dos fuentes principales de ruido, las fuentes aleatorias y las fuentes relaciones con el haz (*in-time*), las cuales requieren diferentes métodos de control para reducirse.

La estrategia principal para reducir las fuentes aleatorias, consiste en utilizar la corta duración del pulso del haz para suprimirlas a niveles manejables. Además, la señal puede ser distinguida del ruido aleatorio, usando cortes temporales respecto al tiempo del haz. Por otro lado, realizar mediciones de los pulsos obtenidos mientras el haz se encuentra apagado permite medir con precisión dichas fuentes de ruido y sustraerlas. En CCM existen dos fuentes principales de ruido aleatorio: el decaimiento de argón 39 (^{39}Ar) y rayos cósmicos. Así mismo, basado en la estructura temporal de haz se contemplan dos tipos de muestras: (1) Los eventos instantáneos de ν_μ provenientes de neutrinos monoenergéticos del decaimiento de piones que ocurren a tiempo con el haz y (2) Eventos *retrasados* de ν_e y $\bar{\nu}_\mu$ del decaimiento de muones que en su mayor parte caen fuera de la ventana del haz.

4.5.1. ^{39}Ar

El Ar tiene tres isótopos de larga vida[58, 67]: ^{37}Ar , ^{39}Ar y ^{42}Ar . El ^{37}Ar ha sido bien estudiado. Éste tiene una vida media de 35 días y decae mediante la captura de un electrón (EC) sin la emisión de rayos gamma, sin embargo, produce rayos X de menos de 10 keV. El ^{37}Ar se puede producir mediante la captura de neutrones en ^{36}Ar , sin embargo, éste último tiene una abundancia natural de 0.337%, por lo que en ausencia de un flujo intenso de neutrones la producción de ^{37}Ar por activación con neutrones puede ser ignorada.

4. EXPERIMENTO COHERENT CAPTAIN-MILLS

El isótopo ^{42}Ar no es una fuente de ruido preocupante ya que se produce sintéticamente. Por lo tanto, el estudio se centra en el ^{39}Ar . Este isótopo se encuentra naturalmente en el argón líquido y decae con una vida media de 269 años. Su modo principal de decaimiento es el decaimiento beta β^- (transición $\frac{7}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^+$) con una energía máxima del electrón de (565 ± 5) keV[58]. El espectro de emisión de los electrones se modela utilizando el *modelo microscópico de fonones-quasipartícula* (MQPM) y el modelo nuclear de capas (Shell Model).

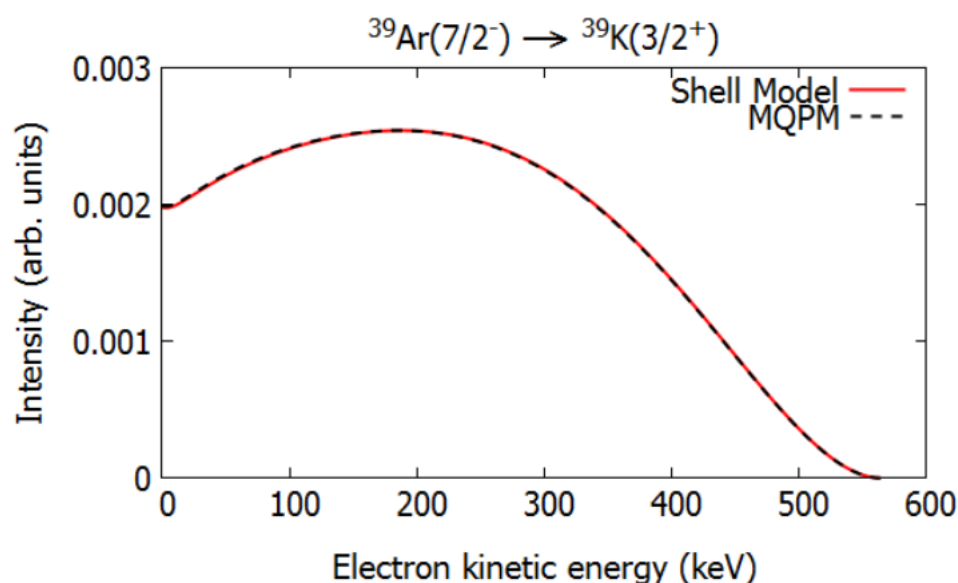


Figura 4.5: Espectro de emisión β^- del decaimiento del ^{39}Ar en la transición $^{39}\text{Ar}(7/2^-) \rightarrow ^{39}\text{K}(3/2^+)$ utilizando los modelos *MQPM* y *Shell Model*[58].

A una concentración normal de ^{39}Ar en LAr, la tasa de decaimientos se estima en 1.5 cuentas/seg/litro, por lo que para el volumen interno de 7 toneladas (5000 l), se tiene una tasa de 7.5 Hz. Esto representa un total de $\sim 4.6 \times 10^5$ eventos de decaimiento de ^{39}Ar por año.

4.5.2. Rayos cósmicos

El ruido debido a los rayos cósmicos, tales como muones u otras partículas de baja energía ocurren a una tasa de 200 Hz/m² de área superficial del detector. Para CCM esta tasa ronda los 800 Hz. El factor de rechazo (*Duty Factor*) del haz permitirá reducir la tasa de eventos cosmogénicos para el análisis de eventos instantáneos (retrasados) a un nivel de 9×10^4 (1.3×10^6). El factor de rechazo del veto activo será del orden de 10^3 , y con la ayuda de cortes cinéticos se puede obtener un factor de 10 adicional reduciendo la tasa de eventos cosmogénicos a un orden de 10 (130) eventos, los cuales son relativamente pequeños comparados con la señal. Estos serán medidos con precisión realizando adquisición de datos con el haz apagado.

En contraparte, la única fuente de ruido *in-time* son los rayos gamma y los neutrones producidos por el mismo haz. De los dos, los neutrones son los más problemáticos en el detector, puesto que pueden eludir el veto y tener dispersiones de baja energía en el detector, imitando la señal de CEvNS.

4.5.3. Neutrones

La fuente del centro Lujan está optimizada para producir neutrones de baja energía, los cuales son el principal riesgo para CCM ya que pueden imitar la señal de CEvNS a través de la interacción de corriente neutra (NC). Por ejemplo, la interacción de neutrones en el detector:



deja exactamente la misma señal que la interacción de corriente neutra en el argón:



Solamente los neutrones con energía mayor a 20 MeV tendrán la velocidad suficiente para traslaparse con el pulso de neutrinos provenientes del haz. En la [Figura 4.6](#) se observa el flujo de neutrones en diferentes rangos de energía.

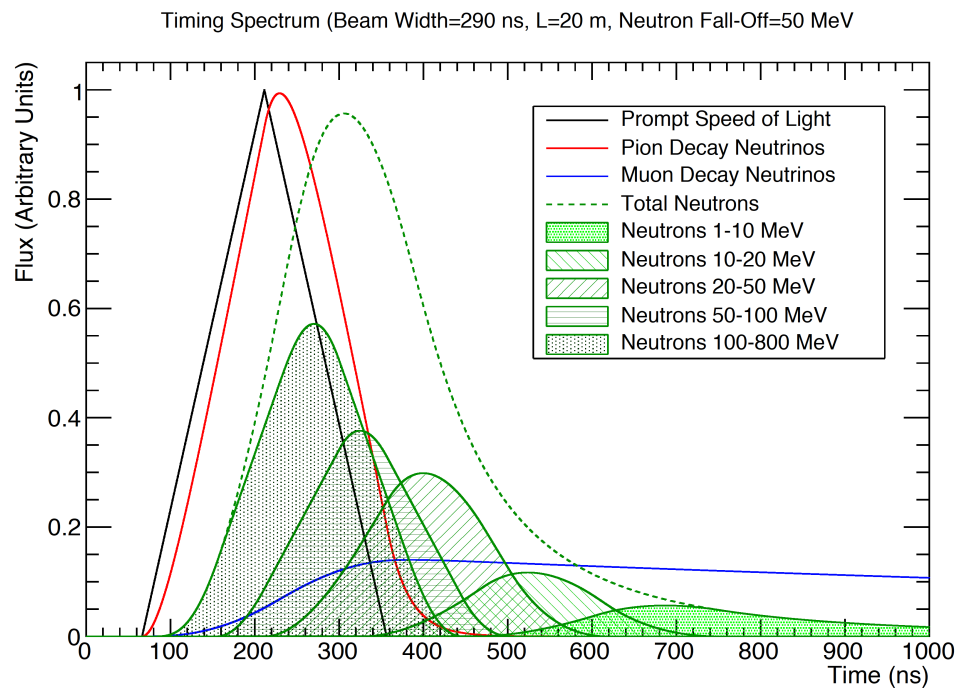


Figura 4.6: Tiempo relativo de los neutrones comparado con la señal de neutrinos.

4. EXPERIMENTO COHERENT CAPTAIN-MILLS

Se realizaron mediciones preliminares del flujo de neutrones en las condiciones normales del haz en el sitio donde se colocará el detector CCM que arrojaron un valor de 2.5 n/spill/m^2 con un espectro que decae rápidamente hacia los 50 MeV con una cola que termina alrededor de los 200 MeV. La tasa de eventos y el espectro de energía fueron utilizados para realizar una simulación en GEANT4. En la [Figura 4.7](#) (buscar un mejor esquema) pueden verse los resultados de la simulación. La configuración óptima encontrada para el escudo es un metro de acero, seguido de 2 metros de concreto más medio metro de agua/poly(tereftalato de etileno). Con esta configuración el flujo de neutrones se reduce en un factor de 10^6 , lo que reduce la tasa de neutrones en el detector a 200 eventos por año. Un factor adicional de un orden de magnitud se puede obtener mediante cortes de energía. Los eventos restantes pueden ser medidos de la evolución del espectro temporal y sustraerlos.

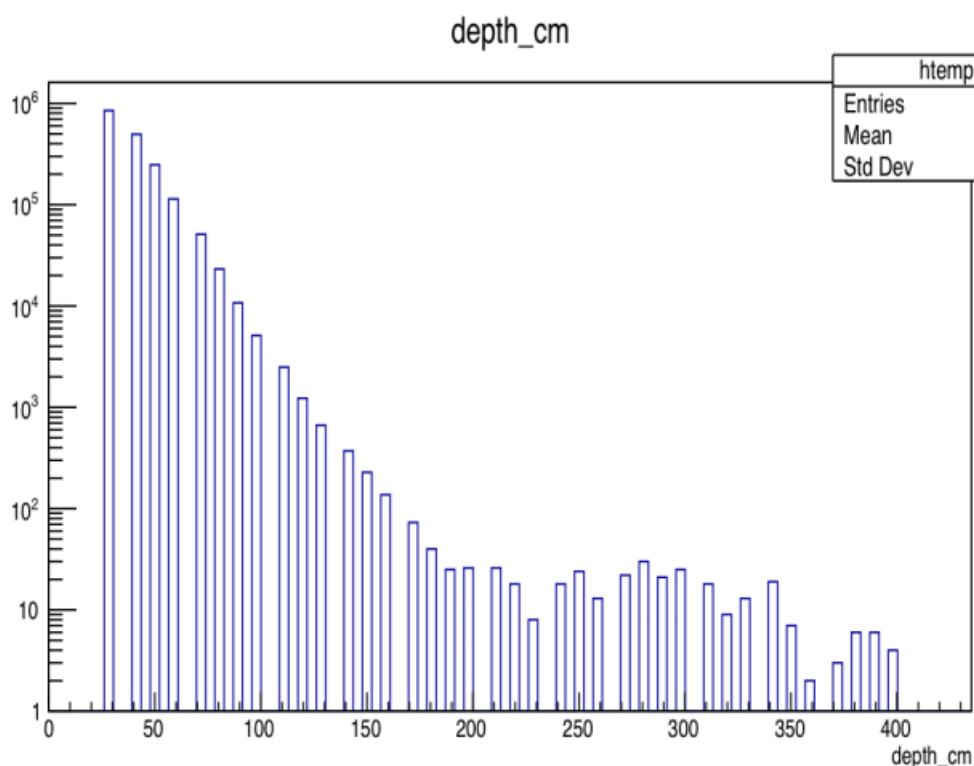


Figura 4.7: Resultados de las predicciones obtenidas para el escudo obtenidas utilizando GEANT4. Se simula una fuente de neutrones colocada a 13.5 m del detector.

4.6. Contribuciones al experimento

Durante el verano del 2018, el autor de esta tesis realizó una estancia de investigación en el Laboratorio Nacional de Los Alamos (LANL), donde participó activamente en el ensamble del detector CCM-120. Como parte de la colaboración del ICN - UNAM en CCM, una de las tareas realizadas consistió en el montaje de los fotomultiplicadores (PMTs) que utilizó CCM-120 durante la corrida en el otoño del 2018. Se trabajó en la colocación de los PMT sobre los soportes metálicos con los cuales serían introducidos en el detector. Para ello, con iluminación de luz LED para evitar daños en los PMT. Los PMT se extraían de la caja en la que venían empaquetados y se colocaba la parte del cristal hacia abajo con la finalidad de colocarle un anillo metálico. Posteriormente con la ayuda de un par de resortes, para evitar daños en el cristal, se les colocaba cuatro soportes metálicos en los cuales se alojaría otra estructura metálica que fijaría los anteriores soportes (estructura principal). Por último, utilizando cuatro resortes metálicos, se unía la estructura principal con el anillo metálico. Al finalizar el montaje, los PMT eran colocados nuevamente en sus cajas. A cada caja se le colocaba la leyenda con la fecha de montaje. Todos los componentes fueron limpiados con alcohol isopropílico, evitando así impurezas que pudieran desencadenar reacciones químicas dentro del detector.

Otra contribución importante consistió en la limpieza y montaje del criostato CCM-120. En principio, ya que el detector se encontraba completamente desmontado en partes, se limpió cada uno de sus componentes utilizando desengrasante y toallas de alta calidad. Conforme los componentes fueron limpiados, se comenzó el ensamble del criostato.

Posteriormente, el autor de esta tesis realizó los primeros estudios de caracterización de los PMT de CCM-120 bajo condiciones criogénicas (en argón líquido) así como en la medición de la tasa de eventos cosmogénicos. El proceso seguido se encuentra descrito en el [Capítulo 5](#).

Finalmente, el autor trabajó realizando simulaciones de procesos físicos de interés en el detector. Los detalles se pueden consultar en el [Capítulo 6](#).

4.7. Detección de neutrinos de supernovas en LAr

Durante el colapso gravitacional de una supernova, se producen, primero, neutrinos del electrón y luego el resto de los neutrinos activos. Se cree que el 99% de la energía de anar de la estrella, $E_B \approx 3 \times 10^{53}$ ergs, es emitida en forma de neutrinos. La [Figura 4.8](#) muestra la evolución en el tiempo de los flujos para los diferentes neutrinos activos, considerando que no hay oscilaciones de neutrinos [42]. El pulso esperado de neutrinos durante los primeros 40 ms del colapso es llamado *neutronization burst* y está dominado por neutrinos del electrón, mientras que a partir de $t = 40$ ms, se le conoce como el estado de enfriamiento y dura hasta 10 s emitiendo neutrines de todos los sabores.

Los neutrinos en el estado de enfriamiento están en equilibrio con la densidad de materia a su alrededor y su espectro de energía puede ser descrito por una función similar a una distribución de Fermi-Dirac.

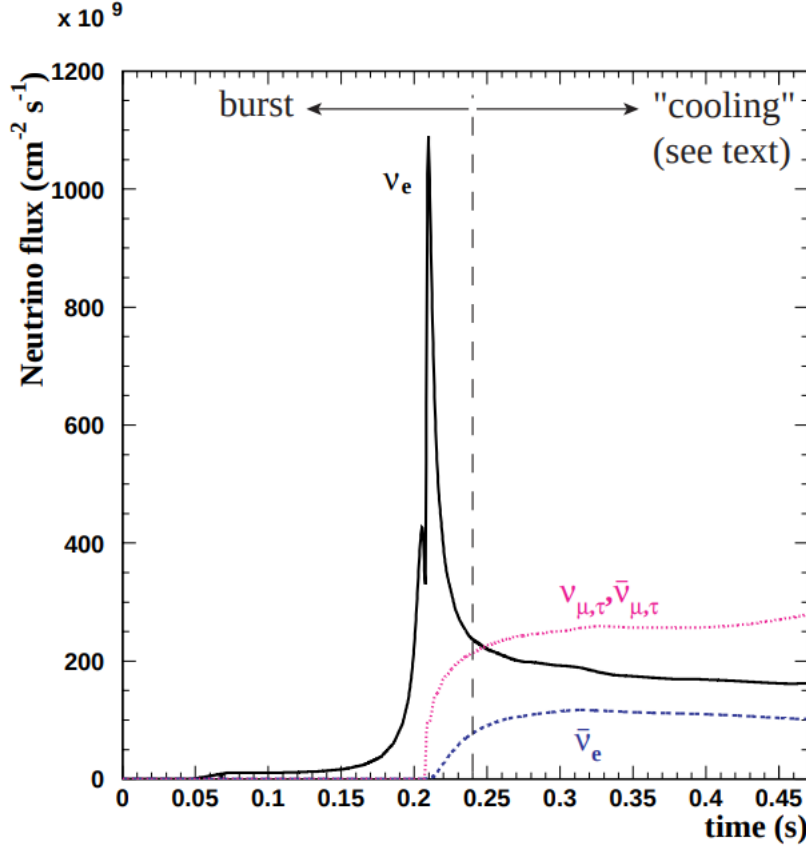


Figura 4.8: Predicción de [79] del flujo de neutrinos observados en la tierra, considerando que no hay oscilaciones de los neutrinos activos, a una distancia de 10 kpc.

El flujo de un neutrino emitido ν_α se puede escribir como [63]:

$$\phi(E_\alpha, L_\alpha, D, T_\alpha, \eta_\alpha) = \frac{L_\alpha}{4\pi D^2 F_3(\eta_\alpha) T_\alpha^4} \frac{E_\alpha^2}{e^{E_\alpha/T_\alpha - \eta_\alpha} + 1} \quad (4.6)$$

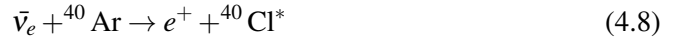
donde L_α es la luminosidad del neutrino de sabor ν_α ($E_B = \sum L_\alpha$), D es la distancia a la supernova, E_α es la energía del neutrino ν_α , T_α es la temperatura del neutrino dentro de la esfera del neutrino y η_α es el factor de *pinching*. Comúnmente $\eta_\alpha = 0$, $\langle E_{\nu_\alpha} \rangle \approx 3.15 T_\alpha$ y un factor de normalización $F_3(0) \approx 5.68$.

Los flujos originales ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_τ y $\bar{\nu}_\tau$ son aproximadamente iguales, por lo que son escritos como ν_x . Se considera que existe una jerarquía entre las energías de los diferentes sabores que mantiene la relación $\langle E_{\nu_e} \rangle < \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle < \langle E_{\nu_x} \rangle$. Aún así, el espectro de neutrinos específico es aún objeto de estudio.

4.7.1. Canales de detección en argón líquido

En LAr, los neutrinos de supernovas ($E_\nu < 100$ MeV) se pueden detectar mediante cuatro diferentes canales [42]:

1. Interacciones de corriente cargada (CC) en argón:



Los umbrales de energía de los neutrinos de estas reacciones son 1.5 MeV y 7.48 MeV, respectivamente.

2. Interacciones de corriente neutra (NC) en argón:



El umbral de energía de esta reacción es 1.46 MeV.

3. Dispersión elástica (ES) en electrones:



La [Figura 4.9](#) muestra las secciones eficaces de todos los procesos como función de la energía del neutrino. Es posible separar los diferentes canales mediante la medición de los fotones asociados a las des-excitaciones del K, Cl y Ar, o por la ausencia de éstos en el caso de dispersión elástica. De esta forma CCM puede aportar medidas de las secciones eficaces, las cuales son necesarias para el estudio de la explosión de supernovas.

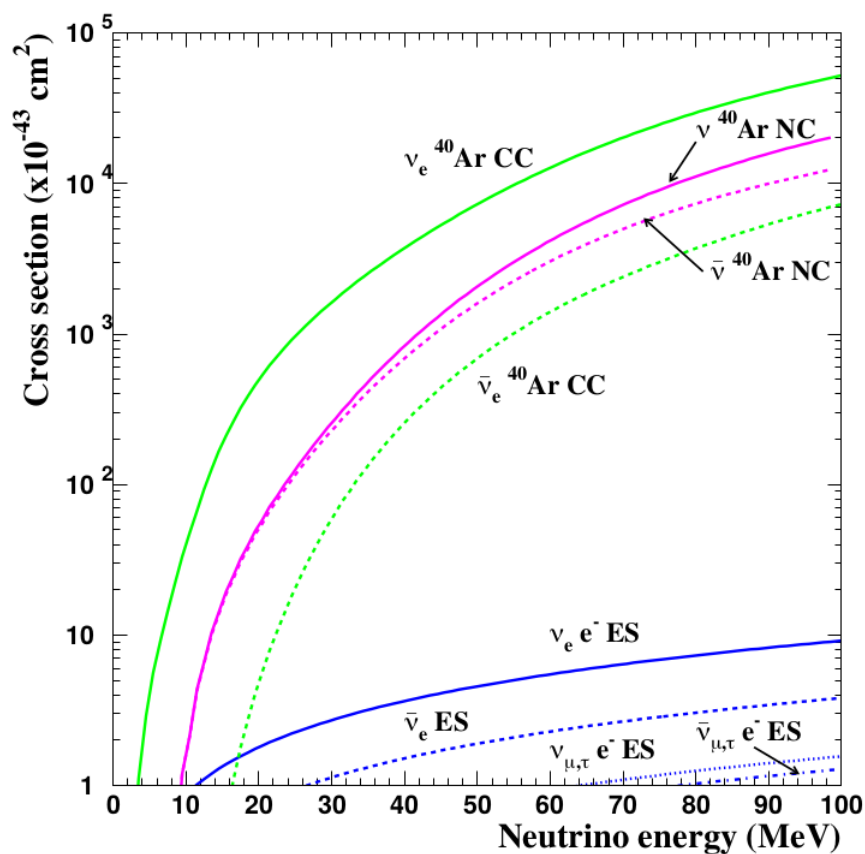


Figura 4.9: Secciones eficaces relevantes a la detección de supernovas utilizando argón líquido.

[42]

4.8. Estatus actual del detector y planes futuros

La colaboración CCM logró obtener avances significativos durante el 2020, a pesar de que los planes de construcción y toma de datos planeadas para ese año fueron postergados debido a la pandemia de COVID-19. El análisis de los datos tomados durante el 2019 con el prototipo CCM120, mostró que es posible lograr una separación de 190 ns entre la señal esperada de neutrinos y los *backgrounds* (neutrones y fotones) de la fuente de espalación. Estudios recientes sugieren que reducir el pulso de operación de la fuente en un factor de 10, podría aumentar el cociente S/B hasta en un factor de 100. Esta idea se ha presentado en una carta de intención LOI enviada al proceso SNOWMASS para solicitar apoyo adicional del DOE (*Department of Energy*). Además, se descubrió que la producción de luz de centelleo (128 nm) en el argón estaba fuertemente suprimida ($\sim \times 20$) por la absorción en moléculas de oxígeno y agua disueltas en el LAr. Esto indica que el experimento requerirá un sistema de recirculación y filtrado para

purificar el LAr. Estudios con fuentes de calibración (^{22}Na) con CCM120, indican una respuesta temporal del detector de ~ 20 ns, 20 cm de resolución espacial, una escala de energía de $4.6 \text{ PE} = 122 \text{ keV}$, con una resolución de energía del 20%. Un artículo con los resultados de la corrida de 2019 ha sido enviado para su publicación en la revista *Physical Review D* [11]. Este artículo contiene también los primeros resultados de una búsqueda de materia oscura sub-GeV con el detector CCM120. Un segundo artículo [12] destaca los resultados de las búsquedas de materia oscura en el escenario de materia oscura leptofóbica.

En el otoño del 2021, se terminó la construcción del detector CCM200. CCM200 está instrumentado por 200 fotomultiplicadores de 8 pulgadas, 120 en las paredes del cilindro y 40 en cada una de las tapas. Además, tiene 40 PMT de 1 pulgada, en un veto exterior al cilindro. De los PMT internos, 160 estarán cubiertas por un modificador de longitud de onda (*wavelength shifter*). Las paredes internas del cilindro estarán recubiertas con láminas de TPB, producidas por evaporación, en lugar de pintadas como en CCM120.

CCM200 está colocado a una distancia de 20 m de la fuente de espalación Lujan, y en principio puede ubicarse a una posición de 40 m para el estudio de oscilaciones de neutrinos. La toma de datos de 2021 comenzó a finales de octubre, y tendrá una duración de 3 meses. Con estos datos se realizarán nuevas búsquedas de materia oscura en los escenarios ya estudiados por CCM120, así como búsquedas de otros candidatos de materia oscura, en particular los llamados *Axion Like Particles*. Recientes resultados de experimentos de oscilaciones de neutrinos [5, 25] han brindado nueva información sobre el panorama de los neutrinos estériles que tendrán impacto sobre el potencial y alcance de CCM para su búsqueda.

Capítulo 5

Criostato Private Pyle

Durante el verano del 2018 (Junio - Agosto) se comenzó el ensamble del detector CCM en su primera versión. Con la finalidad de estudiar el funcionamiento de los fotomultiplicadores bajo condiciones criogénicas estando inmersos en argón líquido (LAr), así como analizar su tasa de eventos en respuesta a los rayos cósmicos, se realizó el montaje experimental del criostato Private Pyle (PCC), el cual se montó en el área que ocupó el detector del experimento LSND, en LANSCE. El autor de esta tesis participó en el ensamble de ambos criostatos y estuvo a cargo de la operación de PPC y del análisis descrito en este capítulo.

El criostato Private Pyle consiste en un cilindro de 110 cm de altura con 76.2 cm de diámetro, hecho de acero inoxidable. Éste está instrumentado con ocho tubos fotomultiplicadores de 8 pulgadas de diámetro (PMTs) de la marca Hamamatsu R5912, los cuales son del mismo tipo a lo que son utilizados en el experimento Coherent CAPTAIN-Mills. Este criostato puede ser operado en dos modos, ya sea lleno de argón líquido o simplemente lleno de aire. En este capítulo se discute una breve descripción del montaje y desarrollo experimental, mientras que se hace especial énfasis en el análisis de los datos obtenidos con el fin de obtener la tasa de eventos de los PMTs, así como la ganancia y la distribución de energía de cada uno de los PMTs.

5.1. Montaje experimental

El montaje experimental se muestra en la Figura 5.1. Los tubos fotomultiplicadores están sobre las caras de una caja rectangular que encaja perfectamente dentro del criostato. Están acomodados en dos filas (una arriba y otra abajo), en las cuales cada fila contiene cuatro PMTs. El orden en el cual están acomodados los PMTs se muestra en la Figura 5.2(a). Las señales de los PMTs se leen mediante el mismo cable que provee el voltaje. Los cables de salida de los PMTs desde el criostato pasan a través de 8 puertos localizados en la parte superior del criostato. En la Figura 5.2(b) se muestra el acomodo de los cables de salida en los ocho puertos. Posteriormente, las señales de los detectores son enviadas a una caja desacopladora, y después a un digitalizador. El digitalizador por su parte se encuentra conectado a computadora de adquisición de datos.

5. CRIOSTATO PRIVATE PYLE

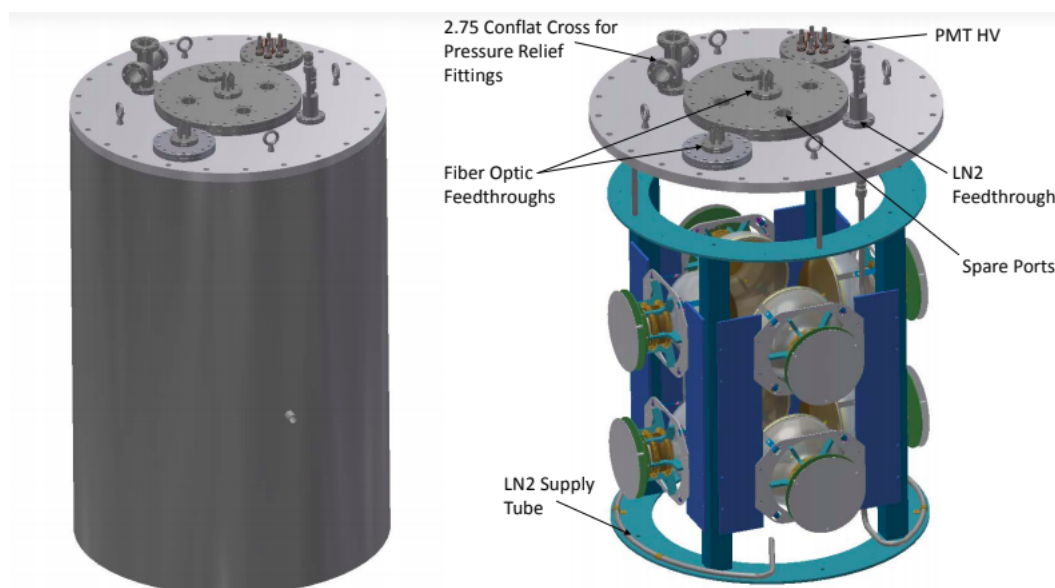


Figura 5.1: Esquema del montaje experimental del criostato. Se muestra el acomodo de los PMTs dentro del criostato. En la parte de arriba del esquema del lado derecho, se puede observar las conexiones de los cables de alto voltaje de los PMTs.

Para la primer parte de la adquisición de datos, el criostato fue llenado con argón líquido para probar el funcionamiento de los PMTs bajo condiciones criogénicas, así como para obtener su tasa de eventos y sus distribuciones de energía y ganancia. Para esta parte los PMTs de la fila de la parte superior fueron desconectados debido a que se observaron fluctuaciones de corriente en la fuente de alto voltaje para estos canales, además de que se escuchaban ruidos anormales (tal vez de la caja desacopladora). Este efecto pudo ser debido a la evaporación del argón líquido dentro del criostato. La segunda parte de la adquisición de datos fue hecha con el criostato lleno únicamente con aire. En este caso, se obtuvieron datos utilizando los ocho canales, ya que en este caso estaban trabajando perfectamente. Es importante mencionar que algunos, de dichos PMTs, se encuentran recubiertos de tetrafenil butadieno con la finalidad del corrimiento de la longitud de onda de la luz. En ambos casos, el criostato fue cubierto con una lona para protegerlo de la luz.

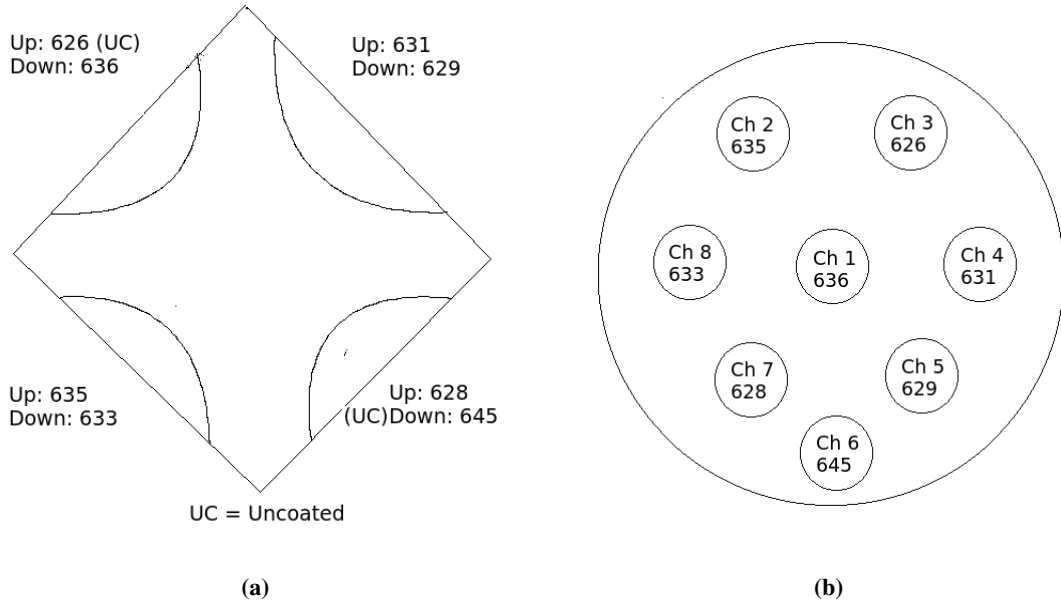


Figura 5.2: Esta figura muestra dos esquemas para la distribución de los PMTs. a) Muestra cuales de los PMTs se encuentran arriba o abajo dentro del criostato. Además, muestra cuáles de los PMTs están recubiertos de tetrafenil butadieno y cuáles no. b) Muestra la distribución de los canales y el número de PMT conectado en cada conexión de alto voltaje sobre el criostato.

5.2. Adquisición de datos (DAQ) y procesamiento de señales

La adquisición de datos del experimento PPC utiliza ocho canales de una tarjeta digitalizadora CAEN VX1720 500 MHz para leer las trazas de los 8 PMTs en ventanas de $2 \mu\text{s}$ a una tasa de 5 Hz. La computadora de adquisición de datos utiliza el programa digiTES, el cual es un software multiparámetro de adquisición de datos para aplicaciones en física. Éste produce para cada canal un archivo de texto, en el cual cada línea contiene una etiqueta de tiempo y los valores digitalizados en una muestra de 1000 puntos para cada traza. Un ejemplo de una ventana de adquisición mostrando dos pulsos (eventos) en la traza adquirida se muestra en la Figura 5.3.

Un algoritmo dedicado a encontrar los picos correspondientes a eventos en el detector, fue escrito para escanear la traza de cada PMT y encontrar los mínimos que sobrepasan un cierto umbral. La tasa de eventos (*Event Rate*) se define como la frecuencia con la que se encuentra una ventana con al menos un evento. Para cada PMT, el *Event Rate*, se calcula como la fracción de ventanas que contengan al menos un evento, dividido por el tamaño de una ventana, $2 \mu\text{s}$:

$$EventRate(PMT_i) = \frac{\#DAQwin_i - \#DAQwin(0peaks)_i}{\#DAQwin_i} \times \frac{1}{2\mu\text{s}} \quad (5.1)$$

La tasa de pulsos singulares (*Single Rate*) se define como la frecuencia con la que se encuentra un pulso a lo largo de una traza. Para cada PMT se calcula como el promedio del número de picos en 700 ventanas consecutivas dividido por el tamaño de una sola ventana, $2 \mu\text{s}$.

$$SingleRate(PMT_i) = \frac{1}{700} \times \sum_{j=1}^{700} \#Peaks(win_j) \times \frac{1}{2\mu\text{s}} \quad (5.2)$$

La etiqueta de tiempo asociada con la tasa de pulsos singulares se elige como el punto medio de las 700 ventanas que fueron utilizadas para calcular dicha tasa.

5.3. Algoritmo para encontrar los picos

El código comienza dividiendo cada ventana de $2 \mu\text{s}$ en diez partes iguales (de un tamaño de 200 ns con muestras de 100 puntos cada una), y calculando el promedio y la desviación estándar para cada parte. La sección de 200 ns con la mínima desviación estándar σ se elige. Posteriormente, dicha línea base y desviación estándar se fijan para toda la ventana. A continuación, el código recorre la ventana completa buscando los mínimos locales que estén a una distancia a 4 y 5 σ de la línea base. Un ejemplo de una traza con dos eventos extraídas de un los datos de un fotomultiplicador se puede ver en la Figura 5.3.

Se repite este procedimiento para cada una de las ventanas. Por último se guardan los datos en un archivo tipo csv. Los datos que se guardan son: la desviación estándar σ , y para los umbrales de 4 y 5 σ , el número de mínimos, la amplitud de los mínimos y la posición de los mínimos. Un segundo programa se escribió para trabajar con el archivo csv y obtener las gráficas.

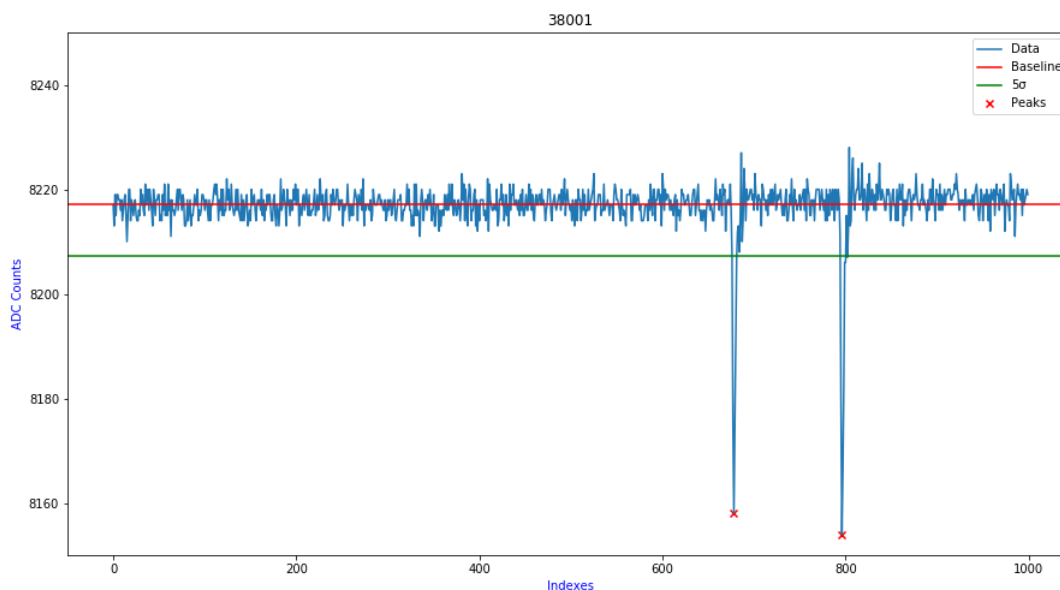


Figura 5.3: Un pulso digitalizado típico de un archivo de texto de salida del DAQ. La línea azul es la traza de los datos, la línea roja es la línea base, la línea verde corresponde al valor de umbral alejado 5σ de la línea base. Las cruces rojas son los picos encontrados por el algoritmo diseñado para encontrar los mínimos.

5.4. Resultados

En esta subsección se muestran los resultados de las tomas de datos ya sea con argón líquido o únicamente con aire dentro del criostato.

Las tomas de datos con argón líquido fueron tomadas en dos adquisiciones consecutivas, la primera el viernes 20/07/18 de las 04:00 p.m a las 10:38 p.m y la segunda de las 10:38 p.m a las 08:00 a.m del siguiente día. Por otro lado, las adquisiciones de datos con el criostato lleno de aire fueron tomadas, una durante la noche del jueves 26/07/18 y la segunda durante la noche del lunes 30/07/18. Cada una aproximadamente durante 12 horas.

Para cada una de las adquisiciones descritas en el párrafo anterior, se calculó la tasa de eventos, la tasa de eventos singulares, la raíz de la media cuadrática (RMS) de la línea base, así como la ganancia de los PMTs.

5.4.1. Argón líquido dentro del criostato.

Viernes 20/07/18 - 04:00 p.m to 10:38 p.m

La Figura 5.4 muestra el promedio del número de picos (*SingleRate* de la ecuación 5.2 multiplicado por $2\mu s$) para los canales 1, 5, 6 y 8. La leyenda de la gráfica muestra el promedio para cada canal sobre la corrida completa.

5. CRIOSTATO PRIVATE PYLE

Para cada pico que es encontrado, se calcula su amplitud como la diferencia entre la altura del pico y la línea base. La distribución de la amplitud de los picos para cada PMT se muestran en la Figura 5.5 y Figura A.1. De estas gráficas resulta claro observar que cada PMT tiene una ganancia diferente.

La distribución del número de picos encontrados sobre toda la corrida son mostradas en la Figura. A.2 (Escala lineal) y en la Figura. A.3 (Escala logarítmica). Se calcula el promedio para histograma y se verifica que el valor corresponda con los obtenidos de la Figura 5.4. (Véase Tabla 5.1).

Viernes 20/07/18 - 10:38 p.m to 08:00 a.m

La Figura 5.6 muestra el promedio del número de máximos (*SingleRate* de la ecuación 5.2 multiplicado por $2 \mu s$) para los canales 1, 5, 6 y 8. La leyenda de la gráfica muestra el promedio para cada canal sobre la corrida completa.

Para cada pico que es encontrado, se calcula su amplitud como la diferencia entre la altura del pico y la línea base. La distribución de la amplitud de los picos para cada PMT se muestran en la Figura 5.7 y Figura A.4. De estas gráficas resulta claro observar que cada PMT tiene una ganancia diferente.

La distribución del número de picos encontrados sobre toda la corrida son mostradas en la Figura A.2 (Escala lineal) y en la Figura A.6 (Escala logarítmica). Se calcula el promedio para histograma y se verifica que el valor corresponda con los obtenidos de la Figura. 5.6. (Véase Tabla 5.1).

Los resultados para las dos tomas de datos consecutivas en argón se muestran en la Tabla 5.1.

Argón líquido dentro del criostato.					
1era Toma de Datos					
Ch	Tasa promedio	Promedio del histograma	Single rate (kHz)	Event rate (kHz)	RMS
1	0.11	0.11	55.00	21.63	13.25
5	0.11	0.11	55.00	21.98	0.65
6	0.08	0.08	40.00	18.65	0.62
8	0.12	0.12	60.00	21.68	0.77
2da Toma de Datos					
1	0.10	0.10	50.00	20.80	0.55
5	0.10	0.10	50.00	20.70	0.55
6	0.07	0.07	35.00	18.85	0.52
8	0.11	0.11	55.00	20.60	0.60

Tabla 5.1: Esta tabla muestra los resultados obtenidos operando el criostato con argón líquido dentro del criostato para ambas adquisiciones de datos, durante la noche del 20/07/18. Para esta tabla, el PMT del canal 6 no está recubierto. Los PMTs de los canales 1, 5 y 8 están recubiertos.

Para la primera toma de datos, las dos primeras columnas muestran la correspondencia entre la tasa promedio obtenida de la Figura 5.4 y el promedio del histograma en la Figura A.2. Las tercera y cuarta columna muestra los valores obtenidos para el single rate y event rate definidos en las ecuaciones 5.1 y 5.2. La última columna muestra el valor de la raíz de la media cuadrática (RMS, siglas en inglés) para la línea base.

Para la segunda adquisición de datos, las dos primeras columnas muestran la correspondencia entre la tasa promedio obtenida de la Figura 5.6 y el promedio del histograma en la Figura A.5. Las tercera y cuarta columna muestra los valores obtenidos para el single rate y event rate definidos en las ecuaciones 5.1 y 5.2. La última columna muestra el valor de la raíz de la media cuadrática (RMS, siglas en inglés) para la línea base.

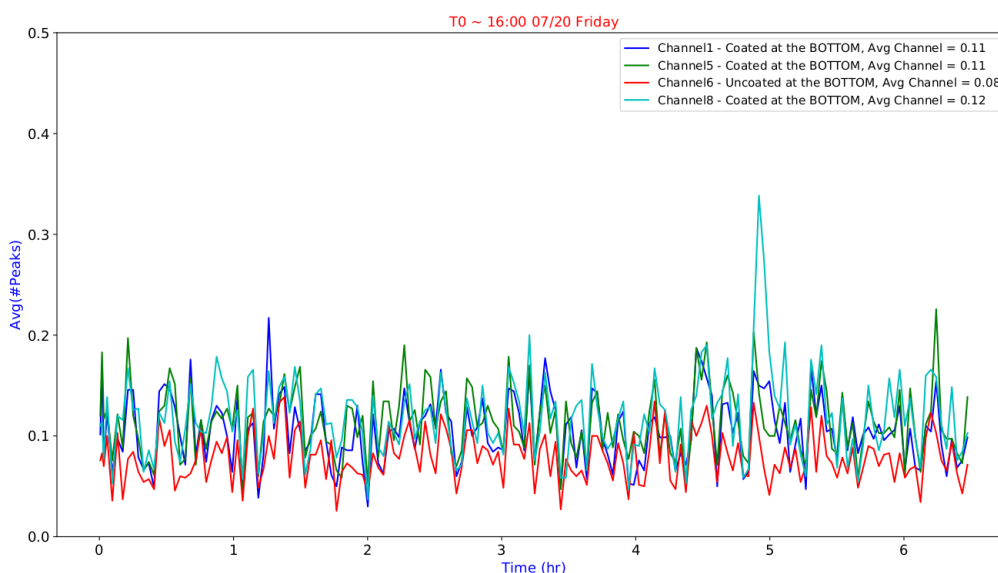


Figura 5.4: Esta gráfica muestra la primera tasa obtenida, durante la tarde del 20/07/18 de las 04:00 p.m a las 10:38 p.m. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato con argón líquido. Se muestran los cuatro canales con los que se trabajó. En la leyenda se puede observar el valor promedio de la tasa para cada uno de los canales. El canal 6 no está recubierto, mientras que los canales 1,5 y 8 sí lo están.

5. CRIOSTATO PRIVATE PYLE

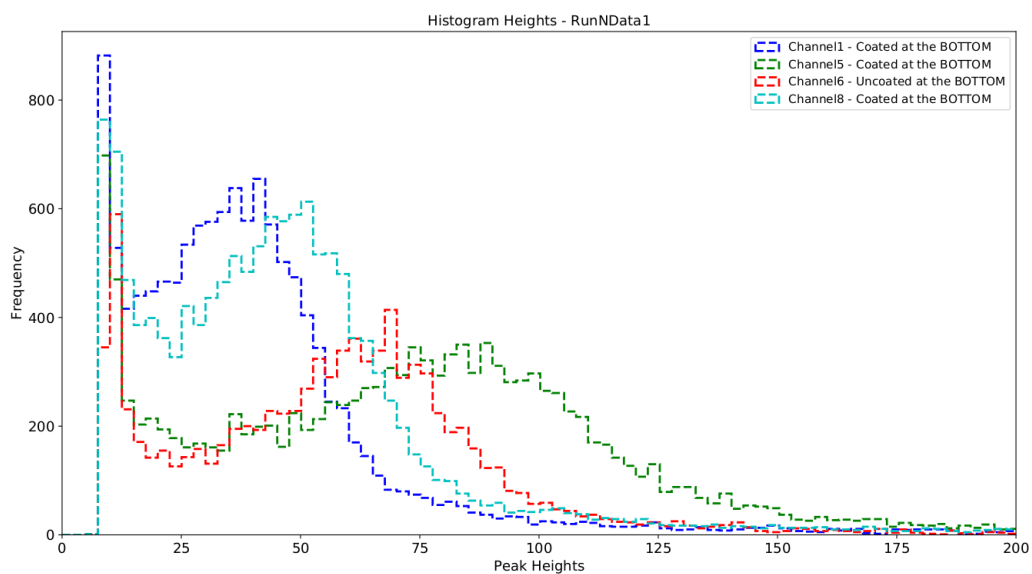


Figura 5.5: Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal durante la corrida de la tarde del 20/07/18 de las 04:00 p.m a las 10:38 p.m. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato con argón líquido. Se muestran los cuatro canales con los que se trabajó. El canal 6 no está recubierto, mientras que los canales 1,5 y 8 sí lo están.

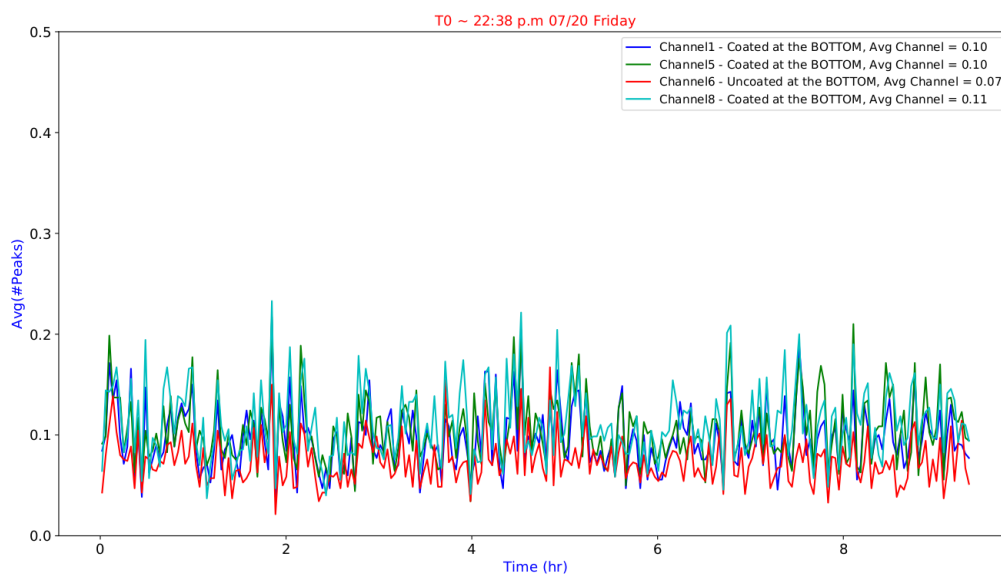


Figura 5.6: Esta gráfica muestra la segunda tasa obtenida, durante la noche del 20/07/18 de las 10:38 p.m a las 08:00 a.m del siguiente día. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato con argón líquido. Se muestran los cuatros canales con los que se trabajó. En la leyenda se puede observar el valor promedio de la tasa para cada uno de los canales. El canal 6 no está recubierto, mientras que los canales 1,5 y 8 sí lo están.

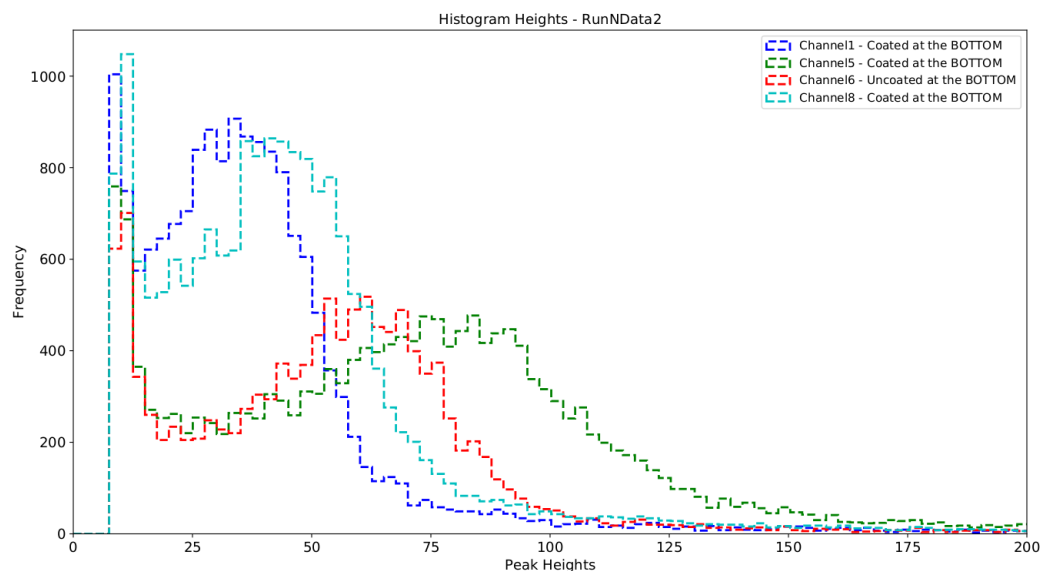


Figura 5.7: Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal durante la noche del 20/07/18 de las 10:38 p.m a las 08:00 a.m del siguiente día. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato con argón líquido. Se muestran los cuatro canales con los que se trabajó. El canal 6 no está recubierto, mientras que los canales 1,5 y 8 sí lo están.

5.4.2. Únicamente aire dentro del criostato.

Los resultados con aire únicamente dentro del criostato se muestran en esta subsección. Para esta parte del análisis, los datos fueron tomados durante dos noches diferentes, una durante la noche del jueves 26/07/18 y la otra durante la noche del lunes 30/07/18. Estos datos fueron adquiridos utilizando todos los canales (Del 1 al 8).

Noche del jueves 26/07/18

La Figura 5.8 muestra el promedio del número de máximos (*SingleRate* de la ecuación 5.2 multiplicado por $2 \mu s$) para los canales del 1 al 8. La leyenda de la gráfica muestra el promedio para cada canal sobre la corrida completa.

Para cada pico que es encontrado, se calcula su amplitud como la diferencia entre la altura del pico y la línea base. La distribución de la amplitud de los picos para cada PMT se muestran en la Figura 5.9 y Figura A.7. De estas gráficas resulta claro observar que cada PMT tiene una ganancia diferente.

La distribución del número de picos encontrados sobre toda la corrida son mostradas en la Figura A.8 (Escala lineal) y en la Figura A.9 (Escala logarítmica). Se calcula el promedio para histograma y se verifica que el valor corresponda con los obtenidos de la Figura 5.4. (Véase la Tabla 5.2).

Noche del lunes 30/07/18

La Figura 5.10 muestra el promedio del número de máximos (*SingleRate* de la ecuación 5.2

multiplicado por $2 \mu s$) para los canales del 1 al 8. La leyenda de la gráfica muestra el promedio para cada canal sobre la corrida completa.

Para cada pico que es encontrado, se calcula su amplitud como la diferencia entre la altura del pico y la línea base. La distribución de la amplitud de los picos para cada PMT se muestran en la Figura 5.11 y Figura A.10. De estas gráficas resulta claro observar que cada PMT tiene una ganancia diferente.

La distribución del número de picos encontrados sobre toda la corrida son mostradas en la Figura A.11 (Escala lineal) y en la Figura A.12 (Escala logarítmica). Se calcula el promedio para histograma y se verifica que el valor corresponda con los obtenidos de la Figura 5.4. (Véase la Tabla 5.2).

En la Tabla 5.2 se puede encontrar un resumen de estos valores, así como el valor del single rate calculado para cada canal utilizando solamente aire dentro del criostato. Se obtuvo también el event rate para cada canal.

Únicamente aire dentro del criostato.					
1era Toma de Datos					
Ch	Avg Rate	Histogram mean	Single rate (kHz)	Event rate (kHz)	RMS
1	0.02	0.02	10.00	08.79	0.57
2	0.02	0.02	10.00	09.67	0.68
3	0.03	0.03	15.00	13.82	0.57
4	0.02	0.02	10.00	10.00	0.65
5	0.07	0.07	35.00	33.28	0.65
6	0.02	0.02	10.00	08.16	0.52
7	0.04	0.04	20.00	18.48	0.58
8	0.03	0.03	15.00	14.36	0.68
2da Toma de Datos					
1	0.01	0.01	05.00	05.00	0.71
2	0.02	0.02	10.00	10.00	0.68
3	0.02	0.02	10.00	10.00	0.57
4	0.03	0.03	15.00	15.00	0.68
5	0.05	0.05	25.00	25.00	0.75
6	0.02	0.02	10.00	10.00	0.61
7	0.03	0.03	15.00	15.00	0.62
8	0.03	0.03	15.00	15.00	0.70

Tabla 5.2: Esta tabla muestra los resultados obtenidos operando el criostato únicamente con aire dentro del criostato para ambas adquisiciones de datos, para la noche del 26/07/18 y para la noche del 30/07/18. Para esta tabla, los PMTs de los canales 3 y 6 no están recubiertos. Los canales 1, 2, 4, 5, 7 y 8 están recubiertos.

Para la primera toma de datos, las dos primeras columnas muestran la correspondencia entre la tasa promedio obtenida de la Figura 5.8 y el promedio del histograma en la Figura A.8. Las tercera y cuarta columna muestra los valores obtenidos para el single rate y event rate definidos en las ecuaciones 5.1 y 5.2. La última columna muestra el valor de la raíz de la media cuadrática (RMS, siglas en inglés) para la línea base.

Para la segunda adquisición de datos, las dos primeras columnas muestran la correspondencia entre la tasa promedio obtenida de la Figura 5.10 y el promedio del histograma en la Figura A.11. Las tercera y cuarta columna muestra los valores obtenidos para el single rate y event rate definidos en las ecuaciones 5.1 y 5.2. La última columna muestra el valor de la raíz de la media cuadrática (RMS, siglas en inglés) para la línea base.

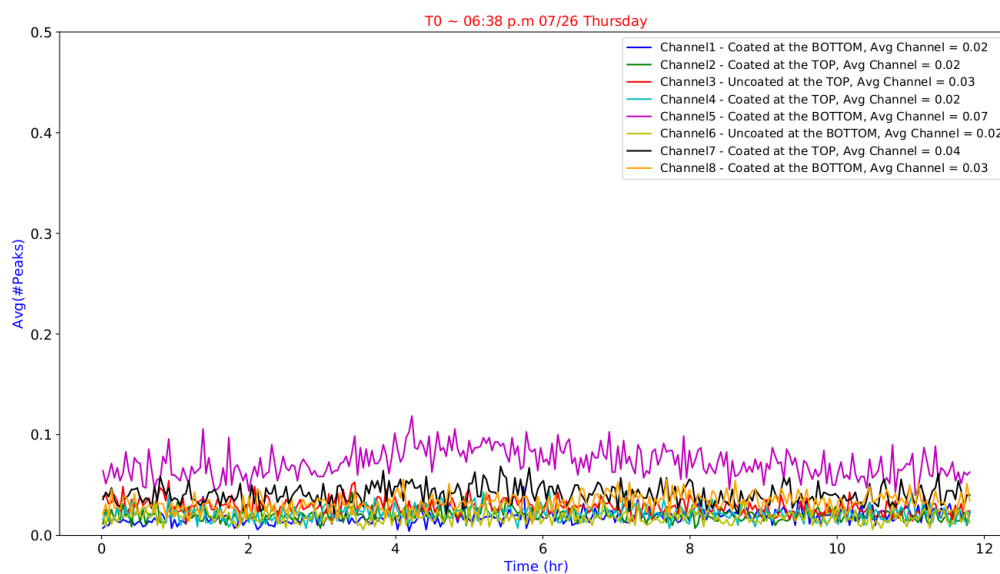


Figura 5.8: Esta gráfica muestra la primera tasa obtenida, durante la noche del jueves 26/07/18. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato únicamente con aire. Se trabajó con los ocho canales. En la leyenda se puede observar el valor promedio de la tasa para cada uno de los canales. Los PMTs de los canales 3 y 6 no están recubiertos. Los canales 1, 2, 4, 5, 7 y 8 están recubiertos.

5. CRIOSTATO PRIVATE PYLE

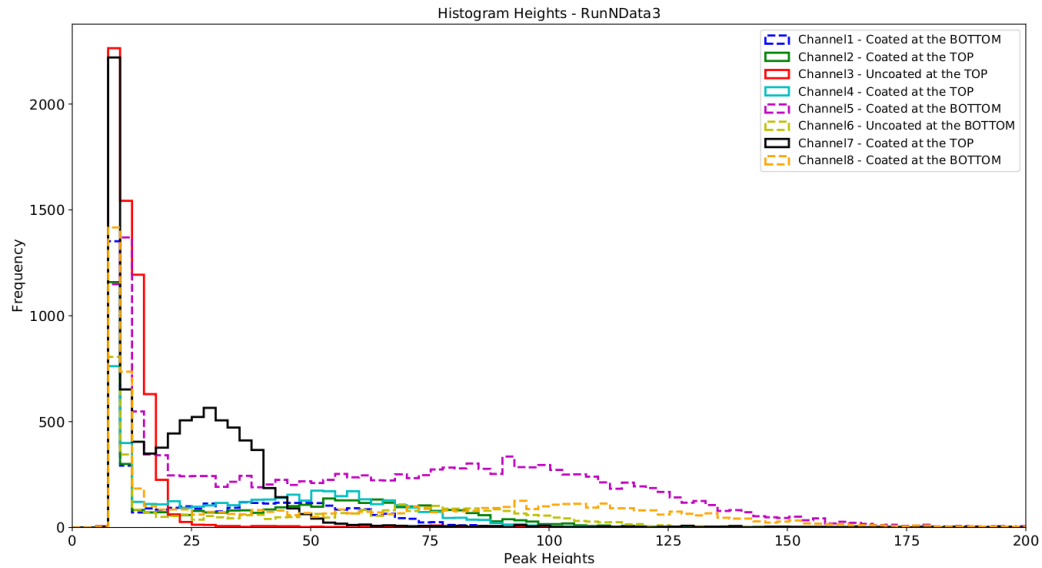


Figura 5.9: Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal durante la corrida de la noche del jueves 26/07/18. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato con argón líquido. Se trabajó con los ocho canales. Los PMTs de los canales 3 y 6 no están recubiertos. Los canales 1, 2, 4, 5, 7 y 8 están recubiertos.

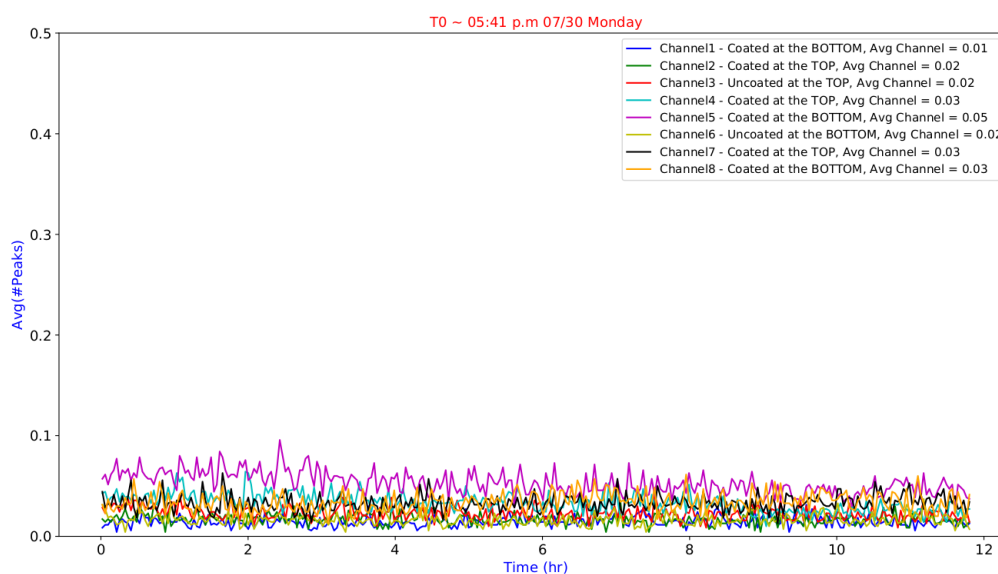


Figura 5.10: Esta gráfica muestra la segunda tasa obtenida, durante la noche del lunes 30/07/18. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato únicamente con aire. Se trabajó con los ocho canales. En la leyenda se puede observar el valor promedio de la tasa para cada uno de los canales. Los PMTs de los canales 3 y 6 no están recubiertos. Los canales 1, 2, 4, 5, 7 y 8 están recubiertos.

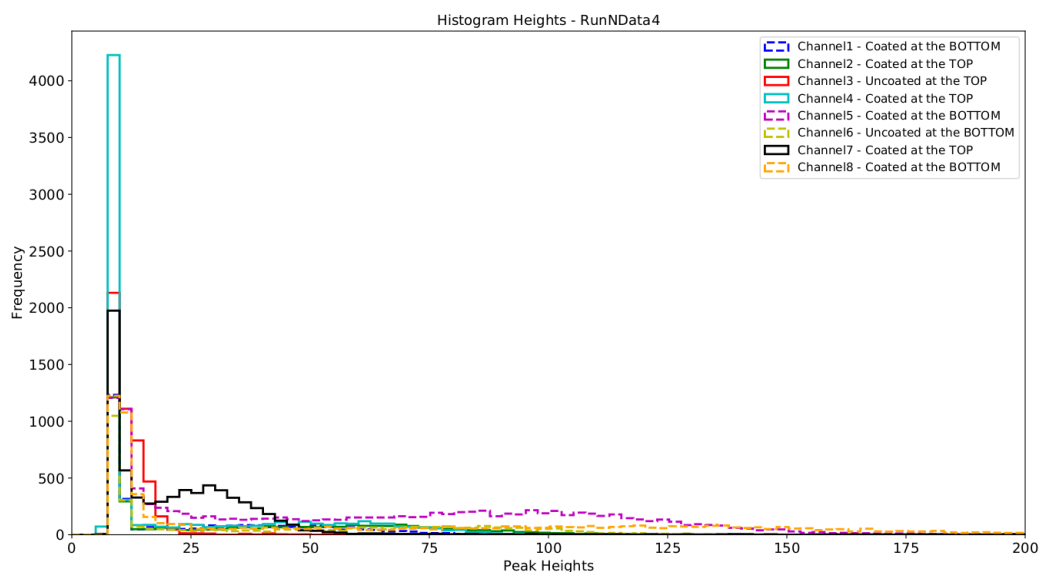


Figura 5.11: Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal durante la corrida de la noche del lunes 30/07/18. Durante esta adquisición de datos se operó el criostato con argón líquido. Se trabajó con los ocho canales. Los PMTs de los canales 3 y 6 no están recubiertos. Los canales 1, 2, 4, 5, 7 y 8 están recubiertos.

5.4.3. Resumen

5.4.3.1. Argón líquido dentro del criostato

De la Tabla 5.1, se calculó el promedio de las ocho medidas para la tasa de eventos singulares y para la tasa de eventos sobre todos los PMTs y sobre las dos corridas con lo que se obtuvieron los siguientes resultados:

$$SingleRate_{argon} = (50.00 \pm 7.91) \text{ kHz}$$

$$EventRate_{argon} = (20.61 \pm 1.18) \text{ kHz}$$

El error en las medidas de las tasas viene dado por la desviación estándar de los datos.

5.4.3.2. Únicamente aire dentro del criostato

De manera análoga, de la Tabla 5.2 se calculó el promedio sobre las dieciséis medidas con lo que se obtuvieron los siguientes resultados:

$$SingleRate_{aire} = (14.38 \pm 7.04) \text{ kHz}$$

$$EventRate_{aire} = (13.22 \pm 7.12) \text{ kHz}$$

5.5. Conclusiones

Algunos de los PMTs para el experimento Coherent CAPTAIN-Mills fueron probados en el Experimento Private Pyle bajo condiciones criogénicas. Se obtuvieron datos durante varias corridas con el criostato lleno de argón líquido, o únicamente con aire. En la fase de argón líquido, todos los PMTs que estuvieron completamente sumergidos en el líquido (Los canales 1, 5, 6 y 8) operaron como se esperaba, mientras que estuvieron parcialmente sumergidos o cerca de la superficie se comportaron erráticamente, por lo que los datos de estos últimos no fueron considerados en el análisis. En la fase donde se colocó únicamente aire, todos los canales operaron correctamente pero las medidas mostraron una dispersión mayor.

Se obtuvieron la tasa de eventos singulares y la tasa de eventos para ambas fases del experimento, así como se obtuvo un promedio sobre las medidas para todos los canales. Se observaron fluctuaciones de mayor valor en las medidas tomadas sólo con aire que las que involucraron argón. Por otro lado, como se esperaba, la tasa de eventos singulares y la tasa de eventos fue mayor cuando se consideró la fase de argón líquido.

Una conclusión importante, viene de analizar los valores de event rate y single rate. Primero, veamos que los valores que se obtienen cuando se opera el criostato únicamente con aire son muy parecido, con una diferencia únicamente del 8%. Por otro lado, cuando se opera el criostato con argón líquido, tenemos una diferencia notable entre ambos valores, siendo el valor de single rate alrededor de dos veces y media el valor de event rate, esto nos sugiere la existencia de eventos secundarios debido al argón líquido.

A partir de los espectros de amplitudes observamos que los PMTs tienen una ganancia diferente. Esto puede ser corregido ajustando el voltaje a cada PMT de tal forma que los picos coincidan para los diferentes canales.

Las estabilidades de la línea base para cada PMT de los canales 2 hasta el 8 se obtuvieron con 0.009% de calidad y con un 0.17% para el canal 1.

Simulaciones de CCM en RAT-PAC

6.1. RAT-PAC

RAT-PAC (Reactor Analysis Tool Plus Another Codes) es un *software* creado por la colaboración Braidwood que combina simulaciones Monte Carlo (MC) y herramientas de análisis de datos en una misma paquetería. Está orientado a experimentos que utilizan líquidos centelleadores como medio detector. RAT-PAC integra diversos paquetes existentes, tales como:

- Geant4 - Simulaciones Monte Carlo de procesos físicos en detectores.
- ROOT - Análisis de datos.
- CLHEP
- GLG4sim (*Generic Liquid Scintillator Geant4 Simulation*)

RAT-PAC permite generar eventos de una o varias partículas, por lo que permite apilar eventos de diferentes tipo. Permite simular procesos ópticos, electromagnéticos y hadrónicos, así como también simulación de PMTs y DAQ (adquisición de datos). Por último, RAT-PAC cuenta con opciones de visualización. Toda esta información está contenida en un conjunto de tablas dentro de la base de datos (RATDB).

6.2. Geometría de CCM en RAT-PAC

La geometría de CCM en RAT-PAC se carga mediante tablas que contienen información de los materiales, posiciones y elementos contenidos en cada una de las partes de la geometría. Ésta información está contenida en un archivo con extensión *.geo* (*captainmills.geo*). La geometría que constituye CCM es la siguiente: Se construye primero el volumen *mun*do, un cubo de 20 m de lado que contiene únicamente aire con una densidad de 1.29 g/cm^3 , construido como una mezcla de 70% nitrógeno y 30% de oxígeno. Este volumen representa el espacio físico

e la simulación. Posteriormente, en el centro de este cubo, se crea un cilindro de acero inoxidable, de densidad 7.87 g/cm^3 , de radio exterior de 1.5736 m con un grosor de pared de 10.16 cm y una altura de 1.230 m . Éste representa el criostato. El volumen interior del criostato se llena con argón líquido, de densidad 1.784 g/cm^3 . La altura del cilindro de argón líquido tiene una extensión de 1.2214 m , dejando el grosor de las tapas de 4.3 mm , cada una. Las propiedades ópticas del argón líquido se muestran en la [Figura 6.2](#). Éstas muestran las fracciones de emisión de centelleo, índice de refracción, longitud de absorción y longitud de dispersión como función de la energía del fotón. La producción de fotones es de $40,000 \text{ fotones/MeV}$ distribuidos en 75% en la componente rápida ($\tau = 6.0 \text{ ns}$) y 25% en la componente lenta ($\tau = 1590.0 \text{ ns}$).

Dentro del volumen de argón líquido, se coloca el soporte donde serán posicionados los PMTs. Éste es un cilindro de aluminio, con densidad 2.7 g/cm^3 , con dimensiones de 1.3286 m de radio y una altura de 0.8553 m . Al interior de este cilindro, se coloca una capa de teflón (2.2 g/cm^3) definida como un cilindro de radio exterior 1.277 m , y un grosor de 5 mm y una altura de 0.8345 m , representando la superficie reflectora. En la pared interior se coloca de una capa (1 micra de grisir) de TPB (tetrafenil butadieno), el cual es un compuesto orgánico que funciona como desplazador de longitud de onda. El volumen cilíndrico al interior de la capa de TPB, con radio exterior de 1.277 m y una altura de 82.95 cm , es el volumen *fiducial* de argón líquido del detector. Por último, se colocan 120 PMTs sobre el soporte de aluminio creado anteriormente, utilizando la geometría predefinida para el modelo r5912, modelo que se menciona en el [Sección 4.2](#), de las librerías de geometría de RAT-PAC, con un factor de corrección de eficiencia de 1.027 . Los PMTs están arreglados en 24 columnas verticales de 5 PMTs cada una. La separación angular entre los PMTs es de 15 grados que corresponden a 35 cm de centro a centro de las bases en el cilindro de aluminio. Esta configuración está definida en un archivo de texto, PMTINFO_120. En la [Figura 6.1](#), se muestra el esquema de construcción de la geometría.

6.3. Física de la simulación

6.3.1. Geant 4 - Physics List

RAT-PAC utiliza principalmente dos listas de física, incluídas en Geant4: FTFP_BERT y QGSP_BERT_HP. La primera hace referencia al modelo de Frifiot, FTFP, que es utilizada para la simulación de interacciones: hadrón-núcleo, núcleo-núcleo, antibarión-núcleo, así como núcleo-antinúcleo. Este modelo sirve para escalas de energía mayores a 10 GeV . La segunda hace referencia a tres diferentes modelos: QGS, BERT y HP. El primero, QGS, se utiliza para simular interacciones con núcleos de protones, neutrones, piones y kaones en una escala de energía entre 20 GeV y 50 TeV . El segundo, BERT, se encarga de lidiar con los protones, neutrones, piones, kaones e hiperones. El intervalo de energía que cubre este modelo está entre 0 y 10 GeV . El último, HP, es el modelo de alta precisión para la simulación de neutrones con energías menores a 20 MeV [1].

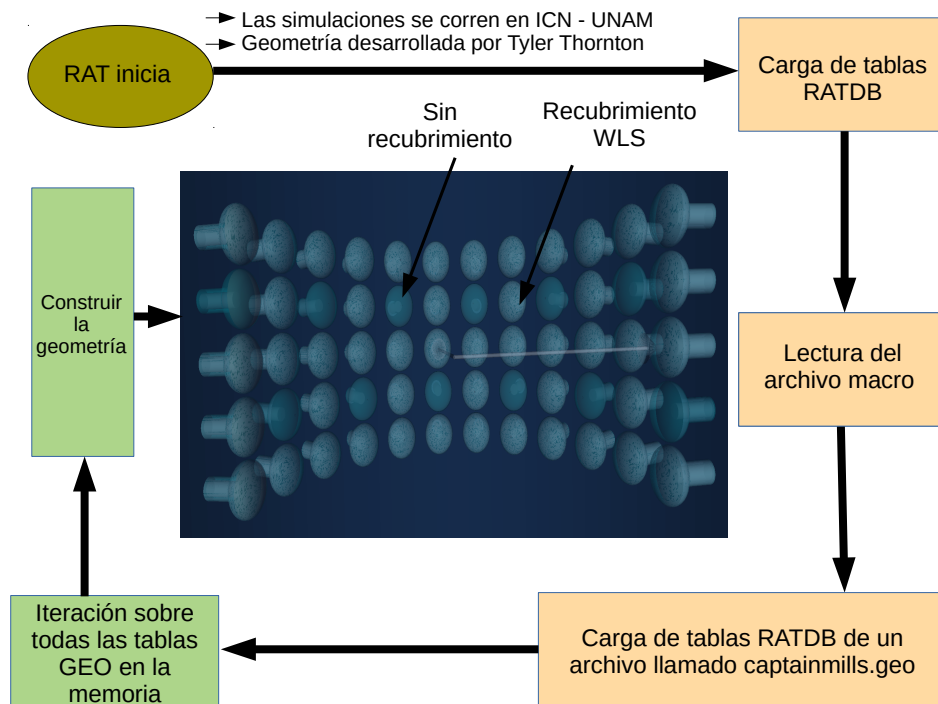


Figura 6.1: Esquema del proceso de construcción de la geometría de CCM-120.

6.3.2. Centelleo

Mientras que el código para el centelleo en RAT está basado en el código de GLG4Sim creado por Glenn Horton-Smith, en el caso de RAT-PAC se han realizado muchas modificaciones al código para cambiar el comportamiento.

La simulación de centelleo en RAT-PAC se maneja de forma diferente que para los otros procesos físicos. Con la finalidad de conservar la energía en cada paso, los fotones de centelleo no se calculan como un proceso estándar de GEANT4, si no como una tarea a parte de cualquier otro proceso físico. El código de centelleo entonces, primero, observa la energía depositada durante un paso completo y, posteriormente, calcula el número de fotones de centelleo que serían generados. Una tarea secundaria del código se utiliza para calcular la reemisión de fotones en volúmenes que contengan un desplazador de longitud de onda (WLS).

6.3.2.1. Computo del número de fotones de centelleo

Las partículas normales (i.e. no fotones ópticos) pueden depositar energía gradualmente a través de la ionización y otros procesos. Al término de cada paso, GLG4Scint determina

la energía total depositada, “dE”, y la longitud del paso, “dx”. Utilizando la ley de Birks, se calcula la energía depositada después del *quenching*:

$$dE_{quench} = \frac{dE}{1 + B \times dE/dx} \quad (6.1)$$

donde B es la constante de Birks para el centellador. Si B es igual a cero, entonces la ley de Birk no genera ningún efecto y la respuesta del centellador es independiente de dE/dx .

Un factor adicional de *quenching* dependiente de la partícula, “P(E)”, se puede considerar, el cual depende de la energía cinética de la partícula al término del paso. Esto es útil si el *quenching* del centelleo ha sido medido directamente para un rango de energías.

La energía depositada se convierte en fotones de centelleo por medio del producto de la energía producida (Y) del centellador (en unidades de fotones/MeV), la energía depositada (E), el *quenching* dependiente de la partícula, la escala de la ley de Birks y el factor dE/dx . El factor dE/dx es útil cuando se mide la luz producida por el centellador cuando se utilizan partículas altamente ionizantes, como las partículas *alphas*, las cuales tienen una componente significativa debida a la ley de Law. Por lo tanto, la cantidad dE/dx , remueve efectivamente en el *quenching* de la luz producida.

Finalmente, el número promedio de fotones se puede escalar con el factor de *photon thinning* (T) seleccionado por el usuario. El *photon thinning* es utilizado para acelerar la simulación, ya que, reduciendo el número de fotones ópticos producidos en un factor constante e incrementando la eficiencia del fotocátodo del PMT en el mismo factor se obtiene que el producto de luz producida con la eficiencia del detector permanezca constante.

Así pues, tenemos que el número de fotones producidos en cada paso está dado por:

$$N = Y \times dE \times \frac{1 + B \times dE/dx_{ref}}{1 + B \times dE/dx} \times P(E) \times T \quad (6.2)$$

La mayoría de los factores en la [Ecuación 6.2](#) son opcionales, y si no se especifican, los valores por default para P(E) y T es 1, mientras que para B y dE/dx_{ref} es 0. El número inicial de fotones de centelleo producidos en cada paso está dado bajo una distribución de Poisson con valor medio N.

6.3.2.2. Espectro de centelleo

Una vez que el número de fotones de centelleo ha sido especificado, la energía del fotón es elegida de un espectro proporcionado para el material. La dirección de cada fotón se elige aleatoriamente de una distribución isotrópica, mientras que la polarización también se elige aleatoriamente, aunque con la condición de ser ortogonal al vector de dirección. La posición del fotón se elige de una distribución uniforme a lo largo de la línea que conecta los puntos inicial y final del paso.

6.3.2.3. Estructura temporal

El proceso de centelleo tiene algunas estructuras temporales asociadas. El tiempo inicial del fotón de centelleo es el tiempo en el cual la partícula pasa a través del punto de origen del fotón, más un *retraso* dado en una distribución especificada por el usuario. Existen tres opciones posibles para la distribución del retraso:

1. Una distribución temporal muestreada, en forma de una lista de pares (tiempo, intensidad).
2. Una suma de distribuciones exponenciales de decaimiento, cada una con una constante temporal y una fracción de *branching* asociadas.
3. Una suma de dos distribuciones exponenciales de decaimiento, donde las constantes temporales son función de la energía de la partícula.

6.3.2.4. Propiedades ópticas del argón en la simulación

En la [Figura 6.2](#) se muestran las propiedades ópticas del argón líquido en la simulación, las cuales se utilizan para controlar el centelleo en la simulación. A continuación, se explican brevemente los significados de cada uno de los parámetros.

Para el argón líquido de la simulación, tenemos que se producen 40,000 fotones de centelleo por cada MeV de energía depositada (LIGHT_YIELD). Los parámetros SCINTILLATION_value1(energía) y SCINTILLATION_value2(# relativo) definen el número relativo de fotones emitidos para cada valor de la energía. Los valores del índice de refracción en términos de la energía están determinados por RINDEX_value1(energía) y RINDEX_value2(índice de refracción). ABSLENGTH_value1(energía) y ABSLENGTH_value2(# fotones ópticos) definen el número de fotones ópticos absorbidos en términos de la energía. Los términos RLENGTH_value1(energía) y RLENGTH_value2(# fotones reemitidos) determinan los fotones reemitidos debido a un fotón absorbido en términos de la energía. El tiempo de retraso de los fotones de centelleo son controlados por los valores SCINTWAVEFORM_value1 y SCINTWAVEFORM_value2, que son los valores de tiempo en nanosegundos y la fracción de branching para cada tiempo, respectivamente (Caso 2 de la [Subsubsección 6.3.2.3](#)).

6. SIMULACIONES DE CCM EN RAT-PAC

```
Archivo: OPTICS.ratdb
{
name: "OPTICS",
index: "liquid_Ar",
valid_begin : [0, 0],
valid_end : [0, 0],
SCINTWAVEFORM_value1: [-6.0, -1590.0],
SCINTWAVEFORM_value2: [0.75, 0.25],
LIGHT_YIELD: 40000.0,
SCINTILLATION_option: "energy",
SCINTILLATION_value1: [6.0e-6, 6.7e-6, 7.1e-6, 7.4e-6, 7.7e-6, 7.9e-6, 8.1e-6, 8.4e-6, 8.5e-6, 8.6e-6, 8.8e-6, 9.0e-6, 9.1e-6,
9.4e-6, 9.8e-6, 10.4e-6, 10.7e-6, ],
SCINTILLATION_value2: [0.0000, 0.0060, 0.0180, 0.0406, 0.0662, 0.0932, 0.1203, 0.1368, 0.1383, 0.1278, 0.1053, 0.0752, 0.0466,
0.0195, 0.0045, 0.0015, 0.0000, ],
RINDEX_option: "energy",
RINDEX_value1: [1.900e-6, 2.934e-6, 3.592e-6, 5.566e-6, 6.694e-6, 7.540e-6, 8.574e-6, 9.044e-6, 9.232e-6, 9.420e-6, 9.514e-6,
9.608e-6, 9.702e-6, 9.796e-6, 9.890e-6, 9.984e-6, 10.08e-6, 10.27e-6, 10.45e-6, 10.74e-6, 10.92e-6, ],
RINDEX_value2: [1.232, 1.236, 1.240, 1.261, 1.282, 1.306, 1.353, 1.387, 1.404, 1.423, 1.434, 1.446, 1.459, 1.473,
1.488, 1.505, 1.524, 1.569, 1.627, 1.751, 1.879, ],
ABSLLENGTH_option: "energy",
ABSLLENGTH_value1: [1.0e-6, 2.0e-6, 3.0e-6, 4.0e-6, 5.0e-6, 6.0e-6, 7.0e-6, 8.0e-6, 9.0e-6, 10.0e-6, 11.0e-6, ],
ABSLLENGTH_value2: [20000., 20000., 20000., 20000., 20000., 20000., 20000., 20000., 20000., 20000., ],
RSLLENGTH_option: "energy",
RSLLENGTH_value1: [2.80e-6, 3.00e-6, 3.50e-6, 4.00e-6, 5.00e-6, 6.00e-6, 7.00e-6, 8.00e-6, 8.50e-6, 9.00e-6, 9.20e-6, 9.40e-6,
9.50e-6, 9.60e-6, 9.70e-6, 9.80e-6, 9.90e-6, 10.0e-6, 10.2e-6, 10.4e-6, 10.6e-6, 10.8e-6, ],
RSLLENGTH_value2: [47923.0e1, 35981.0e1, 18825.0e1, 10653.0e1, 3972.0e1, 1681.0e1, 750.9e1, 334.7e1, 216.8e1, 135.0e1, 109.7e1,
88.06e1, 78.32e1, 69.34e1, 61.06e1, 53.46e1, 46.50e1, 40.13e1, 28.91e1, 19.81e1, 12.61e1, 7.20e1, ],
//SCINTMOD_value1: [1.0, ],
//SCINTMOD_value2: [0.069, ],
//PROPERTY_LIST: ["SCINTWAVEFORM", "RINDEX", "ABSLLENGTH", "RSLLENGTH", "LIGHT_YIELD", "SCINTMOD", "SCINTILLATION", ]
PROPERTY_LIST: ["SCINTWAVEFORM", "RINDEX", "ABSLLENGTH", "RSLLENGTH", "LIGHT_YIELD", "SCINTILLATION", ]
}
```

Figura 6.2: Esta figura contiene las propiedades ópticas del argón líquido, utilizado como material centellador, en la simulación. Los diferentes parámetros se encuentran definidos debajo de esta figura.

6.4. Fuentes de fotones para calibración

En principio, existe una relación entre el tamaño de un “impulso” producido por la energía de una partícula (o fotón). Por lo tanto, las simulaciones de fuentes de calibración, son de suma de importancia para la colaboración de CCM. En las simulaciones mostradas en esta subsección, se determina la cantidad de fotoelectrones esperados dada determinada energía de un fotón. Así mismo, se realiza un estudio de la resolución en términos de la energía.

6.4.1. Fuentes puntuales

6.4.1.1. Sodio 22

El sodio 22 (^{22}Na) es un isótopo sintético de vida media de 2.6 años. Éste decae, emitiendo un positrón (decaimiento beta inverso β^+), en neón-22 (^{22}Ne). Una pequeña fracción (0.06 %) decae directamente al estado base del ^{22}Ne . La fracción restante decae en un estado excitado del ^{22}Ne mediante dos modos: El primero, mediante captura electrónica (9.5 %) de la capa atómica interna. El resto decae mediante la emisión de un positrón. Posterior al decaimiento al estado excitado del ^{22}Ne , éste decae al estado base del ^{22}Ne emitiendo una partícula gamma (fotón) con energía de 1275 keV. El tiempo de vida del estado excitado del neón es de, apenas, 3.7 ps.

Por otro lado, los positrones emitidos reaccionan con los electrones de la materia alrededor produciendo radiación de aniquilación característica de 511 keV. Debido a la conservación del momento, en la aniquilación del positrón, dos fotones se producen con igual energía (511 keV) pero en direcciones opuestas (*back-to-back*). En la 6.4(a) se muestra el esquema de decaimiento de la fuente de sodio-22.

Considerando el esquema de decaimiento anterior, para el ^{22}Na , podemos como primer acercamiento, considerar que para cada N eventos generados, el 10 % de la veces se emite únicamente el gamma de energía 1275 keV, el 90 % decae mediante una terna con dos fotones *back-to-back* de 511 keV y un fotón de energía 1275 keV, ambos con una diferencia entre eventos de 3.7 ps. En la Figura 6.3, se muestra el histograma de las energías incidentes en el detector.

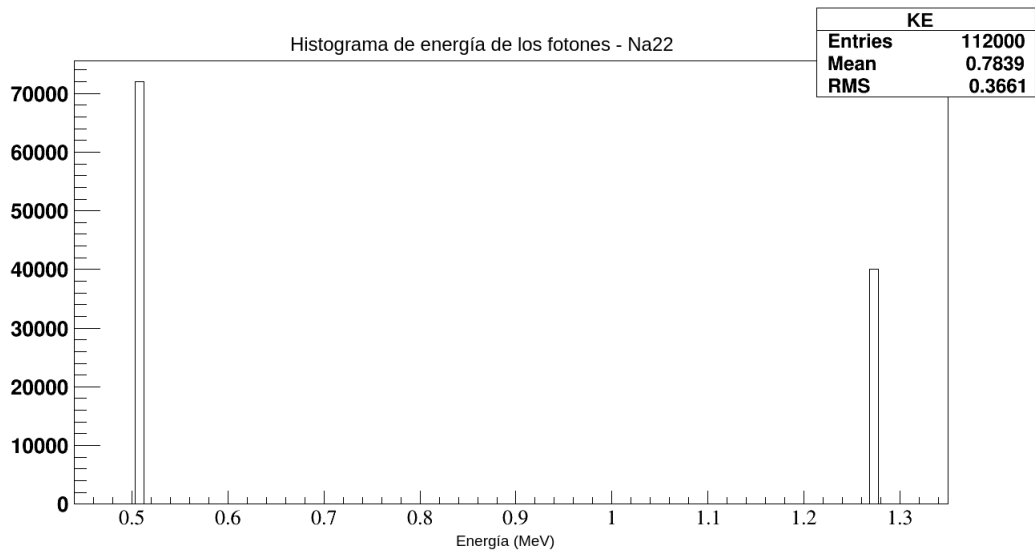


Figura 6.3: Histograma de la energía cinética (KE) incidente en el detector. El eje horizontal muestra el valor de la energía en MeV.

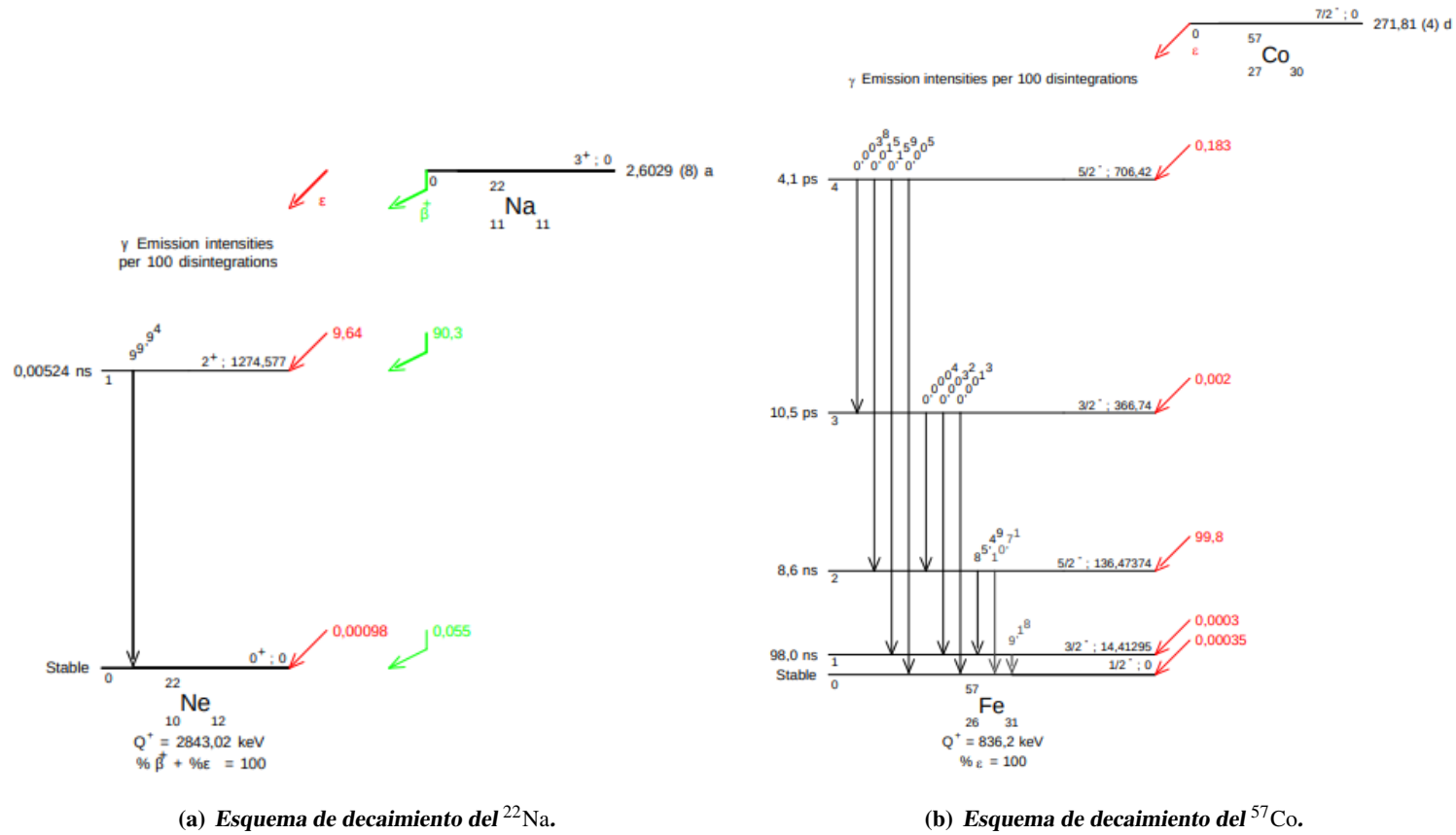


Figura 6.4: En esta figura se muestran los esquemas de decaimiento (gamma) para dos diferentes fuentes de calibración: sodio 22 y cobalto 57.

Observemos que la [Figura 6.3](#) muestra lo esperado. Se realizaron 4 simulaciones conteniendo 10,000 eventos cada una. Así, por cada 10,000 eventos, 9,000 forman parte de una terna de tres fotones: 2 *back-to-back* de 511 keV y 1 de 1275 keV, los 1,000 restantes conteniendo únicamente un fotón de energía 1275 keV. Realizando los cálculos, deberíamos observar 72,000 fotones con energías 511 keV y 40,000 con energía 1275 keV. Justo lo que muestra la [Figura 6.3](#).

Para el análisis de los datos, se ajustarán un par de gaussianas, para cubrir ambas líneas de energía. Veamos que, al ser un detector de centelleo, obtenemos dos líneas: La primera, dada por los fotones de energía 1275 keV, mientras que la segunda dada por la suma de energías de los dos fotones *back-to-back* de 511 keV más el de 1275 keV. De esta forma, definimos dos cantidades, para cada gaussiana: La constante de calibración, k_{calib} , que determina el número de fotoelectrones generados en términos de la energía, y la resolución, Res.

Ahora, supongamos un ajuste de la forma:

$$f(x) = ae^{-\frac{(x-b)^2}{2c^2}}, \quad (6.3)$$

donde a, b y c son constantes. El parámetro a es el punto más alto de la campana, b el valor en donde está centrada la campana y c, la desviación estándar. Considerando esta notación, se define:

$$K_{\text{calib}} = b/E_{\text{inc}} \quad (6.4)$$

donde E_{inc} es la energía del fotón (fotones) que produce dicha gaussiana.

Para la resolución, se define:

$$\text{Res} = c/b. \quad (6.5)$$

La [Figura 6.5](#) muestra el espectro de fotoelectrones generado por la simulación, así como el ajuste de ambas gaussianas:

En la siguiente tabla, [Tabla 6.1](#), se contienen los resultados obtenidos del ajuste de un par de gaussianas utilizando ROOT.

Parámetros del ajuste (^{22}Na)		
Energía (keV)	Valor central (b)	Sigma del ajuste (c)
1275	(1919.19 ± 0.96)	(58.90 ± 0.94)
2297	(3453.71 ± 0.41)	(75.85 ± 0.36)

Tabla 6.1: Tabla que contiene los parámetros del ajuste para la fuente puntual de ^{22}Na . Se muestra el valor de la energía incidente, en keV, y los valores obtenidos para el valor central y la sigma de las gaussianas.

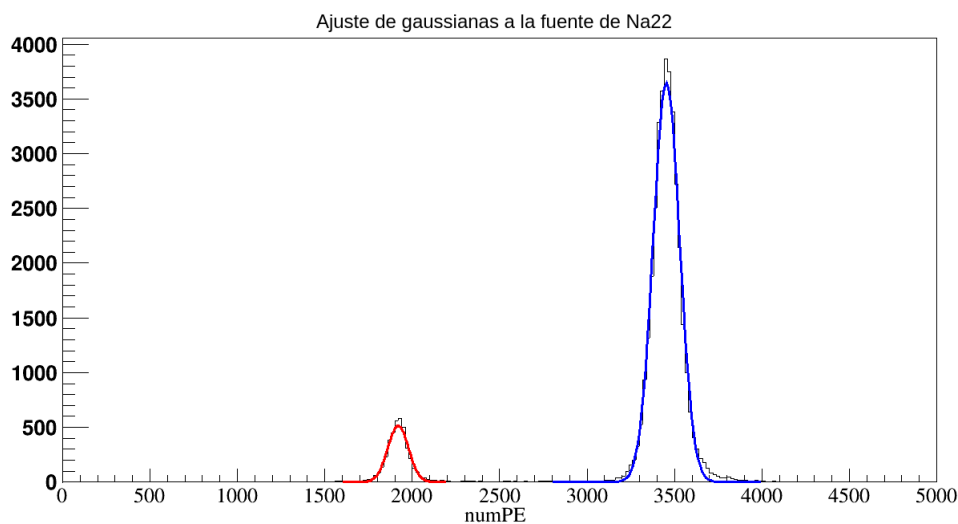


Figura 6.5: Ajuste de dos gaussianas al histograma obtenido con la simulación de una fuente puntual de ^{22}Na . En rojo se muestra la gaussiana ajustada para el fotón de energía 1275 keV. En azul, se muestra la gaussiana ajustada para la terna de fotones, 2 de 511 keV *back-to-back* y 1 de 1275 keV.

6.4.1.2. Cobalto 57

El cobalto 57 (^{57}Co) es un isótopo sintético con vida media de 271.8 días. Éste decae mediante captura electrónica. El decaimiento se realiza principalmente a los niveles excitados de 706.42 keV (0.183 %) y 136.47 keV (99.80 %). Por lo que, en nuestro modelo, consideramos únicamente el decaimiento al nivel excitado de 136.47 keV. El cobalto, al decaer en un estado excitado (136.47 keV), posteriormente decae mediante dos modos al hierro 57 estable (^{57}Fe). El primero, con una probabilidad de decaimiento de 85.49 %, emitiendo un fotón de energía 122.1 keV, a un estado excitado con energía 14.41 keV, donde se tiene una probabilidad de 9.18 % de decaer al hierro 57, emitiendo un fotón con energía 14.41 keV. El segundo, con una probabilidad de 10.71 %, al decaer al estado base del hierro emitiendo un fotón con energía 136.47 keV. En la 6.4(b) se muestra un esquema del decaimiento del ^{57}Co .

Así, basándonos únicamente en el decaimiento al nivel excitado de energía de 136.47 keV y utilizando las probabilidades, se obtiene que si se generan un conjunto de N eventos, el 11.13 % de las veces se emitirá un fotón con energía de 136.47 keV, 80.70 % de las veces un fotón con energía de 122.1 keV y 8.17 % una dupla de fotones, el primero con una energía de 122.1 keV y el segundo, 89.4 ns después, con una energía de 14.41 keV. A continuación se muestra el histograma de la energía incidente de los fotones en el detector:

De la misma manera que en la sección anterior, [Subsubsección 6.4.1.1](#), se realiza un ajuste con la forma de la [Ecuación 6.3](#). En este caso veamos que el ajuste se realiza como una suma de gaussianas, las cuales se encuentran superpuestas, debido a que la diferencia entre ambas

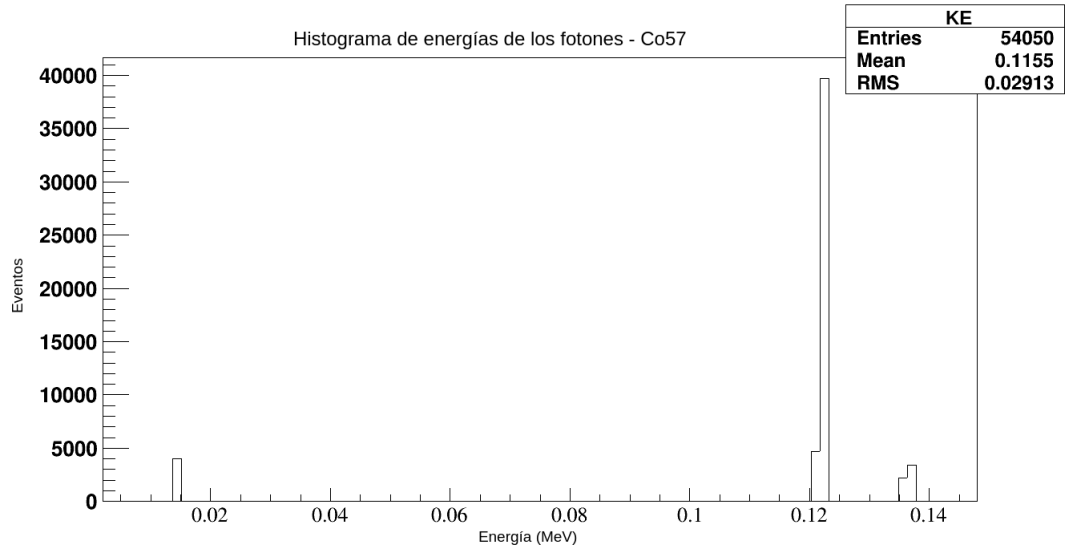


Figura 6.6: Histograma de la energía cinética (KE) incidente en el detector. El eje horizontal muestra el valor de la energía en MeV.

líneas de energía (122.1 keV y 136.47 keV) se encuentra muy cercana (Figura 6.7). Por otro lado, es importante destacar que no se observa ninguna gaussiana producida por los fotones con energía de 14.41 keV.

En la tabla Tabla 6.2, se contienen los resultados obtenidos del ajuste de un par de gaussianas para el caso de la fuente puntual de ^{57}Co .

Parámetros del ajuste (^{22}Na)		
Energía (keV)	Valor central (b)	Sigma del ajuste (c)
122.1	(184.9 ± 0.1)	(13.99 ± 0.06)
136.5	(212.6 ± 0.5)	(12.12 ± 0.40)

Tabla 6.2: Tabla que contiene los parámetros del ajuste para la fuente puntual de ^{57}Co . Se muestra el valor de la energía incidente, en keV, y los valores obtenidos para el valor central y la sigma de las gaussianas.

6.4.1.3. Resultados

Utilizando los datos de valor central y energía de las tablas Tabla 6.1 y Tabla 6.2, se obtiene la Figura 6.8, a la cual se le realiza un ajuste lineal para determinar el número de fotoelectrones creados en términos de la energía.

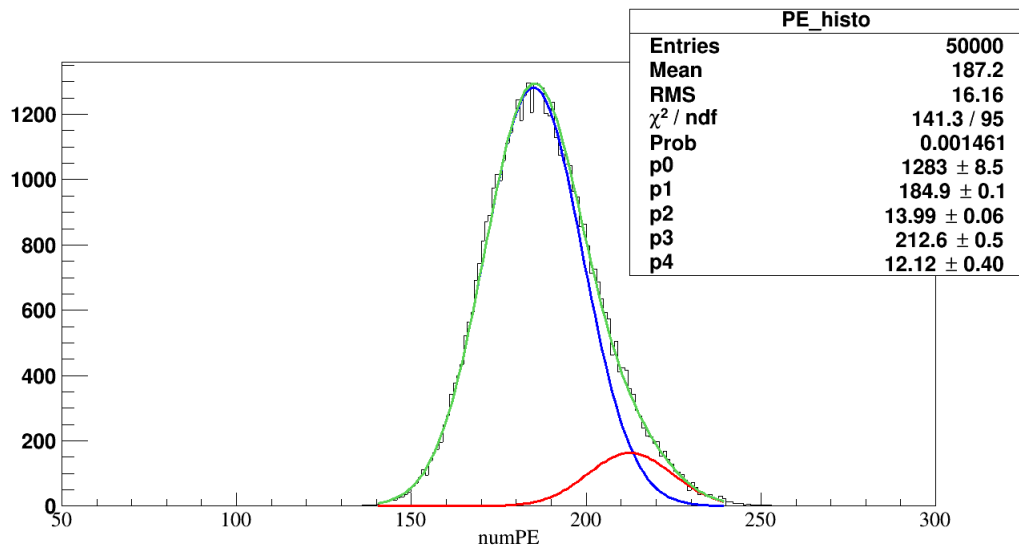


Figura 6.7: Ajuste de dos gaussianas al histograma obtenido para la simulación de la fuente de ^{57}Co . En rojo se muestra la gaussiana ajustada para el fotón de energía 136.47 keV. En azul, se muestra la gaussiana ajustada para el fotón con energía 122.1 keV.

Los resultados de la [Figura 6.8](#) determinan que la constante de calibración para fuentes puntuales tiene un valor de:

$$K_{\text{calib}} = (1.503 \pm 0.0001898) \text{ PE/keV} \quad (6.6)$$

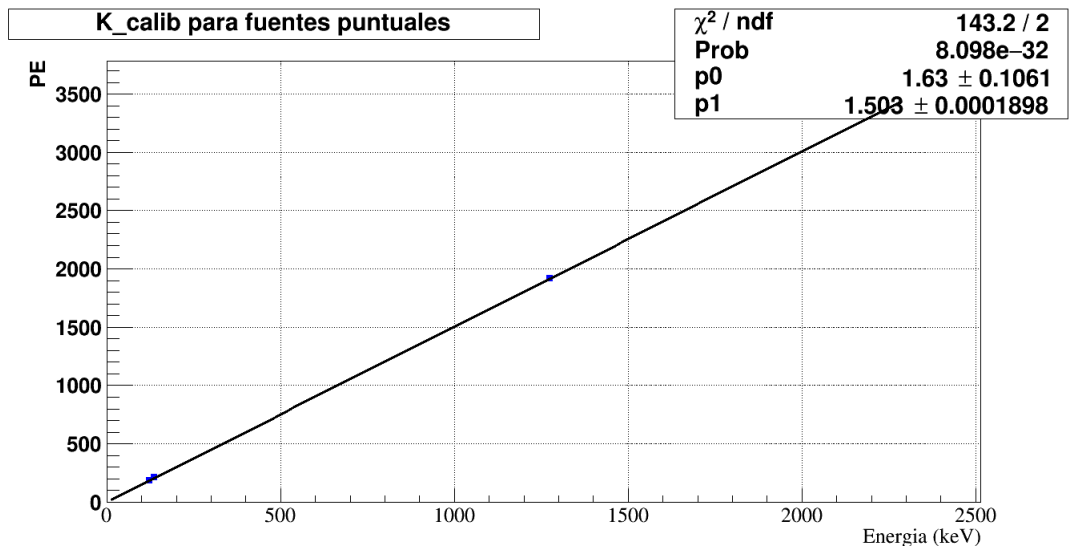


Figura 6.8: Gráfica del número de fotoelectrones vs energía de los fotones incidentes. Se muestra un ajuste lineal a los datos y los parámetros de éste.

6.5. Fuente de AmBe para calibración con neutrones

Debido a que, como se menciona en la [Subsección 4.5.3](#), los neutrones son el principal riesgo para CCM puesto que pueden imitar la señal de CEvNS a través de la interacción de corriente neutra (NC), se realizaron simulaciones de neutrones dentro del detector. El método de generación de neutrones se realizó a través de la simulación de una fuente de AmBe. La fuente de AmBe produce neutrones de energía máxima de un poco más de 10 MeV, por medio de la siguiente reacción:



donde las partículas α se emiten por medio del decaimiento alfa del ${}^{241}\text{Am}$.

Se realizaron 5 simulaciones, cada una con 5k neutrones eventos generados en el centro del detector. La energía de los neutrones se eligieron con base en un espectro de energía obtenido por la Organización Internacional para Estandarización (ISO, por sus siglas en inglés). El espectro de energía se encuentra publicado y validado desde el año 2000. A continuación, se muestra el espectro de energía:

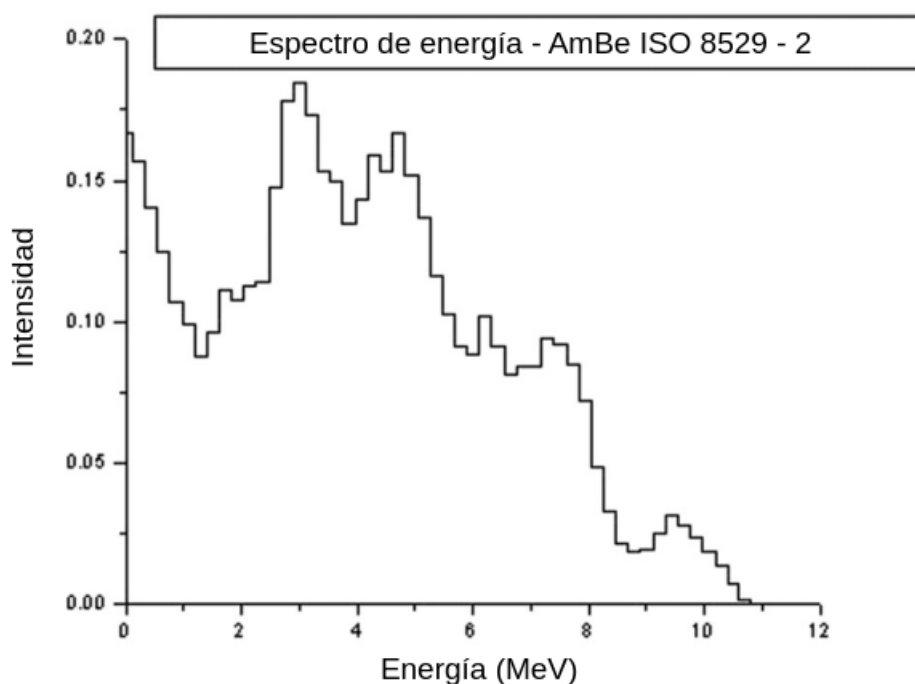


Figura 6.9: Espectro de emisión de energías de una fuente de AmBe.

El espectro mostrado en la figura se digitalizó utilizando Plot Digitizer, con el cual se obtuvieron dos arreglos: El primero, conteniendo los valores de la energía, mientras que el segundo

contiene la frecuencia con la que se emiten neutrones de una determinada energía. Estos arreglos fueron introducidos en la tabla de datos SPECTRUM.ratdb con el índice “AmBe”, a partir de la cual se pueden generar neutrones con energías basadas en el espectro de la [Figura 6.9](#). En la [Figura 6.10](#) se muestra el histograma de energías con el que se producen los neutrones en la simulación.

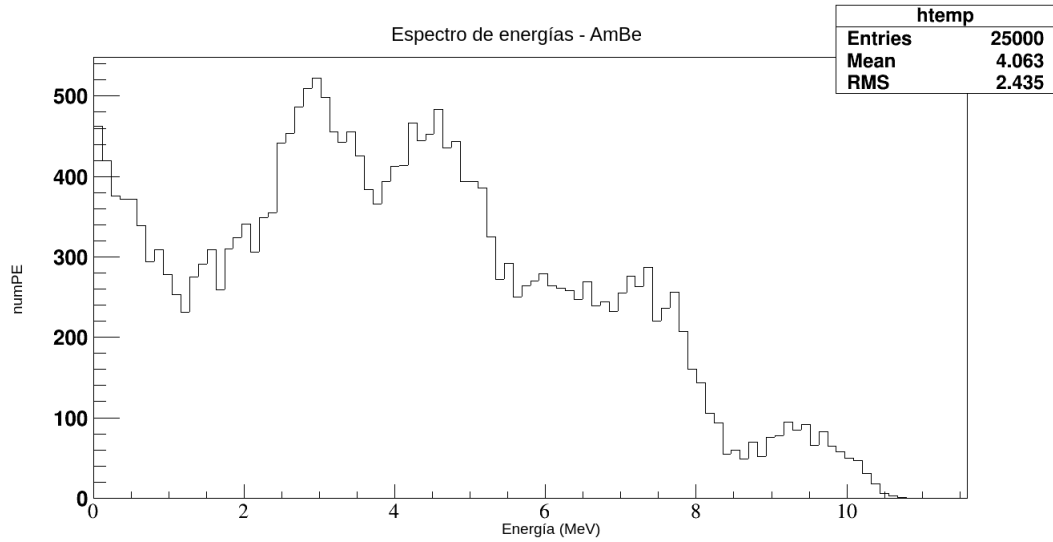


Figura 6.10: Histograma de energías con el que se emiten los neutrones en la simulación.

Posteriormente, se generaron 5 simulaciones con 5k neutrones cada una, donde las energías de los neutrones se eligieron con base en el espectro de la [Figura 6.10](#). Luego, dado que el objetivo es analizar cuántos fotoelectrones se crean por cada neutrón con determinada energía, se construye un histograma en dos dimensiones (numPE vs KE), del número de fotoelectrones en función de la energía

Debido a que la dispersión de los puntos es muy alta, se construye un perfil del histograma. Los perfiles de histogramas muestran el valor promedio de los valores Y (numPE) y su error para cada *bin* de X (energía de los neutrones). La [Figura 6.11](#), muestra el comportamiento del número de fotoelectrones en términos de la energía del neutrón.

De la [Figura 6.11](#), se puede argüir que el comportamiento es lineal. Por lo que se realiza el ajuste de una línea recta a los puntos del perfil (cruces azules). La [Figura 6.12](#) muestra, de color rojo, la recta que mejor ajusta al perfil del histograma 2-dimensional.

La ecuación de la recta del ajuste es:

$$PE(N_{MeV}) = (1372.29 \pm 7.49) * N_{MeV} - (1257.61 \pm 36.22) \quad (6.8)$$

La [Ecuación 6.8](#) muestra que la constante de calibración, en el caso de neutrones, tiene un valor de:

$$K_{\text{cal}_{\text{neutrones}}} = (1372.29 \pm 7.49) \text{ PE/MeV} \quad (6.9)$$

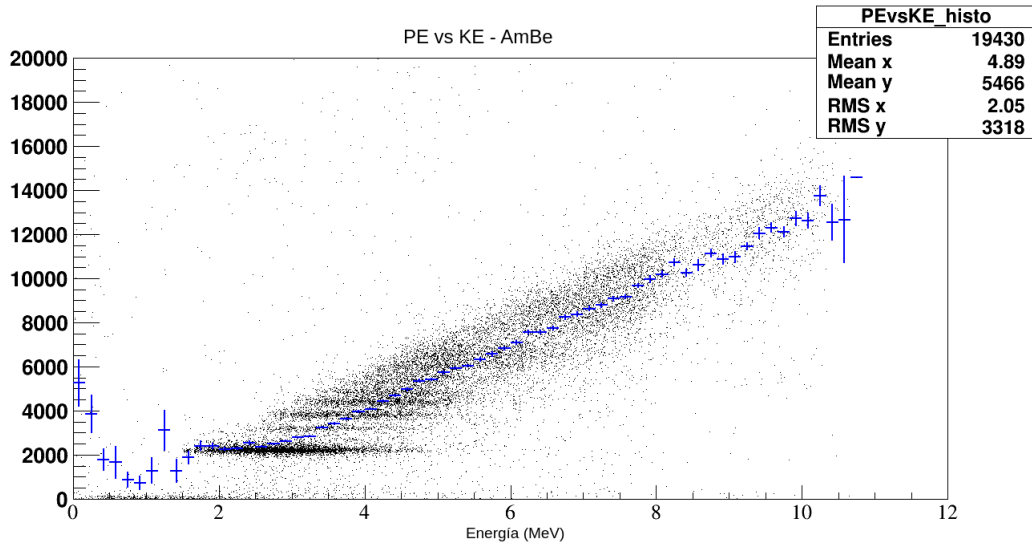


Figura 6.11: Perfil del histograma 2-dimensional que muestra el número de electrones en función de la energía. Los puntos negros muestran el histograma 2-dimensional original. Las cruces azules muestran el perfil de histograma y sus respectivas desviaciones estándar como error.

Que para mantener en las mismas unidades que la constante de calibración encontrada para fotones, [Ecuación 6.6](#), tenemos:

$$K_{\text{cal}_{\text{neutrones}}} = (1.37229 \pm 0.00749) \text{ PE/keV} \quad (6.10)$$

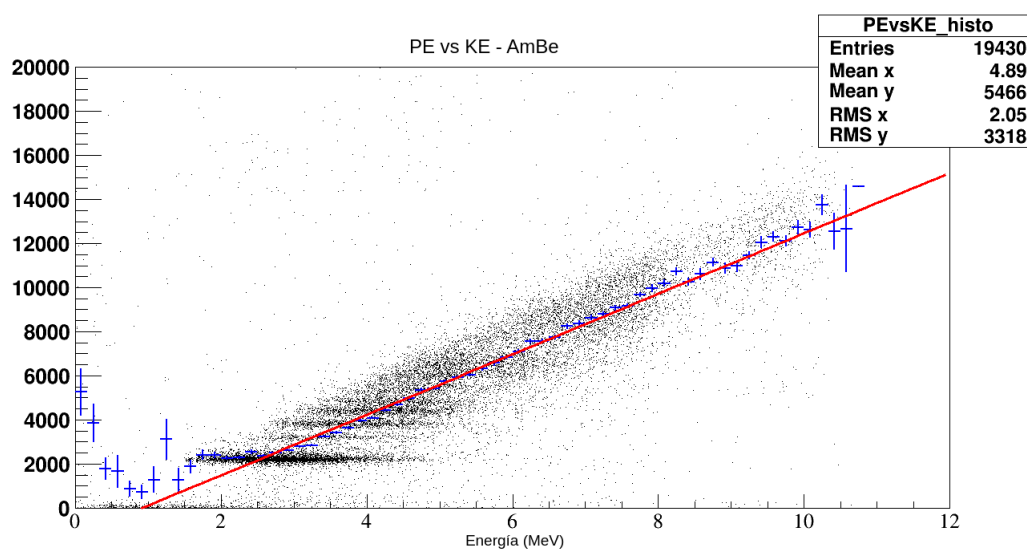


Figura 6.12: Perfil del histograma 2-dimensional que muestra el número de electrones en función de la energía. Los puntos negros muestran el histograma 2-dimensional original. Las cruces azules muestran el perfil de histograma y sus respectivas desviaciones estándar como error. La línea roja muestra el ajuste lineal a las cruces azules. La recta resultante es $PE(N_{MeV}) = (1449.83 \pm 71.87) * N_{MeV} - (1770.93 \pm 35.43)$.

6.6. Decaimiento de Ar^{39}

Como se mencionó en la [Subsección 4.5.1](#), para CCM el estudio del decaimiento del argón, se centra en el ^{39}Ar . Este isótopo se encuentra naturalmente en el argón líquido y decae con una vida media de 269 años. Decae principalmente por medio de decaimiento β^- en la transición $\frac{7}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^+$, con una energía máxima de (565 ± 5) keV. El espectro de energías de este decaimiento se muestra en la [Figura 4.5](#).

Se generaron 5 diferentes simulaciones de 10k eventos cada una. Los electrones fueron generados en dos espacios de la geometría: el argón fiducial o el argón en el veto ([Figura 6.14](#)). La energía de los electrones se eligieron con base en el espectro de energías de la [Figura 4.5](#). A continuación, se muestra el histograma de las energías con el que fueron lanzados los electrones en la simulación.

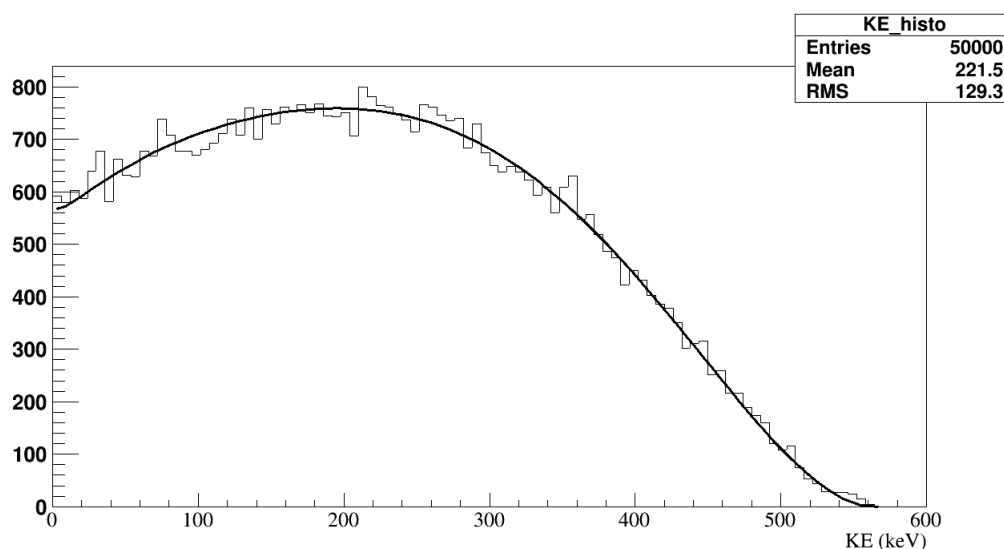


Figura 6.13: Histograma de energía para los electrones lanzados en la simulación. Este histograma se compara con el de la [Figura 4.5](#) (Línea sólida negra).

Posteriormente, se construye un histograma bidimensional, que contiene el número de fotoelectrones en términos de la energía. Debido a que la dispersión de los puntos es enorme, al igual que en el caso de los neutrones, se construye un perfil de histograma. Por último, utilizando el perfil se ajusta una función a los datos para obtener la relación del número de fotoelectrones producidos. En la [Figura 6.15](#) se muestra el histograma 2-dimensional de número de fotoelectrones en términos de la energía. La [Figura 6.16](#) muestra el perfil realizado al histograma (cruces azules), mientras que la línea roja muestra el mejor ajuste para los datos.

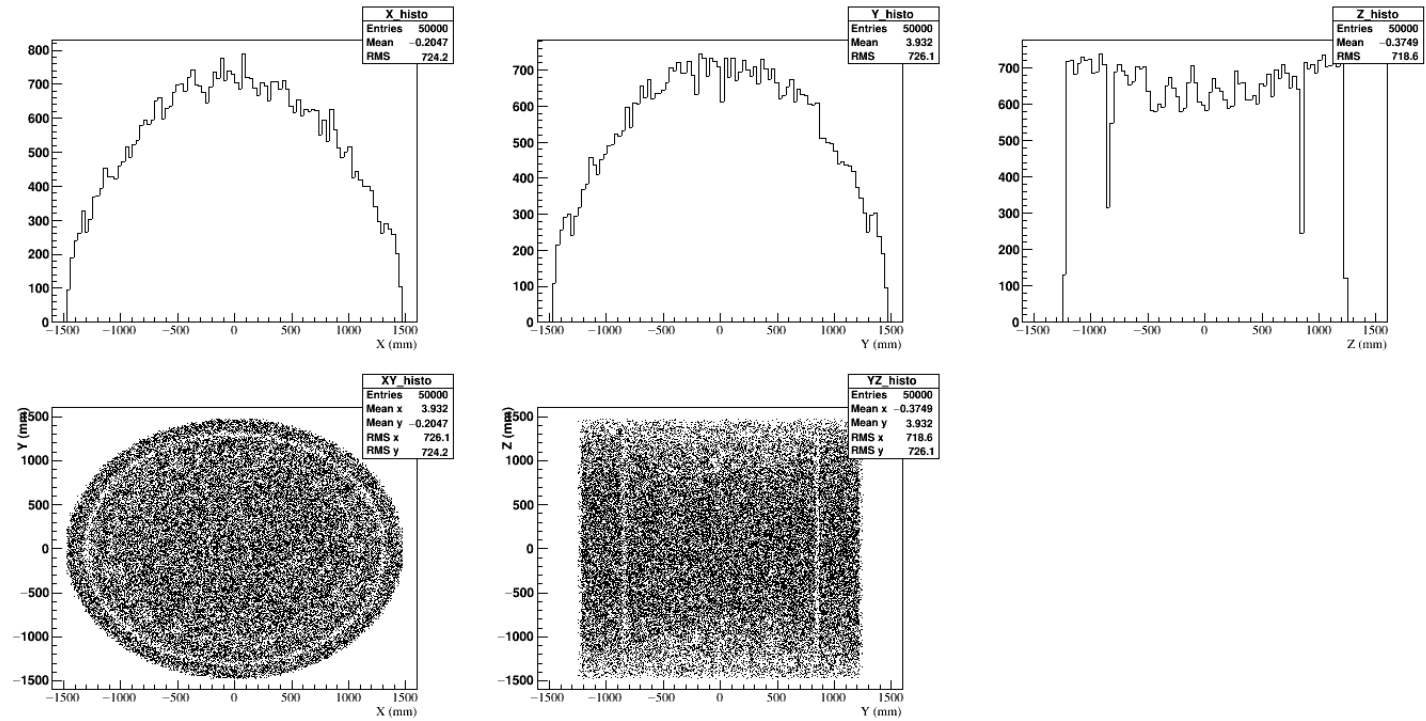


Figura 6.14: En esta gráfica se puede observar la posición inicial dónde fueron “creados” los electrones en la simulación. Las figuras superiores, muestran los histogramas de la posición inicial, X, Y y Z, respectivamente. Las figuras inferiores, muestran los planos XY e YZ de la posición de creación de los electrones en la simulación. La unidad de los ejes son milímetros.

6. SIMULACIONES DE CCM EN RAT-PAC

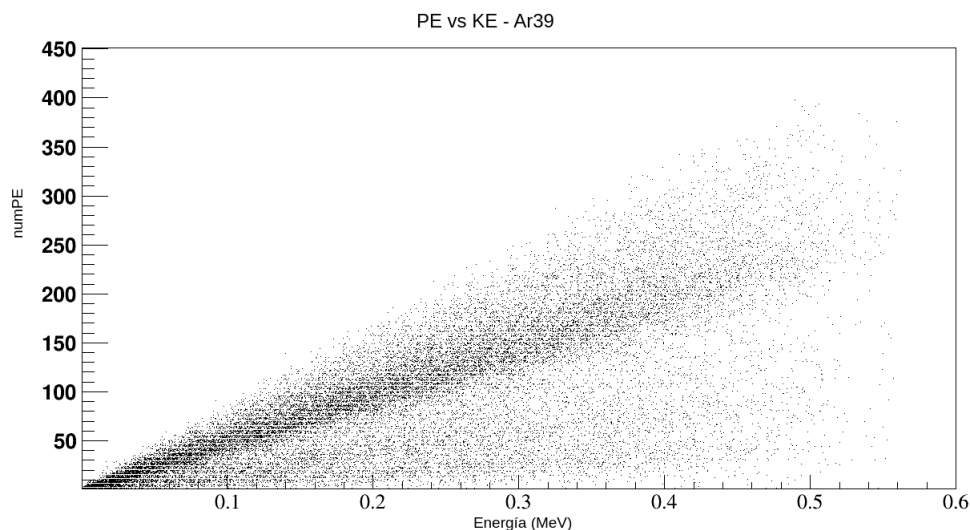


Figura 6.15: Histograma bidimensional de número de fotoelectrones vs la energía de los electrones. Histograma basado en el esquema de la [Figura 4.5](#).

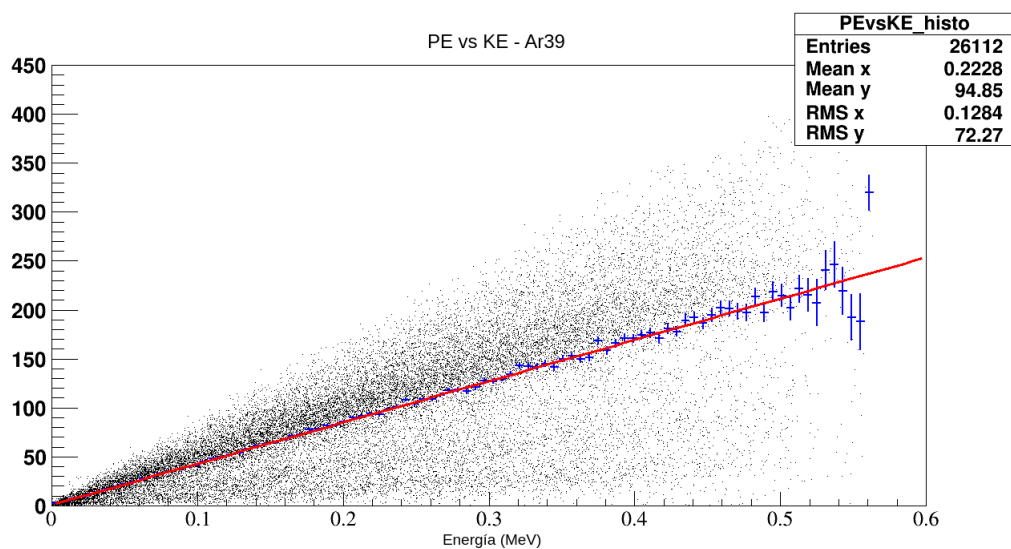


Figura 6.16: Histograma bidimensional de número de fotoelectrones vs la energía de los electrones. Las cruces azules representan el perfil que muestra el comportamiento del número de fotoelectrones en términos de la energía. La línea roja muestra la ecuación de la recta que mejor ajusta a los datos.

La recta que mejor ajusta a los datos tiene por ecuación:

$$\text{PE}(\text{MeV}) = (421.88 \pm 1.33) \text{ PE/MeV} + (0.68 \pm 0.08) \quad (6.11)$$

Por lo que la constante de calibración para los electrones, en términos de keV tiene un valor de:

$$K_{\text{cal}_{e^-}} \approx (0.422 \pm 0.001) \text{ PE/keV} \quad (6.12)$$

Conclusiones

Los neutrinos estériles son leptones neutros hipotéticos que se mezclan con los neutrinos activos ordinarios (ν_e , ν_μ y ν_τ) pero que no tienen interacciones débiles. La existencia de neutrinos estériles puede tener efectos observables en la astrofísica y la cosmología puesto que estos contribuirían a la densidad de energía del universo temprano, afectando su evolución, además que su mezcla con los neutrinos activos podría tener efectos en fenómenos astrofísicos. Los neutrinos estériles podrían tener interacciones no-estándar (en el sentido de interacciones más allá del modelo estándar) que, se esperan, sean mucho más débiles que las interacciones débiles de modelo estándar, y por lo tanto, no son observables con los detectores actuales. La única forma de revelar la existencia de neutrinos estériles con experimentos terrestres es a través del estudio de los efectos generados por su mezcla de los neutrinos activos: oscilaciones de neutrinos y efectos de masa, pues por cada neutrino estéril existiría un nuevo estado masivo. La búsqueda de estos efectos es importante para nuestro entendimiento de la naturaleza, ya que los neutrinos estériles serían partículas no-estándar que podrían abrir la puerta al descubrimiento de nueva física.

El experimento Coherent CAPTAIN-Mills (CCM) proporcionará una oportunidad única para confirmar si el neutrino estéril, ν_s , existe y si participa en las oscilaciones junto con los tres neutrinos activos considerados por el Modelo Estándar (ν_e , ν_μ y ν_τ). CCM utilizará un criostato equipado con 10 toneladas de argón líquido como medio centellador, instrumentado con fotomultiplicadores (160) recubiertos con un corredor de onda (*wavelength shifter*) capaces de detectar la luz de centelleo ultravioleta del argón líquido, con la finalidad de obtener medidas de la tasa de dispersión elástica coherente neutrino-núcleo. Este detector se colocará a diferentes distancias de la fuente Lujan, la cual es una fuente de espalación de neutrones ubicada en el LANSCE (Los Alamos Neutron Science Center) del Laboratorio Nacional de los Alamos. Este experimento puede otorgar una prueba contundente de las oscilaciones de neutrinos en una escala de masas de $\sim 1 \text{ eV}^2$ consistentes con la señal reportada por los experimentos LSND y MiniBooNE, la cual puede interpretarse como evidencia en favor de la existencia de al menos un neutrino estéril (ν_s). CCM estudiará la desaparición de neutrinos del muón ($\nu_\mu \rightarrow \nu_s$) mediante la dispersión elástica coherente neutrino-núcleo (CEvNS), en la cual el neutrino se dispersa con un núcleo entero de manera efectiva, en lugar de dispersarse con alguno de sus constituyentes, causando que el núcleo completo retroceda. Esto sucede cuando la energía del

7. CONCLUSIONES

neutrino es lo suficientemente pequeña ($E < 50$ MeV), de tal forma que las amplitudes con las que se dispersa de cada uno de los constituyentes del núcleo interfieren constructivamente, dando lugar a una tasa de dispersión proporcional al cuadrado del número de neutrones. Además, la dispersión coherente es mediada por el bosón Z^0 para neutrinos y núcleos, las cuales son iguales para los tres neutrinos activos y no existirían para los neutrinos estériles.

Durante el verano (junio - agosto) del año 2018 se ensambló de una primera versión del detector CCM. Con la finalidad de estudiar el funcionamiento de los fotomultiplicadores bajo condiciones criogénicas estando inmersos en argón líquido (LAr), así como analizar la tasa de eventos en respuesta a los rayos cósmicos, se realizó el montaje experimental del criostato Private Pyle (PPC), el cual se montó en el área que ocupó el detector del experimento LSND, en LANSCE. PPC consiste en un cilindro de 110 cm de altura con 76.2 cm de diámetro, hecho de acero inoxidable. Éste se instrumentó con ocho tubos fotomultiplicadores de 8 pulgadas de diámetro (PMTs) de la marca Hamamatsu R5912, los cuales son del mismo tipo a lo que son utilizados en el experimento Coherent CAPTAIN-Mills. Este criostato se operó en dos modos, lleno de argón líquido o simplemente lleno de aire. El autor de esta tesis participó en el ensamble de ambos criostatos y estuvo a cargo de la operación de PPC, así como del análisis de los resultados. Se obtuvieron la tasa de eventos singulares y la tasa de eventos para ambos modos del experimento, así como se obtuvo un promedio sobre las medidas para todos los canales. Se observaron fluctuaciones de mayor valor en las medidas tomadas únicamente con aire que las que involucraron argón. Por otro lado, como se esperaba, la tasa de eventos singulares y la tasa de eventos fueron mayores cuando se consideró la fase de argón líquido. A partir de los espectros de amplitudes, se observa que los PMTs tienen una ganancia diferente. Esto se corrigió ajustando el voltaje a cada PMT de tal forma que los picos coincidieron para cada canal.

En una segunda estancia, en el verano (junio - agosto) del año 2019, el autor de esta tesis aprendió a utilizar la herramienta RAT-PAC (Reactor Analysis Tool Plus Another Codes), *software* desarrollado por la colaboración Braidwood que combina simulaciones Monte Carlo (MC) y herramientas de análisis de datos. Posteriormente, en el mes de septiembre de 2019, se realizó la instalación de RAT-PAC en el *cluster* del Instituto de Ciencias Nucleares - UNAM, donde se desarrollaron simulaciones del detector. Con el objetivo de estimar la respuesta del detector, se realizaron simulaciones de fotones, electrones y neutrones en el centro del detector. Para los fotones, se simularon dos fuentes, una de sodio-22 (^{22}Na) y otra de cobalto-57 (^{57}Co). Los neutrones se trataron a través de la simulación de una fuente de AmBe. Por último, los electrones se simularon a través del decaimiento de argón-39 (^{39}Ar), presente naturalmente en el argón líquido. Se obtuvieron las constantes de calibración para cada tipo de partícula. Durante el desarrollo de las simulaciones, se detectó un error en la simulación de neutrones de baja energía ($E < 2$ MeV), para el cual no se logró obtener una solución por lo que la colaboración de CCM determinó desarrollar las simulaciones utilizando una versión más actual de Geant4.

Durante el 2020, la colaboración CCM logró obtener avances significativos, a pesar de haber retrasado los planes de construcción y toma de datos planeada para el 2020 debido a la pandemia por el COVID-19. Los resultados obtenidos con los datos adquiridos con el prototipo CCM120 durante 2019 fueron compilados en un par de artículos que han sido enviados para su publicación. Por otro lado, estos datos permitieron descubrir que la producción de luz de

centelleo de LAr (128 nm) estaba fuertemente suprimida por la absorción en moléculas de oxígeno y agua disueltas en el LAr. Por esta razón la nueva versión del experimento CCM200 tendrá un sistema de purificación de LAr. La construcción del detector CCM200 concluyó a finales del 2021, y ha comenzado la toma de datos que durará hasta finales de este año.

El trabajo presentado en esta tesis abarcó desde mediados del 2018 hasta inicios del 2021, desde entonces la colaboración ha tenido avances significativos en la construcción del detector CCM200 concentrándose primero en la búsqueda de materia oscura, aunque más adelante planea continuar con los planes de abordar la búsqueda de neutrinos estériles.

Por último, me gustaría agradecer a mi asesor, el Dr. Alexis Aguilar Arévalo, no sólo por gestionar los múltiples apoyos económicos para asistir a las estancias en el Laboratorio Nacional de Los Alamos, si no por su humanidad y soporte mostrado a lo largo del tiempo que llevo de conocerlo. Su apoyo, en todos los ámbitos, sin duda fue clave para la culminación de este trabajo. Me atrevería a decir que sin su apoyo, probablemente esta tesis no se habría concluído. Eternamente agradecido.

Apéndice A

Ápendice

A.1. Experimento Private Pyle

Heights Histogram - RunNData1

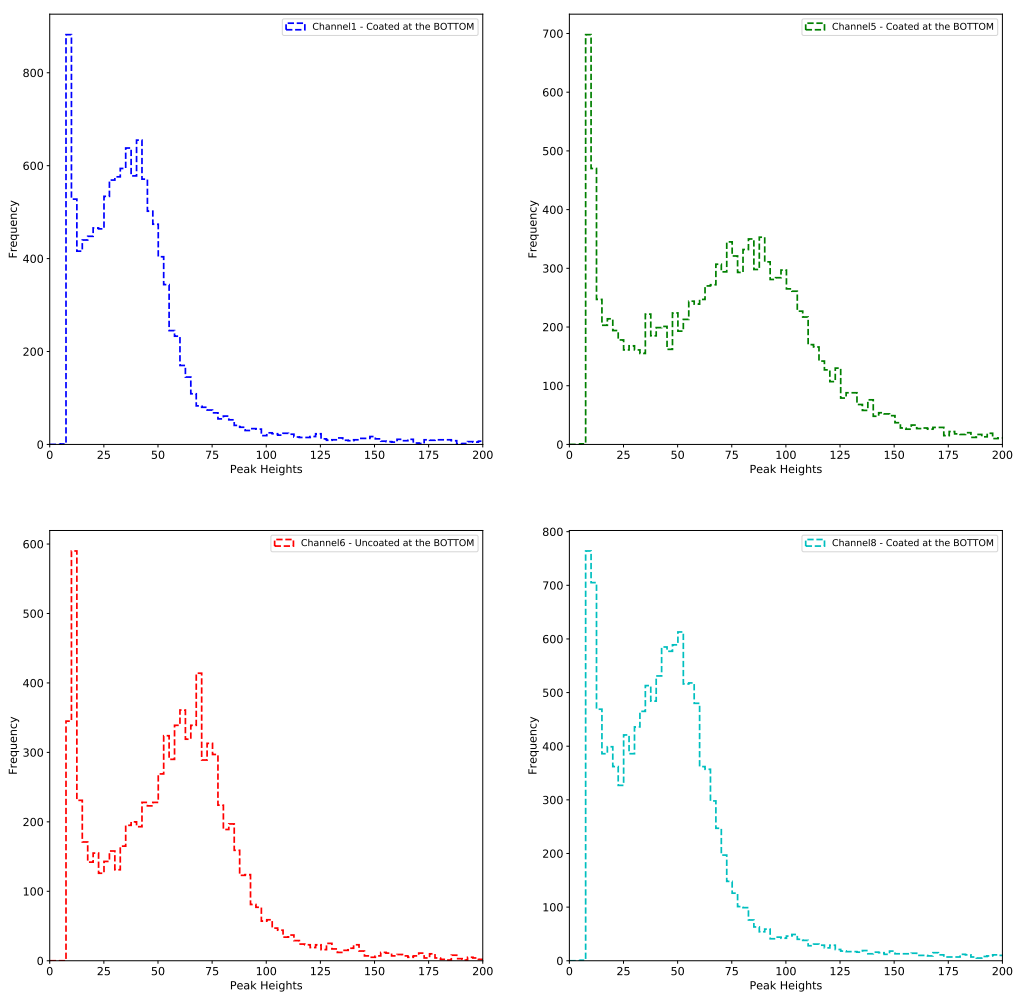


Figura A.1: Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal por separado. Se muestran los canales 1, 5, 6 y 8.

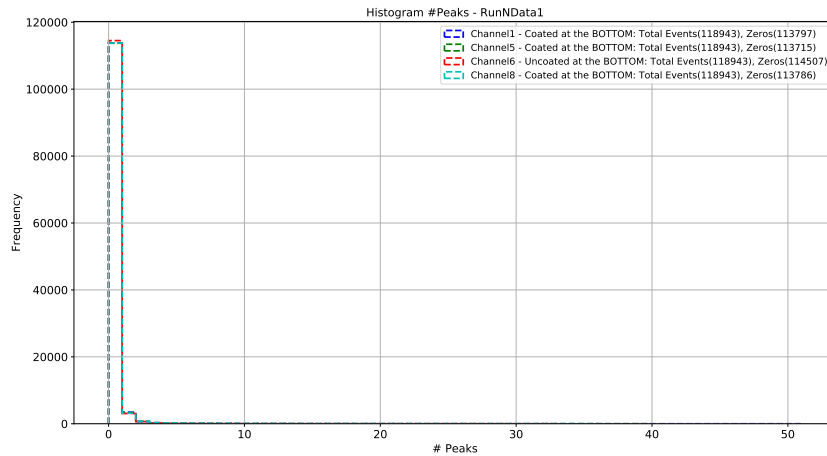


Figura A.2: Esta gráfica muestra el histograma del número de picos. El número de ventanas sin eventos y el número total de eventos se muestra en la leyenda. Se muestran los canales 1, 5, 6 y 8.

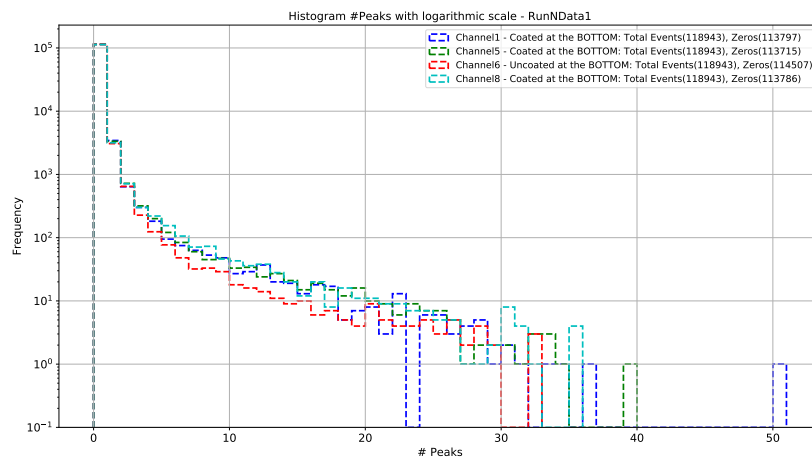


Figura A.3: Esta gráfica muestra el histograma del número de picos en escala logarítmica. Se observa una larga cola de eventos. Se muestran los canales 1, 5, 6 y 8.

Heights Histogram - RunNData2

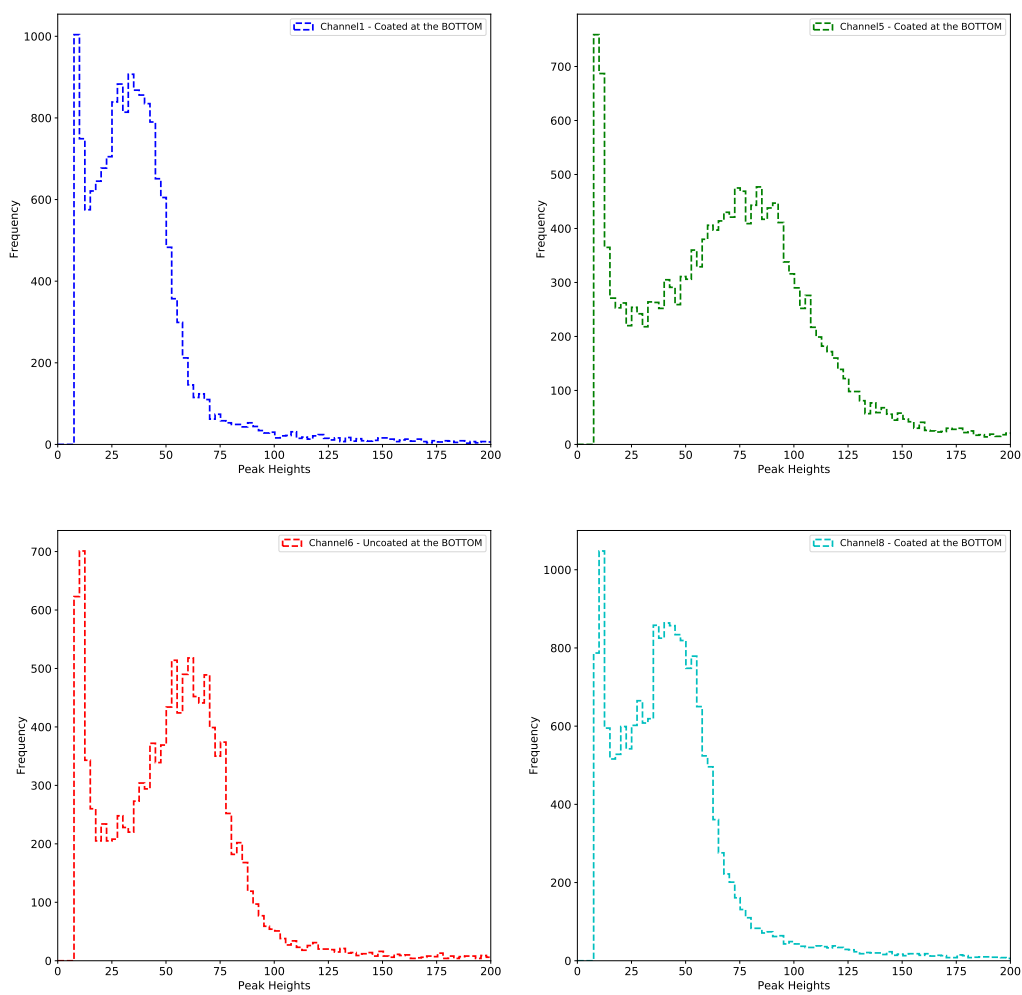


Figura A.4: Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal por separado. Se muestran los canales 1, 5, 6 y 8.

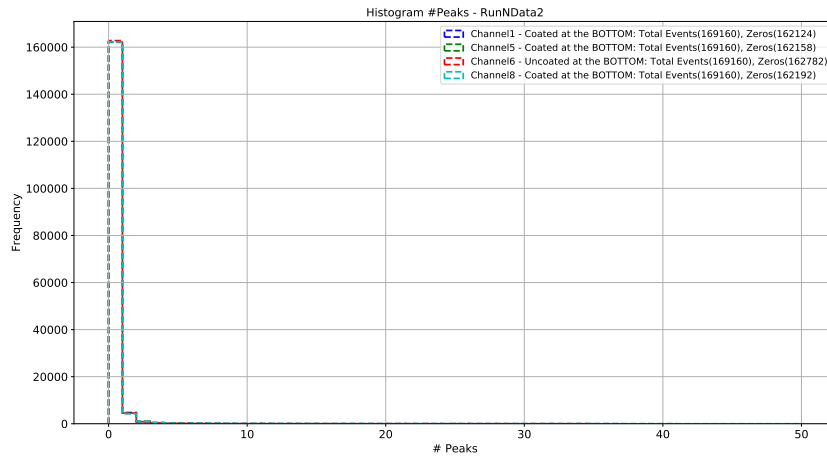


Figura A.5: Esta gráfica muestra el histograma del número de picos. El número de ventanas sin eventos y el número total de eventos se muestra en la leyenda. Se muestran los canales 1, 5, 6 y 8.

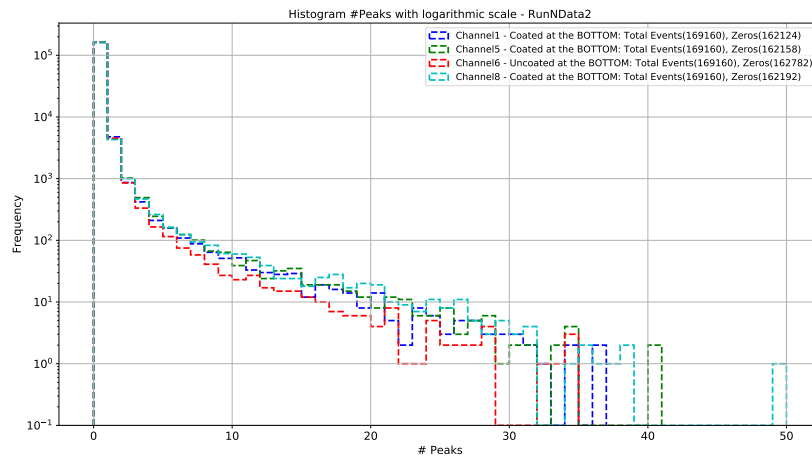


Figura A.6: Esta gráfica muestra el histograma del número de picos en escala logarítmica. Se observa una larga cola de eventos. Se muestran los canales 1, 5, 6 y 8.

Heights Histogram - RunNData3

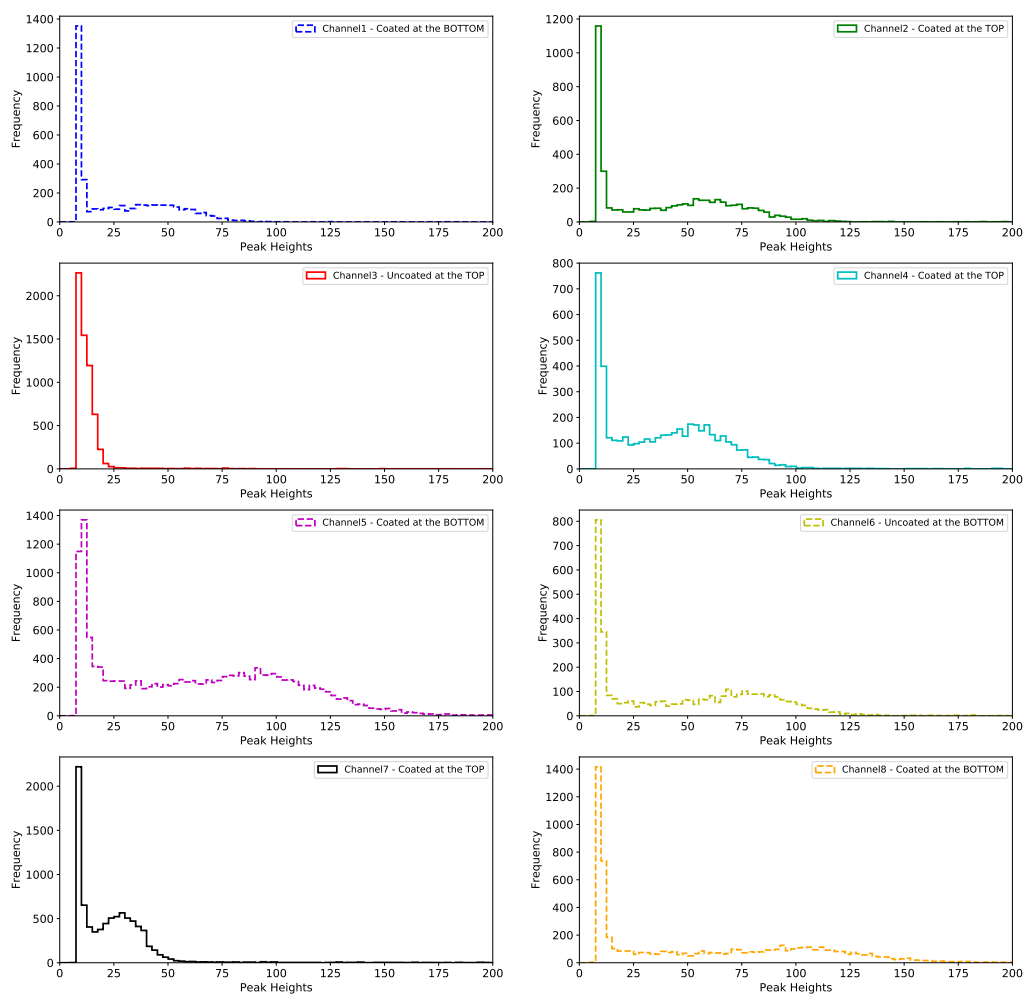


Figura A.7: Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal por separado. Se muestran los ocho canales.

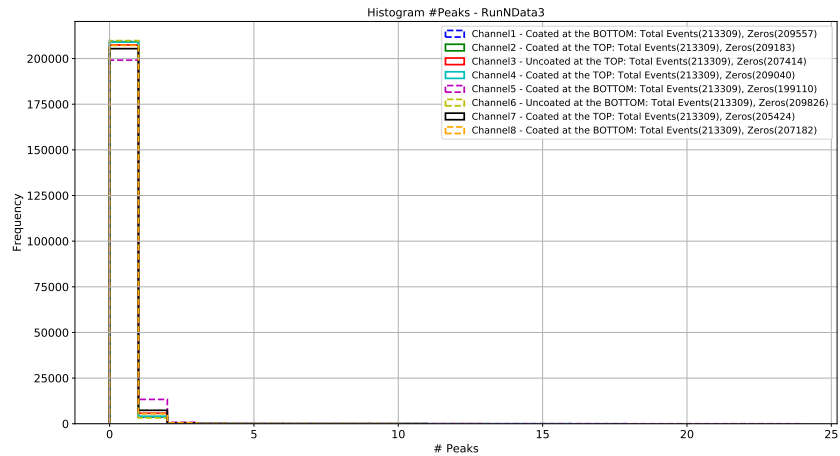


Figura A.8: Esta gráfica muestra el histograma del número de picos. El número de ventanas sin eventos y el número total de eventos se muestra en la leyenda. Se muestran los ocho canales.

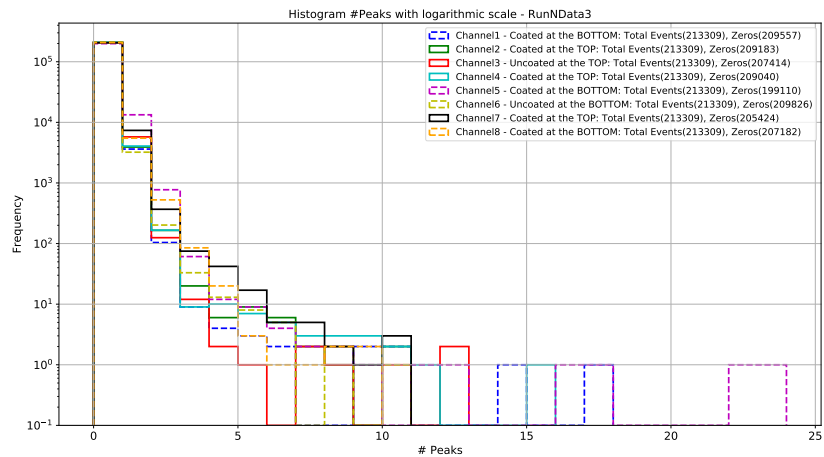


Figura A.9: Esta gráfica muestra el histograma del número de picos en escala logarítmica. Se observa una larga cola de eventos. Se muestran los ocho canales.

Heights Histogram - RunNData4

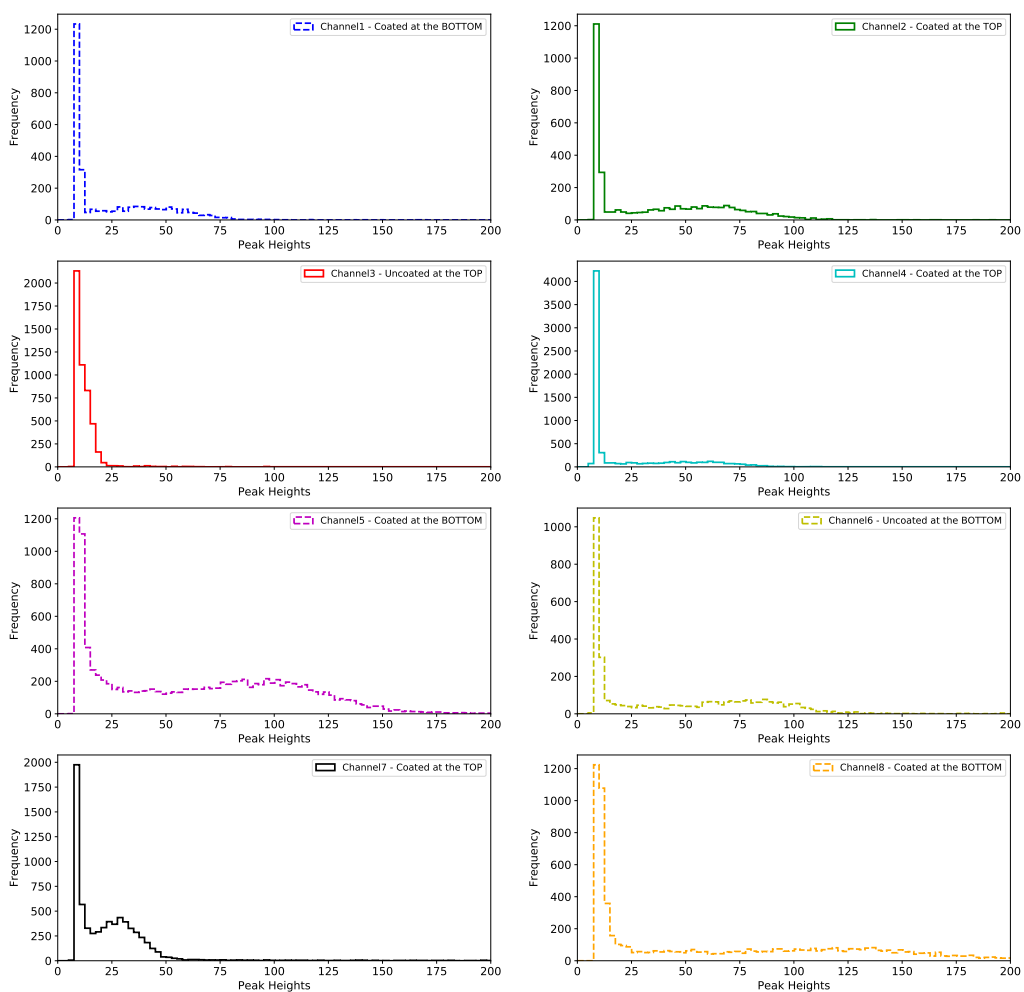


Figura A.10: Esta gráfica muestra el histograma de amplitudes para cada canal por separado. Se muestran los ocho canales.

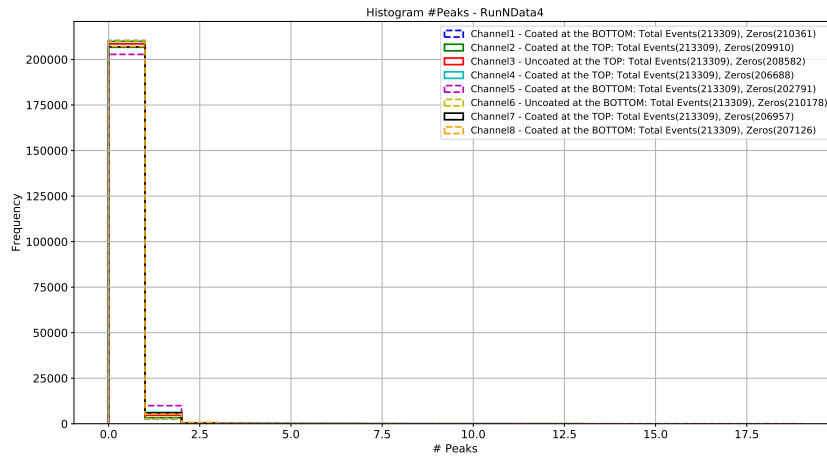


Figura A.11: Esta gráfica muestra el histograma del número de picos. El número de ventanas sin eventos y el número total de eventos se muestra en la leyenda. Se muestran los ocho canales.

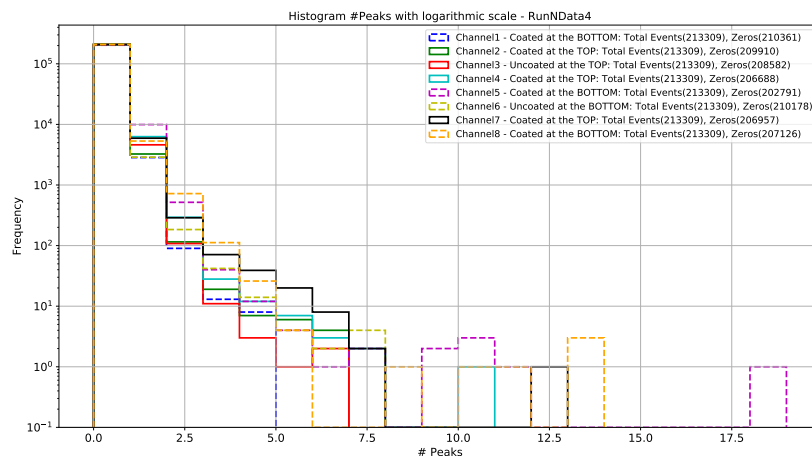


Figura A.12: Esta gráfica muestra el histograma del número de picos en escala logarítmica. Se observa una larga cola de eventos. Se muestran los ocho canales.

A.2. RAT-PAC - Descripción general

A.2.1. Interfaz de comando y macros

A.2.1.1. Sesión interactiva

RAT es controlado por medio de una interfaz de comandos de texto. Por lo tanto, si se ejecuta RAT sin ninguna opción de línea de comandos, el modo de sesión interactiva se iniciará.

A.2.1.2. Macros

Si, por otro lado, RAT se inicia con uno o más archivos (macros) en la línea de comando:

```
rat macro1.mac macro2.mac macro3.mac
```

entonces RAT inicia en *batch mode* y ejecuta los comandos que se encuentra en los macros secuencialmente. Cuando todos los comandos son ejecutados, RAT se cierra.

A.2.1.3. Sintaxis de los comandos

RAT utiliza la interfaz de comandos de Geant4, por lo que la sintaxis de comandos es idéntica a cualquier otra aplicación de Geant4. Los comentarios son precedidos por # y las líneas en blanco se ignoran. Los comandos por sí solos consisten en el nombre del comando seguido por cero o más parámetros, separados por espacios. Un ejemplo se muestra a continuación:

```
/rat/procset update 5
```

inicia con el nombre del comando **/rat/procset** seguido de dos parámetros, *update* y el número 5.

Los comandos están organizados por medio de una jerarquía de archivos, en directorios y subdirectorios. RAT contiene, como se ha mencionado antes, todos los comandos estándar de Geant4, así como cualquier comando adicional definido en GLG4sim. Esto permite que RAT-PAC ejecute cualquier macro de GLG4sim.

A.2.1.4. Tips para macros

El orden de los comandos en un macro puede ser importante, por lo tanto, lo mejor es seguir la siguiente convención para la organización del macro.

A continuación se muestra la distribución necesaria en un macro:

```
# ejemplo.mac - Ejemplo de un Macro
# Autor: José Plata

# _____

# Definición de parámetros (Creación de geometría)

# _____

/run/initialize

# Comienza la iteración sobre el evento

# Definir rat/proc y los comandos para agregar procesadores para la iteración

# Termina iteración del evento

# _____

# Por último, se agregan los comandos apropiados para generar eventos (Gsim, InROOT, etc.)
```

A.2.2. Geometría Gsim

La geometría del detector se controla utilizando las tablas GEO almacenadas en RATDB (base de datos de RAT). Cada pieza del detector está representada por una tabla GEO que contiene el nombre del elemento, la forma, la posición, el material y el color (con fines de visualización). De esta forma, se pueden realizar cambios simples a la configuración del detector sin tener que editar el código fuente de RAT.

A diferencia de otros archivos RATDB, los archivos de geometría terminan en .geo en lugar de .ratdb. Por lo tanto, cuando RAT inicia, las tablas GEO no se cargan en la memoria, sino que el programa espera hasta el comando /run/initialize, y después carga la geometría. Una vez que todos los archivos han sido cargados en la base de datos, el detector se construye utilizando todas las tablas GEO en la memoria.

En la [Figura 6.1](#) se muestra un esquema de la construcción de la geometría.

A.2.3. Generadores de eventos vs. procesadores de eventos

RAT distingue entre generadores y procesadores durante la simulación. Un generador de eventos es un objeto que crea nuevos eventos en la memoria, ya sea de *ningún lado* (como el productor Monte Carlo Gsim) o de alguna otra fuente, como un archivo ROOT. El generador es responsable de asignar memoria y controlar la iteración sobre los eventos. Por otro lado, un procesador de eventos es parte de la iteración del evento. Éste no crea nuevos eventos, sino que, recibe eventos uno-a-uno y puede cambiar el evento, ya sea agregando o alterando el contenido; incluso observando pasivamente el evento.

En pocas palabras, se puede decir que los generadores se **ejecutan inmediatamente**, mientras que los procesadores se **declaran**. Cuando el lector lee una línea como la siguiente en el macro:

```
/rat/proc count
```

se crea un nuevo *espacio* en la memoria y se agrega al ciclo (iteración) global de eventos, pero no sucede nada más. No se generan eventos, ni se calcula nada.

Por otro lado, cuando el lector lee una línea que invoque un generador, la simulación comienza:

```
/rat/beamOn 100.
```

RAT inmediatamente comienza con la simulación de 100 eventos, tal que, cada uno de estos eventos es iterado para el ciclo que fue declarado (procesadores). La ejecución finalizará una vez que los 100 eventos hayan sido generados y procesados.

Es por ello que, como se describe en la [Subsubsección A.2.1.4](#), se deben crear primero los procesadores antes de generar los eventos. A continuación un ejemplo concreto de un macro:

```
# ejemplo.mac - Ejemplo de un Macro
# Autor: José Plata
/rat/proc count
/rat/procset update 5
/rat/proc fitcentroid
/rat/proc outroot
/rat/procset file "fit.root"

# Run RATGsim
/generator/rates 3 1
/generator/gun gamma 0 0 0 0 0 1.022
/run/beamOn 10
```


Bibliografía

- [1] Low and high energy modeling in geant4. <https://geant4.web.cern.ch/sites/geant4.web.cern.ch/files/geant4/results/papers/had-models-CALOR06.pdf>. Accesado: 05/05/2020. 62
- [2] ABAZAJIAN, K. N. *Light Sterile Neutrinos: A White Paper* (2012). 26
- [3] ABDURASHITOV, J. E. A. *Phys. Rev. C* 73 (2006), 045805. 24
- [4] ABE, Y. E. A. *JHEP* 10 (2014), 086. 25
- [5] ABRATENKO, P., ET AL. Search for an anomalous excess of charged-current ν_e interactions without pions in the final state with the MicroBooNE experiment. 41
- [6] ACHKAR, B. E. A. *Nucl. Phys. B* 434 (1995), 503. 25
- [7] ADEY, D. E. A. *arXiv:1808.10836 [hep-ex]* (2018). 25
- [8] AFONIN, A. E. A. *Sov. Phys. JETP* 67 (1988), 213. 25
- [9] AGUILAR, A. E. A. *Phys. Rev. D* 64 (2001), 112007. 16, 22, 23, 26
- [10] AGUILAR, A. E. A. *Phys. Rev. Lett.* 121 (2018), 221801. 16, 23
- [11] AGUILAR-AREVALO, A. A., ET AL. First Dark Matter Search Results From Coherent CAPTAIN-Mills. 41
- [12] AGUILAR-AREVALO, A. A., ET AL. First Leptophobic Dark Matter Search from Coherent CAPTAIN-Mills. 41
- [13] AHIKARI, R. E. A. *JCAP* 25 (2017), 1701. 16
- [14] AKHMEDOV, E. K., AND SMIRNOV, A. Y. *PAN* 72 (2009), 1363. 17, 19
- [15] AKIMOV, D., ALBERT, J., AN, P., AWE, C., BARBEAU, P., BECKER, B., BELOV, V., BERNARDI, I., BLACKSTON, M., BLOKLAND, L., AND ET AL. First measurement of coherent elastic neutrino-nucleus scattering on argon. *Physical Review Letters* 126, 1 (Jan 2021). 32

BIBLIOGRAFÍA

- [16] AKIMOV, D., ALBERT, J. B., AN, P., AWE, C., BARBEAU, P. S., BECKER, B., BELOV, V., BROWN, A., BOLOZDYNNA, A., CABRERA-PALMER, B., AND ET AL. Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering. *Science* 357, 6356 (Sep 2017), 1123–1126. [32](#)
- [17] AN, F. E. A. *Phys. Rev. Lett.* 118 (2017), 251801. [25](#)
- [18] APOLLONIO, M. E. A. *Eur. Phys. J. C.* 27 (2003), 331. [25](#)
- [19] ARMBRUSTER, B. E. A. *Phys. Rev. D.* 65 (2002), 112001. [16](#)
- [20] ARNISON, G. E. A. Ua1-coll. *Phys. Lett.* 122 (1983), 103. [10](#)
- [21] ATHANASSOPOULOS, C. E. A. *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996), 3082. [16](#), [22](#), [23](#), [26](#)
- [22] BAGNAIA, P. E. A. *Phys. Lett. B* 129 (1983), 130. [10](#)
- [23] BAK, G. E. A. *Phys. Rev. Lett.* 122 (2019), 232501. [25](#)
- [24] BANNER, M. E. A. *Phys. Lett. B* 122 (1983), 476. [10](#)
- [25] BARINOV, V. V., ET AL. Results from the Baksan Experiment on Sterile Transitions (BEST). [24](#), [41](#)
- [26] BEZERRA, T. *NOW, 9-16 September 2018* (2018). [25](#)
- [27] BIENLEIN, J. K. E. A. -. *Phys. Lett.* 13 (1964), 80. [6](#), [9](#)
- [28] BOEHM, F. E. A. *Phys. Rev. D.* 64 (2001), 112001. [25](#)
- [29] BOIREAU, G. E. A. *Phys. Rev. D.* 93 (2016), 112006. [25](#)
- [30] CHADWICK, J. -. *Verh. der Deutschen Physikalischen Ges.* 16 (1914), 383. [4](#)
- [31] CHADWICK, J. -. *Nature* 129 (1932), 312. [4](#)
- [32] CNOPS, A. M. E. A. -. *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978), 357. [10](#)
- [33] DANBY, G. E. A. -. *Phys. Rev. Lett.* 9 (1962), 36. [9](#)
- [34] DAVIS, R. -. *Phys. Rev.* 97 (1955), 766. [6](#)
- [35] DECLAIS, Y. E. A. *Phys. Lett. B.* 338 (1994), 383. [25](#)
- [36] ELLIS, C. D., AND WOOSTER, W. A. -. *Proc. R. Soc.* 117 (1927), 109. [4](#)
- [37] F, R., AND JR, C. C. L. -. *Nature* 178 (1956), 446. [6](#)
- [38] FAISSNER, H. E. A. -. *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978), 213. [10](#)
- [39] FERMI, E. -. *Z. Phys.* 88 (1934), 161. [4](#)

-
- [40] FREEDMAN, D. Z. Coherent effects of a weak neutral current. *Phys. Rev. D* 9 (Mar 1974), 1389–1392. [31](#)
- [41] GARWIN R. L., L. L. M. W. M. -. *Phys. Rev.* 105 (1957), 1415. [7](#)
- [42] GIL-BOTELLA, I. Supernova neutrino detection in LAr TPCs. *Journal of Physics: Conference Series* 309 (aug 2011), 012030. [xii](#), [37](#), [39](#), [40](#)
- [43] GIUNTI, C., AND KIM, C. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press., 2007. [24](#)
- [44] GIUNTI, C., AND LAVEDER, M. *Phys. Rev. C.* 83 (2011), 065504. [24](#)
- [45] GIUNTI, C. E. A. *Phys. Rev. D.* 86 (2012), 113014. [24](#)
- [46] GOLDBABER M.; GRODZIN, L., AND SUNYAR, A. W. -. *Phys. Rev.* 109 (1958), 1015. [8](#)
- [47] GREENWOOD, Z. E. A. *Phys. Rev. D.* 53 (1996), 6054. [25](#)
- [48] GRIMUS, W., AND STOCKINGER, P. *Phys. Rev. D.* 54 (1996), 3414. [17](#), [19](#)
- [49] HAHN, A. E. A. *Phys. Lett. B.* 218 (1989), 365. [25](#)
- [50] HASERT, F. J. E. A. -. *Phys. Rev. Lett. B* 46 (1973), 121. [9](#)
- [51] HASERT, F. J. E. A. -. *Phys. Lett. B* 46 (1973), 138. [10](#)
- [52] HASERT, F. J. E. A. -. *Nucl. Phys. B* 73 (1974), 1. [9](#)
- [53] HEISTERBERG, R. H. E. A. -. *Phys. Rev. Lett.* 44 (1980), 635. [10](#)
- [54] HOUMMADA, A. E. A. *Applied Radiation and Isotopes* 46 (1995), 449. [25](#)
- [55] HUANG, M.-Y. Study of accelerator neutrino detection at a spallation source. *Chinese Physics C* 40, 6 (Jun 2016), 063002. [31](#)
- [56] KAETHER, F. E. A. *Phys. Lett. B.* 47 (2010), 685. [24](#)
- [57] KAYSER, B. *Phys. Rev.* 24, 110. [17](#), [19](#)
- [58] KOSTENSALO, J., SUHONEN, J., AND ZUBER, K. Spectral shapes of forbidden argon β decays as background component for rare-event searches. *Journal of Physics G Nuclear Physics* 45, 2 (Feb 2018), 025202. [xi](#), [33](#), [34](#)
- [59] KUVSHINNIKOV, A. E. A. *JETP Lett.* 54 (1991), 253. [25](#)
- [60] KWON, H. E. A. P. *Phys. Rev. D.* 24 (1981), 1097. [25](#)
- [61] LAVEDER, M. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 168 (2007), 344. [24](#)
-

BIBLIOGRAFÍA

- [62] LEE, T. D., AND YANG, C. N. -. *Phys. Rev.* 104 (1956), 254. [7](#)
- [63] LUNARDINI, C., AND SMIRNOV, A. Y. Probing the neutrino mass hierarchy and the 13-mixing with supernovae. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2003, 06 (jun 2003), 009–009. [38](#)
- [64] MEITER, L., AND ORTHMANN, W. -. *Z. Phys.* 60 (1930), 143. [4](#)
- [65] MENTION, G. E. A. *Phys. Rev. D.* 83 (2011), 073006. [25](#)
- [66] MUELLER, T. E. A. *Phys. Rev. C.* 83 (2011), 054615. [25](#)
- [67] MUKHA, I., GRIGORENKO, L. V., KOSTYLEVA, D., ACOSTA, L., CASAREJOS, E., CIEMNY, A. A., DOMINIK, W., DUEÑAS, J. A., DUNIN, V., AND ESPINO, J. M. Deep excursion beyond the proton dripline. I. Argon and chlorine isotope chains. *Physical Review C* 98, 6 (Dec 2018), 064308. [33](#)
- [68] PALASH, B., AND WOLFENSTEIN, L. Radiative decay of massive neutrinos. *Phys. Rev. D.* 25 (1982), 776. [26](#)
- [69] PEGORARO, V., AND SLUSALLECK, P. On the evaluation of the complex-valued exponential integral. *Journal of Graphics, GPU and Game Tools.* 15(3) (2011), 183–198. [26](#)
- [70] PLISCHKE, P., AND BURNMAN, R. Neutrino flux calculations for the tungsten target of the isis spallation neutrino facility. *Institut für Kernphysik 6603* (2001), -. FZKA. [XI](#), [31](#)
- [71] PONTECORVO, B. -. *Sov. J. Phys.* 10 (1960), 1256. [9](#)
- [72] REINES, F., AND COWAN, C. L. J. -. *Phys. Rev.* 92 (1953), 330. [6](#)
- [73] RODEBACK, G. W., AND ALLEN, J. S. -. *Phys. Rev.* 86 (1952), 446. [5](#)
- [74] SCHMITZ, N. *Neutrino Physik Stuttgart* 5, 115. [XI](#), [21](#)
- [75] SCHRECKENBACH, K. E. A. *Phys. Rev. B.* 160 (1985), 325. [25](#)
- [76] SCHWARTZ, M. -. *Phys. Rev. Lett.* 4 (1960), 306. [9](#)
- [77] SNELL, A. H., AND PLEASANTON, F. -. *Phys. Rev.* 97 (1955), 246. [5](#)
- [78] STRUMIA, A., AND VISSANI, F. *Phys. Lett. B.* 42 (2003), 564. [23](#)
- [79] THOMPSON, T. A., BURROWS, A., AND PINTO, P. A. Shock Breakout in Core-Collapse Supernovae and Its Neutrino Signature. *Astrophysical Journal* 592, 1 (Jul 2003), 434–456. [XII](#), [38](#)
- [80] VIDYANKIN, G. E. A. *Sov. Phys. JETP* 66 (1987), 243. [25](#)
- [81] VIDYANKIN, G. E. A. *Sov. Phys. JETP* 71 (1990), 424. [25](#)

- [82] VIDYANKIN, G. E. A. *JETP Lett.* 59 (1994), 390. [25](#)
- [83] VOGEL, P., AND BEACOM, J. *Phys. Rev. D.* 60 (1999), 053003. [23](#)
- [84] VOGEL, P. E. A. *Phys. Rev. C.* 24 (1981), 1543. [25](#)
- [85] WU, C. S. E. A. -. *Phys. Rev.* 105 (1957), 1413. [7](#)
- [86] ZACEK, G. E. A. *Phys. Rev. D.* 34 (1986), 2621. [25](#)