



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

El flujo de antineutrinos de la Central
Nucleoeléctrica de Laguna Verde y su detección

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
FÍSICA

P R E S E N T A :
MARISOL CHÁVEZ ESTRADA

DIRECTOR DE TESIS:
DR. ALEXIS ARMANDO AGUILAR ARÉVALO



México, D.F., 2014



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Hoja de datos del jurado

Datos del alumno:	Chávez Estrada Marisol 52930516 Universidad Nacional Autónoma de México Facultad de Ciencias Física 405067327
Datos del tutor:	Dr. Alexis Armando Aguilar Arévalo
Datos del sinodal 1:	Dr. Juan Carlos D'Olivo Saez
Datos del sinodal 2:	Dr. José Julio Emilio Herrera Velázquez
Datos del sinodal 3:	Dr. Omar Gustavo Miranda Romagnoli
Datos del sinodal 4:	Dra. Gabriela Murguía Romero
Datos del trabajo escrito:	El flujo de antineutrinos de la Central Nucleoeléctrica de Laguna Verde y su detección. 134 pp 2014

Agradecimientos

Quiero expresar mi mas sincero agradecimiento al Dr. Alexis Aguilar, director de este trabajo, por la motivación, orientación, y supervisión continua a lo largo de este proceso, pero por encima de todo debo destacar, la disponibilidad y paciencia que a lo largo de estos años ha tenido conmigo. Pertenecer a su grupo de trabajo ha sido una experiencia que sin duda hizo aumentar mi interés en el área experimental de partículas y me abrió el panorama a una parte fascinante de la Física que no conocía. Muchas gracias profesor.

A mis sinodales: Dr. Juan Carlos D'Olivo, Dr. Julio Herrera, Dr. Omar Miranda, y Dra Gabriela Murguía por el tiempo dedicado a revisar este trabajo y a sus comentarios que enriquecieron el contenido de esta tesis.

I especially thank Dr. Guy Marleau from *École Polytechnique de Montréal* and Dr. Christopher Jones from MIT for their valuable help and advice throughout the installation and implementation of the DRAGON code.

Agradezco el apoyo de los proyectos PAPIIT-UNAM IB100413, IN112213 y CONACYT CB-2009/00131598 (número de becario CONACYT 20969).

A mis amigos y compañeros de la Facultad de Ciencias de la UNAM, sin excluir a ninguno pero en especial a Nora, Mauricio, Emmanuel, Laura Carmona, Lucero, Adrián, y Yousseff por todos los momentos llenos de risas que hemos pasado juntos, algunos desde hace muchos años y otros al final de la carrera pero de todos tengo gratos recuerdos.

A toda mi familia de Mérida, que me ha apoyado siempre aunque vivamos muy lejos. A mi prima Clarita por hacerme reir siempre con sus locuras y a mi hermana Lety por estar siempre al pendiente de mí y ayudarme cuando lo necesito. También a mis sobrinos Victor y Natalia por que con sus travesuras hacen que mi día brille. Y como parte de mi familia también a pingüino que aunque ya no está con nosotros no dejará de ocupar un lugar muy especial en nuestras vidas.

A Guillermo por ser una parte muy importante en mi vida en estos ultimos años, por haberme apoyado en las buenas y en las malas, por no dejarme caer en momentos difíciles y sobretodo por enseñarme a creer en mí.

Y finalmente quiero agradecer y dedicar principalmente esta tesis con mucho cariño a mis papás: Elsita y José Luis por haberme dado la vida y por siempre apoyarme en todas las decisiones que he tomado a lo largo de mi existencia. Los quiero mucho.

Marisol Chávez Estrada

Junio 2014

Índice general

Agradecimientos	v
Índice general	VIII
Índice de figuras	x
Índice de tablas	xii
Resumen	xiii
Abstract	xiv
Introducción	xv
1. Neutrinos	1
1.1. Breve historia	1
1.2. Los neutrinos y el Modelo Estándar	3
1.3. Fuentes de neutrinos	5
1.3.1. Neutrinos solares	6
1.3.2. Neutrinos de Supernovas	6
1.3.3. Neutrinos atmosféricos	7
1.3.4. Geoneutrinos	7
1.3.5. Fondo cósmico de neutrinos	7
1.3.6. Aceleradores de partículas	8
1.3.7. Reactores nucleares	8
1.4. Procesos de interacción de neutrinos	9
1.5. Simetrías discretas en Física	12
1.6. Espín, helicidad y quiralidad	12
1.7. Violación de paridad en decaimientos débiles	13
1.8. Neutrinos de Dirac vs Majorana	14
1.9. Oscilaciones de neutrinos	15
1.10. Experimentos con neutrinos	17
1.11. Experimentos para el monitoreo de reactores nucleares	20
1.12. Anomalía de reactores	21
1.13. La detección de antineutrinos y su relación con el OIEA	22
2. La Física de un reactor nuclear	25
2.1. El proceso de fisión nuclear	25
2.1.1. Rendimiento de fisión	26
2.1.2. Sección eficaz de los isótopos fisibles	28
2.1.3. Producción de antineutrinos en un reactor nuclear	30

2.1.4. Criticidad	31
2.2. Transporte de neutrones	32
2.3. Tipos de reactores nucleares	34
2.3.1. Reactor de agua presurizada (<i>PWR Pressurized Water Reactor</i>)	35
2.3.2. Reactor de agua en ebullición (<i>BWR Boiling Water Reactor</i>)	35
2.3.3. Reactor de agua pesada (<i>HWR Heavy Water Reactor</i>)	36
2.3.4. Reactor enfriado por gas (<i>GCR Gas Cooled Reactor</i>)	37
2.3.5. Reactor enfriado por metal líquido (<i>LMFBR Liquid Metal Fast Breeder Reactor</i>)	37
2.3.6. Reactor de tubos de grafito a presión (<i>RBMK Reactory Bolshoi Moshchnosti Kanalnye</i>)	38
2.4. Tasas de fisión de un reactor nuclear	38
3. Los reactores nucleares de la CNLV	41
3.1. Desarrollo de la industria nuclear en México	41
3.2. Los reactores nucleares de Laguna Verde	41
3.2.1. Reactor BWR	42
3.2.2. Diseño de la CNLV	43
3.2.3. Dispositivos de seguridad y sistemas de contención	45
3.2.4. Núcleo del reactor	46
3.3. El futuro de la energía nuclear en nuestro país.	49
4. El flujo de antineutrinos producido por la CNLV	51
4.1. Cálculo del número de eventos a partir del flujo de antineutrinos	51
4.2. Simulación usando DRAGON	52
4.2.1. ¿Qué es DRAGON?	52
4.2.2. Parámetros de la simulación	52
4.2.3. Ensamblados de combustible usados en la simulación	53
4.3. Proceso de detección	55
4.4. Detector de plásticos centelladores	57
4.4.1. Ubicación	58
4.4.2. Eficiencia	59
5. Resultados y Discusión	61
5.1. Espectro de energía de antineutrinos	61
5.2. Normalización de tasas de fisión.	62
5.3. Flujo de antineutrinos	65
5.4. Número de eventos detectados	76
5.5. Eventos de ruido de fondo	78
6. Conclusiones	81
A. El método de uno y dos grupos para la ecuación de transporte	85
B. Código usado en la simulación	89
B.1. Ensamble rojo (0.711 % de enriquecimiento)	90
B.2. Ensamble amarillo (2.19 % de enriquecimiento)	94
B.3. Ensamble azul (1.76 % de enriquecimiento)	99
C. Valores del flujo de antineutrinos para distintos días de operación	105
Bibliografía	115

Índice de figuras

1.1.1.Espectro de energías de electrones en el decaimiento beta.	1
1.2.1.Representación del modelo estándar.	4
1.3.1.Fuentes naturales y artificiales de neutrinos	5
1.3.2.Ciclo de fusión protón-protón y ciclo de fusión Carbono-Nitrógeno-Oxígeno.	6
1.3.3.Representación de antineutrinos producidos por un reactor nuclear	9
1.4.1.Vértices fundamentales para la interacción débil.	9
1.4.2.Dispersión elástica $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$	10
1.4.3.Dispersión cuasi-elástica $\nu_{\mu(\tau)} + e^- \rightarrow \mu, (\tau) + \nu_e$	10
1.4.4.Decaimiento beta inverso.	11
1.4.5.Sección eficaz del Decaimiento Beta Inverso (D.B.I)	11
1.6.1.Helicidad de una partícula con $s=1/2$	13
1.7.1.Violación máxima de paridad (experimento de C.S. Wu)	14
1.10.1.Espectro de neutrinos para el experimento MINOS.	18
1.10.2.Espectro de neutrinos para el experimento KamLAND.	19
1.10.3.Mediciones de oscilaciones de neutrinos en Daya Bay.	19
1.11.1.Detección de antineutrinos para el monitoreo de la central nuclear de San Onofre (SONGS).	20
1.11.2.Detección de antineutrinos para el monitoreo de la central nuclear de San Onofre (SONGS).	21
1.12.1.Anomalía de reactores nucleares	22
2.1.1.Representación de productos de fisión primarios y secundarios.	27
2.1.2.Curva de rendimiento de fisión para el ^{233}U , ^{235}U y ^{239}Pu	28
2.1.3.Sección transversal de fisión de ^{235}U , ^{238}U y ^{239}Pu . Tomada de [55]	30
2.1.4.Representación de la producción de antineutrinos en un proceso de fisión nuclear	31
2.3.1.Reactor de agua presurizada (PWR)	35
2.3.2.Reactor de agua en ebullición (BWR)	36
2.3.3.Reactor de agua pesada (HWR)	36
2.3.4.Reactor enfriado por gas (GCR)	37
2.3.5.Reactor enfriado por metal líquido (LMFBR)	38
2.3.6.Reactor de tubos de grafito a presión (RBMK)	38
2.4.1.Evolución de las tasas de fisión para un reactor PWR	39
2.4.2.Evolución de las tasas de fisión para un reactor PWR	40
2.4.3.Evolución de las tasas de fisión para un reactor VHTR-UOx	40
3.2.1.Ciclo termodinámico de uno de los reactores de la CNLV.	42
3.2.2.Corte de los principales edificios de la CNLV.	44
3.2.3.Barreras de contención de la CNLV.	46
3.2.4.Vasija del reactor, ensamble y barra de combustible.	47
3.2.5.Combustible en el núcleo del reactor.	47
3.2.6.Carga inicial del combustible de uno de los reactores de la CNLV.	48

4.2.1. Disposición de barras de combustible para los 3 tipos de ensamble que componen el núcleo de la CNLV.	54
4.3.1. Proceso de detección de antineutrinos en un plástico centellador	56
4.4.1. Diseño del detector en ROOT	57
4.4.2. Posible ubicación del detector	58
5.1.1. Espectro de energía de antineutrinos.	61
5.2.1. Tasas de fisión normalizadas para los 4 isótopos fisibles en el núcleo del reactor	64
5.2.2. Número de antineutrinos emitidos isotrópicamente por uno de los dos reactores típicos de la CNLV	64
5.3.1. Flujo de antineutrinos para cada uno de los 4 isótopos fisibles para los días 5, 50, 100 y 150	68
5.3.2. Flujo de antineutrinos para cada uno de los 4 isótopos fisibles para los días 200, 250, 300 y 400	69
5.3.3. Flujo total de antineutrinos y espectro de energía de eventos esperados en el detector al día 5, 50 y 200.	71
5.3.4. Comparaciones del espectro de energía de eventos detectados entre varios días de operación de uno de los reactores.	73
5.3.5. Espectro de energía del número de eventos detectados para los días 5+6 y 200+201 de operación de los dos reactores	74
5.4.1. Número total de eventos esperados para los dos reactores de la CNLV.	78
A.0.1 Dependencia axial y radial del flujo de neutrones térmicos en un reactor cilíndrico	87
A.0.2 Variación radial del flujo rápido $\phi_1(r)$ y flujo térmico $\phi_2(r)$ en un reactor cilíndrico	88

Índice de tablas

4.2.1. Parámetros referentes al núcleo de la CNLV utilizados en la simulación con DRAGON.	53
4.2.2. Composición de barras de combustible para el ensamble rojo.	55
4.2.3. Composición de barras de combustible para el ensamble amarillo.	55
4.2.4. Composición de barras de combustible para el ensamble azul.	55
5.1.1. Antineutrinos liberados por fisión para cada isótopo fisible.	62
5.2.1. Tasas de fisión al día 5 utilizadas para calcular el parámetro de normalización	63
5.2.2. Número de antineutrinos por segundo emitidos por uno de los dos reactores típicos de la CNLV	65
5.3.1. Incertidumbres asociadas al cálculo de flujo de antineutrinos provenientes de fisiones de ^{235}U y ^{238}U	66
5.3.2. Incertidumbres asociadas al cálculo de flujo de antineutrinos provenientes de fisiones de ^{239}Pu y ^{241}Pu	67
5.3.3. Flujo de antineutrinos en el día 200 de operación de uno de los dos reactores que conforman la CNLV	70
5.3.4. Número de eventos detectados en el día 200 de operación	72
5.3.5. Número de eventos detectados por intervalo de energía en los días 5+6 y 200+201 de operación de los dos reactores que conforman la CNLV suponiendo una eficiencia del 30 % en el detector.	75
5.3.6. Número de eventos detectados por intervalo de energía en los días 5+6 y 200+201 de operación de los dos reactores que conforman la CNLV suponiendo una eficiencia del 20 % en el detector.	75
5.3.7. Número de eventos detectados por intervalo de energía en los días 5+6 y 200+201 de operación de los dos reactores que conforman la CNLV suponiendo una eficiencia del 5 % en el detector	76
5.4.1. Número total de eventos esperados a lo largo de un ciclo completo de operación para los dos reactores de la CNLV.	76
5.4.2. Número total de eventos esperados a lo largo de un ciclo completo de operación para los dos reactores de la CNLV.	77
5.4.3. Número total de eventos esperados a lo largo de un ciclo completo de operación para los dos reactores de la CNLV.	77
A.0.1 Parámetros de difusión para moderadores más usados.	86
C.0.1 Flujo de antineutrinos para cada uno de los 4 isótopos fisibles principales a 5 días de operación de uno de los reactores de la CNLV.	106
C.0.2 Flujo de antineutrinos para cada uno de los 4 isótopos fisibles principales a 50 días de operación de uno de los reactores de la CNLV.	107
C.0.3 Flujo de antineutrinos para cada uno de los 4 isótopos fisibles principales a 100 días de operación de uno de los reactores de la CNLV.	108

C.0.4	Flujo de antineutrinos para cada uno de los 4 isótopos fisibles principales a 150 días de operación de uno de los reactores de la CNLV.	109
C.0.5	Flujo de antineutrinos para cada uno de los 4 isótopos fisibles principales a 200 días de operación de uno de los reactores de la CNLV.	110
C.0.6	Flujo de antineutrinos para cada uno de los 4 isótopos fisibles principales a 250 días de operación de uno de los reactores de la CNLV.	111
C.0.7	Flujo de antineutrinos para cada uno de los 4 isótopos fisibles principales a 300 días de operación de uno de los reactores de la CNLV.	112
C.0.8	Flujo de antineutrinos para cada uno de los 4 isótopos fisibles principales a 350 días de operación de uno de los reactores de la CNLV.	113
C.0.9	Flujo de antineutrinos para cada uno de los 4 isótopos fisibles principales a 400 días de operación de uno de los reactores de la CNLV.	114

El flujo de antineutrinos de la Central Nucleoeléctrica de Laguna Verde y su detección

por

Marisol Chávez Estrada

Tesis de Licenciatura. Facultad de Ciencias, UNAM

Resumen

En este trabajo se presenta una estimación del flujo de antineutrinos producido por los reactores de la Central Nucleoeléctrica de Laguna Verde en México, a partir de las tasas de fisión de los isótopos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu , y de los espectros de energía de los antineutrinos producidos en las cadenas de decaimiento de sus fragmentos de fisión. Las tasas de fisión han sido calculadas con el código de simulación DRAGON, y los espectros de antineutrinos se tomaron de predicciones recientes (Th. A. Mueller y M. Fallot). Se presenta también una estimación del número de eventos esperados en un detector prototipo de barras de plástico centellador cubiertas con pintura de Gd, con una masa total de 1 ton, a 100 m de los núcleos de los reactores. Se muestra que tal detector puede distinguir marginalmente el cambio en el número total de eventos detectados a lo largo de un ciclo de operación (400 días), pero no es posible distinguir el cambio en la forma del espectro dados los errores totales y la eficiencia de detección. Para este fin un detector con una masa mucho mayor sería necesario.

Director de Tesis: Dr. Alexis Armando Aguilar Arévalo. Instituto de Ciencias Nucleares. UNAM

The antineutrino flux from the Laguna Verde Nuclear Plant and its detection

by

Marisol Chávez Estrada

Bachelor Thesis. Facultad de Ciencias, UNAM.

Abstract

In this work we present an estimate of the antineutrino flux produced by the reactors at the Laguna Verde Nuclear Power Plant in Mexico, based on the fission rates of the isotopes ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , and ^{241}Pu , and the antineutrino energy spectra of their corresponding fission fragments. The fission rates have been calculated using the DRAGON simulation code, and the antineutrino spectra were taken from recent predictions (Th. A. Mueller and M. Fallot). We also present an estimate of the number of expected events in a prototype detector made of plastic scintillator bars covered with Gd painting, with a total mass of 1 ton, at 100 m from the reactor cores. We show that this detector can marginally distinguish the change in the number of detected events along one full operation cycle (400 days), however it cannot distinguish the change in shape of the spectrum, given the total errors and the detection efficiency. For this purpose a much larger detector mass would be required.

Thesis Supervisor: Dr. Alexis Armando Aguilar Arévalo, Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM.

Introducción

En el modelo estándar de la Física de partículas, el neutrino es uno de los miembros que más misterios envuelve de todos los que lo integran. Son partículas sin carga, con una masa muy pequeña, que provienen naturalmente del Sol, del interior de la Tierra y hasta del Big Bang que creó nuestro universo propagándose a través del espacio. Sus singulares propiedades les permiten viajar enormes distancias a través de la materia, justo en este instante aproximadamente 10^9 neutrinos por centímetro cuadrado, provenientes del Sol, atraviesan nuestro cuerpo sin que nos percatemos de ello.

Fue en el año de 1930, cuando Wolfgang Pauli propuso por primera vez la existencia de esta partícula para reconciliar el principio de conservación de la energía con el proceso de decaimiento beta. En 1933 Fermi la bautizó como “neutrino” (el pequeño neutro), presentando una teoría del decaimiento beta que incorporaba esta nueva partícula. Pero no fue sino hasta 1956, cuando Cowan y Reines obtuvieron evidencia experimental de su existencia, trabajando en el reactor nuclear de Savannah River en Carolina del Sur. Años más tarde en 1962 Lederman, Schwartz y Steinberg, descubrieron otra clase de neutrino distinta al anteriormente mencionado, este era resultado del decaimiento de piones cargados y se le dio el nombre de neutrino del muón ν_μ (el neutrino de Pauli era un neutrino del electrón ν_e), finalmente un tercer tipo de neutrino se descubrió en el año 2000 en el experimento DONUT en Fermilab: el neutrino tau ν_τ , comprobando la hipótesis de que el electrón, el muón y el tau, tienen un neutrino asociado.

Los tres neutrinos conocidos del modelo estándar tienen la habilidad de transformarse de un tipo a otro, mediante un fenómeno que se le conoce como oscilaciones de neutrinos. Evidencia experimental de este proceso se ha acumulado a lo largo de los últimos 50 años, a través de experimentos con neutrinos solares, atmosféricos, de reactores nucleares y de aceleradores a grandes distancias. La gran mayoría de las observaciones concuerdan con el esquema de tres neutrinos masivos mezclados. Sin embargo existen algunos experimentos que sugieren la existencia de un cuarto tipo de neutrino, que sería llamado “estéril”.

Los reactores de fisión son una fuente intensa de antineutrinos del electrón. En México se cuenta con dos, ubicados en el estado de Veracruz. El desarrollo de la tecnología de detección de neutrinos, y los avances en el entendimiento de sus propiedades, hacen que sea concebible usarlos para monitorear el estado operacional, nivel de potencia y contenido fisible dentro de un reactor nuclear en tiempo real con detectores a distancias de algunas decenas de metros.

En esta tesis se presenta una estimación del flujo de antineutrinos producidos por los dos reactores tipo BWR-5 que pertenecen a la Central Nucleoeléctrica de Laguna Verde (CNLV), basado en las tasas de fisión de los cuatro isótopos fisibles principales en un reactor nuclear: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu , y del espectro de antineutrinos producido por las cadenas de decaimiento de cada uno de estos isótopos. Empleando el flujo se calcula el número de eventos en un detector de plástico centellador de 1 tonelada a 100 metros de los reactores. Un prototipo de este detector se encuentra actualmente en desarrollo por un grupo de trabajo del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM.

Un elemento importante para calcular el flujo (número de antineutrinos por unidad de área por unidad de tiempo por unidad de energía) es conocer la evolución temporal de las tasas de fisión de los cuatro isótopos mencionados. Para obtener estas tasas es necesario resolver la ecuación de transporte de neutrones de multigrupos, lo cual puede lograrse mediante programas de simulación de reactores nucleares. En esta tesis se utiliza el código DRAGON desarrollado en la *École Polytechnique de Montréal*, por el Dr. Guy Marleau, tomando como apoyo un trabajo previo realizado por un grupo de investigación del *Massachusetts Institute of Technology* (MIT).

Los resultados presentados en este trabajo derivados de la simulación DRAGON deberán tomarse con cierta cautela por parte del lector, ya que un estudio sistemático empleando otros códigos de simulación (como MURE), escapa a los alcances de esta tesis. Sin embargo, la presentación de este método aplicado a la CNLV, se considera una aportación valiosa.

Hoy en día los reactores nucleares alrededor del mundo son monitoreados por el Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA) de la Organización de Naciones Unidas con sede en Viena. Este organismo usa varias herramientas para asegurarse que los reactores nucleares operen legalmente. A través de este monitoreo constante se puede evitar el robo de Plutonio que podría ser utilizado para la fabricación de armas de destrucción masiva. En la actualidad los operadores de centrales nucleares, están obligados a parar las actividades en los reactores de modo que el personal del OIEA pueda remover con seguridad el combustible para examinarlo. El cierre de un reactor para su inspección representa una cantidad enorme en ingresos perdidos, por lo que el monitoreo del combustible mediante la detección de antineutrinos, constituye una herramienta eficiente, pues además no compromete la salud del personal. Actualmente existen diseños de detectores compactos (con una planta inferior a 4 m²) que esperan ser capaces de medir variaciones de la cantidad de plutonio dentro de un reactor del orden los 50 kg.

Es alentador que la primera aplicación tecnológica de los neutrinos tenga lugar en el ámbito del control de la carrera armamentista y no en el desarrollo de un arma nueva. Esta última razón ha motivado al Dr. Michel Cribier, investigador del CEA (*Commissariat à l'Énergie Atomique*) en Saclay, Francia, en el espíritu de otros esfuerzos internacionales auspiciados por la ONU, a proponer agrupar a los esfuerzos para aplicar la detección de antineutrinos al monitoreo y control del material fisible producido en reactores nucleares alrededor del mundo bajo el nombre: *Neutrinos por la Paz*.

La estructura de esta tesis es la siguiente: en el capítulo 1 se da una breve introducción histórica y se describe el papel de los neutrinos en el modelo estándar, se habla acerca de sus propiedades en general y procesos de interacción, además del estatus actual de los experimentos con neutrinos provenientes de reactores nucleares. En el capítulo 2 se da una descripción de la física detrás del funcionamiento de un reactor nuclear, así como los principales tipos de reactores de fisión que existen en todo el mundo. Únicamente se tocarán los aspectos más relevantes para el tema de esta tesis. El capítulo 3 está dedicado específicamente a los detalles técnicos sobre la CNLV y sus reactores. En el capítulo 4 se presenta el cálculo del flujo de antineutrinos y el número de eventos que se esperan en un detector basado en plásticos centelladores de 1 ton, localizado a 100 m de los reactores. Además se habla sobre la simulación en DRAGON y todos los parámetros que se usaron para ejecutarla. El código completo se muestra explícitamente en un apéndice al final de esta tesis. En el capítulo 5 se presentan los resultados de esta tesis. Las conclusiones se presentan en el capítulo 6.

Capítulo 1

Neutrinos

1.1. Breve historia

Durante los años 30, existía un problema sin resolver al estudiar el decaimiento beta. En este decaimiento, un núcleo radiactivo X con masa atómica A y número de protones Z es transformado en un núcleo mas ligero Y, con un número de protones Z+1 y con la emisión de un electrón:



La conservación de la energía y momento debía cumplirse, sin embargo en 1914 Chadwick encontró que la energía de los electrones emitidos variaba considerablemente (fig. 1.1.1), lo que era un resultado muy perturbador.

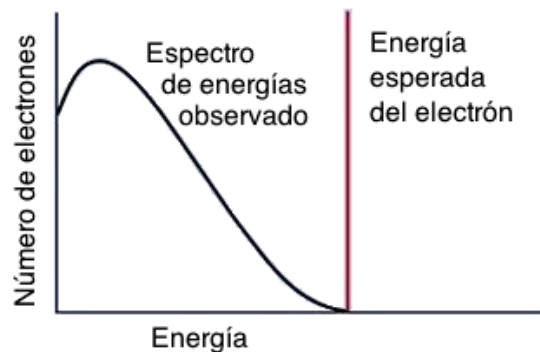


Figura 1.1.1: Espectro de energías de electrones emitidos en el decaimiento beta. El espectro observado es continuo y no una constante como se podría esperar al imponer la conservación de energía: $E_{e^-} = (M_X - M_Y)c^2 = \text{cte}$

En 1930 Pauli sugirió que otra partícula se estaba emitiendo junto con el electrón, llamándola inicialmente *neutrón*. Pauli propuso en ese año que esta partícula se creaba en transiciones entre estados nucleares, y que no estaba presente de otra manera en el núcleo [1]. En 1931 Carlson y Oppenheimer plantearon que esta partícula podía explicar la observación de una radiación ligeramente ionizante en una cámara de niebla, que era una huella de los rayos cósmicos que ellos habían reportado, sin embargo poco tiempo después en 1932 estaban convencidos de que estos *neutrones* no podían dejar un rastro observable en una cámara de niebla. En 1933 Fermi presentó una teoría del decaimiento beta que incorporaba la partícula de Pauli y la llamó *neutrino* (“el pequeño neutro”), este nombre es más

apropiado que el que le había sido dado por Pauli, debido a que poco tiempo antes en este mismo año, Chadwick reveló el descubrimiento de una partícula sin carga de la misma naturaleza que la propuesta por Pauli, al estudiar la radiación penetrante producida en la desintegración artificial de Berilio, sin embargo esta era mucho más masiva que el neutrón de Pauli. En 1934 Bethe y Peierls, usando la teoría de Fermi calcularon la sección eficaz para el decaimiento beta inverso (D.B.I) en donde un antineutrino interactúa con un protón, convirtiéndose en un neutrón y un positrón:



concluyendo que para neutrinos con 2 MeV de energía, $\sigma_{DBI} \approx 10^{-44} \text{cm}^2$.

En el año de 1946 B. Pontecorvo propuso detectar neutrinos con métodos radioquímicos por medio de reacciones como la siguiente:



Al trabajar bajo la supervisión de Richard Feynman en el proyecto Manhattan, Frederick Reines, vio en la bomba atómica detonada en Los Alamos una gran fuente de neutrinos, por lo que planeaba instalar un detector para probar su existencia, sin embargo éste debía estar tan cerca de la bomba que sería fácilmente destruido. Debido a este inconveniente, Reines junto con Clide Cowan, en 1953, concluyeron que era mejor instalar un detector junto un reactor nuclear en Hanford, en el estado de Washington. La teoría previamente desarrollada por Fermi, predijo que el neutrino sería muy difícil de detectar, ya que rara vez interactúan con la materia, por lo que pueden “atravesar” a esta sin interactuar, razón por la que esta búsqueda recibe el nombre de “Proyecto *Poltergeist*”. El equipo colocó un detector de líquido centellador y se observaron lo que parecían eventos de D.B.I, sin embargo la evidencia no era contundente.

No fue sino hasta 1956 que se logró obtener evidencia experimental [2] irrefutable de la existencia de los neutrinos cuando Cowan y Reines trabajando con el reactor nuclear de Savannah River, en Carolina del Sur, logrando observar la reacción de D.B.I. (ec. 1.1.2). Aunque el experimento de Savannah River pretendía solamente obtener una señal positiva de la detección de un neutrino, este experimento también permitió la medición de la sección eficaz para el decaimiento beta inverso: $\sigma = (11 \pm 2.6) \times 10^{-44} \text{cm}^2$.

Una antipartícula tiene la misma masa que la partícula en cuestión pero con carga opuesta, sin embargo el neutrino no tiene carga, entonces, ¿Cuál es la diferencia entre un neutrino y un antineutrino? Algunas partículas con carga neutra son su propia antipartícula como lo es el fotón, sin embargo este no es el caso los neutrinos. A finales de los años 50, Davis y Harmer respondieron a esta pregunta. De los resultados positivos de Cowan y Reines, ec.1.1.2, sabemos que la siguiente reacción por simetría de *crossing* puede ocurrir:



Davis buscó la reacción análoga usando antineutrinos:



encontrando que esta reacción nunca ocurre y concluyó que el neutrino y antineutrino son partículas distintas. El resultado de Davis no era inesperado, en 1953 Konopinski y Mahmoud [3] presentaron una regla simple para determinar que reacciones podían ocurrir (como la ec 1.1.4) y cuales no (ec 1.1.5). Asignaron un *número leptónico* $L = +1$ para el electrón, muón y neutrino, y $L = -1$ para el positrón, el muón positivo y el antineutrino, todas las demás partículas tiene un numero leptónico igual a cero. Y propusieron la ley de conservación del número leptónico, análogo a la ley de conservación de la carga: en cualquier proceso físico la suma de los números leptónicos debe ser igual al número leptónico después de este. Luego entonces la reacción de Cowan-Reines (ec 1.1.4) esta permitida al tener $L = -1$ antes y después, pero la reacción de Davis (ec 1.1.5) esta prohibida con $L = -1$ antes y $L = +1$ después. A partir de esto se puede responder a la interrogante que se planteó anteriormente:

la diferencia entre un neutrino y un antineutrino es su número leptónico: +1 para el neutrino y -1 para el antineutrino. Estos números se pueden determinar experimentalmente.

En 1959 B. Pontecorvo propone que el neutrino que acompaña al muón en el decaimiento del pión es un tipo de neutrino diferente al producido en el decaimiento beta y propone el primer experimento con un haz de neutrinos. Tres años más tarde, en 1962, Lederman, Schwartz, y Steinberg [4] mostraron en el experimento de Brookhaven que el neutrino que resulta del decaimiento de piones cargados (neutrino muón) no era el mismo que el observado por Reines y Cowan (neutrino electrón).

En 1970, el experimento Homestake de Davis y Bahcall midió el flujo de neutrinos provenientes del Sol, observando $\approx 1/3$ del flujo esperado, a esto se le conoce como el problema de los neutrinos solares. En 1973 se predice la existencia de las interacciones de corriente neutra (NC) de neutrinos, por Abdus Salam, Sheldon Glashow y Steven Weinberg, y se confirma en el mismo año por el experimento *Gargamelle* en el CERN, lo cual constituye un paso significativo en la unificación de la fuerza electromagnética y la fuerza débil. En 1978 Mikheyev, Smirnov y Wolfenstein propusieron una solución al problema de los neutrinos solares llamada efecto MSW, mismo que fue confirmado mediante el experimento SNO en el año 2002.

En 1987 se detectaron neutrinos provenientes de la supernova SN1987A mediante 3 experimentos, Kamiokande (Japón), IBM (EUA) y Baksan (URSS). En 1998 Super Kamiokande anunció la primera evidencia de oscilaciones de neutrinos, lo que implicó inmediatamente que estos no tienen masa nula.

En el año 2000 se descubrió el neutrino tau en el experimento DONUT en Fermilab [5], verificando la hipótesis de que los tres leptones: electrón, muón y tau tienen un correspondiente neutrino.

En materia de oscilaciones de neutrinos, el experimento KamLAND, en 2002, utilizando neutrinos de reactores verificó a partir de los parámetros deducidos de las oscilaciones de neutrinos solares, que estas oscilaciones ocurren en el vacío. En 2004 el experimento K2K usando neutrinos de un acelerador, verifica la evidencia de oscilaciones de neutrinos atmosféricos de Super Kamiokande. Dos años más tarde MINOS confirma con más precisión estos resultados.

Finalmente en 2012, tres experimentos importantes: Double Chooz, Daya-Bay y RENO utilizando neutrinos de reactores nucleares midieron con precisión el ángulo de mezcla θ_{13} .

1.2. Los neutrinos y el Modelo Estándar

Toda la materia conocida en el universo está formada a partir de tres tipos de partículas elementales: leptones y quarks (fermiones), y mediadores (bosones de norma). El *Modelo Estándar (ME)* define a estas partículas elementales y describe las propiedades de sus interacciones. Es una teoría de norma¹ (del vocablo inglés *gauge*) que describe las simetrías de las interacciones con la fuerza fuerte, débil y electromagnética por el grupo de simetría:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.2.1)$$

donde C significa color, L la quiralidad izquierda y Y la hipercarga. SU(3) representa al grupo especial unitario de matrices de 3×3 y describe la interacción fuerte, SU(2) es el grupo especial unitario de matrices de 2×2 y junto con U(1) describe la interacción electro-débil. Una forma de representar al modelo estándar se aprecia en la fig. 1.2.1.

Existen 6 tipos o “sabores” de leptones: el electrón e , el muón μ , el tau τ , el neutrino electrónico ν_e , el neutrino muónico ν_μ y el neutrino tauónico ν_τ . De la misma manera existen 6 sabores de quarks llamados: up u , down d , strange s , charm c , top t (o truth) y bottom b (o beauty). Los quarks tienen además otra propiedad llamada “color” que explica por qué no se pueden encontrar quarks aislados en la naturaleza, es decir estas partículas siempre vienen en combinaciones de tal manera que su color sea neutro, existen 3 tipos de color: rojo, verde y azul.

¹La noción de teoría de norma aparece gracias al trabajo de Emmy Noether y de Weyl a comienzos del siglo XX. Una teoría de norma busca las invarianzas bajo simetrías locales, estas son tres transformaciones: C (conjugación de carga) P (Paridad) y T (inversión temporal). La interacción fuerte y electromagnética son invariantes ante transformaciones de C y P, sin embargo la interacción débil viola estas dos simetrías.

Cada uno de los leptones y quarks tiene su respectiva antipartícula (denotada con una barra superior) que no es sino la partícula con misma masa pero con todos sus números cuánticos opuestos, así es como tenemos 3 sabores de antineutrinos: $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ y $\bar{\nu}_\tau$.

El ME predice que las partículas elementales interactúan con otras mediante mediadores de fuerza llamados bosones de norma. Para el electromagnetismo es el fotón γ , los gluones g son los mediadores de la fuerza fuerte y dos bosones cargados W^\pm y uno neutro Z regulan las interacciones con la fuerza débil.

La masa del bosón de norma define el alcance de la fuerza, los fotones al no tener masa, hacen que la fuerza electromagnética tenga un alcance infinito, mientras que los bosones de la fuerza débil son sumamente pesados (la masa del W^\pm es de 80.4 GeV y la del Z de 91.2 GeV) por lo que su interacción es de muy corto alcance.

Los neutrinos únicamente interactúan a través de la fuerza débil. Cuando un neutrino intercambia un bosón Z se le llama un proceso de **corriente neutra (NC)** y cuando la interacción está mediada por un W^+ o un W^- se le conoce como de **corriente cargada (CC)**.

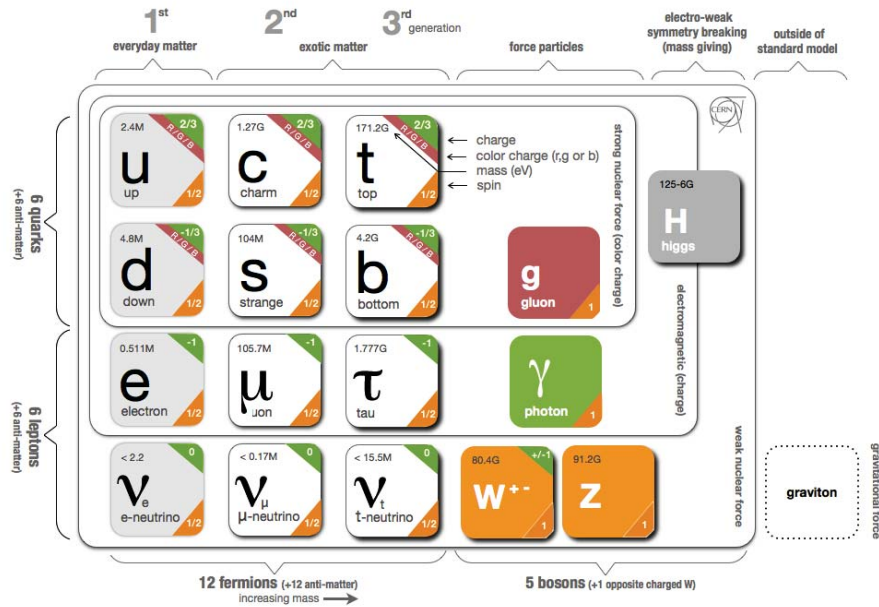


Figura 1.2.1: Representación del modelo estándar. Nótese que los neutrinos tienen masa muy pequeña y los bosones mediadores de fuerza débil son sumamente masivos. El gravitón es una partícula hipotética, mediadora de la fuerza de gravedad y no es parte del modelo estándar. Imagen tomada de [6]

Originalmente el ME consideraba a los neutrinos como fermiones con masa cero, sin embargo los experimentos de oscilaciones de neutrinos realizados a lo largo de los últimos 50 años han demostrado que los neutrinos sí tienen masa, aunque sumamente pequeña. Existen extensiones del ME con neutrinos masivos que suponen que son partículas de Dirac o de Majorana; en la actualidad ambos escenarios son posibles.

En el ME las partículas adquieren su masa a través del mecanismo Brout-Englert-Higgs, el cual predice la existencia de una partícula llamada el bosón de Higgs. El 4 de julio del 2012, los experimentos ATLAS [7] y CMS [8] en el LHC² del CERN³ anunciaron que se había observado una nueva

² Large Hadron Collider

³ Organisation européenne pour la recherche nucléaire

partícula con una masa de alrededor de 126 GeV, consistente con el bosón de Higgs. Completando así la observación de todas las partículas que componen al ME.

El 8 de octubre del 2013 se otorgó el premio Nobel de Física a Francois Englert y Peter Higgs⁴ “por el descubrimiento de un mecanismo que contribuye al entendimiento del origen de la masa de las partículas subatómicas y que recientemente fue confirmado a través del descubrimiento de la partícula fundamental predicha, por los experimentos ATLAS y CMS en el LHC del CERN”.

Aun cuando el modelo estándar es actualmente la mejor descripción del mundo subatómico, no explica todo por completo. La teoría incorpora solo tres de las cuatro fuerzas fundamentales, excluyendo la gravedad. También hay interrogantes importantes aun sin resolver, como ¿por qué hay tres generaciones de quarks y leptones con una masa tan diferente entre ellos? o ¿qué es exactamente la materia oscura? Tal vez el modelo estándar sólo es parte de un panorama más amplio que incluye una nueva Física, lo que quiere decir que el trabajo todavía no ha terminado.

1.3. Fuentes de neutrinos

Los neutrinos provienen de fuentes naturales y artificiales. En las naturales están los que provienen del Sol, de supernovas, los atmosféricos y los que provienen directamente de la Tierra (geoneutrinos) a través de reacciones de desintegración beta de isótopos radiactivos terrestres.

Los que son producidos artificialmente provienen de aceleradores y reactores nucleares, estos últimos son los de mayor relevancia para este trabajo de tesis. En la figura 1.3.1 se muestra el flujo de neutrinos para distintas fuentes en función de su energía⁵.

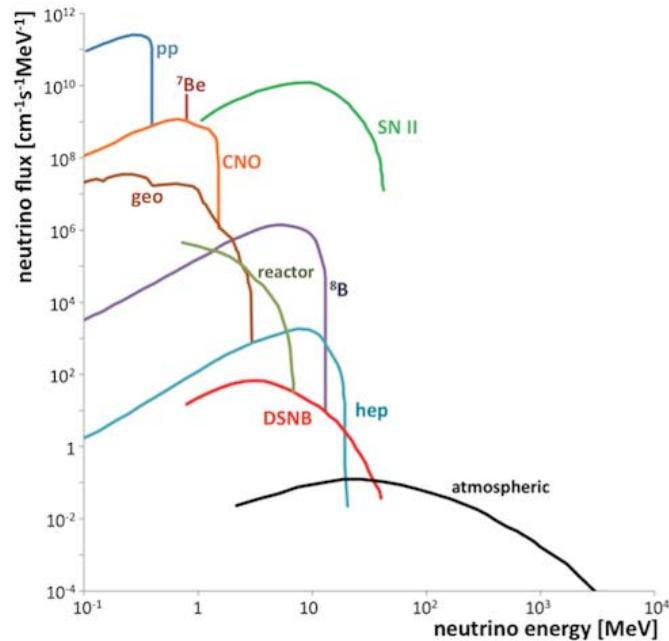


Figura 1.3.1: Fuentes naturales y artificiales de antineutrinos , pp=fusión protón-protón, SN II=Supernova, CNO=Ciclo de fusión Carbono-Nitrógeno-Oxígeno, DSNB=Diffuse Supernova Neutrino Background, hep=fusión Helio-protón. Los neutrinos provenientes de reactores nucleares se encuentran en el rango de energía de 1 a 10 MeV. Tomada de [9].

⁴Robert Brout falleció el 3 de mayo 2011 por lo que nunca pudo recibir el premio

⁵La unidad de energía que se utiliza en Física de partículas es el electron-volt. 1 eV equivale a la energía adquirida por un electrón al acelerarse entre dos placas metálicas sometidas a una diferencia de potencial electrostático de 1 Volt.

1.3.1. Neutrinos solares

El modelo estándar solar (SSM) asume que el Sol es esférico y ha evolucionado cuasi-estáticamente en un periodo de 4.6×10^9 años (edad del Sol). Este produce un flujo intenso de neutrinos del electrón ν_e como consecuencia de una reacción de fusión:



que libera una energía de 26.7 MeV en forma de fotones. Esta reacción continúa por dos posibles caminos: uno es la llamada cadena pp (protón-protón), y el otro es el ciclo CNO (Carbono-Nitrógeno-Oxígeno), ambos se pueden observar en la fig.1.3.2. De acuerdo al SSM, el 98.4 % de toda la luminosidad solar se genera por la cadena pp, mientras que el 1.6 % restante se cree que se genera por el ciclo CNO.

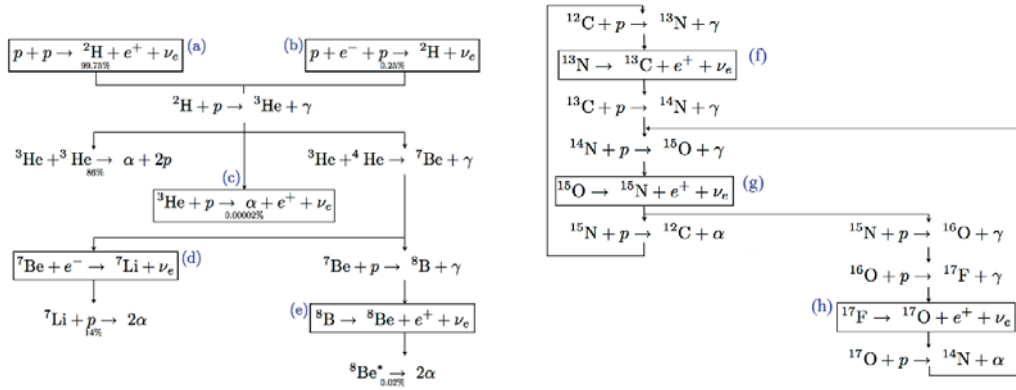


Figura 1.3.2: A la izquierda: Ciclo de fusión protón-protón y a la derecha: ciclo de fusión Carbono-Nitrógeno-Oxígeno. Cada reacción encerrada en un recuadro produce un neutrino con la siguiente energía: (a) pp: $E_\nu < 0.42$ MeV, (b) pep: $E_\nu = 1.442$ MeV, (c) hep: $E_\nu = 18.77$ MeV, (d) ${}^7\text{Be}$: $E_\nu = 0.861$ MeV, (e) ${}^8\text{Be}$: $E_\nu = 14.06$ MeV, (f) $E_\nu < 1.27$ MeV, (g) $E_\nu = 1.73$ MeV, (h) $E_\nu = 1.74$ MeV. Tomado de [10]

1.3.2. Neutrinos de Supernovas

Algunos tipos de estrellas, cuando agotan su combustible, colapsan en objetos como una estrella de neutrones o un hoyo negro. Durante este colapso alrededor de 99 % de la energía de amarre es convertida en neutrinos con energías del orden de algunas decenas de MeV, durante algunas decenas de segundos. Esta pérdida de energía a través de neutrinos ocurre porque el neutrino puede escapar fácilmente, mientras que los fotones permanecen atrapados

El 23 de febrero de 1987, fueron observados neutrinos provenientes de la supernova SN1987A, que se encuentra en la Gran Nube de Magallanes a 168,000 años luz de la Tierra, por el detector Cherenkov Kamiokande-II [11] y el experimento Irvine-Michigan-Brookhaven [12]. Observaron 19 eventos con energías de 7.5 a 36 MeV a lo largo de un intervalo de 13 segundos, un tiempo consistente con el estimado del colapso del núcleo. Otros dos detectores: Baksan [13] y LSD [14] también reportaron observaciones.

Se puede pensar que es posible medir el flujo de neutrinos de toda la historia de supernovas en el universo. A esto se le llama *Diffuse Supernova Neutrino Background (DSNB)* y es llamado algunas veces la reliquia del flujo de neutrinos de supernovas.

1.3.3. Neutrinos atmosféricos

Los neutrinos atmosféricos son producidos por la colisión de rayos cósmicos (típicamente protones) con núcleos en la atmósfera terrestre. Esto crea una nube de partículas, en su mayoría piones. El pión decae en un muón y un neutrino muónico: $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) después el muón decae en un electrón, otro neutrino muónico y un neutrino del electrón: $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$) Basándose en esta cinemática, hay una proporción en el flujo de 2 a 1 neutrinos muónicos respecto a los neutrinos del electrón.

Las primeras detecciones de neutrinos atmosféricos, ocurrieron en los inicios de los años 60 en minas profundas en Sudáfrica [15] e India [16]. El aumento en la precisión de las mediciones efectuadas los neutrinos atmosféricos llevo al descubrimiento de las oscilaciones de neutrinos por el detector Super-Kamiokande [17].

1.3.4. Geoneutrinos

Los geoneutrinos se originan debido a procesos de decaimientos beta de elementos radiactivos en la corteza y el manto terrestre, predominantemente del ^{40}K y núclidos en las cadenas del ^{238}U y ^{232}Th . Estos neutrinos aportan información directa acerca de las abundancias absolutas y distribución de estos elementos radiactivos dentro de la Tierra. Su medida cuantifica la contribución radiogénica al flujo total de calor de la Tierra, este calor radiogénico se produce como resultado de la liberación de energía por el decaimiento radiactivo durante la producción de núclidos. Junto con el calor desde el núcleo de la Tierra, el calor radiogénico que ocurre en el manto conforman las dos principales fuentes de calor en el interior de la Tierra. Estimaciones de este flujo de calor en la Tierra a partir de las medidas de alrededor de 40000 perforaciones concluyen que el flujo de calor es de aproximadamente 47 TW [18].

1.3.5. Fondo cósmico de neutrinos

La teoría del Big Bang de la creación del universo intenta proyectar la expansión del universo hacia atrás en el tiempo. Si esta proyección va lo suficientemente lejos entonces todo el universo habrá iniciado en un solo punto. La mejor estimación es que hasta los primeros 10^{-43} segundos, las cuatro fuerzas conocidas de la naturaleza eran idénticas, después de esta fracción de segundo, la gravedad se separó de las demás. El universo se expandía y enfriaba rápidamente. en este punto la materia no existía todavía como la conocemos ahora, el universo era una sopa de quarks, gluones, leptones, fotones, y partículas W y Z. Los neutrinos interactuaban continuamente, no solo por que tenían un energía mucho mayor sino por que la densidad de materia era tan grande que las partículas no podían viajar muy lejos antes de encontrarse con otra partícula.

Las interacciones de las partículas elementales, incluyendo el neutrino, controlaron el desarrollo del universo desde los 10^{-36} hasta los 10^{-6} segundos. En este intervalo de tiempo, el universo pasó de ser del tamaño de una uva, a una esfera del diámetro del sistema solar. Al final de este periodo, y con el universo enfriandose, los quarks y gluones finalmente pudieron unirse para formar partículas estables, se formaron los bariones primordiales (protones, neutrones, materia hadrónica). Inicialmente existía la misma proporción de materia y antimateria pero por alguna razón que aun se desconoce hubo un desbalance en esta proporción y dominó la materia. Para este tiempo, solo las interacciones electro-débiles involucrando al fotón así como al W y Z permanecieron en equilibrio, lo que significa que procesos como: $p+e^- \leftrightarrow n + \nu_e$, $e^+ + e^- \leftrightarrow \nu + \bar{\nu}$ y hasta el decaimiento beta: $n+p \leftrightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ ocurrían en cualquier dirección. Mientras el universo seguía en expansión, todas las partículas se enfriaron, y una centésima de segundo después del Big Bang, la energía de las partículas cayó por debajo de 1 MeV. En este punto, las interacciones de neutrinos se “congelaron” y después de esto, las reacciones que involucraban neutrinos solo iban en una sola dirección.

Todos los neutrinos que se crearon después de este tiempo aún siguen propagandose por el universo. Este fondo cósmico de neutrinos (*Cosmic Neutrino Background*) que permea todo el espacio es análogo

a los 2.7 K de radiación de fondo de microondas, que tiene su fuente en los fotones del mismo periodo. Sin embargo para el fondo de neutrinos la temperatura estimada es de 1.9 K. Esta temperatura de neutrinos es más baja que la de los fotones debido a que las interacciones de neutrinos se “congelaron” mucho antes de que ocurriera la aniquilación electrón-positrón.

Desafortunadamente, los neutrinos primordiales (o cosmogénicos) tienen una energía tan baja (1.7×10^{-4} eV), que hace que su detección sea sumamente difícil. Actualmente los experimentos KATRIN [19] y PTOLEMY [20] realizan esfuerzos para medir directamente estos neutrinos. Los avances en la investigación acerca de los neutrinos primordiales pueden responder muchas preguntas acerca de la formación del universo temprano.

1.3.6. Aceleradores de partículas

Usando aceleradores de protones es posible producir un haz de neutrinos de alta intensidad. Solo unos pocos laboratorios en el mundo pueden fabricar estos haces de neutrinos: el laboratorio J-PARC en Japón, el CERN en Europa, y el Fermilab en los Estados Unidos.

Debido a su naturaleza de carga neutra, no es posible producir un haz enfocado de neutrinos mediante el uso de imanes, por lo tanto se recurre a otros medios para producir un haz enfocado de neutrinos, esta idea fue propuesta por Schwartz [21] y Pontecorvo [22] de manera independiente. Todo comienza tomando grupos de protones de una botella de hidrógeno en forma de gas. Se acelera cada grupo a velocidades cercanas a la de la luz y se hacen colisionar contra un blanco usualmente hecho de grafito o berilio. Los protones chocan con los núcleos atómicos y producen nuevas partículas, incluyendo piones (que tienen una vida media muy corta). Un imán seleccionador redirecciona a los piones que decaen en antimuones (o muones) y neutrinos (o antineutrinos) muónicos. Finalmente un bloque de aluminio, acero o concreto “filtra” el haz dejando pasar solamente a los neutrinos (o antineutrinos) pues no interactúan con el bloque y dejan atrás a los muones (o antimuones), obteniendo un haz puro de neutrinos.

Se están contemplando maneras de usar la ciencia de neutrinos para otras aplicaciones, Tal vez los neutrinos pueden convertirse en un método de comunicación para lugares en donde las ondas de radio no llegan, por ejemplo en submarinos inmersos en aguas profundas. Recientemente, un grupo de trabajo mostró justo lo que era necesario para hacer esto posible: usaron un haz de neutrinos creado en Fermilab para mandar un mensaje corto codificado, a través de 240 metros de roca. Usando el detector de neutrinos MINERVA, se detectó y descifró el mensaje, mismo que decía “neutrino”.

1.3.7. Reactores nucleares

Los reactores nucleares usados para la generación de energía producen grandes cantidades de antineutrinos del electrón debido a decaimientos beta de los productos de fisión. Típicamente un reactor nuclear produce del orden de $2 \times 10^{20} \bar{\nu}/sGW$. Como el número de decaimientos esta relacionado con la potencia térmica producida por el reactor, el flujo de antineutrinos de este puede ser calculado precisamente y detectado. La forma exacta del espectro de antineutrinos para un reactor depende de la composición nuclear del combustible usado, pero en general la forma del espectro es bien conocida.

Los experimentos con antineutrinos provenientes reactores nucleares son principalmente dos: la búsqueda de parámetros en oscilaciones de neutrinos (Sección 1.9), y el monitoreo de material fisible para no proliferación de armas nucleares, este último es el tema central de este trabajo de tesis. En la sección 1.10 se describirán algunos de estos experimentos.

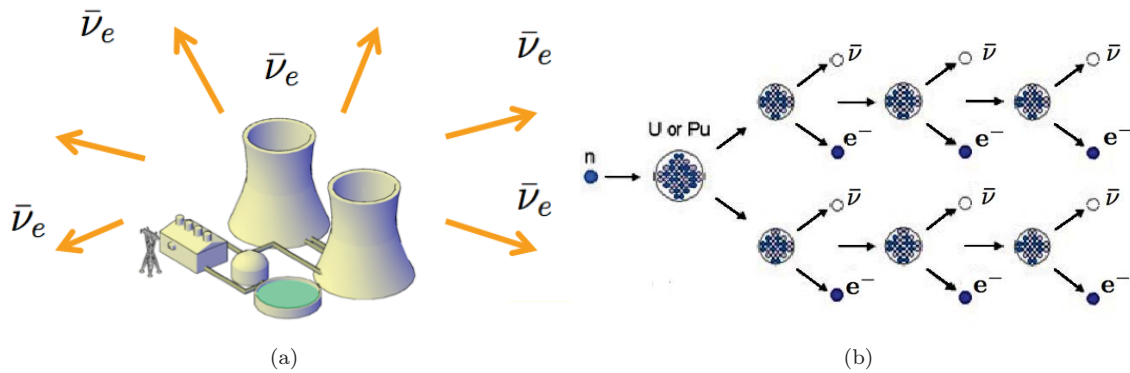


Figura 1.3.3: (a) Los reactores nucleares son fuentes abundantes de antineutrinos del electrón, son el resultado del decaimiento beta de los productos de fisión dentro del núcleo. (b) En promedio cada fisión libera 200 MeV de energía y 6 antineutrinos.

1.4. Procesos de interacción de neutrinos

Como se ha mencionado en la sección 1.2 la interacción de los neutrinos con la materia se realiza únicamente a través de la fuerza débil. Cuando esta interacción está mediada por un bosón Z se le conoce como un proceso de **corriente neutra (CN)** y cuando se intercambia un W^\pm es un proceso de **corriente cargada (CC)**. El vértice fundamental para cada uno de estos dos procesos se muestra en la figura 1.4.1.

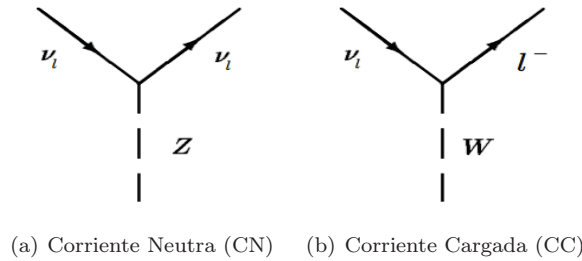


Figura 1.4.1: Vértices fundamentales para la interacción débil. En un proceso CN entra y sale un neutrino (antineutrino) del mismo sabor, el mediador es un bosón Z, en uno de CC entra un neutrino (antineutrino) y sale el lepton cargado del mismo sabor que corresponde al neutrino del que proviene, esto mediado por un bosón W.

Un ejemplo importante de la interacción de neutrinos a bajas energías (del orden de 0 a 10 MeV) con la materia es la **dispersión con electrones**:

Cuando un neutrino del electrón interactúa con un electrón, en una dispersión *elástica*:

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \tag{1.4.1}$$

puede ocurrir por dos vías distintas: una por medio de un proceso de corriente neutra 1.4.2(a) en donde el ν_e y el e^- continúan siendo la misma partícula al inicio y al final del proceso de dispersión; y otra a través de un proceso de corriente cargada 1.4.2(b) intercambiando un W^\pm en donde el ν_e incidente se convierte en un e^- y viceversa. Este proceso es análogo para el caso $\bar{\nu}_e$ y e^+ .

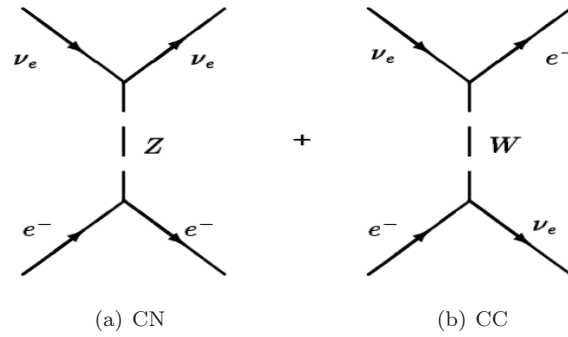


Figura 1.4.2: Las dos vías por las que puede ocurrir un proceso de dispersión elástica $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$. Se considera el tiempo de izquierda a derecha.

Ahora bien, la dispersión de neutrinos muón y tau 1.4.4 con electrones solamente ocurre a través de un proceso de corriente cargada, en una dispersión de tipo *cuasi-elástica*

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e \quad (1.4.2)$$

$$\nu_\tau + e^- \rightarrow \tau^- + \nu_e \quad (1.4.3)$$

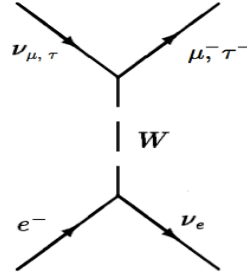


Figura 1.4.3: Dispersión cuasi-elástica $\nu_{\mu(\tau)} + e^- \rightarrow \mu, (\tau) + \nu_e$. Se considera el tiempo de izquierda a derecha.

Otro tipo de interacción *cuasi-elástica* es la dispersión con nucleones (neutrones o protones), en general, para cualquiera de los 3 leptones:

$$\nu_l + n \rightarrow p + l^- \quad (1.4.4)$$

con $l = e, \nu, \tau$. Haciendo uso de la simetría de *crossing* se tiene un caso particular de la ec. 1.4.4 que es de gran interés: el decaimiento beta inverso (D.B.I), mismo que es muy útil para detectar antineutrinos. En la sección 4.3 se explica con más detalle este proceso de detección.

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.4.5)$$

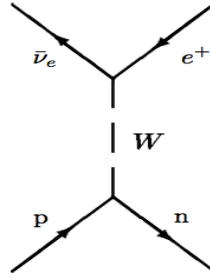


Figura 1.4.4: Decaimiento beta inverso $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Se considera el tiempo de izquierda a derecha.

Para que esta reacción (eq. 1.4.5) ocurra, se necesitan aproximadamente 1.8 MeV de energía, en otras palabras, el *threshold* en el sistema de referencia del centro de momento está definido por el positrón y el neutrón en reposo:

$$E_{\nu}^{thr} = \frac{(M_n + m_e)^2 - M_p^2}{2(M_n + M_e)} = 1.803 \text{ MeV} \quad (1.4.6)$$

Y en el marco de referencia del laboratorio (donde el protón se encuentra en reposo), el *threshold* es:

$$E_{\nu}^{thr} = \frac{(M_n + m_e)^2}{2M_p} = 1.806 \text{ MeV} \quad (1.4.7)$$

La probabilidad de que exista una interacción entre dos partículas que se acercan una a la otra a punto de colisionar, se puede expresar a través de la llamada *sección eficaz de reacción*. Es una medida del área efectiva que presenta una partícula a la otra en una colisión, a mayor sección eficaz, mayor probabilidad de interacción. La sección eficaz del D.B.I. se muestra en la figura 1.4.5

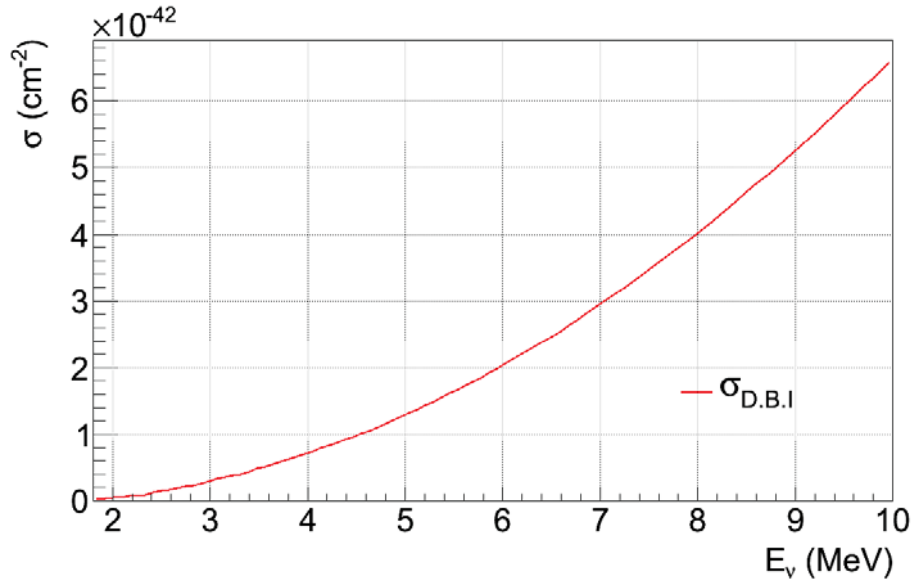


Figura 1.4.5: Sección eficaz del Decaimiento Beta Inverso (D.B.I.). La gráfica fue digitalizada de [31]

1.5. Simetrías discretas en Física

La naturaleza tiene muchas simetrías, en Física, ésta es una propiedad que puede ser invertida sin cambiar las leyes que rigen una interacción. La manera mas simple de esta propiedad es la carga eléctrica. Es bien conocido que las leyes que gobiernan las interacciones electromagnéticas son iguales si todas las partículas de la interacción cambian su polaridad, las positivas se vuelven negativas y las negativas positivas. Después de esta inversión de carga (**C**), todas las partículas se seguirán atrayendo o repeliendo como si nada hubiese cambiado. En todas las interacciones electromagnéticas, una inversión en la carga produce lo mismo resultados físicos.

Una ley similar existe para la inversión temporal (**T**). El principio de simetría dicta que a nivel microscópico en donde interactúan las partículas, cualquier interacción que ocurra hacia adelante en el tiempo también puede suceder hacia atrás, como si el evento se observara en reversa. Es prudente hacer una advertencia cuando se piensa en inversiones temporales: aunque este proceso esta permitido, puede que no sea factible. A nivel macroscópico, estas inversiones temporales están totalmente prohibidas.

La conservación de paridad(**P**) también es una ley de la Física. Un fenómeno observado en el reflejo de un espejo, obedece las mismas leyes de la Física que si se observa directamente sin el espejo. Para interacciones gravitacionales y electromagnéticas se ha estudiado esta ley y al parecer es siempre cierta. Hasta 1956 se pensaba que lo era también para las interacciones débiles, pero se descubrió que el decaimiento beta violaba esta ley de simetría.

Para ilustrar este concepto: tómese un sistema de coordenadas usual con el eje X en dirección horizontal y el eje Y vertical. Un sistema “diestro” es aquel en donde el eje Z apunta hacia afuera del papel en donde está dibujado el plano XY. Si se invierte uno de los dos ejes, por ejemplo el eje Z que ahora apunta hacia adentro del papel, entonces se tiene un sistema coordinado “zurdo”. Ir de un sistema a otro es el equivalente a mirar el reflejo en un espejo.

1.6. Espín, helicidad y quiralidad

Los neutrinos, leptones cargados, y quarks son todos fermiones: todos tienen momento intrínseco angular (espín) igual a $\frac{\hbar}{2}$ (o $1/2$ en unidades “naturales” donde $\hbar = 1$) y obedecen el principio de exclusión de Pauli.

Si los neutrinos son fermiones de *Dirac*⁶ pueden ser proyectados en estados izquierdos (zurdos) y derechos (diestros). Específicamente las proyecciones de un fermión de Dirac son:

$$\psi_{L,R} = \frac{1}{2} (1 \mp \gamma^5) \psi \quad , \quad \bar{\psi}_{L,R} = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma^5) \bar{\psi}, \quad (1.6.1)$$

donde $\bar{\psi}$ es el adjunto de ψ , $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, y $\gamma^{0 \rightarrow 3}$ son las matrices de Dirac.

La **quiralidad** es un invariante de Lorentz: una partícula zurda lo es en todos los marcos de referencia. Las fuerzas electromagnéticas y fuertes conservan la paridad, pero no las interacciones débiles, esto se describe más adelante en la sección 1.7.

Las interacciones débiles mediadas por los bosones W^\pm solo se acoplan a partículas zurdas y antipartículas diestras. Si la quiralidad no fuera un invariante de Lorentz se podría observar a un bosón W interactuar con una partícula en algunos marcos de referencia pero no en otros.

La quiralidad esta relacionada con otra cantidad llamada **helicidad** (λ), que es la proyección del espín (**s**) de una partícula en su vector de momento (**p**), es decir, para una partícula con espín igual a $1/2$ su helicidad es:

$$\lambda = \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} = \pm \frac{1}{2} \quad (1.6.2)$$

Una partícula con su espín alineado opuesto a su momento tiene helicidad izquierda o negativa, y si esta alineado en dirección a su vector de momento tiene helicidad derecha o positiva. Para una

⁶Hoy en día es un tema de discusión, aun no se sabe si son partículas de Dirac o de Majorana.

partícula con masa la helicidad no es un invariante de Lorentz: un observador puede cambiar a un marco de referencia en donde el momento de la partícula, y por lo tanto su helicidad, sea invertida. En este caso la quiralidad de la partícula puede ser escrita como la combinación lineal de sus estados de helicidad. Sin embargo para una partícula sin masa, no hay marco de referencia que un observador pueda cambiar para que invierta la helicidad de la partícula. En este caso la helicidad es invariante e idéntica a su quiralidad.

Solo se han observado neutrinos con helicidad izquierda y antineutrinos con helicidad derecha. El modelo estándar predice neutrinos sin masa, como se han observado neutrinos masivos experimentalmente, el modelo debe ser extendido para incluir los estados de quiralidad que faltan. Estos neutrinos no tendrán interacción con el W^\pm y Z y son llamados neutrinos *estériles*.

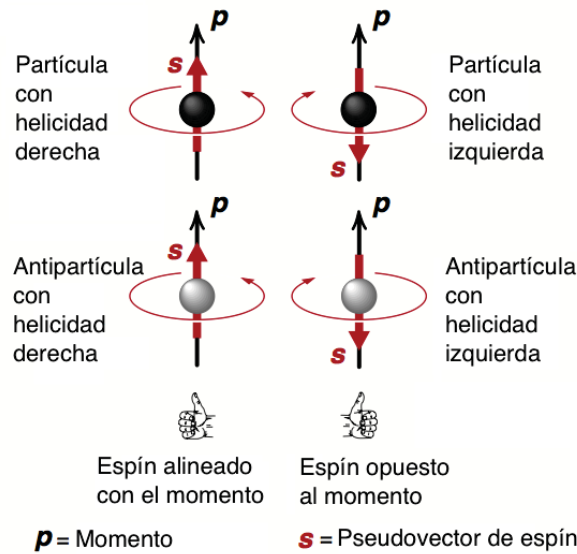


Figura 1.6.1: Helicidad de una partícula con espín igual a $1/2$. Usualmente tienen cuatro estados independientes: la partícula con helicidad izquierda o derecha y la antipartícula con helicidad izquierda o derecha. Para el caso de los neutrinos solo se han observado neutrinos con helicidad izquierda y antineutrinos con helicidad derecha. Tomada de [23].

1.7. Violación de paridad en decaimientos débiles

Antes de 1956 se asumía que todas las leyes de la Física eran idénticas en cualquiera de los dos tipos de sistemas (“zurdo” o “diestro”, sección 1.5), esto es, la paridad se conservaba cuando un sistema se transformaba de uno a otro.

El primer experimento para buscar la violación de paridad fue desarrollado en la Universidad de Columbia por Chien-Shiung Wu, usando una fuente de Cobalto-60 congelado que emite un electrón y un neutrino por medio de decaimiento beta. Eligieron este elemento por que su campo magnético nuclear puede ser fácilmente alineado en la misma dirección que la de un campo magnético externo. Una vez que todos los núcleos estuviesen alineados, tendrían el mismo e idéntico sistema de coordenadas relativo uno al otro. Entonces sería posible ver si el decaimiento beta tiene una dirección preferencial en este sistema de coordenadas.

El grupo de trabajo de Wu aplicó el campo magnético de manera que el electrón saliente pudiera atravesar solo en dos posibles direcciones, si la paridad se conservaba en este decaimiento entonces el mismo numero de electrones emergería de cualquiera de las dos direcciones. Pero esto no sucedió, pues hubo una dirección preferencial. Cuando el campo magnético se invirtió, la dirección preferencial

cambió también.

La preferencia por una sola dirección demostró que la paridad no se conserva en decaimientos débiles donde un proceso de fuerza débil emitía neutrinos que eran preferencialmente zurdos.

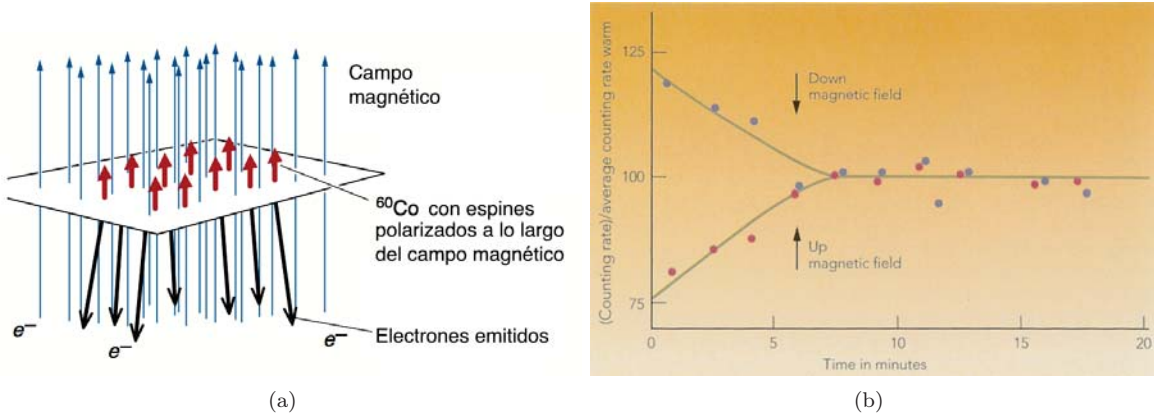


Figura 1.7.1: El experimento de C.S. Wu fue hecho con el campo magnético en una dirección (a) y posteriormente invirtiéndolo, pero dejando el detector siempre en la misma posición que permitiera registrar solo los electrones emitidos en una de las dos direcciones. Se observaron muchos más electrones (b) que el promedio en un arreglo (abajo), que en el otro (arriba). La asimetría va desapareciendo a medida que la fuente de cobalto congelada va aumentando su temperatura. Tomadas de [23] y [24]

Después de que Wu mostró que los decaimientos débiles violaban la conservación de paridad, se propuso que la carga y la paridad juntas deberían conservarse, una simetría llamada conservación CP. Si esto era válido, el nuevo principio significaría que cuando ambas paridad y carga se les aplicaba una inversión simultánea, las leyes de la naturaleza permanecían intactas. Para lograr la inversión de carga se necesitaría anti- ^{60}Co en lugar de ^{60}Co e invertir el campo magnético. Si este anti- ^{60}Co se usara en el mismo experimento y se mirara como reflejo en un espejo, para similar la inversión de paridad en el espacio, entonces todo debería de aparecer como si la fuente de los decaimientos beta fuera solamente ^{60}Co . Sin embargo si sólo la inversión de paridad se aplicara, entonces el decaimiento del anti- ^{60}Co no se vería igual que el decaimiento del ^{60}Co . A la obtención de los resultados idénticos cuando se aplica al mismo tiempo una inversión de carga y paridad se le conoce como el **principio de invarianza CP**.

1.8. Neutrinos de Dirac vs Majorana

El neutrino como partícula con masa puede ser descrita como una partícula de Dirac en donde por cada neutrino hay un antineutrino, es decir partícula y antipartícula son objetos distintos. Pero debido a que el neutrino no tiene carga eléctrica, también puede ser de Majorana en donde el neutrino sería su propia antipartícula.

En el modelo estándar no se contemplan neutrinos masivos y solo la componente de quiralidad izquierda de la función de onda ψ_L es la que participa en las interacciones (ver ec. 1.6.1). Entonces, si se quiere tomar en cuenta neutrinos con masa, deberán satisfacer la ecuación de Dirac:

$$i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu\psi - mc\psi = 0, \quad (1.8.1)$$

con γ^μ las matrices de Dirac ($\mu = 0, 1, 2, 3$), m la masa de la partícula, c la velocidad de la luz y el operador $\partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu}$. Esta es una ecuación de onda relativista que describe a los campos correspondientes a partículas elementales de espín 1/2 como el electrón y su antipartícula.

Usando unidades naturales ($\hbar = c = 1$) y definiendo el operador:

$$\not{\partial} \equiv \gamma^\mu\partial_\mu \equiv \gamma^0\partial_0 + \gamma^1\partial_1 + \gamma^2\partial_2 + \gamma^3\partial_3, \quad (1.8.2)$$

la ecuación de Dirac (ec. 1.8.1) puede expresarse como:

$$(i\cancel{\partial} - m)\psi = 0. \quad (1.8.3)$$

Esta ecuación se obtiene al extremar la acción de la Lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{\mathcal{D}} = \bar{\psi}(i\cancel{\partial} - m)\psi, \quad (1.8.4)$$

donde el término $\mathcal{L}_{\mathcal{D}}^{\text{masa}} = m\bar{\psi}\psi$ se conoce como el término de masa. Éste requiere que el campo tenga una componente izquierda y derecha, es decir: $\psi = \psi_L + \psi_R$ y debido a las propiedades de las proyecciones de un fermión de Dirac (ec. 1.6.1):

$$\mathcal{L}_{\mathcal{D}}^{\text{masa}} = m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R). \quad (1.8.5)$$

El físico italiano Ettore Majorana (alumno de Enrico Fermi) propuso un término de masa diferente para poder incluir a los neutrinos masivos dentro del modelo estándar:

$$\mathcal{L}_{\mathcal{M}}^{\text{masa}} = m\overline{(\psi_L)^C}\psi_L, \quad (1.8.6)$$

en donde ψ^C es el conjugado de carga de un espinor ψ , que definido en la base de Majorana es $\psi^C \equiv i\psi^*$ y además satisface la condición $\psi^C = \psi$. Majorana notó que $(\psi_L)^C$ tiene quiralidad derecha, y entonces el espinor se define como:

$$\psi = \psi_L + (\psi_L)^C. \quad (1.8.7)$$

En este caso, el campo ψ no puede ser acoplado a un campo electromagnético sin violar la conservación de carga, así que debe ser neutro.

En la descripción de Majorana las proyecciones izquierda y derecha están relacionadas, mientras que en las de Dirac son independientes. A pesar de que demostrar la naturaleza del neutrino es un gran desafío, existe la posibilidad de que los neutrinos sean partículas de Majorana sin embargo hasta ahora ninguno de los fermiones en el modelo estándar cumplen con el requisito de ser idénticos a su propia antipartícula. Si se llegara a observar el decaimiento doble beta inverso sin neutrinos (por ejemplo en experimentos como Majorana[25], o CUORE[26]) se podría dilucidar si estos son de Majorana o de Dirac.

1.9. Oscilaciones de neutrinos

Las oscilaciones de neutrinos son un fenómeno en donde un neutrino de cierto sabor (por ejemplo un ν_e) se transforma en un neutrino de otro sabor (como un ν_τ) a lo largo de su propagación. Pueden verse como una manifestación a escalas macroscópicas de un fenómeno de interferencia en mecánica cuántica. Para describir este fenómeno se requiere que existan tres estados de neutrinos masivos (neutrinos 1, 2 y 3) asociados a cada uno de los tres sabores ya conocidos de neutrinos, que den una descripción equivalente de los posibles estados del neutrino. Este concepto fue analizado inicialmente por Bruno Pontecorvo en 1957. Teóricamente esto sucede si:

- 1) hay una diferencia de masa distinta de cero entre al menos dos *eigenestados* de masa, y
- 2) los eigenestados de masa y los eigenestados de sabor no coinciden (mezcla).

Originalmente el modelo estándar no incorpora neutrinos con masa.

En general si hay N eigenestados para el neutrino de masa definida $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$ con masas m_1, m_2, m_3, \dots y N eigenestados de sabor definido $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \dots$, entonces una matriz unitaria (o matriz de mezcla) U de $N \times N$, conocida como la matriz PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) caracteriza como se superponen estos estados.

Asumiendo que la diferencia de masas es muy pequeña como para distinguir a un eigenestado de masa ν_j de otro, cada neutrino de un sabor definido ν_α (donde $\alpha = e, \mu, \tau, \dots$ es la superposición:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{j=1}^N U_{\alpha j}^* |\nu_j\rangle. \quad (1.9.1)$$

Una partícula libre $|\Psi(x, t)\rangle$ obedece la ecuación de Schrödinger que dicta como evoluciona en el tiempo:

$$i \frac{\partial |\Psi(x, t)\rangle}{\partial t} = H |\Psi(x, t)\rangle, \quad (1.9.2)$$

donde H es el Hamiltoniano. Supóngase que un neutrino ν_α nace en una posición $x = 0$ y tiempo $t = 0$ en el marco de referencia del laboratorio, y la componente ν_j tiene momento p_j y energía E_j . Después de un tiempo t , el neutrino se encuentra en el estado:

$$|\nu(x, t)\rangle = \sum_j U_{\alpha j}^* |\nu_j\rangle e^{ip_j x} e^{-iE_j t}. \quad (1.9.3)$$

Como los neutrinos son muy ligeros, viajan a una velocidad cercana a la de la luz. Por lo que se puede decir que $m_j \ll p_j$ y entonces $E_j = \sqrt{p_j^2 + m_j^2} \cong p_j + \frac{m_j^2}{2p_j}$. En una buena aproximación también se tiene que $p_j \cong E_\nu$, con E_ν la energía del haz, y también $t \cong x = L$ con L la longitud entre la fuente y el detector, en unidades naturales.

Si se invierte la ecuación 1.9.1 para expresar $|\nu_j\rangle$ como una combinación de ν_α , entonces:

$$|\nu(L)\rangle = \sum_{\alpha'} \left[\sum_j U_{\alpha j}^* e^{-im_j^2 L/2E_\nu} U_{\alpha' j} \right] |\nu_{\alpha'}\rangle. \quad (1.9.4)$$

Se proyecta el *ket* evolucionado en el tiempo de la ecuación 1.9.4 en el *bra* del neutrino detectado para encontrar la amplitud de oscilación con la que el neutrino nacido como ν_α será detectado como ν_β

$$\mathcal{A}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \langle \nu_\beta | \nu(L) \rangle = \sum_j U_{\alpha j}^* e^{-im_j^2 L/2E_\nu} U_{\beta j}. \quad (1.9.5)$$

Finalmente, elevando al cuadrado la ecuación 1.9.5 se encuentra la probabilidad de oscilación. Es conveniente expresar la distancia L en metros, E_ν en MeV, y las diferencias de masas $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_j^2 - m_i^2$ en eV^2 . entonces la probabilidad general de que un neutrino que originalmente era ν_α oscile a ν_β en función de L es:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i < j} \mathcal{R}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \text{sen}^2\left(\frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 L}{E_\nu}\right) \\ & + 2 \sum_{i < j} \mathcal{I}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \text{sen}\left(\frac{2.54 \Delta m_{ij}^2 L}{E_\nu}\right). \end{aligned} \quad (1.9.6)$$

En el caso de oscilaciones de dos neutrinos, la matriz de mezcla es:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \text{sen } \theta \\ -\text{sen } \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (1.9.7)$$

donde θ es el ángulo de mezcla. En general, la matriz PMNS para los 3 sabores de neutrinos es:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\beta_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\beta_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.9.8)$$

donde $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ y $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, θ_{ij} el ángulo de mezcla entre estados masivos i y j , la fase δ de Dirac es cero si se conserva CP, y las fases β_1 y β_2 son cero si los neutrinos no son partículas de Majorana. La matriz en 1.9.8 es la parametrización del PDG⁷. Es conveniente para separar los ángulos de mezcla que rigen las oscilaciones de neutrinos solares (θ_{12}), atmosféricos (θ_{23}) y de reactores nucleares (θ_{13}).

1.10. Experimentos con neutrinos

Desde la evidencia experimental obtenida por Cowan y Reines en 1953 sobre la existencia de los neutrinos, se han desarrollado un gran número de experimentos para poder comprender sus propiedades.

Los neutrinos vienen en tres variedades: ν_μ , ν_e y ν_τ , se sabe que oscilan, o cambian de un tipo a otro, y se han visto por ejemplo, las oscilaciones de ν_μ a ν_τ , sin embargo no se han visto ν_μ oscilando a ν_e . Existen a la fecha factores desconocidos que rigen las oscilaciones de neutrinos y resolver esta interrogante tendrá importantes implicaciones para la comprensión de la composición del universo.

Ya sean de fuentes artificiales o naturales, existen una gran cantidad de investigaciones sobre oscilaciones de neutrinos. Estas investigaciones han motivado a desarrollar aplicaciones, una de ellas es el monitoreo de reactores nucleares a través de la cantidad de flujo de $\bar{\nu}_e$ que llegan a un detector, mismo que es posible colocar a tan solo unos cuantos metros del reactor nuclear. A continuación se describen las características y algunos de los resultados de distintos experimentos dedicados a estudiar oscilaciones de neutrinos y experimentos dedicados al monitoreo de centrales nucleares en todo el mundo. Todos estos experimentos están basados la reacción de decaimiento beta inverso.

Experimentos con neutrinos solares

El Sol es una fuente de neutrinos que ofrece oportunidades importantes para investigar las propiedades de estas partículas, debido al gran número que llega a la Tierra (el flujo es de $66 \times 10^9 \nu/\text{cm}^2$) y a la distancia tan grande entre el Sol y nuestro planeta. Los neutrinos solares han sido observados por muchos experimentos, el experimento Homestake [27] (o experimento Davis) a finales de los años 60 a través de un detector con una solución de percloroetileno, ubicado a casi 1500 metros bajo tierra fue capaz de detectar y contar neutrinos solares, y la discrepancia en los resultados experimentales y las predicciones del modelo estándar solar esencialmente crearon *el problema de los neutrinos solares*. Esta discrepancia se debía a una combinación de los efectos de las oscilaciones de neutrinos con los efectos de la materia solar, sin embargo no hubo pruebas experimentales hasta el 2002 cuando el observatorio de neutrinos Sudbury (SNO) [28] por medio de un detector de agua pesada, presentó evidencia fuerte para las oscilaciones de neutrinos. Otros experimentos también realizaron esfuerzos importantes en esta búsqueda. SAGE (1989) en Rusia, GALLEX(1991) y GNO(1998) ambos en Italia, con detectores de Galio; Kamiokande y Super Kamiokande en Japón con detectores Cherenkov. Más recientemente Borexino ha observado satisfactoriamente neutrinos solares de bajas energías junto con su espectro usando un detector de centellador líquido de ultra baja radiactividad.

⁷Particle Data Group <http://pdg.lbl.gov/>

Experimentos con neutrinos atmosféricos

En 1998 Super Kamiokande obtuvo la primera evidencia convincente de oscilaciones de neutrinos provenientes de la atmósfera. Hubo un claro déficit en la cantidad de eventos producidos por ν_μ observados en el ángulo del cenit, comparados con los esperados si no hubiera oscilación. La distribución distancia-energía (L/E) de los datos demostraron oscilaciones $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ descartando por completo algunas de las explicaciones exóticas de la desaparición de neutrinos atmosféricos tales como el decaimiento del neutrino

Los experimentos con aceleradores pueden medir el valor $|\Delta m_{atm}^2|$ mejor que las observaciones de neutrinos atmosféricos, K2K es el primer experimento que estudia las oscilaciones de ν_μ en la región atmosférica $|\Delta m^2|$ con una longitud de camino que excede los cientos de kilómetros. MINOS[30] es el segundo experimento de grandes distancias, para la oscilación de neutrinos atmosféricos que usa un haz ν_μ . Encontrando los parámetros de oscilación $|\Delta m_{atm}^2| = (2.32^{+0.12}_{-0.08}) \times 10^{-3} eV^2$ y $\sin^2 2\theta_{atm} > 0.90$. T2K comenzó un nuevo experimento a grandes distancias en 2010 para medir más precisamente los parámetros anteriores. NOvA es otro experimento que comenzó a tomar datos en 2013, pero su construcción será completada en verano de 2014 en Fermilab.

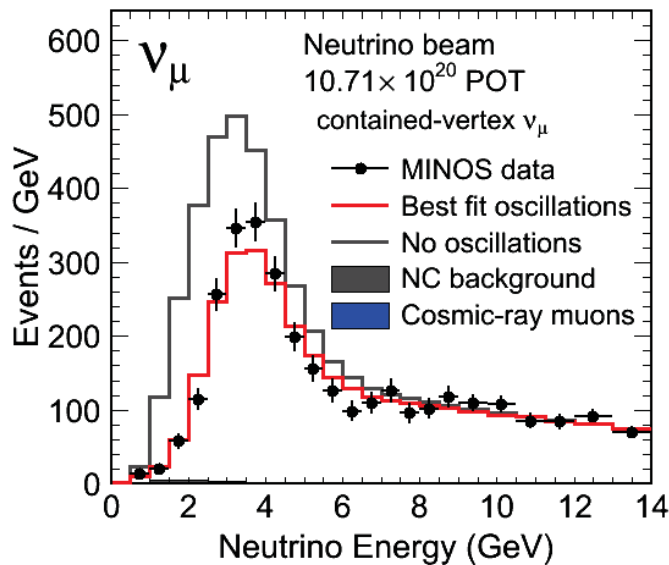


Figura 1.10.1: Datos del detector lejano de MINOS comparados con la predicción con y sin oscilaciones de neutrinos. Tomada de [30]

Experimentos con neutrinos de reactores nucleares

En el año 2012 el ángulo θ_{13} fue finalmente medido. Las medidas de este ángulo son posibles usando neutrinos provenientes de reactores y haces de neutrinos de aceleradores (experimento T2K).

El experimento Rovno en Ucrania, a principios de los años 80 fue uno de los pioneros en la búsqueda de oscilaciones de antineutrinos [32], también midió la sección eficaz del decaimiento beta inverso [33] en 1991. Otros experimentos importante fueron Palo Verde [34] en Estados Unidos, ILL y Bugey en Francia, y KASKA[35] en Japón.

El experimento KamLAND [29] con neutrinos de reactores a una distancia promedio de 180 kilómetros obtuvo un resultado de desaparición de antineutrinos consistente con la solución del ángulo de mezcla de neutrinos solares. Los datos actuales sugieren que $|\Delta m_{21}^2| = (7.50 \pm 0.20) \times 10^{-5} eV^2$ con un error fraccional de 2.7% y $\sin^2 2\theta_{12} = 0.857 \pm 0.024$ con un error fraccional de 2.8%.

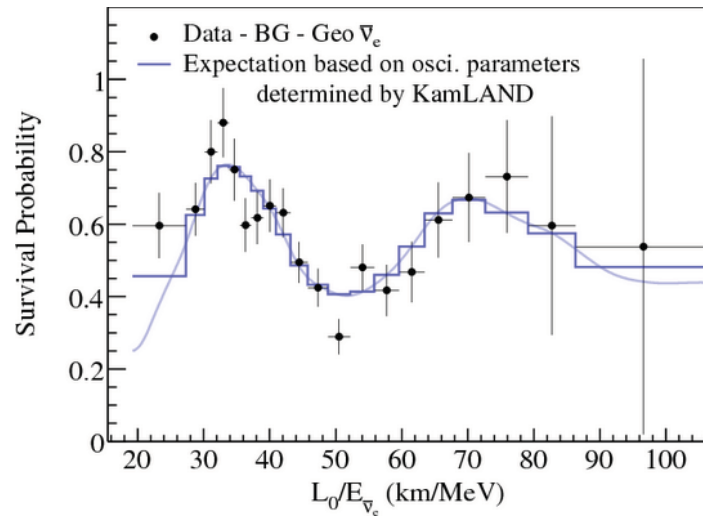


Figura 1.10.2: Proporción del espectro de neutrinos medidos comparado con los esperados cuando no hay oscilación en función de L_0/E ($L_0 = 180$ km) para el experimento KamLAND . Tomada de [29]

Para estudiar con precisión las oscilaciones de neutrinos de reactores se necesitan detectores muy grandes, la última generación de experimentos con reactores Daya Bay, Double Chooz [36] y RENO usaron dos detectores de 10 a 40 toneladas en locaciones cercanas (300 a 400 metros) y lejanas (1 a 2 kilómetros), y mejoraron la precisión para el valor θ_{13} .

Intentos anteriores para medir θ_{13} obtuvieron solo límites superiores; los experimentos CHOOZ y MINOS establecieron los límites más estrictos $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$.

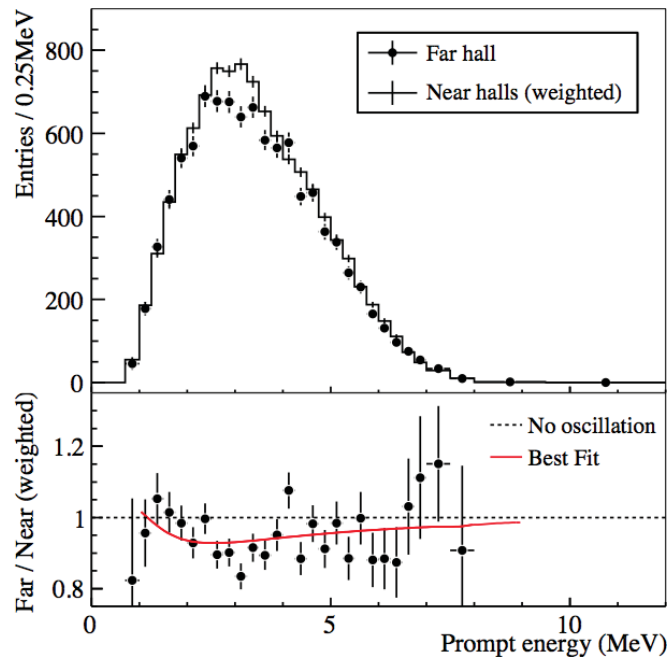


Figura 1.10.3: Arriba: espectro de energía de las mediciones en la locación lejana comparadas con la predicción cuando no hay oscilación en las mediciones de las locaciones cercanas en el experimento de Daya Bay. Abajo: la proporción entre lo medido y la predicción del espectro cuando no hay oscilaciones. Tomada de [37]

En 2012 Daya Bay [37] y RENO reportaron resultados definitivos de θ_{13} basados en la desaparición de $\bar{\nu}_e$.

Una consecuencia de los experimentos de oscilaciones de neutrinos con reactores nucleares es el monitoreo de estos, pues el flujo de $\bar{\nu}_e$ está directamente relacionado con la cantidad de material fisible dentro del reactor y de esta manera es posible obtener información sobre la cantidad de combustible que existe. Los experimentos que en su búsqueda de oscilaciones de neutrinos también están enfocados al monitoreo de centrales nucleares son: SONGS y Nucifer [38] con un detector de centellador líquido.

Otros experimentos aun se encuentran en fase de prototipo como son CORMORAD en Italia y PANDA [39] en Japón con detectores de plástico centellador.

1.11. Experimentos para el monitoreo de reactores nucleares

El programa experimental para el desarrollo de detectores que contribuyan a la no-proliferación en los Estados Unidos, está dirigido por el *Lawrence Livermore National Laboratory* (LLNL) y *Sandia National Laboratories* (SNL). Su trabajo en conjunto ha consistido en instalar y operar un detector, fig. 1.11.1(a), en la planta nuclear de San Onofre⁸ (SONGS) en California del Sur. Actualmente este opera a 24.5 metros de distancia alejado del núcleo del reactor. Cuenta con un sistema de veto de muones para eliminar el ruido de fondo debido a rayos cósmicos, además de un escudo de agua y polietileno para rechazar neutrones y fotones. La parte central cuenta con una estructura de un metro cúbico de líquido centellador dopado con Gadolinio. La tasa de eventos que se predicen al inicio de un ciclo de combustible es aproximadamente de 3800 ± 440 interacciones por día para un detector que tuviese eficiencia perfecta, realmente este valor es del orden de 10.7 %.

Es posible observar los cambios en la potencia del reactor (después de unas pocas horas) a través de la detección de antineutrinos, en la fig. 1.11.1(b) es posible notar un ciclo “ON/OFF” del reactor.

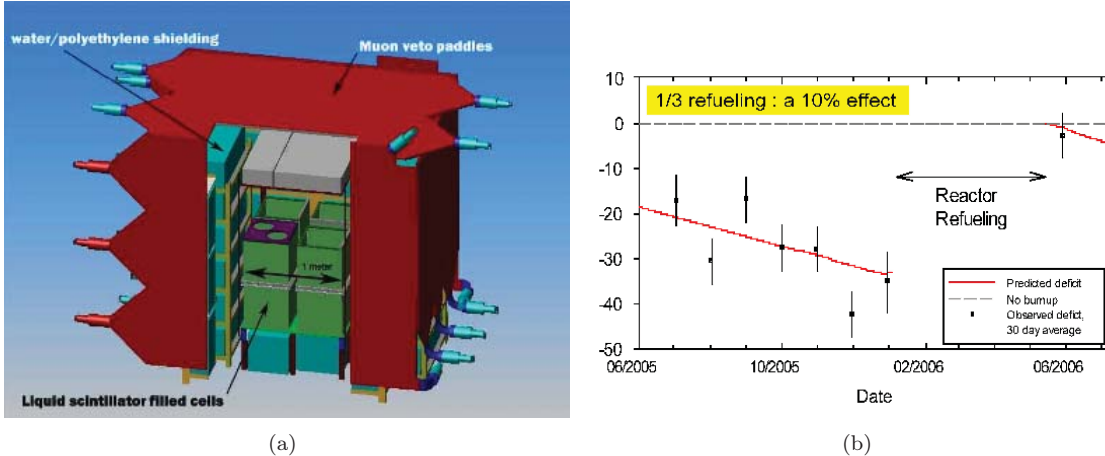


Figura 1.11.1: (a) Detector utilizado para el monitoreo de la central nuclear de San Onofre (SONGS), (b) al hacer una recarga de combustible, es necesario apagar el reactor, es posible observar claramente esta acción si se monitorean los antineutrinos provenientes del reactor.

Otro experimento importante con el objetivo de monitorear reactores nucleares (desarrollado en el año 2010) es Nucifer con un detector (fig. 1.11.2(a)) de 850 litros de líquido centellador dopado con Gadolinio en un contenedor cilíndrico de acero. Inicialmente el detector fue colocado a menos de 10 metros de el reactor de investigación Osiris (CEA-Saclay). En 2011 se trasladó al reactor de Grenoble en ILL. Se pretende que en un futuro sea posible colocarlo cerca de algun reactor comercial en Francia

⁸Esta planta nuclear dejó de operar en junio del 2013.

y además de cumplir con su objetivo de monitorear una central nuclear, también aportará información importante para consolidar experimentos que resuelvan con mayor precisión la anomalía de neutrinos de reactores.

En la figura 1.11.2(b) se muestra una simulación de la tasa de neutrinos semanales que se esperarían para un reactor nuclear PWR de 2.9 GWth. Se puede observar claramente una disminución en la producción de antineutrinos a medida que se consume el combustible. En la semana 51 de operación se simuló un alto en la operación del reactor para hacer una recarga del núcleo. Después de la semana 67 el reactor inicia de nuevo actividades.

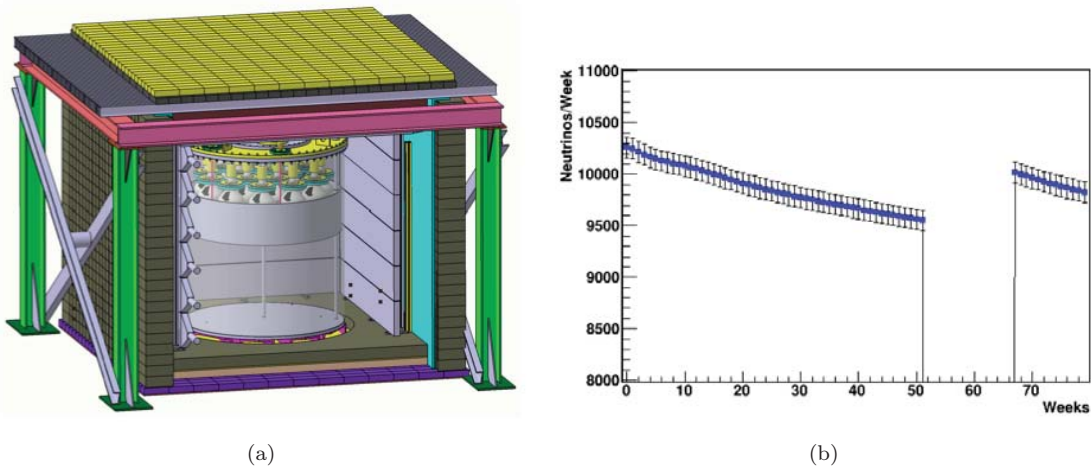


Figura 1.11.2: (a)Detector Nucifer, (b)Simulación de neutrinos detectados semanalmente durante un ciclo de operación de un reactor PWR de 2.9 GWth instalado a 25 m de distancia.

Otro experimento sobresaliente en el monitoreo de reactores nucleares, es el experimento PANDA (Plastic Anti-Neutrino Detector Array), en la planta de energía Ohi en Fukui Japón, que está compuesto por detectores segmentados de plástico centellador, cada uno contiene hojas de Gadolinio como separación. El detector puede ser instalado en una camioneta para contar con movilidad a lo largo del complejo. De la misma manera, el experimento CORMORAD (COre Reactor MONitoring by an Antineutrino Detector) en Italia, se encuentra actualmente en desarrollo y planea el uso de un detector similar al de PANDA. Este experimento tiene como metas la medición del fondo natural y la optimización de análisis de datos recabados al monitorear reactores nucleares. Las pruebas de este experimento iniciaron en el año 2009 en la planta nuclear Cernavodă en Rumania con un detector colocado a 20 metros aproximadamente de un reactor tipo CANDU.

Los resultados de experimentos como SONGS y los estudios de simulación de NUCIFER, demuestran que detectores relativamente simples y compactos pueden ser operados para monitorear de forma indirecta un reactor comercial por periodos largos, ya que en ambos se espera que reproduzcan de forma veraz los ciclos ON/OFF de los reactores. Es por este motivo que el OIEA ha expresado su interés en esta técnica, y la comunidad científica interesada en las aplicaciones de la Física de antineutrinos comienza a añadir el monitoreo de reactores por medio de antineutrinos como una importante herramienta para la seguridad y salvaguardia de reactores nucleares.

1.12. Anomalía de reactores

El análisis de distintos resultados sobre el flujo de antineutrinos provenientes de reactores nucleares ha encontrado un defecto en el flujo de antineutrinos producido por los isótopos ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu y ^{238}U del orden del 3% en los detectores que se encuentran a menos de 100 metros del reactor, y en

la tasa de esperados/medidos de 0.927 ± 0.0023 que indica una desviación respecto de la unidad con un nivel de confianza de 3σ . Este déficit es conocido como la anomalía de antineutrinos en reactores, es decir, la discrepancia entre el cociente de antineutrinos esperados/medidos, hallada en detectores colocados a menos de 100 metros de la fuente de antineutrinos.

Si el origen de este déficit es la mezcla de neutrinos, se ha postulado la hipótesis de que existe un cuarto sabor de neutrino aun no clasificado en el modelo estándar. Otros experimentos de oscilaciones de neutrinos que han aportado resultados anómalos son el experimento LSND desarrollado en los años 90 y el experimento MINIBOONE de 2002 a 2012 en el laboratorio Fermilab.

En este contexto, es importante para poder evaluar el flujo de antineutrinos de reactores contar con nuevas predicciones sobre los espectros de energía de estos, tal es el caso de las recientes contribuciones de M. Fallot[61] y Th. A. Mueller [62] (ver sección 5.1) mismas que se utilizaron en este trabajo de tesis.

Para los experimentos que buscan el monitoreo de reactores este efecto puede ignorarse si solamente se hacen comparaciones entre los cambios relativos de los espectros a lo largo del ciclo de operación de los reactores. Sin embargo esto abre una interesante posibilidad para realizar investigación en física de neutrinos usando antineutrinos de reactores nucleares con detectores a distancias cortas.

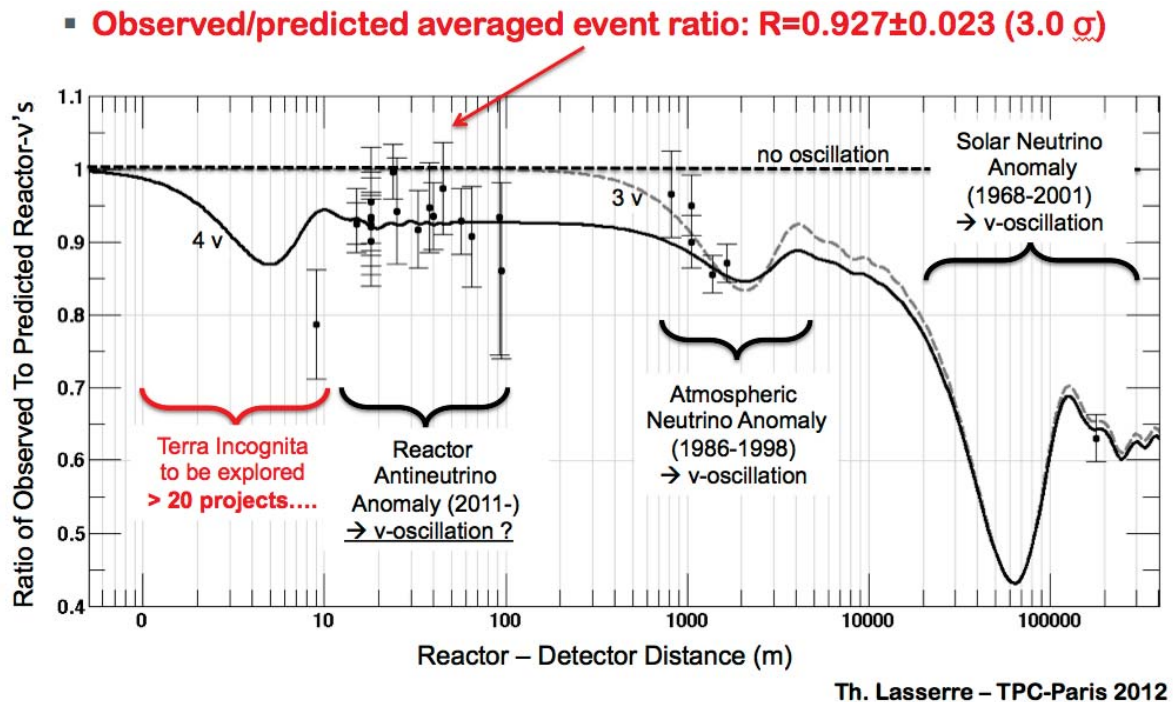


Figura 1.12.1: Anomalía de reactores. Los resultados experimentales son comparados con la predicción sin que haya oscilación.

1.13. La detección de antineutrinos y su relación con el OIEA

Una prioridad alta para muchas naciones es prevenir la proliferación de armas nucleares, pero monitorear los reactores nucleares a nivel mundial para asegurarse que no se produzca material bélico requiere de una gran inversión en tiempo y dinero. Este monitoreo puede hacerse ahora a distancia, detectando los antineutrinos generados durante la fisión nuclear, haciendo más fácil lograr el objetivo del OIEA⁹ (Organismo Internacional de Energía Atómica) que es el responsable de vigilar la seguridad

⁹En inglés se conoce como IAEA (International Atomic Energy Agency)

de las instalaciones nucleares mundiales.

Fue fundado en 1957 por la Asamblea General de las Naciones Unidas con sede en Viena, Austria [40] y tiene el mandato de acelerar y ampliar la contribución de la energía atómica a la paz, salud y prosperidad en todo el mundo y de asegurar, que la asistencia suministrada por éste, ya sea por solicitud, o bajo su supervisión o control, no será utilizada de ninguna manera para facilitar cualquier propósito militar. Por tal motivo, enfoca su trabajo en tres ámbitos: prevenir la proliferación de armas nucleares, mejorar la seguridad de las instalaciones atómicas existentes, y movilizar la ciencia y tecnología nuclear para el beneficio de todos los países miembros.

Tiene un programa de cooperación técnica con el que ayuda a unos 110 países en desarrollo a aplicar tecnologías nucleares para el uso civil en distintos sectores como la medicina, la agricultura, la industria y la protección del medioambiente. Presta asistencia en las investigaciones y aplicaciones atómicas, promueve el intercambio de información, y coordina el suministro de materiales, equipos e instalaciones. Cuenta con asesores, equipo y capacitación para suministrar asistencia a los gobiernos en desarrollo y promueve la transmisión de conocimientos teóricos y prácticos para que los países receptores puedan ejecutar eficaz y seguramente sus programas de energía atómica. Formula también normas básicas de seguridad para la protección contra radiaciones y publica reglamentos y códigos de prácticas sobre determinados tipos de operaciones, incluido el transporte de material radiactivo.

El Organismo también se encarga de supervisar el cumplimiento del Tratado sobre la No Proliferación de las Armas Nucleares (TNP) mediante acuerdos de salvaguarda que los países adheridos a ese tratado firman con el organismo internacional. Estos acuerdos son verificados por las inspecciones llevadas a cabo por los equipos de expertos del OIEA en las instalaciones nucleares de los países miembros.

La cooperación del OIEA con México en los últimos años se ha concentrado en las siguientes áreas: gestión segura de los desechos radiactivos, modernización y mantenimiento para prolongar la vida útil en forma segura de la Central Nucleoeléctrica de Laguna Verde, aplicaciones nucleares en la agroindustria, evaluación de las partículas finas en la atmósfera de la Ciudad de México, estudios de diferentes escenarios energéticos de largo plazo y fortalecimiento de recursos humanos.

El OIEA también auspicia, patrocina y coordina las actividades del programa ARCAL (Acuerdo Regional de Cooperación para la Promoción de la Ciencia y Tecnología Nucleares en América Latina y el Caribe). México se suscribió a este acuerdo el 5 de abril de 1988 y ratificó su adhesión el 7 de agosto de 2000. El 5 de septiembre de 2005, con la ratificación número 10, ARCAL entró en vigor nuevamente en nuestro país.

El hecho de monitorear a los antineutrinos puede decirle al personal de inspección cuando un reactor ha sido apagado, lo que llevaría a la remota posibilidad de extraer plutonio de él y destinarlo a la fabricación de arsenal nuclear, y también cuánto plutonio pudo haber generado mientras estuvo en operación.

Algo que hay que recalcar es que el uranio procesado para generación de electricidad no se puede utilizar directamente para la fabricación de armas nucleares. El uranio usado en reactores nucleares está generalmente enriquecido hasta en un 4 % del isótopo de ^{235}U , comparado con un enriquecimiento del 90 % que se requiere para que sea considerado como “weapons grade” y sea destinado a la fabricación de armas. El uranio se encuentra no solamente en las centrales nucleoeléctricas, también se puede extraer del agua de mar, o directamente de minas, por lo que no hay ninguna posibilidad de que el problema de la proliferación de armas nucleares sea resuelto cerrando plantas nucleares.

Capítulo 2

La Física de un reactor nuclear

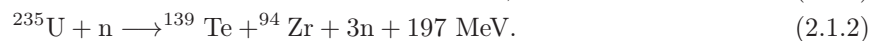
Los neutrones en movimiento son el punto de partida para todo lo que sucede dentro del núcleo de un reactor. Cuando un neutrón pasa cerca de un núcleo pesado (como el uranio o el plutonio), éste puede ser capturado por su núcleo y dar lugar o no al proceso de fisión según la velocidad que lleve el neutrón.

Aquellos neutrones con baja energía (llamados lentos, o térmicos) son capaces de causar fisión solo en los isótopos de uranio y plutonio que tengan núcleos con un número impar de neutrones (por ejemplo el ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu). Para núcleos con número par de neutrones, la fisión solo ocurre cuando el neutrón incidente tiene una energía superior a 1 MeV.

Se dice que un neutrón se termaliza cuando su energía cinética es similar a la que poseen los átomos que lo rodean. Para que la probabilidad de que ocurra la fisión aumente, es necesario disminuir su energía cinética haciendo que su velocidad disminuya de 20,000 km/s a 2 km/s. Es por esto que en reactores nucleares que utilizan uranio como combustible se incorpora un agente “moderador”, en la mayoría de los casos agua, que desacelera a los neutrones.

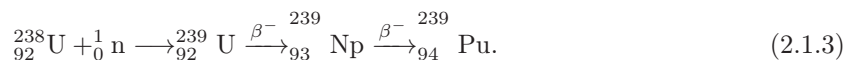
2.1. El proceso de fisión nuclear

En un reactor cuyo combustible es el uranio, específicamente ^{235}U , cuando un neutrón es capturado, su energía se distribuye entre 236 nucleones (protones y neutrones). Este núcleo es inestable y se divide en dos fragmentos, también se emiten rayos gamma y 2 o 3 neutrones que pueden ser capturados por otros núcleos pesados iniciando una reacción en cadena. Algunos productos de la fisión del ^{235}U son el Ba, Kr, Sr, Cs, I y Xe. Ejemplos de una reacción típica son:

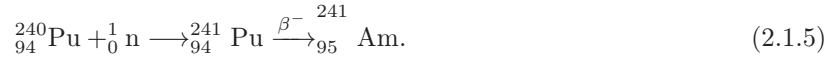


Aproximadamente el 85 % de la energía liberada es esencialmente la energía cinética de los fragmentos producidos, sin embargo en un combustible sólido solo pueden viajar una distancia microscópica, así su energía es convertida en calor.

Cuando un neutrón es capturado por un isótopo no fisible puede decaer emitiendo partículas alfa (2 neutrones + 2 protones) o beta (electrones). Debido a que la mayor parte del combustible del reactor está compuesto por ^{238}U , la creación de ^{239}U es un proceso importante. El ^{239}U rápidamente emite una partícula beta para convertirse en ^{239}Np que también emite una partícula beta para convertirse en ^{239}Pu que es relativamente estable.



Algunos núcleos de ^{239}Pu pueden capturar un neutrón para convertirse en ^{240}Pu que es menos estable, de nuevo capturando un neutrón el isótopo se convierte en ^{241}Pu , finalmente este último se convierte en ^{241}Am a través de decaimiento beta.



2.1.1. Rendimiento de fisión

El proceso de fisión usualmente produce dos núcleos, sin embargo las masas de estos fragmentos X y Y no necesariamente son iguales a la mitad de la masa del núcleo original como se puede apreciar en las ecuaciones 2.1.1 y 2.1.2. La reacción de fisión del ^{235}U con neutrones térmicos se puede representar de la siguiente manera:



$$A_1 + A_2 + \text{neutrones} = 236 \quad (2.1.7)$$

$$Z_1 + Z_2 = 92. \quad (2.1.8)$$

Cuando se forman y tienen todavía gran energía cinética, X y Y son *fragmentos de fisión*, después de que han disipado parte de su energía se les conoce como *productos de fisión*. El valor Z_1 y A_1 depende del núcleo, de la energía de excitación del núcleo compuesto y del proyectil que provoca la fisión. La probabilidad de que se provoque una fisión simétrica (es decir, que las masas de los fragmentos sean iguales) es muy pequeña ya que siempre se produce un fragmento pesado y uno ligero.

El *rendimiento de fisión* de un producto formado se expresa por el número de fisiones (en %) que produce un núcleo determinado. Al momento del rompimiento los fragmentos se emiten con velocidades del orden de 10^9 cm/s y con energías cinéticas de cientos de MeV, la desexcitación de los fragmentos se efectúa en dos etapas:

- Por emisión de neutrones y en raros casos por emisión de partículas cargadas
- Disipación en forma de fotones (rayos gamma)

Los productos de fisión son normalmente núclidos radiactivos que tienen un exceso de neutrones, son por lo tanto emisores de partículas β^- y constituyen generalmente cadenas de fisión, las cuales terminan en un núclido estable. La longitud de la cadena depende del exceso de neutrones que tiene el primer producto y cuenta en general con 2 a 6 miembros. La inestabilidad de los primeros términos es mucho mas elevada: mientras el exceso de neutrones sea mayor estos isótopos tienen vidas medias muy cortas. Estos productos se pueden originar de 2 formas:

1. Directamente por el rompimiento del núcleo, a estos se les llama *productos de fisión primarios*
2. Por desintegración β^- a partir de un precursor, a estos se les conoce como *productos de fisión secundarios*.

Normalmente un producto de fisión es al mismo tiempo de origen primario y secundario como se muestra en la figura 2.1.1. Así P_2 , P_3 , y P_4 son productos directamente producidos por la fisión y también por desintegración de P_1 , P_2 , y P_3 respectivamente. Solamente P_1 es un producto de fisión primario.

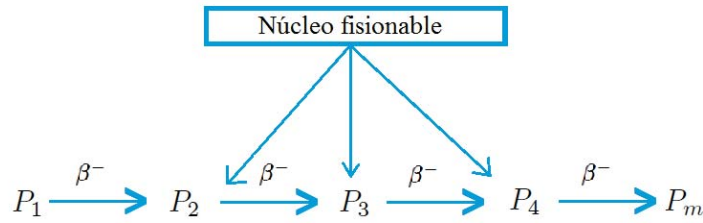


Figura 2.1.1: Representación de productos de fisión primarios y secundarios.

El *rendimiento primario* de un producto de fisión es el número relativo de fisiones que conducen directamente al producto de fisión considerado: Y_i^p , es decir, el número de núcleos P_i formados por unidad de tiempo dividido entre el número total de fisiones por unidad de tiempo.

El *rendimiento secundario* Y_i^s de un producto de fisión es igual a la suma de los rendimientos primarios de todos los precursores:

$$Y_4^s = Y_1^p + Y_2^p + Y_3^p. \quad (2.1.9)$$

A la suma de los dos tipos de rendimientos se le conoce como el *rendimiento total o acumulativo* Y_i^k :

$$Y_4^k = Y_4^s + Y_4^p = Y_1^p + Y_2^p + Y_3^p + Y_4^p. \quad (2.1.10)$$

La representación del rendimiento de fisión total en función de la masa atómica $Y(A)$ es llamada *curva de distribución de masas de los productos de fisión* o *curva de rendimiento de fisión*. La forma de esta curva varía poco de un núcleo fisionable a otro pero depende en gran parte de la naturaleza y energía que provoca la fisión. Para la fisión inducida por neutrones térmicos la curva de rendimiento de fisión del ^{233}U , ^{235}U y ^{239}Pu está representada en la figura 2.1.2 [41][42].

La fisión es generalmente asimétrica y los productos de fisión se reparten en dos grupos: los grupos de productos pesados $A=138$ y los productos ligeros $A=95$ en los cuales los picos corresponden a rendimientos de $Y=7\%$. Entre los dos grupos existe la fisión simétrica que produce dos fragmentos de la misma masa, pero Y no alcanza más que el 0.01% . La curva es simétrica en relación con el mínimo o valle debido a que el rendimiento de los dos fragmentos complementarios es el mismo.

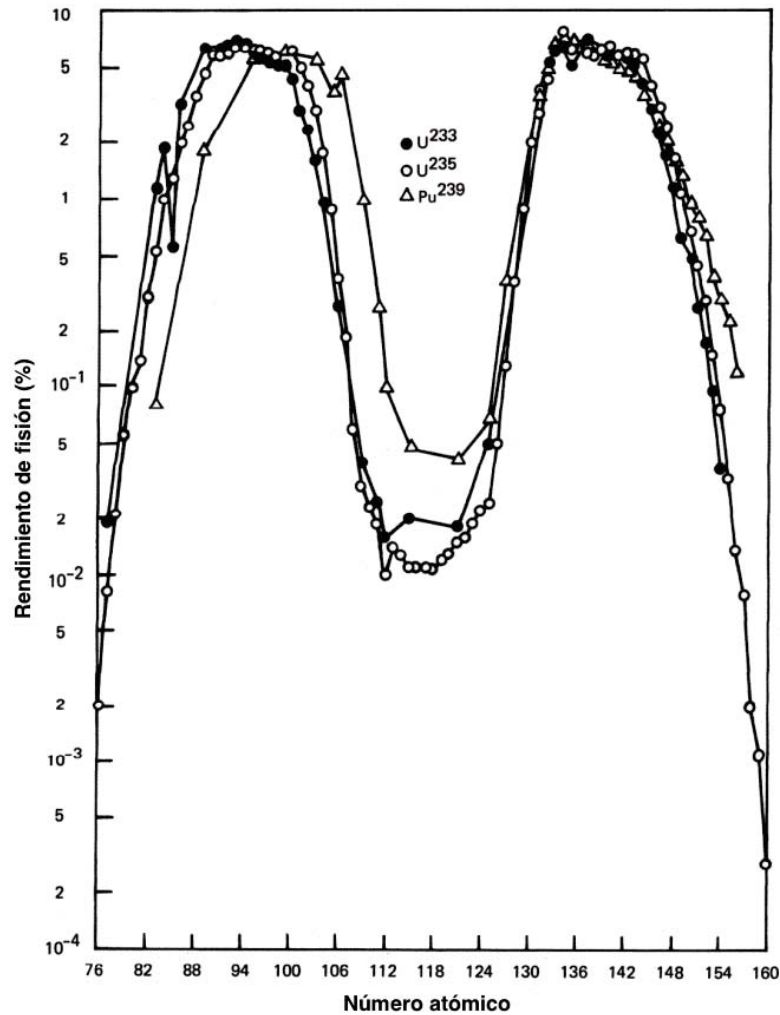


Figura 2.1.2: Curva de rendimiento de fisión para el ^{233}U , ^{235}U y ^{239}Pu . La causa de los picos para las masas ~ 100 y ~ 140 fue descubierta por Marie Goeppert Mayer en 1948: los núcleos con "números mágicos" 2, 8, 20, 50, 82 o 126 neutrones o protones son sumamente estables debido a capas cerradas de 2, 6, 12, 30, 32 y 44 nucleones.

2.1.2. Sección eficaz de los isótopos fisibles

En un reactor nuclear, donde los elementos están sometidos a un considerable bombardeo de neutrones con una amplia gama de energías cinéticas, es esencial tener alguna medida cuantitativa de la probabilidad con la que las diversas reacciones producidas en el núcleo se llevarán a cabo. Este parámetro es conocido como la *sección transversal nuclear* (o sección eficaz).

Consideremos un haz de neutrones, donde la densidad de partículas es n neutrones/ cm^3 , e incide sobre un objetivo delgado de un material dado cuyo espesor es a , y el número de núcleos por cm^3 del material es N . Suponiendo que todos los neutrones tienen la misma velocidad v , el número de neutrones que chocan con el objetivo por unidad de área por segundo es igual al producto nv . Esta cantidad se conoce como el flujo de neutrones ϕ , normalmente se especifica en neutrones por cm^2 por segundo. El número de núcleos por unidad de área en el objetivo es igual al producto Na . La *sección transversal de reacción*, para cualquier reacción nuclear, σ , se define entonces por la relación:

$$R = N\sigma nv, \quad (2.1.11)$$

donde R es el número de reacciones del tipo que se considere que ocurren por segundo por cm^2 del objetivo. De la ecuación 2.1.11, se ve que R/nv , que representa la probabilidad de que cualquier neutrón incidente reaccione con uno de los núcleos del objetivo, es igual al producto de σ y el número total de núcleos por unidad de área en el objetivo Na . Por lo tanto, σ puede ser visualizado como un "área objetivo". Hay que destacar que σ en general no será igual al área de sección transversal física del núcleo, ya que será diferente para cada uno de las posibles reacciones de dispersión o absorción, que el neutrón puede sufrir. Debido a las pequeñas áreas involucradas, una unidad especial, el *barn* (b) se utiliza para especificar sección eficaz nuclear. Esta unidad se define como:

$$1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2 .$$

Cada posible tipo de reacción en donde un neutrón pueda interactuar con el núcleo tiene asociada una sección transversal específica. Las secciones transversales más importantes son σ_{se} (dispersión elástica), σ_{si} (dispersión inelástica), σ_γ (captura radiativa), σ_f (fisión), σ_p (reacción (n,p)), σ_α (n, α).

La suma de las secciones transversales para todas las posibles reacciones es conocida como la *sección transversal total*, y se define como:

$$\sigma_t = \sigma_{se} + \sigma_{si} + \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_p + \sigma_\alpha + \dots \quad (2.1.12)$$

Otra cantidad útil es la *sección transversal de absorción* σ_a , que es la suma de las secciones transversales para todas las reacciones que puedan llevar a la absorción del neutrón incidente, eso es:

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_p + \sigma_\alpha + \dots \quad (2.1.13)$$

Para los núcleos fisibles, es de gran utilidad introducir el concepto de *sección transversal de captura* σ_c , incorporando todas las absorciones que no den lugar a la fisión, esto es:

$$\sigma_c = \sigma_\gamma + \sigma_p + \sigma_\alpha + \dots \quad (2.1.14)$$

Entonces, para un núcleo fisible:

$$\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f. \quad (2.1.15)$$

En un reactor nuclear, es de suma importancia conocer la tasa a la que ocurren reacciones de varios tipos en un cierto elemento de volumen. Para esto, se introduce el concepto de la *sección transversal macroscópica*, que se define como el producto de la sección transversal nuclear (o microscópica) por el número de átomos involucrados N de un núclido en particular por cm^3 . La sección transversal macroscópica, Σ , es entonces:

$$\Sigma = N\sigma, \quad (2.1.16)$$

donde la región a considerar contiene un solo elemento, la cantidad N es igual a $\rho N_0/A$ donde ρ es la densidad, N_0 es el número de Avogadro y A es la masa atómica del elemento. Por lo tanto la sección transversal macroscópica es:

$$\Sigma = \frac{\rho N_0}{A} \sigma. \quad (2.1.17)$$

Como el número de Avogadro tiene un valor de 0.6×10^{24} , Σ puede ser convenientemente calculada como la relación 2.1.17, donde σ es la sección transversal microscópica en barns, las unidades de Σ son cm^{-1} .

$$\Sigma = 0.6 \frac{\rho}{A} \sigma. \quad (2.1.18)$$

Cuando la unidad de volumen contiene una mezcla de elementos, la sección transversal macroscópica para un cierto proceso puede ser definida como una extensión de la ec 2.1.16:

$$\Sigma = N_1\sigma_1 + N_2\sigma_2 + \dots N_n\sigma_n, \quad (2.1.19)$$

donde N_1, N_2, \dots son las densidades atómicas de los constituyentes.

En la figura 2.1.3 se muestra la sección eficaz de fisión del ^{235}U , ^{238}U y ^{239}Pu (en la esquina inferior derecha). La región de energía intermedia muestra la estructura de resonancia que es esperada para núcleos masivos con número Z impar, en donde la adición de un solo neutrón es suficiente para elevar el núcleo a una energía de excitación. Puede observarse que la sección transversal de fisión del ^{238}U es significativo sólo por encima de 1 MeV.

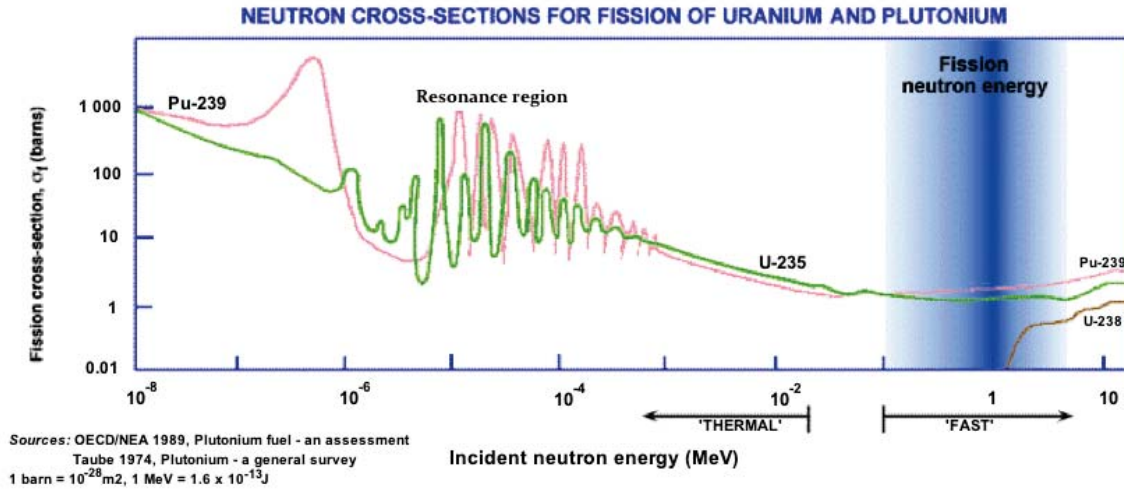


Figura 2.1.3: Sección transversal de fisión de ^{235}U , ^{238}U y ^{239}Pu . Tomada de [55]

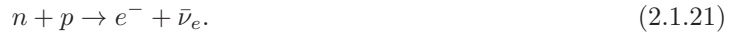
2.1.3. Producción de antineutrinos en un reactor nuclear

La potencia de un reactor nuclear proviene de la energía producida por la fisión de elementos pesados como el Uranio y Plutonio. El decaimiento beta de sus fragmentos de fisión da origen a una gran cantidad de antineutrinos del electrón ($\bar{\nu}_e$).

La desintegración beta consiste en la transformación de un neutrón en un protón en el interior de un núcleo inestable de un elemento radiactivo con la consiguiente emisión de un electrón y un antineutrino, con lo que un núcleo (A, Z) se transforma en $(A, Z+1)$.



es decir:



El combustible de los reactores de la CNLV está principalmente compuesto por ^{238}U enriquecido con un pequeño porcentaje de ^{235}U . Durante el proceso de “quemado” los isótopos de Uranio engendran ^{239}Pu y ^{241}Pu . Estos últimos además del ^{235}U pueden fisionarse solo con neutrones térmicos (lentos), mientras que el ^{238}U solo es fisible por neutrones rápidos.

El decaimiento de ^{239}Pu produce sustancialmente menos antineutrinos que el decaimiento de ^{235}U en el mismo rango de energía, por lo que en el transcurso de un ciclo de combustible típico de un reactor, la cantidad de antineutrinos disminuye a medida que disminuye el contenido de uranio y se incrementa la concentración de plutonio.

Cada fisión libera en promedio 200 MeV de energía y $6 \bar{\nu}_e$ que típicamente tienen energías entre 2 y 8 MeV. Lo que significa que el flujo emitido por un reactor de 1 GWth es de $1.5 \times 10^{20} \bar{\nu}_e/s$.

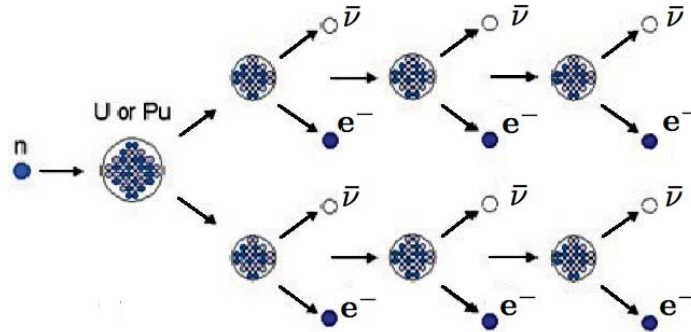


Figura 2.1.4: Representación de la producción de antineutrinos en un proceso de fisión nuclear. En promedio cada fisión libera 200 MeV y produce 6 antineutrinos del electrón.

Aunque la interacción entre la materia y los neutrinos (mediante el decaimiento beta inverso) tiene una sección transversal muy pequeña, del orden de 10^{-43} cm^2 , el enorme flujo emitido por un reactor nuclear permite detectar su señal con un detector relativamente pequeño (del orden de 1 tonelada) colocado a unos pocos metros del núcleo del reactor.

El espectro de energía de estos antineutrinos depende del grado en que se consume el combustible (los antineutrinos de ^{239}Pu son ligeramente más energéticos que aquellos de los productos de fisión del ^{235}U), pero en general, los antineutrinos que son detectados tienen un pico de energía entre 3.5 y 4 MeV. No hay un método experimental establecido para medir el flujo de antineutrinos de muy baja energía. Sólo antineutrinos con una energía por encima del umbral (*threshold*) de 1.8 MeV se pueden detectar.

Dado que el número de antineutrinos emitidos y su energía promedio depende de la fisión de los isótopos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu , su detección es capaz de dar una imagen directa de la composición del núcleo.

2.1.4. Criticidad

Aunque en promedio 2 o 3 neutrones son emitidos en cada fisión, la continuación de la reacción en cadena no está siempre garantizada, los neutrones se pueden perder por reacciones que no están asociadas a la fisión en el combustible, o por fuga de neutrones a través de la superficie del núcleo del reactor. La fracción de neutrones que se fugan pueden ser reducida incrementando el tamaño del núcleo del reactor, o aumentando la concentración del material fisible. La cantidad mínima de material fisible requerida para sostener una reacción en cadena es llamada masa crítica [45]. Esta cantidad varía desde 10 kg (en un ensamble con ^{235}U altamente enriquecido) hasta 200 kg (como en un reactor de uranio natural-grafito). El uranio natural solo (sin un moderador) nunca puede llegar al tamaño crítico por el número relativamente alto de reacciones con neutrones que no llevan a una fisión.

La criticidad (k_{eff} o simplemente k) se refiere a la proporción de neutrones nacidos en una generación con los neutrones nacidos en la generación previa. Cuando $k = 1$ se dice que el reactor es crítico y la reacción de fisión puede ser sostenida indefinidamente. Cuando $k > 1$ el reactor es supercrítico y la población de neutrones y el nivel de potencia aumentan hasta que el valor de k regresa a 1 a través de medios de control. Finalmente cuando $k < 1$ se dice que el reactor es subcrítico, cualquier reacción de fisión que pudiera iniciarse, eventualmente se extinguirá. La única manera para mantener una reacción en cadena, cuando $k < 1$ es por la inserción de una fuente independiente de neutrones.

Hay que tomar en cuenta dos consideraciones importantes: primero, es esencial mantener un inventario adecuado de material fisible en el núcleo del reactor para lograr criticidad a lo largo de la vida del núcleo. Por lo tanto cada vez que el combustible se agota debajo de cierto nivel es necesario que al menos parte de este sea remplazado. En el caso específico de la CNLV cada reactor está diseñado para operar 413 días a plena potencia [46], al término de los cuales la reactividad del núcleo baja a cero. Así no es posible seguir operando el reactor si no se efectúa un recambio parcial de combustible que restituya la reactividad. El número y enriquecimiento del nuevo combustible que se introduce al reactor depende de la energía que se quiera generar durante los siguientes ciclos de operación, así como de la frecuencia con la que se quieran realizar los recambios. Generalmente el recambio se hace cuando el reactor alcanza el 70% de factor de capacidad, en un ciclo anual de recambio. Otras operaciones de reparación y mantenimiento se programan para coincidir con la recarga, para minimizar la pérdida de energía producida. Este proceso se realiza en modo “offline” lo cual quiere decir que la planta cesa sus operaciones de producción de energía durante la recarga.

La segunda consideración es la importancia de mantener un control adecuado de la reacción en cadena en todo momento permitiéndole llegar a ser ligeramente supercrítico cuando se desee un aumento en la potencia del reactor. Un sistema de control es luego entonces incorporado en todos los reactores nucleares para el propósito mencionado, además de poder apagar el reactor en condiciones de emergencia.

Como elementos de control se utilizan materiales con alta absorción de neutrones como el cadmio, boro, hafnio, plata, e indio. En el caso de los reactores como los de la CNLV se utiliza Carburo de Boro en forma de barras cruciformes, que son insertadas en el núcleo del reactor desde el fondo de la vasija que lo contiene para lograr controlar la población de neutrones.

2.2. Transporte de neutrones

Para calcular la distribución de flujo de neutrones en un reactor, tenemos que considerar el proceso de *transporte de neutrones* [43] de una parte del reactor hacia otra. Un neutrón que nace como resultado de un proceso de fisión, seguirá un camino en zig-zag, viajando en línea recta entre colisiones con los núcleos del material del reactor, hasta que eventualmente sea absorbido o escape del reactor. La manera más simple de tratar el problema es ver el movimiento del neutrón como un proceso de *difusión*, en donde los neutrones tienen una tendencia a difundirse de regiones con un gran flujo (o densidad de neutrones) hacia regiones con un flujo menor, como resultado de un *gradiente de flujo*. En la teoría básica de la difusión se asume que el flujo de neutrones es una función que depende solamente de la posición, y se ignora la dependencia angular. Luego entonces se asume que la dispersión de neutrones es un proceso isotrópico, esto quiere decir que dado un ángulo sólido dirigido hacia una dirección, el número de neutrones dispersados, será el mismo si tomamos ese mismo ángulo en cualquier otra dirección. Esto no es estrictamente cierto, particularmente para la dispersión de neutrones rápidos de núcleos ligeros como el hidrógeno, pero para casos prácticos resulta ser una buena aproximación.

También debemos simplificar el problema asumiendo que todos los neutrones son monoenergéticos, lo cual también está muy alejado de la realidad, pues en un reactor tenemos neutrones con energías de varios MeV (para neutrones de fisión) hasta pequeñas fracciones de eV (para neutrones termalizados). Este problema de la variación de la energía puede resolverse dividiendo la energía de los neutrones en varios grupos de neutrones monoenergéticos.

Considerado que se tiene una *densidad de neutrones* n (neutrones/cm³), y que todos los neutrones viajan con una velocidad en común v , entonces el *flujo de neutrones* (como ya se definió en la sección 2.1.2) en cualquier punto está definido por:

$$\phi = nv. \quad (2.2.1)$$

Una descripción de la situación en cualquier punto de un reactor requiere considerar que los neutrones tienen un rango amplio de energías y pueden viajar en cualquier dirección. La descripción más

general de una distribución de neutrones en el reactor será entonces una función de la forma:

$$n(r, E, \Omega, t) dr dE d\Omega, \quad (2.2.2)$$

que se define como el número de neutrones al tiempo t en el elemento de volumen dr , en la posición r , cuyas energías radican en el rango de E a $E + dE$ y cuyas direcciones de movimiento se sitúan en la porción de ángulo sólido entre Ω y $\Omega + d\Omega$. Por lo tanto el flujo de neutrones:

$$\Phi(r, E, \Omega, t) = v(E)n(r, E, \Omega, t). \quad (2.2.3)$$

La ecuación básica de la teoría de difusión puede ser derivada considerando el balance de neutrones en un pequeño elemento de volumen del reactor. Se asumen condiciones estacionarias, es decir, que la densidad de neutrones n permanece constante. El balance de neutrones en el elemento considerado involucra los siguientes componentes:

- a) El número de neutrones S que son creados por segundo debido a fisión en el elemento de volumen.
- b) El número de neutrones que son absorbidos por segundo en el elemento de volumen, es decir, la *tasa de absorción*: $\Sigma_a \phi$ (o $\Sigma_a n v$), donde Σ_a es la *sección eficaz macroscópica de absorción* en la región.
- c) El número de neutrones dispersados en el elemento de volumen por segundo como resultado de colisiones que ocurren en otras partes del reactor.
- d) El número de neutrones dispersados fuera del elemento de volumen por segundo debido a colisiones que ocurren dentro de él.

La diferencia entre los últimos dos componentes, es decir, el número dispersado fuera del elemento, menos el número dispersado dentro, es conocido como la *fuga neta* del elemento. La expresión para la fuga neta en una unidad de volumen por segundo es:

$$Fuga\ neta = -D\nabla^2\phi, \quad (2.2.4)$$

donde D es un parámetro que se conoce como el *coeficiente de difusión* del medio en el cual la dispersión toma lugar. Como una buena aproximación para la mayoría de los materiales dispersores, este coeficiente está definido como:

$$D = \frac{1}{3\Sigma_s} = \frac{1}{3}\lambda_s, \quad (2.2.5)$$

donde Σ_s es la *sección eficaz macroscópica de dispersión* del moderador, y λ_s es el *camino libre medio de dispersión*, es decir la distancia promedio que viaja un neutrón entre eventos de dispersión.

Podemos escribir la ecuación de balance de neutrones para el elemento considerado, en donde en el estado estacionario se debe cumplir:

$$\text{Tasa de producción} - \text{tasa de fuga neta} - \text{tasa de absorción} = 0$$

Luego entonces:

$$S + D\nabla^2\phi - \Sigma_a\phi = 0. \quad (2.2.6)$$

Esta es la *ecuación de difusión* para neutrones monoenergéticos, o también se le conoce como la *ecuación de difusión de un grupo*.

Aunque los neutrones en un reactor están muy lejos de ser monoenergéticos, es posible con una elección adecuada de secciones transversales usar la ecuación de difusión de un grupo para dar una

aproximación razonable a la forma del flujo de neutrones. Antes de llevar esta aproximación mas allá, vale la pena indicar cómo la aproximación de un grupo puede ser expandida dividiendo el rango de energía completo de los neutrones en un cierto numero de grupos, cada uno de los cuales se puede considerar que satisface la ec. 2.2.6, esta aproximación es conocida como el *método multigrupos*.

En este método el rango total de energía entre energías debidas a fisión y térmicas es dividido en n grupos, el primer grupo contiene los neutrones con energía alta debido a la fisión y el n -ésimo a los neutrones térmicos. Los límites del grupo son elegidos de manera que los parámetros importantes como las secciones transversales de absorción de sus constituyentes, varíen de una manera suficientemente lenta sobre la región de energía del grupo que pueda ser adecuadamente representado por un valor promedio. En general los límites se eligen también para que los neutrones puedan ser dispersados en un rango de energía de un grupo dado, en el cual los neutrones provienen solamente con energías del grupo adyacente que tiene una energía mayor para que la dispersión en el grupo i , por ejemplo, pueda ser descrita por el término $\Sigma_s(i-1 \rightarrow i)\phi_{i-1}$, donde $\Sigma_s(i-1 \rightarrow i)$ es una sección transversal de dispersión adecuadamente promediada de un grupo al otro. La ecuación que describe el balance de neutrones para cualquier grupo i es entonces:

$$D_i \nabla^2 \phi_i - \Sigma_{ai} \phi_i - \Sigma_s(i \rightarrow i+1) \phi_i + \Sigma_s(i-1 \rightarrow i) \phi_{i-1} = 0. \quad (2.2.7)$$

Las ecuaciones de este tipo se pueden aplicar a todos los grupos excepto a los de mas alta y mas baja energía. La fuente de neutrones para el primer grupo proviene de los neutrones debidos a fisión producidos por el grupo térmico ϕ_n . La tasa total de captura de los neutrones térmicos es $\Sigma_{an} \phi_n$ de la cual una fracción f son capturados en el combustible. El número de neutrones debidos a fisión producidos por neutrón capturado en el combustible es η , así que el término de la fuente de neutrones es $\eta f \Sigma_{an} \phi_n$. La ecuación de balance para el primer grupo es entonces

$$D_1 \nabla^2 \phi_1 - \Sigma_{a1} \phi_1 - \Sigma_s(1 \rightarrow 2) \phi_1 + \eta f \Sigma_{an} \phi_n = 0, \quad (2.2.8)$$

y la ecuación para el grupo térmico es:

$$D_n \nabla^2 \phi_n - \Sigma_{an} \phi_n + \Sigma_s(n-1 \rightarrow n) \phi_{n-1} = 0. \quad (2.2.9)$$

Ahora tenemos un arreglo de n ecuaciones que puede ser resuelto para encontrar los valores para los flujos en cada uno de los grupos. La solución de las ecuaciones de multigrupo en el caso general requiere cálculos computacionales complicados pero como ya se mencionó es posible obtener resultados razonables en muchos casos usando solo uno o dos grupos de energía. Las aproximaciones de uno o dos grupos serán estudiadas en el Apéndice A. En este trabajo se utilizó como herramienta el código de simulación DRAGON para resolver la ecuación de transporte de neutrones de multigrupos, que además sirve para calcular las tasas de fisión que se describirán en un capítulo posterior.

2.3. Tipos de reactores nucleares

A lo largo de la historia de los reactores nucleares se han propuesto diferentes diseños y se han construido muchos prototipos. La mayoría de los países que aprovechan la energía nuclear comenzaron con sistemas moderados por grafito o agua pesada, pues solo con estos moderadores se puede lograr la criticidad con uranio natural (0.711% en peso). Sin embargo actualmente la mayoría de los reactores utilizan uranio ligeramente enriquecido (típicamente con un 3%). Con estos enriquecimientos, otros moderadores, como el agua ligera, pueden ser usados. Algunos de los mas importantes tipos de reactores nucleares (además del BWR que se describe más adelante en la sección 3.2.1) pueden observarse en las figuras 2.3.1-2.3.6(imágenes tomadas de [48]). En esta sección se dará una breve definición de los reactores mas utilizados para generar electricidad.

2.3.1. Reactor de agua presurizada (PWR *Pressurized Water Reactor*)

Estos reactores, (Fig. 2.3.1) son actualmente los más utilizados a nivel mundial, y emplean dos circuitos cerrados de agua. El agua en el primer circuito es bombeada a través del reactor para remover la energía térmica producida por el núcleo. Esta agua es mantenida a una presión suficientemente alta para prevenir que hierva y después de pasar por el núcleo, es dirigida a un intercambiador de calor en donde el segundo circuito de agua es convertido a vapor de alta presión y temperatura que enciende la unidad del turbo-generador. El uso de dos circuitos asegura que ningún elemento radiactivo en el primer refrigerante pase por la turbina. Se utiliza agua como moderador y refrigerante, el combustible es uranio enriquecido, en forma de óxido.

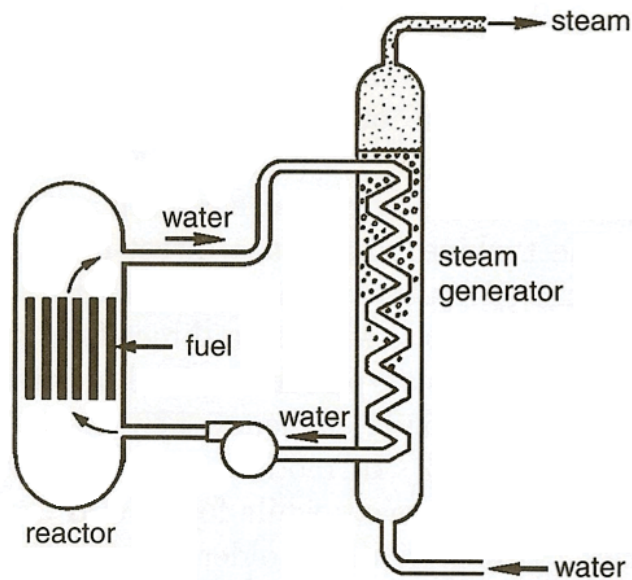


Figura 2.3.1: Reactor de agua presurizada (PWR)

2.3.2. Reactor de agua en ebullición (BWR *Boiling Water Reactor*)

A diferencia de un PWR, la presión en un reactor de agua en ebullición es relativamente baja. En un reactor BWR el agua hierve mientras pasa a través del núcleo del reactor y el vapor producido pasa directamente a una turbina. Este vapor se encuentra a baja presión y al dejar la turbina es condensado para ser reintroducido al reactor. La CNLV cuenta con dos reactores idénticos tipo BWR-5 fabricados por General Electric y son el objeto principal de estudio de esta tesis. En la sección 3.2.1 se da una descripción completa del funcionamiento de este tipo de reactores.

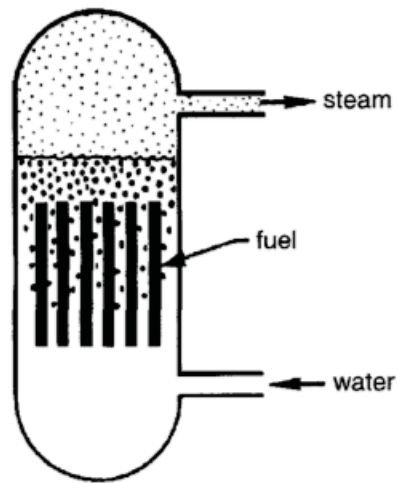


Figura 2.3.2: Reactor de agua en ebullición (BWR)

2.3.3. Reactor de agua pesada (HWR *Heavy Water Reactor*)

Se utiliza agua pesada (agua deuterada) para enfriar el núcleo (Fig. 2.3.3) en un primer circuito cerrado. El combustible (uranio natural) está contenido en tubos presurizados a través de los cuales circula esta agua pesada, se mantiene bajo presión para permitir que alcance altas temperaturas sin hervir, como en un reactor de agua presurizada. Los tubos presurizados están contenidos también por una vasija llena de agua pesada como moderador. El agua pesada en un primer circuito pasa entonces por intercambiadores de calor que hervirán el segundo circuito o circuito secundario de agua ligera y producirán vapor. Otra variación del diseño de estos reactores utiliza agua ligera en el primer circuito, permitiéndole hervir mientras que el refrigerante fluye a través de los tubos presurizados que tienen el combustible. El agua pesada es significativamente mas pesada que el agua ordinaria, sin embargo permite al reactor operar simplemente con uranio natural y no hay necesidad de usar uranio enriquecido. Un ejemplo de este tipo es el reactor canadiense CANDU (*CANada Deuterium Uranium*).

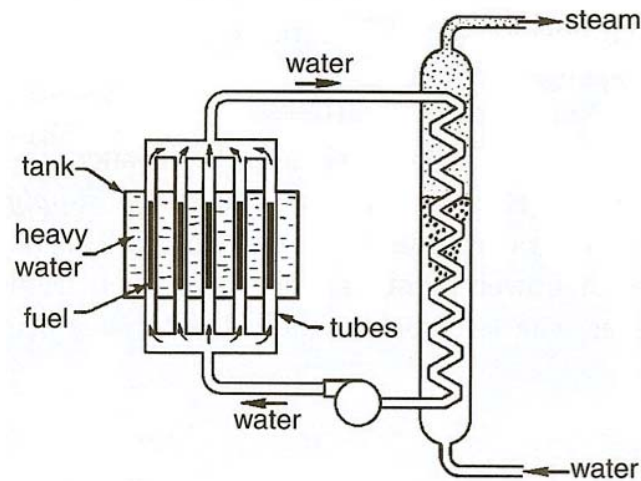


Figura 2.3.3: Reactor de agua pesada (HWR)

2.3.4. Reactor enfriado por gas (GCR *Gas Cooled Reactor*)

En un reactor enfriado por gas (Fig. 2.3.4) se utiliza dióxido de carbono o helio como refrigerante bombeándolo a través de canales en el moderador de grafito sólido. Las barras de combustible (uranio natural en forma de metal, introducido en tubos de una aleación de magnesio llamado magnox), están colocadas en estos canales enfriadores de gas. El gas caliente pasa hacia generadores de vapor. Existe otro diseño conocido como reactor de alta temperatura enfriado por gas (HTGR *high temperature gas cooled* o también conocido como VHTR *very high temperature reactor*), en este reactor, el combustible está inmerso en varios canales en prismas de grafito y se bombea refrigerante (helio) a través de otros canales perforados dentro de los prismas de grafito. La salida de gas caliente de helio entonces va hacia el sistema del generador. Un ejemplo de este tipo de reactor es el Magnox británico, obsoleto hoy en día.

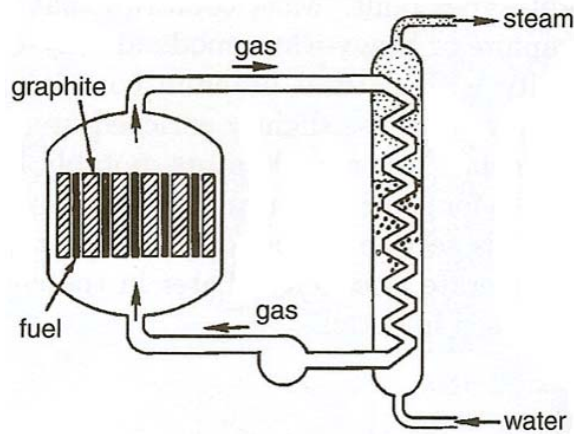


Figura 2.3.4: Reactor enfriado por gas (GCR)

2.3.5. Reactor enfriado por metal líquido (LMFBR *Liquid Metal Fast Breeder Reactor*)

En este tipo de reactores la reacción en cadena es mantenida por los neutrones rápidos, consecuentemente no se utilizan materiales moderadores en el núcleo. El refrigerante del núcleo es un metal líquido como el sodio o una mezcla de potasio y sodio, que pasa a un intercambiador de calor y produce vapor de agua (Fig. 2.3.5) Los metales líquidos tienen características excelentes de transferencia de calor y no requieren presurizarse para evitar que hiervan. Sin embargo el sodio es radiactivo cuando absorbe neutrones y también reacciona químicamente con el agua, así que para prevenir la posible interacción del sodio radiactivo con el circuito de agua/vapor, se utiliza un circuito intermediario con sodio no radiactivo para transferir la energía térmica del primer circuito de sodio al circuito agua/vapor. La gran ventaja de estos reactores es que es posible tener un reactor “reproductor” o *breeder*, en donde se produce más combustible fisible del que se consume por la reacción en cadena. En este reactor de tipo breeder ^{238}U es convertido en ^{239}Pu el cual es fisible o ^{232}Th en ^{233}U fisible. Aunque la aparición de este nuevo combustible fisible también ocurre en reactores que usan agua y grafito como moderador, la proporción entre el combustible nuevo y el consumido es menor que 1 (típicamente de 0.6 a 0.8)

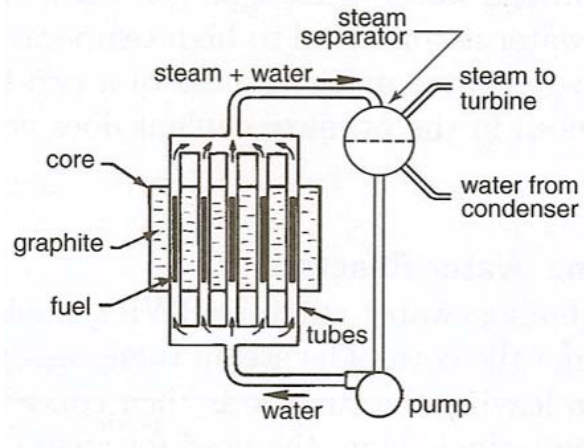


Figura 2.3.5: Reactor enfriado por metal líquido (LMFBR)

2.3.6. Reactor de tubos de grafito a presión (RBMK *Reactory Bolshoi Moshchnosti Kanalnye*)

Un reactor de diseño ruso, que alguna vez fue ampliamente utilizado fue el RBMK *reactory bolshoi moshchnosti kanalnye* (traducido como reactor de alta potencia de tipo canal), en este reactor (Fig. 2.3.6) el combustible es colocado en canales de combustible en bloques de grafito que se apilan para formar el núcleo. También se colocan tubos verticales a presión a través del núcleo de grafito y se bombea agua ligera en estos tubos que pasa por encima hacia un tambor o contenedor de vapor, en donde las dos fases del agua son separadas para que el vapor pase directamente hacia la turbina. El reactor de Chernobyl era de este tipo y en la actualidad todavía existen algunos cuantos reactores RBMK en operación.

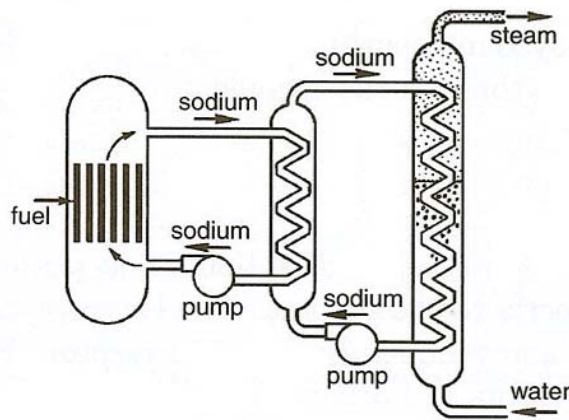


Figura 2.3.6: Reactor de tubos de grafito a presión (RBMK)

2.4. Tasas de fisión de un reactor nuclear

Las tasas de fisión $f_i(t)$ son el número de fisiones por segundo de cierto isótopo i que decae dentro de un reactor nuclear. Generalmente varían en función del tiempo mientras la cantidad de cada isótopo evoluciona (se va “quemando”) dentro del núcleo del reactor. Estas tasas se describen para los isótopos

fisibles principales, dependiendo del combustible en cuestión, su composición y su configuración inicial. En el caso de un PWR y un BWR los isótopos principales son el ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu . En las figuras 2.4.1, 2.4.2 y 2.4.3 se muestra la comparación de la evolución de las tasas de fisión para 3 tipos de reactores nucleares: PWR, CANDU y VHTR-UOx respectivamente, mismos que se describen en la sección 2.3. Cabe destacar que puede haber diferencias entre los detalles de las diferentes curvas.

En esta tesis (sección 4.2) se utilizará el código de simulación DRAGON para estimar la evolución de las tasas de fisión de los cuatro isótopos fisibles en un reactor tipo BWR-5 como los de la CNLV, suponiendo una carga inicial en la que la cantidad de plutonio en existencia dentro del núcleo del reactor es igual a cero.

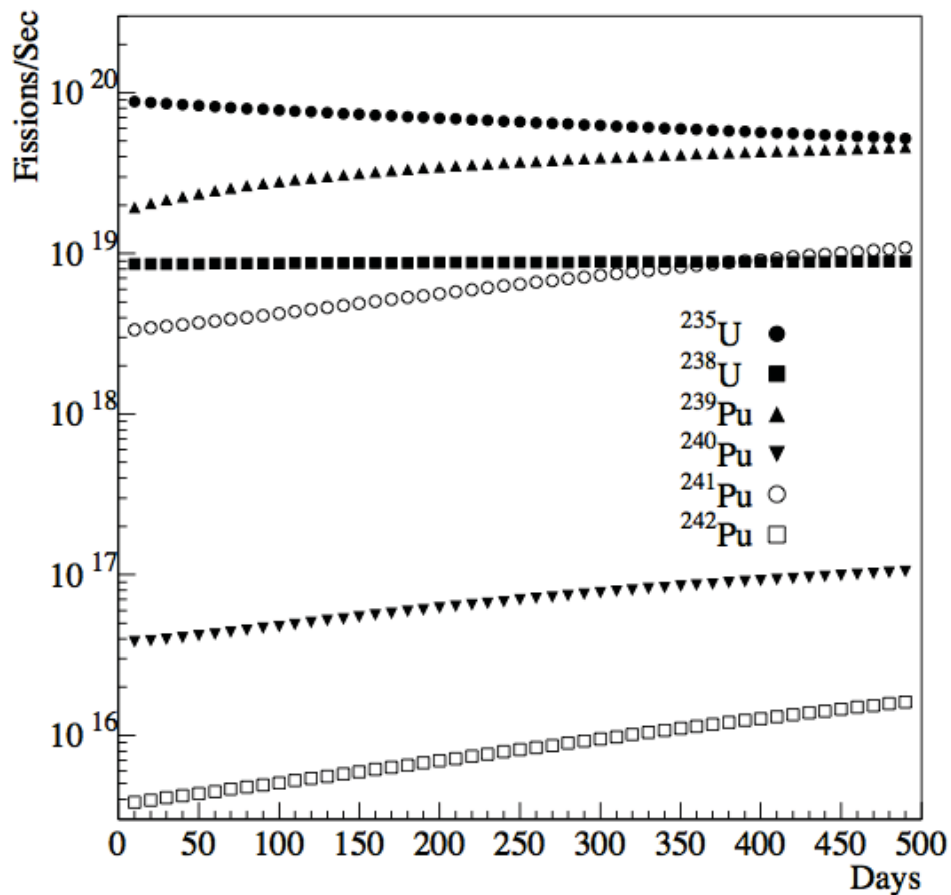


Figura 2.4.1: Evolución de las tasas de fisión para un reactor típico PWR como el que se describe en la sección 2.3.1. Tomada de [49].

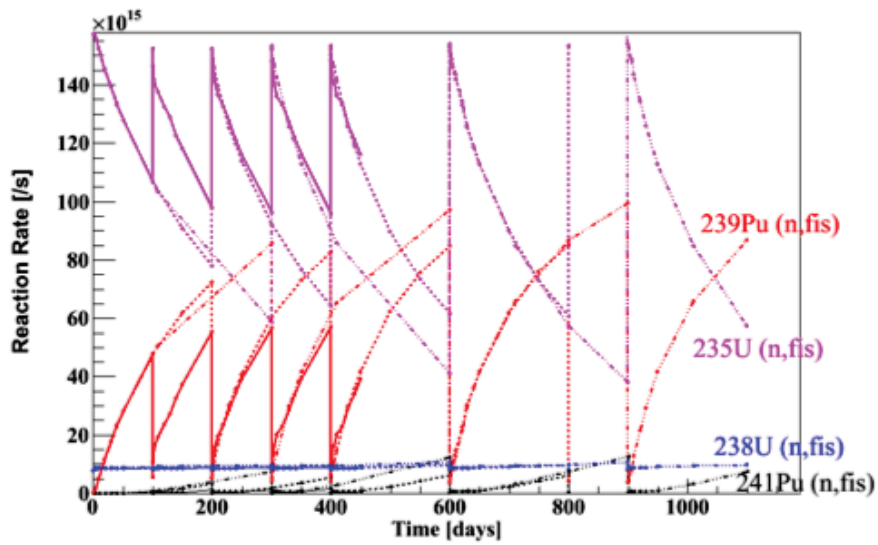


Figura 2.4.2: Evolución de las tasas de fisión para un reactor tipo CANDU como el que se describe en la sección 2.3.3. Las curvas corresponden a recargas cada 100, 200 y 300 días. Tomada de [50].

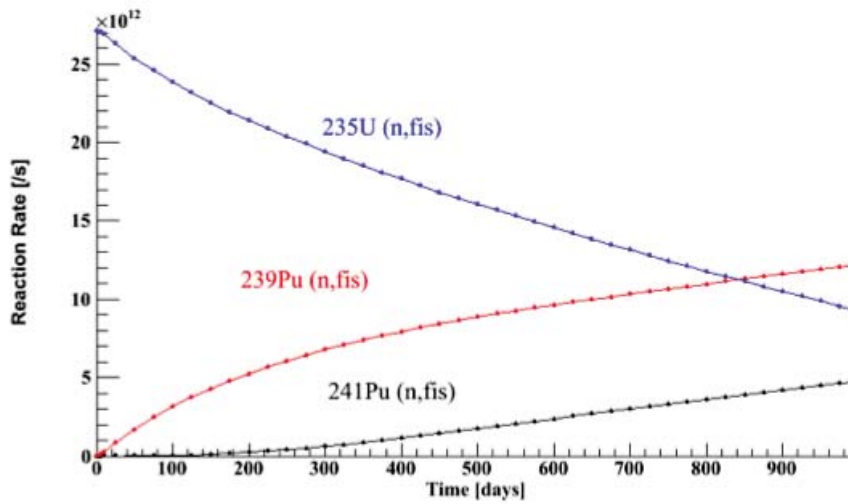


Figura 2.4.3: Evolución de las tasas de fisión para un reactor VHTR-UOx como el que se describe en la sección 2.3.4. Tomada de [50]

Capítulo 3

Los reactores nucleares de la CNLV

3.1. Desarrollo de la industria nuclear en México

El interés de México en materia de energía nuclear se hizo oficial en 1956 con la creación de la Comisión Nacional de Energía Nuclear (CNEN), esta organización tomó la responsabilidad general de todas las actividades nucleares en el país, excepto el uso de radioisótopos y la generación de energía eléctrica, esta última fue asignada a la comisión Federal de electricidad (CFE). Se iniciaron investigaciones preliminares para identificar sitios potenciales para las plantas de energía nuclear en 1966 por la CNEN y CFE. En 1976 se inició la construcción en Laguna Verde con dos reactores de agua en ebullición (BWR) General Electric de 654 MWe cada uno.

Aunque la industria mexicana no suministró los componentes principales de la central nucleoelectrica, empresas mexicanas realizaron trabajos de ingeniería civil y realizan trabajos de mantenimiento de los reactores, además de entrenamiento de personal en el simulador de la CFE. Algunos años más tarde, la CNEN se transformó en el Instituto Nacional de Energía Nuclear (INEN), que a su vez en 1979 se dividió en tres instituciones: el Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ), Uranio Mexicano (Uramex) y la Comisión Nacional de Seguridad Nuclear y Salvaguardas (CNSNS). En 1985 las funciones de Uramex fueron suspendidas. En febrero del 2007 la CFE firmó contratos con la empresa española Iberdrola Ingeniería y con la compañía francesa Alstom para adaptar nuevas turbinas y generadores a la CNLV con un costo de 605 millones de dólares [55]. Las modificaciones principales consistieron en una turbina y un condensador de equipamiento adicional, y el reemplazo del generador eléctrico, del recalentador de vapor principal y del calentador de agua de alimentación. El primer paso consistió en un aumento de 11.6 MWe a ambas unidades en 2007. Con la aprobación de la CNSNS, los reactores fueron mejorados progresivamente por 138 MWe cada uno, del año 2008 al 2011. En 2011 Iberdrola anunció que ambas unidades estaban operando alrededor 800 MWe netos, un incremento del 20 % respecto a los 665.5 MWe netos anteriores. La vida útil de las unidades se extendió también a a 40 años. Este proyecto se completó a principios del 2013.

3.2. Los reactores nucleares de Laguna Verde

La Central Nucleoelectrica de Laguna Verde (CNLV) se localiza en el Municipio de Alto Lucero del Estado de Veracruz, México a 70 km al NNO de Veracruz y 290 km al ENE del Distrito Federal.

La central cuenta con un par de unidades gemelas (fig. 3.2.2) equipadas, cada una, con un reactor BWR-5 (*Boiling Water Reactor*) de segunda generación, con un diseño de contención Mark II (fig. 3.2.3), suministrados por la compañía General Electric con capacidad de 2027 MWt y potencia eléctrica neta de 805 MWe cada uno que operan con uranio enriquecido como combustible, y agua como moderador y refrigerante.

La unidad 1 inició operaciones de manera comercial el 29 de julio de 1990 mientras que la unidad

2 lo hizo el 10 de abril de 1995. Es la única central nucleoelectrica en el país y aporta el 5% de la producción de energía eléctrica en México.

3.2.1. Reactor BWR

El reactor de agua en ebullición fue desarrollado por la compañía General Electric (GE) en 1960. Este tipo de reactor utiliza un solo circuito, como se muestra en la figura 3.2.1 (imagen tomada de [47]). El flujo es regulado por bombas de recirculación, el agua que actúa como refrigerante ingresa al reactor por la parte más baja de cada uno de los dos canales en el ensamble de combustible¹ y asciende hasta que eventualmente hierve al extraer el calor que se produce por la fisión nuclear en el combustible, produciendo vapor en la vasija del reactor. Al final de cada canal en la parte superior del núcleo, aproximadamente 70% del volumen de agua es vapor y el 30% está en fase líquida. Este flujo de vapor y agua se separa en dos caminos, uno con vapor y otro con agua líquida. Entonces el vapor saturado que está aproximadamente a 290°C y 6.9 MPa [48] abandona la vasija y entra a la turbina de alta presión. Este vapor que sale de la turbina atraviesa secadores de vapor que reducen su humedad para ingresar a turbinas de baja presión, las dos turbinas están montadas sobre un mismo eje (tándem) conectado a un generador eléctrico. Posteriormente llega a un condensador que opera al vacío en donde se enfría a través de intercambiadores de calor con agua de mar y se convierte nuevamente en agua líquida. El caudal de 30m³/seg de agua de mar, que fluye en circuito abierto por los tubos del condensador a presión atmosférica, no entra en contacto con el vapor ni con el líquido condensado. Antes de precalentar y bombear a la vasija del reactor el líquido condensado, este circula por resinas de intercambio iónico donde se le quitan impurezas. El agua que se separó del vapor inicialmente dentro de la vasija regresa a la parte inferior de la misma para inducir, junto con el agua que vuelve del condensador, el flujo del refrigerante a través del núcleo del reactor, cerrando el ciclo termodinámico. Este ciclo generalmente tiene una eficiencia [48] del 34%.

El vapor proveniente del reactor de agua en ebullición es, por supuesto, radiactivo. La radiactividad es principalmente Nitrógeno-16, un isótopo de vida muy corta (7 segundos de vida media), emisor de gammas, de manera que la radiactividad del sistema de vapor solo existe durante la generación de potencia.

En la sección 4.2.2 se muestra una ficha técnica con más detalles del reactor de la CNLV.

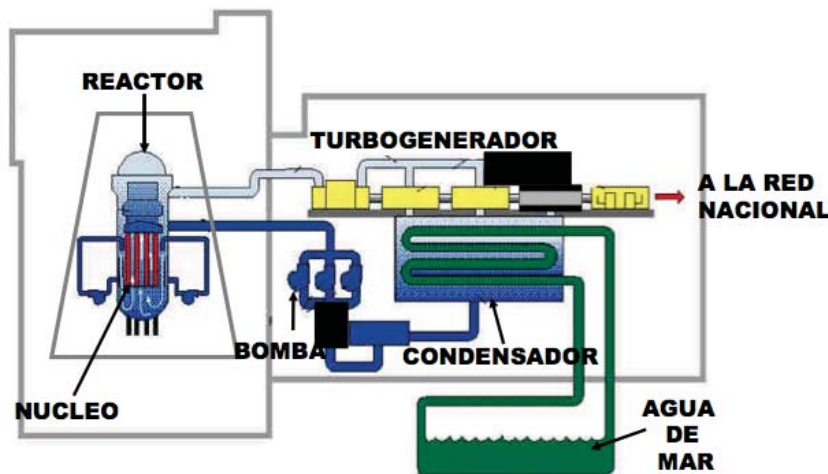


Figura 3.2.1: Ciclo termodinámico de uno de los reactores de la CNLV.

¹Se describen a detalle los ensambles de combustible en las secciones 3.2.4 y 4.2.2

3.2.2. Diseño de la CNLV

Como ya se mencionó, la central consta de dos unidades, la primera tiene 6 edificios principales (fig. 3.2.2) [51]:

- Edificio del reactor: alberga en su interior al reactor nuclear, sus sistemas auxiliares y los dispositivos de seguridad, la plataforma de recambio de combustible y la alberca de almacenamiento de combustible irradiado.
- Edificio del turbogenerador: aloja a las turbinas de alta y baja presión, el generador eléctrico, el condensador, los precalentadores de agua de alimentación y los recalentadores de vapor.
- Edificio de control: en su interior están el cuarto de control y la computadora de procesos, cuarto de cables, sistemas de aire acondicionado, banco de baterías, laboratorios radioquímicos y el acceso de personal al edificio del reactor.
- Edificio de generadores diesel: aloja a los tres generadores diesel que se utilizan para el suministro de energía eléctrica a los sistemas de refrigeración de emergencia.
- Edificio de tratamiento de residuos radiactivos: aloja a los sistemas de tratamiento de residuos sólidos, líquidos y gaseosos de mediano y bajo nivel de radiactividad.
- Edificio de la planta de tratamiento de agua y del taller mecánico: contiene la planta de producción de agua desmineralizada de alta pureza para su uso en el ciclo de vapor, también contiene el taller mecánico para reparación de equipos y mantenimiento.

La segunda unidad tiene sus propios edificios del reactor, del turbogenerador, de control y de generadores diesel. Comparte con la primera unidad el edificio de tratamiento de residuos radiactivos, pero tiene su propio edificio de purificación de agua del reactor. También comparte el edificio de la planta de tratamiento de agua y del taller mecánico.

Hay otros edificios secundarios, comunes a ambas unidades que no se muestran en la figura y son: toma de agua de enfriamiento para el condensador y los componentes nucleares; la subestación eléctrica; el edificio administrativo; el edificio de almacenamiento de partes de repuesto; el edificio de acceso; el edificio de almacenamiento temporal de residuos de mediano y bajo nivel de radiactividad; y el edificio de entrenamiento y del centro de información pública.

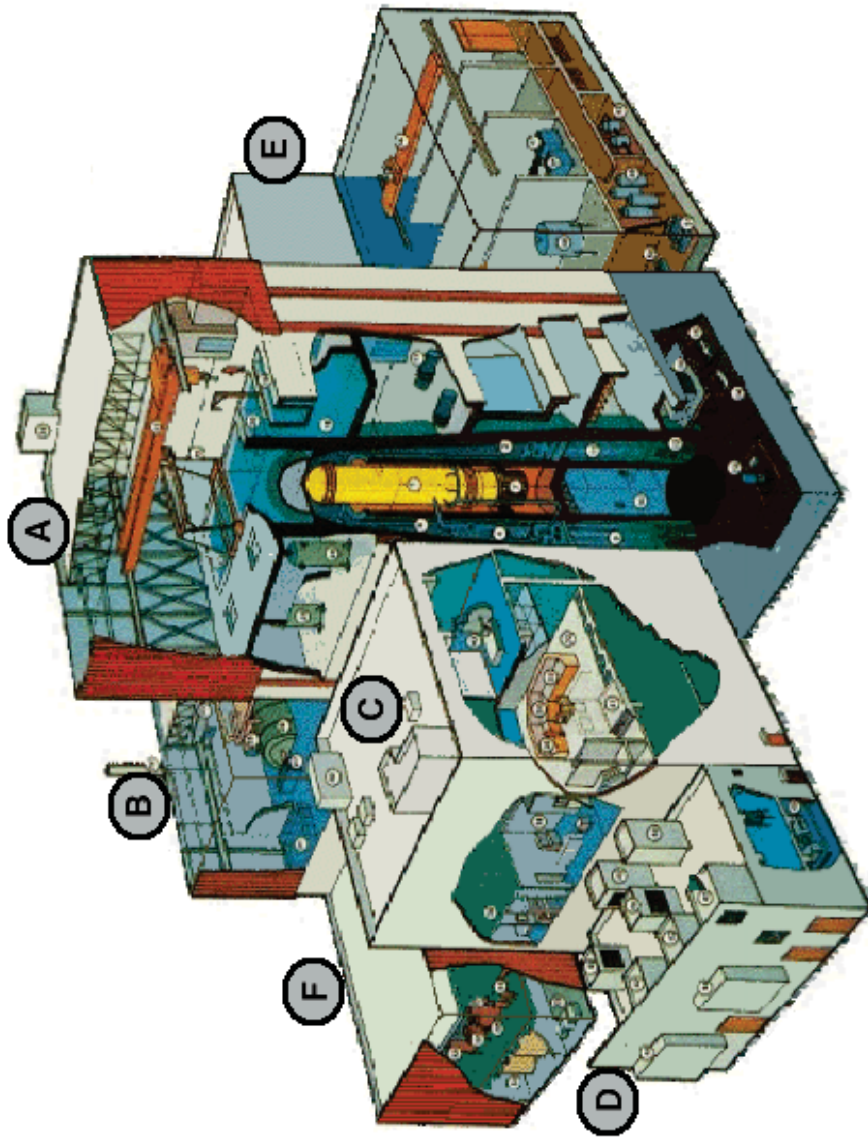


Figura 3.2.2: Corte de los principales edificios de la CNLV: A. Edificio del reactor, B. Edificio del turbogenerador, C. Edificio de control, D. Edificio de generadores diesel, E. Edificio de tratamiento de residuos radiactivos, F. Edificio de la planta de tratamiento de agua y taller mecánico.

3.2.3. Dispositivos de seguridad y sistemas de contención

Todas las centrales nucleoelectricas tienen una serie de dispositivos de seguridad destinados a mantener bajo control la reacción de fisión en cadena, el primer dispositivo lo constituyen las barras de control, que son unas varillas en forma de cruz como ya se mencionó construidas con un material absorbedor de neutrones que en este caso es carburo de boro. Al introducirse entre los ensambles de combustible capturan neutrones y disminuyen el número de fisiones, frenando la reacción. Cuando es necesario detener la fisión rápidamente, las barras de control se insertan en el reactor a gran velocidad, con lo cual la reacción cesa de inmediato.

Para prevenir la posible falta de refrigeración de combustible de la CNLV, se dispone de sistemas de refrigeración de emergencia [52] que entran en funcionamiento cuando se detectan indicios de falta de refrigeración en el combustible. En caso de una pérdida anormal del líquido en el circuito del fluido refrigerante, el enfriamiento de emergencia del núcleo se garantiza mediante la operación de 4 sistemas redundantes que son:

- Sistema de despresurización automática (ADS), que descarga el vapor de la vasija a la alberca de supresión
- Sistema de enfriamiento de alta presión (HPCS), que inicia la aspersión del núcleo del reactor mientras se despresuriza rápidamente la vasija
- Sistema de enfriamiento de baja presión (LPCS) que entra en operación cuando ya se despresurizó la vasija
- Sistema de inyección de refrigerante a baja presión (LPCI), que mantiene inundado el núcleo del reactor por el lapso de tiempo necesario cuando la vasija ya se despresurizó.

Las bombas que operan estos sistemas están respaldadas por 3 generadores diesel de emergencia, que entran en operación en 13 segundos en caso de falta de suministro de energía eléctrica.

Tanto en operación normal como en caso de accidente, los productos de fisión deben mantenerse debidamente confinados para evitar la irradiación del personal y los daños al medio ambiente y a la población. Para lograr esto se utiliza un sistema de múltiples barreras de contención (Fig. 3.2.3) [47]. En la CNLV se tienen 5 barreras:

- La propia pastilla de combustible
- Los tubos herméticos de zircaloy que alojan a las pastillas de combustible
- La vasija del reactor
- El contenedor primario, que es un edificio cilíndrico cónico con paredes de concreto de 1.5 m de espesor fuertemente reforzadas con acero, recubierto interiormente con una placa de acero de 0.95 cm de espesor soldada herméticamente. En el fondo del contenedor hay una alberca de supresión que contiene 3000 m³ de agua
- El contenedor secundario, que es el edificio mismo del reactor y que se mantiene a una presión menor que la atmosférica para que no haya fugas al exterior.

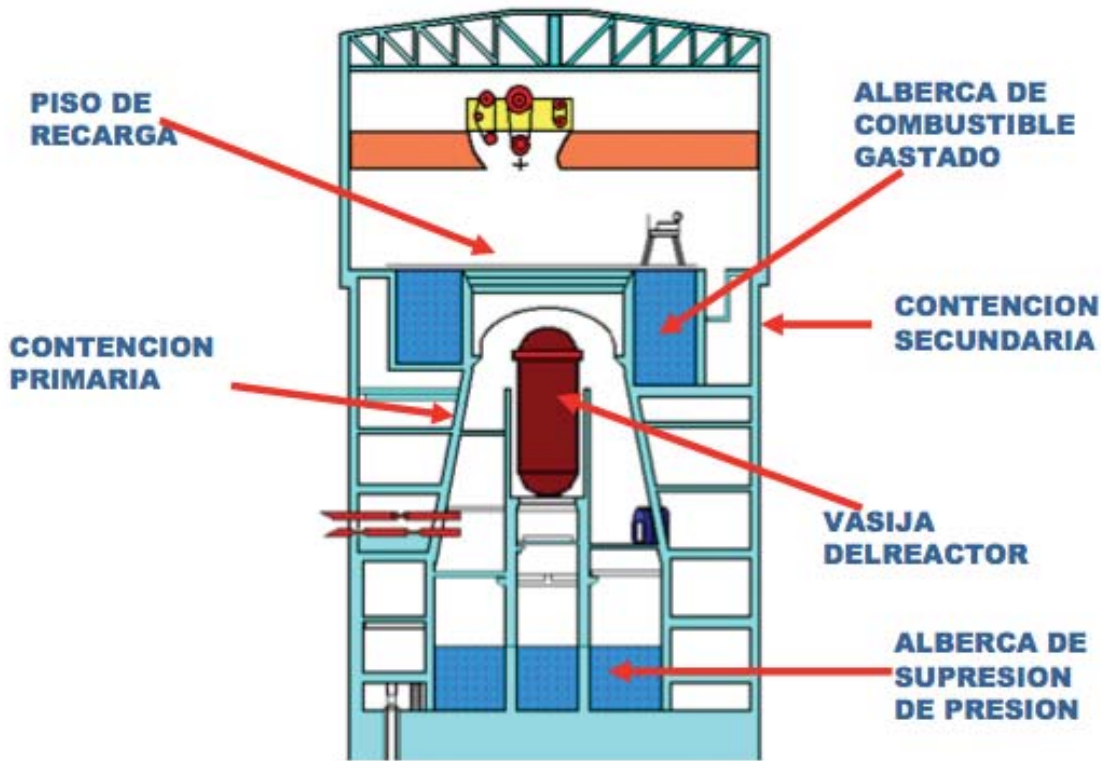


Figura 3.2.3: Barreras de contención tipo MARK II de la CNLV. Se muestran los contenedores primario y secundario.

3.2.4. Núcleo del reactor

El núcleo del reactor es el elemento más importante de este, pues aquí se produce la reacción en cadena debida a la fisión nuclear, que generará calor, y posteriormente será convertido en energía eléctrica. El núcleo está situado en el contenedor primario y puede ser representado como un cilindro, fig. 3.2.4(a), de aproximadamente 4 m de altura y 4 m de diámetro constituido por 444 ensambles de combustible. Un ensamble de combustible, es un prisma cuadrangular aproximadamente 4 m de altura y 15 cm de longitud que contiene a las barras de combustible. Generalmente los ensambles de combustible constan de un arreglo de 8x8 barras como el que se muestra en la fig. 3.2.4(b), en donde algunas barras contienen uranio (UO_2) con distintos porcentajes de enriquecimiento, otras pueden contener gadolinio (Gd_2O_3) y algunas son huecas, y por ellas fluye el refrigerante. En la figura 3.2.5(b) se representa una sección transversal de un ensamble de 10x10, el cual será utilizado en esta tesis debido a su antecedente en estudios realizados previamente por grupos de investigación mexicanos [53] del ININ (Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares). Además de los ensambles, el núcleo del reactor contiene 109 barras cruciformes de control formadas por Carburo de Boro encapsulado en varillas y placas de acero inoxidable. Para cada grupo de 4 ensambles hay una barra de control que regula la reacción en cadena y se introduce mediante los mecanismos impulsores desde la parte inferior del núcleo. El núcleo se recarga anualmente con 96 ensambles de combustible al 2.72% de ^{235}U en promedio para remplazar otros tantos cuyo enriquecimiento ha disminuido debido a las fisiones de este último.

El combustible está constituido por pequeñas pastillas cilíndricas (también llamadas *pellets*) de UO_2 sinterizado, de un 1 cm de diámetro por 1 cm de altura, herméticamente encapsuladas en tubos de zircaloy de 4 m de longitud para formar las barras de combustible, fig. 3.2.4(c). Las dimensiones

transversales [53] de una sola barra de combustible se muestran en la figura 3.2.5(a).

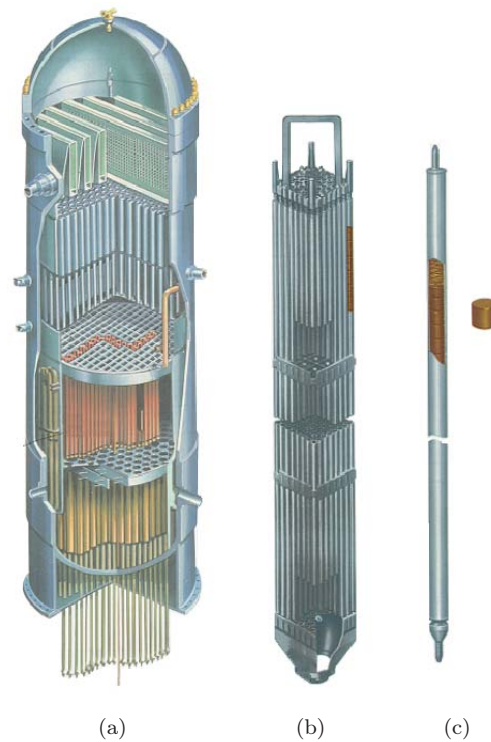


Figura 3.2.4: (a) Vasija del reactor, (b) ensamble y (c) barra de combustible. El núcleo está formado por 444 ensambles, cada uno con 92 barras de combustible.

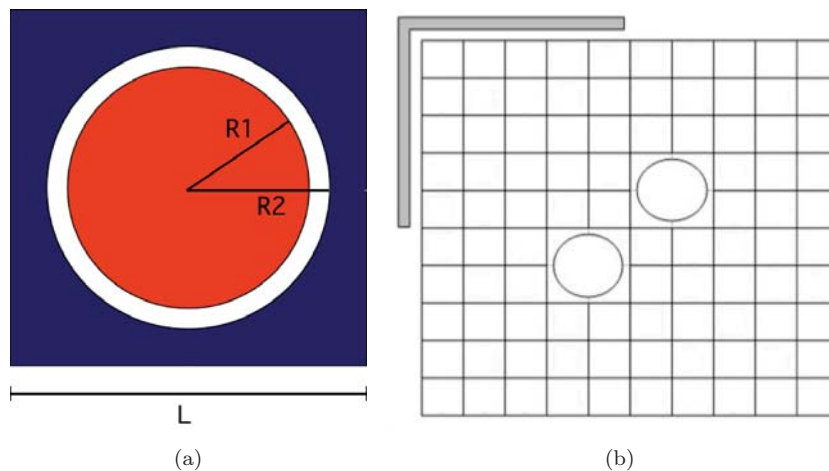


Figura 3.2.5: Combustible en el núcleo del reactor. (a) Dimensiones de una sola barra de combustible, inmersa en agua como moderador. $R1=0.43815$ cm, $R2=0.51310$ cm, $L=1.29540$ cm (b) Un ensamble de combustible de 10×10 barras. Los dos círculos representan canales por donde fluje el refrigerante, el objeto en la parte superior izquierda representa media barra de control.

En la figura 3.2.6 se observa un diagrama de la carga inicial de combustible [46] de la CNLV la cual presenta 3 tipos distintos de ensambles de combustible, cada uno asociado a un porcentaje de enriquecimiento de ^{235}U y es representado por un color: rojo 0.711 % (uranio natural), azul 1.78 % y amarillo 2.19 %.

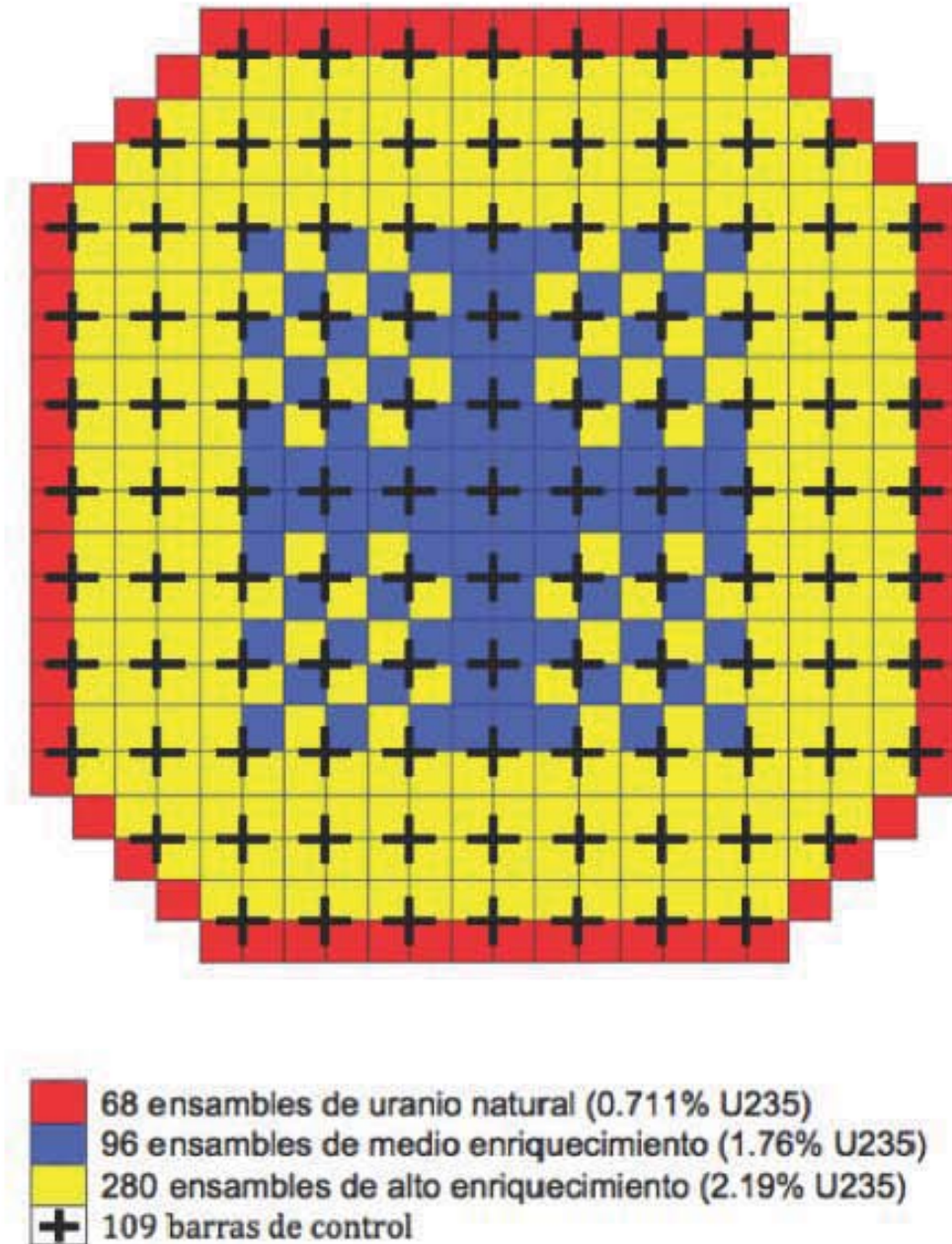


Figura 3.2.6: Carga inicial del combustible de uno de los reactores de la CNLV.

3.3. El futuro de la energía nuclear en nuestro país.

Existen proyectos por parte del gobierno de México para la expansión de la energía nuclear en el país, sobre todo para reducir la dependencia del gas natural, pero también para reducir las emisiones de carbono al ambiente.

En mayo de 2010 la CFE planteó varios escenarios para la nueva capacidad de generación de energía entre los años 2019 a 2028, que van desde una fuerte dependencia de las plantas eléctricas a base de carbón para satisfacer la creciente demanda, a un escenario de bajas emisiones de carbono que pone en la mira grandes inversiones en la industria de energía nuclear y energía eólica.

Bajo el escenario más agresivo, hasta diez centrales nucleoelectricas serían construidas de modo que la energía nuclear suministrara casi un cuarto de las necesidades energéticas de la nación en 2028.

En 2010 la CFE planeaba la construcción de seis a ocho unidades[56] de 1400 MWe, las primeras dos, en Laguna Verde. En 2012 el gobierno empezó a considerar la construcción de estas dos nuevas unidades en Laguna Verde como un primer paso en la expansión de la capacidad nuclear para el año 2026.

Otro proyecto a largo plazo es el uso de reactores pequeños IRIS² para proporcionar energía y desalinizar agua de mar para uso agrícola. El ININ ha presentado previamente ideas para una planta nuclear que consta de tres reactores IRIS compartiendo una corriente de agua de mar para refrigeración y desalinización. Con siete unidades de desalinización por ósmosis-inversa atendidas por los reactores, sería posible producir 140 000 m³ de agua potable diariamente [55].

Sin embargo, en particular en nuestro país, el uso de la energía nuclear es una decisión del congreso y del poder ejecutivo, que involucra una gran cantidad de restricciones políticas. Por lo tanto es muy importante hacer conciencia en todos los sectores de la población para proceder en un futuro próximo con una nueva expansión de la energía nuclear en México.

²*International Reactor Innovative and Secure*, es un reactor de agua ligera presurizada (PWR) diseñado por un consorcio internacional liderado por *Westinghouse Electric Company*, de tamaño mediano (335 MWe). Aunque aun se encuentra en una fase preliminar de desarrollo se prevee que el proyecto se finalice en 2015.

Capítulo 4

El flujo de antineutrinos producido por la CNLV

4.1. Cálculo del número de eventos a partir del flujo de antineutrinos

Como se mencionó anteriormente en la sección 2.1.3, durante los procesos de fisión de los 4 isótopos principales en un reactor nuclear se producen decaimientos Beta ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$), que son procesos en donde se emiten antineutrinos. La energía liberada por fisión, el número de antineutrinos emitidos y su energía promedio dependen directamente del isótopo del cual provienen. Gracias a esto se puede obtener una técnica indirecta para evaluar la cantidad de combustible dentro del reactor, midiendo el número de antineutrinos producidos que llegan a un detector. A continuación se estudiará el número de interacciones (eventos) de decaimiento Beta inverso ($\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$) que se espera ocurran dentro de un volumen de plástico centellador de polivinil tolueno (PVT).

Consideremos ahora a los antineutrinos $\bar{\nu}_e$ que se emiten por uno de los reactores de la CNLV. El flujo Φ_i de antineutrinos (número de $\bar{\nu}_e$ por unidad de energía por unidad de tiempo por unidad de área) se puede calcular, a partir del espectro de energía $S_i(E_{\bar{\nu}})$ de los antineutrinos por cada isótopo i , (donde i equivale a cada uno de los isótopos fisibles principales del núcleo del reactor: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu) y las tasas de fisión $f_i(t)$ (o *fission rates*), es decir el número de fisiones por segundo asociadas a cada uno de los 4 isótopos principales en el reactor. Para obtener las tasas de fisión se utilizó el programa de simulación DRAGON, el cual se describe en la sección 4.2.

Suponiendo que los neutrinos son emitidos de manera isotrópica, tomando una esfera de radio R , el flujo al tiempo t para cada uno de los isótopos i es calculado como:

$$\Phi_i(E_{\bar{\nu}}, t) = \frac{1}{4\pi R^2} S_i(E_{\bar{\nu}}) f_i(t), \quad (4.1.1)$$

con R la distancia [cm] del núcleo del reactor al detector (en este trabajo se tomó una distancia 100 m). $S_i(E_{\bar{\nu}})$ que está definido en función de la energía del antineutrino $E_{\bar{\nu}}$ incidente tiene unidades [MeV^{-1} fisión $^{-1}$] y $f_i(t)$ tiene unidades de [fisiones/s].

El número de eventos ($\Delta N_{\text{ev}(i)}$) o interacciones por unidad de tiempo para los neutrinos provenientes de los productos de fisión de cada isótopo i en el intervalo de energía del antineutrino se obtiene multiplicando el flujo Φ_i por la sección eficaz $\sigma(E_{\bar{\nu}})$ del Decaimiento Beta Inverso [cm^2] y por el número de blancos en el objetivo, es decir el número de protones N_p que habrá en el plástico centellador, e integrando desde una energía mínima E_{min} hasta una máxima E_{max} del antineutrino.

$$\frac{\Delta N_{\text{ev}(i)}}{\Delta t} = N_p \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} \Phi_i(E_{\bar{\nu}}, t) \sigma(E_{\bar{\nu}}) dE_{\bar{\nu}}. \quad (4.1.2)$$

Para neutrinos que provienen de reactores nucleares, la E_{min} es un threshold¹ de 1.8 MeV (ver sección 1.4) y generalmente se toma como E_{max} hasta 10 MeV.

Se puede decir entonces que el número de eventos para cada isótopo (ec. 4.1.2) es:

$$N_{ev(i)} = N_p \frac{\Delta t}{4\pi R^2} \int_{E_{min}}^{E_{max}} S_i(E_{\bar{\nu}}) f_i(t) \sigma(E_{\bar{\nu}}) dE_{\bar{\nu}}, \quad (4.1.3)$$

donde Δt es un tiempo de exposición pequeño comparado con la escala de tiempo en la que cambian apreciablemente las tasas de fisión $f_i(t)$. Para calcular sobre tiempos más largos, se requiere hacer una integral.

Finalmente el número de eventos totales es igual a la suma de los eventos para cada isótopo:

$$N_{ev (total)} = \sum_{i=1}^4 N_{ev(i)} \quad (4.1.4)$$

4.2. Simulación usando DRAGON

4.2.1. ¿Qué es DRAGON?

Las simulaciones de reactores nucleares deben resolver ecuaciones de transporte de neutrones. El paquete de simulación de código abierto DRAGON² permite analizar el comportamiento de neutrones para ensambles individuales en un reactor con geometrías bidimensionales, ya sean cartesianas, hexagonales, o circulares. También se puede lograr simular todo el núcleo usando el programa complementario DONJON.

Para permitir la solución directa de estas ecuaciones, se requiere una descripción detallada del diseño del reactor y condiciones de operación durante un periodo de tiempo dado. La solución es usada para determinar la evolución de la composición del combustible de acuerdo a las ecuaciones de Bateman que son un conjunto de ecuaciones que dan el número de átomos de cada núclido, en una cadena de decaimiento radiactivo, producidos después de un tiempo específico, cuando un número específico de átomos del núclido padre son presentados.

La finalidad de hacer la simulación en DRAGON para esta tesis es obtener las tasas de fisión o *fission rates* f_i de cada uno de los 4 isótopos principales del núcleo del reactor: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu .

4.2.2. Parámetros de la simulación

Para realizar la simulación, es necesario tener información sobre las características del núcleo del reactor, en la tabla 4.2.1 se describen todos los parámetros utilizados dentro del código. Algunos de estos valores se tomaron como referencia de un trabajo previo [57] realizado para un reactor tipo PWR por el Dr. Christopher Jones del MIT.

¹Es la energía necesaria para que ocurra un proceso, en este caso el decaimiento Beta inverso

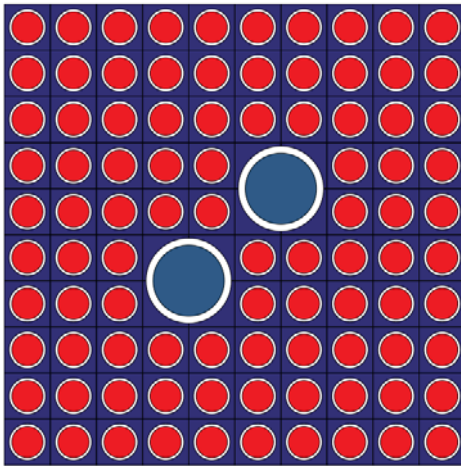
²Descarga gratuita: <http://www.polytml.ca/nucleaire/DRAGON/en/download/index.php>

Potencia térmica (de cada reactor)	2027 MWt
Potencia efectiva (de cada reactor)	20.43 MW/Ton
Moderador	Agua desmineralizada
*Temperatura	600 K
Densidad	0.7200768 g/cm ³
Refrigerante	Agua desmineralizada
*Temperatura	400 K
Densidad	0.7200768 g/cm ³
Ensamblados en el núcleo	444
Ensamblados rojos	68
Ensamblados azules	96
Ensamblados amarillos	280
Medidas celda de combustible	1.2954 cm x 1.2954 cm
Barras de combustible por ensamble	92
Composición	UO ₂ /UO ₂ -Gd ₂ O ₃
Encamisado	Zircaloy 2
Densidad Zircaloy	5.821341 g/cm ³
Temperatura Zircaloy	600 K
*Temperatura combustible	900 K
Densidad combustible	10.079 g/cm ³
Radio barra de combustible	0.43815 cm
Radio encamisado zircaloy	0.51310 cm
Altura de cada barra	400 cm
Tuberías para refrigerante por ensamble	2
Composición	Zircaloy 2
Radio tubería (ocupado por agua)	1.0 cm
Radio tubería (ocupado por zircaloy)	1.2 cm

Tabla 4.2.1: Parámetros referentes al núcleo de la CNLV utilizados en la simulación con DRAGON. Los valores para las temperaturas marcadas con un asterisco se utilizaron en el código de simulación, sin embargo tiempo después se encontraron datos específicos para la CNLV: Moderador 557K; refrigerante 367K; combustible 1480K. Se hicieron simulaciones con estos nuevos valores, sin embargo no se encontró una diferencia notable en los resultados por lo que se decidió continuar con los números originales.

4.2.3. Ensamblados de combustible usados en la simulación

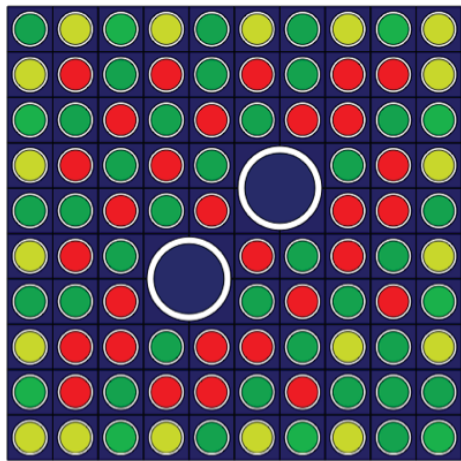
Un aspecto muy importante de la simulación con DRAGON es especificar la geometría de los ensamblados de combustible. Como se observa en la figura 3.2.6 existen 3 tipos de ensamblados en el núcleo del reactor de la CNLV, cada uno con un enriquecimiento distinto de ²³⁵U y representados por un color para distinguirlos fácilmente: rojo 0.711 % (uranio natural), azul 1.78 % y amarillo 2.19 %. No fue posible obtener información detallada y actual sobre la disposición de las barras de combustible para cada uno de estos ensamblados, así que se hicieron propuestas de estos arreglos (figura 4.2.1) para poder integrarlas a la simulación, en las tablas 4.2.2, 4.2.3 y 4.2.4 se da la composición isotópica de cada barra de combustible, los datos se encuentran redondeados, para más detalle véase el Apéndice B, en donde se describe el código completo utilizado en la simulación. Un detalle importante es que en esta simulación se hizo la suposición de que la cantidad de plutonio en el reactor al inicio del ciclo de operación es cero.



(a) Ensamble rojo

C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0
C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0
C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0
C0	C0	C0	C0	C0			C0	C0	C0
C0	C0	C0	C0	C0			C0	C0	C0
C0	C0	C0			C0	C0	C0	C0	C0
C0	C0	C0			C0	C0	C0	C0	C0
C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0
C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0
C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0

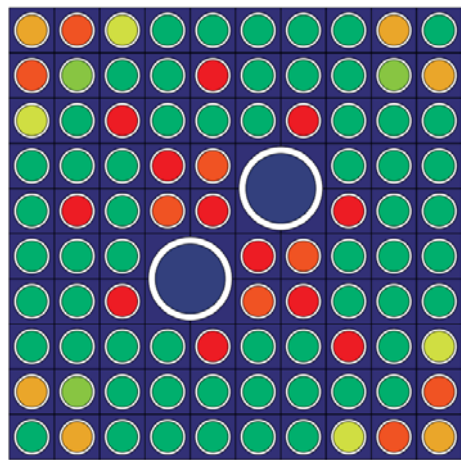
(b) Nomenclatura utilizada en el código



(c) Ensamble amarillo

C0	C2	C1	C2	C0	C2	C0	C2	C1	C2
C2	CG	C0	CG	C0	CG	C0	CG	CG	C2
C1	C0	CG	C0	CG	C0	CG	CG	C0	C1
C2	CG	C0	CG	C0			C0	CG	C2
C0	C0	CG	C0	CG			CG	CG	C0
C2	CG	C0			CG	C0	CG	C0	C2
C0	C0	CG			C0	CG	C0	CG	C1
C2	CG	CG	C0	CG	CG	C0	C2	C0	C2
C1	CG	C0	CG	CG	C0	CG	C0	C0	C0
C2	C2	C1	C2	C0	C2	C1	C2	C0	C1

(d) Nomenclatura utilizada en el código



(e) Ensamble azul

C5	C6	C4	C0	C0	C0	C0	C0	C5	C0
C6	C3	C0	C0	CG	C0	C0	C0	C3	C5
C4	C0	CG	C0	C0	C0	CG	C0	C0	C0
C0	C0	C0	CG	C6			C0	C0	C0
C0	CG	C0	C6	CG			CG	C0	C0
C0	C0	C0			CG	C6	C0	C0	C0
C0	C0	CG			C6	CG	C0	C0	C0
C0	C0	C0	C0	CG	C0	C0	CG	C0	C4
C5	C3	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C0	C6
C0	C5	C0	C0	C0	C0	C0	C4	C6	C5

(f) Nomenclatura utilizada en el código

Figura 4.2.1: Disposición de barras de combustible para los 3 tipos de ensamble que componen el núcleo de la CNLV. La composición isotópica inicial de las barras para cada ensamble se muestra en las tablas 4.2.2 a 4.2.4. Nótese que inicialmente ninguna barra tiene Pu. Las figuras (a), (c) y (e) fueron generadas con DRAGON

Tipo de barra	Cantidad	^{234}U (%)	^{235}U (%)	^{238}U (%)	O_{16} (%)	Gd (%)
C0	92	0.005	0.627	87.517	11.852	-

Tabla 4.2.2: Composición de barras de combustible para el ensamble rojo. Barras de UO_2 con un enriquecimiento de 0.711 % de ^{235}U (respecto al total de Uranio).

Tipo de barra	Cantidad	^{234}U (%)	^{235}U (%)	^{238}U (%)	O_{16} (%)	Gd (%)
C0	34	0.005	0.627	87.517	11.852	-
C1	9	0.029	1.763	86.356	11.852	-
C2	19	0.029	2.116	86.003	11.852	-
CG	30	0.028	3.142	79.691	11.933	5.206

Tabla 4.2.3: Composición de barras de combustible para el ensamble amarillo. Barras de UO_2 y $\text{UO}_2\text{-Gd}_2\text{O}_3$ con un enriquecimiento promedio total de de 2.19 % de ^{235}U (respecto al total de Uranio). Las barras con Gd tienen un enriquecimiento de 5.2 % (respecto al total) y 3.792 % (respecto a los Uranios).

Tipo de barra	Cantidad	^{234}U (%)	^{235}U (%)	^{238}U (%)	O_{16} (%)	Gd (%)
C0	59	0.005	0.627	87.517	11.852	-
C3	3	0.029	2.468	85.651	11.852	-
C4	4	0.029	2.821	85.298	11.852	-
C5	6	0.029	3.173	84.945	11.852	-
C6	8	0.029	3.482	84.637	11.852	-
CG	12	0.028	3.142	79.691	11.933	5.206

Tabla 4.2.4: Composición de barras de combustible para el ensamble azul. Barras de UO_2 y $\text{UO}_2\text{-Gd}_2\text{O}_3$ con un enriquecimiento promedio total de de 1.76 % de ^{235}U (respecto al total de Uranio). Las barras con Gd tienen un enriquecimiento de 5.2 % (respecto al total) y 3.792 % (respecto a los Uranios).

Los resultados de las tasas de fisión para el núcleo completo de reactor, durante un periodo de evolución de 400 días se muestran en la sección 5.2. En el Apéndice B se presentan los códigos utilizados en la simulación. Fue necesaria una modificación³ al programa DRAGON (Versión 3.06H) hecha por un grupo de trabajo del MIT. En esta tesis se aplicó al reactor BWR de la CNLV el código previamente escrito por Christopher Jones (MIT) que fue necesario para calcular las tasas de fisión de un reactor tipo PWR [57].

4.3. Proceso de detección

Como los neutrinos y antineutrinos no poseen carga eléctrica, pueden recorrer grandes distancias sin que sus trayectorias se vean afectadas debido a campos electromagnéticos, además su interacción con la materia es extraordinariamente débil. La detección de antineutrinos se logra con la ayuda de materiales centelleadores a través de la reacción de decaimiento beta inverso (D.B.I), descrita anteriormente en sección 1.4.

³Esta modificación a DRAGON para obtener tasas de fisión puede consultarse en <http://dspace.mit.edu/handle/1721.1/70045> e incluye un pequeño tutorial sobre el código.

La interacción entre una partícula cargada, en este caso el positrón emitido en la reacción de decaimiento y los electrones del material, ocasionan que haya una aniquilación de pares electrón-positrón (ec 4.3.1) emitiendo dos rayos gamma que depositan 1.022 MeV de energía en el detector [54], esta interacción que ocurre aproximadamente en 1 ns, se conoce como al deposición de energía “rápida”. Por otro lado los neutrones después de un proceso de termalización, es decir cuando se encuentran en equilibrio con los neutrones de su alrededor, pueden ser capturados en un material dopante como el gadolinio (Gd), (ec. 4.3.2) el cual al desexcitarse, libera 8 MeV de energía después de un tiempo que va de unos 30 μs a 100 μs dependiendo de la cantidad de dopaje, a través de una cascada de rayos gamma resultante de la captura, a esta respuesta en el detector se le conoce como deposición de energía “retardada”. Esta separación en el tiempo, entre deposición de energía rápida y retardada sigue una distribución exponencial. En conjunto, a estas deposiciones se les conoce como eventos *correlacionados*, lo que significa que el mismo proceso físico genera ambas interacciones y que se producen en un tiempo cercano con respecto a la mayoría de las otras interacciones que tienen lugar en el detector.

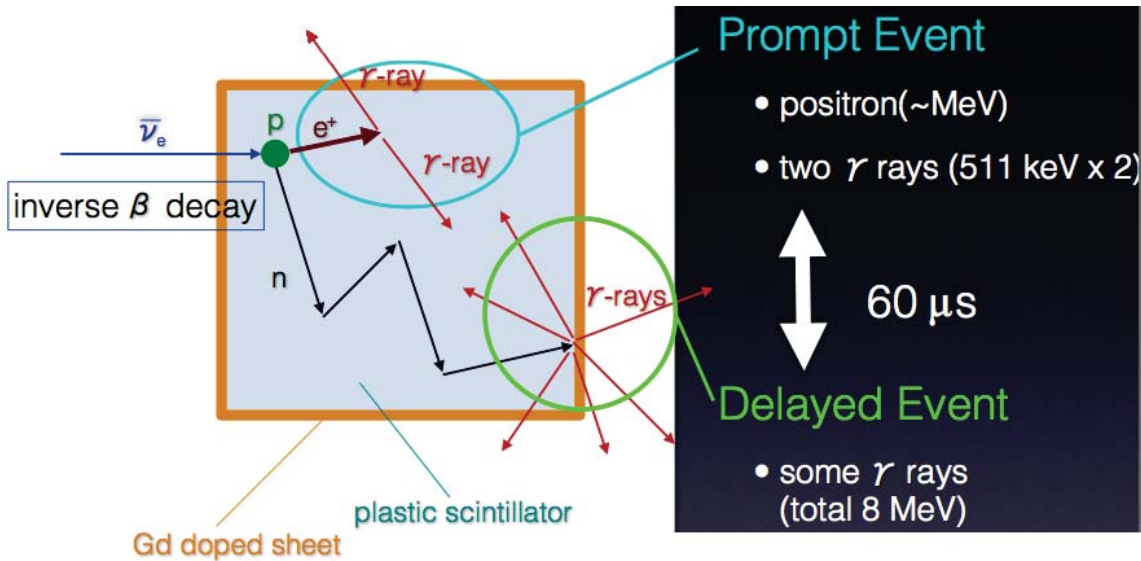
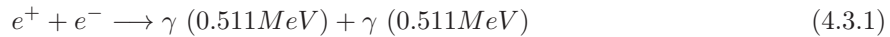


Figura 4.3.1: Proceso de detección de antineutrinos en un plástico centellador. Tomada de [58]

Otros mecanismos distintos al decaimiento beta inverso pueden crear eventos correlacionados, por ejemplo neutrones muogénicos (cuando muones son absorbidos por el núcleo y emiten neutrones) pueden dispersar protones en el centellador, dando lugar a una pronta deposición de energía, y luego ser capturados por el Gadolinio con la misma distribución temporal que sucede con los decaimientos beta inverso, estos eventos son conocidos como eventos correlacionados de *background*. El detector también registra eventos no relacionados de background, como pueden ser coincidencias aleatorias entre dos deposiciones de energía de decaimientos naturales de radionúclidos y otras fuentes.

En un detector de plásticos centelladores típico, por ejemplo PVT con cristales centelladores orgánicos, todas estas deposiciones de energía producen fotones visibles ($\lambda \sim 450\text{nm}$) que llegan hacia un fotomultiplicador acoplado en su extremo, que finalmente producirá un pulso de voltaje. Este acoplamiento debe asegurar una eficiente transmisión entre la señal luminosa desde el centellador hacia el fotomultiplicador a la vez que debe cerciorarse que no ingrese luz proveniente del exterior.

4.4. Detector de plásticos centelladores

Un grupo de trabajo del ICN-UNAM⁴ desarrolla actualmente un prototipo de detector de antineutrinos que estará formado por 100 barras de plástico centellador de Polivinil Tolueno (PVT) con un peso total de 1 tonelada, en una estructura de 1 m³. Cada una de las barras estará envuelta en papel recubierto con pintura⁵ de Gadolinio, con una densidad de al menos 8 mg/cm² de Gadolinio atómico (como lo usado en el experimento KARMEN [59]). Cada barra tiene conectado un fotomultiplicador en cada extremo que recibe la señal que posteriormente será analizada por un sistema de adquisición de datos. La masa principal del detector está rodeada de un escudo de veto activo compuesto de paletas de plástico centellador. Este tipo de arreglo puede alcanzar una eficiencia de rechazo de muones cosmogénicos superior al 95.5%. El detector se encuentra sobre una estructura de soporte con ruedas. En la figura 4.4.1 se muestra el diseño del detector, generado con el paquete de geometría del software ROOT⁶.



(a)

Figura 4.4.1: Diseño del detector de antineutrinos hecho por el grupo de trabajo del laboratorio de detectores del ICN. Se puede observar el arreglo de 10×10 barras de plástico centellador y los fotomultiplicadores conectados en cada extremo de las barras.

Como ya se mencionó, los antineutrinos serán detectados mediante la reacción de decaimiento beta inverso (D.B.I) y para obtener el número de eventos es necesario conocer el número de blancos, en este caso protones, que habrá en 1 tonelada de plástico centellador. Esta cantidad se calcula de la siguiente manera: en las hojas de especificaciones del plástico [60] dadas por el proveedor se indica la densidad del PVT: $\rho_{PVT} = 1.032 \text{ g/cm}^3$. Con esto se puede obtener el volumen que ocupa 1 tonelada de plástico: $V = 9.69 \times 10^5 \text{ cm}^3$. Igualmente en las especificaciones se cuenta con los siguientes datos: átomos de H: $5.23 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, átomos de C: $4.74 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, luego entonces, el número de átomos de Hidrógeno en el volumen requerido es de: 5.07×10^{28} átomos (H) y el número de átomos de Carbono es de: 4.59×10^{28} átomos (C). Finalmente se multiplica el número de átomos por el número de protones Z que hay en cada átomo de cada elemento ($Z_H = 1$, $Z_C = 6$) obteniendo: 5.07×10^{28} protones de

⁴Laboratorio de Detectores del Instituto de Ciencias Nucleares.

⁵Mezcla de Gd₂O₃ con pintura acrílica blanca.

⁶<http://root.cern.ch/drupal/>

Hidrógeno y 2.75×10^{29} protones de Carbono. Sumándolos da un total de 3.26×10^{29} protones en 1 tonelada de plástico centellador de PVT.

Los datos en este caso serán procesados a través de un sistema de adquisición de datos NIM/VME y analizados a través del software MIDAS (Maximum Integrated Data Acquisition System).

4.4.1. Ubicación

Se pretende que el detector sea colocado a una distancia de 100 metros de ambos reactores de la CNLV, en la figura 4.4.2(a) y (b) se muestra el posible lugar de ubicación del detector. Además en la figura 4.4.2(b) se muestran otras ubicaciones posibles a 70m y 75m de distancia.

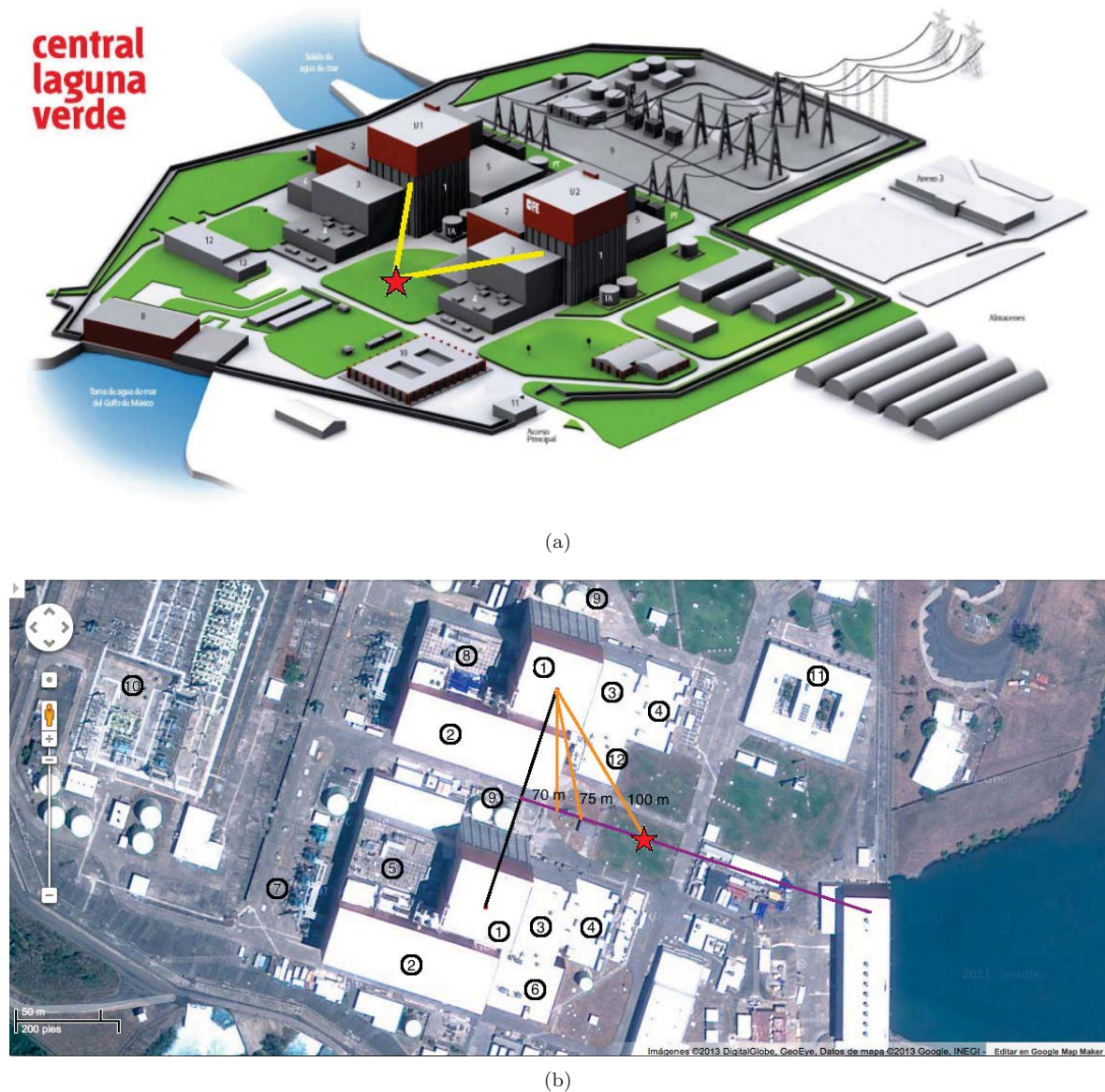


Figura 4.4.2: (a) Esquema de la CNLV, el lugar marcado con una estrella roja es un posible lugar para la ubicación del detector. (b) Vista aérea de la central, usando Google Maps, el mismo lugar se marca de nuevo con una estrella. La línea morada está a la misma distancia de los dos edificios del reactor.

Una localidad bajo tierra entre 5m y 10m ayudará a reducir el flujo de muones cosmogénicos significativamente, disminuyendo así el ruido en el detector.

4.4.2. Eficiencia

El número de interacciones (eventos) de decaimiento beta inverso que se espera ocurran dentro del volumen del plástico centellador no serán detectados al 100 % debido a pérdidas de información por los sistemas electrónicos, así que sólo se observará una fracción del total de eventos. En esta tesis se supondrán distintas eficiencias en el detector (30, 20 y 5 %), aunque un detector similar PANDA [39],[58], que igualmente utiliza barras de plástico centellador reporta eficiencias de 11.6 % para el detector completo (1 tonelada) y 4 % para su detector prototipo Lesser PANDA (160 kg de plástico centellador).

Eventualmente se desea un remplazo de la envoltura de gadolinio por un dopaje en bulto del plástico, varios grupos en el mundo en particular un grupo de la Universidad Autónoma de Sinaloa han demostrado que se puede lograr este dopaje del orden de hasta 0.3 % de Gadolinio atómico y con eso podría aumentarse la eficiencia hasta un 30 %.

Capítulo 5

Resultados y Discusión

5.1. Espectro de energía de antineutrinos

El espectro de energía de antineutrinos $S_i(E_{\bar{\nu}})$ utilizado en esta tesis es una combinación de datos recientes de dos autores: M. Fallot (para 1.8 MeV) y Th. A. Mueller (de 2 MeV en adelante). La incertidumbre para el punto de 1.8 MeV tomado de los datos de M. Fallot [61] no se incluía en el artículo del cual fue extraído así que se usó la misma incertidumbre del punto para 2 MeV que dicta el artículo de A. Mueller [62]. El espectro completo formado a partir de los datos de ambos autores en el intervalo de 1.8 a 8 MeV se muestra en la figura 5.1.1.

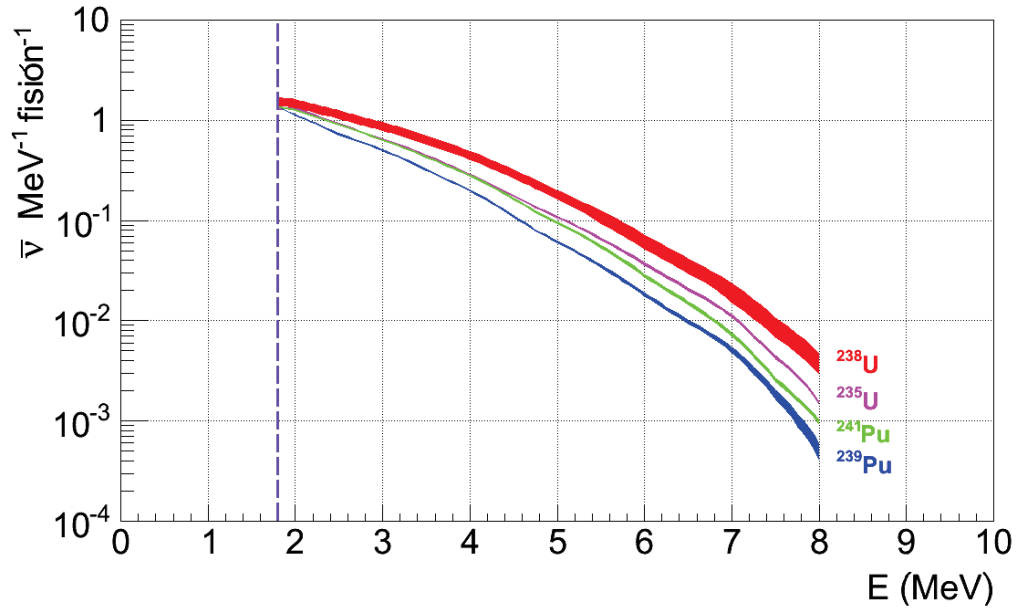


Figura 5.1.1: Espectro de energía de antineutrinos emitido por cada fisión de un núcleo de ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu . La línea punteada en 1.8 MeV indica el umbral de energía para el D.B.I.

Integrando las curvas de la figura 5.1.1 en el rango de Energía de 1.8 a 8 MeV se obtiene el número de antineutrinos liberados por fisión:

Isótopo	$\bar{\nu}$ /fis
^{235}U	2.10
^{238}U	2.77
^{239}Pu	1.68
^{241}Pu	2.05

Tabla 5.1.1: Antineutrinos liberados por fisión para cada uno de los 4 isótopos principales (de 1.8 a 8 MeV), resultado de integrar las curvas de la figura 5.1.1.

5.2. Normalización de tasas de fisión.

La simulación con DRAGON genera los valores de tasas de fisión para cada uno de los cuatro isótopos fisibles en el núcleo del reactor, cabe destacar que cada uno de los tres códigos (descritos en el apéndice B) arroja resultados para un solo ensamble de combustible correspondiente a ese color (asignado en la figura 3.2.6), por lo que se hizo la suma del número correspondiente de ensambles totales para obtener los datos del núcleo del reactor completo. Las tasas de fisión fueron normalizadas basándose en un cálculo sencillo, a continuación se describe a detalle cómo se realizó este ajuste.

El primer paso es calcular el número de antineutrinos emitidos por segundo $N_{\bar{\nu}}$ [s^{-1}], para esto se requiere conocer:

- la potencia térmica de cada reactor: $P_{th} = 2027 \text{ MW}_{th} = 2027 \times 10^6 \text{ J/s}$
- la energía promedio liberada por fisión: $\langle E_{1-fis} \rangle \sim 200 \text{ MeV/fisión} = 3.204 \times 10^{-11} \text{ J/fisión}$
- el número de antineutrinos liberados por fisión con $E_{\bar{\nu}} > 1.8 \text{ MeV}$ (tomando el promedio de los valores de la tabla 5.1.1): $N_{\bar{\nu}} [\text{fis}^{-1}] = 2.15 \bar{\nu}/\text{fis}$

Entonces:

$$N_{\bar{\nu}}[\text{s}^{-1}](\text{teórico}) = \frac{P_{th}}{\langle E_{1-fis} \rangle} \times N_{\bar{\nu}}[\text{fis}^{-1}] = 1.36 \times 10^{20} \bar{\nu}/\text{s} \quad (5.2.1)$$

Para 1 GW_{th} de potencia:

$$N_{\bar{\nu}}[\text{s}^{-1}\text{GW}_{th}^{-1}] = \frac{1.36 \times 10^{20} \bar{\nu}/\text{s}}{2.027 \text{GW}_{th}} = 6.71 \times 10^{19} \frac{\bar{\nu}}{\text{sGW}_{th}} \quad (5.2.2)$$

Por otro lado el número de antineutrinos por segundo puede ser calculado de la siguiente manera:

$$N_{\bar{\nu}}[\text{s}^{-1}] = \sum_{i=1}^4 \int S_i(E_{\bar{\nu}}) f_i(t) dE_{\bar{\nu}} \quad (5.2.3)$$

donde $S_i(E_{\nu})$ es el espectro de energía de cada uno de los 4 isótopos (figura 5.1.1) y $f_i(t)$ es la tasa de fisión a un tiempo dado obtenida con DRAGON, en este caso se tomó $t=5$ días.

Igualando las ecuaciones 5.2.1 y 5.2.3 se introduce una constante de normalización K :

$$N_{\bar{\nu}}[\text{s}^{-1}](\text{teórico}) = K \sum_{i=1}^4 \int S_i(E_{\bar{\nu}}) f_i(t = 5\text{días}) dE_{\bar{\nu}} \quad (5.2.4)$$

Entonces simplemente la constante de normalización adimensional será:

$$K = \frac{1.36 \times 10^{20} \bar{\nu}/\text{s}}{\sum_{i=1}^4 \int S_i(E_{\bar{\nu}}) f_i(t = 5\text{días}) dE_{\bar{\nu}}} \quad (5.2.5)$$

Como los valores de las tasas de fisión se toman fijos para el día $t=5$, pueden salir de la integral en el denominador de la ecuación 5.2.5, y multiplicarse directamente por los valores de la tabla 5.1.1, sumando finalmente los 4 isótopos.

Los valores para las tasas de fisión que corresponden a cada isótopo para el día 5 se muestran en la tabla 5.2.1 y fueron obtenidos directamente de los resultados arrojados por la simulación con DRAGON. Introduciendo estos valores, más los anteriormente mencionados, se obtiene una constante de normalización $K=12.741425$, así, las tasas de fisión normalizadas serán:

$$f_{i(\text{Norm})}(t) = K f_{i(\text{DRAGON})}(t) \quad (5.2.6)$$

i	Isótopo	$f_i(t = 5\text{d})$ [fis/s]
1	^{235}U	3.982848×10^{18}
2	^{238}U	7.829149×10^{17}
3	^{239}Pu	7.751309×10^{16}
4	^{241}Pu	5.679727×10^{12}

Tabla 5.2.1: Tasas de fisión obtenidas con DRAGON al día 5 utilizadas para calcular el parámetro de normalización en la ecuación 5.2.5.

En la figura 5.2.1 se presentan las tasas de fisión normalizadas para cada uno de los isótopos fisibles principales en intervalos de 5 días formando un ciclo completo de 400 días de operación de uno de los dos reactores tipo BWR-5 de la CNLV con una potencia de $2027 \text{ MW}_{\text{th}}$ cada uno. La proporción relativa de estas tasas de fisión, en especial el ^{241}Pu , difiere significativamente de las que algunos grupos han reportado para reactores de agua presurizada (PWR), ver sección 2.4. Es posible que esta diferencia con respecto a los PWR se deba a la suposición que se hizo sobre la composición de la carga inicial de combustible del reactor, en la que la cantidad de Pu al comienzo del ciclo de operación es cero. Es más realista considerar que entre dos recargas de combustible habrá un remanente de Pu en los ensambles que conforman el núcleo. Dado que la normalización de las tasas de fisión se impuso de acuerdo a la potencia térmica (P_{th}) esperada, esto no afecta los resultados de esta tesis de manera importante. Se trabajará en la verificación de los resultados de la figura 5.2.1 con otras herramientas de simulación (MURE). Este trabajo excede el alcance de esta tesis.

Usando estas tasas de fisión (figura 5.2.1) y el espectro de energía de antineutrinos (figura 5.1.1) se obtiene el número de antineutrinos emitidos isotrópicamente por segundo (figura 5.2.2) durante un ciclo completo de operación de uno de los reactores de la CNLV para ciertos días, como se describe en la ecuación 5.2.3. En la tabla 5.2.2 se enlistan los datos relacionados a esta gráfica con sus incertidumbres, se asoció un 5% de error en la potencia térmica del reactor $\delta(P_{\text{th}})$ y un error $\delta(S(E_{\bar{\nu}}))$ proveniente del espectro de energía de antineutrinos de la figura (5.1.1), el error total es la suma en cuadratura de los dos errores anteriores mencionados.

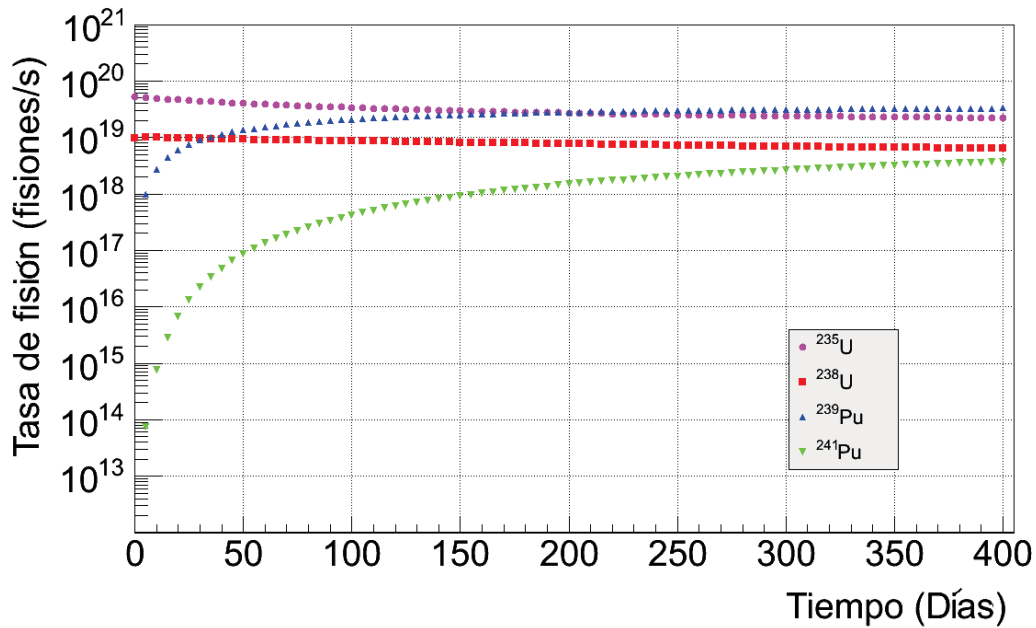


Figura 5.2.1: Tasas de fisión (normalizadas) obtenidas con la simulación en DRAGON para los 4 isótopos fisibles en los 444 ensambles de combustible (ver figura 3.2.6) que conforman el núcleo de un reactor tipo BWR-5 con una potencia de $2.027 \text{ GW}_{\text{th}}$ como el de la CNLV. Para cálculos posteriores se considera un 5% de incertidumbre en el valor de la potencia térmica del reactor.

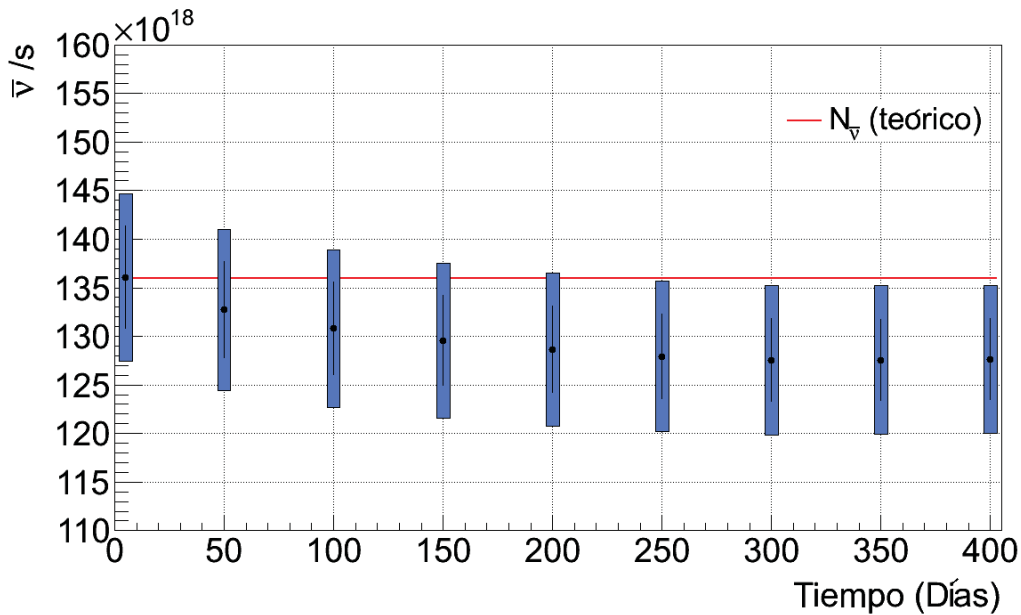


Figura 5.2.2: Número de antineutrinos con energías mayores a 1.8 MeV emitidos isotrópicamente para un reactor típico de la CNLV de 2.027 GW de potencia térmica como el que se menciona en la sección 3.2. La barra negra corresponde a la incertidumbre $\delta(S(E_{\bar{\nu}}))$, el error total (franja azul) es el error asociado al espectro de energía $\delta(S(E_{\bar{\nu}}))$ más un 5% de error en la potencia térmica, la línea roja representa el número de antineutrinos calculado en la ec. 5.2.1.

Día	$N_{\bar{\nu}}$ [$\times 10^{20}\text{s}^{-1}$]	$\delta(P_{th})$ [%]	$\delta(S(E_{\bar{\nu}}))$ [%]	$\delta(\text{total})$ [%]
5	1.361	5	3.886	6.333
50	1.327	5	3.764	6.259
100	1.308	5	3.670	6.202
150	1.296	5	3.588	6.154
200	1.286	5	3.506	6.107
250	1.279	5	3.429	6.063
300	1.275	5	3.363	6.026
350	1.275	5	3.313	5.998
400	1.276	5	3.283	5.981

Tabla 5.2.2: Número de antineutrinos por segundo emitidos por uno de los dos reactores típicos de la CNLV asociados a la figura 5.2.2 para un ciclo completo de operación.

5.3. Flujo de antineutrinos

Es posible calcular el flujo de antineutrinos (ec. 4.1.1) para distintos tiempos de evolución, a una distancia de 100 metros entre el detector y los reactores, usando el espectro de energía de antineutrinos $S(E_{\bar{\nu}})$ de la figura 5.1.1 y la tasas de fisión normalizadas de la figura 5.2.1. En las figuras 5.3.1 y 5.3.2, se muestran los flujos para cada uno de los elementos fisibles principales del núcleo de uno de los reactores de la CNLV a partir del día 5 y posteriormente en intervalos de 50 días, hasta completar un ciclo completo de 400 días. También se muestran los flujos totales (es decir, la suma de los 4 isótopos) para cada periodo de tiempo.

Cabe hacer notar que el combustible gastado es almacenado temporalmente en un lugar cercano al núcleo del reactor y tiene una muy pequeña contribución al flujo de antineutrinos, sin embargo esta contribución pertenece a una región de baja energía y no fue considerada para el cálculo en este trabajo.

Tres incertidumbres sistemáticas se asocian al cálculo del flujo de antineutrinos para un reactor típico de la CNLV: el error debido al espectro de energías de antineutrinos $\delta(S(E_{\bar{\nu}}))$ (figura 5.1.1) el cual fue obtenido directamente de [62], un error asociado a fluctuaciones en la potencia térmica del núcleo del reactor $\delta(P_{th})$ que se asumió del 5% y finalmente un error debido a extrapolar el punto en 1.8 MeV $\delta(\text{ext})$. El error total corresponde a la suma en cuadratura de estas incertidumbres.

Es posible observar en las gráficas del flujo (figs. 5.3.1 y 5.3.2) a lo largo de varios días que la cantidad de neutrinos proveniente de los productos de fisión del ^{235}U y ^{238}U casi no cambia mientras evoluciona el reactor, debido a que sus tasas de fisión (fig. 5.2.1) decrecen muy lentamente. Sin embargo el cambio en el flujo de antineutrinos que provienen de los productos de fisión de ^{239}Pu y ^{241}Pu aumenta notablemente en los primeros días de evolución del reactor y comienza a estabilizarse aproximadamente a mitad del ciclo, en el día 200.

Todos los datos asociados a estas gráficas (5.3.1 y 5.3.2) se muestran en las tablas C.0.1 a C.0.9 del Apéndice C así como las incertidumbres relativas totales. En las tablas 5.3.1 y 5.3.2 se hace un desglose de la contribución de los tres errores mencionados anteriormente, para cada uno de los 4 isótopos fisibles principales en el núcleo del reactor.

(a) ^{235}U				(b) ^{238}U			
Energía	$\delta(S(E_{\bar{\nu}}))$	$\delta(P_{th})$	$\delta(\text{total})$	Energía	$\delta(S(E_{\bar{\nu}}))$	$\delta(P_{th})$	$\delta(\text{total})$
[MeV]	[%]	[%]	[%]	[MeV]	[%]	[%]	[%]
1.800	2.100	5	15.265	1.800	10.077	5	13.722
2.048	2.100	5	5.423	2.048	10.077	5	11.249
2.296	2.100	5	5.423	2.296	10.088	5	11.259
2.544	2.100	5	5.423	2.544	10.089	5	11.260
2.792	2.100	5	5.423	2.792	10.093	5	11.263
3.040	2.100	5	5.423	3.040	10.120	5	11.288
3.288	2.126	5	5.433	3.288	10.163	5	11.326
3.536	2.300	5	5.504	3.536	10.171	5	11.334
3.784	2.300	5	5.504	3.784	10.291	5	11.441
4.032	2.331	5	5.517	4.032	10.389	5	11.529
4.280	2.600	5	5.636	4.280	10.460	5	11.594
4.528	2.600	5	5.636	4.528	10.515	5	11.643
4.776	2.617	5	5.643	4.776	10.592	5	11.712
5.024	2.800	5	5.731	5.024	10.764	5	11.868
5.272	2.869	5	5.765	5.272	11.305	5	12.362
5.520	3.819	5	6.291	5.520	15.922	5	16.689
5.768	4.100	5	6.466	5.768	16.241	5	16.994
6.016	4.100	5	6.466	6.016	16.647	5	17.381
6.264	4.100	5	6.466	6.264	17.054	5	17.772
6.512	4.100	5	6.466	6.512	17.554	5	18.252
6.760	4.100	5	6.466	6.760	18.258	5	18.930
7.008	4.100	5	6.466	7.008	22.811	5	23.352
7.256	4.105	5	6.469	7.256	22.860	5	23.401
7.504	4.400	5	6.660	7.504	22.725	5	23.269
7.752	4.401	5	6.661	7.752	22.925	5	23.464
8.000	4.700	5	6.862	8.000	24.084	5	24.597

Tabla 5.3.1: Incertidumbres asociadas al cálculo de flujo de antineutrinos provenientes de fisiones de ^{235}U y ^{238}U . El error debido al espectro de energías de antineutrinos $\delta(S(E_{\bar{\nu}}))$ (figura 5.1.1) [62] y el error asociado a la potencia térmica del núcleo del reactor $\delta(P_{th})$ sumados en cuadratura dan como resultado $\delta(\text{total})$, misma que corresponde a las tablas C.0.1 a C.0.9. El error total en 1.8 MeV incluye una incertidumbre $\delta(\text{ext})$ de 14.3% en (a) y un 7.9% en (b) debido a extrapolar el flujo en este punto.

(a) ^{239}Pu				(b) ^{241}Pu			
Energía	$\delta(S(E_{\bar{\nu}}))$	$\delta(P_{th})$	$\delta(\text{total})$	Energía	$\delta(S(E_{\bar{\nu}}))$	$\delta(P_{th})$	$\delta(\text{total})$
[MeV]	[%]	[%]	[%]	[MeV]	[%]	[%]	[%]
1.800	2.300	5	7.697	1.800	2.200	5	9.383
2.048	2.300	5	5.504	2.048	2.200	5	5.463
2.296	2.315	5	5.510	2.296	2.200	5	5.463
2.544	2.400	5	5.546	2.544	2.200	5	5.463
2.792	2.400	5	5.546	2.792	2.200	5	5.463
3.040	2.400	5	5.546	3.040	2.200	5	5.463
3.288	2.425	5	5.557	3.288	2.226	5	5.473
3.536	2.600	5	5.636	3.536	2.400	5	5.546
3.784	2.611	5	5.641	3.784	2.411	5	5.551
4.032	2.720	5	5.692	4.032	2.520	5	5.599
4.280	2.909	5	5.785	4.280	2.709	5	5.687
4.528	3.000	5	5.831	4.528	2.800	5	5.731
4.776	3.025	5	5.844	4.776	2.825	5	5.743
5.024	3.300	5	5.991	5.024	3.100	5	5.883
5.272	3.374	5	6.032	5.272	3.181	5	5.926
5.520	4.412	5	6.668	5.520	4.312	5	6.602
5.768	4.616	5	6.805	5.768	4.510	5	6.734
6.016	4.905	5	7.004	6.016	4.700	5	6.862
6.264	5.008	5	7.077	6.264	4.708	5	6.868
6.512	5.200	5	7.214	6.512	4.900	5	7.001
6.760	5.254	5	7.253	6.760	4.911	5	7.008
7.008	7.142	5	8.718	7.008	5.300	5	7.286
7.256	9.227	5	10.494	7.256	5.306	5	7.290
7.504	11.142	5	12.212	7.504	5.700	5	7.582
7.752	15.719	5	16.495	7.752	5.706	5	7.587
8.000	20.600	5	21.198	8.000	7.000	5	8.602

Tabla 5.3.2: Incertidumbres asociadas al cálculo de flujo de antineutrinos provenientes de fisiones de ^{239}Pu y ^{241}Pu . El error debido al espectro de energías de antineutrinos $\delta(S(E_{\bar{\nu}}))$ (figura 5.1.1) [62] y el error asociado a la potencia térmica del núcleo del reactor $\delta(P_{th})$ sumados en cuadratura dan como resultado $\delta(\text{total})$, misma que corresponde a las tablas C.0.1 a C.0.9. El error total en 1.8 MeV incluye una incertidumbre $\delta(\text{ext})$ de 5.4% en (a) y un 7.6% en (b) debida a extrapolar el flujo en este punto.

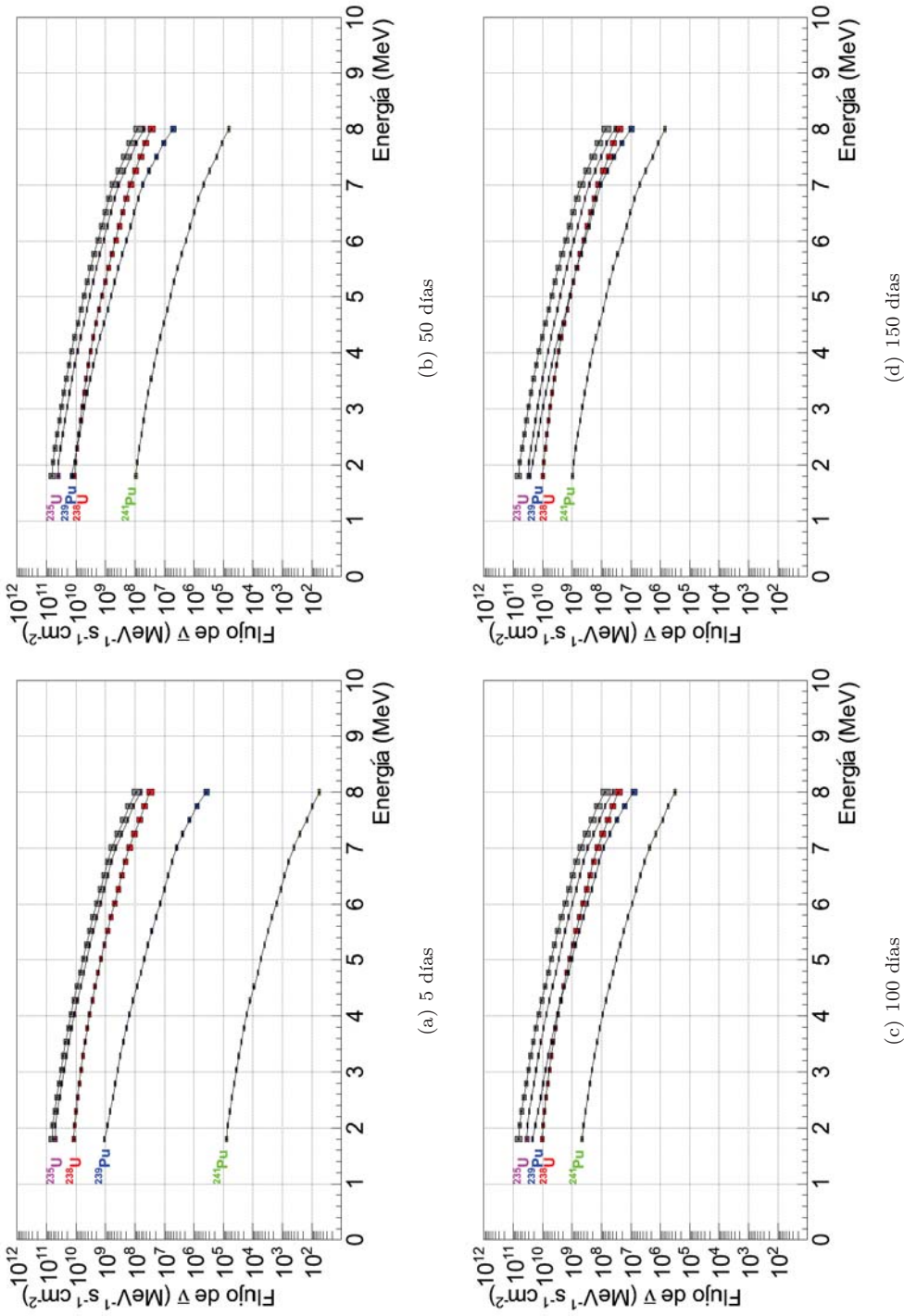


Figura 5.3.1: Flujo de antineutrinos producidos por las fisiones de los 4 isótopos principales a 100 metros de uno de los reactores BWR de 2.027 GW de potencia térmica para los días 5, 50, 100 y 150 de operación de la CNLV. La curva gris (en la parte superior) corresponde al flujo total en cada tiempo. Los datos de cada punto en estas gráficas se muestran en las tablas C.0.1 a C.0.4.

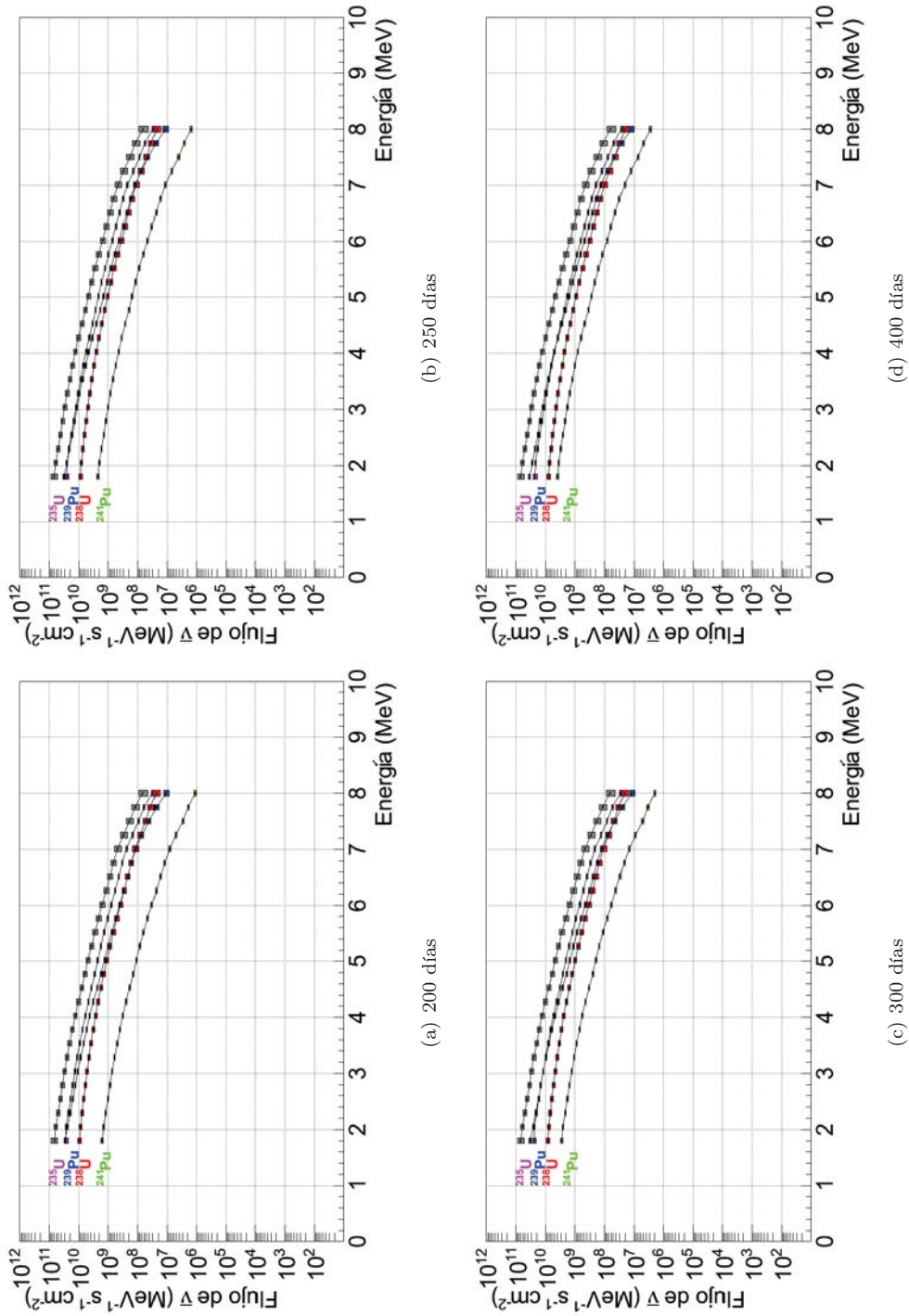


Figura 5.3.2: Flujo de antineutrinos producidos por las fisiones de los 4 isótopos principales a 100 metros de uno de los reactores BWR de 2.027 GW de potencia térmica para los días 200, 250, 300 y 400 de operación de la CNLV. La curva gris (en la parte superior) corresponde al flujo total en cada tiempo. El flujo para el día 350 es similar al del día 400 por lo que no se incluyó en esta figura. Los datos de cada punto en estas gráficas (y del día 350) se muestran en las tablas C.0.5 a C.0.9.

El flujo total de antineutrinos, es decir la suma del flujo proveniente de cada uno de los 4 isótopos fisibles para cada intervalo de tiempo, se muestra en las gráficas 5.3.1 y 5.3.2 como la curva superior de color gris en cada grupo de gráficas, en la figura 5.3.3 se presentan algunas de estas curvas en escala lineal para ciertos días de operación de uno de los reactores de la CNLV. A partir del día 200 de operación de los reactores se puede considerar que el flujo de antineutrinos es bastante estable, los valores para el flujo total en este día en particular se muestran en la tabla 5.3.3:

Energía [MeV]	Flujo [$\text{MeV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	$\delta(\text{sist})$ [%]
1.800	6.921E+10	7.241
2.048	6.192E+10	3.606
2.296	5.185E+10	3.623
2.544	4.304E+10	3.653
2.792	3.634E+10	3.665
3.040	3.052E+10	3.687
3.288	2.542E+10	3.718
3.536	2.066E+10	3.782
3.784	1.671E+10	3.820
4.032	1.336E+10	3.875
4.280	1.045E+10	3.971
4.528	8.026E+09	4.032
4.776	6.147E+09	4.095
5.024	4.841E+09	4.170
5.272	3.761E+09	4.273
5.520	2.871E+09	5.210
5.768	2.157E+09	5.360
6.016	1.584E+09	5.491
6.264	1.179E+09	5.621
6.512	8.900E+08	5.752
6.760	6.692E+08	5.910
7.008	4.752E+08	6.958
7.256	3.027E+08	7.404
7.504	1.881E+08	7.756
7.752	1.210E+08	8.439
8.000	6.763E+07	9.783

Tabla 5.3.3: Flujo de antineutrinos en el día 200 de operación de uno de los dos reactores que conforman la CNLV. El error $\delta(\text{sist})$ corresponde a la suma de las incertidumbres relativas de cada uno de los 4 isótopos principales en el núcleo del reactor (ver tabla C.0.5).

Haciendo la convolución del flujo total (la suma del flujo de cada isótopo) con la sección eficaz $\sigma(E_{\bar{\nu}})$ del D.B.I que se presenta en la sección 1.4 y multiplicando por el número de blancos N_p (3.26258×10^{29} protones) en el detector, como el descrito en la sección 4.4, es decir el número de protones contenidos en 1 tonelada de PVT, y por la cantidad de segundos en un día, se obtiene el espectro de energía de los eventos detectados, por día, como se muestra en la figura 5.3.3. En la figura 5.3.4 se hacen comparaciones entre estos espectros para varios intervalos de operación del núcleo de uno de los reactores.

En adelante se presentarán resultados (histogramas y tablas) del número de eventos detectados por el D.B.I en el detector, en intervalos de energía del neutrino incidente. Aunque un tratamiento más realista sería presentarlos en intervalos de la energía reconstruida del neutrino detectado ($E_{\bar{\nu}}^{\text{rec}} \approx E_{e^+} + E_n$), en lo que resta de esta sección se hará la suposición de que la resolución de energía del detector considerado es mejor que el ancho del intervalo (“bin”) en cada caso.

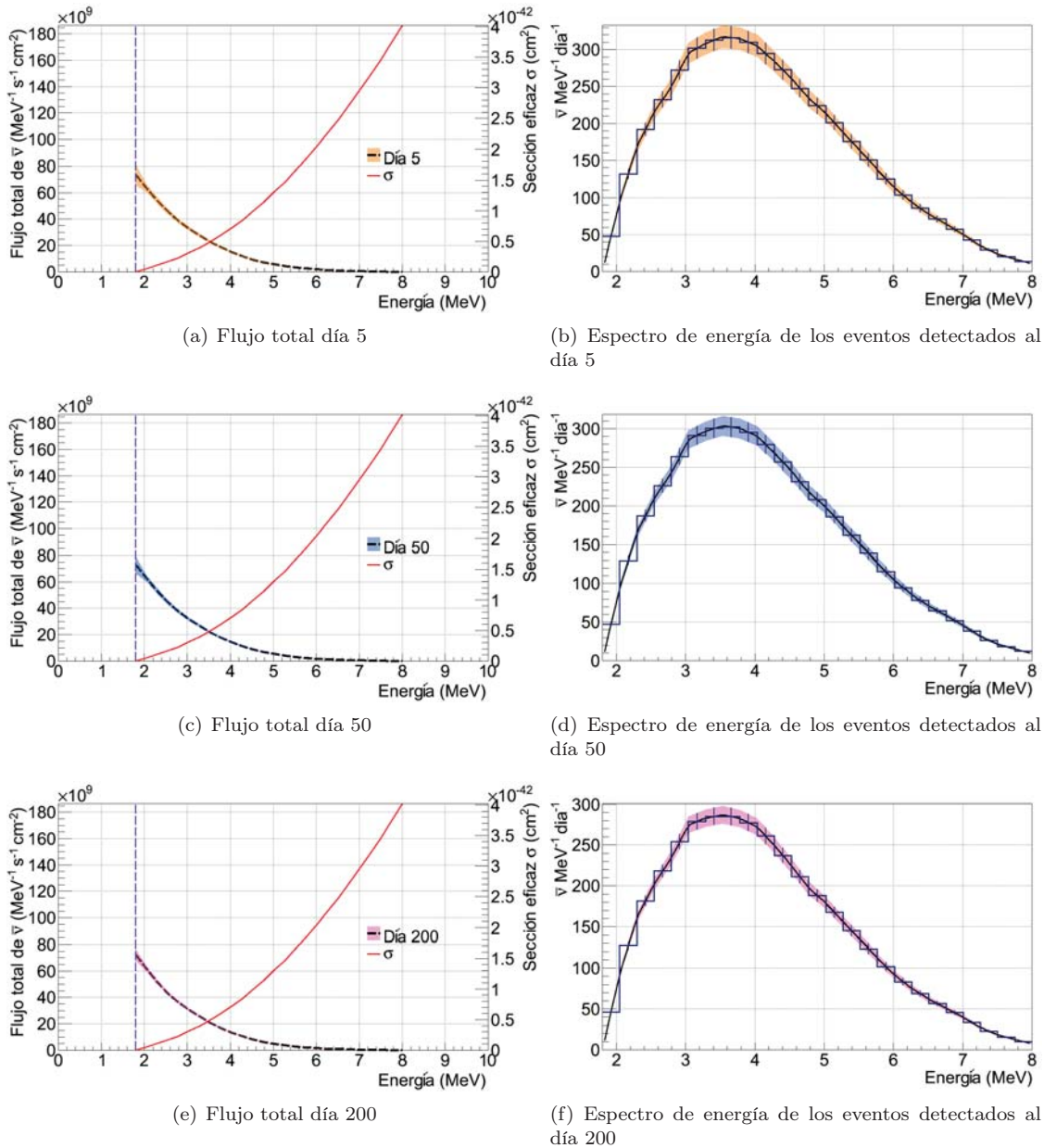


Figura 5.3.3: Las figuras (a),(c) y (e) muestran el flujo total de antineutrinos para los días 5, 50 y 200 de operación junto con la sección eficaz $\sigma(E_{\bar{\nu}})$ del D.B.I [31], haciendo la convolución de éstas se obtiene el espectro de energía de eventos esperados en el detector, suponiendo que tiene una eficiencia del 100 %, figuras (b),(d) y (f). La banda de color tanto en el flujo como en el espectro de energía de eventos representa únicamente el error sistemático $\delta(\text{sist})$ en cada punto de la gráfica. El histograma representa el valor de la integral para ese intervalo de energía ($\Delta E_{\bar{\nu}} = 248 \text{ KeV}$), la barra de error vertical denota el error sistemático para ese bin.

También para el día 200 de operación, se muestran en la tabla 5.3.4, como función de la energía del antineutrino incidente, los valores para el número de eventos (fig. 5.3.3) detectados de uno de los reactores de la CNLV, junto con la incertidumbre sistemática $\delta(\text{sist})$ mencionada al principio de esta sección y además una incertidumbre estadística $\delta(\text{stat})$ que equivale a la raíz cuadrada del número de eventos en ese bin. Ésta última incertidumbre no se incluye en la gráfica de la figura, pero sí en la tabla. El error total corresponde a la suma en cuadratura de los errores sistemáticos y estadísticos.

Energía [MeV]	Eventos [MeV ⁻¹ día ⁻¹]	Eventos [día ⁻¹]	$\delta(\text{sist})$ [%]	$\delta(\text{stat})$ [%]	$\delta(\text{total})$ [%]
1.800 - 2.048	46.470	11.525	3.606	29.456	29.676
2.048 - 2.296	126.870	31.463	3.617	17.828	18.191
2.296 - 2.544	181.564	45.028	3.640	14.902	15.340
2.544 - 2.792	218.139	54.099	3.660	13.596	14.080
2.792 - 3.040	254.287	63.063	3.677	12.593	13.119
3.040 - 3.288	278.807	69.144	3.703	12.026	12.583
3.288 - 3.536	285.039	70.690	3.750	11.894	12.471
3.536 - 3.784	284.803	70.631	3.801	11.899	12.491
3.784 - 4.032	277.406	68.797	3.847	12.056	12.655
4.032 - 4.280	260.998	64.728	3.921	12.430	13.034
4.280 - 4.528	237.210	58.828	4.000	13.038	13.638
4.528 - 4.776	211.083	52.349	4.062	13.821	14.406
4.776 - 5.024	188.301	46.699	4.131	14.633	15.205
5.024 - 5.272	167.557	41.554	4.218	15.513	16.076
5.272 - 5.520	145.176	36.004	4.707	16.666	17.318
5.520 - 5.768	123.244	30.565	5.279	18.088	18.843
5.768 - 6.016	101.832	25.254	5.418	19.899	20.623
6.016 - 6.264	83.350	20.671	5.549	21.995	22.684
6.264 - 6.512	68.578	17.007	5.680	24.249	24.905
6.512 - 6.760	56.605	14.038	5.824	26.690	27.318
6.760 - 7.008	45.464	11.275	6.368	29.781	30.454
7.008 - 7.256	33.535	8.317	7.140	34.675	35.402
7.256 - 7.504	22.839	5.664	7.545	42.018	42.690
7.504 - 7.752	15.565	3.860	8.035	50.899	51.529
7.752 - 8.000	9.998	2.479	9.058	63.513	64.156

Tabla 5.3.4: Número de eventos detectados en el día 200 de operación de uno de los dos reactores que conforman la CNLV suponiendo una eficiencia del 100% en el detector. El número de eventos por cada bin de energía es igual al valor de la integral del flujo por la sección eficaz del D.B.I como se muestra en la figura 5.3.3(f). El error $\delta(\text{sist})$ en esta tabla se refiere al error sistemático en todo el bin de energía correspondiente.

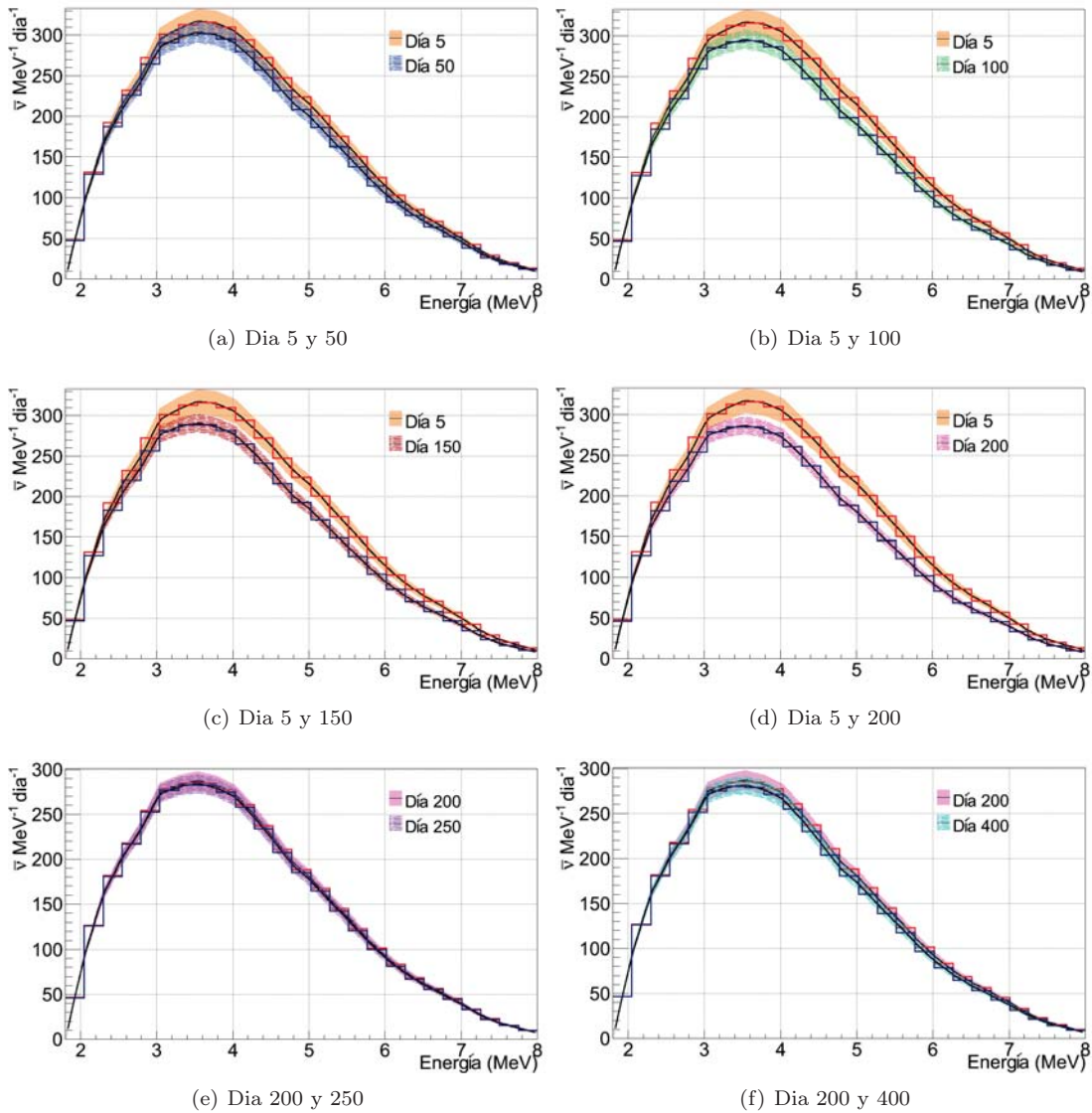


Figura 5.3.4: Algunas comparaciones del espectro de energía de eventos detectados por día, entre varios intervalos de tiempo de operación del reactor. Las líneas centrales en cada curva representan los valores del espectro y la franja de color muestra la incertidumbre asociada unicamente al error sistemático. Se supone además una eficiencia del 100 % en el detector. El histograma para cada curva denota el valor de la integral en ese intervalo de energía.

Como se aprecia en la tabla 5.3.4 el porcentaje de error estadístico es bastante grande, este porcentaje se puede reducir si se aumenta el ancho del intervalo (bin) de energía, lo que implica un aumento en el número de eventos. Otra manera de disminuir este error es considerar el flujo de antineutrinos para dos días consecutivos de operación y no uno como se ha presentado anteriormente, considerando que las tasas de fisión de la figura 5.2.1 no varía significativamente de un día al siguiente inmediato. En la figura 5.3.5 se hace la comparación de los días 5 y 6 con los días 200 y 201 de operación de uno de los reactores, suponiendo además 3 distintos valores para la eficiencia en el detector: 30 %, 20 % y 5 %. En las tablas 5.3.5, 5.3.6 y 5.3.7 se muestran los datos asociados a estos histogramas.

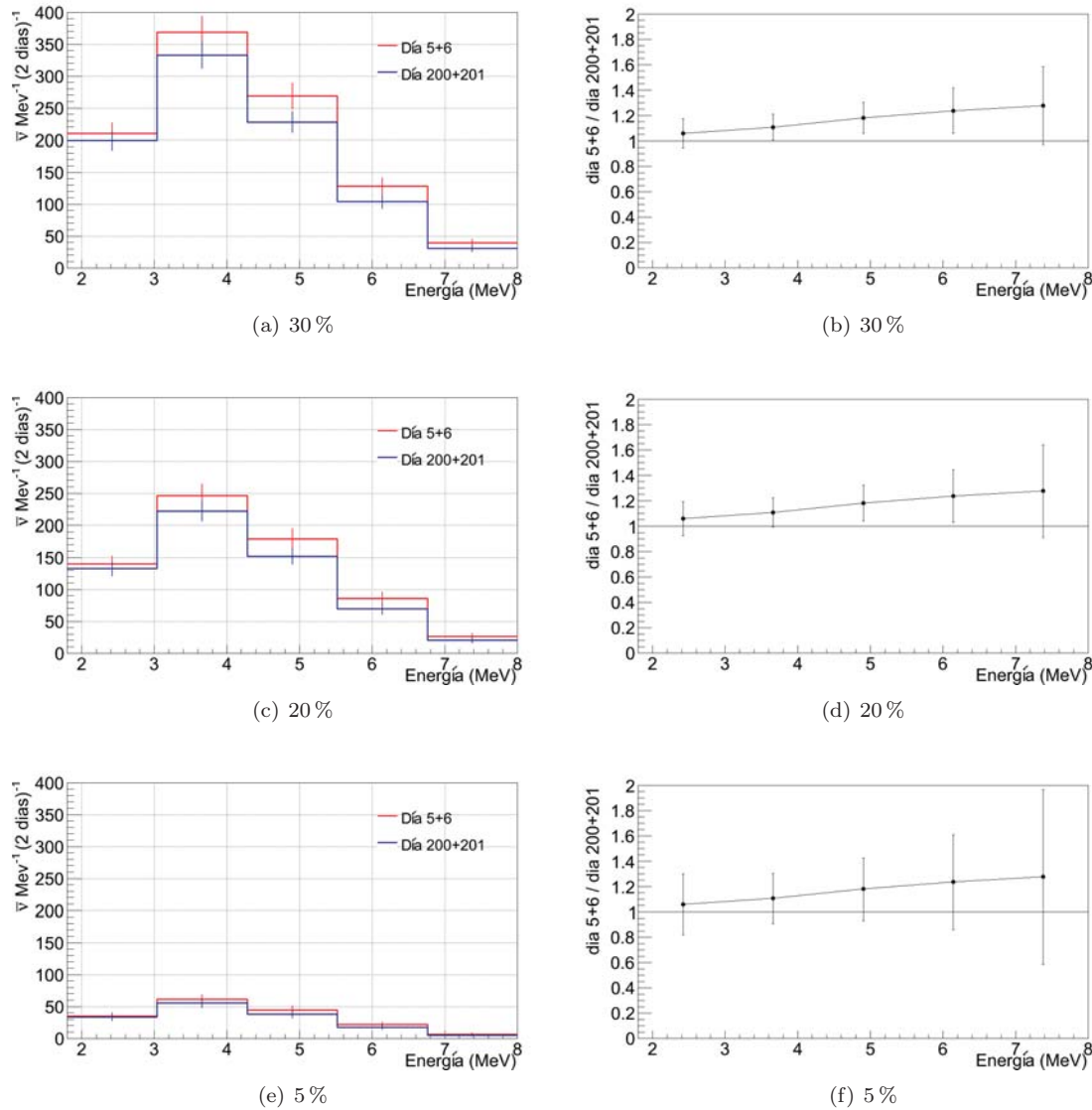


Figura 5.3.5: Izquierda: Espectro de energía del número de eventos detectados para dos días consecutivos, comparando los días 5+6 y 200+201 de operación de dos reactores con 5 intervalos en la energía. El histograma denota el valor de la integral del flujo considerando dos días consecutivos multiplicado por la sección eficaz del D.B.I y el número de protones en el detector, en ese intervalo de energía, suponiendo **30 % 20 % y 5 %** de eficiencia en el detector. La incertidumbre total en cada bin, y para cada histograma incluye $\delta(\text{sist})$ y $\delta(\text{stat})$. Derecha: Se muestra el cociente para cada bin de energía del número de eventos del día 5+6 entre el día 200+201.

En las siguientes tablas se muestran el espectro de energía de eventos que se esperan en un detector de plástico centellador que se pretende sea colocado a una distancia de 100 m de ambos reactores de la CNLV considerando los eventos acumulados en dos días consecutivos para reducir el error estadístico. Estos datos corresponden a las gráficas de la figura 5.3.5 y se refieren a los días 5+6 de operación (al inicio del ciclo) y los días 200+201 (que es cuando se consideró estable el flujo de antineutrinos).

Como en el proceso de detección hay una gran pérdida de información debido a la electrónica del detector, se tomaron tres distintos valores de eficiencia: 30, 20 y 5 %, el valor más cercano a la eficiencia

real del detector de esta tesis es aproximadamente del 5%, basándose en el experimento PANDA que utiliza un detector muy similar a este. Sin embargo a futuro se planea un aumento en la eficiencia del detector hasta del 30% como se describió en la sección 4.4.2.

30 % de eficiencia					
Dia 5+6					
Energía	Eventos	Eventos	$\delta(\text{sist})$	$\delta(\text{stat})$	$\delta(\text{total})$
[MeV]	[MeV ⁻¹ (2 días) ⁻¹]	[(2 días) ⁻¹]	[%]	[%]	[%]
1.800 - 3.040	210.256	260.718	4.830	6.193	7.854
3.040 - 4.280	368.448	456.876	4.923	4.678	6.791
4.280 - 5.520	268.769	333.274	5.216	5.478	7.564
5.520 - 6.760	128.640	159.514	6.467	7.918	10.223
6.760 - 8.000	39.034	48.402	7.710	14.374	16.311
Dia 200+201					
1.800 - 3.040	198.560	246.214	3.651	6.373	7.345
3.040 - 4.280	332.892	412.786	3.803	4.922	6.220
4.280 - 5.520	227.839	282.52	4.186	5.949	7.274
5.520 - 6.760	104.066	129.042	5.498	8.803	10.379
6.760 - 8.000	30.576	37.914	7.197	16.241	17.764

Tabla 5.3.5: Número de eventos detectados por intervalo de energía en los días 5+6 y 200+201 de operación de los dos reactores que conforman la CNLV suponiendo una eficiencia del **30 %** en el detector. El error $\delta(\text{sist})$ en esta tabla se refiere al error sistemático en todo el bin de energía correspondiente.

20 % de eficiencia					
Dia 5+6					
Energía	Eventos	Eventos	$\delta(\text{sist})$	$\delta(\text{stat})$	$\delta(\text{total})$
[MeV]	[MeV ⁻¹ (2 días) ⁻¹]	[(2 días) ⁻¹]	[%]	[%]	[%]
1.800 - 3.040	140.171	173.812	4.830	7.585	8.992
3.040 - 4.280	245.632	304.584	4.923	5.730	7.554
4.280 - 5.520	179.181	222.184	5.216	6.709	8.498
5.520 - 6.760	85.760	106.342	6.467	9.697	11.656
6.760 - 8.000	26.023	32.268	7.710	17.604	19.218
Dia 200+201					
1.800 - 3.040	132.373	164.142	3.651	7,805	8.617
3.040 - 4.280	221.929	275.192	3.803	6,028	7.127
4.280 - 5.520	151.892	188.346	4.186	7,287	8.403
5.520 - 6.760	69.377	86.028	5.498	10,782	12.102
6.760 - 8.000	20.384	25.276	7.197	19,891	21.153

Tabla 5.3.6: Número de eventos detectados por intervalo de energía en los días 5+6 y 200+201 de operación de los dos reactores que conforman la CNLV suponiendo una eficiencia del **20 %** en el detector. El error $\delta(\text{sist})$ en esta tabla se refiere al error sistemático en todo el bin de energía correspondiente.

5 % de eficiencia					
Dia 5+6					
Energía	Eventos	Eventos	$\delta(\text{sist})$	$\delta(\text{stat})$	$\delta(\text{total})$
[MeV]	[MeV ⁻¹ (2 días) ⁻¹]	[(2 días) ⁻¹]	[%]	[%]	[%]
1.800 - 3.040	35.042	43.452	4.830	15.170	15.921
3.040 - 4.280	61.408	76.146	4.923	11.460	12.472
4.280 - 5.520	44.795	55.546	5.216	13.418	14.396
5.520 - 6.760	21.440	26.586	6.467	19.394	20.444
6.760 - 8.000	6.506	8.068	7.710	35.206	36.040
Dia 200+201					
1.800 - 3.040	33.094	41.036	3.651	15.611	16.032
3.040 - 4.280	55.482	68.798	3.803	12.056	12.642
4.280 - 5.520	37.973	47.086	4.186	14.573	15.162
5.520 - 6.760	17.344	21.506	5.498	21.564	22.253
6.760 - 8.000	5.097	6.320	7.197	39.778	40.424

Tabla 5.3.7: Número de eventos detectados por intervalo de energía en los días 5+6 y 200+201 de operación de los dos reactores que conforman la CNLV suponiendo una eficiencia del 5 % en el detector. El error $\delta(\text{sist})$ en esta tabla se refiere al error sistemático en todo el bin de energía correspondiente.

5.4. Número de eventos detectados

Finalmente integrando las gráficas anteriores en el rango de Energía de 1.8 a 8 MeV y como lo indica la ecuación 4.1.4 se obtiene el número de eventos esperados en el detector. En la figura 5.4.1 se muestra el número de eventos por día para solo uno de los reactores, considerando eficiencias del detector del 100, 30 y 20 y 5 %. En la tabla 5.4.3 se presentan los valores correspondientes a una eficiencia del 5 % para uno de los dos reactores que conforman la CNLV.

30 % de eficiencia				
Día	Eventos [(2 días) ⁻¹]	$\delta(\text{sist})$ [%]	$\delta(\text{stat})$ [%]	$\delta(\text{total})$ [%](eventos/(2 días))
5 + 6	1258.784	5.284	2.819	5.989 (75.385)
50 + 51	1192.236	4.735	2.896	5.550 (66.175)
100 + 101	1152.672	4.455	2.945	5.341 (61.560)
150 + 151	1127.098	4.295	2.979	5.227 (58.911)
200 + 201	1108.476	4.180	3.004	5.147 (57.056)
250 + 251	1094.778	4.090	3.022	5.086 (55.675)
300 + 301	1085.726	4.018	3.035	5.035 (54.670)
350 + 351	1081.494	3.962	3.041	4.994 (54.014)
400 + 401	1078.766	3.923	3.045	4.966 (53.570)

Tabla 5.4.1: Número total de eventos esperados a lo largo de un ciclo de operación considerando dos días consecutivos en intervalos de 50 días, para los dos reactores típicos de la CNLV considerando una eficiencia del 30 % en el detector.

20 % de eficiencia				
Día	Eventos $[(2 \text{ días})^{-1}]$	$\delta(\text{sist})$ [%]	$\delta(\text{stat})$ [%]	$\delta(\text{total})$ [%](eventos/(2 días))
5 + 6	839.19	5.284	3.452	6.312 (52.967)
50 + 51	794.824	4.735	3.547	5.916 (47.024)
100 + 101	768.448	4.455	3.607	5.732 (44.050)
150 + 151	751.398	4.295	3.648	5.635 (42.343)
200 + 201	738.984	4.180	3.679	5.568 (41.148)
250 + 251	729.852	4.090	3.702	5.516 (40.261)
300 + 301	723.816	4.018	3.717	5.474 (39.619)
350 + 351	720.996	3.962	3.724	5.438 (39.205)
400 + 401	719.178	3.923	3.729	5.412 (38.925)

Tabla 5.4.2: Número total de eventos esperados a lo largo de un ciclo de operación considerando dos días consecutivos en intervalos de 50 días, para los dos reactores típicos de la CNLV considerando una eficiencia del 20 % en el detector.

5 % de eficiencia				
Día	Eventos $[(2 \text{ días})^{-1}]$	$\delta(\text{sist})$ [%]	$\delta(\text{stat})$ [%]	$\delta(\text{total})$ [%](eventos/(2 días))
5 + 6	209.798	5.284	6.904	8.694 (18.240)
50 + 51	198.706	4.735	7.094	8.529 (16.948)
100 + 101	192.112	4.455	7.215	8.479 (16.290)
150 + 151	187.85	4.295	7.296	8.466 (15.904)
200 + 201	184.746	4.180	7.357	8.462 (15.633)
250 + 251	182.464	4.090	7.403	8.458 (15.432)
300 + 301	180.954	4.018	7.434	8.450 (15.291)
350 + 351	180.25	3.962	7.448	8.437 (15.207)
400 + 401	179.794	3.923	7.458	8.427 (15.151)

Tabla 5.4.3: Número total de eventos esperados a lo largo de un ciclo de operación considerando dos días consecutivos en intervalos de 50 días, para los dos reactores típicos de la CNLV considerando una eficiencia del 5 % en el detector.

Estas tablas (5.4.1, 5.4.2 y 5.4.3) presentan los resultados para los dos reactores que integran la CNLV. La tabla 5.4.3 presenta los resultados que serían mas apegados a lo que se espera obtener en la práctica, un 5 % en la eficiencia del detector es una buena estimación basándose en las características de detectores similares al que se utilizó para este trabajo de tesis.

En la gráfica de la fig. 5.4.1 se muestra el número de eventos totales por día a lo largo de todo el ciclo completo de operación de los dos reactores. Se muestra la cantidad de eventos que se esperarían si el detector tuviera una eficiencia perfecta (curva negra), si este fuera el caso, sería sumamente sencillo detectar la diferencia entre distintos días de operación. Al 30 % (curva azul) aún es posible notar ciertas diferencias, sin embargo al 5 % (curva morada) que es un caso más realista, es prácticamente imposible notar algún cambio. La solución a ese problema sería poder lograr captar mas eventos, es decir más interacciones lo que implica más blancos (protones) en el objetivo, o dicho de otra manera aumentar la masa del detector. Aumentar el número de eventos además ayudaría notablemente a reducir la incertidumbre estadística.

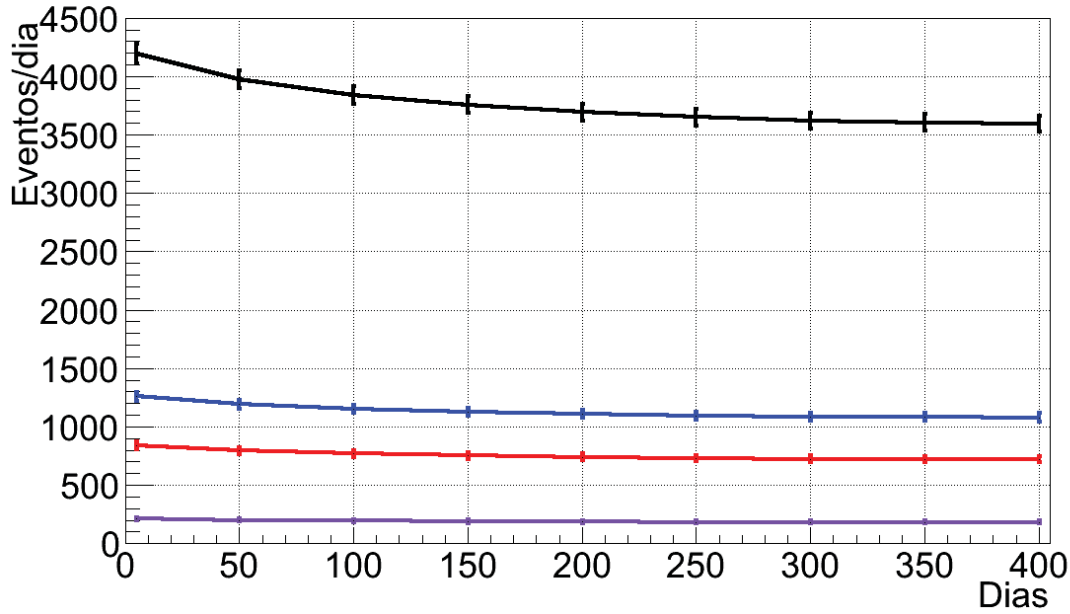


Figura 5.4.1: Numero total de eventos esperados para los dos reactores de la CNLV acumulando eventos de dos días consecutivos, durante un ciclo completo de evolución del reactor, en un detector de plástico centellador de 1 tonelada a una distancia de 100 m. Se consideran distintos porcentajes de eficiencia del detector: la línea negra denota el 100 % de eficiencia, la línea azul corresponde al 30 %, la roja al 20 % y la violeta al 5 %.

5.5. Eventos de ruido de fondo

Hasta el momento solo nos hemos ocupado de calcular el número de eventos de señal (D.B.I.) esperados en el detector, sin embargo, de igual importancia es conocer el número de eventos de ruido entrando al detector constantemente. Estos eventos se deberán predominantemente a los muones de rayos cósmicos que alcanzan la superficie de la Tierra, los cuales pueden tener energías considerables (algunos GeV).

A pesar de que los escudos de veto activo como el que se pretende tener en el detector propuesto, logran alcanzar eficiencias de rechazo de muones superiores al 99.5 %, Los muones cosmogénicos de alta energía pueden producir neutrones por procesos de espalación, los cuales pueden penetrar el veto sin activarlo y entrar al detector dejando señales que dificulten la detección del D.B.I. En la discusión siguiente consideraremos trataremos de estimar el número de eventos de ruido debidos a los muones cosmogénicos.

Desde la superficie y hasta profundidades del orden de 100 m de roca estándar, el flujo de muones de rayos cósmicos en la Tierra es bien descrito por la ecuación

$$I(h, \theta) = I_v(h) \cos^2 \theta, \quad 0 < \theta < \pi/2, \quad (5.5.1)$$

donde I_v es la intensidad vertical del flujo de muones verticales por unidad de ángulo sólido, medido en la superficie en $I_v(0) \approx 0.82 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ str}^{-1}$, y θ es el ángulo respecto al cenit. Para una geometría dada, se puede integrar esta ecuación sobre la superficie del detector y sobre el hemisferio superior de ángulo sólido para obtener el número de muones que lo penetran:

$$B_S = \int_S \int_{\Omega} I(h, \theta) d\hat{a} \cdot \hat{r} d\Omega, \quad (5.5.2)$$

donde $d\Omega$ es el elemento de ángulo sólido, $d\hat{a}$ es un vector de magnitud igual al elemento de superficie del detector S , y es normal a la superficie y \hat{r} es un vector unitario que apunta del elemento de ángulo sólido $d\Omega$ al punto sobre la superficie.

Cálculos para detectores de diferentes geometrías a diferentes profundidades se han llevado a cabo [68] encontrando concordancia con las tasas de eventos de ruido cosmogénico observadas en experimentos reales.

Para efectos de esta tesis, consideramos el caso de la geometría cúbica, para la que la Ec.(5.5.2) arroja una tasa de muones cósmicos de 160 s^{-1} , suponiendo que a esta profundidad la intensidad no cambia mucho respecto a su valor en $h = 0$.

Suponiendo que cada uno de estos muones activa una ventana de adquisición de $400\mu\text{s}$ (aproximadamente 10 veces el tiempo de captura de un neutrón), idéntica a la que un positrón abriría para la identificación de un D.B.I., al cabo de un día se habrán abierto un total de $5,529.6 \text{ s}$ de adquisición en los cuales se espera la coincidencia retrasada de la captura de un neutrón. En este tiempo el número de muones cosmogénicos esperado sería de $160 \text{ s}^{-1} \times 5,529.6 \text{ s} = 884,736$. Pero si suponemos que el veto tiene una eficiencia del 99.5% , solo abriremos el 0.05% de las ventanas, lo cual nos lleva a que en un día, tendremos un ruido de unos $4,423.68$ eventos cosmogénicos. Además de esto si se considera la eficiencia de detección, de estos $4,423.68$ eventos solo veremos el 5% , 20% o 30% (que son los porcentajes de eficiencia que se han considerado en esta tesis), esto nos deja 221 eventos para el 5% , 884 para el 20% y $1,327$ para el 30% .

Si consideramos que el detector tendrá otros mecanismos de identificación de eventos de ruido de fondo, puede esperarse que el nivel de ruido pueda reducirse aún más. Por ejemplo, hacer uso de la distribución de tiempos de los eventos secundarios puede dar una manera eficiente de contar el ruido esperado en cada intervalo de energía, dándonos una manera de estimar el número de eventos de señal en presencia de este ruido. Este cálculo no se realizó en este trabajo, pero formará parte de un trabajo subsecuente.

Otra alternativa es medir el espectro de energía del ruido cuando los reactores se encuentren apagados, digamos durante un período de unas horas, y substrarlo del espectro de energías observado con el detector. La normalización de este espectro puede hacerse posteriormente, pero debe estar cerca de las cifras calculadas arriba.

Capítulo 6

Conclusiones

Los neutrinos han jugado un papel fundamental en la evolución del entendimiento del universo, se encuentran en todos lados, y están entre las partículas más abundantes. Miles de millones de estas partículas “fantasma” atraviesan nuestro cuerpo todos los días sin causarnos daño alguno.

Los experimentos con neutrinos han logrado avances significativos en los últimos años, dando lugar a una de sus primeras aplicaciones tecnológicas: el uso de neutrinos para el monitoreo de reactores nucleares.

En 2012 los experimentos Daya Bay, Reno, Double Chooz midieron el ángulo θ_{13} , encontrando un valor menor al de los ángulos de mezcla θ_{12} y θ_{23} , pero mayor de lo esperado. Esto abrió la posibilidad de observar la violación de CP en procesos que involucran neutrinos, este continúa siendo un campo de investigación muy activo a la fecha.

Este trabajo se dedicó al estudio de la posibilidad del uso de la detección de neutrinos como herramienta para el monitoreo de la Central Nucleoeléctrica de Laguna Verde (CNLV), ubicada en el estado de Veracruz, México, la cual cuenta con dos reactores tipo BWR-5 con potencia térmica de 2.027 GWth cada uno, que operan con uranio enriquecido como combustible. Inició operaciones en 1990 (unidad 1) y 1995 (unidad 2), es la única central nucleoeléctrica en este país y aporta el 5 % de la producción de energía eléctrica a nivel nacional.

Para poder realizar el monitoreo de reactores nucleares, es necesario comprender las bases del proceso de fisión nuclear que es el modo en que fundamentalmente opera un reactor nuclear y un poco sobre el procedimiento para la producción de energía eléctrica a partir de la energía nuclear.

En esta tesis se calculó el flujo de antineutrinos con energías desde 1.8 hasta 8 MeV para distintos tiempos de evolución del núcleo del reactor, considerando que se realiza una recarga completa de combustible anualmente, se tomó entonces como un ciclo completo de operación la cantidad de 400 días. Para calcular el flujo fue necesario conocer el espectro de energía de antineutrinos y las tasas de fisión de los 4 isótopos principales que contribuyen a la producción de antineutrinos, estos son el ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu .

El espectro de energía de antineutrinos se hizo como una composición de datos entre los recientes resultados de dos autores: M. Fallot (para 1.8 MeV) y A. Mueller (> 2 MeV). Por otro lado las tasas de fisión dependen directamente de las características del reactor nuclear en cuestión, pues este dato está ligado directamente a la cantidad de neutrones que se producen en el interior del núcleo del reactor. Estos neutrones obedecen una ecuación de transporte que no es sencilla de resolver, para ello se requirió de simulaciones numéricas. Se usó el código de simulación DRAGON para evolucionar los elementos

fisibles dentro del núcleo de uno de los reactores de la CNLV y obtener los valores de las tasas de fisión a lo largo de un ciclo completo de operación. Para implementar esta simulación fue sumamente importante conocer detalles específicos del reactor tales como geometría, composición isotópica del combustible, temperaturas, y disposición de las barras de combustible en cada ensamble. Para esta última característica no fue posible obtener datos de las configuraciones usadas en la operación real, así que en base a algunos trabajos previos se hicieron varias propuestas para definir la disposición de estas barras, y suponiendo además que al inicio del ciclo de operación no hay presencia de Plutonio en los ensambles de combustible. Finalmente se eligieron aquellas configuraciones que además de cumplir con ciertos requisitos de geometría, invertían el menor tiempo computacional.

Se obtuvo el flujo de antineutrinos corroborando que a medida que el uranio se consume, aumenta la cantidad de plutonio en el núcleo lo que implica una disminución en el número de neutrinos emitidos por los fragmentos de fisión de uranio, y el número de neutrinos provenientes del plutonio aumenta mientras avanza el tiempo de operación del reactor. La proporción relativa de las tasas de fisión, arrojadas por DRAGON, especialmente para el ^{241}Pu , es apreciablemente distinta a la reportada por otros grupos para reactores de agua presurizada (PWR). Se considera que esto se debe a la suposición de la carga inicial de combustible hecha para nuestros cálculos, en la que la cantidad de Pu en los ensambles de combustible al comienzo del ciclo de operación es cero. Una situación más realista debería considerar que entre dos recargas de combustible siempre quedará un remanente de plutonio en el interior del reactor, pues cuando se realiza esta acción, solamente una fracción del combustible gastado es reemplazado por material nuevo. Dado que el flujo de neutrinos se normalizó de acuerdo a la potencia térmica del reactor, esto no afecta los resultados de este trabajo de manera importante. La implementación de este método para el monitoreo de la CNLV se considera una aportación valiosa y es la contribución principal de esta tesis. Se continúa trabajando en la validación de este resultado para lo que se emplearán otros códigos de simulación, entre ellos MURE.

Finalmente se calculó el número de eventos esperados por un detector de 1 tonelada de plástico centellador a una distancia de 100 m de los reactores, así como el espectro de energía de estos mismos eventos. El espectro de energía de los eventos (interacciones) se calculó usando el flujo de antineutrinos junto con la sección eficaz del decaimiento beta inverso, para varios días de operación del reactor observando el pico característico de esta curva entre 3 y 4 MeV. Se realizaron comparaciones entre varios días y se encontró que es posible distinguir la forma de estas distribuciones para ciertos intervalos de tiempo si solamente se tomara en cuenta la incertidumbre sistemática y suponiendo eficiencias del detector muy grandes (arriba del 30 %), el error estadístico es sumamente grande así que se propuso a manera de reducirlo, almacenar datos para eventos de dos días consecutivos y degradar la resolución del espectro de energías usando bins más anchos. De esta manera el error estadístico disminuyó notablemente.

Se propusieron 3 valores distintos de eficiencia para el detector: 30 %, 20 % y 5 % tomando en cuenta el experimento PANDA que cuenta con un dispositivo de detección muy parecido al que se consideró en esta tesis. PANDA reporta valores de 11.6 % y 4 % de eficiencia en sus detectores, por lo que para fines prácticos en este trabajo se tomó una eficiencia del orden de 5 % que representaría los eventos esperados mas apegados a la realidad. Tomando en cuenta eficiencias del 30 y del 20 % el cambio en la normalización del número de eventos entre un periodo de tiempo y otro dado es visible a $\sim 1\sigma$, dentro del mismo ciclo de operación. Para una eficiencia del 5 % resulta difícil distinguir la forma en el espectro de energía de estos eventos. Esto implica una limitación en este trabajo, una manera de solucionar este problema es aumentar el número de eventos lo que representa un aumento en la cantidad de plástico centellador que tendrá el detector.

Además de los estudios con otros códigos de simulación de reactores, se planea a futuro construir el espectro de energías de los electrones dispersados en las interacciones dentro del núcleo del reactor, para obtener así el flujo diferencial por unidad de energía de retroceso del electrón, sin embargo esta energía

depende directamente del ángulo de dispersión y para ello es necesario poder reproducir la traza de partículas, esta es otra limitación que tiene el detector considerado en esta tesis pues su capacidad para lograr esta tarea es baja. También a futuro queda trabajar en una simulación detallada del detector para estimar la eficiencia de detección y la naturaleza de los eventos de ruido a diferentes profundidades.

Ya sean los neutrinos que nacieron en la creación del universo o los que provienen de un reactor nuclear, estos son partículas fascinantes, prácticamente invisibles con el potencial de recorrer distancias astronómicas sin ser detectados. La historia de los neutrinos aún no ha terminado de escribirse, hoy en día se desconocen con exactitud los valores de su masa, si son partículas de Dirac o de Majorana, o su posible contribución para el entendimiento de la materia oscura, entre otras interrogantes. Con seguridad las investigaciones en el ámbito de la física de neutrinos seguirán siendo una herramienta valiosa para el estudio de las partículas elementales y acercará al ser humano a comprender un poco más el mundo en el que vive.

Apéndice A

El método de uno y dos grupos para la ecuación de transporte

Como se mencionó al final de la sección 2.2, la solución de ecuaciones de multigrupo se puede obtener usando solo uno o dos grupos de energía, a continuación se estudiara el **método de un grupo**. En principio se asume que la fisión de neutrones es producida a una energía térmica, así que la única ecuación involucrada es la de los neutrones térmicos, el termino que se refiere a la fuente de neutrones para este único grupo es entonces $\eta f \Sigma_a \phi$. El producto ηf puede ser reemplazado por k_∞ debido a que tanto el factor de fisión rápida como el de la probabilidad de escape por resonancia deben ser iguales a la unidad cuando los neutrones de fisión se producen a energía térmica.

Para este estudio se requiere introducir algunos conceptos y parámetros, como k , conocido como el factor de multiplicación de neutrones o criticidad, que aparece al considerar un reactor en el que una gran cantidad de eventos de fisión ocurren simultáneamente, que dan origen a un número N_0 de neutrones de fisión. Algunos de estos neutrones se perderán hacia la reacción en cadena por distintos procesos en los que no se entrará en detalle, sin embargo una fracción de estos causara fisiones posteriores. Al número de neutrones secundarios producidos como resultado de estas fisiones se le llama N por lo que el parámetro k se define como

$$k = \frac{N}{N_0}, \quad (\text{A.0.1})$$

que es la razón del número de neutrones en una generación, con el número de neutrones que había en la generación anterior. Por lo que a partir de esta definición decimos que un reactor es crítico si $k = 1$

La ecuación para el flujo ϕ de un grupo para un reactor crítico, esto es entonces:

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + k_\infty \Sigma_a \phi = 0, \quad (\text{A.0.2})$$

o también:

$$\nabla^2 \phi + \frac{\Sigma_a}{D} (k_\infty - 1) \phi = 0. \quad (\text{A.0.3})$$

En este punto introducimos una cantidad que se conoce como la *longitud de difusión* denotada por L , y que cumple la relación

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}, \quad (\text{A.0.4})$$

así que la ecuación A.0.3 toma la forma

$$\nabla^2 \phi + \frac{(k_\infty - 1)}{L^2} \phi = 0. \quad (\text{A.0.5})$$

Se puede mostrar que el cuadrado de la longitud de difusión (*el área de difusión*) es igual a un sexto de la distancia cuadrada promedio desde el punto del origen de un neutrón térmico hasta el punto en donde es capturado. (La distancia actual recorrida por un neutrón entre estos dos puntos es, por supuesto, considerablemente mas grande debido a que consiste en una secuencia de caminos rectos aleatorios entre colisiones sucesivas). La longitud de difusión es un parámetro importante en el diseño del reactor, entre otras cosas, la cantidad de neutrones que se fugan del reactor depende directamente del valor del área de difusión.

Algunos valores del coeficiente, longitud y área de difusión para algunos moderadores comunes están dados en el cuadro A.0.1.

Moderador	Coficiente de difusión D (cm)	Longitud de difusión L (cm)	Area de difusión L ² (cm ²)
Grafito	0.85	54	2916
H ₂ O	0.16	2.8	7.85
D ₂ O	0.84	147	21600
Berilio	0.50	21	441

Tabla A.0.1: Parámetros de difusión para moderadores más usados. [63]

Hasta ahora se ha abordado este tema con el caso simple de un reactor homogéneo donde la solución se facilita por el hecho de que el espectro de neutrones tiene la misma energía en todo el sistema. Esto no es del todo cierto cuando el reactor incluye dos o mas regiones de diferentes características, como es comúnmente el caso. Resulta conveniente, rodear a la región del núcleo del reactor con un material moderador, llamado *reflector*. La presencia del reflector conduce a una variación notable del espectro de neutrones a través del núcleo.

La aproximación mas sencilla al problema de un espectro que varía espacialmente es el uso del **método de dos grupos**. El grupo más bajo aquí consiste de los neutrones térmicos, y el otro contiene todos aquellos con energías superiores. Los neutrones debidos a fisión se originan a una cierta energía E_0 y se asume que se difunden a esta energía hasta que han experimentado un número promedio requerido de colisiones para reducir su energía a E_{th} , la energía térmica característica de los neutrones, momento en el que son transferidos al otro grupo.

Para la región del núcleo del reactor, las ecuaciones de difusión (recordando las ecuaciones 2.2.8 y 2.2.9) para dos grupos son entonces:

Grupo de neutrones rápidos (flujo ϕ_{1c}):

$$D_{1c}\nabla^2\phi_{1c} - \Sigma_{sc}(1 \rightarrow 2)\phi_{1c} + \eta f \Sigma_{a2c}\phi_{2c} = 0. \quad (\text{A.0.6})$$

Grupo de neutrones térmicos (flujo ϕ_{2c}):

$$D_{2c}\nabla^2\phi_{2c} - \Sigma_{a2c}\phi_{2c} + p\Sigma_{sc}(1 \rightarrow 2)\phi_{1c} = 0. \quad (\text{A.0.7})$$

En este caso, la captura durante el proceso de ralentización se hace notar incluyendo la probabilidad p de escape por resonancia en el término de la fuente, para el grupo térmico.

Como el reflector no contiene material fisionable, $\eta = 0$ y $p=1$, las ecuaciones de difusión para la parte del reflector toman la siguiente forma:

Grupo de neutrones rápidos (flujo ϕ_{1r}):

$$D_{1r}\nabla^2\phi_{1r} - \Sigma_{sr}(1 \rightarrow 2)\phi_{1r} = 0. \quad (\text{A.0.8})$$

Grupo de neutrones térmicos (flujo ϕ_{2r}):

$$D_{2r}\nabla^2\phi_{2r} - \Sigma_{a2r}\phi_{2r} + \Sigma_{sr}(1 \rightarrow 2)\phi_{1r} = 0. \quad (\text{A.0.9})$$

En el presente trabajo no se incluye la solución de estas ecuaciones, se refiere al lector interesado a las referencias [43]; en la figura A.0.1 se muestran las variaciones de flujo típicas obtenidas para un reactor cilíndrico que contiene una región reflectora, usando la aproximación de dos grupos. Al reflejar los neutrones del núcleo, que de otra manera habrían escapado, el reflector reduce la masa de combustible para hacer al reactor crítico. Cuando los neutrones reflejados son térmicos, se produce un cambio marcado en la distribución del flujo térmico en el núcleo al compararlo con el reactor sin reflector. En el flujo térmico del reflector se puede observar un pico, (fig. A.0.2) esto debido a que gran cantidad de neutrones térmicos están siendo producidos por la desaceleración de los neutrones que provienen del núcleo, lo que significa que los neutrones entrantes se vuelven térmicos, mientras que al mismo tiempo estos neutrones son absorbidos con menor facilidad en el reflector (debido a la ausencia de combustible) que en el núcleo.

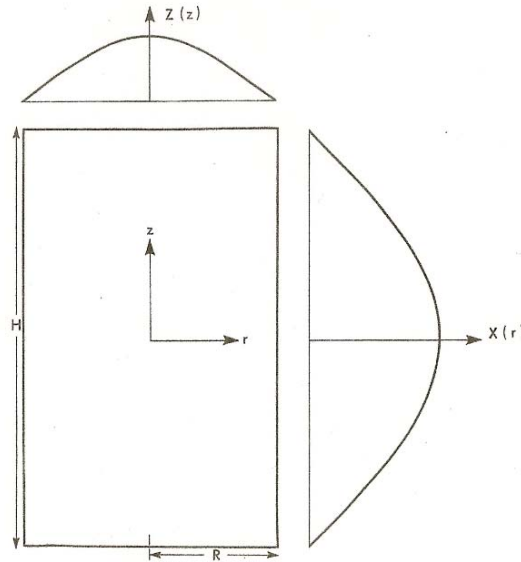


Figura A.0.1: Dependencia axial y radial del flujo de neutrones térmicos en un reactor cilíndrico. Imagen tomada de [43]

Esto implica que la densidad de potencia (que es la tasa de generación de potencia por unidad de volumen) en el reactor con reflector será más uniforme, que en un reactor sin reflector. Al ser mayor la uniformidad en la densidad de potencia, se incrementa la potencia que puede ser extraída del núcleo para una capacidad dada del sistema de enfriamiento, con esto el combustible es quemado de manera más uniforme. Se puede hacer que la densidad de potencia sea más uniforme, si el combustible es cargado de manera diferencial, es decir, el combustible de más alto enriquecimiento se coloca en regiones donde el flujo térmico es más bajo que el promedio de este.

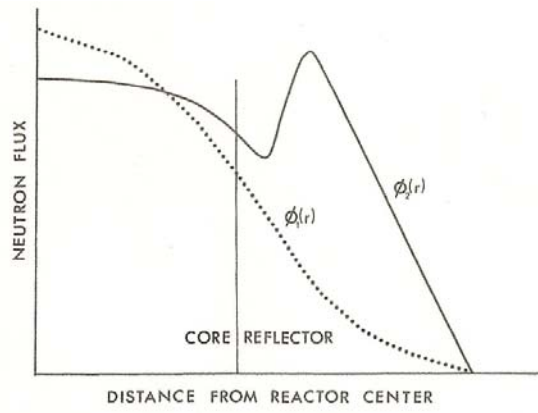


Figura A.0.2: Variación radial del flujo rápido $\phi_1(r)$ y flujo térmico $\phi_2(r)$ en un reactor cilíndrico. Imagen tomada de [43]

Apéndice B

Código usado en la simulación

La simulación con DRAGON está diseñada para controlar un número de diferentes algoritmos para la solución de la ecuación de transporte de neutrones. Este código fue desarrollado por Guy Marleau¹ (École Polytechnique de Montréal) y está escrito en un lenguaje de programación basado en FORTRAN llamado CLE-2000 [64].

En este apartado se presentan los 3 distintos códigos usados en la simulación para obtener las tasas de fisión de los 4 isótopos fisibles principales en uno de los reactores tipo BWR-5 de la CNLV, correspondientes a 3 distintos enriquecimientos de ²³⁵U (Ver sección 4.2.2) asignados cada uno a un color (Ver figura 3.2.6).

DRAGON se puede descargar gratuitamente, en [65] se pueden consultar las instrucciones para su instalación en cualquier sistema operativo que soporte un compilador de FORTRAN, así como la guía de usuario y algunos ejemplos.

Es importante hacer énfasis en que no basta solamente con instalar DRAGON para poder obtener las tasas de fisión, se requiere además realizar el reemplazo de dos archivos: EVODRV.f y EVOSIG.f que permiten calcular estas tasas de fisión. Todas las instrucciones para cambiar los archivos se pueden consultar en [66], las modificaciones fueron realizadas por Christopher Jones² del Massachusetts Institute of Technology (MIT), con el propósito de realizar una simulación para un reactor tipo PWR [57].

Se puede simular la evolución del combustible dentro del reactor por el tiempo requerido por el usuario, para esta tesis se propuso hacer la evolución cada 5 días hasta completar 400. Por lo tanto se hicieron múltiples archivos de entrada (que llamaré “steps”) para cada uno de los 3 colores que ya se mencionaron. Por ejemplo para el ensamble de color “azul” se tiene: `azul_Step1.x2m` que corresponde a evolucionar el combustible hasta el día 5; `azul_Step2.x2m` hasta el día 10, y así sucesivamente hasta completar el tiempo que se desee.

Los archivos de entrada tienen extensión `.x2m` y se ejecutan en una terminal mediante el comando:

```
./rundragon azul_Step1.x2m
```

Todos los archivos de entrada dependen del step anterior, una vez que se ejecuta el primer archivo, DRAGON genera dos archivos de salida, de nuevo, tomando el ejemplo del ensamble “azul” y suponiendo que se ejecutó `azul_Step1.x2m` se obtiene como salida:

- `azul_Step1.x2m+`
- `azul_Step1.x2m+NewBurnup`

El primer archivo contiene (además de todo el código de entrada) la información sobre las tasas de fisión, el segundo archivo contiene toda la información sobre el combustible que se acaba de “quemar”.

¹guy.marleau@polymtl.ca

²c_jones@mit.edu

Para continuar con el siguiente step, es necesario que a este nuevo archivo de entrada se le de la información del step anterior, por lo que se tiene que realizar el siguiente procedimiento:

- Hacer una copia de azul_Step1.x2m+Newburnup y renombrarla como NewBurnup (sin ninguna extensión)
- Ejecutar azul_Step2.x2m junto con NewBurnup:

```
./rundragon azul_Step2.x2m NewBurnup
```

De nuevo se obtendrán dos archivos de salida, con extensión .x2m+ y .x2m+NewBurnup, y se repetirá el proceso hasta completar los 400 días o el tiempo que se requiera, y también para los colores azul y rojo.

Los códigos completos de entrada correspondientes a cada color de ensamble, así como las diferencias en los archivos de entrada para el step 1 y 2 en adelante se muestran a continuación.

B.1. Ensamble rojo (0.711 % de enriquecimiento)

Este es el código que corresponde al primer Step para el ensamble de la figura 4.2.1(a),(b), es el ensamble mas simple pues todas las barras de combustible son idénticas. Todo lo que comienza con * son comentarios dentro del programa.

```

1      *-----
2      *   Variables a utilizar:
3      *       Power: potencia especifica (Pth/masa)
4      *       side: longitud de cada celda (del articulo ININ)
5      *       rfuel: radio del tubo con combustible (del articulo ININ)
6      *       rzircf: radio del zircaloy para combustible (del articulo ININ)
7      *       rwater: radio del tubo con agua (refrigerante) (aprox)
8      *       rzircw: radio del zircaloy para agua (refrigerante) (aprox)
9      *       hx: horizontal en x (el doble de side)
10     *       vy: vertical en y (el doble de side)
11     *       hpin: side/2 (en celda horizontal: radio de un cilindro
12     *                imaginario donde ira el centro del pin)
13     *       vpin: side/2 (en celda vertical: radio de un cilindro
14     *                imaginario donde ira el centro del pin)
15     *       spin: side*sen(45) (radio del cilindro imaginario, desde
16     *                el centro de la celda de 4)
17     *       pi4: pi/4=45 grados
18     *       hapin1: ángulo en donde va a ir el centro del pin (0 grados= celda
19     *                horizontal derecha)
20     *       hapin2: ángulo en donde va a ir el centro del pin (180 grados = celda
21     *                horizontal izquierda)
22     *       vapin1: ángulo en donde va el centro del pin (90 grados = celda
23     *                vertical superior)
24     *       vapin2: ángulo en donde va el centro del pin (270 grados = celda
25     *                vertical inferior)
26     *       sapin1: ángulo en donde va el centro del pin (45 grados= celda
27     *                superior derecha)
28     *       sapin2: ángulo en donde va el centro del pin (135 grados = celda
29     *                superior izquierda)
30     *       sapin3: ángulo en donde va el centro del pin (225 grados = celda
31     *                inferior izquierda)
32     *       sapin4: ángulo en donde va el centro del pin (315 grados = celda
33     *                inferior derecha)
34     *-----
35     REAL Power := 20.43 ;
36     REAL side := 1.2954 ;
37     REAL rfuel rzircf := 0.43815 0.5131 ;
38     REAL rwater rzircw := 1.0 1.2 ;
39     REAL hx := side 2. * ;

```

```

REAL vy := side 2. * ;
41 REAL hpin := side 2.0 / ;
REAL vpin := side 2.0 / ;
43 REAL spin := side 0.70710678118655 * ;
REAL pi4 := 0.78539816339745 ;
45 REAL hapin1 := 0.0 ;
REAL hapin2 := pi4 4.0 * ;
47 REAL vapin1 := pi4 2.0 * ;
REAL vapin2 := pi4 6.0 * ;
49 REAL sabin1 := pi4 ;
REAL sabin2 := pi4 3. * ;
51 REAL sabin3 := pi4 5. * ;
REAL sabin4 := pi4 7. * ;
53 LINKED_LIST LIBRARY Geometry DISCR CP CALC OUT BURNUP EDITION ;
SEQ_BINARY Track ;
55 SEQ_ASCII Rojo.ps NewBurnup ;

```

Los archivos de entrada en DRAGON tienen una estructura de datos que contienen comandos que llaman sucesivamente a módulos, cada uno de los cuales tiene una función específica. Es necesario escribir en el código la lista de los módulos que se utilizarán (LIB, GEO, NXT, etc).

En el módulo LIB al que se le dio el nombre de LIBRARY se tienen que especificar las composiciones de los elementos de los que está formado el núcleo del reactor. Cada composición diferente se llama mezcla (MIX) y es necesario especificar el número de mezclas totales que habrá en este ensamble mediante NMIX, en este caso son 4: agua (moderador), agua (refrigerante), zircaloy (para encamisado de las barras de combustible y material de tubería donde circula refrigerante) y UO₂ (combustible). Se escribe por cada mezcla su temperatura en Kelvin y densidad en g/cm³ y en seguida se escribe cada isótopo que constituye la mezcla en formato ENDF/6 junto con el porcentaje de ese isótopo respecto al total de la mezcla. La suma de estos porcentajes deberá ser del 100%, en caso contrario, DRAGON renormaliza esta suma.

Nótese que en la descripción de la mezcla 4 que corresponde al combustible, no solo se escriben los isótopos que constituyen la barra, también se escriben los isótopos que resultarán del proceso de evolución tales como el Neptunio, Americio y otros. También puede verse que al final de cada elemento fisible en esta mezcla hay un número 1, (el Oxígeno no es fisible por eso no lo tiene) este valor corresponde a un índice de *self-shielding* que informa a DRAGON que todos los elementos que comparten el mismo índice atravesarán todo el proceso de evolución juntos

```

56 MODULE LIB: GEO: NXT: SHI: ASM: FLU: EVO: EDI: PSP:
DELETE: END: ;
58 LIBRARY := LIB: ::
NMIX 4 CTRA WIMS
60 DEPL LIB: WIMSD4 FIL: jendl3gx
MIXS LIB: WIMSD4 FIL: jendl3gx
62 * Agua / moderador
MIX 1 600.0 0.7200768
64 H1H2O = '3001' 11.188
O16H2O = '6016' 88.749
66 BNat = '1011' 0.0630
* Agua / refrigerante
68 MIX 2 400.0 0.7200768
H1H2O = '3001' 11.188
70 O16H2O = '6016' 88.749
BNat = '1011' 0.0630
72 * Zircaloy
MIX 3 600.0 5.821341
74 CrNat = '52' 0.0010033
FeNat = '2056' 0.0021067
76 ZrNat = '91' 99.689
* UO2 fuel mixture (enriquecimiento al 0.711%)
78 MIX 4 900.0 10.0701
O16 = '6016' 11.85185185
80 U234 = '234' 0.00476881481 1

```

```

      U235      = '2235'  0.6267333333  1
82      U238      = '8238'  87.516646  1
      Pu238     = '948'   0.0  1
84      Pu239     = '6239'  0.0  1
      Pu240     = '1240'  0.0  1
86      Pu241     = '1241'  0.0  1
      Pu242     = '242'   0.0  1
88      Pu242h    = '1242'  0.0  1
      U232      = '232'  0.0  1
90      U232ps    = '4232'  0.0  1
      U233      = '9233'  0.0  1
92      U236      = '236'   0.0  1
      U237      = '927'   0.0  1
94      U237ps    = '4927'  0.0  1
      Np237     = '937'   0.0  1
96      Np239     = '1939'  0.0  1
      Am241     = '951'   0.0  1
98      Am242     = '1952'  0.0  1
      Am242m    = '952'   0.0  1
100     Am243     = '953'   0.0  1
      Cm242     = '962'   0.0  1
102     Cm243     = '963'   0.0  1
      ;

```

El siguiente módulo (GEO) es muy importante, aquí se describe la geometría del ensamble de combustible a simular, el comando CAR2D indica que se trata de una celda cartesiana en dos dimensiones, con 8×8 entradas. No confundir el número de entradas con el número de celdas en donde irán las barras, que en este caso es de 10×10 . Esta discrepancia es por que para definir la geometría en este ejemplo se usaron algunas celdas dobles (h00 y v00). Ver fig. 4.2.1 y tabla 4.2.2.

```

104  *-----
      *Se define el arreglo:
106  *      Las celdas con h son dobles y horizontales
      *      Las celdas con v son dobles y verticales
108  *      Las celdas con s don dobles: horizontal y vertical
      *      Las celdas c son sencillas
110  *      El ensamble se lee de izq a der y de abajo hacia arriba
      *-----
112  Geometry := GEO:  :: CAR2D 8 8
      X- REFL X+ REFL
114  Y- REFL Y+ REFL
      CELL
116  c0  c0  c0  h00 h00  c0  c0  c0
      c0  c0  c0  h00 h00  c0  c0  c0
118  c0  c0  c0  h00 h00  c0  c0  c0
      v00 v00 v00 sw  s00  v00 v00 v00
120  v00 v00 v00 s00 sw  v00 v00 v00
      c0  c0  c0  h00 h00  c0  c0  c0
122  c0  c0  c0  h00 h00  c0  c0  c0
      c0  c0  c0  h00 h00  c0  c0  c0
124  ::: c0 := GEO: CARCEL 2
      MESHX 0.0 <<side>>
126  MESHY 0.0 <<side>>
      RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
128  MIX 4 3 1 ;
      ::: h00 := GEO: CAR2D 2 1
130  MESHX 0.0 <<side>> <<hx>>
      MESHY 0.0 <<side>>
132  MIX 1 1
      CLUSTER c0A c0B
134  ::: c0A := GEO: TUBE 2
      RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
136  MIX 4 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hpin2>> ;
      ::: c0B := GEO: TUBE 2
138  RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>

```

```

140           MIX 4 3 NPIN 1  RPIN <<hpin>> APIN <<hapin1>> ;
141       ;
142       ::: v00 := GEO: CAR2D 1 2
143       MESHX 0.0 <<side>>
144       MESHY 0.0 <<side>> <<vy>>
145       MIX 1 1
146       CLUSTER c0A c0B
147           ::: c0A := GEO: TUBE 2
148           RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
149           MIX 4 3 NPIN 1  RPIN <<hpin>> APIN <<vapin1>> ;
150       ::: c0B := GEO: TUBE 2
151           RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
152           MIX 4 3 NPIN 1  RPIN <<hpin>> APIN <<vapin2>> ;
153       ;
154       ::: s00 := GEO: CAR2D 2 2
155       MESHX 0.0 <<side>> <<hx>>
156       MESHY 0.0 <<side>> <<vy>>
157       MIX 1 1 1 1
158       CLUSTER c0A c0B c0C c0D
159           ::: c0A := GEO: TUBE 2
160           RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
161           MIX 4 3 NPIN 1  RPIN <<spin>> APIN <<sapin2>> ;
162       ::: c0B := GEO: TUBE 2
163           RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
164           MIX 4 3 NPIN 1  RPIN <<spin>> APIN <<sapin1>> ;
165       ::: c0C := GEO: TUBE 2
166           RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
167           MIX 4 3 NPIN 1  RPIN <<spin>> APIN <<sapin3>> ;
168       ::: c0D := GEO: TUBE 2
169           RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
170           MIX 4 3 NPIN 1  RPIN <<spin>> APIN <<sapin4>> ;
171       ;
172       ::: sw := GEO: CAR2D 2 2
173       MESHX 0.0 <<side>> <<hx>>
174       MESHY 0.0 <<side>> <<vy>>
175       MIX 1 1 1 1
176       CLUSTER CW
177           ::: CW := GEO: TUBE 2
178           RADIUS 0.0 <<rwater>> <<rzircw>>
179           MIX 2 3 NPIN 1  RPIN 0.0 APIN 0.0 ;
180       ;

```

Por último en esta parte del código es en donde se indica el módulo que realizará la evolución temporal del combustible (EVO), se especifica la duración del tiempo, en este caso 5 días (0.5E+01 DAY), y la potencia específica definida como la variable <<Power>> al inicio de este archivo de entrada.

```

DISCR Track := NXT: Geometry ::
182     TISO 10 50.0 ;
     LIBRARY := SHI: LIBRARY DISCR Track :: LEVE 1 ;
184 CP := ASM: LIBRARY DISCR Track ;
     CALC := FLU: CP LIBRARY DISCR :: TYPE K ;
186     BURNUP LIBRARY := EVO: LIBRARY CALC DISCR ::
     EDIT -2 DEPL 0.5E+01 DAY
188     POWR <<Power>> ;
     EDITION := EDI: CALC LIBRARY DISCR :: EDIT 1
190     MERG MIX 1 2 6 COND NONE ;
NewBurnup := BURNUP ;
192     DISCR Track := DELETE: DISCR Track ;
     END: ;
194 QUIT "LIST" .

```

Ahora, una vez que se ejecutó este primer Step, es necesario realizar modificaciones a este archivo para obtener el input del Step2, que son las siguientes:

- Se agrega después de dar la lista de módulos a usar, la línea para el nuevo BURNUP:

```

56  MODULE      LIB: GEO: NXT: SHI: ASM: FLU: EVO: EDI: PSP:
      DELETED: END: ;
58  BURNUP := NewBurnup

```

- Al finalizar el módulo LIB donde se describieron las composiciones de todas las mezclas se agrega:

```

100      Am243      = '953'    0.0 1
      Cm242      = '962'    0.0 1
102      Cm243      = '963'    0.0 1
      ;
104      LIBRARY:= LIB: LIBRARY BURNUP ::
106      BURN 2 ;

```

- El valor que acompaña a BURN indica el número de Step en el que se encuentra la simulación, para el Step 3 simplemente se cambia en esta línea al número 3, y así sucesivamente. El último cambio al input que se debe realizar es al final del código

```

190      MERG MIX 1 2 6 COND NONE ;
      NewBurnup :=DELETE: NewBurnup ;
192      NewBurnup := BURNUP ;
      DISCR Track := DELETE: DISCR Track ;
194      END: ;

```

Una vez realizadas estas 3 modificaciones se tiene el Step 2, para los siguientes archivos de entrada solo bastará con cambiar el número correspondiente en la línea de BURN. Las modificaciones se aplican idénticamente a los ensambles amarillo y azul.

B.2. Ensamble amarillo (2.19% de enriquecimiento)

Para este ensamble se puede usar como base, el archivo para el ensamble rojo, cambiando la parte del módulo LIB donde se especifican los componentes de las mezclas y la parte del módulo GEO.

Ver fig. 4.2.1 (c), (d) y tabla 4.2.3 para más información sobre el ensamble.

```

58  LIBRARY := LIB: ::
      NMIX 7 CTRA WIMS
60  DEPL LIB: WIMSD4 FIL: jendl3gx
      MIXS LIB: WIMSD4 FIL: jendl3gx
62  * Agua / moderador
      MIX 1 600.0 0.7200768
64      H1H2O      = '3001'    11.188
      O16H2O      = '6016'    88.749
66      BNat       = '1011'    0.0630
      * Agua / refrigerante
68      MIX 2 400.0 0.7200768
      H1H2O      = '3001'    11.188
70      O16H2O      = '6016'    88.749
      BNat       = '1011'    0.0630
72  * Zircaloy
      MIX 3 600.0 5.821341
74      CrNat      = '52'     0.0010033
      FeNat       = '2056'    0.0021067
76      ZrNat      = '91'     99.689
      * UO2 fuel mixture (enriquecimiento al 0.711%)
78      MIX 4 900.0 10.0701
      O16        = '6016'    11.85185185

```

80	U234	= '234'	0.00476881481	1
	U235	= '2235'	0.62673333333	1
82	U238	= '8238'	87.516646	1
	Pu238	= '948'	0.0	1
84	Pu239	= '6239'	0.0	1
	Pu240	= '1240'	0.0	1
86	Pu241	= '1241'	0.0	1
	Pu242	= '242'	0.0	1
88	Pu242h	= '1242'	0.0	1
	U232	= '232'	0.0	1
90	U232ps	= '4232'	0.0	1
	U233	= '9233'	0.0	1
92	U236	= '236'	0.0	1
	U237	= '927'	0.0	1
94	U237ps	= '4927'	0.0	1
	Np237	= '937'	0.0	1
96	Np239	= '1939'	0.0	1
	Am241	= '951'	0.0	1
98	Am242	= '1952'	0.0	1
	Am242m	= '952'	0.0	1
100	Am243	= '953'	0.0	1
	Cm242	= '962'	0.0	1
102	Cm243	= '963'	0.0	1
	* UO2 fuel mixture (enriquecimiento al 2.0%)			
104	MIX 5	900.0	10.0701	
	O16	= '6016'	11.85185185	
106	U234	= '234'	0.029441481	2
	U235	= '2235'	1.762962963	2
108	U238	= '8238'	86.3557437055	2
	Pu238	= '948'	0.0	2
110	Pu239	= '6239'	0.0	2
	Pu240	= '1240'	0.0	2
112	Pu241	= '1241'	0.0	2
	Pu242	= '242'	0.0	2
114	Pu242h	= '1242'	0.0	2
	U232	= '232'	0.0	2
116	U232ps	= '4232'	0.0	2
	U233	= '9233'	0.0	2
118	U236	= '236'	0.0	2
	U237	= '927'	0.0	2
120	U237ps	= '4927'	0.0	2
	Np237	= '937'	0.0	2
122	Np239	= '1939'	0.0	2
	Am241	= '951'	0.0	2
124	Am242	= '1952'	0.0	2
	Am242m	= '952'	0.0	2
126	Am243	= '953'	0.0	2
	Cm242	= '962'	0.0	2
128	Cm243	= '963'	0.0	2
	* UO2 fuel mixture (enriquecimiento al 2.4%)			
130	MIX 6	900.0	10.0701	
	O16	= '6016'	11.85185185	
132	U234	= '234'	0.029441481	3
	U235	= '2235'	2.1155555556	3
134	U238	= '8238'	86.0031511129	3
	Pu238	= '948'	0.0	3
136	Pu239	= '6239'	0.0	3
	Pu240	= '1240'	0.0	3
138	Pu241	= '1241'	0.0	3
	Pu242	= '242'	0.0	3
140	Pu242h	= '1242'	0.0	3
	U232	= '232'	0.0	3
142	U232ps	= '4232'	0.0	3
	U233	= '9233'	0.0	3
144	U236	= '236'	0.0	3


```

146      U237      = '927'    0.0 3
      U237ps     = '4927'   0.0 3
      Np237     = '937'    0.0 3
148      Np239     = '1939'   0.0 3
      Am241     = '951'    0.0 3
150      Am242     = '1952'   0.0 3
      Am242m    = '952'    0.0 3
152      Am243     = '953'    0.0 3
      Cm242     = '962'    0.0 3
154      Cm243     = '963'    0.0 3
* UO2-Gd2O3 fuel mixture
156 * 5.2% Gadolinio (resp al total) y enriquecimiento al 3.792% (a los U)
      MIX 7 900.0 10.0701
158      U234G = '234'    0.02767564 4
      U235G = '2235'   3.14209708 4
160      U238G = '8238'  79.6914373 4
      Pu238G = '948'    0.0 4
162      Pu239G = '6239'   0.0 4
      Pu240G = '1240'   0.0 4
164      Pu241G = '1241'   0.0 4
      Pu242G = '242'    0.0 4
166      Pu242hG = '1242'  0.0 4
      U232G = '232'    0.0 4
168      U232psG = '4232'  0.0 4
      U233G = '9233'   0.0 4
170      U236G = '236'    0.0 4
      U237G = '927'    0.0 4
172      U237psG = '4927'  0.0 4
      Np237G = '937'    0.0 4
174      Np239G = '1939'   0.0 4
      Am241G = '951'    0.0 4
176      Am242G = '1952'   0.0 4
      Am242mG = '952'    0.0 4
178      Am243G = '953'    0.0 4
      Cm242G = '962'    0.0 4
180      Cm243G = '963'    0.0 4
      Gd154G = '2154'  0.11720 4
182      Gd155G = '2155'  0.759 4
      Gd156G = '2156'  1.0633 4
184      Gd157G = '2157'  0.81559 4
      Gd158G = '2158'  2.4507 4
186      O16G = '6016'  11.933 ;
*-----
188 *Se define el arreglo:
*      Las celdas con h son dobles y horizontales
190 *      Las celdas con v son dobles y verticales
*      Las celdas con s don doble horizontal y vertical
192 *      Las celdas c son sencillas
*      El ensamble se lee de izq a der y de abajo hacia arriba
194 *-----
      Geometry := GEO: :: CAR2D 8 8
196      X- REFL X+ REFL
      Y- REFL Y+ REFL
198      CELL
                c2 c2 c1 h20 h21 c2 c0 c1
200                c1 cG c0 hGG h0G c0 c0 c0
                c2 cG cG h0G hG0 c2 c0 c2
202                v20 vG0 v0G sw sG0 vG0 v0G v21
                v20 vG0 v0G sG0 sw v0G vGG v20
204                c1 c0 cG h0G h0G cG c0 c1
                c2 cG c0 hG0 hG0 cG cG c2
206                c0 c2 c1 h20 h20 c2 c1 c2
      ::: c0 := GEO: CARCEL 2
208      MESHX 0.0 <<side>>
      MESHY 0.0 <<side>>

```

```

210     RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
        MIX 4 3 1 ;
212     ::: c1 := GEO: CARCEL 2
        MESHX 0.0 <<side>>
214     MESHY 0.0 <<side>>
        RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
216     MIX 5 3 1 ;
        ::: c2 := GEO: CARCEL 2
218     MESHX 0.0 <<side>>
MESHY 0.0 <<side>>
220     RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
        MIX 6 3 1 ;
222     ::: cG := GEO: CARCEL 2
        MESHX 0.0 <<side>>
224     MESHY 0.0 <<side>>
        RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
226     MIX 7 3 1 ;
        ::: h20 := GEO: CAR2D 2 1
228     MESHX 0.0 <<side>> <<hx>>
        MESHY 0.0 <<side>>
230     MIX 1 1
        CLUSTER c2A c0B
232     ::: c2A := GEO: TUBE 2
            RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
234             MIX 6 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hapin2>> ;
        ::: c0B := GEO: TUBE 2
            RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
236             MIX 4 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hapin1>> ;
238     ;
        ::: h21 := GEO: CAR2D 2 1
240     MESHX 0.0 <<side>> <<hx>>
MESHY 0.0 <<side>>
242     MIX 1 1
        CLUSTER c2A c1B
244     ::: c2A := GEO: TUBE 2
            RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
246             MIX 6 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hapin2>> ;
        ::: c1B := GEO: TUBE 2
            RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
248             MIX 5 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hapin1>> ;
250     ;
        ::: hGG := GEO: CAR2D 2 1
252     MESHX 0.0 <<side>> <<hx>>
        MESHY 0.0 <<side>>
254     MIX 1 1
        CLUSTER cGA cGB
256     ::: cGA := GEO: TUBE 2
            RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
258             MIX 7 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hapin2>> ;
        ::: cGB := GEO: TUBE 2
            RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
260             MIX 7 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hapin1>> ;
262     ;
        ::: h0G := GEO: CAR2D 2 1
264     MESHX 0.0 <<side>> <<hx>>
        MESHY 0.0 <<side>>
266     MIX 1 1
        CLUSTER c0A cGB
268     ::: c0A := GEO: TUBE 2
            RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
270             MIX 4 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hapin2>> ;
        ::: cGB := GEO: TUBE 2
            RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
272             MIX 7 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hapin1>> ;
274     ;

```

```

276   ::: hG0 := GEO: CAR2D 2 1
      MESHX 0.0 <<side>> <<hx>>
      MESHY 0.0 <<side>>
278   MIX 1 1
      CLUSTER cGA c0B
280       ::: cGA := GEO: TUBE 2
          RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
282       MIX 7 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hpin2>> ;
          ::: c0B := GEO: TUBE 2
284       RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
          MIX 4 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hpin1>> ;
286   ;
288   ::: v0G := GEO: CAR2D 1 2
      MESHX 0.0 <<side>>
      MESHY 0.0 <<side>> <<vy>>
290   MIX 1 1
      CLUSTER c0A cGB
292       ::: c0A := GEO: TUBE 2
          RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
294       MIX 4 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<vpin1>> ;
          ::: cGB := GEO: TUBE 2
296       RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
          MIX 7 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<vpin2>> ;
298   ;
300   ::: vGG := GEO: CAR2D 1 2
      MESHX 0.0 <<side>>
      MESHY 0.0 <<side>> <<vy>>
302   MIX 1 1
      CLUSTER cGA cGB
304       ::: cGA := GEO: TUBE 2
          RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
306       MIX 7 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<vpin1>> ;
          ::: cGB := GEO: TUBE 2
308       RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
          MIX 7 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<vpin2>> ;
310   ;
312   ::: vG0 := GEO: CAR2D 1 2
      MESHX 0.0 <<side>>
      MESHY 0.0 <<side>> <<vy>>
314   MIX 1 1
      CLUSTER cGA c0B
316       ::: cGA := GEO: TUBE 2
          RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
318       MIX 7 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<vpin1>> ;
          ::: c0B := GEO: TUBE 2
320       RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
          MIX 4 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<vpin2>> ;
322   ;
324   ::: v20 := GEO: CAR2D 1 2
      MESHX 0.0 <<side>>
      MESHY 0.0 <<side>> <<vy>>
326   MIX 1 1
      CLUSTER c2A c0B
328       ::: c2A := GEO: TUBE 2
          RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
330       MIX 6 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<vpin1>> ;
          ::: c0B := GEO: TUBE 2
332       RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
          MIX 4 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<vpin2>> ;
334   ;
336   ::: v21 := GEO: CAR2D 1 2
      MESHX 0.0 <<side>>
      MESHY 0.0 <<side>> <<vy>>
338   MIX 1 1
      CLUSTER c2A c1B

```

```

340         ::: c2A := GEO: TUBE 2
              RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
342         MIX 6 3 NPIN 1  RPIN <<hpin>> APIN <<vapin1>> ;
              ::: c1B := GEO: TUBE 2
              RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
344         MIX 5 3 NPIN 1  RPIN <<hpin>> APIN <<vapin2>> ;
346         ;
              ::: sG0 := GEO: CAR2D 2 2
348         MESHX  0.0 <<side>> <<hx>>
              MESHY  0.0 <<side>> <<vy>>
350         MIX 1 1 1 1
              CLUSTER cGA c0B c0C cGD
352         ::: cGA := GEO: TUBE 2
              RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
354         MIX 7 3 NPIN 1  RPIN <<spin>> APIN <<sapin2>> ;
              ::: c0B := GEO: TUBE 2
356         RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
              MIX 4 3 NPIN 1  RPIN <<spin>> APIN <<sapin1>> ;
358         ::: c0C := GEO: TUBE 2
              RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
360         MIX 4 3 NPIN 1  RPIN <<spin>> APIN <<sapin3>> ;
              ::: cGD := GEO: TUBE 2
362         RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
              MIX 7 3 NPIN 1  RPIN <<spin>> APIN <<sapin4>> ;
364         ;
              ::: sw := GEO: CAR2D 2 2
366         MESHX  0.0 <<side>> <<hx>>
              MESHY  0.0 <<side>> <<vy>>
368         MIX 1 1 1 1
              CLUSTER CW
370         ::: CW := GEO: TUBE 2
              RADIUS 0.0 <<rwater>> <<rzircw>>
372         MIX 2 3 NPIN 1  RPIN 0.0 APIN 0.0 ;
              ;
374         ;

```

B.3. Ensamble azul (1.76 % de enriquecimiento)

De nuevo, usando como base el archivo para el ensamble rojo, se cambia la parte del módulo LIB donde se especifican los componentes de las mezclas y la parte del módulo GEO.

Ver fig. 4.2.1 (e), (f) y tabla 4.2.4 para más información sobre el ensamble.

```

58  LIBRARY := LIB: ::
              NMIX 9 CTRA WIMS
60  DEPL LIB: WIMSD4 FIL: jendl3gx
              MIXS LIB: WIMSD4 FIL: jendl3gx
62  * Agua / moderador
              MIX 1 600.0 0.7200768
64              H1H2O   = '3001'  11.188
              O16H2O  = '6016'  88.749
66              BNat   = '1011'  0.0630
              * Agua / refrigerante
68              MIX 2 400.0 0.7200768
              H1H2O   = '3001'  11.188
70              O16H2O  = '6016'  88.749
              BNat   = '1011'  0.0630
72              * Zircaloy
              MIX 3 600.0 5.821341
74              CrNat   = '52'  0.0010033
              FeNat   = '2056' 0.0021067
76              ZrNat   = '91'  99.689
              * UO2 fuel mixture (enriquecimiento al 0.711%)

```

```

78     MIX 4 900.0 10.0701
      O16      = '6016'  11.85185185
80     U234      = '234'   0.00476881481 1
      U235      = '2235'  0.6267333333 1
82     U238      = '8238'  87.516646 1
      Pu238     = '948'   0.0 1
84     Pu239     = '6239'  0.0 1
      Pu240     = '1240'  0.0 1
86     Pu241     = '1241'  0.0 1
      Pu242     = '242'   0.0 1
88     Pu242h    = '1242'  0.0 1
      U232      = '232'  0.0 1
90     U232ps    = '4232' 0.0 1
      U233      = '9233' 0.0 1
92     U236      = '236'   0.0 1
      U237      = '927'   0.0 1
94     U237ps    = '4927' 0.0 1
      Np237     = '937'   0.0 1
96     Np239     = '1939' 0.0 1
      Am241     = '951'   0.0 1
98     Am242     = '1952' 0.0 1
      Am242m    = '952'   0.0 1
100    Am243     = '953'   0.0 1
      Cm242     = '962'   0.0 1
102    Cm243     = '963'   0.0 1
      * UO2 fuel mixture (enriquecimiento al 2.8%)
104    MIX 5 900.0 10.0701
      O16      = '6016'  11.85185185
106    U234      = '234'   0.029441481 2
      U235      = '2235'  2.46814815 2
108    U238      = '8238'  85.6505585 2
      Pu238     = '948'   0.0 2
110    Pu239     = '6239'  0.0 2
      Pu240     = '1240'  0.0 2
112    Pu241     = '1241'  0.0 2
      Pu242     = '242'   0.0 2
114    Pu242h    = '1242' 0.0 2
      U232      = '232'  0.0 2
116    U232ps    = '4232' 0.0 2
      U233      = '9233' 0.0 2
118    U236      = '236'   0.0 2
      U237      = '927'   0.0 2
120    U237ps    = '4927' 0.0 2
      Np237     = '937'   0.0 2
122    Np239     = '1939' 0.0 2
      Am241     = '951'   0.0 2
124    Am242     = '1952' 0.0 2
      Am242m    = '952'   0.0 2
126    Am243     = '953'   0.0 2
      Cm242     = '962'   0.0 2
128    Cm243     = '963'   0.0 2
      *UO2 fuel mixture (enriquecimiento al 3.2%)
130    MIX 6 900.0 10.0701
      O16      = '6016'  11.85185185
132    U234      = '234'   0.029441481 3
      U235      = '2235'  2.820740741 3
134    U238      = '8238'  85.2979659 3
      Pu238     = '948'   0.0 3
136    Pu239     = '6239'  0.0 3
      Pu240     = '1240'  0.0 3
138    Pu241     = '1241'  0.0 3
      Pu242     = '242'   0.0 3
140    Pu242h    = '1242' 0.0 3
      U232      = '232'  0.0 3
142    U232ps    = '4232' 0.0 3

```

144	U233	= '9233'	0.0	3
	U236	= '236'	0.0	3
	U237	= '927'	0.0	3
146	U237ps	= '4927'	0.0	3
	Np237	= '937'	0.0	3
148	Np239	= '1939'	0.0	3
	Am241	= '951'	0.0	3
150	Am242	= '1952'	0.0	3
	Am242m	= '952'	0.0	3
152	Am243	= '953'	0.0	3
	Cm242	= '962'	0.0	3
154	Cm243	= '963'	0.0	3
	* UO2 fuel mixture (enriquecimiento al 3.6%)			
156	MIX 7	900.0	10.0701	
	O16	= '6016'	11.85185185	
158	U234	= '234'	0.029441481	4
	U235	= '2235'	3.17333333	4
160	U238	= '8238'	84.9453733	4
	Pu238	= '948'	0.0	4
162	Pu239	= '6239'	0.0	4
	Pu240	= '1240'	0.0	4
164	Pu241	= '1241'	0.0	4
	Pu242	= '242'	0.0	4
166	Pu242h	= '1242'	0.0	4
	U232	= '232'	0.0	4
168	U232ps	= '4232'	0.0	4
	U233	= '9233'	0.0	4
170	U236	= '236'	0.0	4
	U237	= '927'	0.0	4
172	U237ps	= '4927'	0.0	4
	Np237	= '937'	0.0	4
174	Np239	= '1939'	0.0	4
	Am241	= '951'	0.0	4
176	Am242	= '1952'	0.0	4
	Am242m	= '952'	0.0	4
178	Am243	= '953'	0.0	4
	Cm242	= '962'	0.0	4
180	Cm243	= '963'	0.0	4
	* UO2 fuel mixture (enriquecimiento al 3.95%)			
182	MIX 8	900.0	10.0701	
	O16	= '6016'	11.85185185	
184	U234	= '234'	0.029441481	5
	U235	= '2235'	3.48185185	5
186	U238	= '8238'	84.6368548	5
	Pu238	= '948'	0.0	5
188	Pu239	= '6239'	0.0	5
	Pu240	= '1240'	0.0	5
190	Pu241	= '1241'	0.0	5
	Pu242	= '242'	0.0	5
192	Pu242h	= '1242'	0.0	5
	U232	= '232'	0.0	5
194	U232ps	= '4232'	0.0	5
	U233	= '9233'	0.0	5
196	U236	= '236'	0.0	5
	U237	= '927'	0.0	5
198	U237ps	= '4927'	0.0	5
	Np237	= '937'	0.0	5
200	Np239	= '1939'	0.0	5
	Am241	= '951'	0.0	5
202	Am242	= '1952'	0.0	5
	Am242m	= '952'	0.0	5
204	Am243	= '953'	0.0	5
	Cm242	= '962'	0.0	5
206	Cm243	= '963'	0.0	5
	* UO2-Gd2O3 fuel mixture			

```

208 * 5.2% Gadolinio (resp al total) y enriquecimiento al 3.792% (a los U)
      MIX 9 900.0 10.0701
210      U234G = '234' 0.02767564 6
      U235G = '2235' 3.14209708 6
212      U238G = '8238' 79.6914373 6
      Pu238G = '948' 0.0 6
214      Pu239G = '6239' 0.0 6
      Pu240G = '1240' 0.0 6
216      Pu241G = '1241' 0.0 6
      Pu242G = '242' 0.0 6
218      Pu242hG = '1242' 0.0 6
      U232G = '232' 0.0 6
220      U232psG = '4232' 0.0 6
      U233G = '9233' 0.0 6
222      U236G = '236' 0.0 6
      U237G = '927' 0.0 6
224      U237psG = '4927' 0.0 6
      Np237G = '937' 0.0 6
226      Np239G = '1939' 0.0 6
      Am241G = '951' 0.0 6
228      Am242G = '1952' 0.0 6
      Am242mG = '952' 0.0 6
230      Am243G = '953' 0.0 6
      Cm242G = '962' 0.0 6
232      Cm243G = '963' 0.0 6
      Gd154G = '2154' 0.11720 6
234      Gd155G = '2155' 0.759 6
      Gd156G = '2156' 1.0633 6
236      Gd157G = '2157' 0.81559 6
      Gd158G = '2158' 2.4507 6
238      O16G = '6016' 11.933
      ;
240 *----- *Se define el arreglo:
      *      Las celdas con h son dobles y horizontales
242      *      Las celdas con v son dobles y verticales
      *      Las celdas con s don doble horizontal y vertical
244      *      Las celdas c son sencillas
      *      El ensamble se lee de izq a der y de abajo hacia arriba
246 *-----
      Geometry := GEO: :: CAR2D 8 8
248      X- REFL X+ REFL
      Y- REFL Y+ REFL
250      CELL
                c0 c5 c0 h00 h00 c4 c6 c5
252                c5 c3 c0 h00 h00 c0 c0 c6
                c0 c0 c0 h0G h00 cG c0 c4
254      v00 v00 v0G sw s6G v00 v00 v00
      v00 v0G v00 s6G sw v0G v00 v00
256      c4 c0 cG h00 h0G c0 c0 c0
      c6 c3 c0 h0G h00 c0 c3 c5
258      c5 c6 c4 h00 h00 c0 c5 c0
      ::: c0 := GEO: CARCEL 2
260      MESHX 0.0 <<side>>
      MESHY 0.0 <<side>>
262      RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
      MIX 4 3 1 ;
264      ::: c3 := GEO: CARCEL 2
      MESHX 0.0 <<side>>
266      MESHY 0.0 <<side>>
      RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
268      MIX 5 3 1 ;
      ::: c4 := GEO: CARCEL 2
270      MESHX 0.0 <<side>>
      MESHY 0.0 <<side>>
272      RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>

```

```

274     MIX 6 3 1 ;
      ::: c5 := GEO: CARCEL 2
        MESHX 0.0 <<side>>
276     MESHY 0.0 <<side>>
        RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
278     MIX 7 3 1 ;
      ::: c6 := GEO: CARCEL 2
280     MESHX 0.0 <<side>>
        MESHY 0.0 <<side>>
282     RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
        MIX 8 3 1 ;
284     ::: cG := GEO: CARCEL 2
        MESHX 0.0 <<side>>
286     MESHY 0.0 <<side>>
        RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
288     MIX 9 3 1 ;
      ::: h00 := GEO: CAR2D 2 1
290     MESHX 0.0 <<side>> <<hx>>
        MESHY 0.0 <<side>>
292     MIX 1 1
        CLUSTER c0A c0B
294     ::: c0A := GEO: TUBE 2
        RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
296     MIX 4 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hpin2>> ;
        ::: c0B := GEO: TUBE 2
298     RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
        MIX 4 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hpin1>> ;
300     ;
      ::: h0G := GEO: CAR2D 2 1
302     MESHX 0.0 <<side>> <<hx>>
        MESHY 0.0 <<side>>
304     MIX 1 1
        CLUSTER c0A cGB
306     ::: c0A := GEO: TUBE 2
        RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
308     MIX 4 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hpin2>> ;
        ::: cGB := GEO: TUBE 2
310     RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
        MIX 9 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<hpin1>> ;
312     ;
      ::: v00 := GEO: CAR2D 1 2
314     MESHX 0.0 <<side>>
        MESHY 0.0 <<side>> <<vy>>
316     MIX 1 1
        CLUSTER c0A c0B
318     ::: c0A := GEO: TUBE 2
        RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
320     MIX 4 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<vpin1>> ;
        ::: c0B := GEO: TUBE 2
322     RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
        MIX 4 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<vpin2>> ;
324     ;
      ::: v0G := GEO: CAR2D 1 2
326     MESHX 0.0 <<side>>
        MESHY 0.0 <<side>> <<vy>>
328     MIX 1 1
        CLUSTER c0A cGB
330     ::: c0A := GEO: TUBE 2
        RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
332     MIX 4 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<vpin1>> ;
        ::: cGB := GEO: TUBE 2
334     RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
        MIX 9 3 NPIN 1 RPIN <<hpin>> APIN <<vpin2>> ;
336     ;
      ::: s6G := GEO: CAR2D 2 2

```



```

338     MESHX 0.0 <<side>> <<hx>>
339     MESHY 0.0 <<side>> <<vy>>
340     MIX 1 1 1 1
341     CLUSTER c6A cGB cGC c6D
342     ::: c6A := GEO: TUBE 2
343         RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
344         MIX 8 3 NPIN 1 RPIN <<spin>> APIN <<sapin2>> ;
345     ::: cGB := GEO: TUBE 2
346         RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
347         MIX 9 3 NPIN 1 RPIN <<spin>> APIN <<sapin1>> ;
348     ::: cGC := GEO: TUBE 2
349         RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
350         MIX 9 3 NPIN 1 RPIN <<spin>> APIN <<sapin3>> ;
351     ::: c6D := GEO: TUBE 2
352         RADIUS 0.0 <<rfuel>> <<rzircf>>
353         MIX 8 3 NPIN 1 RPIN <<spin>> APIN <<sapin4>> ;
354     ;
355     ::: sw := GEO: CAR2D 2 2
356     MESHX 0.0 <<side>> <<hx>>
357     MESHY 0.0 <<side>> <<vy>>
358     MIX 1 1 1 1
359     CLUSTER CW
360     ::: CW := GEO: TUBE 2
361         RADIUS 0.0 <<rwater>> <<rzircw>>
362         MIX 2 3 NPIN 1 RPIN 0.0 APIN 0.0 ;
363     ;
364     ;

```

Apéndice C

Valores del flujo de antineutrinos para distintos días de operación

En las siguientes tablas (C.0.1 a C.0.9) se muestran los resultados del flujo de antineutrinos emitido por uno de los dos reactores tipo BWR-5 típicos que integran la CNLV a 100 m de distancia, que corresponden a las gráficas de las figuras 5.3.1 y 5.3.2.

Las tablas muestran la siguiente información: en la primera columna se enlista el rango energía de los antineutrinos desde 1.8 hasta 8.0 MeV en intervalos de 0.248 MeV; las columnas 2, 4, 6 y 8 presentan valores del flujo de antineutrinos para cada uno de los 4 isótopos fisibles principales del reactor: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu respectivamente. Estas cifras son el resultado de la multiplicación del espectro de energía de antineutrinos $S(E_{\bar{\nu}})$ (fig. 5.1.1) por el valor correspondiente al día de evolución del reactor que se requiere (día 5, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350 o 400) de la tasa de fisión de la gráfica de la fig. 5.2.1 para cada uno de los 4 isótopos, y por el factor que incluye a la distancia ($1/4\pi R^2$) con $R=10^4$ cm.

En las columnas 3, 5, 7, y 9 se muestra el error sistemático total para cada punto con la energía correspondiente. Esta incertidumbre corresponde a la suma en cuadratura de tres contribuciones: el error asociado directamente al espectro de energía de antineutrinos de la fig. 5.1.1, un 5% debido a fluctuaciones en la potencia térmica del reactor, y solamente para el valor de 1.8 MeV se agrega un error que proviene de realizar una extrapolación para este mismo punto. En las tablas 5.3.1 y 5.3.2 se muestra completo el detalle de cada una de estas incertidumbres para cada uno de los cuatro isótopos.

Energía [MeV]	²³⁵ U		²³⁸ U		²³⁹ Pu		²⁴¹ Pu	
	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]
1.800	5.214E+10	15.265	1.224E+10	13.722	1.072E+09	7.697	7.86E+04	9.383
2.048	5.135E+10	5.423	1.147E+10	11.249	8.563E+08	5.504	7.09E+04	5.463
2.296	4.347E+10	5.423	1.010E+10	11.259	6.946E+08	5.510	5.99E+04	5.463
2.544	3.636E+10	5.423	8.919E+09	11.260	5.562E+08	5.546	5.07E+04	5.463
2.792	3.046E+10	5.423	7.773E+09	11.263	4.674E+08	5.546	4.27E+04	5.463
3.040	2.562E+10	5.423	6.805E+09	11.288	3.843E+08	5.546	3.58E+04	5.463
3.288	2.149E+10	5.433	5.884E+09	11.326	3.116E+08	5.557	2.97E+04	5.473
3.536	1.763E+10	5.504	4.979E+09	11.334	2.447E+08	5.636	2.43E+04	5.546
3.784	1.425E+10	5.504	4.184E+09	11.441	1.939E+08	5.641	1.97E+04	5.551
4.032	1.132E+10	5.517	3.495E+09	11.529	1.523E+08	5.692	1.58E+04	5.599
4.280	8.925E+09	5.636	2.843E+09	11.594	1.148E+08	5.785	1.22E+04	5.687
4.528	6.967E+09	5.636	2.272E+09	11.643	8.379E+07	5.831	9.22E+03	5.731
4.776	5.415E+09	5.643	1.801E+09	11.712	6.115E+07	5.844	6.87E+03	5.743
5.024	4.310E+09	5.731	1.422E+09	11.868	4.723E+07	5.991	5.40E+03	5.883
5.272	3.378E+09	5.765	1.112E+09	12.362	3.597E+07	6.032	4.15E+03	5.926
5.520	2.598E+09	6.291	8.564E+08	16.689	2.691E+07	6.668	3.11E+03	6.602
5.768	1.977E+09	6.466	6.506E+08	16.994	1.963E+07	6.805	2.26E+03	6.734
6.016	1.462E+09	6.466	4.853E+08	17.381	1.405E+07	7.004	1.59E+03	6.862
6.264	1.091E+09	6.466	3.681E+08	17.772	1.023E+07	7.077	1.16E+03	6.868
6.512	8.260E+08	6.466	2.809E+08	18.252	7.624E+06	7.214	8.52E+02	7.001
6.760	6.227E+08	6.466	2.127E+08	18.930	5.684E+06	7.253	6.08E+02	7.008
7.008	4.428E+08	6.466	1.532E+08	23.352	3.982E+06	8.718	4.10E+02	7.286
7.256	2.765E+08	6.469	1.047E+08	23.401	2.451E+06	10.494	2.55E+02	7.290
7.504	1.727E+08	6.660	6.833E+07	23.269	1.428E+06	12.212	1.45E+02	7.582
7.752	1.118E+08	6.661	4.757E+07	23.464	8.061E+05	16.495	9.47E+01	7.587
8.000	6.017E+07	6.862	3.048E+07	24.597	3.859E+05	21.198	5.55E+01	8.602

Tabla C.0.1: Flujo de antineutrinos (con energías de 1.8 a 8 MeV) producidos por cada uno de los 4 isótopos fisibles principales en un reactor típico de la CNLV a **5 días** de operación. Estos datos están asociados a la figura 5.3.1(a). La incertidumbre total en cada punto es la suma en cuadratura del error asociado al espectro de energía de antineutrinos (fig. 5.1.1), un 5% debido a la potencia térmica del reactor, y un error en el valor para 1.8 MeV proveniente de realizar una extrapolación para este mismo punto. En las tablas 5.3.1 y 5.3.2 se muestran a detalle cada una de estas incertidumbres.

Energía [MeV]	²³⁵ U		²³⁸ U		²³⁹ Pu		²⁴¹ Pu	
	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]
1.800	4.117E+10	15.265	1.131E+10	13.722	1.455E+10	7.697	9.185E+07	9.383
2.048	4.055E+10	5.423	1.061E+10	11.249	1.162E+10	5.504	8.291E+07	5.463
2.296	3.433E+10	5.423	9.337E+09	11.259	9.424E+09	5.510	7.000E+07	5.463
2.544	2.871E+10	5.423	8.245E+09	11.260	7.547E+09	5.546	5.929E+07	5.463
2.792	2.405E+10	5.423	7.185E+09	11.263	6.341E+09	5.546	4.996E+07	5.463
3.040	2.023E+10	5.423	6.291E+09	11.288	5.214E+09	5.546	4.185E+07	5.463
3.288	1.697E+10	5.433	5.439E+09	11.326	4.227E+09	5.557	3.474E+07	5.473
3.536	1.392E+10	5.504	4.602E+09	11.334	3.320E+09	5.636	2.835E+07	5.546
3.784	1.125E+10	5.504	3.867E+09	11.441	2.630E+09	5.641	2.300E+07	5.551
4.032	8.936E+09	5.517	3.231E+09	11.529	2.066E+09	5.692	1.843E+07	5.599
4.280	7.048E+09	5.636	2.628E+09	11.594	1.558E+09	5.785	1.425E+07	5.687
4.528	5.502E+09	5.636	2.100E+09	11.643	1.137E+09	5.831	1.078E+07	5.731
4.776	4.276E+09	5.643	1.665E+09	11.712	8.296E+08	5.844	8.030E+06	5.743
5.024	3.404E+09	5.731	1.315E+09	11.868	6.407E+08	5.991	6.311E+06	5.883
5.272	2.668E+09	5.765	1.028E+09	12.362	4.879E+08	6.032	4.845E+06	5.926
5.520	2.052E+09	6.291	7.916E+08	16.689	3.651E+08	6.668	3.634E+06	6.602
5.768	1.561E+09	6.466	6.014E+08	16.994	2.663E+08	6.805	2.641E+06	6.734
6.016	1.154E+09	6.466	4.486E+08	17.381	1.906E+08	7.004	1.858E+06	6.862
6.264	8.619E+08	6.466	3.403E+08	17.772	1.387E+08	7.077	1.353E+06	6.868
6.512	6.524E+08	6.466	2.596E+08	18.252	1.034E+08	7.214	9.958E+05	7.001
6.760	4.918E+08	6.466	1.966E+08	18.930	7.712E+07	7.253	7.108E+05	7.008
7.008	3.497E+08	6.466	1.416E+08	23.352	5.402E+07	8.718	4.788E+05	7.286
7.256	2.184E+08	6.469	9.678E+07	23.401	3.325E+07	10.494	2.978E+05	7.290
7.504	1.364E+08	6.660	6.316E+07	23.269	1.938E+07	12.212	1.700E+05	7.582
7.752	8.833E+07	6.661	4.397E+07	23.464	1.094E+07	16.495	1.107E+05	7.587
8.000	4.752E+07	6.862	2.818E+07	24.597	5.235E+06	21.198	6.482E+04	8.602

Tabla C.0.2: Flujo de antineutrinos (con energías de 1.8 a 8 MeV) producidos por cada uno de los 4 isótopos fisibles principales en un reactor típico de la CNLV a **50 días** de operación. Estos datos están asociados a la figura 5.3.1(b). La incertidumbre total en cada punto es la suma en cuadratura del error asociado al espectro de energía de antineutrinos (fig. 5.1.1), un 5% debido a la potencia térmica del reactor, y un error en el valor para 1.8 MeV proveniente de realizar una extrapolación para este mismo punto. En las tablas 5.3.1 y 5.3.2 se muestran a detalle cada una de estas incertidumbres.

Energía [MeV]	²³⁵ U		²³⁸ U		²³⁹ Pu		²⁴¹ Pu	
	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]
1.800	3.459E+10	15.266	1.063E+10	13.716	2.252E+10	7.697	4.500E+08	9.383
2.048	3.407E+10	5.423	9.965E+09	11.249	1.798E+10	5.504	4.062E+08	5.463
2.296	2.884E+10	5.423	8.772E+09	11.259	1.459E+10	5.510	3.429E+08	5.463
2.544	2.412E+10	5.423	7.746E+09	11.260	1.168E+10	5.546	2.905E+08	5.463
2.792	2.020E+10	5.423	6.751E+09	11.263	9.816E+09	5.546	2.448E+08	5.463
3.040	1.700E+10	5.423	5.910E+09	11.288	8.071E+09	5.546	2.050E+08	5.463
3.288	1.426E+10	5.433	5.110E+09	11.326	6.544E+09	5.557	1.702E+08	5.473
3.536	1.170E+10	5.504	4.324E+09	11.334	5.139E+09	5.636	1.389E+08	5.546
3.784	9.452E+09	5.504	3.634E+09	11.441	4.071E+09	5.641	1.127E+08	5.551
4.032	7.507E+09	5.517	3.035E+09	11.529	3.198E+09	5.692	9.030E+07	5.599
4.280	5.921E+09	5.636	2.469E+09	11.594	2.411E+09	5.785	6.980E+07	5.687
4.528	4.622E+09	5.636	1.973E+09	11.643	1.760E+09	5.831	5.283E+07	5.731
4.776	3.592E+09	5.643	1.564E+09	11.712	1.284E+09	5.844	3.934E+07	5.743
5.024	2.859E+09	5.731	1.235E+09	11.868	9.918E+08	5.991	3.092E+07	5.883
5.272	2.241E+09	5.765	9.659E+08	12.362	7.553E+08	6.032	2.374E+07	5.926
5.520	1.724E+09	6.291	7.438E+08	16.689	5.652E+08	6.668	1.781E+07	6.602
5.768	1.312E+09	6.466	5.651E+08	16.994	4.122E+08	6.805	1.294E+07	6.734
6.016	9.698E+08	6.466	4.215E+08	17.381	2.951E+08	7.004	9.105E+06	6.862
6.264	7.240E+08	6.466	3.197E+08	17.772	2.148E+08	7.077	6.628E+06	6.868
6.512	5.480E+08	6.466	2.439E+08	18.252	1.601E+08	7.214	4.879E+06	7.001
6.760	4.131E+08	6.466	1.847E+08	18.930	1.194E+08	7.253	3.483E+06	7.008
7.008	2.938E+08	6.466	1.331E+08	23.352	8.363E+07	8.718	2.346E+06	7.286
7.256	1.834E+08	6.469	9.092E+07	23.401	5.147E+07	10.494	1.459E+06	7.290
7.504	1.145E+08	6.660	5.934E+07	23.269	2.999E+07	12.212	8.330E+05	7.582
7.752	7.420E+07	6.661	4.132E+07	23.464	1.693E+07	16.495	5.424E+05	7.587
8.000	3.992E+07	6.862	2.647E+07	24.597	8.104E+06	21.198	3.176E+05	8.602

Tabla C.0.3: Flujo de antineutrinos (con energías de 1.8 a 8 MeV) producidos por cada uno de los 4 isótopos fisibles principales en un reactor típico de la CNLV a **100 días** de operación. Estos datos están asociados a la figura 5.3.1(c). La incertidumbre total en cada punto es la suma en cuadratura del error asociado al espectro de energía de antineutrinos (fig. 5.1.1), un 5% debido a la potencia térmica del reactor, y un error en el valor para 1.8 MeV proveniente de realizar una extrapolación para este mismo punto. En las tablas 5.3.1 y 5.3.2 se muestran a detalle cada una de estas incertidumbres.

Energía [MeV]	²³⁵ U		²³⁸ U		²³⁹ Pu		²⁴¹ Pu	
	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]
1.800	3.047E+10	15.265	1.004E+10	13.722	2.734E+10	7.697	9.816E+08	9.383
2.048	3.001E+10	5.423	9.414E+09	11.249	2.183E+10	5.504	8.860E+08	5.463
2.296	2.540E+10	5.423	8.287E+09	11.259	1.771E+10	5.510	7.480E+08	5.463
2.544	2.125E+10	5.423	7.318E+09	11.260	1.418E+10	5.546	6.336E+08	5.463
2.792	1.780E+10	5.423	6.377E+09	11.263	1.191E+10	5.546	5.339E+08	5.463
3.040	1.497E+10	5.423	5.584E+09	11.288	9.795E+09	5.546	4.473E+08	5.463
3.288	1.256E+10	5.433	4.828E+09	11.326	7.943E+09	5.557	3.713E+08	5.473
3.536	1.030E+10	5.504	4.085E+09	11.334	6.237E+09	5.636	3.030E+08	5.546
3.784	8.326E+09	5.504	3.433E+09	11.441	4.941E+09	5.641	2.458E+08	5.551
4.032	6.613E+09	5.517	2.867E+09	11.529	3.881E+09	5.692	1.970E+08	5.599
4.280	5.216E+09	5.636	2.332E+09	11.594	2.926E+09	5.785	1.522E+08	5.687
4.528	4.072E+09	5.636	1.864E+09	11.643	2.136E+09	5.831	1.152E+08	5.731
4.776	3.165E+09	5.643	1.478E+09	11.712	1.559E+09	5.844	8.581E+07	5.743
5.024	2.519E+09	5.731	1.167E+09	11.868	1.204E+09	5.991	6.745E+07	5.883
5.272	1.974E+09	5.765	9.125E+08	12.362	9.168E+08	6.032	5.178E+07	5.926
5.520	1.519E+09	6.291	7.026E+08	16.689	6.859E+08	6.668	3.884E+07	6.602
5.768	1.155E+09	6.466	5.338E+08	16.994	5.003E+08	6.805	2.823E+07	6.734
6.016	8.543E+08	6.466	3.982E+08	17.381	3.582E+08	7.004	1.986E+07	6.862
6.264	6.378E+08	6.466	3.020E+08	17.772	2.606E+08	7.077	1.446E+07	6.868
6.512	4.828E+08	6.466	2.305E+08	18.252	1.943E+08	7.214	1.064E+07	7.001
6.760	3.639E+08	6.466	1.745E+08	18.930	1.449E+08	7.253	7.597E+06	7.008
7.008	2.588E+08	6.466	1.257E+08	23.352	1.015E+08	8.718	5.117E+06	7.286
7.256	1.616E+08	6.469	8.590E+07	23.401	6.247E+07	10.494	3.182E+06	7.290
7.504	1.009E+08	6.660	5.606E+07	23.269	3.640E+07	12.212	1.817E+06	7.582
7.752	6.537E+07	6.661	3.903E+07	23.464	2.055E+07	16.495	1.183E+06	7.587
8.000	3.517E+07	6.862	2.501E+07	24.597	9.836E+06	21.198	6.928E+05	8.602

Tabla C.0.4: Flujo de antineutrinos (con energías de 1.8 a 8 MeV) producidos por cada uno de los 4 isótopos fisibles principales en un reactor típico de la CNLV a **150 días** de operación. Estos datos están asociados a la figura 5.3.1(d). La incertidumbre total en cada punto es la suma en cuadratura del error asociado al espectro de energía de antineutrinos (fig. 5.1.1), un 5% debido a la potencia térmica del reactor, y un error en el valor para 1.8 MeV proveniente de realizar una extrapolación para este mismo punto. En las tablas 5.3.1 y 5.3.2 se muestran a detalle cada una de estas incertidumbres.

Energía [MeV]	²³⁵ U		²³⁸ U		²³⁹ Pu		²⁴¹ Pu	
	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]
1.800	2.774E+10	15.265	9.454E+09	13.722	3.044E+10	7.697	1.588E+09	9.383
2.048	2.732E+10	5.423	8.865E+09	11.249	2.430E+10	5.504	1.433E+09	5.463
2.296	2.312E+10	5.423	7.803E+09	11.259	1.971E+10	5.510	1.210E+09	5.463
2.544	1.934E+10	5.423	6.891E+09	11.260	1.579E+10	5.546	1.025E+09	5.463
2.792	1.620E+10	5.423	6.005E+09	11.263	1.326E+10	5.546	8.637E+08	5.463
3.040	1.363E+10	5.423	5.258E+09	11.288	1.091E+10	5.546	7.236E+08	5.463
3.288	1.143E+10	5.433	4.546E+09	11.326	8.843E+09	5.557	6.007E+08	5.473
3.536	9.380E+09	5.504	3.846E+09	11.334	6.945E+09	5.636	4.902E+08	5.546
3.784	7.579E+09	5.504	3.232E+09	11.441	5.502E+09	5.641	3.976E+08	5.551
4.032	6.019E+09	5.517	2.700E+09	11.529	4.321E+09	5.692	3.187E+08	5.599
4.280	4.748E+09	5.636	2.196E+09	11.594	3.258E+09	5.785	2.463E+08	5.687
4.528	3.706E+09	5.636	1.755E+09	11.643	2.378E+09	5.831	1.864E+08	5.731
4.776	2.881E+09	5.643	1.392E+09	11.712	1.735E+09	5.844	1.388E+08	5.743
5.024	2.293E+09	5.731	1.099E+09	11.868	1.340E+09	5.991	1.091E+08	5.883
5.272	1.797E+09	5.765	8.592E+08	12.362	1.021E+09	6.032	8.377E+07	5.926
5.520	1.382E+09	6.291	6.616E+08	16.689	7.637E+08	6.668	6.284E+07	6.602
5.768	1.052E+09	6.466	5.026E+08	16.994	5.571E+08	6.805	4.566E+07	6.734
6.016	7.777E+08	6.466	3.749E+08	17.381	3.988E+08	7.004	3.213E+07	6.862
6.264	5.806E+08	6.466	2.844E+08	17.772	2.902E+08	7.077	2.339E+07	6.868
6.512	4.394E+08	6.466	2.170E+08	18.252	2.164E+08	7.214	1.722E+07	7.001
6.760	3.313E+08	6.466	1.643E+08	18.930	1.613E+08	7.253	1.229E+07	7.008
7.008	2.356E+08	6.466	1.184E+08	23.352	1.130E+08	8.718	8.278E+06	7.286
7.256	1.471E+08	6.469	8.088E+07	23.401	6.955E+07	10.494	5.148E+06	7.290
7.504	9.186E+07	6.660	5.279E+07	23.269	4.053E+07	12.212	2.940E+06	7.582
7.752	5.950E+07	6.661	3.675E+07	23.464	2.288E+07	16.495	1.914E+06	7.587
8.000	3.201E+07	6.862	2.355E+07	24.597	1.095E+07	21.198	1.121E+06	8.602

Tabla C.0.5: Flujo de antineutrinos (con energías de 1.8 a 8 MeV) producidos por cada uno de los 4 isótopos fisibles principales en un reactor típico de la CNLV a **200 días** de operación. Estos datos están asociados a la figura 5.3.2(a). La incertidumbre total en cada punto es la suma en cuadratura del error asociado al espectro de energía de antineutrinos (fig. 5.1.1), un 5% debido a la potencia térmica del reactor, y un error en el valor para 1.8 MeV proveniente de realizar una extrapolación para este mismo punto. En las tablas 5.3.1 y 5.3.2 se muestran a detalle cada una de estas incertidumbres.

Energía [MeV]	²³⁵ U		²³⁸ U		²³⁹ Pu		²⁴¹ Pu	
	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]
1.800	2.590E+10	15.265	8.899E+09	13.722	3.244E+10	7.697	2.211E+09	9.383
2.048	2.551E+10	5.423	8.345E+09	11.249	2.590E+10	5.504	1.996E+09	5.463
2.296	2.159E+10	5.423	7.346E+09	11.259	2.101E+10	5.510	1.685E+09	5.463
2.544	1.806E+10	5.423	6.487E+09	11.260	1.683E+10	5.546	1.427E+09	5.463
2.792	1.513E+10	5.423	5.653E+09	11.263	1.414E+10	5.546	1.203E+09	5.463
3.040	1.273E+10	5.423	4.949E+09	11.288	1.162E+10	5.546	1.007E+09	5.463
3.288	1.068E+10	5.433	4.279E+09	11.326	9.426E+09	5.557	8.363E+08	5.473
3.536	8.760E+09	5.504	3.621E+09	11.334	7.402E+09	5.636	6.825E+08	5.546
3.784	7.078E+09	5.504	3.043E+09	11.441	5.864E+09	5.641	5.535E+08	5.551
4.032	5.621E+09	5.517	2.542E+09	11.529	4.606E+09	5.692	4.437E+08	5.599
4.280	4.434E+09	5.636	2.067E+09	11.594	3.473E+09	5.785	3.429E+08	5.687
4.528	3.461E+09	5.636	1.652E+09	11.643	2.534E+09	5.831	2.596E+08	5.731
4.776	2.690E+09	5.643	1.310E+09	11.712	1.850E+09	5.844	1.933E+08	5.743
5.024	2.141E+09	5.731	1.034E+09	11.868	1.429E+09	5.991	1.519E+08	5.883
5.272	1.678E+09	5.765	8.088E+08	12.362	1.088E+09	6.032	1.166E+08	5.926
5.520	1.291E+09	6.291	6.228E+08	16.689	8.140E+08	6.668	8.749E+07	6.602
5.768	9.822E+08	6.466	4.732E+08	16.994	5.937E+08	6.805	6.358E+07	6.734
6.016	7.262E+08	6.466	3.529E+08	17.381	4.251E+08	7.004	4.473E+07	6.862
6.264	5.422E+08	6.466	2.677E+08	17.772	3.093E+08	7.077	3.257E+07	6.868
6.512	4.104E+08	6.466	2.043E+08	18.252	2.306E+08	7.214	2.397E+07	7.001
6.760	3.094E+08	6.466	1.547E+08	18.930	1.719E+08	7.253	1.711E+07	7.008
7.008	2.200E+08	6.466	1.114E+08	23.352	1.205E+08	8.718	1.153E+07	7.286
7.256	1.374E+08	6.469	7.614E+07	23.401	7.414E+07	10.494	7.168E+06	7.290
7.504	8.578E+07	6.660	4.969E+07	23.269	4.320E+07	12.212	4.093E+06	7.582
7.752	5.557E+07	6.661	3.460E+07	23.464	2.438E+07	16.495	2.665E+06	7.587
8.000	2.989E+07	6.862	2.217E+07	24.597	1.167E+07	21.198	1.560E+06	8.602

Tabla C.0.6: Flujo de antineutrinos (con energías de 1.8 a 8 MeV) producidos por cada uno de los 4 isótopos fisibles principales en un reactor típico de la CNLV a **250 días** de operación. Estos datos están asociados a la figura 5.3.2(b). La incertidumbre total en cada punto es la suma en cuadratura del error asociado al espectro de energía de antineutrinos (fig. 5.1.1), un 5% debido a la potencia térmica del reactor, y un error en el valor para 1.8 MeV proveniente de realizar una extrapolación para este mismo punto. En las tablas 5.3.1 y 5.3.2 se muestran a detalle cada una de estas incertidumbres.

Energía [MeV]	²³⁵ U		²³⁸ U		²³⁹ Pu		²⁴¹ Pu	
	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]
1.800	2.460E+10	15.265	8.440E+09	13.722	3.382E+10	7.697	2.824E+09	9.383
2.048	2.423E+10	5.423	7.914E+09	11.249	2.700E+10	5.504	2.549E+09	5.463
2.296	2.051E+10	5.423	6.967E+09	11.259	2.191E+10	5.510	2.152E+09	5.463
2.544	1.715E+10	5.423	6.152E+09	11.260	1.754E+10	5.546	1.823E+09	5.463
2.792	1.437E+10	5.423	5.361E+09	11.263	1.474E+10	5.546	1.536E+09	5.463
3.040	1.209E+10	5.423	4.694E+09	11.288	1.212E+10	5.546	1.287E+09	5.463
3.288	1.014E+10	5.433	4.058E+09	11.326	9.827E+09	5.557	1.068E+09	5.473
3.536	8.319E+09	5.504	3.434E+09	11.334	7.717E+09	5.636	8.718E+08	5.546
3.784	6.722E+09	5.504	2.886E+09	11.441	6.114E+09	5.641	7.071E+08	5.551
4.032	5.338E+09	5.517	2.411E+09	11.529	4.802E+09	5.692	5.667E+08	5.599
4.280	4.211E+09	5.636	1.961E+09	11.594	3.621E+09	5.785	4.380E+08	5.687
4.528	3.287E+09	5.636	1.567E+09	11.643	2.642E+09	5.831	3.315E+08	5.731
4.776	2.555E+09	5.643	1.242E+09	11.712	1.929E+09	5.844	2.469E+08	5.743
5.024	2.034E+09	5.731	9.810E+08	11.868	1.489E+09	5.991	1.941E+08	5.883
5.272	1.594E+09	5.765	7.671E+08	12.362	1.134E+09	6.032	1.490E+08	5.926
5.520	1.226E+09	6.291	5.907E+08	16.689	8.487E+08	6.668	1.118E+08	6.602
5.768	9.328E+08	6.466	4.488E+08	16.994	6.190E+08	6.805	8.121E+07	6.734
6.016	6.897E+08	6.466	3.347E+08	17.381	4.432E+08	7.004	5.714E+07	6.862
6.264	5.149E+08	6.466	2.539E+08	17.772	3.225E+08	7.077	4.160E+07	6.868
6.512	3.897E+08	6.466	1.937E+08	18.252	2.404E+08	7.214	3.062E+07	7.001
6.760	2.938E+08	6.466	1.467E+08	18.930	1.793E+08	7.253	2.186E+07	7.008
7.008	2.089E+08	6.466	1.057E+08	23.352	1.256E+08	8.718	1.472E+07	7.286
7.256	1.305E+08	6.469	7.221E+07	23.401	7.729E+07	10.494	9.156E+06	7.290
7.504	8.146E+07	6.660	4.713E+07	23.269	4.504E+07	12.212	5.228E+06	7.582
7.752	5.277E+07	6.661	3.281E+07	23.464	2.542E+07	16.495	3.404E+06	7.587
8.000	2.839E+07	6.862	2.103E+07	24.597	1.217E+07	21.198	1.993E+06	8.602

Tabla C.0.7: Flujo de antineutrinos (con energías de 1.8 a 8 MeV) producidos por cada uno de los 4 isótopos fisibles principales en un reactor típico de la CNLV a **300 días** de operación. Estos datos están asociados a la figura 5.3.2(c). La incertidumbre total en cada punto es la suma en cuadratura del error asociado al espectro de energía de antineutrinos (fig. 5.1.1), un 5% debido a la potencia térmica del reactor, y un error en el valor para 1.8 MeV proveniente de realizar una extrapolación para este mismo punto. En las tablas 5.3.1 y 5.3.2 se muestran a detalle cada una de estas incertidumbres.

Energía [MeV]	²³⁵ U		²³⁸ U		²³⁹ Pu		²⁴¹ Pu	
	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]
1.800	2.362E+10	15.265	8.11E+09	13.722	3.487E+10	7.697	3.423E+09	9.383
2.048	2.326E+10	5.423	7.60E+09	11.249	2.784E+10	5.504	3.089E+09	5.463
2.296	1.969E+10	5.423	6.69E+09	11.259	2.259E+10	5.510	2.608E+09	5.463
2.544	1.647E+10	5.423	5.91E+09	11.260	1.809E+10	5.546	2.209E+09	5.463
2.792	1.380E+10	5.423	5.15E+09	11.263	1.520E+10	5.546	1.862E+09	5.463
3.040	1.160E+10	5.423	4.51E+09	11.288	1.250E+10	5.546	1.560E+09	5.463
3.288	9.734E+09	5.433	3.90E+09	11.326	1.013E+10	5.557	1.295E+09	5.473
3.536	7.987E+09	5.504	3.30E+09	11.334	7.957E+09	5.636	1.057E+09	5.546
3.784	6.454E+09	5.504	2.77E+09	11.441	6.303E+09	5.641	8.569E+08	5.551
4.032	5.125E+09	5.517	2.32E+09	11.529	4.951E+09	5.692	6.868E+08	5.599
4.280	4.043E+09	5.636	1.88E+09	11.594	3.733E+09	5.785	5.309E+08	5.687
4.528	3.156E+09	5.636	1.50E+09	11.643	2.724E+09	5.831	4.018E+08	5.731
4.776	2.453E+09	5.643	1.19E+09	11.712	1.988E+09	5.844	2.992E+08	5.743
5.024	1.952E+09	5.731	9.42E+08	11.868	1.536E+09	5.991	2.352E+08	5.883
5.272	1.530E+09	5.765	7.37E+08	12.362	1.169E+09	6.032	1.806E+08	5.926
5.520	1.177E+09	6.291	5.67E+08	16.689	8.750E+08	6.668	1.354E+08	6.602
5.768	8.956E+08	6.466	4.31E+08	16.994	6.382E+08	6.805	9.842E+07	6.734
6.016	6.622E+08	6.466	3.21E+08	17.381	4.569E+08	7.004	6.925E+07	6.862
6.264	4.944E+08	6.466	2.44E+08	17.772	3.325E+08	7.077	5.041E+07	6.868
6.512	3.742E+08	6.466	1.86E+08	18.252	2.479E+08	7.214	3.711E+07	7.001
6.760	2.821E+08	6.466	1.41E+08	18.930	1.848E+08	7.253	2.649E+07	7.008
7.008	2.006E+08	6.466	1.01E+08	23.352	1.295E+08	8.718	1.784E+07	7.286
7.256	1.253E+08	6.469	6.94E+07	23.401	7.969E+07	10.494	1.110E+07	7.290
7.504	7.821E+07	6.660	4.53E+07	23.269	4.644E+07	12.212	6.336E+06	7.582
7.752	5.066E+07	6.661	3.15E+07	23.464	2.621E+07	16.495	4.125E+06	7.587
8.000	2.726E+07	6.862	2.02E+07	24.597	1.255E+07	21.198	2.416E+06	8.602

Tabla C.0.8: Flujo de antineutrinos (con energías de 1.8 a 8 MeV) producidos por cada uno de los 4 isótopos fisibles principales en un reactor típico de la CNLV a **350 días** de operación. La incertidumbre total en cada punto es la suma en cuadratura del error asociado al espectro de energía de antineutrinos (fig. 5.1.1), un 5% debido a la potencia térmica del reactor, y un error en el valor para 1.8 MeV proveniente de realizar una extrapolación para este mismo punto. En las tablas 5.3.1 y 5.3.2 se muestran a detalle cada una de estas incertidumbres.

Energía [MeV]	²³⁵ U		²³⁸ U		²³⁹ Pu		²⁴¹ Pu	
	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]	Flujo [MeV ⁻¹ s ⁻¹ cm ⁻²]	δ(total) [%]
1.800	2.267E+10	15.265	7.914E+09	13.722	3.573E+10	7.697	4.003E+09	9.383
2.048	2.233E+10	5.423	7.421E+09	11.249	2.853E+10	5.504	3.613E+09	5.463
2.296	1.890E+10	5.423	6.532E+09	11.259	2.315E+10	5.510	3.050E+09	5.463
2.544	1.581E+10	5.423	5.768E+09	11.260	1.853E+10	5.546	2.584E+09	5.463
2.792	1.324E+10	5.423	5.027E+09	11.263	1.557E+10	5.546	2.177E+09	5.463
3.040	1.114E+10	5.423	4.401E+09	11.288	1.280E+10	5.546	1.824E+09	5.463
3.288	9.344E+09	5.433	3.805E+09	11.326	1.038E+10	5.557	1.514E+09	5.473
3.536	7.667E+09	5.504	3.220E+09	11.334	8.153E+09	5.636	1.236E+09	5.546
3.784	6.195E+09	5.504	2.706E+09	11.441	6.459E+09	5.641	1.002E+09	5.551
4.032	4.920E+09	5.517	2.260E+09	11.529	5.073E+09	5.692	8.032E+08	5.599
4.280	3.881E+09	5.636	1.839E+09	11.594	3.825E+09	5.785	6.208E+08	5.687
4.528	3.029E+09	5.636	1.469E+09	11.643	2.792E+09	5.831	4.699E+08	5.731
4.776	2.355E+09	5.643	1.165E+09	11.712	2.038E+09	5.844	3.499E+08	5.743
5.024	1.874E+09	5.731	9.198E+08	11.868	1.574E+09	5.991	2.750E+08	5.883
5.272	1.469E+09	5.765	7.192E+08	12.362	1.198E+09	6.032	2.112E+08	5.926
5.520	1.130E+09	6.291	5.538E+08	16.689	8.966E+08	6.668	1.584E+08	6.602
5.768	8.597E+08	6.466	4.208E+08	16.994	6.540E+08	6.805	1.151E+08	6.734
6.016	6.357E+08	6.466	3.138E+08	17.381	4.682E+08	7.004	8.099E+07	6.862
6.264	4.746E+08	6.466	2.381E+08	17.772	3.407E+08	7.077	5.896E+07	6.868
6.512	3.592E+08	6.466	1.816E+08	18.252	2.540E+08	7.214	4.340E+07	7.001
6.760	2.708E+08	6.466	1.376E+08	18.930	1.894E+08	7.253	3.098E+07	7.008
7.008	1.926E+08	6.466	9.909E+07	23.352	1.327E+08	8.718	2.086E+07	7.286
7.256	1.202E+08	6.469	6.771E+07	23.401	8.166E+07	10.494	1.298E+07	7.290
7.504	7.508E+07	6.660	4.419E+07	23.269	4.759E+07	12.212	7.409E+06	7.582
7.752	4.864E+07	6.661	3.077E+07	23.464	2.686E+07	16.495	4.824E+06	7.587
8.000	2.616E+07	6.862	1.971E+07	24.597	1.286E+07	21.198	2.825E+06	8.602

Tabla C.0.9: Flujo de antineutrinos (con energías de 1.8 a 8 MeV) producidos por cada uno de los 4 isótopos fisibles principales en un reactor típico de la CNLW a **400 días** de operación. Estos datos están asociados a la figura 5.3.2(d). La incertidumbre total en cada punto es la suma en cuadratura del error asociado al espectro de energía de antineutrinos (fig. 5.1.1), un 5% debido a la potencia térmica del reactor, y un error en el valor para 1.8 MeV proveniente de realizar una extrapolación para este mismo punto. En las tablas 5.3.1 y 5.3.2 se muestran a detalle cada una de estas incertidumbres.

Bibliografía

- [1] W. Pauli, *Letter to the Physical Society of Tübingen (1930)*, sin publicar, reproducida en Brown, L. M. *Physics Today*, 31,23 (1978).
- [2] F. Reines, C. L. Cowan, *Detection of the free neutrino* *Phys. Rev.* vol 92, 830 (1953)
- [3] E. J. Konopinski and H. M. Mahmoud *The Universal Fermi Interaction* *Phys. Rev.* 92, 1045 (1953)
- [4] G. Danby et al., *Observation of high energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos* *Phys. Rev. Lett.* vol 9, 36 (1962).
- [5] DONUT collaboration. K. Kodama et al., *Observation of tau neutrino interactions* *Phys. Lett. B* vol 504, 218 (2001).
- [6] Infografía del modelo estándar. <http://cds.cern.ch/journal/CERNBulletin/2012/35/News>
- [7] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett. B.* vol 716, 1 (2012).
- [8] CMS Collaboration *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC* *Phys. Lett. B* vol 716, 1 (2012)
- [9] Grupo de investigación de Física de antineutrinos proyecto LENA (2013) <http://neutrino.desy.de/projekte/lena/>
- [10] Takaaki Yokozawa. Trabajo de tesis: *Precision solar neutrino measurements with Super-Kamiokande-IV* (2012)
- [11] K. Hirata et al., *Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN1987A* *Phys. Rev. Lett.* 58 , 1490 (1987)
- [12] R. M. Bionta et al., *Observation of a neutrino burst in Coincidence with Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud* *Phys. Rev. Lett.* 58 , 1494 (1987)
- [13] E. N. Alekseev et al., *Possible Detection of a Neutrino Signal on 23 February 1987 at the Baksan Underground Scintillation Telescope of the Institute of Nuclear Research*, *JETP Lett.* 45 , 589 (1987)
- [14] M. Aglietta et al., *On the Event Observed in the Mont Blanc Underground Neutrino Observatory during the Occurrence of Supernova 1987a* *Europhys. Lett.* 3 , 1315 (1987)
- [15] F. Reines, M. F. Crouch et al. *Evidence for High-Energy Cosmic-Ray Neutrino Interactions*, *Phys. Rev. Lett.* vol 15, 429 (1965)
- [16] Achar, C. et al., *Detection of muons produced by cosmic ray neutrinos deep underground*, *Phys. Rev. Lett.*, vol 18,2,196 (1965)

- [17] Y. Fukuda et al. *Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998)
- [18] J.H Davies, D.R Davies, *Earth's surface heat flux*, Solid Earth, vol 1, 5-24 (2010)
- [19] A. Faessler, R. Hodak, et al., *Beta Decay and the Cosmic Neutrino Background* 1304.5632v4. (2013)
- [20] S.Betts, W.R. Blanchard et al., *Development of a Relic Neutrino Detection Experiment at PTOLEMY: Princeton Tritium Observatory for Light, Early-Universe, Massive-Neutrino Yield*, Astroph.IM, 1307.4738v2 (2013)
- [21] M. Schwartz *Feasibility of using high-energy neutrinos to study the weak interactions*, Phys. Rev. Lett., 4,6,306 (1960)
- [22] B. Pontecorvo, J. Exp. Theor. Phys. (U.S.S.R.) 37 , 1751 (1959)
- [23] R.Slansky, S.Raby, T. Goldman, G.Garvey. *The Oscillating Neutrino. An Introduction to Neutrino Masses and Mixings*, Los Alamos Science, 25 (1997)
- [24] N. Solomey. *The Elusive Neutrino: A Subatomic Detective Story*. Scientific American Library, 1a ed. 1997
- [25] C. E. Aalseth, D. Anderson et al. *The majorana neutrinoless double-beta decay experiment*. Physics of Atomic Nuclei. Vol. 67, 11 (2004)
- [26] P. Gorla. *The CUORE experiment: status and prospects*. Journal of Physics: Conference Series 375, 042013 (2012)
- [27] J. N. Bahcall, Scientific American, Vol. 221 ,1 (1969)
- [28] Q. R. Ahmad et al. *Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett. 89, 011301
- [29] KamLAND Collaboration. *Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND*, Phys.Rev.Lett. vol 100, 221803 (2008).
- [30] MINOS Collaboration. *Measurement of Neutrino and Antineutrino Oscillations Using Beam and Atmospheric Data in MINOS*. Phys. Rev. Lett. vol 110, 251801 (2013)
- [31] P. Vogel, J. F. Beacom, *Angular distribution of neutron inverse beta decay, $\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$* , Phys. Rev. D, vol 60, 053003 (1999).
- [32] A. I. Afonin et al., *Search for neutrino oscillations in an experiment in the reactor of the Rovno nuclear power plant*. JETP Lett. 42, (1985)
- [33] A.A. Kuvshinnikov, L.A. Mikaelyan, S.V. Nikolaev, M.D. Skorokhvatov, A.V. Etenko, *Measuring the $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ cross section and beta decay axial constant in a new experiment at Rovno NPP reactor*. JETP Lett. 54 (1991)
- [34] F. Boehm, J. Busenitz et al., *Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment*. Phys. Rev. D 64, 11 (2001)
- [35] KASKA Collaboration *The KASKA project: A Japanese medium-baseline reactor-neutrino oscillation experiment to measure the mixing angle θ_{13}* . Nucl.Phys.Proc.Suppl. 149 (2005)
- [36] Y. Abe et al. (Double Chooz Collaboration) *Indication of Reactor $\bar{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment* Phys. Rev. Lett. 108, 131801 (2012)

- [37] The Daya Bay Collaboration *Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay* Physical Review Letters 108, 17 (2012)
- [38] A Porta (for the Nucifer collaboration) *Reactor neutrino detection for non proliferation with the Nucifer experiment* J. Phys.: Conf. Ser. 203 012092 (2010)
- [39] Y. Kurodaa, S. Oguri et al., *A mobile antineutrino detector with plastic scintillators*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol 690,41-47,(2012).
- [40] Embajada de México en Austria. <http://embamex.sre.gob.mx/austria>
- [41] J. L. Iturbide, *Fundamentos de radioquímica*. Universidad Autónoma del Estado de México, 2011.
- [42] E. A. C. Crouch, U.K. A.E.R.E., Harwell, *Fission-product yields from neutron-induced fission*, Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol 19 (1977).
- [43] I. R. Cameron, *Nuclear Fission Reactors*. Plenum Press, 1982.
- [44] <http://www.world-nuclear.org/info/Nuclear-Fuel-Cycle/Introduction/Physics-of-Nuclear-Energy/>
- [45] F. J. Rahn, *A guide to nuclear power technology: a resource for decision making*. Wiley, 1991.
- [46] *¿Qué es el ciclo del combustible nuclear?* Folleto editado por CFE.
- [47] *Introducción a la Central Nucleoeléctrica Laguna Verde. Manual del participante*. CENAPRED-SEGOB, 2009.
- [48] J. K. Shultis, *Fundamentals of Nuclear Science and Engineering*. CRC Press, 2008.
- [49] J. Cao, *Determining Reactor Neutrino Flux* Nuclear Physics B Proceedings Supplement 00,1, (2012)
- [50] S. Cormon, Tesis de doctorado *Étude du potentiel de la détection des antineutrinos pour la surveillance des réacteurs nucléaires à des fins de lutte contre la prolifération*. Universidad de Nantes, (2012)
- [51] *¿Qué es una central nuclear?* Folleto editado por CFE.
- [52] *¿Qué es una Central Nucleoeléctrica de Laguna Verde?* Folleto editado por CFE.
- [53] H. H. López, *Fuel assembly with inert matrix fuel rods as reload options for Laguna Verde NPP*, Annals of Nuclear Energy, vol. 40, 215-220 (2012).
- [54] A. Bernstein, N. Bowden, A. Misner, T Palmer, *Monitoring the thermal power of nuclear reactor with a prototype cubic meter antineutrino detector*, J. Appl. Phys., vol. 103 (2008).
- [55] World Nuclear: <http://www.world-nuclear.org/info/Country-Profiles/Countries-G-N/Mexico/>
- [56] L.C. Longoria, G.Alonso, J. Palacios, *Expansion of Nuclear Power in Mexico*, ININ, IAEA-CN-164-2P02.
- [57] C. L. Jones, A. Bernstein et al., *Reactor simulation for antineutrino experiments using DRAGON and MURE*, Phys. Rev. D 86, 012001 (2012).
- [58] Presentación sobre el detector PANDA. Shugo Oguri, Yasuhiro Kuroda, Yo Kato AB Chikara Ito, Yoshizumi Inoue, Makoto Minowa. *PANDA-a mobile reactor neutrino monitor*.

- [59] Homepage del grupo de trabajo del detector KARMEN
<https://neutrino.ikp.kit.edu/static/karmen/>
- [60] Hojas de especificaciones técnicas del plástico centellador RP-408, fabricante REXON TLD SYSTEMS, INC.
- [61] M. Fallot et al., *New antineutrino energy spectra predictions from the summation of beta decay branches of the fission products*, Phys. Rev. Lett. 109, 202504 (2012).
- [62] Th. A. Mueller et al., *Improved predictions of reactor antineutrino spectra*, Phys. Rev. C 83, 054615 (2011).
- [63] L. Templin, *Reactor Physics Constants*, 2a ed., ANL-5800 Argonne National Laboratory, 1963.
- [64] Manual de CLE-2000. <http://www.polymtl.ca/merlin/downloads/IGE163.pdf>
- [65] DRAGON (École Polytechnique de Montréal). <http://www.polymtl.ca/nucleaire/DRAGON/en/>
- [66] Modificaciones a la instalación de DRAGON <http://dspace.mit.edu/handle/1721.1/70045>
- [67] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH, 2011.
- [68] Estimate of Cosmic Muon Background for Shallow Underground Neutrino Detectors, E. casimiro, F.R.A. Simão, J.C. Anjos, *Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference*, DGP-UNAM, México, 2008