



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

CARACTERIZACIÓN DEL ESTADO RESONANTE s SUB-UMBRAL PARA
EL NÚCLEO COMPUESTO $^{117}\text{Sn}+n$

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS

PRESENTA:

LUIS ENRIQUE CHARÓN GARCÍA

TUTOR PRINCIPAL

DRA. LIBERTAD BARRÓN PALOS
INSTITUTO DE FÍSICA

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR

Dr. LUIS ARMANDO ACOSTA SÁNCHEZ
INSTITUTO DE FÍSICA

Dr. CÉSAR FERNÁNDEZ RAMÍREZ
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

CIUDAD DE MÉXICO, OCTUBRE 2023



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.

*La naturaleza sola no es nuestra madre...
benditas las manos que rectifican sus equivocaciones.*

José Martí

Resumen

La identificación de nuevos mecanismos de violación de simetrías discretas es de gran importancia para comprender el origen de la asimetría materia-antimateria presente en el universo, particularmente los de violación T(CP). Desde los años 60s se tiene evidencia experimental de violaciones de paridad en experimentos de fisión, dispersión elástica y reacciones de captura radiativa que involucran haces de neutrones. En los 80s se desarrolló el formalismo teórico que describe estos observables P-impar el cual considera que los valores no nulos provienen de la mezcla débil de resonancias con el mismo momento angular total pero paridad opuesta y consideran al mecanismo compuesto de reacción resonante como el más importante en el rango de energías térmicas y epitérmicas. Suficiente evidencia experimental existe para el caso del ^{117}Sn donde varios observables P-impar se han medido en la resonancia de onda p a 1.33 eV. Sin embargo, en este caso el análisis es más complicado debido a la mezcla débil que involucra un estado resonante s subumbral y la ausencia de valores medidos para algunos de los parámetros espectrométricos que caracterizan las resonancias involucradas. Como estas resonancias negativas no se pueden medir directamente es necesario inferir estos parámetros midiendo observables P-par así como la sección eficaz (n,γ) en la región de energías térmicas y subtérmicas al ser una región de energías muy sensible a la estructura subumbral. Sin embargo, inconsistencias se han venido acumulando desde entonces entre los resultados experimentales y los formalismos teóricos correspondientes en la aproximación de dos niveles (mezcla débil entre la resonancia de onda p y s más cercanas a la energía de interés). El formalismo teórico para los observables T-impar definidos para experimentos de transmisión neutrónica tiene un marcado paralelismo con el formalismo P-impar por lo cual es importante resolver estas inconsistencias con el objetivo de diseñar e interpretar futuros experimentos de violación T. En la actualidad, este es el objetivo principal de la colaboración NOPTREX (Neutron OPTics Time Reversal EXperiment). En la presente tesis se resuelven algunas de estas aparentes inconsistencias entre los formalismo teóricos y los valores medidos para los observables P-impar y P-par empleando la información espectrométrica disponible. Se demuestra que el mecanismo compuesto de reacción resonante describe correctamente estos resultados pero en la aproximación de tres niveles. La resonancia s a 38.8 eV en ^{117}Sn interfiere con la negativa sumando una contribución importante a estos observables medidos a 1.33 eV. Además, se demuestra la factibilidad de un experimento de violación T(CP) en este núcleo y a la misma energía. Este tipo de experimentos complementarían los actuales esfuerzos en la medición de los momentos dipolares eléctricos con el objetivo de caracterizar la interacción T(CP)-impar y la identificación de los modelos teóricos más prometedores. Con el objetivo de verificar si los parámetros espectrométricos de la resonancia negativa que garantizan consistencia también reproducen la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ en la región entre 0.1 y 10 eV se mide esta reacción en el *Flight-Path* 14 del Laboratorio Nacional de Los Álamos en Estados Unidos de Norteamérica empleando el sistema de detección 4π DANCE (Detector for Advanced Neutron Capture Experiments) del espectrómetro de tiempo de vuelo. Tras todo el proceso de reducción de datos el análisis muestra que no es posible reproducir esta sección eficaz. Los valores reportados para estos parámetros generalmente son aquellos que ajustan observables medidos como la sección eficaz de captura radiativa y total a la energía térmica de referencia 0.025 eV. Por lo tanto, es necesario buscar otros valores independientes de ajuste que permitan reproducir el comportamiento de la sección eficaz de captura radiativa y total, sus valores a la energía de 0.025 eV y garantizar consistencia entre los observables P-impar, P-par y sus formalismos correspondientes.

Abstract

The finding of new mechanisms of discrete symmetries violation is of great importance for the understanding of the origin of the matter-antimatter asymmetry that characterizes the universe, particularly those that violate time reversal invariance symmetry $T(\text{CP})$. Experimental evidences of parity violation have been accumulated since the 60s through elastic scattering and radiative capture reactions that involve neutron beams. In the 80s the theoretical formalism that describes these P-odd observables was developed. It considers that non-zero values come from the weak mixing of compound resonances with the same total angular momentum and opposite parity and the compound resonant mechanism as the most important in the range of thermal and epithermal energies. Considerable experimental evidence exists on ^{117}Sn where several P-odd observables have been measured at the 1.33 eV p-wave resonance. Nevertheless, in this case the analysis is more complicated because the weak mixing involves a sub-threshold s-wave resonant level and the lack of measured values for some spectrometric parameters that characterize the resonances involved. As these resonances cannot be measured directly it is necessary to obtain these parameters by measuring P-even observables and the (n,γ) cross section at thermal and epithermal energies, a very sensitive region to the sub-threshold structure. However, disagreements between the experimental results and the corresponding theoretical formalisms have been accumulated since then in the two-level approximation (weak mixing between closest s- and p-wave resonances to the energy of interest), which led several authors to dismiss this reaction mechanism. The theoretical formalism for the defined $T(\text{CP})$ -odd observables in neutron transmission experiments have a remarkable parallelism with the P-odd formalism. Therefore, it is important to solve these inconsistencies to be able to design and interpret future $T(\text{CP})$ -violating experiments. At present, this is the main goal of the NOPTREX (Neutron OPTics Time Reversal EXperiment) collaboration. In this thesis, some of these apparent disagreements between theoretical formalisms and measured values for P-odd and P-even observables are solved by considering the actual spectrometric information. It is proved that the compound resonant mechanism of reaction describes correctly these results but in a three-level approximation. 38.8 eV s resonance in ^{117}Sn interferes with the negative one, adding an important contribution to these measured observables at 1.33 eV. Besides, the viability of a $T(\text{CP})$ -violating experiment at this nucleus and the same energy is also proved. These kind of nuclear reactions might complement actual efforts on electric dipole moment measurements to characterize the $T(\text{CP})$ -odd interaction and the identification of the most promising actual theoretical models. The $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ cross section was measured in the energy region between 0.1 eV and 10 eV at Flight-Path 14 at the Los Álamos National Laboratory in the United State of America using the 4π DANCE (Detector for Advanced Neutron Capture Experiments) detection system and the time of flight spectrometer. This was with the goal of verifying if the spectrometric parameters of the negative resonance guarantee consistency and also reproduce the cross section behavior. After all the data reduction analysis these parameters do not reproduce the excitation function. Generally, reported values for the spectrometric parameters of a sub-threshold level come from the fitting of several measured observables like the total and radiative capture cross sections at the reference thermal energy 0.025 eV. Therefore, it is necessary to seek out other independent fitting values that allow to reproduce the behavior of these cross sections, their values at 0.025 eV and also guarantee consistency between P-odd, P-even and the corresponding formalisms.

Agradecimientos

Ante todo, expresar mi enorme satisfacción y agradecimiento con México. A este país por recibirme con los brazos abiertos como a uno más de sus hijos, por darme la oportunidad de crecer como estudiante y como persona, y por la añoranza aún desde la cálida acogida de la tierra que me vio nacer y el abrazo de mi familia.

Agradecer el apoyo invaluable del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) y a los Proyectos PAPIIT-UNAM IN109120 y AG102023, sin los cuales no hubiese sido posible la realización de la presente tesis para optar por el grado de Doctor en Ciencias.

A la Universidad Nacional Autónoma de México y al Posgrado en Ciencias Físicas.

Gracias infinitas a mi tutora la Dra. Libertad Barrón Palos (Universidad Nacional Autónoma de México, México) que ha sido la principal guía de este proyecto.

Al Dr. William Michael Snow (Indiana University, United States of America) por la oportunidad de desarrollar la presente tesis como miembro de la colaboración internacional NOPTREX (Neutron Optics Parity and Time Reversal EXperiment), por la confianza depositada.

Al Dr. Vladimir Gudkov (University of South Carolina, United States of America) por los conocimientos transmitidos sobre los detalles teóricos de los formalismos detrás de la colaboración NOPTREX.

Al Dr. Efraín Chávez Lomelí por sus importantes consejos en todo el proceso de análisis de los datos experimentales.

Al Manuel Lujan Jr. Neutron Scattering Center del Los Álamos Neutron Science Center (LANSCE) del Los Álamos National Laboratory de los Estados Unidos de Norteamérica donde se realizó todo el proceso experimental. Particularmente a los técnicos del *Flight-Path* 14 donde se encuentra el sistema de detección DANCE (Detector for Advanced Neutron Capture Experiments).

Por último, no hay palabras suficientes para agradecerle a mi madre Zulman García Lugones y mi abuela Zulman Verónica Lugones Tamayo. Gracias a todos sus esfuerzos y sacrificios con esta tesis culminó uno de mis más grandes sueños.

Índice

Lista de Figuras	ix
Lista de Tablas	xiii
1 Introducción	1
2 Simetrías Discretas en el Universo e Interacciones Fundamentales	4
2.0.1 Simetría de paridad	5
2.0.2 Simetría de conjugación de carga	6
2.0.3 Simetría de inversión temporal	7
2.1 Violación de simetrías bilaterales	8
2.1.1 Violación de P y C	8
2.1.2 Violación de T	10
2.1.2.1 Principio de Balance Detallado	10
2.1.2.2 Correlaciones de momento lineal y espín	10
2.1.2.3 Momento dipolar eléctrico	11
2.1.3 Violación de CP	11
2.1.4 Asimetría materia-antimateria en el universo, Bario-génesis Electrodébil .	12
2.1.5 Teorema CPT	12
3 Estudio de Violación de Simetrías Discretas a través de Reacciones Nucleares	14
3.1 Efectos de violación de paridad	15
3.1.1 Factores de <i>enhancement</i> en efectos P-impar	20
3.1.2 Comportamiento con la energía de los efectos P-impar	24
3.2 Efectos de violación T	29
3.3 Relación entre efectos P-impar T-par y PT-impar.	
Factor de espín κ	31
3.4 Sensibilidad del experimento de violación T	35
3.5 Análisis estadístico de los efectos de violación de simetrías discretas	37
3.6 <i>Set-up</i> experimental para estudios de violación T. Interacción de Estado Final .	46
3.7 Formalismo de las reacciones nucleares (n, γ)	52
3.7.1 Correlaciones angulares P-par en reacciones nucleares (n, γ)	59
4 Espectrómetro y Técnica de Tiempo de Vuelo (<i>Time-Of-Flight</i>, TOF)	63
4.1 Espectrómetros de tiempo de vuelo	64
4.1.1 Fuente de neutrones	65
4.1.2 Arreglo fuente-moderador	67
4.1.3 <i>Flight-path</i> , resolución en energía y flujo neutrónico	67
4.1.4 Detección de eventos (n, γ)	68
4.1.5 Sistema de detección TAC	70

4.1.6	Espectrómetro de tiempo de vuelo DANCE	72
4.1.7	Sistema de Adquisición de Datos <i>DAQ</i> y reconstrucción <i>off-line</i> del evento de captura	75
4.1.8	Flujo neutrónico y monitores de flujo	78
4.1.9	Fondo radioactivo	81
4.1.10	Función Resolución del espectrómetro de tiempo de vuelo	88
4.1.11	Efecto Doppler	92
4.1.12	SAMMY	95
5	Técnicas de Reducción de Datos	98
5.1	Experimentos de captura radiativa	98
5.1.1	Calibración en energía del <i>fast-ADC</i>	101
5.1.2	Calibración en energía del sistema de detección TAC	102
5.1.3	Estabilidad del haz de neutrones, desempeño de los monitores y del detector TAC	104
5.1.4	Corrección por tiempo muerto y <i>pile-up</i>	107
5.1.5	Corrección por flujo neutrónico	111
5.1.6	Corrección por fondo	114
5.1.7	Factor de normalización	119
6	Análisis y resultados	122
6.1	Búsqueda de consistencia entre formalismos y valores medidos para los efectos P-par e -impar	122
6.1.1	Consistencia entre valores medidos para las asimetrías P-par y el formalismo Flambaum-Sushkov	127
6.1.2	Consistencia entre los valores experimentales para las asimetrías P-impar y el formalismo Bunakov-Gudkov	137
6.2	Medición de la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ en la región de energías entre 0.1 eV y 10 eV	140
6.2.1	Características de las muestras medidas	141
6.2.2	Desempeño de los monitores de flujo neutrónico y selección del Monitor de Referencia	144
6.2.3	Análisis de calidad y rechazo de datos	144
6.2.4	Definición de los cortes en M_γ y E_{TAC} para el espectro medido de ^{117}Sn	149
6.2.5	Corrección por flujo neutrónico	154
6.2.6	Caracterización y sustracción del fondo	156
6.2.7	Incertidumbre de la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ medida en la región de energías 0.2 - 10 eV	158
6.3	Ajuste del espectro de ^{117}Sn en la región de energías entre 0.2 eV y 10 eV	164
7	Conclusiones	170
	Apéndice	183
A	Detalles técnicos de la muestra de ^{117}Sn	184
B	Archivos de entrada para el código SAMMY	185
C	<i>Bash script</i> de visualización de la Función Resolución empleando el código SAMMY	187

Lista de Figuras

2.1	Arreglo experimental para el estudio de violación de paridad en el decaimiento del ^{60}Co	9
2.2	Transformaciones bilaterales \hat{P} , \hat{C} y $\hat{C}\hat{P}$ sobre el <i>set-up</i> experimental en el estudio del decaimiento del ^{60}Co	10
3.1	<i>Set-up</i> experimentales típicos en estudios de violaciones de paridad empleando haces de neutrones.	18
3.2	Valores medios por la colaboración TRIPLE para la asimetría P en varios núcleos.	41
3.3	Función <i>Likelihood</i> considerando resonancias $p_{1/2}$ y $p_{3/2}$ en ^{238}U	43
3.4	Efecto del operador de inversión temporal sobre la correlación $\vec{\sigma}_n \cdot (\vec{k}_n \times \vec{I})$	49
3.5	<i>Set-up</i> experimental para estudios de violación T en experimentos de transmisión de neutrones a bajas energías basado en el Teorema P-T.	50
3.6	<i>Set-up</i> experimental para estudios de violación T en experimentos de transmisión de neutrones a bajas energías basado en el Teorema de Reciprocidad.	51
3.7	Arreglos experimentales empleados en la medición de los parámetros ϵ^{LR} , ϵ^{FB} y ϵ_p^a	60
4.1	Sección eficaz elástica, de captura radiativa y total para el núcleo de ^{117}Sn	63
4.2	Diagrama del <i>Flight-Path</i> 14 donde se encuentra el detector de absorción total DANCE en el Laboratorio Nacional de Los Álamos en Estados Unidos de Norteamérica.	68
4.3	Laboratorio DANCE ubicado en el <i>Flight-Path</i> 14 (FP14) en LANSCE.	73
4.4	Muestra de ^{208}Pb visualizada en el interior del <i>beam pipe</i> del detector DANCE del Laboratorio Nacional de Los Álamos.	74
4.5	Detector DANCE del Laboratorio Nacional de Los Álamos.	74
4.6	Dependencia de la forma del pulso con la naturaleza de la partícula incidente en el cristal de BaF_2	76
4.7	Histograma típico TH3 con los valores de las variables E_{TAC} , E_n y M_γ para una muestra medida de ^{117}Sn con el detector DANCE.	77
4.8	Flujo neutrónico medido por los monitores de Li y He en las instalaciones del detector DANCE.	79
4.9	Perfil del haz de neutrones medido en el <i>Flight-Path</i> 14 del laboratorio DANCE de Los Álamos con un blanco de ^{197}Au a las energías de 4.9 eV y 60.3 eV.	81
4.10	Espectro típico de fondo radioactivo natural medido por un cristal de BaF_2 de un detector TAC con el haz de neutrones apagado.	82
4.11	Esfera moderadora de ^6LiH en el interior del detector DANCE del Centro LANSCE del Laboratorio Nacional de Los Álamos.	83

4.12	Comportamiento de la sección eficaz (n,γ) para blancos de ^{27}Al y ^{12}C tomado de la librería JEFF-3.3 y ENDF/B-VIII.0, respectivamente.	85
4.13	Identificación de la naturaleza de la partícula incidente en el cristal de BaF_2 del detector DANCE a partir del análisis de la forma del pulso.	87
4.14	Efecto de la Función Resolución que caracteriza al <i>Flight-Path</i> 14 del laboratorio DANCE sobre la resonancia neutrónica a 1.33 eV en el sistema $n+^{117}\text{Sn}$	90
4.15	Función Resolución que caracteriza al <i>Flight-Path</i> 14 del laboratorio DANCE para un haz de neutrones de 1.33 eV y 38.8 eV.	91
4.16	Contribuciones relativas del Efecto Doppler, la Función Resolución y el ancho natural de la resonancia al FWHM medido para la resonancia en la región de energías térmicas-epitérmicas, el sistema $n+^{117}\text{Sn}$ y el detector DANCE en el <i>Flight-Path</i> 14.	94
4.17	Sección eficaz $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ teórica calculada sin corrección por Efecto Doppler ni Función Resolución empleando el código SAMMY y los parámetros espectrométricos reportados en la librería JEFF-3.3.	94
4.18	Pantalla de inicio del código SAMMY.	95
5.1	Comportamiento del factor de auto-atenuación con la energía neutrónica para un blanco de ^{117}Sn con densidad 30 mg/cm^2	99
5.2	Ajuste del espectro alfa que proviene de la contaminación de Ra presente en los cristales de BaF_2 para la calibración en energía del detector DANCE.	103
5.3	Eventos de <i>pile-up</i> para algunas resonancias del sistema $n+^{117}\text{Sn}$ en la región de energías epitérmicas.	108
5.4	Distribución de intervalos de tiempo entre eventos de captura radiativa consecutivos medidos con el detector DANCE para la reacción $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$	109
5.5	Valores de <i>offset</i> temporales correspondientes a cada cristal de BaF_2 en el detector DANCE.	110
5.6	Secciones eficaces totales para las reacciones $n+^{10}\text{B}$ y $n+^{\text{nat}}\text{Cd}$ reportadas en la librería JEFF-3.3 y ENDF/B-VI, respectivamente.	115
5.7	Secciones eficaces de dispersión elástica y captura radiativa para los blanco de ^{208}Pb , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ y $^{\text{nat}}\text{C}$	117
5.8	Ajuste de la meseta (o <i>plateau</i>) a la energía de la resonancia saturada 4.9 eV del ^{197}Au para la determinación del factor de normalización empleando el código SAMMY.	121
6.1	Estados de excitación resonante en el sistema $n+^{117}\text{Sn}$	123
6.2	Valores medidos para la asimetría “ <i>left-right</i> ” en la vecindad de la resonancia p a $E_p = 1.33 \text{ eV}$ en $n+^{117}\text{Sn}$	128
6.3	Valores medidos para la asimetría “ <i>forward-backward</i> ” en la vecindad de la resonancia p a 1.33 eV en $n+^{117}\text{Sn}$	128
6.4	Ajuste de los valores medidos para las asimetrías “ <i>left-right</i> ” y “ <i>forward-backward</i> ” para $\phi = -91.32$ en la vecindad de la resonancia p de 1.33 eV para $n+^{117}\text{Sn}$	129
6.5	Ajuste de los valores medidos para las asimetrías “ <i>left-right</i> ” y “ <i>forward-backward</i> ” para $\phi = -88.68$ en la vecindad de la resonancia p de 1.33 eV para $n+^{117}\text{Sn}$	130
6.6	Valores experimentales y teóricos para los parámetros espectrométricos $t_{450}^2(E_p)$, $t_{550}^2(E_p)$ y $t_{900}^2(E_p)$ en la aproximación de dos niveles, empleando el formalismo Flambaum-Sushkov y los parámetros espectrométricos experimentales de la tabla 6.6.	130

6.7	Valores experimentales y teóricos para la asimetría $\epsilon_p^a(45^0)$ en la aproximación de dos niveles, empleando el formalismo Flambaum-Sushkov y los parámetros espectrométricos de la tabla 6.6.	131
6.8	Valores medidos para las asimetrías “ <i>left-right</i> ” y “ <i>forward-backward</i> ” para $\phi = -93.93$ en la vecindad de la resonancia p a 1.33 eV para $n+^{117}\text{Sn}$	132
6.9	Valores medidos para las asimetrías “ <i>left-right</i> ” y “ <i>forward-backward</i> ” para $\phi = 87.68$ en la vecindad de la resonancia p a 1.33 eV para $n+^{117}\text{Sn}$	132
6.10	χ_ν^2 como función del parámetro ϕ considerando la aproximación de tres niveles (interferencia destructiva) y los parámetros espectrométricos reportados y/o medidos por Alfimenkov.	133
6.11	χ_ν^2 como función del parámetro ϕ considerando la aproximación de tres niveles, interferencia destructiva y los parámetros espectrométricos reportados y/o medidos por Alfimenkov.	133
6.12	Valores obtenidos para el parámetro $\kappa(J)$ para el núcleo ^{117}Sn tras el ajuste de las asimetrías P-par.	134
6.13	Valores experimentales y teóricos para los parámetros espectrométricos $t_{45^0}^2(E_p)$, $t_{55^0}^2(E_p)$ y $t_{90^0}^2(E_p)$ usando la aproximación de tres niveles (interferencia destructiva), el formalismo Flambaum-Sushkov y valores experimentales de la tabla 6.7.	135
6.14	Valores experimentales y teóricos para la asimetría $\epsilon_p^a(45^0)$ considerando la aproximación de tres niveles (interferencia destructiva), el formalismo Flambaum-Sushkov y valores de la tabla 6.7.	135
6.15	Sensibilidad experimental estimada para un experimento de transmisión de violación T con neutrones polarizados epitérmicos y blanco polarizado de ^{117}Sn	136
6.16	Sensibilidad de la sección eficaz de captura radiativa a los parámetros espectrométricos que caracterizan el estado <i>subthreshold</i> de onda s en la región de energías térmicas y subtérmicas en el sistema $n+^{117}\text{Sn}$	139
6.17	Características de las muestras medidas de ^{117}Sn , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{C}$ y ^{208}Pb	142
6.18	Definición de la región de integración en los espectros TOF de los monitores de ^{235}U , ^3He y ^6Li	145
6.19	Correlaciones entre las lecturas de los monitores de ^{235}U , ^3He y ^6Li	146
6.20	Regiones definidas para el análisis de estabilidad y desempeño del detector DANCE.	149
6.21	Correlación entre las lecturas del detector DANCE y el monitor de ^3He durante todo el proceso de medición.	150
6.22	Disminución del fondo con el incremento de la multiplicidad del <i>cluster</i> M_γ	151
6.23	Comportamiento de la relación señal-ruido S/N con M_γ	151
6.24	Comportamiento de la relación señal-ruido S/N con E_{TAC} para $M_\gamma \in [3; 7]$	152
6.25	Decaimiento del núcleo compuesto excitado $n+^{117}\text{Sn}$ directo al estado base.	152
6.26	Relación señal-ruido S/N y comportamiento del espectro E_{TAC} para algunos <i>CUTs</i>	153
6.27	Comparación entre las secciones eficaces de las reacciones contaminantes $^{115}\text{Sn}(n,\gamma)$ y $^{119}\text{Sn}(n,\gamma)$, y la reacción de interés $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$	154
6.28	Sensibilidad neutrónica del sistema de detección 4π DANCE en el <i>Flight-Path 14</i> del Laboratorio Nacional de Los Álamos para un blanco de ^{117}Sn para diferentes cortes en M_γ y E_{TAC}	155
6.29	Espectros suma medidos por los monitores de ^{235}U , ^3He y ^6Li	156
6.30	Secciones eficaces de referencia y flujo neutrónico evaluado en la posición del Monitor de Referencia ^3He	156
6.31	Región seleccionada de normalización de los espectros medidos al espectro de ^{117}Sn	157

6.32	Espectro de ^{117}Sn corregido por flujo neutrónico y fondo.	158
6.33	Incertidumbres estadísticas relativas porcentuales en la región de energías de interés para cada muestra medida con DANCE.	159
6.34	Espectros de flujo neutrónico medidos por el MR ^3He normalizados al espectro de referencia de $^{\text{nat}}\text{C}$	161
6.35	Incertidumbres estadísticas relativas (%) en la región de energías de interés para cada muestra medida por los monitores.	162
6.36	Desviaciones relativas entre los espectros medidos por el monitor de ^3He y el espectro de $^{\text{nat}}\text{C}$ tomado como referencia.	163
6.37	Espectro $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ medido y calculado empleando el código SAMMY.	165
6.38	Comparación entre la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ calculada a partir de los parámetros reportados en la tabla 6.7 y los de referencia en la librería JEFF-3.3.	166
6.39	Comparación entre la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ reportada en la librería JEFF-3.3 para la reacción $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ y la función de excitación calculada empleando el código SAMMY y los parámetros espectrométricos reportados por la propia librería.	167
6.40	Ajuste de la resonancia p a 1.33 eV medida en el sistema $n+^{117}\text{Sn}$ en la región de energías entre 1.0 y 1.6 eV empleando el código SAMMY y los parámetros espectrométricos de la tabla 6.7.	168
6.41	Ajuste del <i>tail</i> de la resonancia s negativa en el sistema compuesto $n+^{117}\text{Sn}$	169

Lista de Tablas

3.1	Núcleos candidatos con mayores valores medidos para la asimetría P .	32
3.2	Valores teóricos para $\bar{\lambda}$ por diferentes modelos teóricos.	36
3.3	Asimetrías P-impar \mathcal{P} medidas a diferentes resonancias p en el sistema $n+^{232}\text{Th}$.	44
3.4	Asimetrías P medidas a diferentes resonancias p en el núcleo de ^{232}Th .	45
3.5	Correlaciones para la reacción $^{117}\text{Sn}(n,\gamma_0)^{118}\text{Sn}$.	55
4.1	Composición isotópica de una muestra natural de Ba.	86
5.1	Energías en MeV de las líneas alfa más intensas de la cadena de desintegración del ^{226}Ra y ^{228}Ra .	103
5.2	Secciones eficaces de referencia por la OIEA.	111
5.3	Resonancias en la región epitérmica de energías comúnmente medidas en el Método de Resonancia Saturada.	120
6.1	Parámetros espectrométricos para algunas resonancias en $n+^{117}\text{Sn}$ reportados por Mughaghab (2003).	125
6.2	Parámetros espectrométricos para algunas resonancias en $n+^{117}\text{Sn}$ reportados por Mughaghab (1981).	125
6.3	Parámetros espectrométricos para algunas resonancias en $n+^{117}\text{Sn}$ reportados por Mughaghab (2006).	126
6.4	Parámetros para algunas resonancias en $n+^{117}\text{Sn}$ reportados por Smith y Bowman.	126
6.5	Parámetros espectrométricos para algunas resonancias en $n+^{117}\text{Sn}$ medidos y/o reportados por Alfimenkov.	126
6.6	Parámetros espectrométricos para algunas resonancias en $n+^{117}\text{Sn}$ medidos y/o reportados por Alfimenkov y Mughaghab (1981).	127
6.7	Parámetros espectrométricos para las resonancias s a -29 eV y 38.88 eV, y la resonancia p a 1.33 eV en $n+^{117}\text{Sn}$.	131
6.8	Valores teóricos para las asimetrías P-impar (P , $d\phi/dz$ y α_{n,γ_0}) a $E_{th} = 0.025$ eV y $E_p = 1.33$ eV para $n+^{117}\text{Sn}$.	138
6.9	Asimetrías P-impar medidas a las energías térmica y resonante.	138
6.10	Concentración isotópica típica de una muestra natural de Sn y la muestra enriquecida en estudio.	143
6.11	Muestras medidas, <i>runs</i> correspondientes, por ciento del total de <i>runs</i> y total de <i>bunch</i> de protones <i>T0s</i> .	144
6.12	Coefficientes de variación CV(%) para las relaciones entre las lecturas de los diferentes monitores.	146
6.13	Cortes definidos para evaluar la estabilidad de las correlaciones entre las lecturas del detector DANCE y el monitor de ^3He .	148

6.14	Coefficientes de variación CV(%) para las relaciones entre las lecturas del detector DANCE y el monitor de ^3He	148
6.15	Principales isótopos de captura (n, γ) presentes en el <i>set-up</i> experimental.	150
6.16	Valores de S_n para los núcleos compuestos correspondientes tras la captura del neutrón por algún isótopo estable de Sn.	153
6.17	Parámetros <i>Root Mean Square Percent Error</i> (RMSPE) y <i>Mean Absolute Percentage Error</i> (MAPE) calculados para los espectros de caracterización de fondo empleando el espectro de $^{\text{nat}}\text{C}$ como referencia.	160
6.18	Desviación relativa porcentual máxima entre las lecturas de los monitores en el rango de energías de interés entre 0.2 eV y 10 eV tomando como referencia el espectro medido de $^{\text{nat}}\text{C}$	160
6.19	Valores calculados para RMSPE y MAPE para las lecturas del monitor de ^3He con el espectro para $^{\text{nat}}\text{C}$ como referencia.	161
6.20	Incertidumbre estadística, sistemática y global de la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ medida en el rango de energías entre 0.2 eV y 10 eV.	163
6.21	Temperaturas de Debye T_D para muestras de Au reportadas por diferentes autores a temperatura ambiente 298 K.	164
6.22	Parámetros espectrométricos que caracterizan la resonancia 4.9 eV en el sistema $n+^{197}\text{Au}$ tomados de la librería JEFF-3.3.	164

Capítulo 1

Introducción

Dentro de las grandes interrogantes aún sin resolver por la Física se encuentra la marcada asimetría en el contenido materia-antimateria en el universo. Este problema es conocido como la asimetría bariónica del universo. Casi todas las posibles explicaciones teóricas en el presente van más allá del Modelo Estándar. Muchas de estas teorías asumen que las violaciones de las simetrías discretas como C, P y T (o combinaciones de estas) se encuentran dentro de las posibles causas de esta asimetría.

Múltiples son los experimentos en los que se han observado violaciones de P y CP principalmente en el campo de la Física de Partículas. Sin embargo, todas las teorías cuánticas de campo invariantes de Lorentz que existen en la actualidad conllevan a la conservación de la simetría CPT en lo que se conoce como Teorema CPT. Es decir, el sistema permanece invariante ante la aplicación sucesiva de estas simetrías discretas cualquier sea el orden. Este resultado implica que es posible violar de manera independiente estas simetrías discretas o sus combinaciones pero el universo, como un todo, es invariante a la transformación CPT. Experimentalmente se han observado violaciones CP en el sector débil lo que, a juzgar por este teorema, implica la violación indirecta de la simetría de inversión temporal T. Por otro lado, en el sector fuerte nunca se ha observado ni violación CP ni T. En el pasado se han considerado que la conservación de estas simetrías discretas eran leyes en toda la extensión de la palabra y que debían cumplirse en cualquier sistema y proceso físico, sin embargo, varios son los experimentos que han demostrado lo contrario. Por lo tanto, también existe la posibilidad de una ruptura de la simetría CPT en algún experimento en particular. Este suceso significaría que algo aún no entendemos en la Mecánica Cuántica y/o la Teoría General de la Relatividad. El experimento tendrá la última palabra.

En la actualidad existen teorías que tratan de explicar la asimetría bariónica presente en el universo a partir de procesos físicos en los cuales se violan estas simetrías discretas. En el presente grandes esfuerzos se dedican a medir momentos dipolares eléctricos atómicos y del neutrón (nEDM, *neutron Electric Dipole Moment*). Por otro lado, la colaboración NOPTREX (*Neutron OPTics Time Reversal EXperiment*) realiza esfuerzos en el diseño de experimentos de búsqueda de violación T en el campo de la Óptica de Neutrones y/o a través de reacciones nucleares de captura radiativa. Tras muchos años de medir el momento dipolar eléctrico del neutrón (nEDM) existen estimaciones que predicen una mayor sensibilidad a interacciones T-impar a través de experimentos que involucran estas reacciones nucleares.

Detrás de la colaboración NOPTREX existen dos formalismos teóricos muy importantes: uno desarrollado por Flambaum-Sushkov con el cual se obtiene la dependencia angular y energética de la sección eficaz (n,γ) y el formalismo Bunakov-Gudkov que permite obtener la dependencia con la energía del neutrón de los observables medidos en Óptica de Neutrones y experimentos (n,γ) en el estudio de violaciones P y/o T. Estos formalismos consideran al mecanismo resonante compuesto como el predominante y a considerar en el estudio teórico

de las asimetrías P- y/o T-impar. En estos formalismos los observables no nulos P-par son el resultado de la interferencia entre resonancias s y p del núcleo compuesto mientras para los observables P-impar la interacción débil mezcla estados con paridad opuesta. A partir de estos formalismos se observa un gran paralelismo entre las expresiones teóricas para los efectos P- y T-impar lo que ha evidenciado la necesidad de entender completamente el formalismo P-impar y resolver cualquier inconsistencia entre estas teorías y los resultados experimentales acumulados con los años para llegar a entender completamente el formalismo T-impar y diseñar un futuro experimento de violación T.

En el pasado muchos autores midieron efectos P-impar no nulos en resonancias p presentes en varios núcleos de interés como el sistema $n+^{117}\text{Sn}$ probando de manera irrefutable la violación P a través de reacciones nucleares. Sin embargo, encontraron inconsistencias entre estos valores experimentales y el formalismo Bunakov-Gudkov. Lo mismo ocurrió al estudiar asimetrías P-par medidas a través de reacciones (n,γ) y el formalismo de Flambaum-Sushkov. Este análisis se complica incluso aún más debido a la presencia de estados s *subthreshold* en muchos de estos núcleos como $n+^{117}\text{Sn}$. Estos estados no se pueden medir directamente lo que dificulta la determinación de los parámetros espectrométricos que los caracterizan. Por lo tanto, es necesario realizar en paralelo un profundo trabajo espectrométrico previo para evaluar las expresiones teóricas para los observables P-par y P-impar.

Muchos son los autores que reportan estos parámetros espectrométricos para las resonancias a bajas energías en $n+^{117}\text{Sn}$. Sin embargo, estos valores discrepan entre sí. Por lo tanto, como primer paso es necesario buscar consistencia considerando todos los parámetros espectrométricos reportados. En el pasado varios autores buscaron sin éxito consistencia considerando los resultados espectrométricos conocidos hasta la fecha. Esto conllevó a desestimar el mecanismo de reacción resonante compuesto y, por tanto, los formalismos teóricos de Flambaum-Sushkov y Bunakov-Gudkov. Para la colaboración NOPTREX son de extrema importancia estos desarrollos teóricos porque es precisamente a través de ellos que se determina el núcleo candidato, la resonancia p a medir y cómo diseñar el *set-up* experimental para un futuro estudio de violaciones T.

Por este motivo, en la presente tesis se plantea como **objetivo general** resolver inconsistencias entre las medidas para los efectos P-par y P-impar y los formalismos teóricos correspondientes de Flambaum-Sushkov y Bunakov-Gudkov, respectivamente, para lo cual es menester la correcta caracterización del estados s *subthreshold* en $n+^{117}\text{Sn}$. Para alcanzar este objetivo general se proponen los **objetivos específicos**:

- recopilar información espectrométrica para las resonancias s y p a muy bajas energías en $n+^{117}\text{Sn}$,
- recopilar información sobre observables P-par y P-impar medidos a las energías térmica $E_n = 0.025$ eV y resonante $E_p = 1.33$ eV en $n+^{117}\text{Sn}$,
- encontrar aquellos parámetros espectrométricos reportados para las resonancias s y p que garantizan consistencia entre los resultados experimentales para las asimetrías P-par y P-impar y los formalismos correspondientes,
- evaluar la sensibilidad del experimento de violación T para un blanco de ^{117}Sn y la resonancia a 1.33 eV del núcleo compuesto correspondiente,
- medir la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ en la región de energías de interés entre 0.1 eV y 10 eV,
- realizar el análisis de reducción de datos de los espectros medidos para obtener la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ en la región de energías de interés entre 0.1 eV y 10 eV,

- y ajustar la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ en la región de energías de interés entre 0.1 eV y 10 eV con los parámetros espectrométricos que garantizan consistencia.

En la actualidad NOPTREX realiza múltiples estudios para determinar núcleos candidatos para futuros experimentos de violación T. Dentro de los factores más importantes a tener en cuenta se encuentra la posibilidad actual de polarizar el blanco de interés. Para muchos de los núcleos actualmente conocidos no existe ni técnica ni protocolo en el presente para su polarización. Hoy día se conocen técnicas para polarizar el núcleo de ^{117}Sn y se han medido grandes asimetrías P-impar a las energías térmica y resonante convirtiéndolo automáticamente en un núcleo de interés. En la presente tesis se estudia la idoneidad del ^{117}Sn para futuros experimentos de búsqueda de violación T.

Capítulo 2

Simetrías Discretas en el Universo e Interacciones Fundamentales

El estudio de las simetrías de los sistemas físicos es un tema de gran interés en la Física Moderna. En Mecánica Clásica el Teorema de Noether establece la relación entre la invarianza de un sistema físico ante ciertas transformaciones continuas (traslaciones de coordenadas espaciales y temporales, rotaciones, entre otras) con las propiedades de simetría de un sistema físico y leyes de conservación correspondientes (ley de conservación del momento lineal, energía, y momento angular, entre otras). De este teorema se desprende que si se aplica una transformación continua a un sistema físico y este permanece invariante, en otras palabras, si cambiamos el punto de vista del observador y el resultado experimental o el observable no cambia entonces el sistema es invariante ante dicha transformación y existe una cantidad conservada. De esta manera la conservación del momento lineal en un sistema físico es consecuencia de su invarianza ante traslaciones en el espacio vacío (ausencia de fuerzas externas) y reflejo de la homogeneidad del espacio. Del mismo modo la ley de conservación del momento angular es resultado de la invarianza del sistema ante rotaciones mientras la ley de conservación de la energía es el resultado de la invarianza ante traslaciones en la coordenada tiempo. Estas transformaciones que dejan invariantes al sistema se denominan transformaciones de simetría y el sistema posee una propiedad de simetría correspondiente. Como consecuencia el Lagrangiano (y el Hamiltoniano) que define la evolución en el espacio y el tiempo de un sistema físico y las ecuaciones del movimiento serán invariantes también ante dichas transformaciones continuas. El estudio de las propiedades de simetría de un sistema, sus transformaciones de simetría y las leyes de conservación asociadas es fundamental en la Física.

En Mecánica Cuántica Relativista el Teorema de Noether se obtiene de manera natural como consecuencia de la invarianza de las teorías cuánticas de campo ante el grupo de transformaciones continuas de Lorentz (invarianza relativista de las teorías cuánticas de campo). Pero en Mecánica Cuántica estas transformaciones también pueden ser discretas, no solo continuas. Una transformación de simetría es continua si se describe a partir de parámetros que toman cualquier valor dentro de un rango continuo (la transformación de traslación de un sistema puede tomar cualquier valor en el espacio vacío). Si los parámetros de esta transformación toman solo valores discretos entonces la transformación de simetría es discreta. Además, si una transformación de simetría discreta actúa dos veces sobre el sistema y el resultado final es su invarianza entonces a dicha transformación de simetría se le denomina bilateral. En el Modelo Estándar (ME) las transformaciones bilaterales importantes son: la transformación de simetría de Paridad, *Left-Right* o de Inversión Espacial (P), de Inversión Temporal (T) y de Conjugación de Carga (C). En lo subsiguiente se estudian las simetrías de las leyes que describen y gobiernan las interacciones fundamentales en la naturaleza (fuerte, débil, electromagnética y gravitatoria) así como las implicaciones de las

simetrías bilaterales de estas interacciones, sus posibles violaciones y consecuencias en el Modelo Estándar. Las transformaciones de simetrías continuas llevan a leyes de conservación generales (ley de conservación de energía, momento lineal y angular) pero las transformaciones discretas bilaterales se pueden romper para ciertas interacciones. Estas rupturas traen consecuencias importantes para el Modelo Estándar siendo un tema de mucho interés en cualquier Teoría Cuántica de Campos. En Mecánica Cuántica estas transformaciones se representan a partir de operadores cuánticos unitarios o antiunitarios según el Teorema de Wigner:

“Cualquier simetría puede ser representada en el espacio de Hilbert de los estados físicos por un operador ya sea lineal y unitario o antilineal y antiunitario.”

En las siguientes secciones se describen estas simetrías bilaterales P, T y C así como sus posibles violaciones en ciertas interacciones [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7].

2.0.1 Simetría de paridad

En Mecánica Cuántica esta transformación se representa a través del operador unitario \hat{P} . Esta operación provoca la inversión del sistema de coordenadas respecto a su origen

$$\begin{aligned}\vec{r} &\xrightarrow{\hat{P}} -\vec{r}, \\ \vec{p} &\xrightarrow{\hat{P}} -\vec{p}, \\ \vec{L} &\xrightarrow{\hat{P}} \vec{L}, \\ \vec{s} &\xrightarrow{\hat{P}} \vec{s}.\end{aligned}\tag{2.1}$$

Aquellos vectores como \vec{r} y \vec{p} que cambian de signo bajo \hat{P} se denominan pseudovectores o vectores polares mientras aquellos que no cambian (como el momento angular \vec{L} y el espín \vec{s}) se denominan vectores axiales (permanecen a lo largo de un eje de rotación). Para saber cómo cambian ciertas cantidades físicas como la energía, la fuerza, entre otros, ante esta transformación solo hay que tener en cuenta cómo se definen (por ejemplo: $\vec{L} \xrightarrow{\hat{P}} (-\vec{r}) \times (-\vec{p}) = \vec{L}$). De esta manera se sabe cómo cambian cantidades escalares como $\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2$ y pseudoescalares $\vec{p} \cdot \vec{L}$

$$\begin{aligned}\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 &\xrightarrow{\hat{P}} (-\vec{p}_1) \cdot (-\vec{p}_2) = \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2, \\ \vec{p} \cdot \vec{L} &\xrightarrow{\hat{P}} (-\vec{p}) \cdot (\vec{L}) = -\vec{p} \cdot \vec{L}.\end{aligned}\tag{2.2}$$

Como el operador \hat{P} cambia la dirección del movimiento de una partícula pero no la del espín, esto implica que este operador cambia el número cuántico helicidad (signo de la proyección del espín sobre el momento lineal) el cual caracteriza el estado cuántico de una partícula de LH (*Left-Handed*) a RH (*Right-Handed*), y viceversa

$$\begin{aligned}\text{partícula con helicidad } Left-Handed &\xrightarrow{\hat{C}} \text{partícula con helicidad } Right-Handed, \\ \text{partícula con helicidad } Right-Handed &\xrightarrow{\hat{C}} \text{partícula con helicidad } Left-Handed.\end{aligned}\tag{2.3}$$

Al actuar el \hat{P} sobre la función de onda de estado de una partícula

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}).\tag{2.4}$$

Si esta función de onda de la partícula es un autoestado del operador \hat{P} se cumple

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = P\psi(\vec{r}), \quad (2.5)$$

donde P es el autovalor. Como dos reflexiones espaciales devuelven el sistema a su estado original debe cumplirse que $P^2 = 1$ por lo cual sus posibles autovalores son $P = \pm 1$. La paridad es un número cuántico multiplicativo. En general, esto se cumple para todas las simetrías bilaterales discretas. Por otro lado, las simetrías continuas tienen números cuánticos aditivos. En Mecánica Cuántica Relativista una partícula y su antipartícula correspondiente tienen paridades intrínsecas opuestas.

Las simetrías discretas de un sistema conllevan a leyes de conservación no generales de sus números cuánticos correspondientes. De esta manera la simetría de paridad lleva a la conservación de paridad. Hasta 1956 se pensaba que esta era una simetría de todas las interacciones en el universo pero se demostró que la interacción débil violaba paridad.

Si un sistema físico tiene simetría de paridad entonces su Hamiltoniano \hat{H} conmuta con el operador de paridad \hat{P} . Para una reacción que conserve paridad se cumple

$$\hat{P}\hat{H}\hat{P}^{-1} = \hat{H} \quad \text{ó} \quad [\hat{H}, \hat{P}] = 0, \quad (2.6)$$

donde \hat{H} es el Hamiltoniano del proceso.

2.0.2 Simetría de conjugación de carga

La transformación de conjugación de carga se representa a través del operador unitario \hat{C} del mismo nombre. Solo tiene sentido hablar de este operador en Mecánica Cuántica Relativista porque a altas energías es la única región donde se pueden producir antipartículas. Este operador cambia el signo de la carga eléctrica de una partícula y la de sus números cuánticos intrínsecos como el número leptónico, bariónico y la extrañeza.

Al actuar sobre la función de onda de estado de una partícula

$$\hat{C}\psi(\vec{p}, \vec{s}, q) = \eta_c\psi(\vec{p}, \vec{s}, -q), \quad (2.7)$$

donde η_c es la fase inducida por la transformación y q representa todos sus números cuánticos intrínsecos más la carga eléctrica. Si esta transformación se aplica dos veces debe obtenerse el estado inicial $\hat{C}^2 = \mathbb{1}$ y $\eta_c^2 = 1$ ó $\eta_c = \pm 1$. Por analogía con el operador \hat{P} y su número cuántico paridad P se puede decir que η_c es la paridad de conjugación de carga de la partícula. Este operador transforma la función de estado de una partícula en la función de la antipartícula correspondiente (convierte una partícula en su antipartícula)

$$\begin{aligned} \hat{C}|u\rangle &= |\bar{u}\rangle, \\ \hat{C}|\pi^+\rangle &= |\pi^-\rangle. \end{aligned} \quad (2.8)$$

A diferencia del operador \hat{P} , solo algunas partículas (sus funciones de estado ψ) son autoestados del operador de conjugación de carga. Solo aquellas partículas que sean sus propias antipartículas (π^0 , η y γ , por ejemplo) son autoestados de \hat{C}

$$\begin{aligned} \hat{C}|\gamma\rangle &= -|\gamma\rangle, \\ \hat{C}|\pi^0\rangle &= |\pi^0\rangle. \end{aligned} \quad (2.9)$$

De las ecuaciones 2.9 se observa que la paridad intrínseca del rayo gamma es $P = -1$ mientras la del pión $\pi^0 = +1$. De este resultado se observa la importancia de las propiedades de simetría, las transformaciones de simetría y las leyes de conservación asociadas. La

ley de conservación de paridad nos dice que un π^0 puede decaer en 2γ (se ha observado experimentalmente) pero no en 3γ . El π^0 tiene paridad intrínseca $+1$, si pudiera decaer en 3 rayos gamma entonces este estado final tendría paridad -1 . Esto implicaría que los estados inicial y final no conservarían paridad.

Como el operador \hat{C} no cambia el signo del espín ni del momento lineal, la helicidad tampoco cambia de signo

$$\begin{aligned} \text{partícula LH} &\xrightarrow{\hat{C}} \text{partícula LH} , \\ \text{partícula RH} &\xrightarrow{\hat{C}} \text{partícula RH}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Este operador se puede introducir en Mecánica Cuántica no Relativista suponiendo que solo cambia el signo de la carga eléctrica de la partícula. Esto trae como consecuencia la inversión del signo de los campos eléctricos y magnéticos

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{j}}(\vec{\mathbf{r}}, t) &\xrightarrow{\hat{C}} -\vec{\mathbf{j}}(\vec{\mathbf{r}}, t), \\ \vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathbf{r}}, t) &\xrightarrow{\hat{C}} -\vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathbf{r}}, t), \\ \vec{\mathbf{B}}(\vec{\mathbf{r}}, t) &\xrightarrow{\hat{C}} -\vec{\mathbf{B}}(\vec{\mathbf{r}}, t). \end{aligned} \quad (2.11)$$

En el sector electromagnético y fuerte el \hat{H} del sistema conmuta con el operador \hat{C}

$$[\hat{H}, \hat{C}] = 0, \quad (2.12)$$

implicando que el \hat{H} de la partícula libre y el potencial de interacción conmutan con \hat{C} y, por lo tanto, la interacción electromagnética y la fuerte conservan la paridad de carga. Como consecuencia la matriz \hat{S} es invariante ante la transformación de conjugación de carga

$$\hat{C}^{-1} \hat{S} \hat{C} = \hat{S}. \quad (2.13)$$

Esta propiedad de simetría de la matriz \hat{S} implica que la tasa de decaimiento de una partícula inestable debe ser la misma cuando se sustituye por su antipartícula mientras la interacción conserve la paridad de carga. Del mismo modo conlleva a que la interacción de dos partículas sea independiente del signo de sus números cuánticos internos y sus cargas eléctricas. En otras palabras, la interacción de dos partículas es idéntica a la interacción de sus antipartículas. Lee, Oehme y Yang demostraron en 1956 que esto no se cumple para la interacción débil.

2.0.3 Simetría de inversión temporal

La transformación de inversión temporal se representa con el operador antiunitario y antilineal \hat{T} el cual invierte la coordenada tiempo

$$t \xrightarrow{\hat{T}} -t. \quad (2.14)$$

A este operador que permuta estados iniciales y finales (a diferencia de \hat{P} y \hat{C}) no se le pueden asociar autovalores y exigir la conservación del mismo. Si un sistema físico es invariante ante esta transformación entonces sus procesos físicos son reversibles.

A continuación el efecto en algunas cantidades físicas

$$\begin{aligned}
 \vec{r} &\xrightarrow{\hat{T}} \vec{r}, \\
 \vec{p} &\xrightarrow{\hat{T}} -\vec{p}, \\
 \vec{s} &\xrightarrow{\hat{T}} -\vec{s}, \\
 \vec{E} &\xrightarrow{\hat{T}} \vec{E}, \\
 \vec{B} &\xrightarrow{\hat{T}} -\vec{B}, \\
 \vec{s} \cdot \vec{p} &\xrightarrow{\hat{T}} \vec{s} \cdot \vec{p}.
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

De esta última relación se desprenden

$$\begin{aligned}
 \text{partícula con helicidad } Left &\xrightarrow{\hat{T}} \text{partícula con helicidad } Left, \\
 \text{partícula con helicidad } Right &\xrightarrow{\hat{T}} \text{partícula con helicidad } Right.
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

2.1 Violación de simetrías bilaterales

2.1.1 Violación de P y C

La conservación de la Paridad se pensaba era una simetría de todas las interacciones en el universo pero hacia 1950 empezaron a surgir evidencias experimentales que sugerían lo contrario. Dos partículas inestables (en ese momento llamadas θ y τ) tenían todos sus parámetros cinemáticos iguales (carga, masa, espín, tiempo de vida media), sin embargo, decaían en modos diferentes

$$\begin{aligned}
 \theta &\longrightarrow \pi^+ \pi^0, \\
 \tau &\longrightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-.
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

La paridad del pión en ese momento ya era conocida ($P_\pi = -1$) y el decaimiento se esperaba ocurriese a momento angular orbital nulo. El estado final del decaimiento θ tiene paridad $+1$ mientras el de τ , -1 . Pero no se entendía cómo dos partículas con los mismos parámetros cinemáticos podrían tener paridades opuestas. C. N. Yang y T. D. Lee propusieron que θ y τ eran una misma partícula (mesón K) pero como se violaba P en la interacción débil entonces se podía asociar una paridad intrínseca a K. Pero esta paradoja se resolvió de manera definitiva cuando Chien-Shiung Wu confirmó que la interacción débil no conservaba paridad al estudiar la desintegración β del ^{60}Co



En este experimento se colocó una fuente radioactiva de ^{60}Co sobre la superficie de un cristal de nitrato de magnesio-cesio. Los isótopos de ^{60}Co se polarizan aplicando un campo magnético intenso y enfriando el sistema lo más posible (0.01 K) para evitar que el movimiento térmico reduzca la polarización de la muestra. El isótopo de ^{60}Co ($J^\pi = 5^+$) decae vía β^- (99%) al isótopo de ^{60}Ni ($J^\pi = 4^+$) con $\tau_{\frac{1}{2}} = 5.2$ años. Empleando un detector de antraceno se miden los electrones emitidos. En la región izquierda de la figura 2.1 se muestra el arreglo experimental inicial. Al aplicar la transformación \hat{P} (figura 2.2) se obtiene la figura a la derecha. Si la interacción débil tiene simetría P entonces las intensidades de e^- medidas en ambas configuraciones deben ser iguales [$I(\theta) = I(\pi - \theta)$]. Los electrones se emiten preferiblemente en la dirección opuesta a la orientación del espín del ^{60}Co .

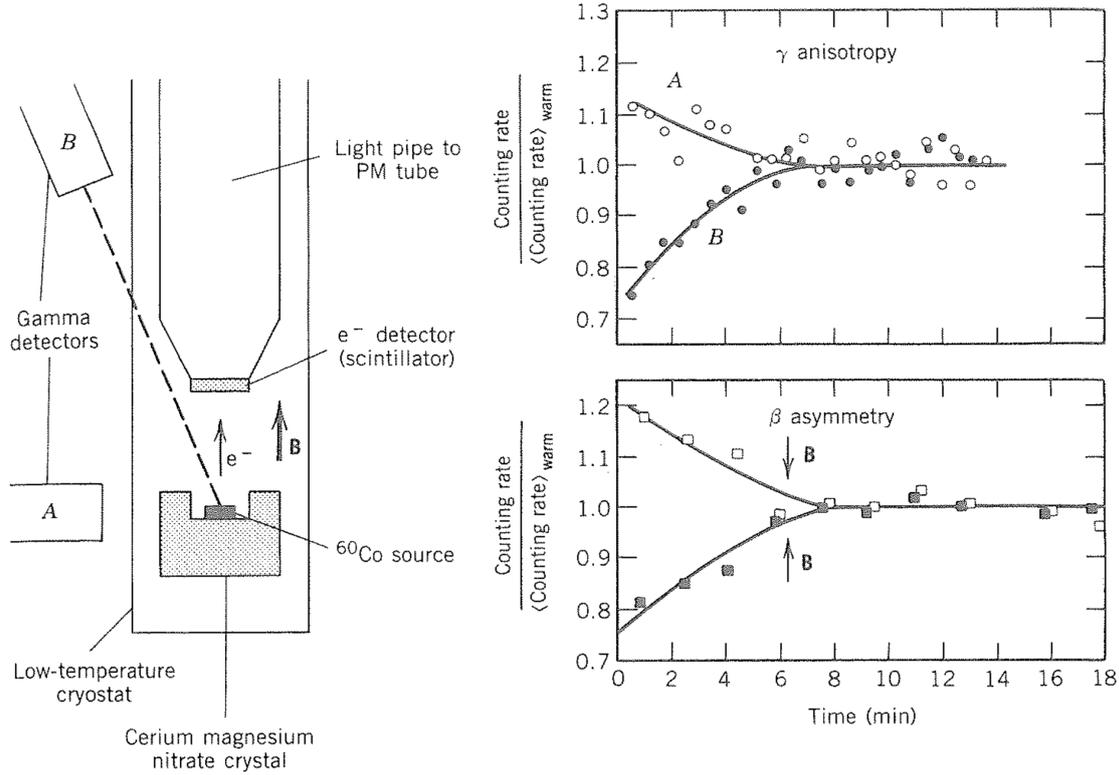


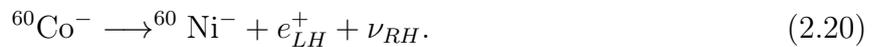
Figura 2.1: Arreglo experimental para el estudio de violación de paridad en el decaimiento β del ^{60}Co . Tomado de [8].

En la figura 2.1 se muestran los resultados experimentales. Es evidente que las tasas de electrones no son iguales por lo que se viola P. Si la paridad se conservara entonces no hay razón para favorecer una dirección u otra y se cumpliría

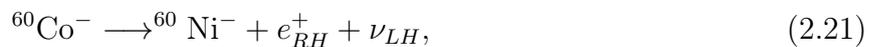
$$\langle \vec{s}_{^{60}\text{Co}} \cdot \vec{p}_{e^-} \rangle_{\text{arreglo1}} + \langle \vec{s}_{^{60}\text{Co}} \cdot \vec{p}_{e^-} \rangle_{\text{arreglo2}} = 0. \quad (2.19)$$

Esta asimetría se pierde en el tiempo como consecuencia del calentamiento de la fuente radioactiva y la posterior pérdida de polarización.

En esta desintegración del ^{60}Co se emiten solo electrones tipo *left-handed* y antineutrinos *right-handed*. Si esta interacción fuera simétrica ante \hat{C} entonces el siguiente proceso debería ocurrir también y con la misma tasa de decaimiento que el proceso original



Siendo todos los positrones *left-handed* y los neutrinos *right-handed* ya que \hat{C} no cambia la helicidad de la partícula (figura 2.2). En teoría, todos los neutrinos pueden ser LH o RH al igual que los antineutrinos pero experimentalmente nunca se han visto neutrinos RH ni antineutrinos LH. Este es un problema aún no resuelto en Física de Partículas. Por este motivo el proceso anterior es aparentemente imposible. Esto implica que se viola P y C de manera máxima y simultáneamente. Sin embargo, si aplicamos la transformación compuesta $\hat{P}\hat{C}$ (figura 2.2) se obtiene



donde todos los positrones *right-handed* y los neutrinos son *left-handed*. Este proceso sí es posible, y por tanto, no se viola CP. En este caso el anti- ^{60}Co decae con la misma asimetría pero con signo opuesto por lo que, finalmente, se cumple la ecuación 2.19. Esto significa que CP se conserva cuando se viola P de manera máxima si, y solo si, C también se viola de manera

máxima. Esto llevó a pensar que la interacción débil no conservaba P ni C pero sí tenía simetría CP. Posteriores estudios experimentales del decaimiento de los mesones K^0 y B^0 demostraron que la interacción débil también viola CP

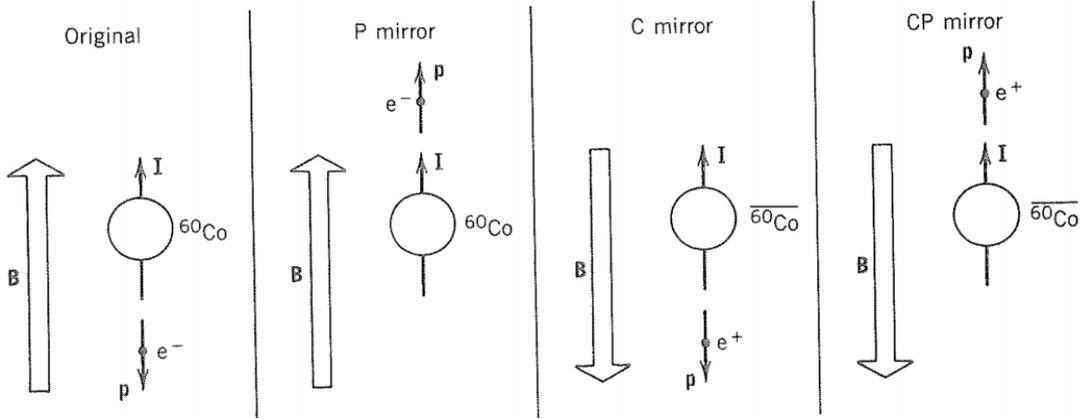


Figura 2.2: Transformaciones bilaterales P, C y CP sobre el *set-up* experimental en el estudio del decaimiento del ^{60}Co . Tomado de [8].

2.1.2 Violación de T

Varios son los experimentos donde se ha evidenciado de manera indirecta y directa violación de CP(T).

2.1.2.1 Principio de Balance Detallado

En Física Nuclear se estudian las reacciones nucleares directas e inversas binarias en la búsqueda de violaciones T empleando el Principio de Balance Detallado. Este principio plantea que las secciones eficaces de ambas reacciones deben ser iguales si se corrige por las diferencias en los factores de espacio de fase [9]

$$\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(a + b \longrightarrow A + B)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(A + B \longrightarrow a + b)} = \underbrace{\frac{p_{AB}^2 (2J_A + 1)(2J_B + 1)}{p_{ab}^2 (2J_a + 1)(2J_b + 1)}}_{\text{factor de espacio de fase}} \overbrace{\frac{|T_{ab \rightarrow AB}|^2}{|T_{AB \rightarrow ab}|^2}}{=1}. \quad (2.22)$$

Este principio es consecuencia directa de suponer la invarianza T, predice iguales amplitudes de reacción y se ha probado en la reacción



sin embargo, no se ha observado ninguna violación significativa sino solo una cota superior de 10^{-4} .

2.1.2.2 Correlaciones de momento lineal y espín

Los productos triples $\vec{p}_1 \times \vec{p}_2 \cdot \vec{p}_3$ y $\vec{s}_1 \times \vec{s}_2 \cdot \vec{p}_3$ son impares ante la transformación de inversión temporal \hat{T} . La simetría T implica que las amplitudes de reacción son iguales tanto para la reacción directa como la inversa correspondiente. Esto solo se cumple si las interacciones de estado final son despreciables. Por este motivo la observación de alguna diferencia no implica necesariamente que ocurra violación T. Esta es la razón por la cual el estudio del decaimiento

$$n \longrightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}, \quad (2.24)$$

no ha llevado a resultados positivos como consecuencia de la interferencia asociada a la interacción electromagnética ente el protón y el electrón. En este tipo de análisis es conveniente el empleo de haces de neutrones en conjunto con reacciones de captura radiativa y/o dispersiones elásticas.

2.1.2.3 Momento dipolar eléctrico

Una consecuencia de la invarianza T son los momentos dipolares eléctricos nulos de las partículas y los átomos. Dentro de los experimentos más sensibles a violación T se encuentran la búsqueda del momento dipolar eléctrico del neutrón y el electrón. El dipolo eléctrico debe ser paralelo o antiparalelo al espín ($\vec{d} = \alpha\vec{s}$), pero la elección de una de estas configuraciones sobre la otra (y por tanto, su simple existencia) viola P y T. La energía de interacción del dipolo en un campo eléctrico \vec{E} es

$$E_d = -\vec{d} \cdot \vec{E}. \quad (2.25)$$

Este término es impar ante transformaciones de \hat{T} , \hat{P} y $\hat{C}\hat{P}$. Hoy día solo se tienen cotas superiores para estos momentos dipolares

$$\begin{aligned} e^{-} &\longrightarrow 0.07 \pm 0.07 \times 10^{-26} e - cm, \\ n &< 0.29 \times 10^{-25} e - cm. \end{aligned} \quad (2.26)$$

En el caso del neutrón, los modelos teóricos predicen valores \vec{d} en el orden de 10^{-33} e-cm. El estudio del momento dipolar eléctrico del neutrón es uno de los campos más activos hoy día en la búsqueda de violación T.

2.1.3 Violación de CP

En 1964 Christensen, Cronin, Fitch y Turlay observaron experimentalmente la violación de CP en el K neutro (mesón constituido por un *quark strange* y un *antiquark down*). Por lo tanto, la interacción débil viola CP. Sin embargo, como la magnitud de este efecto fue muy pequeño y esta violación no se ha podido observar en ningún otro sistema, se puede considerar de manera aproximada que CP es una simetría de la materia y la antimateria. Después de casi 10 años los físicos japoneses Kobayashi y Maskawa propusieron un mecanismo de violación CP bajo el Modelo Estándar postulando la existencia de una tercera familia de *quarks* (no existían evidencias experimentales de ello en esa época) e introduciendo el Mecanismo CKM. El sistema B (mesón) es mucho más fácil de modelar teóricamente, por tal motivo, el estudio experimental de su decaimiento en conjunto con deducciones de observables a partir de su modelo teórico es uno de los proyectos más esperanzadores en el estudio de la violación CP y la comprensión de su mecanismo. Este estudio en otros sistemas solo ha llevado a cotas superiores.

Analicemos un ejemplo de conservación de CP en el decaimiento del pión π^{+}

$$\pi^{+} \longrightarrow \mu^{+}(RH) + \nu_{\mu}(LH). \quad (2.27)$$

Bajo la acción del operador \hat{C} este decaimiento se convierte en

$$\pi^{-} \longrightarrow \mu^{-}(RH) + \bar{\nu}_{\mu}(LH), \quad (2.28)$$

pero no se observan antineutrinos LH en la naturaleza por lo cual se viola C. Si aplicamos seguidamente una transformación \hat{P} se obtienen antineutrinos RH

$$\pi^- \longrightarrow \mu^-(LH) + \bar{\nu}_\mu(RH), \quad (2.29)$$

lo cual sí está permitido en la naturaleza por la cual se conserva CP.

La mayoría de estos resultados experimentales se explican de una manera bastante satisfactoria en los marcos del ME desarrollado por Glashow, Salam y Weinberg. Sin embargo, a pesar de este éxito, este mecanismo de violación de CP no es suficiente para responder varios otros problemas que siguen abiertos en la Física Moderna como el origen de la asimetría materia-antimateria en el universo. El estudio de la violación CP es fundamental en la resolución de estas interrogantes.

2.1.4 Asimetría materia-antimateria en el universo, Bario-génesis Electro débil

En el universo temprano existían cantidades de materia y antimateria las cuales se fueron aniquilando y emitiendo rayos gamma. El fondo de microondas cósmico que llena todo el espacio en el universo es remanente de ello. Sin embargo, algo sucedió en este proceso que conllevó a que toda la antimateria desapareciera y el universo visible esté constituido solo por materia. Además, no se entiende por qué no se aniquiló toda la materia con antimateria quedando solo fotones. Aparentemente, pudiera ser que la materia y la antimateria sean intrínsecamente diferentes y las leyes de la Física aplicadas a una u otra, diferentes. Este es el conocido problema materia-antimateria que el Modelo Estándar no ha podido explicar. El mecanismo CKM ha tenido éxito explicando el decaimiento del mesón K y su mecanismo de violación CP, incluso puede deducir de manera teórica algunos observables para el decaimiento del mesón B pero este mecanismo es insuficiente para generar el número de bariones que se observa en el universo. Esto implica que el ME está incompleto y se necesitan otras fuentes de violación CP. Lo más interesante es que todos los modelos teóricos propuestos para explicar esta interrogante van más allá del ME. Esto explica por qué el estudio de la violación CP juega un papel muy importante en el desarrollo de nueva Física y nuevas teorías cuánticas de campo.

En 1967 el físico ruso Andrei Sakharov propuso una solución para entender la asimetría bariónica del universo suponiendo un número bariónico neto nulo en el universo temprano y que esta simetría es el resultado de (postulados de Sakharov)

- violaciones del número bariónico en las reacciones,
- violaciones de las simetrías C y CP,
- e interacciones en condiciones de desequilibrio térmico en cierta etapa.

Por lo tanto, esta asimetría sería el resultado de procesos puramente dinámicos. La violación de C generaría la asimetría en la producción bariónica y antibariónica mientras la violación de CP (equivalente a violación T) permite que los procesos directos e inversos ocurran a tasas diferentes. El desequilibrio es necesario porque, de lo contrario, se eliminaría cualquier exceso por el proceso inverso.

2.1.5 Teorema CPT

El teorema CPT plantea que todo sistema físico tiene simetría CPT. Si se considera que todo el universo es nuestro sistema entonces pueden violarse las tres simetrías bilaterales C, P y T de manera individual pero es invariante a la aplicación de la transformación compuesta $\hat{C}\hat{P}\hat{T}$. Este teorema automáticamente implica relaciones de equivalencia entre transformaciones simples y compuestas

$$\hat{C}\hat{P} \longrightarrow \hat{T} \quad \hat{C}\hat{T} \longrightarrow \hat{P} \quad \hat{P}\hat{T} \longrightarrow \hat{C}. \quad (2.30)$$

La relación $\hat{C}\hat{P} \longrightarrow \hat{T}$ es la causa de por qué se realizan estudios de violación T analizando la simetría CP de un sistema físico. Sin embargo, la violación directa de T se ha observado también de manera directa en el campo de la Física de Partículas [10]. Las violaciones CP solo se pueden estudiar a altas energías (la energía es lo suficientemente alta como para producir partículas y antipartículas) pero su equivalencia con T permite hacer este estudio a partir de reacciones nucleares a bajas energías.

De este teorema se derivan relaciones muy importantes entre los parámetros cinemáticos de una partícula y su antipartícula:

- la masa de una partícula y su antipartícula es la misma,
- el tiempo de vida de una partícula y su antipartícula es el mismo,
- el momento magnético de una partícula es igual y de signo opuesto a la de su antipartícula.

La búsqueda de violaciones de los enunciados anteriores (consecuencias del teorema CPT) ha dado solo resultados negativos:

$$\begin{aligned} m(K^0) - m(\bar{M}^0) &< 10^{-19}, \\ m(e^+) - m(e^-) &< 10^{-9}, \\ \tau(\mu^+) - \tau(\mu^-) &< 10^{-5}, \\ q(p) - q(\bar{p}) &< 10^{-21}. \end{aligned} \quad (2.31)$$

El Teorema CPT se deriva de manera natural de las teorías cuánticas *gauge* locales (invariantes relativistas). Esto implica que cualquier violación CPT significaría un grave problema en nuestra comprensión de la Mecánica Cuántica o la Teoría de la Relatividad. Pero hasta este momento las cuatro interacciones fundamentales de la naturaleza cumplen

$$\left[\hat{C}\hat{P}\hat{T}, \hat{H} \right] = 0. \quad (2.32)$$

Capítulo 3

Estudio de Violación de Simetrías Discretas a través de Reacciones Nucleares

En la actualidad los experimentos más conocidos y divulgados de estudios de violación de simetrías discretas CP(T) están relacionados con la medición del momento dipolar eléctrico del neutrón (con el experimento nEDM, *neutron-Electric Dipole Moment*) así como los momentos dipolares eléctricos atómicos. Es en este tipo de experimentos donde más énfasis y esfuerzos se dedican en la actualidad. Sin embargo, el estudio de las violaciones de simetrías discretas también se puede realizar a nivel nuclear. El análisis de estos experimentos suele ser bastante complicado debido a la interferencia de las interacciones electromagnética y fuerte las cuales tienen intensidades superiores en varios órdenes de magnitud en comparación con la interacción débil. Dentro de las interacciones nucleares más estudiadas se encuentran el decaimiento de partículas (decaimiento β del neutrón), de estados nucleares compuestos [medición de la polarización circular del rayo gamma emitido tras el decaimiento de un núcleo compuesto de $n+^{113}\text{Cd}$ (λ en la ecuación 3.129)] así como reacciones nucleares empleando haces de partículas cargadas o neutras y núcleos ligeros [medición de los canales inelásticos (n,p) y (n, α)]. Incluso, también es común encontrar experimentos de detección de fragmentos pesados emitidos tras una reacción de fisión inducida con neutrones. En este sentido los estudios basados en reacciones (n, γ) o de captura radiativa junto con los experimentos de dispersión elástica de neutrones (en particular su versión más simple, los experimentos de transmisión) son de particular importancia en la búsqueda de violaciones T. A este último tipo de mediciones dedica en la actualidad grandes esfuerzos la colaboración internacional NOPTREX (*Neutron Optics Parity and Time Reversal EXperiment*). Esta colaboración retoma los esfuerzos desarrollados en el pasado en este campo de investigación con el objetivo de buscar violación T de manera directa a través de experimentos nucleares propios de la Óptica de Neutrones. Dentro de los objetivos de la colaboración se encuentra aportar datos experimentales que contribuyan a discernir entre los múltiples modelos teóricos de violación CP(T) que existen en la actualidad. El estudio de estas violaciones de simetrías a través de reacciones nucleares no pretende sustituir esfuerzos en múltiples otros campos de la Física, sino servir de complemento.

Un primer e importante paso lo constituye la óptima definición de los efectos u observables de violación asociados a una simetría discreta de interés. Estos efectos se definen de manera que un valor no nulo indique inequívocamente una violación de dicha simetría y la presencia de la correspondiente interacción de violación de simetría discreta. Durante el desarrollo de los formalismos correspondientes estos observables se expresan en función de amplitudes de reacción que impliquen necesariamente una violación de dicha simetría. En la siguiente sección se definen los efectos de violación P (P-impar) y/o T (T-impar) en experimentos de transmisión

con neutrones [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17] y de captura radiativa o (n, γ) asociados a la medición de correlaciones angulares [18, 19], así como el análisis estadístico de estas mediciones [20, 21, 22]. Además, se describen algunas configuraciones experimentales propuestas para el estudio de violaciones T [23] y se muestra cómo estos experimentos contribuirían a discernir entre los modelos teóricos más prometedores [16, 24, 25, 26].

3.1 Efectos de violación de paridad

Es posible realizar estudios de violación de paridad P a través de experimentos de transmisión (dispersión elástica coherente) de haces de neutrones tanto polarizados como no polarizados. A su vez, en este tipo de estudios no es necesario emplear blancos polarizados lo que simplifica en gran medida el experimento y el análisis de los resultados. En los experimentos propios de la Óptica de Neutrones se definen los efectos Polarización Longitudinal P y Rotación de Espín del Neutrón ϕ .

Para entender el origen de ambos efectos y obtener sus ecuaciones correspondientes es necesario analizar la expresión de la amplitud de dispersión a ángulos hacia adelante $f(0^\circ)$ que caracteriza este tipo de experimentos de transmisión expresada en términos de correlaciones angulares y de espín. En una primera aproximación [27]

$$f(0^\circ) = f_0 + f_1 \vec{\sigma}_n \cdot \vec{I} + f_2 \vec{\sigma}_n \cdot (\vec{k}_n \times \vec{I}) + f_3 \vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n, \quad (3.1)$$

donde $\vec{\sigma}_n$ representa el espín del neutrón mientras \vec{I} y \vec{k}_n son vectores unitarios a lo largo de la dirección de polarización del blanco y de propagación del haz de neutrones, respectivamente. Seleccionando de manera pertinente la geometría del *set-up* experimental se estudian de cada una de estas correlaciones. Las amplitudes de reacción f_i en general son complejas ($f_i \in \mathbb{C}$). La amplitud f_0 está asociada a la componente de la interacción fuerte independiente del espín del neutrón. Esta es una interacción que no viola paridad (P-par). Por otro lado, f_1 es una amplitud de reacción que conserva paridad y tiene su origen en la componente de la interacción fuerte P-par dependiente del espín del neutrón. En este caso la correlación $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{I}$ es P-par. Para estudiar esta correlación también es necesario tener un blanco polarizado \vec{I} . Esta componente de la interacción fuerte provoca la precesión del espín del neutrón $\vec{\sigma}_n$ en torno a la dirección \vec{I} lo que se conoce como el pseudomagnetismo nuclear. Este efecto estará presente incluso sin un blanco polarizado. Si el blanco se polariza a través de la aplicación de un campo magnético externo entonces el espín del neutrón también experimenta el mismo tipo de movimiento a lo largo de \vec{B} (precesión de Larmor). Esta es una de las razones por las cuales en experimentos de paridad es conveniente no emplear blancos polarizados ya que este es un efecto no deseado que puede contribuir a una asimetría incorrectamente asociada a la violación de alguna simetría discreta. Tanto f_2 como f_3 son amplitudes de violación P ya que las correlaciones $\vec{\sigma}_n \cdot (\vec{k}_n \times \vec{I})$ y $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n$ son P-impar. Un valor no nulo de estas correlaciones implica la presencia de la interacción débil que viola paridad. Las componentes $Re(f_1)$, $Re(f_2)$ y $Re(f_3)$ (asociado a la definición de ϕ) son responsables del movimiento de precesión del espín del neutrón $\vec{\sigma}_n$ en torno a las direcciones \vec{I} , $\vec{k}_n \times \vec{I}$ y $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n$, respectivamente. Por otro lado, sus componentes imaginarias provocan una dependencia del factor de transmisión T_{tr} con la orientación relativa del neutrón en torno a estas direcciones (asociado a la definición de P). Por lo tanto, esta aproximación para la amplitud de dispersión $f(0^\circ)$ puede dividirse en una componente que conserva P y otra que la viola: $f(0^\circ) = f(0^\circ)_{P\text{-par}} + f(0^\circ)_{P\text{-impar}}$. Si el blanco no está polarizado

$$f(0^\circ) = f_0 + f_3 \vec{\sigma} \cdot \vec{k}_n. \quad (3.2)$$

A los efectos prácticos, f_0 no tiene contribución alguna en el estudio de los efectos de violación de simetrías discretas.

La polarización longitudinal P asociada a la correlación $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n$ (y a la amplitud f_3) en experimentos de transmisión se define como [28]

$$P = \frac{\sigma_{tot}^+ - \sigma_{tot}^-}{\sigma_{tot}^+ + \sigma_{tot}^-} = \frac{\Delta_{tot}^P}{2\sigma_{tot}} = \left(\frac{1}{2\sigma_{tot}} \right) \frac{4\pi}{k} \Im(f_+ - f_-), \quad (3.3)$$

donde $\sigma_{tot}^{+(-)}$ denota la sección eficaz total en dos configuraciones experimentales: para un haz de neutrones con helicidad positiva (+) y un haz de neutrones con helicidad negativa (-). El factor $f_{+(-)}$ representa la amplitud de dispersión hacia adelante para estas dos configuraciones. Por lo tanto, este parámetro mide la dependencia del factor de transmisión T_{tr} con la helicidad del neutrón. En el denominador se emplea la aproximación $\sigma_{tot} \cong (\sigma_{tot}^+ + \sigma_{tot}^-)/2$. Esta misma asimetría también se puede medir con un blanco y un haz no polarizados. En este caso la interacción débil provoca una polarización inducida en la dirección del haz una vez el neutrón atraviesa el blanco no polarizado. Sin embargo, existe una asimetría en cuanto al número de neutrones transmitidos con helicidad final positiva y negativa ($P \neq 0$). Este estado de polarización inicial nula puede verse como la superposición de dos estados neutrónicos con igual peso estadístico y helicidades opuestas por lo que este observable se puede expresar de igual manera en función de $f_{+(-)}$.

Esta misma correlación $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n$ (asociada a la amplitud f_3) provoca la rotación ϕ del espín del haz de neutrones polarizado transversalmente ($\vec{\sigma}_n \perp \vec{k}_n$) mientras atraviesa el blanco

$$\frac{d\phi}{dz} = \phi \rho \sigma_{tot} = \frac{2\pi\rho}{k} \text{Re}(f_+ - f_-), \quad (3.4)$$

donde ρ es la densidad nuclear del blanco y k el número de onda del neutrón. Si el espesor del blanco es igual al camino recorrido libre medio del neutrón en el blanco $z = (1/\rho\sigma_{tot})$ entonces

$$\phi = \frac{\text{Re}(f_+ - f_-)}{\text{Im}(f_+ + f_-)}. \quad (3.5)$$

Ambos efectos P y ϕ son expresión de la dependencia de la sección eficaz de dispersión elástica de la helicidad inicial del haz de neutrones.

Bajo ciertas condiciones, la sección eficaz total es prácticamente igual a la sección (n, γ) . En este sentido es conveniente definir la asimetría análoga a P

$$A_\gamma = \frac{\sigma_{n,\gamma}^+ - \sigma_{n,\gamma}^-}{\sigma_{n,\gamma}^+ + \sigma_{n,\gamma}^-}, \quad (3.6)$$

donde $\sigma_{n,\gamma}^{+(-)}$ es la sección eficaz de captura radiativa para un haz de neutrones con helicidad positiva (negativa). Bajo ciertas condiciones experimentales se cumple $\sigma_{n,\gamma}^{+(-)} \cong \sigma_{tot}^{+(-)}$ y $P \cong A_\gamma$. Este parámetro pertenece al conjunto de asimetrías medidas a través de canales inelásticos. En el caso general y para un haz polarizado transversalmente se define la asimetría

$$\alpha_{nf} = \frac{\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega}^{\uparrow\uparrow} - \frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega}^{\uparrow\downarrow}}{\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega}^{\uparrow\uparrow} + \frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega}^{\uparrow\downarrow}}. \quad (3.7)$$

La etiqueta f representa el canal de salida medido. Esta asimetría tiene su origen en la correlación $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_f$ donde \vec{k}_f es el vector de onda de la partícula emitida en el canal de salida f . En este caso la partícula emitida se detecta en dos configuraciones: a lo largo de la dirección de polarización inicial del neutrón $\uparrow\uparrow$ y en la dirección opuesta $\uparrow\downarrow$. Para un experimento de captura radiativa se tiene $f = \gamma$. Esta expresión también es válida para experimentos de dispersión elástica de neutrones donde $f = n$. En estos experimentos existe una anisotropía en

la dispersión elástica de neutrones provocada por la interacción débil. Acá también es posible hacer la aproximación

$$d\sigma_{nf}/d\Omega \cong (d\sigma_{nf}^{\uparrow\uparrow}/d\Omega + d\sigma_{nf}^{\uparrow\downarrow}/d\Omega)/2. \quad (3.8)$$

Un valor no nulo de este efecto muestra una asimetría en la emisión de partículas debido a la interacción débil P-impar. Es muy común encontrar en la literatura mediciones de canales inelásticos que involucran núcleos ligeros como (n,p), (n,t) y (n, α). Esta asimetría α_{nf} no solo contiene información sobre la interacción P-impar sino también sobre la estructura nuclear de los canales de reacción de entrada y salida. Por lo tanto, a través de su medición se obtiene información sobre la estructura nuclear de los canales inelásticos [13].

Otra asimetría que permite obtener este tipo de información, pero en este caso en particular sin la “contaminación” de la interacción débil, es la asimetría *left-right*

$$\alpha_{nf}^{RL} = \left(\frac{d\sigma_{nf}^R}{d\Omega} - \frac{d\sigma_{nf}^L}{d\Omega} \right) / \left(\frac{d\sigma_{nf}^R}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{nf}^L}{d\Omega} \right). \quad (3.9)$$

En la figura 3.1 se muestran las configuraciones experimentales con las cuales se miden estas asimetrías P-impar.

En la práctica, obtener el valor de los denominadores en todas estas asimetrías es relativamente fácil, el problema es evaluar sus numeradores. En el caso de los experimentos de dispersión elástica se obtiene la expresión de estos observables a partir del Teorema Óptico que relaciona la sección eficaz de dispersión elástica con $f(0^\circ)$

$$\sigma = \frac{4\pi}{k} \Im f(0^\circ). \quad (3.10)$$

Cuando se estudian efectos P-impar se tiene $f(0^\circ) = f_3$.

Para cada una de estas asimetrías lo que realmente se mide experimentalmente es el número de neutrones N para una configuración dada del *set-up*. Por ejemplo, en el caso de la polarización longitudinal se mide la cantidad

$$\epsilon = \frac{N_+ - N_-}{f_n(N_+ + N_-)}, \quad (3.11)$$

donde en los experimentos de transmisión

$$T_{tr}(z) = e^{-\sigma_{tot}\rho z}. \quad (3.12)$$

En esta ecuación z es el espesor del blanco y ρ , su densidad. El parámetro f_n se define como

$$f_n = \frac{N_0^+ - N_0^-}{N_0^+ + N_0^-}, \quad (3.13)$$

donde $N_0^{+(-)}$ es el número inicial de neutrones en el haz con proyección $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n > 0$ ($\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n < 0$).

La magnitud de estas asimetrías como P donde se emplean haces de neutrones polarizados es proporcional al grado de polarización f_n del haz de neutrones, sin embargo, en la definición 3.20 se considera $f_n = 1$ (100%). Esta es la razón por la cual se divide la ecuación 3.11 por el factor f_n . La relación exacta entre ϵ y P depende del espesor z del blanco. Estas asimetrías son mayores en la medida que se aumenta el espesor z del blanco, sin embargo, de la ecuación 3.12 se observa que el número de neutrones transmitidos es menor. Esto implica un compromiso entre la estadística deseada (la incertidumbre asociada a la asimetría medida) y la magnitud de ϵ . Con el objetivo de disminuir lo más posible la incertidumbre estadística relativa

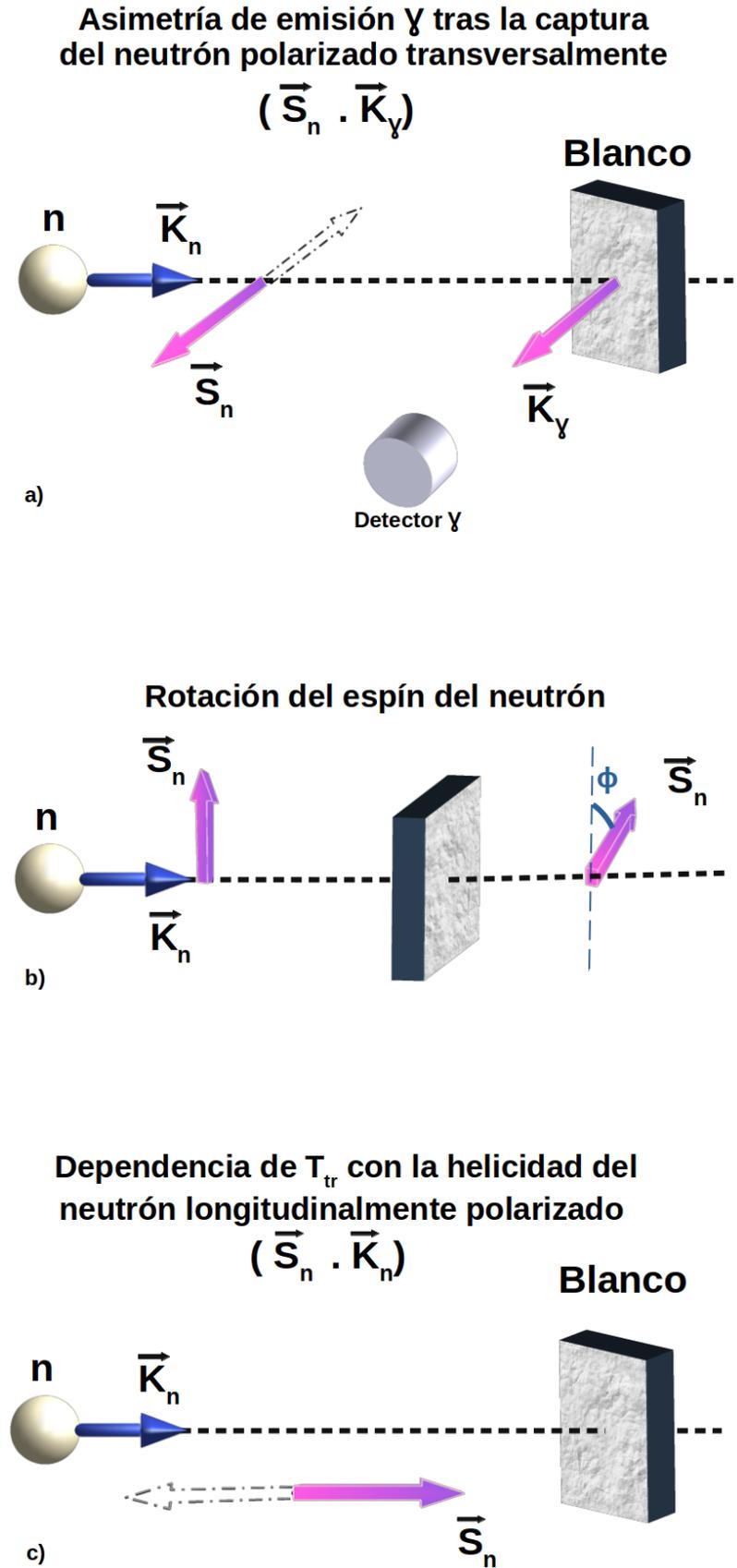


Figura 3.1: *Set-up* experimentales típicos en estudios de violaciones de paridad empleando haces de neutrones. Basado en [28].

$$\frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{1}{N_0} e^{\frac{x\rho\sigma_{tot}}{2}}, \quad (3.14)$$

se escoge un espesor de muestra igual a dos veces el recorrido libre medio del neutrón en el material del blanco ($1/\sigma_{tot}\rho$). Bajo esta condición se cumple

$$P \approx \frac{\epsilon}{2}. \quad (3.15)$$

Siguiendo los procedimientos teóricos descritos en la referencia [13] se obtienen las dependencias con la energía tanto de los numeradores de las asimetrías

$$\Delta_{\uparrow\downarrow}^{nf} = \frac{2\pi v_P (\Gamma_s^f \Gamma_p^f)^{1/2}}{k^2 [s][p]} [(E - E_p)\Gamma_s^n - (E - E_s)\Gamma_p^n], \quad (3.16)$$

$$\Delta_{tot}^P = -\frac{2\pi v_P (\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2}}{k^2 [s][p]} [(E - E_s)\Gamma_p + (E - E_p)\Gamma_s], \quad (3.17)$$

$$\Delta_{nf}^{RL} = \frac{\pi v_P (\Gamma_s^n \Gamma_p^n \Gamma_s^f \Gamma_p^f)^{1/2}}{k^2 [s][p]} [(E - E_s)\Gamma_p - (E - E_p)\Gamma_s], \quad (3.18)$$

como de las propias asimetrías [12]

$$\alpha_{nn} = 2v_P (\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2} \frac{\Gamma_s^n (E - E_p) - \Gamma_p^n (E - E_s) + 2kR(E - E_s)(E - E_p)}{(\Gamma_s^n)^2 [p] + (\Gamma_p^n)^2 [s] + 4(kR)^2 [s][p]}, \quad (3.19)$$

$$P = -2v_P (\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2} \frac{(E - E_s)\Gamma_p + (E - E_p)\Gamma_s}{\Gamma_s^n \Gamma_s [p] + \Gamma_p^n \Gamma_p [s] + 4(kR)^2 [s][p]}, \quad (3.20)$$

$$\alpha_{nf} = 2v_P (\Gamma_s^f \Gamma_p^f)^{1/2} \frac{\Gamma_s^n (E - E_p) - \Gamma_p^n (E - E_s)}{\Gamma_s^n \Gamma_s^f [p] + \Gamma_p^n \Gamma_p^f [s]}, \quad (3.21)$$

$$\alpha_{nf}^{RL} = (\Gamma_s^n \Gamma_p^n \Gamma_s^f \Gamma_p^f)^{1/2} \frac{(E - E_s)\Gamma_p - (E - E_p)\Gamma_s}{\Gamma_s^n \Gamma_s^f [p] + \Gamma_p^n \Gamma_p^f [s]}. \quad (3.22)$$

En el caso de la rotación del espín

$$\frac{d\phi}{dz} = \frac{4\pi N v_P (\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2}}{k^2 [s][p]} \{(E - E_s)(E - E_p) - \Gamma_s \Gamma_p / 4\}, \quad (3.23)$$

$$\phi = 4v_P (\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2} \frac{(E - E_s)(E - E_p) - \Gamma_s \Gamma_p / 4}{\Gamma_s^n \Gamma_s [p] + \Gamma_p^n \Gamma_p [s] + 4(kR)^2 [s][p]}. \quad (3.24)$$

En estas ecuaciones $[s, p] = (E - E_{s,p})^2 + \Gamma_{s,p}^2 / 4$ y el elemento de matriz real $v_P = -\langle \phi_s | W | \phi_p \rangle$. Cuando se emplean haces de neutrones de baja energía donde $\Gamma_p^n \ll \Gamma_s^n$ puede despreciarse el término $\Gamma_p^n (E - E_s)$ en la ecuación 3.21.

En estas ecuaciones no se muestran los factores de espín $G_P \approx 1$ (factor que tiene un valor “natural” cercano a la unidad [17]). En los años en que se desarrolló el formalismo de las violaciones de simetrías discretas a través de reacciones nucleares, los físicos teóricos estaban mucho más interesados en la dependencia con la energía y en los órdenes de magnitud de estos efectos P-impair que en sus valores absolutos. Estos factores de espín no tienen información física alguna y solo hacen más extensas las ecuaciones lo cual dificulta el análisis físico. Por tal motivo, es muy común que en la mayoría de las referencias solo se encuentren las ecuaciones descritas sin factores de espín. Sin embargo, en los estudios teóricos de violaciones T sí es muy importante tener en cuenta estos factores (G_P y G_T) para relacionar los efectos de violación P

con los de violación T. Es necesario tener en cuenta estos factores de espín en la determinación del intervalo de tiempo necesario de medición en experimentos de violación de T. Para obtener de manera explícita estos factores deben usarse las ecuaciones 6 y 7 en la propia referencia [13].

Estas expresiones obtenidas para los efectos P-impar son válidas para núcleos no polarizados con $I = 0$ donde I es el espín del núcleo blanco en su estado base. La diferencia con las ecuaciones para estos efectos P-impar y el caso blanco no polarizado con $I \neq 0$ solo se refleja en la forma del factor de espín G_P , la dependencia con la energía del neutrón sigue siendo la misma [29]. Por otro lado, es importante destacar que un núcleo con $I = 0$ no se puede emplear en experimentos de violación T debido a que no se puede polarizar. Para polarizar un blanco (alinear su espín en una dirección de preferencial) primero debe tener obviamente un espín no nulo que alinear. En consecuencia, un blanco no polarizado no significa necesariamente que tiene $I = 0$.

La evaluación de las expresiones teorías anteriores para estos efectos P-impar necesita el conocimiento previo de los parámetros espectrométricos que caracterizan los estados compuestos resonantes débilmente mezclados. A su vez, es posible determinar el valor de v_P midiendo estos efectos P-impar (como ϕ y P) en la aproximación de dos niveles. Por lo tanto, a partir de estas expresiones se obtiene información sobre la naturaleza de la interacción P-impar y la propia estructura nuclear. Midiendo el efecto P-par α_{nf}^{RL} es posible determinar los parámetros espectrométricos, por ejemplo, de estados compuestos *subthreshold* (resonancias negativas) ya que la “contaminación” débil v_P no está presente en la ecuación.

3.1.1 Factores de *enhancement* en efectos P-impar

Para obtener las expresiones para cada uno de los efectos P-impar es necesario expresarlos en términos de las componentes de la amplitud de transición $\langle f | T_W | i \rangle$ correspondientes a la violación de paridad. Las funciones de onda de los canales de entrada y salida $\Psi_i^{(\pm)}$ se construyen a partir de las funciones de onda de los estados compuestos resonantes Φ del núcleo compuesto. Si solo se considera el mecanismo de reacción resonante como el mecanismo de reacción predominante y no se tiene en cuenta la contribución del potencial de dispersión elástica, esta función se aproxima a [13, 28]

$$\Psi_i^{(\pm)}(E) = \sum a_{k,i}^{(\pm)}(E) \Phi_k, \quad (3.25)$$

con

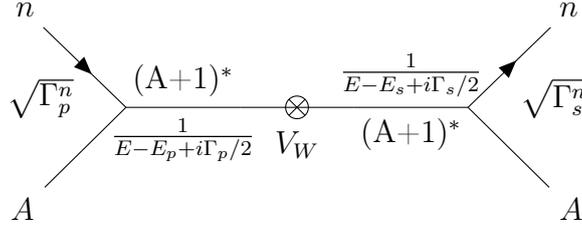
$$a_{k,i}^{(\pm)}(E) = \frac{e^{i\pm\delta_i}}{\sqrt{2\pi}} \frac{\gamma_k^i}{(E - E_k + i\Gamma_k/2)}, \quad (3.26)$$

donde Φ_k es la función de onda del estado compuesto resonante k -ésimo. Esta es una aproximación válida para núcleos medianamente pesados y pesados con $D \lesssim 100$ eV donde D es la distancia típica entre estados resonantes s ó p en el núcleo compuesto. Considerar esta expresión para evaluar T_W implica la necesidad de tomar una doble sumatoria por todas las resonancias s y p en las expresiones generales para los efectos P-impar. Sin embargo, bajo la aproximación de resonancias fuertemente aisladas ($D \gg \Gamma$) se puede prescindir de la suma por todas las resonancias p considerando solamente la más cercana a la energía del neutrón E_n . Tampoco es necesario conservar las sumatorias por todas las resonancias s sino solo aquellas que se encuentran más cerca de E_p y las de mayor intensidad. Generalmente, al medir un efecto de violación de simetría en la vecindad de la resonancia p no se conoce *a priori* cuáles son las resonancias s que más contribuyen a la asimetría.

Bajo la aproximación de Born de primer orden para la interacción débil se considera que $T_W = V_W$ donde V_W es el potencial de interacción débil nucleón-nucleón. En experimentos de dispersión de neutrones a muy bajas energías (donde considerar los casos $l = 0, 1$ es suficiente),

de todos los posibles mecanismos de reacción de violación P el más importante es el llamado mecanismo de mezcla c-c (compuesto-compuesto) representado por el término T_1 [28]

$$\begin{aligned}
 T_W &= \langle \Psi_f^{(-)} | V_W | \Psi_i^{(+)} \rangle = \langle \Psi_s^{(-)} | V_W | \Psi_p^{(+)} \rangle = T_1 + \dots \\
 &= \frac{e^{i\delta_p} \gamma_p^n}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{(E - E_p) + i\Gamma_p/2} \langle \Phi_p | V_W | \Phi_s \rangle \frac{1}{(E - E_s) + i\Gamma_s/2} \frac{e^{i\delta_s} \gamma_s^n}{\sqrt{2\pi}} + \dots,
 \end{aligned} \tag{3.27}$$



donde $\Psi_{i(f)}^{+(-)}$ representa el canal de entrada (+) y de salida (-) en el proceso de dispersión elástica, $\delta_{p(s)}$ es el corrimiento de fase de dispersión potencial en el canal $p(s)$, $1/[(E - E_{p(s)}) + i\Gamma_{p(s)}/2]$ es el propagador para la resonancia $p(s)$ y $\Phi_{p(s)}$ es la función de onda del estado compuesto resonante $p(s)$. Para neutrones de muy bajas energías ($E_n \approx 1$ eV o $kR \ll 1$) se tienen valores $\delta_s^n \sim (kR) \sim 10^{-3}$ y $\delta_p^n \sim (kR)^2 \sim 10^{-6}$ razón por la cual no es necesario tener en cuenta estos factores en las ecuaciones.

Este término T_1 representa la captura, bajo la interacción residual fuerte, de un neutrón de onda p formando un núcleo compuesto en su estado resonante Φ_p . La captura de un neutrón al estado resonante s ocurre si la energía del neutrón no es muy cercana a la energía de la resonancia p . Acto seguido, bajo la acción de la fuerza de interacción débil, ocurre una transmutación hacia un estado de paridad opuesta Φ_s el cual decae posteriormente bajo la acción de la interacción fuerte (en esta transmutación se viola paridad). De esta expresión se deduce que la interacción débil provoca transiciones entre estados compuestos con igual momento angular y paridad opuesta. Es de notar que la interacción fuerte juega un papel importante en el mecanismo de reacción resonante. De manera que T_1 representa uno de los tantos mecanismos posibles de reacción de violación P conocido como mecanismo resonante ya que tras la interacción con el neutrón se forma un núcleo compuesto en uno de sus estados resonantes Φ de onda s o p . Las expresiones para los efectos P-impar se obtienen a partir de esta amplitud resonante de transición T_1 .

La violación P puede ser el resultado también de otros mecanismo de reacción T_i ($i > 1$). Comparando la amplitud T_1 con las restantes T_i ($i > 1$) a cualquier energía del neutrón (por ejemplo, a la energía de referencia $E_{th} = 0.025$ eV) se nota el papel predominante de T_1 debido a la presencia del llamado factor de *enhancement* dinámico o estadístico [28]

$$\left(\frac{T_1}{T_i} \right)_{th} = \frac{v_P}{D} \approx \sqrt{N} \approx 10^3, \tag{3.28}$$

donde N es el número de componentes o configuraciones básicas o simples ϕ_i necesarias para representar la función de onda de un estado compuesto resonante Φ_s ó Φ_p

$$\Phi = \sum_{i=1}^N \alpha_i \phi_i. \tag{3.29}$$

La complejidad (o el caos cuántico) del estado compuesto está caracterizado por el valor de N el cual aumenta exponencialmente con la energía del estado resonante E_{exc} . La energía

de excitación del estado compuesto resonante E_{exc} es ligeramente superior a la energía de separación del neutrón S_n en el núcleo compuesto [30]. Esta es la energía mínima necesaria para extraer un neutrón del núcleo

$$E_{exc} = S_n + \frac{A}{A+1} E_n, \quad (3.30)$$

donde E_n es la energía del neutrón en el laboratorio y A es el número másico del núcleo blanco. Si en estos experimentos se emplean núcleos medianamente pesados o pesados donde $A \gg 1$ y neutrones de bajas energías, entonces $E_n \ll S_n$ y es válida la aproximación $E_{exc} \approx S_n$. Para estos núcleos S_n tiene valores generalmente entre 6 y 8 MeV.

Para blancos medianamente pesados y pesados donde $A > 100$ y para estados resonantes con $E_{exc} \approx S_n$ se tiene $N \approx 10^6$. Este orden de magnitud se obtiene a partir de la función de intensidad neutrónica la cual, según la teoría estadística del núcleo compuesto pesado, es proporcional a \sqrt{N} . Para un estado excitado del núcleo compuesto y para el estado base se hacen las aproximaciones $N \sim 1 \text{ MeV}/D$ y $N \approx 1$, respectivamente. Este factor N será mayor mientras más grande sea la densidad de niveles resonantes del núcleo compuesto $\rho = 1/D$. A estas energías tan grandes de excitación la distancia promedio entre los niveles en el núcleo compuesto es muy pequeña dando lugar a la presencia del factor de *enhancement* dinámico v_P/D . Para núcleos pesados fisibles ($A \approx 240$) $D \sim 1 \text{ eV}$ mientras para núcleos medianamente pesados como el ^{117}Sn y el ^{139}La , $D \sim 10 - 100 \text{ eV}$ [31]. Como este *enhancement* dinámico desaparece cuando $N \approx 1$, el estudio de violaciones de simetrías discretas es más conveniente cuando se emplean blancos pesados. Los experimentos donde se miden las reacciones (n,p), (n,t) y (n, α) involucran generalmente núcleos ligeros como ^3He , ^6Li y ^{10}B . En estos casos la densidad de niveles resonantes del núcleo compuesto es muy pequeña y la distancia entre los niveles con paridad opuesta es considerable además de encontrarse muy alejados del estado compuesto del sistema tras la captura del neutrón. Como consecuencia, no hay *enhancement* dinámico lo que dificulta enormemente la medición de efectos P-impar no nulos [32].

El elemento de matriz v_P representa la mezcla débil $\langle \Phi_P | V_W | \Phi_s \rangle$ entre estados resonantes del núcleo compuesto con paridades opuestas. La relación de intensidad entre la interacción débil y la fuerte es aproximadamente $v_P/v \sim 10^{-7}$ donde v es el elemento de matriz de interacción fuerte. Este es el orden de magnitud esperado para los efectos P-impar a cualquier energía. Un valor diferente indica la presencia de factores de *enhancement*. A energías E_n muy bajas y para núcleos pesados con canal de fisión cerrado es válida la aproximación $\Gamma_s \approx \Gamma_p = \Gamma$, además, la distancia promedio entre resonancias con paridad opuesta ($|E_s - E_p| \approx D$) es mucho mayor a sus anchos totales Γ ($D \gg \Gamma$). Para neutrones con energías cercanas a las resonantes $E_{s(p)}$ se obtiene también el factor de *enhancement* resonante $D/\Gamma \approx 10^3$ por lo cual el factor de *enhancement* total tiene un orden de [28]

$$\left(\frac{T_1}{T_i} \right)_{res} \approx \frac{v_P D}{D \Gamma} = \frac{v_P}{\Gamma} \approx 10^6. \quad (3.31)$$

Por lo tanto, es de esperar una diferencia para la magnitud de los efectos medidos a la energía térmica $E_n = 0.025 \text{ eV}$ y a la resonante E_p de un orden de magnitud (entre 10^3 y 10^4). Como generalmente en los experimentos de transmisión se tiene muy poca estadística (incluso a $E \approx E_s$) es recomendable medir a condiciones experimentales que garanticen el máximo *enhancement* posible.

En la expresión de algunos efectos de violación de paridad también es posible encontrar el denominado factor de *enhancement* estructural o cinemático γ_p^f/γ_s^f . En el caso de dispersiones elásticas a bajas energías donde $f = n$, esta es la relación entre las amplitudes de transición de captura neutrónica resonantes s y p [13, 33]

$$\frac{\gamma_p^n}{\gamma_s^n} = \sqrt{\frac{\Gamma_p^n}{\Gamma_s^n}} \sim kR \sim 10^{-3} - 10^{-2}, \quad (3.32)$$

aplicando la aproximación $\Gamma_l^n \sim (kR)^{2l+1}$. Estos órdenes de magnitud son correctos para neutrones con energías entre 1 y 100 eV.

Siguiendo el Principio de Incertidumbre de Heisenberg ($\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$) el tiempo de vida del núcleo compuesto es del orden de $\tau = \hbar/\Gamma$. A estas energías tan bajas y para estos núcleos pesados, la complejidad de la función de onda compuesta Φ provoca anchos totales pequeños para las resonancias ($\Gamma_p \approx \Gamma_s = \Gamma \approx 0.1$ eV) [34]. Además, provoca el cierre de prácticamente todos los canales parciales de salida que impliquen la emisión de una partícula cargada ($\Gamma \approx \Gamma_\gamma$). Esta misma complejidad provoca que el neutrón pase mucho tiempo bajo la acción del campo de interacción débil (la magnitud del *enhancement* global es proporcional a este tiempo). Considerando el caso $\Gamma \sim 1$ eV se obtiene $\tau \sim 10^{-14}$ s. Esto implica que ambos factores de *enhancement* tienen su origen en la complejidad (o caos cuántico) de la función de onda que caracteriza al estado resonante compuesto.

En este punto es evidente la ventaja de estudiar violaciones de simetrías discretas a través de reacciones nucleares. El caos cuántico que caracteriza al núcleo compuesto contribuye con un *enhancement* total del orden de 10^6 en la vecindad de la energía de las resonancias. Incluso, bajo cualquier condición experimental se tiene un *enhancement* del orden de 10^3 . Estos efectos no se observan en experimentos propios de la Física de Partículas donde $N \approx 1$. Es de notar que el estudio de los efectos P-impar permite además obtener información sobre la estructura y complejidad nuclear.

Como se analizó anteriormente, los valores no nulos para los efectos de violación de paridad medidos en la vecindad de la resonancia p se deben a una mezcla entre estados compuestos de paridad opuesta e igual momento angular total. Es decir, una resonancia p solo se mezcla débilmente con resonancias s con el mismo espín J . En la representación del momento angular total del neutrón \hat{j} (se acoplan primeramente el espín del neutrón \hat{s} y su momento angular orbital \hat{l} , $\hat{j} = \hat{s} + \hat{l}$) y para un blanco alineado ($I \neq 0$) j puede tomar los valores $j = s \pm l = 1/2, 3/2$, mientras el momento angular total de la resonancia $\hat{J} = \hat{I} + \hat{j}$ toma los valores $J = I \pm j = I \pm 1/2, I \pm 3/2$, con $J \geq 0$. En cuanto a la relación de paridades se cumple

$$\pi_J = (-1)^l \pi_I. \quad (3.33)$$

Por lo tanto, para un núcleo con espín y paridad I^π , las resonancias s tendrán espín y paridad $(I \pm 1/2)^\pi$ y las p , $(I \pm 1/2)^{-\pi}$ ó $(I \pm 3/2)^{-\pi}$. En la representación del momento angular total del neutrón \hat{j} , j solo toma valores $j = 1/2$ y $j = 3/2$ si se tienen neutrones lentos ($l = 0, 1$) y un blanco no alineado ($I = 0$). Como la resonancia es del tipo $s1/2$, esta solo podrá mezclarse débilmente con una resonancia $p1/2$. Esto implica que una vez medido un efecto P-impar no nulo a una resonancia p en un blanco con $I = 0$ (como el caso de los núcleos par-par ^{238}U y ^{232}Th) es muy probable que esta resonancia sea del tipo $p1/2$. De esta manera las mediciones de efectos P-impar ayudan a determinar el espín de las resonancias: una gran asimetría medida P-impar a una resonancia p de interés implica una alta probabilidad de que su espín sea $I \pm 1/2$ ó $I \pm 3/2$. Para una resonancia p con espín $J = I + 1/2$ se espera un efecto P-impar no nulo pero si su espín es $J = I + 3/2$, entonces el efecto debe ser nulo. Cualquier resonancia $s1/2$ cercana a esta resonancia $p1/2$ pudiera contribuir al efecto de manera importante. En la mayoría de los casos no se conoce el tipo de resonancia p y solo se puede afirmar, teniendo en cuenta el correspondiente peso estadístico, que la probabilidad que sea $p1/2$ es $1/3$ mientras que la probabilidad que sea $p3/2$ es $2/3$. Para la determinación del tipo de resonancia (s ó p) y su momento angular total J son necesarios estudios de transmisión con haces de neutrones así como de distribuciones angulares en experimentos (n, γ) [35].

3.1.2 Comportamiento con la energía de los efectos P-impar

Las expresiones de la 3.16 a 3.24 para los efectos P-impar son válidas solo en la aproximación de dos niveles (solo una resonancia compuesta en los canales de entrada y salida). En esta aproximación solo se tienen en cuenta una resonancia p de interés y la resonancia s más cercana. Siendo rigurosos pueden tenerse contribuciones a la asimetría que provengan de la mezcla de la resonancia p de interés con múltiples resonancias s . Por lo tanto, en estas ecuaciones debe considerarse una doble sumatoria por las resonancias s y p cercanas a la región de energías de interés.

Lejos de las energías de las resonancias $E \approx (E_s + E_p)/2$ los observables P-impar tienen la forma [13]

$$\left| \frac{d\bar{\phi}}{dz} \right| = \frac{8\pi N |v_P| (\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2}}{k^2 D D}, \quad (3.34)$$

$$|\bar{\phi}| = 2 \frac{|v_P|}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_p^n}{\Gamma_s^n}} \left[1 + \frac{\sigma_{pot}^{tot}}{\sigma_s^{tot}} \right]^{-1} \frac{D}{\Gamma_s}, \quad (3.35)$$

$$|\bar{\alpha}_{nf}| \approx 4 \frac{|v_P|}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_p^f}{\Gamma_s^f}}, \quad (3.36)$$

$$|\bar{P}| \approx \frac{|v_P|}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_p^n}{\Gamma_s^n}} \left[1 + \frac{\sigma_{pot}^{tot}}{\sigma_s^{tot}} \right]^{-1}, \quad (3.37)$$

$$|\bar{\alpha}_{nn}| \approx 4 \frac{|v_P|}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_p^n}{\Gamma_s^n}} \sqrt{\frac{\sigma_s^{el}}{\sigma_{pot}^{el}}}, \quad (3.38)$$

$$|\bar{\alpha}_{nf}^{RL}| \approx 2 \frac{(\Gamma_s + \Gamma_p)}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_p^f \Gamma_p^n}{\Gamma_s^f \Gamma_s^n}}, \quad (3.39)$$

donde $D \sim |E_s - E_p|$ mientras σ_s^{el} y σ_{pot}^{el} son las contribuciones de la resonancia s y del potencial de dispersión elástica a la sección eficaz de dispersión elástica, respectivamente. Estas ecuaciones también son válidas a la energía térmica $E_{th} = 0.025$ eV. De estas aproximaciones se observa que P es menor que ϕ en el factor D/Γ_s y como (incluso a energías térmicas) está presente el factor de *enhancement* dinámico v_P/D . Además, también está presente el llamado factor *hindrance* $\sqrt{\Gamma_p^n/\Gamma_s^n} \sim \sqrt{E}$ el cual debilita la magnitud de casi todas estas asimetrías P-impar ya que generalmente para neutrones lentos $\Gamma_p^n \ll \Gamma_s^n$.

En la vecindad de la resonancia p donde $E \approx E_p \pm \frac{1}{2}\Gamma_p$ se cumple [13]

$$\left| \frac{d\phi}{dz} \left(E_p \pm \frac{1}{2}\Gamma_{s,p} \right) \right| \approx \frac{8\pi N |v_P| (\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2}}{k^2 D \Gamma_{s(p)}^n}, \quad (3.40)$$

$$\left| \phi \left(E_p + \frac{1}{2}\Gamma_p \right) \right| \approx 4 \frac{|v_P|}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_p^n}{\Gamma_s^n}} \left[1 + \frac{\sigma_{pot}^{tot}}{\sigma_s^{tot}} + \frac{\sigma_p^{tot}}{\sigma_s^{tot}} \right]^{-1} \frac{D^2}{\Gamma_s \Gamma_p}, \quad (3.41)$$

$$\left| \alpha_{nf} \left(E_p \pm \frac{1}{2}\Gamma_p \right) \right| \approx 2 \frac{|v_P|}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_p^f}{\Gamma_s^f}} \frac{D}{\Gamma_p} \left[1 + \frac{\sigma_p^{nf}}{\sigma_s^{nf}} \right]^{-1}, \quad (3.42)$$

$$|P(E_p)| \approx 8 \frac{|v_P|}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_p^n}{\Gamma_s^n}} \left[1 + \frac{\sigma_p^{tot}}{\sigma_s^{tot}} + \frac{\sigma_{pot}^{tot}}{\sigma_s^{tot}} \right]^{-1} \frac{D^2}{\Gamma_p \Gamma_s}, \quad (3.43)$$

$$\left| \alpha_{nn} \left(E_p \pm \frac{1}{2} \Gamma_p \right) \right| \approx \frac{|v_P|}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_p^n}{\Gamma_s^n}} \sqrt{\frac{\sigma_s^{el} D}{\sigma_{pot}^{el} \Gamma_p}}, \quad (3.44)$$

$$\left| \alpha_{nf}^{RL}(E_p) \right| \approx 4 \frac{(\Gamma_s + \Gamma_p)}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_p^n \Gamma_p^f}{\Gamma_s^n \Gamma_s^f} \frac{D^2}{\Gamma_p(\Gamma_p + \Gamma_s)}} \left[1 + \frac{\sigma_p^{nf}}{\sigma_s^{nf}} \right]^{-1}, \quad (3.45)$$

donde $\sigma_{s(p)}^{nf}$ representa la contribución de la resonancia $s(p)$ a la sección eficaz σ_{nf} . Todas estas asimetrías experimentan *enhancements* en esta región de energías. En el caso $\sigma_p(E_p) \leq \sigma_s(E_p)$ para las asimetrías $\alpha_{n,n}$, $\alpha_{n,f}$ y ϕ aparece el factor de *enhancement* D/Γ_p (conocido como el factor de energía) mientras para P y α_{nf}^{RL} este factor es $(D/\Gamma_p)^2$. Este es otro factor de *enhancement* que aparece solo en este rango de energías y para efectos P-impar normalizados a la sección eficaz correspondiente, es decir, si se miden solo los numeradores de estos observables este efecto no estará presente (por este motivo el término D/Γ no se encuentra en $d\phi/dz$) [34].

Cuando la contribución relativa de la resonancia p a la sección eficaz total es igual a la contribución del *tail* de la resonancia s a la energía E_p [$\sigma_p(E_p) = \sigma_s(E_p)$] [13]

$$\left| \phi^{max} \left(E_p \pm \frac{1}{2} \Gamma_p \right) \right| = 2 \frac{|v_P|}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_s^n}{\Gamma_p^n}} \left[2 + \frac{\sigma_{pot}^{tot}}{\sigma_s^{tot}} \right]^{-1}, \quad (3.46)$$

$$\left| \alpha_{nf}^{max} \left(E_p \pm \frac{1}{2} \Gamma_p \right) \right| \approx \frac{|v_P|}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_p^f}{\Gamma_s^f} \frac{D}{\Gamma_p}}, \quad (3.47)$$

$$|P^{max}(E_p)| = 2 \frac{|v_P|}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_s^n}{\Gamma_p^n}} \left[2 + \frac{\sigma_{pot}^{tot}}{\sigma_s^{tot}} \right]^{-1}, \quad (3.48)$$

$$|\alpha_{max}^{RL}| \approx 1. \quad (3.49)$$

Justo en este caso se obtienen máximos valores para estos observables. Por lo tanto, no es conveniente medir a resonancias p fuertemente asiladas ($D \gg \Gamma$) en el estudio de estos efectos P-impar. En la medida que $kR \sim \sqrt{E}$ sea mayor más probable es encontrar una resonancia p lo suficientemente intensa como para satisfacer la relación $\sigma_p(E_p) = \sigma_s(E_p)$ [14].

Por otro lado, algunas asimetrías tienen su máximo a la energía de la resonancia p mientras otras en su vecindad. Por lo tanto, el máximo valor o *enhancement* para los efectos P-impar no se obtiene para resonancias p fuertemente aisladas [$\sigma_s(E_p) \ll \sigma_p(E_p)$]. Esto implica que es necesario buscar una resonancia p que satisfaga $\sigma_s(E_p) \cong \sigma_p(E_p)$ y de esta forma identificar núcleos candidatos para medir la máxima asimetría posible. En otras palabras, una resonancia p donde

$$\frac{D^2}{\Gamma_s \Gamma_p} \frac{2\Gamma_p^n}{\Gamma_s^n} = 1. \quad (3.50)$$

Sin embargo, en el caso de los efectos T-impar la condición de máximo no se obtiene a $\sigma_s(E_p) = \sigma_p(E_p)$.

De las ecuaciones anteriores es de notar que

- los numeradores de estos efectos P-impar son simétricos respecto a las energías $E_{s(p)}$,
- la normalización de estas asimetrías P-impar implica que su máximo valor posible es la unidad (100%),

- $d\phi/dz$ cambia de signo a $E \approx E_{s,p}$ y alcanza su máximo en la vecindad de la resonancia $E \approx E_{s,p} + \Gamma_{s,p}/2$,
- P cambia de signo entre resonancias,
- α_{nf} , ϕ y α_{nn} cambian de signo a $E \approx E_{s,p}$,
- α_{nf}^{LR} no cambian de signo a $E \approx E_{s,p}$,
- ϕ es casi siempre mayor que el efecto P en el factor D/Γ_s ,
- a cualquier energía siempre está presente en los efectos P-impar el factor de *enhancement* dinámico v_P/D ,
- en la vecindad de la resonancia p está presente el *enhacement* de energía (D/Γ) ó $(D/\Gamma)^2$ solo tras normalizar los efectos P-impar y se debe a la presencia de los denominadores de Breit-Wigner,
- los *enhancements* dinámico v_P/D y resonante D/Γ dan lugar al *enhacement* global v_P/Γ con un orden de magnitud aproximadamente entre 10^5 y 10^6 [34],
- el máximo *enhacement* y, por lo tanto, los máximos valores para los observables P-impar se obtiene en la vecindad de E_p cuando $\sigma_s(E_p) = \sigma_p(E_p) > \sigma_{pot}(E_p)$,
- las asimetrías P , ϕ , α_{nn} y α_{nf}^{RL} tienen una dependencia con kR a través de $\Gamma_l^n \sim (kR)^{2l+1}$,
- la presencia de la contribución del potencial de dispersión elástica σ_{pot}^{tot} a la sección eficaz total σ_{tot} en los denominadores de estos efectos P-impar atenúa la magnitud de los observables en experimentos de transmisión,
- la magnitud de estos observables se atenúa considerablemente a E_s debido a que la sección eficaz total σ_{tot} presente en los denominadores de estos efectos P-impar también es máxima a esta energía, por lo tanto, deben medirse en la vecindad de E_p ,
- y en los estudios de violaciones P (a cualquier energía) deben medirse estos observables P-impar según el orden jerárquico α_{nf} , ϕ y, por último, P .

A partir de las ecuaciones 3.16 a 3.18 para los numeradores de las asimetrías se observa un comportamiento simétrico respecto a las resonancias s y p , por lo que es de esperar valores máximos en la vecindad de ambas resonancias. Sin embargo, este comportamiento no es necesariamente el mismo para la correspondiente asimetría. Si se analiza el caso $d\phi/dz$ se observa la mencionada simetría, pero ya no se obtienen máximos de igual magnitud en ambas resonancias al dividir entre la sección eficaz total [13, 28]

$$\begin{aligned} \sigma_{tot}(E) &\approx \sigma_s(E) + \sigma_p(E) + \sigma_{pot}(E) \\ &= \frac{\pi}{k^2} \left(\frac{\Gamma_s^n \Gamma_s}{(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4} + \frac{\Gamma_p^n \Gamma_p}{(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4} + 4(kR)^2 \right), \end{aligned} \quad (3.51)$$

debido a que la contribución σ_s^{tot} también es resonante a E_s lo cual atenúa la magnitud de la asimetría a esta energía [9]. Nótese la presencia de la contribución del potencial de dispersión elástica $\sigma_{pot}^{tot}(E)$ la cual está presente siempre en los experimentos de dispersión elástica (y en experimentos de transmisión donde se mide la sección eficaz total). Su contribución no se puede despreciar ya que para haces de neutrones lentos puede tener una contribución a la energía resonante p incluso igual a la que proviene de la propia resonancia p [$\sigma_{pot}^{tot}(E_p) \approx \sigma_p^{tot}(E_p)$].

La ecuación 3.51 muestra también las contribuciones de las resonancias s y p empleando las expresiones de Breit-Wigner para la sección eficaz, la cual es válida en el régimen de resonancias aisladas ($\Gamma \ll D$). Aquí solo se tienen en cuenta las dos resonancias compuestas s y p mezcladas por la interacción débil. En el caso de σ_{tot} no existen términos de interferencia entre las resonancias y el potencial y/o entre las propias resonancias. Solo en el caso de experimentos (n, γ) están presentes interferencias entre resonancias en la expresión para la sección eficaz. Una de las ventajas de estudiar violaciones de simetrías discretas a través de reacciones de captura radiativa está precisamente en la ausencia del potencial de dispersión elástica lo cual es otra fuente que contribuye al *enhancement* global. Este σ_{pot} no contribuye prácticamente con el efecto P-impar, aumenta la sección eficaz total, genera un continuo en la vecindad de la resonancia p y atenúa la magnitud de la asimetría a cualquier energía. Esta resonancia p no solo se eleva sobre el fondo continuo del σ_{pot} sino del *tail* de la resonancia s más cercana. Por lo tanto, la atenuación de la asimetría ocurre a cualquier energía pero es máxima en la vecindad de la resonancia s ($E \approx E_s \pm \frac{1}{2}\Gamma_s$).

En los experimentos (n, γ) no es necesario el uso de blancos de gran espesor como los experimentos de transmisión lo cual es una ventaja cuando se necesitan blancos enriquecidos. Además, la ausencia de σ_{pot} en $\sigma_{n, \gamma}$ los hace más sensibles a interacciones P-impar. Sin embargo, requieren el conocimiento de los parámetros espectrométricos que caracterizan el canal de salida f y, generalmente, debe corregirse por auto-atenuación, dispersión múltiple y fondo inducido por los neutrones dispersados elásticamente en la muestra en estudio. Por lo tanto, el análisis de los datos medidos es mucho más complicado en este caso. En los experimentos de captura radiativa donde se emplean detectores con geometría 4π se cumple $\sigma_{n, \gamma} \approx \sigma_{tot}$ y ambos experimentos son completamente equivalentes [36].

Analicemos un poco más detenidamente las asimetrías P y α_{n, γ_0} donde $f = \gamma_0$ denota un decaimiento del núcleo compuesto directo al estado base. Sin tener en cuenta factores de espín, las dependencias de los efectos P-impar anteriormente definidos con la energía del neutrón vienen dadas aproximadamente por las expresiones [28]

$$P \approx \left(\frac{1}{2\sigma_{tot}} \right) \frac{4\pi}{k^2} \frac{\gamma_p^n \cdot v_p \cdot \gamma_s^n}{[(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4][(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4]} [(E - E_s)\Gamma_p + (E - E_p)\Gamma_s], \quad (3.52)$$

$$\alpha_{n, \gamma_0} \approx \left(\frac{1}{2\sigma_{n, \gamma_0}} \right) \frac{4\pi}{k^2} \frac{\gamma_s^{\gamma_0} \cdot v_p \cdot \gamma_p^{\gamma_0}}{[(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4][(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4]} (E - E_p)\Gamma_s^n. \quad (3.53)$$

En los experimentos (n, γ) con neutrones lentos la acción del potencial centrífugo provoca un decaimiento muy marcado para esta sección eficaz en aquellos casos donde $l > 1$, por lo tanto, con considerar solo $l = 0, 1$ es suficiente. Otra de las grandes ventajas del estudio de violaciones de simetrías discretas a partir de reacciones (n, γ) se encuentra en la gran variedad de canales de salida de decaimiento gamma γ_i desde el mismo estado resonante compuesto p en estudio. Esto permite considerar varios rayos gamma de manera independiente, incluso en un mismo experimento. Es común también encontrar mediciones donde se considera una región continua en el espectro, la cual incluye varias resonancias de interés, así como estudios (n, γ) en los que se miden los picos de escape simple y doble.

En los experimentos de captura radiativa donde la partícula incidente tiene espín $1/2$ (como el neutrón) la distribución angular de los rayos gamma emitidos $W(\theta)$ no tiene armónicos más allá del orden $2l$. En el caso de la captura de neutrones de onda s donde $l = 0$ la emisión γ debe ser isotrópica. Sin embargo, la acción de la interacción P-impar durante la transición electromagnética provoca asimetrías en esta emisión según

$$W(\theta) \propto [1 + a \vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_\gamma] = [1 + f_n \alpha_{n\gamma} \cos(\theta)], \quad (3.54)$$

donde a es la asimetría P-impar y θ es el ángulo entre la polarización del haz de neutrones y la dirección de emisión del γ de interés. La primera evidencia experimental de violación P a través de reacciones nucleares se observó en 1964. En este experimento se midió esta asimetría detectando el rayo gamma de 9.0 MeV de energía emitido tras la reacción $^{113}\text{Cd}(n, \gamma_0)^{114}\text{Cd}$. Se empleó un haz de neutrones térmicos polarizados transversalmente [37]. No fue hasta 1982 que se realizó la primera medida de un efecto P-impar a la energía de una resonancia de onda p . En este experimento Alfimenkov *et al.* midió la polarización longitudinal $P = (7.3 \pm 0.5)\%$ a la energía $E_p = 0.73$ eV empleando un haz de neutrones polarizados y un blanco de ^{139}La [38].

De las expresiones anteriores para las asimetrías se observa la presencia del llamado factor *hindrance* $\gamma_p^n / \gamma_s^n \approx kR$ acompañando al factor de *enhancement* dinámico. Como $\Gamma_p^n \ll \Gamma_p^n$ en general, este factor contribuye a la disminución del *enhancement* global en los experimentos de transmisión. Por el contrario, este factor no está presente en el efecto $\alpha_{n, \gamma}$ lo cual contribuye aún más al *enhancement* global. De todas las asimetrías P-impar es α_{n, γ_0} quien muestra el mayor *enhancement* a cualquier energía. Incluso en aquellas condiciones donde la intensidad relativa de las transiciones p gamma sea mucho mayor que las s , aparece el factor de *enhancement* estructural $\gamma_p^{\gamma_0} / \gamma_s^{\gamma_0}$. Por lo tanto, la presencia o no de este factor está dada por las características propias de cada canal de salida. El factor *hindrance* se muestra en las expresiones de los efectos P-impar con la dependencia $(kR)^n \sim 10^{-3n}$ donde n es el número de veces que el término \vec{k}_n aparece en la correlación P-impar correspondiente. Como se analizó anteriormente, en el caso donde $\sigma_s(E_p) \geq \sigma_p(E_p)$, el efecto α_{n, γ_0} cambia de signo a E_p y alcanza su máximo a $E \approx E_p \pm \Gamma_p / 2$ [28]

$$\alpha_{n, \gamma_0} \approx \frac{2v_P D \gamma^{\gamma_0}}{D \Gamma_p \gamma_s^{\gamma_0}}. \quad (3.55)$$

Bajo estas condiciones experimentales están presentes los tres factores de *enhancement*: dinámico, resonante y cinemático. En una situación experimental realmente afortunada donde se miden canales inelásticos la relación γ_p^f / γ_s^f podría conllevar a un efecto P-impar del 100%. En el caso de experimentos de captura radiativa ($f = \gamma_0$) la transición del estado resonante p al estado base pudiera ser más intensa que la transición desde el estado de onda s .

Esta expresión plantea la necesidad de medir los parámetros espectrométricos que caracterizan las resonancias s y p en el núcleo de interés, con el objetivo de garantizar las mejores condiciones experimentales para obtener la mayor magnitud del efecto de violación de paridad. Para obtener el mayor valor de α_{n, γ_0} , es necesario medir el efecto P-impar con un haz de neutrones con energía resonante E_p , donde $\sigma_s(E_p) \geq \sigma_p(E_p)$. Sin embargo, la situación más común está caracterizada por $\sigma_p(E_p) \geq \sigma_s(E_p)$. Generalmente, las resonancias p que satisfacen esta relación $\sigma_s(E_p) \geq \sigma_p(E_p)$ se encuentran a mayores energías.

En las expresiones para los efectos P-impar se tienen parámetros espectrométricos con valores y signos generalmente desconocidos como las amplitudes de transición $\gamma_p^{n(\gamma_0)}$ y $\gamma_s^{n(\gamma_0)}$ así como el elemento de matriz v_P . Si a esto se le suman posiciones relativas entre resonancias s y p ($E_s - E_p$) completamente aleatorias para cada núcleo, se obtiene como consecuencia un signo completamente desconocido y aleatorio para el efecto a la energía de la resonancia E_p .

Por otro lado, en un núcleo con $I = 0$ y en la vecindad de la resonancia p la Polarización Longitudinal está dada por [28]

$$P = 2 \frac{\langle \phi_s | H_W | \phi_p \rangle \gamma_s^n}{E_p - E_s \gamma_p^n}. \quad (3.56)$$

El desarrollo del formalismo teórico de las violaciones de P en reacciones nucleares permite determinar la intensidad que caracteriza a la interacción fundamental débil. A partir de la medición del efecto P de violación de paridad se puede determinar el elemento de matriz v_P a partir de la ecuación 3.56 [32, 38, 39]. Sin embargo, esta expresión es válida solo

en la aproximación de dos niveles. Como esta resonancia p pudiera estar mezclada con varias resonancias s desconocidas se imposibilita determinar v_P para dos estados compuestos resonantes en particular, ya que debe considerarse una suma por todas estas resonancias s en la ecuación 3.56. Por otro lado, midiendo un efecto P -impar a cierta energía y conociendo el orden de magnitud esperado es posible discernir entre una resonancia s ($l = 0$) ó p ($l = 1$) en el núcleo de interés. Es importante recalcar, una vez más, que los efectos α_{nf} , P y ϕ no deben medirse a $E = E_p$ porque son nulos. Por lo tanto, en el caso del ^{117}Sn y su resonancia de onda p a 1.33 eV en el núcleo compuesto correspondiente las asimetrías deben medirse, por ejemplo, a 1.0 eV.

A partir de la medición del efecto P -impar P se determina la polarización longitudinal de un haz de neutrones f_n . En este haz la fracción de neutrones con helicidad positiva (negativa) es $[1+f_n]/2$ ($[1-f_n]/2$) y su factor de transmisión $\{[1+f_n]/2\} \exp[-\sigma_{tot}^+ \rho z]$ ($\{[1-f_n]/2\} \exp[-\sigma_{tot}^- \rho z]$). En estas expresiones el superíndice de la sección eficaz total representa el signo de la correlación $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n$. Al sumar ambas componentes se obtiene el factor de transmisión global

$$T_{tr}(z) = e^{-\sigma_{unpol} \rho z} [\cosh(\sigma_{pol} \rho z) - f_n \sinh(\sigma_{pol} \rho z)], \quad (3.57)$$

donde σ_{unpol} es la sección eficaz total empleando un haz de neutrones no polarizado ($f_n = 0$). Esta sección eficaz se relaciona con σ_{tot}^\pm vía

$$\sigma_{tot}^\pm = \sigma_{unpol} \pm \sigma_{pol} \quad \text{con} \quad \sigma_{pol} = (\sigma_{tot}^+ - \sigma_{tot}^-)/2. \quad (3.58)$$

A partir de la ecuación 3.57 se obtiene

$$\frac{T_{tr}^+(z) - T_{tr}^-(z)}{T_{tr}^+(z) + T_{tr}^-(z)} = -f_n \tanh(\sigma_{pol} \rho z), \quad (3.59)$$

ó

$$\frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = -f_n \tanh(\rho z [\sigma_{tot}^+ - \sigma_{tot}^-]/2). \quad (3.60)$$

Por otro lado, las secciones eficaces $\sigma_{tot_p}^{+(-)}$ a la energía de la resonancia p se determinan a partir de la medición de la polarización longitudinal P (ecuación 3.56) [40, 41]

$$\sigma_{tot_p}^{+(-)} = \sigma_{unpol_p} (1 \pm f_n P). \quad (3.61)$$

En resumen, si previamente se mide P con buena precisión y exactitud empleando un blanco de interés entonces este valor junto con el blanco pueden ser usados en el futuro como referencias para determinar la polarización del haz de neutrones f_n a partir de las ecuaciones 3.11 y 3.15.

3.2 Efectos de violación T

Dentro de las correlaciones T-impar que aparecen en la expresión general de la amplitud de dispersión $f(0^\circ)$ en experimentos de transmisión [27]

$$f(0^\circ) = f_0 + f_1 \vec{\sigma}_n \cdot \vec{I} + f_2 \vec{\sigma}_n \cdot (\vec{k}_n \times \vec{I}) + f_3 \vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n + \vec{\sigma}_n \cdot [\vec{k}_n \times \vec{I}] + \vec{\sigma}_n \cdot (\vec{k}_n \times \vec{I})(\vec{k}_n \cdot \vec{I}), \quad (3.62)$$

se encuentran $\vec{\sigma}_n \cdot [\vec{k}_n \times \vec{I}]$ (TC, *Triple Correlation*) y $\vec{\sigma}_n \cdot (\vec{k}_n \times \vec{I})(\vec{k}_n \cdot \vec{I})$ (FC, *Five-fold Correlation*). La primera de estas correlaciones se muestra en la aproximación 3.1 y está relacionada con la amplitud f_2 . En experimentos de transmisión la componente real de f_2 provoca la precesión del espín del neutrón en torno a la dirección $\vec{k}_n \times \vec{I}$ (origen de $d\chi/dz$),

mientras su componente imaginaria provoca la dependencia del factor de transmisión 3.12 con la orientación relativa de $\vec{\sigma}_n$ en esta dirección $\vec{k}_n \times \vec{I}$ (origen de η). La necesidad de polarizar el blanco en estudios de violación T constituye una de las razones por las cuales este tipo de experimentos es mucho más complicado en comparación con los experimentos de violación P. En la actualidad no es posible polarizar cualquier núcleo de interés con $I \neq 0$.

Al estudiar la correlación FC se mide en dos configuraciones: una primera donde el haz de neutrones esta polarizado en la dirección $(\vec{k}_n \times \vec{I})$ y una segunda donde se polariza en la dirección opuesta. En este caso se obtiene el máximo valor de la asimetría para un ángulo entre \vec{k}_n y \vec{I} de 45° [$\sin(2\theta) = 1$]. En la correlación FC está presente el momento lineal del neutrón a la segunda potencia \vec{k}_n^2 , por lo tanto, en su observable correspondiente estará presente el factor *hindrance*, como mínimo, también a la segunda potencia $(kR)^2$. Esto implica una atenuación aún mayor de los posibles factores de *enhancement* globales. Se estima que el orden de magnitud global para el efecto P-par T-impar correspondiente es de 10^3 [34]. Por esta razón es preferible estudiar la correlación TC.

La correlación TC no solo es T-impar sino P-impar mientras FC es T-impar y P-par. Esto implica que están asociadas a una interacción PT-impar (PVTV, *Parity Violating Time Violating*) y P-par T-impar (PCTV, *Parity Conserving Time Violating*), respectivamente. La interacción PT-impar o PVTV puede ser considerada como la superposición de una interacción P-impar T-par o PVTC (como la interacción débil) más una interacción P-par T-impar o PCTV. Por este motivo, medir un efecto no nulo asociado a la correlación TC automáticamente implica la presencia de una interacción que viola T. Por lo tanto, la correlación TC permite realizar estudios de violación P y T simultáneamente mientras FC solo permite estudios de violación T. Además, el formalismo y las expresiones para las asimetrías correspondientes a la correlación TC son mucho más simples en comparación con las correspondientes a FC. Estas son algunas de las razones por las cuales en estudios de violación T se trabaja generalmente considerando TC.

Existe un paralelismo bien marcado entre el formalismo para los efectos P-impar y el correspondiente a los efectos T-impar. En este caso los pasos para obtener las ecuaciones para las asimetrías T-impar son los mismos, salvo que en la aproximación de Born de primer orden debe sustituirse el potencial de interacción débil nucleón-nucleón V_W por el correspondiente potencial de la interacción PT-impar V_{PT} . Una vez más el mecanismo de reacción más importante es el c-c (compuesto-compuesto) representado por la amplitud de reacción PT-impar [13, 28]

$$T_1^{PT} \approx \frac{\gamma_p^n \cdot w_{PT} \cdot \gamma_s^n}{(E - E_p + i\Gamma_p/2)(E - E_s + i\Gamma_s/2)}, \quad (3.63)$$

donde $-v_{PT} = -v_P - iw_{PT} = \langle \Phi_p | V_W + V_{PT} | \Phi_s \rangle = \langle \Phi_p | V_W | \Phi_s \rangle + \langle \Phi_p | V_{PT} | \Phi_s \rangle$ es un número complejo mientras V_W y V_{PT} son los operadores de la interacción nuclear P- y T-impar, respectivamente. Esto trae como consecuencia la presencia, una vez más, de los factores de *enhancement* dinámico v_P/D y resonante D/Γ en sus correspondientes asimetrías.

Para los experimentos de violación T donde se mide la correlación TC se define la asimetría

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\Delta_{PT}}{\sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow} = \frac{\sigma_\uparrow - \sigma_\downarrow}{2\sigma_{tot}} = \left(\frac{1}{2\sigma_{tot}} \right) \frac{4\pi}{k} \Im(f_\uparrow - f_\downarrow) \\ &= - \left(\frac{1}{2\sigma_{tot}} \right) \frac{2\pi}{k^2} G_J \frac{\gamma_p^n \cdot w_{PT} \cdot \gamma_s^n}{[(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4][(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4]} [(E - E_s)\Gamma_p + (E - E_p)\Gamma_s], \end{aligned} \quad (3.64)$$

donde el factor de espín G_J está dado por

$$G_J = -\frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{3}{2(2I+1)}} \left[\sqrt{\frac{2I+1}{2I+3}} \delta_{J,I+1/2} \delta_{S,I-1/2} + \sqrt{\frac{I}{I+1}} \delta_{J,I-1/2} \delta_{S,I+1/2} \right], \quad (3.65)$$

con J y S el espín de la resonancia compuesta y del canal, respectivamente. En estos experimentos solo es necesario invertir la dirección de uno de los tres vectores en TC para medir η , sin embargo, generalmente lo más simple es invertir el espín del neutrón. Es muy común en los *set-up* experimentales alternar simultáneamente el espín del núcleo y del neutrón para disminuir la influencia de los efectos sistemáticos.

Por otro lado, la correlación angular $\vec{\sigma}_n \cdot [\vec{k}_n \times \vec{I}]$ también provoca una precesión del espín del neutrón a lo largo de la dirección $\vec{k}_n \times \vec{I}$ [13]

$$\begin{aligned} \frac{d\chi}{dz} &= \frac{4\pi N}{k} \text{Re}(f_{\uparrow\uparrow} - f_{\uparrow\downarrow}) \\ &= \frac{4\pi N G_J w_{PT} (\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2}}{k^2 [s][p]} [(E - E_s)(E - E_p) - \Gamma_s \Gamma_p / 4], \end{aligned} \quad (3.66)$$

donde $d\chi/dz$ es el ángulo de rotación por unidad de longitud de muestra recorrida y $f_{\uparrow\uparrow(\uparrow\downarrow)}$ es la amplitud de dispersión elástica hacia delante para una configuración geométrica donde $\vec{\sigma}_n$ es paralelo (anti-paralelo) a la dirección $\vec{k}_n \times \vec{I}$. Nótese que este factor es el mismo para ambas asimetrías por lo que planteando la relación η/χ se elimina la “contaminación” PT-impar w_{PT} y el factor de espín G_J (lo mismo sucede para la relación P/ϕ).

En las expresiones anteriores también se considera un régimen de resonancias muy aisladas, pero en caso contrario, estas ecuaciones comprenden sumas por todas las resonancias s y p en la región de energías de interés. En la práctica las resonancias p para neutrones de bajas energías son mucho menos intensas que las s por lo cual con considerar la resonancia p más cercana a la energía del haz de neutrones es suficiente. Como se analizaba anteriormente, a diferencia de los efectos P-impar, en el estudio de asimetrías T-impar la condición óptima se alcanza cuando $\sigma_p(E_p) \approx \sigma_{pot}(E_p)$.

3.3 Relación entre efectos P-impar T-par y PT-impar. Factor de espín κ

Comparando las expresiones teóricas para los efectos P-impar T-par (o simplemente P-impar) y PT-impar, se observa que algunas asimetrías P-impar tienen la misma dependencia con la energía que otras asimetrías PT-impar. Por lo tanto, si no se tienen en cuenta los factores de espín G_P y G_T se obtienen las relaciones [13, 28, 42]

$$\frac{d\chi}{dz} = \frac{d\Phi}{dz} \frac{w_{PT}}{v_p}, \quad (3.67)$$

$$\Delta_{PT} = \Delta_{tot}^P \frac{w_{PT}}{v_P}, \quad (3.68)$$

$$\chi = \Phi \frac{w_{PT}}{v_p}, \quad (3.69)$$

$$\eta = P \frac{w_{PT}}{v_P}. \quad (3.70)$$

De estas ecuaciones se observa que los mismos factores de *enhancement* presentes en Φ (P) estarán también presentes en χ (η). A la misma conclusión se llega para la relación entre $d\Phi/dz$ (Δ_{tot}) y $d\chi/dz$ (Δ_T). Una vez conocidos los comportamientos de los efectos P-impar y los factores de *enhancement* en cada región de energías de interés y a partir de las relaciones anteriores, se deduce el comportamiento de los efectos T-impar. Una de las analogías más importantes es la existente entre Δ_{tot}^P y Δ_{PT} (y sus correspondientes asimetrías asociadas). Como consecuencia, si a una energía E_n se observa un *enhancement* del efecto P-impar entonces al medir el efecto T-impar correspondiente a la misma energía se debe obtener un *enhancement* del mismo orden de magnitud. Es precisamente a partir de estas relaciones que es posible calcular a E_n la magnitud del efecto PT-impar correspondiente conociendo el orden de magnitud del efecto P-impar previamente medido a la misma energía. Sin embargo, para realizar estos cálculos es necesario determinar el valor de la relación modelo teórico-dependiente w_{PT}/v_P .

Esto demuestra la importancia de realizar estudios de violación de paridad en núcleos candidatos ya que más allá de obtener información sobre la interacción débil (muy bien conocida en la actualidad con un formalismo teórico bien definido y aceptado por la comunidad), estos estudios permiten detectar las condiciones experimentales óptimas para futuras mediciones de violación T. En la actualidad se busca el mejor candidato entre aquellos núcleos con los cuales se han medido grandes efectos P-impar (del orden $10^{-2} - 10^{-1}$). En la tabla 3.1 se muestran varios de estos núcleos candidatos con $I \neq 0$.

Tabla 3.1: Núcleos candidatos con mayores valores medidos para la asimetría P .

Núcleo	E_p (eV)	P (%)	I	Abundancia (%)
^{139}La	0.758	9.8 ± 0.2	7/2	99.91
^{81}Br	0.88	0.77 ± 0.33	3/2	49.31
^{117}Sn	1.327	0.79 ± 0.04	1/2	7.68
^{131}Xe	3.2	4.3 ± 0.2	3/2	21.2
^{115}In	6.853	-1.45 ± 0.11	9/2	95.72
^{113}Cd	7.00	-0.80 ± 0.33	3/2	12.22
^{133}Cs	9.50	0.24 ± 0.02	7/2	100

Evaluando la relación entre el efecto P-impar asociado a la correlación $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n$ y el efecto PT-impar en el cual se estudia la correlación $\vec{\sigma}_n \cdot [\vec{k}_n \times \vec{I}]$ se obtiene [16, 40]

$$\frac{\Delta\sigma_{PT-impar}}{\Delta\sigma_{P-impar}} = \kappa(J) \frac{w_{PT}}{v_P}, \quad (3.71)$$

donde el factor de espín $\kappa(J)$ es una función del momento angular total de la resonancia J . Este parámetro tiene un valor “natural” cercano a la unidad excepto para ciertas resonancias y está dado por [17, 40]

$$\kappa(J) = \left[\frac{\sqrt{I}}{2(I+1)} \right] \frac{(-2\sqrt{I}x + \sqrt{2I+3}y)}{x} \quad J = I + \frac{1}{2}, \quad (3.72)$$

$$\kappa(J) = \left[\frac{1}{2\sqrt{I+1}} \right] \frac{(2\sqrt{I+1}x + \sqrt{2I-1}y)}{x} \quad J = I - \frac{1}{2}, \quad (3.73)$$

con

$$x = \sqrt{\frac{\Gamma_{p1/2}^n}{\Gamma_p^n}}, \quad (3.74)$$

$$y = \sqrt{\frac{\Gamma_{p3/2}^n}{\Gamma_p^n}}, \quad (3.75)$$

las amplitudes relativas que satisfacen la relación

$$x^2 + y^2 = 1. \quad (3.76)$$

Estas expresiones para $\kappa(J)$ son válidas en la representación del momento angular total del neutrón \hat{j} con el orden en el esquema de acople $\hat{J} = \hat{I} + (\hat{l} + \hat{s})$. Al ancho neutrónico total Γ_p^n del canal contribuyen ambos anchos neutrónicos parciales asociados a los canales de captura de un neutrón de onda s ($\Gamma_{p1/2}^n$) y p ($\Gamma_{p3/2}^n$)

$$\Gamma_p^n = \Gamma_{p1/2}^n + \Gamma_{p3/2}^n. \quad (3.77)$$

Por conveniencia, se expresan x y y como

$$x = \cos(\phi) \quad y = \sin(\phi). \quad (3.78)$$

En el caso particular de un núcleo con $I = 1/2$ y $J = 0$ este factor toma el valor $\kappa(J) = 1$. En general, este parámetro $\kappa(J)$ depende de I , J , x y y . Por otro lado, si el blanco tiene $I = 0$ entonces

$$\Gamma_p^n = \Gamma_{p1/2}^n, \quad (3.79)$$

por lo cual los efectos P-impar solo dependerán de este ancho neutrónico parcial $\Gamma_{p1/2}^n$. Esto se debe a que la componente P-impar de la función $f(0^\circ)$ no depende de la amplitud $\sqrt{\Gamma_{p3/2}^n}$ [43]:

$$f(0^\circ)_{P\text{-impar}} = \pm \frac{1}{2k} \frac{2g\sqrt{\Gamma_s^n}iv\sqrt{\Gamma_{p1/2}^n}}{(E - E_s + \frac{1}{2}i\Gamma_s)(E - E_p + \frac{1}{2}i\Gamma_p)}, \quad (3.80)$$

donde \pm denota la helicidad del neutrón y $g = (2J + 1)/[2(2I + 1)]$ es el factor estadístico de espín. Mientras para la correlación P-impar T-impar para un blanco polarizado

$$f(0^\circ)_{PT\text{-impar}} = \pm \frac{1}{k} \sqrt{\Gamma_s^n} w_{PT} \frac{\left[\alpha_{j=1/2, J=I+1/2} \sqrt{\Gamma_{p1/2}^n} + \alpha_{j=3/2, J=I+1/2} \sqrt{\Gamma_{p3/2}^n} \right]}{(E - E_s + \frac{1}{2}i\Gamma_s)(E - E_p + \frac{1}{2}i\Gamma_p)}, \quad (3.81)$$

donde

$$\alpha_{j=1/2, J=I+1/2} = \frac{I}{2I + 1} \quad y \quad \alpha_{j=3/2, J=I+1/2} = -\frac{\sqrt{I(2I + 3)}}{2(2I + 1)}. \quad (3.82)$$

En este caso la relación $f(0^\circ)_{PT\text{-impar}}/f(0^\circ)_{P\text{-impar}}$ también cumple la ecuación (3.71).

En este punto es importante aclarar que al medir correlaciones P-impar con blancos no polarizados donde $I \neq 0$, en general, la asimetría correspondiente dependerá tanto de $\Gamma_{p1/2}^n$ (x) como $\Gamma_{p3/2}^n$ (y) porque bajo estas condiciones

$$f(0^\circ)_{P\text{-impar}} = \pm \frac{1}{k} \sqrt{\Gamma_s^n} iv \frac{\delta_{j=1/2, J=I+1/2} \sqrt{\Gamma_{p1/2}^n} + \delta_{j=3/2, J=I+1/2} \sqrt{\Gamma_{p3/2}^n}}{(E - E_s + \frac{1}{2}i\Gamma_s)(E - E_p + \frac{1}{2}i\Gamma_p)}, \quad (3.83)$$

con

$$\delta_{j=1/2, J=I+1/2} = -\frac{I+1}{2I+1} \quad y \quad \delta_{j=3/2, J=I+1/2} = -\frac{2I-1}{2(2I+1)} \sqrt{\frac{I}{2I+3}}. \quad (3.84)$$

Por lo tanto, $\kappa(J)$ dependerá tanto de x ($\Gamma_{p1/2}^n$) como de y ($\Gamma_{p3/2}^n$).

De la expresión 3.72 se deduce que la medición de un *enhancement* global de gran magnitud en un efecto P-impar y en una resonancia p de interés no necesariamente implica un *enhancement* del mismo orden de magnitud en el correspondiente experimento de violación PT. Pudiese darse una situación muy desafortunada en algunos núcleos y en algunas resonancias p en los cuales se cancela el efecto de violación PT por algún factor “contaminante” asociado a la interacción fuerte. Este constituye otro motivo importante para la necesaria búsqueda del núcleo candidato previo a la realización de un experimento de violación T, además de la posibilidad de realizar el experimento con más de un núcleo de interés. La ecuación 3.72 sugiere que en experimentos de violación T juega un papel primordial la estructura nuclear del núcleo compuesto a través de los anchos neutrónicos parciales Γ_{pj}^n cuyos valores, en una situación realmente adversa, pudiesen llevar a un efecto PT-impar medido nulo por muy grande que sea el elemento de matriz w_{PT} .

De la ecuación 3.72 se observa que mientras mayor $\kappa(J)$, más sensible es el experimento a violaciones T y mayor será la estadística. Como parte del estudio previo se deben determinar los parámetros espectrométricos x y y con el objetivo de diseñar futuros experimentos de violación T. Como el valor de este parámetro es único para cada resonancia p , algunas pudieran tener un valor muy grande mientras otros valores muy pequeños. Por otro lado, un efecto P-impar nulo (o donde $P/\sigma < 2$ y se consideró $P \approx 0$) medido en una resonancia p no implica un efecto nulo para un efecto T-impar a la misma resonancia. Como $\kappa(J)$ depende de los anchos neutrónicos parciales de onda p (Γ_{pj}^n), cuyos valores varían de una resonancia a otra, la magnitud del efecto T-impar también varía de resonancia en resonancia. En muchas referencias se asume la proporcionalidad entre los efectos P-impar y PT-impar considerando que $\kappa(J)$ tiene un valor aproximadamente igual a la unidad, sin embargo, para el diseño del experimento de violación T debe determinarse su valor exacto (para lo cual es necesario conocer x y y de manera previa). Los valores de Γ_p^n se pueden medir con gran precisión a diferencia de $\Gamma_{p1/2}^n$ y $\Gamma_{p3/2}^n$ los cuales se determinan a partir del estudio de correlaciones angulares en reacciones (n, γ) . Por lo tanto, las reacciones de captura radiativa no solo permiten hacer estudios de violación P a través de la medición de $\alpha_{n, \gamma}$ sino que son necesarios para la caracterización de las resonancias involucradas y el diseño de futuros experimentos de medición de efectos T-impar.

Es de notar que a partir de los experimentos de violación de paridad empleando tanto blancos no polarizados como polarizados y haces de neutrones polarizados es posible determinar el valor de la relación y/x a partir de las expresiones correspondientes para $f(0^\circ)_{P\text{-impar}}$ (ecuaciones 3.80 y 3.83) [43]

$$\frac{\Delta\sigma(\text{blanco polarizado})}{\Delta\sigma(\text{blanco no polarizado})} = \frac{1}{g} \left(\delta_{j=1/2, J=I+1/2} + \delta_{j=3/2, J=I+1/2} \frac{y}{x} \right). \quad (3.85)$$

Complementariamente se podrían además estudiar las correlaciones $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n$ (haz polarizado y blanco no polarizado), $\vec{k}_n \cdot \vec{I}$ (haz no polarizado y blanco polarizado) y $(\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n)(\vec{k}_n \cdot \vec{I})$ (haz polarizado y blanco polarizado) en experimentos de transmisión [40]. En todos estos experimentos están presentes los mismos factores de *enhancement*. En el caso de las dos primeras correlaciones la dependencia energética de las asimetrías P-impar P correspondientes es exactamente la misma. Sus expresiones solo se diferencian en los factores de espín los cuales, en general, son funciones tanto de x como y para $I \neq 0$. Sin embargo, esto no se cumple para las asimetrías $\alpha_{n, \gamma}$ donde las expresiones se complican considerablemente. El estudio de la

correlación $\vec{k}_n \cdot \vec{I}$ tiene la ventaja que, generalmente, la intensidad de los haces no polarizados es un orden de magnitud mayor respecto a los polarizados. Sin embargo, en este experimento existe una contribución a la asimetría P-impar que proviene de la interacción espín-espín ($\vec{\sigma}_n \cdot \vec{I}$) que provoca la polarización inducida del haz no polarizado. Estudios sugieren que esta componente puede despreciarse y ambos estudios son equivalentes en la práctica [29]. Por lo tanto, estas mediciones permitirían determinar el parámetro $\kappa(J)$ en la aproximación de dos niveles sin necesidad de caracterizar la resonancia s mezclada débilmente con la resonancia p . Este es un método particularmente recomendable en caso esta resonancia s sea un estado *subthreshold*. Sin embargo, la necesidad de polarizar el blanco agrega complicaciones considerables al analizar los resultados de estos experimentos (sección 3.6).

En la actualidad se estudian violaciones de inversión temporal en varias áreas de la Física. Dentro de los experimentos más comunes se encuentra la búsqueda del momento dipolar eléctrico del neutrón (nEDM) así como momentos dipolares eléctricos atómicos. También existen varios modelos que explican las observaciones experimentales de violaciones CP(T) mediante los cuales se calculan las constantes que caracterizan la interacción T-impar. Sin embargo, estos valores han sido corregidos varios órdenes de magnitud con el transcurrir de los años debido a correcciones en los modelos teóricos. Como se analizó anteriormente, el estudio de efectos T-impar a través de reacciones nucleares inducidas con neutrones a bajas energías presenta varias ventajas. Los formalismos teóricos desarrollados para obtener la dependencia con la energía de los observables P-impar T-par, P-par T-impar y P-impar T-impar tienen un paralelismo bien marcado. Este paralelismo muestra la misma dependencia para varios de estos observables. Este resultado está relacionado con que todas estas reacciones nucleares tienen lugar bajo el mismo mecanismo resonante c-c y, por lo tanto, comparten los mismos factores de *enhancement*. Además, al usar valores relativos en la expresión 3.72 se compensan posibles incertidumbres en los modelos teóricos y en los valores experimentales medidos.

3.4 Sensibilidad del experimento de violación T

La relación w_{PT}/v_P se estima a partir de potenciales no relativistas de única partícula P-impar (potencial de interacción débil del nucleón en el núcleo) [9, 44]

$$V_P = \frac{G_F}{\sqrt{8}m} \{(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}), \rho(\vec{r})\}_+, \quad (3.86)$$

y PT-impar [potencial de interacción de única partícula de violación CP(T)]

$$V_{PT} = \frac{i G_F \bar{\lambda}}{\sqrt{8}m} \{(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}), \rho(\vec{r})\}_-. \quad (3.87)$$

El parámetro G_F es la constante de interacción débil de Fermi, m es la masa del nucleón, $\vec{\sigma}$ es el espín del nucleón, \vec{p} es el momento lineal del nucleón de valencia, ρ es la densidad nuclear y

$$\bar{\lambda} = \frac{g_{PT}}{g_P}, \quad (3.88)$$

es la relación entre las constantes de acoplamiento nucleón-nucleón PT-impar y P-impar. A partir de las ecuaciones anteriores se obtiene la relación aproximada entre las intensidades de estas interacciones y los elementos de matriz de interacción correspondientes

$$\lambda = \frac{\bar{\lambda}}{1 + 2\xi} \quad \text{con} \quad \xi = \frac{\langle \Phi_p | \rho(\vec{\sigma}\vec{p}) | \Phi_s \rangle}{\langle \Phi_p | \vec{\sigma}(\vec{p}\rho) | \Phi_s \rangle}. \quad (3.89)$$

Por lo tanto,

$$\frac{w_{PT}}{v_P} \sim \bar{\lambda}. \quad (3.90)$$

Nótese que son del mismo orden de magnitud pero la relación no es de igualdad. En la actualidad existen muchos modelos teóricos que predicen valores entre 10^{-1} y 10^{-15} para $\lambda = w_{PT}/v_P$. En la tabla 3.2 [44] se muestran valores estimados para $\bar{\lambda}$ a partir de modelos teóricos de violación CP(T) y mediciones experimentales.

Tabla 3.2: Valores teóricos para $\bar{\lambda}$ por diferentes modelos teóricos.

Model	$\bar{\lambda}$
Kobayashi-Maskawa	5×10^{-10}
<i>spontaneous CP-violation</i>	
<i>of Weinberg</i>	$10^{-4} - 10^{-5}$
<i>(with neutral Higgs bosons)</i>	$10^{-1} - 10^{-3}$
<i>θ-term in QCD</i>	$< 5 \times 10^{-5}$
<i>right-left model</i>	$10^{-7} - 10^{-10}$
<i>horizontal symmetry</i>	$10^{-5} - 10^{-15}$
<i>one π-loop mechanism of EDM</i>	$< 4 \times 10^{-3}$
<i>atomic experimental</i>	
<i>restriction (Hg)</i>	$< 5 \times 10^{-2}$

Por otro lado, los pocos resultados experimentales establecen cotas superiores para $\bar{\lambda}$ entre 10^{-3} y 10^{-5} [9]. A partir de estos modelos se expresa la relación $\lambda = w_{PT}/v_P$ en función de las constantes que caracterizan las intensidades de la interacción PT-impar (g_{PT}) y P-impar (g_P). Precisamente, este constituye uno de los principales objetivos del estudio de violaciones T: la determinación de las constantes de acoplamiento que caracterizan las interacciones que violan las simetrías discretas P y T.

A partir de estos estudios teóricos se obtienen cotas superiores modelo-dependientes para la relación w_{PT}/v_P . Algunos de estos modelos predicen los valores [25]

$$\frac{w_{PT}}{v_P} < 10^{-3} - 10^{-5}. \quad (3.91)$$

Tomando el menor valor en la relación y $\kappa \approx 1$ de la ecuación 3.71 se obtiene

$$\frac{\Delta\sigma_{PT}}{\Delta\sigma_P} < 10^{-5}. \quad (3.92)$$

Sin embargo, las estimaciones actuales predicen posibles sensibilidades experimentales del orden [9, 16]

$$\frac{\Delta\sigma_{PT}}{\Delta\sigma_P} < 10^{-6}, \quad (3.93)$$

lo que permitiría descartar todos estos modelos teóricos. Esta sensibilidad en experimentos con haces de neutrones y blancos polarizados permite la medición de efectos T-impar no nulos así como establecer menores cotas superiores para la relación 3.71. A partir de experimentos de dispersión elástica de neutrones y con las actuales facilidades experimentales caracterizadas por un alto flujo neutrónico a energías térmicas y una gran eficiencia de detección, se estima una

disminución en la cota superior mínima establecida para $\bar{\lambda}$ en el experimento nEDM en dos órdenes de magnitud (como mínimo) [45]. Estos son niveles de sensibilidad esperados tanto en el estudio de la correlación TC como FC.

En la actualidad existen muchos modelos teóricos de violación CP(T) que satisfacen los resultados obtenidos en los escasos estudios experimentales realizados como el decaimiento del mesón neutro K^0 , el decaimiento β del neutrón y los momentos dipolares eléctricos atómicos y del neutrón. Con el objetivo de identificar aquellos modelos teóricos más prometedores es necesario realizar más mediciones de violación CP(T). Los experimentos de violación T a través de reacciones nucleares (y, en particular, aquellos de transmisión de neutrones con haz y blanco polarizado) están llamados a jugar un papel fundamental en este sentido. Según las consideraciones anteriores, estos experimentos ofrecen la sensibilidad suficiente para discernir entre los múltiples modelos teóricos y seleccionar los mejores candidatos. Una vez más, el valor del factor $\kappa(J)$ juega un papel muy importante en la sensibilidad que ofrece el experimento a la posible detección de violaciones T cuando se mide la resonancia p de interés. Con este objetivo es necesario obtener la menor cota posible para la relación $\Delta\sigma_{PT}/\Delta\sigma_P$ lo que a su vez ofrece la menor cota para w_{PT}/v_P . Una vez determinado w_{PT}/v_P es posible comparar con los valores estimados por diferentes modelos teóricos e identificar los mejores candidatos.

En este punto se tiene una conexión particular entre el Modelo Estándar y la Física Nuclear. El estudio e interpretación teórica de los experimentos nucleón-nucleón donde se manifiesta la interacción débil P-impar puede realizarse empleando modelos teóricos basados en *quarks* así como teorías invariantes de Lorentz que describen las interacciones electrodébil y fuerte. En el estudio de violaciones de paridad a través de reacciones nucleares también están presentes estas interacciones, pero en este caso es necesario conocer con la mayor exactitud posible las funciones de onda que caracterizan al sistema complejo. En muchas ocasiones este es un estado tan caótico que es imposible conocer esta función de onda con exactitud y es necesario asumir un punto de vista hadrónico del problema. Todo esto hace que sea mucho más complicado desde el punto de vista teórico estudiar violaciones de simetrías discretas a través de reacciones nucleares pero permite interconectar los formalismos subnucleónico, hadrónico y nuclear.

A partir de la ecuación 3.71 es posible establecer una conexión entre los experimentos de violación de paridad y los diferentes modelos que explican la interacción débil nucleón-nucleón (NN) basados en *quarks*. Las interacciones P- y PT-impar pueden estudiarse desde el punto de vista del intercambio de mesones. Estos modelos teóricos predicen valores para las constantes de acoplamiento de interacción débil mesón-nucleón y de interacción fuerte mesón-nucleón (constantes que aparecen de forma explícita en los potenciales teóricos de interacción NN). Por lo tanto, midiendo los efectos P-impar a varias resonancias p y determinando cotas superiores cada vez más pequeñas para $\bar{\lambda} = \Delta\sigma_{TP-impar}/\Delta\sigma_{P-impar}$ es posible determinar cotas superiores menores para estas constantes. Sin embargo, hoy día muchos de estos modelos predicen valores para $\bar{\lambda}$ dentro de una desviación estándar de los escasos resultados experimentales.

3.5 Análisis estadístico de los efectos de violación de simetrías discretas

En la aproximación de Born de primer orden la función de onda del estado compuesto resonante se expresa como [13, 31]

$$\Phi = \sum_{i=1}^N \alpha_i \phi_i, \quad (3.94)$$

con la condición de normalización

$$\sum_{i=1}^N \alpha_i^2 = 1, \quad (3.95)$$

donde ϕ_i son las funciones de onda de los estados resonantes del núcleo compuesto para un Hamiltoniano libre de componentes P-impar y, por tanto, libre de cualquier interacción que viole paridad. Estas funciones ϕ mezcladas en la función de onda compuesta Φ por la interacción fuerte se suman de forma incoherente por lo que no existe correlación ni en magnitud ni en signo entre los diferentes valores de α_i . Aplicando Teoría Perturbativa de Primer Orden, la aproximación de dos niveles y tomando $E = E_p$ la función de onda del estado del núcleo compuesto excitado cercano al estado resonante p se expresa como

$$\Phi' = \phi_p + \alpha\phi_s, \quad (3.96)$$

con

$$\alpha = \frac{\langle \phi_s | V_W | \phi_p \rangle}{(E_p - E_s)}. \quad (3.97)$$

En este punto es claro que la interacción débil P-impar provoca que el estado compuesto Φ' no tenga una paridad definida.

La aproximación perturbativa de primer orden es válida ya que la interacción fuerte que genera los estados ϕ es mucho más intensa que la interacción débil que mezcla estos estados con paridad opuesta. Las funciones de onda con paridad definida ϕ caracterizan los estados resonantes cuando solo se tiene en cuenta el Hamiltoniano sin componente P-impar (\hat{H}_0). Cuando se incluye la interacción débil ($\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}_W$) estos estados son modificados y se forma el estado compuesto Φ' . La función de onda Φ' ya no tiene paridad definida al ser producto de la mezcla de estados Φ con paridad opuesta. Como la interacción débil conserva el momento angular total, J es el mismo tanto para Φ como para todos los $\phi_{s(p)}$. Por lo anterior, las funciones de onda que caracterizan los estados compuestos Φ' tienen componentes de mezcla entre funciones de onda de paridad opuesta como consecuencia de la presencia de la interacción P-impar (esta es la fuente de las violaciones de paridad en los efectos P-impar).

La función de onda del estado compuesto resonante puede expresarse como [31]

$$\Phi = \sum_{i=1}^N \alpha_i \phi_i, \quad (3.98)$$

con la condición de normalización

$$\sum_{i=1}^N \alpha_i^2 = 1, \quad (3.99)$$

donde ϕ_i son las funciones de onda de configuración simple mezcladas por la interacción residual fuerte entre los nucleones en el núcleo. De la condición de normalización 3.99 se estima que

$$\alpha_i \sim 1/\sqrt{N}. \quad (3.100)$$

El signo de este coeficiente de expansión que caracteriza la intensidad de esta mezcla fuerte es aleatorio y su valor es cercano a cero.

El número de términos a considerar en la suma 3.98 depende de la intensidad o escala de la interacción residual fuerte entre nucleones en el núcleo (ω) y de la distancia característica entre los niveles resonantes con paridad opuesta (D)

$$N \sim \frac{\omega}{D}. \quad (3.101)$$

Como se analizó anteriormente, el parámetro D decrece aproximadamente de manera exponencial con el número másico del núcleo A . $D \sim 1$ eV para núcleos fisibles pesados ($A \sim 240$) y $D \sim 1$ -100 eV para núcleos medianamente pesados ($A \sim 100$). Por lo tanto, los valores para N se encuentran entre 10^5 y 10^6 si se tiene en cuenta que ω tiene el mismo orden de magnitud que la distancia característica entre niveles simples de partícula única (~ 1 MeV).

El elemento de matriz de interacción débil entre estados compuestos resonantes con paridad opuesta está dado por [31]

$$v_P = \langle \Phi_i | V_W | \Phi_k \rangle = \sum_{i,k} a_i^* b_k \langle \phi_i | V_W | \phi_k \rangle, \quad (3.102)$$

con valor absoluto

$$|v_P| \sim \frac{|\langle V_W \rangle|}{\sqrt{N}}, \quad (3.103)$$

donde $\langle V_W \rangle$ es el elemento de matriz de la interacción débil entre estados de configuración simple con paridades opuestas. La amplitud de la mezcla débil o el coeficiente de mezcla débil está dado por la expresión

$$\frac{|v_P|}{D} \sim \frac{|\langle V_W \rangle|/\sqrt{N}}{\omega/N} = \frac{|\langle V_W \rangle|}{\omega} \sqrt{N} = F\sqrt{N}. \quad (3.104)$$

El factor F se define como la relación entre el elemento característico de matriz de interacción débil entre estados de configuración simple con paridad opuesta y la escala de la interacción fuerte residual entre nucleones dentro del núcleo. Esta expresión implica un *enhancement* del efecto de violación P en reacciones nucleares del orden de \sqrt{N} (10^3 para núcleos pesados fisibles y 10^2 para núcleos medianamente pesados).

En el Modelo Estadístico de Resonancias Compuestas se asume que el *ensemble* de los elementos de matriz v_P son números aleatorios que siguen una distribución gaussiana con valor esperado $\langle v_P \rangle = 0$ y varianza $M = \tilde{v}_P = \sqrt{\langle v_P^2 \rangle}$

$$P(v_P) = \frac{1}{\sqrt{2\pi M^2}} e^{-\frac{v_P^2}{2M^2}}. \quad (3.105)$$

Como consecuencia la determinación de un único valor para v_P una vez medido el efecto P-impar a una resonancia p de interés, no tiene ninguna importancia física real. El único parámetro de importancia es M , por lo tanto, el objetivo final de estos experimentos de violación de simetrías discretas es la medición del efecto a varias resonancias p para evaluar la relación

$$\frac{\tilde{w}_{PT}}{\tilde{v}_P} = \lambda. \quad (3.106)$$

Por lo tanto, en todas las expresiones para los factores de *enhancement* anteriormente mostradas debe sustituirse v_P por \tilde{v}_P . Por ejemplo, la relación de intensidad entre la interacción débil que viola P y la fuerte que la conserva está dada por la expresión

$$F = \frac{\tilde{v}_P}{\tilde{v}} \sim G_F m_\pi^2 = 2 \cdot 10^{-7}, \quad (3.107)$$

donde m_π es la masa del mesón π y \tilde{v} es la varianza de los elementos de matriz de interacción fuerte ($\tilde{v} \sim 1$ MeV). La relación 3.107 se conoce como renormalización de la interacción débil. Esta es la escala típica de la interacción débil nucleón-nucleón (10^{-7}) y, por lo tanto, el

orden de magnitud esperado para los efectos P-impar considerando la ausencia de factores de *enhancement*. Su valor representa la constante fundamental de la interacción electrodébil entre nucleones en el núcleo. Este valor está bien definido y se obtiene de la Teoría Estándar Electro-débil y la Cromodinámica Cuántica (*QCD, Quantum Chromodynamics*). Incluso, es posible medirlo a través del estudio de las interacciones de dispersión elástica $p-p$ y $p-\alpha$ así como en las reacciones de captura radiativa neutrónica en protones. En la actualidad todos los modelos predicen un valor para λ mucho menor que la unidad.

Definiendo el efecto P-impar reducido

$$\Delta_i^P = \frac{\Delta_{tot}^P(E_{pi})}{|\sum_s A_{is}^2|^2}, \quad (3.108)$$

con

$$\Delta_{tot}^P(E_{pi}) = \frac{16\pi}{k^2} \frac{\gamma_{pi}^n}{\Gamma_{pi}} \sum_s \frac{\langle s | V_W | p_i \rangle \gamma_s^n}{E_p - E_s} = \sum_s A_{is}(v_P)_i, \quad (3.109)$$

donde $(v_P)_i = \langle s | V_W | p_i \rangle$, i es la resonancia p donde se mide la asimetría y

$$A_{is} = \frac{16\pi}{k^2} \frac{\gamma_{pi}^n \cdot \gamma_s^n}{E_p - E_s}, \quad (3.110)$$

recoge los parámetros espectrométricos constantes que caracterizan a las resonancias mezcladas. Los valores de Δ_i^P también siguen una distribución gaussiana con valor esperado cero y satisfacen las relaciones

$$\Delta_i^P = (v_P)_i, \quad \langle \Delta_i^P \rangle = 0 \quad \text{y} \quad \tilde{\Delta}_i^P = \tilde{v}_P. \quad (3.111)$$

Por lo tanto, midiendo los valores del parámetro Δ_i^P en varias resonancias p se obtiene la varianza M de interés físico. Una vez determinada M debe verificarse la relación 3.107 (bien establecida en la Física). En este punto es importante destacar que el único parámetro de importancia física es la varianza de los valores medidos para los observables P-impar porque tienen valores medios iguales a cero. En muchos de estos análisis se desestiman valores medidos para las asimetrías P-impar (P , por ejemplo) debido a que sus valores tienen una significancia estadística (P/σ) menor a 1 ó 2σ donde σ es la incertidumbre reportada (tabla 3.3). Sin embargo, es importante ser muy cuidadosos en el análisis estadístico porque la teoría también predice valores más probables iguales a cero para estas asimetrías P-impar ($P \ll 2\sigma$). Siguiendo este mismo enfoque estadístico se obtienen las aproximaciones fenomenológicas [13]

$$\sqrt{M^2} \approx \frac{1.0 \text{ eV}}{\sqrt{N}}, \quad (3.112)$$

$$v_p \simeq 10^{-4} \sqrt{\bar{D}[\text{eV}]}, \quad (3.113)$$

donde para núcleos medianamente pesados y pesados \bar{D} tiene valores entre 1 eV y 1 keV. La enorme complejidad de las funciones de onda $\phi_{s(p)}$ hace prácticamente imposible el cálculo exacto de v_P a partir de algún modelo nuclear con el objetivo de comparar con su valor obtenido empleando la ecuación 3.56.

A partir de las ecuaciones 3.48, 3.50 y 3.113 se obtiene una estimación del máximo valor posible para la Polarización Longitudinal [14]

$$P_{max} \sim \frac{v_P}{\Gamma} = 10^{-4} \frac{\sqrt{\bar{D}(\text{eV})}}{\Gamma} \leq 10\%, \quad (3.114)$$

teniendo en cuenta que $\bar{D} \in (1 - 10^3)$ eV y $\Gamma \in (0.05 - 0.2)$ eV para los núcleos medianamente pesados y pesados [9]. Sin embargo, en el proceso de medición es posible obtener valores mayores al estimado debido a posibles fluctuaciones en v_P y Γ . En el caso del ^{139}La se han medido valores $P = (9.56 \pm 0.35) \times 10^{-2}$ a la energía de 0.734 eV de la resonancia p [34]. La posibilidad actual de polarizar el blanco de ^{139}La , junto con este valor medido tan grande en la asimetría P , lo convierte en uno de los mejores candidatos en futuros experimentos de violación T (tabla 3.1). Además, lo hace un blanco muy factible como estándar para determinar la polarización del haz de neutrones o como polarizador longitudinal en el experimento de doble blanco de ^{139}La . Una de las grandes ventajas de este tipo de experimentos es que se eliminan “errores” sistemáticos relacionados con la determinación de la polarización f_n del haz de neutrones [41]. En este tipo de experimentos deben emplearse haces intensos de neutrones no polarizados (incluso a pesar de la existencia de factores de *enhancement*) debido a la baja intensidad que caracteriza a la interacción débil. Como parte de la colaboración TRIPLE (*Time Reversal Invariance and Parity at Low Energies*) se midió la Polarización Longitudinal en varios núcleos (^{238}U , ^{232}Th , ^{133}Cs , ^{127}I , ^{115}In , ^{113}Cd , $^{\text{nat}}\text{Ag}$, $^{108,106}\text{Pd}$, ^{103}Rh , ^{93}Nb , entre otros) y varias resonancias p en un mismo núcleo lo que permitió determinar el parámetro M (figura 3.2). Estos núcleos son buenos candidatos en la determinación del valor de M debido a la presencia de varias resonancias p en la región epitérmica de energías ($E_n > 1$ eV). Sin embargo, no pueden ser empleados en estudios de violación T porque tienen $I = 0$. Por otro lado, como los núcleos de ^{117}Sn y ^{139}La no tienen un gran número de resonancias p en la región de energías epitérmicas esto no los hace buenos candidatos para determinar M . Sin embargo, como en estos núcleos se han medido grandes valores para la asimetría P-impar P esto los hace, en primera aproximación, candidatos a experimentos de violación T [41].

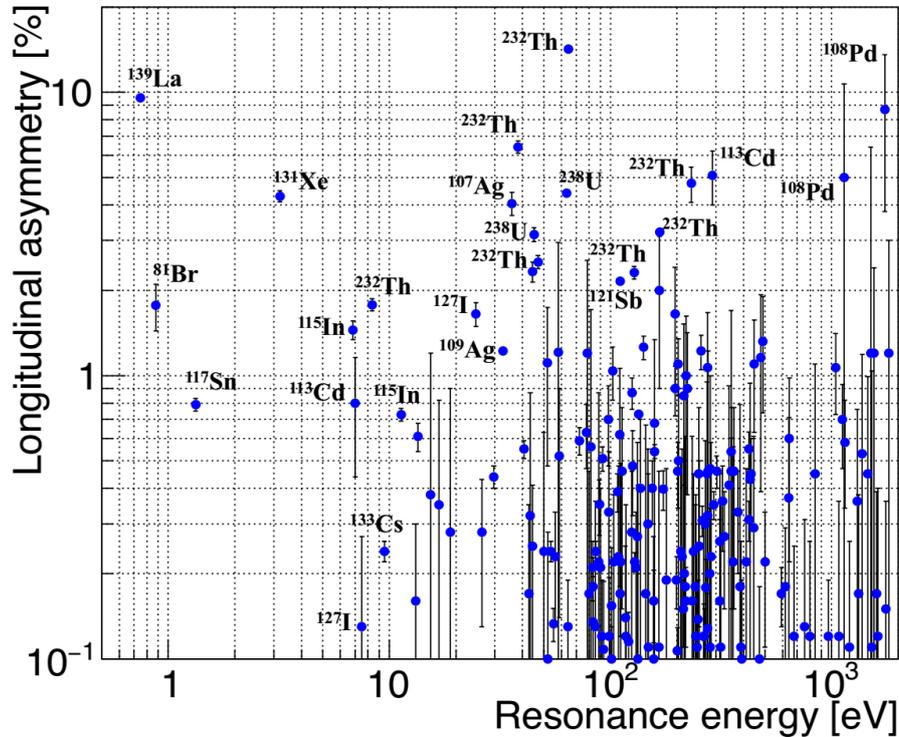


Figura 3.2: Valores medios por la colaboración TRIPLE para la asimetría P en varios núcleos. Tomado de [46].

El desconocimiento de alguno de los parámetros espectrométricos en A_{is} implica la invalidez de las ecuaciones 3.110. Por lo tanto, la misma complejidad de la función de onda del estado compuesto resonante que favorece la aparición de *enhancements* en los efectos de violación P y

PT, obliga a aplicar métodos estadísticos para obtener las cantidades físicas de interés.

El parámetro Δ_i^P sigue la distribución gaussiana dada por la expresión 3.105

$$P(\Delta_i^P|M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi M^2}} e^{-\frac{\Delta_i^P{}^2}{2M^2}}. \quad (3.115)$$

Por otro lado, el valor medido x_i para el parámetro 3.108 y a una resonancia p en específico tiene una incertidumbre asociada σ_i y también sigue una función de distribución gaussiana

$$P(x_i|\Delta_i^P) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} e^{-\frac{(x_i-\Delta_i^P)^2}{2\sigma_i^2}}. \quad (3.116)$$

Es decir que al medir el parámetro x a una misma resonancia p i-ésima un número infinito de veces no se obtiene exactamente el mismo valor sino la distribución dada por 3.116. En este caso se considera que los valores x_i siguen la misma función de distribución independientemente de la resonancia p a la que se mida.

A partir de estas funciones 3.115 y 3.116 que siguen x_i y Δ_i^P , respectivamente, se obtiene la relación entre cada valor medido x_i y la varianza M a determinar [35]

$$P(x_i|M) = \int d(\Delta_i^P) P(x_i|\Delta_i^P) P(\Delta_i^P|M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_i^2 + M^2)}} e^{-\frac{x_i^2}{2(\sigma_i^2 + M^2)}}. \quad (3.117)$$

Esta función de distribución da la probabilidad de medir un efecto P-impar con valor x_i con una incertidumbre σ_i si la varianza tiene un valor M previamente conocido. Con esta función se determina el valor de M . Para esto es necesario medir x_i un gran número de veces con incertidumbres σ_i pequeñas, ajustar esta función a los puntos experimentales x_i y determinar M empleando el método de Maximización de la Función *Likelihood* (MML) siendo 3.117 la Función *Likelihood*. En este método se busca el valor $M_{\text{máx}}$ que maximiza la función. También podría determinarse el valor de M aplicando el Método de Mínimos Cuadrados (*Least Square Method*). Sin embargo, en la práctica estas condiciones tan favorables son muy difíciles de satisfacer porque generalmente se miden pocos valores de x_i con grandes incertidumbres σ_i .

En este punto es evidente que se pudo haber planteado la expresión 3.117 como vía para obtener M sin la necesidad de usar la ecuación de la probabilidad condicional: si se mide un parámetro x_i que sigue una función de distribución de probabilidad gaussiana (FDPG) $P(x_i|M)$ y se tiene en cuenta el “error” de la medición σ_i entonces, tras aplicar el Teorema de la Convolución de FDPGs, se obtiene una nueva FDPG con varianza $P(x_i|M^2 + \sigma_i^2)$ [35].

Sin embargo, solo aplicando la Teoría de la Probabilidad Condicional se obtiene la probabilidad $P(M|x_i)$ de que la varianza sea M medido un valor x_i con incertidumbre σ_i . Esta siempre ha sido la verdadera interrogante, la cual solo se resuelve aplicando conceptos propios de la Estadística de Bayes como el Teorema de Bayes

$$P(M|x) = \frac{P(x|M) \cdot P(M)}{P(x)}, \quad (3.118)$$

donde $P(x)$ es un factor de normalización denominado probabilidad incondicional el cual se calcula a partir de la expresión

$$P(x) = \int P(x|M) P(M) dM = N(x). \quad (3.119)$$

La presencia de la función $P(M)$ implica algún tipo de conocimiento sobre el valor de M incluso antes de realizar la primera medición. Es decir, en la Estadística de Bayes se supone que se tiene algún tipo de conocimiento previo sobre el valor de M . Sin embargo, en caso no se tenga esta información *a priori* puede considerarse que esta función es constante y uniforme.

Tomando $P(x)$ constante se observa que la función *Likelihood* solo se diferencia de la función de Bayes en el factor de normalización N por lo cual el valor $M_{\text{máx}}$ también maximiza $P(x_i|M)$ y la función de Bayes es también la función de *Likelihood* [$L(M) = P(M|x)$]. Por lo tanto, el método MML no es más que un caso particular del Método de Bayes. Medidos n valores independientes para $\Delta_i^P = x_i$ con una incertidumbre σ_i , la probabilidad de un valor M para la varianza se obtiene aplicando Estadística de Bayes

$$P(M|\{x_i\}^n) = \frac{1}{N(\{x_i\}^n)} \prod_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_i^2 + M^2)}} e^{-\frac{x_i^2}{2(\sigma_i^2 + M^2)}}, \quad (3.120)$$

con

$$N(\{x_i\}^n) = \int_0^\infty dM \prod_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_i^2 + M^2)}} e^{-\frac{x_i^2}{2(\sigma_i^2 + M^2)}}. \quad (3.121)$$

Cuando el número de mediciones es grande ($n \rightarrow \infty$) la función de Bayes es aproximadamente gaussiana y se pueden establecer los bien conocidos intervalos de confianza ΔM para M ($\sigma \rightarrow 68\%$, $2\sigma \rightarrow 95\%$ y $3\sigma \rightarrow 98\%$). Por lo tanto, estos intervalos de confianza no son válidos cuando el número de mediciones es pequeño. Bajo las condiciones ideales anteriores M maximiza la función de Bayes y coincide con la Función *Likelihood* $L(M)$ la cual también es gaussiana. En la figura izquierda (derecha) 3.3 se muestra la función *Likelihood* considerando siete (nueve) resonancias $p_{1/2}$ ($p_{3/2}$) en ^{238}U . Es de notar cómo en el caso de las resonancias $p_{3/2}$ el valor de M tiende a cero como se espera.

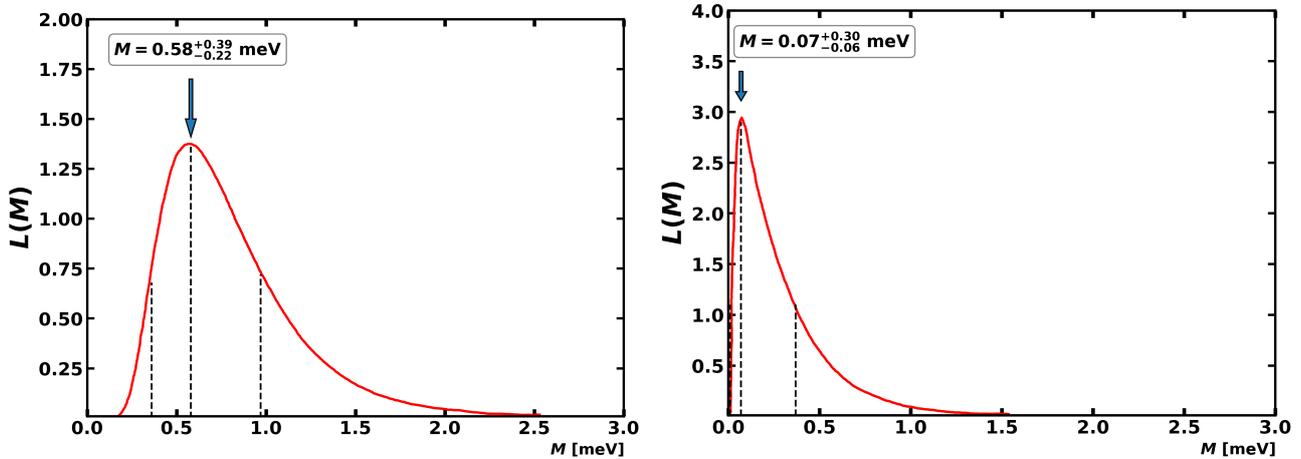


Figura 3.3: Función *Likelihood* considerando resonancias $p_{1/2}$ (figura a la izquierda) y $p_{3/2}$ (figura a la derecha) en ^{238}U . Modificado de [47].

En este caso los intervalos de confianza se determinan según la expresión

$$\ln \left[\frac{L(M^\pm)}{L(M^*)} \right] = \frac{1}{2}, \quad (3.122)$$

donde M^* maximiza la función $L(M)$ con valor esperado $M_{\text{máx}}$. Como esta es una función asimétrica el intervalo de confianza también lo será. Como se ve de la expresión 3.122, M^\pm representan aquellos valores para M que provocan el decaimiento de $L(M^*)$ en un factor \sqrt{e} . Si todos los parámetros espectrométricos son conocidos, $\sigma^2 \ll M^2$ y $I = 0$ se cumple

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{1}{\sqrt{2n}}, \quad (3.123)$$

lo que implica que la precisión del valor obtenido de M está dada únicamente por el número de resonancias $p/2$ medidas n en condiciones ideales [35].

El factor de normalización N diverge logarítmicamente cuando $n = 1$, por lo tanto, de una única medida del efecto P-impar (incluso aquella con una exactitud infinita $\sigma = 0$) no es posible extraer absolutamente ninguna conclusión sobre el orden de magnitud de M (podría ser 0 ó ∞). Incluso, para M cercanas a cero o muy grandes es posible medir valores para x_i cercanos a cero. Esto significa que es preferible medir a varias resonancias p (aunque se sacrifique la estadística) a medir un solo valor para el observable P-impar incluso con la mayor exactitud y precisión posible. En el caso más general donde se desconocen los parámetros espectrométricos que caracterizan las resonancias s y p , las funciones de Bayes son mucho más complejas por lo que el desconocimiento de estos parámetros dificulta los métodos estadísticos necesarios para obtener M . La precisión con la que se conocen estos parámetros espectrométricos (incluso su total desconocimiento) influye en la precisión con la que se determina M . Para que un núcleo sea un buen candidato en la determinación de M es necesario que tenga varias resonancias p en la región de bajas energías. Si se tienen varias resonancias s y p en la región de energías de interés entonces $M = \sum_{s,p} v_{P_{sp}} / (N_p N_s)$ donde $N_{s(p)}$ es el número de resonancias $s(p)$.

Al medir el efecto P-impar para diferentes resonancias p su signo es aleatorio y su valor medio debe ser nulo ya que los elementos v_P también tienen valores medios nulos y signo aleatorio (ecuación 3.110). Sin embargo, Frankle realizó mediciones (n, γ) del efecto P en 23 resonancias p del núcleo ^{232}Th en Los Álamos en 1991 [48, 49]. En estas mediciones las cuales cubrieron el rango de energías entre 8 eV y 392 eV, se obtuvo el mismo signo para el efecto en todos los casos (tabla 3.3) [11, 43] lo cual sugiere una contribución al efecto P-impar que no tiene su origen en el caos.

Tabla 3.3: Asimetrías P-impar \mathcal{P} medidas a diferentes resonancias p en el sistema $n+^{232}\text{Th}$.

E_p (eV)	$\mathcal{P}(E_p)$ (10^{-3})
8.3	14.8 ± 2.5
37.0	24.6 ± 9.7
38.2	108 ± 22.7
64.5	97.8 ± 20.8
128.2	13.1 ± 1.8
167.2	34.5 ± 11.9
196.2	11.0 ± 4.6

En esta tabla solo se muestran las asimetrías cuyos valores superan el doble de las incertidumbres reportadas ($\mathcal{P}/\sigma \geq 2.4$). La asimetría \mathcal{P} está dada por la relación

$$\mathcal{P} = \frac{\sigma_p^+ - \sigma_p^-}{\sigma_p^+ + \sigma_p^-} = P \frac{\sigma_{tot}(E)}{\sigma_p(E)}, \quad (3.124)$$

donde $\sigma_p^+ + \sigma_p^- \approx 2\sigma_p$.

La probabilidad de que esto ocurra de forma fortuita es del 1.6 %. Según el Teorema del Límite Central el valor del efecto promediado a n resonancias debe disminuir según $1/\sqrt{n}$ lo cual entra en contradicción con las medidas de Frankle. Sin embargo, existen análisis que sugieren que los efectos P-impar no siguen el Teorema del Límite Central de la Teoría de las Probabilidades lo que implicaría considerables fluctuaciones en el valor de la asimetría. Esto, sumado a mediciones sobre unas pocas resonancias, implicaría un valor promedio lejano a cero

[50, 51]. De la ecuación 3.56 se observa que el valor del efecto P para una resonancia p aumenta mientras más pequeña sea la distancia entre las resonancias s y p compuestas ($|E_s - E_p| \sim D$). Por lo tanto, para un par o más de estos estados esta distancia pudiera ser tan pequeña que implicaría un valor de \bar{x} alejado de cero, por otro lado, un posible valor muy grande de ν_P es poco probable. Sin embargo, esto violaría también el Teorema del Límite Central.

Esto implica que el estudio de violaciones de simetrías discretas a través de reacciones nucleares también pone a prueba la aproximación estadística de la Teoría del Núcleo. Este resultado experimental pudiera sugerir la necesidad de considerar otro posible mecanismo de reacción como causa probable además del mecanismo resonante. En este experimento se midió el efecto P-impar en otras 12 resonancias p las cuales mostraron signos negativos. Este es un número para nada despreciable si se tiene en cuenta que fueron rechazados porque $P < 2\sigma$ cuando el valor más probable de P es cero. Esto muestra la necesidad, en primer lugar, de repetir estas mediciones a estas resonancias p con mayor precisión y exactitud para mejorar la estadística así como caracterizar estas resonancias con especial énfasis en la determinación de sus espines J (es necesario tener en cuenta solo resonancias p con el mismo espín). En el momento que se realizó este experimento se ignoraba el tipo de cada resonancia ($p_{1/2}$ ó $p_{3/2}$). Como el núcleo de ^{232}Th en su estado base posee espín 1/2 solo las resonancias del tipo $p_{1/2}$ deben ser consideradas en el análisis. Esto es importante si se tiene en cuenta que las resonancias $p_{3/2}$ no se mezclan con las resonancias s . Por lo tanto, cualquier resultado obtenido de este experimento posee una “contaminación” asociada a los valores medidos a las energías de las resonancias $p_{3/2}$. En segundo lugar, es necesario realizar un análisis estadístico profundo para verificar si este experimento viola o no la Teoría Estadística del Núcleo Compuesto. El simple hecho de tener en cuenta los signos de todos los valores desestimados eliminaría esta aparente correlación en signo. Sin embargo, este experimento se realizó una vez más con un mejor *set-up* experimental y mayor estadística (tabla 3.4 tomada de la referencia [52]).

Tabla 3.4: Asimetrías P medidas a diferentes resonancias p en el núcleo de ^{232}Th .

E_p (eV)	$P(E_p)$ (%)	P/σ
8.36	14.8 ± 2.5	19.8
36.98	24.6 ± 9.7	-0.1
38.23	108 ± 22.7	20.0
64.58	97.8 ± 20.8	34.5
128.17	13.1 ± 1.8	19.2
167.11	34.5 ± 11.9	32.1
196.20	11.0 ± 4.6	5.0

Como resultado, se obtuvo la misma correlación en signo para 10 resonancias de onda p disminuyendo la probabilidad de que esto ocurra de forma fortuita al 0.2 %. Hoy día, existen modelos teóricos desarrollados que explican este resultado, sin embargo, aún son necesarios estudios experimentales para su verificación [43].

Todos los análisis anteriores muestran la importancia de tener un formalismo teórico que permita entender el mecanismo de reacción que lleva a la violación de las simetrías discretas P y T en las reacciones nucleares, así como diseñar el experimento más sensible posible a violaciones de simetría T. De las expresiones generales para estos efectos P- y PT-impar se desprende la necesidad de caracterizar previamente las resonancias p y s a bajas energías en los blancos candidatos [32, 38]. Estos parámetros espectrométricos se determinan midiendo

correlaciones angulares P-par en reacciones (n, γ) . El estudio de reacciones (n, γ) con varios canales de salida $|f, \gamma\rangle$ permite de manera simultánea obtener el valor de v_P midiendo efectos P-impar así como los parámetros espectrométricos que caracterizan a los estados compuestos (y a su vez, la estructura nuclear del núcleo compuesto) midiendo efectos P-par. En este punto es claro que los experimentos de violación T a través de reacciones (n, γ) presentan, bajo ciertas condiciones, una sensibilidad igual o superior a los experimentos nEDM.

Desde el punto de vista experimental es necesario un sistema espectrométrico lo suficientemente resolutivo que permita discernir entre diferentes canales de salida de la reacción nuclear así como resolver resonancias muy delgadas a bajas energías. Al mismo tiempo, es necesario un flujo de neutrones lo más intenso posible sin estructuras resonantes en la región de energías de interés. Es común encontrar este tipo de estudios experimentales en Espectrómetros de Tiempo de Vuelo basados en reacciones *spallation*. Este es un sistema que ofrece en gran medida los requerimientos anteriores.

3.6 *Set-up* experimental para estudios de violación T. Interacción de Estado Final

El estudio experimental de las correlaciones T-impar $\vec{\sigma}_n \cdot [\vec{k}_n \times \vec{I}]$ y $\vec{\sigma}_n \cdot (\vec{k}_n \times \vec{I})(\vec{k}_n \cdot \vec{I})$ no es sencillo. Como se discutió anteriormente, el haz de neutrones polarizado en la dirección $\vec{k}_n \times \vec{I}$ realiza un movimiento de precesión en torno a la dirección \vec{B} (o \vec{I}) del campo magnético empleado para alinear los espines de los núcleos en el blanco (precesión de Larmor). Esta rotación es provocada por la parte real de la amplitud de interacción fuerte f_1 en la expresión para $f(0^\circ)$. Además, el espín del neutrón describe un movimiento de rotación (ϕ) en torno a la dirección \vec{k}_n como consecuencia de la acción de la interacción débil P-impar. Por otro lado, la precesión de Larmor provoca la aparición de una helicidad no nula del neutrón ($\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n \neq 0$) y, con ello, una dependencia del factor de transmisión con dicha helicidad (P). Incluso, cuando no se emplea un campo magnético para polarizar el blanco el espín del neutrón experimenta un movimiento de precesión en torno a \vec{I} debido a que la interacción fuerte entre el neutrón y el núcleo blanco tiene una dependencia de la correlación $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{I}$. En otras palabras, el movimiento que experimenta el neutrón en el blanco es tridimensional y caótico.

Todos estos factores conllevan a que el proceso de transmisión no sea totalmente elástico y/o a la despolarización del haz de neutrones. En estudios de la amplitud f_3 es posible medir un efecto no nulo debido a la “contaminación” que proviene de la interacción fuerte y/o débil, por lo tanto, es necesario eliminar esta componente de falsa violación T. Este tipo de experimentos representa todo un reto en cuanto al diseño geométrico del *set-up* y el control de la alineación y magnitud de polarización del haz de neutrones durante toda la medición. De la ecuación 3.71 se obtiene como consecuencia que en este experimento de transmisión donde se mide un efecto T-impar habrá una contribución a la asimetría que proviene de la interacción que viola paridad (falsos efectos T-impar asociados a las correlaciones $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n$ y $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{I}$). A juzgar por los posibles valores de $\lambda = w_{PT}/v_P = 10^{-4} - 10^{-15}$, la contribución al efecto total de la interacción P-impar podría ser muchísimo mayor siendo otra razón más para el diseño de experimentos lo más sensible posibles a violaciones T. Como resultado, la contribución a la asimetría medida asociada a la interacción T-impar pudiese ser completamente camuflada por contribuciones asociadas a las interacciones fuerte, débil y/o electromagnética según el diseño del experimento.

En la actualidad la opción más clara para el estudio de interacciones T-impar es a través de las Pruebas de Balance Detallado (TVDB, *T-Violation Detailed Balance*). En las expresiones de las correlaciones T-impar anteriormente mencionadas aparece el factor \vec{k}_n lo cual conlleva a la presencia del factor *hindrance* [(kR) para TC y $(kR)^2$ para FC] en la expresión final del

efecto T-impar en experimentos con haces de neutrones lentos. Esto provoca un debilitamiento del *enhancement* global y, por lo tanto, una menor sensibilidad del experimento. Sin embargo, en los experimentos de Balance Detallado este factor no deseado no está presente junto con los *enhancements* dinámico, resonante y cinemático. Además, no se requieren ni haces polarizados de neutrones ni blancos alineados. Sin embargo, uno de sus inconvenientes radica en la necesidad de una muy buena resolución en energía pues el *set-up* experimental influye directamente en la sensibilidad del experimento. Existen algunos análisis que predicen *enhancement* globales del orden de $10^4 - 10^5$ en este tipo de experimentos.

Una de las grandes ventajas de los experimentos basados en la dispersión elástica de neutrones es que estos efectos de violación de simetrías discretas (como los observables $d\chi/dz$ y η) están libres de las llamadas Interacciones de Estado Final [45]. Este es el resultado de que la función de onda inicial y final que describe al neutrón sea la misma ($|\vec{k}_i\rangle = |\vec{k}_f\rangle$). La ausencia de esta interacción en experimentos de dispersión elástica de neutrones implica que la medición de valores no nulos para estas asimetrías T-impar provienen exclusivamente de interacciones que violan T, lo cual representa una gran ventaja en este tipo de mediciones. En experimentos de violación T a través de dispersión elástica y decaimiento nuclear puede medirse una correlación no nula a consecuencia de la influencia de las interacciones fuertes, electromagnéticas y/o débil sin que necesariamente esté involucrada una interacción T-impar. Sin embargo, si un determinado proceso físico puede ser descrito en la primera aproximación de Born entonces puede ser relacionado dicho valor no nulo con la violación de T. En este caso se tendría una prueba clara de violación T al igual que en los experimentos de nEDM. En el estudio de eventos de decaimiento donde el estado final e inicial no coinciden esta conclusión no es tan evidente. Un ejemplo es el decaimiento del neutrón vía beta. En este proceso leptónico se emiten dos partículas cargadas (electrón y protón) las cuales interactúan vía dispersión de Coulomb en el canal de salida lo que lleva a un efecto no nulo incorrectamente atribuido a una interacción T-impar. En otras palabras, una correlación T-impar tiene su origen en una interacción T-impar si la Interacción de Estado Final es prácticamente nula. Esta es una de las grandes diferencias con el estudio de los efectos P-impar pues, en este caso, el medir una correlación P-impar no nula necesariamente implica la presencia de una interacción que viola P.

En la medición de la correlación TC el espín del neutrón debe ser perpendicular a la dirección del haz y a la dirección de polarización del blanco. Sin embargo, aunque se logre una alineación perfecta la amplitud de reacción f_1 da lugar a la precesión de $\vec{\sigma}_n$ en torno a la dirección \vec{I} . Esto provoca una componente no nula en la dirección del haz de neutrones y una contribución a la asimetría medida no relacionada con la interacción que viola T, sino con P. Una manera de eliminar esta contribución indeseada es colocar un analizador (A) justo detrás el blanco en estudio. Sin embargo, es posible medir un efecto de violación T no nulo debido a varias causas: imperfecciones del *set-up* experimental provocado por una incorrecta alineación relativa entre el polarizador (P), el analizador (A) y el blanco, diferencias notables en las características del polarizador y el analizador, movimiento de precesión del espín del neutrón en torno a la dirección del campo magnético aplicado \vec{B} para polarizar el blanco, pseudomagnetismo nuclear para $I \neq 0$ e inhomogeneidades en el blanco. Es importante concebir un *set-up* experimental que reduzca considerablemente o elimine la influencia de estos efectos indeseables. En la actualidad existen varios *set-up* experimentales propuestos para el estudio de violaciones T. A continuación se analizan dos casos basados en el Teorema P-A y el Teorema de Reciprocidad.

El efecto del operador de inversión temporal \hat{T} sobre la correlación $\vec{\sigma}_n \cdot [\vec{k}_n \times \vec{I}]$ asociado a la amplitud f_2 está dado por

$$\begin{aligned}
 \vec{k}_n &\xrightarrow{\hat{T}} -\vec{k}_n, \\
 \vec{\sigma}_n &\xrightarrow{\hat{T}} -\vec{\sigma}_n, \\
 \vec{I} &\xrightarrow{\hat{T}} -\vec{I}.
 \end{aligned}
 \tag{3.125}$$

En la figura 3.4 se observa la configuración inicial y la resultante tras aplicar la inversión temporal \hat{T} .

Es de destacar que la configuración (b) es equivalente a solo cambiar la dirección de $\vec{\sigma}_n$ en la configuración (a) como se muestra en (c). Por lo tanto, para tener en cuenta el efecto de \hat{T} se mide a una primera configuración (a) $\vec{\sigma}_n = \sigma_n \hat{i}$ y a una segunda con la polarización del haz de neutrones invertida $\vec{\sigma}_n = -\sigma_n \hat{i}$. Sin embargo, una asimetría no nula en el factor de transmisión no necesariamente implica una interacción T-impar. Aunque la polarización del haz sea del 100% y perfectamente alineada a lo largo del eje x, la interacción P-impar genera la precesión de $\vec{\sigma}_n$ en torno a \vec{I} . Esto provoca una componente no nula a lo largo de la dirección del haz \vec{k}_n . Esta helicidad del haz de neutrones no nula implica una contribución a la asimetría final medida que proviene de la interacción P-impar. Por lo tanto, si se desean eliminar estos efectos no deseados será necesaria una configuración no tan simple. Este efecto puede reducirse considerablemente tras colocar detrás del blanco otro polarizador al cual llamaremos analizador (A). El polarizador P colocado antes del blanco polariza el haz en la dirección del eje x mientras el analizador A selecciona aquellos neutrones con su espín a lo largo de este eje (aquellos que conservan la orientación de $\vec{\sigma}_n$ tras atravesar el blanco). Sin embargo, acá es necesario que tanto P como A tengan iguales características y desempeño porque, de lo contrario, también serán fuentes de asimetría introducida por el propio *set-up*. Es necesario además que el blanco sea lo más homogéneo posible para no introducir fuentes de asimetrías adicionales.

La figura 3.5 muestra el primero de estos *set-up* experimentales. En la configuración inicial (a) el espín del neutrón $\vec{\sigma}_n$ es alineado por P en la dirección perpendicular al plano de la hoja con sentido saliendo de la misma (eje x), el blanco está polarizado en el sentido hacia abajo y perpendicular a $\vec{\sigma}_n$ y \vec{k}_n (eje y) mientras el eje z representa la dirección de propagación del haz de neutrones \vec{k}_n . La segunda configuración (b) se obtiene al rotar P en torno al eje x por 180° , por lo cual se necesita un sistema de rotación al cual está anclado P. En (b) el haz de neutrones que incide inicialmente en el blanco ya no está polarizado pero al atravesarlo aparece una polarización inducida analizada por A (tras la rotación, P juega el papel de A).

En cada configuración (a) y (b) se toman dos mediciones: una primera donde $\vec{\sigma}_n \uparrow \hat{i}$ (orientación a en la figura 3.5) y una segunda con $\vec{\sigma}_n \uparrow -\hat{i}$ [orientación (b)]. Para cada configuración y de estos dos experimentos de transmisión se obtienen las diferencias de conteos ΔN_P y ΔN_A , respectivamente. Bajo la presencia de una interacción T-impar se viola el Teorema P-A el cual establece la relación entre ambas configuraciones

$$P = A. \tag{3.126}$$

La asimetría en este caso se define como

$$\epsilon_{PA} = \frac{\Delta N_P + \Delta N_A}{\Delta N_P - \Delta N_A}. \tag{3.127}$$

Un valor no nulo indica la presencia de una interacción T-impar. Para resolver el problema de la sensibilidad de este *set-up* ante diferencias en las características y el desempeño de P y A, se agrega un A al arreglo experimental.

En un segundo *set-up* experimental (figura 3.6) se emplean simultáneamente un polarizador y un analizador.

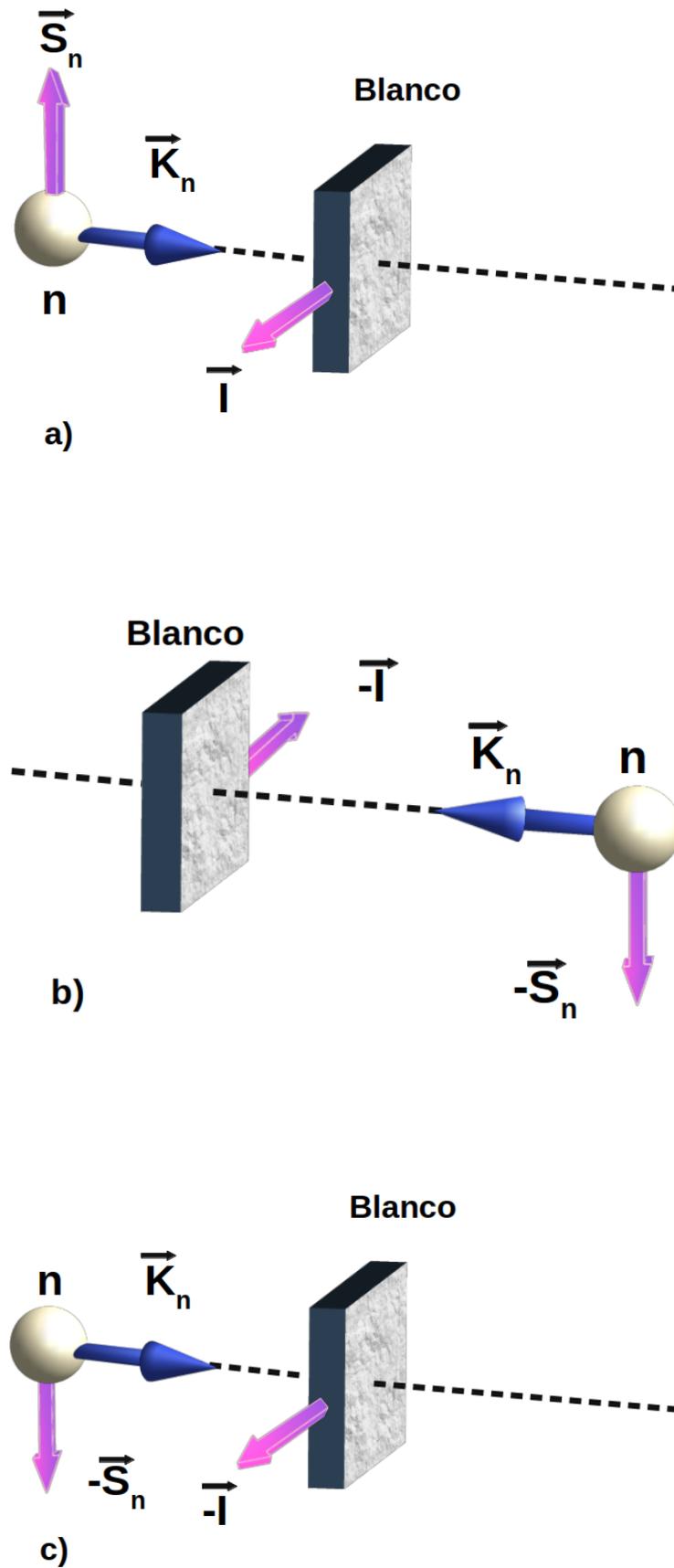


Figura 3.4: Efecto del operador de inversión temporal sobre la correlación TC: (a) configuración inicial, (b) configuración resultante tras la acción del operador de inversión temporal sobre (a) y (c) la configuración resultante tras rotar 180° la configuración (b). Basado en [23].

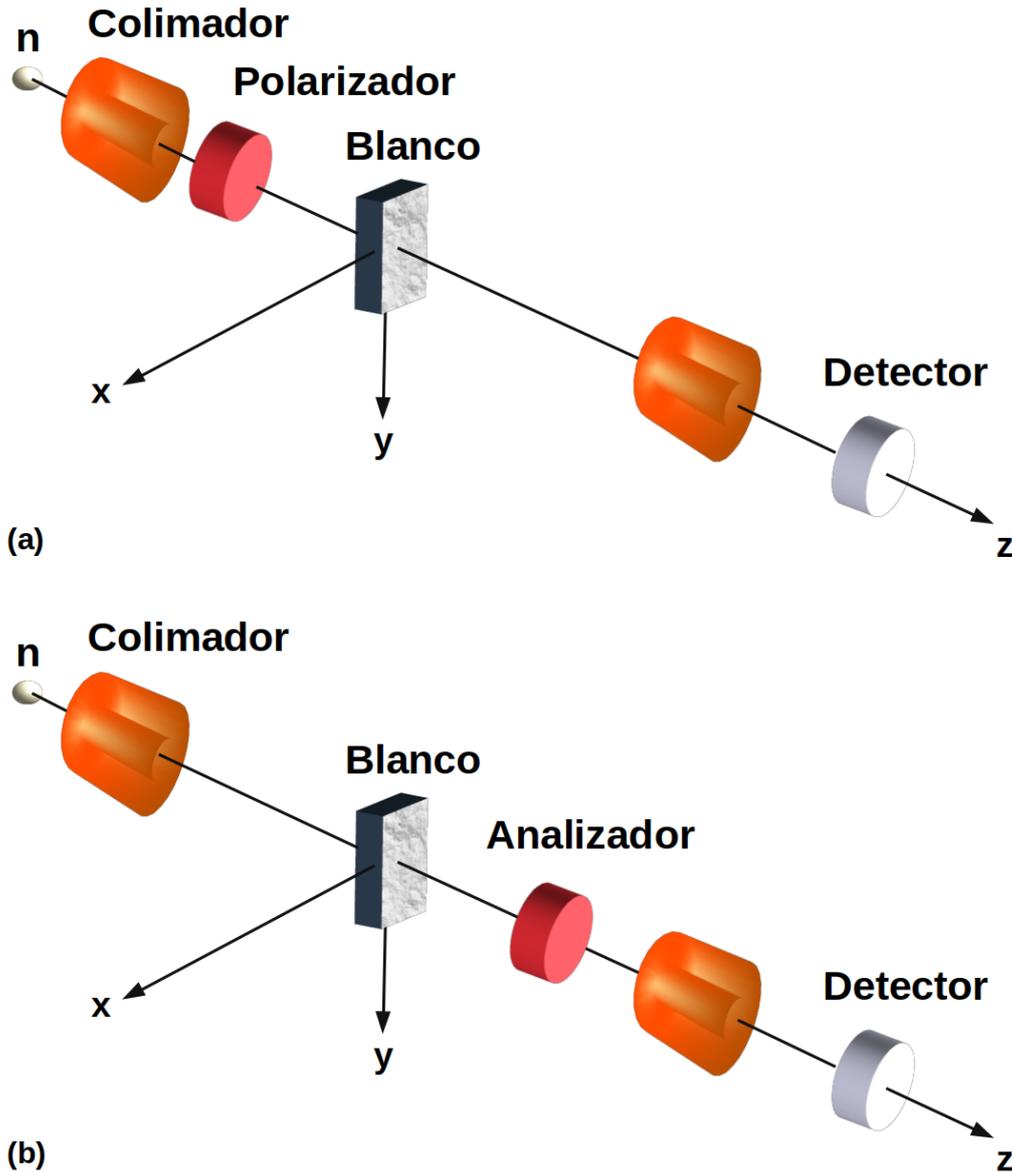


Figura 3.5: *Set-up* experimental para estudios de violación T en experimentos de transmisión de neutrones a bajas energías basado en el Teorema P-T. Basado en [23].

En este caso tanto el blanco como P y A están anclados al sistema rotatorio el cual se rota en torno al eje x en 180° para obtener la segunda configuración (b). Acá no se cambia la orientación de \vec{k}_n , $\vec{\sigma}_n$ para P ni A pero se intercambia A por P y se invierte la dirección de \vec{l} . Este intercambio de polarizadores elimina asimetrías provocadas por diferencias notables entre estos dispositivos. En este caso se toman los dos pasos de medición para cada configuración ($\vec{\sigma}_n$ y $-\vec{\sigma}_n$) y la asimetría está dada por

$$\epsilon_R = \frac{\Delta N_{PA} - \Delta N_{AP}}{\Delta N_{PA} + \Delta N_{AP}}, \quad (3.128)$$

donde los subíndices A y P denotan la posición relativa entre estos polarizadores en el eje z para las dos configuraciones. Una vez más, un valor no nulo indica la presencia de una interacción T-impar. En estos dos arreglos experimentales es de gran importancia conocer el ángulo de rotación con gran precisión y exactitud.

Varias son las fuentes de falsas asimetrías P-impar relacionadas con el propio *set-up* experimental. Como se analizó anteriormente, entre ellas se encuentran las asimetrías asociadas

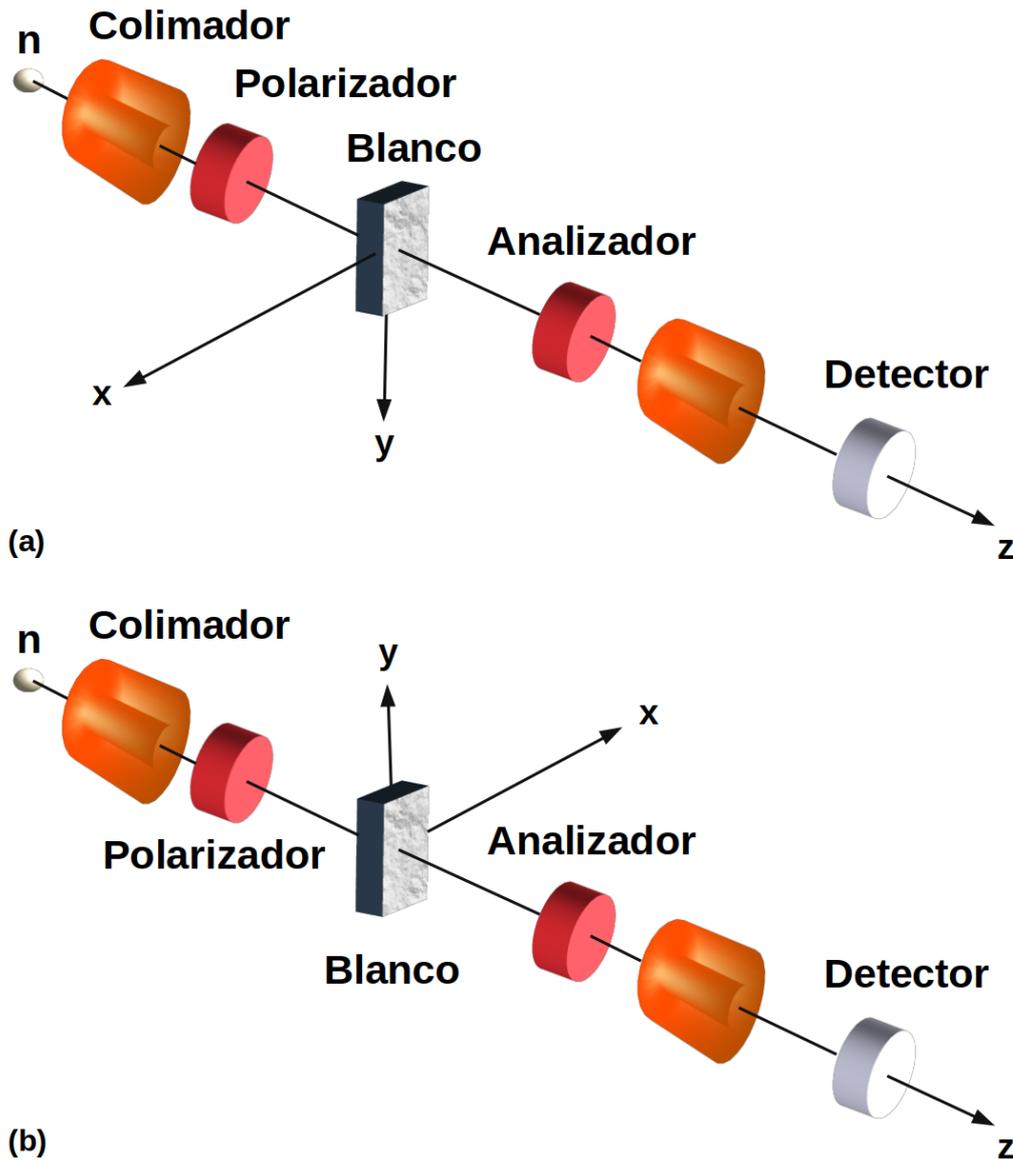


Figura 3.6: *Set-up* experimental para estudios de violación T en experimentos de transmisión de neutrones a bajas energías basado en el Teorema de Reciprocidad. Basado en [23].

al incorrecto diseño de la geometría del *set-up* experimental. Por ejemplo, en el caso del efecto $\alpha_{n,\gamma}$ el detector se coloca en el plano definido por las direcciones $\vec{\sigma}_n$ y \vec{n}_n (\vec{n}_γ paralelo o antiparalelo a $\vec{\sigma}_n$). Sin embargo, un error en la concepción de la geometría puede llevar a una componente no nula de \vec{n}_γ en la dirección $\vec{\sigma}_n \times \vec{n}_n$. En este caso aparece una contribución a la asimetría medida que proviene de la correlación P-par $\vec{\sigma}_n \cdot (\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma)$ presente en la expresión de la sección eficaz diferencial de captura radiativa (ecuación 3.129). Esta componente tiene su origen en la interferencia entre resonancias con paridad opuesta. Por otro lado, la presencia de algún material magnetizado ferromagnético localizado entre el blanco y el detector γ podría realizar la función de polarímetro γ y se tendría otra contribución a la asimetría medida que proviene de la polarización circular del rayo gamma. Entre estas fuentes de asimetrías también se pueden citar posibles inestabilidades en la intensidad del haz de neutrones o en algún componente electrónico de la cadena de medición, mal desempeño de los detectores, niveles de *pile-up* muy elevados asociados a una gran intensidad de haz, fondos asimétricos para cada detector, entre otras. Por lo tanto, en estos experimentos es necesario realizar pruebas de control para estimar la influencia de estas fuentes y llevar a cabo las correcciones pertinentes.

En estas medidas de $\alpha_{n,\gamma}$ es común alternar la polarización transversal del haz de neutrones y la posición del detector gamma simultáneamente ya que para ambas configuraciones se espera el mismo número de cuentas N . También es conveniente realizar la medición empleando un haz de neutrones no polarizado. Además, pueden medirse blancos de plomo y grafito (o en ausencia total de algún blanco) donde no se espera este efecto P-impar. Como los blancos de plomo y grafito son dispersores puros a energías térmicas es posible emplearlos para evaluar la sensibilidad del arreglo a los neutrones dispersados elásticamente en el blanco. Por último, es buena opción medir en un rango de energías que abarque varios rayos γ correspondientes a diferentes transiciones electromagnéticas nucleares donde se viola P. Como los efectos individuales asociados a cada γ_i tienen signos aleatorios y sus valores son pequeños es de esperar un efecto P-impar neto aproximadamente nulo. Finalmente, a la asimetría P-impar medida debe sustraerse la asimetría instrumental [37].

3.7 Formalismo de las reacciones nucleares (n, γ)

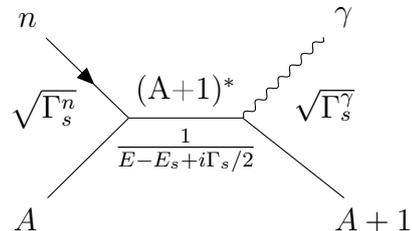
En 1984 Flambaum y Sushkov desarrollan el formalismo de las reacciones (n, γ) obteniendo la expresión general de la sección eficaz diferencial para haces de neutrones lentos polarizados

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) &= \sum_{kn} a_{kn} Y_{kn}(\theta, \phi) \\ \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{n}_\gamma, \lambda) &= \frac{1}{2} \{ a_0 + a_1(\vec{n}_n \cdot \vec{n}_\gamma) + \tilde{a}_2 \vec{\sigma} \cdot [\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma] + a_3 \left[(\vec{n} \cdot \vec{n}_\gamma)^2 - \frac{1}{3} \right] \\ &+ \tilde{a}_4(\vec{n}_n \cdot \vec{n}_\gamma) \vec{\sigma} \cdot [\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma] + a_5 \lambda (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_\gamma) + a_6 \lambda (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_n) \\ &+ a_7 \lambda \left[(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_\gamma)(\vec{n}_\gamma \cdot \vec{n}_n) - \frac{1}{3}(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_n) \right] + a_8 \lambda \left[(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_n)(\vec{n}_n \cdot \vec{n}_\gamma) - \frac{1}{3}(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_\gamma) \right] \\ &+ a_9(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_\gamma) + a_{10}(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_n) + a_{11} \left[(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_\gamma)(\vec{n}_\gamma \cdot \vec{n}_n) - \frac{1}{3}(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_n) \right] \\ &+ a_{12} \left[(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_n)(\vec{n}_n \cdot \vec{n}_\gamma) - \frac{1}{3}(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_\gamma) \right] + a_{13} \lambda + a_{14} \lambda (\vec{n}_n \cdot \vec{n}_\gamma) \\ &+ \tilde{a}_{15} \lambda \vec{\sigma} \cdot [\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma] + a_{16} \lambda \left[(\vec{n}_n \cdot \vec{n}_\gamma)^2 - \frac{1}{3} \right] + \tilde{a}_{17} \lambda (\vec{n}_n \cdot \vec{n}_\gamma) \vec{\sigma} \cdot [\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma] \}, \end{aligned} \quad (3.129)$$

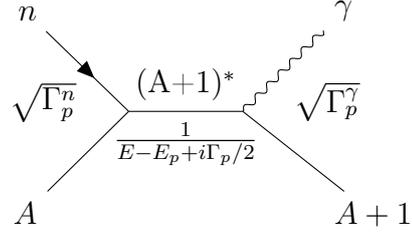
donde a_i son coeficientes de expansión, \vec{n}_n y \vec{n}_γ son vectores unitarios en la dirección del haz y de emisión del rayo gamma, respectivamente, $\vec{\sigma}_n$ es el espín del neutrón y λ la helicidad del rayo gamma ($\vec{p}_\gamma \cdot \vec{\sigma}_\gamma$) o la polarización circular. En el desarrollo de este formalismo también se considera que el mecanismo compuesto de reacción resonante es el predominante (tras la captura de un neutrón el núcleo compuesto queda en estado resonante). Tras la colisión entre un neutrón de muy baja energía (solo se consideran capturas de neutrones con $l = 0, 1$) y el blanco, se forma un núcleo compuesto en alguno de sus estados resonantes s ó p , mismo que supondremos posteriormente decae directo al estado base vía gamma γ_0 .

Las amplitudes P-pares de reacción resonante correspondientes se expresan como

$$f_1 = -\frac{1}{2k} \sum_s \frac{\langle f, \gamma | H_{EM} | s \rangle \langle s | H_s | n \rangle}{E - E_s + i\Gamma_s/2}$$

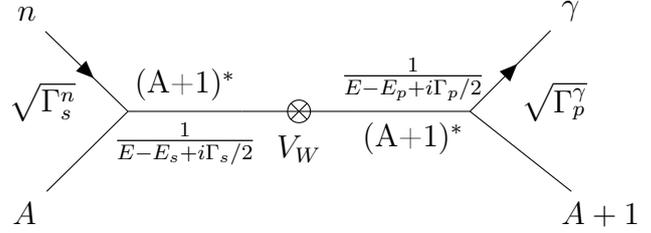


$$f_2 = -\frac{1}{2k} \sum_p \frac{\langle f, \gamma | H_{EM} | p \rangle \langle p | H_s | n \rangle}{E - E_p + i\Gamma_p/2}$$

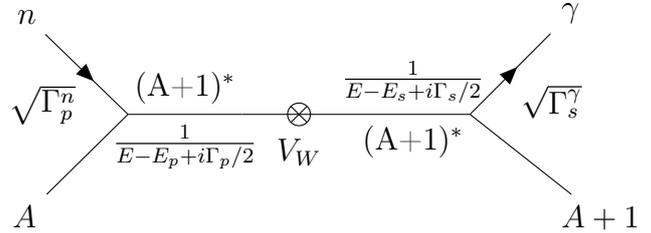


mientras las P-impares

$$f_3 = -\frac{1}{2k} \sum_{sp} \frac{\langle f, \gamma | H_{EM} | p \rangle \langle p | H_W | s \rangle \langle s | H_s | n \rangle}{(E - E_p + i\Gamma_p/2) (E - E_s + i\Gamma_s/2)}$$



$$f_4 = -\frac{1}{2k} \sum_{sp} \frac{\langle f, \gamma | H_{EM} | s \rangle \langle s | H_W | p \rangle \langle p | H_s | n \rangle}{(E - E_s + i\Gamma_s/2) (E - E_p + i\Gamma_p/2)}$$



donde H_W (V_W) es la interacción débil, $\langle p | H_W | s \rangle = iv_P$ es el elemento de matriz débil, H_{EM} representa la interacción electromagnética que provoca la desexcitación del núcleo compuesto $(A + 1)^*$, H_s es la interacción residual responsable de la captura del neutrón, $|n\rangle$ es el estado del neutrón incidente y $|f, \gamma\rangle$ el estado final del sistema núcleo residual+rayo gamma emitida.

En estas reacciones (n, γ) el principal mecanismo de reacción es el resonante cuando la transición ocurre hacia estados complejos donde $N_f \gg 1$. Si la transición es directa al estado base o a estados cercanos entonces $N_f \sim 1$ y la contribución del denominado mecanismo directo pudiera ser del mismo orden de magnitud. En las expresiones de las amplitudes P-par se ha obviado la componente asociada al mecanismo directo de reacción $\langle f, \gamma | H_{EM} | n \rangle$ porque para energías de los neutrones lentos (cercasas a la resonancia p) el mecanismo resonante es predominante aún midiendo transiciones γ_0 o hacia estados cercanos al estado base.

Una primera aproximación para la sección eficaz es [53, 54]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= a_0 + a_1(\vec{n}_n \cdot \vec{n}_\gamma) + \tilde{a}_2 \vec{\sigma} \cdot [\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma] + a_3 \left[(\vec{n} \cdot \vec{n}_\gamma)^2 - \frac{1}{3} \right] \\ &= a_0 + a_1 \cos(\theta) + a_2 f_n \sin(\theta) \cos(\phi) + a_3 \left(\cos^2(\theta) - \frac{1}{3} \right), \end{aligned} \quad (3.130)$$

donde

$$a_0 = \frac{3}{16k^2} (U_s^2(E) + U_p^2(E)), \quad (3.131)$$

$$a_1 = \frac{3}{16k^2} \left(-2x + \frac{2}{\sqrt{2}}y \right) \Re(U_s(E)U_p^*(E)), \quad (3.132)$$

$$a_2 = \frac{3}{16k^2} \left(2x + \frac{1}{\sqrt{2}}y \right) \Im(U_s(E)U_p^*(E)), \quad (3.133)$$

$$a_3 = \frac{3}{16k^2} \left(-\frac{3}{\sqrt{2}}xy - \frac{3}{4}y^2 \right) U_p^2(E), \quad (3.134)$$

con

$$U_s(E) = \sum_s \frac{\delta_s^n(E)\delta_s^\gamma(M1)}{(E_s - E - i\Gamma_s/2)}, \quad (3.135)$$

$$U_p(E) = \frac{\delta_p^n(E)\delta_p^\gamma(E1)}{(E_p - E - i\Gamma_p/2)}. \quad (3.136)$$

En estas ecuaciones k es el número de onda del neutrón, E es la energía del neutrón, $E_{s(p)}$ es la energía de la resonancia $s(p)$, $\Gamma_{s(p)}$ es el ancho total de la resonancia $s(p)$, $\delta_{s(p)}^n = \sqrt{\Gamma_{s(p)}^n}$ es la amplitud del canal de captura de neutrones con $l = 0(1)$ [o de manera equivalente, $j = 1/2(3/2)$] y $\delta_{s(p)}^\gamma = \sqrt{\Gamma_{s(p)}^\gamma}$ es la amplitud del canal de desexcitación del estado compuesto $s(p)$. El coeficiente de expansión $a_0(E) = [\sigma_s(E) + \sigma_p(E)]/4\pi$ no está asociado a ninguna correlación en particular y, por lo tanto, no tiene dependencia angular alguna. Por este motivo es común encontrarlo como factor de normalización en la definición de algunos parámetros espectrométricos de importancia a analizar en esta sección.

En la expresión general de la sección eficaz (n, γ) se tienen varias correlaciones angulares P-par ($a_1 - a_8$), P-impar ($a_9 - a_{17}$) y T-impar ($\tilde{a}_2, \tilde{a}_4, \tilde{a}_{15}$ y \tilde{a}_{17}). Las medidas experimentales de estas correlaciones permite el estudio de interacciones de violación de simetrías discretas. En este caso los términos de correlación P-par tienen su origen en la interferencia entre estados s y p de paridad opuesta (debido al solapamiento entre sus funciones de onda) [32]. El estudio de las correlaciones del tipo $(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_n)$ [a_6 en la ecuación 3.129] y $(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_\gamma)(\vec{n}_\gamma \cdot \vec{n}_n) - (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_n)/3$ [a_7 en la ecuación 3.129] es muy conveniente para determinar los valores de x y y ya que sus correspondientes coeficientes son proporcionales a solo uno de estos anchos parciales relativos

$$\begin{aligned} a_6 &= -2x \Re(U_s U_p^*), \\ a_7 &= 2.121y \Re(U_s U_p^*). \end{aligned} \quad (3.137)$$

Como la dependencia con la energía de ambos coeficientes es la misma, si se plantea la relación entre estas correlaciones se obtiene una expresión completamente independiente de los parámetros espectrométricos de las resonancias. Esto es particularmente importante cuando se está en presencia de estados *subthreshold* o resonancias negativas [55].

En el caso de la aproximación de tres niveles (una resonancia p y dos s) las expresiones de estos coeficientes están dadas por

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{3}{16k^2} \left(\frac{\Gamma_{s1}^\gamma(M1)\Gamma_{s1}^n(E)}{(E - E_{s1})^2 + \frac{\Gamma_{s1}^2}{4}} + \frac{\Gamma_{s2}^\gamma(M1)\Gamma_{s2}^n(E)}{(E - E_{s2})^2 + \frac{\Gamma_{s2}^2}{4}} + \frac{\Gamma_p^\gamma(E1)\Gamma_p^n(E)}{(E - E_p)^2 + \frac{\Gamma_p^2}{4}} \right. \\ &\quad \left. \pm 2 \frac{\sqrt{\Gamma_{s1}^n(E)}\sqrt{\Gamma_{s2}^n(E)}\sqrt{\Gamma_{s1}^\gamma(M1)}\sqrt{\Gamma_{s2}^\gamma(M1)}((E - E_{s1})(E - E_{s2}) + \Gamma_{s1}\Gamma_{s2}/4)}{\left((E - E_{s1})^2 + \frac{\Gamma_{s1}^2}{4}\right)\left((E - E_{s2})^2 + \frac{\Gamma_{s2}^2}{4}\right)} \right), \end{aligned} \quad (3.138)$$

$$a_1 = \frac{3}{16k^2} \left(-2x + \frac{2}{\sqrt{2}}y \right) \sum_S \frac{\sqrt{\Gamma_p^\gamma(E1)}\sqrt{\Gamma_p^n(E)}\sqrt{\Gamma_s^\gamma(M1)}\sqrt{\Gamma_s^n(E)}((E - E_p)(E - E_s) + \Gamma_p\Gamma_s/4)}{\left((E - E_p)^2 + \frac{\Gamma_p^2}{4}\right)\left((E - E_s)^2 + \frac{\Gamma_s^2}{4}\right)}, \quad (3.139)$$

$$a_2 = \frac{3}{16k^2} \left(2x + \frac{1}{\sqrt{2}}y \right) \sum_{\mathcal{S}} \left(\frac{\sqrt{\Gamma_p^\gamma(E1)}\sqrt{\Gamma_p^n(E)}\sqrt{\Gamma_s^\gamma(M1)}\sqrt{\Gamma_s^n(E)} \left(\frac{\Gamma_p}{2}(E - E_s) - \frac{\Gamma_s}{2}(E - E_p) \right)}{\left((E - E_p)^2 + \frac{\Gamma_p^2}{4} \right) \left((E - E_s)^2 + \frac{\Gamma_s^2}{4} \right)} \right), \quad (3.140)$$

$$a_3 = \frac{3}{16k^2} \left(-\frac{3}{\sqrt{2}}xy - \frac{3}{4}y^2 \right) \frac{\Gamma_p^n(E)\Gamma_p^\gamma(E1)}{(E - E_p)^2 + \frac{\Gamma_p^2}{4}}. \quad (3.141)$$

En la tabla 3.5 tomada de la referencia [18] se muestran los valores de estos coeficientes normalizados $A_i = a_i/a_0$ a diferentes energías para el núcleo de ^{117}Sn .

Tabla 3.5: Correlaciones para la reacción $^{117}\text{Sn}(n,\gamma_0)^{118}\text{Sn}$.

E [eV]=	0.01	0.025	$E_p - \frac{9}{2}\Gamma_p$	$E_p - \frac{3}{4}\Gamma_p$	E_p	$E_p + \frac{3}{4}\Gamma_p$
			0.295	1.158	1.330	1.503
$\frac{ U_1 ^2+ U_2 ^2}{ U_1 ^2}$	1.000	1.000	1.003	1.281	2.048	1.364
A_1	1.81×10^{-2}	2.9×10^{-2}	0.12	0.80	0	-0.86
A_2	4.2×10^{-4}	6.9×10^{-4}	3.7×10^{-3}	0.15	0.32	0.16
A_3	3.2×10^{-5}	8.2×10^{-5}	1.5×10^{-3}	0.12	0.28	0.14
A_5	1.00	1.00	1.00	0.97	0.93	0.96
A_6	9.2×10^{-3}	1.5×10^{-2}	6.3×10^{-2}	0.41	0	-0.44
A_7	1.3×10^{-2}	2.1×10^{-2}	9.0×10^{-2}	0.58	0	-0.62
A_8	4.4×10^{-5}	1.1×10^{-4}	2.1×10^{-3}	0.16	0.38	0.20
A_9	6.8×10^{-4}	6.8×10^{-4}	8.6×10^{-4}	2.8×10^{-3}	-5.5×10^{-5}	-2.6×10^{-3}
A_{10}	2.6×10^{-6}	4.2×10^{-6}	2.4×10^{-5}	1.1×10^{-3}	2.3×10^{-3}	1.2×10^{-3}
A_{11}	3.6×10^{-6}	5.9×10^{-6}	3.3×10^{-5}	1.5×10^{-3}	3.3×10^{-3}	1.7×10^{-3}
A_{12}	-5.4×10^{-9}	-1.4×10^{-8}	-2.6×10^{-7}	-2.0×10^{-5}	-4.7×10^{-5}	-2.5×10^{-5}
A_{13}	6.8×10^{-4}	6.8×10^{-4}	8.6×10^{-4}	2.8×10^{-3}	-6.4×10^{-5}	-2.7×10^{-3}
A_{14}	5×10^{-6}	8.1×10^{-6}	4.6×10^{-5}	2.0×10^{-3}	4.6×10^{-3}	2.3×10^{-3}
A_{15}	-2.4×10^{-8}	-3.9×10^{-8}	-2.1×10^{-7}	-8.2×10^{-6}	-1.8×10^{-5}	-8.8×10^{-6}
A_{16}	-4.0×10^{-9}	-1.0×10^{-8}	-1.9×10^{-7}	-1.5×10^{-5}	-3.4×10^{-5}	-1.8×10^{-5}

En la sección 3.1.2 se muestra la expresión para la asimetría P-impar

$$A_L^n = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} = 2 \sum_s \frac{\langle \phi_s | V_{PNC} | \phi_p \rangle}{E_s - E_p} \sqrt{\frac{\Gamma_s^n}{\Gamma_p^n}}, \quad (3.142)$$

para experimentos de transmisión de neutrones polarizados longitudinalmente (ecuación 3.56 para P). La expresión equivalente para experimentos donde se mide la sección eficaz parcial (n,γ_i) y se mide la correlación $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{n}_n$ (coeficiente a_{10}) está dada por [56]

$$A_L^{\gamma_i} = \frac{\sigma_i^+ - \sigma_i^-}{\sigma_i^+ + \sigma_i^-} = 2 \sum_s \frac{\langle \phi_s | V_{PNC} | \phi_p \rangle \sqrt{\frac{\Gamma_p^n}{\Gamma_s^n}} \left(E - E_p + \frac{\Gamma_p^{\gamma_i}}{\Gamma_s^{\gamma_i}} (E - E_s) \right)}{(E - E_p)^2 + \frac{\Gamma_p^2}{4} + \frac{\Gamma_p^n \Gamma_p^{\gamma_i}}{\Gamma_s^n \Gamma_s^{\gamma_i}} \left((E - E_s)^2 + \frac{\Gamma_s^2}{4} \right)}. \quad (3.143)$$

En este caso $A_L^{\gamma_i} = A_\gamma$ donde A_γ es la notación usada para esta asimetría (ecuación 3.6) por Bunakov-Gudkov en su formalismo. La ecuación 3.143 es equivalente a la expresión para P del formalismo Bunakov-Gudkov (ecuación 3.20) en aquellos casos donde $\sigma_{n,\gamma} \approx \sigma_{n,tot}$ (o, de forma equivalente, $\Gamma_{p(s)}^n \ll \Gamma_{p(s)}^\gamma$). En este punto es importante destacar que la ecuación 3.20 es válida solo para blancos no polarizados ($I \neq 0$). En caso se tenga un blanco alineado entonces esta ecuación debe multiplicarse por el factor $x = \sqrt{\Gamma_{p1/2}^n / \Gamma_p^n}$. Nótese que aún en este caso la asimetría P-impar no dependen de la amplitud $\sqrt{\Gamma_{p3/2}^n}$.

Si $\Gamma_p^{\gamma_i} / \Gamma_s^{\gamma_i} \geq 1$ (situación experimentalmente muy común para la partícula γ primaria) a la energía de la resonancia p ($E = E_p$) y para $|E - E_s| \gg \Gamma_{s(p)}$ se obtiene la aproximación

$$A_L^{\gamma_i} = A_L^\gamma = 2 \sum_s \frac{\langle \phi_s | V_{PNC} | \phi_p \rangle \sqrt{\frac{\Gamma_s^n}{\Gamma_p^n}}}{E_s - E_p}, \quad (3.144)$$

donde los parámetros $\Gamma_{s(p)}^{\gamma_i}$ se obtienen a partir del valor de $\Gamma_{s(p)}^\gamma$ y el *branching ratio* I_{γ_i} correspondiente.

Es de notar la equivalencia entre esta expresión y la ecuación 3.56. Como no existe dependencia con $\Gamma_{s(p)}^{\gamma_i}$ ni de las características propias del canal de salida (en particular γ_i) se espera el mismo *enhancement* en cualquiera de estos canales. Esto implica una equivalencia total con el experimento de transmisión ($P = A_L^{\gamma_i}$). En otras palabras, el valor de la asimetría es independiente del estado final tras el decaimiento vía γ , por lo tanto, en experimentos (n, γ_i) se esperan los mismos factores de *enhancement* analizados para P y el mismo máximo del 10% para el efecto [34]. Este resultado abre la posibilidad de poder medir varios canales de salida $A_L^{\gamma_i}$ y varias resonancias p para determinar M , siendo este parámetro totalmente independiente de los $\Gamma_{s(p)}^{\gamma_i}$. Si otros mecanismos de reacción ignorados por Flambaum-Shuskov en su formalismo desempeñan un papel importante entonces esta predicción no debe cumplirse ($P \neq A_L^{\gamma_i}$). Por lo tanto, el estudio de la dependencia de P con el canal de salida permite verificar el formalismo resonante compuesto desarrollado para obtener la expresión 3.129.

A partir de este formalismo se obtiene además la expresión 3.9 para la asimetría *left-right* (α_{nf}^{RL}) en la emisión de rayos gamma emitidos tras la captura radiativa de neutrones polarizados perpendicularmente al plano de reacción ($f = \gamma_i$)

$$\begin{aligned} \alpha_{nf}^{RL} &= \frac{\sigma^\uparrow - \sigma^\downarrow}{\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow} = \frac{a_2}{a_0} \\ &= \frac{\sqrt{\Gamma_s^n} \sqrt{\Gamma_s^{\gamma_i}} \sqrt{\Gamma_p^n} \sqrt{\Gamma_p^{\gamma_i}} [(E - E_s)\Gamma_p - (E - E_p)\Gamma_s] \left(x + \frac{y}{2\sqrt{2}} \right)}{[(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4] [(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4] \left(\frac{\Gamma_s^n \Gamma_s^{\gamma_i}}{(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4} + \frac{\Gamma_p^n \Gamma_p^{\gamma_i}}{(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4} \right)} \\ &= \frac{\sqrt{\frac{\Gamma_p^n}{\Gamma_s^n}} \sqrt{\frac{\Gamma_p^{\gamma_i}}{\Gamma_s^{\gamma_i}}} [(E - E_s)\Gamma_p - (E - E_p)\Gamma_s] \left(x + \frac{y}{2\sqrt{2}} \right)}{(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4 + \frac{\Gamma_p^n \Gamma_p^{\gamma_i}}{\Gamma_s^n \Gamma_s^{\gamma_i}} [(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4]}. \end{aligned} \quad (3.145)$$

Esta misma ecuación se obtiene empleando el formalismo Gudkov-Bunakov (ecuación 3.22).

De igual manera, se obtiene la expresión para α_{n,γ_i}

$$\begin{aligned} \alpha_{n,\gamma_i} &= \frac{\sigma_{n,\gamma_i}^{\uparrow\uparrow} - \sigma_{n,\gamma_i}^{\uparrow\downarrow}}{\sigma_{n,\gamma_i}^{\uparrow\uparrow} + \sigma_{n,\gamma_i}^{\uparrow\downarrow}} = \frac{a_9}{a_0} \\ &= \frac{2v\sqrt{\Gamma_s^{\gamma_i}}\sqrt{\Gamma_p^{\gamma_i}} \left[(E - E_p)\Gamma_s^n + (E - E_s)\Gamma_p^n(-0.3333x^2 - 0.9428xy + 0.8335y^2) \right]}{[(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4] [(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4] \left(\frac{\Gamma_s^n\Gamma_s^{\gamma_i}}{(E-E_s)^2+\Gamma_s^2/4} + \frac{\Gamma_p^n\Gamma_p^{\gamma_i}}{(E-E_p)^2+\Gamma_p^2/4} \right)}. \end{aligned} \quad (3.146)$$

Esta ecuación es equivalente a la obtenida por Gudkov-Bunakov con $f = \gamma_0$ (ecuación 3.21). Es importante recalcar que en las expresiones reportadas por Bunakov-Gudkov no aparece ningún factor con dependencia de espín (sección 3.1) razón por la cual los factores x y y tampoco aparecen en estas ecuaciones ya que provienen de la estructura de espín de los canales.

En el estudio de las reacciones (n,γ) es común medir rayos gamma de alta energía ($E_\gamma \approx 5 - 7$ MeV) correspondientes a transiciones a estados cercanos al estado base. En estos casos es muy común el conocimiento de las propiedades (como el espín y la paridad) que caracterizan los estados debido a que la distancia entre ellos es grande, sin embargo, si los estados se encuentran en la región continua no se tiene ningún conocimiento de sus propiedades. Para estas transiciones muy energéticas se obtiene experimentalmente que la intensidad de una transición E1 (decaimiento del estado resonante p), en promedio, es aproximadamente 7 veces mayor que la transición M1 (decaimiento del estado resonante s) [33]. Esto implica que si casi todos los estados cercanos al estado base tienen la misma paridad que el estado resonante p del núcleo compuesto, entonces las transiciones son del tipo M1. Este es el caso del ^{139}La donde se complica el proceso de medición ya que las intensidades características para las transiciones M1 son menores.

De manera que la dependencia de los efectos P-impar A_L^n y $\alpha_{n,\gamma}$ con la energía del neutrón se obtiene a partir de las amplitudes P-par f_1 y f_2 , y la P-impar f_3

$$A_L^n \sim \frac{\text{Re}(f_2 f_3^*)}{|f_2|^2}, \quad (3.147)$$

$$\alpha_{n,\gamma} \sim \frac{\text{Re}(f_1 f_3^*)}{|f_1|^2}. \quad (3.148)$$

Las amplitudes $f_{1(2)}$ representan la captura de un neutrón de onda s (p) que provoca la formación de un núcleo compuesto un un estado resonante s que decae emitiendo un rayo gamma con multipolaridad M1 (E1). Por otro lado, la amplitud f_3 representa la captura de un neutrón s y el decaimiento del núcleo compuesto en el estado resonante s emitiendo un rayo gamma con multipolaridad E1. En este último caso ocurre un paso intermedio de violación de paridad que involucra la interacción débil la cual provoca la transmutación del estado resonante compuesto s al p . A partir de las ecuaciones anteriores se observa que la asimetría A_L^n es el resultado de la interferencia entre las amplitudes de captura en el canal de entrada ya que tanto f_2 como f_3 implican la emisión de un γ con la misma multipolaridad E1 en el canal de salida. Por otro lado, el efecto $\alpha_{n,\gamma}$ es el resultado de esta misma interferencia pero en el canal de salida porque tanto en f_1 como f_3 se captura un neutrón s en el canal de entrada [57].

En la sección 3.5 se analizó el modelo estadístico aplicado al estudio de los efectos P-impar y algunas de sus consecuencias directas. Según este modelo al medir de manera individual α_{n,γ_i} a energías térmicas (~ 0.01 eV) considerando varios rayos γ_i y al promediar estas asimetrías, el resultado final $\bar{\alpha}_{n,\gamma}$ debe ser cercano a cero. Por otro lado, si se mide la asimetría α_{n,γ_i}^{LR} de manera independiente considerando los mismos rayos γ_i y se promedia nuevamente, el valor resultante $\bar{\alpha}_{n,\gamma}^{LR}$ también debe ser cercano a cero. En este caso se espera que ambas asimetrías

sean afectadas o atenuadas en la misma medida por lo cual debe verificarse la relación (tabla 3.5)

$$\frac{\bar{\alpha}_{n,\gamma}}{\bar{\alpha}_{n\gamma}^{LR}} = \frac{\alpha_{n,\gamma_0}}{\alpha_{n\gamma_0}^{LR}} = \frac{A_9}{A_2} = \frac{(a_9/a_0)}{(a_2/a_0)}. \quad (3.149)$$

De manera equivalente, para calcular este promedio también se pueden sumar en el espectro gamma las cuentas en un amplio rango de energías que abarque varias líneas γ_i (método integral). En esta suma se incluirán posiblemente γ_i que provienen de decaimientos en los que no se viola P pero estas no deben contribuir al valor promedio de la asimetría P-impar correspondiente. Al comparar el valor experimental de la relación A_9/A_2 para transiciones individuales con el promedio no se cumple la ecuación 3.149 por lo cual se viola el modelo estadístico. Algo semejante sucede en las mediciones que involucran reacciones de fisión. En este caso al contar los productos ligeros (o pesados) de la reacción se suman una gran cantidad de canales de salida por lo cual se esperan valores de asimetrías $\alpha_{n,f}$ cercanas a cero, sin embargo, se obtienen valores del mismo orden de magnitud que α_{n,γ_i} ($\sim 10^{-4}$ a energías térmicas). En general, la ecuación anterior debe verificarse para las relaciones que involucran los coeficientes correlacionados a_1, a_2, a_6, a_9 y a_{13} . Por otro lado, a partir de la información mostrada en la tabla 3.5 se obtiene, por ejemplo, que los efectos P-impar α_{n,γ_0} (A_9), P-par $\alpha_{n\gamma_0}^{LR}$ (A_2) y P-impar λ (A_{13}) medidos a energías térmicas (~ 0.01 eV) deben mostrar el mismo orden de magnitud ($\sim 10^{-4}$), aproximadamente. Estas relaciones han sido verificadas experimentalmente para transiciones individuales γ_i . Siguiendo el análisis anterior esta misma relación debe cumplirse al aplicar el método integral, sin embargo, existen resultados experimentales que evidencian que esto no se cumple. Estas interrogantes no tienen explicación en la actualidad [18, 58, 59].

Los experimentos donde se estudia la polarización circular del rayo γ (f_γ) generalmente involucran materiales magnetizados ferromagnéticos. Para determinar f_γ el haz de neutrones debe pasar a través de este material (o reflejarse en él). En este experimento de transmisión (reflexión) de rayos γ existe una absorción (reflexión) preferencial lo que provoca intensidades diferentes en dependencia de la dirección de magnetización del material. El efecto P-impar correspondiente P_γ es proporcional a

$$\delta = 2 \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}, \quad (3.150)$$

siendo $f_\gamma = \delta$. Si se tiene en cuenta la eficiencia del polarímetro entonces debe dividirse δ entre este factor de corrección [60]. En la sección 3.1.2 se analizó cómo a partir de la medición del efecto P-impar P se determina la polarización longitudinal del haz de neutrones. La polarización transversal de un haz de neutrones también se obtiene midiendo la polarización circular gamma en experimentos (n,γ) . Tras la captura del neutrón su polarización (f_n) se transmite completamente a la polarización circular del rayo γ (f_γ) en las transiciones electromagnéticas M1 (E1). Por lo tanto, midiendo f_γ también se determina f_n a través de la ecuación 3.150

$$f_n = f_\gamma = 2 \frac{N_\gamma^+ - N_\gamma^-}{N_\gamma^+ + N_\gamma^-}, \quad (3.151)$$

donde el superíndice denota el signo de la correlación $\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_\gamma$. En esta expresión se considera que ambos vectores son paralelos. El signo de esta polarización circular cambia al invertir la polarización del haz de neutrones. En los experimentos donde se estudia la polarización circular del rayo γ es importante tener en cuenta las correlaciones que acompañan los coeficientes de a_5 a a_8 . En el caso de la reacción $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ a energías térmicas (~ 0.01 eV) el coeficiente normalizado a_5/a_0 tiene el máximo valor (cercano a la unidad según la tabla 3.5) siendo este el motivo por el cual en este tipo de experimentos generalmente se estudia la correlación P-impar $\lambda(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_\gamma)$ [61].

3.7.1 Correlaciones angulares P-par en reacciones nucleares (n, γ)

A partir del estudio de efectos de violación de simetrías discretas se obtiene información sobre los parámetros espectrométricos que caracterizan la estructura nuclear. Sin embargo, ante el desconocimiento de los elementos de matriz de la interacción correspondiente (v_P en efectos P-impar) es necesario usar la aproximación de dos niveles para solo lidiar con uno de estos elementos. La presencia de este elemento de matriz es un gran inconveniente en este tipo de estudios, por lo tanto, en la aproximación de dos niveles se plantean relaciones entre diferentes efectos P-impar medidos para eliminarlo de las expresiones teóricas. En este sentido es mucho más conveniente extraer información espectrométrica a partir de asimetrías P-par donde no aparece el elemento de matriz de interacción v_P .

Dentro de las asimetrías P-par comúnmente medidas con núcleos y haces de neutrones polarizados en experimentos (n,γ) se encuentran ϵ^{LR} , ϵ^{FB} y la “anisotropía angular de la componente p de la sección eficaz” ϵ_p^α [53]:

$$\epsilon^{L-R}(E) = \frac{\sigma(90^\circ, 0^\circ, E) - \sigma(90^\circ, 180^\circ, E)}{f_n[\sigma(90^\circ, 0^\circ, E) + \sigma(90^\circ, 180^\circ, E)]} = \frac{a_2}{a_0 - a_3/3}, \quad (3.152)$$

$$\epsilon^{F-B}(E, \theta) = \frac{\sigma(\theta, E) - \sigma(180^\circ - \theta, E)}{\sigma(\theta, E) + \sigma(180^\circ - \theta, E)}, \quad (3.153)$$

$$\epsilon^{F-B}(E, \theta = 45^\circ) = \frac{\sigma(\theta = 45^\circ, E) - \sigma(\theta = 135^\circ, E)}{\sigma(\theta = 45^\circ, E) + \sigma(\theta = 135^\circ, E)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{a_1}{a_0 + a_3/6}, \quad (3.154)$$

$$\begin{aligned} \epsilon^\alpha(\theta) &= \frac{2[\sigma(90^\circ, E_p) - \sigma_s(E_p/4\pi)]}{\sigma(\theta, E_p) + \sigma(\pi - \theta, E_p) - \sigma_s(E_p)/2\pi} = \frac{2\sigma_p(90^\circ, E_p)}{\sigma_p(\theta, E_p) + \sigma_p(\pi - \theta, E_p)} \\ &= \frac{\sigma_p(90^\circ, E_p)}{\sigma_p(\theta, E_p)} = \frac{U_p^2 - (a_3/3)}{U_p^2 + (a_3/3)(3\cos^2(\theta) - 1)} = \frac{1 - (\alpha/3)}{1 + (\alpha/3)(3\cos^2(\theta)_\gamma - 1)}, \end{aligned} \quad (3.155)$$

con

$$\alpha = -\frac{3}{\sqrt{2}}xy - \frac{3}{4}y^2. \quad (3.156)$$

La asimetría ϵ^{L-R} proviene del término de correlación $\vec{\sigma}_n \cdot [\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma]$ (o $\vec{n}_\gamma \cdot [\vec{n}_n \times \vec{\sigma}_n]$) mientras ϵ^{F-B} , de $\vec{n}_n \cdot \vec{n}_\gamma$. Comparando 3.9 para $f = \gamma$ con la ecuación 3.152 es claro que esta última no es realmente la asimetría *Left-Right*. Es posible determinar los valores para las amplitudes de los anchos neutrónicos $\sqrt{\Gamma_{jn}}$ a través de reacciones (n,γ) y el estudio de los parámetros ϵ^{L-R} , ϵ^{F-B} y ϵ_p^α a la energía de la resonancia p de interés.

El parámetro ϵ^{LR} se determina experimentalmente a través de la expresión

$$\epsilon^{LR}(E_n) = \frac{N^+(E) - N^-(E)}{f_n[N^+(E) + N^-(E)]}, \quad (3.157)$$

donde $N^{+(-)}$ es el número de conteos detectados para la configuración $\vec{\sigma} \uparrow\uparrow [\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma]$ ($\vec{\sigma} \uparrow\downarrow [\vec{n}_n \times \vec{n}_\gamma]$). En este experimento no es necesario emplear dos detectores simultáneamente como se muestra en la figura 3.7. Es posible emplear solo un detector e invertir la orientación relativa de la polarización del haz de neutrones (y, por lo tanto, el signo de f_n). Esto evita posibles asimetrías y “errores” sistemáticos debido al incorrecto posicionamiento de los detectores.

En el caso $\epsilon^{FB}(\theta, E)$

$$\epsilon^{FB}(\theta, E) = \frac{N(\theta, E) - N(180^\circ - \theta, E)}{N(\theta, E) + N(180^\circ - \theta, E)}, \quad (3.158)$$

donde $N(\theta)$ [$N(180^\circ - \theta)$] representa el número de conteos detectados por el detector localizado a θ ($180^\circ - \theta$) respecto a \vec{k}_n .

La anisotropía ϵ_p^a se determina experimentalmente como

$$\epsilon^a(\theta) = \frac{2N(90^\circ)}{N(\theta) + N(\pi - \theta)}, \quad (3.159)$$

donde $N(90^\circ)$ es el área de la resonancia p medida en un detector localizado a un ángulo de 90° respecto a la dirección \vec{k}_n mientras $N(\theta)$ y $N(\pi - \theta)$ representan las áreas medidas por detectores localizados a θ y $\pi - \theta$, respectivamente, respecto a la dirección del haz de neutrones. En la figura 3.7 se observan las configuraciones experimentales comúnmente empleadas en la medición de estas asimetrías.

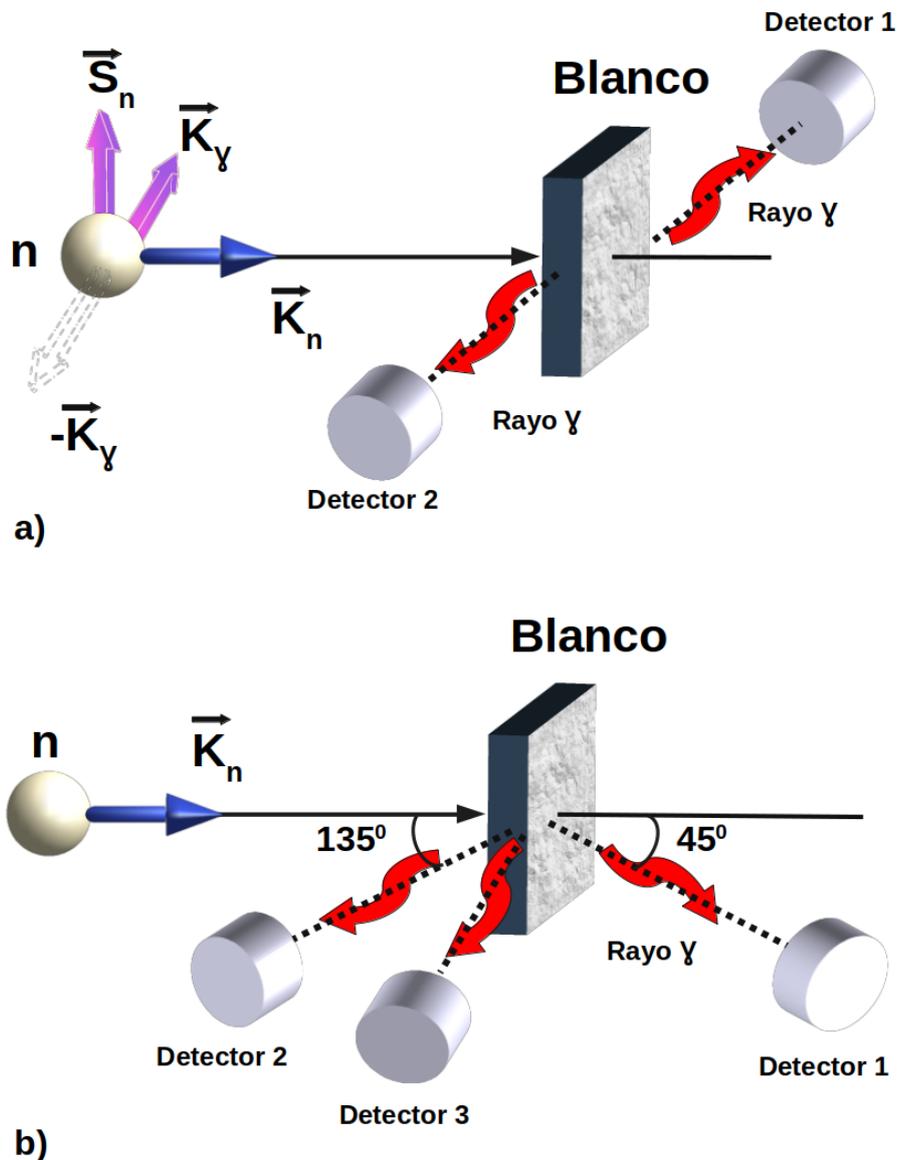


Figura 3.7: Arreglos experimentales empleados en la medición de los parámetros ϵ^{LR} , ϵ^{FB} y ϵ_p^a . Basado en [62].

Otro parámetro espectrométrico de gran importancia es [53]

$$t_{\theta}^2(E_p) = \frac{d\sigma_p(\theta, E_p)/d\Omega}{d\sigma_s(\theta, E_p)/d\Omega} = \frac{U_p^2(E_p)}{U_s^2(E_p)} \left[1 + \left(\frac{3}{\sqrt{2}}xy - \frac{3}{4}y^2 \right) \left(\cos^2(\theta) - \frac{1}{3} \right) \right], \quad (3.160)$$

con

$$\frac{U_p^2(E_p)}{U_s^2(E_p)} = \frac{\sigma_p^{\gamma}(E_p)}{\sigma_s^{\gamma}(E_p)} = t^2(55^0, E_p), \quad (3.161)$$

donde

$$\sigma_{p(s)}^{\gamma}(E) = \left(\frac{\pi}{k^2} \right) g_J |f_{p(s)}(E)|^2, \quad (3.162)$$

y

$$f_s(E) = \sum_s \frac{\gamma_s^n(E)\gamma_s^{\gamma}}{E_s - E - i\Gamma_s/2}, \quad (3.163)$$

$$f_p(E) = \frac{\gamma_p^n(E)\gamma_p^{\gamma}}{E_p - E - i\Gamma_p/2}. \quad (3.164)$$

Este parámetro $t_p^2(\theta)$ caracteriza la contribución relativa a la sección eficaz total que proviene de las resonancias s y p a la energía E_p . Los parámetros espectrométricos $\gamma_{s(pj)}^n$ [amplitud de captura neutrónica $s(pj)$ con $j=1/2$ or $j=3/2$] y $\gamma_{s(p)}^{\gamma}$ [amplitud de emisión de rayos gamma $M1(E1)$] son reales y $\Gamma_{s(pj)}^n = (\gamma_{s(pj)}^n)^2$.

La asimetría angular ϵ_p^a se relaciona con el parámetro espectrométrico $t_p^2(\theta)$ a través de la ecuación

$$\epsilon_p^a(\theta) = \frac{t^2(90^0, E_p)}{t^2(\theta, E_p)}. \quad (3.165)$$

Esta última expresión implica que para calcular posibles valores de ϵ_p^a no es necesario considerar los valores medidos para los parámetros espectrométricos que caracterizan las resonancias involucradas ya que (para un θ_{γ} dado) solo es función de ϕ a través de α

$$t^2(45^0) = \frac{a_{0p}}{a_{0s}} \left(1 + \frac{\alpha}{6} \right), \quad (3.166)$$

$$t^2(90^0) = \frac{a_{0p}}{a_{0s}} \left(1 - \frac{\alpha}{3} \right), \quad (3.167)$$

por lo tanto

$$\epsilon_p^a(45^0) = 2 \left(\frac{3 - \alpha}{6 + \alpha} \right). \quad (3.168)$$

En las expresiones anteriores, tanto para las asimetrías P-par como P-impar, aparece el parámetro espectrométrico $\Gamma_{s(p)}^n$ que caracteriza la captura neutrónica al estado resonante compuesto $s(p)$. Este parámetro varía con la energía según las relaciones [33]

$$\Gamma_p^n(E) = \Gamma_p^{n0} \left(\frac{E}{E_{1\text{eV}}} \right)^{3/2}, \quad (3.169)$$

$$\Gamma_s^n(E) = \Gamma_s^{n0} \left(\frac{E}{E_{1\text{eV}}} \right)^{1/2}. \quad (3.170)$$

Si se emplean los valores reportados para los anchos neutrónicos reducidos $\Gamma_{s(p)}^{n0}$. En el caso se consideren los valores reportados para los anchos neutrónicos $\Gamma_{s(p)}^n$ entonces [12, 38, 54]

$$\Gamma_p^n(E) = \Gamma_p^n(E_p) \left(\frac{E}{E_p} \right)^{3/2}, \quad (3.171)$$

$$\Gamma_s^n(E) = \Gamma_s^n(E_s) \left(\frac{E}{E_s} \right)^{1/2}. \quad (3.172)$$

Es importante tener en cuenta estas dependencias energéticas en los cálculos, sin embargo, es muy común encontrar algunas referencias en las cuales no se consideran y solo se toma el valor de $\Gamma_{s(p)}^n$ a la energía de la resonancia p [$\Gamma_{s(p)}^n(E_p)$].

Capítulo 4

Espectrómetro y Técnica de Tiempo de Vuelo (*Time-Of-Flight*, TOF)

La presencia de estructuras resonantes en la sección eficaz de una reacción (n, γ) en la Región de Energías de Resonancias Resueltas (*Resolved Resonance Region*, RRR) requiere el empleo de espectrómetros con la mayor resolución posible en energía. En la figura 4.1 puede verse dicha estructura tanto para la sección eficaz de captura radiativa como la sección eficaz total. El intervalo de energías que abarca esta región es característico de cada núcleo y está caracterizado por una estructura muchas veces extremadamente compleja de múltiples resonancias.

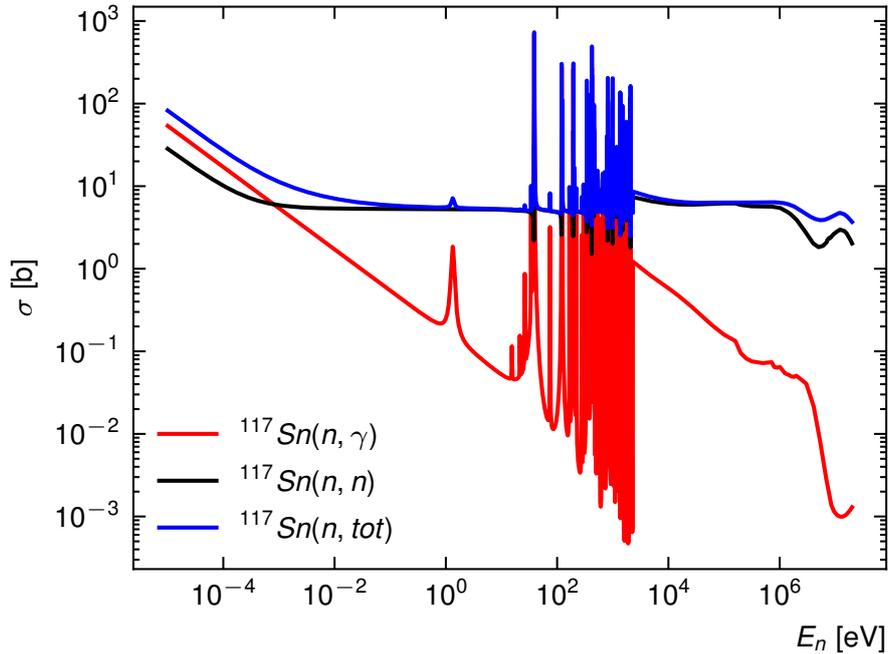


Figura 4.1: Sección eficaz elástica, de captura radiativa y total para el núcleo de ^{117}Sn .

El mecanismo de reacción de núcleo compuesto por Niels Bohr [63]



es válido en la región de energías RRR junto con el formalismo de Matriz R desarrollado por Wigner y Eisenbud [64, 65, 66]. Este está basado en parámetros que solo se pueden determinar experimentalmente debido a que no existe ningún modelo teórico sustentado en primeros principios capaz de reproducir estas complejas estructuras resonantes relacionadas con la estructura nuclear. En este formalismo cada una de estas resonancias se caracteriza

totalmente a través de un conjunto de parámetros espectrométricos tales como: energía, ancho parcial (ancho parcial de dispersión elástica, de fisión, de captura, entre otros), radio de dispersión potencial, espín, paridad, entre otros. Con el objetivo de determinar estos parámetros y caracterizar completamente la resonancia son necesarias mediciones complementarias de varios observables. Dentro de las técnicas no destructivas que se emplean para determinar algunos de estos parámetros espectrométricos se encuentra la Espectrometría de Captura Radiativa Resonante, donde el *yield* de captura radiativa resonante es el observable a medir. Estos espectros de *yield* se analizan y ajustan empleando parámetros espectrométricos reportados en librerías de datos de referencia junto con el Formalismo de Matriz R.

La distancia promedio entre estas resonancias es mayor que sus anchos totales ($D \gg \Gamma$) razón por la cual este patrón de resonancias, aunque complejo, puede resolverse empleando un espectrómetro de gran resolución. En la actualidad los espectrómetros basados en la técnica de tiempo de vuelo (*Time Of Flight*, TOF) son lo suficientemente resolutivos para realizar el estudio de estas reacciones (n, γ) en la región RRR. En la siguiente sección se describe el principio de funcionamiento y las principales componentes que definen las características y aplicaciones de este tipo de facilidades. Para una mejor comprensión se visualizan varios de los componentes y características del espectrómetro TOF del centro LANSCE (*Manuel Lujan Jr. Neutron Science Center*) del Laboratorio Nacional LANL (*Los Álamos National Laboratory*) en el estado de Nuevo México (Estados Unidos de Norteamérica) así como el detector de absorción total DANCE (*Detector for Advanced Neutron Capture Experiments*) localizado en el *Flight-Path* 14.

4.1 Espectrómetros de tiempo de vuelo

En los espectrómetros basados en la técnica de tiempo de vuelo se mide el tiempo t_v que demora una partícula en recorrer una longitud L . La relación entre la energía cinética de la partícula y los parámetros t_v y L depende de la velocidad de la partícula (si viaja a velocidades relativistas o no). Suponiendo que esa partícula sea un neutrón que viaja a velocidades relativistas (a $E_n > 100$ MeV, aproximadamente) se tiene para su energía cinética E_n [67]

$$E_n = m_0 c^2 (\gamma - 1), \quad (4.2)$$

donde γ el radical de Lorentz

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}, \quad (4.3)$$

y m_0 su masa en reposo (938.272 MeV). Para neutrones que se mueven con una energía cinética mucho menor que la energía en reposo del neutrón (como es el caso de los neutrones térmicos) o, de forma equivalente, con una velocidad mucho menor que la velocidad de la luz en el vacío entonces es posible desarrollar el radical de Lorentz usando la fórmula del binomio de Newton y obtener la bien conocida expresión clásica [68]

$$E_n = \frac{1}{2} m_0 v^2 = \left(k \frac{L}{t_v} \right)^2, \quad (4.4)$$

siendo L la longitud recorrida por el neutrón y t_v su tiempo de vuelo. El factor $m_0/2$ se puede sustituir por la constante $k = 72.298$ con la cual se obtienen valores de E_n en eV si L se expresa en m y t_v en μs . El valor de t_v se determina a partir de la diferencia entre dos señales de referencia $t_v = t_{stop} - t_{start}$. t_{stop} está dado por el sistema de detección mientras t_{start} se obtiene

del espectro de γ -flash o del monitor del haz primario de partículas cargadas. A este espectro γ -flash también contribuyen partículas cargada relativistas.

Las características de cualquier facilidad de tiempo de vuelo están determinadas casi completamente por dos componentes principales: la fuente de neutrones y la longitud del camino recorrido por el neutrón L . Para cada neutrón esta longitud recorrida es aproximadamente igual a la longitud geométrica L_0 del *flight-path*.

4.1.1 Fuente de neutrones

Es posible obtener haces de neutrones monocromáticos a partir de reacciones nucleares que involucran partículas cargadas en el canal de entrada como $T(p,n)^3\text{He}$ ($Q=-0.764$ MeV con $E_{\text{mín}} = 1.019$ MeV), $D(d,n)^3\text{He}$ ($Q=3.269$ MeV), $T(d,n)^4\text{He}$ ($Q=17.589$ MeV), $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ ($Q=-1.644$ MeV con $E_{\text{mín}} = 1.881$ MeV) y $^9\text{Be}(p,n)^9\text{B}$ ($Q=-1.850$ MeV con $E_{\text{mín}} = 2.057$ MeV). El parámetro $E_{\text{mín}}$ representa la energía umbral para estas reacciones en el sistema de referencia del laboratorio. En este caso la energía inicial del haz incidente debe ser la mínima necesaria para vencer la barrera de Coulomb. Por esta razón generalmente se obtienen haces de neutrones en el rango keV-MeV. Esto representa un inconveniente cuando es menester la medición de secciones eficaces a energías térmicas y subtérmicas. Empleando espectrómetros TOF es posible realizar estas mediciones en un amplio rango de energías.

En estos sistemas es posible encontrar dos tipos de fuentes de neutrones: continuas o pulsadas. Dentro de las continuas se encuentran los reactores nucleares de investigación. En estos reactores se emiten neutrones de forma continua en todas las direcciones. En este caso la energía de los neutrones es relativamente baja (generalmente entre la región térmica y epitérmica) lo cual imposibilita el estudio de reacciones nucleares a mayores energías (en el rango keV-MeV). La restricción en el rango de energías implica una limitación en la variedad de núcleos posibles a estudiar y limita considerablemente las aplicaciones del espectrómetro. Esta es la razón principal por la cual en estas instalaciones es común el estudio de reacciones nucleares (n,γ) en la región de energías cercanas a la energía térmica de referencia $E_n=0.025$ eV. Esta región de energías es muy importante en el estudio de las resonancias negativas o estados *subthreshold* los cuales no se pueden medir experimentalmente de manera directa. La energía de 0.025 eV es equivalente a la energía del neutrón en equilibrio térmico con el agua a la temperatura de 20°. Este tipo de fuente continua posee los flujos neutrónicos más intensos y estables posibles en los espectrómetros de tiempo de vuelo lo cual la hace muy conveniente en el estudio de muestras con elementos radioactivos con un periodo de semidesintegración pequeño. Además, permiten medir muestras donde el elemento de interés está en una concentración muy pequeña (tierras raras) o el tiempo de haz es limitado.

Una de las grandes ventajas de los espectrómetros TOF es que permiten obtener haces de neutrones en un amplio rango de energías desde subtérmicas hasta neutrones rápidos. Sin embargo, para aplicar la técnica TOF es necesario que el haz de neutrones sea pulsado. Esto representa otro inconveniente para las instalaciones basadas en reactores de investigación e implica la necesidad del empleo de un *chopper*. Básicamente, el *chopper* es una herramienta que permite obtener un haz de neutrones pulsados a partir de una fuente continua de neutrones. Este componente se coloca en el haz (*in-beam*) y describe un movimiento de rotación a una frecuencia dada. Posee uno o varios orificios por el (los) cual (es) pasan los neutrones. El resultado final es un haz de neutrones pulsado con una frecuencia dada por el movimiento de rotación del *chopper* y un diámetro de haz determinado por la dimensión del orificio (o los orificios). Por lo tanto, para ampliar el rango de energías en estudio, el número de elementos y las aplicaciones de estas facilidades es necesario generar un haz de neutrones pulsados a partir de un mecanismo completamente diferente.

Para resolver de manera efectiva los inconvenientes asociados a las fuentes de neutrones

continuas en la generación de haces de neutrones pulsados se emplean haces primarios pulsados de partículas cargadas (generalmente electrones o protones) colisionando a grandes energías con blancos de elementos pesados (Pb, Tu, Ta, U, Hg, entre otros). En estos blancos pesados ocurren reacciones nucleares con la posterior emisión de neutrones. En estas facilidades basadas en aceleradores las partículas cargadas se aceleran empleando un sistema de radiofrecuencias que genera ondas electromagnéticas con un campo eléctrico longitudinal variable a lo largo de la dirección predeterminada de aceleración. Es necesario que el haz tenga una energía lo más grande posible para superar la barrera de Coulomb y tengan lugar reacciones nucleares. Estas partículas cargadas se generan en forma de pulsos (*bunch* o *burst*). Dentro de los parámetros que caracterizan el *burst* se encuentran: la intensidad instantánea, promedio y el ancho temporal del pulso. Con el objetivo de hacer máxima la intensidad instantánea y minimizar su ancho las partículas cargadas pasan por un proceso de compresión previo a la colisión con el blanco. Este ancho temporal del pulso se debe principalmente a que el campo eléctrico que acelera las partículas no es homogéneo sino que va decreciendo linealmente, como consecuencia, las primeras partículas en el *bunch* perciben un campo eléctrico más intenso que las últimas. Estas partículas cargadas pasan a través de un campo magnético homogéneo y perpendicular al haz que las obliga a describir una trayectoria circular. Las que tienen mayor velocidad describen una circunferencia de radio superior (y demoran más en recorrerla) y las de menor energía, una trayectoria de menor radio (y demoran menos en recorrerla). El resultado final en el punto de retorno es la compresión del ancho del pulso.

En las facilidades que emplean haces de electrones ($m_0 = 0.511$ MeV) esta partícula se mueve a velocidades relativistas durante prácticamente todo el proceso de aceleración. Sin embargo, en cada etapa posterior de aceleración el electrón no gana en velocidad sino en energía total. Cuando este haz pega en el blanco pesado se emiten fotones bien energéticos de radiación Bremsstrahlung. Como la probabilidad de ocurrencia de este proceso físico tiene una dependencia con Z^2 es muy recomendable el empleo de un blanco lo más pesado posible. En una segunda etapa estos fotones de alta energía interactúan con el blanco a través de procesos de fotodesintegración (γ, n), fotofisión nuclear (γ, f) y, en una posible tercera etapa, la fisión nuclear (n, f). Sin embargo, el tipo de reacción nuclear que tiene el mayor peso en la producción de neutrones depende de la naturaleza del blanco y del haz de partículas cargadas.

En el caso de un haz primario de protones ocurren reacciones *spallation* (p, n). Incluso, si los núcleos compuestos quedan en estados altamente excitados se emiten muchos más neutrones en cascadas (n, xn). En general las reacciones tipo *spallation* comprenden procesos complejos de interacción nuclear que ocurren cuando una partícula ligera como un protón con gran energía cinética (> 100 MeV) colisiona con un blanco pesado. Como resultado de estas reacciones se emiten partículas neutras y cargadas aunque mayoritariamente neutrones. En este caso es importante emplear blancos estables con el mayor número posible de neutrones por lo cual se emplean elementos con Z elevado. No obstante, es importante también que para el haz primario de protones y su energía, el *yield* de producción de neutrones (número de neutrones emitidos por protón incidente) sea el mayor posible. Esta es la razón principal por qué en vez de usar un blanco de ^{238}U es más común el empleo de Pb. Estas fuentes pulsadas de neutrones suelen ser menos estables y con un flujo mucho menos intenso que las fuentes continuas pero permiten ampliar el rango de energías del haz de neutrones desde los eV hasta los MeV. Los neutrones emitidos de manera isótropa están caracterizados por una energía muy grande (neutrones rápidos o *fast*), por lo tanto, para alcanzar la región RRR es necesario concebir algún mecanismo para moderar el espectro de energías *fast*.

4.1.2 Arreglo fuente-moderador

Rodeando el blanco pesado se coloca un compuesto ligero (moderador) con el objetivo de moderar o disminuir la energía de los neutrones *fast* y de esta manera cubrir la región de energías térmicas y epitérmicas. Además, aumenta el flujo neutrónico en este rango de energías de interés. El moderador por excelencia es el hidrógeno debido a que en colisiones elásticas frontales ocurre la mayor transferencia de energía del proyectil al blanco cuando ambos poseen aproximadamente la misma masa en reposo. El protón tiene una energía en reposo muy cercana a la del neutrón ($E_p = 939.566 \text{ MeV} \approx E_n = 938.272 \text{ MeV}$). Sin embargo, no es el único factor a tener en cuenta, también es necesario que la sección eficaz de dispersión elástica sea grande (como también es el caso cuando se emplea hidrógeno).

Dentro de los moderadores más usados se encuentran: agua común, agua pesada y agua boratada (agua con alta concentración de B). La presencia de boro en el agua responde a la necesidad de disminuir la contribución del H al fondo gamma inducido por el propio haz de neutrones. En reactores *spallation* el espectro de los neutrones moderados se caracteriza a través de una función de Maxwell a $kT=25.3 \text{ meV}$ más un *tail* a mayores energías ($> 1 \text{ eV}$) que se comporta como $1/E_n$.

En muchos de estos espectrómetros el haz de neutrones alcanza energías muy altas (del orden de los GeV) y cada *bunch* puede contener hasta 10^{10-12} protones. Esto implica una potencia liberada en el blanco muy grande que conlleva un aumento considerable de su temperatura y la necesidad de emplear sistemas de enfriamiento.

Con el objetivo de evitar daños al blanco en este arreglo fuente+moderador es muy común el uso de un sistema de enfriamiento y un blanco rotatorio. Dentro de los elementos empleados comúnmente se encuentran el mercurio y el agua. El agua se emplea en este arreglo para enfriar y/o moderar al mismo tiempo a diferencia del mercurio que no participa en el proceso de moderación. Sin embargo, el H_2O a diferencia del Hg implica una mayor componente del fondo contaminante gamma en el sistema de detección [el Hg tiene una sección eficaz (n,γ) prácticamente nula en comparación con el H]. La naturaleza, dimensiones y geometría del arreglo fuente+moderador tienen un impacto importante en el espectro de neutrones, en el flujo neutrónico a la posición de la muestra en estudio, en los niveles de fondo para el sistema de detección y en la resolución en energía relativa de todo el espectrómetro. Por este motivo son usuales estudios a través de simulaciones Monte Carlo de la configuración y naturaleza óptima del arreglo fuente+detector en los espectrómetros de tiempo de vuelo. Estos códigos simulan todo el transporte de los neutrones y las partículas secundarias a lo largo de todo el *set-up* experimental pero requieren un conocimiento lo más preciso posible de la geometría y composición elemental del arreglo.

4.1.3 *Flight-path*, resolución en energía y flujo neutrónico

El área del laboratorio donde se encuentra la muestra de interés en estudio y el sistema de detección gamma se ubica a una distancia L_0 del arreglo fuente+moderador. En la figura 4.2 se muestra un diagrama del *Flight-Path* 14 donde se encuentra el detector de absorción total DANCE en el Laboratorio Nacional de Los Álamos en Estados Unidos de Norteamérica.

El neutrón viaja desde la fuente hasta la muestra a través de una estructura tubular al vacío denominada *flight-path*. Como la emisión de neutrones ocurre en todas direcciones alrededor del arreglo fuente+moderador se colocan varias de estas estructuras. Cada *flight-path* forma un ángulo diferente con la cara posterior del moderador y, en dependencia de este ángulo, los neutrones recorren distancias diferentes. Esta configuración permite realizar varios experimentos al mismo tiempo aprovechando el mismo tiempo de haz primario de partículas cargadas y una misma fuente de neutrones. La apertura inicial de estos tubos puede tener un diámetro de decenas de centímetros (incluso cercanos a un metro) pero en la medida

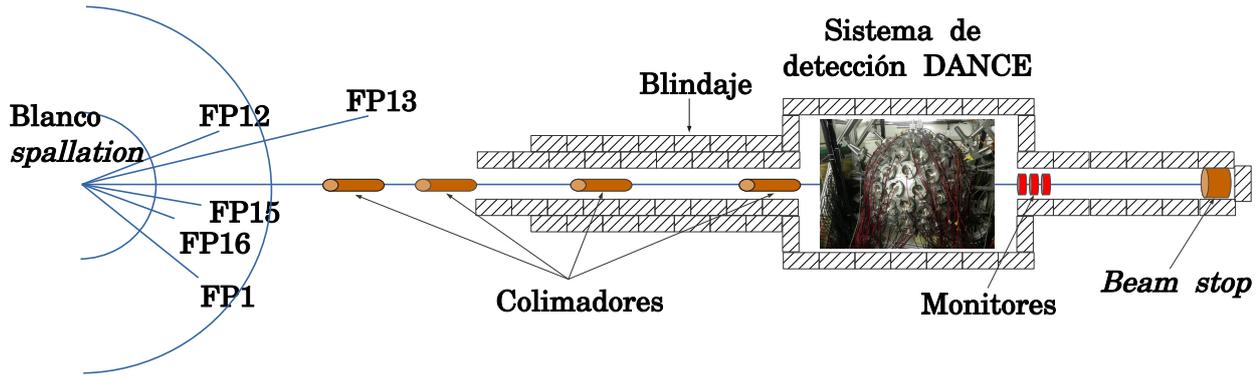


Figura 4.2: Diagrama del *Flight-Path* 14 donde se encuentra el detector de absorción total DANCE en el Laboratorio Nacional de Los Álamos en Estados Unidos de Norteamérica.

que avanzan hacia la muestra van disminuyendo su diámetro incluso con un valor menor a 10 cm en la posición de la muestra. Para esto se utilizan a lo largo del *flight-path* varios puntos de colimación empleando colimadores anulares de elementos pesados como Pb, Fe, Cu, Al y concreto. La longitud del *flight-path* es uno de los componentes más importantes del espectrómetro ya que define prácticamente la resolución en energía relativa del espectrómetro y el flujo de neutrones en la posición de la muestra.

A partir de la ecuación 4.4 se obtiene la expresión aproximada para la energía relativa del espectrómetro en función de la longitud del *flight-path* [68]

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = (\gamma + 1)\gamma \frac{\Delta v}{v} = 2\sqrt{\left(\frac{\Delta t_v}{t_v}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L_0}{L_0}\right)^2}, \quad (4.5)$$

la cual puede ser expresada como

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = \frac{2}{L_0} \sqrt{1.91 E_n (\Delta t_v)^2 + (\Delta L_0)^2}, \quad (4.6)$$

donde Δt_v y ΔL son las incertidumbres asociadas al t_v y a la longitud del *flight-path*. En las expresiones anteriores se tiene en cuenta que $\gamma \approx 1$ para neutrones térmicos.

De la ecuación 4.6 se observa que mientras mayor es la longitud del *flight-path* mejor es la resolución del espectrómetro para un haz de neutrones con una energía E_n dada. Sin embargo, el flujo de emisión isotrópica de neutrones varía como $1/L$ por lo cual se tiene un compromiso entre flujo neutrónico (estadística y relación señal-ruido) y resolución en energía. Por esta razón es característico que los *flight-path* tengan longitudes muy diferentes en un mismo arreglo (desde las decenas hasta los cientos de metros). Aquellas mediciones donde se requiere un flujo muy intenso se realizan en *flight-path* cortos y las que requieren una gran resolución en energía, en los más largos.

4.1.4 Detección de eventos (n, γ)

El *bunch* de neutrones tras recorrer el *flight-path* interactúa con el isótopo de interés en la muestra en estudio y se forma un núcleo compuesto. En las reacciones (n, γ) este núcleo después de cierto intervalo de tiempo (del orden de 10^{-14} s) se desexcita emitiendo una cascada de rayos gamma. Esta desexcitación puede ocurrir por trayectorias diferentes por lo cual el espectro medido resultante puede ser diferente pero la suma de la energía E_{γ_i} de todos los rayos gamma involucrados en la desexcitación, independientemente del camino recorrido y sin tener en cuenta la energía del núcleo residual, debe ser igual a la energía de excitación del núcleo

compuesto. Esta energía de excitación también es aproximadamente igual al Q de la reacción. Los valores Q para las reacciones de captura radiativa se encuentran generalmente entre 4 y 10 MeV. En el sistema de referencia del centro de masas esta energía está dada por [30]

$$E_{exc} = S_n + E_n^{CM} = S_n + \frac{A}{A+1} E_n \approx \sum_i E_{\gamma_i} \approx Q, \quad (4.7)$$

donde S_n es la energía de separación del neutrón en el sistema compuesto y E_n^{CM} , la energía del neutrón en el sistema de referencia del centro de masas. La energía de excitación será función solamente del núcleo en estudio en caso se tenga un haz de neutrones térmicos ($E_n \ll S_n$) y un isótopo de interés pesado ($A \gg 1$).

Sin embargo, en la práctica ocurren eventos de captura radiativa donde la energía total depositada en el sistema TAC no es igual a E_{exc} . Entre estos se encuentran rayos gamma que escapan de los cristales del detector sin depositar toda su energía. También pueden ocurrir procesos de decaimiento en competencia como la conversión interna. En este caso se emite un electrón de cualquiera de los orbitales atómicos con una energía igual a $E_{e^-} = E_{exc} - B_{e^-}$ donde B_{e^-} es la energía de enlace del electrón en la capa correspondiente (K, L, M, N, entre otras). Este electrón luego es capturado en la propia muestra o cualquier otro componente del *set-up* experimental. En dependencia de la naturaleza del isótopo de interés este mecanismo de decaimiento pudiera ser mucho más probable que el decaimiento vía gamma. La presencia de estados excitados isómeros en el esquema de decaimiento gamma del núcleo compuesto es otro factor a tener en cuenta. En la ausencia de estos estados puede considerarse que todos los rayos gamma son emitidos aproximadamente entre 10^{-15} s y 10^{-12} s siendo este intervalo de tiempo despreciable en relación al ancho de la ventana de coincidencias. Lo mismo sucede con el intervalo de tiempo que demora un rayo gamma en interactuar con un cristal del detector tras el evento de captura.

Esta emisión en cascada pudiera ser un problema en dependencia del tipo de sistema de detección empleado. Para algunos de estos sistemas la probabilidad de detectar un evento de captura (n,γ) depende del camino de desexcitación del núcleo compuesto (distribución en energía del espectro gamma medido) y el número de detectores que detectaron al menos un rayo gamma de la cascada en el caso de sistemas donde se empleen múltiples detectores. Para estos detectores el material del cristal seleccionado depende de varios factores: Z efectivo para aumentar la probabilidad de interacción del rayo gamma con el material sensible, resolución en energía, tiempo de decaimiento del material en cristales centelleantes, *yield* de emisión de partículas de centelleo y sensibilidad a neutrones dispersados. Este último factor es de gran importancia pues se necesitan componentes para el *set-up* con baja probabilidad de interacción con neutrones previamente dispersados en la muestra. Es decir, debe estar construido de elementos con secciones eficaces de captura radiativa muy bajas para disminuir la contribución al fondo gamma.

Dentro de las características que debe tener un apropiado sistema de detección para el estudio de las reacciones (n,γ) se encuentran: una eficiencia de detección del evento de captura independiente de la multiplicidad del evento y de la distribución de energía del espectro gamma, buena resolución temporal y la menor sensibilidad posible ante neutrones dispersados. No existe en la actualidad un sistema de detección idóneo que satisfaga las tres condiciones para todos los estudios de reacciones (n,γ) sino que siempre se tiene un compromiso. Por este motivo es muy común la presencia de diferentes sistemas de detección que se complementan entre sí en dependencia de la región de energías y el isótopo de interés. Dentro de las facilidades de detección que se emplean comúnmente en los espectrómetros TOF para el estudio de reacciones (n,γ) se encuentran los detectores de absorción total (*Total Absorption Calorimeter*, TAC).

4.1.5 Sistema de detección TAC

Dentro de los factores a tener en cuenta en el diseño y empleo de cualquier sistema de detección para mediciones de secciones eficaces de captura radiativa se encuentran:

- baja sensibilidad neutrónica,
- buena resolución en energía depositada y tiempo de vuelo,
- alta eficiencia con independencia de la multiplicidad del espectro gamma de decaimiento del sistema $n+{}^A_ZX_N$ así como de la distribución en energía de los rayos gamma.

Estas facilidades están constituidas por un arreglo de varios detectores centelleantes independientes. Los detectores se colocan en un soporte generalmente de Al formando una estructura tipo fullenero cubriendo prácticamente un ángulo sólido de 4π . En el centro de esta estructura esférica se localiza la muestra en estudio. Para acceder a la muestra esta estructura se divide en dos hemisferios. Sus cristales tienen comúnmente forma pentagonal y hexagonal. Para rayos gamma con energías entre 1 y 10 MeV la interacción Compton es más probable que el Efecto Fotoeléctrico independientemente del Z del material sensible del detector [69]. En el caso particular del ${}^{117}\text{Sn}$ la energía en la transición directa al estado base es de 9.32 MeV. Con el objetivo de aumentar la probabilidad del Efecto Fotoeléctrico a menores energías es necesario aumentar el Z efectivo del material. Por lo tanto, los cristales deben tener grandes dimensiones en diámetro y altura para absorber completamente la energía de los rayos gamma de la cascada así como un Z efectivo elevado.

La eficiencia del TAC para detectar un evento de captura es muy grande ya que estos detectores cubren prácticamente todo el ángulo sólido posible y los cristales centelleantes brindan muy buena eficiencia. La probabilidad de estos sistemas TAC de detectar al menos un rayo gamma de la cascada es del 100%. Esto hace que la eficiencia de detección del evento de captura de interés sea independiente de la multiplicidad del espectro de decaimiento gamma del núcleo compuesto. Esta independencia del camino recorrido por el núcleo compuesto durante su desexcitación implica que la probabilidad de detectar el evento de captura ϵ_c sea constante. La gran eficiencia lo hace muy recomendable para el estudio de muestras radioactivas con tiempos de desintegración muy cortos y muestras con elementos con muy baja concentración (como las tierras raras). La segmentación del TAC implica que cada detector funciona de manera independiente al resto lo que permite manejar altas tasas de conteo distribuidas entre los detectores. Esto permite estudios de distribución en energía del espectro de decaimiento, de la multiplicidad del espectro de desexcitación, de distribuciones angulares de reacciones nucleares (n,γ) , entre otros. Además, estos sistemas tienen muy buena resolución en energía relativa y los hace muy buenos para estudiar reacciones (n,γ) en la región RRR. Como estos sistemas TAC permiten la reconstrucción de todo el camino de desexcitación del evento de captura es posible discriminar el evento de interés de otros en competencia así como identificar interacciones de emisión gamma relacionadas con la radioactividad natural de alguna muestra en estudio lo que contribuye a reducir considerablemente el fondo. Dentro de las principales ventajas de este tipo de sistemas se encuentran herramientas poderosas para la identificación y eliminación de eventos de fondo. Sin embargo, una de sus desventajas más notables está en la cota superior de energía medible debido a la presencia de gamma *flash*. Este límite también depende de la intensidad del haz de neutrones ya que mientras más intenso el haz, menor es la energía de esta cota superior.

Sin embargo, bajo ciertas condiciones no es el sistema idóneo de medición. Como el TAC tiene una gran eficiencia no es recomendable estudiar muestras donde la sección eficaz (n,γ) y/o el espesor sean muy grandes porque las tasas de conteo podrían ser muy altas y las correcciones por *pile-up* y tiempo muerto muy elevadas. Un caso crítico sería el estudio de resonancias

saturadas (resonancias para las cuales la sección eficaz macroscópica es mucho mayor que la unidad). En este caso la probabilidad del evento de captura es tan grande que todo neutrón interactúa con la muestra y en caso Γ_γ sea mucho mayor que Γ_n entonces las tasas de conteo (n,γ) son muy grandes. Además, si el flujo de neutrones es muy intenso la situación podría ser incluso peor. Las mediciones de muestras muy radioactivas que emiten una gran cantidad de rayos gamma durante la desintegración y desexcitación pudieran generar un fondo gamma muy intenso y una relación señal-ruido desafortunada.

Otro factor muy importante es la sensibilidad neutrónica del TAC (varios órdenes de magnitud mayor en comparación con los detectores orgánicos) por lo cual el nivel de fondo por neutrones dispersados pudiera ser bastante considerable. El parámetro Γ_n aumenta en comparación con Γ_γ en la medida que aumenta la energía del neutrón de la región keV a MeV. Esto implica que pueden llegar a ser mucho más probables los eventos de dispersión elástica de neutrones en la muestra que los eventos de captura (n,γ) . Como consecuencia aumenta considerable la sensibilidad neutrónica del TAC y el fondo por neutrones dispersados. Esto explica por qué generalmente no se usan en el estudio de secciones eficaces en el rango de energías de los MeV. Sin embargo, estos sistemas también permiten mecanismos de reducción de este fondo. Esta es además la razón por la cual generalmente no se usan compuestos de yodo ya que es un elemento con una sección eficaz de captura radiativa muy elevada lo que aumenta la sensibilidad neutrónica y el fondo.

En un detector ideal TAC se colectan todas los rayos gamma emitidas tras el evento de captura, por lo tanto, la eficiencia de detección del evento de captura es del 100%. Sin embargo, en la práctica no sucede exactamente así porque existe una dependencia de los criterios de definición del evento de captura. En cualquier experimento la eficiencia de detección del evento dependerá de la multiplicidad del espectro de desexcitación y de la distribución en energía del espectro medido para el evento de captura.

En el sistema cada detector tiene su propia resolución temporal, tiempo muerto y eficiencia de detección del rayo gamma (aunque sus valores deben ser bastante parecidos) y funcionan de manera independiente. Como en estas reacciones se emiten rayos gamma tan energéticos (pueden llegar a los MeV de energía) y los detectores centelleantes tienen Z efectivos pequeños, los procesos de calibración de cada uno de los cristales en energía es más complicado porque el proceso físico más probable es el Compton y no el Efecto Fotoeléctrico. En un espectro medido el borde Compton tiene una estructura mucho menos definida que un fotopico.

Los rayos gamma se emiten en todas direcciones cuando ocurre un evento de captura y la posterior desexcitación del núcleo compuesto. Cada una de estos rayos gamma interactúa con uno de los cristales del arreglo TAC. Como se mencionó anteriormente, la energía total disponible en todo evento de captura es siempre la misma (la energía de excitación del núcleo o el Q de la reacción). Por lo tanto, la suma de las energías depositadas en cada uno de los detectores independientes del TAC debe ser la misma, la energía de excitación E_{exc} . Por otro lado, en la cascada existe un rayo gamma con la mínima energía entre todos los emitidos. Por lo tanto, si un detector detecta un rayo gamma con una energía menor a este valor E_{exc} entonces no proviene de un evento de captura de la reacción de interés. Estos dos criterios nos permiten definir el evento de captura (n,γ) de interés como aquel donde la deposición de energía en cada cristal donde interactúa un rayo gamma es mayor a cierta energía umbral E_u de deposición y la suma de todas estas energías de deposición en cada cristal es aproximadamente igual a la energía de excitación del núcleo compuesto en estudio. Esta definición del evento de interés permite reducir considerablemente el fondo y mejorar la relación señal-ruido en el rango de energía de interés.

Es muy común encontrar sistemas TAC con detectores basados en materiales centelleantes inorgánicos como BaF_2 (Fluoruro de Bario), CeF_3 (Fluoruro de Cerio) y BGO (Germanato de Bi). Aunque el Ba no tiene el mayor número atómico entre estos elementos su resolución

temporal y en energía relativa es mejor. Además, su sensibilidad neutrónica similar al BGO y al CeF_3 lo hace un excelente candidato para este tipo de mediciones. La respuesta temporal de este cristal es la más rápida entre todos los materiales centelleantes inorgánicos conocidos en la actualidad. Su buena resolución en energía permite identificar varias reacciones de fondo a partir de sus valores Q . Además, no es higroscópico, es muy estable ante variaciones de temperatura, muy resistente al daño radiacional y transparente a la luz ultravioleta emitida. También se usa CsI (Yoduro de Cesio) y NaI (Yoduro de Sodio) en menor medida.

Otra de las grandes ventajas de los sistemas TAC radica en la independencia de la distribución angular de emisión de los rayos gamma. Al desexcitarse el núcleo compuesto se emiten varios rayos gamma en dependencia del camino recorrido en el esquema de decaimiento. Cuando se emplean sistemas de detección que cubren ángulos sólidos pequeños es común medir solo los rayos gamma primarios (por ejemplo, el correspondiente a una transición directa al estado base). La dirección de emisión de estos está determinada por los números cuánticos momento angular orbital l del sistema $n + \frac{A}{Z}X_N$ y momento angular total J que caracterizan al estado excitado resonante en estudio. En el caso de resonancias tipo s la emisión es isotrópica pero para resonancias p con $J \neq 1/2$ la distribución angular se expresa en función de polinomios de Legendre

$$W(\theta) = 1 + m_2 P_2(\cos\theta), \quad (4.8)$$

donde θ es el ángulo entre la dirección de emisión del rayo gamma y la dirección del haz de neutrones, y m es el coeficiente de orden 2. Este factor implica que el flujo de neutrones es más intenso en algunas direcciones lo que puede llevar a errores en la determinación de la sección eficaz si no se realiza la corrección pertinente. Sin embargo, colocando los detectores a 125° y/o 55° la función $W(\theta) = 1$ y se elimina este efecto. En el caso del TAC no es necesario tenerlo en cuenta debido a que detecta todos los rayos gamma del evento de desexcitación dada su geometría 4π .

4.1.6 Espectrómetro de tiempo de vuelo DANCE

El espectrómetro de tiempo de vuelo DANCE (*Detector for Advanced Neutron Capture Experiments*) está localizado en el centro LANSCE (Manuel Lujan Jr. Neutron Science Center) del Laboratorio Nacional LANL (Los Álamos National Laboratory) en el estado de Nuevo México, Estados Unidos de Norteamérica [70, 71, 72]. Está ubicado en el *Flight-Path* 14 (FP14) de los 16 que tiene LANSCE (figura 4.3).

DANCE está diseñado para estudios de reacciones (n,γ) y (n,f) con isótopos estables y radioactivos de larga vida media a energías térmicas y epitérmicas. Esta facilidad tiene aplicaciones en Astrofísica Nuclear, Física Nuclear Fundamental de Neutrones, defensa, caracterización de materiales, entre otras. El alto flujo de neutrones y la alta eficiencia de este detector TAC permite medir muestras de hasta 1 mg y elementos radioactivos de hasta pocos cientos de días de tiempo de vida media. El flujo neutrónico que caracteriza a esta instalación es alto y sumado con la gran eficiencia del detector DANCE es lo que permite estudiar isótopos radioactivos.

El haz de protones se genera en tres etapas en las instalaciones del LAMPF (Los Álamos Meson Physics Facility) empleando una fuente gaseosa de iones de hidrógeno basada en ionización por radiofrecuencia. Estos protones se aceleran empleando un acelerador Cockcroft-Walton hasta una energía de 750 keV. Posteriormente, los protones se aceleran en un acelerador lineal LINAC (*LiNear ACcelerator*) de 62 m a una frecuencia de 201 MHz y pasan a la última etapa de aceleración que involucra otro acelerador lineal que trabaja a una frecuencia de 805 MHz. En estas instalaciones el haz es *chopped* y *bunched* para darle la estructura temporal necesaria al haz de protones en régimen pulsado. A la salida de esta sección del tubo,

pasado a través del sistema de detección tipo TAC en las instalaciones de DANCE.

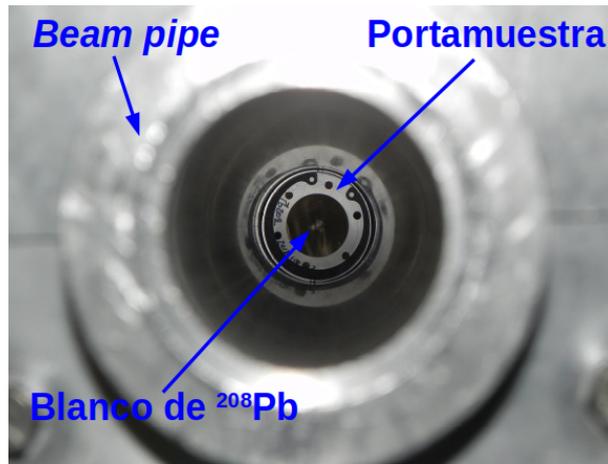


Figura 4.4: Muestra de ²⁰⁸Pb visualizada en el interior del *beam pipe* del detector DANCE del Laboratorio Nacional de Los Álamos.

Este sistema TAC está constituido por 162 cristales de BaF₂ de densidad 4.88 g/cm³ los cuales tienen en general cuatro formas diferentes: un pentágono regular, dos hexágonos regulares y 2 hexágonos irregulares (figura 4.5).

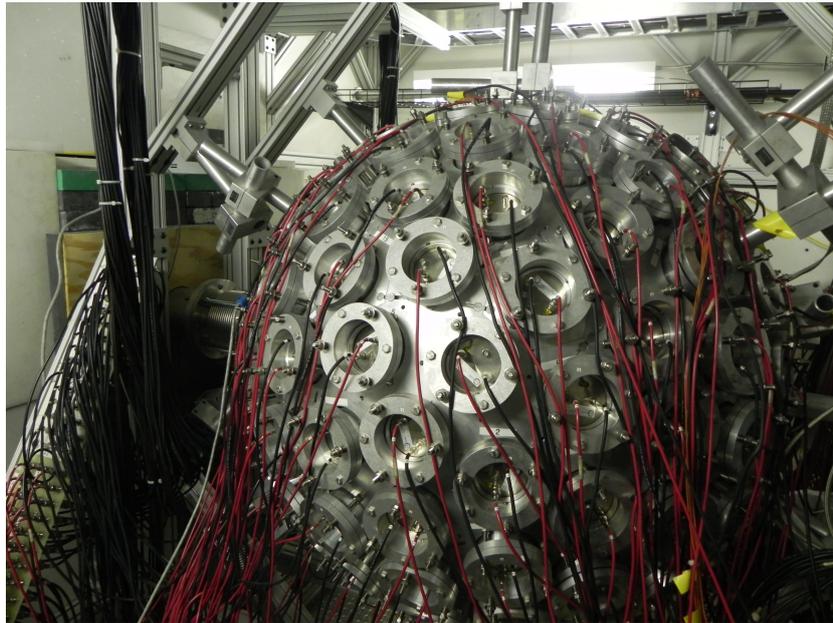


Figura 4.5: Detector DANCE del Laboratorio Nacional de Los Álamos.

A pesar de que tienen formas diferentes todos tienen el mismo volumen de 734 cm³, una longitud de 15 cm y todos cubren el mismo ángulo sólido. Están cubiertos por una fina capa de PVC (*PolyVinyl Chloride*) de 0.7 mm de espesor (aislante de luz) y se colocan en una estructura esférica de Al que tiene como centro geométrico la muestra en estudio. La resolución en energía relativa de estos cristales medida con una fuente de ⁶⁰Co varía entre 9 y 13%. La señal que proviene de los cristales tiene una componente rápida de 0.6 ns la cual representa el 10% de todo el *yield* de luz emitido mientras la componente lenta con el 90% decae en 630 ns por lo que su respuesta temporal es muy rápida. El *tail* tipo exponencial de estas señales es bastante pronunciado y demora relativamente bastante tiempo en regresar al nivel cero marcado por la línea base lo cual representa un problema a altas tasas de cuentas. Generalmente el sistema

DAQ determina la información temporal asociada a la señal a partir de esta componente rápida mientras la lenta es proporcional a la energía depositada. Un evento de captura típico provoca que aproximadamente 6 detectores permanezcan ocupados por aproximadamente $1.5 \mu\text{s}$. La luz emitida corresponde al rango ultravioleta de energías y es colectada por los PMT mediante un acoplamiento óptico. Los cristales están acoplados a tubos PMT (*PhotoMultiplier Tubes*) cubiertos con Al y se colocan en la estructura de manera que no exista Al entre los cristales ni entre los cristales y la muestra. Estos detectores individuales quedan fijos a través de la cubierta de Al de los tubos PMT. Esta estructura tiene un radio interno de 17 cm. Justo en el centro de la estructura y cubriendo la muestra se encuentra una esfera absorbente de LiH dopada en ${}^6\text{Li}$ (86% ${}^6\text{Li}$ y 14% ${}^7\text{Li}$) con un radio interno de 10.5 cm (diámetro 24 cm), radio externo de 16.5 cm (diámetro 36 cm), densidad de 0.7288 g/cm^3 y espesor de 6 cm. En la práctica no se usan 162 detectores sino 160 porque son necesarios dos espacios para hacer pasar el *beam pipe* a través del TAC. En caso sea necesario el uso de un intercambiador de muestras entonces se necesita un espacio más y no se usarían tres detectores en total. Esto trae como consecuencia que el ángulo sólido que cubre DANCE es de entre 3.5 y 3.6π . La eficiencia de detección de este sistema para cascadas de tres o cuatro rayos gamma es del 95%.

Aproximadamente a 2 m detrás de la muestra de interés se encuentran tres monitores de flujo neutrónico: un semiconductor de silicio que detecta las partículas cargadas emitidas por una lámina de conversión de ${}^6\text{LiF}$ a 22.59 m, una cámara de ionización a 22.82 m que detecta los fragmentos de fisión del ${}^{235}\text{U}$ y un contador proporcional de ${}^3\text{He}$. Los dos últimos monitores no se encuentran al vacío. El detector semiconductor es de barrera superficial de Si tipo n localizado aproximadamente a 5 cm de la lámina conversora ${}^6\text{LiF}$ de espesor $2 \mu\text{m}$ y área $3 \times 4 \text{ cm}^2$. Esta lámina está depositada sobre otra de Kapton con espesor $8 \mu\text{m}$ y está rotada 45° respecto a la dirección del haz de neutrones lo que permite la detección tanto de las partículas α como t . Ese sistema se encuentra al vacío para evitar pérdidas de energía de las partículas cargadas. La cámara de ionización se encuentra a 4 cm y está rellena con gas $\text{BF}_3 + \text{Ar}$ a 1 atm y no se encuentra al vacío. Estos dos sistemas de detección están separados por una ventana de Al y de Kapton lo que elimina interferencias provenientes de las partículas cargadas emitidas en la lámina de ${}^6\text{LiF}$. Por último, se encuentra la cámara de fisión de ${}^{235}\text{U}$ la cual está llena de gas P-10. Este monitor maneja tasas de conteo mucho más elevadas debido a su baja eficiencia de detección.

4.1.7 Sistema de Adquisición de Datos *DAQ* y reconstrucción *off-line* del evento de captura

El proceso de adquisición de datos se activa ya sea por el monitor del haz de partículas cargadas, por el de flujo neutrónico localizado cerca del arreglo fuente *spallation*+moderador o a partir de la señal de saturación que llega al *fast-ADC* previo al *burst* de neutrones asociado a los γ -*flash*. A partir de esta señal se obtiene t_{start} . Los γ -*flash* saturan los detectores por un intervalo de tiempo generalmente del orden de los μs (en dependencia de la intensidad del haz de partículas cargadas) y una vez restaurada la línea base están listos para procesar de manera correcta las señales generadas por los detectores tras la llegada de los rayos gamma en el instante t_{stop} . Tras el evento de captura se emiten varios rayos gamma los cuales interactúan con los cristales. Generalmente un rayo gamma deposita parte o toda su energía en varios cristales centelleantes vecinos. La luz emitida por el centelleante es recolectada por el PMT el cual está acoplado a alguno de los canales del *fast-DAC* para su digitalización. En estos sistemas no existen pasos previos de preamplificación ni amplificación. Toda la secuencia de pulsos generados en el cristal es digitalizada y almacenada para un análisis *off-line* posterior. Es común establecer previamente un umbral mínimo para la amplitud del pulso con el objetivo de descartar la señal y ahorrar espacio de almacenamiento. En el caso del presente experimento el umbral corresponde

a una energía mínima depositada en el cristal de 150 keV. Se guarda también información por neutrón incidente del número de detectores que detectaron al menos un rayo gamma (M_{cr}) del evento de captura correspondiente y el número de *cluster* M_{cl} involucrados. Se registran también otras variables como el número de *burst* de protones que colisionan con la fuente por *run*.

Durante el procesamiento *off-line* de estos datos almacenados se aplica un algoritmo de análisis de forma de pulso (*Pulse Shape Analysis*, PSA) que ajusta la forma del pulso a funciones previamente establecidas con parámetros incluso que puede establecer el usuario. Los pulsos generados tienen una componente rápida y otra lenta (figura 4.6).

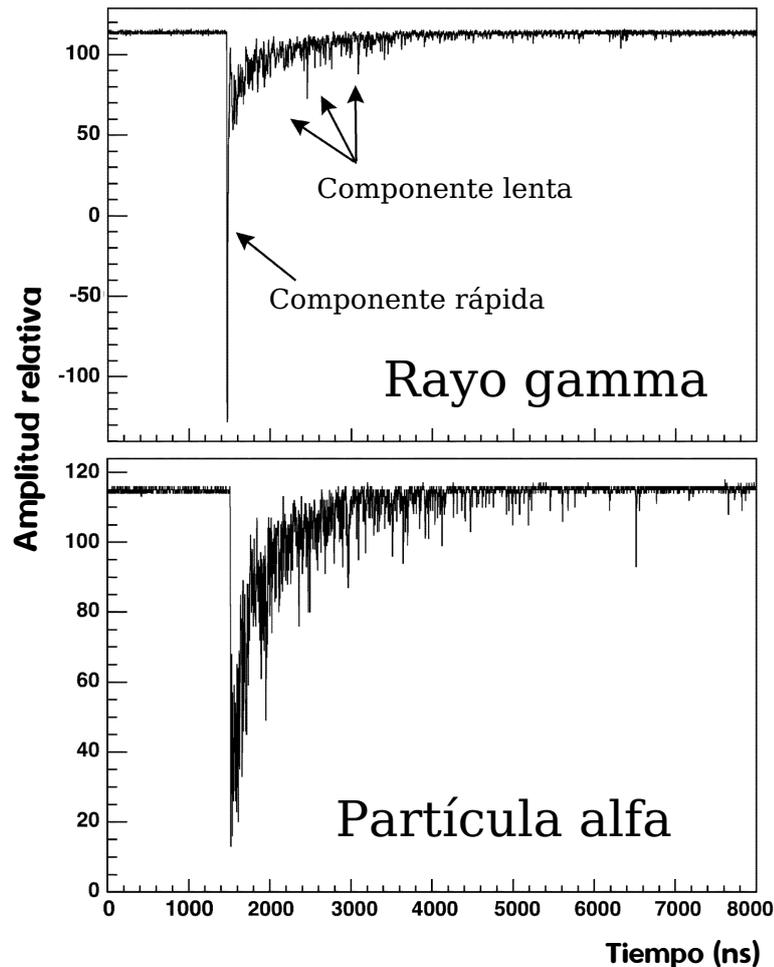


Figura 4.6: Dependencia de la forma del pulso con la naturaleza de la partícula incidente en el cristal de BaF₂ del detector DANCE. Modificado de [71].

A la rápida se le ajusta una función de Lorentziana mientras a la lenta, una exponencial decreciente. Se determina la altura del pulso y se calculan las integrales de las componentes rápida y lenta. Tras este ajuste se determina la naturaleza de la partícula que genera el pulso. Este pulso se desestima en caso provenga de una partícula alfa. El instante de tiempo en que llega la señal se determina con gran precisión y exactitud a partir de la componente rápida mientras el área de la componente lenta muestra una excelente proporcionalidad con la energía depositada.

Posteriormente se aplica un algoritmo de reconstrucción del evento de captura radiativa. En este caso se registra la llegada del primer neutrón del *burst* con energía E_n y tiempo de vuelo t_v , se define una ventana temporal igual a la ventana de coincidencias establecida por el usuario y se procesa la información de todos los pulsos detectados durante este intervalo de tiempo. Acto

seguido se establece un período de tiempo muerto para cada detector individual de manera que son descartadas aquellas señales detectadas en un mismo cristal durante este intervalo de tiempo. Es posible incluso encontrar algoritmos donde también se impone una distancia temporal mínima entre eventos de captura radiativa para el sistema de detección TAC como un todo. En el caso del detector DANCE una primera aproximación proviene de tomar este intervalo de tiempo aproximadamente igual a $1.5 \mu\text{s}$. Este es el tiempo típico que tarda la cadena electrónica en procesar un evento de captura que involucra generalmente 6 cristales de BaF_2 . En el presente estudio se establece una ventana de coincidencias de 10 ns, se suman sus energías y se determina la energía total depositada E_{TAC} en el sistema TAC, la multiplicidad del *cluster* M_{cl} (ó M_γ) y de cristal M_{cr} . Toda esta información por *run* se almacena en un archivo *.root* en forma de histogramas tipo TH1, TH2 y TH3. En la figura 4.7 se muestra un histograma tipo TH3 donde se grafican en sus ejes los valores de E_{TAC} entre 1 MeV y 10 MeV, M_γ entre 1 y 7 y E_n entre 0 MeV y 80 MeV.

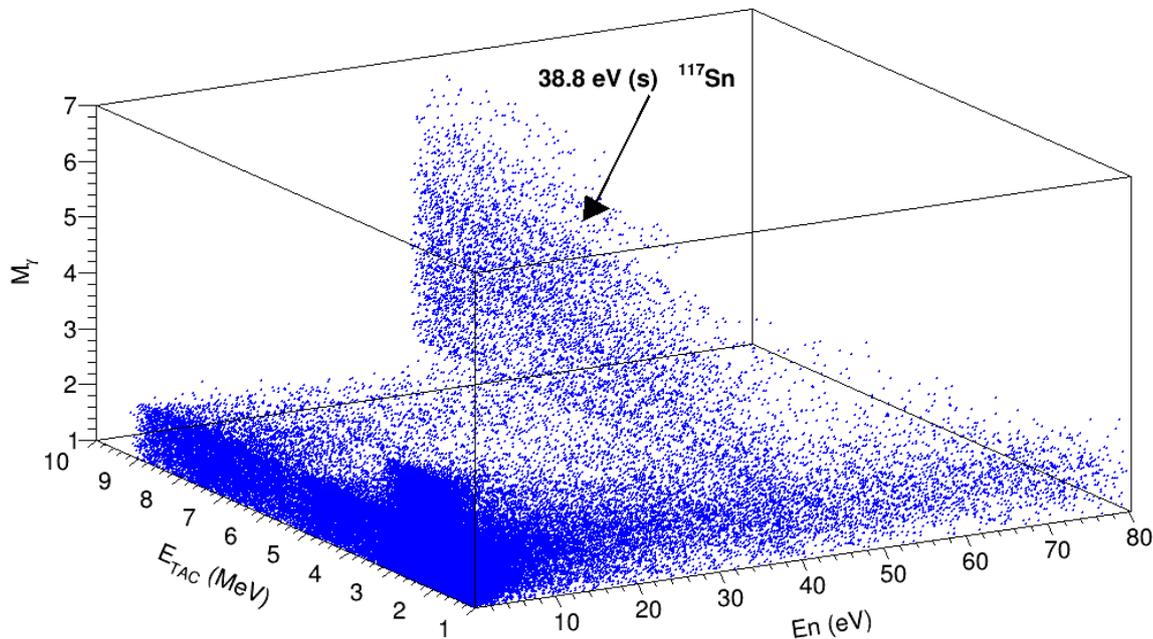


Figura 4.7: Histograma típico TH3 con los valores de las variables E_{TAC} , E_n y M_γ para una muestra medida de ^{117}Sn con el detector DANCE.

En este histograma se observan estructuras prolongadas sobre el eje E_{TAC} correspondientes a múltiples resonancias. Se muestra en particular la resonancia *s* a 38.8 eV en el sistema $n + ^{117}\text{Sn}$.

En la figura 5.5 se muestra un histograma tipo TH2 con la distribución de *off-set* temporales entre las señales detectadas en coincidencia por los cristales del detector DANCE. En la figura 5.4 se observa uno tipo TH1 con la distribución temporal entre eventos de captura radiativa consecutivos detectados. Por otro lado, en la figura 4.13 se visualiza un histograma tipo TH2 con I_{fast} (integral de la componente rápida de la señal) en función de I_{slow} (integral de la componente lenta de la señal) para cada pulso. El usuario puede seleccionar posteriormente durante el Proceso de Reducción de Datos cortes correspondientes para tomar solo la información relacionada con algún evento de captura de interés (5.3). También se guardan los espectros medidos por los tres monitores presentes en el laboratorio DANCE (figura 6.18).

4.1.8 Flujo neutrónico y monitores de flujo

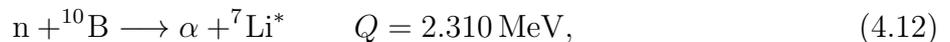
El flujo neutrónico $\Phi(E_n)$ se define como el número de neutrones que inciden en el blanco de interés por pulso de protones incidente, aunque es muy común expresarlo también por unidad de área, tiempo y ángulo sólido ($dN/dt dA d\Omega$). El conocimiento de los valores absolutos para $\Phi(E_n)$ en la región de energías de interés permite evaluar el número de neutrones que incide en el blanco I_b . Junto con la medición del número de partículas secundarias emitidas para un canal de salida en particular I_f y el conocimiento de la densidad de área superficial que caracteriza el blanco n es posible evaluar la sección eficaz vía

$$\sigma = \frac{I_f}{n I_b}. \quad (4.9)$$

De manera que la sección eficaz es proporcional a la relación entre el número total de casos favorables ocurridos (total de eventos de captura radiativa) y el número total de casos posibles (total de interacciones neutrónicas con el blanco).

Este flujo se mide empleando detectores que interceptan el blanco (*in-beam*) o no (*out-beam*). Todos estos sistemas se basan en alguna reacción de conversión en la cual se emiten partículas secundarias cargadas. El material conversor empleado depende de la energía del haz. Es muy común encontrar detectores gaseosos proporcionales y cámaras de ionización ejerciendo este papel en los espectrómetros de tiempo de vuelo. La desventaja de los monitores *in-beam* está en que atenúan y deforman la dependencia relativa del flujo neutrónico y su valor absoluto, lo cual implica posteriores correcciones por estos efectos. Este monitor debe estar siempre presente también en las mediciones de la muestra de interés y muestras de caracterización de fondo. Las lecturas de los monitores gaseosos generalmente no tienen fondo gamma asociado ya que son insensibles a los rayos gamma *in-beam* muy energéticas. Por otro lado, los monitores *out-beam* no deforman el espectro del flujo ni en dependencia relativa ni en valor absoluto.

Junto a estos monitores es muy común el empleo de láminas conversoras lo más delgadas posibles de ${}^6\text{Li}$ y ${}^{10}\text{B}$, las cuales se colocan *in-beam* (figura 4.8). Dentro de las reacciones nucleares que se emplean comúnmente se encuentran



aunque también es común encontrar monitores basados en reacciones de fisión como ${}^{235}\text{U}(n,f)$. Cuando se tienen haces de neutrones térmicos y epitérmicos sus energías E_n son muy bajas comparando con los Q de las reacciones anteriores. Al aplicar conservación de momento lineal se obtiene que los productos de estas reacciones nucleares se emiten en direcciones opuestas.

Alrededor de estas láminas se colocan detectores de partículas cargadas. Estas son reacciones nucleares de referencia lo que significa que en este rango de energías no poseen estructuras resonantes y se conoce su sección eficaz con una precisión del 1%. El inconveniente para estos sistemas es que debe conocerse muy bien la dependencia energética de la distribución angular de las partículas secundarias emitidas en estas reacciones para relacionar el número de partículas cargadas detectadas por los monitores directamente con el flujo neutrónico. Generalmente, la medición del flujo neutrónico implica el uso de varios monitores con el objetivo de abarcar todo el rango de energías de interés.

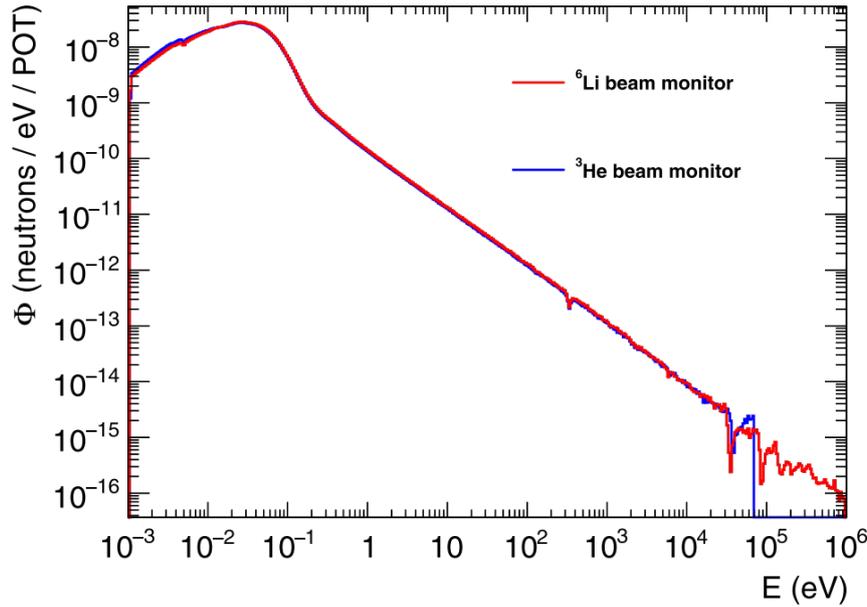


Figura 4.8: Flujo neutrónico medido por los monitores de Li y He en las instalaciones de DANCE. El parámetro POT representa el número de protones que colisionan con el blanco determinado a partir de monitores de corriente. Tomado de [73].

Al emplear láminas de conversión y reacciones de referencia el valor absoluto del flujo neutrónico se determina a partir de la expresión [74]

$$\Phi(E_n) = \frac{N_m(E_n) - B_m(E_n)}{\epsilon(E_n)(1 - e^{-n\sigma_t(E_n)}) \frac{\sigma_r(E_n)}{\sigma_t(E_n)}}, \quad (4.14)$$

donde N_m es el espectro medido por el monitor corregido por tiempo muerto, B_m es el fondo, σ_r y σ_{tot} son las secciones eficaces de reacción y total del conversor de referencia, respectivamente. El parámetro ϵ es la eficiencia de detección del evento de reacción y n la densidad superficial atómica. Si el blanco conversor es delgado ($n\sigma_t(E_n) \ll 1$) y $\epsilon(E_n)$ es aproximadamente constante en la región de energías de interés entonces

$$\Phi(E_n) \propto \frac{N_m(E_n) - B_m(E_n)}{\sigma_r(E_n)}. \quad (4.15)$$

Estas secciones eficaces σ_r se encuentran tabuladas en librerías de referencia. La eficiencia de detección de estos sistemas muchas veces no es fácil de obtener por lo que es común el empleo de simulaciones Monte Carlo. Sin embargo, en la práctica lo importante es determinar la dependencia relativa del flujo neutrónico con la energía, por lo tanto, no es necesario determinar su valor absoluto. Esto se debe a que es común expresar la sección eficaz normalizada a otra de referencia medida con gran precisión y exactitud a una energía también de referencia (por ejemplo, a la energía térmica de 0.025 eV). De manera que a partir de esta ecuación se determina el flujo de neutrones midiendo reacciones bien conocidas como ${}^3\text{He}(n,\alpha)t$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$, ${}^{235}\text{U}(n,f)$, ${}^{238}\text{U}(n,f)$, entre otras.

También existen monitores para el haz primario que emplean una lámina lo más delgada posible justo antes que el haz de partículas cargadas colisione en el blanco *spallation*. Las partículas cargadas secundarias son detectadas por el monitor. Esta señal incluso puede usarse como *trigger* para el sistema de adquisición de datos (*Data Acquisition System*, DAQ). Las lecturas de los monitores del haz primario y secundario deben ser proporcionales entre sí, de lo contrario, existen problemas de estabilidad o mal desempeño de los mismos. La pérdida de

esta proporcionalidad entre la intensidad del haz primario y secundario puede estar asociada a variaciones de temperatura en la fuente de neutrones o variaciones en el punto de impacto del haz primario en el blanco pesado. Estos dos factores pudieran ser responsables de un haz de neutrones inestable incluso teniendo un haz de protones primario estable.

Durante el proceso de medición cada *run* no tiene necesariamente el mismo intervalo de tiempo de duración. Por ejemplo, el tiempo en que se miden las muestras para caracterizar el fondo no tiene por qué ser el mismo que el empleado para la muestra de interés. Esto implica la necesidad de normalizar cada espectro medido por *run* a la misma intensidad de haz. Con este objetivo se emplean las lecturas de los monitores. Simplemente se toma el espectro medido y se divide *bin* por *bin* entre el espectro del monitor de flujo de referencia o entre la integral del espectro del monitor en una región previamente establecida.

En la figura 4.8 se observa la dependencia energética típica del flujo neutrónico. Esta es la distribución de energías típica del haz de neutrones tras el proceso de moderación. Es de notar la presencia del pico térmico con su máximo aproximadamente a 0.025 eV. Este pico sigue una distribución de Maxwell, desaparece al dopar el moderador con B y representa aquellos neutrones completamente moderados que no pierden más energía debido a que se encuentran en equilibrio térmico con el moderador de agua. A energías mayores, en la región epitérmica ($E_n > 1$ eV), se aprecia un *tail* que varía como $1/E_n$. Este espectro de neutrones moderados se extiende incluso hasta 1 MeV de energías y representa aquellos neutrones solo parcialmente moderados. Las caídas repentinas en el flujo o *dips* (por ejemplo, a 300 eV y 34 keV, aproximadamente) a altas energías se deben a la captura de neutrones por el Al, Mn y Fe presente en elementos que interactúan con el haz de neutrones. Estas resonancias en el espectro de flujo entre los 200 eV y los 500 keV aumentan considerablemente las incertidumbres de las secciones eficaces medidas por lo que en la práctica establecen un límite superior a las energías de interés.

El flujo neutrónico se mide en la posición de la muestra, sin embargo, si el blanco tiene un diámetro menor al haz de neutrones entonces este flujo que incide sobre la muestra es menor. Esto implica una corrección y es necesario multiplicar $\Phi(E_n)$ por la fracción del haz interceptado por la muestra. Esta fracción tiene una gran dependencia con el diámetro del colimador y la energía del haz primario de protones. En la medida sea mayor la energía del haz más probable es la emisión del neutrón a ángulos cercanos a la dirección del haz primario y, por tanto, un perfil de haz más parecido a una función delta. Si la muestra intercepta todo el diámetro del haz, esta corrección no es necesaria y evita incluso correcciones por una incorrecta alineación del haz de neutrones. En la figura 4.9 se muestra el perfil del haz de neutrones medido en el *Flight-Path* 14 del laboratorio DANCE de Los Álamos con un blanco de ^{197}Au a las energías epitérmicas de las resonancias 4.9 eV y 60.3 eV. Se observa cómo el perfil prácticamente no cambia a pesar de la diferencia en energía de un orden de magnitud. Las incertidumbres estadísticas mostradas para la medición a 60.3 eV son menores a las dimensiones de los marcadores. El conocimiento del comportamiento de este perfil con la energía del haz de neutrones permite determinar cómo varía el diámetro del haz en la posición de la muestra y, a su vez, la fracción del haz interceptada.

En este tipo de instalaciones que albergan espectrómetros de tiempo de vuelo es muy común el empleo de monitores de flujo neutrónico localizados en la misma habitación de la fuente de neutrones. Entre estos son muy utilizados los detectores gaseosos proporcionales como los de BF_3 (Trifluoruro de Boro). Este es un gas enriquecido en ^{10}B que facilita la captura del neutrón y la posterior emisión de partículas cargadas que ionizan el gas. Como el ^{10}B es muy sensible a los neutrones con bajas energías (figura 5.6) estos sistemas de detección se encuentran dentro de las paredes de concreto para facilitar un segundo paso de moderación del neutrón que abandona el arreglo fuente+moderador. Uno de los inconvenientes de estos sistemas es que son sensibles a los rayos gamma emitidos por la fuente de neutrones. Esta componente puede eliminarse estableciendo cortes en los valores mínimos de energía depositada ya que la amplitud de las

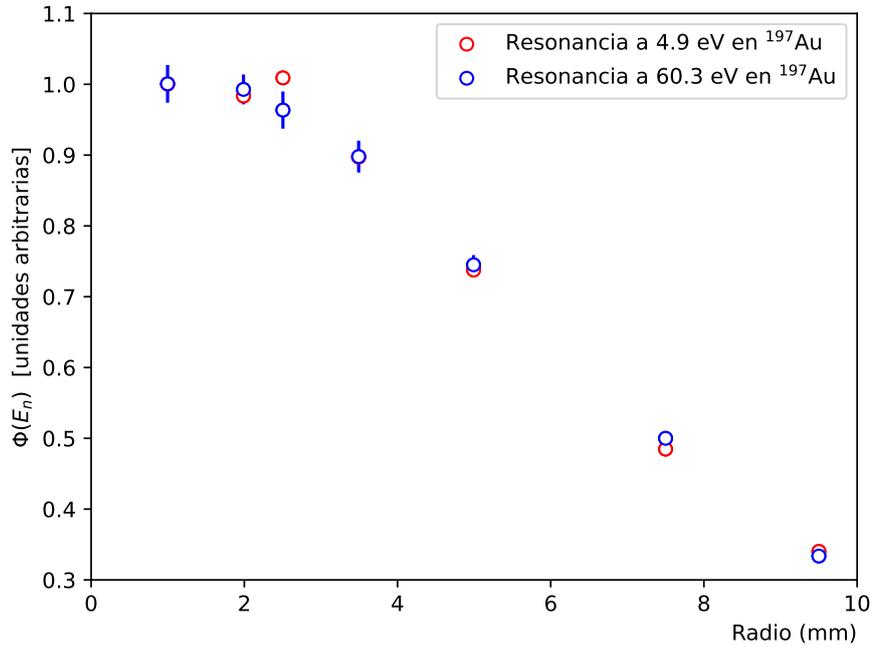


Figura 4.9: Perfil del haz de neutrones medido en el *Flight-Path* 14 del laboratorio DANCE de Los Álamos con un blanco de ^{197}Au a las energías resonantes de 4.9 eV y 60.3 eV.

señales generadas por rayos gamma son bajas. Sin embargo, la forma de los pulsos generados en estos detectores depende de la naturaleza de la partícula incidente por lo cual también es posible eliminar este fondo empleando algoritmos que analizan la forma de este pulso.

4.1.9 Fondo radioactivo

En los espectrómetros de tiempo de vuelo basados en sistemas de detección tipo TAC es importante reducir el nivel de fondo gamma ya que estos son los más sensibles a eventos de dispersión neutrónica debido a su gran eficiencia. Las diversas fuentes que contribuyen al fondo en estudios de reacciones (n,γ) se pueden clasificar en dos tipos de fondo [70]:

- fondos dependientes del tiempo,
- y fondos independientes del tiempo.

El fondo independiente del tiempo no muestra ningún tipo de estructura compleja en un espectro de captura radiativa. Este se caracteriza por una componente constante a lo largo de toda la región de energías neutrónicas de interés. A esta componente contribuye la radioactividad natural presente en los elementos naturalmente radioactivos (*Naturally Occurring Radiative Material*, NORM) empleados en la construcción y presentes en la instalación. En estos elementos se encuentran las cadenas de desintegración radioactivas del ^{235}U , ^{238}U y ^{232}Th , además del isótopo natural de ^{40}K . Esta radioactividad natural pudiese incluso estar presente en el material sensible del detector (figura 4.10) y es inevitable para todo sistema de detección gamma. Con el objetivo de disminuir esta contaminación se emplean materiales con actividades de radio equivalente (*Radium equivalent activity*, Ra_{eq}) lo más pequeñas posibles en la construcción de estas instalaciones. La radiación cósmica natural también contribuye a este fondo ya que los muones pueden interactuar con elementos pesados del *set-up* como el Pb, liberando neutrones que luego son capturados y se emiten rayos gamma

contaminantes. Si la muestra es radioactiva y emite rayos gamma entonces esta contribución será mucho mayor y agrega un fondo constante a los espectros medios.

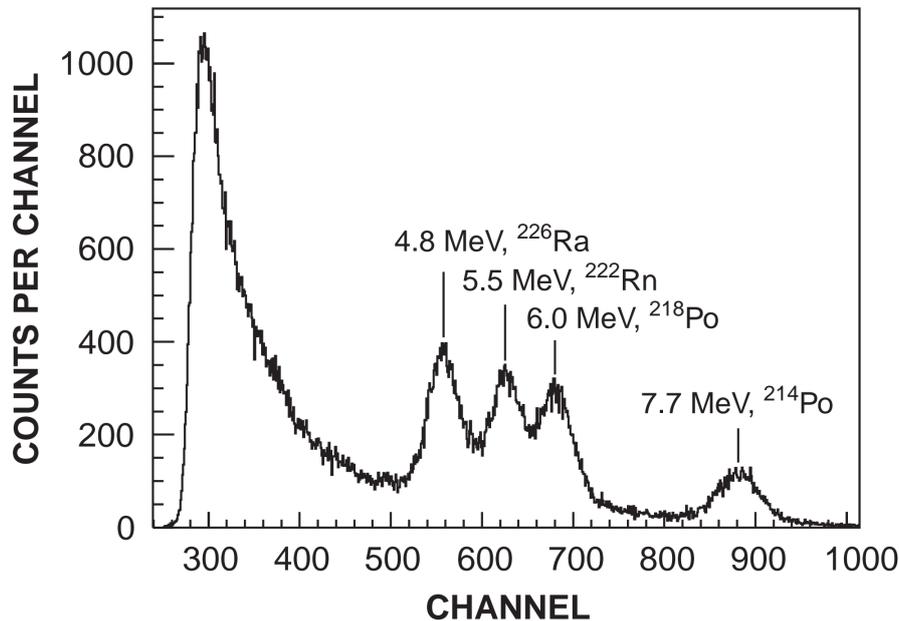


Figura 4.10: Espectro típico de fondo radioactivo natural medido por un cristal de BaF_2 de un detector TAC con el haz de neutrones apagado. En el eje de las ordenadas se muestran los conteos mientras en el de abscisas, los canales. Se observan diferentes líneas alfa de la cadena de desintegración de ^{226}Ra . Tomado de [70].

Por otro lado, se tiene un fondo dependiente del tiempo que muestra una estructura temporal generalmente compleja y que representa la componente más difícil de caracterizar y sustraer del espectro medido. Este fondo se debe casi completamente a eventos donde los neutrones del haz incidente experimentan una dispersión en la muestra u otra componente del haz y luego son capturados en cualquier parte del *set-up* experimental, emitiendo rayos gamma contaminantes detectados por el sistema de detección. Básicamente, el fondo dependiente del tiempo es inducido por el propio haz de neutrones. De todos ellos la mayor contribución proviene de neutrones dispersados y capturados en el propio sistema de detección TAC. Esta componente es difícil de eliminar porque la sección eficaz (n,n) (y, por lo tanto, el fondo de neutrones dispersados elásticamente) tiene prácticamente la misma estructura resonante que la sección eficaz (n,γ) en la región RRR (figura 4.1) debido a que la sección eficaz refleja la estructura de niveles del núcleo compuesto. Analicemos detenidamente cada una de las posibles fuentes que contribuye a estos eventos y cómo se reduce su contribución.

Cuando el haz primario de protones colisiona con el blanco pesado ocurren reacciones *spallation*. Como resultado de estas interacciones no solamente se emiten neutrones sino otras partículas neutras y cargadas. Esta emisión de partículas es isótropa pero mientras mayor sea la energía del haz mayor es la probabilidad de que se emitan en la misma dirección del haz primario de protones. Estas partículas secundarias también pasan a través del *flight-path* interactuando con la muestra y constituyendo otra fuente de fondo. Con el objetivo de disminuir el número de estas partículas que pasan a través del *flight-path* el haz incidente forma un ángulo con la cara anterior del blanco *spallation*. En otra configuración el *flight-path* describe un ángulo con la cara posterior del arreglo blanco+moderador. Para eliminar las partículas cargadas se coloca un deflector magnético antes de llegar a la muestra que las desvía y expulsa del *flight-path*. Sin embargo, tras pasar el deflector magnético pueden ocurrir eventos de interacción de los neutrones del haz con las paredes del *flight-path*, los colimadores, entre otros, donde se emitan

partículas cargadas (aunque en mucho menor grado) y estas pueden llegar a interactuar con la muestra en estudio.

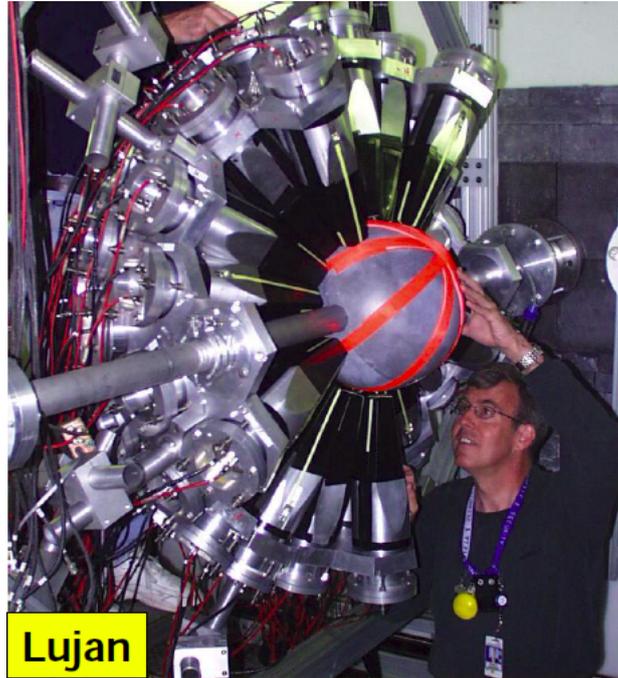
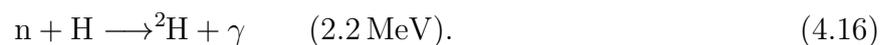


Figura 4.11: Esfera moderadora de ${}^6\text{LiH}$ en el interior del detector DANCE del Centro LANSCE del Laboratorio Nacional de Los Álamos.

Al ocurrir las reacciones *spallation* también se emiten rayos gamma bastante energéticos. Estos rayos gamma viajan a la velocidad de la luz a lo largo del *flight-path* con un flujo bastante grande e inciden sobre la muestra. Estos rayos gamma interactúan con la muestra experimentando dispersiones Compton e interactuando posteriormente con el sistema de detección TAC. El sistema se satura completamente (a los efectos prácticos está muerto) debido a que estos sistemas tienen una eficiencia muy elevada y el de flujo γ -flash es grande. Por este motivo es común encontrar un blindaje pasivo de un material con Z elevado como Pb y Bi para aislar el sistema de detección de este flujo de γ flash.

Aún así, esta no es la componente de partículas neutras que más contribuye al fondo. Cuando el neutrón es emitido tras la reacción *spallation* este pasa un proceso de moderación durante el cual se emiten rayos gamma lentos o de moderación. Estos rayos llegan mucho después que los rayos γ -flash (o *prompt*) y viajan junto con los neutrones por el *flight-path*, interactúan con la muestra, se dispersan e interactúan con el TAC. Además, se tiene una contribución bastante importante asociada a eventos de captura del neutrón con el hidrógeno presente en el moderador



En esta reacción se emiten rayos gamma de 2.2 MeV de energía bien características en el espectro del flujo neutrónico donde aparece un pico (pico térmico) bien pronunciado. Generalmente, esta es la mayor fuente de fondo en la región de energías térmicas y epitérmicas. Para disminuir la contribución de esta componente se emplea como moderador agua boratada la cual reduce este pico considerablemente. También es común la presencia de rayos gamma con energías entre 7 MeV y 7.7 MeV emitidos tras la reacción de captura del neutrón con elementos pesados de colimación y blindaje como Fe, Pb, Al y Cu.

Las gamma *in-beam* contribuyen fundamentalmente en la región de energías neutrónicas de los keV. Con el objetivo de atenuar y/o absorber estos rayos gamma *in-beam* se colocan

atenuadores de Pb o Cu en una estación antes de llegar a la muestra. Se usa un elemento pesado para que la probabilidad del Efecto Fotoeléctrico sea máxima. Estas mismas estructuras (*shadow bars*) contribuyen a eliminar neutrones *fast*. Estos son neutrones que no experimentan procesos de moderación y que también interactúan con la muestra contribuyendo al fondo total. Sus espesores son función de la energía del neutrón a absorber. Si la región de interés es de mayor energía entonces se retiran estas estructuras. Otras dos componentes menos significativas provienen de neutrones que experimentan dispersiones en algún componente del *flight-path* vecino e interactúan con el TAC. Para disminuir esta componente se aíslan entre sí con blindajes de concreto. Como los rayos gamma son bastante energéticos, aquellos que tienen una E_γ superior a los 1.02 MeV pueden experimentar Formación de Pares en la muestra. Tras esta interacción el positrón se aniquila y emite dos rayos gamma de 0.511 MeV cada uno a 180° los cuales también contribuyen al fondo.

Con el objetivo de disminuir la sensibilidad neutrónica del sistema TAC se coloca el menor número de dispositivos entre la muestra y los cristales de los detectores. El fondo pudiera ser incluso bien sensible a la geometría y posición del portamuestra. La muestra se cubre con una esfera moderadora para atenuar y absorber los neutrones dispersados en la muestra. El mejor material que se puede usar es el LiH (Hidruro de Litio). En esta esfera el hidrógeno modera mientras el Li captura. También es muy común encontrar moderadores de polietileno dopado con Li. Mientras mayor es su espesor menor es el fondo de neutrones de dispersión. Sin embargo, los rayos gamma empiezan a interactuar con la esfera perdiendo energía o siendo atenuados completamente antes de llegar a los cristales del TAC. El material y espesor adecuado se obtiene a través de simulaciones previas de Monte Carlo.

Los cristales del TAC se cubren con capas delgadas de Al o fibras de C y B. Es muy común el empleo de fibra de carbono en estas estructuras de soporte ya que su sección eficaz de captura es muy baja. En caso se use Al se observan las resonancias en el sistema n+Al en los espectros medidos (n, γ). Por este motivo es preferible usar C. En la figura 4.12 se muestra el comportamiento de la sección eficaz (n, γ) con la energía para blancos de ^{27}Al y ^{12}C . La sección (n, γ) para el Al es aproximadamente un orden de magnitud mayor. Se observa también el comportamiento típico $1/v$ de la sección eficaz en un amplio rango de energías. Este comportamiento de la sección eficaz para neutrones de bajas energías se obtiene de la aproximación de Breit-Wigner para una resonancia aislada

$$\sigma(E) = \pi\lambda^2 \frac{g\Gamma^n(E)\Gamma_\gamma}{(E - E_r)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (4.17)$$

con

$$\lambda = \sqrt{\frac{m+M}{M}} \frac{\hbar}{(2mE)^{1/2}}, \quad (4.18)$$

donde m es la masa del neutrón y M , la del blanco. Para una resonancia s ($l = 0$) el parámetro $\Gamma^n(E)$ es proporcional a v mientras Γ_γ es aproximadamente constante. Como en este caso tampoco existe una contribución asociada al potencial centrífugo $\sigma(E)$ varía como $1/v$. Para eliminar la dependencia energética del parámetro $\Gamma^n(E)$ se introducen los anchos neutrónicos reducidos $\Gamma^{n0}(E)$ para resonancias de onda p (ecuación 3.169) y s (ecuación 3.170). La dependencia $\sigma \propto 1/\sqrt{E_n} \propto 1/v \propto t$ donde t es el tiempo que pasa el neutrón bajo la interacción del núcleo blanco.

La contribución al fondo del rayo gamma de 0.478 MeV que proviene de la reacción de captura en el ^{10}B (reacción 4.12) se reduce estableciendo un umbral de energía depositada mínima E_u para cada cristal ($E_u > 0.478$ MeV). Si tras la interacción de un rayo γ en cualquiera de los cristales se deposita una energía por debajo de E_u , entonces la lectura del detector correspondiente es rechazada. Además, este límite mínimo también elimina el ruido electrónico

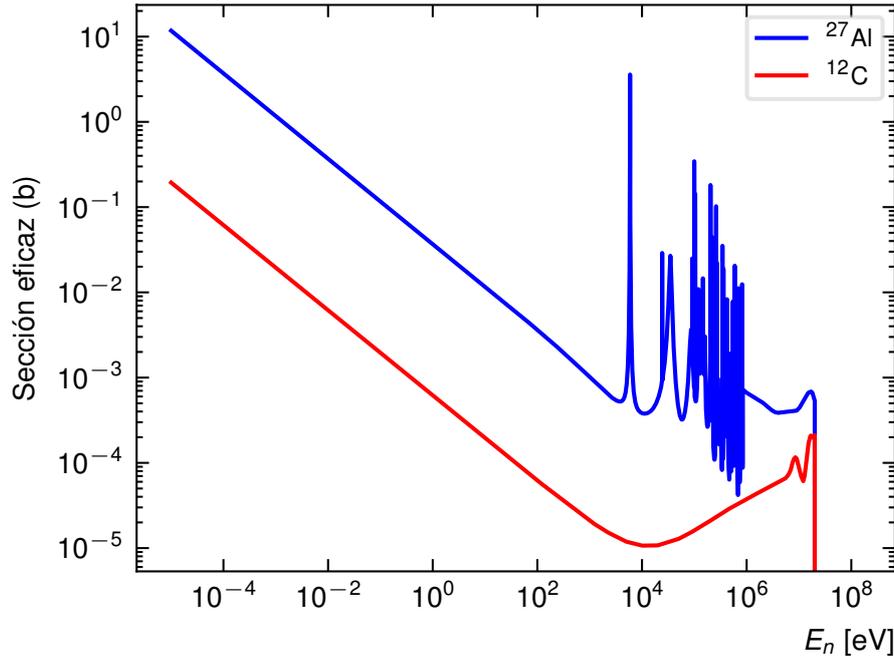


Figura 4.12: Comportamiento de la sección eficaz (n,γ) para blancos de ^{27}Al y ^{12}C tomado de la librería JEFF-3.3 y ENDF/B-VIII.0, respectivamente.

inherente a toda la cadena de medición el cual también contribuye al fondo y también tiene en cuenta la corrección por conversión interna. Sin embargo, estos umbrales llevan al rechazo de eventos de captura reales y, por lo tanto, es necesario corregir por este efecto multiplicando la ecuación 5.8 por el factor correspondiente f_u . En los cristales del TAC también pueden estar presentes contaminantes que interactúen con los neutrones a través de reacciones de captura radiativa que contribuyen al fondo. Los gamma *in-beam* y los eventos de dispersión neutrónica afectan considerablemente la región de los keV. Esto explica por qué el TAC no es idóneo para estudiar secciones eficaces a estas energías donde la contribución del fondo de dispersión es mayor, la relación señal-ruido es peor y las correcciones por fondo son más grandes.

Estos cortes en energía mínima depositada también permiten disminuir el fondo gamma asociado a eventos de dispersión inelástica (n,n') de neutrones. En este caso el núcleo blanco queda en alguno de sus estados excitados y emite uno o más rayos gamma tras su desexcitación. Esta contribución solo es importante cuando la energía del neutrón incidente en el sistema de referencia del centro de masas es mayor o igual a la energía de su primer estado excitado. Además, los emisores radioactivos gamma naturales emiten rayos gamma con energías máximas de 3 MeV; estableciendo un corte en la energía total depositada mínima $E_{TAC} = 3 \text{ MeV}$ se elimina esta contribución.

Con el objetivo de reducir las fuentes de fondo también es importante el proceso de preparación de la muestra a estudiar. En una muestra natural están presentes, además del isótopo de interés, varios otros isótopos correspondientes al mismo elemento químico caracterizados por su abundancia natural. Con el objetivo de aumentar la probabilidad de interacción neutrónica con la especie nuclear de interés es necesario enriquecer la muestra principalmente cuando su abundancia natural es baja. El resto de los isótopos también compiten y pueden interactuar vía reacciones (n,γ) con el haz de neutrones. Estos rayos gamma también son fuente de fondo para el sistema de detección. Algunos de estos isótopos con abundancias naturales muy pequeñas pueden tener secciones eficaces muy grandes en la región de energías de interés, lo que aumenta considerablemente el *yield* de captura medido. Una situación realmente desafortunada se obtiene cuando existe alguna resonancia muy intensa o saturada en la región

de energías en estudio. La presencia de otros contaminantes aumenta aún más este fondo gamma. Sin embargo, estas contribuciones también pueden reducirse o eliminarse teniendo en cuenta el Q de las reacciones en competencia e imponiendo cortes en la energía total depositada E_{TAC} . Varias de estas reacciones tendrán valores Q dentro de este corte establecido y no podrán eliminarse sus contribuciones en primera instancia. Su homogeneidad también es importante pues genera distorsiones en la forma de las resonancias.

Finalmente, parte del haz de neutrones interactúa solo parcialmente o no interactúa en absoluto con el blanco. Este remanente de haz que atraviesa la muestra deber ser completamente absorbido por seguridad y protección radiológica. Con este objetivo generalmente se coloca un bloque de concreto, Pb o polietileno dopado con B (*beam stop*). Entre esta estructura y el laboratorio donde se encuentra la muestra también se coloca un blindaje de concreto para evitar fondo asociado a neutrones retrodispersados.

Sin embargo, de todas las fuentes anteriormente mencionadas la principal contribución al fondo gamma está asociado a eventos de captura radiativa en los isótopos de Ba presentes en los propios cristales de BaF₂. Esta es la razón por la cual estos sistemas TAC tienen una sensibilidad neutrónica relativamente elevada. En la tabla 4.1 se muestran algunos de estos isótopos y sus abundancias relativas. A juzgar por el amplio rango de energías Q que cubren los isótopos de Ba esta contribución al fondo está prácticamente siempre presente en este tipo de experimentos (n, γ) aún establecidos los cortes en E_{TAC} . Sin embargo, estos eventos de captura ocurren en el interior del cristal por lo cual los rayos gamma emitidos son generalmente absorbidos dentro del cristal, por lo tanto, la multiplicidad de *cluster* característica para estos eventos debe ser cercano a los valores uno y dos. Este es el mismo caso para los rayos gamma emitidos por la contaminación de Ra (²²⁶Ra y ²²⁸Ra) presente en los cristales. Estableciendo un corte $M_\gamma \geq 3$ se eliminan considerablemente estas contribuciones (figura 6.22). En los eventos de desexcitación del núcleo compuesto tras la reacción de captura generalmente el número de rayos gamma emitidos es inferior a 10 y oscila entre 2 y 6.

La esfera moderadora que se coloca en el centro del arreglo es el último intento por evitar que los neutrones dispersados elásticamente lleguen a estos cristales y experimenten captura radiativa. Las contribuciones de los isótopos menos abundantes pudieran verse en los espectros de energía total depositada si sus secciones eficaces (n, γ) son elevadas.

Tabla 4.1: Composición isotópica de una muestra natural de Ba.

Isótopo	Abundancia (%)	S_n (MeV)
¹³⁰ Ba	0.106	7.49
¹³² Ba	0.101	7.18
¹³⁴ Ba	2.417	6.97
¹³⁵ Ba	6.592	9.10
¹³⁶ Ba	7.854	6.90
¹³⁷ Ba	11.232	8.61
¹³⁸ Ba	71.698	4.72

Como se planteaba anteriormente, la contribución al fondo asociada a eventos de emisión alfa se elimina a partir del análisis de forma de pulso. Estas señales tienen una componente rápida y otra lenta, por lo tanto, comparando la relación entre la integral debajo de estas componentes y la integral total de la señal ($I_{rápida}/I_{total}$ y I_{lenta}/I_{total}) se identifica la naturaleza de la partícula (figura 4.13). Este procedimiento se realiza a través del análisis *off-line* de los datos digitalizados. Como se muestra en la figura las partículas alfa se emiten con energías

discretas a diferencia de los rayos gamma. Las partículas alfa tienen menores valores $I_{rápida}/I_{total}$ ya que depositan la mayor parte de su energía en la componente lenta de la señal generada.

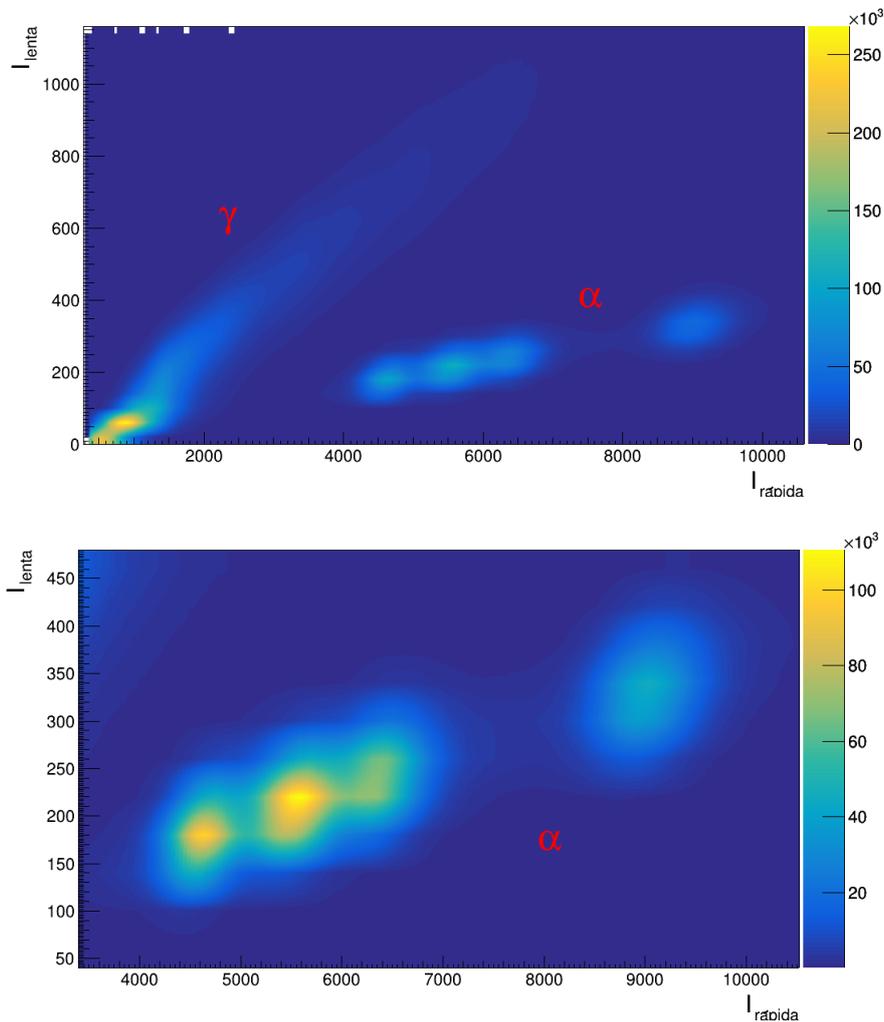


Figura 4.13: Identificación de la naturaleza de la partícula incidente en el cristal de BaF_2 del detector DANCE a partir del análisis de la forma del pulso. En la figura se muestra la componente $I_{rápida}$ en función de I_{lenta} .

En resumen, para comprender el origen del fondo gamma en los experimentos (n, γ) y su posterior eliminación es importante caracterizar las contribuciones

- *beam-off sample-out*: fondo gamma asociado a la radioactividad natural de las cadenas naturales de desintegración radioactiva del ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th más el isótopo de ^{40}K y el fondo cósmico,
- *beam-off sample-in*: contribuciones anteriores más el fondo gamma radioactivo natural asociado a la muestra en estudio,

para la muestra de referencia dispersora pura o de caracterización de fondo

- *beam-on sample-out*: contribuciones anteriores más eventos de dispersión elástica de neutrones en todo el *set-up* experimental,
- *beam-on sample-in*: contribuciones anteriores más eventos de dispersión elástica de neutrones en la muestra en estudio.

4.1.10 Función Resolución del espectrómetro de tiempo de vuelo

A partir de la ecuación clásica 4.4 se calibran en energía los espectros medidos TOF. La señal que se observa en este espectro para el haz de neutrones no tiene la forma de una función delta debido a que t_v sigue una distribución temporal aún cuando la energía del haz de neutrones sea constante. A su vez, esta función distribución es el resultado de la sustracción de las funciones de distribución temporal que caracterizan a las señales t_{stop} y t_{start} que definen el valor t_v . La función TOF observada refleja la resolución global experimental que caracteriza a todo el arreglo experimental y a la cual contribuyen varias componentes.

En primer lugar la propia resolución en energía relativa que caracteriza a toda la cadena electrónica y al sistema de detección. Para disminuir esta contribución se emplean conversores digitales tipo *fast* (como los *Flash Analogue to Digital Converters*) y detectores basados en cristales sensibles con una rápida función respuesta (detectores con tiempos de desexcitación muy pequeños). Cuando incide el rayo gamma en estos materiales sensibles se generan huecos que migran hacia las impurezas denominadas activadores, los cuales tienen una energía de ionización más pequeña que los átomos de la red cristalina. Posteriormente los electrones libres son capturados y llevan al activador a un estado excitado que decae emitiendo fotones en el espectro visible. La resolución en energía del arreglo detector+electrónica será mejor en la medida que este tiempo de decaimiento sea menor. Esta contribución da lugar a una incertidumbre en el valor t_{stop} la cual puede representarse por una función gaussiana caracterizada por su FWHM (*Full Width at Half Maximum*).

Por otro lado, el *burst* de electrones o protones del haz primario no es monocromático sino que sigue una distribución gaussiana o en forma de trapezoide. Esto provoca una incertidumbre en el valor de t_{start} (instante de tiempo en que se emite un neutrón suponiendo que todos se generan en la cara frontal de la fuente de neutrones). Por lo tanto, cuando el haz primario llega a la fuente de neutrones cada electrón o protón de un mismo *bunch* no tiene ni la misma energía cinética ni llega al blanco pesado en el mismo instante de tiempo. A esto hay que sumarle que el protón avanza en el material ionizando hasta que experimenta una reacción *spallation* y se emiten uno o varios neutrones. De la misma manera el electrón va emitiendo fotones de Bremsstrahlung en su avance en el interior del blanco ionizando hasta que el fotón provoca una reacción de foto-desintegración y se emite un neutrón (n, γ). Esto significa que los neutrones se generan en diferentes instantes de tiempo y posición dentro del blanco aunque pertenezcan al mismo *bunch*. Como consecuencia los neutrones no recorren la misma distancia en el arreglo fuente+moderador tras el proceso de moderación y no abandonan este arreglo con la misma energía cinética ni el mismo tiempo t_m . De manera equivalente, los neutrones no recorren la longitud geométrica del *flight-path* L_0 en el mismo intervalo de tiempo t_v aunque sean emitidos en el mismo punto de la fuente, al mismo tiempo y pertenezcan al mismo *bunch*. Otro factor directamente relacionado y a tener en cuenta es el ángulo entre el *flight-path* y la normal a la superficie posterior del moderador. La componente fuente de neutrones+moderador es la que más contribuye a la función global de resolución y tiene una fuerte dependencia con la geometría, dimensiones y materiales que lo componen, por lo tanto, es característica de cada espectrómetro TOF.

Por otro lado, los neutrones generados por el mismo *bunch* de protones llegan al blanco pesado en diferentes instantes de tiempo y tampoco recorren la misma distancia en su interior antes de experimentar una reacción nuclear de captura radiativa. De manera equivalente el intervalo de tiempo transcurrido desde que atraviesa la superficie anterior de la muestra de interés hasta que es capturado t_s tampoco es el mismo para cada neutrón. En experimentos (n, γ) con blancos delgados el rayo gamma interactúa con el detector y genera una señal pero como se mueve a la velocidad de la luz este intervalo de tiempo puede ser despreciado.

Cada una de estas componentes, incluyendo otras, está caracterizada por una función $I_i(t)$ dependiente del tiempo. La influencia de estas provoca que la relación clásica descrita por la

ecuación 4.4 que establece una relación biunívoca entre la energía cinética del neutrón y su t_v no se cumpla. Es posible detectar neutrones al mismo tiempo t_v con E_n diferentes, y viceversa. A la función distribución que sigue t_v se le denomina Función Resolución del Espectrómetro de Tiempo de Vuelo $R(t_v, E_n)$ (*Resolution Function*) [75, 76, 77, 78]. La Función Resolución representa la probabilidad de que un neutrón detectado en cierto instante de tiempo t_v tenga realmente una energía E_n . La distribución del ancho del *bin* en los espectros TOF es otra componente dependiente del tiempo que también contribuye a $R(t_v, E_n)$. Esta componente es muy importante en los casos donde el factor de compresión varíe en el espectro TOF.

La dependencia explícita de $R(t_v, E_n)$ se obtiene tras la convolución de todas estas n componentes $I_i(t)$ y su efecto sobre la sección eficaz se calcula [79]

$$\begin{aligned}\bar{\sigma}_{FR}(t) &= \int I_1(t - t_1)dt_1 \int I_2(t_1 - t_2)dt_2 \cdots \int I_n(t_{n-1} - t_n)dt_n \sigma(t_n) \\ &= \int I(t - t')\sigma(t')dt',\end{aligned}\quad (4.19)$$

con

$$I(t - t') = \int I_1(t - t_1)dt_1 \int I_2(t_1 - t_2)dt_2 \cdots \int I_{n-1}(t_{n-2} - t_{n-1})dt_{n-1} I_n(t_{n-1} - t'). \quad (4.20)$$

Las fórmulas equivalentes en E y E' se obtienen a partir de la expresión 4.4

$$\bar{\sigma}_{FR}(E) = \int I'(t(E) - t')\sigma(E'(t'))dt'. \quad (4.21)$$

La ecuación 4.4 necesita una corrección y, generalmente, se realiza de dos maneras equivalentes: sustrayendo el tiempo promedio $t_{v,prom}$ que demora el neutrón con energía E_n en salir del arreglo fuente+moderador

$$E_n = \left(k \frac{L_0}{t_v - t_{v,prom}(E_n)} \right)^2, \quad (4.22)$$

o agregando la distancia promedio que recorre un neutrón dentro del arreglo fuente+moderador a la longitud geométrica del *flight-path*

$$E_n = \left(k \frac{L_0 + L_{prom}(E_n)}{t_v} \right)^2. \quad (4.23)$$

Ambos términos de corrección son funciones de la energía del neutrón E_n y se obtienen de $R(t_v, E_n)$.

Como se analizó anteriormente la Función Resolución es característica de cada facilidad TOF y depende de la región de energías del neutrón de interés, la frecuencia de operación del acelerador, la geometría del arreglo fuente+moderador, el ángulo entre el *flight-path* y la normal a la cara posterior del moderador, el tipo de reacción de producción de neutrones, entre otros. Existen varios códigos de análisis de forma de resonancia (*Resonance Shape Analysis*, RSA) que implementa funciones analíticas que representan a $R(t_v, E_n)$. Estas funciones de resolución teóricas se expresan en función de cantidades medibles o parámetros de ajuste que caracterizan al espectrómetro. Para determinar los valores de estos parámetros de ajuste se mide una resonancia de referencia aislada en la región de interés. La resonancia y región de energías debe seleccionarse de manera que, bajo estas condiciones, sea la Función Resolución la principal contribuyente a la resolución en energía final experimental. Esto garantiza que la contribución de otros factores como el Efecto Doppler, el ancho natural de la resonancia, entre otros, sea

despreciable o mínima. Por último, se ajusta esta resonancia de parámetros espectrométricos bien conocidos para determinar el valor de los parámetros de la función analítica $R(t_v, E_n)$. Con este objetivo es común la medición de resonancias bien caracterizadas en la región epitérmica de energías en ^{238}U y 4.9 eV en ^{197}Au (figura 4.17).

La expresión de estas funciones suele ser muy complicada. Una correcta determinación de $R(t_v, E_n)$ necesita el estudio del transporte de neutrones en el arreglo fuente+moderador. Generalmente, estas funciones se obtienen a través de simulaciones Monte Carlo. En estos códigos que aplican la técnica de Monte Carlo se simula toda la producción y el transporte de los neutrones en el arreglo fuente+detector. A la salida del moderador se toma la velocidad del neutrón (o la E_n) y el tiempo que transcurrió desde que se emitió en el blanco pesado fuente hasta que salió del moderador $t_{v,prom}(E_n)$. Sin embargo, si en vez de usar el parámetro $t_{v,prom}(E_n)$ se usa la longitud equivalente $L_{prom} = v t_{v,prom}(E_n)$ la función $R(t_v, E_n)$ es menos dependiente de E_n . Como $R(t_v, E_n)$ constituye una de las principales componentes a la resolución final, su conocimiento es importante para el correcto ajuste de las resonancias del isótopo de interés y la determinación de sus parámetros nucleares con la mayor precisión y exactitud posible. En la región de energías epitérmicas la Función Resolución es un factor muy importante a tener en cuenta.

No considerar $R(t_v, E_n)$ provoca un corrimiento del espectro del *yield* de captura hacia la región de menores energías (figura 4.14). Además, aumenta el ancho total experimental de la resonancia y agrega asimetría a la forma de la resonancia. En esta figura se muestran valores experimentales medidos en el laboratorio DANCE así como la curva teórica calculada empleando el código SAMMY [79]. En este ajuste no se corrige el corrimiento del espectro debido al efecto de la Función Resolución. Se muestran además los valores reportados en la librería JEFF-3.3.

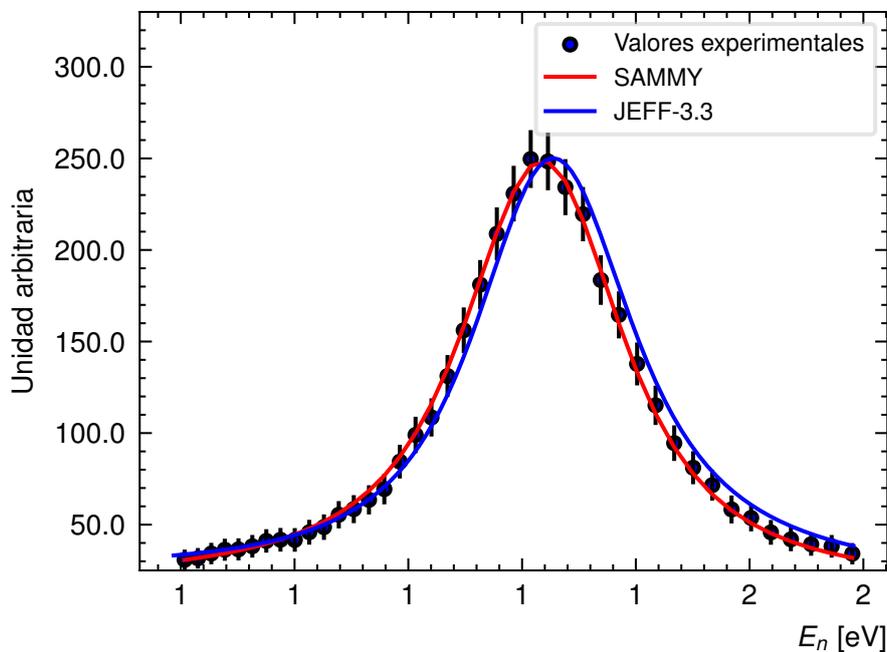


Figura 4.14: Efecto de la Función Resolución que caracteriza al *Flight-Path* 14 del laboratorio DANCE sobre la resonancia neutrónica a 1.33 eV en el sistema $n+^{117}\text{Sn}$.

A los espectros medidos del *yield* de captura no se les asignan valores correctos de E_n al considerar válida la ecuación 4.4 y no tener en cuenta que L (o, de manera equivalente, t_v) depende de la energía del neutrón. Esto provoca que las resonancias medidas no se observen a sus valores reales de energía como en la figura 4.14. Sin embargo, este efecto se corrige con SAMMY indicando cuál es la FR que caracteriza al espectrómetro TOF.

La explicación de este comportamiento se obtiene de la expresión 4.4 utilizada para calibrar en energía los espectros TOF. Al tener en cuenta el efecto de la Función Resolución esta ecuación se escribe como

$$E_n = \left(k \frac{L}{t_v} \right)^2 = \left(k \frac{L}{t_v - (t_s + t_m)} \right)^2, \quad (4.24)$$

como consecuencia, el valor de E_n aumenta generando un corrimiento del espectro hacia mayores energías. De manera equivalente, al agregar el término $L_{prom}(E_n)$ en la ecuación 4.23 se corrige este efecto. Por lo tanto, la ausencia de esta corrección asociada a $R(t_v, E_n)$ lleva a resultados erróneos sobre las energías de las resonancias. En la figura 4.15 se muestra la Función Resolución que caracteriza al *Flight-path* 14 del laboratorio DANCE para un haz de neutrones de 1.33 eV y 38.8 eV.

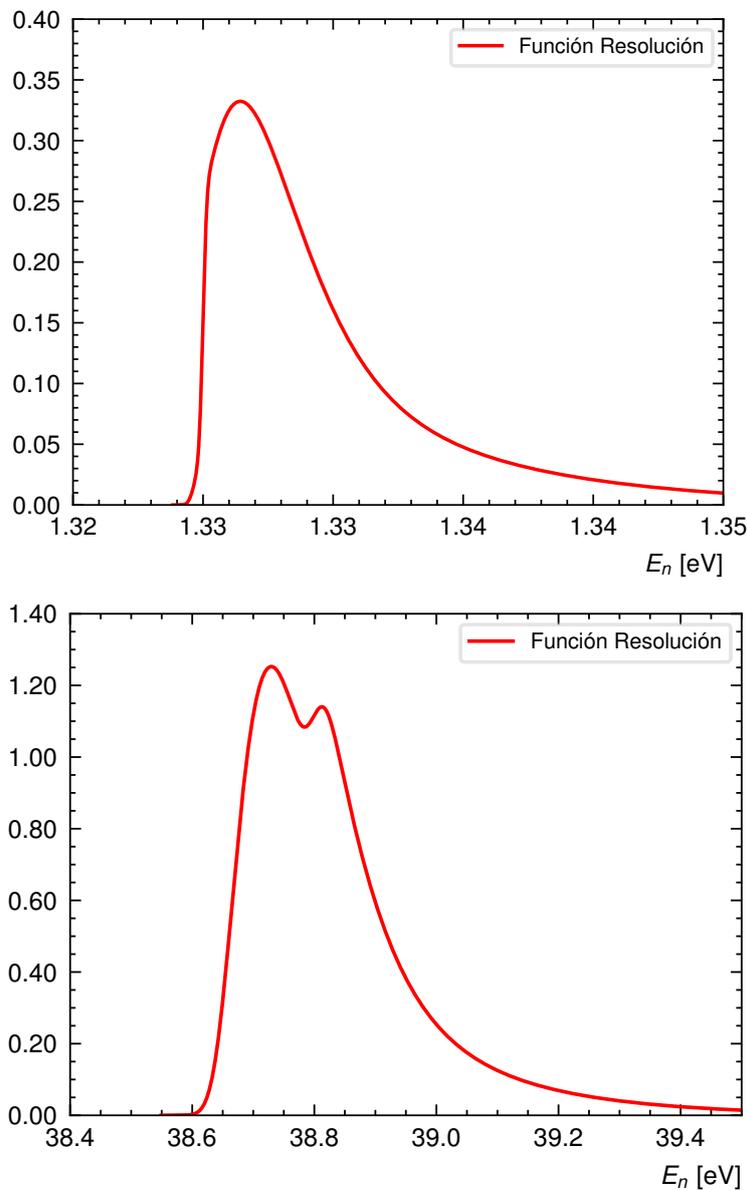


Figura 4.15: Función Resolución que caracteriza al *Flight-Path* 14 del laboratorio DANCE para un haz de neutrones de 1.33 eV (imagen superior) y 38.8 eV (imagen inferior).

En resumen, dentro de las principales componentes a tener en cuenta para evaluar el efecto de la Función Resolución del espectrómetro TOF se encuentran

- el ancho temporal que caracteriza al *bunch* de partículas cargadas incidente,
- la geometría y naturaleza del arreglo fuente+moderador,
- el ángulo entre la dirección del *flight-path* y la normal a la cara posterior del moderador,
- la distribución del ancho del *bin* en el espectro TOF,
- y la respuesta temporal del sistema de detección así como la cadena electrónica en general.

4.1.11 Efecto Doppler

Al comparar los anchos totales de las resonancias medidas experimentalmente en un espectrómetro de tiempo de vuelo con los valores tabulados en librerías tales como ENDF/B, JEFF, JENDL, entre otras, se observa que no coinciden. Como se analizó en la sección anterior, a este ancho total experimental contribuye la Función Resolución del espectrómetro pero, además, el Efecto Doppler [75]. Uno de estos factores contribuye más que otro al ancho total medido en dependencia de la temperatura del blanco, la naturaleza del isótopo en estudio, las características del espectrómetro de tiempo de vuelo, la energía del haz de neutrones incidente, entre otros. El ensanchamiento Doppler que sufre una resonancia es consecuencia del movimiento térmico de los átomos de la red cristalina en la muestra de interés a una temperatura T diferente de 0 K. Los valores tabulados de los anchos de las resonancias no tienen en cuenta este efecto. Por este motivo, dichos valores de referencia se consideran válidos para $T = 0$ K. Los neutrones siempre tienen la misma energía desde el sistema de referencia del laboratorio pero no es el caso en el sistema de referencia del centro de masas. Esto implica que el neutrón no interactúa con el blanco siempre con la misma energía sino que posee una distribución de velocidades la cual es función de la temperatura y la naturaleza del núcleo blanco. Esto se traduce en la necesidad de convolucionar la sección eficaz $\sigma(E')$ teniendo en cuenta esta distribución de velocidades $S(E', E)$ a través de la expresión

$$\sigma_D(E) = \int S(E', E)\sigma(E')dE', \quad (4.25)$$

donde E' es la energía de transferencia al núcleo y E es la energía del neutrón incidente. A esta sección eficaz convolucionada se le denomina sección eficaz Doppler.

Dentro de las distribuciones más empleadas se encuentra la de Gas Libre. En el caso del modelo de Gas Libre se asume que la distribución de energías de los blancos viene dada por la Ley de Maxwell-Boltzmann del Gas Ideal. Si se considera que la energía del haz de neutrones es mucho mayor que el ensanchamiento Doppler la función $S(E', E)$ se expresa como

$$S(E', E) = \frac{1}{\Delta_D \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E'}{E}} \left[e^{-4\left(\frac{E-\sqrt{EE'}}{\Delta_D}\right)^2} - e^{-4\left(\frac{E+\sqrt{EE'}}{\Delta_D}\right)^2} \right]. \quad (4.26)$$

$S(E', E)$ es la función de dispersión o transferencia y contiene toda la información de la dinámica del núcleo en la muestra y el proceso de dispersión elástica del neutrón. Existen varios modelos para tratar este efecto y cada uno se diferencia en la forma de la función $S(E', E)$.

Al término

$$\Delta_D = \sqrt{\frac{4 m k_b T_{eff} E_r}{M}}, \quad (4.27)$$

se le denomina ancho Doppler donde M es la masa del isótopo de interés, m es la masa del proyectil (neutrón), E_r es la energía de la resonancia, k_b es la constante de Boltzmann ($8.617333262 \times 10^{-5}$ eV/K), T_s es la temperatura del blanco y T_{eff} es la temperatura efectiva

de la muestra. Sin embargo, en una primera aproximación no tan rigurosa puede considerarse que el ancho Doppler varía con la temperatura T del local donde se realiza la medición según \sqrt{T} [52].

Generalmente, el ancho natural de la resonancia es menor al ancho Doppler. En los experimentos donde se miden secciones eficaces es importante disminuir la temperatura del blanco T_s en lo posible de manera que sea válida la aproximación entre la temperatura efectiva T_{eff} y la de Debye T_D

$$T_{eff} = \frac{3}{8} T_D \coth \left(\frac{3 T_D}{8 T_s} \right). \quad (4.28)$$

Esta fórmula es válida cuando la temperatura efectiva no es mucho mayor a la temperatura de la muestra.

La temperatura de Debye da una medida de cuán fuertemente enlazado está el átomo a la red cristalina. A partir de esta ecuación se observa que al enfriar el blanco disminuye el ancho Doppler. De manera que la sección eficaz Doppler es simplemente una convolución gaussiana de la sección eficaz. El Efecto Doppler es el más importante a considerar a bajas energías del haz de neutrones incidente.

En resumen, el ancho observado $FWHM_{obs}$ para la resonancia medida tendrá varias contribuciones: el ancho natural de la resonancia (Γ), la Función Resolución del espectrómetro TOF ($FWHM_{FR}$) y el efecto Doppler (Δ_D)

$$FWHM_{obs}^2 \approx \Gamma^2 + FWHM_{FR}^2 + FWHM_D^2, \quad (4.29)$$

donde $FWHM_{FR}^2 + FWHM_D^2 = FWHM_{exp}^2$ tiene en cuenta los efectos experimentales. Esta ecuación es válida cuando estas contribuciones son independientes entre sí y cada una sigue aproximadamente una distribución gaussiana. El $FWHM_D$ está relacionado con Δ_D vía [69]

$$FWHM_D = 2\sqrt{\ln 2} \Delta_D \approx 1.67 \Delta_D. \quad (4.30)$$

En la figura 4.16 se muestran sus contribuciones relativas en función de la energía del neutrón en la región de energías térmicas y epitérmicas para el sistema $n+^{117}\text{Sn}$ y el *Flight-Path* 14 del laboratorio DANCE. Se observa que en la región de energías de interés (0.1 eV - 10 eV) el ancho total de la resonancia a 1.33 eV está dominado por su ancho natural. La dependencia con la energía del $FWHM_{FR}$ caracteriza al *Flight-path* 14 del laboratorio DANCE y se obtiene a partir de los parámetros que describen la FR del espectrómetro y el empleo de un *cript* desarrollado en *bash* mostrados en el Apéndice B. Los anchos naturales ($\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$) de las resonancias para este núcleo compuesto se toman de la librería JEFF-3.3. La contribución relativa de estos efectos con la energía depende de la naturaleza del blanco en estudio y las características del espectrómetro TOF como la longitud L del *flight-path*. De la figura se observa que el Efecto Doppler domina a bajas energías, sin embargo, al aumentar la energía del haz de neutrones la Función Resolución tiene mayor relevancia. En muchas ocasiones la Función Resolución del espectrómetro TOF no se conoce con buena precisión y exactitud, por lo tanto, es recomendable realizar el experimento en una región de energías donde la contribución experimental al ancho total de las resonancias esté dado principalmente por el Efecto Doppler. Sin embargo, el rango de energías donde esto ocurre depende en gran medida de la longitud L . Por lo tanto, este tipo de figuras y análisis son incluso útiles a la hora de seleccionar el *flight-path* según el tipo de estudio a realizar.

En la figura 4.17 se muestran varias resonancias p y s en la región de energías entre 0.01 eV y 70 eV reportadas en la librería JEFF-3.3 para el sistema $n+^{197}\text{Au}$ (tabla 6.22 de la sección 6.3). Se muestra además la sección eficaz calculada empleando el código SAMMY sin correcciones por Efecto Doppler ni Función Resolución. Al tener en cuenta la influencia de ambos efectos sobre

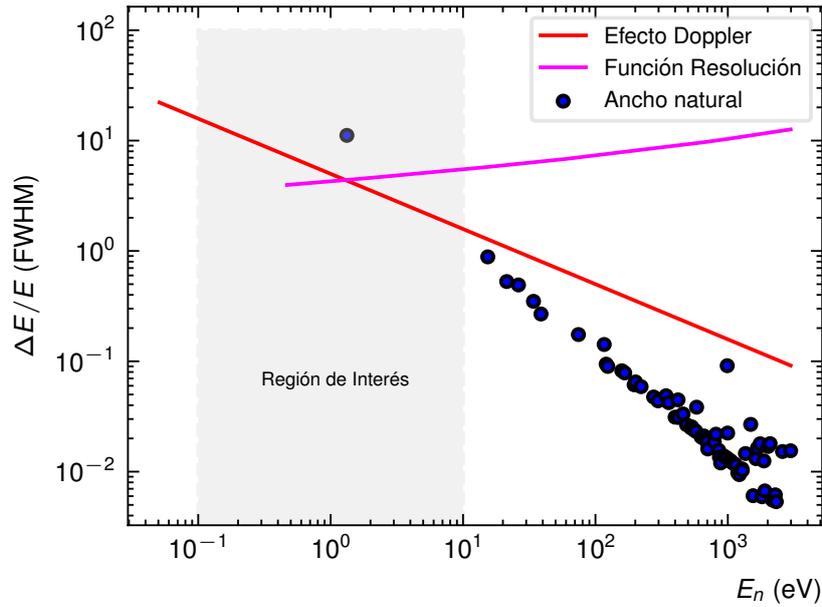


Figura 4.16: Contribuciones relativas del Efecto Doppler, la Función Resolución y el ancho natural de la resonancia al FWHM medido para la resonancia en la región de energías térmicas-epitérmicas, el sistema $n+^{117}\text{Sn}$ y el detector DANCE en el *Flight-Path* 14.

el espectro teórico se obtiene una pérdida de amplitud, un ensanchamiento de la resonancia y, por lo tanto, una pérdida de resolución en energía aunque no se modifica el área bajo la curva de la resonancia.

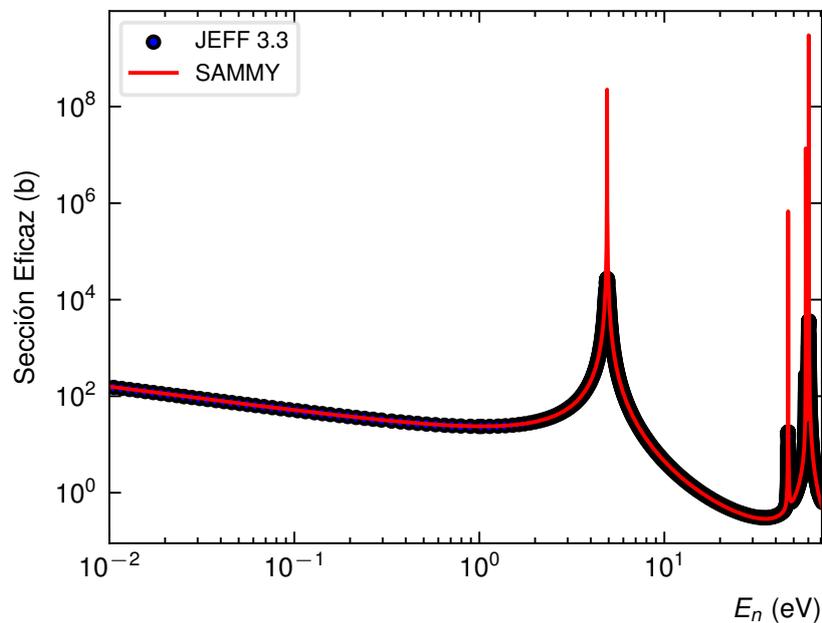


Figura 4.17: Sección eficaz $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ teórica calculada sin corrección por Efecto Doppler ni Función Resolución empleando el código SAMMY y los parámetros espectrométricos reportados en la librería JEFF-3.3.

4.1.12 SAMMY

SAMMY es un código de análisis RSA diseñado por Nancy Larson en el Acelerador Lineal de Electrones de Oak Ridge en 1980 [79]. Con este código es posible ajustar espectros experimentales de *yield* de captura, transmisión y secciones eficaces tanto en la región RRR como URR (*Unresolved Resonance Regions*) empleando el formalismo de la Matriz R considerando tanto múltiples canales como niveles [80]. El código parametriza estos observables en función de los valores inicialmente dados para estos parámetros que caracterizan las resonancias y aplica Estadística de Bayes durante el procedimiento de ajuste. Este código fue concebido inicialmente para estudiar reacciones inducidas por neutrones como el caso de los experimentos realizados en facilidades de tiempo de vuelo pero en la actualidad permite considerar otros haces de partículas como protones y alfas.

Para correr SAMMY se necesitan tres archivos principales: archivo de entrada (*.inp*), de parámetros (*.par*) y de datos (*.dat*) (Apéndice B). En el archivo de entrada se especifican las características relacionadas con el *set-up* experimental y las condiciones en las que se desarrolló el experimento tales como geometría y composición química de la muestra, temperatura efectiva, longitud del *flight-path*, ángulo entre el *flight-path* y el moderador, ancho del *burst*, entre otros. En este archivo también se eligen las diferentes opciones del ajuste como el modelo a emplear para la corrección por Efecto Doppler (tres variantes del Modelo de Gas Libre y una del Modelo de Red Cristalina), tipo de función analítica o numérica a usar para describir la Función Resolución del Espectrómetro, tipo de aproximación del formalismo de la Matriz R a emplear, entre otros. La Función Resolución mostrada en la figura 4.15 se obtiene a partir de la función analítica RPI (*Rensselaer Polytechnic Institute*) implementada en este código.

```
galileo@galileo:~/sammy/Archivos_a_ajustar/197Au/a$ sammy
*****
***                                     ***
***   SAMMY Version 8.1.pre-b1 -       ***
***                                     ***
*****

*** SAMMAS      3 Jan 08 ***           CPU for this section is      0.00 sec

What is the name of the INPUT file?
197Au_capture_a.inp
>>> 197Au_capture_a.inp           <<<
What is the name of the PARAMeter file?
197Au_dance_broadening_a.par
>>> 197Au_dance_broadening_a.par   <<<
What is the DATA file name? EMIN? EMAX?
197Au_capture_data.dat 0.2,10.0
```

Figura 4.18: Pantalla de inicio del código SAMMY.

En el archivo *.par* se especifican los parámetros que describen las resonancias del isótopo de interés como energía, ancho neutrónico, de captura y de fisión, radio de dispersión potencial, espines, entre otros. Acá también se establece cuáles de estos parámetros permanecen fijos y cuáles pueden ser variados durante el ajuste así como sus valores iniciales. Estos valores iniciales se toman generalmente de las librerías de referencia que contienen datos neutrónicos.

En el archivo *.inp* se especifica el tipo de observable a analizar (*yield* de captura, de transmisión o sección eficaz). Estos valores experimentales se especifican en el archivo *.dat* en el formato: energía, valor del observable e incertidumbre estadística correspondiente. El código SAMMY da otro archivo de parámetros *.PAR* a la salida con los nuevos valores tras el ajuste junto con sus incertidumbres estadísticas y la matriz de covarianza *.COV*. La matriz de covarianza tiene información sobre las incertidumbres de los parámetros ajustados, la calidad del ajuste y en qué medida estos parámetros están correlacionados. Los mejores resultados se obtienen cuando de manera secuencial se ajusta el espectro medido empleando los archivos *.PAR* y *.COV* generados en la ejecución previa.

SAMMY tiene implementadas tres opciones para aplicar el formalismo de múltiples niveles y canales de la Matriz R en la región RRR: aproximación Reich-Moore, Single-level Breit-Wigner (SLBW) y Multi-level Breit-Wigner (MLBW). Por defecto, se aplica la aproximación de Reich-Moore pero esto se puede cambiar en el archivo de entrada *.inp*. El código estima los observables con toda la información provista en los archivos de entrada y aplicando el Teorema de Bayes (generalización del Método de Mínimos Cuadrados) realiza múltiples procesos de iteración en los cuales se buscan los valores óptimos para estos parámetros de ajuste que minimizan la expresión

$$\chi^2(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = (\mathbf{D} - \mathbf{T}(\mathbf{a}, \mathbf{b}))^T \mathbf{V}_{\mathbf{Z}_D}^{-1} (\mathbf{D} - \mathbf{T}(\mathbf{a}, \mathbf{b})), \quad (4.31)$$

donde (\mathbf{a}, \mathbf{b}) denota el conjunto de parámetros del modelo con \mathbf{a} el vector de los parámetros que caracterizan las resonancias y \mathbf{b} el vector de los parámetros experimentales (longitud del *flight-path*, espesor de la muestra, temperatura, entre otros). Por otro lado, \mathbf{D} son los datos experimentales, \mathbf{T} los valores teóricos y $\mathbf{V}_{\mathbf{Z}_D}$ es la matriz de covarianza con las incertidumbres de los datos experimentales.

El ajuste de cada resonancia se hace de manera individual. Estos archivos de salida *.PAR* con los nuevos parámetros y la matriz de covarianza pueden tomarse como valores de entrada (o iniciales) y repetir el proceso hasta obtener los valores óptimos. La matriz de covarianza tiene las incertidumbres solamente estadísticas de estos parámetros ajustados y la correlación entre ellos. Además, SAMMY permite ajustar no solo parámetros que describen la resonancia sino al propio *set-up* experimental o la muestra de interés.

SAMMY no solo realiza correcciones del espectro teórico por efecto Doppler, resolución del espectrómetro sino también por efectos de muestra (dispersión múltiple y auto-atenuación), normalización, fondo residual, entre otros. La corrección por auto-atenuación es necesaria debido a la disminución del flujo de neutrones con la profundidad de la muestra. Su factor de corrección asociado se determina a partir del conocimiento de la probabilidad de que un neutrón interactúe a la profundidad x de una muestra con espesor L

$$\frac{n}{L} e^{-n \sigma_{tot} \frac{x}{L}} \sigma_{\gamma} dx. \quad (4.32)$$

El flujo de neutrones en la cara anterior de la muestra no es el mismo que en la cara posterior debido a la atenuación, por lo tanto, los eventos de captura no ocurren con la misma probabilidad en cualquier punto dentro de la misma. Por otro lado, la corrección por dispersión múltiple tiene en cuenta eventos de captura (n, γ) en la muestra tras una o múltiples interacciones neutrónicas de dispersión en el interior del blanco. Esta interacción se rige por la expresión

$$\dot{E}_n = E_n \left(\frac{m}{m+M} \right)^2 \left[\cos \theta + \sqrt{\left(\frac{M}{m} \right)^2 - \sin^2 \theta} \right]^2, \quad (4.33)$$

donde m y M es la masa del neutrón y del banco, respectivamente, θ es el ángulo de dispersión y \dot{E}_n es la energía neutrónica final tras la dispersión.

Como resultado de estos procesos múltiples el neutrón cambia su t_v y su E_n provocando el aumento del *yield* de captura en el *tail* de la resonancia correspondiente a las mayores energías. En cada interacción el neutrón pierde energía por lo cual la reacción de captura no ocurre a la energía de interés (la energía inicial del haz de neutrones). Esto provoca la deformación de la forma de las resonancias y errores en la determinación de sus parámetros espectrométricos. Además, debe agregarse otro factor de corrección por los rayos gamma emitidos que interactúan con la muestra y pierden energía o son completamente absorbidos. Dentro de los parámetros que necesitan códigos como SAMMY para realizar estas correcciones se encuentran el radio y el

espesor de la muestra. Es recomendable, en lo posible, seleccionar un espesor de blanco óptimo para evitar estas correcciones y así disminuir las fuentes de incertidumbre.

Por lo tanto, empleando este código se determinan los factores de muestra $f_m(E_n)$ y $f_a(E_n)$. Tiene implementado funciones analíticas para corregir por efectos de muestra solamente para geometrías simples como discos y esferas. También permite caracterizar y eliminar el fondo residual $B_{res}(E_n)$ empleando la función analítica

$$B_{res}(E_n) = a_1 + \frac{a_2}{\sqrt{E_n}} + a_3\sqrt{E_n} + a_4e^{-\frac{a_5}{\sqrt{E_n}}}, \quad (4.34)$$

tras una incorrecta caracterización y sustracción del fondo. a_i es una constante inicialmente especificada por el usuario.

Es posible también considerar la presencia de impurezas en el blanco especificando la composición química y las resonancias de estos isótopos contaminantes junto con los parámetros que las caracterizan. Este código tiene implementadas varias Funciones de Resolución analíticas con parámetros a ajustar con la posibilidad incluso de usar un archivo numérico con la Función Resolución estimada a partir de simulaciones Monte Carlo (Función Resolución parametrizada o numérica). Tras el ajuste es posible obtener a la salida un archivo en formato ENDF (*Evaluated Nuclear Data File*) con los parámetros espectrométricos lo que facilita la publicación de los resultados en las librerías de datos neutrónicos evaluados.

SAMMY también es útil en la determinación de otros parámetros como el factor de normalización, la longitud efectiva del *flight-path*, el radio de dispersión elástica, el espesor del banco y su temperatura efectiva.

Capítulo 5

Técnicas de Reducción de Datos

Para determinar los parámetros que caracterizan una resonancia se aplica la técnica de análisis de forma de resonancia (*Resonance Shape Analysis*, RSA). Generalmente, este procedimiento se realiza empleando códigos como SAMMY especializados que analizan datos experimentales como el *yield* de captura radiativa.

5.1 Experimentos de captura radiativa

En los experimentos de captura radiativa no se mide la sección eficaz directamente sino el *yield* de captura radiativa definido como aquella fracción de neutrones que colisiona con el blanco, induce una reacción nuclear (n,γ) tras la cual se emite un rayo gamma tras la desexcitación del núcleo compuesto y se genera una señal en el sistema de detección TAC. En el caso de una muestra de interés enriquecida al 100% y sin corregir por dispersiones neutrónicas múltiples la expresión teórica del *yield* de captura está dada por [67]

$$Y_{(n,\gamma)_{teo,j}}(E_n) = \left(\frac{1 - e^{-\sum_i n_i \sigma_{tot_i}(E_n)}}{\sum_i n_i \sigma_{tot_i}(E_n)} \right) n_j \sigma_{(n,\gamma)_j}(E_n), \quad (5.1)$$

donde $\sigma_{(n,\gamma)}$ es la sección eficaz de la reacción (n,γ) . La sección eficaz total también aparece en la expresión. El índice i tiene en cuenta la posible presencia de varios elementos distribuidos uniformemente en la muestra mientras j denota el núcleo de interés. Nótese que integrando la ecuación 4.32 por todo el espesor de la muestra L y considerando un 100% de enriquecimiento se obtiene la expresión 5.1. En los análisis posteriores se considera una muestra 100% enriquecida. Al parámetro $n\sigma_{tot}$ se le conoce como sección eficaz macroscópica. Las secciones eficaces en esta expresión son secciones eficaces Doppler (ecuación 4.25). Los valores n_i característicos de cada isótopo en la muestra se determinan a partir de la caracterización previa de la muestra empleando técnicas de análisis con haces de iones (Ion Beam Analysis, IBA) como la Retrodispersión de Rutherford (Rutherford Backscattering Spectrometry, RBS).

La expresión entre paréntesis se conoce como factor de auto-blindaje $f_a(E_n)$ y se debe a la atenuación del haz en la propia muestra. Tanto el factor de auto-blindaje como la corrección por dispersión múltiple $f_m(E_n)$ se conocen como factores de muestra $f_M(E_n)$. El factor de dispersión múltiple tiene en cuenta la posibilidad de que un neutrón sea dispersado dentro de la muestra una o varias veces antes de experimentar captura [75]. Estos valores de secciones eficaces se conocen y están tabulados para muchos núcleos en un amplio rango de energías. Para evitar esta contribución se usan blancos delgados porque mientras mayor el espesor del blanco, mayor es el efecto de dispersión y el factor de auto-blindaje. Estos eventos de dispersión múltiple provocan la deformación del espectro como el aumento del ancho de las resonancias y pérdida de amplitud en el espectro TOF. En una situación realmente desafortunada aparecen varios

máximos locales dentro del ancho total Γ de la resonancia dificultando la correcta determinación de la energía E_r .

Para blancos delgados ($n\sigma_{tot} \ll 1$) es válida la aproximación

$$Y_{(n,\gamma)_{teo}}(E_n) \approx \frac{\sigma_\gamma(E_n)}{\sigma_{tot}(E_n)}, \quad (5.2)$$

por lo tanto, en este caso la única diferencia entre la sección eficaz de captura radiativa y el *yield* de captura es el parámetro n . Una estimación sobre la validez de la aproximación de blanco delgado para la muestra y el rango de energías de interés se obtiene calculando el factor de auto-atenuación o auto-blindaje

$$f_a(E_n) = \frac{1 - e^{-n\sigma_{tot}(E_n)}}{n\sigma_{tot}(E_n)}. \quad (5.3)$$

Si sus valores no se alejan demasiado de la unidad en este rango de energías entonces la aproximación es válida. En la figura 5.1 se muestra el factor de auto-atenuación para una muestra de ^{117}Sn de interés con densidad 30 mg/cm^2 .

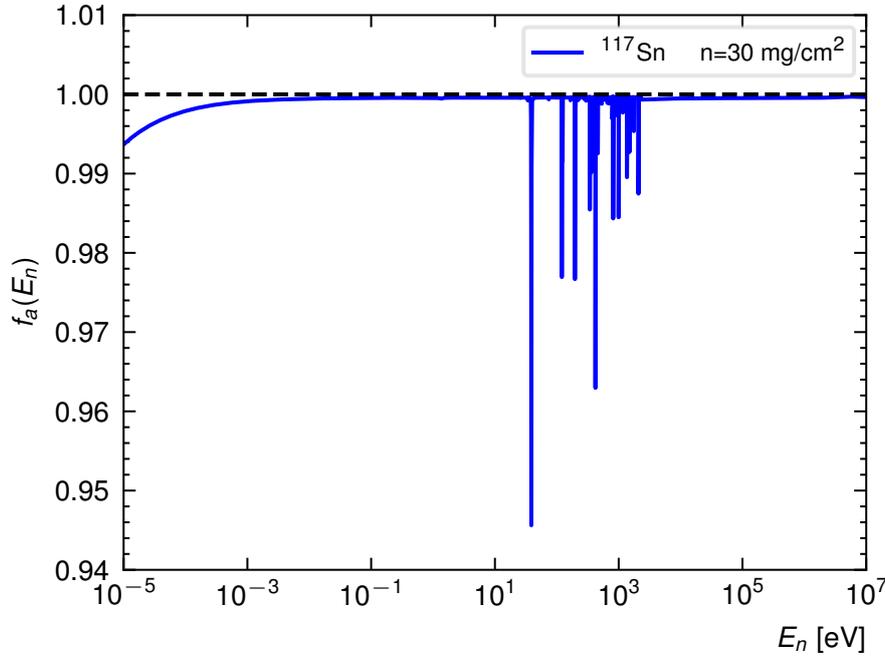


Figura 5.1: Comportamiento del factor de auto-atenuación con la energía neutrónica para un blanco de ^{117}Sn con densidad 30 mg/cm^2 .

Como se analizó en la sección dedicada al fondo característico de los espectrómetros TOF, los neutrones pueden dispersarse en el blanco y experimentar interacciones (n,γ) en cualquier elemento del *set-up* experimental. Estos rayos gamma contaminantes pueden interactuar con el material sensible del detector TAC. Su contribución viene dada por la expresión teórica

$$Y_{(n,n)_{teo}}(E_n) = (1 - e^{-n\sigma_{tot}(E_n)}) \frac{n\sigma_{(n,n)}(E_n)}{n\sigma_{tot}(E_n)}. \quad (5.4)$$

El término $e^{-n\sigma_{tot}}$ representa la fracción del haz de neutrones que no interactúa con la muestra, por lo tanto, $1 - e^{-n\sigma_{tot}}$ es la fracción que sí lo hace mientras el cociente $\sigma_{(n,n)}/\sigma_{tot}$ es la probabilidad de que interactúen a través de reacciones (n,γ) . En las expresiones teóricas para los *yield* se considera que los canales elásticos y de captura son los únicos abiertos. En esta

ecuación el primer término representa la probabilidad de reacción con el blanco mientras el segundo representa la probabilidad de que la interacción sea (n,n).

Durante un experimento se miden contribuciones de ambos eventos [75]

$$Y_{(n,\gamma)_{teo_{total}}} = \epsilon_{\gamma} Y_c + \epsilon_n Y_n \quad (5.5)$$

donde ϵ_{γ} es la probabilidad de detectar un rayo gamma tras el evento (n, γ) en la muestra y ϵ_n es la probabilidad de detectar un neutrón dispersado. La relación $\epsilon_n/\epsilon_{\gamma}$ es conocida como la sensibilidad neutrónica del sistema de detección y, en una primera aproximación, se calcula vía

$$\frac{\epsilon_n}{\epsilon_{\gamma}} = \frac{N_{n,\gamma}^{ref}(E_n)/T0s^{ref}}{N_{n,\gamma}^{117Sn}(E_n)/T0s^{117Sn}} \frac{n_{117Sn} \sigma_{n,n}(E_n)}{n_{ref} \sigma_{n,\gamma}(E_n)}, \quad (5.6)$$

donde el superíndice *ref* denota el blanco dispersor puro de referencia y *T0s* es el número de *bunch* de protones que colisionan con el blanco durante la medición de la muestra correspondiente.

En la práctica un sistema de detección con gran sensibilidad neutrónica implica mayor fondo asociado a neutrones dispersados y mayores incertidumbres en la medición de $\sigma(n, \gamma)$. Para aquellos núcleos y energías de interés donde $\Gamma_n/\Gamma_{\gamma} > 10^3$ la corrección planteada por la ecuación 5.5 no debe ser ignorada porque los sistemas tipo TAC están caracterizados por una gran sensibilidad neutrónica debido a su geometría 4π y su alta eficiencia de detección.

A partir de la ecuación 4.9 el *yield* de captura experimental $Y_{(n,\gamma)}$ está dado por

$$Y_{(n,\gamma)}(E_n) = \frac{I_{\gamma}}{I_b} = \frac{N_{n,\gamma}(E_n) - B(E_n)}{f(E_n) \epsilon_{n,\gamma}(E_n) \Phi(E_n)}, \quad (5.7)$$

donde $N_{n,\gamma}(E_n)$ es el número de eventos de captura radiativa medidos, $B(E_n)$ es el fondo, f es la fracción del haz que colisiona con la muestra o el factor de intersección del haz de neutrones, ϵ es la eficiencia del TAC para detectar el evento de captura (probabilidad de detección del evento de captura radiativa de interés) y Φ es el flujo neutrónico en la posición del blanco. Para muestras de menores dimensiones que el diámetro del haz no es necesario tener en cuenta el factor f ya que su valor es la unidad. Por lo tanto, con el objetivo de evaluar el *yield* experimental de captura es necesario determinar la eficiencia de detección del evento de captura, el flujo de neutrones que incide en el blanco así como caracterizar el fondo. Es muy común medir $N_{n,\gamma}(E_n)$ y $\Phi(E_n)$ de manera simultánea en el *set-up* experimental durante cada *run* de medición. Los espectros medidos para $N_{n,\gamma}(E_n)$, $B(E_n)$ y $\Phi(E_n)$ deben ser corregidos por tiempo muerto de ser necesario. Además, en muchas ocasiones el ancho del *bin* no es constante a lo largo del espectro TOF por lo cual también es necesario corregir el número de cuentas en el *bin* por su ancho. La ausencia de esta última corrección provoca una estructura temporal en el fondo medido asociado a la radioactividad natural (la componente del fondo independiente del tiempo).

La sección eficaz de captura $\sigma_{n,\gamma}(E_n)$ expresada en unidades de barn ($1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$) se determina como [81]

$$\sigma_{n,\gamma}(E_n) = \frac{N_{n,\gamma}(E_n) - B(E_n)}{n f \epsilon_{n,\gamma}(E_n) \Phi(E_n)}, \quad (5.8)$$

donde la densidad de área del blanco (átomos/barn) se calcula vía

$$n = \frac{N_A}{M} \rho z = \frac{m N_A}{M S}, \quad (5.9)$$

con

M : masa atómica del núcleo de interés (g/mol),

z : espesor del blanco,

ρ : densidad volumétrica del blanco,
 m : masa de la muestra,
 S : área de la superficie de la muestra,
 $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$: número de Avogadro.

Si la aproximación de blanco delgado ($n\sigma_{tot} \ll 1$) no es válida entonces es necesario corregir por dispersión elástica múltiple y auto-atenuación dividiendo la ecuación 5.7 por el factor de muestra f_M .

Al tener en cuenta la deformación del *yield* de captura teórico debido al Efecto Doppler y la Función Resolución del espectrómetro TOF la ecuación 5.4 queda

$$Y_{(n,\gamma)_{teoFR}}(E_n) = \int_0^\infty R(E_n, \dot{E}_n) Y_{(n,\gamma)_{teoD}}(\dot{E}_n) d\dot{E}_n, \quad (5.10)$$

o, de manera equivalente,

$$Y_{(n,\gamma)_{teoFR}}(t_v) = \int_0^\infty R(E_n, t_v) Y_{(n,\gamma)_{teoD}}(E_n) dE_n, \quad (5.11)$$

con

$$Y_{(n,\gamma)_{teoD}}(E_n) = (1 - e^{-n\sigma_{Dtot}(E_n)}) \frac{n\sigma_{D(n,n)}(E_n)}{n\sigma_{Dtot}(E_n)}, \quad (5.12)$$

donde el subíndice *FR* representa el efecto de la Función Resolución sobre el *yield* de captura radiativa mientras σ_D denota la sección eficaz Doppler (ecuación 4.25) y su efecto sobre $Y_{(n,\gamma)_{teo}}$.

5.1.1 Calibración en energía del *fast-ADC*

Los rayos gamma viajan a una velocidad tan grande ($c = 299\,792.458 \text{ km/s}$) que puede considerarse que el instante de tiempo en que son detectados por el detector coincide con el momento exacto en que ocurrió la reacción *spallation*. Estos rayos γ -*flash* también llegan en forma de paquetes o *bunch* y ajustando su espectro medido con una gaussiana se obtiene de forma bastante exacta el FWHM del *bunch* de protones del haz primario.

De la misma manera, el espectro de γ -*flash* es muy útil en la determinación de la longitud geométrica del *flight-path* L_0 si se aplica la ecuación

$$L_0 = ct_v = c(t_{stop} - t_{start}), \quad (5.13)$$

donde t_{stop} es el momento justo donde el *flash-ADC* se satura. De este mismo espectro gamma se obtiene el momento exacto en que el haz de protones pega en el blanco. Esta señal puede usarse como señal *trigger* o *start* para el sistema de adquisición de datos. En la expresión 5.13 se necesitan dos instantes de tiempo $t_v = t_{stop} - t_{start}$: el momento en que se emite el neutrón *spallation* t_{start} y en que ocurrió el evento de captura en la muestra t_{stop} en estudio. Es posible considerar que el tiempo de detección es exactamente el instante en que ocurrió la reacción (n,γ) t_{stop} ya que la distancia entre los cristales del detector TAC y la muestra es pequeña, el tiempo que demora en desexcitarse un núcleo compuesto es del orden de los ns (suponiendo no se tienen estados isómeros) y el rayo gamma (tras la desexcitación) viaja a la velocidad de la luz. Por lo tanto, del sistema de detección se obtiene t_{stop} y del espectro gamma *flash*, t_{start} . El sistema TAC estará saturado todo el intervalo de tiempo que caracteriza al FWHM del *bunch* de γ -*flash*, por lo tanto, cualquier neutrón con un t_v mayor al período de los *bunch* de protones del haz primario no podrá ser detectado. Esto representa un límite a la energía máxima del neutrón para la cual es posible medir la sección eficaz (n,γ) con este espectrómetro. Como

consecuencia, para extender esta energía máxima es necesario disminuir la frecuencia del haz primario de protones.

Una vez determinados los parámetros presentes en la ecuación 5.13 se calibran en E_n los espectros TOF empleando la expresión 4.4

$$E_n = \left(k \frac{L_0}{t_v} \right)^2. \quad (5.14)$$

Sin embargo, es común agregar parámetros *off-set* tanto a la longitud geométrica del *flight-path* L_0 como al tiempo de vuelo t_v

$$E_n = \left(k \frac{L_0 + L_{off}}{t_v + t_{off}} \right)^2. \quad (5.15)$$

En este caso se miden resonancias de referencia con energías E_r conocidas con gran precisión y exactitud en el rango de energías de interés y se ajusta la ecuación 5.15 a los datos experimentales de E_r en función del t_v para obtener los parámetros L_{off} y t_{off} .

5.1.2 Calibración en energía del sistema de detección TAC

Generalmente, el sistema TAC se calibra en energía midiendo fuentes patrones emisoras de rayos gamma con energías bien conocidas como ^{60}Co (1174 keV, 1332 keV y la línea gamma suma 2506 keV), ^{137}Cs (661.7 keV), ^{22}Na (1274.5 keV), ^{88}Y (898 keV y 1836 keV), ^{232}Th (2614 keV), $^{241}\text{Am} + \text{Be}$ (4438 keV), $^{238}\text{Pu} + ^{13}\text{C}$ (6130 keV), entre otras. En la muestra Am+Be ocurre la reacción nuclear $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$. Como los sistemas TAC detectan todos los rayos gamma emitidos en la cascada de desexcitación es importante que las fuentes de calibración empleadas cubran todo el rango de energías de interés establecido por esta distribución de energías. Durante la calibración es muy probable que no se observen picos de Efecto Fotoeléctrico debido a la gran energía de los rayos gamma, por lo tanto, es necesario determinar la posición del borde Compton cuya energía está dada por la ecuación [69]

$$E_C = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}} \right), \quad (5.16)$$

donde m_e es la masa del electrón y E_γ , la energía conocida del rayo gamma de referencia.

Sin embargo, la calibración en energía de cada cristal de BaF_2 y de todo el detector TAC puede realizarse aprovechando la presencia de emisores alfa contaminantes como el Ra y el Po en los cristales del detector (figura 4.10) [82]. Por lo tanto, no es necesario medir de manera previa una fuente radioactiva alfa o gamma para realizar esta calibración. Es posible realizar esta calibración a partir de la desintegración alfa de los isótopos radioactivos de las cadenas $^{226}\text{Ra} - ^{206}\text{Pb}$ y $^{228}\text{Ra} - ^{208}\text{Pb}$ (los dos únicos isótopos radioactivos en una muestra natural de Ra) y el conocimiento de las energías características de las partículas α emitidas. En la tabla 4.1 se muestran los isótopos estables del Ba y en la tabla 5.1, los emisores alfa de importancia y las energías de emisión. Como el Ra es químicamente equivalente al bario es muy común la presencia de este contaminante en los cristales de BaF_2 . A juzgar por los valores mostrados en la tabla 5.1 y la figura 4.10 la contribución de la cadena $^{228}\text{Ra} - ^{208}\text{Pb}$ no es importante para el detector DANCE.

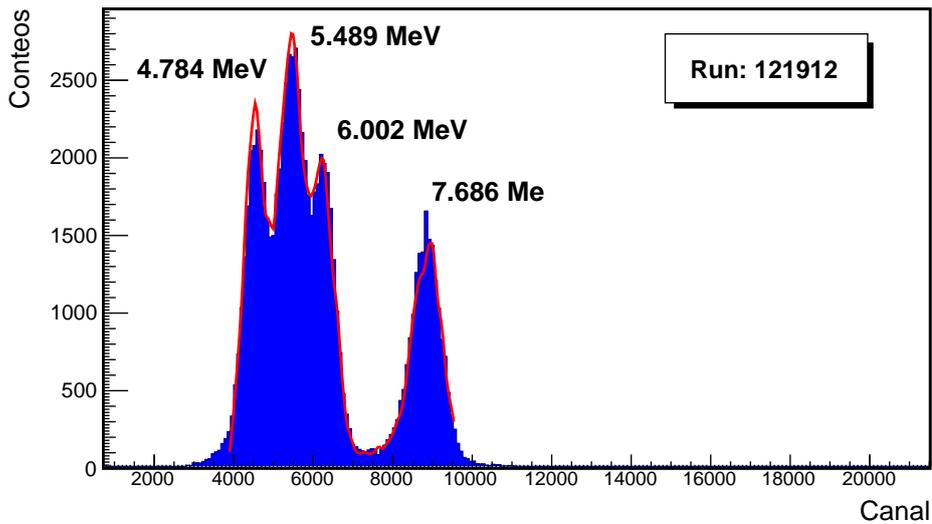


Figura 5.2: Ajuste del espectro alfa que proviene de la contaminación de Ra presente en los cristales de BaF₂ para la calibración en energía del detector DANCE.

Tabla 5.1: Energías en MeV de las líneas alfa más intensas de la cadena de desintegración del ²²⁶Ra y ²²⁸Ra.

²²⁶ Ra	²²⁸ Ra
4.784	5.423
5.304	5.685
5.489	6.288
6.002	6.340
7.686	6.778
	8.785

En la figura 5.2 se muestra el ajuste del espectro típico de Ra medido para la determinación del máximo de cada pico. En el espectro se observan cuatro picos ajustados mediante una función formada por cuatro funciones gaussianas

$$f(x) = \sum_{i=1}^4 A_i e^{-B_i(ch-\mu_i)^2}, \quad (5.17)$$

donde A , B y μ son constantes de ajuste y ch representa el canal del ADC correspondiente. Estas cinco líneas alfas corresponden a la cadena de desintegración del ²²⁶Ra.

Una vez determinados los valores μ para cada pico y conocidas las energías correspondientes se ajusta una función del tipo

$$E_{dep} = a \times ch^2 + b \times ch + c, \quad (5.18)$$

que establece una correspondencia biunívoca entre el canal ch del ADC y la energía depositada en el cristal E_{dep} . Los coeficientes a , b y c representan parámetros de ajuste. Si el ADC tiene buena linealidad puede tomarse $a = 0$.

Como este contaminante es intrínseco en los cristales, no es necesario realizar cambios de muestras con propósitos de calibración. Además, es posible realizar una calibración para cada

run y cristal lo que permite monitorear la estabilidad en los valores de los parámetros de ajuste durante todo el proceso de medición el cual puede tomar semanas y hasta meses. Incluso, ante estas variaciones pudiese ser necesario determinar la forma en que varían estos coeficientes con el tiempo, por lo tanto, se tendría una calibración dependiente del tiempo. Variaciones importantes en estos parámetros de ajuste sugieren posibles inestabilidades en las ganancias de los PMT acoplados a los cristales lo que implica posteriores correcciones. Dentro de las posibles fuentes de estas inestabilidades se encuentra un aumento en la temperatura. Por otro lado, la ganancia del PMT puede variar como consecuencia de altas tasas de conteo.

5.1.3 Estabilidad del haz de neutrones, desempeño de los monitores y del detector TAC

Los múltiples monitores presentes en las diferentes instalaciones del espectrómetro TOF monitorean la estabilidad del haz cargado primario y de neutrones. Generalmente, se colocan varios con esta función y se comparan entre sí sus lecturas para descartar la posibilidad de un mal funcionamiento de alguno de estos monitores. Es importante antes de analizar los espectros medidos revisar la estabilidad del haz de neutrones y todos los sistemas de detección. Con este objetivo se monitorea la tasa de conteos de partículas secundarias de conversión emitidas por *run*. Grandes desviaciones de las lecturas de los monitores entre un *run* y otro indican posibles inestabilidades del haz de neutrones, del haz de protones y/o mal desempeño de los monitores lo cual conllevar a resultados incorrectos en la determinación de las secciones eficaces. Por lo tanto, se establecen límites en las variaciones de los conteos totales detectados por *run* de manera que aquel *run* que no cumple estos límites es desechado. Las lecturas de los monitores también deben ser proporcionales entre sí y al flujo neutrónico. Si algún monitor tiene una constante de proporcionalidad variable en el tiempo entonces tiene un desempeño inestable y no debe usarse como referencia (Monitor de Referencia, MR).

Generalmente, además de la muestra de interés, es necesario medir otras muestras de diferente naturaleza durante los procedimientos de corrección por fondo inducido por el propio haz, por flujo neutrónico, entre otros. Es muy común encontrar procesos de medición que abarcan varias semanas, incluso meses. Estas mediciones tan extendidas en el tiempo se suelen dividir en diferentes *runs* donde cada uno contiene toda la información asociada a cientos o miles de *bunch* de protones. Por lo tanto, el proceso de reducción de datos se realiza a nivel de *run* y no a nivel del *bunch* de protones. Esto disminuye considerablemente las fluctuaciones estadísticas durante el análisis y la influencia de fuentes de “errores” sistemáticos como las posibles inestabilidades en el haz de protones/neutrones, el incorrecto desempeño del detector TAC y/o los monitores durante todo el proceso de medición, variaciones en el perfil del haz de neutrones, en la temperatura de la muestra, en el espectro de energías del *burst* de protones o electrones, variaciones o deterioro del blanco en el punto de impacto del haz primario de partículas cargadas, entre otros. Por este motivo es importante, justo después de culminado el proceso de medición, realizar una revisión de la calidad de los datos medidos. Este proceso permite eliminar aquellos *runs* que presentan una variación en conteos más allá de las fluctuaciones estadísticas esperadas y, de esta manera, disminuir fuentes de “errores” sistemáticos.

En los estudios de desempeño de los detectores (TAC y monitores de haz de protones/neutrones) se miden espectros de calibración en energía empleando una fuente de referencia a ciertos intervalos de tiempo durante todo el proceso de medición. El espectro medido por cada detector se calibra en energía y se observa cómo cambia la posición de los picos característicos durante todo el proceso de medición. Aquellos detectores en los cuales estos picos experimenten variaciones considerables en posición no deben tenerse en cuenta. Estas variaciones pudieran tener diferentes orígenes pero generalmente están asociadas

a inestabilidades en las ganancias de los detectores las cuales pueden estar asociadas a inestabilidades de las fuentes de voltaje.

Es importante destacar que un haz estable de protones no implica necesariamente un haz estable de neutrones. Un haz de protones estable con un punto de impacto variable en tan solo unos milímetros en el blanco fuente de neutrones puede provocar inestabilidades en la fluencia neutrónica. Incluso, variaciones considerables de temperatura en el propio blanco *spallation* pueden provocar el mismo efecto indeseado. Es muy importante tener esto en cuenta al elegir el Monitor de Referencia cuyas lecturas se considerarán para normalizar los espectros medidos de flujo neutrónico.

Sin embargo, por muy estable que sea el flujo de neutrones siempre están presentes fluctuaciones estadísticas en el número de neutrones que impacta el blanco y, por tanto, en el número de eventos de captura radiativa detectados por el arreglo de cristales de BaF₂. Es muy común encontrar valores nominales para el número de protones por *bunch* pero este es solo el valor medio de la función distribución gaussiana que lo caracteriza. Esto implica la necesidad de corregir estos espectros gamma medidos a la misma fluencia neutrónica de colisión en el blanco en estudio. Esta normalización se realiza a partir de las lecturas de los monitores de haz de protones/neutrones. Generalmente, es recomendable emplear las lecturas del monitor de flujo de neutrones con el mejor desempeño (MR).

Con este objetivo se emplean tres tipos de espectros medidos por los monitores de protones/neutrones y el propio detector TAC en cada *run*. De los espectros medidos por los monitores de protones se toma el número de protones por *bunch*. Para reducir las fluctuaciones estadísticas se acumula el número de protones de cada *bunch* correspondiente a un *run* medido. Por lo tanto, la cantidad a analizar en el tiempo es el número total de protones que impactan el blanco pesado por *run*. Mientras tanto, en los monitores de flujo neutrónico basados en las reacciones de conversión se localizan los picos correspondientes a las partículas secundarias cargadas detectadas y se establece una ventana temporal en torno a estos picos. Este análisis puede realizarse tomando todo el espectro medido aunque es preferible analizar el comportamiento de los conteos correspondientes a uno o varios picos solamente para evitar la influencia del fondo. Este tipo de análisis también se puede realizar empleando el espectro de energía total medido por el TAC para cada *run*. Con este objetivo, es necesario llevar acabo de manera previa un estudio de los cortes óptimos en energía total depositada E_{TAC} y multiplicidad del *cluster* M_γ . Una vez establecidos estos límites, solo se tiene en cuenta la parte del espectro que satisface estas condiciones para considerar solo los eventos de captura de interés y disminuir la influencia del fondo.

Al ocurrir uno de estos eventos de captura se emiten varios rayos gamma, sin embargo, el número de cristales o detectores de BaF₂ que detectaron al menos uno de ellos con $E_\gamma > E_u$ (multiplicidad de cristal M_{cr}) puede ser mayor al número de estos rayos gamma emitidos. Esto se debe a múltiples interacciones Compton en varios de esos cristales vecinos. Por lo tanto, con el objetivo de estudiar la multiplicidad del espectro gamma de decaimiento es más conveniente introducir el concepto de multiplicidad de *cluster* M_γ (o M_{cl}). En este caso un *cluster* se refiere al conjunto de cristales vecinos que detectan un rayo gamma durante el evento de captura. La suma de estas energías depositadas en el *cluster* debe ser igual a la energía del rayo gamma. Por lo tanto, el valor de M_γ representa el número de *clusters* que detectan al menos un rayo gamma correspondiente a un mismo evento de captura y la suma de las energías detectadas por cada uno de ellos debe ser igual a E_{exc} . M_γ es más cercana al valor de la multiplicidad de la cascada γ que M_{cr} . Generalmente, para los eventos de captura radiativa M_γ toma valores entre tres y cuatro.

Un primer espectro bastante sensible a variaciones en las condiciones experimentales se obtiene a partir del número de conteos detectados por cada monitor (normalizados o no respecto al valor nominal del número de protones o al propio valor promedio de estos conteos)

en función del número del *run*. Este espectro en particular es muy sensible a cambios de muestras durante todo el proceso de medición. Al cambiar la naturaleza de la muestra cambia el número de partículas detectadas para cada monitor por *run*. Sin embargo, en el intervalo de *runs* que cubre las mediciones con una muestra en específico, este número de conteos debe permanecer constante. Para evitar estas variaciones abruptas en el espectro se suele analizar la consistencia o estabilidad de las lecturas entre los diferentes detectores (correlaciones entre las lecturas de los monitores y el TAC). Aunque el valor absoluto de las medidas de cada detector individual es diferente durante todas las mediciones, la correlación entre estos monitores debe permanecer constante (asumiendo estabilidad y buen desempeño). Este método permite detectar inestabilidades en el haz e identificar detectores con mal desempeño. Para esto se elige un detector de referencia (el detector, a priori, con el mejor desempeño) y se calcula la correlación de los espectros medidos tomando este detector como referencia. Variaciones bruscas en esta relación justo al cambiar la muestra pueden tener su origen en variaciones en la geometría del arreglo muestra-detector lo que cambia los ángulos sólidos y, por lo tanto, la eficiencia en la detección. Esto implica la necesidad de realizar un análisis de manera independiente para cada conjunto de *runs* correspondientes a una muestra en específico. Sin embargo, estos cambios bruscos no deben ocurrir si existe estabilidad en el haz de neutrones, en el desempeño de toda la cadena de medición y la geometría muestra+detector.

Variaciones evidentes en las correlaciones para una misma muestra indican *runs* afectados por fuentes de “errores” sistemáticos y deben ser excluidos siguiendo algún criterio estadístico. El estudio de la correlación solamente entre los monitores de protones permite detectar inestabilidades en el haz de protones y desempeños negativos de los mismos. Por otra parte, si alguna correlación con un monitor de neutrones en particular presenta inestabilidad esto indica que este monitor de neutrones no tiene un buen desempeño y sus lecturas no deben tenerse en cuenta para normalizar los espectros medidos para la muestra de interés. Si todas las correlaciones muestran inestabilidad esto podría indicar que el Monitor de Referencia no ha tenido buen desempeño y no debe usarse como referencia. Para establecer un criterio de aceptación del *run* se obtiene la función distribución de los valores de estas correlaciones para cada detector con relación al Monitor de Referencia. A esta función se le ajusta una gaussiana, se determina su valor medio μ , su desviación estándar σ y se calcula el Coeficiente de Variación ($CV = \sigma/\mu$). Si este parámetro es mucho menor al 10%, para una correlación en particular, esto indica estabilidad y buen desempeño. Otro criterio podría ser considerar solo aquellos *runs* dentro de 3σ . Para seleccionar finalmente el MR se realiza este análisis para cada grupo de *runs* correspondientes a una muestra en particular y se identifica con cual monitor se obtuvo las menores variaciones (menores valores de CV).

En resumen, múltiples podrían ser las causas que provocan variaciones significativas *run* a *run* en las lecturas de los detectores. El proceso de *quality check* permite eliminar fuentes de “errores” sistemáticos en las mediciones. Dentro de estos factores generalmente se encuentran:

- inestabilidades en el haz de protones y/o neutrones,
- mal desempeño de los detectores (monitores y TAC),
- variaciones en el arreglo muestra-detectores: esto provoca variaciones en la geometría, en el ángulo sólido y, por tanto, en los conteos de eventos (n,γ) detectados (en especial, cambios de muestras),
- activación de la adquisición de datos por el monitor de protones cuando en realidad no ha colisionado ningún *bunch* de protones con el blanco *spallation* (falsos *trigger*).

Una vez identificados los *runs* útiles, se corrige cada espectro medido de la muestra de interés por tiempo muerto y *pile-up*.

5.1.4 Corrección por tiempo muerto y *pile-up*

El objetivo final del proceso de Reducción de Datos es obtener los espectros de *yield* de captura radiativa en la región de energías de interés. Las resonancias presentes en esta región se analizan aplicando el Formalismo de Matriz R con algún código de Análisis de Forma de Resonancia como SAMMY para determinar los parámetros espectrométricos que las caracterizan. Una corrección incorrecta por efectos sistemáticos como *pile-up* y/o tiempo muerto conlleva a la deformación de las resonancias y la incorrecta determinación de sus parámetros. El apilamiento o *pile-up* ocurre cuando rayos gamma de eventos consecutivos de captura radiativa coinciden en un mismo detector. Por otro lado el tiempo muerto está relacionado con la coincidencia de dos o más eventos de captura radiativa en un mismo intervalo de tiempo.

Un detector en particular del arreglo TAC puede visualizarse como un sistema paralizabile o no paralizabile y aplicar las ecuaciones correspondientes para calcular el factor de corrección por tiempo muerto [69]. Sin embargo, este análisis no es extensible a todo el TAC constituido por decenas de estos detectores. En un sistema estándar no paralizabile generalmente se pierde uno de los dos eventos de captura porque está ocupado procesando toda la información correspondiente al evento de captura previo. La magnitud de los factores de corrección asociados depende de la situación experimental en particular. Generalmente son muy necesarios cuando se manejan altas tasas de conteo promedio (cuando la muestra es muy radioactiva) y/o altas tasas de conteo instantáneas (cuando la corriente instantánea del haz de neutrones es muy grande y se mide alguna resonancia saturada con un blanco de gran espesor). La influencia de estos efectos sistemáticos se reduce midiendo a bajas tasas de conteo promedio e instantáneas. Además, los factores de corrección también pueden determinarse a partir de simulaciones Monte Carlo. En este caso se simula todo el proceso de desexcitación del núcleo compuesto, las interacciones de deposición de energía en los cristales del TAC y el algoritmo de reconstrucción de eventos de captura radiativa. Factores de corrección por tiempo muerto y/o *pile-up* muy elevados aumentan la incertidumbre de la sección eficaz medida. Esto es particularmente crítico para sistemas TAC con gran sensibilidad neutrónica principalmente a energías donde $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ para el isótopo de interés debido a la alta tasa de eventos (n,γ) de fondo. A mayores energías (en el rango keV-MeV) se abren otros canales como (n,n') y (n,f) los cuales aumentan aún más el fondo gamma inducido. En la práctica esto impone una cota superior en la energía factible para realizar una medición del *yield* de captura radiativa. Esta es otra razón por la cual deben ser seleccionados de manera óptima los diferentes materiales que componen el *set-up* experimental particularmente los soportes de la muestra y los detectores. Materiales con secciones eficaces (n,n) y (n,γ) lo más bajas posibles son altamente recomendables (figura 4.12).

Tras una reacción de captura radiativa el núcleo compuesto se desexcita emitiendo varios rayos gamma con una distribución en energías que depende de la trayectoria de desexcitación recorrida. En los sistemas TAC se detectan cada uno de estos rayos gamma del evento de captura de interés en los materiales sensibles de los múltiples detectores. El sistema de adquisición de datos procesa la información de cada amplitud de pulso generado en el detector correspondiente así como información temporal de la señal y el t_v del neutrón que interactuó con la muestra. Cada detector está acoplado a un *fast-ADC* independiente que digitaliza de manera *on-line* todo el frente de pulsos analógicos generados en los PMT por evento de captura.

Posteriormente se aplica un algoritmo de análisis de forma de pulso que procesa de manera *off-line* esta información almacenada. Este es el mismo algoritmo que permite discernir entre pulsos asociados a la interacción gamma y alfa con el cristal del detector (sección 4.1.9). Su objetivo es identificar y reconstruir el evento de captura. Estos códigos son muy eficientes en la detección de pulsos deformados debido a *pile-up* lo que permite corregir este efecto. Sin embargo, esta eficiencia no es del 100% en aquellos casos donde se superpone una señal de amplitud pequeña en el *tail* de una señal previa de amplitud grande. Por lo tanto, el *pile-up* afecta principalmente la región de bajas energías. Por este motivo es común aplicar un corte

en la energía mínima depositada E_u en el detector en el orden de los cientos de keV con el objetivo de eliminar esta componente. A altas tasas de conteo las señales de interés generadas en los detectores pueden superponerse con esta componente de baja energía provocando una variación en sus amplitudes y simulando una aparente variación en la ganancia de los PMT en todo el rango de energías de interés. Esta situación empeora cuando la muestra en estudio es muy radioactiva.

Para reconstruir el evento de captura es importante definir una ventana de coincidencias con un ancho temporal óptimo. El algoritmo suma todas las energías de los rayos gamma detectados durante este intervalo de tiempo y lo compara con los cortes establecidos para E_{TAC} . En el caso ideal, la suma de estas energías debe ser aproximadamente igual a este valor. Cuando ocurren eventos *pile-up* esta energía total depositada pudiera ser muy diferente a E_{TAC} por lo cual el algoritmo rechaza el evento. En la peor de las situaciones ambos eventos de captura consecutivos pudieran ser incluso descartados según sus valores correspondientes para la energía total depositada. Aquellos donde la energía depositada es mucho mayor a E_{TAC} pudieran estar asociados a eventos de *pile-up* (figura 5.3), por lo tanto, el valor límite superior para el corte no debe estar muy alejado de E_{TAC} . Esto refleja la importancia de seleccionar valores óptimos para los cortes en E_{TAC} y evitar rechazar eventos de captura reales. Por ejemplo, si esta ventana es muy grande o muy pequeña el área bajo la resonancia a 4.9 eV del sistema $n+^{197}\text{Au}$ (figura 6.37) disminuye considerablemente.

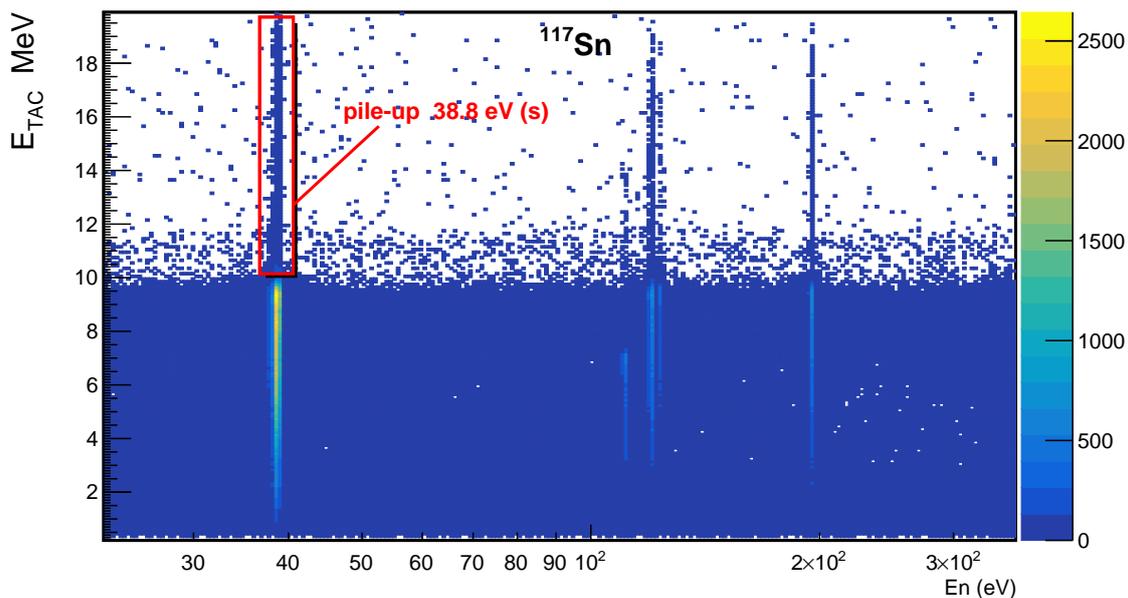


Figura 5.3: Eventos de *pile-up* para algunas resonancias del sistema $n+^{117}\text{Sn}$ en la región de energías epitérmicas.

Como se analizó en secciones anteriores, el ancho de esta ventana es muy importante al considerar los efectos del proceso físico de conversión interna. En estos casos el tiempo de decaimiento del estado puede ser mayor a la ventana de coincidencias que define el evento de captura de interés y es rechazado por el algoritmo de reconstrucción del evento de captura. Por lo tanto, es prudente aumentar el valor de la ventana de coincidencias aunque en la práctica es necesario determinar el factor de corrección correspondiente a este efecto no deseado.

Esta ventana temporal de coincidencia es posiblemente el parámetro más determinante en cuanto a la resolución temporal que caracteriza a todo el TAC ya que el tiempo de desexcitación del material centelleante es generalmente mucho menor. El valor óptimo de esta ventana temporal se establece midiendo una reacción de captura radiativa de referencia como $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$.

Se registra el intervalo de tiempo transcurrido entre las señales consecutivas detectadas en los diferentes cristales de BaF_2 para cada evento de captura radiativa. Esto da como resultado un espectro caracterizado por una distribución gaussiana sobre un *flat* de coincidencias aleatorias (proyección de la figura 5.5 sobre el eje de las abscisas). La resolución temporal del TAC está dada por su FWHM el cual puede tomarse como el valor de la ventana de coincidencia en la reconstrucción de eventos de captura (comúnmente su valor es del orden de las decenas de ns). La selección de manera correcta de esta ventana evita el rechazo de eventos reales de captura radiativa. Durante este intervalo de tiempo establecido por la ventana de coincidencia el sistema no debe detectar ningún otro evento de captura en lo que se denomina “tiempo muerto” por analogía con la electrónica convencional. En la figura 5.4 se observa la ausencia de cuentas en el intervalo de tiempo de 10 ns.

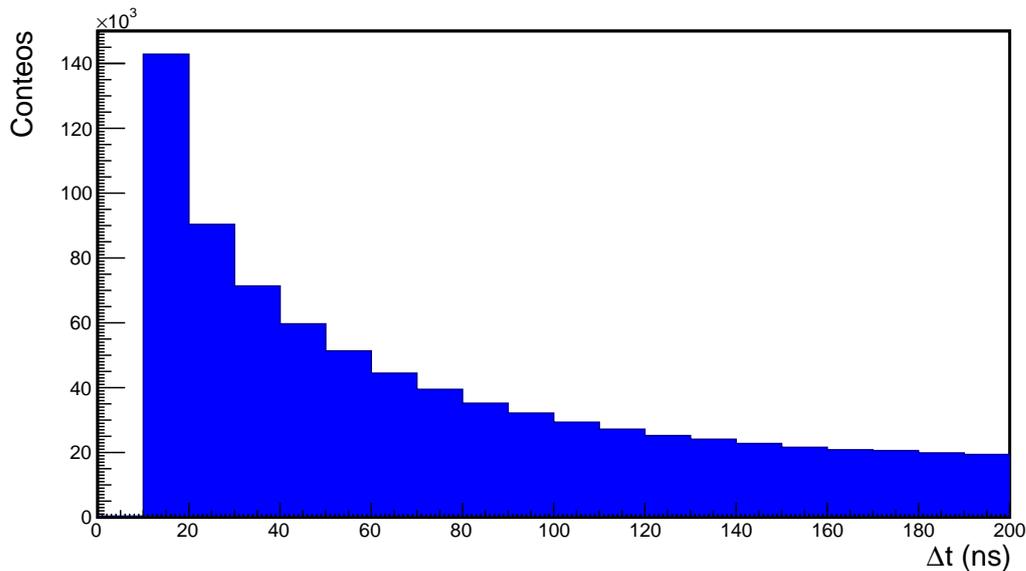


Figura 5.4: Distribución de intervalos de tiempo entre eventos de captura radiativa consecutivos medidos con el detector DANCE para la reacción $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$.

El tiempo de respuesta de cada ADC tipo *fast* contribuye de manera importante al ancho de esta ventana, principalmente el más lento de todos ellos. La rapidez de estos ADC, la longitud de los cables conectados a los PMT, los relojes internos desfasados, entre otros factores, pueden ser diferentes lo que genera un *offset* entre las señales emitidas durante un evento de captura. En un sistema de detección estable estos *offset* deben permanecer constantes durante todo el proceso de medición. Sus valores se determinan midiendo una fuente de ^{60}Co la cual emite en coincidencia dos rayos gamma de 1.1732 MeV y 1.3325 MeV a 180° , aproximadamente. Puede emplearse una fuente de ^{88}Y y medir los rayos gamma en coincidencia de 0.898 MeV y 1.836 MeV. También pueden registrarse las señales en coincidencia generadas en cristales adyacentes y asociadas a una misma interacción Compton. Una vez determinados estos valores es posible realizar correcciones durante la calibración en t_v para garantizar *run* por *run* la sincronización entre estos ADC antes de reconstruir de manera *off-line* los eventos de captura de interés. En la figura 5.5 se muestra el *offset* en ns correspondiente a cada cristal en el detector DANCE respecto a la señal de un cristal tomado arbitrariamente como referencia tras el proceso de sincronización. En la figura se observan dos líneas horizontales justo a la altura del ID correspondiente a los dos cristales ausentes para permitir el paso del *beam pipe*. La mayoría de estos *offset* se encuentran dentro de los 5 ns mientras otros pocos caen dentro del rango 5 ns - 10 ns. Esto significa que la ventana de coincidencias puede definirse igual a 10 ns. Los cristales de BaF_2 en el detector DANCE tienen un tiempo de decaimiento de la componente

rápida de la señal de 0.6 ns por lo cual no contribuyen de manera importante a la ventana de coincidencia. En resumen, esta ventana de coincidencia es un parámetro importante a tener en cuenta al realizar correcciones por tiempo muerto y *pile-up*.

Sin embargo, comúnmente no es el parámetro más determinante en relación al tiempo que un detector o todo el sistema TAC está “muerto”. Comúnmente, la electrónica asociada a cada detector toma varios microsegundos en procesar la señal razón por la cual generalmente el tiempo muerto del sistema se encuentra entre 1 y 10 μs . Una primera aproximación es considerar este valor típico como el tiempo muerto y durante el proceso *off-line* de reconstrucción del evento de captura imponer este intervalo de insensibilidad para cada detector una vez detecte una señal.

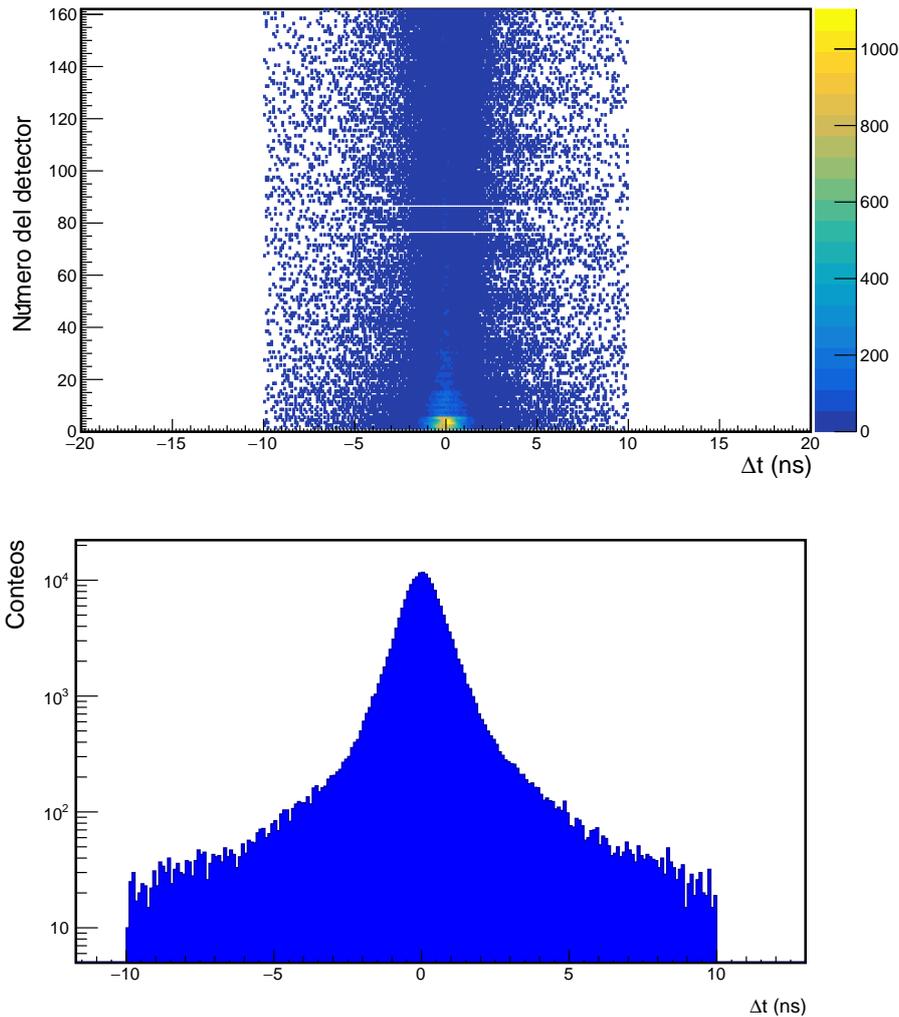


Figura 5.5: Valores de *offset* temporales correspondientes a cada cristal de BaF₂ en el detector DANCE.

La corrección por tiempo muerto se realiza suponiendo que el TAC se comporta como un sistema no paralizante empleando la fórmula

$$N_c(I) = \frac{N_0(I)}{1 - \sum_{J=J_0}^{I-1} \frac{N_0(J)}{N_b} - \frac{N_0(I)}{2N_b}}, \quad (5.19)$$

donde $N_0(I)$ es el número de conteos medidos en el canal I del espectro TOF, $N_c(I)$ es el número de conteos una vez corregidos por tiempo muerto, N_b es el número de *burst* de protones que colisionan con el blanco en el *run* correspondiente y la distancia temporal $I - J_0$ está dada por

el valor del tiempo muerto en canales. Este tiempo muerto se obtiene a partir de la distribución de intervalos de tiempo entre eventos registrados consecutivamente de captura radiativa. En un histograma de Conteo *vs* Δt se observa una región cercana a cero de intervalos temporales donde no se registran eventos de captura, es decir, el sistema ha estado muerto durante todo este tiempo. Si se garantiza estabilidad en el haz de neutrones entonces es posible aplicar la ecuación [81]

$$N_c(I) = -\ln \left(1 - \frac{N_0(I)/N_b}{1 - \sum_{J=J_0}^{I-1} N_0(J)/N_b} \right). \quad (5.20)$$

Si los valores de sección eficaz en el rango de energías de interés son elevados también lo serán las tasas de conteo medidas. Bajo esta situación el factor de corrección aumenta particularmente a las energías de las resonancias. Estas ecuaciones son también válidas para los sistemas paralizables cuando el factor de corrección no es elevado.

Generalmente, en los espectrómetros TOF es posible disminuir considerablemente la frecuencia de operación y el número de protones por *burst* lo que permite realizar todo el análisis y la determinación de la sección eficaz en un régimen libre de *pile-up* y tiempo muerto en la región de energías de interés. Comparando esta sección eficaz con la obtenida tras aplicar los procedimientos correspondientes de corrección por ambos efectos en un régimen de mayor tasa de conteos, se determina la incertidumbre asociada a estos factores y la validez de los métodos aplicados. De manera que la magnitud de esta corrección en función de la energía también se determina a partir de un análisis simple de las tasas de conteo medidas a diferentes regímenes de intensidad de haz.

Una vez se ha tenido en cuenta el tiempo muerto y el *pile-up* es necesario corregir cada espectro medido a la misma intensidad de haz de neutrones en lo que se conoce como corrección por flujo neutrónico. Esto es necesario pues el número de neutrones que colisiona con el blanco no es el mismo en cada *run*.

5.1.5 Corrección por flujo neutrónico

A partir de la ecuación 4.14 se obtiene el flujo neutrónico. Esta expresión es el resultado de igualar las ecuaciones 5.1 y 5.7 para el detector de flujo neutrónico. En el caso de la ecuación 5.1 se sustituye la sección eficaz de captura radiativa por la sección eficaz de reacción σ_r , ya que en este caso general se mide el *yield* de reacción $Y_{(n,r)}$. El Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA) recomienda emplear las reacciones nucleares y los blancos mostrados en la tabla 5.2 como reacciones de referencia en su determinación [67].

Tabla 5.2: Secciones eficaces de referencia por la OIEA.

Reacción Nuclear	Rango de energías
$^1\text{H}(n,n)$	1 keV a 20 MeV
$^3\text{He}(n,p)$	0.0253 eV a 50 keV
$^6\text{Li}(n,t)$	0.0253 eV a 1 MeV
$^{10}\text{B}(n,\alpha)$	0.0253 eV a 250 keV
$^{10}\text{B}(n,\alpha_1\gamma)$	0.0253 eV a 250 keV
$^{\text{nat}}\text{C}(n,n)$	0.0253 eV a 1.8 MeV
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)$	0.0253 eV, y 0.2 a 2.5 MeV
$^{235}\text{U}(n,f)$	0.0253 eV, y 0.15 a 20 MeV
$^{238}\text{U}(n,f)$	hasta 20 MeV

El espectro de flujo neutrónico, aunque en menor medida, también es afectado por fondo inducido por el propio haz de neutrones. Generalmente, este fondo no se debe a los gamma *in-beam* sino a los neutrones que experimentan dispersión elástica en las paredes del *flight-path* con algún elemento de blindaje, colimación y atenuación. En dependencia de la energía del haz y los elementos en los cuales se dispersa el neutrón, se observan estructuras en el espectro del flujo. En estos espectros los conteos caen repentinamente dejando vacíos denominados *dips*. Estas estructuras se observan a las energías características de las resonancias de estos elementos pesados. La presencia de estas estructuras resonantes complica la caracterización y el ajuste del espectro medido por el monitor. Como consecuencia, aumenta la incertidumbre sistemática relacionada con esta corrección. De hecho, los procedimientos de corrección de los espectros medidos por fondo y flujo neutrónico son los que más contribuyen al “errores” global de la sección eficaz (n,γ) . Esta estructura resonante es característica de cada isótopo y es muy sensible a su estructura nuclear.

El fondo $B_m(E_n)$ (ecuación 4.14) se determina empleando el Método de las Resonancias Negras. Una resonancia negra es básicamente una resonancia saturada en la región de energías de interés $\sigma_{tot}(E_n)n \gg 1$. Se coloca una lámina lo más delgada posible de algún isótopo que tenga una resonancia saturada en la región de energías de interés. Por lo tanto, el espesor de esta lámina será mayor o menor en virtud de que la sección eficaz macroscópica sea mucho mayor que la unidad en la región de energías en estudio. Esos espesores pueden ir desde micrómetros hasta centímetros. El inconveniente de este método está en colocar láminas *in-beam* en algún punto antes de llegar a la muestra y al monitor de flujo neutrónico. Bajo ciertas circunstancias suelen emplearse múltiples de estas láminas con varias de estas resonancias para cubrir todo el rango de energía de interés. Por supuesto, esto implica la deformación del espectro del flujo y su valor absoluto por lo cual el espesor debe ser óptimo. Estas láminas o filtros no se retiran para ninguna otra medición *in-beam* tales como las mediciones de la muestra de interés y las muestras de estimación de fondo. Dentro de las resonancias negras generalmente medidas con fines de caracterización de fondo se encuentran: 1.257 eV (^{103}Rh), 5.19 eV (^{109}Ag), 18.8 eV (^{187}W), 44.9 eV (^{95}Mo), 102.0 eV (^{73}Ge), 132.0 eV (^{59}Co), 801.6 eV (^{209}Bi), 2850.0 eV (^{23}Na), 102.7 keV (^{32}S), entre otras [83].

Una vez saturada cualquier neutrón con una energía en el intervalo del ancho total (FWHM) de la resonancia experimenta una interacción con la muestra lo que provoca un *dip* en el espectro de flujo. Si no existe un fondo de neutrones dispersados este *dip* llega hasta las cuentas nulas o cero en el espectro del monitor de flujo. Por lo tanto, todo conteo debajo de ese *dip* proviene del fondo de neutrones dispersados [75]. A este espectro del monitor se le ajusta una función que pasa por cada uno de los *dips* de las resonancias saturadas y el área bajo esta curva corresponde al fondo de neutrones dispersados. Un caso crítico ocurre a energías por debajo de 1 eV donde no existe ninguna resonancia saturada lo que implica procedimientos de extrapolación a esta región de bajas energías y un incremento de la incertidumbre de esta corrección. Con este método también se monitorea el nivel de fondo inducido por el haz de neutrones. Es importante que no sea tan elevado durante las mediciones porque implicaría grandes correcciones y mayores incertidumbres sistemáticas.

En los experimentos (n,γ) no es importante el valor absoluto del flujo neutrónico sino su dependencia relativa con la energía. Por lo tanto, en estos monitores es muy común el empleo de láminas conversoras que satisfacen la relación $n\sigma_t(E_n) \gg 1$. En este caso es válida la aproximación [67, 82]

$$\Phi_m(E_n) \propto \frac{N_m(E_n)}{\sigma_r(E_n)}. \quad (5.21)$$

En esta ecuación se considera despreciable el fondo neutrónico para el monitor en la región de energías neutrónicas de interés.

Para determinar $\Phi_m(E_n)$ es necesario diseñar monitores de elementos cuyas secciones eficaces sean muy bien conocidas (materiales de referencia). Sin embargo, este flujo neutrónico es el característico a la posición del Monitor de Referencia y no en la posición de la muestra de interés $\Phi(E_n)$ (justo en el centro geométrico del arreglo de detectores DANCE). Esta es la razón de la presencia del subíndice m en la expresión para $\Phi(E_n)$. Este es el flujo $\Phi(E_n)$ necesario para evaluar la sección eficaz (ecuación 5.8). En el caso del detector DANCE los monitores se encuentran justo detrás de la muestra por lo que el haz de neutrones interactúa con la muestra y luego con el monitor. En este sentido es conveniente tomar como Monitor de Referencia el monitor de He ya que cubre todo el diámetro del haz de neutrones al igual que la muestra, por lo tanto, el número de neutrones que colisiona en el banco de interés es el mismo que intercepta este monitor lo que hace el análisis más sencillo. Esta es una razón de mucho peso para ser considerado el MR si muestra un buen desempeño durante el *quality check*.

Al emplear muestras delgadas, un blanco en estudio donde $f = 1$ y el monitor de He como MR, se cumple la aproximación

$$\Phi(E_n) = q\Phi_m(E_n), \quad (5.22)$$

donde q es una constante de proporcionalidad a determinar. Esta constante se obtiene midiendo un isótopo o muestra de referencia como una lámina de Au con un diámetro preferiblemente igual al de la muestra en estudio. El Au es un elemento monoisotópico, es decir, solo contiene el isótopo de ^{197}Au y su sección eficaz $\sigma_{n,\gamma}^r(E_n)$ es muy bien conocida. Para esta reacción nuclear y en la región de energías $E_n \in [0.1; 10]$ eV se tiene una resonancia a 4.9 eV completamente aislada. A esta energía la sección eficaz de captura radiativa es elevada 27 kb lo que permite usar blancos delgados para evitar correcciones por auto-atenuación y aún así obtener muy buena estadística. Además, tras la captura del neutrón solo se emite un rayo gamma con energía de 6.5 MeV. Para estos eventos simples de captura es posible realizar la aproximación $\epsilon_{n,\gamma}(E_n) \approx 1$ y aplicar la ecuación 5.8 en sentido inverso

$$q = \frac{N_{n,\gamma}(E_n) - B(E_n)}{n \Phi_m(E_n) \sigma_{n,\gamma}^r(E_n)}, \quad (5.23)$$

donde $\Phi_m(E_n)$ se evalúa a partir de la ecuación 5.22 para el Monitor de Referencia.

En este punto es importante destacar que en general el número de neutrones por unidad de área en la posición de la muestra no es necesariamente igual al número de neutrones por unidad de área en la posición del monitor y esta es la razón de por qué es necesario determinar el parámetro q . Sin embargo, cuando todo el haz es interceptado por la muestra y por el monitor estas dos cantidades siguen siendo diferentes pero el número de neutrones que atraviesa la muestra también incide en el monitor, por lo tanto, en este caso no es necesario tener en cuenta el parámetro q .

Como el haz de neutrones diverge tras pasar a través de la muestra en general el número de neutrones que la atraviesan no es igual al número de neutrones que incide sobre el monitor de referencia. En este caso es necesario realizar la corrección geométrica correspondiente asociada a la divergencia del haz de neutrones. Además, cuando se tiene una muestra de gran espesor el flujo de neutrones es atenuado por lo cual es necesario realizar otra corrección aplicando la ecuación

$$\Phi^{corr}(E_n) = \Phi^{exp}(E_n) e^{n\sigma_{tot}(E_n)}, \quad (5.24)$$

donde $\Phi_{exp}(E_n)$ es el flujo neutrónico medido por el MR y $\Phi_{corr}(E_n)$ es el flujo antes de atravesar el blanco. Las muestras con gran espesor se suelen emplear cuando la concentración del isótopo de interés en la muestra y/o su sección eficaz total son bajas. Por otro lado, la corrección es también necesaria cuando la sección eficaz total macroscópica es muy grande. Sin embargo, es importante destacar que la ecuación 5.24 solo es válida bajo ciertas condiciones:

- el haz de neutrones incide perpendicularmente al blanco,
- el diámetro del perfil del haz es menor al diámetro de la muestra,
- la composición isotópica y el espesor de la muestra son uniformes,
- el perfil del haz de neutrones es uniforme,
- y todos los neutrones detectados por el sistema de detección empleado para medir el flujo proviene de la muestra y no de cualquier otro componente del *set-up* experimental como resultado de una posible dispersión elástica.

En la práctica todas estas condiciones son muy difíciles de satisfacer.

Para corregir por auto-atenuación se aplica la fórmula

$$Y_{(n,\gamma)}^{corr}(E_n) = Y_{(n,\gamma)}^{exp}(E_n) \left[1 - \frac{\sigma_{(n,\gamma)}(E_n)}{\sigma_{tot}(E_n)} (1 - e^{-n\sigma_{tot}(E_n)}) \right], \quad (5.25)$$

al espectro medido por el MR.

Una vez corregidos los espectros a la misma intensidad de haz de neutrones, se corrige por fondo.

5.1.6 Corrección por fondo

De todos los factores en la ecuación 5.8 es la caracterización del fondo $B(E_n)$ generalmente el que más contribuye a la incertidumbre global de la sección eficaz medida. Para caracterizar el fondo independiente del tiempo se mide un espectro con el haz de neutrones apagado y sin la muestra (espectro *beam-off sample-out*). En aquellos casos donde la muestra es radioactiva son necesarias dos mediciones: primero se mide el espectro *beam-off sample-out* y luego la muestra radioactiva colocada en el soporte de muestras con el haz apagado (espectro *beam-off sample-in*). Tras substrair el espectro *beam-off sample-out* del *beam-off sample-in*, se obtiene únicamente la contribución de la radioactividad gamma natural de la muestra. Para disminuir la contribución del fondo independiente del tiempo es común rodear el TAC con blindaje de Pb.

En los espectrómetros TOF los neutrones son emitidos en forma de *bunch* los cuales tiene un ancho característico y, en un inicio, aproximadamente igual al ancho del *bunch* de protones que colisiona en el blanco pesado. Sin embargo, este ancho temporal va aumentando a lo largo del *flight-path* como consecuencia de la distribución no uniforme de energía de los neutrones que conforman el *bunch*. Cuando la frecuencia del acelerador es muy grande y ocurren solapamientos entre los neutrones más lentos de un primer *bunch* y los neutrones más rápidos del siguiente, es necesario emplear filtros *antioverlaps*. Básicamente, se tiene una muestra de un elemento que absorbe los neutrones más lentos de un pulso y evita que se solapen. Por lo tanto, el objetivo es absorber aquellos neutrones con t_v mayor al período T que caracteriza al haz primario de partículas cargadas. Estos elementos deben tener secciones eficaces de captura neutrónica bien grandes a bajas energías. Entre los elementos comúnmente empleados se encuentran el Cd natural y muestras de B enriquecidas en ^{10}B como B_4C (Carburo de Boro). El ^{nat}Cd es más eficiente ya que absorbe prácticamente todos los neutrones a energías por debajo de 1.0 eV aproximadamente por lo que no deben usarse a energías térmicas. Además, el ^{10}B es mucho menos eficiente ya que atenúa la componente de mayor energía del pulso de neutrones. En el caso de la sección eficaz $^{nat}\text{Cd}(n,tot)$ se observa una estructura resonante compleja a energías por encima de 100 eV, aproximadamente. Además, se muestra el denominado corte o *cut-off* del Cd a 0.2 eV (figura 5.6). Los *antioverlaps* se colocan antes de la muestra de interés en un punto intermedio en el interior del *flight-path* y tienen un espesor óptimo para perturbar lo

menos posible el valor absoluto del flujo de neutrones en la muestra así como su dependencia relativa con la energía.

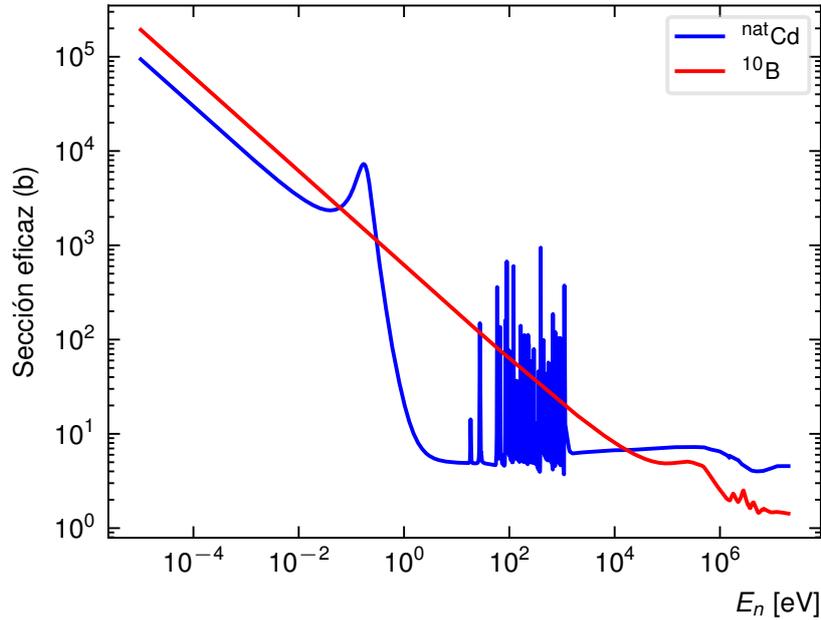


Figura 5.6: Secciones eficaces totales para las reacciones $n+^{10}\text{B}$ y $n+^{\text{nat}}\text{Cd}$ reportadas en la librería JEFF-3.3 y ENDF/B-VI, respectivamente.

Los valores elevados de la sección eficaz $n+^{10}\text{B}$ a energías térmicas y subtérmicas convierten al B en un excelente candidato para eliminar la componente de fondo gamma a 2.2 MeV asociada a la captura neutrónica en el hidrógeno presente en moderadores basados en agua. Al agregar B a este moderador (agua boratada) se reduce considerablemente esta componente a expensas de una disminución bien importante del flujo de neutrones térmicos a tal punto que desaparece el pico térmico a 0.025 eV, aproximadamente, en la figura 4.8.

La contribución de la componente gamma *in-beam* se caracteriza empleando alguna muestra con un Z muy grande como el ^{208}Pb . Se mide un espectro *in-beam* con esta muestra de ^{208}Pb en el portamuestras y se le resta el espectro del fondo no dependiente del tiempo *beam-off sample-out* (considerando que la muestra no es radioactiva). Esta corrección se realiza *bin por bin* en el rango de energías de interés. Sin embargo, este espectro también tiene una componente asociada a eventos donde los neutrones se dispersan en la muestra de ^{208}Pb y son capturados en el sistema de detección TAC o en cualquier otro componente del *set-up* (fondo de neutrones dispersados). El núcleo de ^{208}Pb posee una Γ_γ prácticamente nula por lo que en una primera aproximación no ocurren reacciones de captura radiativa, sino solo dispersiones elásticas de los neutrones y dispersiones Compton de los gamma *in-beam*. Por este motivo, el núcleo de ^{208}Pb es útil en la evaluación directa de la contribución al fondo de los gamma *in-beam* y de los neutrones dispersados por la muestra de interés. Estos rayos gamma generalmente son dispersados en el blanco a ángulos hacia adelante. Por este motivo es común colocar los detectores con eficiencias absolutas mucho menores a 4π a ángulos superiores a 90° respecto a la dirección del haz incidente de neutrones para disminuir la contribución de esta componente de fondo.

Para determinar la contribución únicamente asociada a dispersión neutrónica en la muestra de interés se mide un isótopo dispersor puro como el carbono natural $^{\text{nat}}\text{C}$ (grafito). En este caso la densidad y Z son bajas por lo cual esta muestra es prácticamente transparente a los rayos gamma *in-beam*. Para este blanco la relación σ_n/σ_γ a 1 eV es del orden de 10^4 mientras a 1 keV, de 10^5 . Este elemento de bajo Z tiene una sección (n,γ) aproximadamente nula por lo cual al medir un espectro (n,γ) y corregirlo por fondo *beam-off sample-off* se tiene el espectro

de fondo asociado únicamente a eventos de dispersión neutrónica. Si este espectro se le resta al espectro medido de ^{208}Pb se obtiene la contribución de los gamma *in-beam*. Cada uno de estos espectros permite conocer la contribución de cada componente al fondo total en el sistema TAC. Al evaluar la contribución al fondo asociada a neutrones dispersados elásticamente en el blanco debe emplearse algún blanco idealmente con la misma geometría que la muestra en estudio y para el cual se cumpla $\Gamma_\gamma \ll \Gamma_n$ [$\sigma_{(n,\gamma)} \ll \sigma_{(n,n)}$] en la región de energías de interés. Esto implica que prácticamente todo neutrón que interactúe con la muestra lo hará a través de la dispersión elástica. En general, los núcleos ligeros (como el C) cumplen esta relación además de los núcleos con una estructura de capas caracterizada por algún número mágico (2, 8, 20, 28, 50, 82 ó 126) como el ^{208}Pb el cual es doblemente mágico ya que el número de protones es $Z=82$ y el de neutrones $N=126$. Esta es la razón por la cual son los blancos más empleados en la caracterización del fondo además del $^{\text{nat}}\text{Pb}$. Comparando los espectros medidos de ^{208}Pb , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, $^{\text{nat}}\text{C}$ y *beam-on sample-out* se obtiene de manera individual la contribución al fondo asociada al flujo de neutrones dispersados elásticamente y al flujo de rayos gamma lentos que viajan a lo largo del *flight-path*. En la figura 5.7 se muestran las secciones eficaces (n,n) y (n, γ) para los blancos de ^{208}Pb , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ y $^{\text{nat}}\text{C}$.

La magnitud del fondo de neutrones dispersados elásticamente depende de la naturaleza del isótopo y el rango de energías en estudio. Este rango de energías pudiera estar caracterizado por una alta densidad de resonancias. Cada una de ellas contribuye a este fondo aunque unas más que otras. El factor $\epsilon_n \Gamma_n / \epsilon_\gamma \Gamma_\gamma$ permite estimar y comparar las contribuciones relativas de cada una de estas resonancias. De manera que este fondo en el rango de energías de interés es el resultado de la contribución de cada una de estas resonancias a la dispersión elástica de neutrones. Al desplazarse de la región subtermica y térmica de energías a la RRR aumenta esta densidad de resonancias así como los valores Γ_n / Γ_γ característicos lo que provoca un mayor fondo a mayores energías.

Si en la región de interés existen estructuras resonantes complejas en el espectro de fondo entonces los “errores” sistemáticos son aún mayores en su caracterización y posterior sustracción. La dispersión neutrónica es la mayor fuente de fondo en el TAC y el procedimiento de sustracción de fondo el que mayor incertidumbre arroja a las secciones eficaces junto con la determinación del flujo de neutrones que colisiona en la muestra. El grado de contribución del fondo asociado a la dispersión de neutrones depende de la energía del haz y la naturaleza del blanco. La mejor manera de caracterizar el fondo radioactivo dependiente del tiempo y obtener las menores incertidumbres sistemáticas posibles es a través de simulaciones Monte Carlo las cuales permiten evaluar la contribución de cada componente de manera individual.

El sistema TAC permite reducir la contribución del fondo a partir del empleo de *CUTs*. En la definición de evento de captura de interés solo se acepta el evento cuando la energía depositada por cada rayo gamma es mayor a cierta energía umbral E_u . Sin embargo, es posible aplicar otro criterio en relación a la multiplicidad. Es característico en eventos de fondo natural gamma independiente del tiempo que la multiplicidad del espectro es uno, es decir, es muy poco probable que lleguen dos rayos gamma a un mismo cristal durante el intervalo de tiempo que dura un evento de desexcitación. Por lo tanto, se puede establecer un criterio para eliminar esta contribución natural asumiendo la multiplicidad debe ser mayor o igual a 2 para cada evento de captura de interés. Esto reduce considerablemente el fondo mejorando la relación señal-ruido.

En un espectro de energía total depositada E_{TAC} en el TAC por evento de captura se observa esta contribución en la región de más baja energía. Además, se observa una caída brusca en la energía total depositada en el TAC a la propia energía de excitación del núcleo compuesto E_{exc} ya que esta es la máxima energía disponible para cualquier evento de captura de interés. Cualquier espectro de energía total depositada más allá de esta energía proviene de la contribución de neutrones dispersados y/o gammas *in-beam*. Sin embargo, es necesario tener en cuenta factores de resolución que ensanchan el pico de los eventos de captura de

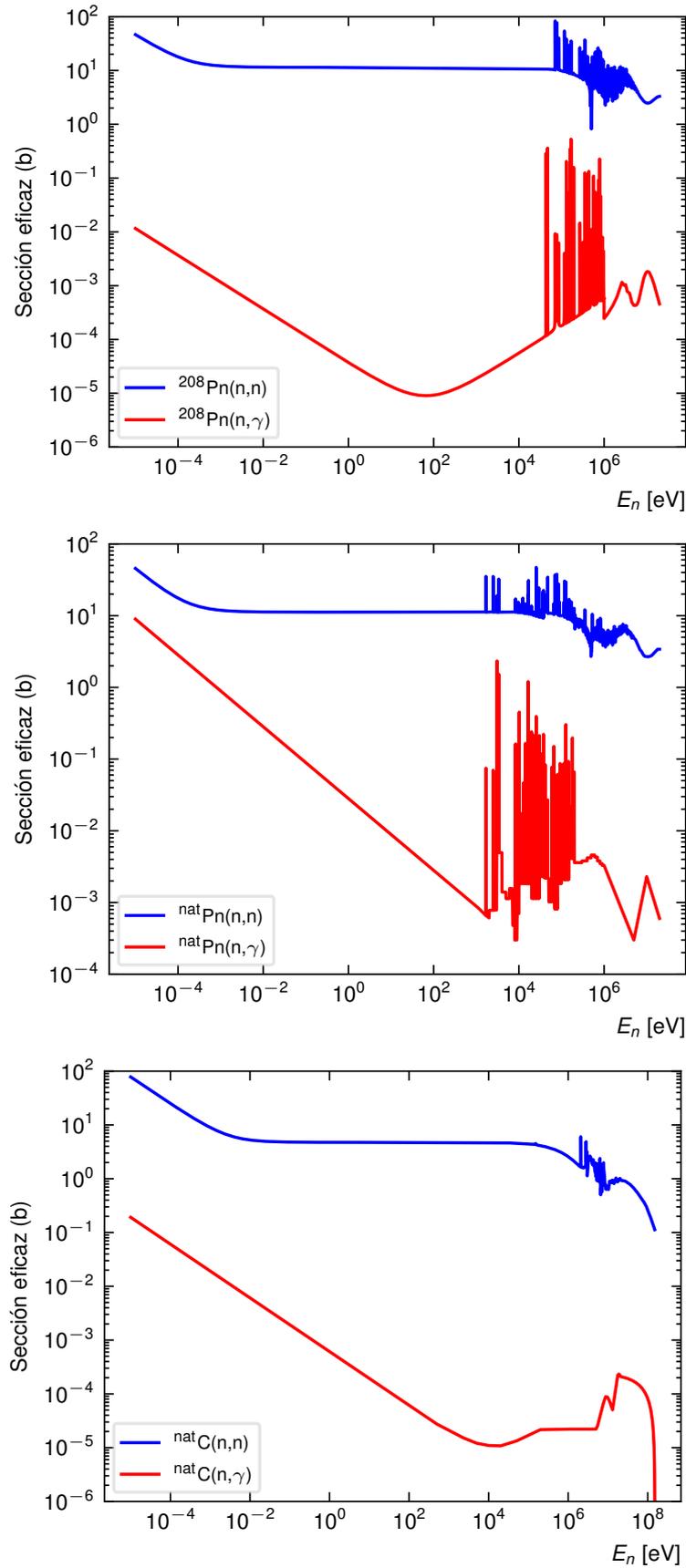


Figura 5.7: Secciones eficaces de dispersión elástica y captura radiativa para los blanco de ^{208}Pb (imagen superior), $^{\text{nat}}\text{Pb}$ (imagen central) y $^{\text{nat}}\text{C}$ (imagen inferior). Los valores para la muestra de ^{208}Pb provienen de la librería JEFF-3.3 y las restantes de ENDF/B-V.

interés lo que conlleva a definir umbrales de energía máxima $E_{máx}$ y mínima $E_{mín}$ para la deposición de energía total en el TAC. Los conteos en el espectro fuera de la región definida por estos umbrales de energía ($E_{TAC} \notin [E_{mín}; E_{máx}]$) provienen de contribuciones principalmente asociadas a neutrones dispersados. Por lo tanto, seleccionando óptimamente estos umbrales puede reducirse considerablemente esta componente del fondo. Con este objetivo es necesario realizar un estudio del comportamiento de este espectro con la multiplicidad y la definición de estos umbrales.

Seleccionar umbrales muy cercanos a la energía de excitación del núcleo compuesto ($E_{mín} \leq E_{exc} \leq E_{máx}$) reduce el fondo y mejora la relación señal-ruido, pero disminuye considerablemente el área bajo el pico del evento de captura en el espectro E_{TAC} y, por tanto, la eficiencia de detección la cual pudiera llegar a ser bastante menor al 100%. Pero si estos límites se seleccionan muy lejanos a la energía de excitación entonces empeora la relación señal-ruido pero mejora la estadística y aumenta la eficiencia de detección del sistema TAC. Todos estos umbrales tienen un efecto no solo en el área bajo la curva sino que pueden deformar los espectros. El mismo análisis puede realizarse en un gráfico conteos/pulso como función de la energía del neutrón donde se observan las resonancias de interés. En dependencia de los valores establecidos para los $CUTs$ se deforman las resonancias y, por tanto, el área bajo las resonancias. En este punto es evidente que la eficiencia de detección del evento de captura $\epsilon_{n,\gamma}(E_n)$ es función del corte en energía total depositada E_{TAC} , de la multiplicidad M_γ y la región de energías de interés E_n . En general, todos los factores que intervienen en la ecuación 5.8 dependen de los valores definidos para estos cortes excepto n , f y $\Phi(E_n)$.

Es importante tener en cuenta que la muestra de referencia medida (^{nat}C , ^{nat}Pb ó ^{208}Pb) para caracterizar el fondo no dispersa elásticamente el 100% de los neutrones con los que interactúa. Además, puede tener dimensiones físicas, una densidad superficial de área y sección eficaz (n,n) diferente debido a la naturaleza particular de cada muestra. Como consecuencia su $B(E_n)$ experimental será diferente y es necesario normalizarlo para obtener el fondo correspondiente a la muestra de interés. Con este objetivo puede aplicarse un método completamente experimental basado en los espectros medidos de energía total depositada E_{TAC} una vez establecido el corte en M_γ (figura 6.22). El factor de normalización k_f es aquel que garantiza igual número de cuentas para el espectro de referencia de energía total depositada y el espectro de la muestra de interés en la región $E_{TAC} > E_{máx}$. Una vez calculado k_f , el fondo asociado a la muestra de interés en la región de energías en estudio se estima como

$$B(E_n)_{^{117}Sn} = k_f \times B(E_n)_{ref}, \quad (5.26)$$

donde el subíndice ref representa la muestra de referencia medida. Sin embargo, este método puede llevar a la sobrestimación del fondo $B(E_n)_{^{117}Sn}$ debido a que esta es una región generalmente afectada por *pile-up*. Además, los problemas de eficiencia y resolución del detector pueden llevar a una tasa de conteo muy baja a estas energías. En caso no exista *pile-up* este método supone que las cuentas en la región $E_{TAC} > E_{máx}$ se deben a la captura de neutrones dispersados elásticamente en el *set-up* experimental.

En un segundo método semiempírico este fondo se obtiene a partir de la expresión

$$B(E_n)_{^{117}Sn} = B(E_n)_{ref} \times \frac{Y_{(n,n)}^{^{117}Sn}}{Y_{(n,n)}^{ref}}, \quad (5.27)$$

donde el *yield* de dispersión elástica se evalúa a partir de la ecuación 5.4. Por otro lado, este método lleva a la subestimación del fondo al no tener en cuenta las variaciones en los t_v de los neutrones dispersados. Además, su precisión y exactitud dependen en gran medida de las incertidumbres de las secciones eficaces medidas y empleadas en el cálculo del *yield*.

5.1.7 Factor de normalización

La eficiencia de detección de un evento de captura de interés se define como la relación entre el número de eventos de captura detectados (corregidos por tiempo muerto y fondo) y el número real de eventos de captura totales ocurridos en la muestra

$$\epsilon(E_n) = \frac{N_{n,\gamma}(E_n) - B(E_n)}{N_{n,\gamma}(E_n)_{tot}}, \quad (5.28)$$

por lo tanto, a partir de este factor se obtiene la probabilidad del sistema de detección de detectar el evento de captura.

La eficiencia de detección del evento de captura por el detector TAC $\epsilon(E_n, M_\gamma, E_{TAC})$ no es un parámetro fácil de determinar. Con este objetivo es necesario emplear códigos de Monte Carlo como DICEBOX [84] que simulan todo el proceso de decaimiento del núcleo compuesto e incluye toda la cascada de desexcitación. Este espectro resultante se toma como fuente γ primaria para simulaciones posteriores de todo el proceso de deposición de energías en el sistema de detección TAC empleando códigos como MCNPX [85] o Geant4 [86]. También es importante caracterizar la resolución en energía relativa del sistema de detección así como todo el proceso de reconstrucción del evento de captura, *pile-up* y tiempo muerto. Los valores para los cortes no deben seleccionarse de manera que disminuya considerablemente la eficiencia de detección porque cuando esta se determina a partir de simulaciones Monte Carlo su incertidumbre aumenta. Esto se debe a que el valor calculado para ϵ se vuelve cada vez más dependiente del modelo empleado para reproducir el esquema de desexcitación del núcleo compuesto.

En la simulación de los procesos de deposición de energía es importante conocer la función que caracteriza la resolución en energía de cada cristal del TAC en el rango de energías de interés empleando la ecuación

$$R(E_\gamma) = \frac{FWHM}{E_\gamma}, \quad (5.29)$$

Estas simulaciones requieren el conocimiento lo más exacto y preciso posible de las distancias relativas entre cada cristal centelleante y la muestra así como el volumen activo de cada detector (variables que generalmente se desconocen), la orientación de cada detector, ente otros. Además, estos códigos de simulación como DICEBOX y Geant4 también permiten determinar los factores de corrección asociados a la pérdida de eventos de captura de interés debido a los cortes establecidos (E_u y $CUTs$). En estas simulaciones es importante tener en cuenta la geometría de la muestra desde donde se emiten los rayos gamma en conjunto con el proceso de auto-absorción gamma en el interior de esta. Sin embargo, definidos los $CUTs$ en E_{TAC} y M_γ , esta eficiencia es solo función de la energía del neutrón E_n . Una vez ocurre la desexcitación del núcleo compuesto el sistema TAC detecta todas los rayos gamma independientemente del camino seguido en el espectro de niveles que caracterizan la cascada. De la ecuación 4.7 es posible considerar ϵ como constante para un sistema donde $S_n \gg E_n$ en la región de energías de interés. Esto se debe a que en este rango de energías E_{exc} es prácticamente constante. Además, como la cantidad de niveles y recorridos posibles de decaimiento existentes en el núcleo compuesto por debajo de S_n es tan elevado el TAC no es capaz de distinguir entre una captura ocurrida a una resonancia u otra.

Finalmente, la expresión de la sección eficaz para este sistema se evalúa según la ecuación

$$\begin{aligned} \sigma_{n,\gamma}(E_n) &= \frac{N_{n,\gamma}(E_n) - B(E_n)}{n \epsilon q N_m(E_n) / \sigma_r(E_n)} \\ &= k \frac{N_{n,\gamma}(E_n) - B(E_n)}{N_m(E_n) / \sigma_r(E_n)}, \end{aligned} \quad (5.30)$$

donde

$$k = (n \epsilon q)^{-1}, \quad (5.31)$$

es una constante por determinar.

La incorrecta determinación del factor de normalización k introduce “errores” sistemáticos importantes al evaluar la sección eficaz. Cuando el interés del análisis radica en obtener la sección eficaz o los parámetros espectrométricos que caracterizan las resonancias es de gran importancia determinar el valor absoluto de cada constante en k empleando los métodos y las herramientas anteriormente mencionadas. Sin embargo, cuando el interés radica en comprobar si es posible ajustar el espectro medido una vez corregido por flujo neutrónico y fondo no es necesario determinar el valor absoluto de cada constante presente en la ecuación 5.30.

Existen varios métodos para determinar el valor de k , algunos de los cuales emplean códigos como SAMMY. En su determinación se mide alguna sección eficaz de referencia conocida con gran precisión y exactitud a alguna energía de referencia como la energía térmica 0.025 eV. Es común incluso expresar la sección eficaz de interés normalizada a este valor de referencia cancelando el factor k tras el cociente. Otro método muy empleado es la medición de resonancias saturadas. En este caso se mide el *yield* de captura a la energía de esta resonancia donde se cumple $n\sigma_{tot} \gg 1$. Es de destacar que el espesor del blanco es una variable muy importante a considerar para obtener un régimen de saturación. Esto significa que la probabilidad de interacción del neutrón con el blanco a esta energía es prácticamente la unidad. Si, además, $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$ entonces $Y_{(n,\gamma)teo} \approx 1$. Esto implica que no es necesario emplear valores de secciones eficaces reportadas en las diferentes librerías para calcular este *yield* lo que disminuye las fuentes de incertidumbre. El *yield* de captura experimental es aproximadamente constante en la región de energías dada por el ancho total de la resonancia mientras k es independiente de los parámetros que caracterizan la resonancia. Cualquier estructura compleja o ausencia de meseta está relacionada con eventos de captura en la muestra tras múltiples dispersiones elásticas (figura 5.8). En el caso no se cumpla $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$ entonces $Y_{(n,\gamma)teo} = \sigma_\gamma/\sigma_{tot} + Y_m < 1$ donde Y_m tiene en cuenta la contribución al *yield* de captura radiativa que proviene de eventos de captura tras la dispersión elástica simple y/o múltiple del neutrón en la muestra en estudio. Evaluando la relación

$$k = \frac{Y_{(n,\gamma)teo}(E_r)}{Y_{(n,\gamma)exp}(E_r)}, \quad (5.32)$$

a la energía de la resonancia saturada E_r con el empleo del código SAMMY se obtiene el factor de normalización k el cual debe multiplicar a la expresión 5.8 [87]. En la tabla 5.3 se muestran tres de las resonancias comúnmente medidas con este objetivo. Es muy factible la medición de la resonancia a 4.9 eV del ^{197}Au con un blanco con 30 μm de espesor mínimo. Al aplicar este método es conveniente que la muestra de referencia tenga la misma geometría que la muestra de interés.

Tabla 5.3: Resonancias en la región epitérmica de energías comúnmente medidas en el Método de Resonancia Saturada.

Núcleo	Energía de la resonancia (eV)
^{197}Au	4.9
^{109}Ag	5.2
^{238}U	6.67

En caso exista alguna resonancia saturada en la propia muestra en estudio la normalización interna elimina efectos sistemáticos relacionados con variaciones en la geometría al cambiar las

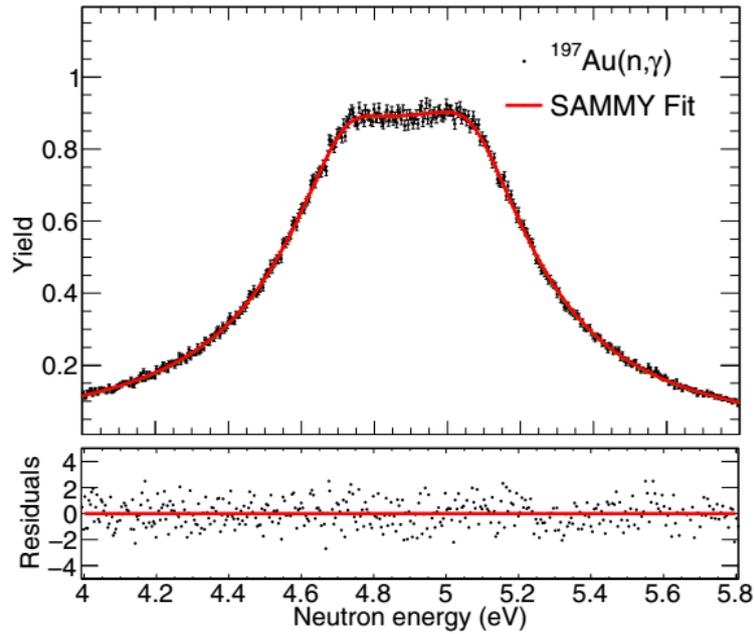


Figura 5.8: Ajuste de la meseta (o *plateau*) a la energía de la resonancia saturada 4.9 eV del ^{197}Au para la determinación del factor de normalización empleando el código SAMMY. En el eje de las ordenadas se muestra el *yield* de captura, en el de abscisas se especifica la energía del neutrón y también se muestran los valores de los residuos. Tomado de [87].

muestras, con la diferencia entre los esquemas de decaimiento, espesores de blancos, posibles inestabilidades en el haz de neutrones y/o el desempeño de los sistemas de detección, entre otros. En caso solo se desconozca la eficiencia del TAC ϵ en la ecuación 5.31 el Método de la Resonancia Saturada permite determinar su valor. Esto resulta particularmente útil cuando es necesario realizar un estudio del comportamiento de ϵ con los *CUTs* en la búsqueda de sus valores óptimos. En este caso es conveniente medir alguna resonancia saturada del isótopo de interés en la región de energías en estudio.

Capítulo 6

Análisis y resultados

6.1 Búsqueda de consistencia entre formalismos y valores medidos para los efectos P-par e -impar

Grandes esfuerzos se dedicaron en el pasado para encontrar consistencia entre los valores medidos para los efectos P-par medidos en reacciones (n,γ) en la vecindad de la resonancia p a 1.33 eV en el sistema $n+^{117}\text{Sn}$ y el formalismo teórico desarrollado por Flambaum y Sushkov para las reacciones (n,γ) [12, 62]. En estos análisis se empleó la aproximación de dos niveles así como los valores medidos en aquel entonces para los parámetros espectrométricos que caracterizan las resonancias localizadas en la región de más baja energía. Estos esfuerzos infructuosos llevaron a varios de los autores a poner en duda la suposición teórica que concibe al mecanismo de reacción resonante compuesto como el predominante y responsable de los valores no nulos tanto para los efectos P-par como P-impar [88]. Este análisis es más complicado para el ^{117}Sn porque la resonancia de estado compuesto p interactúa débilmente (para los observables P-impar) e interfiere (para los observables P-par) con un estado *subthreshold* compuesto resonante s .

Tras la reacción de captura $n+^{117}\text{Sn}$ se forma el núcleo compuesto ^{118}Sn con una energía de excitación dada por la expresión 4.7. Este núcleo de ^{118}Sn tiene una serie de estados excitados resonantes enlazados y no enlazados caracterizados por su energía E_r , anchos parciales Γ_i , ancho total Γ , momento angular total J , paridad π , momento angular orbital l , entre otros. Estas resonancias se observan a las energías de los neutrones que posibilitan la formación del sistema compuesto en el nivel resonante correspondiente. Los estados excitados cercanos al estado base están caracterizados por una distancia promedio del orden de las decenas de eV. Sin embargo, en la medida que aumenta la energía de excitación esta distancia entre los estados disminuye hasta el punto donde ya no es posible observarlos de manera independiente teniendo en cuenta el poder resolutivo de los *set-up* experimentales con los que se cuenta hoy día. Tras la captura del neutrón la energía de excitación del sistema ^{118}Sn es del orden de las decenas de MeV. Esta es una energía mucho mayor que las energías de los neutrones térmicos y epitérmicos. Como resultado el sistema ^{118}Sn se forma en uno de sus estados de gran energía de excitación incluso cuando la energía cinética del neutrón es cero. Por lo tanto, a todo estado resonante con una energía de excitación menor a S_n le corresponde una energía E_r negativa. Esto implica que no es posible estudiar estos estados excitados enlazados cercanos al estado base en experimentos de captura debido a la imposibilidad de tener haces de neutrones con energía negativa. En la medida que se aumenta la energía del neutrón se observan resonancias en las secciones eficaces $\sigma_{n,\gamma}$ y $\sigma_{n,tot}$. Al medir estas secciones eficaces se obtiene una imagen de la estructura de estos estados excitados en el núcleo compuesto (figura 6.1).

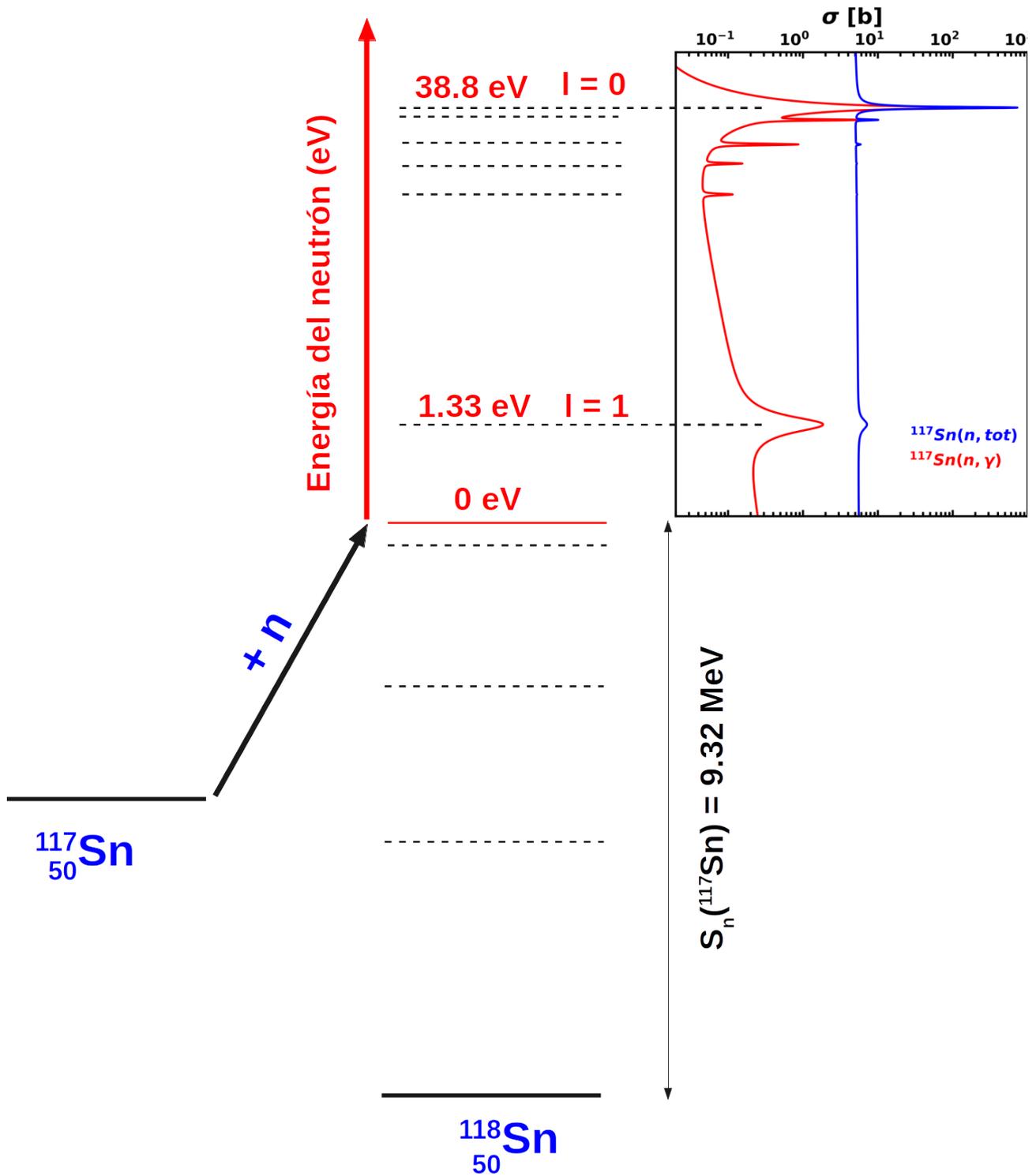


Figura 6.1: Estados de excitación resonantes en el sistema $n + {}^{117}\text{Sn}$.

En este punto es importante recalcar que todos los estados excitados del núcleo compuesto tras la captura del neutrón no están disponibles debido a la conservación de paridad y momento angular total expresadas por las relaciones

$$|l - 1/2| \leq j \leq l + 1/2, \quad (6.1)$$

$$|I - j| \leq J \leq I + j, \quad (6.2)$$

$$\pi_J = (-1)^l \pi_I \pi_j, \quad (6.3)$$

en la representación del momento angular total j con $\pi_j = +1$ para el neutrón. El núcleo blanco de ^{117}Sn tiene números cuánticos $1/2^+$ en su estado base. Si se consideran solo neutrones con $l = 0$ entonces los únicos estados excitados que puede poblar en el núcleo ^{118}Sn son 1^+ y 0^+ . Generalmente, se conoce la energía del haz de neutrones con cierta incertidumbre ΔE . Tras el proceso de captura, en dependencia de la energía de este neutrón, el núcleo compuesto queda en una región de energías caracterizada por una alta densidad de niveles excitados quasi-enlazados. Lo que implica que ese ΔE pudiera englobar muchos de estos estados con diferentes números cuánticos. Por lo tanto, la estructura resonante que se observa en la figura 6.1 solo refleja la distribución de los niveles accesibles para el neutrón, no muestra toda la estructura de niveles realmente presente en el núcleo de ^{118}Sn . Al incrementar la energía del neutrón aumenta también l y con ello la densidad de resonancias accesibles.

Como una resonancia con energía negativa no se puede medir directamente se dificulta la determinación de sus parámetros espectrométricos. Para caracterizar este estado se mide la sección eficaz total y (n, γ) en la región de energías térmicas y, en particular, a la energía térmica de referencia $E_{th} = 0.025$ eV ($v_n = 2200$ m/s). Los *tails* de todas las resonancias positivas y negativas contribuyen a estos valores de secciones eficaces a 0.025 eV. Precisamente, la existencia de una resonancia negativa s también proviene del valor de la sección eficaz de captura radiativa a la energía E_{th} . La sección eficaz térmica de captura radiativa fue medida por Alfimenkov reportando un valor de $\sigma_{n,\gamma}(E_{th}) = 1.32 \pm 0.18$ b [39, 89] aunque es posible encontrar otros valores en diferentes referencias como 1.2 b [90], 2.3 ± 0.5 b [89, 91] y 1.07 ± 0.05 b [92]. Sin embargo, las resonancias positivas contribuyen con $\sigma_\gamma(+)$ + $\sigma_\gamma(-) = 0.21$ b donde $\sigma_\gamma(+)$ = 0.198 b [$\sigma_\gamma(-)$ = 0.009 b] representa la sección eficaz de captura radiativa neutrónica calculada considerando las resonancias s con espín $I + 1/2$ ($I - 1/2$) [91]. Por lo tanto, este valor 0.21 b se obtiene a partir de la ecuación

$$\sigma_{n,\gamma}(E_{th}) = \sum \frac{\pi}{k^2} \frac{g_J \Gamma^n \Gamma^\gamma}{(E_{th} - E)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2}, \quad (6.4)$$

tomando los valores medidos para los parámetros espectrométricos que caracterizan las resonancias positivas s presentes en $n+^{117}\text{Sn}$. Teniendo en cuenta que las resonancias p son generalmente mucho más débiles en comparación con las s , no es necesario incluirlas en el cálculo. En el caso del ^{117}Sn son válidas las aproximaciones $\Gamma \approx \Gamma^\gamma$ ó $\sigma_{tot}(E_{th}) \approx \sigma_{n,\gamma}(E_{th})$. Este valor 0.21 b implica que esta resonancia negativa s contribuye con 1.11 ± 0.18 b (lo que representa el 80% a la reacción de captura radiativa) y debe satisfacer la relación

$$\frac{g \Gamma_s^{n0} \Gamma_s}{E_s^2} = (0.27 \pm 0.04) \cdot 10^{-6}. \quad (6.5)$$

En esta ecuación se emplea la aproximación $|E_s - E_{th}| \gg \Gamma_s$. Para explicar este resultado se considera que debe existir una resonancia negativa s que aporte la mayor contribución a la sección eficaz total. A partir de 6.5 se determina el valor de la relación Γ_s^n / E_s^2 que caracteriza a este estado s . Su contribución a la sección eficaz $\sigma_{th}(n, \gamma)$ se calcula vía

$$\sigma_{n,\gamma}^{exp}(E_{th}) - \sigma_{n,\gamma}^{(+)}(E_{th}) = \frac{\pi}{k^2} \frac{g_J \Gamma_s^n \Gamma_s^\gamma}{(E_{th} - E)^2 + (\frac{\Gamma_s}{2})^2}, \quad (6.6)$$

donde el signo (+) representa la contribución de las resonancias s y p medidas. Estos valores para Γ_s^n y E_s deben también reproducir resultados experimentales para otros parámetros

espectrométricos de importancia. Esta es la causa por la cual en diversas fuentes es posible encontrar diferentes valores reportados para estos parámetros que caracterizan la resonancia negativa. En las tablas 6.1 - 6.3 se muestran valores para estos parámetros reportados por Mughaghab en diferentes publicaciones.

En estas tablas no se reportan valores experimentales para el ancho neutrónico de la resonancia negativa Γ_n porque no es posible medir directamente estados *subthreshold*. En estas tablas se observa el cambio en el ancho neutrónico reducido Γ_0^0 y la energía de la resonancia s negativa. La mayoría de los cálculos en el pasado se realizaron considerando el valor de energía $E_s = -29$ eV, sin embargo, es común encontrar en estos análisis valores para estos parámetros espectrométricos que no son exactamente iguales a los reportados por Mughaghab en 1981 (tabla 6.2). Estos parámetros también han sido medidos por otros autores. En las tablas 6.4 y 6.5 se muestran los valores medidos y/o reportados por Smith [93] y Alfimenkov [38, 94, 95], respectivamente.

Tabla 6.1: Parámetros espectrométricos para algunas resonancias en $n+^{117}\text{Sn}$ reportados por Mughaghab (2003).

$E_0(eV)$	J	l	$2g\Gamma_n$ (meV)	Γ_γ (meV)	$2g\Gamma_n^0$ (meV)	$2g\Gamma_n^l$ (meV)
-212	1	0		(119)	155.24	
1.327 ± 0.001		[1]	0.000276 ± 0.00001	148 ± 10		85.8 ± 4.4
34.044 ± 0.017		[1]	0.0374 ± 0.0018			89.5 ± 4.3
38.80 ± 0.05	1		6.2 ± 0.3	119 ± 9		

$$\begin{aligned}
 I^\pi &= 1/2^+ & \%Abn &= 7.676 & S_n &= 9327.4 \pm 0.9 \text{ keV} \\
 \sigma_\gamma(+)&= 0.207 \text{ b} & \sigma_\gamma(-)&= 0.008 \text{ b} & \sigma_\gamma(B)&= 0.855 \text{ b}
 \end{aligned}$$

Tabla 6.2: Parámetros espectrométricos para algunas resonancias en $n+^{117}\text{Sn}$ reportados por Mughaghab (1981).

$E_0(eV)$	J	l	$2g\Gamma_n$ (meV)	Γ_γ (meV)	$2g\Gamma_n^l$ (meV)
-29.2	1	0		(78)	11.1
1.32 ± 0.01			0.0002 ± 0.0001		0.00017 ± 0.00009
34.05 ± 0.05			0.034 ± 0.002		0.0058 ± 0.0003
38.80 ± 0.05	1	0	6.2 ± 0.3	100 ± 15	1.00 ± 0.05

$$\begin{aligned}
 I^\pi &= 1/2^+ & \%Abn &= 7.7 & S_n &= 9326.1 \pm 1.4 \text{ keV} \\
 \sigma_\gamma(+)&= 0.198 \text{ b} & \sigma_\gamma(-)&= 0.009 \text{ b} & \sigma_\gamma(B)&= 2.1 \text{ b}
 \end{aligned}$$

Tabla 6.3: Parámetros espectrométricos para algunas resonancias en $n+^{117}\text{Sn}$ reportados por Mughaghab (2006).

$E_0(\text{eV})$	J	l	$2g\Gamma_n$ (meV)	Γ_γ (meV)	$2g\Gamma_n^0$ (meV)	$2g\Gamma_n^l$ (meV)
-81.02	1	0		(91)	19.75	
1.327 ± 0.001		[1]	0.000276 ± 0.00001	148 ± 10		85.8 ± 4.4
38.80 ± 0.05	1		6.2 ± 0.3	119 ± 9		

$$\begin{aligned}
 I^\pi &= 1/2+ & \% \text{Abn} &= 7.676 & S_n &= 9327.4 \pm 0.9 \text{ keV} \\
 \sigma_\gamma(+)&= 0.207 \text{ b} & \sigma_\gamma(-)&= 0.008 \text{ b} & \sigma_\gamma(B)&= 0.855 \text{ b}
 \end{aligned}$$

 Tabla 6.4: Parámetros para algunas resonancias en $n+^{117}\text{Sn}$ reportados por Smith y Bowman.

Energía (eV)	J	l	$g\Gamma_n$ (meV)	Γ_γ (meV)	$g\Gamma_n^l$ (meV)
-29.2	1	0	30.0		5.55
1.327 ± 0.001	1	1	0.000138 ± 0.000007	148 ± 10	42.8 ± 2.1
34.044 ± 0.017		1	0.0187 ± 0.0009	119 ± 9	44.8 ± 2.2
38.8 ± 0.05	1	0	3.10 ± 0.15	100 ± 15	0.50 ± 0.02

 Tabla 6.5: Parámetros espectrométricos para algunas resonancias en $n+^{117}\text{Sn}$ medidos y/o reportados por Alfimenkov.

E_s (eV)	$g\Gamma_s^{n0}$ (meV)	Γ_s (eV)	Γ_{s1}^γ (meV)
-29	5.5	0.08	2.3 ± 0.4
E_p (eV)	$g\Gamma_p^n$ (10^{-8} eV)	Γ_p (meV)	Γ_p^γ (meV)
1.33 ± 0.01	19 ± 1.5	230 ± 20	1.2 ± 0.3

De las tablas anteriores se observa que las resonancias s positivas tiene un ancho total Γ_s aproximadamente igual a 0.1 eV. Es muy común en los análisis de búsqueda de consistencia encontrar la aproximación $\Gamma_s \approx 0.1$ eV para la resonancia s negativa [95]. Los valores Γ para las resonancias de onda s con la misma paridad y J siguen una distribución χ^2 caracterizada por un grado de libertad elevado. Como consecuencia, puede usarse la denominada aproximación de Reich-Moore que establece $\Gamma^\gamma(E_n) = \sum \Gamma_i^\gamma \approx \bar{\Gamma}^\gamma$ donde i denota el canal de salida. Esta aproximación desestima la dependencia con la energía de Γ y es válida para núcleos pesados con una alta densidad de niveles cerca de la energía S_n . Para núcleos ligeros, en la vecindad de algún número mágico y para altas energías neutrónicas en general no se cumple. Además, es posible encontrar la aproximación $\Gamma_s = \Gamma_p = 0.1$ eV ó 0.18 eV [34, 53, 96] porque en la región $kR \ll 1$ los anchos totales Γ_s y Γ_p son prácticamente independientes de la energía y satisfacen $\Gamma_s \sim \Gamma_p \in [0.05 - 0.2]$ eV. En la tabla 6.5 se muestran valores medidos para la reacción (n,γ)

tras la detección del rayo gamma correspondiente al decaimiento directo del estado compuesto resonante al estado base $\Gamma_{s(p)}^{\gamma_0}$. En la práctica es muy difícil medir el valor del parámetro Γ_p a partir de experimentos de transmisión. El valor $\Gamma_p = 0.23 \pm 0.02$ eV reportado por Alfimenkov fue determinado a través de experimentos (n, γ) , por lo tanto, el parámetro realmente medido fue Γ_p^γ [97]. A estas energías tan bajas de los neutrones el canal de fisión del ^{117}Sn está cerrado por lo cual $\Gamma \approx \Gamma^n + \Gamma^\gamma$. Esta aproximación en general se cumple a bajas energías y para núcleos con $A \leq 210$. Además, para el ^{117}Sn se tiene $\Gamma^n \ll \Gamma^\gamma$ [de manera equivalente, $\sigma(n, \gamma) \approx \sigma_{tot}$] por lo que también es válida la aproximación $\Gamma_p^\gamma \approx \Gamma_p$. Sin embargo, el propio Alfimenkov reporta un valor inferior para este parámetro $\Gamma_p = 0.180 \pm 0.018$ eV en estudios posteriores [53, 96]. En las tablas anteriores también se reportan valores experimentales inferiores para este parámetro lo que respalda la aproximación $\Gamma_s = \Gamma_p \approx 0.1$ eV. Algo interesante a destacar es que $\Gamma_s < \Gamma_p$ mientras $\Gamma_s^n / \Gamma_p^n \simeq 10^4 - 10^5$. En la actualidad no existe una explicación para estas relaciones.

En la presente tesis se traza como objetivo general resolver los problemas de consistencia entre los resultados experimentales para las asimetrías P-par (P-impar) y el formalismo Flambaum-Sushkov (Bunakov-Gudkov). Con este objetivo en este análisis se tendrán en cuenta los valores medidos y/o reportados por Mughaghab, Alfimenkov y Smith para los parámetros espectrométricos que caracterizan las resonancias a bajas energías *low-lying* en el $n+^{117}\text{Sn}$.

6.1.1 Consistencia entre valores medidos para las asimetrías P-par y el formalismo Flambaum-Sushkov

En un primer paso se busca ajustar las curvas experimentales para las asimetrías ϵ^{LR} y ϵ^{FB} en la aproximación de dos niveles. Al ajustar una de las curvas se obtienen dos posibles valores con signo opuesto para el parámetro ϕ (curvas rojas en las figuras 6.2 y 6.3) por lo cual se tienen cuatro posibles valores para ϕ . Sin embargo, no es posible ajustar los valores experimentales para ambas asimetrías con uno de estos valores ϕ . Las curvas negras para ϵ^{LR} (ϵ^{FB}) en las figuras 6.2 y 6.3 son funciones teóricas correspondientes a cada valor de ϕ obtenido tras el ajuste de ϵ^{FB} (ϵ^{LR}). En las ecuaciones para las asimetrías P-par e -impar aparecen las amplitudes de transición gamma $\gamma_{s(p)}^\gamma$ y de captura neutrónica $\gamma_{s(p)}^n$. No solamente es importante el valor absoluto de estos parámetros para las resonancias s y p involucradas sino que sus signos también constituyen parámetros espectrométricos de importancia. En la actualidad no se conocen resultados experimentales referentes a estos signos. Existe también la posibilidad de una diferencia en fase para el formalismo de la reacción (n, γ) que conlleve al signo opuesto en las expresiones para las asimetrías P-par o incluso un “error” sistemático en el signo de la polarización f_n del haz de neutrones que cambie el signo de la ecuación para ϵ^{LR} (ecuación 3.152). Estos argumentos implican que en la búsqueda de consistencia es posible tomar los valores negativos en las expresiones para ϵ^{LR} (ecuación 3.152) y ϵ^{FB} (ecuación 3.153).

En la tabla 6.6 se muestran los parámetros espectrométricos que garantizan valores para el chi-cuadrado reducido χ_ν^2 más cercanos a la unidad.

Tabla 6.6: Parámetros espectrométricos para algunas resonancias en $n+^{117}\text{Sn}$ medidos y/o reportados por Alfimenkov y Mughaghab (1981).

E_{s1} (eV)	Γ_{s1}^{n0} (meV)	Γ_{s1} (eV)	Γ_{s1}^γ (meV)
-29.2	7.4	0.1	2.3 ± 0.4
E_p (eV)	Γ_p^n (10^{-7} eV)	Γ_p (eV)	Γ_p^γ (meV)
1.32	1.33	0.23	1.2 ± 0.3

En este caso se toman valores medidos y/o reportados por Mughaghab [91] y Alfimenkov [94]. Una vez más, como se observa en las figuras 6.2 y 6.3 no es posible encontrar consistencia en la aproximación de dos niveles [55]. Sin embargo, se obtiene la correcta dependencia con la energía de estas asimetrías pero no se obtiene la magnitud esperada para el máximo de la asimetría correspondiente o se obtiene el signo opuesto.

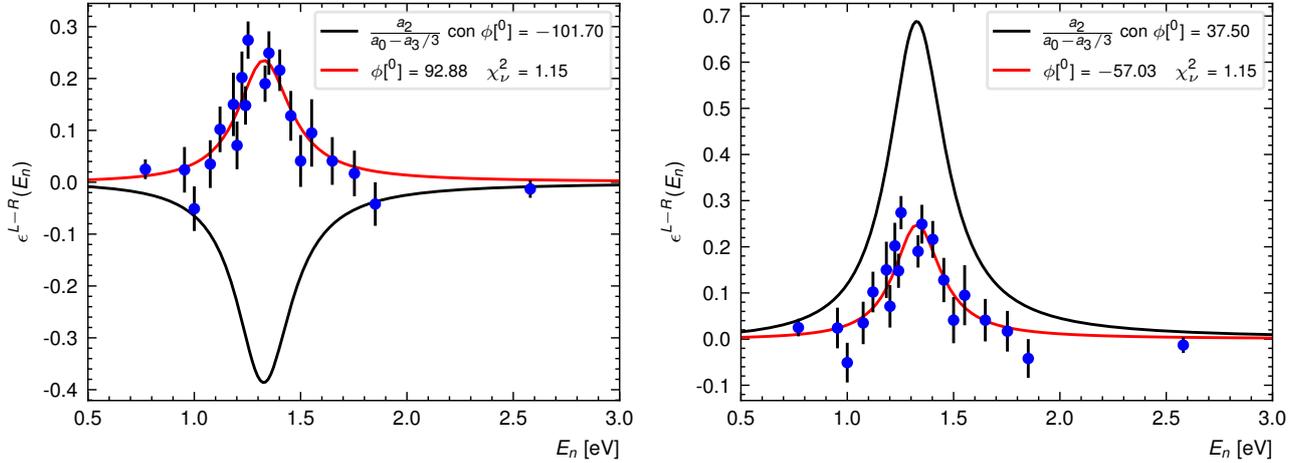


Figura 6.2: Valores medidos para la asimetría “left-right” en la vecindad de la resonancia p a $E_p = 1.33$ eV en $n+^{117}\text{Sn}$. Las curvas rojas corresponden a los mejores ajustes: $\phi^{(0)} = -57.03$ ($\chi_\nu^2 = 1.15$) y $\phi^{(0)} = 92.88$ ($\chi_\nu^2 = 1.15$). Las curvas negras corresponden a las funciones teóricas para los valores de ϕ obtenidos tras el ajuste de los valores medidos para la asimetría “forward-backward”.

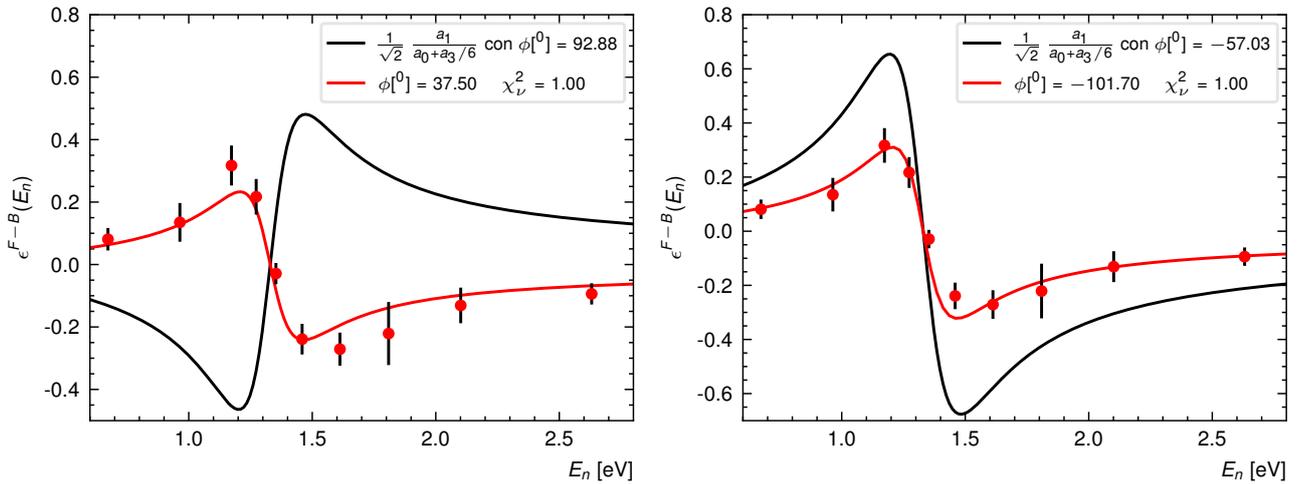


Figura 6.3: Valores medidos para la asimetría “forward-backward” en la vecindad de la resonancia p a 1.33 eV en $n+^{117}\text{Sn}$. Las curvas rojas corresponden a los mejores ajustes: $\phi^{(0)} = -101.70$ ($\chi_\nu^2 = 1.00$) y $\phi^{(0)} = 37.50$ ($\chi_\nu^2 = 1.00$). Las curvas negras corresponden a las funciones teóricas calculadas a partir de los valores ϕ obtenidos tras el ajuste de los resultados experimentales para la asimetría “left-right”.

Este fue el resultado que llevó a algunos investigadores en el pasado a considerar que en la reacción (n,γ) ocurre una interferencia de estados compuestos resonantes de paridad opuesta pero el mecanismo de reacción resonante compuesto no es el predominante. Esto estimuló el

desarrollo de nuevos posibles mecanismos de reacción. Sin embargo, en 1991 Gudkov sugirió que el problema no estaba relacionado con el mecanismo de reacción sino con la aproximación de dos niveles. En su análisis llegó a la conclusión que la resonancia s a 38.8 eV está lo suficientemente cerca y es lo suficientemente intensa como para contribuir de forma importante a la asimetría P-par en la vecindad de la resonancia p a 1.33 eV en $n+^{117}\text{Sn}$ [55].

Tomando el signo contrario en la ecuación 3.153 se obtiene

$$\phi = 91.32 \quad \begin{cases} \chi_{\nu LR}^2 = 1.749 \\ \chi_{\nu FB}^2 = 1.748 \end{cases} \quad (6.7)$$

mientras tras un cambio de signo en 3.152

$$\phi = -88.68 \quad \begin{cases} \chi_{\nu LR}^2 = 1.749 \\ \chi_{\nu FB}^2 = 1.748 \end{cases} \quad (6.8)$$

Las figuras 6.4 y 6.5 muestran las curvas teóricas (línea color negro) y de ajuste (línea color negro **rojo**?) para las asimetrías ϵ^{LR} y ϵ^{FB} .

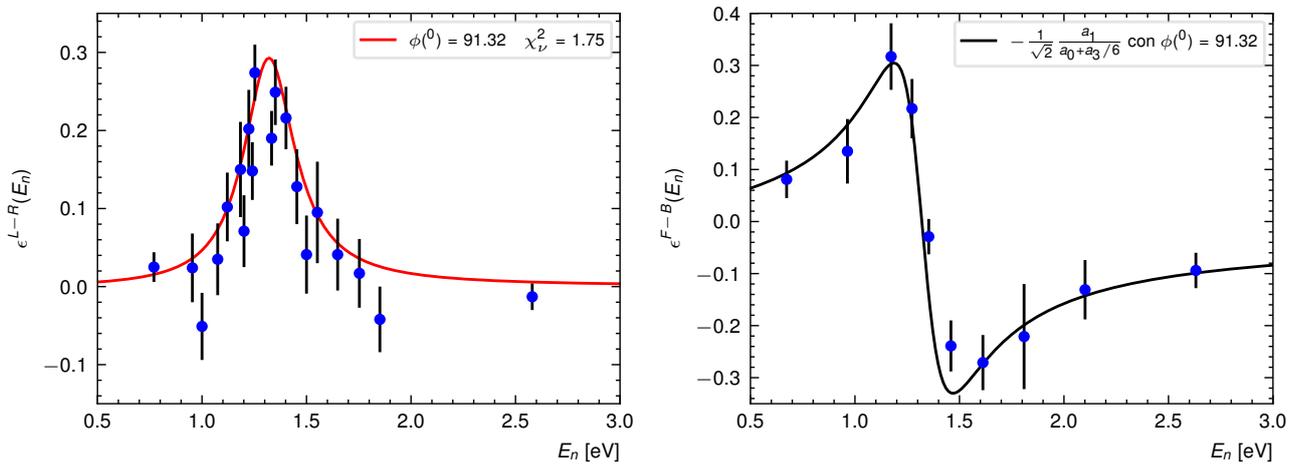


Figura 6.4: Valores medidos para las asimetrías “left-right” y “forward-backward” en la vecindad de la resonancia p de 1.33 eV para $n+^{117}\text{Sn}$. La curva roja corresponde al mejor ajuste: $\phi^{(0)} = 91.32$ ($\chi_{\nu}^2 = 1.00$) mientras la curva negra corresponde a la función teórica usando el valor de ϕ obtenido tras el ajuste de la asimetría ϵ^{F-B} .

En las figuras 6.6 y 6.7 también se busca consistencia con los parámetros $t^2(E_p, 45^0)$, $t^2(E_p, 55^0)$, $t^2(E_p, 90^0)$ y la asimetría P-par $\epsilon_p^a(45^0)$. Las líneas sólidas representan las curvas teóricas para estos parámetros mientras las discontinuas, los resultados experimentales. De estas figuras se observa que no existe una intersección triple (falta de consistencia) entre las curvas teóricas, los resultados experimentales y los valores para ϕ obtenidos previamente tras el ajuste de los observables ϵ^{LR} y ϵ^{FB} . De hecho, no existe consistencia para ningún posible valor de ϕ en la aproximación de dos niveles.

En un segundo paso se considera la aproximación de tres niveles. En esta aproximación se tiene una resonancia p a 1.33 eV y dos resonancias s : una negativa y otra positiva a 38.8 eV. En la expresión para el coeficiente a_0 (ecuación 3.138) se tiene el término de interferencia

$$\frac{\gamma_{s1}^n \gamma_{s2}^n \gamma_{s1}^\gamma \gamma_{s2}^\gamma ((E - E_{s1})(E - E_{s2}) + \Gamma_{s1} \Gamma_{s2}/4)}{\left((E - E_{s1})^2 + \frac{\Gamma_{s1}^2}{4} \right) \left((E - E_{s2})^2 + \frac{\Gamma_{s2}^2}{4} \right)}, \quad (6.9)$$

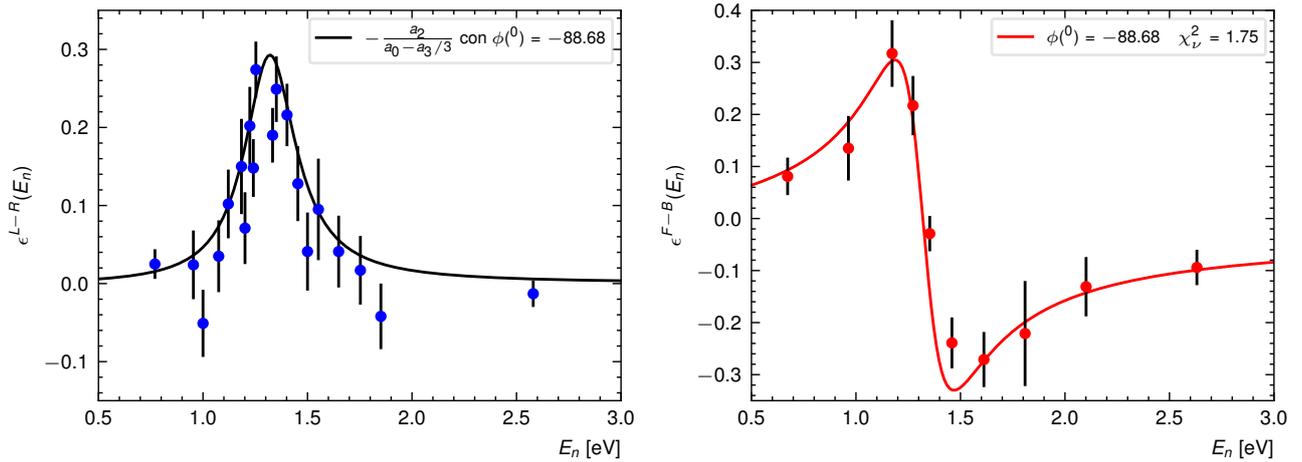


Figura 6.5: Valores medidos para las asimetrías “*left-right*” y “*forward-backward*” en la vecindad de la resonancia p de 1.33 eV para $n+^{117}\text{Sn}$. La curva roja corresponde al mejor ajuste: $\phi^{(0)} = -88.68$ ($\chi_\nu^2 = 1.00$) mientras la curva negra corresponde a la función teórica usando el valor de ϕ obtenido tras el ajuste de la asimetría ϵ^{F-B} .

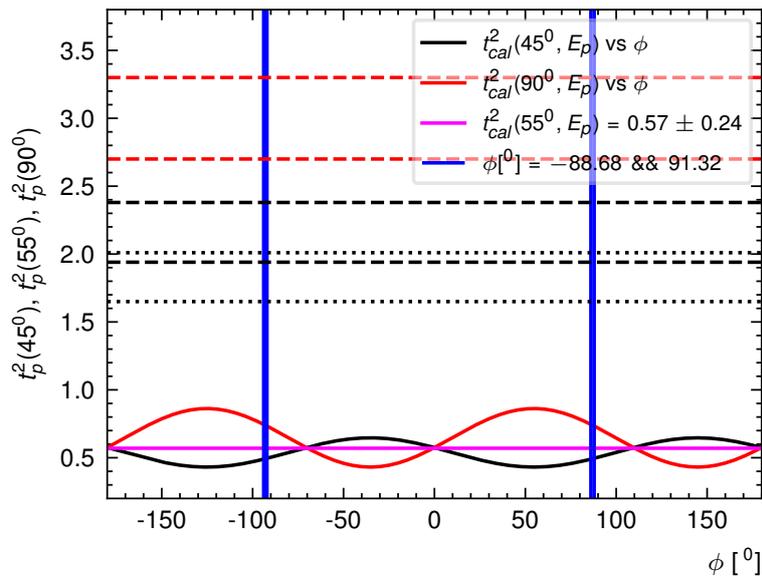


Figura 6.6: Valores teóricos para los parámetros espectrométricos $t_{45^0}^2(E_p)$, $t_{55^0}^2(E_p)$ y $t_{90^0}^2(E_p)$ en la aproximación de dos niveles, empleando el formalismo Flambaum-Sushkov y los parámetros espectrométricos experimentales de la tabla (6.6). También se muestran los valores experimentales $t_{exp}^2(90^0, E_p) = 3.0 \pm 0.3$ (línea roja discontinua), $t_{exp}^2(45^0, E_p) = 2.16 \pm 0.22$ (línea negra discontinua) y $t_{exp}^2(45^0, E_p) = 1.83 \pm 0.18$ (línea negra punteada). No existe coincidencia entre los valores experimentales y calculados para cualquier valor de ϕ .

entre las dos resonancias s [12]. En este caso no existe interferencia entre las resonancias s y p . Esta interferencia puede ser de signo positivo (constructiva) o negativo (destruccion) en dependencia del signo de la relación $\gamma_{s1}^1 \gamma_{s2}^1$. Por lo tanto, en la aproximación de tres niveles se tienen dos casos posibles a considerar: interferencia destructiva y constructiva. Tomando los parámetros espectrométricos reportados en las tablas 6.1 - 6.4 tampoco es posible encontrar consistencia en la aproximación de tres niveles al considerar interferencia constructiva. Sin embargo, este problema se resuelve tomando la interferencia como destructiva.

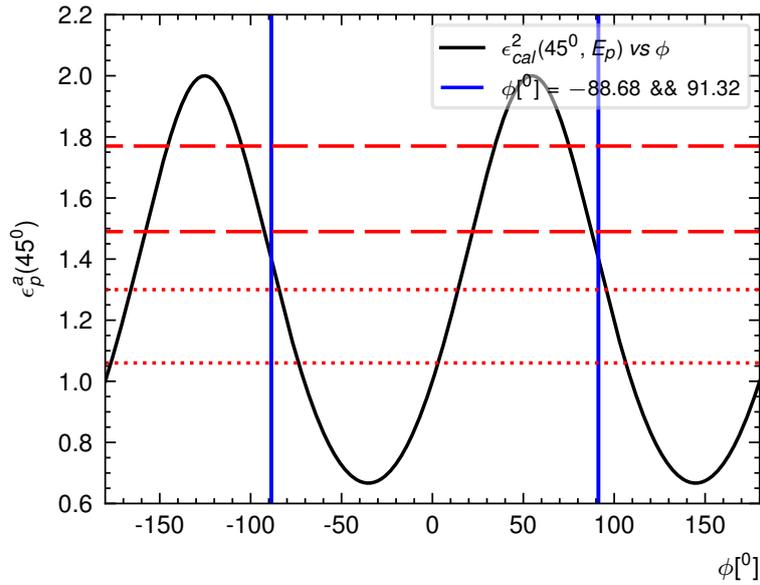


Figura 6.7: Valor teóricos para la asimetría $\epsilon_p^a(45^\circ)$ en la aproximación de dos niveles, empleando el formalismo Flambaum-Sushkov y los parámetros espectrométricos de la tabla 6.6. También se muestran los valores experimentales $\epsilon_{exp}^a(45^\circ, E_p) = 1.18 \pm 0.12$ (línea roja punteada) y $\epsilon_{exp}^a(45^\circ, E_p) = 1.63 \pm 0.14$ (línea roja discontinua). No existe coincidencia entre los valores experimentales y teóricos para considerando $\phi = -88.68$ y 91.32 .

En la tabla 6.7 se muestran los parámetros espectrométricos con los cuales se obtienen los valores de χ_ν^2 más cercanos a la unidad en el ajuste de ϵ^{LR} y ϵ^{FB} . En este caso se toman los valores medidos y/o reportados por Alfimenkov en sus análisis. Los parámetros para la resonancia s a 38.8 eV se toman de los reportados por Mughaghab [92] y Smith [93]. Además, se emplea la aproximación $\Gamma_p \approx \Gamma_p^\gamma = 0.148$ eV tomando este valor de las referencias anteriormente mencionadas.

Tabla 6.7: Parámetros espectrométricos para las resonancias s a -29 eV y 38.88 eV, y la resonancia p a 1.33 eV en $n+^{117}\text{Sn}$.

E_{s1} (eV)	Γ_{s1}^{n0} (meV)	Γ_{s1} (eV)	Γ_{s1}^γ (meV)
-29	7.33	0.1	2.3 ± 0.4
E_p (eV)	Γ_p^n (10^{-7} eV)	Γ_p (eV)	Γ_p^γ (meV)
1.33	2.5	0.148	1.2 ± 0.3
E_{s2} (eV)	Γ_{s2}^{n0} (meV)	Γ_{s2} (eV)	Γ_{s2}^γ (meV)
38.8	0.67	0.1	0.6 ± 0.2

Planteando el signo opuesto en la ecuación 3.153 se obtiene

$$\phi = 86.07 \begin{cases} \chi_{\nu LR}^2 = 1.173 \\ \chi_{\nu FB}^2 = 1.000 \end{cases} \quad (6.10)$$

y tomando signo negativo en la expresión 3.152

$$\phi = -93.93 \begin{cases} \chi_{\nu LR}^2 = 1.173 \\ \chi_{\nu FB}^2 = 1.000 \end{cases} \quad (6.11)$$

Las figuras 6.8 y 6.9 muestran el ajuste para ϵ^{LR} y ϵ^{FB} con estos valores de ϕ mientras en las figuras 6.10 y 6.11 se observa el parámetro χ^2_ν en función de ϕ .

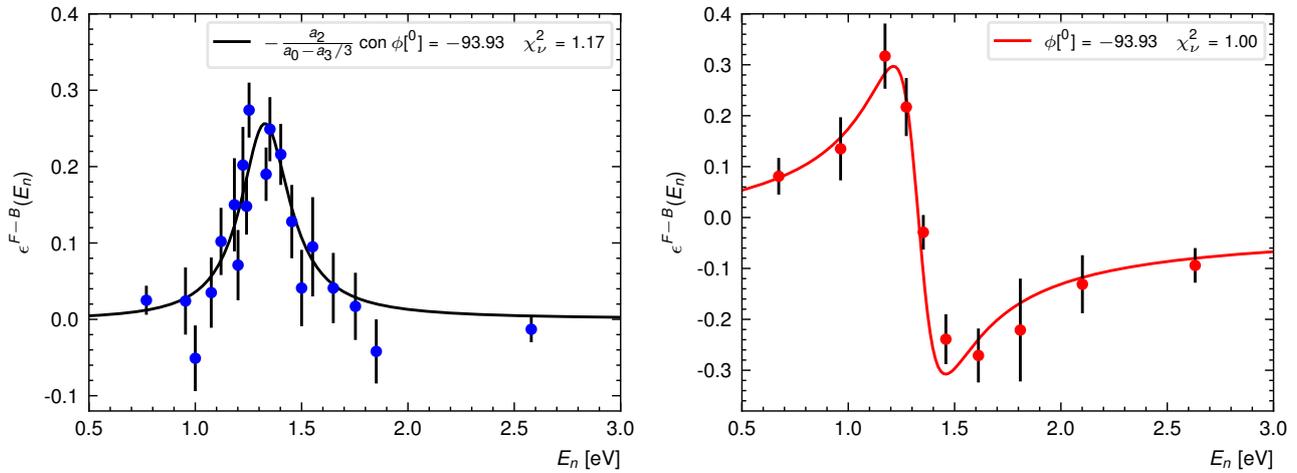


Figura 6.8: Valores medidos para las asimetrías “left-right” y “forward-backward” en la vecindad de la resonancia p a 1.33 eV para ^{117}Sn . La curva roja corresponde al mejor ajuste: $\phi^{(0)} = -93.93$ ($\chi^2_\nu = 1.00$) mientras la curva negra corresponde a la función teórica con el valor de ϕ obtenido tras el ajuste de la asimetría ϵ^{F-B} .

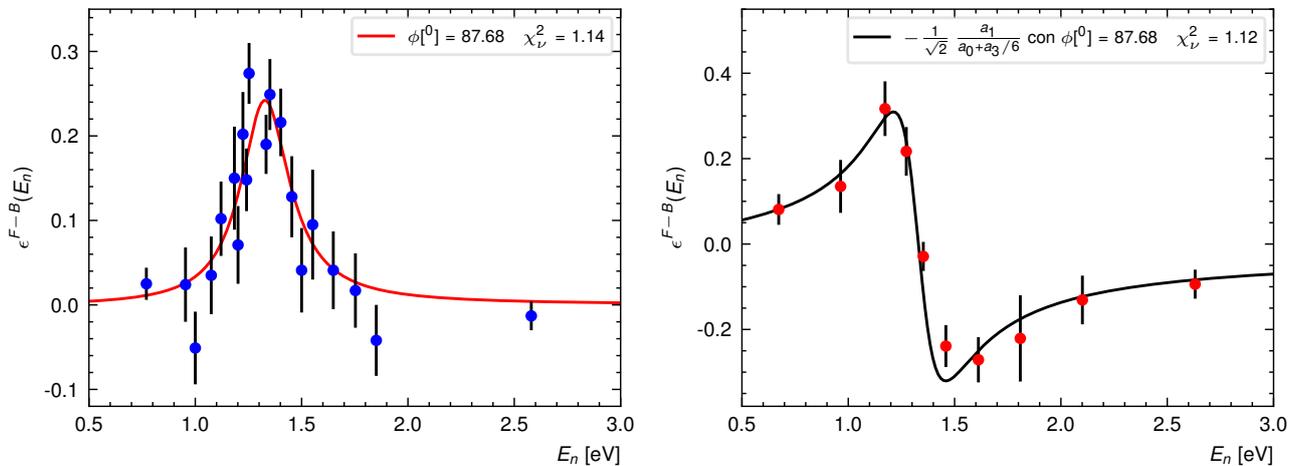


Figura 6.9: Valores medidos para las asimetrías “left-right” y “forward-backward” en la vecindad de la resonancia p a 1.33 eV para $n+^{117}\text{Sn}$. La curva roja corresponde al mejor ajuste $\phi^{(0)} = 87.68$ ($\chi^2_\nu = 1.14$) mientras la curva negra corresponde a la función teórica usando el valor de ϕ obtenida tras el ajuste de la asimetría ϵ^{L-R} .

Por lo tanto, es posible encontrar consistencia entre el formalismo de la reacción (n,γ) desarrollado por Flambaum-Sushkov y las medidas experimentales para los observables P-par cuando se emplean los parámetros espectrométricos de la tabla 6.7 y los valores para ϕ

$$\phi \in \{[-93.93; -92.13] \cup [86.07; 87.87]\}, \quad (6.12)$$

los cuales garantizan (figuras 6.10 y 6.11)

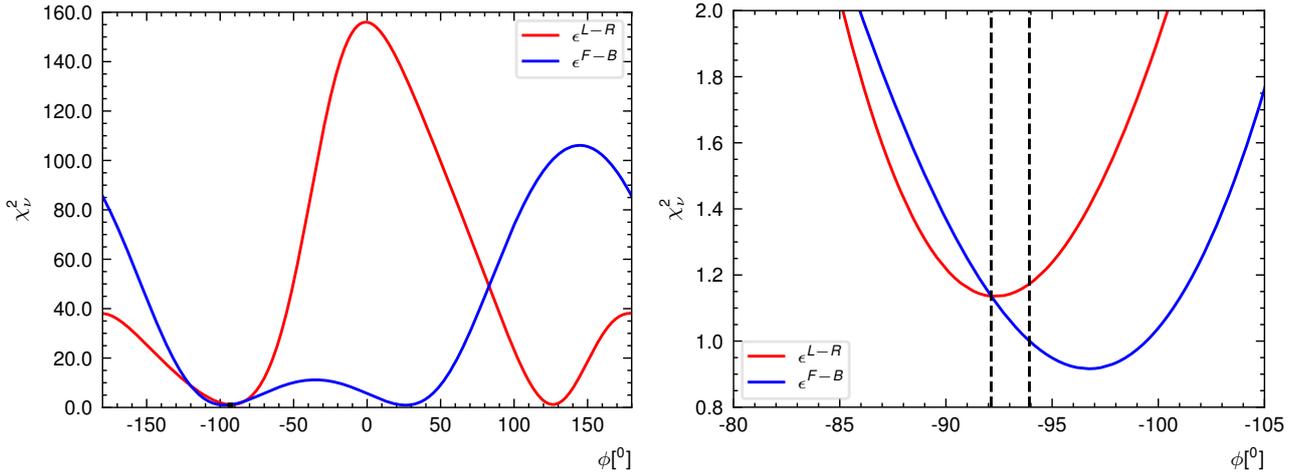


Figura 6.10: χ_{ν}^2 como función del parámetro ϕ considerando la aproximación de tres niveles (interferencia destructiva) y los parámetros espectrométricos reportados y/o medidos por Alfimenkov.

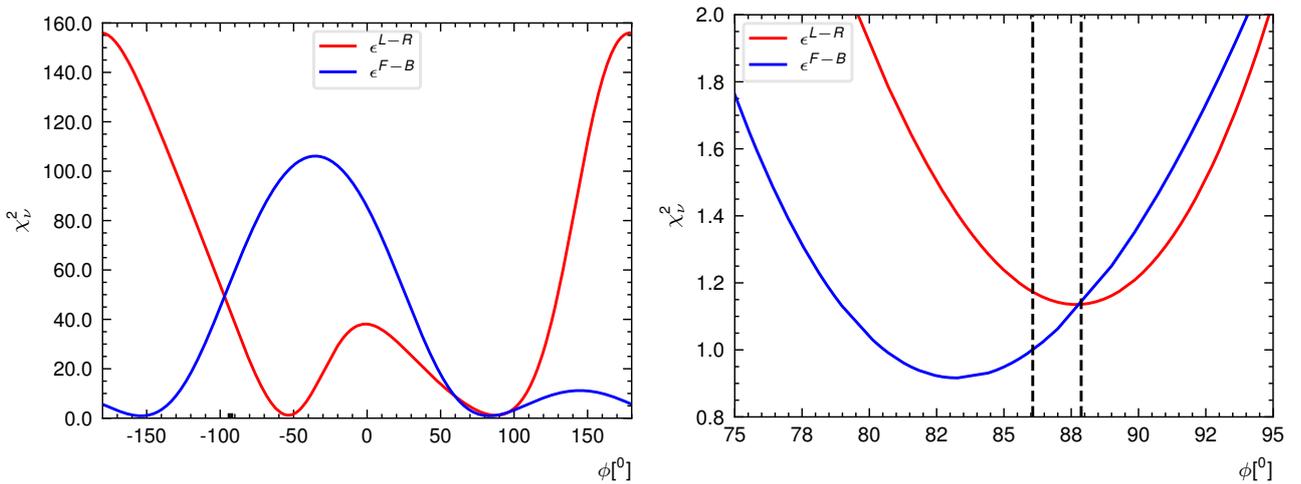


Figura 6.11: χ_{ν}^2 como función del parámetro ϕ considerando la aproximación de tres niveles, interferencia destructiva y los parámetros espectrométricos reportados y/o medidos por Alfimenkov.

$$\begin{aligned}\chi_{\nu_{LR}}^2 &\in [1.17; 1.14], \\ \chi_{\nu_{FB}}^2 &\in [1.00; 1.14].\end{aligned}\tag{6.13}$$

Este resultado sugiere que la resonancia s a 38.8 eV pudiera tener una importante contribución para las asimetrías P-impar a la energía de la resonancia de onda p a 1.33 eV.

Por otro lado, de los intervalos mostrados en la ecuación 6.12 para el parámetro ϕ se obtiene (figura 6.12)

$$\kappa \in [6.53; 12.34]. \quad (6.14)$$

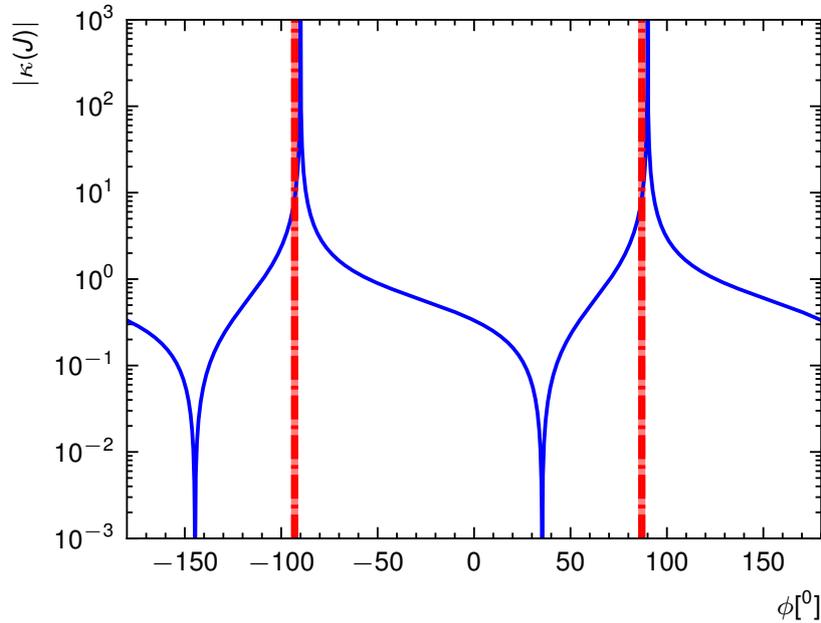


Figura 6.12: Valores obtenidos para el parámetro $\kappa(J)$ para el núcleo ^{117}Sn tras el ajuste de las asimetrías P-par.

Esta figura muestra uno de los resultados más importantes de la presente tesis. Estos valores de $\kappa(J)$ no nulos implican que el núcleo de ^{117}Sn es un buen candidato para futuros experimentos de violación T. Incluso, parte de este intervalo de valores (ecuación 6.14) se encuentra en el rango esperado entre 1 y 10 (sección 3.3).

En las figuras 6.13 y 6.14 también se encuentra consistencia con los valores para $t^2(E_p, 45^\circ)$, $t^2(E_p, 55^\circ)$, $t^2(E_p, 90^\circ)$ y la asimetría P-par $\epsilon_p^a(45^\circ)$. Las líneas sólidas representan las curvas teóricas para estos parámetros mientras las discontinuas los resultados experimentales. Nótese que existe una intersección triple entre las curvas teóricas, los resultados experimentales y los valores para ϕ que garantizan consistencia entre el formalismo Flambaum-Sushkov y los observables P-par medidos para $n+^{117}\text{Sn}$ en la vecindad de la resonancia p a 1.33 eV.

Como se analizó en la sección 3.3 el diseño de un experimento de violación T se basa en la analogía con los formalismos de violación P observados en el núcleo compuesto. Tanto para las asimetrías P-impar como T-impar se esperan efectos de *enhancement* similares, sin embargo, la interacción P-impar es mucho más intensa que la T-impar. Por lo tanto, se espera que el elemento de matriz w sea mucho menor que v . Además, la intensidad de esta interacción T-impar no es conocida. La intensidad de la interacción P-impar se conoce y es posible estimar los órdenes de magnitud de las asimetrías en los experimentos. Este no es el caso para la interacción T-impar lo que pondría en duda la factibilidad de un experimento de violación T con ^{117}Sn incluso a pesar de un valor $\kappa \neq 0$. El elemento de matriz w solo se obtiene a través del experimento en la aproximación de dos niveles por lo cual es necesario calcularlo a partir de algún modelo teórico. En este sentido es importante realizar algunos cálculos sobre los órdenes de magnitud esperados o la precisión con la cual los observables T-impar pueden medirse y en qué medida se pueden establecer cotas superiores menores para la física actual de la interacción T-impar.

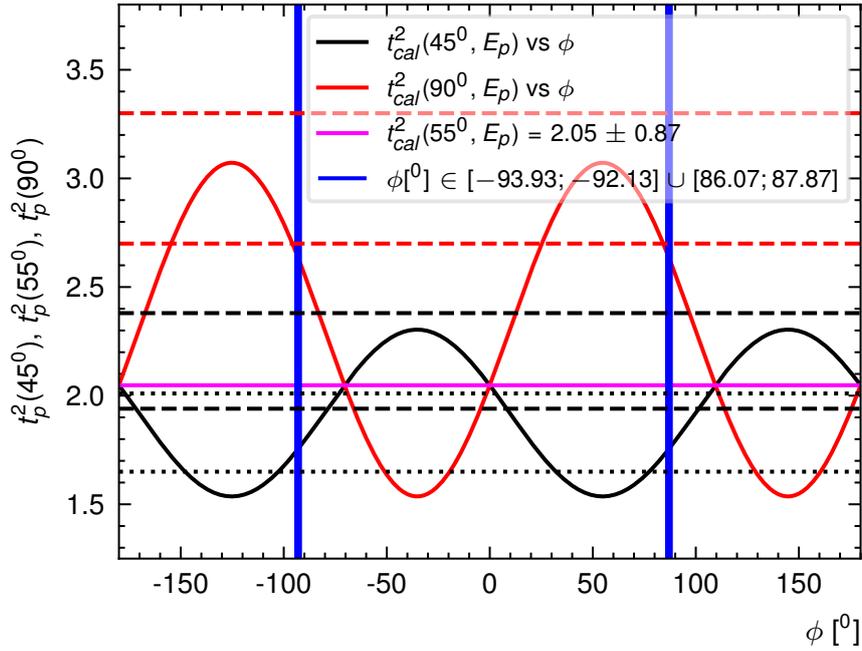


Figura 6.13: Valores experimentales y teóricos para los parámetros espectrométricos $t_{45^0}^2(E_p)$, $t_{55^0}^2(E_p)$ y $t_{90^0}^2(E_p)$ usando la aproximación de tres niveles (interferencia destructiva), el formalismo Flambaum-Sushkov y valores experimentales de la tabla 6.7. También se muestran los valores experimentales $t_{exp}^2(90^0, E_p) = 3.0 \pm 0.3$ (línea roja discontinua), $t_{exp}^2(45^0, E_p) = 2.16 \pm 0.22$ (línea negra discontinua) y $t_{exp}^2(45^0, E_p) = 1.83 \pm 0.18$ (línea negra punteada).

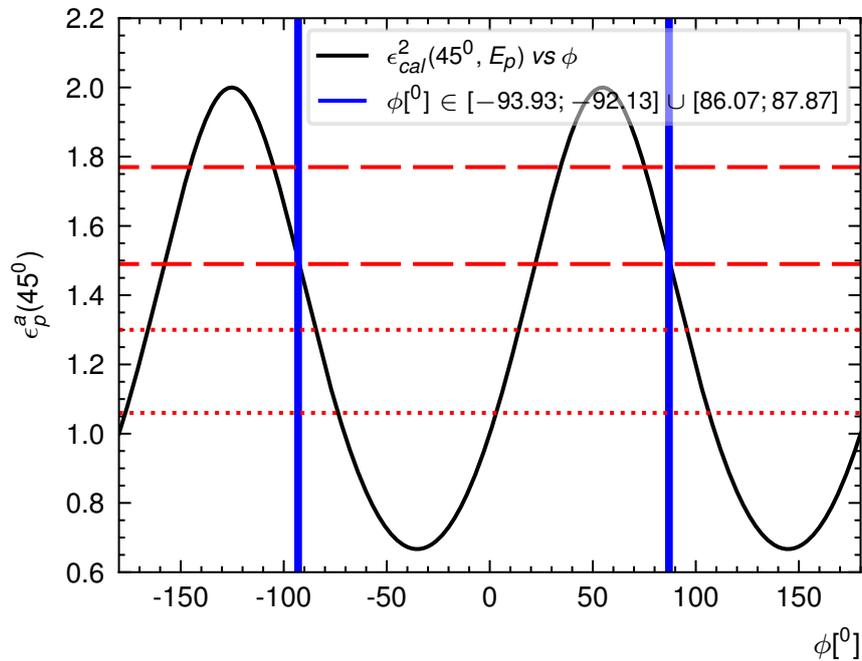


Figura 6.14: Valores experimentales y teóricos para la asimetría $\epsilon_p^a(45^0)$ considerando la aproximación de tres niveles (interferencia destructiva), el formalismo Flambaum-Sushkov y valores de la tabla 6.7.

Debido al caos que caracteriza a los estados resonantes del núcleo compuesto y a las funciones de onda correspondientes que describen el sistema compuesto es prácticamente imposible determinar de manera exacta los elementos v y w . De la tabla 3.2 se observa que los valores

modelo-teórico dependientes para λ van desde 10^{-2} hasta 10^{-10} . Tomando como referencia el valor $\lambda = 10^{-5}$ (el cual mejoraría los límites actuales basados en estudios de momentos dipolares eléctricos [16, 25, 45]) y $\kappa = 6.53$ se obtiene

$$\frac{\Delta\sigma_{PT}}{\Delta\sigma_P} < 6.53 \times 10^{-5}. \quad (6.15)$$

En la actualidad los espectrómetros TOF ofrecen flujos de neutrones muy intensos con excelente resolución en energía en la región térmica y epitérmica, polarizadores de alta eficiencia y arreglos de detectores con eficiencias absolutas 4π lo que ofrece sensibilidades experimentales para $\Delta\sigma_{PT}/\Delta\sigma_P$ del orden de 10^{-6} en experimentos de transmisión con neutrones polarizados [16]. La sensibilidad se estima para un blanco 100% enriquecido a través de la expresión

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{\Phi \times t_m}} \frac{\sigma_{tot}}{\sigma_p}, \quad (6.16)$$

donde Φ es el número de neutrones que inciden en el blanco por unidad de tiempo, t_m es el intervalo de tiempo de medición, σ_p es la contribución de la resonancia p a la sección eficaz total y σ_{tot} es la sección eficaz total. En caso existan otros elementos químicos en el blanco deben sumarse a σ_{tot} sus secciones eficaces totales. Esta ecuación debe ser evaluada a la energía de la resonancia p de interés.

Por ejemplo, en los laboratorios LANSCE y J-PARC (*Japan-Proton Accelerator Research Complex*) se obtienen flujos de neutrones epitérmicos polarizados del orden de $10^6 - 10^7$ neutrones-s [98, 99, 100]. Empleando un polarizador de ^3He , con eficiencia típica del 70% y un factor de transmisión entre el 40% y el 70%, se alcanza una sensibilidad experimental de 10^{-5} en 10^7 s (figura 6.15) [9, 16]. Por lo tanto, esto demuestra que los experimentos de violación T con ^{117}Sn son experimentalmente factibles y complementarios a los actuales experimentos de momentos dipolares eléctricos.

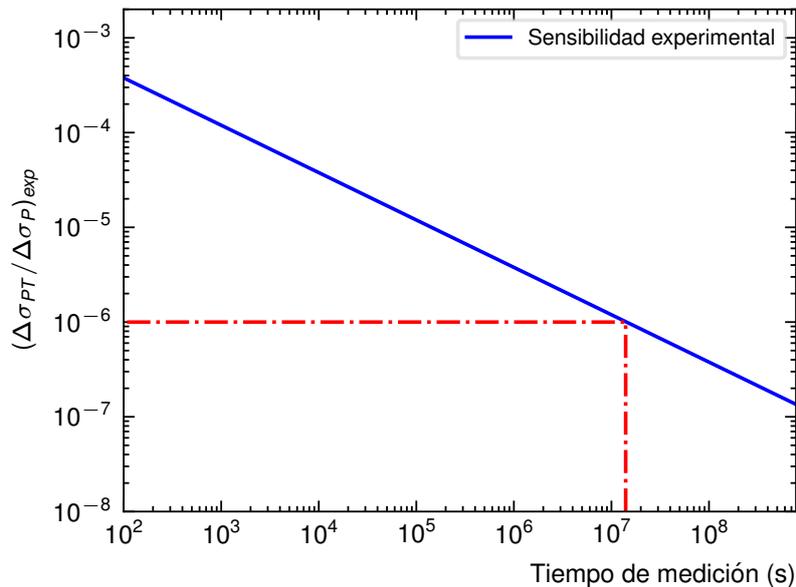


Figura 6.15: Sensibilidad experimental estimada para un experimento de transmisión de violación T con neutrones polarizados epitérmicos y blanco polarizado de ^{117}Sn .

6.1.2 Consistencia entre los valores experimentales para las asimetrías P-impar y el formalismo Bunakov-Gudkov

En el análisis anterior fue posible encontrar consistencia entre los valores experimentales para las asimetrías P-par y el formalismo de Flambaum-Sushkov para las reacciones (n, γ) inducidas por neutrones. Este resultado fue solo posible en la aproximación de tres niveles (interferencia destructiva) y empleando los parámetros espectrométricos de la tabla 6.7. En esta sección se emplean estos mismos parámetros espectrométricos en la búsqueda de consistencia entre las mediciones para las asimetrías P-impar y el formalismo Gudkov-Shimizu. A partir de este último formalismo se obtiene la dependencia con la energía para los observables P , ϕ (ecuaciones 3.22) y α_{n, γ_0} (ecuación 3.24).

Tomando la expresión teórica para P evaluada a E_{th} y E_p se obtiene

$$\frac{P(E_p)}{P(E_{th})} = 4 \frac{\sigma_{tot}(E_{th}) (E_p - E_s) \Gamma_p [(E_{th} - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4] [(E_{th} - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4]}{\sigma_{tot}(E_p) [(E_{th} - E_s) \Gamma_p + (E_{th} - E_p) \Gamma_s] [(E_p - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4] \Gamma_p^2}. \quad (6.17)$$

Por otro lado, con las ecuaciones para $P(E_p)$ y $d\phi/dz(E_{th})$

$$\frac{P(E_p)}{d\phi/dz(E_{th})} = \frac{2 (E_p - E_s) \Gamma_p [(E_{th} - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4] [(E_{th} - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4]}{N \sigma_{tot}(E_p) [(E_{th} - E_s)(E_{th} - E_p) - \Gamma_s \Gamma_p/4] [(E_p - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4] \Gamma_p^2}. \quad (6.18)$$

Sin embargo, estas ecuaciones solo son válidas en la aproximación de dos niveles. Aproximaciones incorrectas para estas relaciones fueron empleadas en el pasado por diferentes autores [39, 97]. Al considerar una segunda resonancia positiva a 38.8 eV en las dos ecuaciones anteriores se tienen dos elementos de matriz v_P completamente desconocidos lo cual complica el análisis considerablemente. Al plantear la relación entre estos observables se elimina el elemento de matriz v_P y la “contaminación” débil. Como ambos observables P y $d\phi/dz$ tienen el mismo factor de espín G_p estas relaciones anteriormente planteadas facilitan la comparación con los resultados experimentales y con el análisis anterior para asimetrías P-par.

Para evaluar $(kR)^2$ se usa la ecuación del radio nuclear $R = 1.35 A^{1/3}$ fm y la expresión para el factor geométrico

$$\frac{\pi}{k^2} = \frac{656.6}{\hat{A}} \frac{1}{E_n}, \quad (6.19)$$

con

$$\hat{A} = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}. \quad (6.20)$$

Tomando $A_1 = 1$ (neutrón), $A_2 = 117$ (^{117}Sn) y como $A_2 \gg A_1$ se asume $\hat{A} \approx 1$. Con la expresión 6.19 se obtienen valores en barns si la energía del neutrón se toma en keV. Por lo tanto,

$$(kR)^2 = 10^{-2} \times \frac{\pi}{656.6} [1.35 \times A^{1/3}]^2 E_n, \quad (6.21)$$

donde el factor 10^{-2} proviene de la relación $1 \text{ fm}^2 = 0.01 \text{ barn}$. Al evaluar este término a la energía de la resonancia p y térmica se obtiene $(kR)_p^2 = 2.75 \times 10^{-6}$ y $(kR)_{th}^2 = 5.21 \times 10^{-8}$, respectivamente. La sección eficaz total se calcula a partir de la ecuación 3.51.

Para los parámetros espectrométricos reportados en la tabla 6.7, $\sigma(E_{th}) = 4 \text{ b}$, $\sigma(E_p) = 1.8 \text{ b}$, $N = 3.7 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $d\phi/dz(E_{th}) = (-36.7 \pm 2.7) \cdot 10^{-6} \text{ rad/cm}$ y el valor promedio $P(E_{th}) = (6.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-6}$ [39] se obtiene

$$P(E_p) = (4.7 \pm 0.4) \times 10^{-3} \quad \text{y} \quad P(E_p) = (9.2 \pm 0.7) \times 10^{-3},$$

respectivamente. Comparando con los resultados experimentales mostrados en la tabla 6.9 se observa consistencia.

Para calcular los valores absolutos de estos observables (tabla 6.8) es necesario emplear la ecuación fenomenológica 3.113 para estimar v_P [13] con $\bar{D} = 48 \pm 6$ eV [91]. Como resultado se obtiene $v_P = 0.69 \times 10^{-3}$ eV el cual coincide con el valor $v_P = 0.7 \times 10^{-3}$ eV reportado en la referencia [13]. Sin embargo, también es necesario tener en cuenta el factor de espín G_P para comparar con los valores experimentales (tabla 6.9).

Tabla 6.8: Valores teóricos para las asimetrías P-impar (P , $d\phi/dz$ y α_{n,γ_0}) a $E_{th} = 0.025$ eV y $E_p = 1.33$ eV para $n+^{117}\text{Sn}$.

P_p (10^{-3})	P_{th} (10^{-6})	$\alpha_{n,\gamma_{th}}$ (10^{-4})	$d\phi_{th}/dz$ (10^{-6}) (rad/cm)
$-(3.0 \pm 0.13)$	$-(10 \pm 0.69)$	$-(7.6 \pm 0.92)$	$-(48.4 \pm 1.94)$

En la tabla 6.9 se muestran algunos resultados experimentales para estos efectos P-impar. Estos valores medidos muestran que los calculados están en concordancia con los resultados experimentales. Una vez más, se obtienen buenos resultados aún en la aproximación de dos niveles para los efectos P-impar si se toman los parámetros espectrométricos de la tabla (6.7) [12, 22]. En relación a los signos de estas asimetrías es común encontrar en algunas referencias una incorrecta definición de estos observables lo que conlleva a un signo reportado de forma incorrecta [12]. Por esta razón, es común encontrar en diferentes referencias un mismo resultado experimental citado con signo contrario.

Tabla 6.9: Asimetrías P-impar medidas a las energías térmica y resonante.

$\alpha_{n,\gamma_{th}}$ (10^{-4})		P_{th} (10^{-6})	
8.1 ± 1.3	[11]	$-(6.2 \pm 0.7)$	[12, 39]
4.4 ± 0.6	[101, 102]	11.2 ± 2.6	[39]
$-(4.1 \pm 0.8)$	[11]	6.9 ± 0.8	[39]
8.9 ± 1.5	[103]	9.8 ± 4.1	[104]
8.5 ± 1.5	[13]	16.0 ± 2.1	[12]
		$-(9.78 \pm 4.08)$	[12]
$d\phi_{th}/dz$ (10^{-6}) (rad/cm)		P_p (10^{-3})	
-36.7 ± 2.7	[39, 101]	$-(4.5 \pm 1.3)$	[101, 104]
-38.6 ± 6.8	[105]	7.7 ± 1.3	[21, 39]
		7.9 ± 0.4	[21]

En el presente análisis se resuelven las aparentes inconsistencias entre los resultados experimentales para las asimetrías P-par y el formalismo Flambaum-Sushkov así como entre las asimetrías medidas P-impar y el formalismo Bunakov-Gudkov. En ambos análisis se emplearon los valores reportados en la tabla 6.7 para los parámetros espectrométricos que caracterizan las

resonancias s y p a bajas energías en el sistema $n+^{117}\text{Sn}$. Sin embargo, también es posible llegar al mismo resultado al emplear otros valores espectrométricos reportados por otros autores. Por lo tanto, es muy pronto para afirmar que $E_s = -29$ eV y $\Gamma_s^{n0} = 7.33$ meV son los parámetros espectrométricos reales de esta resonancia negativa s para lo cual son necesarios más estudios experimentales. Dentro de estos estudios experimentales posteriores tiene especial importancia la medición de la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ a energías cercanas a 0.025 eV. En la figura 6.16 se muestra el comportamiento teórico de $\sigma_{n,\gamma}$ a bajas energías empleando los parámetros espectrométricos de las tablas 6.3 y 6.5. Como se muestra en esta figura a estas energías tan bajas la sección eficaz es muy sensible a los parámetros espectrométricos que caracterizan al estado *subthreshold* de onda s [39].

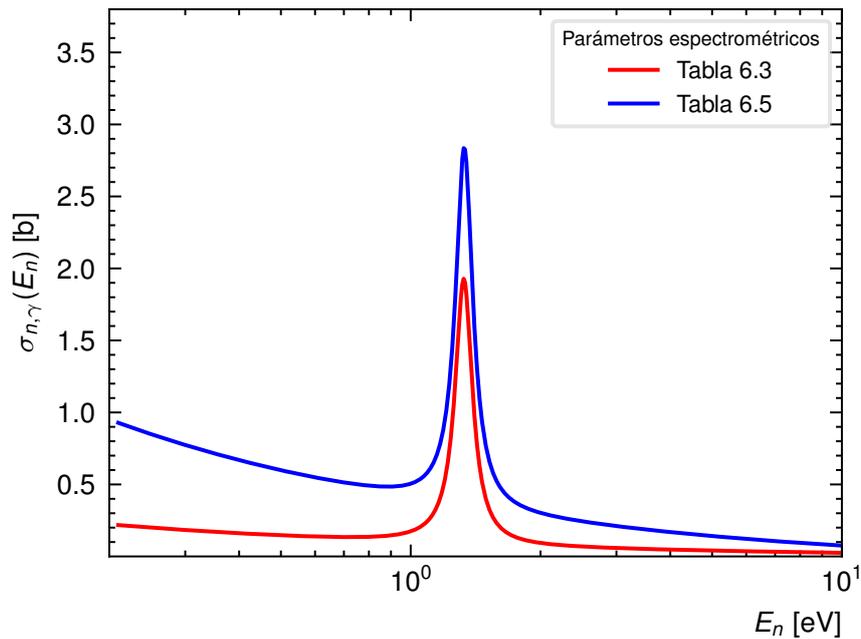


Figura 6.16: Sensibilidad de la sección eficaz de captura radiativa a los parámetros espectrométricos que caracterizan el estado *subthreshold* de onda s en la región de energías térmicas y subtérmicas en el sistema $n+^{117}\text{Sn}$.

En este punto es importante destacar que en el pasado diferentes autores encontraron consistencia entre el formalismo Bunakov-Gudkov y los valores medidos para los efectos P-impar así como entre el formalismo Flambaum-Sushkov y las asimetrías P-par en núcleos muy pesados como ^{235}U empleando incluso la aproximación de dos niveles. En estos experimentos el núcleo se fisiona y se detecta el fragmento ligero (o pesado) en el estudio de las correlaciones vectoriales P-par y P-impar. Sin embargo, no fue posible obtener el mismo resultado en experimentos (n,γ) [58, 106].

6.2 Medición de la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ en la región de energías entre 0.1 eV y 10 eV

Con el objetivo de comprobar si los parámetros espectrométricos reportados en la tabla 6.6 realmente caracterizan las resonancias de onda p y s en el sistema $n+^{117}\text{Sn}$, se mide la sección eficaz en el rango de energías de interés de 0.1 a 10 eV con un blanco enriquecido en ^{117}Sn . Este es un rango de energías muy sensible a la estructura resonante *subthreshold* presente en el núcleo compuesto además de contener la resonancia p de interés. A continuación se muestra el macro principal del *toolkit* ROOT [107] desarrollado como parte de la presente tesis para realizar todo el proceso de Reducción de Datos y obtener la sección eficaz (ecuación 5.8).

```

#include "CHRootFileManager.h"
#include "CHRootFileManager.cxx"
#include "CHDataReductionAnalysisManager.h"
#include "CHDataReductionAnalysisManager.cxx"

using namespace std;

int DATA_Reduction_Analysis()
{
    CHRootFileManager* RootFileManager = new CHRootFileManager();
    map<string, string> DataStructureMap =
        RootFileManager->GetDataStructureMap();
    map<string, int> TotalSpectraPerSampleMap =
        RootFileManager->GetTotalSpectraPerSampleMap();
    RootFileManager->PrintRootFilesInfo();

    if(SORT)
    {
        RootFileManager->Sort("TimeBetweenT0s");
        RootFileManager->Sort("Monitors_TOF", "TOF");
        RootFileManager->Sort("Monitors_En", "En");
        RootFileManager->Sort("En_Etot_McI");
    }

    vector<string> samples = RootFileManager->GetSamples();
    delete RootFileManager;

    CHDataReductionAnalysisManager* DataReductionEvaluator =
        new CHDataReductionAnalysisManager(DataStructureMap, samples);
    DataReductionEvaluator->InitializeBeamStabilityAnalysis();
    DataReductionEvaluator
        ->InitializeTACEnergyAndClusterMultiplicityAnalysis();
    DataReductionEvaluator->InitializeDeadTimeCorrectionAnalysis();
    DataReductionEvaluator->InitializeHistogramsSumming();
    DataReductionEvaluator->InitializeNeutronFluxCorrectionAnalysis();
    DataReductionEvaluator->InitializeBackgroundSubtractionAnalysis();
    DataReductionEvaluator->GetUncertaintyAnalyzer()
        ->PrintUncertaintyInfo();
}

```

```

DataReductionEvaluator->GetUncertaintyAnalyzer ()
->GenerateFinalCrossSectionHistogram ();

delete DataReductionEvaluator;
return 0;
}

```

Este macro con estructura OPP (*Object-Oriented Programming*) C++ muestra de manera secuencial los análisis y las correcciones realizadas a los espectros TOF medidos por DANCE. Primeramente, se determina la secuencia de *runs* correspondiente a cada muestra medida así como el motivo por el cual se mide dicha muestra (muestra de interés, de corrección por fondo, de normalización, entre otros). En un segundo paso, se extrae solo la información útil para el análisis (número de *burst* de protones que inciden en el blanco, espectros medidos por los monitores y por el detector DANCE, tiempo transcurrido entre eventos consecutivos de captura, entre otros) de todo el gran volumen de datos recopilados por *run* (sección 6.2.1). En el tercer paso, se analiza la estabilidad del haz de neutrones así como el desempeño de los monitores y el detector DANCE durante todo el proceso de medición para eliminar *runs* posiblemente afectados por fuentes de incertidumbres sistemáticas (sección 6.2.2). En un cuarto paso, se estudia la sensibilidad neutrónica del detector DANCE y el comportamiento de la relación señal/ruido en función de los cortes definidos para los parámetros M_γ (multiplicidad del *cluster*) y E_{TAC} (energía total depositada) lo que permite determinar los valores óptimos para el análisis de datos y la determinación de la sección eficaz (sección 6.2.4). Posteriormente se aplican las correcciones de los espectros medidos por flujo neutrónico (sección 6.2.5) y fondo (sección 6.2.6). La corrección por tiempo muerto y *pile-up* solo se realiza de ser necesario. Por último, se determinan las incertidumbres estadísticas y sistemáticas asociadas a cada corrección de manera individual así como las incertidumbres estadísticas y sistemáticas globales para la sección eficaz en el rango de energías de interés (sección 6.2.7).

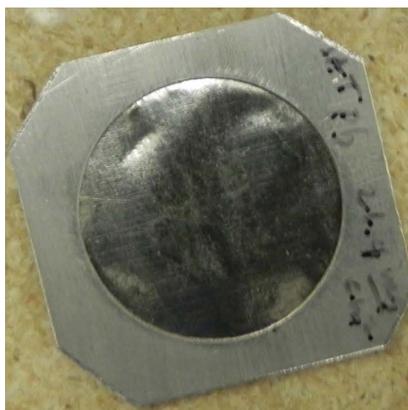
6.2.1 Características de las muestras medidas

Durante todo el proceso de medición se miden varias muestras: ^{117}Sn , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{C}$ y ^{208}Pb . La muestra de Au se mide con fines de normalización mientras los espectros medidos de $^{\text{nat}}\text{Pb}$, $^{\text{nat}}\text{C}$ y ^{208}Pb permiten la caracterización y sustracción del fondo (sección 5.1.6). Sin embargo, el espectro medido de ^{192}Au también se emplea con este objetivo. En la figura 6.17 se muestran algunas características de estas muestras. En el Apéndice A se dan más detalles sobre la composición isotópica de la muestra de interés de Sn facilitada por el Laboratorio Nacional Oak Ridge (*Oak Ridge National Laboratory*). Este blanco de ^{117}Sn tiene una pureza del 92% e intercepta completamente el diámetro del haz de neutrones al igual que los blancos de $^{\text{nat}}\text{Pb}$ y $^{\text{nat}}\text{C}$ lo que simplifica considerablemente el análisis ($f=1$ en la ecuación 5.7 de la sección 5.1).

^{117}Sn
Densidad superficial 30 mg/cm ²
Cubre todo el soporte
Muestra de caracterización de fondo



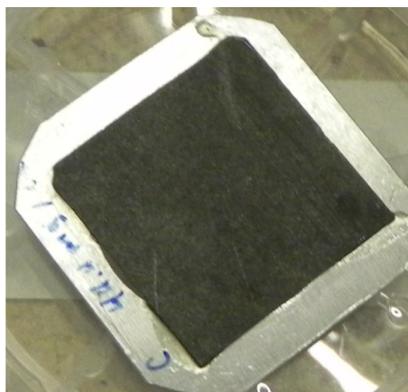
^{nat}Pb
Densidad superficial 21 mg/cm ²
Área Activa 2.5 × 2.5 cm ²
Masa 188 mg
Cubre todo el soporte
Muestra de caracterización de fondo



^{197}Au
Radio 20 mm
Espesor 0.1 μm
0.313 mm <i>off center</i>
No cubre todo el soporte
Soporte al <i>frame</i> de lámina Mylar
Muestra de normalización



^{nat}C
Densidad superficial 30 mg/cm ²
Cubre todo el soporte
Muestra de caracterización de fondo



^{208}Pb
Diámetro 4.065 mm
Espesor 1.166 - 1.217 mm
0.635 mm fuera del centro
158.2 mg
No cubre todo el soporte
Soporte al <i>frame</i> de lámina Kapton
Muestra de caracterización de fondo



Figura 6.17: Características de las muestras medidas de ^{117}Sn , ^{nat}Pb , ^{197}Au , ^{nat}C y ^{208}Pb .

Las muestras se colocan en el interior del *beam pipe* empleando cintas de Kapton o Mylar con el objetivo de disminuir el fondo gamma ya que los materiales orgánicos contienen altas

concentraciones de C, H, O y N cuyos isótopos tiene secciones eficaces (n,γ) muy bajas en comparación con las (n,n) . Además, estas secciones eficaces no poseen resonancias en la región de interés. Kapton es generalmente la mejor opción debido a que tiene menor concentración de H. Por lo tanto, estos soportes para las muestras son prácticamente transparentes al haz de neutrones incidente.

En la tabla 6.10 se muestra la abundancia isotópica que caracteriza una muestra natural de Sn con la concentración isotópica de la muestra en estudio enriquecida de ^{117}Sn .

Tabla 6.10: Concentración isotópica típica de una muestra natural de Sn y la muestra enriquecida en estudio.

Isótopo	Concentración isotópica (%)	
	Muestra natural	Muestra en estudio
^{112}Sn	0.97	< 0.01
^{114}Sn	0.66	0.01
^{115}Sn	0.34	0.01
^{116}Sn	14.54	7.54
^{117}Sn	7.68	92.23
^{118}Sn	24.22	0.17
^{119}Sn	8.59	0.02
^{120}Sn	32.58	0.01
^{122}Sn	4.63	< 0.01
^{124}Sn	5.79	< 0.01

En la figura 5.1 se observa que $f_a(E_n) \approx 1$ en la región $E_n \in [0.1, 10]$ eV por lo cual la muestra puede ser considerada como delgada. Por este motivo, en el presente análisis no se corrige por auto-atenuación. Para la intensidad de haz de neutrones, el espesor de la muestra de ^{117}Sn y la baja intensidad de la resonancia p no se tienen altas tasas de conteo ni contribuciones importantes al tiempo muerto del sistema ni a los eventos de *pile-up* en la región de energías de interés (figura 5.3).

Toda la campaña de medición y adquisición de datos abarcó dos semanas, aproximadamente. Los datos obtenidos en todo este intervalo de tiempo no se acumulan en un único *run* sino que se dividen en una serie de *runs* independientes con el objetivo de disminuir la influencia de posibles efectos sistemáticos. En la tabla 6.11 se muestra el orden en que se miden las diferentes muestras así como el intervalo numérico correspondiente a los *runs*.

Las muestras de ^{117}Sn , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{208}Pb , ^{197}Au y $^{\text{nat}}\text{C}$ se miden aproximadamente durante un total de 100, 30, 72, 6 y 100 horas, respectivamente. La muestra “*empty*” corresponde al espectro medido *beam-off sample-in* (sección 5.1.6).

Tabla 6.11: Muestras medidas, *runs* correspondientes, porcentaje del total de *runs* y total de *bunch* de protones *T0s*.

Muestra	<i>Runs</i>	%	<i>T0s</i>
¹¹⁷ Sn	121 889 - 121 944	30.8	3 480 999
	122 057 - 122 104		3 016 519
^{nat} Pb	121 945 - 121 985	12.1	1 620 386
¹⁹⁷ Au	121 986 - 121 994	4.4	355 570
	122 156 - 122 161		229 503
^{nat} C	121 995 - 122 056	32.8	4 200 731
	122 107 - 122 155		3 181 385
²⁰⁸ Pb	122 162 - 122 226	19.2	3 933 788
<i>empty</i>	122 105 - 122 106	0.7	72 919

6.2.2 Desempeño de los monitores de flujo neutrónico y selección del Monitor de Referencia

En cada *run* medido el número de neutrones que colisiona en el blanco no es necesariamente el mismo, por lo tanto, es necesario normalizar cada espectro medido de ¹¹⁷Sn al mismo flujo neutrónico. Este procedimiento de normalización se conoce como corrección por flujo neutrónico. En el espectrómetro DANCE se tienen tres monitores de intensidad del haz de neutrones. A partir de las lecturas del monitor con mejor desempeño o Monitor de Referencia (MR) se realiza esta corrección. Sin embargo, es importante identificar y eliminar previamente aquellos *runs* posiblemente afectados por efectos sistemáticos. Además, es menester revisar el desempeño de los monitores y del detector DANCE durante toda la campaña (sección 5.1.3)

6.2.3 Análisis de calidad y rechazo de datos

En esta sección se realiza la verificación de calidad (*quality check*) con el objetivo de identificar aquellos *runs* con la calidad estadística necesaria para ser incluidos en el análisis. Con este propósito se estudian las lecturas del detector DANCE y los tres monitores (²³⁵U, ⁶Li y ³He). La toma de decisión se basa en dos criterios principales en los cuales se evalúa

- la estabilidad de las relaciones $N_{6\text{Li}}/N_{\text{MR}}$, $N_{3\text{He}}/N_{\text{MR}}$ y $N_{235\text{U}}/N_{\text{MR}}$,
- la estabilidad de la relación entre la lectura del detector DANCE y el Monitor de Referencia $N_{\text{DANCE}}/N_{\text{MR}}$,

a lo largo de todo el proceso de medición. Las inestabilidades en estas relaciones pueden estar asociadas a diversos factores: variación de la geometría debido al incorrecto posicionamiento de las muestras, inestabilidades del acelerador (en general, de todo el mecanismo de generación del haz de protones), caídas repentinas en la intensidad del haz de protones, variaciones en el punto de impacto del haz de protones en el blanco *spallation*, variaciones de temperatura en el blanco, la muestra en estudio y/o el detector DANCE, mal desempeño de los monitores y/o el detector DANCE, fallas en la cadena electrónica de medición, entre otros. Con este proceso de verificación de calidad se busca reducir los “errores” sistemáticos asociados a fuentes de inestabilidades en las lecturas y/o el desempeño de los detectores.

En esta etapa del análisis se entiende por lectura de los detectores N el número total de eventos en cierta región definida del espectro medido. En la figura 6.18 se muestran espectros típicos TOF medidos por los monitores del espectrómetro DANCE y los límites de integración definidos.

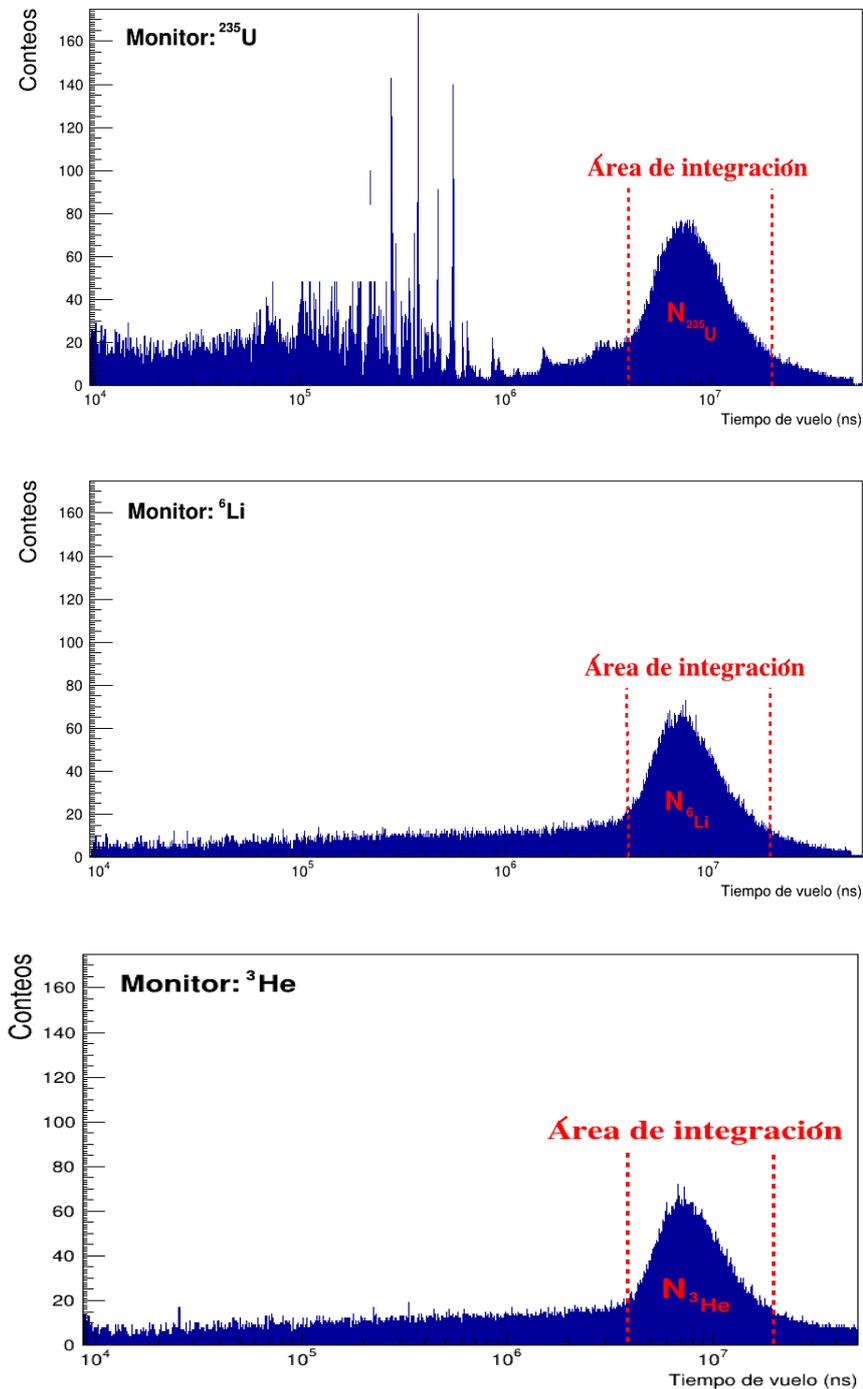


Figura 6.18: Definición de la región de integración en los espectros TOF de los monitores de ^{235}U , ^3He y ^6Li .

En el caso del monitor de ^6Li estos límites abarcan la señal generada por ambas partículas cargadas α y ^3He ya que el sistema no tiene la resolución necesaria para resolver estas señales de manera independiente. En el monitor de ^3He se detectan las partículas p y ^3H mientras el monitor de ^{235}U cubre varias resonancias de fisión.

En la figura 6.19 se muestra el comportamiento de las correlaciones entre las lecturas de los monitores $N_{6\text{Li}}/N_{\text{MR}}$, $N_{3\text{He}}/N_{\text{MR}}$, $N_{235\text{U}}/N_{\text{MR}}$ a lo largo de todo el proceso de medición tomando el monitor de ^3He provisionalmente como referencia. Cada punto en estas gráficas corresponde a un *run* el cual contiene las tasas de conteo correspondientes a miles de *bunch* de protones lo que contribuye a disminuir fluctuaciones estadísticas. Si los monitores presentan un desempeño favorable durante todo el proceso de medición, estas relaciones deben permanecer constantes durante la medición de cada muestra. En la figura 6.19 puede verificarse este comportamiento lo que confirma el buen desempeño de estos sistemas de detección durante todo el proceso de medición.

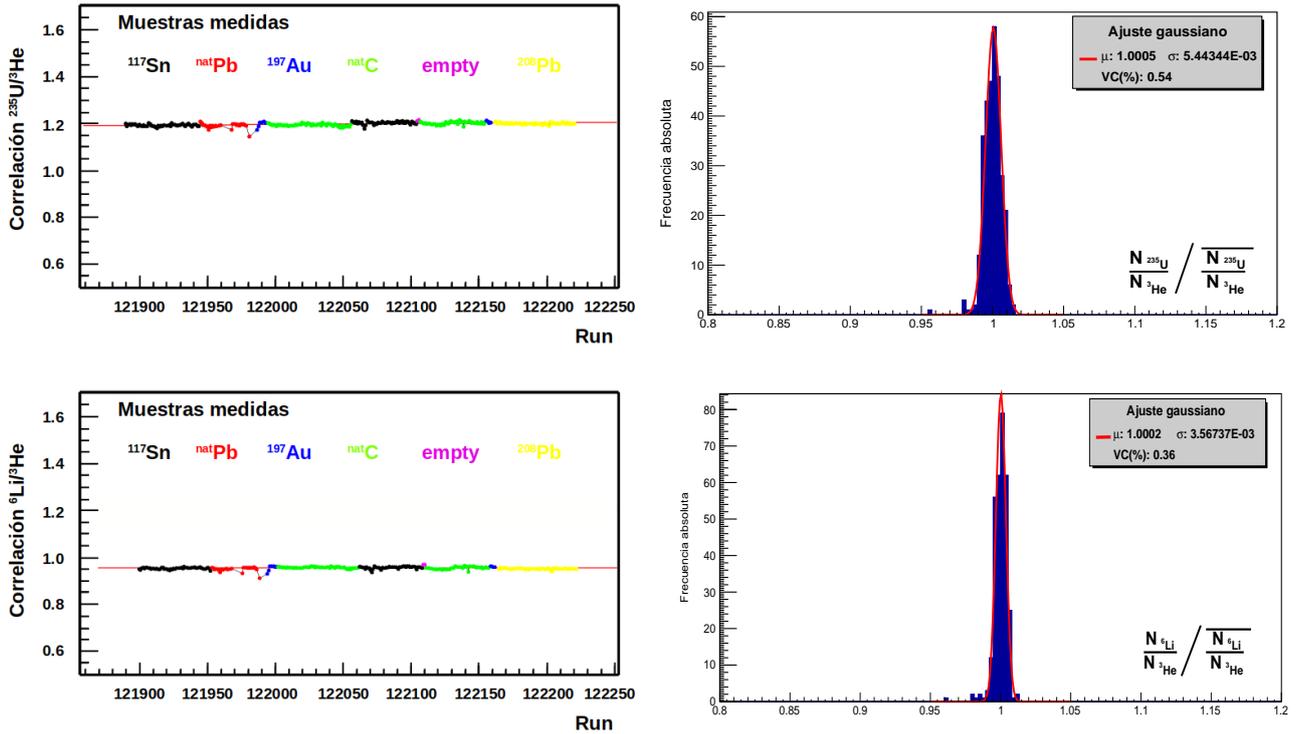


Figura 6.19: Correlaciones entre las lecturas de los monitores de ^{235}U , ^3He y ^6Li .

Para cuantificar la estabilidad de las lecturas se emplea el parámetro Coeficiente de Variación $\text{CV}(\%) = 100 \times \sigma/\mu$ donde μ es el valor esperado para la correlación y σ^2 caracteriza la varianza de sus valores. Para determinar el CV primeramente se normalizan los valores de las correlaciones al valor medio, se proyectan las gráficas 6.19 sobre los ejes Y y se procede con el ajuste gaussiano. En la tabla 6.12 se observan los valores calculados para el CV(%) intercambiando el Monitor de Referencia.

Tabla 6.12: Coeficientes de variación CV(%) para las relaciones entre las lecturas de los diferentes monitores.

Relación	σ (10^{-3})	μ	CV(%)	$\overline{\text{CV}}(\%)$	$\text{DR}_{\text{máx}}(\%)$
$N_{6\text{Li}}/N_{3\text{He}}$	3.567	1.0002	0.36	0.45	3.78
$N_{3\text{He}}/N_{3\text{He}}$	0	1	0		
$N_{235\text{U}}/N_{3\text{He}}$	5.443	1.0005	0.54		4.35
$N_{6\text{Li}}/N_{6\text{Li}}$	0	1	0	0.38	
$N_{3\text{He}}/N_{6\text{Li}}$	3.560	0.9998	0.36		3.92

$N_{235\text{U}}/N_{6\text{Li}}$	3.940	0.9998	0.39	
$N_{6\text{Li}}/N_{235\text{U}}$	4.023	1.0004	0.40	0.48
$N_{3\text{He}}/N_{235\text{U}}$	5.458	0.9994	0.55	4.54
$N_{235\text{U}}/N_{235\text{U}}$	0	1	0	

De esta tabla se observa la excelente estabilidad del haz de neutrones y desempeño de los monitores. Los valores más grandes de CV(%) se obtienen cuando se selecciona el monitor de ^{235}U como el MR lo que sugiere que este sistema no debe usarse para la normalización del espectro medido de ^{117}Sn . De hecho, para nuestra región de energías de interés entre 0.1 eV y 10 eV este núcleo de ^{235}U no es considerado un estándar debido a su compleja estructura resonante lo que sugiere una elección entre ^3He y ^6Li .

Por otro lado, si tras la elección temporal de uno de los monitores como referencia se observan inestabilidades en las correlaciones con los sistemas de detección restantes, entonces este monitor no tuvo un buen desempeño durante todo el proceso de medición y no deben tenerse en cuenta sus lecturas ni tampoco ser considerado como MR.

Esta es una forma de identificar detectores con mal funcionamiento. A juzgar por los valores calculados para CV(%) en la tabla 6.12, los tres monitores tuvieron un excelente desempeño ya que todos son menores al 1%. La elección del Monitor de Referencia se basa en los valores reportados para el CV en la tabla 6.12.

Estos valores para CV(%) empleando ambos monitores de ^6Li y ^3He son muy buenos por lo cual puede elegirse cualquiera de los dos como MR. Sin embargo, en el presente análisis se selecciona el monitor de ^3He porque es un detector proporcional gaseoso que intercepta todo el diámetro del haz de neutrones. Como la muestra de ^{117}Sn también intercepta todo el blanco, el análisis se simplifica aún más ya que el número de neutrones que colisiona en el blanco de interés es el mismo que pega en el monitor. En el presente análisis no se tienen en cuenta aquellos *runs* para los cuales algunas de estas relaciones supera el 5%. Un valor por encima del 5% indica que las lecturas entre dos sistemas de detección no son proporcionales y no concuerdan entre ellos. Es de notar que todas estas desviaciones son inferiores al 5% cuando el monitor de ^3He se toma como referencia. Usar el monitor de Li como MR complica el análisis debido a la necesidad de realizar análisis geométricos teniendo en cuenta que este blanco está rotado 45° y que los detectores de las partículas cargadas cubren un ángulo sólido mucho menor que 4π .

Una vez seleccionado el MR se estudia el comportamiento de la correlación $N_{\text{DANCE}}/N_{\text{MR}}$ por *run* durante todo el proceso de medición. Cualquier inestabilidad presente en esta correlación significa inequívocamente un mal desempeño del detector DANCE porque en el análisis anterior se demostró el correcto funcionamiento de los tres monitores. En el caso de las lecturas del detector DANCE es importante la definición previa de los límites de integración o cortes (*CUTs*) para evaluar el número total de conteos N . En la tabla 6.13 se muestran los valores arbitrarios de los cortes considerados para la multiplicidad del *cluster* M_γ y la energía total depositada E_{TAC} para cada muestra.

En la figura 6.20 se muestran las regiones arbitrarias consideradas para el análisis de estabilidad y desempeño del detector DANCE. Para el blanco de ^{117}Sn esta región selecciona la resonancia s positiva a 38.8 eV en el núcleo compuesto correspondiente. En el caso de la muestra $^{\text{nat}}\text{Pb}$ se observa contaminación de ^{117}Sn . Al seleccionar un valor para la multiplicidad del *cluster* $M_\gamma \geq 3$ se eliminan considerablemente los eventos de fondo independientes del tiempo así como los eventos de captura neutrónica en hidrógeno.

Tabla 6.13: Cortes definidos para evaluar la estabilidad de las correlaciones entre las lecturas del detector DANCE y el monitor de ^3He .

Muestra	E_{TAC} (MeV)	E_n (eV)	M_γ
^{117}Sn	[2.0;11.0]	[37.0;40.0]	[3;7]
$^{\text{nat}}\text{C}$	[2.3;9.0]	[0.1;10.0]	[3;7]
^{208}Pb	[0.8;9.0]	[0.1;10.0]	[3;7]
$^{\text{nat}}\text{Pb}$	[1.5;9.5]	[0.1;10.0]	[3;7]
Au	[1.5;9.0]	[0.1;10.0]	[3;7]

En la figura 6.21 se muestra el comportamiento de esta correlación por *run* para todas las muestras. Se observa el cambio en el valor de esta relación tras el intercambio de muestras debido a que no tienen el mismo espesor y a las diferencias en la sección eficaz de captura radiativa en la región de energías de interés de 0.1 a 10 eV. En otras palabras, debido a la dependencia del *yield* de captura de las propiedades físicas de la muestra. Este comportamiento es evidencia de buena estabilidad en las lecturas del detector DANCE. Por otro lado, en la tabla 6.14 se muestran los valores de CV(%) obtenidos para cada muestra junto con la máxima desviación porcentual.

Tabla 6.14: Coeficientes de variación CV(%) para las relaciones entre las lecturas del detector DANCE y el monitor de ^3He .

Muestra	σ (10^{-3})	μ	CV(%)	DR _{máx} (%)
^{117}Sn	9.808	1.0000	0.98	2.1
$^{\text{nat}}\text{C}$	6.996	1.0001	0.70	2.8
^{208}Pb	4.656	1.0001	0.47	1.3
$^{\text{nat}}\text{Pb}$	7.0712	1.0023	0.71	2.3
Au	9.3375	0.9996	0.93	1.6

Todo *run* con una desviación porcentual mayor o igual al 5% es excluido del análisis. En un segundo criterio, todo *run* que satisfaga la relación

$$\left| \frac{N_{TAC}}{N_{MR}} - \mu \right| > 3\sigma, \quad (6.22)$$

también es eliminado del análisis. Basados en los anteriores criterios ningún *run* fue eliminado. De esta manera no se pierde estadística y se garantiza la calidad de los datos a analizar ya que todos los sistemas de detección muestran un correcto desempeño para todos los *run*.

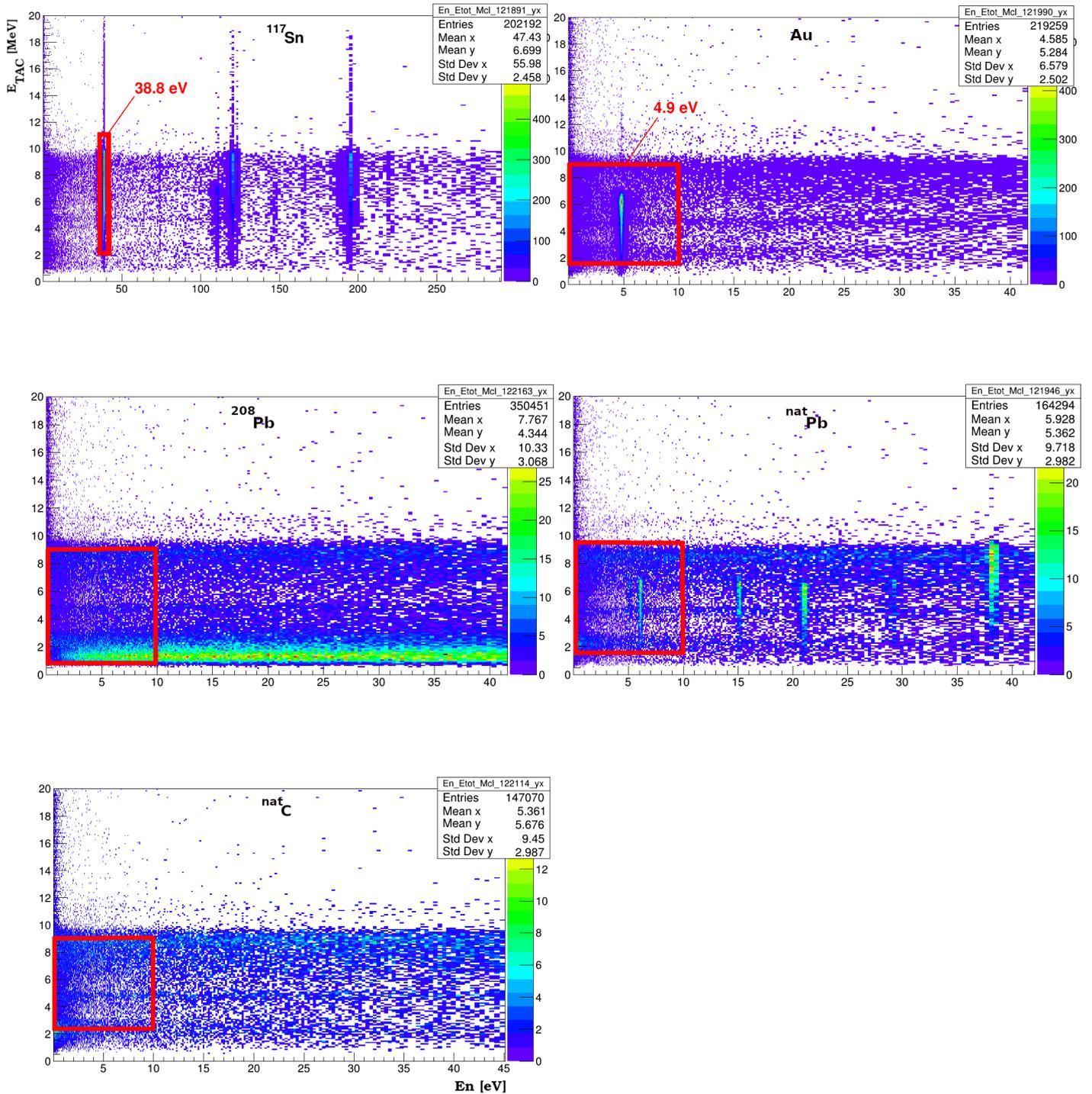


Figura 6.20: Regiones definidas para el análisis de estabilidad y desempeño del detector DANCE.

6.2.4 Definición de los cortes en M_γ y E_{TAC} para el espectro medido de ^{117}Sn

Para definir los valores óptimos para la multiplicidad del *cluster* y la energía gamma total detectada por DANCE se realiza un análisis del comportamiento de la relación señal-ruido S/N como función de estos parámetros (sección 5.1.6). Estos valores óptimos se escogen de manera

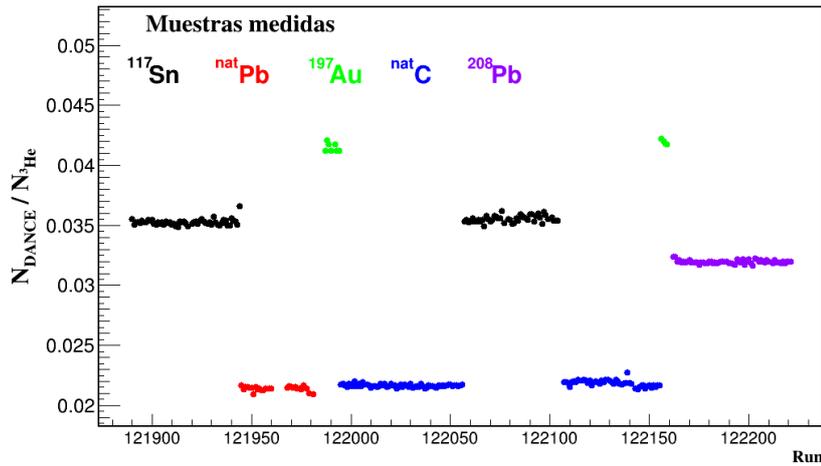


Figura 6.21: Correlación entre las lecturas del detector DANCE y el monitor de ^3He durante todo el proceso de medición.

que se elimine considerablemente la contribución de diferentes fuentes de fondo y se garantice una incertidumbre global en la sección eficaz menor al 10%. En la tabla 6.15 se muestran algunas de las fuentes más importantes de fondo (sección 4.1.9).

Tabla 6.15: Principales isótopos de captura (n,γ) presentes en el *set-up* experimental.

Isótopo	Reacción Nuclear	Energía (MeV)	Fuente
^{10}B	$(n, \alpha\gamma)$	0.48	blindaje
H	(n, γ)	2.2	Moderador de H_2O Esfera moderadora de CH_2 en el interior del detector DANCE
^{138}Ba	(n, γ)	4.8	Cristal de BaF_2
^{137}Ba	(n, γ)	8.6	Cristal de BaF_2
^{135}Ba	(n, γ)	9.1	Cristal de BaF_2

Algunos de estos rayos gamma emitidos provienen de la captura neutrónica en los isótopos de la contaminación de Ba presentes en los cristales de BaF_2 del detector DANCE. Muchas de estas contribuciones se eliminan tras la correcta elección de los *CUTs*.

En la figura 6.22 se muestra la disminución de la contribución de estas fuentes de fondo al aumentar la multiplicidad del *cluster* M_γ .

Mientras más grande sea el valor de M_γ , menor fondo. Sin embargo, aumentar demasiado este valor podría disminuir considerablemente la eficiencia de detección del evento de captura de interés $\epsilon_{n,\gamma}(E_{TAC}, M_\gamma, E_n)$ lo que provoca un incremento de las incertidumbres (sección 4.1.5).

En la figura 6.23 se observa el comportamiento de S/N para diferentes valores específicos de M_γ . En la medida que aumenta el valor de M_γ , disminuye la contribución del fondo (principalmente el asociado a la radioactividad natural y capturas en ^{10}B y H). En los análisis posteriores se toma $M_\gamma \geq 3$ con el objetivo de disminuir esta componente. En la figura 6.24 también se muestra el comportamiento de S/N para algunos valores de E_{TAC} .

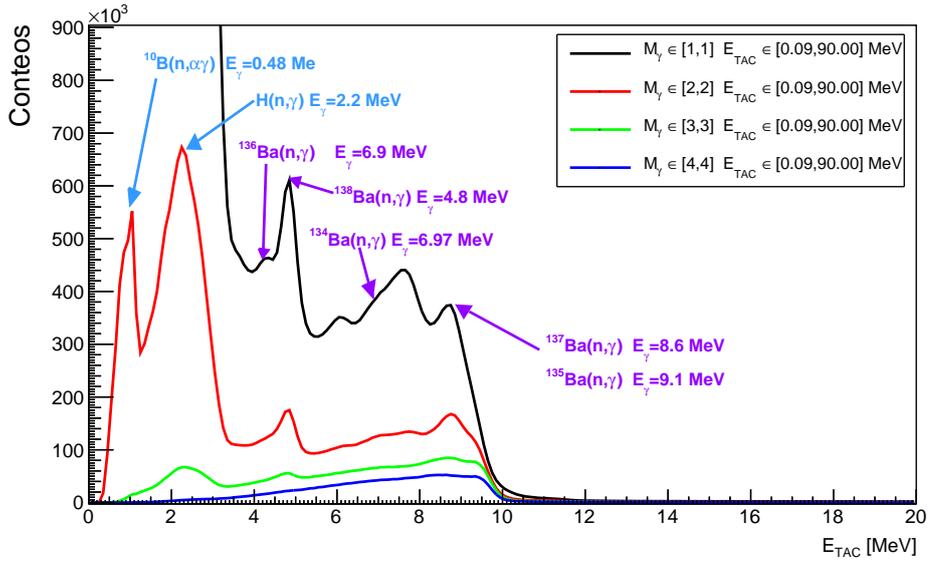


Figura 6.22: Disminución del fondo con el incremento de la multiplicidad del *cluster* M_γ .

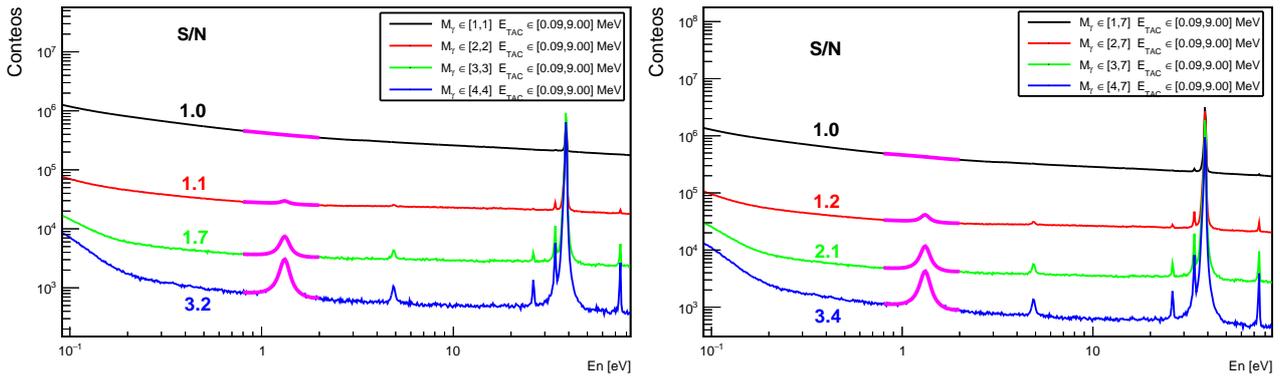


Figura 6.23: Comportamiento de la relación señal-ruido S/N con M_γ .

Tras la reacción nuclear de captura $n+^{117}\text{Sn}$ se forma el núcleo compuesto ^{118}Sn . La energía de excitación de este núcleo compuesto está dada por la expresión 4.7. En el experimento se miden todos los rayos gamma emitidos tras la desexcitación del núcleo compuesto independientemente del camino de desexcitación seguido en la cascada. La suma de las energías depositadas por estos rayos gamma es $E_{TAC}=9.3$ MeV. Esta es la misma energía del rayo gamma γ_0 emitido tras la desexcitación del sistema $n + ^{117}\text{Sn}$ directo al estado base (figura 6.25).

Teniendo en cuenta que la región de energías de interés $E_n \in [0.1; 10]$ eV es mucho menor a $S_n = 9.32$ MeV, entonces $E_{exc} \approx E_{\gamma_0} = E_{TAC}$. Por lo tanto, la energía total detectada por DANCE E_{TAC} es aproximadamente igual a la energía de separación del neutrón S_n en el núcleo compuesto ^{118}Sn . Con el objetivo de disminuir aún más la contribución de reacciones contaminantes se selecciona el intervalo $E_{TAC} \in [9.0; 10.0]$ MeV para el presente análisis (figura 6.26). Con este último corte se obtiene una relación S/N=3.8. Tomando el límite $E_{TAC} > 9.1$ MeV se eliminan todas las contribuciones al fondo asociadas a la contaminación de Ba en los cristales de BaF_2 (tabla 6.15), sin embargo, esto incrementa considerablemente las fluctuaciones estadísticas. Para $E_{TAC} \in [9.0, 10.0]$ MeV en el presente análisis se tiene una contribución importante al fondo proveniente del ^{135}Ba . Por otro lado, el valor de la energía límite superior para E_{TAC} debe seleccionarse de manera óptima ya que un valor muy grande

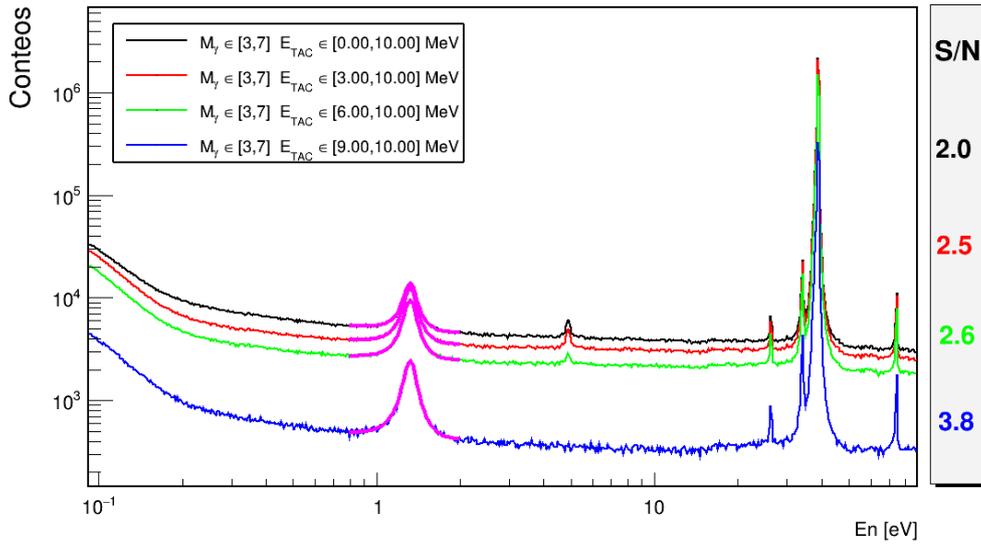


Figura 6.24: Comportamiento de la relación señal-ruido S/N con E_{TAC} para $M_\gamma \in [3; 7]$.

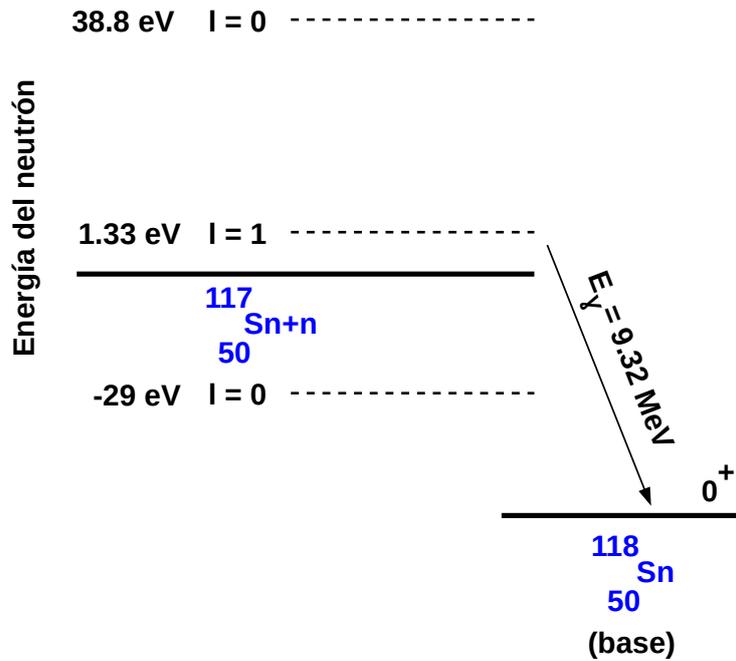


Figura 6.25: Decaimiento del núcleo compuesto excitado $n+^{117}\text{Sn}$ directo al estado base.

en comparación con S_n selecciona eventos de *pile-up* e incrementa la necesidad de realizar la corrección correspondiente (sección 5.1.4).

En la tabla 6.16 se muestran los valores de S_n para los núcleos compuestos formados tras la captura del neutrón por algún isótopo estable de Sn. Teniendo en cuenta el corte $E_{TAC} \in [9.0, 10.0]$ MeV las reacciones de captura en ^{115}Sn y ^{119}Sn son fuentes adicionales de fondo. En la figura 6.27 se muestran las secciones eficaces $^{115}\text{Sn}(n,\gamma)$, $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ y $^{119}\text{Sn}(n,\gamma)$. Estas secciones eficaces contaminantes tienen valores superiores pero la diferencia máxima con la reacción $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ es de un orden de magnitud en la región de energías de interés $E_n \in [0.1, 10]$ eV. Sin embargo, las concentraciones de ^{115}Sn y ^{119}Sn en la muestra enriquecida son casi cuatro órdenes de magnitud menores en comparación con el ^{117}Sn por lo cual las contribuciones de ambos isótopos al fondo gamma pueden despreciarse. La reacción $^{119}\text{Sn}(n,\gamma)$ tiene una resonancia a

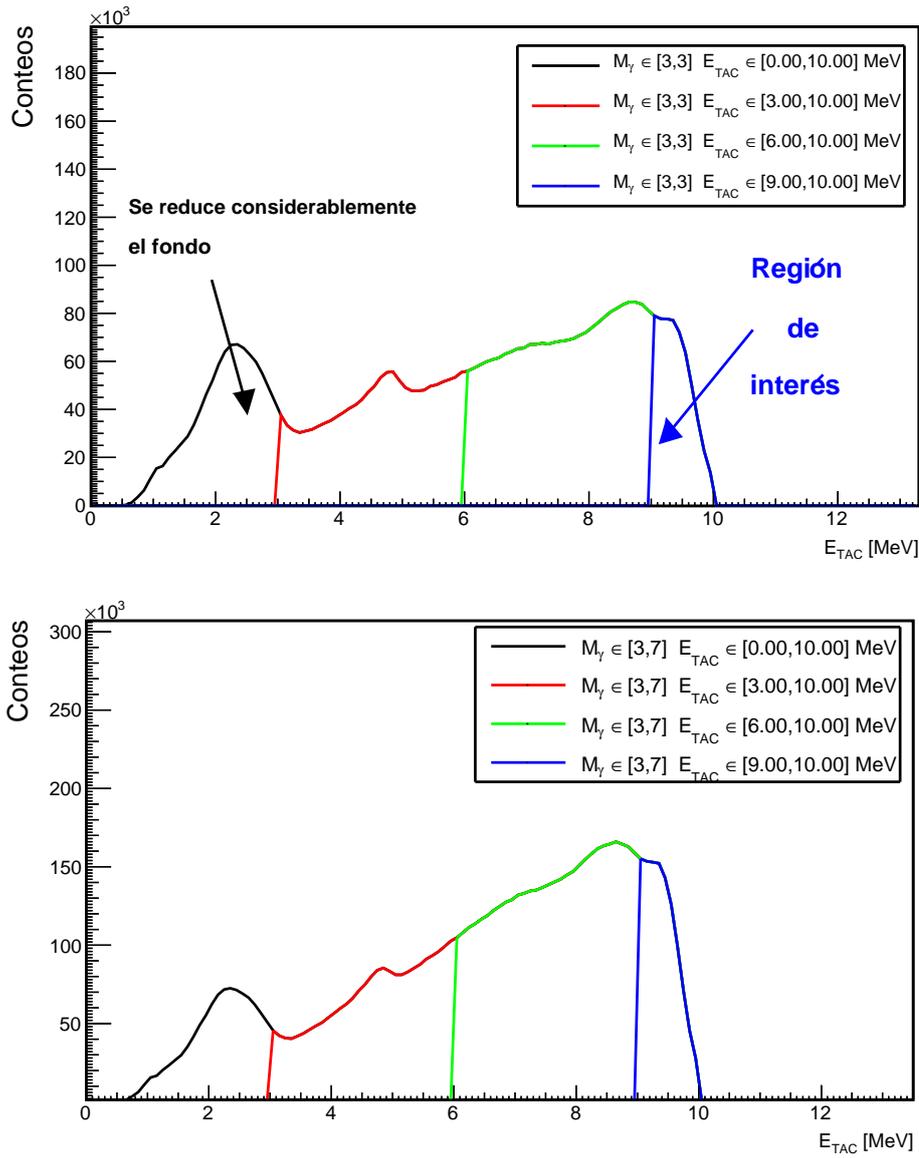


Figura 6.26: Relación señal-ruido S/N y comportamiento del espectro E_{TAC} para algunos $CUTs$.

6.22 eV que no se observa en los espectros medidos por el detector DANCE (figuras 6.23 y 6.24).

Tabla 6.16: Valores de S_n para los núcleos compuestos correspondientes tras la captura del neutrón por algún isótopo estable de Sn.

Núcleo compuesto	S_n (MeV)
$n+^{112}\text{Sn}$	7.744
$n+^{114}\text{Sn}$	7.545
$n+^{115}\text{Sn}$	9.563
$n+^{116}\text{Sn}$	6.943
$n+^{117}\text{Sn}$	9.326
$n+^{118}\text{Sn}$	6.484

$n+^{119}\text{Sn}$	9.104
$n+^{120}\text{Sn}$	6.170
$n+^{122}\text{Sn}$	5.946
$n+^{124}\text{Sn}$	5.734

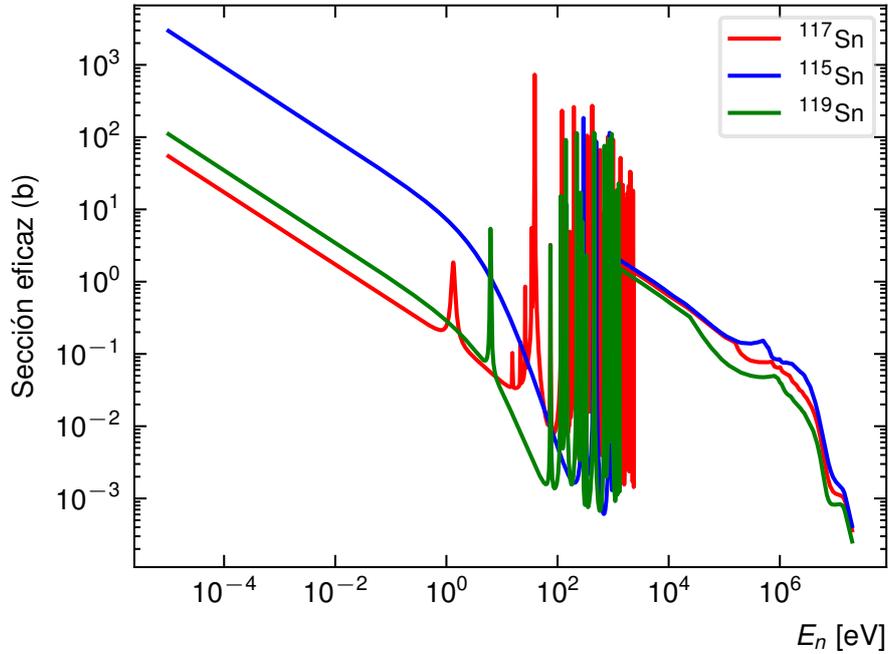


Figura 6.27: Comparación entre las secciones eficaces de las reacciones contaminantes $^{115}\text{Sn}(n,\gamma)$ y $^{119}\text{Sn}(n,\gamma)$, y la reacción de interés $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$.

En la figura 6.28 se calcula la sensibilidad neutrónica del sistema de detección DANCE empleando la ecuación 5.6 para algunos cortes en E_{TAC} y para el rango establecido $M_\gamma \in [3; 7]$ (sección 5.1). No se observa un cambio significativo en la sensibilidad respecto a los cortes en E_{TAC} . En el cálculo se emplea el blanco de ^{208}Pb como referencia. Con estos *CUTs* previamente establecidos la sensibilidad neutrónica disminuye en un factor 3.4. Aproximadamente, el mismo factor de incremento de la relación señal-ruido S/N, 3.8.

En resumen, los cortes a tener en cuenta en el resto de los análisis son

- multiplicidad del *cluster*: $M_\gamma \in [3; 7]$,
- energía total depositada: $E_{TAC} \in [9; 10]$ MeV,
- y energía del neutrón: $E_n \in [0.1; 10]$ eV.

Estos se consideran al sumar los espectros medidos por *run* para obtener los espectros globales para cada muestra medida.

6.2.5 Corrección por flujo neutrónico

Como el flujo neutrónico no es exactamente el mismo durante la medición de cada muestra, es necesario corregir el espectro correspondiente a la misma intensidad de haz. Para caracterizar y corregir por flujo neutrónico se emplea la ecuación 4.14 y el espectro suma medido por el

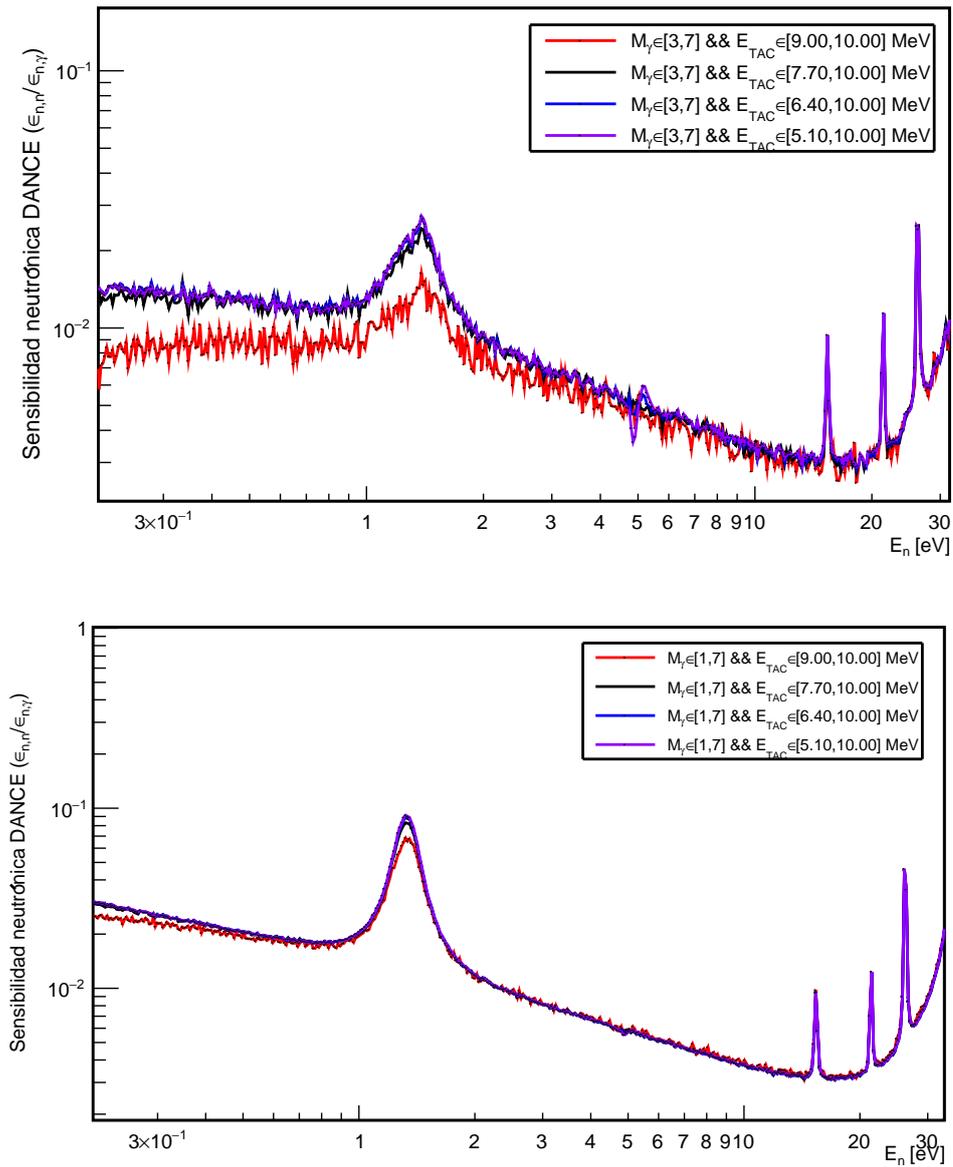


Figura 6.28: Sensibilidad neutrónica del sistema de detección 4π DANCE en el *Flight-Path* 14 del Laboratorio Nacional de Los Álamos para un blanco de ^{117}Sn para diferentes cortes en M_γ y E_{TAC} .

Monitor de Referencia (el monitor de ^3He). En la figura 6.29 se muestran los espectros suma $N_m(E_n)$ (ecuación 4.14) medidos por los tres monitores para cada muestra (sección 5.1.5).

En estos se observa una importante contribución de neutrones termalizados en la región cercana a la energía $E_{th} = 0.025$ eV. Esta estructura pronunciada se extiende a la región de energías de interés (0.1 - 10 eV). La otra estructura presente aproximadamente a 1 MeV proviene de los neutrones emitidos durante la desexcitación del núcleo compuesto a través del mecanismo de evaporación (pico de evaporación neutrónica).

La corrección por flujo neutrónico está dada por la expresión (ecuación 5.8)

$$\sigma_{n,\gamma}(E_n) \propto \frac{N_{n,\gamma}(E_n)}{\Phi_m(E_n)}, \quad (6.23)$$

donde $N_{n,\gamma}(E_n)$ es el espectro medido por DANCE para la muestra en estudio y $\Phi_m(E_n)$ se evalúa a partir de la ecuación 5.21.

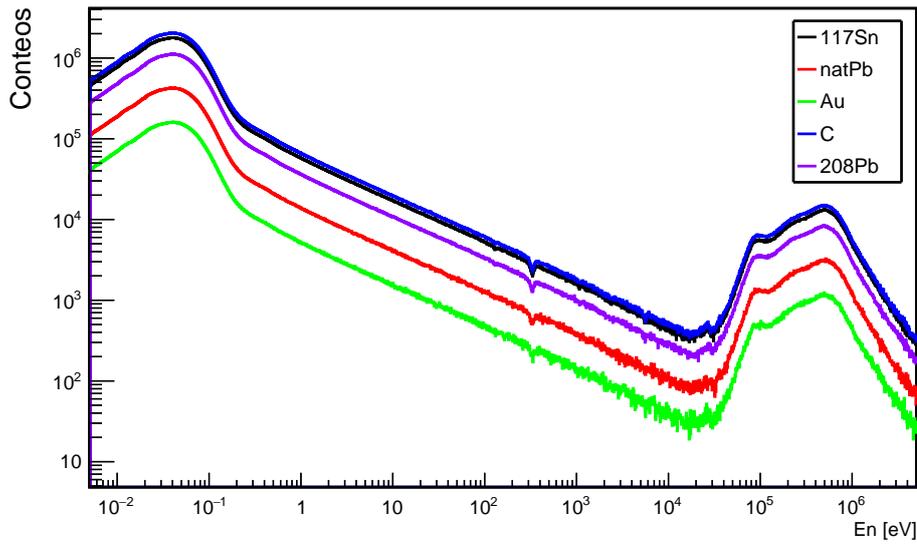


Figura 6.29: Espectros suma medidos por los monitores de ^{235}U , ^3He y ^6Li .

En la figura 6.30 se muestran las secciones eficaces de las reacciones de referencia [$\sigma_r(E_n)$] para los tres monitores (figura a la izquierda) y la relación $N_m E_n / \sigma_r(E_n)$ (figura a la derecha).

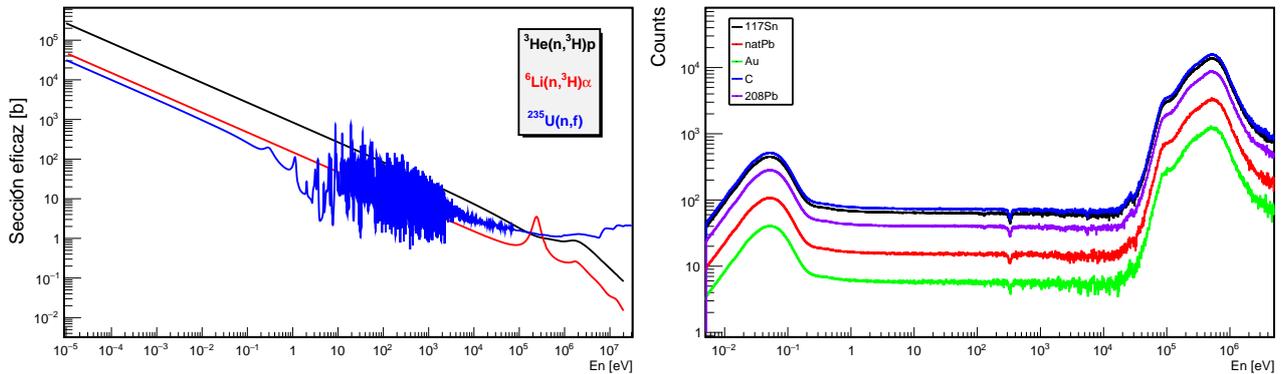


Figura 6.30: Secciones eficaces de referencia y flujo neutrónico evaluado en la posición del Monitor de Referencia ^3He .

6.2.6 Caracterización y sustracción del fondo

Tras la corrección por flujo neutrónico es necesario aplicar la corrección por fondo según la expresión (ecuación 5.8)

$$\sigma_{n,\gamma}(E_n) \propto \left(\frac{N_{n,\gamma}(E_n)}{\Phi_m(E_n)} \Big|_{^{117}\text{Sn}} - \frac{N_{n,\gamma}(E_n)}{\Phi_m(E_n)} \Big|_{\text{natC, natPb o } ^{208}\text{Pb}} \right). \quad (6.24)$$

Las fracciones presentes en la sustracción muestran la necesidad de corregir previamente los espectros medidos por flujo neutrónico antes de aplicar la corrección por fondo.

De la figura 6.31 se observa que el área bajo los espectros medidos para $^{\text{nat}}\text{C}$, $^{\text{nat}}\text{Pb}$ y ^{208}Pb son diferentes debido a la diferencia en el producto $n\sigma_{\text{tot}}$ que caracteriza cada muestra y la

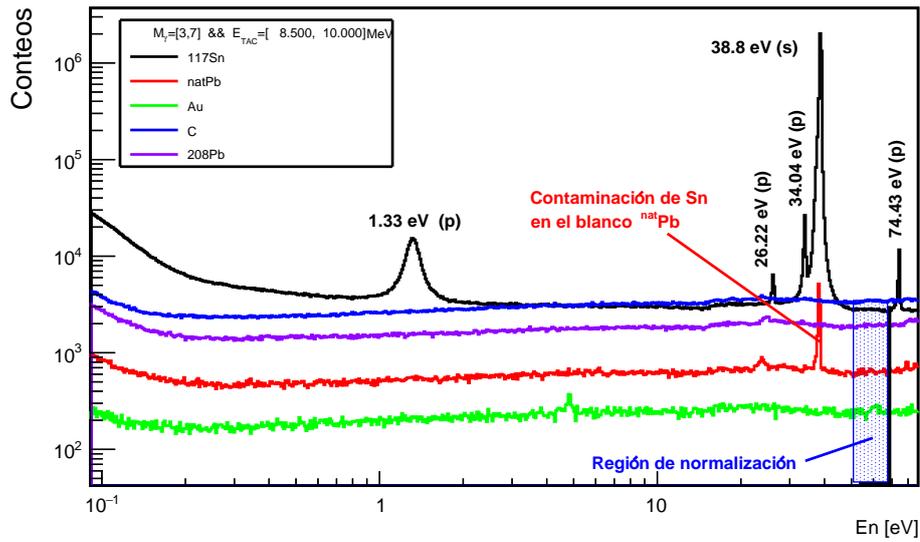


Figura 6.31: Región seleccionada de normalización de los espectros medidos al espectro de ^{117}Sn .

diferencia en los valores en la fracción del haz visualizado f . Sin embargo, de la figura 6.32 se observa que todos estos espectros tienen la misma dependencia con la energía. Por lo tanto, es posible ajustar los tres espectros de manera simultánea a través de una única función analítica para caracterizar el fondo inducido por el haz de neutrones (figura a la izquierda en 6.32).

Si embargo, este no es el procedimiento a desarrollar para caracterizar el fondo en la presente tesis. En este caso se normalizan todos los espectros medios de fondo al espectro de $^{\text{nat}}\text{C}$ (ya que tiene excelente estadística y no se visualizan contaminantes) y, a su vez, este se normaliza al espectro medido de ^{117}Sn . En la figura 6.31 se destaca la región seleccionada para la normalización mientras en la figura superior 6.32 se muestra el resultado. En este punto es claro que estos espectros de referencia muestran el mismo comportamiento del fondo con la energía en la región de interés. No obstante, a energías por debajo de los 0.2 eV se observa un incremento progresivo en las diferencias entre estos espectros lo que conlleva a un aumento en la incertidumbre de la forma del fondo neutrónico inducido y, por lo tanto, un posible efecto sistemático en los valores de la sección eficaz en esta región de energías. Por lo tanto, la nueva región de interés se define en el intervalo entre 0.2 eV y 10 eV.

En la figura inferior 6.32 se muestra el espectro resultante tras la sustracción del fondo. Se observa la resonancia de interés p a 1.33 eV encima del *tail* de la resonancia s negativa. En estas figuras se especifica el momento angular orbital del sistema entre paréntesis (resonancia s o p). En la figura superior no se observa el comportamiento típico $1/v$ para los blancos de caracterización de fondo porque no es precisamente la sección eficaz de captura radiativa lo que se mide en estos casos. Para estas muestras la sección eficaz de dispersión elástica es aproximadamente constante en el rango de energías de interés (figura 5.7). Como consecuencia, el *yield* de dispersión elástica muestra el mismo comportamiento.

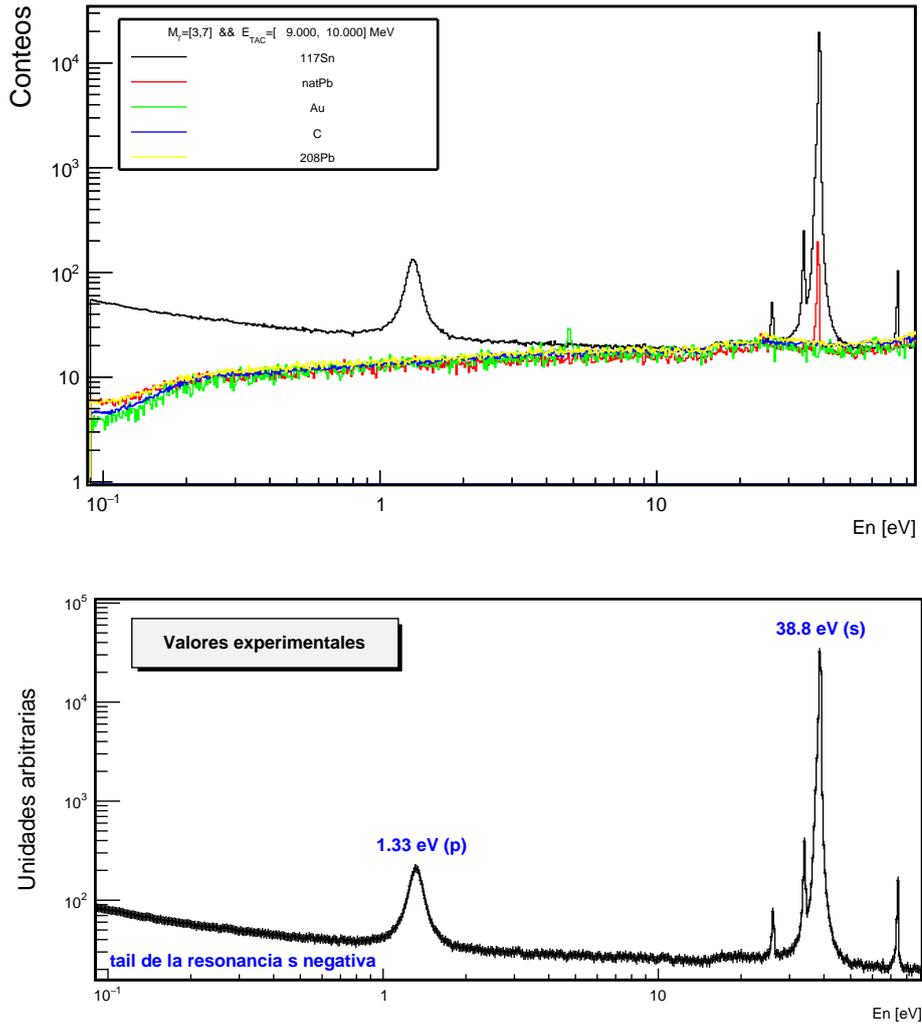


Figura 6.32: Espectro de ^{117}Sn corregido por flujo neutrónico y fondo.

6.2.7 Incertidumbre de la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ medida en la región de energías 0.2 - 10 eV

Para evaluar la incertidumbre global de la sección eficaz en la región de energías 0.2 - 10 eV es necesario analizar la contribución de cada parámetro en la ecuación 5.8 a la incertidumbre estadística y sistemática total. Es de notar en la figura superior 6.32 que el fondo asociado a los neutrones dispersados elásticamente aumenta con la energía. Por otro lado, el flujo neutrónico disminuye con la energía debido a la disminución de la sección eficaz lo que provoca el aumento de su incertidumbre estadística. Ambos factores contribuyen al aumento con la energía de la incertidumbre global de la sección eficaz de captura radiativa.

En la figura 6.33 se muestran las incertidumbres estadísticas relativas porcentuales δ_{est} de cada espectro suma medido $N_{n,\gamma}(E_n)$. Estas incertidumbres estadísticas se calculan como

$$\delta_{est}(\%) = \frac{\sqrt{N}}{N} \times 100, \quad (6.25)$$

donde N es el número de cuentas en el *bin* correspondiente.

En la región de interés $\delta_{est} \leq 2.1\%$ para el espectro medido de ^{117}Sn . Como el espectro de ^{12}C tiene las menores incertidumbres estadísticas esta muestra se toma como referencia para la determinación de las incertidumbres sistemáticas asociadas a las correcciones por flujo

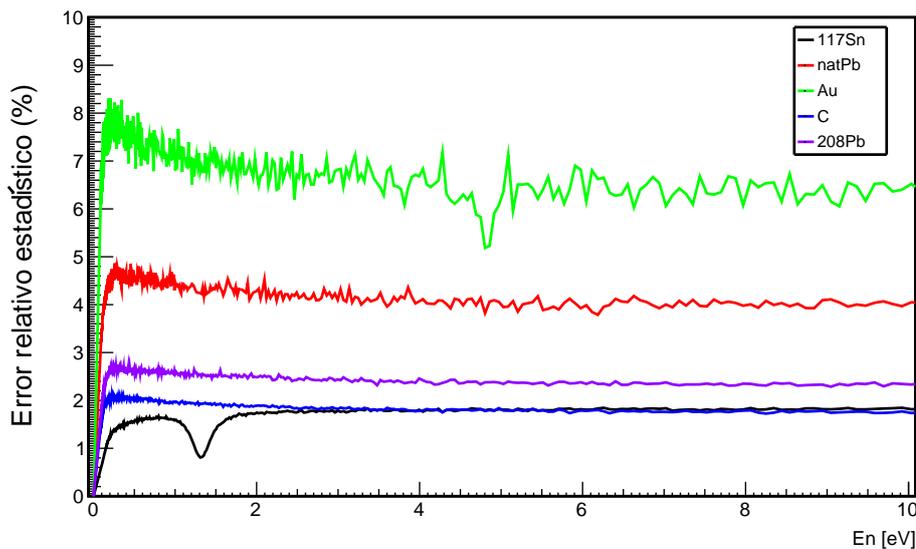


Figura 6.33: Incertidumbres estadísticas relativas porcentuales en la región de energías de interés para cada muestra medida con DANCE.

neutrónico y fondo.

La incertidumbre estadística asociada a $B(E_n)$ se obtiene también de la figura 6.33. En este caso $\delta_{est} \leq 2.1\%$ para la región de energías de interés y la muestra de referencia ^{nat}C . El espectro medido de Au puede emplearse para caracterizar y sustraer el fondo ya que muestra el mismo comportamiento con la energía que el resto de los dispersores medidos. Sin embargo, se nota la presencia de la resonancia a 4.9 eV y mayores fluctuaciones estadísticas debido a ser la muestra con el menor número de *runs* medidos (tabla 6.11). Por lo tanto, este espectro no se considera en la determinación de la incertidumbre sistemática asociada a la corrección por fondo.

Para estimar la incertidumbre sistemática asociada al fondo $B(E_n)$ (figura superior en 6.32) es necesario, de manera previa, escalar cada espectro medido al espectro de referencia (^{nat}C). En la figura 6.31 se muestra la región de integración para calcular el factor de normalización correspondiente.

A partir de las ecuaciones

$$RMSPE(\%) = 100 \times \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left(\frac{y_i - \hat{y}_i}{\hat{y}_i} \right)^2}, \quad (6.26)$$

y

$$MAPE(\%) = \frac{100}{n} \times \sum_{i=1}^N \left| \frac{y_i - \hat{y}_i}{\hat{y}_i} \right|, \quad (6.27)$$

se calculan el *Root Mean Squared Percent Error* (RMSPE) y *Mean Absolute Percentage Error* (MAPE), respectivamente. En la tabla 6.17 se muestran sus valores calculados por muestra tomando como referencia el espectro de ^{nat}C .

El mayor de todos estos valores porcentuales se considera como la incertidumbre sistemática $\delta_{sist} = 9.2\%$ asociada a la caracterización y sustracción del fondo $B(E_n)$.

Tabla 6.17: Parámetros *Root Mean Square Percent Error* (RMSPE) y *Mean Absolute Percentage Error* (MAPE) calculados para los espectros de caracterización de fondo empleando el espectro de ^{nat}C como referencia.

Sample	RMSPE (%)	MAPE (%)
^{nat}C	0	0
^{208}Pb	6.0	5.0
^{nat}Pb	9.2	7.8
Au	10.8	7.6

La incertidumbre estadística relativa (%) del flujo neutrónico $\Phi(E_n)$ se obtiene aplicando la ecuación 6.25 a los espectros medidos por los monitores. En la figura 6.34 se observan los espectros de flujo neutrónico medidos por los tres monitores normalizados al espectro del ^{nat}C . Se muestran también las desviaciones relativas respecto a este espectro de referencia. Prácticamente todas las desviaciones relativas porcentuales son menores al 5%. En el caso del espectro medido de ^{197}Au todos son prácticamente menores al 10%. La incertidumbre estadística para $\Phi(E_n)$ en la región de energías y el espectro medido de interés se toma como el mayor valor porcentual medido por el Monitor de Referencia ^3He , $\delta_{est} = 1.3\%$ (figura 6.35).

Para evaluar la incertidumbre sistemática para la corrección por flujo neutrónico se emplea el mismo método aplicado para la determinación de la incertidumbre sistemática asociada a la corrección por $B(E_n)$. Primero, se normalizan todos los espectros medidos por el monitor de ^3He al espectro de referencia de ^{nat}C . Estos factores de normalización f_i se obtienen calculando el número total de cuentas (N_i) en alguna región de energías de referencia previamente definida. En este caso se considera una región localizada a mayores energías $E_n \in [15; 20]$ eV. Luego, se multiplica cada espectro por el factor

$$f_i = \frac{N_{^{nat}\text{C}}}{N_i}, \quad (6.28)$$

correspondiente donde i representa el espectro a escalar o normalizar.

El comportamiento con la energía entre estos espectros medidos por el Monitor de Referencia ^3He concuerdan dentro del 3.9%. En la tabla 6.18 se muestra los máximos valores para las desviaciones porcentuales por muestra.

Tabla 6.18: Desviación relativa porcentual máxima entre las lecturas de los monitores en el rango de energías de interés entre 0.2 eV y 10 eV tomando como referencia el espectro medido de ^{nat}C .

Muestra	DP _{máx} (%)
^{117}Sn	2.2
^{nat}Pb	3.9
Au	7.2
^{208}Pb	2.9

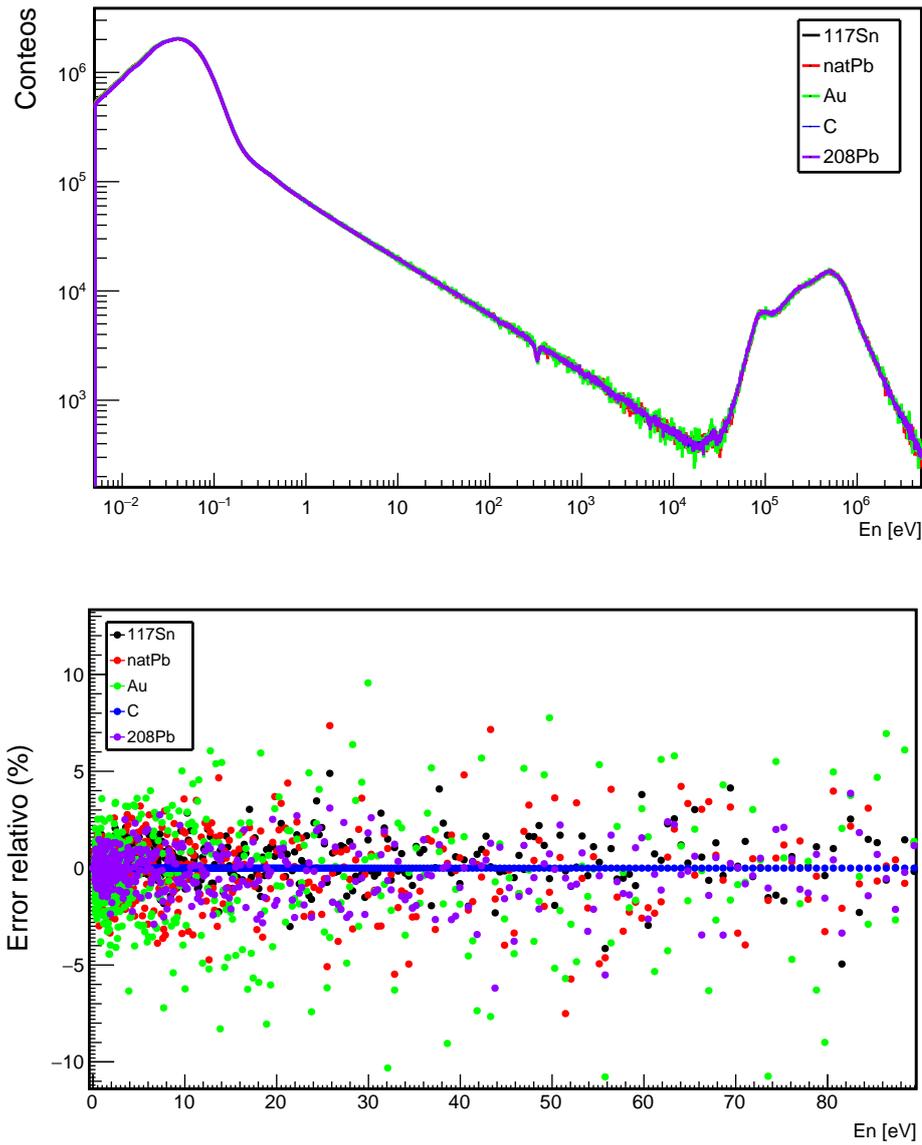


Figura 6.34: Espectros de flujo neutrónico medidos por el MR ^3He normalizados al espectro de referencia de $^{\text{nat}}\text{C}$. Se muestran también las desviaciones relativas porcentuales tomando el espectro $^{\text{nat}}\text{C}$ como referencia.

En la tabla 6.19 también se muestran los parámetros RMSPE (%) y MAPE (%) calculados.

Tabla 6.19: Valores calculados para RMSPE y MAPE para las lecturas del monitor de ^3He con el espectro para $^{\text{nat}}\text{C}$ como referencia.

Muestra	RMSPE (%)	MAPE (%)
^{117}Sn	0.8	0.6
$^{\text{nat}}\text{C}$	0	0
^{208}Pb	0.8	0.6
$^{\text{nat}}\text{Pb}$	1.2	0.9
Au	1.8	1.4

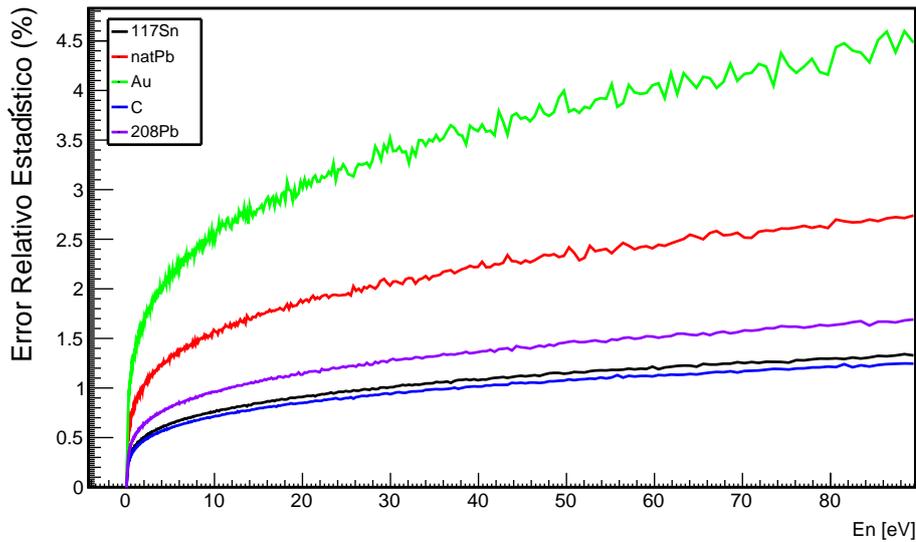


Figura 6.35: Incertidumbres estadísticas relativas (%) en la región de energías de interés para cada muestra medida por los monitores.

En la figura 6.36 se muestran las desviaciones relativas entre los espectros medidos por el monitor de ^3He para cada muestra y el espectro de referencia $^{\text{nat}}\text{C}$. Las líneas color cian muestran la región de energías de interés 0.2 - 10 eV. El máximo valor para el parámetro $\text{RMSPE} (\%) = 1.8$ se toma como la incertidumbre sistemática asociada a la caracterización y corrección por flujo neutrónico. En este análisis no se tiene en cuenta la incertidumbre de la sección eficaz de referencia porque estas secciones eficaces se conocen típicamente con una incertidumbre global mucho menor al 1%.

En la tabla 6.20 se muestran las incertidumbres estadísticas y sistemáticas para los factores que aparecen en la ecuación 5.8. La incertidumbre global δ_g de la sección eficaz se obtiene tras la propagación cuadrática de las componentes sistemática $\hat{\delta}_{\text{sis}}$ y estadística $\hat{\delta}_{\text{stat}}$ totales

$$\delta_g = \sqrt{\hat{\delta}_{\text{stat}}^2 + \hat{\delta}_{\text{sis}}^2}. \quad (6.29)$$

En este punto es claro que la incertidumbre sistemática asociada a la caracterización y corrección por fondo representa la mayor contribución a la incertidumbre global.

Por último, la incertidumbre estadística del factor de normalización k se determina con el código SAMMY a partir del ajuste del espectro de ^{117}Sn una vez corregido por flujo neutrónico y fondo.

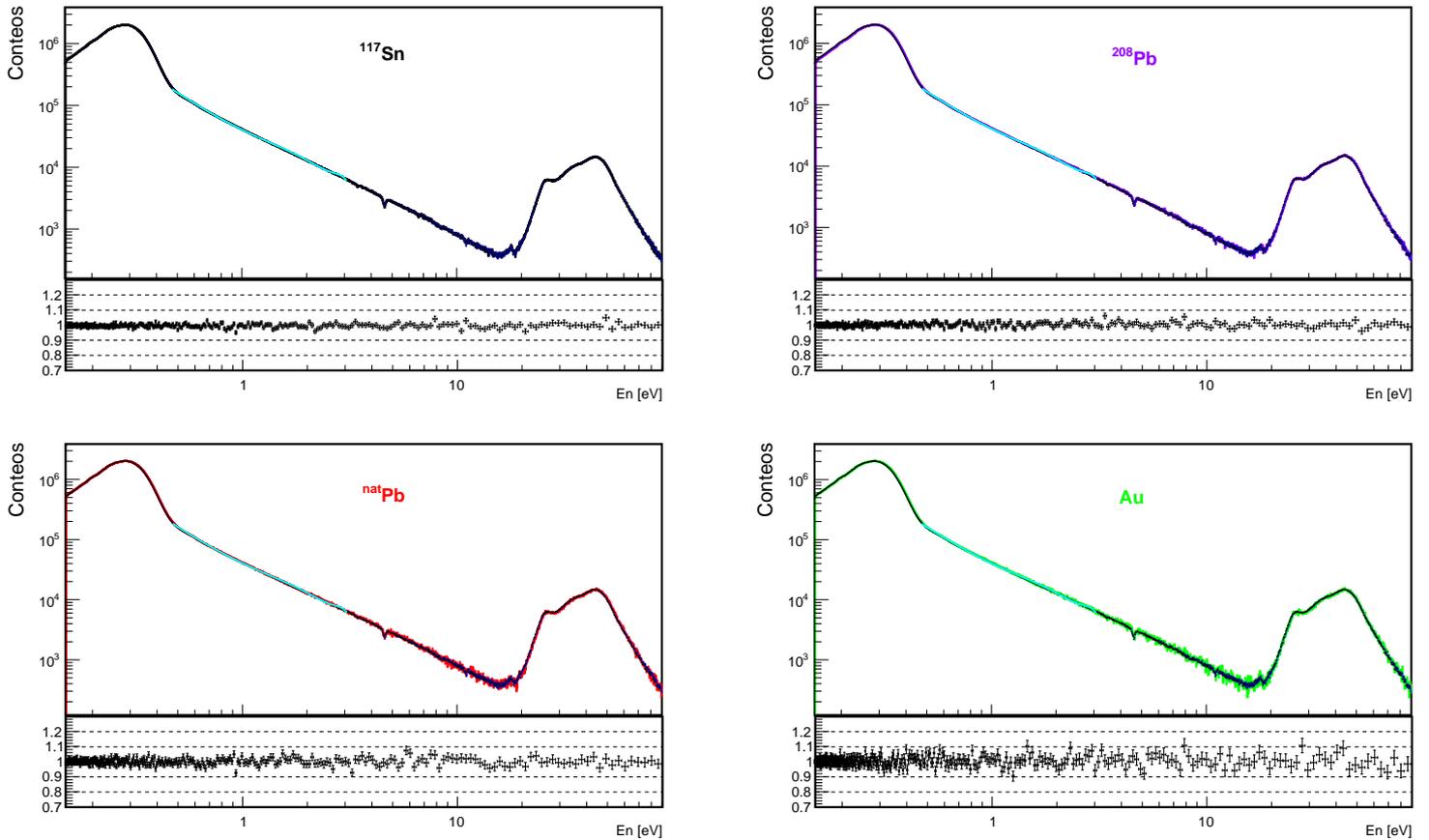


Figura 6.36: Desviaciones relativas entre los espectros medidos por el monitor de ^3He y el espectro de $^{\text{nat}}\text{C}$ tomado como referencia.

Tabla 6.20: Incertidumbre estadística, sistemática y global de la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ medida en el rango de energías entre 0.2 eV y 10 eV.

Fuente de incertidumbre	Incertidumbre estadística	Incertidumbre sistemática
	δ_{stat} (%)	δ_{syst} (%)
espectro medido de ^{117}Sn	2.1	-
sección eficaz estándar $\sigma_{n,\gamma}^R(E_n)$	no considerado	
forma del flujo neutrónico $\Phi(E_n)$	1.3	1.8
sustracción del fondo $B(E_n)$	2.1	9.2
constante de normalización k	$\ll 1.0$	-
Total $\hat{\delta}$	3.3	9.4
Global δ_g	10.0	

6.3 Ajuste del espectro de ^{117}Sn en la región de energías entre 0.2 eV y 10 eV

Para ajustar el espectro medido de ^{117}Sn se emplean los parámetros espectrométricos reportados en la tabla 6.6 y el código de ajuste SAMMY. A estas energías tan bajas es muy importante tener en cuenta la influencia de los efectos Doppler y la Función Resolución del Espectrómetro TOF. Con este objetivo se ajusta el espectro de referencia medido para la muestra de Au. Los parámetros espectrométricos para esta resonancia a 4.9 eV son conocidos con gran precisión y exactitud. La energía de esta resonancia, justo en la región de energías de interés, la convierte en candidata perfecta en la determinación de los parámetros que caracterizan la función analítica implementada en SAMMY para tener en cuenta el efecto de la FR. De la figura 4.16 se observa la importancia de no despreciar el efecto de la Función Resolución en la región de energías térmicas y epitérmicas. Esta tiene un efecto incluso mayor al Efecto Doppler. En la figura 6.37 se muestran el espectro medido para el ^{197}Au y el calculado con SAMMY tras corregir por efecto Doppler y la FR así como los valores de los residuos calculado. El ancho total que muestra la resonancia calculada tiene en cuenta las contribuciones de estos efectos.

Los valores de los residuos se calculan como

$$R_i = \frac{N_{exp_i} - N_{teo_i}}{\delta_{est_i}}, \quad (6.30)$$

donde N_{exp} y N_{teo} son el valor experimental y teórico, respectivamente, para el número de conteos en la *bin* i -ésimo y δ_{est_i} es su incertidumbre estadística. Este parámetro R_i debe seguir una distribución normal con su centro en cero y la desviación estándar igual a la unidad cuando las discrepancias tienen solo un origen estadístico, por lo tanto, el residuo expresa cuántas σ se aleja el valor experimental del teórico. Sus valores cercanos a cero indican que las discrepancias entre los valores experimentales y los que se obtienen a partir de la función de ajuste en la región 0.2 - 10 eV se deben a fluctuaciones estadísticas.

Al considerar el efecto Doppler se calcula la temperatura efectiva a partir de la ecuación 4.28 y el valor medio de las temperaturas de Debye en la tabla 6.21. A la temperatura efectiva de 302.5 K y la energía 4.9 eV, $\Delta_D = 0.05$ eV. A partir de los parámetros espectrométricos presentados en la tabla 6.22 se obtiene $\Delta_D/\Gamma = 36.6\%$.

Tabla 6.21: Temperaturas de Debye T_D para muestras de Au reportadas por diferentes autores a temperatura ambiente 298 K.

T_D (K)	165	162.3	178	162.5	171	180
Valor medio (K)	169.8					

Tabla 6.22: Parámetros espectrométricos que caracterizan la resonancia 4.9 eV en el sistema $n+^{197}\text{Au}$ tomados de la librería JEFF-3.3.

Reacción de captura	E_r (eV)	Γ_n (eV)	Γ_γ (eV)	Γ (eV)
$n+^{197}\text{Au}$	4.89	0.0152	0.124	0.1392

Una vez establecidos los parámetros que caracterizan la Función Resolución del espectrómetro DANCE tras el ajuste de la resonancia de referencia a 4.9 eV en ^{197}Au , se está en condiciones de ajustar el espectro medido de $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ (figura 6.32). En este caso a la temperatura efectiva 304.4 K se obtiene $\Delta_D = 0.035$ eV y $\Delta_D/\Gamma = 23.3\%$. Como se muestra en

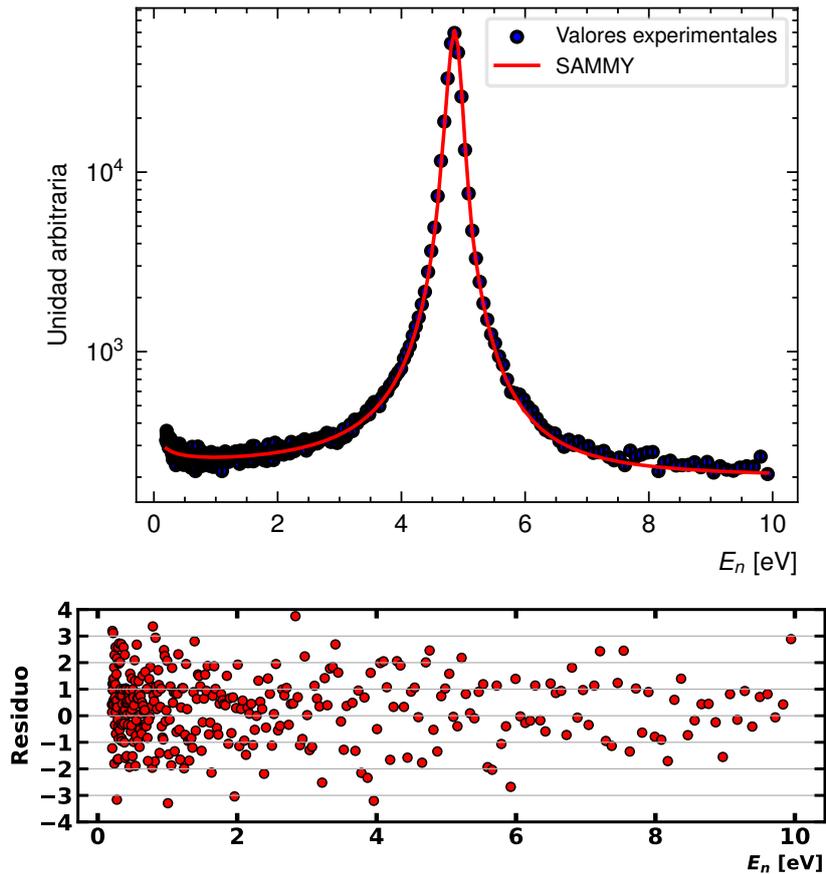


Figura 6.37: Espectro $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ medido y calculado empleando el código SAMMY. El espectro teórico está corregido por los efectos Doppler y Función Resolución.

las figuras 4.17 y 6.37 el código SAMMY reproduce los resultados experimentales empleando los parámetros espectrométricos reportados en la librería JEFF-3.3.

En la actualidad existen varias librerías que reportan parámetros espectrométricos que caracterizan las resonancias del sistema compuesto $n+^{117}\text{Sn}$. Estos valores han sido determinados por múltiples laboratorios alrededor del mundo. Entre estas se encuentra la europea JEFF (<https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>). En esta librería se encuentran los parámetros espectrométricos para las resonancias p y s a 1.33 eV y -29 eV, respectivamente.

---JEFF-3.3

-----INCIDENT NEUTRON DATA

-----ENDF-6 FORMAT

E (eV)	J	Total width (eV)	Neutron width (eV)	Gamma width (eV)
-2.920000+1	1.000000+0	8.000000-2	2.300000-2	5.700000-2
3.880000+1	1.000000+0	1.041333-1	4.133330-3	1.000000-1
1.327000+0	2.000000+0	1.480001-1	1.104000-7	1.480000-1

Entre estos parámetros se reporta un valor para el ancho neutrónico Γ_s^n correspondiente al estado *subthreshold* s incluso aún cuando no es posible medir este parámetro directamente en un experimento (n,γ) . Sin embargo, en la presente tesis se supone que existe algún tipo de parametrización que relaciona este valor Γ_s^n con el ancho neutrónico reducido Γ_s^{n0} . Por ejemplo,

$$\Gamma_n(E) = \Gamma_s^n \sqrt{\frac{E}{|E_0|}}, \quad (6.31)$$

$$\Gamma_s^{n0} = \frac{\Gamma_s^n}{\sqrt{|E_0|}}. \quad (6.32)$$

La combinación de estas ecuaciones da lugar a la misma dependencia energética del parámetro Γ_s^n que la ecuación 3.170. Es común en los códigos de ajuste de espectros de *yield* de captura el empleo de parametrizaciones de este tipo para tener en cuenta la contribución de estados *subthreshold* a la sección eficaz en la región de energías térmicas y subtérmicas. Muchas veces estos parámetros no tienen ningún significado físico sino que solo se conciben para el ajuste del comportamiento de varios observables como la sección eficaz de captura radiativa y total en la región de energías térmicas y subtérmicas.

Es importante en el presente análisis usar específicamente los parámetros espectrométricos que garantizan consistencia (tabla 6.7) y las relaciones 3.170 y 3.169 (ó 3.171 y 3.172). Sin embargo, como no se tiene claro la parametrización exacta empleada por SAMMY no es posible emplear estos parámetros espectrométrico con este código. No obstante, pueden emplearse los parámetros reportados en la librería JEFF-3.3 y el código SAMMY siempre y cuando reproduzcan el mismo comportamiento de la sección eficaz que el obtenido empleando los parámetros de la tabla 6.7 en la región entre 0.2 eV y 10 eV. En la figura 6.38 se muestra la sección eficaz total en el rango de energías de interés calculada con estos diferentes parámetros espectrométricos. Es de notar que sus valores absolutos no concuerdan entre sí pero muestran exactamente el mismo comportamiento con la energía. Por lo tanto, en este punto, es posible emplear los parámetros reportados por la librería JEFF-3.3 y el código SAMMY. En lo que resta de análisis estos son los parámetros a emplear con el código SAMMY.

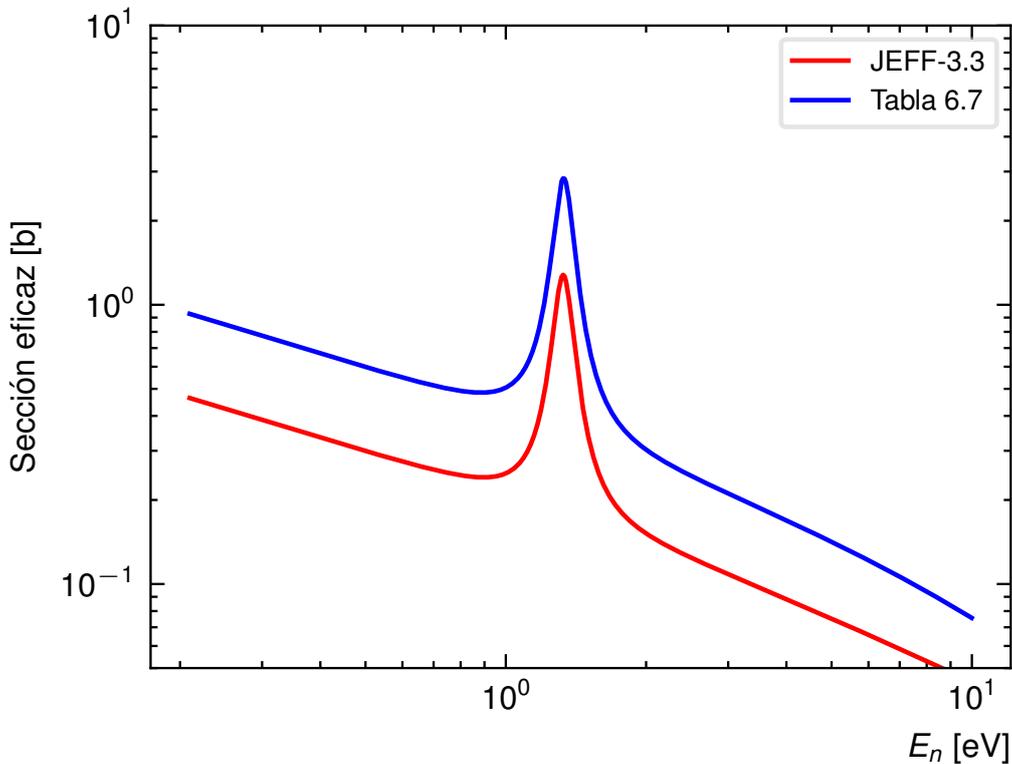


Figura 6.38: Comparación entre la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ calculada a partir de los parámetros reportados en la tabla 6.7 y los de referencia en la librería JEFF-3.3.

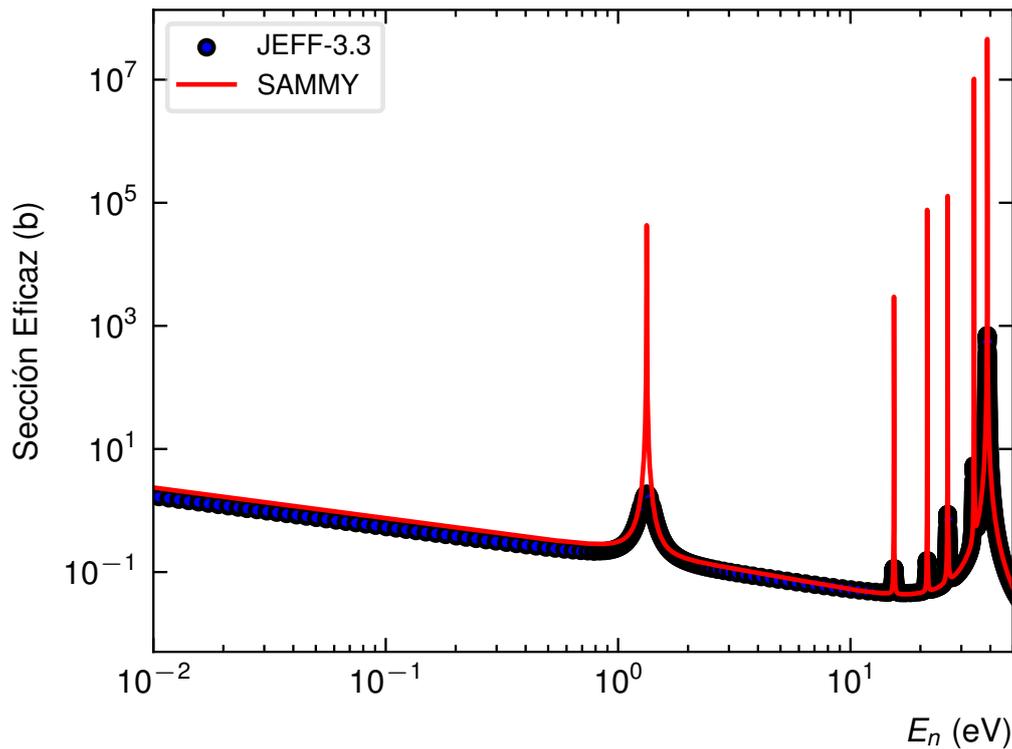


Figura 6.39: Comparación entre la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ reportada en la librería JEFF-3.3 para la reacción $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ y la función de excitación calculada empleando el código SAMMY y los parámetros espectrométricos reportados por la propia librería.

En la figura 6.39 se muestra la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ reportada en la librería JEFF-3.3 en la región de energías entre 0.01 eV y 50 eV. Es notable que los parámetros espectrométricos reportados en esta librería, y mostrados anteriormente, no reproducen correctamente los datos experimentales a energías por debajo de 1 eV. Por lo tanto, los parámetros de la tabla 6.7 tampoco. El espectro teórico que sobrestima el valor de la sección eficaz en esta región se obtiene empleando el código SAMMY y no se tienen en cuenta efectos experimentales. Esto no sucede, por ejemplo, al ajustar los valores reportados por la librería JEFF-3.3 para la reacción $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ empleando los parámetros espectrométricos de referencia reportados en la propia librería (figura 4.17).

En la figura 6.40 se muestra el ajuste de la resonancia p junto con los residuos. Este es el espectro medido con el detector DANCE en la vecindad de la resonancia p a 1.33 eV. Estos valores cercanos a cero muestran la calidad del ajuste y son reflejo de que la diferencia con la función teórica de ajuste se debe a razones puramente estadísticas. Sin embargo, en la figura 6.41 se observa que estos parámetros espectrométricos no caracterizan el estado *subthreshold* debido a que no reproducen el comportamiento de la sección eficaz en la región de energías térmicas y subtérmicas. Se obtienen resultados similares tanto para los valores reportados por la librería JEFF-3.3 como los medidos en la presente tesis con DANCE. Estas diferencias son aún más marcadas a energías menores a 0.1 eV. En este caso no se tienen en cuenta los efectos de la FR y el efecto Doppler debido a que no generan cambios en este comportamiento. Los resultados experimentales obtenidos en el laboratorio DANCE sugieren mayores valores a los reportados en la librería JEFF-3.3 para la sección eficaz en la región de energías cubierta por el *tail* de la resonancia negativa. Esta librería reporta un valor de 1.0804 b para la sección eficaz de captura radiativa, sin embargo, los parámetros espectrométricos reportados por la librería no reproducen esta sección eficaz (curva teórica obtenida con SAMMY en la figura 6.41). Este valor de referencia sí concuerda con 1.07 ± 0.05 b reportado por Mughabghab en el 2006 si se

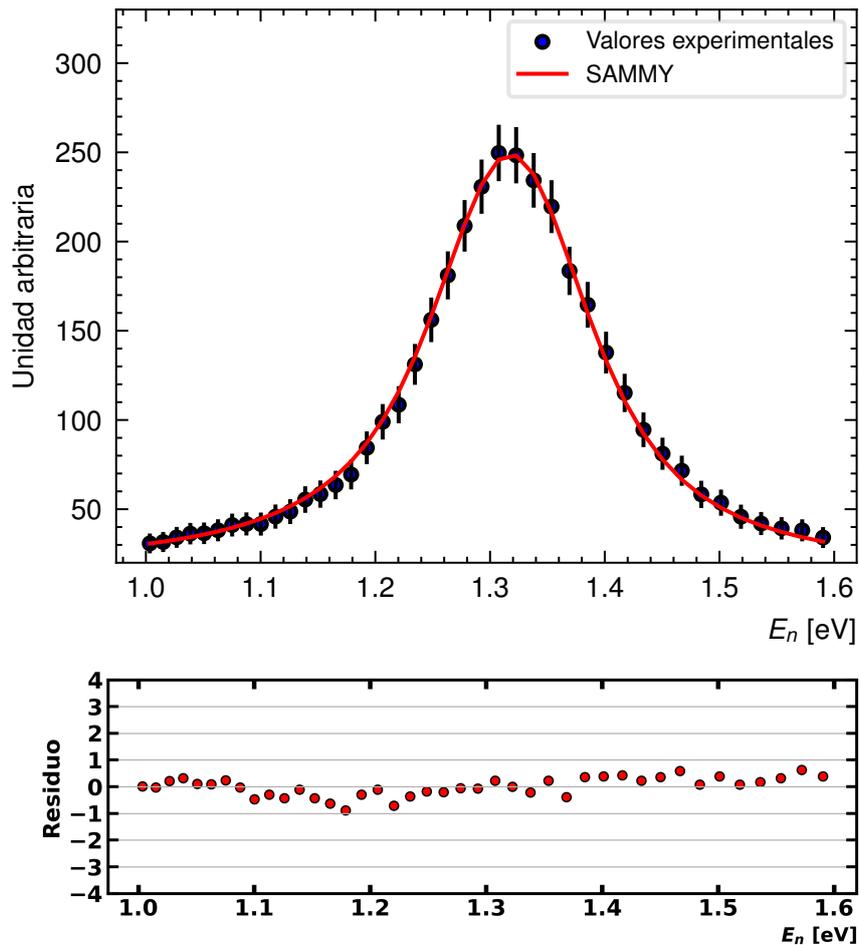


Figura 6.40: Ajuste de la resonancia p a 1.33 eV medida en el sistema $n+^{117}\text{Sn}$ en la región de energías entre 1.0 y 1.6 eV empleando el código SAMMY y los parámetros espectrométricos de la tabla 6.7.

tiene en cuenta la incertidumbre especificada. Esta podría ser la causa por la cual Mughabghab actualizó el valor de la energía negativa de este estado de -29.2 eV en 1981 a -81.02 eV en el 2006. Se muestran además valores medidos para la sección eficaz a la energía de la resonancia de onda p a 1.33 eV: 1.61 ± 0.16 b [38] y 1.8 ± 0.2 b [39]. Los valores reportados por la librería JEFF-3.3 a esta energía y los medidos en el laboratorio DANCE concuerdan con estas mediciones.

Con el objetivo de mejorar este resultado deben variarse los parámetros espectrométricos E_s y Γ_s^{m0} que caracterizan esta resonancia s negativa. Es posible encontrar varias combinaciones de estos parámetros que describan el comportamiento medido del *tail*, sin embargo, esta solución no es necesariamente única. Por ejemplo, la disminución de la energía de la resonancia negativa E_s permite mejorar este ajuste y su éxito depende en gran medida de la corrección por fondo neutrónico del espectro medido $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$.

En este punto del análisis es necesario ir en sentido inverso: encontrar los valores arbitrarios para los parámetros Γ_s^{m0} y E_s que permitan ajustar el *tail* medido (figura 6.41) y, a su vez, garantizar consistencia entre los resultados experimentales para las asimetrías P-par y P-impar con los formalismos de Flambaum-Sushkov y Bunakov-Gudkov, respectivamente. En este caso también es importante tener en cuenta la influencia de los efectos Doppler y la FR en el comportamiento del *tail* teórico empleando el código de ajuste SAMMY. Incluso, es posible que con nuevos parámetros se encuentre consistencia entre los resultados experimentales para las asimetrías P-par y P-impar y los formalismos teóricos correspondientes aún en la aproximación

de dos niveles. Es importante realizar experimentos complementarios y seguir con los cálculos teóricos en la búsqueda de consistencia para definir completamente los valores que realmente caracterizan el estado *subthreshold*.

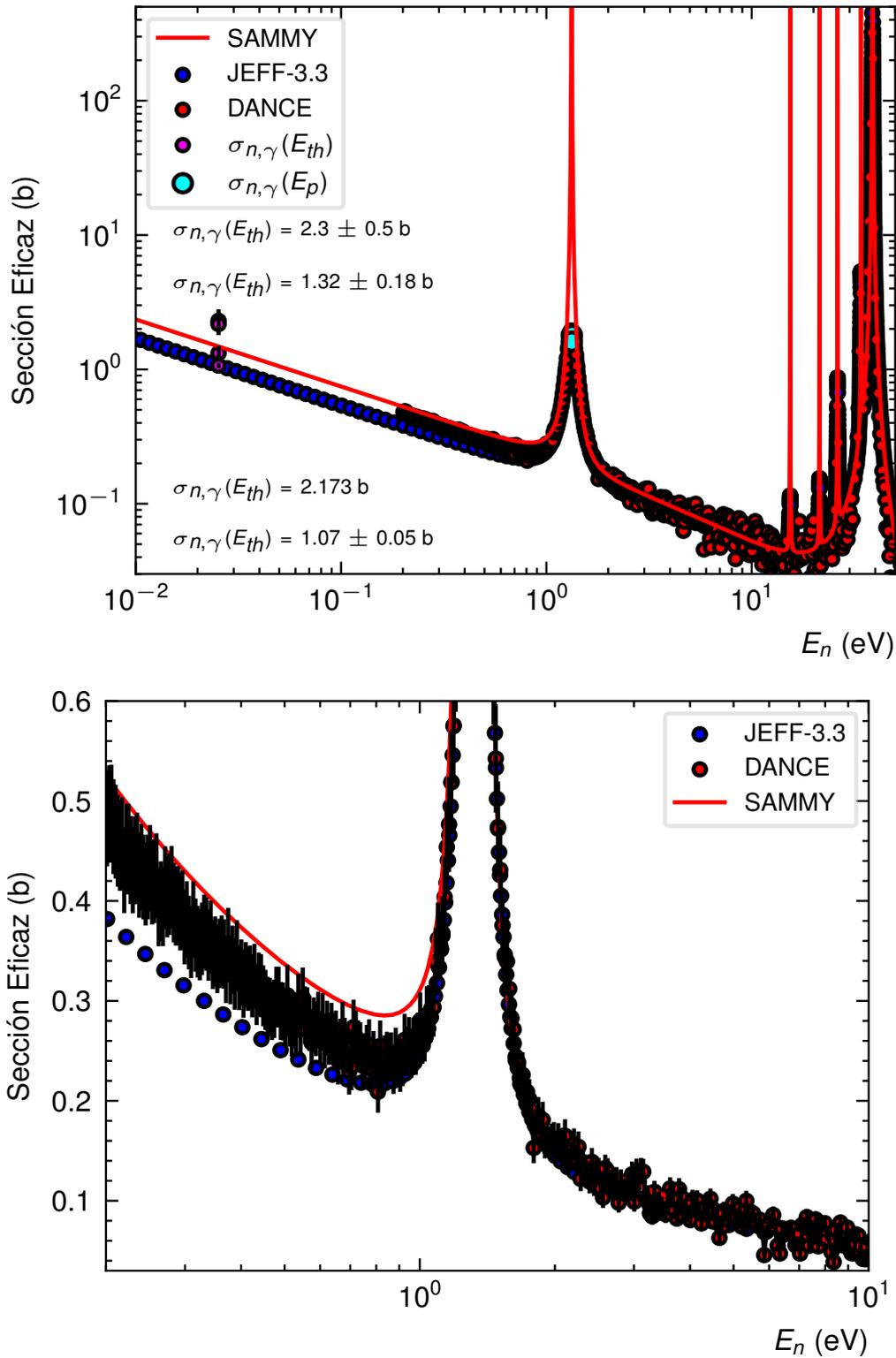


Figura 6.41: Ajuste del *tail* de la resonancia *s* negativa en el sistema compuesto $n+^{117}\text{Sn}$. Los círculos azules representan los valores reportados en la librería JEFF-3.3 mientras los rojos, los valores medidos en la presente tesis. Además, se muestran las barras de “errores” correspondientes al 10% de incertidumbre relativa porcentual para estos datos medidos con el detector DANCE.

Capítulo 7

Conclusiones

La colaboración NOPTREX tiene como objetivo eventual el diseño de un experimento de violación de simetría de inversión temporal T a través de experimentos de transmisión de neutrones y/o reacciones nucleares de captura radiativa. Es importante en primer lugar resolver inconsistencias entre los múltiples resultados experimentales para los efectos P-par y P-impar en estos experimentos, y los correspondientes formalismos teóricos debido al marcado paralelismo entre las teorías que describen los observables P-impar y T-impar. Por lo tanto, el diseño y posterior interpretación de los resultados de un experimento de violación T requiere la solución de estas inconsistencias. Las diferencias acumuladas en el pasado entre teoría y experimento llevaron a la desestimación del mecanismo de reacción resonante compuesto en estos desarrollos teóricos. Muchos de estos experimentos se realizaron empleando blancos de ^{117}Sn , por lo tanto, en este núcleo se tiene bastante evidencia experimental para una búsqueda de consistencia. En la presente tesis se resuelven varias de ellas y se demuestra la validez de este mecanismo de reacción como el predominante en estos experimentos de violación P a bajas energías. Este resultado se obtiene al considerar la influencia de la resonancia s a 38.8 eV en las asimetrías medidas en la resonancia p a 1.33 eV del sistema $n+^{117}\text{Sn}$. La intensidad y cercanía de esta resonancia así como su influencia en las medidas experimentales de los observables P-par y P-impar fue desestimada en el pasado lo que conllevó a inconsistencias entre los resultados experimentales y estos formalismos teóricos.

Sin embargo, para la evaluación de las correspondientes expresiones teóricas de estos observables es necesario realizar un trabajo espectrométrico previo con el objetivo de caracterizar las resonancias involucradas en la interacción en el sistema $n+^{117}\text{Sn}$. Este análisis se complica de manera particular debido a la presencia de un estado *subthreshold* s el cual interactúa con la resonancia p . Varios y diferentes son los valores espectrométricos reportados por diferentes autores para esta resonancia negativa. En la presente tesis se mide la sección eficaz $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)$ en la región de energías de interés entre 0.2 eV y 10 eV empleado el espectrómetro de tiempo de vuelo del Laboratorio Nacional de Los Álamos en Estados Unidos de Norteamérica y el detector con geometría 4π DANCE localizado en el *Flight-Path* 14 para verificar si los parámetros espectrométricos que garantizan consistencia también reproducen esta sección eficaz ya que esta región de energías es muy sensible a la estructura *subthreshold*. Con el objetivo de obtener esta sección eficaz se realiza todo el proceso de reducción de datos que comprende desde el análisis de calidad de los mismos hasta correcciones por flujo neutrónico y fondo. El espectro medido está caracterizado por la presencia de la resonancia de interés p a 1.33 eV encima de un *tail* que proviene del estado s *subthreshold*. Los valores para los parámetros espectrométricos ancho neutrónico reducido y energía de la resonancia s negativa que garantizan consistencia no ajustan este *tail*. Además, se observa que los parámetros espectrométricos reportados por la librería JEFF-3.3 para este nivel y que establece su energía a -29.2 eV tampoco reproducen los valores de la sección eficaz reportados en la propia librería para energías térmicas y subtérmicas.

Por lo tanto, es necesario realizar el análisis en sentido inverso: buscar valores independientes para los parámetros espectrométricos ancho neutrónico reducido y energía de la resonancia *subthreshold* que ajusten este *tail* y, a su vez, garanticen consistencia entre los resultados experimentales para los observables P-par y P-impar, y los formalismos teóricos correspondientes. Incluso, esto abre aún la posibilidad de encontrar consistencia sin tener en cuenta la influencia de la resonancia de onda *s* a 38.8 eV.

Como resultado más importante de la presente tesis se muestra que el ^{117}Sn es un excelente núcleo candidato para experimentos de violación T debido a su gran valor del factor de espín $\kappa(J)$ el cual expresa qué tan sensible a la interacción T-impar es un experimento de violación T que emplea este núcleo como blanco.

Referencias Bibliográficas

- [1] Balasubramanian Ananthanarayan, J Meeraa, Bharti Sharma, Seema Sharma, and Ritesh Singh. Asymmetry in nature—discrete symmetries in particle physics and their violation. *Resonance*, 7:10–17, 03 2002.
- [2] SD Rindani. CP symmetry and its violation in fundamental interactions. *Pramana*, 49:81–92, 1997.
- [3] Dr JFJ van den Brand. Discrete symmetries. *Vrije Universiteit, Amsterdam, The Netherlands. Introductory Course*.
- [4] Alan Kostelecký. Some questions and answers about CPT violation. *arXiv: High Energy Physics - Phenomenology*, 1998.
- [5] Helen Quinn. Time reversal violation. *Published in the Journal of Physics: Conference Series*, 171, 02 2009.
- [6] Andrei D Sakharov. Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. *Soviet Physics Uspekhi*, 34(5):392, may 1991.
- [7] Symmetries in particle physics. https://www2.ph.ed.ac.uk/~vjm/Lectures/SHParticlePhysics2012_files/PPNotes4.pdf.
- [8] Kenneth S Krane. *Introductory nuclear physics*. John Wiley & Sons, 1991.
- [9] V.P. Gudkov. On CP violation in nuclear reactions. *Physics Reports*, 212(2):77–105, 1992.
- [10] J. P. Lees, V. Poireau, V. Tisserand, J. Garra Tico, E. Grauges, A. Palano, G. Eigen, B. Stugu, D. N. Brown, L. T. Kerth, Yu. G. Kolomensky, G. Lynch, H. Koch, T. Schroeder, D. J. Asgeirsson, C. Hearty, T. S. Mattison, J. A. McKenna, R. Y. So, A. Khan, V. E. Blinov, A. R. Buzykaev, V. P. Druzhinin, V. B. Golubev, E. A. Kravchenko, A. P. Onuchin, S. I. Serednyakov, Yu. I. Skovpen, E. P. Solodov, K. Yu. Todyshev, A. N. Yushkov, M. Bondioli, D. Kirkby, A. J. Lankford, M. Mandelkern, H. Atmacan, J. W. Gary, F. Liu, O. Long, G. M. Vitug, C. Campagnari, T. M. Hong, D. Kovalskyi, J. D. Richman, C. A. West, A. M. Eisner, J. Kroseberg, W. S. Lockman, A. J. Martinez, B. A. Schumm, A. Seiden, D. S. Chao, C. H. Cheng, B. Echenard, K. T. Flood, D. G. Hitlin, P. Ongmongkolkul, F. C. Porter, A. Y. Rikitin, R. Andreassen, Z. Huard, B. T. Meadows, M. D. Sokoloff, L. Sun, P. C. Bloom, W. T. Ford, A. Gaz, U. Nauenberg, J. G. Smith, S. R. Wagner, R. Ayad, W. H. Toki, B. Spaan, K. R. Schubert, R. Schwierz, D. Bernard, M. Verderi, P. J. Clark, S. Playfer, D. Bettoni, C. Bozzi, R. Calabrese, G. Cibinetto, E. Fioravanti, I. Garzia,

- E. Luppi, M. Munerato, L. Piemontese, V. Santoro, R. Baldini-Ferroli, A. Calcaterra, R. de Sangro, G. Finocchiaro, P. Patteri, I. M. Peruzzi, M. Piccolo, M. Rama, A. Zallo, R. Contri, E. Guido, M. Lo Vetere, M. R. Monge, S. Passaggio, C. Patrignani, E. Robutti, B. Bhuyan, V. Prasad, C. L. Lee, M. Morii, A. J. Edwards, A. Adametz, U. Uwer, H. M. Lacker, T. Lueck, P. D. Dauncey, U. Mallik, C. Chen, J. Cochran, W. T. Meyer, S. Prell, A. E. Rubin, A. V. Gritsan, Z. J. Guo, N. Arnaud, M. Davier, D. Derkach, G. Grosdidier, F. Le Diberder, A. M. Lutz, B. Malaescu, P. Roudeau, M. H. Schune, A. Stocchi, G. Wormser, D. J. Lange, D. M. Wright, C. A. Chavez, J. P. Coleman, J. R. Fry, E. Gabathuler, D. E. Hutchcroft, D. J. Payne, C. Touramanis, A. J. Bevan, F. Di Lodovico, R. Sacco, M. Sigamani, G. Cowan, D. N. Brown, C. L. Davis, A. G. Denig, M. Fritsch, W. Gradl, K. Griessinger, A. Hafner, E. Prencipe, R. J. Barlow, G. Jackson, G. D. Lafferty, E. Behn, R. Cenci, B. Hamilton, A. Jawahery, D. A. Roberts, C. Dallapiccola, R. Cowan, D. Dujmic, G. Sciolla, R. Cheaib, D. Lindemann, P. M. Patel, S. H. Robertson, P. Biassoni, N. Neri, F. Palombo, S. Stracka, L. Cremaldi, R. Godang, R. Kroeger, P. Sonnek, D. J. Summers, X. Nguyen, M. Simard, P. Taras, G. De Nardo, D. Monorchio, G. Onorato, C. Sciacca, M. Martinelli, G. Raven, C. P. Jessop, J. M. LoSecco, W. F. Wang, K. Honscheid, R. Kass, J. Brau, R. Frey, N. B. Sinev, D. Strom, E. Torrence, E. Feltresi, N. Gagliardi, M. Margoni, M. Morandin, A. Pompili, M. Posocco, M. Rotondo, G. Simi, F. Simonetto, R. Stroili, S. Akar, E. Ben-Haim, M. Bomben, G. R. Bonneaud, H. Briand, G. Calderini, J. Chauveau, O. Hamon, Ph. Leruste, G. Marchiori, J. Ocariz, S. Sitt, M. Biasini, E. Manoni, S. Pacetti, A. Rossi, C. Angelini, G. Batignani, S. Bettarini, M. Carpinelli, G. Casarosa, A. Cervelli, F. Forti, M. A. Giorgi, A. Lusiani, B. Oberhof, E. Paoloni, A. Perez, G. Rizzo, J. J. Walsh, D. Lopes Pegna, J. Olsen, A. J. S. Smith, A. V. Telnov, F. Anulli, R. Faccini, F. Ferrarotto, F. Ferroni, M. Gaspero, L. Li Gioi, M. A. Mazzoni, G. Piredda, C. Bünger, O. Grünberg, T. Hartmann, T. Leddig, H. Schröder, C. Voss, R. Waldi, T. Adye, E. O. Olaiya, F. F. Wilson, S. Emery, G. Hamel de Monchenault, G. Vasseur, Ch. Yèche, D. Aston, D. J. Bard, R. Bartoldus, J. F. Benitez, C. Cartaro, M. R. Convery, J. Dorfan, G. P. Dubois-Felsmann, W. Dunwoodie, M. Ebert, R. C. Field, M. Franco Sevilla, B. G. Fulsom, A. M. Gabareen, M. T. Graham, P. Grenier, C. Hast, W. R. Innes, M. H. Kelsey, P. Kim, M. L. Kocian, D. W. G. S. Leith, P. Lewis, B. Lindquist, S. Luitz, V. Luth, H. L. Lynch, D. B. MacFarlane, D. R. Muller, H. Neal, S. Nelson, M. Perl, T. Pulliam, B. N. Ratcliff, A. Roodman, A. A. Salnikov, R. H. Schindler, A. Snyder, D. Su, M. K. Sullivan, J. Va'vra, A. P. Wagner, W. J. Wisniewski, M. Wittgen, D. H. Wright, H. W. Wulsin, C. C. Young, V. Ziegler, W. Park, M. V. Purohit, R. M. White, J. R. Wilson, A. Randle-Conde, S. J. Sekula, M. Bellis, P. R. Burchat, T. S. Miyashita, E. M. T. Puccio, M. S. Alam, J. A. Ernst, R. Gorodeisky, N. Guttman, D. R. Peimer, A. Soffer, P. Lund, S. M. Spanier, J. L. Ritchie, A. M. Ruland, R. F. Schwitters, B. C. Wray, J. M. Izen, X. C. Lou, F. Bianchi, D. Gamba, S. Zambito, L. Lanceri, L. Vitale, J. Bernabeu, F. Martinez-Vidal, A. Oyanguren, P. Villanueva-Perez, H. Ahmed, J. Albert, Sw. Banerjee, F. U. Bernlochner, H. H. F. Choi, G. J. King, R. Kowalewski, M. J. Lewczuk, I. M. Nugent, J. M. Roney, R. J. Sobie, N. Tasneem, T. J. Gershon, P. F. Harrison, T. E. Latham, H. R. Band, S. Dasu, Y. Pan, R. Prepost, and S. L. Wu. Observation of time-reversal violation in the B^0 meson system. *Phys. Rev. Lett.*, 109:211801, Nov 2012.
- [11] V.E. Bunakov and L.B. Pikelner. Parity and time reversal violation in neutron-nucleus reactions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 39:337–392, 1997.
- [12] V. Bunakov and V. Gudkov. Parity non-conservation effects in neutron elastic scattering reactions. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 303:285–291, 12 1981.

- [13] V.E. Bunakov and V.P. Gudkov. Parity violation and related effects in neutron-induced reactions. *Nuclear Physics A*, 401(1):93–116, 1983.
- [14] VP Gudkov. Parity violation in neutron induced reactions. Technical report, National Lab. for High Energy Physics, 1991.
- [15] GA Lobov. Parity nonconservation in nuclear physics. *Physics of Atomic Nuclei*, 65:1980–1984, 2002.
- [16] J. David Bowman and Vladimir Gudkov. Search for time reversal invariance violation in neutron transmission. *Phys. Rev. C*, 90:065503, Dec 2014.
- [17] Vladimir Gudkov and Hirohiko M. Shimizu. Nuclear spin dependence of time reversal invariance violating effects in neutron scattering. *Physical Review C*, 97(6), Jun 2018.
- [18] V.V. Flambaum and O.P. Sushkov. Angular and polarization correlations in the (n, γ) reaction. *Nuclear Physics A*, 435(2):352–380, 1985.
- [19] V.V. Flambaum and O.P. Sushkov. Theory of neutron reactions and weak interaction in heavy nuclei. *Nuclear Physics A*, 412(1):13–33, 1984.
- [20] J. D. Bowman, L. Y. Lowie, G. E. Mitchell, E. I. Sharapov, and Yi-Fen Yen. Analysis of parity violation in neutron resonances. *Phys. Rev. C*, 53:285–296, Jan 1996.
- [21] D. A. Smith, J. D. Bowman, B. E. Crawford, C. A. Grossmann, T. Haseyama, Mikkel B. Johnson, A. Masaike, Y. Matsuda, G. E. Mitchell, V. A. Nazarenko, S. I. Penttilä, N. R. Roberson, S. J. Seestrom, E. I. Sharapov, L. M. Smotritsky, S. L. Stephenson, S. Tomsovic, and V. W. Yuan. Parity violation in neutron resonances of ^{117}Sn . *Phys. Rev. C*, 64:015502, Jun 2001.
- [22] G.E. Mitchell, David Bowman, S.I. Penttilä, and Eduard Sharapov. Parity violation in compound nuclei: Experimental methods and recent results. *Physics Reports*, 354:157–241, 11 2001.
- [23] A. G. Beda and V. R. Skoy. Current status of research on t invariance in neutron-nuclear reactions. *Physics of Particles and Nuclei*, 38(6):775–794, November 2007.
- [24] Vladimir Gudkov. *Symmetry violation in heavy nuclei*, pages 117–126.
- [25] Pavel Fadeev and Victor V Flambaum. Time-reversal invariance violation in neutron-nucleus scattering. *Physical Review C*, 100(1):015504, 2019.
- [26] Vladimir Gudkov and Young-Ho Song. Time-reversal invariance violation in heavy and in few-body nuclei. *AIP Conf. Proc.*, 1441(1):582–584, 2012.
- [27] Vladimir Gudkov and Hirohiko M. Shimizu. Neutron spin dynamics in polarized targets. *Phys. Rev. C*, 102:015503, Jul 2020.
- [28] V.E. Bunakov and L.B. Pikelner. Parity and time reversal violation in neutron-nucleus reactions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 39:337–392, 1997.
- [29] J. R. Vanhoy, J. F. Shriner, E. G. Bilpuch, and G. E. Mitchell. Analysis of PNC neutron resonance experiments with polarized targets. *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, 333(3):229–235, Sep 1989.

- [30] Mastromarco M, Manna A, Aberle O, Andrzejewski J, Audouin L, Bacak M, Balibrea J, Barbagallo M, Becvár F, Berthoumieux E, Billowes J, Bosnar D, Brown A, Caamano M, Calviño F, Calviani M, Cano-Ott D, Cardella R, Casanovas A, Castelluccio DM, Cerutti F, Chen YH, Chiaveri E, Clai G, Colonna N, Cortes G, Cortes-Giraldo MA, Cosentino L, Damone L, Diakaki M, Domingo-Pardo C, Dressler R, Dupont E, Duran I, Fernandez-Dominguez B, Ferrari A, Ferreira P, Finocchiaro P, Furman V, Göbel K, Garcia AR, Gawlik A, Gilardoni S, Glodariu T, Goncalves I, Gonzalez-Romero E, Griesmayer E, Guerrero C, Günsing F, Guglielmelli A, Harada H, Heinitz S, Heyse J, Jenkins DG, Jericha E, Kaeppler F, Kadi Y, Kalamara A, Kavriggin P, Kimura A, Kivel N, Knapova I, Kokkoris M, Krti?ka M, Kurtulgil D, Leal-Cidoncha E, Lederer C, Leeb H, Leredegui-Marco J, Lonsdale S, Macina D, Marganec J, Martínez T, Masi A, Massimi C, Mastinu P, Maugeri E, Mazzone A, Mendoza E, Mengoni A, Milazzo PM, Mingrone F, Musumarra A, Negret A, Nolte R, Oprea A, Patronis N, Pavlik A, Perkowski J, Porras I, Praena J, Quesada J, Radeck D, Rauscher T, Reifarh R, Rocchi F, Rubbia C, Ryan J, Sabate-Gilarte M, Saxena A, Schillebeeckx P, Schumann D, Sedyshev P, Smith AG, Sosnin NV, Stamatopoulos A, Tagliente G, Tain JL, Tarifeno-Saldivia A, Tassan-Got L, Valenta S, Vannini G, Variale V, Vaz P, Ventura A, Vlachoudis V, Vlastou R, Wallner A, Warren S, Weiss C, Wynants R, Woods PJ, Wright TJ, and Zugec P. Cross section measurements of $^{155,157}\text{Gd}(n,\gamma)$ induced by thermal and epithermal neutrons. *European Physical Journal A*, 55(1):9, 2019.
- [31] GA Lobov. Parity violation in neutron scattering on lead isotopes. *Physics of Atomic Nuclei*, 63:1387–1390, 08 2000.
- [32] P.A. Krupchitsky. The violation of spatial parity in nuclear reactions with polarized neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 284(1):71–76, 1989.
- [33] Yu.G. Abov, O.N. Ermakov, I.L. Karpikhin, P.A. Krupchitsky, G.A. Lobov, V.F. Perepelista, V.I. Petrushin, and A.N. Starodumov. The investigation of parity violation in the process $^{207}\text{Pb}(n,\gamma)^{208}\text{Pb}$. *Physics Letters B*, 217(3):225–227, 1989.
- [34] V. E. Bunakov, E. D. Davis, and H. A. Weidenmüller. Tests of fundamental symmetries on isolated compound-nucleus resonances. *Phys. Rev. C*, 42:1718–1730, Oct 1990.
- [35] Yen Yi-Fen Lowie L Y Mitchell G E Bowman, J D and E I Sharapov. Extraction of parity violating matrix element from data on neutron resonances, Dec 1995.
- [36] E. I. Sharapov, S. A. Wender, H. Postma, S. J. Seestrom, C. R. Gould, A. Wasson, Yu. P. Popov, and C. D. Bowman. The measurement of parity violation in resonant neutron-capture reactions. *AIP Conference Proceedings*, 238(1):756–763, 10 1991.
- [37] Yu G Abov, ON Ermakov, and PA Krupchitskil. Violation of P parity in the reaction $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)^{114}\text{Cd}$. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, 65:1738–1744, 1973.
- [38] V.P. Alfimenkov, S.B. Borzakov, Vo Van Thuan, Yu.D. Mareev, L.B. Pikelner, A.S. Khrykin, and E.I. Sharapov. Parity nonconservation in neutron resonances. *Nuclear Physics A*, 398(1):93–106, 1983.
- [39] A. L. Barabanov. P-odd effects in interactions of neutrons with ^{117}Sn and ^{139}La and the positions of negative resonances. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 54:941–943, 12 1991.

- [40] C. R. Gould, D. G. Haase, N. R. Roberson, Hans Postma, and David Bowman. Parity and time reversal violation in resonance neutron total cross sections with polarized targets. *International Journal of Modern Physics A*, 05, 04 2012.
- [41] V. W. Yuan, C. D. Bowman, J. D. Bowman, J. E. Bush, P. P. J. Delheij, C. M. Frankle, C. R. Gould, D. G. Haase, J. N. Knudson, G. E. Mitchell, S. Penttilä, H. Postma, N. R. Roberson, S. J. Seestrom, J. J. Szymanski, and X. Zhu. Parity nonconservation in polarized-neutron transmission through ^{139}La . *Phys. Rev. C*, 44:2187–2194, Nov 1991.
- [42] V. Bunakov and V. Gudkov. Mechanisms for the enhancement of P- and T-invariant effects in neutron-nucleus reactions. *JETP Letters-Engl TR*, 36, 01 1982.
- [43] V. V. Flambaum and A. J. Mansour. Parity and time-reversal invariance violation in neutron-nucleus scattering. *Phys. Rev. C*, 105:015501, Jan 2022.
- [44] V.P. Gudkov. On the test of CP-violation models in neutron reactions. *Physics Letters B*, 243(4):319–322, 1990.
- [45] Vladimir Gudkov and Young-Ho Song. Discover potential in a search for time-reversal invariance violation in nuclei. *Hyperfine Interact.*, 214(1-3):105–109, 2013.
- [46] G. E. Mitchell, J. D. Bowman, S. I. Penttilä, and E. I. Sharapov. Parity violation in compound nuclei: experimental methods and recent results. , 354(3):157–241, November 2001.
- [47] V. E. Bunakov and I. S. Novikov. Correct analysis of P-violation measurements in neutron resonance reactions. ISINN-3 Neutron spectroscopy, nuclear structure, related topics, page 355, International Centre for Scientific and Technical Information (ICSTI), 1995. JINR.
- [48] Yi-Fen Yen, JD Bowman, BE Crawford, PPJ Delheij, CM Frankle, K Fukuda, CR Gould, AA Green, DG Haase, M Inuma, et al. Study of parity and time-reversal violation in neutron-nucleus interactions. In *AIP Conference Proceedings*, volume 339, pages 120–135. American Institute of Physics, 1995.
- [49] C. M. Frankle, J. D. Bowman, J. E. Bush, P. P. J. Delheij, C. R. Gould, D. G. Haase, J. N. Knudson, G. E. Mitchell, S. Penttilä, H. Postma, N. R. Roberson, S. J. Seestrom, J. J. Szymanski, S. H. Yoo, V. W. Yuan, and X. Zhu. Sign correlations and parity nonconservation for neutron resonances in ^{232}Th . *Phys. Rev. Lett.*, 67:564–567, Jul 1991.
- [50] S. J. Seestrom, J. D. Bowman, B. E. Crawford, P. P. J. Delheij, C. M. Frankle, C. R. Gould, D. G. Haase, M. Inuma, J. N. Knudson, P. E. Koehler, L. Y. Lowie, A. Masaike, Y. Masuda, Y. Matsuda, G. E. Mitchell, S. I. Penttilä, Yu. P. Popov, H. Postma, N. R. Roberson, E. I. Sharapov, H. M. Shimizu, D. A. Smith, S. L. Stephenson, Y. F. Yen, and V. W. Yuan. Parity nonconservation in neutron capture on ^{113}Cd . *Phys. Rev. C*, 58:2977–2985, Nov 1998.
- [51] V. V. Flambaum and G. F. Gribakin. Random-sign observables nonvanishing upon averaging: Enhancement of weak perturbations and parity nonconservation in compound nuclei. *Phys. Rev. C*, 50:3122–3134, Dec 1994.
- [52] S. L. Stephenson, J. D. Bowman, B. E. Crawford, P. P. J. Delheij, C. M. Frankle, M. Inuma, J. N. Knudson, L. Y. Lowie, A. Masaike, Y. Matsuda, G. E. Mitchell, S. I. Penttilä, H. Postma, N. R. Roberson, S. J. Seestrom, E. I. Sharapov, Y.-F. Yen, and

- V. W. Yuan. Parity nonconservation in neutron resonances in ^{232}Th . *Phys. Rev. C*, 58:1236–1246, Aug 1998.
- [53] A. L. Barabanov. Angular anisotropy of gamma-rays in the (n, γ) reaction near the p-resonance. *Physics of Atomic Nuclei*, 55:1513–1520, 10 1992.
- [54] AL Barabanov. Semiclassical analysis of angular correlations in the (n, γ) reaction near p resonance. *Yadernaya Fizika*, 55(7):1876–1884, 1992.
- [55] V. P. Gudkov. About the resonance approximation in neutron induced reactions. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 340(1):1–3, Mar 1991.
- [56] A. C. Hayes and Luca Zanini. Parity violation in partial neutron capture reactions. *Phys. Rev. C*, 65:058501, Apr 2002.
- [57] LM Smotritsky. P-odd effects observed in neutron-induced reactions and isospin structure of weak nucleon–nucleon interaction. *JETP Letters*, 74(1), 2001.
- [58] A. M. Gagarski, I. S. Guseva, and S. P. Golosovskaya. Investigations of the parity violation and interference effects in ^{235}U fission induced by resonance neutrons. Technical report, International Centre for Scientific and Technical Information (ICSTI), 1997. JINR-E-3-97-213.
- [59] Victor Vesna, Yury Gledenov, V.V. Nesvizhevsky, P. Sedyshev, and E. Shul'gina. Left–right asymmetry in integral spectra of γ -quanta in the interaction of nuclei with polarized thermal neutrons. *Physics of Atomic Nuclei*, 78:801–804, 10 2015.
- [60] V.M. Lobashov, D.M. Kaminker, G.I. Kharkevich, V.A. Kniazkov, N.A. Lozovoy, V.A. Nazarenko, L.F. Sayenko, L.M. Smotritsky, and A.I. Yegorov. Parity non-conservation in radiative thermal neutron capture by protons. *Nuclear Physics A*, 197(1):241–258, 1972.
- [61] Yury Gledenov, V.V. Nesvizhevsky, P. Sedyshev, E. Shul'gina, and Victor Vesna. A method to measure neutron polarization using P-even asymmetry of γ -quantum emission in the neutron-nuclear interaction. *Physics of Atomic Nuclei*, 75, 07 2012.
- [62] V.R. Skoy and E'I. Shaparov. P-odd angular correlations in resonance (n, γ) reactions. *Fiz. Elem. Chastits At. Yadra*, 401(22):1400–1432, 1991.
- [63] Niels Bohr. Neutron capture and nuclear constitution. *Nature*, 137(3461):344–348, Feb 1936.
- [64] Eugene P. Wigner. Resonance reactions. *Phys. Rev.*, 70:606–618, Nov 1946.
- [65] E. P. Wigner and L. Eisenbud. Higher angular momenta and long range interaction in resonance reactions. *Phys. Rev.*, 72:29–41, Jul 1947.
- [66] A. M. Lane and R. G. Thomas. R-matrix theory of nuclear reactions. *Rev. Mod. Phys.*, 30:257–353, Apr 1958.
- [67] C. Guerrero et al. Performance of the neutron time-of-flight facility n_TOF at CERN. *Eur. Phys. J. A*, 49:27, 2013.
- [68] René Reifarh et al. Neutron-induced cross sections – from raw data to astrophysical rates. *Eur. Phys. J. Plus*, 133:424, 2018.

- [69] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement, 3rd ed.* John Wiley and Sons, New York, 3rd edition edition, 2000.
- [70] R. Reifarh, T.A. Bredeweg, A. Alpizar-Vicente, J.C. Browne, E.-I. Esch, U. Greife, R.C. Haight, R. Hatarik, A. Kronenberg, J.M. O'Donnell, R.S. Rundberg, J.L. Ullmann, D.J. Vieira, J.B. Wilhelmy, and J.M. Wouters. Background identification and suppression for the measurement of (n,γ) reactions with the DANCE array at LANSCE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 531(3):530–543, 2004.
- [71] J.M. Wouters, A.A. Vicente, T.A. Bredeweg, E. Esch, R.C. Haight, R. Hatarik, J.M. O'Donnell, R. Reifarh, R.S. Rundberg, J.M. Schwantes, S.A. Sheets, J.L. Ullmann, D.J. Vieira, and J.B. Wilhelmy. Acquisition-analysis system for the DANCE (detector for advanced neutron capture experiments) BaF₂ gamma-ray calorimeter. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(3):880–885, 2006.
- [72] J.B. Wilhelmy, E.P. Chamberlin, M.R. Dragowsky, M.M. Fowler, R.C. Haight, M. Heil, F. Käppeler, G.G. Miller, P.D. Palmer, L.N. Pangault, R. Reifarh, R.S. Rundberg, E.H. Seabrrry, D.D. Strottman, J.L. Ullmann, and K. Wisshak. DANCE device for measurement of (n, γ) reactions on radioactive species. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 39:614–619, 2002.
- [73] V. Fischer, L. Pagani, L. Pickard, C. Grant, J. He, E. Pantic, R. Svoboda, J. Ullmann, and J. Wang. Absolute calibration of the DANCE thermal neutron beam using sodium activation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 929:97–100, 2019.
- [74] Barbagallo, M., Guerrero, C., Tsinganis, A., Tarrío, D., Altstadt, S., Andriamonje, S., Andrzejewski, J., Audouin, L., Bécares, V., Becvár, F., Belloni, F., Berthoumieux, E., Billowes, J., Boccone, V., Bosnar, D., Brugger, M., Calviani, M., Calviño, F., Cano-Ott, D., Carrapiço, C., Cerutti, F., Chiaveri, E., Chin, M., Colonna, N., Cortés, G., Cortés-Giraldo, M. A., Diakaki, M., Domingo-Pardo, C., Duran, I., Dressler, R., Dzysiuk, N., Eleftheriadis, C., Ferrari, A., Fraval, K., Ganesan, S., García, A. R., Giubrone, G., Göbel, K., Gómez-Hornillos, M. B., Gonçalves, I. F., González-Romero, E., Griesmayer, E., Günsing, F., Gurusamy, P., Hernández-Prieto, A., Jenkins, D. G., Jericha, E., Kadi, Y., Käppeler, F., Karadimos, D., Kivel, N., Koehler, P., Kokkoris, M., Krticka, M., Kroll, J., Lampoudis, C., Langer, C., Leal-Cidoncha, E., Lederer, C., Leeb, H., Leong, L. S., Losito, R., Manousos, A., Marganiec, J., Martinez, T., Massimi, C., Mastinu, P. F., Mastromarco, M., Meaze, M., Mendoza, E., Mengoni, A., Milazzo, P. M., Mingrone, F., Mirea, M., Mondalaers, W., Papaevangelou, T., Paradela, C., Pavlik, A., Perkowski, J., Plompen, A., Praena, J., Quesada, J. M., Rauscher, T., Reifarh, R., Riego, A., Roman, F., Rubbia, C., Sabate-Gilarte, M., Sarmiento, R., Saxena, A., Schillebeeckx, P., Schmidt, S., Schumann, D., Steinegger, P., Tagliente, G., Tain, J. L., Tassan-Got, L., Valenta, S., Vannini, G., Variale, V., Vaz, P., Ventura, A., Versaci, R., Vermeulen, M. J., Vlachoudis, V., Vlastou, R., Wallner, A., Ware, T., Weigand, M., Weiß, C., Wright, T., and Zugec, P. High-accuracy determination of the neutron flux at n_TOF. *Eur. Phys. J. A*, 49(12):156, 2013.
- [75] Schillebeeckx P, Becker B, Harada H, and Kopecky S. Neutron resonance spectroscopy for the characterisation of materials and objects. Scientific analysis or review LA-NA-26848-EN-C (print),LA-NA-26848-EN-N (online), Luxembourg (Luxembourg), 2014.

- [76] Antonio Brusegan, Gilles Noguere, and Frank Gunsing. The resolution function in neutron time-of-flight experiments. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 39:685–688, August 2002.
- [77] K. Kino, M. Furusaka, F. Hiraga, T. Kamiyama, Y. Kiyanagi, K. Furutaka, S. Goko, K.Y. Hara, H. Harada, M. Harada, K. Hirose, T. Kai, A. Kimura, T. Kin, F. Kitatani, M. Koizumi, F. Maekawa, S. Meigo, S. Nakamura, M. Ooi, M. Ohta, M. Oshima, Y. Toh, M. Igashira, T. Katabuchi, M. Mizumoto, and J. Hori. Energy resolution of pulsed neutron beam provided by the annri beamline at the J-PARC/MLF. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 736:66–74, 2014.
- [78] Vasilis Vlachoudis, Marta Sabate-Gilarte, Victor Alcayne, Frank Gunsing, Emilio Mendoza, Francisco Ogallar, Idan Rejwan, Michael Bacak, Carlos Guerrero, Cristian Massimi, and Athanasios Stamatopoulos. On the resolution function of the n_TOF facility: a comprehensive study and user guide. 2021.
- [79] Nancy M Larson. Updated user’s guide for Sammy: Multilevel R-atrix fits to neutron data using Bayes’ equations. 10 2008.
- [80] O. Roig, M. Jandel, V. Méot, E. M. Bond, T. A. Bredeweg, A. J. Couture, R. C. Haight, A. L. Keksis, R. S. Rundberg, J. L. Ullmann, and D. J. Vieira. Radiative neutron capture cross sections on ^{176}Lu at DANCE. *Phys. Rev. C*, 93:034602, Mar 2016.
- [81] M. Jandel, T. A. Bredeweg, E. M. Bond, M. B. Chadwick, R. R. Clement, A. Couture, J. M. O’Donnell, R. C. Haight, T. Kawano, R. Reifarh, R. S. Rundberg, J. L. Ullmann, D. J. Vieira, J. B. Wilhelmy, J. M. Wouters, U. Agvaanluvsan, W. E. Parker, C. Y. Wu, and J. A. Becker. Neutron capture cross section of ^{241}Am . *Phys. Rev. C*, 78:034609, Sep 2008.
- [82] C. J. Prokop, A. Couture, S. Jones, S. Mosby, G. Rusev, J. Ullmann, and M. Krtička. Measurement of the $^{65}\text{Cu}(n, \gamma)$ cross section using the Detector for Advanced Neutron Capture Experiments at LANL. , 99(5):055809, May 2019.
- [83] P Schillebeeckx, A Borella, F Emiliani, G Gorini, W Kockelmann, S Kopecky, C Lampoudis, M Moxon, E Perelli Cippo, H Postma, N J Rhodes, E M Schooneveld, and C Van Beveren. Neutron resonance spectroscopy for the characterization of materials and objects. *Journal of Instrumentation*, 7(03):C03009, mar 2012.
- [84] F. Bečvář. Simulation of γ cascades in complex nuclei with emphasis on assessment of uncertainties of cascade-related quantities. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 417(2):434–449, 1998.
- [85] Judith F Briesmeister et al. MCNP6—a general monte carlo n-particle transport code. *Version 4C, LA-13709-M, Los Alamos National Laboratory*, 2, 2000.
- [86] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytracsek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell’Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J.J. Gómez Cadenas, I. González, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger,

- R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F.W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O’Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J.P. Wellisch, T. Wenaus, D.C. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida, and D. Zschiesche. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250–303, 2003.
- [87] J. Lerendegui-Marco, C. Guerrero, E. Mendoza, J. M. Quesada, K. Eberhardt, A. R. Junghans, M. Krtička, O. Aberle, J. Andrzejewski, L. Audouin, V. Bécares, M. Bacak, J. Balibrea, M. Barbagallo, S. Barros, F. Bečvář, C. Beinrucker, E. Berthoumieux, J. Billowes, D. Bosnar, M. Brugger, M. Caamaño, F. Calviño, M. Calviani, D. Cano-Ott, R. Cardella, A. Casanovas, D. M. Castelluccio, F. Cerutti, Y. H. Chen, E. Chiaveri, N. Colonna, G. Cortés, M. A. Cortés-Giraldo, L. Cosentino, L. A. Damone, M. Diakaki, M. Dietz, C. Domingo-Pardo, R. Dressler, E. Dupont, I. Durán, B. Fernández-Domínguez, A. Ferrari, P. Ferreira, P. Finocchiaro, V. Furman, K. Göbel, A. R. García, A. Gawlik, T. Glodariu, I. F. Gonçalves, E. González-Romero, A. Goverdovski, E. Griesmayer, F. Gunsing, H. Harada, T. Heftrich, S. Heinitz, J. Heyse, D. G. Jenkins, E. Jericha, F. Käppeler, Y. Kadi, T. Katabuchi, P. Kavargin, V. Ketlerov, V. Khryachkov, A. Kimura, N. Kivel, M. Kokkoris, E. Leal-Cidoncha, C. Lederer, H. Leeb, S. Lo Meo, S. J. Lonsdale, R. Losito, D. Macina, J. Marganiec, T. Martínez, C. Massimi, P. Mastinu, M. Mastro marco, F. Matteucci, E. A. Maugeri, A. Mengoni, P. M. Milazzo, F. Mingrone, M. Mirea, S. Montesano, A. Musumarra, R. Nolte, A. Oprea, N. Patronis, A. Pavlik, J. Perkowski, J. I. Porras, J. Praena, K. Rajeev, T. Rauscher, R. Reifarth, A. Riego-Perez, P. C. Rout, C. Rubbia, J. A. Ryan, M. Sabaté-Gilarte, A. Saxena, P. Schillebeeckx, S. Schmidt, D. Schumann, P. Sedyshev, A. G. Smith, A. Stamatopoulos, G. Tagliente, J. L. Tain, A. Tarifeño Saldivia, L. Tassan-Got, A. Tsinganis, S. Valenta, G. Vannini, V. Variale, P. Vaz, A. Ventura, V. Vlachoudis, R. Vlastou, A. Wallner, S. Warren, M. Weigand, C. Weiss, C. Wolf, P. J. Woods, T. Wright, and P. Žugec. Radiative neutron capture on ^{242}Pu in the resonance region at the CERN n_TOF-EAR1 facility. *Phys. Rev. C*, 97:024605, Feb 2018.
- [88] V. P. Alfimenkov, S. B. Borzakov, Yu. D. Mareev, L. B. Pikelner, V. R. Skoy, A. S. Khrykin, and E. I. Sharapov. P-even effects in a direct γ transition following neutron capture in ^{113}Cd around $E_p=7$ eV resonance. *AIP Conference Proceedings*, 238(1):811–813, 1991.
- [89] S. F. Mughabghab. Thermal neutron capture cross sections resonance integrals and g-factors. Technical report, International Atomic Energy Agency (IAEA), 2003. INDC(NDS)–440.
- [90] E.A. Kolomensky, V.M. Lobashev, A.N. Pirozhkov, L.M. Smotrisky, N.A. Titov, and V.A. Vesna. Observation of parity violating effects in the polarized thermal neutron total

- and radiative capture cross sections of ^{117}Sn and ^{139}La . *Physics Letters B*, 107(4):272–274, 1981.
- [91] S.F. Mughabghab, M. Divadeenam, and N.E. Holden. *Neutron Cross Sections: Neutron resonance parameters and thermal cross sections, pt.A. Z.* Neutron Cross Sections. Academic Press, 1981.
- [92] Said Mughabghab. *Atlas of neutron resonances: resonance parameters and thermal cross sections Z= 1-100.* 01 2006.
- [93] D. A. Smith, J. D. Bowman, B. E. Crawford, C. A. Grossmann, T. Haseyama, Mikkel B. Johnson, A. Masaike, Y. Matsuda, G. E. Mitchell, V. A. Nazarenko, S. I. Penttila, N. R. Roberson, S. J. Seestrom, E. I. Sharapov, L. M. Smotrisky, S. L. Stephenson, and V. Yuan. Neutron resonance spectroscopy of ^{117}Sn from 1 eV to 1.5 keV. *Phys. Rev. C*, 59:2836–2843, May 1999.
- [94] V. P. Alfimenkov, S. B. Borzakov, Vo Van Tkhuan, Yu.D. Mareev, L. B. Pikel'ner, I. M. Frank, A. S. Khrykin, and Eh.I. Sharapov. Gamma spectra in the ^{81}Br , ^{117}Sn and ^{139}La neutron resonances non-conservating parity. Technical report, USSR, 1983. JINR-R-3-83-634.
- [95] V P Alfimenkov, S B Borzakov, V Van Tkhuan, Y D Mareev, L B Pikel'ner, I M Frank, A S Khrykin, and Sharapov. Left-right asymmetry in the. gamma. emission at a p-parity-breaking neutron resonance of ^{117}Sn . *JETP Lett. (Engl. Transl.); (United States)*, 39:8, 4 1984.
- [96] E. I. Sharapov, S. A. Wender, H. Postma, S. J. Seestrom, C. R. Gould, A. Wasson, Yu. P. Popov, and C. D. Bowman. The measurement of parity violation in resonant neutron-capture reactions. *AIP Conference Proceedings*, 238(1):756–763, 1991.
- [97] V P Alfimenkov, S B Borzakov, V V Tkhuan, Y D Mareev, L B Pikel'ner, D Rubin, A S Khrykin, and E I Sharapov. Experimental study of P-parity nonconservation in the neutron resonance of ^{117}Sn . *JETP Lett. (Engl. Transl.); (United States)*, 34:5, 9 1981.
- [98] N.R. Roberson, C.D. Bowman, J.D. Bowman, P.P.J. Delheij, C.M. Frankle, C.R. Gould, D.G. Haase, J.N. Knudson, G.E. Mitchell, R.N. Mortensen, S.I. Penttilä, H. Postma, S.J. Seestrom, J.J. Szymanski, S.A. Wender, S.H. Yoo, V.W. Yuan, and X. Zhu. An apparatus and techniques of tests for fundamental symmetries in compound-nucleus scattering with epithermal polarized neutron beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 326(3):549–565, 1993.
- [99] Masaaki Kitaguchi. Neutron Experiments at J-PARC. In *Proceedings of The 4th KMI International Symposium — PoS(KMI2019)*, volume 356, page 006, 2019.
- [100] Masaaki Kitaguchi, Koichiro Asahi, Shunsuke Endo, Chris Haddock, Masahiro Hino, Katsuya Hirota, Tien Ino, Ikuya Ito, Takahiro Iwata, Jun Koga, Yoshiyuki Miyachi, Takamasa Momose, Noriko Oi, Takuya Okudaira, Kenji Sakai, Tatsushi Shima, Hirohiko Shimizu, Shusuke Takada, Yutaka Yamagata, and Tamaki Yoshioka. Fundamental physics using high-performance optics. 11 2018.
- [101] M. Forte, B. R. Heckel, N. F. Ramsey, K. Green, G. L. Greene, J. Byrne, and J. M. Pendlebury. First measurement of parity-nonconserving neutron-spin rotation: The tin isotopes. *Phys. Rev. Lett.*, 45:2088–2092, Dec 1980.

- [102] H. Benkoula, J.C. Cavaignac, J.L. Charvet, D.H. Koang, B. Vignon, and R. Wilson. Evidence of parity violation in neutron capture by ^{117}Sn . *Physics Letters B*, 71(2):287–289, 1977.
- [103] O P Sushkov and V V Flambaum. Parity breaking in the interaction of neutrons with heavy nuclei. *Soviet Physics Uspekhi*, 25(1):1–12, jan 1982.
- [104] V. S. Olkhovsky and A. K. Zaichenko. A possible way to the explanation of the parity violation effects in the scattering of neutrons by nuclei. *Phys. Lett. B*, 130:127–130, 1983.
- [105] B. Heckel, N.F. Ramsey, K. Green, G.L. Greene, R. Gähler, O. Schaerpf, M. Forte, W. Dress, P.D. Miller, R. Golub, J. Byrne, and J.M. Pendlebury. A measurement of parity non-conserving neutron spin rotation in lead and tin. *Physics Letters B*, 119(4):298–302, 1982.
- [106] VP Alfimenkov, AN Chernikov, L Lason, Yu D Mareev, VV Novitski, LB Pikelner, VR Skoy, MI Tsulaya, AM Gagarski, IS Guseva, et al. Investigations of parity violation and interference effects in ^{235}U fission induced by resonance neutrons. *Nuclear Physics A*, 645(1):31–46, 1999.
- [107] Rene Brun and Fons Rademakers. Root — An object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389(1):81–86, 1997. *New Computing Techniques in Physics Research V*.

Apéndice

Apéndice A

Detalles técnicos de la muestra de ^{117}Sn

ASSAY

Element: Tin Symbol: Sn Isotope: 117 Series: Batch: R36YMLY36V			SPECTROGRAPHIC ANALYSIS																																				
			Element: ppm	Element: ppm	Element: ppm	Element: ppm																																	
ISOTOPIC ANALYSIS <table border="1"> <thead> <tr> <th>Isotope</th> <th>Atomic Percent</th> <th>Precision plus/minus</th> </tr> </thead> <tbody> <tr><td>112</td><td><0.01</td><td>0.00000</td></tr> <tr><td>114</td><td>0.0100</td><td>0.00200</td></tr> <tr><td>115</td><td>0.0100</td><td>0.00800</td></tr> <tr><td>116</td><td>7.5400</td><td>0.06000</td></tr> <tr><td>117</td><td>92.2300</td><td>0.08000</td></tr> <tr><td>118</td><td>0.1700</td><td>0.01000</td></tr> <tr><td>119</td><td>0.0200</td><td>0.01000</td></tr> <tr><td>120</td><td>0.0100</td><td>0.00100</td></tr> <tr><td>122</td><td><0.01</td><td>0.00000</td></tr> <tr><td>124</td><td><0.01</td><td>0.00000</td></tr> </tbody> </table> <p>The limits quoted above are an expression of the precision of this measurement only. The error is estimated at less than 1% from known sources of systematic errors.</p>			Isotope	Atomic Percent	Precision plus/minus	112	<0.01	0.00000	114	0.0100	0.00200	115	0.0100	0.00800	116	7.5400	0.06000	117	92.2300	0.08000	118	0.1700	0.01000	119	0.0200	0.01000	120	0.0100	0.00100	122	<0.01	0.00000	124	<0.01	0.00000	Ag: <.3	I: <.05	Rh: <.04	Tc:
			Isotope	Atomic Percent	Precision plus/minus																																		
			112	<0.01	0.00000																																		
			114	0.0100	0.00200																																		
			115	0.0100	0.00800																																		
			116	7.5400	0.06000																																		
			117	92.2300	0.08000																																		
			118	0.1700	0.01000																																		
			119	0.0200	0.01000																																		
			120	0.0100	0.00100																																		
			122	<0.01	0.00000																																		
			124	<0.01	0.00000																																		
			Al: <.03	In: <.05	Ru: <.1	Te: <.2																																	
			As: <.03	Ir: <.1	S: 13	Th <.1																																	
			Au: <.08	K: Masked	Sb: <.09	Ti: .3																																	
			B: 2	Li:	Sc: <.06	Tl: <.1																																	
			Ba: <.08	Mg: <.3	Se: <.07	U: <.1																																	
			Be: .06	Mn: .001	Si: <.8	V: <.02																																	
			Bi: .3	Mo: <.2	Sn: Matrix	W: <.3																																	
			Br: <.07	N:	Sr: <.05	Zn: .7																																	
C:	Na: <.1	Ta: <.2	Zr: .8																																				
Ca: Masked	Nb: <.04	LANTHANIDES and ACTINIDES																																					
Cd: <.2	Ni: 7																																						
Cl: 30	O:																																						
Co: Masked	Os: <.2																																						
Cr: .8	P: .1																																						
Cs: <.2	Pa:																																						
Cu: 6	Pb: 5																																						
F: <.08	Pd: <.2																																						
Fe: 26	Pm:																																						
Ga: <.05	Po:																																						
Ge: <.09	Pt: <.7																																						
Hf: <.3	Ra:																																						
Hg: <.3	Rb: <.05																																						
	Re: <.1																																						
		Am:	La: <.06																																				
		Bk:	Lu: <.08																																				
		Ce: <.07	Md:																																				
		Cf:	Nd: <.3																																				
		Cm:	Np:																																				
		Dy: <.2	Pr: <.06																																				
		Er: <.2	Pu:																																				
		Es:	Sm: <.2																																				
		Eu: <.1	Tb: <.07																																				
		Fm:	Y: <.04																																				
		Gd: <.3	Yb: <.2																																				
		Ho: <.07	Tm: <.07																																				

* Request No. A-0387; Requisition No. 34990

* The spectrographic results reported herein are semi-quantitative estimates valid to one significant figure.

* Elements listed above without values were not detected or would calculate less than 10 ppm.

* This analysis reflects enrichment and impurity levels prior to conversion/fabrication (if applicable).

* Symbols: M - major; T - trace; I - interference; < - less than; <= - less than/equal to; ~ - approximately; nd - not detected; no analyses made in all other cases.

**** THIS PRODUCT IS NOT TESTED OR AUTHORIZED FOR USE ON HUMANS ****

No Warranty. All implied warranties are hereby disclaimed. Neither the Government, the Department, nor the Contractors make any warranty, express or implied a) that the material will be delivered or services performed at a specific time, b) that material accepted for technical or analytical services will not be destroyed, damaged, lost or otherwise altered in physical or chemical properties in the process of performing the requested technical or analytical service, c) with respect to the accuracy, completeness or usefulness of any information furnished hereunder, d) that the use of any such information may not infringe privately owned rights, e) that the services, material, or information furnished hereunder will not result in injury or damage when used for any purpose or are safe for any purpose including the intended purpose, and f) that the services, material, or information furnished hereunder will accomplish the intended results.

Apéndice B

Archivos de entrada para el código SAMMY

- Archivo `.inp`

Sn117 1.33 eV p-resonance + -29.0 eV s-resonance (calculation)

50117 116.90000 0.10000 10.000000 2

USE CSISRS FORMAT FOR DATA

USE NEW SPIN GROUP FORMAT

USE FREE GAS MODEL OF DOPPLER BROADENING

REICH-MOORE FORMALISM IS WANTED

DO NOT SHIFT RPI RESOLUTION FUNCTION TO CENTER

SOLVE BAYES EQUATION

DO NOT SUPPRESS ANY INTERMEDIATE RESULTS

GENERATE ODF FILE AUTOMATICALLY

GENERATE PLOT FILE AUTOMATICALLY

PRINT ALL INPUT PARAMETERS

PRINT VARIED INPUT PARAMETERS

PRINT INPUT DATA

PRINT DEBUG INFORMATION

PRINT THEORETICAL VALUES

PRINT WEIGHTED RESIDUALS

CHI SQUARED IS WANTED

PRINT BAYES CHI SQUARED

304.36 20.25

6.20000 0.000155

CAPTURE

1 1 0 1.0 1.0 0.5

1 1 0 1 1.0

2 1 0 -1.0 1.0 0.5

1 1 0 0 1.0

• Archivo .par

```

-29.2      80.00    23.000000          0 0 0    1
1.327     148.00    1.104E-04          0 0 0    2

.100000000
BROADENING PARAMETERS FOLLOW
6.20000000 304.36000 .00015500 .02000000 .12500000 0.          0 0 0 0 0 0

MISCEllaneous parameters follow
TZERO 0 0 -.05737297 .00500000 1.0031931 .05000000 20.250000

nTOF Resolution function parameters follow
BURST0      125.00000 50.000000
TAU 00000 913.79341 .01000000 0.          0.          -3.7004000-684.39000-.51890000
TAU 00      300.00000 .00100000 1.00000-5 1.00000-5 1.00000000 200.00000 .15000000
LAMBDO00000 3.8457000 0.          0.          646.89941-.41550000
LAMBDO      .40000000 1.00000-5 1.00000-5 40.000000 .04000000
A1 00000-.03810000 2.31232-5-.01172000 .00046675 .05033183
A1          .00300000 9.90000-7 .00100000 1.00000-5 .00200000
EXPON00000 0.          1.00000000 0.          -1.00000000 0.
EXPON       1.00000-5 .10000000 .20000000 .10000000 .20000000
A3sqE00000 0.          0.          0.          0.          -.00016890 .00042540-.06043000
A3sqE00     1.00000-5 1.00000-5 1.00000-5 1.00000-5 8.00000-5 .00020000 .03000000
A5sqE00000 0.          0.          0.          0.          .00027660 0.          0.
A5sqE00     0.0000100 0.0000100 0.0000100 0.0000100 0.0001000 0.0000100 0.0000100

NORMALization and "constant" background follow
1.00000000 0.00000 0.          0.          0.          0.          1 1 0 0 0 0
.100000000 .10000000 0.          0.          0.          0.

```

Apéndice C

Bash script de visualización de la Función Resolución empleando el código SAMMY

- GenerarFuncionResolucion (*script* primario)

```
#!/bin/bash
./GenerarScriptParaSAMMY
./ScriptParaSAMMY
./GenerarFR
```

- GenerarScriptParaSAMMY (*script* secundario 1)

```
#!/bin/bash

echo '#!/bin/bash' > ScriptParaSAMMY
echo 'Insert minimum energy: '
read Emin

echo 'Insert maximum energy: '
read Emax

echo 'Insert step: '
read step

NoPts=$(awk "BEGIN { printf(\"%.0f\", (Emax - Emin) / $step) }")

echo -e "\nFor given values "
echo "Minimum energy: $Emin"
echo "Maximum energy: $Emax"
echo "Step: $step"
echo "Number of points are: $NoPts"

for ((i=1;i<=$NoPts;i++))
do
Emax=$(awk "BEGIN { printf(\"%.3f\", $Emin + $i * $step ) }")
echo -e "\n#####"
sammy <<EOF
ex001a.inp
```

```
ex001a.par
ex001a.dat $Emin,$Emax
EOF
```

```
FolderDir=Results_ $Emax
if test -d \ $FolderDir
then
    rm -r \ $FolderDir
fi
mkdir \ $FolderDir
mv -f SAMMY.LPT \ $FolderDir/SAMMY.LPT
mv -f SAMMY.LST \ $FolderDir/SAMMY.LST
mv -f SAMMY.IO \ $FolderDir/SAMMY.IO
rm -f *.ODF
rm -f *.DAT
rm -f *.PLT" >> ScriptParaSAMMY
done
```

- /GenerarFR (*script* secundario 2)

```
#!/bin/bash
```

```
destdir=Output.txt
echo "Saving values to $destdir file"
echo 'Energy Time Deltat ' > $destdir
```

```
lptfiles=$(find . -type f -name "*.LPT")
```

```
for file in ${lptfiles[@]}
do
    echo "Extracting info from file $file"

    grep -qn 'Time width (total) is' $file | awk -F " " '{print $6}'
    Deltat=$(grep -n 'Time width (total) is' $file \
        | awk -F " " '{print $6}')
```

```
    grep -qn 'Time for energy' $file | awk -F " " '{print $5}'
    Energy=$(grep -n 'Time for energy' $file | awk -F " " '{print $5}')
```

```
    grep -qn 'Time for energy' $file | awk -F " " '{print $7}'
    Time=$(grep -n 'Time for energy' $file | awk -F " " '{print $7}')
```

```
    for i in "${!Energy[@]}"; do
        echo ${Energy[i]} ${Time[i]} ${Deltat[i]} >> $destdir
    done
done
```

```
sort $destdir | uniq | tee $destdir
```