



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

**DESARROLLO DE UN INVERSOR DE ESPÍN PARA NEUTRONES  
EPITÉRMICOS PARA EL ESTUDIO DE LA VIOLACIÓN DE  
PARIDAD EN RESONANCIAS DE NÚCLEOS COMPUESTOS**

**TESIS**  
**QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE**  
**MAESTRO EN CIENCIAS**

**PRESENTA:**  
**ALBERTO PÉREZ MARTÍN**

**TUTOR PRINCIPAL**  
**DRA. LIBERTAD BARRÓN PALOS**  
**POSGRADO EN CIENCIAS (FÍSICA)**

**COMITÉ TUTOR**  
**DR. EFRAÍN RAFAEL CHÁVEZ LOMELÍ**  
**DR. ROELOF BIJKER**  
**POSGRADO EN CIENCIAS (FÍSICA)**

**CIUDAD DE MÉXICO, ENERO 2019**



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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



## Agradecimientos

Esta tesis ha sido posible gracias al infinito apoyo y estímulo de mis padres, gracias a Tania y a sus padres que me han respaldado y animado desde que los conocí. Agradezco a la doctora Libertad Barrón Palos por lo que me ha enseñado y por su paciente guía. Gracias a los profesores y el resto de las personas del posgrado por la formación que de ellos recibí y por la oportunidad de crecer como estudiante y como persona.



## Resumen

Desde el descubrimiento de los neutrones por Chadwick en 1932, éstos se han utilizado en numerosos experimentos para estudiar el núcleo atómico y sus propiedades. En particular los experimentos de transmisión de neutrones son una alternativa que puede ser considerada sobre todo a partir de desarrollos tecnológicos que permiten obtener haces de neutrones altamente monoenergéticos con alto grado de polarización. Experimentos de este tipo pueden ser diseñados para estudiar violaciones de simetrías fundamentales, que constituyen un problema de fondo en la física dada su importancia para explicar el origen del Universo y de la materia. Con ellos se puede comprobar la validez de los modelos físicos actuales, y explorar nueva física.

Como parte del experimento de transmisión de neutrones epitérmicos que se desarrolla en LANSCE (Los Alamos Neutron Science Center) para estudiar violación de paridad en núcleos compuestos, se diseñó un inversor de espín adiabático. Se debe manipular el espín de los neutrones con precisión, pues los términos que violan las simetrías son altamente dependientes de la polarización de los materiales y del espín de los neutrones. Por ello son de fundamental importancia la polarización óptima de los blancos, el correcto funcionamiento del inversor y la variante introducida en el experimento que reduce la dependencia de la posición relativa de los vectores de polarización y el campo magnético. Se determinó la forma del campo magnético ideal para el inversor de espín y se diseñó un arreglo de corrientes que lo produce. Se calculó la eficiencia de inversión y se tomaron valores para la corriente que sitúan el campo magnético en una región alcanzable y de eficiencia alta y estable. Queda preparado el terreno para el desarrollo de un inversor similar que con un arreglo diferente de campos magnéticos puede ser empleado para el estudio de violación de inversión temporal en un experimento a desarrollarse en J-PARC.



## Abstract

Since its discovery in 1932 by Chadwick, neutrons have been used in a wide variety of experiments aiming to study the characteristics of the atomic nucleus and nuclear interactions. Transmission experiments in particular have become an option due to technological advances achieved in recent years which allow to obtain monoenergetic highly polarized neutron beams. This kind of experiment may be utilized for the study of symmetry violations, a high impact problem in contemporary physics, fundamental to explain the origin of the universe and the matter-antimatter asymmetry. It is possible then to test the present theories and its limits, and to explore new physics.

An adiabatic spin flipper for epithermal neutrons was designed as a part of a neutron transmission experiment developed at LANSCE (Los Alamos Neutron Science Center) in order to study parity violation. Neutron spin has to be precisely manipulated because of the heavy dependence presented by the symmetry violation terms on the magnetic field, the neutron spin and the target polarization. Therefore are crucial the optimal polarization of the targets, the proper functioning of the spin flipper and a variation introduced in the experimental procedure which reduces the dependency of the results on the neutron spin, the polarization and magnetic field relative orientation. The shape of the ideal magnetic field for the spin flipper was found, then an arrangement of electric currents was designed to produce such a field. The efficiency of the spin flipper and its dependence on the magnetic field intensity was calculated. According to the calculations the electric current value was picked to generate a magnetic field resulting in high and stable efficiency. In the future, using a similar experimental setup, the same nuclei, and a variation of the spin flipper, time reversal invariance violations will be studied at J-PARC.



# Índice

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Neutrones de baja energía</b>	<b>2</b>
2.1	El neutrón . . . . .	2
2.2	Producción de neutrones . . . . .	3
2.3	Moderación de neutrones . . . . .	6
2.4	Óptica de neutrones . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Simetrías discretas</b>	<b>12</b>
3.1	Simetrías fundamentales y sus violaciones . . . . .	12
3.2	Simetría CPT . . . . .	15
3.3	Violación de CP y la asimetría materia-antimateria . . . . .	15
3.4	NOPTREX . . . . .	17
3.5	Teorema de transmisión TRIV . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Arreglo experimental e inversor adiabático de espín</b>	<b>25</b>
4.1	Arreglo experimental . . . . .	25
4.1.1	Fuente de neutrones . . . . .	25
4.1.2	Blancos de lantano . . . . .	27
4.1.3	Detector . . . . .	27
4.2	El inversor de espín . . . . .	29
4.2.1	Inversión adiabática de espín . . . . .	30
4.2.2	Diseño del inversor de espín . . . . .	31
4.2.3	Optimización de las corrientes . . . . .	37
4.3	Eficiencia del inversor de espín . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>40</b>
<b>6</b>	<b>Bibliografía</b>	<b>41</b>



# 1 Introducción

El estudio de las simetrías fundamentales en la física, y de sus violaciones, podría ayudar a resolver los enigmas más importantes de la física contemporánea. Por ejemplo, la violación a la simetría  $CP$  (conjugación de carga y paridad), podría arrojar luz en el problema no resuelto de la asimetría entre materia y antimateria en el Universo; de acuerdo con los criterios establecidos por Sakharov [1], la violación de  $CP$ , junto con otras condiciones como el estar fuera del equilibrio termodinámico y la ocurrencia de procesos que violaron el número bariónico durante el Universo temprano, fueron los causantes de la predominancia de la materia sobre la antimateria. La violación de  $CP$  ha sido observada en decaimientos débiles de kaones y de mesones  $B$  [2], [3]. Por otro lado, bajo la premisa de la conservación de la simetría  $CPT$  (conjugación de carga, paridad e inversión temporal), misma que aún prevalece en la física, la violación de  $CP$  es equivalente a la violación de  $T$ . La violación de  $T$  también se ha observado en oscilaciones de kaones y mesones  $B$  neutros y sus antipartículas [4], [5]. Hasta el momento, las fuentes de violación de  $CP$  son insuficientes para dar explicación a la predominancia de materia en el Universo, además de que la violación a esta simetría sólo se ha observado en la interacción débil. Búsquedas de violación de  $CP$  a través de la violación de  $T$  en sistemas que interactúan fuertemente comprenden la medición precisa de momentos dipolares eléctricos (EDMs por sus siglas en inglés) en partículas como electrones y nucleones, así como en núcleos, átomos y moléculas. La existencia de un EDM alineado con el espín del sistema constituye, en estos casos, un rompimiento de las simetrías  $P$  y  $T$ . Mucho esfuerzo se dedica actualmente a la búsqueda de EDMs, sin embargo, otros mecanismos, como la transmisión de neutrones epitérmicos en núcleos compuestos polarizados también ofrecen un campo de prueba para la búsqueda de efectos impares en  $T$  y por lo tanto, de violación de  $CP$  en sistemas que interactúan fuertemente. La amplificación por 5 o 6 órdenes de magnitud en los efectos de violación de paridad en núcleos compuestos, debido a accidentes en la "estructura" nuclear que mezclan ondas "s" y ondas "p" de paridad opuesta, es un fenómeno bien conocido [6]. La escala natural de los efectos de violación de paridad es de  $10^{-7}$ , que es la escala relativa de la interacción débil con respecto a la fuerte, sin embargo, para estos sistemas es posible observar efectos hasta del 10%. Debido a que los efectos de violación de paridad (PV) y de violación de inversión temporal (TRIV) corresponden con la parte real e imaginaria del mismo elemento de matriz, calculado exactamente con las mismas funciones de onda, es de esperarse que los efectos TRIV tengan la misma amplificación que los PV en estos sistemas. Este trabajo de tesis tiene que ver con la propuesta para llevar a cabo, en la fuente de neutrones por espalación J-PARC que se encuentra en Japón, un experimento para la búsqueda de efectos TRIV en resonancias de núcleos compuestos que son accesibles con neutrones epitérmicos. Hasta el momento, el candidato más prominente para este estudio es el sistema formado por  $n + {}^{139}\text{La}$ , en el cual se han medido efectos PV del orden del 10%. Una primera etapa del experimento, que actualmente se lleva a cabo en Los Alamos Neutros Science Center (LANSCE) de Los Alamos National Laboratory, es la medida con alta precisión de los efectos de PV en este y otros sistemas. Esta tesis trata sobre el desarrollo de un inversor de espín para neutrones epitérmicos longitudinalmente polarizados actualmente siendo utilizados en el experimento en LANSCE.

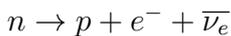
## 2 Neutrones de baja energía

### 2.1 El neutrón

El neutrón es una partícula subatómica, que junto a los protones constituye el núcleo atómico. Tiene masa muy similar a la del protón, y está sujeto, al igual que éste, a la interacción fuerte. Está compuesto por quarks (por lo tanto es un hadrón), específicamente por dos quarks *down* (*d*) y un quark *up* (*u*). Su carga eléctrica es cero, o al menos extremadamente pequeña. Es un fermión, o sea tiene espín semientero, en particular  $\sigma = \frac{1}{2}\hbar$ . Asociado a su espín tiene un momento magnético  $\mu_n = 6.032 \cdot 10^{-12} \frac{eV}{G}$  que coincide en dirección con éste, aunque con sentido opuesto. A la relación entre el espín del neutrón y su momento magnético se le llama razón giromagnética  $\gamma$ :

$$\vec{\mu}_n = \gamma \vec{\sigma}$$

Fuera del núcleo atómico el neutrón es inestable y decae por vía  $\beta$  con un tiempo de vida medio de alrededor de 15 minutos



En la tabla se detallan las propiedades del neutrón:

Magnitud	Valor
Masa (uma)	$1.00866491588 \pm 0.00000000049$ u
Masa (MeV)	$939.5654133 \pm 0.0000058$ MeV
Espín	$\sigma = \frac{1}{2}$
Tiempo de vida medio	$880.2 \pm 1.0$ s
Momento dipolar eléctrico	$< 3 \times 10^{-26}$ e·cm
Carga eléctrica	$(-0.2 \pm 0.8) \times 10^{-21}$ e
Polarizabilidad eléctrica	$(11.8 \pm 1.1) \times 10^{-4}$ fm <sup>3</sup>
Polarizabilidad magnética	$(3.7 \pm 1.2) \times 10^{-4}$ fm <sup>3</sup>

Tabla 1: Propiedades del neutrón reportadas por el Particle Data Group [7]

Debido a su momento magnético propio, el neutrón interactúa con campos magnéticos externos  $\vec{B}$  con energía:

$$V = \vec{\mu}_n \cdot \vec{B}$$

Además puede interactuar con los momentos magnéticos del átomo, del núcleo y del electrón.

Dada su carga eléctrica nula no experimenta fuerzas coulombianas, la otra forma principal de interacción es la que ocurre entre los núcleos atómicos y el neutrón. Puede resultar en dispersión (elástica o inelástica) de éste por el potencial nuclear o en la absorción del neutrón y formación de un núcleo excitado que decae posteriormente a través de los canales posibles. Su probabilidad de interacción con los núcleos se describe mediante la llamada sección eficaz ( $\sigma$ ), que relaciona el número de eventos con la densidad de núcleos y la intensidad del flujo de neutrones. Se expresa en barn (1 barn=10<sup>-24</sup> cm<sup>2</sup>). La sección eficaz es propia de cada isótopo y además es altamente dependiente de la energía de los neutrones. Usualmente se separa en sección eficaz de dispersión  $\sigma_d$  y sección eficaz de absorción  $\sigma_a$  [8].

## 2.2 Producción de neutrones

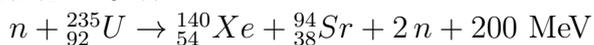
La producción de haces de neutrones intensos se realiza mediante fuentes de espalación o en reactores nucleares.

El proceso de espalación ocurre cuando un núcleo es impactado por una partícula muy energética y se separa en varios fragmentos como consecuencia del choque y la energía transmitida por éste. Usualmente se impactan núcleos pesados para aumentar el número de neutrones generados, utilizando como proyectiles protones con energías de alrededor de 1 GeV. A esta energía la longitud de onda de DeBroglie  $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$  correspondiente al protón es de alrededor de  $10^{-16}$  m, bastante menor que las dimensiones nucleares, por lo que se puede considerar su interacción con el núcleo como una serie de colisiones con nucleones individuales que pueden ser arrancados por el impacto en esta primera fase. Estos nucleones tienen energías altas y pueden desencadenar reacciones de espalación posteriores. Luego de esta primera serie de impactos que ocurre en un tiempo del orden de  $10^{-22}$  s, la energía depositada en unos cuantos nucleones se reparte a todo el núcleo, llevándolo a un estado altamente excitado que conduce a su separación en fragmentos menores, incluyendo neutrones. Esta fase de distribución de la energía y evaporación toma alrededor de  $10^{-16}$  s. Para este tipo de fuentes se coloca un blanco de algún material pesado (plomo, molibdeno, bismuto) a la salida del haz de un acelerador, obteniéndose alrededor de 30 neutrones por colisión, por lo que la intensidad es altamente dependiente de la intensidad del haz del acelerador. Los neutrones emitidos son en su mayoría (alrededor del 90%) producto de la evaporación y salen con una distribución aproximadamente isotrópica y energías de algunos MeV debido también a la moderación por el propio blanco. La fracción restante tiene una distribución altamente anisotrópica privilegiando la dirección de la partícula que indujo la reacción y sus energías son más altas precisando blindaje extra. Las fuentes de espalación pueden ser continuas o pulsadas, dependiendo del modo en que se opere el acelerador [9].

Los reactores nucleares funcionan a partir de una reacción en cadena de fisión. Los núcleos pesados tienen energía de enlace por nucleón menor que la de los núcleos intermedios (figura 1) por lo que cuando se divide un núcleo pesado en fragmentos intermedios la masa total resultante es menor que la del núcleo inicial. La diferencia se libera como energía.

La fisión ocurre de manera natural en algunos actínidos, pero con una probabilidad sumamente baja. Si se le añade energía al núcleo se logra una excitación que produce oscilación y en determinado momento puede llegar a un punto de no retorno en el que las fuerzas de repulsión coulombianas superen a la fuerza fuerte debido a la separación entre los protones del núcleo. Se desencadena así la división en dos núcleos de tamaño medio y algunos neutrones (figura 2). La excitación ocurre mediante la absorción de un neutrón que no sufre repulsión coulombiana; para una partícula cargada (p,  $\alpha$ ) la repulsión es fuerte dado que se trata de un núcleo de  $Z$  alto. Si los neutrones resultantes de la fisión son capaces de inducir eventos de fisión posteriores en otros núcleos a su paso, ocurre la mencionada reacción en cadena.

Típicamente un evento de fisión libera alrededor de 200 MeV de energía que se transforman principalmente en energía cinética de las partículas resultantes y en menor medida en excitación de los núcleos producto. Por ejemplo, la reacción típica para el  $^{235}\text{U}$  es



aunque como productos se pueden obtener, con diferente probabilidad, varios

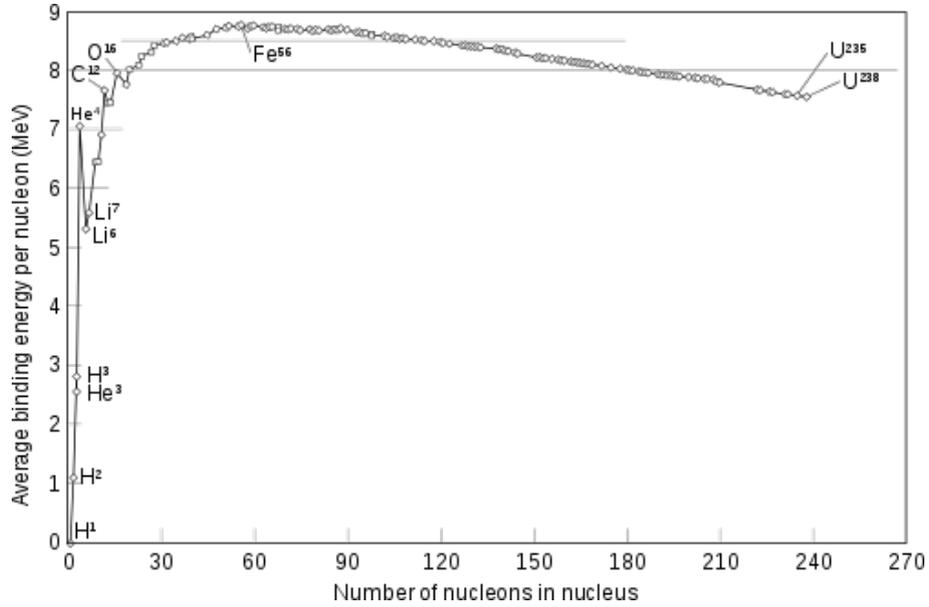


Figura 1: Energía de enlace por nucleón, graficada por Einstein Online <http://www.einstein-online.info> utilizando datos del Atomic Mass Data Center.

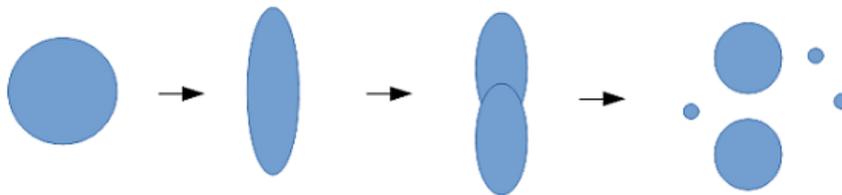


Figura 2: Esquema de la deformación que termina en fisión del núcleo.

cientos de nucleones e isótopos de alrededor de 30 elementos. La razón entre el número de neutrones y de protones en los núcleos relativamente estables es característica de para cada región de la tabla de isótopos, siendo 1 en el  ${}^4_2\text{He}$  y aumentando a medida que tenemos elementos más pesados hasta llegar a 1.6 en el  ${}^{238}_{92}\text{U}$ . A los isótopos estables de los productos de fisión le corresponden razones entre 1.3 y 1.4, por lo tanto los fragmentos tendrán un número desproporcionadamente alto de neutrones. Son inestables, y decaen vía desintegración  $\beta$  y por la emisión de neutrones, que también contribuyen a la reacción en cadena [8] [10].

En los reactores nucleares ocurren gran cantidad de eventos de fisión por unidad de tiempo lo que genera grandes cantidades de energía. Es preciso que la reacción sea autosostenible, o sea que cada evento de fisión produzca al menos un neutrón que genere otra fisión posterior, esto se conoce como reacción crítica. Si un evento de fisión desencadena más de un evento posterior estamos en presencia de una reacción supercrítica que es por ejemplo lo que ocurre en la detonación de una bomba atómica. Para evitar una reacción supercrítica los reactores introducen junto al combustible algún material que controle el ritmo de la reacción, llamado moderador. Además los moderadores se utilizan para reducir la velocidad de los neutrones mediante la cesión de energía de estos al material. En la siguiente sección se trata la moderación de neutrones con mayor detalle.

Cabe mencionar otro tipo de fuentes de menor intensidad pero de más fácil construcción y manejo. En núcleos más ligeros que el  ${}^{16}\text{O}$  la energía de enlace por nucleón es baja, se pueden aprovechar reacciones que producen núcleos excitados con un neutrón debilmente ligado y que tienen una alta probabilidad de emitirlo como vía de desexcitación.

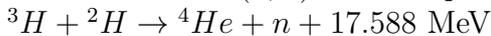
Las reacciones pueden estar inducidas por la incidencia de una partícula  $\alpha$ , de un núcleo de deuterio, de un protón o de un rayo  $\gamma$  en un núcleo determinado formando un núcleo excitado que se descompone emitiendo un neutrón.

Como ejemplo de la reacción  $(\alpha, n)$  tenemos:



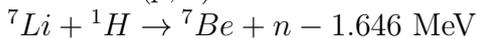
Esta reacción es exotérmica debido a que la energía de enlace por nucleón del carbono 12 es mayor que la del berilio 9, lo que resulta en que la masa combinada de la parte derecha de la reacción es menor que la masa combinada de la parte izquierda, emitiéndose una energía igual a  $\Delta m \cdot c^2$ .

Para la reacción  $(d, n)$  tenemos por ejemplo:

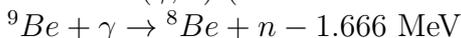


todas las reacciones de este tipo emiten grandes cantidades de energía debido a la baja energía de enlace por nucleón del deuterio, que resulta en menor masa de los productos al igual que en el caso anterior.

Reacción  $(p, n)$ :



Reacción  $(\gamma, n)$  (fotoefecto nuclear):



Para construir una fuente empleando la primera reacción mencionada  ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$  se integra el berilio junto con un emisor  $\alpha$ . Por ejemplo el  ${}^{226}_{88}\text{Ra}$  se utiliza comunmente debido a que en su cadena de desintegración produce otros emisores  $\alpha$  que también contribuyen a la reacción aumentando la generación de neutrones. Para el resto de las reacciones se procede de forma similar, utilizando emisores de las respectivas partículas.

Este tipo de fuente tiene una intensidad baja, pero pueden ser tratadas en muchos casos como fuentes puntuales y emiten neutrones de forma isotrópica [11].

## 2.3 Moderación de neutrones

Los neutrones producidos por fisión o espalación tienen energías del orden de los MeV que deben ser reducidas varios órdenes de magnitud para algunas de sus aplicaciones experimentales. Con este fin se utilizan los moderadores. Se utilizan materiales con baja sección eficaz de absorción y capaces de recibir una parte considerable de la energía del neutrón en una sola colisión, llevando a este a una temperatura cercana a la del moderador en un tiempo relativamente corto.

Considerando dispersión elástica en los núcleos del moderador, a partir de la conservación de la energía cinética y el momento lineal se obtiene la siguiente relación para la dependencia entre las energías inicial  $E_i$  y final  $E_f$  del neutrón:

$$\frac{E_f}{E_i} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A + 1)^2} \quad (1)$$

donde  $A$  es el número atómico del núcleo y  $\theta$  es el ángulo de dispersión. Puede apreciarse que para el caso de dispersión en ángulo  $\pi$  para núcleos de hidrógeno el neutrón cede toda su energía al protón en una sola colisión.

La energía promedio cedida por colisión será:

$$\Delta E = \langle E_i - E_f \rangle \approx \frac{1}{2} E_i \left( 1 - \frac{1 + A^2 - 2A}{1 + A^2 + 2A} \right) = \frac{1}{2} E_i (1 - \alpha) \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{(A - 1)^2}{(A + 1)^2}$$

La energía promedio transferida por colisión es máxima para el hidrógeno, decreciendo a medida que aumenta el número másico del moderador. Este análisis no toma en cuenta otros modos de excitación del moderador a los que se puede transferir energía, pero ilustra que en general los núcleos ligeros con baja sección eficaz de absorción son los mejores moderadores de neutrones. Además es importante considerar la densidad de la sustancia, pues una baja densidad disminuye la probabilidad de colisión haciendo necesario mayor volumen de moderador. Esto excluye por ejemplo el  ${}^4\text{He}$  ( $A = 4$ ) que presenta baja absorción pero al ser un gas noble no se puede obtener fácilmente en las densidades necesarias para su aplicación práctica.

A medida que los neutrones se acercan a la temperatura del moderador se hace necesario tomar en consideración el movimiento térmico de los núcleos, que se consideran en reposo para obtener la ecuación 1. El resultado de esta fase llamada termalización es un espectro energético para los neutrones caracterizado por una distribución de velocidad de Maxwell ligeramente distorsionada respecto a la del moderador. La velocidad de los neutrones será ligeramente superior a la velocidad térmica del moderador, esto debido a las dimensiones finitas de este que provocan salida prematura de parte de los neutrones y hay una disminución en el número de neutrones a baja energía, porque para estos aumenta la sección eficaz de absorción y se pierden con mayor frecuencia en el material.

Si se quiere llevar neutrones por debajo de la temperatura ambiente se utilizan moderadores fríos, para los que cobra gran importancia la variedad de estados de excitación vibracionales y rotacionales de los núcleos. Esto determina la posibilidad de absorber cantidades cada vez más pequeñas de energía de los neutrones y llevarlos a energías cinéticas muy bajas que permiten su manipulación de manera muy diferente a los neutrones de energías altas y medias [8], [12].

## 2.4 Óptica de neutrones

Los neutrones pueden ser clasificados, de acuerdo a su energía en varios grupos, con características diferentes que determinan su interacción con la materia (ver tabla 2).

Denominación	Energía (eV)	$v$ (m/s)	$\lambda$ (nm)	$T$ (K)
Ultrafríos	$< 2 \times 10^{-7}$	$< 6$	$> 64$	$< 0.002$
Muy fríos	$2 \times 10^{-7} - 5 \times 10^{-5}$	$6 - 100$	$4 - 64$	$0.002 - 0.6$
Fríos	$5 - 2.5 \times 10^{-2}$	$100 - 2200$	$0.18 - 4$	$0.6 - 300$
Térmicos	$2.5 \times 10^{-2}$	$2200$	$0.18$	$300$
Epitérmicos	$2.5 \times 10^{-2} - 5 \times 10^5$	$2200 - 10^7$		
Rápidos	$> 5 \times 10^5$	$> 10^7$		

Tabla 2: Clasificación de neutrones de acuerdo a su energía [13]

Las magnitudes de la tabla 2 se calcularon utilizando las relaciones:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2} \frac{h^2}{m\lambda^2} = \frac{3}{2}k_B T$$

donde  $m$  es la masa del neutrón,  $h$  es la constante de planck y  $k_B$  es la constante de Boltzman. Estas relaciones tiene sentido en el límite no relativista, o sea para bajas velocidades del neutrón, y pierde sentido para energías más altas. Para los neutrones térmicos y para los de energías menores, la longitud de onda de DeBroglie es comparable a la separación entre los átomos en una gran variedad de materiales, o sea del orden de los Amstrong. Los neutrones lentos interactúan con la materia de forma coherente y "ven" grupos de núcleos en lugar de núcleos individuales (también los neutrones epitérmicos con energías cercanas al límite inferior, o sea a la de los térmicos, se comportan de esta manera). Al estudio de este comportamiento de onda de los neutrones se le llama óptica de neutrones.

En la óptica clásica cualquier componente del campo electromagnético cumple la ecuación de D'Alembert:

$$\nabla^2 A - \frac{n^2(\omega, r)}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0 \quad (3)$$

donde  $n(\omega, r)$  es el índice de refracción del medio. Para ondas armónicas simples  $A(r)e^{i\omega t}$  esta se simplifica a la ecuación de Helmholtz:

$$\nabla^2 A + K^2 A = 0 \quad (4)$$

donde

$$K(r) = n(\omega, r) \frac{\omega}{c} = nk \quad (5)$$

es la constante de propagación en el medio y  $k$  es la constante de propagación en el vacío.

Para partículas no relativistas tenemos la ecuación de Schrödinger para un campo escalar  $\psi$ :

$$\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi - V(r)\psi + i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = 0 \quad (6)$$

Para una partícula en un autoestado con energía total  $E = \hbar\omega$  tenemos  $\psi(r, t) = \psi(r)e^{i\omega t}$  y la ecuación de Schrödinger toma la forma estacionaria:

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}[E - V(r)]\psi = 0 \quad (7)$$

Podemos darle a esta ecuación la forma de la ecuación de Helmholtz si escribimos:

$$K(r) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}[E(\omega) - V(r)]} \quad (8)$$

La analogía entre las ecuaciones 4 y 7 es el punto de partida para la óptica de partículas, en este caso de los neutrones. Puede apreciarse que el estar sometidos a un potencial dependiente del espacio equivale a atravesar un medio con índice de refracción variable.

Podemos caracterizar la interacción del neutrón con la materia mediante un índice de refracción:

$$n(r) = \frac{K(r)}{k} \quad (9)$$

donde la constante de propagación en el vacío es:

$$k = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}E} \quad (10)$$

Consideremos la dispersión por un núcleo, cuyo potencial se aproxima a un pozo rectangular de profundidad  $-V_0$  y radio  $R$ . La función de onda del neutrón fuera del núcleo ( $r \gg R$ ) será:

$$\psi = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} - \frac{b}{r}e^{ikr} \quad (11)$$

El primer término es la onda incidente y el segundo es la onda esférica dispersada. Al coeficiente  $b$  se le llama longitud de dispersión. Fermi propuso sustituir el potencial nuclear por un pseudopotencial puntual:

$$V \rightarrow \frac{2\pi\hbar^2}{m}b\delta(r) \quad (12)$$

una longitud de dispersión positiva corresponde a un potencial repulsivo, negativa a un potencial atractivo.

Continuando con la aproximación del potencial nuclear a un pozo:

Para neutrones lentos solo la parte de  $\psi$  representada por la onda s interactúa fuertemente con el núcleo y es la que interviene en el proceso de dispersión:

$$\psi_s = \frac{\sin kr}{kr} - \frac{b}{r}e^{ikr} \quad r > R \quad (13)$$

Dentro del núcleo la solución exacta para la onda s es:

$$\psi_s = A \frac{\sin qr}{qr} \quad (14)$$

donde

$$q^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(E + V_0) \quad (15)$$

Para determinar las constantes  $A$  y  $b$  se aplican las condiciones de frontera,  $\psi_s$  y  $\frac{d\psi_s}{dr}$  deben ser continuas en  $r = R$ . En la vecindad de la superficie nuclear el término  $kr$  es muy pequeño y haciendo en la ecuación 13 las aproximaciones  $\sin kr \approx kr$  y  $e^{ikr} \approx 1$  se obtiene :

$$r\psi_s \approx r - b \quad r > R \quad (16)$$

Aplicando ahora las condiciones de frontera obtenemos:

$$\frac{b}{R} = 1 - \frac{\tan qR}{qR} \quad (17)$$

$$A = \frac{1}{\cos qR} \quad (18)$$

En la figura 3 puede apreciarse que  $b$  será positiva para la mayor parte de los núcleos, lo que representa un potencial de Fermi repulsivo. Puede reemplazarse el potencial nucleo-neutrón en la materia condensada por una serie de potenciales de Fermi centrados en cada núcleo:

$$V \rightarrow \sum_i \frac{2\pi\hbar^2}{m} b_i \delta(r - r_i) \quad (19)$$

Para un medio de densidad atómica local  $N(r)$  promediando la ecuación 19 por los elementos existentes y sus isótopos se obtiene en términos de  $b$  el llamado potencial óptico:

$$V_{op}(r) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \bar{b}(r) N(r) \quad (20)$$

donde  $\bar{b}(r)$  es la longitud de dispersión media local.

Sustituyendo este potencial en la ecuación 8 y luego  $K(r)$  en la ecuación 9 obtenemos:

$$n(r) = \sqrt{1 - \frac{V_{op}(r)}{E}} \quad (21)$$

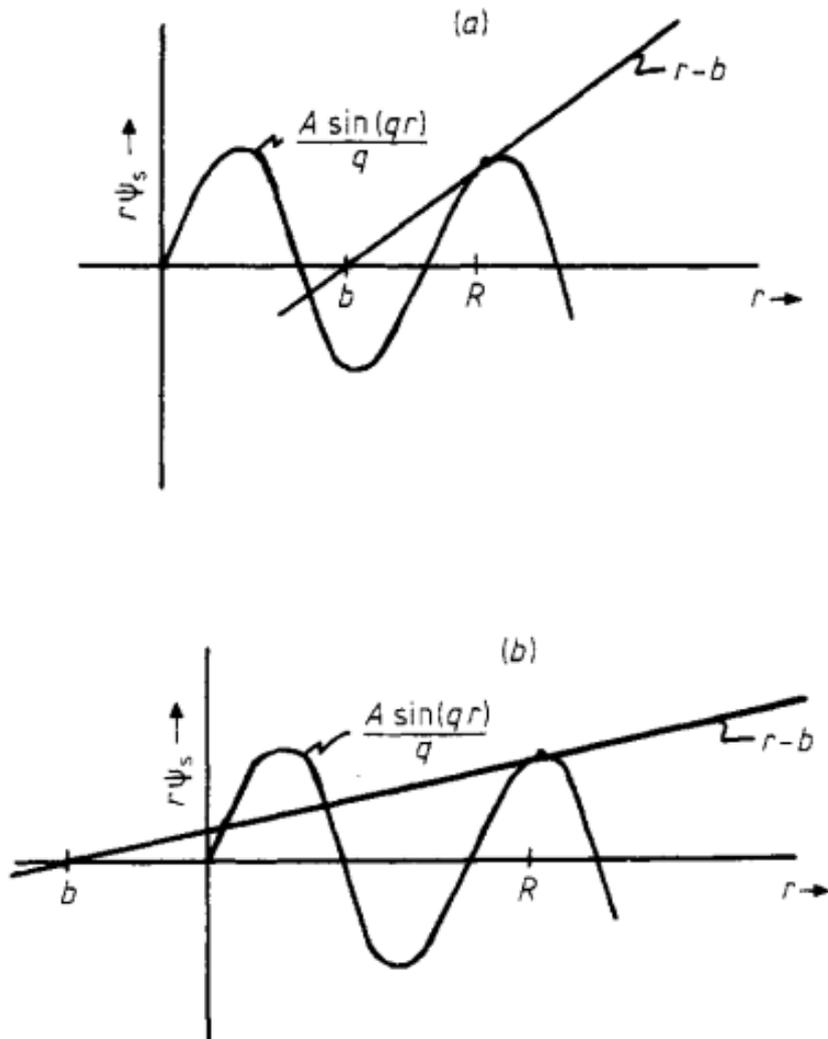


Figura 3: Continuidad de la función de onda y su derivada. Obsérvese que para la mayoría de los  $R$  correspondientes a núcleos diferentes la recta cortará al eje de las abscisas en la parte positiva, mientras que solo para pequeños intervalos de  $R$  cercanos al máximo de la función corresponden valores negativos de  $b$ . Esto significa que para la mayoría de los núcleos la longitud de dispersión es positiva. Tomado de [14]

Este índice de refracción, o la constante de propagación  $K(r)$  caracterizan el comportamiento de los neutrones de baja energía en el material [14].

Una aplicación muy importante de la óptica de neutrones es la construcción de guías de neutrones. Existe un ángulo crítico a partir del cual, para ángulos de incidencia menores, los neutrones experimentan reflexión total en la frontera del material. Se pueden construir entonces conductos que transporten a los neutrones rebotando en sus paredes, siempre que tengan bajas energías y sus ángulos de incidencia sean pequeños. Un desarrollo posterior basado en este principio son los súper espejos que contienen varias capas de distintos materiales, con potenciales ópticos distintos y diferentes grosores, lo que permite la reflexión de un rango más amplio de longitudes de onda y ángulos de incidencia.

## 3 Simetrías discretas

### 3.1 Simetrías fundamentales y sus violaciones

El estudio de las simetrías ha sido una parte esencial de nuestra comprensión de las leyes físicas de la naturaleza. La invariancia de ecuaciones dinámicas ante transformaciones de simetría de las magnitudes físicas resulta en consecuencias observables, regularidades, leyes de conservación y observables invariantes, que se pueden utilizar como referencias para la determinación de la dinámica de un sistema. Así mismo la violación de invariancia ante una transformación de simetría resulta en fenómenos nuevos y nueva física [15]. Particularmente tres simetrías discretas son de especial interés para la física de partículas moderna. La transformación paridad  $P$  realiza una reflexión de las coordenadas espaciales en el origen ( $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ ), el momento y la posición cambian de signo. Magnitudes como el momento angular y el espín mantienen su signo ante una transformación  $P$ :  $\vec{r} \times \vec{p} = L$ ,  $-\vec{r} \times -\vec{p} = L$ . La conjugación de carga  $C$  transforma una partícula en su antipartícula y viceversa, todas las cargas intrínsecas cambian de signo, quedando iguales su movimiento y su espín; cambian la carga eléctrica, el número bariónico, el número leptónico, el sabor y otros números cuánticos como extrañeza y belleza. Se convierte por ejemplo un protón en antiprotón, un electrón en positrón. En algunos casos las cargas que se invierten con  $C$  son cero, resultando que una partícula coincide con su antipartícula, como sucede con el fotón.

Variable	Notación	P	C	T
Posición	$\vec{r}$	-1	+1	+1
Momento	$\vec{p}$	-1	+1	-1
Espín	$\vec{\sigma}$	+1	+1	-1
Helicidad	$\vec{\sigma} \cdot \vec{p}$	-1	+1	+1
Campo Eléctrico	$\vec{E}$	-1	-1	+1
Campo Magnético	$\vec{B}$	+1	-1	-1
Momento Dipolar Magnético	$\vec{\mu} = \vec{\sigma} \cdot \vec{B}$	+1	-1	+1
Momento Dipolar Eléctrico	$\vec{d} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E}$	-1	-1	-1
Polarización Transversal	$\vec{\sigma} \cdot (\vec{p}_1 \times \vec{p}_2)$	+1	+1	-1

Tabla 3: Comportamiento de las magnitudes ante transformaciones de simetría.

La inversión temporal  $T$  sustituye  $t \rightarrow -t$  cambiando el signo del espín, del momento y de la velocidad. La tabla 3 muestra como se transforman algunas variables ante estas transformaciones. Simetrías compuestas, resultado de aplicar varias transformaciones simultáneamente, como la  $CP$  y la  $CPT$  también pueden ser consideradas y son de vital importancia [16]. Hasta el año 1956 se creyó que todas las leyes físicas se mantenían inmutables ante una transformación  $P$ , pero fue predicho por Yang y Lee [17] y poco después probado por Wu y colaboradores [18] que la simetría ante la transformación  $P$  se viola en la interacción débil. El experimento desarrollado por Wu arrojó una asimetría en la emisión de electrones producto de la desintegración beta de una fuente polarizada de  $^{60}\text{Co}$  (figura 4).

La aplicación de  $P$  sobre el lado izquierdo mantiene la dirección de polarización del núcleo, pero invierte la dirección del momento de los electrones. Se encontraron diferentes tasas de conteo para los electrones, o sea asimetría ante la transformación

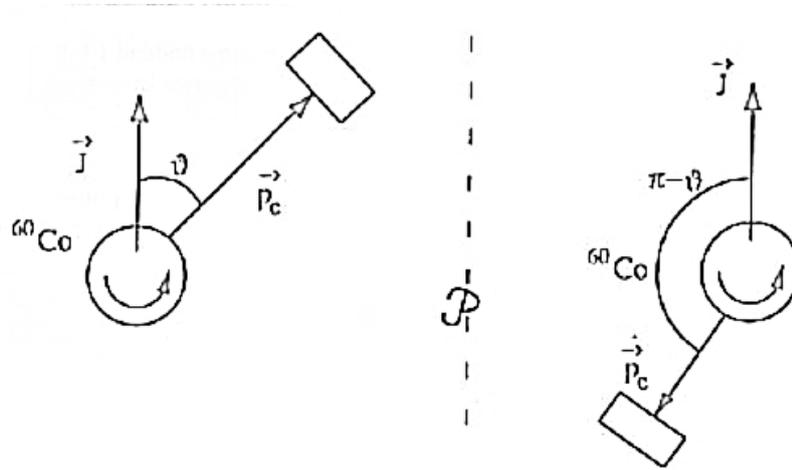


Figura 4: Experimento de Wu *et. al.* para comprobar la asimetría espacial en la desintegración beta.

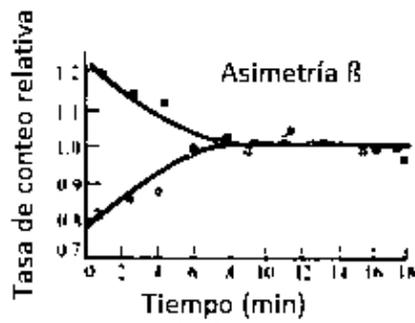


Figura 5: Resultado de las mediciones para los detectores ubicados en las posiciones mostradas en el experimento de Wu *et. al.*

$P$ , como se muestra en la figura 5; las tasas de conteo se igualan al paso del tiempo debido a que al calentarse el emisor se pierde la polarización. Posteriormente se han llevado a cabo gran cantidad de experimentos que respaldan la violación de  $P$  en la interacción débil. Se consideró entonces que quizá la combinación  $CP$  era una “buena” simetría, o sea que no existían fenómenos que ocurrieran de manera diferente al aplicar una inversión  $P$  y además una conjugación de carga  $C$ . Pero bien pronto, en 1964 fue descubierta una pequeña, pero inequívoca violación de  $CP$  en la desintegración de mesones  $K$  neutros por Fitch, Cronin y colaboradores [2]. Existiendo los dos caminos de desintegración mostrados en la figura 6 que por sus tiempos de vida medio tienen probabilidades con tasa de  $1/600$ , se obtuvo una tasa de ocurrencia de  $1/500$ , lo que implica una ligera asimetría hacia el lado de la materia, sobre la creación de antimateria.

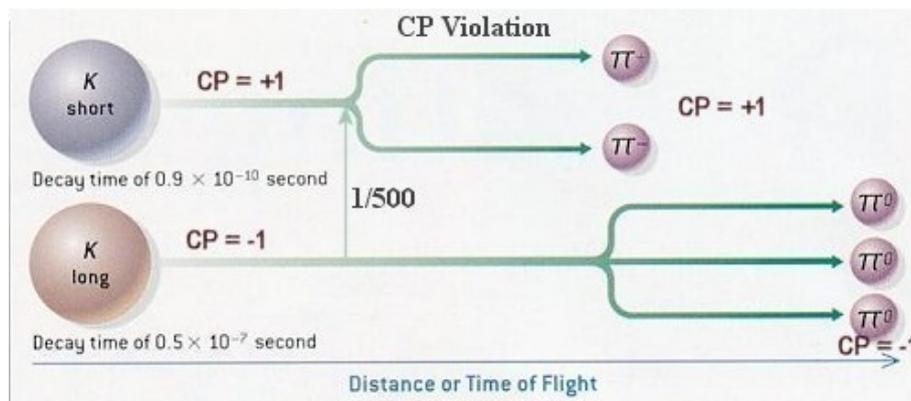


Figura 6: Relación entre la frecuencia de ocurrencia de los caminos de desintegración de los mesones  $K$ .

La explicación de este fenómeno fue brindada por Kobayashi y Maskawa [19] en 1973 al generalizar la transición entre quarks en la interacción débil, lo que incluyó la postulación de la existencia de una tercera familia de quarks en un momento en que la existencia del *charm*, último miembro de la segunda familia aún no era plenamente comprobada. Explicaron la violación de  $CP$  dentro del modelo estándar con el mecanismo que se ha llegado a conocer como CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) que predice además otras violaciones de  $CP$ , observadas posteriormente en el decaimiento de los mesones  $B$  [3]. En física de partículas la simetría  $T$  implica la posibilidad de realizar reacciones directas e inversas sin diferenciación. En esto se basa por ejemplo el principio de equilibrio detallado [15]. Para la simetría  $T$  ocurre una violación en el sistema de mesones  $K$  neutrales; en particular se han medido diferencias en la probabilidad de ocurrencia en los procesos  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ ;  $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ . Este experimento tuvo lugar en el CERN en 1998 [4] y reportó una asimetría del orden de  $4\sigma$  para estos procesos, que fueron estudiados en colisiones protón-protón. Cabe destacar que además existe violación de  $C$  en este proceso (no se conserva la extrañeza); en general aparecen ligadas las asimetrías ante  $CP$  y  $T$  sobre lo que hablaremos más adelante. Recientemente también se ha observado violación a  $T$  en la evolución de mesones  $B$  neutrales [5], comparando la probabilidad de las transiciones  $\bar{B}^0 \rightarrow B_-$ ;  $B_+ \rightarrow B^0$ ;  $\bar{B}^0 \rightarrow B_+$ ;  $B_- \rightarrow B^0$  con sus conjugadas ante  $T$  (figura 7).

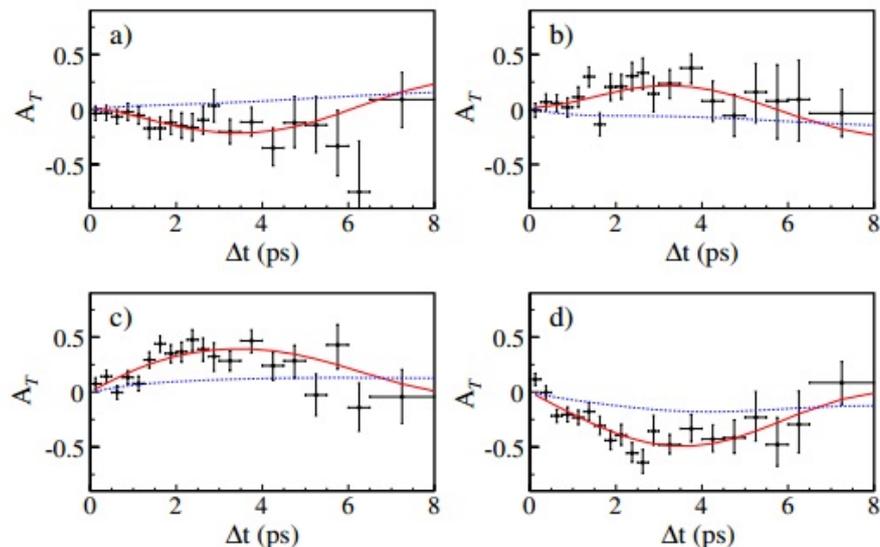


Figura 7: En la figura, para cada uno de los casos, los datos representados en negro con su barra de error corresponden al parámetro de asimetría, la línea roja es su ajuste y la azul es el resultado esperado sin violación de  $T$ . Tomado de: P. Lees *et. al.* (BaBar Collaboration) "Observation of Time-Reversal Violation in the  $B^0$  Meson System" Phys. Rev. Let. 109 211801 (2012) [5].

### 3.2 Simetría CPT

El teorema  $CPT$  plantea con asunciones muy generales que cualquier teoría de campos cuántica (QFT por sus siglas en inglés) local, invariante de Lorentz en el espacio de Minkowski, es invariante ante  $CPT$  [20]. La primera prueba del teorema fue desarrollada independientemente por Lüders [21] y Pauli [22] y estaba basada mayormente en el formalismo lagrangeano. Esencialmente construyeron todos los términos físicamente aceptables que podían ser incluidos en la densidad lagrangeana y posteriormente probaron que cada uno de estos términos debe ser invariante ante  $CPT$ . Hasta el momento no se han hallado indicios que apunten a la violación de la simetría, pero es un aspecto de sumo interés pues cualquier asimetría sería un indicador de procesos que ocurren fuera del marco físico actual y podrían impulsar el desarrollo de física nueva. Dentro del marco de la simetría  $CPT$  queda claro que en los procesos en que se viola  $CP$  debe además violarse  $T$  y viceversa. Solo de esta manera se puede conservar la simetría más general.

### 3.3 Violación de CP y la asimetría materia-antimateria

Como dijimos anteriormente, la violación de una simetría determinada implica la introducción de principios físicos nuevos, capaces de explicar el fenómeno. En el caso de la violación de la simetría  $CP$ , una de sus principales consecuencias sería la explicación de la preponderancia de la materia sobre la antimateria en nuestro Universo. En algún momento de la bariogénesis, durante los primeros minutos posteriores al big bang, apareció un excedente de materia sobre su contraparte de antimateria. Sakharov [1] propuso tres condiciones que debieron cumplirse para esta preponderancia:

1. Que en algún momento el Universo se encontró fuera del equilibrio térmico,

2. Alguna interacción que viole la conservación del número bariónico y
3. Violación de  $CP$ .

Hasta ahora se han observado violaciones de  $CP$  que han sido explicadas por el mecanismo de transferencia entre quarks de CKM, que incluye los ejemplos antes mencionados. El problema es que la magnitud de estas violaciones está varios órdenes por debajo de la necesaria para respaldar el efecto de asimetría observada entre materia y antimateria. La asimetría entre bariones y antibariones se puede determinar como:

$$\eta = \frac{\eta_B - \eta_{\bar{B}}}{\eta_B + \eta_{\bar{B}}}$$

donde  $\eta_B$  y  $\eta_{\bar{B}}$  son el número inicial de bariones y antibariones respectivamente. El número de bariones existentes en el universo actual es  $\eta_B - \eta_{\bar{B}}$ , mientras que  $\eta_B + \eta_{\bar{B}}$  es aproximadamente el número de fotones emitidos en la aniquilación de bariones y antibariones. La razón entre el número de bariones y el número de fotones cuantifica la cantidad de violación de simetría. Esta relación fue medida a partir de observaciones de la componente de microondas en la radiación cósmica de fondo:

$$\eta = \frac{\eta_B - \eta_{\bar{B}}}{\eta_\gamma} \sim 10^{-9}$$

por otra parte la razón utilizando predicciones teóricas del Modelo Estándar es:

$$\eta = \frac{\eta_B - \eta_{\bar{B}}}{\eta_B + \eta_{\bar{B}}} \sim 10^{-18}$$

Esta gran discrepancia implica que el Modelo Estándar es incapaz de explicar la predominancia de la materia en el universo actual [6]. Es por esto que se continúa la búsqueda de nuevas fuentes de violación de  $CP$ , o de  $T$ , que en el marco de la simetría  $CPT$  implicaría violación de  $CP$ . Una posibilidad sería encontrar esta violación en procesos que ocurren mediante interacción fuerte, además de los hallados en procesos con interacción débil. A la existencia o no de violación de  $CP$  en interacciones fuertes se le llama “problema  $CP$  fuerte” (strong  $CP$  problem). La explicación más conocida a este problema está comprendida en la teoría formulada por Peccei-Quinn [23], que propone extender la Lagrangeana QCD (Quantum Chromodynamics, teoría que analiza la interacción entre quarks y gluones) con un término que viola  $CP$  conocido como término theta. Este término, de existir, sería muy pequeño y su valor nunca ha sido medido en experimentos. La teoría de Peccei-Quinn introduce el término theta al extender el modelo estándar con una simetría  $U(1)$  cuya rotura espontánea resulta en una nueva partícula ligera, el axiÓN; esto es todavía una teoría sin prueba experimental.

Una manifestación de violación de  $CP$  con interacción fuerte sería la existencia de momento dipolar eléctrico en el neutrón (nEDM por sus siglas en inglés), que a pesar de tener carga neutra está compuesto por tres quarks, uno *up* con carga  $\frac{2}{3}e$  y dos *down* con cargas  $-\frac{1}{3}e$ . Esta es una de las búsquedas a que mayor esfuerzo y atención se le presta en la física de partículas actualmente, a hallar un nEDM desigual de cero.

Considerando el radio del neutrón  $R = 10^{-15}$  m su momento dipolar eléctrico debía ser del orden  $eR = 10^{-18}$  e-cm, pero no se ha podido determinar un valor apreciable en experimentos muy precisos. El límite superior para el nEDM está establecido en  $3 \times 10^{-26}$  e-cm por el Institut Laue-Langevin (ILL) ubicado en Grenoble, Francia, estudiando pequeños cambios en la frecuencia de precesión de neutrones ultrafríos ( $E$  aproximadamente 100 neV) polarizados debidos a variaciones en un campo eléctrico que al que fueron sometidos. Existen otros esfuerzos en curso que podrían reducir ese límite en alrededor de dos órdenes de magnitud [24].

### 3.4 NOPTREX

La colaboración internacional NOPTREX (Neutron Optics for Parity and Time Reversal EXperiment) [25] es una evolución y ampliación de la colaboración TREX (Time Reversal invariance in neutron nucleus EXperiments) [26]. Busca analizar la existencia de efectos de violación de invariancia ante inversión temporal (TRIV por sus siglas en inglés) en experimentos de transmisión de neutrones. La variación fundamental con respecto a otros experimentos consiste en que se propone estudiar primero la transmisión en una dirección, girar el aparato en un ángulo  $\pi$  y estudiar nuevamente la transmisión de los neutrones manteniendo inalterados la fuente y el detector, pero invirtiendo los campos magnéticos y las direcciones de polarización de los neutrones y el blanco. En particular se estudia si existe asimetría en la transmisión de neutrones térmicos y epitérmicos polarizados incidiendo en núcleos compuestos polarizados. Varios autores [27]-[31] sugieren que el estudio de la posible TRIV en núcleos complejos podría mejorar alrededor de dos órdenes de magnitud los límites establecidos en experimentos que estudian el nEDM para los acoplamientos nucleón-mesón. Tanto neutrones como núcleos son sistemas compuestos y en la medición de imparidad ante inversión temporal en cualquier sistema en particular puede ocurrir la cancelación de efectos de TRIV o puede ser más o menos insensible a alguna de las fuentes de ocurrencia de  $T$  impar. La búsqueda de TRIV mediante transmisión de neutrones expande la variedad de sistemas nucleares. Esto permite asegurarnos de que posibles cancelaciones accidentales de efectos de violación  $T$  debido a factores estructurales relacionados con la interacción fuerte en un sistema dado pueden ser evitadas. Además esta variedad de sistemas puede resultar en sensibilidades diversas para el fenómeno que se estudia. Los estados excitados en núcleos pesados ofrecen una gran variedad de posibilidades en comparación con los estados base en que se estudia el nEDM. Se han identificado sistemas que amplificarían los efectos de TRIV para la transmisión de neutrones.

En núcleos compuestos formados por la absorción de un neutrón se han observado grandes efectos de violación de  $P$  de hasta el 10%. Para determinar este valor se evaluó la asimetría en la dependencia de sección eficaz de absorción respecto a la helicidad de los neutrones.:

$$A_L = \frac{\sigma_{abs}^+ - \sigma_{abs}^-}{\sigma_{abs}^+ + \sigma_{abs}^-}$$

donde  $\sigma_{abs}^+$  y  $\sigma_{abs}^-$  son respectivamente las secciones de eficaces de absorción para neutrones con espín paralelo y antiparalelo a su momento. Esta considerable violación de  $P$  ha sido observada en energías correspondientes a una resonancia de

la absorción de la onda  $p$  (momento angular orbital del neutrón  $l = 1$ ) localizadas en la ladera de grandes resonancias de absorción para la onda  $s$  ( $l = 0$ ) en núcleos como el  $^{139}\text{La}$ , el  $^{131}\text{Xe}$ , el  $^{117}\text{Sn}$ , el  $^{115}\text{In}$  y el  $^{81}\text{Br}$  (figuras 8 y 9). Esto representa una amplificación de entre  $10^5$  y  $10^6$  de los efectos a observar. Esta amplificación se explica teóricamente como la interferencia entre las amplitudes de resonancia de la onda  $s$  y la onda  $p$  [6]. Con este mismo mecanismo se predice una amplificación similar para efectos de  $TRIV$ , en los núcleos y las energías en que se ha estudiado la violación de  $P$ .

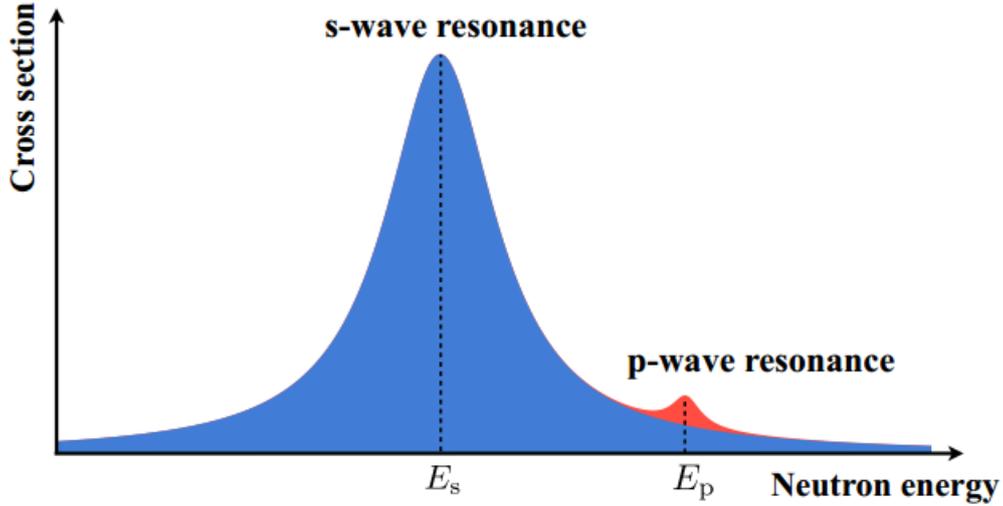


Figura 8: Resonancia de absorción para lo onda  $p$  en la ladera de una resonancia de la onda  $s$ . Tomado de [6]

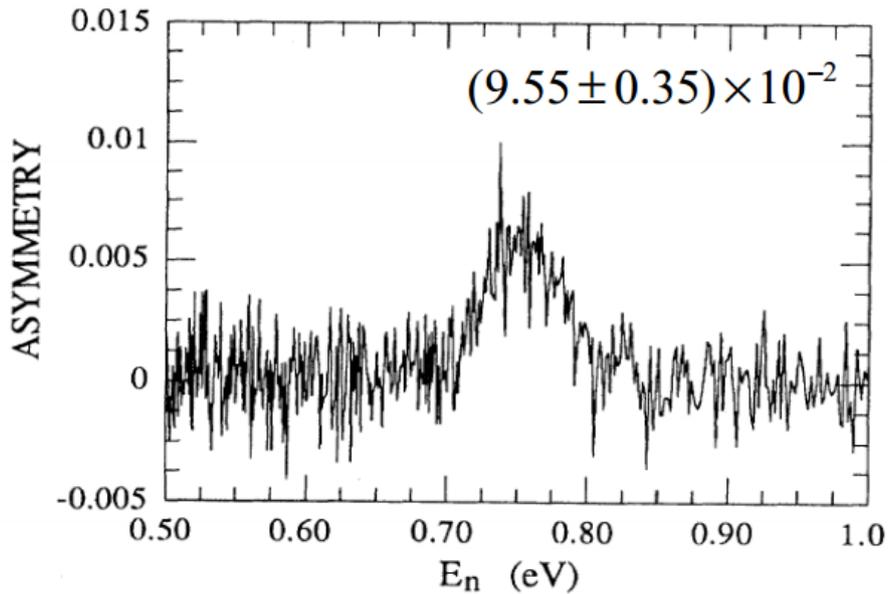


Figura 9: Asimetría  $A_L$  para neutrones incidentes en  $^{139}\text{La}$ . Tomado de [32]

Considerando que los diferentes modelos para la violación  $CP$  pueden contribuir de manera diferente a un observable en particular de la violación de  $CP$  (o de  $T$ )

los experimentos de transmisión pueden considerarse como complementarios de la búsqueda del nEDM. Aunque la idea de estudiar TRIV en la transmisión de neutrones en resonancias accesibles para neutrones epitérmicos no es nueva, se tienen ahora los requisitos que permiten la implementación del experimento en muy buenas condiciones. Se dispone de fuentes de gran intensidad de neutrones epitérmicos pulsados, se puede discriminar sus energías por tiempo de vuelo y así estudiar diversos intervalos de energía que coincidan y que no coincidan con la de las resonancias de transmisión. Contribuyen los avances teóricos en la comprensión de los efectos de amplificación debidos a las resonancias y sobre todo una nueva forma de medición que se fundamenta más adelante.

Además de estudiar interacciones TRIV, con estos experimentos de transmisión de neutrones se puede precisar los límites de interacciones que violan paridad (PV) que ocurren también en estos sistemas. La determinación por esta vía del término que viola  $P$  puede servir como paso previo a su utilización en la determinación de efectos TRIV.

El comportamiento de los neutrones en el experimento puede ser descrito a través de la óptica de neutrones, la onda del neutrón transmitido se propaga a través del material con un índice de refracción dependiente del espín y la velocidad del neutrón, así como de la longitud de dispersión del material, su polarización y de los campos magnéticos aplicados [31].

Dándole tratamiento óptico al haz de neutrones:

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k} \text{Im}(f) \quad (22)$$

donde  $f$  es la amplitud de dispersión elástica a ángulo  $0^\circ$ .

El efecto de PV en transmisión de neutrones polarizados es proporcional al producto  $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}$  donde  $\vec{\sigma}_n$  es el espín del neutrón y  $\vec{k}$  es el vector de onda del neutrón. Para su determinación se utiliza la diferencia total de la transmisión de neutrones con las dos posibles helicidades:

$$\sigma_{\mathcal{P}} = \frac{4\pi}{k} \text{Im}(f_- - f_+) \quad (23)$$

donde  $f_-$  y  $f_+$  son las amplitudes de dispersión con helicidad negativa y positiva del neutrón respectivamente. Para invertir la helicidad de los neutrones se utiliza un inversor de espín adiabático.

Para la observación de efectos de TRIV, si los vectores de propagación inicial y final del neutrón son iguales, se puede realizar la inversión temporal de los estados inicial y final del neutrón a través de la rotación del aparato.

Se busca en particular un término dentro de la amplitud de dispersión con ángulo  $0^\circ$  en la forma  $\vec{\sigma}_n \cdot (\vec{k} \times \vec{I})$  [31], donde  $\vec{\sigma}_n$  es el espín del neutrón,  $\vec{k}$  es el vector de onda del neutrón e  $\vec{I}$  es el espín del núcleo blanco.

Se puede entonces hallar la diferencia impar ante  $T$  y  $P$  entre las secciones eficaces totales para la transmisión con  $\vec{\sigma}_n$  paralelo a  $\vec{k} \times \vec{I}$  y para la transmisión con  $\vec{\sigma}_n$  antiparalelo a  $\vec{k} \times \vec{I}$ :

$$\Delta\sigma_{\mathcal{TP}} = \frac{4\pi}{k} \text{Im}(f_{\text{paralelo}} - f_{\text{antiparalelo}}) \quad (24)$$

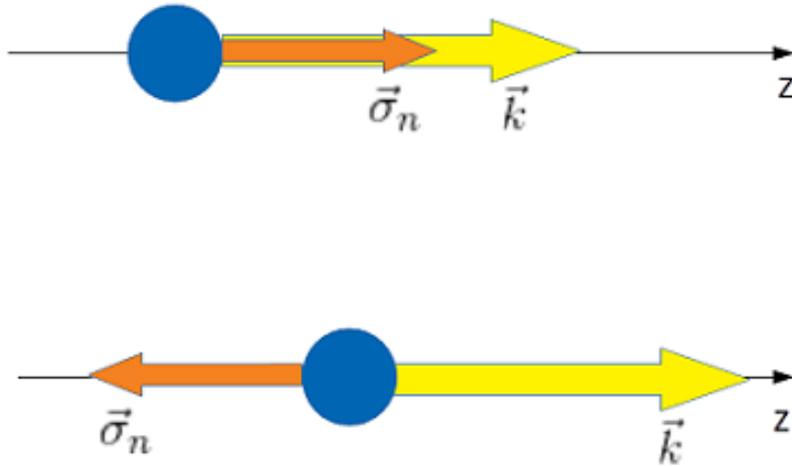


Figura 10: Orientaciones del espín y el momento de los neutrones en los experimentos de transmisión para determinar violación de  $P$ .

Vemos que la invariancia temporal podría determinarse a través de la diferencia entre la propagación de neutrones con espín paralelo y antiparalelo al producto  $\vec{k} \times \vec{I}$ , pero a la hora de realizar un experimento en concreto pueden aparecer fuentes de TRIV relacionadas con errores sistemáticos en la determinación de la dirección de los espines, inhomogeneidad en la polarización del blanco, interacción del espín del neutrón con el espín del blanco debido a interacción fuerte (también llamada a veces pseudomagnetismo). Sea que se invierta la dirección del espín de los neutrones o la polarización del blanco los resultados son muy sensibles a la determinación exacta de los parámetros mencionados. El arreglo experimental propuesto por la colaboración NOPTREX incluye además de inversión del espín de los neutrones una rotación del aparato. No es evidente el hecho de que la rotación del dispositivo sea equivalente a una inversión temporal, por lo que a continuación se mencionan los pasos fundamentales del llamado Teorema de Transmisión TRIV.

### 3.5 Teorema de transmisión TRIV

Esta configuración propuesta originalmente por Kabir consiste en la polarización de los neutrones perpendicular a su momento  $\vec{k}$ , el blanco es polarizado perpendicular a  $\vec{k}$  y al espín del neutrón. Todo el arreglo puede ser rotado un ángulo  $\pi$  [31].

Para describir la diferencia de transmisión entre estas dos configuraciones con el polarizador y el analizador invertidos podemos usar la ecuación del movimiento para el espín del neutrón cuando éste se propaga a través de un medio con un campo magnético  $B$ . Se introduce en la ecuación de Schroedinger el hamiltoniano efectivo (potencial de Fermi):

$$H = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} Nf - \frac{\mu}{2} (\vec{\sigma} \cdot \vec{B}) \quad (25)$$

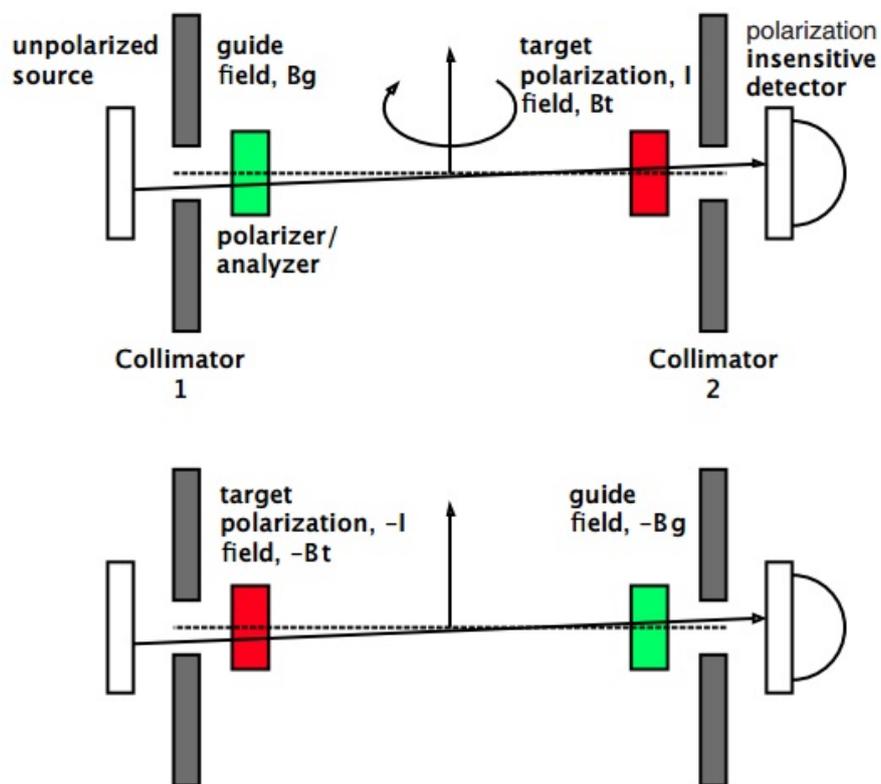


Figura 11: Esquema del experimento giratorio. Tomado de: J. D. Bowman and V. Gudkov "Search for time reversal invariance in neutron transmission" Phys. Rev. 90, 065503 (2014) [31]

donde  $m_n$  es la masa del neutrón,  $N$  es el número de centros dispersores por unidad de volumen,  $f$  es la amplitud de dispersión elástica con ángulo  $0^\circ$  y  $\vec{\sigma}$  son las matrices de Pauli. Se puede escribir  $f$  como la suma de cuatro términos:

$$f = a_0 + b_0 \left( \vec{\sigma}_n \cdot \vec{I} \right) + c_0 \left( \vec{\sigma}_n \cdot \vec{k} \right) + d_0 \left( \vec{\sigma}_n \cdot \left[ \vec{k} \times \vec{I} \right] \right) \quad (26)$$

donde  $\vec{I}$  es la polarización del medio y las magnitudes exceptuando al espín del neutrón  $\vec{\sigma}_n$  son tratadas como campos clásicos. Los experimentos ópticos con neutrones polarizados para determinar TRIV tienen como fin la medición del parámetro  $d$  que es el que corresponde a interacciones que presentan TRIV. Los términos  $a$  y  $b$  corresponden a interacciones independientes del espín y a la interacción fuerte espín-espín respectivamente, mientras que los términos  $c$  y  $d$  aparecen debido al grado de PV y TRIV resultante de las resonancias para la dispersión de neutrones en el material del blanco. Se puede demostrar que si se invierten  $\vec{I}$  y  $\vec{B}$  las transmisiones directa e inversa a través del aparato son iguales para el caso  $d = 0$ . Nótese que la orientación relativa de  $\vec{I}$  y  $\vec{B}$  no se alteraría, por lo que el hamiltoniano 25 se puede reescribir como:

$$H = a + b \left( \vec{\sigma} \cdot \vec{I} \right) + c \left( \vec{\sigma} \cdot \vec{k} \right) + d \left( \vec{\sigma} \cdot \left[ \vec{k} \times \vec{I} \right] \right) \quad (27)$$

donde  $a = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} N a_0$ ;  $b = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} N b_0 - \frac{(\mu B)}{2}$ ;  $c = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} N c_0$  y  $d = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} N d_0$

Rotando el aparato un ángulo  $\pi$  alrededor de un eje perpendicular al eje de simetría de los colimadores se invierte el signo del momento  $\vec{k}$  de los neutrones. Asumimos que el producto de la fuente de neutrones y la eficiencia del detector son simétricos respecto al plano formado por el eje de simetría de los colimadores y el eje de rotación. El operador evolución temporal correspondiente a la transmisión directa de neutrones  $U_f$  da la relación entre las funciones de onda inicial y final del espín de un neutrón que se propaga desde la fuente, a través del aparato y hasta el detector. Consideremos el caso en que solo tenemos interacciones  $TRI$ . Dividimos en  $m$  capas y podemos escribir  $U_f$  como la multiplicación ordenada temporalmente de los operadores evolución temporal de cada una de las capas:

$$U_f = \prod_{j=1}^m \exp \left( -i \frac{\Delta t_j}{\hbar} H_j^f \right) = \alpha + \left( \vec{\beta} \cdot \vec{\sigma} \right) \quad (28)$$

Aquí  $H_j^f$  es el hamiltoniano de la ecuación 27 evaluado en la capa  $j$ ;  $\alpha$  y  $\beta$  contienen únicamente términos  $TRI$  porque asumimos temporalmente que el parámetro  $d$  relacionado con TRIV es cero. Para la transmisión inversa de los neutrones el orden de los productos y el signo de los términos dependientes del espín de los operadores evolución temporal se invierte en  $H_j^r$  con respecto a aquellos en  $H_j^f$ . El operador evolución temporal para la transmisión inversa es:

$$U_r = \prod_{j=m}^1 \exp \left( -i \frac{\Delta t_j}{\hbar} H_j^r \right) = \alpha - \left( \vec{\beta} \cdot \vec{\sigma} \right) \quad (29)$$

El hecho de que los términos espín-dependientes del operador evolución temporal para la transmisión inversa tengan signo opuesto a los del operador para la

transmisión directa elimina posibles errores sistemáticos que pudieran tomarse como efectos de TRIV en los procesos de dispersión. Este análisis coincide con la conclusión de Kabir [33] de que se puede determinar inequívocamente efectos de TRIV en transmisión de neutrones. La ecuación 29 tiene implicaciones muy importantes y no es obvia, probémosla. Considerando un medio con dos capas los operadores evolución temporal para las transmisiones directa e inversa serán:

$$U_f = U_f^1 U_f^2 = \exp\left(-i\frac{\Delta t_1}{\hbar} H_1^f\right) \exp\left(-i\frac{\Delta t_2}{\hbar} H_2^f\right) \quad (30)$$

$$U_r = U_r^2 U_r^1 = \exp\left(-i\frac{\Delta t_2}{\hbar} H_2^r\right) \exp\left(-i\frac{\Delta t_1}{\hbar} H_1^r\right)$$

Para capas infinitesimalmente pequeñas cada exponencial se puede escribir como:

$$U_f^j = \left(1 - i\frac{\Delta t_j}{\hbar} H_j^f\right) = F^j + (\vec{A}^j \cdot \vec{\sigma}) \quad (31)$$

$$U_r^j = \left(1 - i\frac{\Delta t_j}{\hbar} H_j^r\right) = F^j - (\vec{A}^j \cdot \vec{\sigma})$$

donde

$$F^j = 1 - i\frac{\Delta t_j}{\hbar} a_j ; \vec{A}^j = -i\frac{\Delta t_j}{\hbar} (b_j \vec{l} + c_j \vec{k})$$

Tomando  $F_j \rightarrow \alpha_j$  y  $\vec{A}^j \rightarrow \vec{\beta}_j$  los operadores para cada capa toman la forma de las ecuaciones 28 y 29. Sustituyendo en la ecuación 30 obtenemos para los operadores bicapa nuevamente la forma de las ecuaciones 28 y 29, considerando ahora:

$$\alpha = \alpha_1 \alpha_2 + (\vec{\beta}_1 \cdot \vec{\beta}_2) \quad (32)$$

$$\vec{\beta} = \alpha_1 \vec{\beta}_2 + \alpha_2 \vec{\beta}_1 - (\vec{\beta}_1 \times \vec{\beta}_2)$$

Mediante inducción matemática se puede generalizar este resultado para el caso multicapas obteniéndose para los operadores generales las formas 28 y 29. Aplicando estos resultados para las transmisiones directa e inversa obtenemos:

$$\begin{aligned} T_f &= \frac{1}{2} \text{Tr} (U_f^\dagger U_f) \\ &= \alpha^* \alpha + (\vec{\beta}^* \cdot \vec{\beta}) \end{aligned} \quad (33)$$

$$= \frac{1}{2} \text{Tr} (U_R^\dagger U_R) = T_R$$

llamado teorema de transmisión TRIV. Este teorema muestra que si  $d = 0$  en la ecuación 26, y se rota el aparato invirtiendo  $\vec{I}$  y  $\vec{B}$ , la transmisión de neutrones será igual para las direcciones opuestas.

Esta prueba no hace asunciones sobre la simetría geométrica de los campos clásicos o del material dentro del aparato. Por lo tanto cualquier desviación de la igualdad entre la transmisión directa y la inversa en la ec 33 es una manifestación de la existencia de interacciones TRIV,  $d \neq 0$ .

Otra ventaja de los experimentos de transmisión sobre otras formas de determinación de efectos TRIV es la ausencia de interacciones de Estado-Final (FSI por sus siglas en inglés) en la dispersión con ángulo cero. Este tipo de interacción puede introducir falsa asimetría ante  $T$ . El teorema general sobre la ausencia de efectos TRIV debidos a FSI en experimentos de transmisión de neutrones a ángulo cero fue probado por Ryndin [34]. La prueba está relacionada con el hecho de que, a diferencia de  $P$ , la conservación ante simetría  $T$  está relacionada con la amplitud de dos procesos diferentes, por ejemplo los canales directo e inverso de una reacción. Podemos relacionar correlaciones impares ante  $T$  a TRIV en tales procesos solo para la primera aproximación de Born de la amplitud de dispersión; aproximaciones de orden mayor pueden introducir correlaciones impares para interacciones invariantes ante  $T$ . Para el caso de la transmisión de neutrones a ángulo  $0^\circ$  los estados inicial y final coinciden siendo posible prescindir de los términos de orden superior de la aproximación que introducirían falsa evidencia de TRIV.

## 4 Arreglo experimental e inversor adiabático de espín

### 4.1 Arreglo experimental

El experimento en que se utiliza el inversor adiabático de espín diseñado en este trabajo tiene lugar en el LANSCE (Los Alamos Neutron Science Center) y tiene como finalidad la mejora en la precisión de la medición de la asimetría PV. Esto como paso previo a la determinación de TRIV que se realizará posteriormente utilizando un montaje muy similar, pero con orientaciones del espín iniciales diferentes. El

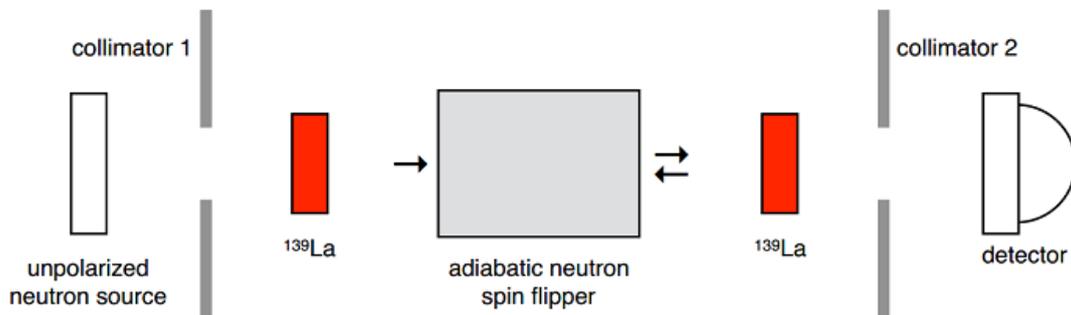


Figura 12: Esquema del experimento para la medición precisa de PV en transmisión de neutrones en  $^{139}\text{La}$ . Tomado de: L. Barrón-Palos "Search for time reversal invariance violation in resonances of compound nuclei accessible using epithermal neutrons" [32].

esquema general del experimento se muestra en la figura 12 y se compone de una fuente de neutrones, sistema de transporte y colimación, un primer bloque de lantano 139 que actúa como polarizador, el inversor adiabático de espín, el blanco también de lantano 139 y el detector.

#### 4.1.1 Fuente de neutrones

Se utiliza el haz de neutrones provisto por la línea de neutrones fríos pulsados FP12 (Flight Path 12) que transporta los neutrones desde una fuente de espalación. La fuente es operada haciendo incidir pulsos de protones de una amplitud de 250 ns en un blanco de tungsteno con una frecuencia de 20 Hz. La corriente promedio es de 100 – 150  $\mu\text{A}$ . Los neutrones rápidos producto de la reacción de espalación son moderados por hidrógeno frío supercrítico al entrar a la línea del FP12. El moderador tiene un área de  $12 \times 12 \text{ cm}^2$  y se coloca perpendicular a la guía. Al pasar el moderador los neutrones entran en la guía recta que mide 21 m de largo y tiene las paredes recubiertas interiormente de un súper espejo. La guía tiene sección interior de  $9.5 \times 9.5 \text{ cm}^2$ . El súper espejo consiste en una serie de capas alternas de níquel y titanio, y tiene un coeficiente  $m = \frac{\theta_c}{\theta_c^{(\text{nat Ni})}} = 3$ . Esto significa que para una longitud de onda de 0.1 nm su ángulo crítico es 3 veces mayor que el del níquel natural.

La salida de neutrones del moderador se caracteriza mediante su brillo, o sea el número de neutrones que emite por unidad de área, por unidad de tiempo, con

dirección en una unidad de ángulo sólido, en un intervalo de energía de un meV, por  $\mu\text{A}$  de corriente de protones suministrado al blanco de espalación.

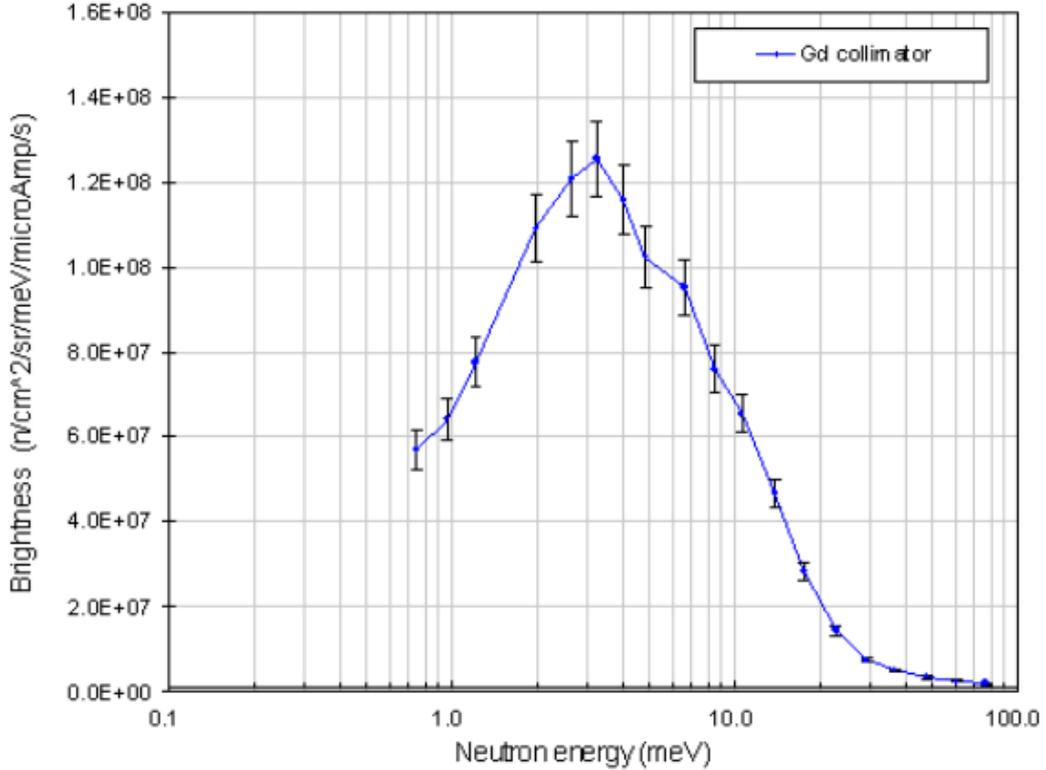


Figura 13: Brillo medido para el moderador de hidrógeno a la entrada de la guía de neutrones FP12. Tomado de [35].

Basados en el brillo del moderador y la reflectividad de la guía se puede calcular el flujo de neutrones a la salida de ésta. En la figura 14 se muestra el resultado del cálculo en función de la energía de los neutrones. Se puede también hacer el cálculo en función del tiempo de vuelo (TOF, Time of Flight), correspondiendo las energías más altas a tiempos de vuelo menores. El máximo para el flujo de neutrones es de  $\frac{dN}{dE} = 2.4 \times 10^5$  n/meV/cm²/s/ $\mu$  A y se encuentra en 2 meV de energía. El flujo fue medido con una cámara de ionización de  ${}^3\text{He}$ . La medición concuerda con el cálculo hasta un nivel del 10%.

A la salida de la guía el flujo integral de neutrones por unidad de tiempo es muy intenso. Para un tiempo de vuelo de alrededor de 15 ms y una corriente de 100  $\mu\text{A}$  se obtienen tasas de conteo de 20 GHz en el detector. Esto imposibilita operar el detector en modo pulsos y hace preciso utilizar el modo corriente.

La línea está equipada con dos *choppers* de definición localizados a 9.38 m de la superficie del moderador. Se utilizan para diferenciar el rango de TOF de interés para el experimento y para prevenir el paso de neutrones de muy bajas energías pertenecientes a pulsos anteriores. Las placas de aluminio que constituyen los *choppers* están recubiertas con una capa gruesa de  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  que es completamente opaco para neutrones de 30 meV. El diámetro de las placas es de 1024 mm y cada una tiene una sección abierta de  $109^\circ$  que permite el paso del haz. La apertura en el chopper comienza a abrirse en TOF= 0 ms y está completamente abierto para

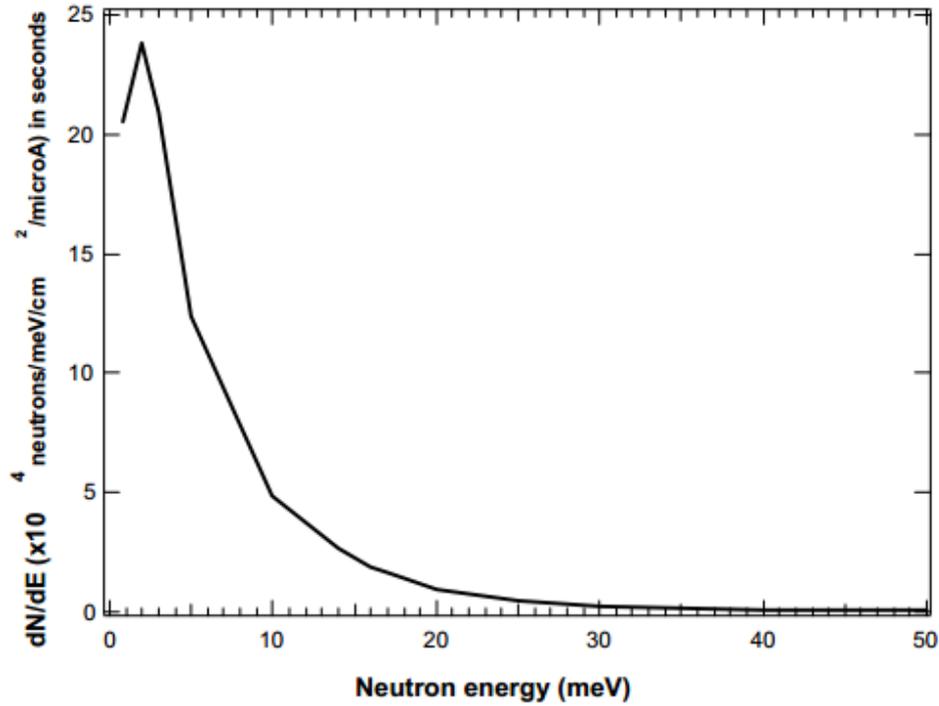


Figura 14: Flujo de neutrones calculado a la salida de la guía FP12 como función de la energía. Tomado de [35].

$4 \text{ ms} \leq \text{TOF} < 30 \text{ ms}$ . Los choppers se mantienen estrechamente sincronizados a un centro de referencia temporal que también regula la emisión de protones que producen la espalación. Se monitorea el comportamiento temporal de la abertura y se mantiene en fase con el tiempo central a una desviación de  $50 \mu\text{s}$  o menos.

Debido a que la fuente de neutrones es pulsada se puede conocer muy bien la energía de los neutrones a través de su tiempo de vuelo, lo que permite la reducción de los errores sistemáticos y contribuye a la obtención de nuevos niveles de precisión [35]. Variando el espesor del moderador y ajustando los *choppers* se puede obtener una salida con forma similar a la de las figuras 13 y 14 pero a diferente energía.

#### 4.1.2 Blancos de lantano

En la figura 15 se muestra la disposición de los contenedores en los que se colocan los blancos de  $^{139}\text{La}$ . En la Universidad de Kyoto y el KEK (Organización para la Investigación en el Acelerador de Alta Energía, Japón) se han logrado desarrollar polarizaciones de hasta el 47% en cristales de lantano, e incluso se podría mejorar esa cifra; por el momento los blancos utilizados se encuentran a ese nivel de polarización. Dentro del soporte, y también sobre su estructura se colocan los componentes del inversor de espín que se describirá detalladamente.

#### 4.1.3 Detector

Se quieren medir los neutrones dispersados a ángulo cero en la resonancia a  $E = 0.73 \text{ eV}$  sobre el umbral para la reacción  $^{139}\text{La} + n$ , que corresponde a un estado altamente

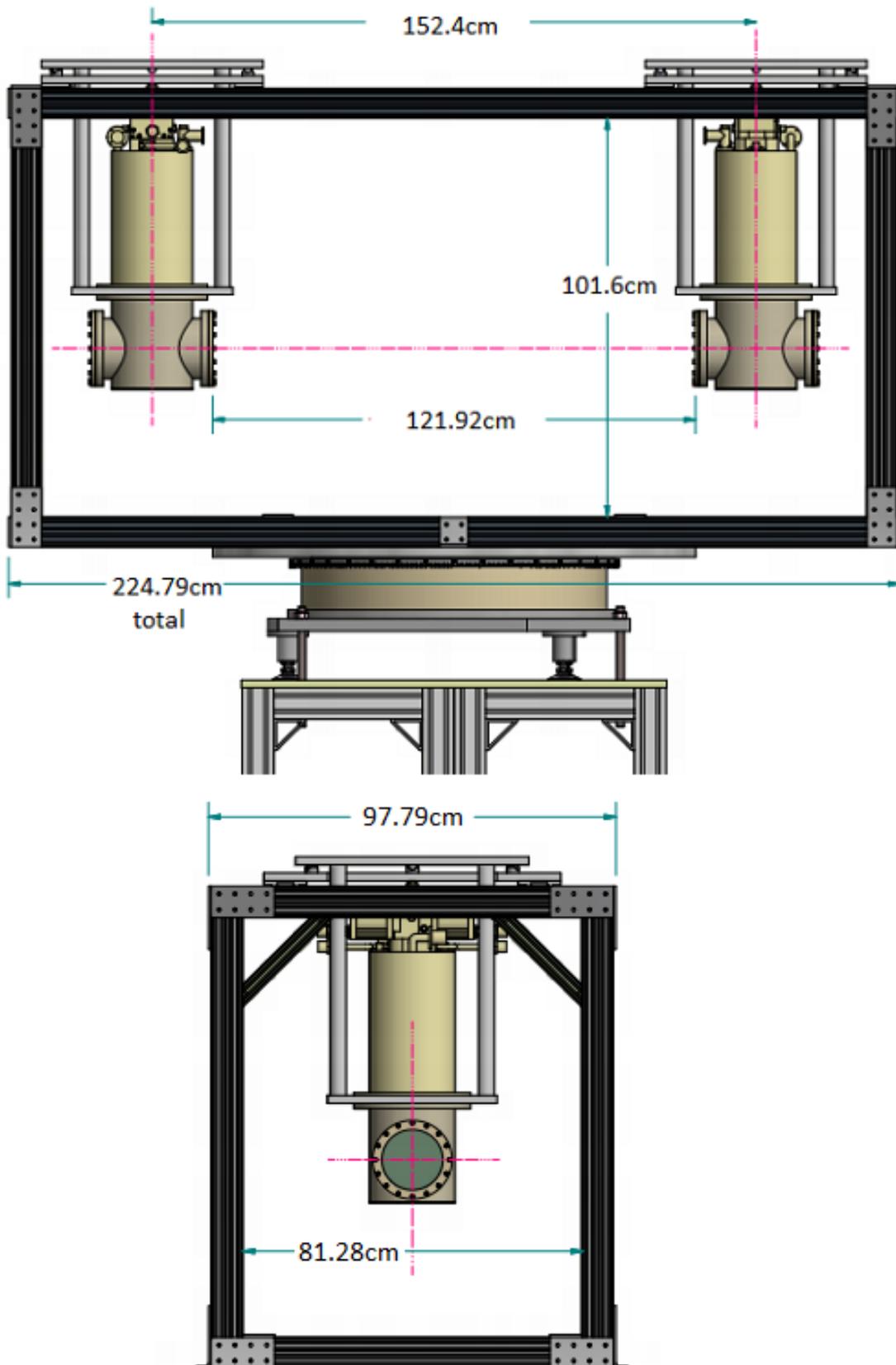
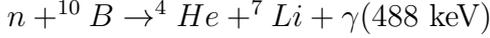


Figura 15: Dimensiones del soporte rotatorio que contiene los blancos de  $^{139}\text{La}$  y el inversor de espín

excitado en el  $^{140}\text{La}$ . Para la detección de los neutrones se utiliza un montaje que aprovecha la reacción:



que tiene la característica de que se emite un único rayo  $\gamma$  por cada neutrón absorbido, lo cual es fundamental para identificar eventos únicos en modo corriente.

Los neutrones inciden sobre una placa de  $B_4C$  reaccionando con el Boro 10 que tiene abundancia isotópica del 19,97%. Los rayos  $\gamma$  emitidos son detectados cristales centelleantes de  $\text{NaI}$  contenidos en un blindaje de plomo y  $^{10}\text{B}$ .

Para la adquisición de datos se utiliza un digitalizador CAEN V1724 VME que se comunica mediante un puente V1718. Tiene 8 canales, 14 bit y un ritmo de conversión de 100 MS/s del ADC(Analogic-Digital Converter). Como se opera en modo corriente necesitamos conocer el ancho de los picos, pero no su altura, por lo que todo el eje de las ordenadas se deja en términos de bit asignados por el ADC.

Este arreglo de detección fue utilizado anteriormente para medir dispersión resonante en  $^{115}\text{In}$  y en ese experimento se determinó su resolución energética. Para ello se consideró que el ancho de los picos se debía a una combinación del ancho propio de las resonancias y del ruido gaussiano (resolución inherente del detector y corrimiento Doppler). En ausencia de ruido las resonancias nucleares toman la forma de una distribución Lorentziana, mientras que el ruido compuesto por la resolución del detector y el corrimiento Doppler tiene la forma de una distribución Gaussiana. En el caso del Indio-115 se ajustaron los datos experimentales a una distribución de Voigt que es una convolución de una distribución Lorentziana y una distribución Gaussiana:

$$V(E; \sigma, \Gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} G(E - E'; \sigma) L(E_r - E'; \Gamma) dE' \quad (34)$$

$$G(E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(E_r - E')^2}{2\sigma^2}\right) \quad (35)$$

$$L(E') = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(E_r - E')^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (36)$$

Luego de ajustar a la distribución de Voigt se extrajo la  $\sigma_{tot}$  para la parte Gaussiana. Luego se sustrajo de  $\sigma_{tot}^2 = \sigma_{detector}^2 + \sigma_{doppler}^2$  la componente del corrimiento Doppler y se obtuvo un valor para el ancho característico del detector. Esto para cada resonancia analizada en el  $^{115}\text{In}$ . En general se obtuvo un valor para el ancho característico  $\bar{\sigma}_{detector} = 170 \pm 74 \text{ meV}$ . Esta resolución energética es suficiente para estudiar la resonancia  $E = 0.734 \text{ eV}$  del  $^{140}\text{La}$ , pero puede resultar deficiente para estudiar resonancias con energía un orden menor. Posibles soluciones a este problema son un estudio más riguroso del fondo y de la intensidad de los neutrones como función del tiempo dentro del pulso [36].

## 4.2 El inversor de espín

Comenzaremos con las condiciones que debe cumplir el campo magnético para manipular adiabáticamente el espín de los neutrones, para posteriormente explicar el diseño del inversor de espín.

### 4.2.1 Inversión adiabática de espín

Para realizar la inversión del espín de los neutrones del haz incidente se utiliza un inversor de espín consistente en un arreglo de campos magnéticos cuyo diseño, construcción y caracterización es el objetivo principal de esta tesis. El neutrón tiene un espín  $\frac{1}{2}\hbar$  y acoplado un momento magnético  $\mu_n$  de magnitud igual a 1.913 veces la del magnetón nuclear. Así podemos definir su razón giromagnética como:

$$\gamma_n = \frac{\mu_n}{\hbar/2} = 1.8301 \cdot 10^8 \frac{1}{T \cdot s} \quad (37)$$

y a partir de ésta se puede escribir el operador momento magnético del neutrón como:

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2}\gamma_n\hbar\vec{\sigma} \quad (38)$$

donde  $\sigma \equiv (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  está constituida por la matrices de espín de Pauli:

$$\sigma_x = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}; \quad \sigma_y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}; \quad \sigma_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (39)$$

La interacción del espín del neutrón con un campo magnético externo está descrita por el hamiltoniano:

$$H_{mag} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{2}\hbar\gamma_n\vec{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (40)$$

Incluyendo este hamiltoniano en la Ecuación de Schroedinger además de la energía cinética sin otras interacciones y tomando un campo magnético independiente de  $\vec{r}$  (explicaremos esta simplificación) se llega a la ecuación de Larmor para el espín [37]:

$$\frac{d}{dt}\vec{S}(t) = \gamma_n\vec{S}(t) \times \vec{B}(t) \quad (41)$$

Esta ecuación significa geoméricamente que en un momento dado  $t$  se le añade al espín  $\vec{S}(t)$  una cantidad infinitesimal  $d\vec{S}$  perpendicular a ambos  $\vec{S}(t)$  y  $\vec{B}(t)$ . O sea el vector  $\vec{S}(t)$  rota un ángulo infinitesimal sobre un cono que tiene como eje a  $\vec{B}(t)$ .

Tomemos un sistema de referencia que viaja sobre el neutrón a velocidad constante (partícula sin carga eléctrica sometida unicamente a un campo magnético, no experimenta aceleración alguna); en este sistema de referencia inercial lo que se observa es un campo magnético variable en  $t$  a medida que el neutrón avanza. En particular una configuración muy utilizada y que también se emplea en este trabajo consiste en acoplar dos campos magnéticos perpendiculares entre si para lograr el campo magnético total deseado. Consideremos la dirección de propagación del neutrón  $\hat{z}$ . La partícula atraviesa una región de longitud  $L$  desde  $-\frac{L}{2}$  hasta  $\frac{L}{2}$  con

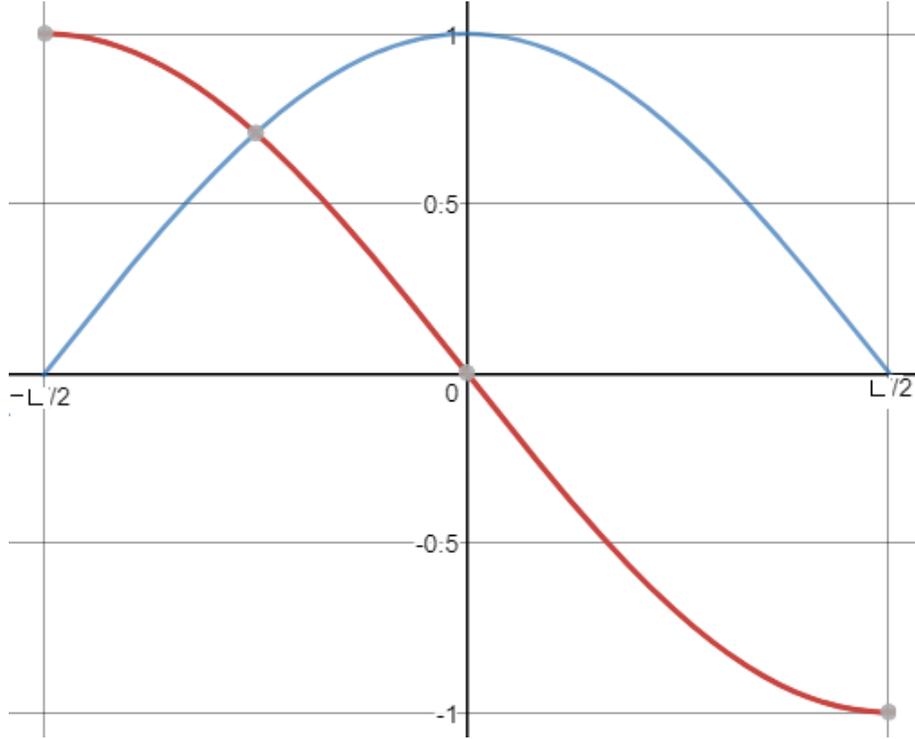


Figura 16: La línea roja representa a  $B_z$  y la línea azul a  $B_y$  normalizados a  $B_0 = 1$  en ambos casos.

un campo en la dirección  $\hat{z}$  de magnitud  $B_z = -B_0 \sin \frac{\pi z}{L}$  y otro en dirección  $\hat{y}$  de magnitud  $B_y = B_0 \cos \frac{\pi z}{L}$ . "Verá" entonces un campo magnético total de magnitud constante  $B_0$  que gira desde la dirección positiva de  $\hat{z}$  hasta su dirección negativa pasando por  $\hat{y}$  positiva, o sea el campo total pasa de ser paralelo al momento del neutrón a ser antiparalelo a este.

Si el cambio de dirección de  $\vec{B}$  es suficientemente lento el espín del neutrón experimentará el cambio que predice la ecuación de Larmor y terminará invirtiendo su dirección. A esta velocidad de variación se le llama condición de adiabaticidad:

$$k \equiv \frac{\gamma_n B}{\omega_B} \quad (42)$$

O sea la relación entre la frecuencia de rotación de Larmor  $\gamma_n B$  y la frecuencia de variación del campo  $\omega_B$ . Si esta relación es mucho mayor que 1 entonces  $\vec{S}(t) \cdot \vec{B}(t) \simeq 1$ . Esto significa que el espín  $\vec{S}(t)$  "sigue" al campo magnético con pequeñas oscilaciones. Hay una región de frecuencia  $0 < \omega_B \ll \gamma_n B$  para la cual  $k \gg 1$  y se puede manipular el espín adiabáticamente [37].

#### 4.2.2 Diseño del inversor de espín

El término que viola  $P$  en la amplitud de dispersión es proporcional al producto  $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}$  por lo que, como se muestra en la figura 10, es necesario estudiar los casos para los que el neutrón incide en el blanco con espín paralelo y antiparalelo a su momento. Los posibles efectos TRIV, proporcionales al término  $\vec{\sigma}_n \cdot (\vec{k} \times \vec{I})$ , se estudiarán con un inversor de espín similar pero con orientaciones transversales

para campos magnéticos como los descritos en la figura 16. O sea se utilizarán un campo sinusoidal en la dirección  $\hat{x}$  y otro con forma de coseno en la dirección  $\hat{y}$ , perpendiculares al haz de neutrones, que rotarán adiabáticamente el espín de los neutrones de una orientación negativa a una positiva en el eje  $\hat{x}$ .

Como se menciona anteriormente el inversor consiste de dos campos magnéticos, uno paralelo al momento de los neutrones  $\vec{B}_z$  y otro perpendicular a este  $\vec{B}_y$ .

Para cada uno de estos campos magnéticos se utiliza un set de espiras conectadas en serie que fueron modeladas en COMSOL y fabricadas en el Indiana University.

Para el campo magnético longitudinal se utilizó una serie de espiras circulares colocadas a lo largo del eje  $\hat{z}$  en planos perpendiculares a este. Para determinar sus corrientes respectivas se empleó un método desarrollado en [10] que se describe en el epígrafe 2.2.3, obteniéndose la configuración de posiciones mostrada en la figura 17

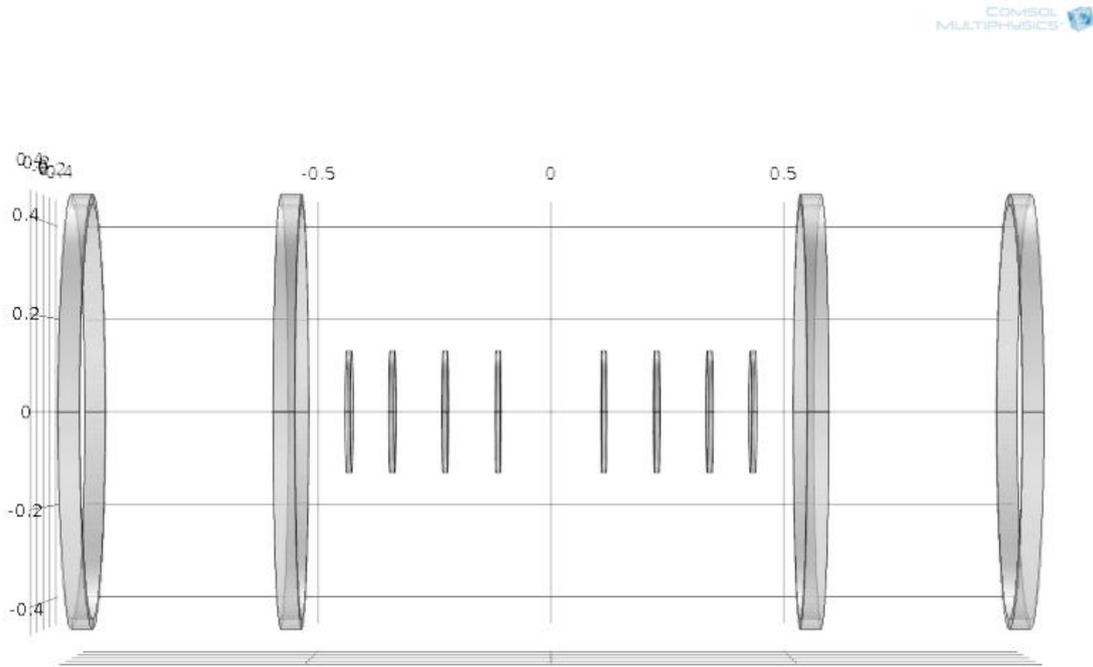


Figura 17: Disposición de las espiras para producir el campo magnético longitudinal. (Las distancias están expresadas en metros).

Las posiciones de las espiras de mayor radio están fijas, pues se encuentran colocadas alrededor de los blancos de lantano y no pueden ser desplazadas, mientras que las posiciones a lo largo del eje  $\hat{z}$  de las espiras pequeñas si puede ser ajustada. Esta posibilidad, así como variaciones en la corriente se emplearon para ajustar la forma del campo obtenido a la forma deseada. En la tabla 4 se detallan sus características. El cero del sistema de coordenadas se colocó en el centro del inversor de espín.

El campo magnético longitudinal, modelado en COMSOL, tiene el perfil mostrado en la figura 18. Nótese que existe un muy buen ajuste con el campo magnético si-

espira	$z(\text{cm})$	$r(\text{cm})$	polaridad	número de vueltas	resistencia (Ohms)
e. grande 1	-97.50	43.50	+	76	6.71E-1
e. grande 2	-54.00	43.50	+	68	6.00E-1
e. pequeña 1	-42.00	12.30	+	1	2.50E-3
e. pequeña 2	-33.00	12.30	+	2	4.99E-3
e. pequeña 3	-22.00	12.30	+	2	4.99E-3
e. pequeña 4	-11.00	12.30	+	2	4.99E-3
e. pequeña 5	11.00	12.30	-	2	4.99E-3
e. pequeña 6	22.00	12.30	-	2	4.99E-3
e. pequeña 7	33.00	12.30	-	2	4.99E-3
e. pequeña 8	42.00	12.30	-	1	2.50E-3
e. grande 3	54.00	43.50	-	68	6.00E-1
e. grande 4	97.50	43.50	-	76	6.71E-1

Tabla 4: Parámetros de enrollado de las espiras que producen el campo magnético longitudinal.

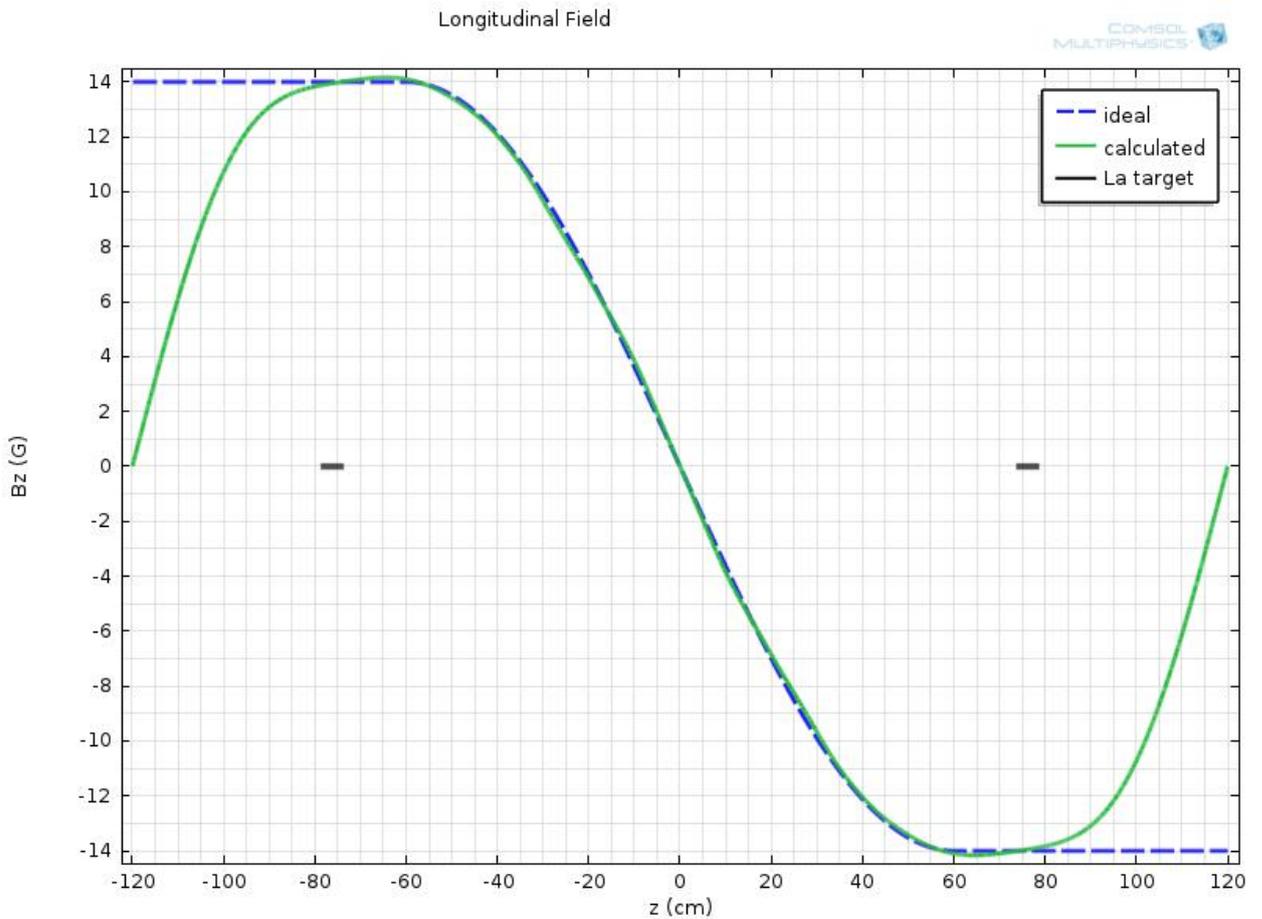


Figura 18: Campo magnético longitudinal calculado en COMSOL.

inusoidal deseado en la región de interés, o sea entre los blancos de lantano, cuyos centros están representados por las dos marcas horizontales.

Para el campo magnético transversal al momento de los neutrones  $\vec{B}_y$  se emplearon espiras circulares ubicadas en planos  $xz$  a ambos lados de la trayectoria del haz de neutrones. Para suavizar los bordes del campo se emplearon espiras cuadradas desplazadas del centro del inversor e igualmente en planos  $xz$  a ambos lados del haz figura 19. Las espiras circulares se encuentran centradas en los planos  $y = -40$  cm y  $y = 40$  cm, mientras que las espiras rectangulares de ajuste se encuentran en los planos  $y = -48.26$  cm y  $y = 48.26$  cm. Sus dimensiones y sus parámetros de enrollado se encuentran especificados en la tabla 5.

COMSOL  
MULTIPHYSICS

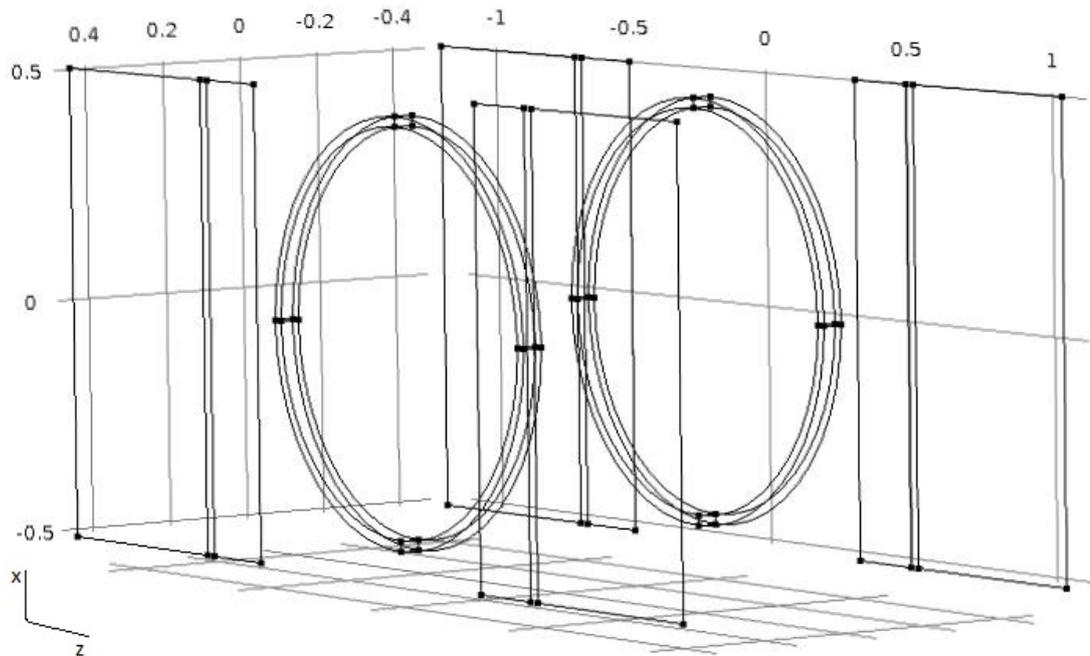


Figura 19: Disposición de las espiras para generar el campo magnético transversal (las distancias están expresadas en metros).

Para esta configuración de corrientes se obtiene a lo largo del eje  $\hat{z}$  dentro del inversor el campo magnético mostrado en la figura 21. Puede apreciarse también en este caso el buen ajuste logrado con el campo ideal en el espacio dentro del inversor de espín.

Para el enrollado de ambos conjuntos de espiras se utilizó alambre de cobre calibre 10 con diámetro  $d = 2.59$  mm y resistencia específica  $R = 2.234$  m $\Omega$ /m. La corriente de alimentación es de 15 A para lograr un campo magnético de 14 G de amplitud máxima para cada componente. Esta es también la amplitud constante del campo magnético total.

espira	ancho x largo (cm)	r(cm)	polaridad	n. de vueltas	resistencia ( $\Omega$ )
e. circular 1	NA	43.50	+	84	7.42E-1
e. circular 2	NA	43.50	+	84	7.42E-1
e. ajuste 1	50.8 x 101.6	NA	+	15	1.48E-1
e. ajuste 2	50.8 x 101.6	NA	+	15	1.48E-1
e. ajuste 3	17.78 x 101.6	NA	-	15	1.16E-1
e. ajuste 4	17.78 x 101.6	NA	-	15	1.16E-1
e. ajuste 5	50.8 x 101.6	NA	+	15	1.48E-1
e. ajuste 6	50.8 x 101.6	NA	+	15	1.48E-1
e. ajuste 7	17.78 x 101.6	NA	-	15	1.16E-1
e. ajuste 8	17.78 x 101.6	NA	-	15	1.16E-1

Tabla 5: Parámetros de enrollado de las espiras que producen el campo magnético transversal

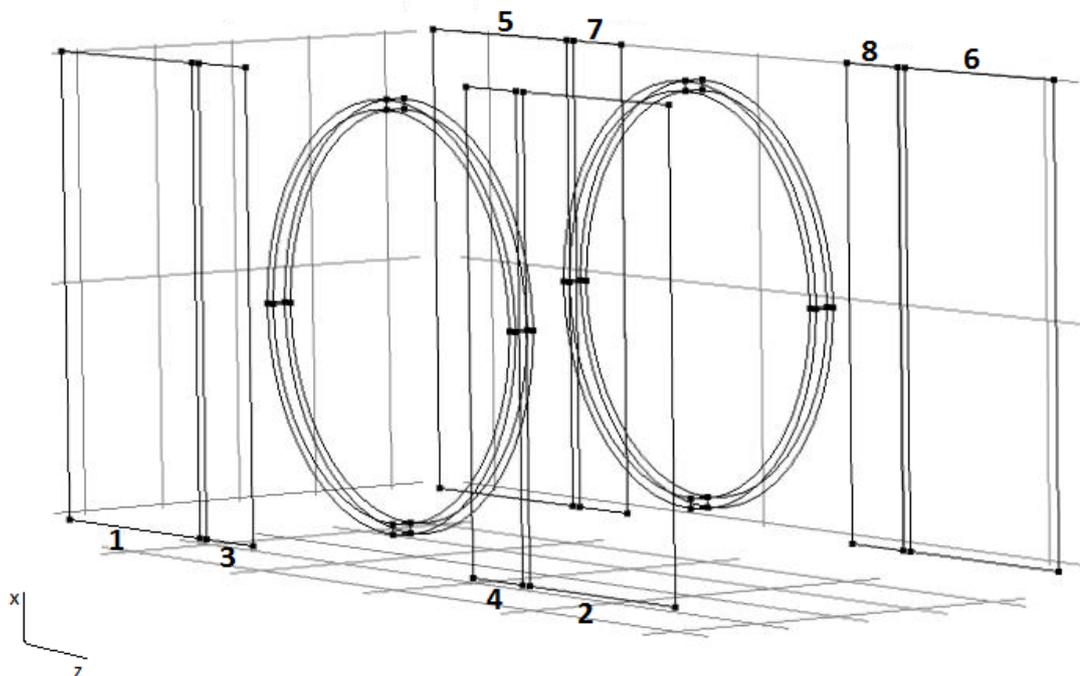


Figura 20: Numeración de las espiras de ajuste para el campo magnético transversal

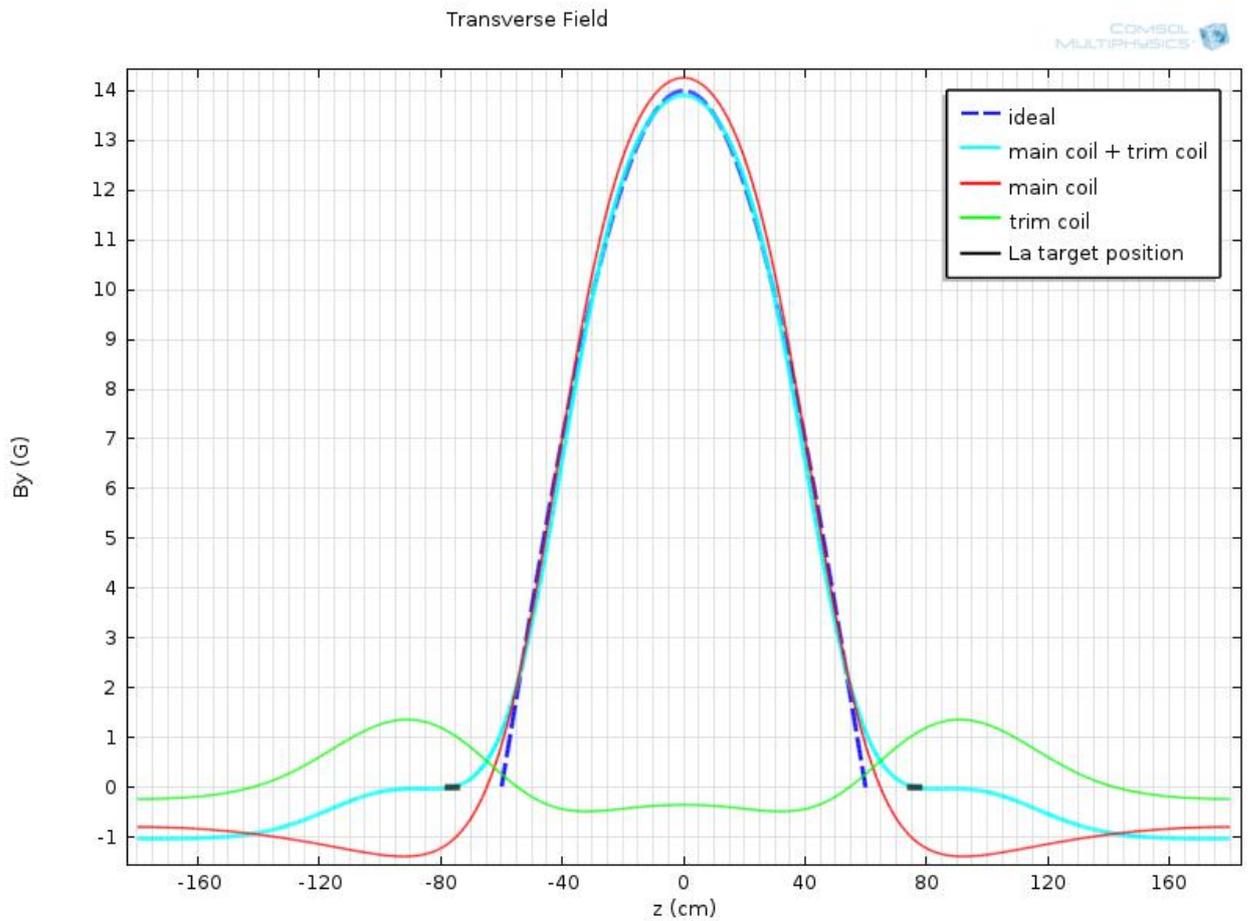


Figura 21: Campo magnético transversal resultante calculado en COMSOL. La línea azul claro muestra el campo magnético total en la dirección  $\hat{y}$  resultante de sumar el campo producido por las espiras circulares en la figura 19 (línea roja) con el campo producido por las espiras cuadradas en esa misma figura (línea verde).

### 4.2.3 Optimización de las corrientes

Para determinar las corrientes en las espiras que generan el campo transversal se fijaron las posiciones de las 4 espiras de radio mayor, 2 sobre cada blanco y se establecieron posiciones equiespaciadas para las 8 espiras más pequeñas. Se establece el campo ideal para el eje  $z$  que será el centro del haz de neutrones y se toma su valor en un grupo de puntos. Considerando que el campo  $\vec{B}$  en cada punto es la superposición de los campos producidos por cada una de las espiras se puede escribir para el campo total en  $z$  en el punto 1 producto de las contribuciones de  $n$  espiras:

$$B^1 = B_1^1 + B_2^1 + \dots B_n^1 \quad (43)$$

El campo magnético para una espira circular en su eje a una distancia  $z$  del centro es:

$$B = \frac{\mu_0}{2} \frac{R^2}{\sqrt{R^2 + z^2}^3} I = A(z)I \quad (44)$$

que puede ser escrito como un coeficiente dependiente unicamente de  $z$  (ya que los radios no se varían) multiplicado por la corriente.

Puede escribirse entonces la ecuación 43:

$$B^1 = A_1^1 I_1 + A_2^1 I_2 + \dots A_n^1 I_n \quad (45)$$

Se elimina la dependencia de  $z$  porque al fijar el punto en el que se va a imponer el campo ideal se fija la distancia a cada espira.

Para un número  $m$  de puntos en el eje y un número  $n$  de espiras tenemos la siguiente ecuación matricial:

$$\begin{bmatrix} B^1 \\ B^2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ B^m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1^1 & A_2^1 & \cdot & \cdot & \cdot & A_n^1 \\ A_1^2 & A_2^2 & \cdot & \cdot & \cdot & A_n^2 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ A_1^m & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & A_n^m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ I_n \end{bmatrix} \quad (46)$$

Donde el vector de las corrientes contiene las incógnitas. Para hallar las corrientes se busca la matriz inversa de la matriz de los coeficientes  $\mathbf{A}^{-1}$ :

$$\mathbf{B} = \mathbf{A}\mathbf{I} \quad \mathbf{I} = \mathbf{A}^{-1}\mathbf{B} \quad (47)$$

Para hallar al matriz inversa de una matriz no cuadrada se utiliza el método de descomposición en valores singulares (SVD por sus siglas en inglés) [10].

Una vez obtenidas las corrientes ideales se tienen que ajustar a un número entero de vueltas de alambre, o sea a un múltiplo entero de la corriente elemental. Este proceso se desarrolló por prueba y error, ajustando la forma del campo simulado a la forma del campo ideal.

### 4.3 Eficiencia del inversor de espín

El campo magnético efectivo rota a velocidad:

$$\omega_B = \frac{\pi}{t} = \frac{\pi v}{L} \quad (48)$$

y la frecuencia de Larmor característica es:

$$\omega_L = \gamma_n B \quad (49)$$

El parámetro de adiabaticidad será:

$$k = \frac{\omega_L}{\omega_B} \quad (50)$$

Si la inversión de espín es adiabática  $k$  debe ser grande como se menciona anteriormente.

Cuando están activos ambos campos la eficiencia de inversión  $r_{inv}$  se define como el valor esperado de la matriz de Pauli  $\sigma_z$  en  $z = \frac{L}{2}$ , o sea a la salida del inversor, dado por:

$$r_{inv} = 1 - \sin^2 \theta [1 - \cos(\pi\sqrt{k^2 + 1})] \quad (51)$$

donde

$$\tan \theta = \frac{1}{k} \quad (52)$$

Si la inversión es adiabática,  $k$  grande,  $r_{inv} \rightarrow 1$ .

Cuando está apagado el campo transversal los neutrones pasando por el eje no sufren desviación en la dirección de su espín:

$$\tau = \vec{\mu} \times \vec{B} = 0 \quad (53)$$

Para estos neutrones la eficiencia es 1 pues se preserva el espín. Sin embargo para los que pasan fuera del eje la eficiencia es menor que 1 y se expresa:

$$s_{inv} = 1 - \frac{k\pi^3 r^2}{4L^2} \quad (54)$$

donde  $r$  es la distancia radial al eje  $z$ . A partir de estas dos eficiencias se calcula la eficiencia total del inversor de espín como [38]:

$$\epsilon_{inv} = \frac{r_{inv} + s_{inv}}{2} \quad (55)$$

En la figura 22 se muestra el comportamiento de la eficiencia total para una energía de 1 eV. Se tomó como radio la raíz cuadrada del radio cuadrado medio para el haz de neutrones de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  que se utiliza en el experimento;  $r = 4.08 \text{ cm}$ .

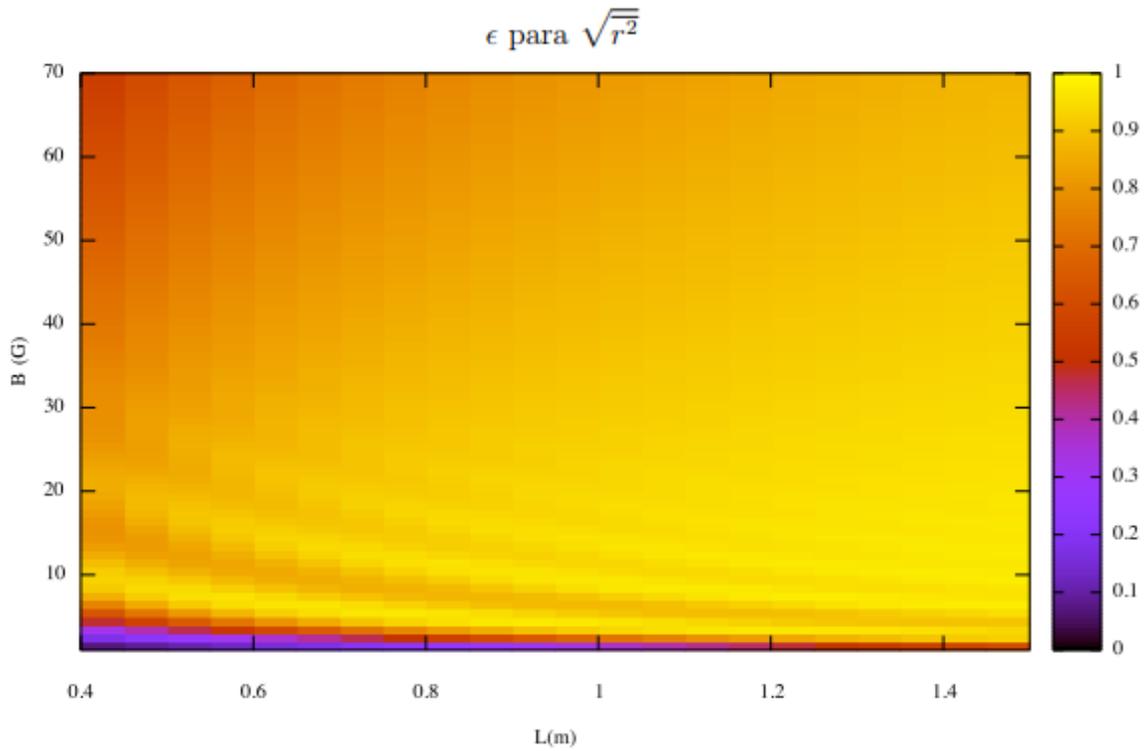


Figura 22: Mapeo de la eficiencia total como función de  $L$  y  $B$ .

Puede apreciarse que para  $L = 1.2$  m y  $B = 14$  G que corresponden al inversor de espín diseñado, la eficiencia es muy cercana a la unidad. Además se encuentra en una región con gran uniformidad, por lo que pequeñas variaciones en el campo magnético no afectan la eficiencia total del aparato.

De hecho se estableció un campo magnético de 14 G pues se puede obtener con corrientes relativamente asequibles, lo que no complica el montaje del experimento y permite el uso de un alambre bastante común. Así se puede, sin sacrificar precisión, facilitar la fabricación del aparato.

## 5 Conclusiones

Este trabajo expone las características únicas que presentan los neutrones de bajas energías y que permiten diseñar y llevar a cabo experimentos imposibles de efectuar con partículas de mayor energía. Sus propiedades, así como sus interacciones con los núcleos atómicos pueden ser campo de estudio para la física de frontera. Se profundiza específicamente en el estado actual del estudio de violación de simetrías discretas y en su importancia para la explicación del origen del Universo. Se presentan los principios físicos de los experimentos de transmisión de neutrones en que se emplea el inversor de espín objeto de esta tesis. Esta es una de las diferentes aproximaciones al problema de las violaciones de simetría utilizando física de neutrones.

Como parte del presente trabajo se diseñó un inversor que manipula adiabáticamente el espín de neutrones de baja energía. Se determinó cuales son los arreglos de corrientes más adecuados para generar las dos componentes del campo magnético, teniendo en cuenta la geometría del experimento. Se optimizó la corriente necesaria para obtener la forma deseada para el campo magnético y se determinaron las combinaciones de corriente y posición de cada elemento del inversor para producir un campo magnético lo más cercano posible al ideal. Se determinó la eficiencia de inversión de espín para la energía de los neutrones utilizados lo que permitió fijar el campo magnético en una región óptima considerando su generación con corrientes eléctricas moderadas y estabilidad en la eficiencia.

El montaje del experimento, incluyendo el inversor de espín, puede ser utilizado para estudiar dispersión de neutrones en las resonancias de diversos núcleos. Estas mediciones están en curso, y permitirán obtener una mejor caracterización de los términos que violan paridad y en el futuro de los términos que violan inversión temporal.

## 6 Bibliografía

- [1] A. D. Sakharov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 5 , 32-35 JETP Lett. 5 , 24-27 (1967).
- [2] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. 13, 138-140 (1964).
- [3] J. L. Rosner. "CP violation past, present and future". Braz. Jour. of Phys., vol. 31, no. 2 (2001).
- [4] A. Angelopoulos *et. al.* (CPLEAR Collaboration), Phys. Lett. B 444, 43-51 (1998).
- [5] J. P. Lees *et. al.* (BaBar Collaboration) "Observation of Time-Reversal Violation in the  $B^0$  Meson System" Phys. Rev. Let. 109 211801 (2012).
- [6] T. Okudaira "Experimental study of discrete symmetry in a compound nucleus", Nagoya University (2018).
- [7] Particle Data Group Website <http://pdg.lbl.gov> (2018).
- [8] P. Reuss "Neutron Physics" (2008).
- [9] G. S. Bauer "Physics and technology of spallation neutron sources". Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 463 (2001).
- [10] A. Ramirez Morales "Manipulación y transporte de espín de neutrones lentos para el estudio de violación de paridad en la captura de neutrones por  $^3\text{He}$ ". Tesis de maestría IFUNAM (2014).
- [11] K. H. Beckurtz, K. Wirtz "Neutron Physics" (1964).
- [12] T. Schönfeldt "Advanced Neutron Moderators for the ESS", Technical University of Denmark (2016).
- [13] J. S. Nico, W. M. Snow "Fundamental Neutron Physics". Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 55 (2005).
- [14] A. G. Klein. S. A. Werner "Neutron Optics" M. in Exp. Phys. Vol 23 A (1983).
- [15] J. Bernabeu. J. Phys.: Conf. Ser. 631, 012015 (2015).
- [16] J. F. J. Van den Brand. "Discrete Symmetries". Vrije Universiteit, Amsterdam (2000).
- [17] T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. 104, 257 (1956).
- [18] C.S. Wu *et. al.* Phys. Rev. 105, 1413 (1957).
- [19] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652-657 (1973).

- [20] R. Lehnert. "CPT symmetry and its violation" MDPI. *Symmetry* 8, 114 (2016).
- [21] G. Lüders, K. Dan "Proof of the TCP theorem". *Ann. Phys. (NY)* 2, 1–15 (1957)
- [22] W. Pauli "Niels Bohr and the Development of Physics"; McGraw–Hill: NY, USA p. 30 (1955)
- [23] R. D. Peccei, H. R. Quinn "CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles" *Phys. Rev. Let.* 38 (25): 1440–1443 (1977).
- [24] W. M. Snow "Exotic Physics with slow neutrons" *Phys. Today* 66, 50-55 (2013).
- [25] H. M. Shimizu "Discrete Symmetry Violation in Neutron-induced Compound States for New Physics Search" International Workshop for Particle Physics at Neutron Sources, Grenoble (2018).
- [26] J. D. Bowman, V. P. Gudkov, H. M. Shimizu y W. M. Snow "TREX: search for Time Reversal invariance violation in neutron nucleus EXperiment" (2013).
- [27] V. E. Bunakov and V. P. Gudkov, *Nucl. Phys.* A401, 93 (1983).
- [28] V. P. Gudkov, *Phys. Rept.* 212, 77 (1992).
- [29] A. Beda and V. Skoy, *Phys. of Part. and Nucl.* 38, 775 (2007).
- [30] V. Gudkov and Y.-H. Song, *Hyperfine Interact.* 214, 105 (2013).
- [31] J. D. Bowman and V. Gudkov "Search for time reversal invariance in neutron transmission" *Phys. Rev. C* 90, 065503 (2014).
- [32] L. Barrón-Palos "Search for time reversal invariance violation in resonances of compound nuclei accesible using epithermal neutrons" CIPANP (2018).
- [33] P. K. Kabir, *Phys. Rev. D* 37, 1856 (1988).
- [34] S. M. Bilenkii, L. I. Lapidus, and R. M. Ryndin, *Phys. Usp.* 7, 721 (1965).
- [35] P. N. Seo *et. al.* "FP12 Pulsed Cold Neutrons Beam Line for Fundamental Nuclear Physics at LANSCE" AIP Conference Proceedings 769 (2005).
- [36] D. Schaper "NOPTREX: A Search for Time Reversal Violation Preliminary Analysis of Resonance Data from JPARC Detector Tests" (2017).
- [37] W. H. Kraan "Instrumentation to handle thermal polarized neutron beams" Tesis de doctorado, Universidad de Delft, Holanda (2004).
- [38] N. R. Roberson *et. al.* "An apparatus and techniques of tests for fundamental symmetries in compound nucleus scattering with epithermal polarized neutron beams" *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* A326 (1993).