



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
MAESTRÍA EN CIENCIAS (FÍSICA)

DISPOSITIVOS ELECTROMAGNÉTICOS
PARA EL TRANSPORTE Y MANIPULACIÓN DEL ESPÍN DE NEUTRONES
FRÍOS PARA EL EXPERIMENTO DE ROTACIÓN DEL
ESPÍN DEL NEUTRÓN

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:
MARISSA MALDONADO VELÁZQUEZ

TUTOR PRINCIPAL
DRA. LIBERTAD BARRÓN PALOS
INSTITUTO DE FÍSICA

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR
DR. EFRAÍN RAFAEL CHÁVEZ LOMELÍ
INSTITUTO DE FÍSICA

DR. ALEJANDRO FRANK HOEFLICH
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

MÉXICO, D. F. JUNIO 2014



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Resumen

Se diseñaron dos dispositivos electromagnéticos, llamados **Input Coil** y **Output Coil**, para transportar y manipular el espín de neutrones fríos. Estos “*coils*” formarán parte de la tercera versión del experimento **NSR**, que busca medir la rotación del vector de espín de neutrones polarizados al atravesar un blanco no polarizado de Helio líquido, como observable de violación de paridad. El diseño de los “*coils*” se realizó a partir del método del potencial escalar magnético, y fue corroborado resolviendo la ecuación de Biot-Savart para los embobinados calculados, encontrando que los coils pueden producir los campos magnéticos requeridos por el experimento, hasta un alto grado de fidelidad. Además, se calcularon los parámetros de adiabaticidad para neutrones fríos, obteniendo que las transiciones que experimentan los neutrones con estos coils cumplen con las condiciones de adiabaticidad que el experimento requiere.

Abstract

Two electromagnetic devices were designed, named Input and Output Coil, to transport and manipulate cold neutron's spin. These coils will be part of the NSR experiment, which is designed to measure the spin rotation of cold neutrons when passing through a spin zero material (Liquid Helium), as a parity violating effect. The design of the coils lied on the magnetic scalar potential method, and was proved right by solving the Biot-Savart equation for the coils, showing that coils are able to produce the desired magnetic fields to a high degree of accuracy. Moreover, the adiabaticity conditions were also proven to be accomplished, as set by the NSR experiment.

Índice general

Índice de figuras	III
Índice de tablas	V
Motivación	1
1. Introducción: La Interacción Débil Hadrónica	3
1.1. Simetría de Paridad	4
1.1.1. Vectores, pseudovectores, escalares y pseudoescalares	6
1.2. La interacción débil	7
1.2.1. La interacción débil Nucleón-Nucleón	9
1.2.2. Predicciones teóricas de las constantes de acoplamiento	17
2. Rotación del Espín del Neutrón	25
2.1. Observables de Violación de Paridad en Sistemas NN	25
2.2. Óptica de neutrones y la rotación del espín del neutrón.	27
2.3. El Experimento NSR	32
3. Input y Output Coils	40
3.1. Objetivos de los Coils.	41
3.1.1. Input Coil.	41
3.1.2. Output Coil	41
3.2. Diseño	43
3.2.1. Consideraciones para el diseño.	43

3.2.2. Geometría	45
3.3. Materiales y Construcción.	46
4. El método del potencial escalar.	51
5. Cálculos con la Ecuación de Biot-Savart	59
Conclusiones	63
Apéndice A.- Física de Neutrones Fríos	65

Índice de figuras

1.1.	Diagrama del experimento de violación de paridad en el decaimiento beta de un núcleo polarizado de ^{60}Co	9
1.2.	Diagrama de intercambio de mesón intermediario para la interacción NN	16
1.3.	Restricciones experimentales de combinaciones lineales de los acoplamientos isoescalar e isovectorial de DDH en unidades de 10^{-7} . Tomado de [20]	20
2.1.	Esquema del montaje experimental para el experimento NSR	34
2.2.	Diagrama de la rotación adiabática del espín en ausencia de blanco.	34
2.3.	Diagrama de la rotación adiabática del espín en presencia de un blanco no polarizado.	35
2.4.	Diagrama de la región del blanco. Se muestran los dos blancos ubicados antes y después del “pi-coil“, y cómo las contribuciones por campos residuales (Res) son anuladas, al mismo tiempo que la contribución debida a violación de paridad (PV) es duplicada.	36
3.1.	Componentes del campo \mathbf{B}_{oc} , en la imagen superior izquierda se muestra la disminución de \mathbf{B}_{ocx} y a la derecha el incremento de \mathbf{B}_{ocy}	42
3.2.	Geometría de los ”coils”. Cada pared de la estructura es doble, una para cada embobinado.	46
3.3.	Construcción de la estructura del embobinado interno para cada ”coil”.	47
3.4.	Dibujo de la cara frontal de un embobinado interno. A la izquierda se muestra la vista en perspectiva de la tapa de acrílico para un embobinado, con un canal correspondientes a una curva y el canal cuadrado para las conexiones de las diferentes equipotenciales. Al centro se muestra una vista frontal de la misma pieza y en la parte de abajo se muestra el canal sobre la estructura del embobinado correspondiente.	48
3.5.	La estructura del embobinado interno, queda encerrada por la del externo.	49

3.6.	Aparato del experimento NSR, vista frontal y trasera. La región del blanco está dentro del blindaje magnético cilíndrico externo, a su entrada y salida se pueden observar el Input y el Output Coil	50
4.1.	Diagrama de las regiones en las que se divide el espacio para encontrar Φ por medio del método del potencial escalar. Vista frontal de la estructura para el embobinado del "Input Coil" que produce el campo B_t	53
4.2.	Superficies equipotenciales calculadas para cada región de los "coils". A la derecha se muestra la solución considerando las condiciones de frontera internas; a la izquierda considerando las externas. La primera fila corresponde a B_{ocx} , la segunda a B_{ocy} y la última a B_t	54
4.3.	Superficies equipotenciales para los campos B_{ocx} , B_{ocy} del "Output Coil" (arriba) y para B_t del "Input Coil" (abajo).	55
4.4.	Diagrama del cálculo del potencial para la tapa del "coil".	57
4.5.	Curvas para embobinar las tapas de confinamiento.	58
5.1.	Curvas finales para los embobinados del "Output Coil" (arriba) y del "Input Coil" (abajo).	60
5.2.	Curvas finales para los embobinados del "Input Coil" (izquierda) y del "Output Coil" (derecha). Se muestran los perfiles de los campos calculados sin tapa de confinamiento y con esta.	61
5.3.	Gráficas del parámetro de adiabaticidad para las transiciones del campo magnético a la salida del "Input Coil" y a la entrada del "Output Coil".	62

Índice de tablas

1.1.	Mesones Intermediarios y sus coeficientes de acoplamiento en el vértice débil.	18
1.2.	Acoplamientos débiles Nucleón-Nucleón-Mesón, según las referencias [17], [18], [19].	19
1.3.	Constantes de Teoría de campo efectivo y algunas observables para determinarlas. Los signos de interrogación indican que aún no se han hecho los cálculos con piones, por lo que se desconoce su contribución. Extraído de [29]	24
2.1.	Incertidumbres asociadas al experimento NSR en su segunda y tercera versión.	39
A.1.	Clasificación de Neutrones	65

Agradecimientos

A mis papás Narciso y Ma. Elena, por darme la vida y enseñarme a vivirla. A Juan Carlos, por alentarme siempre, por su apoyo y su ejemplo. A mis hermanas Mau y Mariela, por sus consejos invaluable. A Paco por sus bromas y ánimos en todo momento. A Ares, Naty, Ángel, Isaac y Venus, por recordarme siempre que no hay problema tan difícil en el que no quepa una sonrisa.

A la Dra. Libertad, por su dedicación y paciencia durante la realización de este trabajo, y más que nada, por su confianza, amistad y apoyo incondicionales. A Andrés, por sus interminables discusiones que siempre me enseñaron algo, y por las largas jornadas que siempre hizo más amenas.

A Chris Crawford y a Mike Snow por sus enseñanzas.

Gracias a los miembros de mi jurado revisor por tomarse el tiempo para ayudarme a hacer mejor este trabajo.

A todos ustedes mil gracias.

A MI PEZ Y A MI FITO

Motivación

Uno de los sectores menos comprendidos del modelo estándar es la interacción débil hadrónica, el estudio de dicho sector es muy complicado tanto teórica como experimentalmente debido a la dominante presencia de la interacción fuerte entre quarks. Se han realizado algunos experimentos con núcleos pesados, sin embargo su análisis es poco claro debido a los efectos de estructura nuclear de los sistemas. Se ha propuesto realizar nuevos experimentos con sistemas con pocos nucleones, sin embargo, en estos sistemas los efectos de la interacción débil son de mucha menor intensidad, por lo tanto, requieren de una gran precisión.

Uno de estos experimentos es la medición de la rotación transversal del espín de neutrones polarizados alrededor de su momento lineal, al atravesar un medio no polarizado. Este experimento requiere de un gran número de componentes para polarizar un haz de neutrones fríos y hacerlos incidir en un blanco de Helio líquido, en una región libre de campos magnéticos, para después medir la rotación del espín de los neutrones, que se estima es del orden de 10^{-7} rad/m .

Las componentes del aparato para el experimento NSR están siendo desarrolladas en diferentes Institutos y Universidades del mundo que forman parte de una gran colaboración internacional; como parte de tal proyecto, dos de estas componentes

fueron diseñadas en el Instituto de Física de la UNAM. El primero de ellos, llamado input coil, debe transportar los neutrones de manera no adiabática de una región con un campo magnético de 4 Gauss a una región libre de campo magnético. El otro, conocido como output coil, debe además de transportar los neutrones, rotar su espín 90° , para ser analizado por un polarizador, y de esta forma medir la orientación del espín. Estos dos dispositivos son de gran importancia para el experimento y su desempeño es fundamental para alcanzar la precisión deseada. Su diseño es el tema de la presente tesis.

INTRODUCCIÓN: LA INTERACCIÓN DÉBIL HADRÓNICA

Durante años, la física se ha servido de las simetrías como una herramienta muy útil al formular modelos matemáticos para describir el comportamiento de la naturaleza. Algunas de estas simetrías han sido deducidas intuitivamente, al suponer que un sistema debe comportarse de la misma manera independientemente de determinadas condiciones bajo las que se encuentre dicho sistema. De esta manera, un experimento debería tener el mismo resultado independientemente del lugar en el que se realice; de aquí surge la invariancia ante traslaciones espaciales, asociada a la conservación del momento lineal. De igual forma, se postuló la invariancia ante rotaciones, que lleva a la conservación de momento angular.

Algunas otras simetrías han surgido a partir de la observación, tal es el caso de la conservación de número leptónico en procesos subnucleares. Ha sido a través de la implementación de simetrías, entre otras herramientas, que se han formulado algunos sectores del modelo estándar.

1.1. Simetría de Paridad

Una transformación de paridad, en mecánica clásica, es aquella que intercambia las coordenadas x_i por $-x_i$, es decir, es una operación de reflexión. En mecánica cuántica, una transformación de paridad [1] es representada por el operador Π , que actúa sobre los vectores de la base de coordenadas $|\mathbf{r}\rangle$ de la forma:

$$\Pi|\mathbf{r}\rangle = |-\mathbf{r}\rangle \quad (1.1)$$

Para entender cómo opera Π , consideremos un estado cualquiera $|\psi\rangle$, en el espacio de coordenadas:

$$|\psi\rangle = \int d^3r |\mathbf{r}\rangle \langle \mathbf{r} | \psi \rangle = \int d^3r \psi(\mathbf{r}) |\mathbf{r}\rangle \quad (1.2)$$

Si hacemos el cambio de variable $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}'$, y aplicamos el operador Π obtenemos:

$$\Pi|\psi\rangle = \int d^3r' \psi(-\mathbf{r}') |-\mathbf{r}'\rangle \quad (1.3)$$

Comparando **1.2** con **1.3**, podemos ver que la acción del operador de paridad sobre el ket de estado en el espacio de coordenadas, es la misma que una transformación de paridad en mecánica clásica.

$$\langle \mathbf{r} | \Pi |\psi\rangle = \psi(-\mathbf{r}) \quad (1.4)$$

Esta última expresión, también puede ser escrita como

$$\langle \mathbf{r} | \Pi |\psi\rangle = \langle -\mathbf{r} | \psi \rangle$$

Por lo cual, es claro que

$$\langle \mathbf{r} | \Pi = \langle -\mathbf{r} | \quad (1.5)$$

Ahora bien, de forma intuitiva, es válido decir que la aplicación sucesiva de dos operaciones de paridad a un eigenestado de posición, nos lleva al estado inicial, es decir:

$$\Pi^2 |\mathbf{r}\rangle = \Pi(\Pi |\mathbf{r}\rangle) = \Pi |-\mathbf{r}\rangle = |\mathbf{r}\rangle; \Pi = \Pi^{-1} \quad (1.6)$$

Si calculamos el conjugado Hermitiano de **1.1**, tenemos que

$$\langle \mathbf{r} | \Pi^\dagger = \langle -\mathbf{r} | \quad (1.7)$$

Comparando **1.5** con **1.7**, tenemos que:

$$\Pi = \Pi^\dagger = \Pi^{-1} \quad (1.8)$$

Es decir, el operador de paridad es un operador Hermitiano, por lo cual sus eigenvalores deben estar dentro del conjunto de los números reales. Por otra parte, el operador también es unitario, motivo por el cual sus eigenvalores sólo pueden ser de magnitud igual a uno. Estas dos propiedades de Π , restringen sus eigenvalores a ± 1 . De esta manera, aquellos estados con eigenvalor de paridad 1 reciben el nombre de estados pares, mientras que aquellos con eigenvalor -1 son llamados estados impares. De manera análoga, a los operadores que conmutan con Π se les denomina operadores pares, y aquellos que anticonmutan con Π son conocidos como operadores impares.

1.1.1. Vectores, pseudovectores, escalares y pseudoescalares

En mecánica cuántica, un operador \mathbf{V} con componentes V_i es un operador vectorial polar [2] si los valores de expectación de V_i se transforman como:

$$\langle \psi | U^\dagger(R) V_i U(R) | \psi \rangle = \sum_j R_{ij} \langle \psi | V_j | \psi \rangle, \quad (1.9)$$

donde $U(R)$ es una transformación unitaria, que corresponde a una rotación de vectores dada por una matriz con elementos cartesianos R_{ij} . Los operadores de momento lineal, momento angular y posición son operadores vectoriales. Existen también pseudovectores, o vectores axiales, que son cantidades vectoriales cuyo signo cambia ante rotaciones impropias. Dentro de esta categoría se encuentran el momento angular, el campo magnético y la torca, entre otros.

Los operadores también se clasifican de acuerdo a su comportamiento ante transformaciones de paridad; son operadores escalares aquellos que permanecen invariantes ante una rotación arbitraria. Sin embargo, algunas de estas cantidades escalares cambian de signo ante reflexiones, a estas cantidades se les llama pseudoescalares. Ejemplos de cantidades escalares, son la masa, la energía y la carga. Por otra parte, la helicidad $\sigma \cdot \mathbf{p}$ es una cantidad pseudoescalar. Al operar con distintos tipos de operadores, obtenemos operadores de otras categorías, como se muestra en la siguiente tabla:

$$\begin{aligned} \text{vector} \cdot \text{vector} &= \text{escalar} \\ \text{vector} \cdot \text{pseudovector} &= \text{pseudoescalar} \\ \text{pseudovector} \cdot \text{pseudovector} &= \text{escalar} \end{aligned}$$

vector \times vector = pseudovector

vector \times pseudovector = vector

pseudovector \times pseudovector = pseudovector

1.2. La interacción débil

Existen en la naturaleza cuatro formas de interacción fundamental, a saber, la interacción gravitatoria, la electromagnética, la fuerte y la débil. La interacción gravitatoria es la más débil de las cuatro, por la que muy frecuentemente es despreciada cuando se trata de física subatómica. En esa escala, la interacción electromagnética está bien descrita por la electrodinámica cuántica y ha sido ampliamente probada. La interacción fuerte es la que ocurre entre quarks y es también la más intensa de las cuatro interacciones fundamentales. Por último, la interacción débil es la responsable de fenómenos como el decaimiento beta. La implementación de simetrías ha sido una herramienta ampliamente usada en el desarrollo de modelos que describan las interacciones fuerte y débil, ya que éstas aún no están bien entendidas.

La conservación de paridad, fue un hecho que se consideraba válido en las cuatro interacciones fundamentales hasta 1955, cuando surgió la llamada paradoja $\tau - \theta$ [3]. Experimentalmente, se habían encontrado dos partículas con masas y tiempos de vida media idénticos, dentro de las incertidumbres propias de los experimentos; estas partículas eran los mesones τ^+ y θ^+ ; sin embargo, sus modos de decaimiento eran diferentes. Por un lado, el mesón τ decae en tres piones con paridad negativa, mientras que el mesón θ decae en dos piones con paridad positiva. De acuerdo al principio de conservación de paridad, es necesario asignar paridad negativa al mesón tau y positiva al theta, de tal forma que los mesones tau y theta no podían ser la misma partícula.

Lee y Yang hicieron notar que la conservación de paridad había sido demostrada experimentalmente con gran precisión para las interacciones electromagnética y fuerte, pero que dicha ley de conservación, para la interacción débil era una mera hipótesis [3]. En su artículo, propusieron la no conservación de paridad en interacciones débiles y algunos experimentos que demostrarían o refutarían tal hipótesis. Uno de estos experimentos consistía en medir la distribución angular de los electrones emitidos en el decaimiento β de núcleos polarizados.

En enero de 1957, Wu y su equipo de colaboradores publicaron los resultados del experimento que buscaba probar la no conservación de paridad en el decaimiento de ^{60}Co [4]. Para realizar el experimento, cultivaron sobre cristales de nitrato de cerio y magnesio una capa cristalina muy delgada con ^{60}Co , de 2 milésimas de pulgada. Tras polarizar la muestra, midieron las distribuciones angulares de las partículas beta emitidas. En la Fig. 1.1 se esquematiza el experimento. Un ensamble de núcleos de Cobalto, son polarizados mediante un campo magnético a muy bajas temperaturas y se monitorean los electrones emitidos. Una transformación de paridad, correspondería a la imagen del experimento reflejada en un espejo, como en la primera configuración de la Figura. Para lograr esta configuración, se cambia la dirección del campo, reproduciendo así el momento magnético reflejado; sin embargo, la dirección de emisión de la mayor parte de las partículas beta es en el sentido opuesto. La observación de esta asimetría, demostró por primera vez y de forma tajante la no conservación de paridad en las interacciones débiles.

A partir del experimento de Wu y sus colaboradores, surgieron una serie de ex-

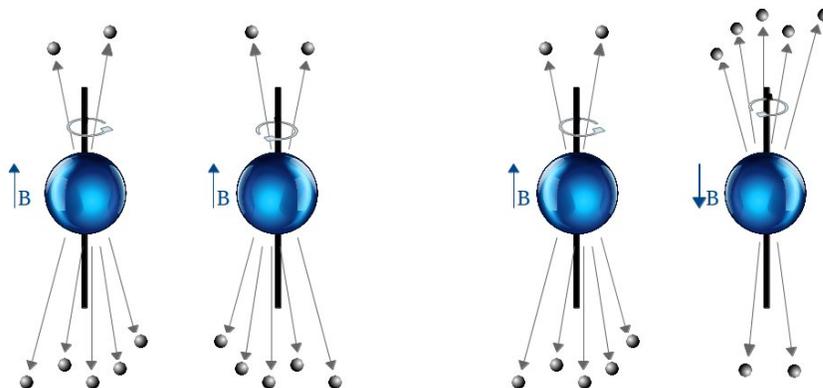


Figura 1.1: Diagrama del experimento de violación de paridad en el decaimiento beta de un núcleo polarizado de ^{60}Co

perimentos que demostraron que, además de la simetría de paridad, el sabor era otra cantidad no conservada en interacciones débiles. El sabor es una propiedad que distingue a los seis tipos de quarks del modelo estándar, *down*, *up*, *strange*, *charm*, *top*, *bottom*. En las interacciones fuertes y electromagnéticas, el número de quarks de cada sabor es conservado, por otra parte, en procesos débiles esto no ocurre necesariamente.

1.2.1. La interacción débil Nucleón-Nucleón

La interacción débil en sistemas leptónicos está bien descrita, pues en estos sistemas las interacciones fuertes no están presentes y las electromagnéticas están bien entendidas, por lo cual sus efectos pueden ser suprimidos o eliminados en el análisis de datos experimentales. Además de esto, las partículas involucradas son fundamentales, como los electrones, muones y neutrinos. En contraste, en sistemas con hadrones (partículas compuestas por quarks) la interacción débil está muy pobremente entendida, por la dominante presencia de interacción fuerte, que aún no está completamente descrita. Sin embargo, las interacciones hadrónicas conservan sabor, por lo cual pode-

mos estudiar la interacción débil en sistemas hadrónicos a través de la observación de canales de interacción que no conservan s o c , por ejemplo. Desafortunadamente, este método resulta no ser una opción cuando los procesos estudiados conservan el sabor. En estos casos, son observables de violación de paridad las que se estudian para aislar los efectos de la interacción débil.

La primera búsqueda experimental de violación de paridad en sistemas nucleón-nucleón fue llevada a cabo en 1957 por Tanner [5], quien trató de identificar una contribución a la resonancia de 340 keV en la reacción $^{19}F(p, \alpha)^{16}O$ producida por una “impureza” de paridad -1 en el estado excitado de ^{20}Ne o en los estados base del ^{16}O o el 4He . Debido a la sensibilidad del experimento, sólo fue capaz de imponer un límite a la proporción de tal impureza con respecto al estado de paridad positiva, siendo este 2×10^{-4} .

Posteriormente, en 1967 Lobashov *et al.* presentaron evidencia contundente que probaba la existencia de violación de paridad en sistemas hadrónicos [6], al medir la polarización circular de las gammas emitidas en el decaimiento de ^{181}Ta no polarizado, obtenido del decaimiento beta de ^{181}Hf . El éxito de este experimento residió en el hecho de que lograron encontrar una señal de $(-6 \pm 1) \times 10^{-6}$ entre el mucho más intenso fondo debido a la interacción fuerte. La proporción de las magnitudes de las observables de interacción débil en relación con aquellas de la interacción fuerte, es del orden de 10^{-7} [7], de aquí que la precisión de cualquier experimento que involucre las interacciones fuerte y débil, debe ser muy alta.

A partir de entonces, la interacción débil hadrónica ha sido objeto de numerosos

estudios, tanto teóricos como experimentales; un ejemplo de este tipo de interacción, es la rotación transversal del espín de un neutrón alrededor de su vector de momento lineal, cuando atraviesa un medio no polarizado. Esta rotación que no conserva paridad, fue observada por primera vez en isótopos pesados de estaño y lantano, usando neutrones de bajas energías (meV) [8] [9]. No obstante la importancia de los resultados presentados por Heckel y su equipo, es muy complicado extraer la información acerca de la interacción débil nucleón-nucleón de los experimentos, dado que las contribuciones de los efectos de estructura nuclear complican el análisis de los datos. Por esto, es necesario realizar experimentos de este tipo en sistemas con pocos nucleones, es decir, núcleos ligeros con $A < 5$. Sin embargo, la ventaja que proporcionan este tipo de sistemas se ve disminuida por el hecho de que en estos sistemas el efecto de rotación del espín del neutrón es mucho menor.

El estudio de la interacción débil entre nucleones puede profundizar nuestro conocimiento en el límite de la interacción fuerte en la cromodinámica cuántica, que es un problema de fundamental importancia. Sin embargo, los experimentos que pretenden abordar en estos fenómenos son muy complicados, ya que la interacción débil está oscurecida por la presencia de la interacción fuerte entre quarks, cuya intensidad es 10^7 mayor. Por otro lado, estos experimentos podrían ayudar a entender algunos efectos de la interacción débil hadrónica con cambio de sabor que se han observado por muchos años sin explicación a la fecha.

Uno de estos efectos, es la regla $\Delta I = 1/2$ en los procesos hadrónicos débiles que no conservan extrañeza. Aparentemente, la interacción fuerte incrementa las amplitudes del canal $\Delta I = 1/2$ con respecto a las amplitudes del canal $\Delta I = 3/2$ por más de un orden de magnitud. Este comportamiento no corresponde a las predicciones del límite perturbativo de QCD, en el cual las amplitudes son de magnitudes muy cercanas. Por otro lado, se observan decaimientos hiperónicos no leptónicos, cuya dependencia del isospín es muy diferente a la que implican las simetrías de QCD. Ambos efectos pueden ser atribuidos a algún aspecto de la dinámica de QCD que aún no ha sido considerado. Además, tampoco sabemos si estos efectos se deben a la presencia del quark s o es un comportamiento general de todos los quarks. La única forma de conocer esto, es con la realización de experimentos que no involucren quarks s , lo que solamente es posible en sistemas que consistan únicamente de nucleones.

Aunado a esto, la interacción débil entre nucleones es la única forma en la que se puede estudiar la corriente neutra débil entre quarks a bajas energías. De acuerdo al mecanismo GIM (Glashow-Iliopoulos-Maiani) [10], la corriente neutra que no conserva sabor es suprimida, de igual forma que las transiciones con $\Delta I = 2$, mientras que sólo tienen presencia predominante los canales con $\Delta_{sabor} = 1$, que son debidos a la corriente cargada. Por lo tanto, los sistemas con $\Delta s \neq 0$ que han sido tan ampliamente estudiados, sólo proveen información acerca de esta última corriente, quedando así como opción más viable la de estudiar sistemas NN para tener un mejor entendimiento de las corrientes neutras.

Una vez establecida la importancia de estudiar los sistemas nucleón-nucleón, es tiempo de hablar de los esfuerzos realizados tanto en el área experimental como

la teórica para abordar el asunto. A pesar de que han pasado alrededor de 50 años del planteamiento del problema, el conocimiento de la interacción débil hadrónica es aún muy pobre; este lento progreso se debe a las dificultades que el tema presenta tanto para los físicos experimentales como para los teóricos. Para los primeros, está la cuestión ya mencionada de las amplitudes tan pequeñas comparadas con las de la interacción fuerte; para los teóricos, por otro lado, el problema surge al intentar relacionar las corrientes electrodébiles subyacentes con las observables de baja energía en el régimen de interacción fuerte de la cromodinámica cuántica.

El modelo de mesón intermediario

Un estudio completo de la interacción hadrónica débil solo puede hacerse a partir del perfecto entendimiento de la estructura de los hadrones y la dinámica entre los quarks que los componen. Esta información puede ser extraída de QCD, sin embargo, en este modelo los acoplamientos entre quarks son débiles a distancias muy cortas o transferencias de momento q^2 muy grandes. Por el contrario, los acoplamientos son fuertes a distancias grandes o transferencias de momento pequeñas. Entre nucleones, las transferencias de momento no son grandes, por lo cual las interacciones débiles no pueden ser tratadas con métodos perturbativos; otro enfoque para atacar el problema de QCD, llamado *lattice gauge theory*, ha mostrado algunos resultados interesantes, sin embargo, aún no ha sido capaz de calcular propiedades de la interacción nucleón-nucleón.

La forma más simple de interacción débil entre dos nucleones, sería por medio del intercambio de un bosón W o Z, sin embargo, estos bosones son muy pesados

($m_{W^\pm} \approx 80.4 \text{ GeV}/c^2$, $m_{Z^0} \approx 91.2 \text{ GeV}/c^2$), teniendo por lo tanto alcances muy cortos. Las distancias entre nucleones son mayores que estos alcances, pues la interacción fuerte resulta ser repulsiva a distancias muy cortas. Por lo tanto, la interacción que viola la paridad entre nucleones debe ocurrir por medio del intercambio de un mesón ligero. El Hamiltoniano que describe la interacción débil a bajas energías, es de la forma [11]:

$$H_{wk} = \frac{G}{\sqrt{2}}(J_c^\dagger J_c + \frac{1}{2}J_n^\dagger J_n) \quad (1.10)$$

donde $G = 1.01 \times 10^{-5} M_N^{-2}$ es la constante de acoplamiento débil. Si omitimos las contribuciones de los quarks pesados (c, b, t), las corrientes son:

$$J_\mu^c = \bar{u}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)[\cos\theta_c d + \sin\theta_c s] \quad (1.11)$$

$$J_\mu^n = \bar{u}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)u - \bar{d}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)d - \bar{s}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)s - 4\sin^2\theta_w J_\mu^{EM}$$

donde γ_μ y γ_5 son las matrices de Dirac, $\theta_{c,w}$ son los ángulos de Cabbibo y de Weinberg, respectivamente y J_μ^{EM} es la corriente electromagnética. Notemos que la corriente cargada tiene una contribución de $\Delta I = 1$ con $\Delta S = 0$, y otra de $\Delta I = 1/2$ con $\Delta S = -1$; donde S es extrañeza e I es la carga de isospín fuerte. De forma análoga, la corriente neutra es una combinación de términos con $\Delta I = 1$ y $\Delta I = 0$, todos conservando extrañeza.

Si escribimos las corrientes neutras en términos de su dependencia con el isospín, tenemos que:

$$J_W = \cos\theta_c J_W^1 + \sin\theta_c J_W^{\frac{1}{2}} \quad (1.12)$$

$$J_Z = J_Z^0 + J_Z^1$$

aquí, los superíndices indican la transición del isospín fuerte, $|\Delta I|$.

Para obtener el Hamiltoniano débil, debemos calcular el producto de cada una de las corrientes con sus complejos conjugados. Si agrupamos los términos resultantes con respecto a su dependencia del isospín, obtenemos:

$$\begin{aligned} (J_W^{\frac{1}{2}})^\dagger (J_W^{\frac{1}{2}}) + (J_W^{\frac{1}{2}})(J_W^{\frac{1}{2}})^\dagger & \quad |\Delta I| = 1 \\ (J_W^1)^\dagger (J_W^1) + (J_W^1)(J_W^1)^\dagger & \quad |\Delta I| = 0, 2 \\ (J_Z^0 + J_Z^1)^\dagger (J_Z^0 + J_Z^1) + (J_Z^0 + J_Z^1)(J_Z^0 + J_Z^1)^\dagger & \quad |\Delta I| = 0, 1, 2 \end{aligned} \quad (1.13)$$

Como podemos ver, el Hamiltoniano con $\Delta I = 2$ proviene únicamente del producto de la corriente cargada isovectorial (es decir, con $I = 1$). Por el contrario, el Hamiltoniano que tiene $\Delta I = 1$ tiene contribuciones tanto de la corriente neutra como de la corriente cargada. Sin embargo, como $J_c^{I=\frac{1}{2}} \propto \sin\theta_c$ y $\sin^2\theta_c \sim 1/25 \ll 1$, se espera que la contribución predominante provenga del producto de las corrientes neutras isoescalar (con $I = 0$) con isovectorial. Por último, el Hamiltoniano con $\Delta I = 0$ tiene contribuciones significativas de ambas corrientes.

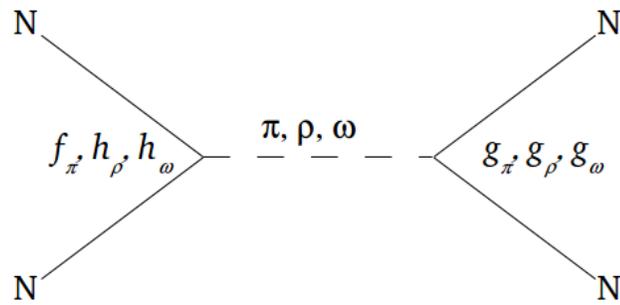


Figura 1.2: Diagrama de intercambio de mesón intermediario para la interacción NN

El Hamiltoniano dado por **1.13** es de hecho sencillo para las interacciones entre quarks, sin embargo, al hablar de sistemas NN surgen implicaciones mucho más complejas, debido a que la interacción debe ser muy cercana a una interacción de contacto, por la gran masa de los bosones W y Z. Sin embargo, como ya se ha mencionado, la probabilidad de interacción de nucleones a distancias muy cortas es casi nula, por la repulsión fuerte. Se dice entonces que no existe una interacción débil NN *directa*.

La interacción NN a bajas energías que conserva paridad V_{NN}^+ , ha sido modelada con gran precisión en términos de una suma de intercambios de mesones individuales (π, ρ, ω) o múltiples ($\pi - \pi$), que se acoplan a los nucleones fuertemente. Es de esperarse entonces que la parte que no conserva paridad V_{NN}^- pueda ser representada de manera semejante, con un vértice de interacción débil que viola paridad y el otro de interacción fuerte, que la conserva. En consecuencia, la física de la interacción débil está contenida en los valores de las constantes de acoplamiento del vértice débil, como se muestra en la Figura **1.2**.

Como resultado de la fuerte repulsión a distancias cortas entre nucleones, los mesones menos pesados dominan en la interacción; por otra parte, para conservar CP,

el acoplamiento de nucleones en capa a mesones neutros y sin espín está prohibido de acuerdo al Teorema de Barton [12]. Teniendo en cuenta estas dos consideraciones, sólo los mesones π^\pm , ρ , ω deben ser considerados.

Notemos que el pion, por ser un mesón pseudoescalar, sólo interactúa de forma isovectorial; como la contribución de la corriente cargada es proporcional al $\sin^2(\theta_c)$ es muy pequeña. Por lo tanto, la contribución de la corriente neutra domina la amplitud de intercambio del mesón π , por lo que una medida de la intensidad de este acoplamiento puede considerarse como una medición de la contribución de la corriente neutra a la interacción débil entre nucleones [13].

Entonces, los mesones cuyos intercambios contribuyen de manera significativa a la interacción que no conserva paridad entre nucleones, son los mesones π^\pm , con transición $\Delta I = 1$, los mesones ρ con transiciones $\Delta I = 0, 1, 2$ y los mesones ω con transiciones $\Delta I = 0, 1$. Cada uno de estos intercambios tiene un coeficiente de acoplamiento que debe ser obtenido experimentalmente, en la Tabla 1.1 se muestran los sistemas NN para los cuales se da cada tipo de acoplamiento.

1.2.2. Predicciones teóricas de las constantes de acoplamiento

Los cálculos de DDH

Una de las primeras estimaciones de las constantes de acoplamiento del vértice débil fue hecha por Curtis Michel en 1964 [14]; en su trabajo, Michel estimó los acoplamientos de corriente cargada a mesones vectoriales usando un método llamado aproximación por factorización, en el cual sustituye una suma sobre un conjunto de

ISOSPIN ΔI	SISTEMA NN			MESÓN INTERCAMBIADO	COEFICIENTE DE ACOPLAMIENTO
	nn	np	pp		
0	✓	✓	✓	ρ, ω	h_ρ^0, h_ω^0
1	✓		✓	ρ, ω	h_ρ^1, h_ω^1
1		✓		ρ, ω, π^\pm	$h_\rho^1, h_\omega^1, f_\pi$
2	✓	✓	✓	ρ	h_ρ^2

Tabla 1.1: Mesones Intermediarios y sus coeficientes de acoplamiento en el vértice débil.

estados intermedios por el estado de vacío. Esta aproximación dio una primera idea del orden de magnitud de los acoplamientos.

En los años posteriores, se realizaron más cálculos utilizando simetrías en el vértice débil [15] [16]; sin embargo, no fue sino hasta 1980 cuando se dio a conocer un cálculo que incluía los resultados previos y que permitía hacer predicciones para todos los acoplamientos NNM tanto de las corrientes cargadas como las neutras del Hamiltoniano débil. Este cálculo, denominado DDH por sus autores (Desplanques, Donoghue y Holstein) tiene como idea básica el modelo del quark de valencia, dentro del cual el nucleón (mesón) puede ser construido en términos de tres (dos) operadores de creación de quarks. A partir de aquí, y utilizando la estructura corriente-corriente del Hamiltoniano débil, calcularon los elementos de matriz $\langle MN | H_{wk} | N \rangle$.

A pesar de que la conexión realizada con el modelo de quarks y los argumentos de simetría utilizados en el cálculo brindaron un mejor entendimiento a la interacción mediada por mesones, Donoghue y sus colaboradores enfatizaron en el hecho de que debido a dificultades de importancia considerable, no podían ofrecer una estimación

confiable para las constantes de acoplamiento. No obstante presentaron sus resultados en términos de un intervalo dentro del cual era más probable encontrar los valores de cada parámetro, estos intervalos se muestran en la Tabla 1.2. Otros cálculos realizados posteriormente tuvieron resultados semejantes a los de DDH. Los valores están dados en unidades de $G_F F_\pi^2 / 2\sqrt{2} \sim 0.38 \times 10^{-7}$, donde G_F es la constante de acoplamiento débil de Fermi y F_π la constante de decaimiento del pión.

Acoplamiento	DDH [17] Intervalo Razonable	DDH [17] Mejor Valor	DZ [18]	FCDH [19]
h_π^1	0 \rightarrow 30	+12	+3	+7
h_ρ^0	30 \rightarrow -81	-30	-22	-10
h_ρ^1	-1 \rightarrow 0	-0.5	+1	-1
h_ρ^2	-20 \rightarrow -29	-25	-18	-18
h_ω^0	15 \rightarrow -27	-5	-10	-13
h_ω^1	-5 \rightarrow -2	-3	-6	-6

Tabla 1.2: Acoplamientos débiles Nucleón-Nucleón-Mesón, según las referencias [17], [18], [19].

En la Figura 1.3 se muestran las restricciones a los valores de combinaciones lineales de los parámetros de DDH, obtenidas a partir de experimentos. Esta gráfica fue extraída de [21] y contiene información publicada hasta el año 2013, en esta gráfica, también se muestran los primeros resultados obtenidos con cálculos de *Lattice QCD* [22]. Nótese la existencia de discrepancias severas entre los resultados de los

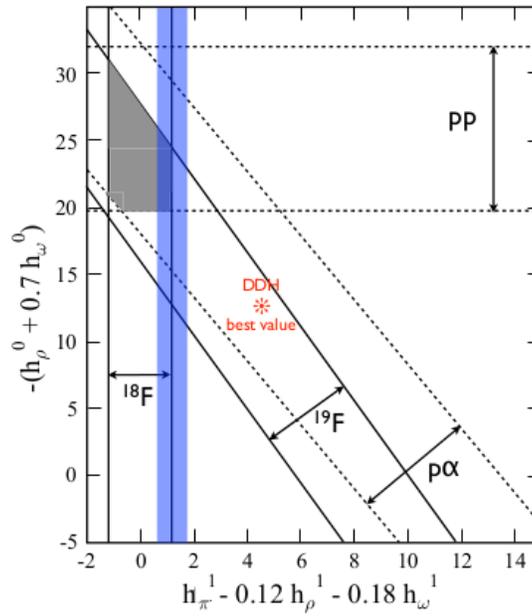


Figura 1.3: Restricciones experimentales de combinaciones lineales de los acoplamientos isoescalar e isovectorial de DDH en unidades de 10^{-7} . Tomado de [20]

experimentos, que provienen de los efectos de estructura nuclear y hadrónica que no están contemplados en el modelo de intercambio de un mesón.

En principio, el objetivo de estudiar la interacción débil hadrónica que conserva sabor y viola paridad, es ayudar a determinar hasta qué grado las simetrías de QCD caracterizan esta interacción en sistemas que además interactúan fuertemente, además de incrementar nuestro entendimiento del sector $\Delta S = 1$. Para poder relacionar directamente esto con el Modelo Estándar, deberíamos formular el problema claramente, evadiendo ambigüedades concernientes a estructura nuclear o hadrónica. Es claro que el método DDH está lejos de cumplir con ese requisito, a pesar de ser una herramienta muy útil en la descripción de la interacción débil hadrónica.

Teoría del Campo Efectivo y Teoría Quiral Perturbativa

Al describir un sistema físico, es usual enfocarse solamente en los grados de libertad que son relevantes para la escala del fenómeno en consideración. En física de partículas, la teoría de campo efectivo “correcta” está definida por escalas de distancia o energía [23]. Por ejemplo, una partícula muy pesada no puede ser creada con una energía menor que la de su masa, por lo tanto el Lagrangiano válido para tal escala de energías no contiene el grado de libertad correspondiente a dicha partícula. Hacer esto es válido por el teorema de desacoplamiento de Appelquist y Carazzone [24], quienes demostraron que los grados de libertad asociados a partículas pesadas se desacoplan a escalas de energía mucho menores a la de su masa.

Al construir una teoría de campo efectivo, es necesario primero establecer una escala Λ , que usualmente es la masa de una partícula pesada. A partir de aquí, se realiza una división de las contribuciones a los elementos de la matriz de transición, en aquellas que son de largo alcance y las que son de corto alcance. Consideremos ahora una teoría de campo y sus elementos de matriz de transición entre un estado inicial $|i\rangle$ y el estado final $|f\rangle$. Si las escalas de energía de los estados inicial y final son menores que la escala Λ , podemos construir un Hamiltoniano efectivo, ya que los efectos de las interacciones de escalas mayores a Λ , resultan ser locales en las escalas de los estados $|i\rangle$ y $|f\rangle$; es decir que podemos escribir un Hamiltoniano efectivo local para las interacciones que tienen lugar a la escala Λ :

$$\langle f|H_{ef}|i\rangle = \sum_k C_k(\Lambda) \langle f|\mathcal{O}_k|i\rangle \Big|_{\Lambda} \quad (1.14)$$

donde $C_k(\Lambda)$ contiene las contribuciones de distancias cortas (escalas de energía

superiores a Λ , y los elementos de matriz de los operadores locales \mathcal{O}_k contienen las contribuciones de escalas por debajo de Λ . La suma en **1.14** generalmente se realiza sobre un conjunto infinito de operadores, por lo que este Hamiltoniano efectivo solamente es útil si podemos truncar la suma.

Para simplificar los cálculos, haciendo los coeficientes C_k adimensionales, se realiza una factorización de la forma:

$$\langle f|H_{ef}|i\rangle = \sum_k \frac{1}{\Lambda^k} \sum_i c_{k,i}(\Lambda) \langle f|\mathcal{O}_{k,i}|i\rangle \Big|_{\Lambda} \quad (1.15)$$

donde k indica la dimensión de los operadores \mathcal{O}_k , de tal forma que la suma está ordenada de acuerdo a dichas dimensiones; por tanto, para descartar los operadores de dimensión n , es necesario descartar de la suma todos los términos de orden $1/\Lambda^{n-4}$, y como los elementos de matriz sólo corresponden a escalas de largo alcance, su dimensión está dada por la energía de los estados. De esta forma, es posible construir una expansión en series de potencias de $E_{i,f}/\Lambda$.

En los años 90's, se empezaron a utilizar Teorías de Campo Efectivo de manera muy exitosa para describir la interacción fuerte NN en varios fenómenos en sistemas de pocos cuerpos. A mediados de la década pasada, esta herramienta fue implementada por primera vez en la interacción NN que viola paridad, por Zhu y sus colaboradores [25].

Para el estudio de la interacción débil NN, se consideran dos versiones de la Teoría de Campo Efectivo [26], de acuerdo con la escala de energía correspondiente

al proceso en consideración:

1. Para energías por debajo de la masa de pión, la teoría contiene solamente cuatro operadores y cinco parámetros efectivos, o constantes de bajas energías (LEC's, por sus siglas en inglés). Estas LEC's caracterizan a los cinco elementos de matriz de mezcla S/P independientes a bajas energías: $\lambda_s^{0,1,2}$, λ_t , ρ_t . En esta versión de Teoría de Campo Efectivo, el pion es considerado como pesado, por lo cual no aparece explícitamente como un grado de libertad dinámico.
2. Para energías más grandes, debido a su masa el pion adquiere relevancia y aparecen dos constantes adicionales asociadas a su intercambio, h_π^1 y un nuevo operador de corriente de intercambio de meson \overline{C}_π . Es importante mencionar que esta Teoría de Campo Efectivo incluye por primera vez el intercambio de dos mesones de forma sistemática.

Una teoría que describe los procesos débiles con gran precisión, está basada por una parte en las funciones de onda, extraídas de la fenomenología de interacciones fuertes; y por la estructura de operadores de la teoría de campo efectivo para la interacción débil [28]. La física de este método está contenida en seis constantes, cinco de las cuales son variantes de las amplitudes de dispersión elástica que viola paridad S-P nucleón-nucleón [27]. El sexto parámetro describe el intercambio débil del pión a largo alcance, y está relacionado con f_π del modelo del mesón intermediario.

En la Tabla **1.3** se muestran algunas observables de la interacción débil NN en sistemas con pocos cuerpos, y las constantes de teoría de campo efectivo que están involucradas en cada una de ellas. Algunas de estas constantes deben ser aun recalculadas, tomando en cuenta los piones para determinar su dependencia con C_6 .

	C_6	$m_N \lambda_s^{pp}$	$m_N \lambda_s^{np}$	$m_N \lambda_s^{nn}$	$m_N \lambda_t$	$m_N \rho_t$	Medición
$A_\gamma(np \rightarrow d\gamma)$				-0.09	-0.6 ± 2.1		
$\phi_{PV}(n, p)$	0.29		2.5		-0.57	1.41	
$A_\gamma(nd \rightarrow t\gamma)$?		0.51	0.59	1.18	1.41	4.2 ± 3.8
$\phi_{PV}(n, {}^4He)$?		0.6	1.2	1.34	-2.68	8 ± 14
$\Delta\sigma/\sigma(p, p)$		-0.45					-0.93 ± 0.21
$\Delta\sigma/\sigma(p, {}^4He)$?	-0.48	-0.24		-0.54	-1.07	-3.3 ± 0.9
$P_\gamma(np \rightarrow d\gamma)$			-0.16		0.67		1.8 ± 1.8

Tabla 1.3: Constantes de Teoría de campo efectivo y algunas observables para determinarlas. Los signos de interrogación indican que aún no se han hecho los cálculos con piones, por lo que se desconoce su contribución. Extraído de [29]

ROTACIÓN DEL ESPÍN DEL NEUTRÓN

2.1. Observables de Violación de Paridad en Sistemas NN

Experimentalmente, el estudio de la interacción débil hadrónica consiste en buscar señales que violan paridad, analizando correlaciones impar ante inversiones espaciales. Algunas de estas observables son [7]:

- a) *Polarización circular en decaimiento gamma* P_γ : Consideremos una transición en la cual esté presente la emisión de radiación dipolar magnética y eléctrica; los operadores relevantes para tal transición tienen la forma:

$$\begin{aligned} E1 &: \hat{\epsilon}_\gamma \cdot \mathbf{p} \\ M1 &: i\hat{\epsilon}_\gamma \times \mathbf{q} \cdot \mathbf{L} \end{aligned} \quad (2.1)$$

La polarización circular implica una combinación lineal de los estados de polarización, que sea ortogonal al momento del fotón y con una diferencia de fase de 90° .

$$\hat{q}_\gamma = \hat{z}, \hat{\epsilon}_{R,L} = \sqrt{\frac{1}{2}}(\hat{x} \pm i\hat{y}) \quad (2.2)$$

Por el Teorema de Wigner-Eckart, las amplitudes E1 y M1 son proporcionales, ya que \mathbf{p} y \mathbf{L} son tensores de rango uno. Por otra parte, $\hat{\mathbf{e}}_\gamma$, $\hat{\mathbf{e}}_\gamma \times \hat{\mathbf{q}}$ y $\hat{\mathbf{q}}$ son ortogonales, por lo que la presencia simultánea de las transiciones magnética y eléctrica, implican necesariamente una polarización circular, sin embargo las reglas de selección asociadas son diferentes, pues \mathbf{L} y \mathbf{p} no se transforman igual ante una transformación de paridad:

$$\begin{aligned} E1 : \Delta J = 0, \pm 1; P_i P_f = -1 \\ M1 : \Delta J = 0, \pm 1; P_i P_f = +1 \end{aligned} \quad (2.3)$$

por esto, para que exista polarización circular, es absolutamente necesario que se viole paridad.

- b) *Asimetría en decaimiento gama A_γ* : Debido a las dificultades técnicas que presenta la medición de polarización circular, algunos físicos experimentales han optado por polarizar al núcleo padre y buscar una asimetría de la emisión del fotón con respecto a la dirección de polarización.
- c) *Potencia analizadora longitudinal A_z* : Esta observable corresponde a reacciones que involucran nucleones polarizados, y tiene la forma:

$$A_z = \frac{1}{P_z} \left(\frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} \right) \quad (2.4)$$

donde σ_\pm son las secciones eficaces para nucleones con helicidades derecha e izquierda, respectivamente.

- d) *Decaimiento prohibido por conservación de paridad*: En este tipo de experimentos, se busca la detección de un proceso que no puede existir a menos que la simetría de paridad sea violada.
- e) *Rotación del espín del neutrón*: La propagación de neutrones fríos en un medio homogéneo puede ser descrita por medio de un índice de refracción que depende de la amplitud de dispersión hacia enfrente de los átomos del medio. Al introducir la interacción débil, se añade una pequeña componente que viola paridad, debido a la acumulación de diferentes fases para los neutrones con helicidades distintas.

Es esta última observable, la que hemos de estudiar más a detalle, ya que su medición es el objetivo por el cual este trabajo ha sido desarrollado.

2.2. Óptica de neutrones y la rotación del espín del neutrón.

En 1964 Michel propuso un efecto de la interacción débil entre nucleones análogo a la rotación de fotones polarizados que se propagan a través de un medio con quiralidad [14]. El fenómeno consiste en la rotación del vector de espín de neutrones fríos cuando viajan a través de un medio no polarizado. En estas condiciones, las interacciones de Coulomb, magnética y la parte nuclear que no depende del espín están ausentes, lo que representa una gran ventaja para el experimento.

Para neutrones con energías menores a 25 meV , la longitud de onda de de Broglie es igual o mayor que las distancias interatómicas en materiales. A estas longitudes de onda, las propiedades ondulatorias del neutrón son dominantes, siendo entonces sus propiedades de partícula de poca relevancia [30], por lo cual es aplicable la teoría de óptica de neutrones.

Para un centro dispersor, la función de onda del neutrón fuera del pozo de potencial puede ser escrita como la suma de la onda plana incidente y la onda dispersada:

$$\psi_n = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.5)$$

donde $f(\theta)$ es la amplitud de dispersión y \vec{k} es el vector de onda del neutrón, dado por:

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{|\vec{p}|}{\hbar} \quad (2.6)$$

Como el alcance de la interacción fuerte es mucho menor que la longitud de onda de los neutrones fríos, la dispersión es predominantemente con momento angular $l = 0$, por lo que la amplitud de dispersión es independiente del ángulo al que ocurre:

$$f(\theta) = f(0) = -a \quad (2.7)$$

En analogía con la óptica geométrica, cuando una onda plana neutrónica incide en un medio, es refractada. Es posible derivar el índice de refracción efectivo a partir de la amplitud de dispersión coherente hacia enfrente. Para un conjunto de núcleos dispersores, la ecuación que satisface un neutrón se escribe

$$[\nabla^2 + k^2]\langle\psi_n\rangle = 0 \quad (2.8)$$

donde $\langle\psi_n\rangle$ es la función de onda del neutrón promediada con respecto a su energía. El número de onda está dado por la expresión

$$k^2 = k_0^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad \text{Fuera del medio} \quad (2.9)$$

$$k^2 = k_i^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(E - (V + iW)) \quad \text{Dentro del medio}$$

donde V y W son las partes real e imaginaria del potencial efectivo de dispersión del medio. Para neutrones con energías $E < 1$ eV, el potencial de dispersión es independiente de la longitud de onda del neutrón incidente. Calculando la razón entre los números de onda k_0 y k_i , podemos conocer el índice de refracción efectivo.

$$n^2 = \frac{k_i^2}{k_0^2} = \left(1 - \frac{V + iW}{E}\right) \quad (2.10)$$

esta definición de índice de refracción, es similar a la que está dada en términos de las velocidades de la luz dentro y fuera de un medio en óptica geométrica. Ahora bien, de acuerdo a (2.8) la ecuación a resolver para la función de onda, dentro del medio, es:

$$[\nabla^2 + k_0^2 n^2] \langle \psi_n \rangle = 0 \quad (2.11)$$

Una onda plana satisface esta ecuación, es decir:

$$\langle \psi_n \rangle \sim e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \sim e^{in\vec{k}_0 \cdot \vec{z}} \sim e^{-Im(n)\vec{k}_0 \cdot \vec{z}} e^{iRe(n)\vec{k}_0 \cdot \vec{z}}. \quad (2.12)$$

Si la parte imaginaria del potencial es diferente de cero, la onda es atenuada al atravesar el medio. Por otro lado, la parte real añade una fase a la onda, dada por:

$$\phi = \text{Re}(n)k_0z, \text{ para } \vec{k}_0 = k_0\hat{z} \quad (2.13)$$

donde \hat{z} está definida como la dirección del neutrón incidente. El corrimiento de fase de la función de onda está relacionado con la profundidad del pozo de potencial para un núcleo dispersor. El promedio de este potencial entre los núcleos del medio es una medida del potencial de dispersión promedio, y está dado como:

$$\approx \bar{V} = \left(\frac{2\pi\rho\hbar^2}{m}\right)a \quad (2.14)$$

donde ρ es la densidad de número del medio y a es la amplitud de dispersión. Esta expresión se obtiene integrando el potencial efectivo de Fermi en una distribución isotrópica de dispersores [30].

Si consideramos medios no absorbentes, con $W = 0$, podemos sustituir (2.14) en (2.10) y utilizar la relación $E = p^2/2m$ para obtener:

$$n^2 = \left(1 - \frac{4\pi\rho\hbar^2a}{p^2}\right) \quad (2.15)$$

Utilizando (2.7), con $p = \hbar k$, podemos expresar el índice de refracción en términos de la amplitud de dispersión hacia enfrente:

$$n = 1 - \frac{2\pi\rho\hbar^2a}{p^2} = 1 + \left(\frac{2\pi}{k^2}\rho f(0)\right) \quad (2.16)$$

Para neutrones de bajas energías, la forma más general de la amplitud de dispersión hacia enfrente es:

$$f(0) = A + B\vec{\sigma}_n \cdot \vec{S}_N + C\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n + D\vec{S}_N \cdot \vec{k}_n + E\vec{\sigma}_n \cdot (\vec{k}_n \times \vec{S}_N) \quad (2.17)$$

donde $\vec{\sigma}_n$ y \vec{k}_n son el vector de espín y el vector de onda del neutrón, respectivamente; \vec{S}_N es el espín del blanco. En esta expresión, se desprecian los términos de orden mayor en el momento del neutrón.

Para sistemas cuyo blanco no está polarizado, $\langle \vec{S}_N \rangle = 0$, la amplitud consta únicamente de dos términos. El primero de ellos, A , conserva paridad y contiene las contribuciones de las interacciones electromagnética y fuerte. El término proporcional a $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n$ es impar, pues \vec{k}_n se transforma ante inversiones de paridad como $-\vec{k}_n$, pero el vector de espín $\vec{\sigma}_n$ permanece invariante. De aquí que podamos escribir (2.17) como:

$$f(0) = f_{PC} + f_{PV}(\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n) \quad (2.18)$$

La amplitud de dispersión para cada estado de helicidad $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n = \pm k$ es diferente, por lo cual tienen también diferentes índices de refracción, n_{\pm} . Este hecho resulta en la acumulación de fases distintas mientras el neutrón atraviesa el medio. Estas fases constan tanto de términos que violan paridad, como de aquellos que la conservan.

$$\phi_{\pm} = \phi_{PC} \pm \phi_{PV}, \quad \text{donde}$$

$$\phi_{PC} = kz\left(1 + \frac{2\pi\rho}{k^2}f_{PC}\right) \quad (2.19)$$

$$\phi_{PV} = 2\pi\rho z f_{PV}$$

La polarización transversal es una combinación lineal de los dos estados de helicidad del neutrón, para el estado de espín “hacia arriba”:

$$|\uparrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle + |-\rangle) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\phi_+}|+\rangle + e^{i\phi_-}|-\rangle) \quad (2.20)$$

Como podemos ver en (2.19), la fase que viola paridad produce una rotación alrededor del eje de propagación; el ángulo de rotación es entonces la diferencia en las fases acumuladas por los dos estados de helicidad:

$$\varphi_{PV} = \psi_+ - \psi_- = 2\psi_{PV} = 4\pi\rho z f_{PV} \quad (2.21)$$

Es posible escribir f_{PV} en términos de los elementos de matriz de la interacción débil.

$$f_{PV} = \frac{M}{2\pi} \text{Re}\langle\psi_i|H_{wk}|\psi_f\rangle \quad (2.22)$$

donde M es la masa del neutrón y $\psi_{i,f}$ son las funciones de onda incidente y saliente. Estos elementos de matriz pueden ser expresados en términos de constantes de acoplamiento de diversos métodos. La medición del ángulo de rotación del espín de neutrón puede ayudar a determinar con mayor precisión los intervalos dentro de los cuales se encuentran los valores de dichas constantes.

2.3. El Experimento NSR

La rotación del espín del neutrón como efecto de violación de paridad ha sido medida a bajas energías en ^{117}Sn [8], Pb [9] y ^{139}La [31]. Estas observaciones son re-

sultado de la amplificación del efecto debido a la presencia de una resonancia cercana. Por lo tanto, es muy difícil extraer de estos resultados información acerca de la interacción NN, pues no conocemos con precisión las contribuciones de la estructura de los núcleos. Por lo tanto, es necesario realizar este tipo de experimentos con sistemas de pocos nucleones.

El experimento **NSR** trata de medir el ángulo de la rotación que experimenta el vector de espín de neutrones fríos al atravesar un blanco de Helio líquido. Este experimento ha sido llevado a cabo anteriormente [32] [34] [33], sin embargo, dada la alta precisión que requiere una observación distinta de cero, los resultados de ambas versiones han sido insuficientes. Recordemos que esta observable es del orden de $10^{-7} \text{ rad}/m$, por lo que los errores deben ser del orden de 10^{-8} , para poder hacer una restricción más estricta.

El principal obstáculo para lograr una precisión tan alta, es la presencia de rotaciones provocadas por campos magnéticos residuales; por lo tanto, el reto consiste en distinguir la rotación que es resultado de la interacción débil de aquellas que no lo son. Un esquema del montaje experimental se muestra en la Figura 2.1.

La técnica de medición consiste en polarizar el haz de neutrones fríos en la dirección $+\hat{x}$ por medio de un super espejo polarizador; al salir del polarizador, la polarización se mantiene debido a las componentes de transporte del espín y en la región del blanco también permanece invariante al no existir interacción alguna. Al salir de esta región, el espín es rotado $\pm 90^\circ$ adiabáticamente por el dispositivo denominado "Output Coil". De esta forma, la polarización del haz termina siendo en

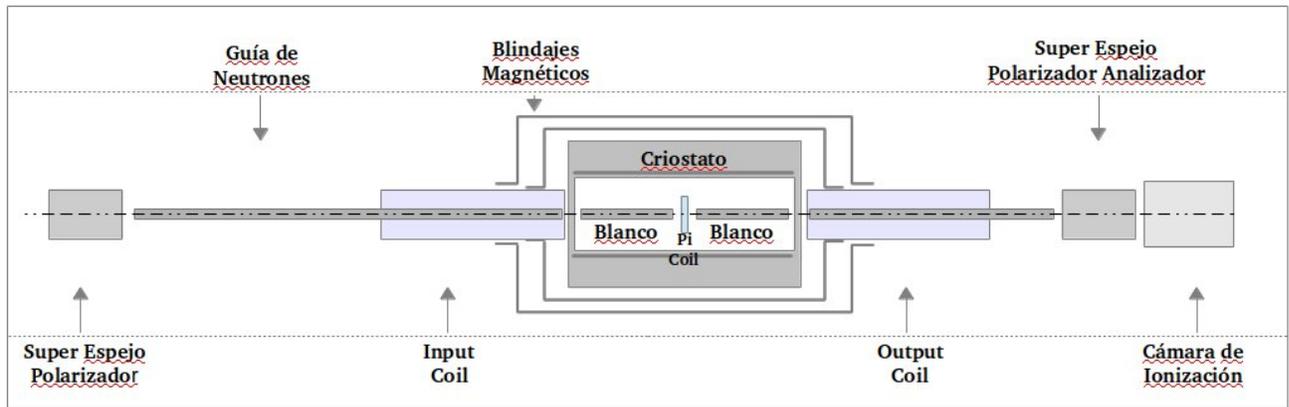


Figura 2.1: Esquema del montaje experimental para el experimento NSR.

la dirección $\pm \hat{y}$, que es perpendicular al eje del polarizador analizador. El conteo se realiza tomando la diferencia entre las intensidades del haz que ha sido rotado en dirección de las manecillas y en dirección contraria, como se muestra en la Figura 2.2. En ausencia del blanco, las intensidades en ambos sentidos serían las mismas, por lo que el monitor detectaría una diferencia igual a cero.

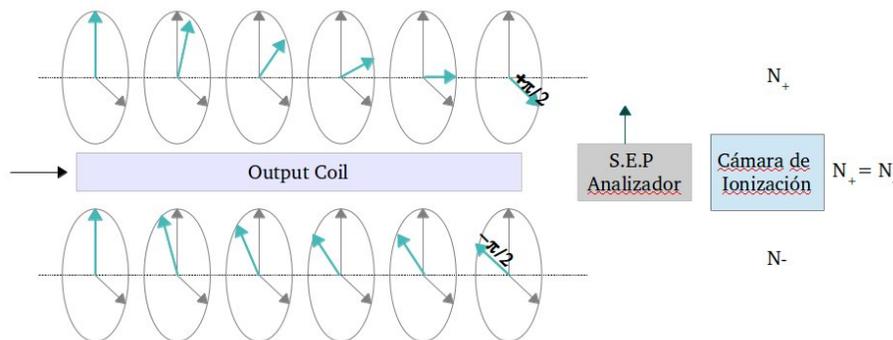


Figura 2.2: Diagrama de la rotación adiabática del espín en ausencia de blanco.

Ahora bien, si la dirección de polarización rota ϕ en un plano perpendicular a

la dirección del haz en presencia de un blanco no polarizado (como es de esperarse de acuerdo a la teoría), habrá una componente en la dirección \hat{y} al vector de polarización diferente de cero. Al pasar por el "Output Coil", la dirección de polarización será $\phi + \pi/2$ al rotar el vector de espín en un sentido y $\phi - \pi/2$ al rotarlo en sentido opuesto. De esta manera, al medir las componentes de polarización en dirección \hat{x} , éstas serán diferentes y el monitor detectará una señal diferente de cero, como se muestra en la Figura 2.3.

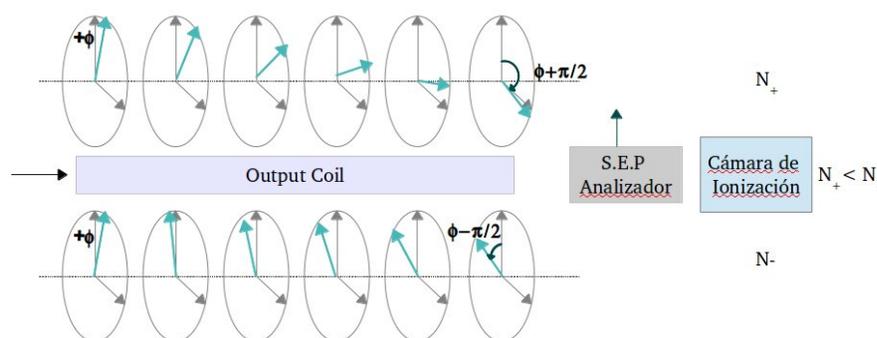


Figura 2.3: Diagrama de la rotación adiabática del espín en presencia de un blanco no polarizado.

Con el fin de separar la contribución de interacción débil a la señal, se utilizan dos blancos en diferentes posiciones, como puede verse en la Figura 2.4 un blanco es colocado antes y otro después de un solenoide que rota el espín de los neutrones en 180° alrededor del eje \hat{x} , llamado "pi-coil". Los campos magnéticos residuales rotarán al espín de igual manera en cualquiera de las dos posiciones, por lo que si al entrar a la región del blanco provocan una rotación que añade una componente $\pm \Delta y \hat{y}$ al espín del neutrón, al atravesar el "pi-coil" el vector será rotado en 180° , por lo que la componente adicional quedará como $\mp \Delta y \hat{y}$. Posteriormente, al atravesar por la segunda sección de la región del blanco, los campos magnéticos residuales nuevamente

rotarán en la misma medida el vector de espín, teniendo entonces $\pm\Delta y\hat{y} + \mp\Delta y\hat{y} = 0$, eliminando así las contribuciones de estos campos.

Por otra parte, cuando el neutrón interactúa con el blanco antes del “pi-coil“, la contribución a la rotación por violación de paridad genera una componente en la dirección $\pm\hat{y}$; por el contrario, cuando ésta interacción ocurre después del ”pi-coil“, la componente generada es en dirección opuesta $\mp\hat{y}$. De esta forma, la diferencia entre las señales medidas en cada posición es el doble de cada señal, por lo que la medición se ve aumentada por un factor de dos.

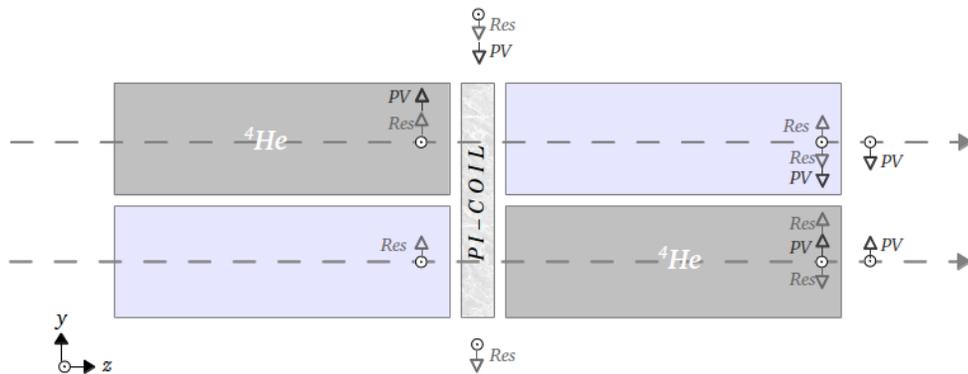


Figura 2.4: Diagrama de la región del blanco. Se muestran los dos blancos ubicados antes y después del “pi-coil“, y cómo las contribuciones por campos residuales (Res) son anuladas, al mismo tiempo que la contribución debida a violación de paridad (PV) es duplicada.

A bajas energías, la rotación del espín del neutrón es independiente de su energía, mientras que en general, las rotaciones generadas por campos magnéticos residuales depende del tiempo que el neutrón es sometidos a dichos campos (es decir, de su velocidad). Es por esto que la cámara de ionización está segmentada por cuatro placas colectoras en la dirección del haz, de tal forma que los neutrones más rápidos (que

estuvieron sometidos menos tiempo a los campos residuales) llegan más lejos en la cámara (la sección de absorción de neutrones va como $1/v$), produciendo una señal en alguno de los últimos segmentos. De esta forma, se puede diferenciar entre diferentes intervalos de velocidades de los neutrones. Cada placa colectora está dividida en cuatro cuadrantes. La asimetría causada por violación de paridad es la misma para todas las velocidades del haz.

Los neutrones polarizados entran a la región del blanco, por medio de guías de neutrones y un dispositivo llamado "Input Coil", cuyo objetivo es preservar la polarización de los neutrones y transportarlos hasta la región con blindaje magnético. El contenedor del blanco está montado dentro del blindaje magnético, dentro del cual hay un sistema criogénico de helio líquido, hecho de materiales no magnéticos. Este sistema está colocado dentro de otras dos capas de blindaje magnético.

Después de la región del blanco, los neutrones entran en el "Output Coil" y en otro segmento de guía de neutrones para transportarlos al polarizador analizador, que selecciona la componente añadida en la región del blanco. Esta componente produce una asimetría en el flujo transmitido por el polarizador, dada por:

$$\frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \langle P A \sin \phi \rangle \quad (2.23)$$

donde N_{\pm} son los conteos para los estados $+$ o $-$ del "Output Coil"; P es la polarización del haz de neutrones, A la potencia analizadora del analizador y ϕ el ángulo de rotación del espín. La cámara de ionización opera en modo de acumulación de corriente, usando la reacción $n + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + p$.

Las mejoras que se han implementado en esta versión del experimento, con respecto a la versión anterior, se enumeran en la Tabla **2.1**. Las disminuciones en las incertidumbres son el resultado de usar tecnologías más avanzadas. Algunos ejemplos de ello, son los super-espejos polarizadores, que ofrecen una transmisión de $\sim 30\%$ del haz, lo que se refleja en 1×10^2 más neutrones transmitidos. El grado de polarización de estos SE, es superior al 90% . De igual forma, la guías para neutrones tienen una reflexibilidad mayor al 90% . Aunado a esto, la implementación de un mejor blindaje magnético en la región del blanco, con tres capas de μ metal, reduce el campo magnético hasta $< 10\mu G$, que es diez veces mejor que en la versión anterior. Finalmente, los "I/O coils" generarán campos magnéticos de manera más precisa, pues su diseño está basado en cálculos más exactos.

Fuente	Incertidumbre NSRII (rad/m)	Incertidumbre NSRIII (rad/m)
Diamagnetismo del Helio	2×10^{-9}	2×10^{-10}
Potencial óptico del Helio	3×10^{-9}	3×10^{-10}
Corrimiento espectral del neutrón	8×10^{-9}	8×10^{-10}
Refracción/Reflexión neutrónica	3×10^{-10}	3×10^{-11}
Dispersión en ángulos diferentes a 0°	2×10^{-8}	2×10^{-9}
Desuniformidades en polarimetría	1×10^{-8}	$< 1 \times 10^{-8}$
Amplificación por campos	$< 4 \times 10^{-8}$	$< 4 \times 10^{-9}$
Amplificación por gradientes de campos	$< 3 \times 10^{-8}$	$< 3 \times 10^{-9}$
Total	1.4×10^{-7}	$< 1 \times 10^{-7}$

Tabla 2.1: Incertidumbres asociadas al experimento **NSR** en su segunda y tercera versión.

INPUT Y OUTPUT COILS

El experimento NSR pretende medir una rotación que se estima es del orden de 10^{-7} *rad/m*, con una precisión de al menos el 10 % de su magnitud. De lograrse, sería la medición más precisa que se haya hecho de la rotación del espín del neutrón en cualquier sistema. Alcanzar esta meta requiere de muchos esfuerzos en la construcción de cada una de las partes del aparato y en conjunto del ensamble final del mismo.

Una de las principales entidades a tener en cuenta en el diseño del experimento, son los campos magnéticos. Esto como resultado de la interacción del espín del neutrón con dichos campos. Por una parte, la polarización del haz de neutrones, su preservación, transporte y manipulación fuera de la región del blanco, se logran con campos magnéticos. Por otra parte, los campos magnéticos residuales dentro del blindaje deben ser tan pequeños como sea posible.

3.1. Objetivos de los Coils.

3.1.1. Input Coil.

El “Input Coil” es el componente del aparato que transporta a los neutrones del polarizador (que tiene un campo magnético de $\sim 4 G$) a la región del blanco, (que tiene un campo que es virtualmente cero). Durante el transporte, el “Input Coil” debe generar un campo magnético \vec{B}_t en la dirección de polarización del haz, con el fin de preservar la orientación del espín de los neutrones. Este campo debe ser de la forma:

$$\vec{B}_t = B_t \hat{x} \quad (3.1)$$

Además, el “Input Coil” también debe producir un campo pequeño ($\sim 2G$) y horizontal \vec{B}_c , con el fin de inducir una rotación controlada del espín de los neutrones para calibrar todo el aparato. Como todos los mecanismos que tienen únicamente propósitos de calibración, el generador de este campo será utilizado en pocas ocasiones, por lo que es preciso que pueda ser encendido y apagado de forma independiente al generador del campo \vec{B}_t . El campo de calibración es:

$$\vec{B}_c = B_c \hat{y} \quad (3.2)$$

3.1.2. Output Coil

El “Output Coil” se encuentra localizado después del blanco, su función es la de producir un campo que rote en 90° de forma adiabática, de tal manera que la dirección de polarización de los neutrones rote en la misma medida. Además, el experimento requiere que sea posible cambiar la dirección de rotación del campo frecuentemente. Un campo que cumple con estos requerimientos es de la forma:

$$\vec{B}_{oc} = B_0 \cos \left[\left(\frac{\pi}{2} \right) \frac{z - L}{L} \right] \hat{x} \pm B_0 \sin \left[\left(\frac{\pi}{2} \right) \frac{z - L}{L} \right] \hat{y} \quad (3.3)$$

donde L es la longitud de los “coils“. Como se puede ver en la Figura 3.1, el campo \vec{B}_{oc} tiene una componente B_{ocx} en la dirección de polarización inicial del haz, \hat{x} , que decrece cosenoidalmente hasta cero. La otra componente B_{ocy} , en dirección \hat{y} , empieza siendo cero y crece senoidalmente hasta alcanzar la magnitud $|B_{oc}|$. Además, si el signo de esta componente es positivo, la rotación inducida es en un sentido, y en sentido contrario si el signo es negativo.

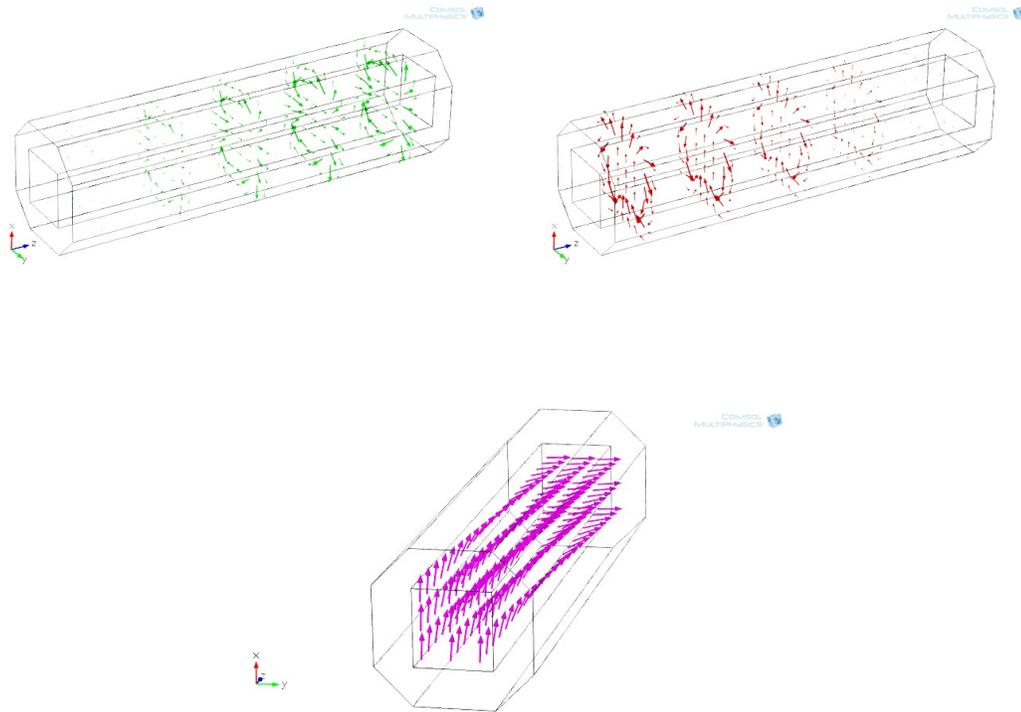


Figura 3.1: Componentes del campo B_{oc} , en la imagen superior izquierda se muestra la disminución de B_{ocx} y a la derecha el incremento de B_{ocy} .

Al ser las componentes del campo funciones de seno y coseno con el mismo coeficiente, la amplitud del campo $|\vec{B}_{oc}|^2$, se conserva a lo largo de los "coils".

3.2. Diseño

3.2.1. Consideraciones para el diseño.

Los "I/O coils" deben cumplir con funciones de transporte y manipulación del espín de los neutrones, por lo tanto su diseño está basado en los requerimientos que el experimento demanda.

1. *Transporte no adiabático.*- Uno de los objetivos que tienen en común los "I/O coils", es transportar los neutrones entre las regiones con campos magnéticos diferentes de cero, y la región del blanco, que tiene un campo magnético que es virtualmente cero. Esta transición entre regiones debe ser no adiabática, lo que significa que la polarización del haz debe preservarse al atravesar de una región a otra.
2. *Área transversal pequeña.*- Para evitar infiltraciones de campo magnético al interior del blindaje, es preciso que el área transversal de los "coils" sea la mínima posible. Este requisito se deriva del hecho de que los "coils" van insertados dentro del blindaje magnético del blanco, por lo que el boquete de entrada (salida) del "input" ("output") "coil" implica posibles fugas de campo.
3. *Campo confinado.*- Como ya se ha establecido anteriormente, los "coils" cumplen su función de transporte y manipulación por medio de campos magnéticos; es

necesario que los campos magnéticos generados por los "coils" sean confinados a su interior, para evitar que contribuyan a los campos residuales dentro de la región del blanco.

4. *Sección hueca en el interior.*- Los neutrones pasan del polarizador a la región del blanco por medio de una guía de neutrones, ésta tiene una sección transversal de $6'' \times 6''$, por lo que el "input coil" debe tener a lo largo una cavidad de por lo menos estas dimensiones, para introducir tal guía.
5. *Soportes para la guía de neutrones.*- Los "I/O Coils" deben sostener en su interior el peso de la guía de neutrones en uno de sus extremos, de tal forma que debe ser suficientemente rígido para no ceder al peso.
6. *Materiales.*- Deben ser construidos con materiales no magnéticos, pues la magnetización de alguno de sus componentes puede provocar rotaciones no deseadas al espín de los neutrones.
7. *Interacción con neutrones.*- Las partes de los "coils" que se encuentren en el camino de los neutrones, deben tener secciones eficaces de reacción muy pequeñas, para evitar la producción de isótopos de otra naturaleza.

3.2.2. Geometría

Para generar los campos magnéticos (3.1), (3.2), (3.3), se harán embobinados alrededor de una estructura firme, cuya geometría fue definida teniendo en cuenta los puntos de la sección anterior. Así, se determinó que la geometría de los "coils" debía ser construida con base en las dimensiones y la forma de la cavidad para la guía de neutrones, pues esta es inamovible. El requerimiento de confinación del campo, hace que sea necesaria una estructura doble, de tal forma que alrededor de la cavidad haya un volumen por el cual el flujo magnético pueda retornar sobre sí mismo, quedando atrapado dentro de la estructura. Para reducir el área transversal, la cubierta externa tiene la forma de un prisma octagonal.

Es claro que el "Input Coil" requiere de dos embobinados independientes, uno para el transporte de los neutrones y el otro para calibración. El campo del "Output Coil", por su parte, tiene dos componentes, una de las cuales, además, debe cambiar de signo. Para lograr esto, es preciso hacer dos embobinados independientes para el OC, uno que genere el campo decreciente B_{ocx} y otro que genere el campo creciente B_{ocy} . De esta manera, al cambiar el sentido de la corriente en este segundo embobinado, cambiará también el sentido de la rotación de \vec{B}_{oc} .

La geometría de cada "coil", es entonces como se muestra en la Figura 3.2. Cada pared es doble, de tal forma que la estructura de un embobinado está envuelta en la otra, de esta manera, el "coil" genera los dos campos que son requeridos.

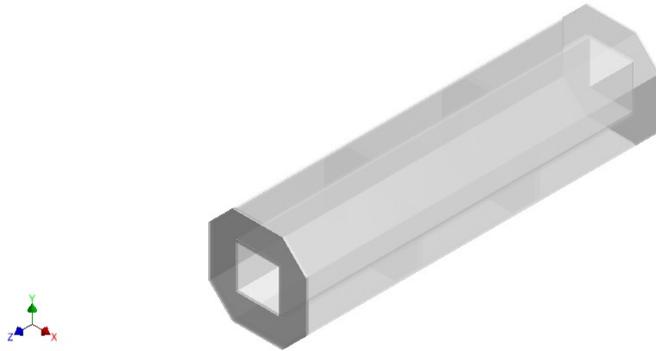


Figura 3.2: Geometría de los "coils". Cada pared de la estructura es doble, una para cada embobinado.

3.3. Materiales y Construcción.

La construcción de los "coils" consta de varias etapas, empezando por el cálculo de las curvas para cada uno de los embobinados, que se detallará en el siguiente capítulo. La estructura para cada embobinado consta de las paredes de un prisma rectangular y las de uno octagonal. Entre estas dos partes, se colocan dos soportes, para darle mayor estabilidad al "coil". Finalmente, se colocan las tapas octagonales con un hueco cuadrado al centro, de las mismas dimensiones que el prisma cuadrangular, véase la Figura 3.3.

La estructura de los embobinados de los "coils" se construye con placas de acrílico cristal de 5 *mm.* de espesor. Las placas se cortan de acuerdo a las formas y dimensiones de cada pared de cada estructura de los "coils". Sobre cada una de estas paredes se maquinan los patrones para los embobinados, con una máquina de control numérico. De esta forma, cada placa tiene pequeños canales, de 1.034 *mm* de ancho y 2.034 *mm* de profundidad. Además de las curvas del embobinado, sobre una de las

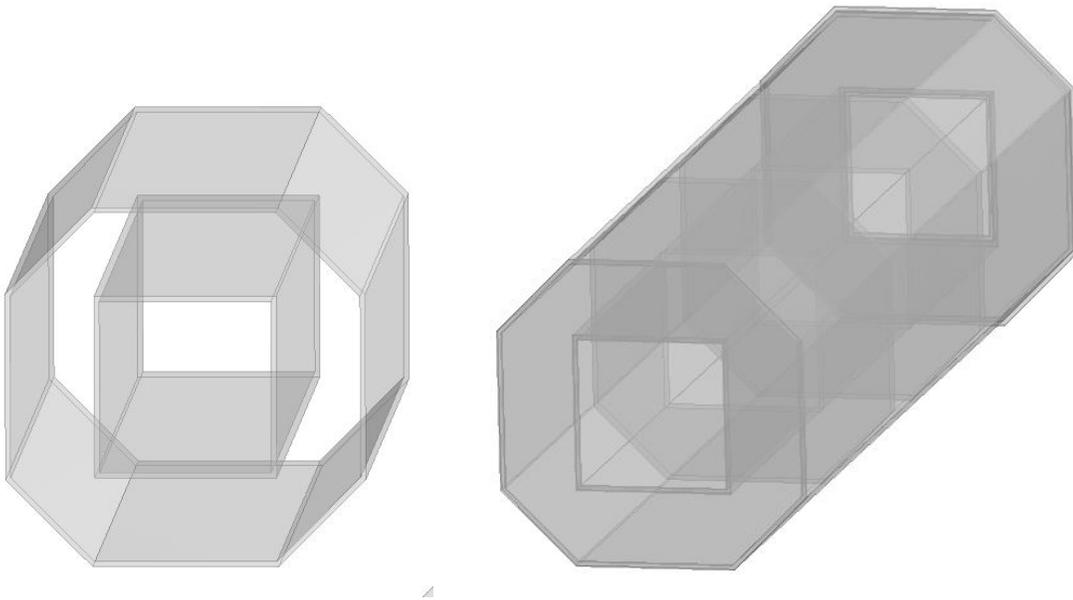


Figura 3.3: Construcción de la estructura del embobinado interno para cada "coil".

tapas se imprime un canal adicional, con forma de un cuadrado concéntrico con el cuadrado de la cavidad, como se ve en la Figura 3.4.

Este último canal tiene el propósito de unir las curvas equipotenciales con el fin de formar un solo embobinado, de tal manera que el alambre dé una vuelta alrededor de la estructura y se conecte en serie a la siguiente por medio de este canal, y así sucesivamente. Como estas conexiones necesariamente generan una contribución extra al campo magnético, al final del embobinado el alambre regresa siguiendo el canal cuadrado, creando así un par de corrientes opuestas, de esta manera, la contribución se anula de manera aproximada. Las dimensiones de este último canal son de 2.07 mm de ancho y 3.0 mm de profundidad.

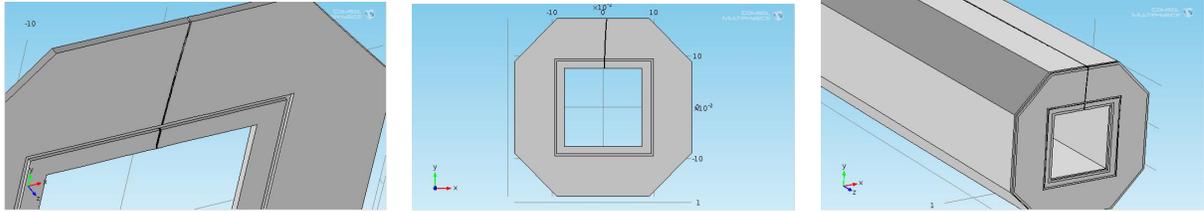


Figura 3.4: Dibujo de la cara frontal de un embobinado interno. A la izquierda se muestra la vista en perspectiva de la tapa de acrílico para un embobinado, con un canal correspondientes a una curva y el canal cuadrado para las conexiones de las diferentes equipotenciales. Al centro se muestra una vista frontal de la misma pieza y en la parte de abajo se muestra el canal sobre la estructura del embobinado correspondiente.

Los soportes están colocados de manera equidistante entre los extremos de la estructura interna y están hechos de acrílico cristal de 2.1cm de espesor. Una vez ensamblada la primera estructura de cada “coil“, se embobina con alambre magneto de cobre, calibre 18, dejando libres los extremos del alambre para conectarlos a una fuente de voltaje.

Por conveniencia, se elige que el primer embobinado para el “Input Coil” sea el que genera el campo B_c . Para el “Output Coil“, el embobinado interno es el que genera el campo creciente B_{ocy} , después de embobinar estas estructuras, se ensamblan sobre ellas las correspondientes al segundo embobinado de cada “coil“, como se ve en la Figura 3.5. Finalmente se embobinan los patrones externos de la misma manera que se hizo con los internos.

Existe también un par de tapas adicionales para los embobinados externos B_t y B_{ocx} , que tienen la función de confinar los campos en la dirección de la región del blanco. Los embobinados de estas tapas se construyen con alambre magneto de aluminio sobre placas independientes de acrílico, pues parte del embobinado queda en

el camino de los neutrones, y este material tiene una sección de reacción muy baja con neutrones de baja energía, además de ser no magnético, propiedad fundamental de los materiales utilizados en la construcción de los “coils”.

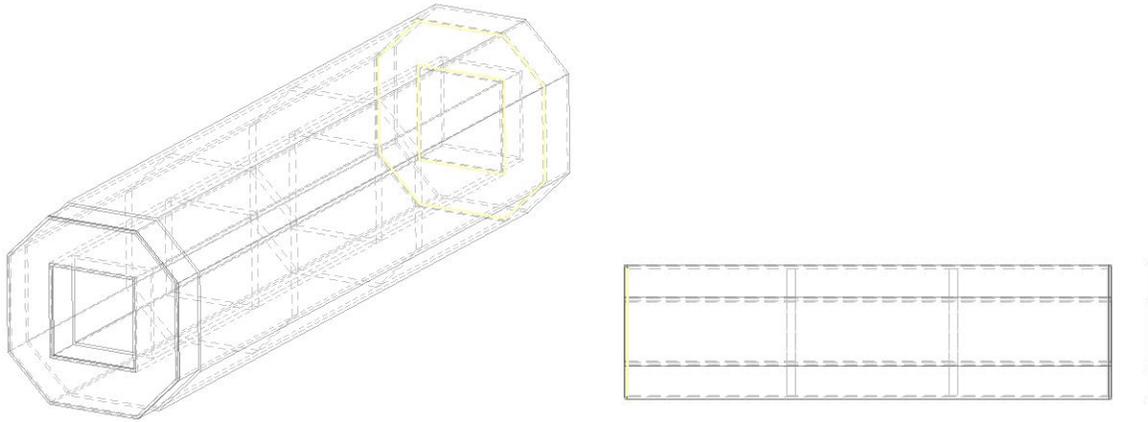


Figura 3.5: La estructura del embobinado interno, queda encerrada por la del externo.

Los embobinados de los campos B_t , B_{cal} , B_{ocx} son alimentados de manera independiente con fuentes de voltaje con corriente continua; por otra parte, el embobinado B_{ocy} es alimentado con una fuente bipolar, que puede suministrar voltaje de salida positivo o negativo, generando así corrientes en una u otra dirección.

Los "coils" serán ensamblados en el aparato de **NSR** como se muestra en la Figura 3.6.

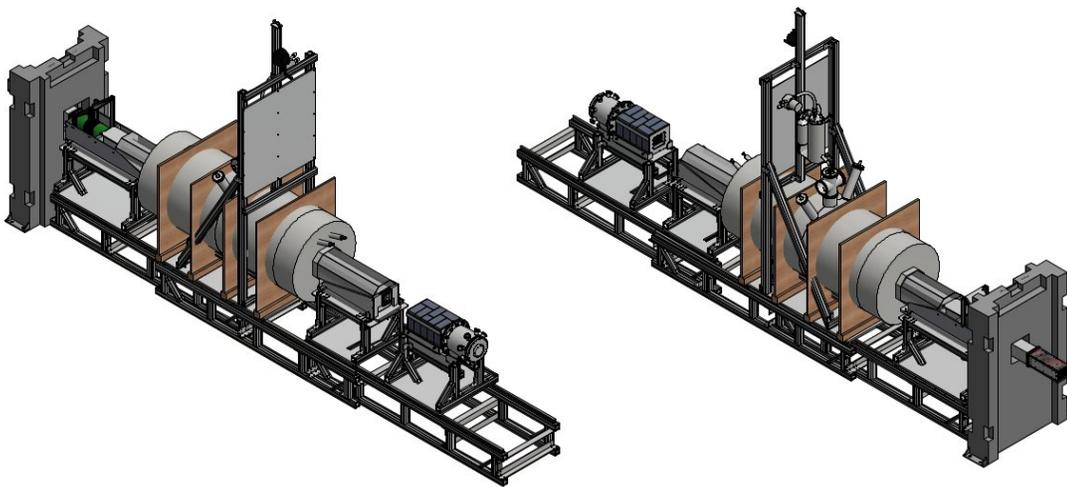


Figura 3.6: Aparato del experimento NSR, vista frontal y trasera. La región del blanco está dentro del blindaje magnético cilíndrico externo, a su entrada y salida se pueden observar el Input y el Output Coil

EL MÉTODO DEL POTENCIAL ESCALAR.

La forma de los embobinados de los “coils” que generan los campos magnéticos fue calculada a partir del método del potencial escalar. En este método, se introduce la forma del campo deseado y las condiciones a la frontera dadas por la geometría del problema, y se calculan las superficies equipotenciales del campo.

Las ecuaciones de Maxwell para campos magnéticos y sus condiciones a la frontera al atravesar una interfaz entre dos medios, son:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}$$

$$\mathbf{n} \cdot \Delta \mathbf{B} = 0 \quad \mathbf{n} \times \Delta \mathbf{H} = \mathbf{J}$$

donde \mathbf{n} es un vector unitario normal a la interfaz y $\Delta \mathbf{B}$ es la discontinuidad del campo al atravesar la superficie en dirección de la normal. En una región en la que $\mathbf{J} = 0$, es posible escribir \mathbf{H} como el gradiente de un campo escalar Φ_m , ya que se cumple que el rotacional de un gradiente es cero. Bajo estas condiciones, las ecuaciones quedan como:

$$\nabla^2 \Phi_m = 0 \quad -\nabla \Phi_m = \mathbf{H} \quad (4.1)$$

$$\Delta \mu \frac{\partial \Phi_m}{\partial n} = 0 \quad \Delta \frac{\partial \Phi_m}{\partial t} = j_s \quad (4.2)$$

donde n, t son los vectores normal y tangencial a la superficie, y $\mathbf{s} = \mathbf{n} \times \mathbf{t}$. Ahora bien, si $j = 0$, obtenemos que $\Delta \Phi_m = 0$. Estas condiciones significan que hay continuidad en la interfaz de las fronteras internas.

Por la identidad de Green, existe una solución única Φ_m en la región R si Φ_m o $\partial \Phi_m / \partial n$ son conocidas para todos los puntos en su frontera; en el caso en el que $j = 0$, fue obtenida una especificación para Φ_m al integrar $\partial \Phi_m / \partial t$ sobre la frontera.

Ahora bien, si se busca resolver el problema para dos regiones adyacentes, las condiciones de frontera a cada lado de la interfaz se combinan, para obtener (4.2)a. En resumen, un problema de valores a la frontera debe tener una condición a la frontera fija en cada frontera externa y dos condiciones acopladas en cada frontera interna.

El método del potencial escalar para el cálculo de las curvas de los "coils" es efectivo por el hecho de que sólo se requiere de una condición de frontera externa y una interna para resolver el problema. Tomemos como ejemplo el campo \mathbf{B}_t del "Input Coil", véase la Figura 4.1. Para este campo, las condiciones de frontera son:

1. En la frontera interior, considerando la componente del campo normal a cada

superficie, tenemos que:

a) Para las superficies de arriba y abajo, $\frac{\partial \Phi_m}{\partial n} = 0$, pues el campo es perpendicular a n en ambos casos.

b) Para las superficies laterales, $\frac{\partial \Phi_m}{\partial n} = \pm B_t$, la condición es positiva en el lado izquierdo y negativa en el derecho (condición de antiperiodicidad).

2. En la frontera exterior, considerando que el campo fuera de los "coils" debe ser cero, obtenemos que $\frac{\partial \Phi_m}{\partial n} = 0$

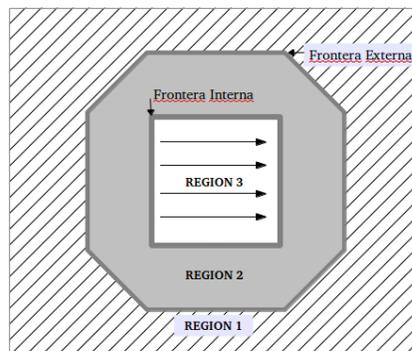


Figura 4.1: Diagrama de las regiones en las que se divide el espacio para encontrar Φ por medio del método del potencial escalar. Vista frontal de la estructura para el embobinado del "Input Coil" que produce el campo B_t .

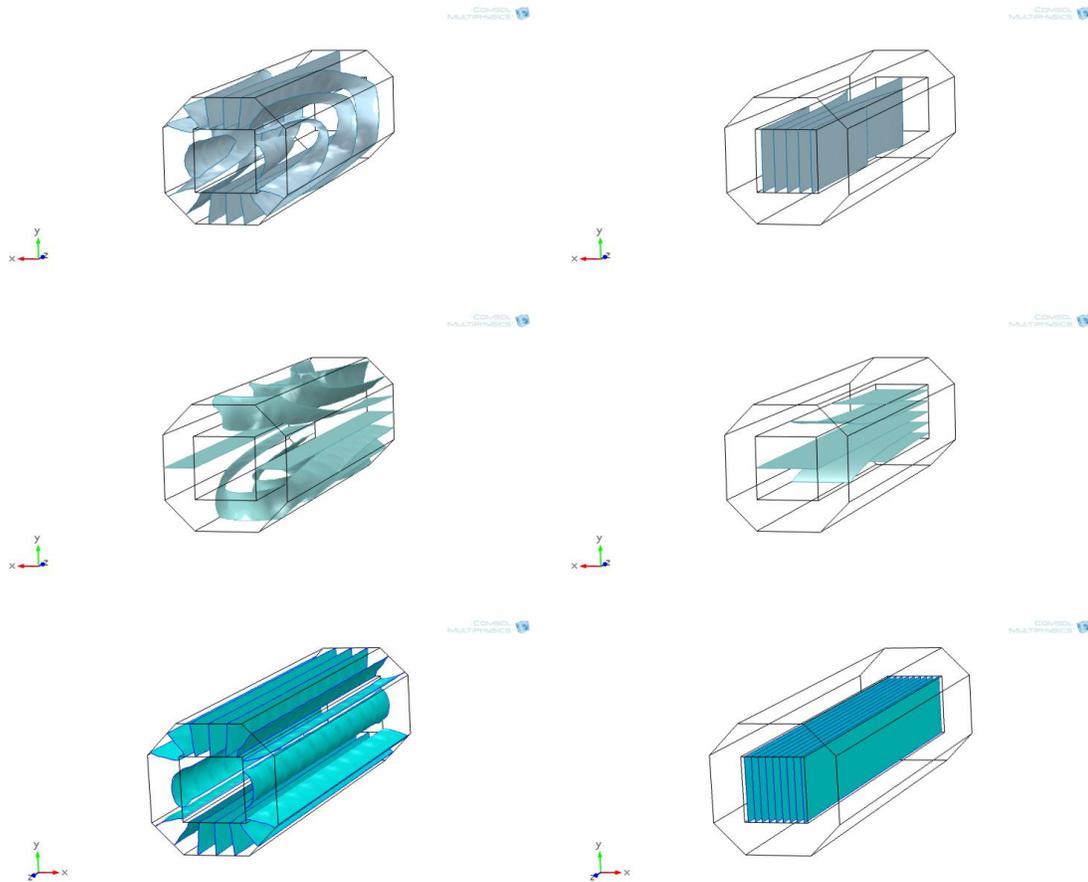


Figura 4.2: Superficies equipotenciales calculadas para cada región de los "coils". A la derecha se muestra la solución considerando las condiciones de frontera internas; a la izquierda considerando las externas. La primera fila corresponde a B_{ox} , la segunda a B_{oy} y la última a B_t .

Para resolver las ecuaciones de los campos magnéticos, se hizo uso del software COMSOL Multiphysics 4.3b, algunas de las imágenes fueron extraídas directamente del programa y algunas otras fueron hechas en Autocad Inventor 2014.

Resolviendo la ecuación de Laplace para cada una de las regiones, con las condiciones de frontera establecidas, se obtienen los potenciales ϕ_1 y ϕ_2 , cuyas superficies

equipotenciales que se muestran en la Figura 4.2, para cada campo. Como el campo \mathbf{B}_c es igual a \mathbf{B}_t rotado, a partir de aquí se se muestran los cálculos únicamente para este último campo.

Ahora bien, es necesario que se cumpla $\phi_1 = \phi_2$ en la frontera interior, ya que ambos potenciales serán producidos por el mismo embobinado. Esto se logra integrando esta última condición como una condición de primer tipo, o de Dirichlet, en la interfaz de la geometría. Resolviendo, se obtienen las superficies equipotenciales que se muestran en la Figura 4.3.

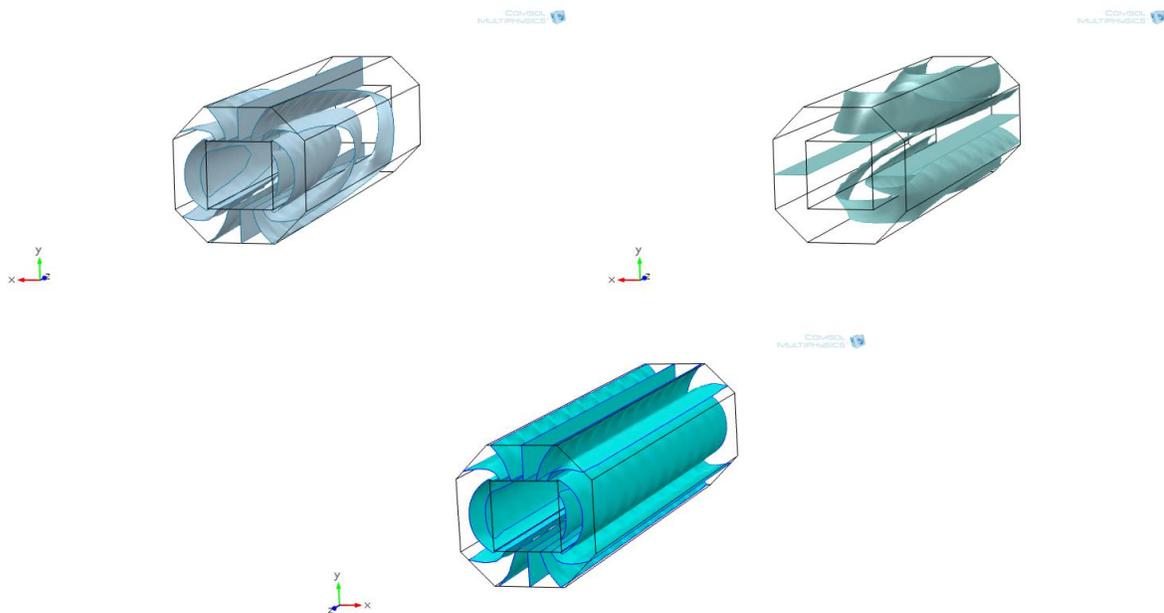


Figura 4.3: Superficies equipotenciales para los campos \mathbf{B}_{ox} , \mathbf{B}_{oy} del “Output Coil” (arriba) y para \mathbf{B}_t del “Input Coil” (abajo).

La condición tangencial de frontera (4.2) es usada para determinar la densidad

de corriente necesaria para producir el campo deseado. Por definición, \vec{B} es perpendicular a Φ_m ; por otra parte, $\mathbf{n} \times \nabla\Phi_m = \mathbf{j}$ implica que \mathbf{j} también es perpendicular a $\nabla\Phi_m$. Ahora bien, esto sólo se puede cumplir simultáneamente si la corriente \mathbf{j} fluye a lo largo de la curva equipotencial Φ_m , ya que ambas yacen en el mismo plano.

Para calcular las corrientes que deben circular entre dos curvas equipotenciales, con potenciales Φ_1 y Φ_2 , es necesario integrar \mathbf{j} sobre una línea del campo magnético entre las dos curvas:

$$I = \int_{t_1}^{t_2} j(t) dt = \int_{t_1}^{t_2} d\Phi_m(t) = \Phi_2 - \Phi_1 \quad (4.3)$$

La corriente en todo el embobinado puede ser forzada a ser la misma si elegimos curvas con potenciales equidistantes, es decir $\Delta\Phi_m = I_0 + nI$, donde I_0 es una constante que corresponde a la curva con el potencial más bajo, I es la corriente en las curvas y n el número de curvas. De esta manera, podemos construir un embobinado con un alambre continuo, que inicie una curva justo al lado de donde terminó la anterior.

Como se detallará en el siguiente capítulo, los campos producidos de esta manera tienen una lenta caída del campo al principio y al final de los mismos. Es necesario que esta caída sea muy rápida por dos motivos: en primer lugar, la transición entre la región de cada uno de los “coils” y la región del blanco debe ser no adiabática, por otro lado, el campo fuera de los “coils” (especialmente en el extremo adyacente al blanco) debe ser cero.

Para agudizar la caída del campo, nuevamente se hace uso del método del potencial escalar, en su modalidad bidimensional, pero incluyendo la sección hueca de los "coils". Una de las principales contribuciones a la fuga de flujo de campo magnético proviene del retorno de flujo de los embobinados, este flujo tiene el valor $\phi_1 - \phi_3$ para el potencial y se encuentra en la región intermedia del "coil". Para regresar a los flujos deseados en principio, y así eliminar el flujo de retorno hacia afuera del "coil", se diseña una tapa bidimensional, que genere un potencial ϕ_3 en la región intermedia y un flujo $-\phi_2$ en la región central del "coil", como se muestra en la Figura 4.4. De esta manera, tenemos para el extremo del "coil", un flujo total ϕ_1 en la región intermedia y ϕ_2 en la región central.

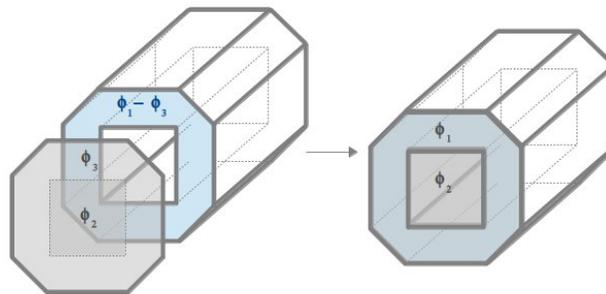


Figura 4.4: Diagrama del cálculo del potencial para la tapa del "coil".

Por este método, se calcularon dos tapas de confinamiento, una para cada "coil". Para el "Input Coil", se construirá la tapa correspondiente al extremo más cercano al blanco, para el embobinado que produce el campo \mathbf{B}_t . Para el "Output Coil", se construirá la tapa de confinamiento del campo \mathbf{B}_{ocx} . Ambas tapas tienen la misma forma, ya que los embobinados son iguales en el extremo en el cual se requiere confinar el campo. Las curvas calculadas de esta manera se pueden ver en la Figura 4.5.

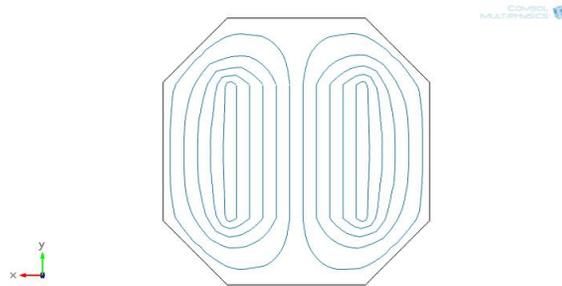


Figura 4.5: Curvas para embobinar las tapas de confinamiento.

CÁLCULOS CON LA ECUACIÓN DE BIOT-SAVART

Biot y Savart, Oesterd y Ampere, investigaron cómo las corrientes eléctricas eran capaces de inducir campos magnéticos y las fuerzas que éstos ejercían. Las mediciones de este fenómeno son complicadas aun en estos tiempos, sin embargo, las observaciones realizadas en aquella época fueron suficientes para enunciar las dos leyes que rigen el comportamiento de los campos magnéticos. La primera de estas leyes enuncia que un elemento de corriente $I ds$ genera un campo magnético en el punto P , para tal campo, se encontró de manera empírica la relación:

$$d\mathbf{B}(\mathbf{r}) = k \frac{\mathbf{I} \cdot d\mathbf{s} \times \mathbf{r}}{r^3} \quad (5.1)$$

es decir, que el campo magnético producido por un elemento de un conductor es proporcional a la corriente e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia. Esta relación es llamada Ley de Biot-Savart.

Por otra parte, un campo externo \mathbf{B} ejerce una fuerza sobre un conductor con corriente, esta fuerza es proporcional al producto del elemento de corriente y la intensidad del campo:

$$d\mathbf{F}(\mathbf{r}) = kI d\mathbf{s}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}d(\mathbf{r}) \quad (5.2)$$

Es evidente que a mayor número de superficies equipotenciales reproducidas con corrientes, es más uniforme el campo producido por los “coils“. Sin embargo, la construcción añade limitantes al número de curvas que pueden ser consideradas en la construcción. Estas limitantes surgen por el radio del alambre que se utilizará, y su límite de flexibilidad ante dobleces.

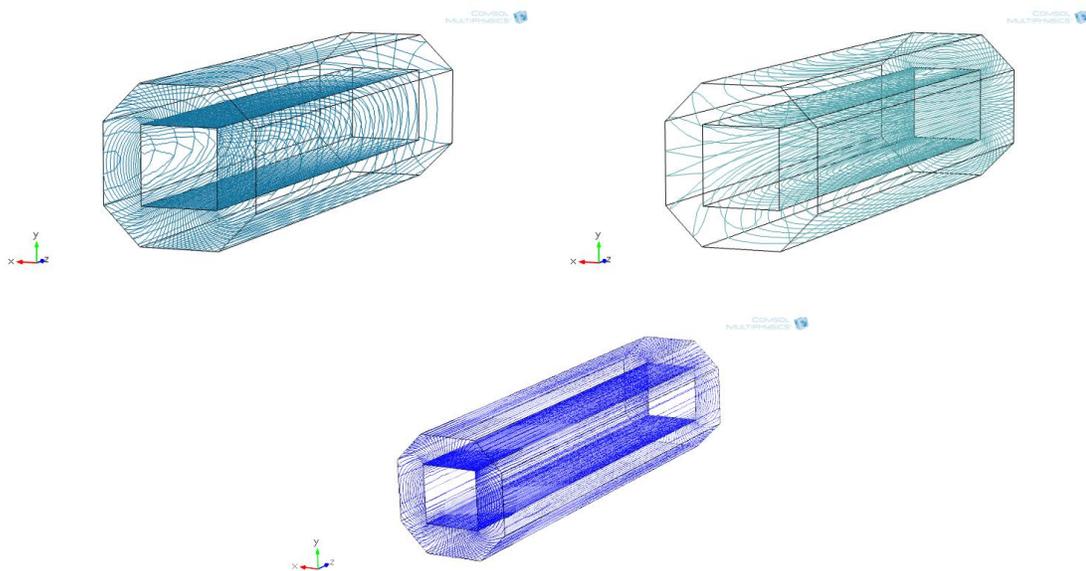


Figura 5.1: Curvas finales para los embobinados del “Output Coil“ (arriba) y del ”Input Coil“ (abajo).

Teniendo esto en consideración, se estima la distancia mínima entre curvas equipotenciales, que es de $\sim 2mm..$ Si observamos las curvas de cualquiera de los ”coils”, podemos darnos cuenta que las curvas que más se aproximan entre sí son

aquellas más cercanas a la esquina interior de la cara del “coil“. De aquí que el número de superficies equipotenciales esté en función de la separación de estas curvas. Así, tenemos que los patrones finales para la construcción de los ”coils” son los que se ven en la Figura 5.1. A partir de estas curvas finales, se calcularon los campos magnéticos producidos usando (5.1) para cada embobinado.

Al implementar la tapa de confinamiento, es preciso calcular la razón entre la corriente del embobinado y la corriente de la tapa, esto debido a que las superficies equipotenciales no son las mismas, como quedó establecido en el capítulo anterior. Al encontrar la razón de corrientes ideal para cada embobinado, se obtuvieron los perfiles para los campos magnéticos que se muestran en la Figura 5.2, las gráficas calculadas para B_{ocy} son iguales a las de B_{ocx} , dada la simetría del “Output Coil“.

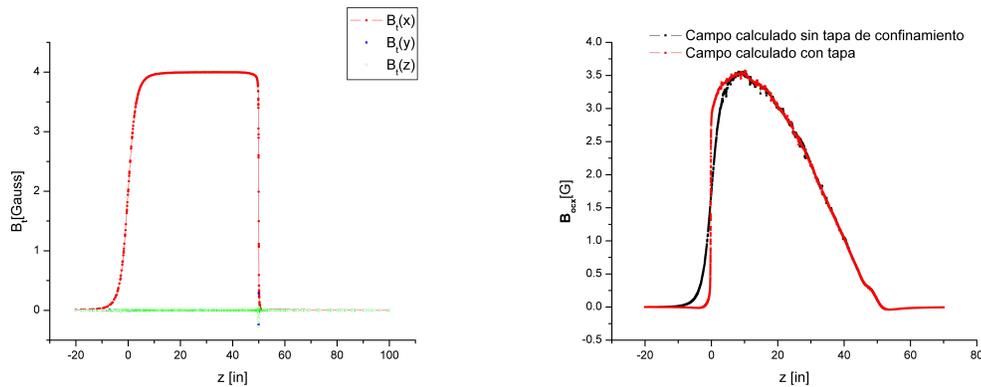


Figura 5.2: Curvas finales para los embobinados del ”Input Coil” (izquierda) y del “Output Coil” (derecha). Se muestran los perfiles de los campos calculados sin tapa de confinamiento y con esta.

El parámetro de adiabaticidad fue calculado para estos perfiles, para neutrones de 5 meV , encontrando que las transiciones del “Input Coil“ a la región del blanco y

de ésta al "Output Coil" son no adiabáticas. Los resultados de este cálculo se pueden ver en la Figura 5.3.

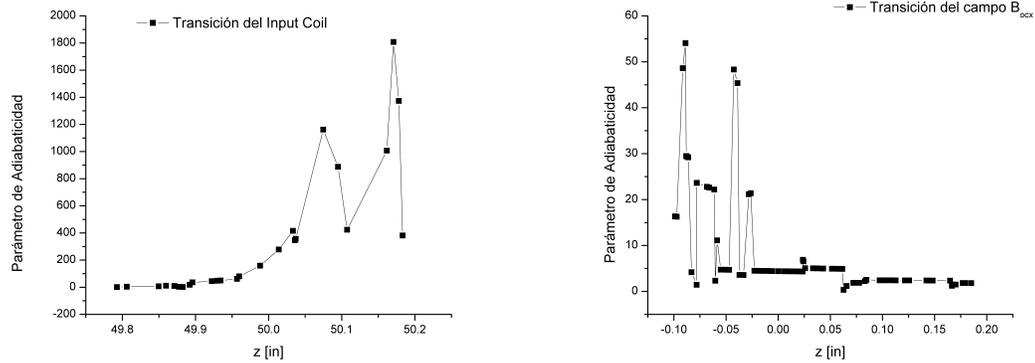


Figura 5.3: Gráficas del parámetro de adiabaticidad para las transiciones del campo magnético a la salida del "Input Coil" y a la entrada del "Output Coil".

Conclusiones y Perspectivas

Se completó la fase del diseño de los “I/O coils“ para el experimento NSR, por medio de la resolución de la ecuación de Biot-Savart, se validó el método del potencial escalar para el diseño de dispositivos generadores de campos magnéticos específicos.

El siguiente paso es la construcción y el embobinado de los “I/O coils”, que se planea culminará a finales de junio. Posteriormente los “coils” serán probados por medio de un sistema motriz tridimensional automatizado que soporta una punta hall triaxial conectada a un gaussímetro de alta precisión. Después serán enviados a la Universidad de Indiana, en donde el aparato NSR será ensamblado y probado con una fuente pequeña de neutrones en el CEEM (“Center for Exploration of Energy and Matter”). Finalmente, el experimento será montado en una línea de la fuente de neutrones fríos del NIST (National Institute of Standards and Technology).

Existe la posibilidad de que gran parte de los componentes del aparato NSR (incluyendo los “I/O coils“) formen parte de otro experimento, que busca detectar señales de fuerzas exóticas. Estas son interacciones de partículas ligeras con alcances de escalas mesoscópicas y acoplamientos muy débiles. Este tipo de interacciones son

predichas por algunas teorías más allá del modelo estándar y por otras que intentan resolver el problema de la materia y energía oscuras [36]. Este experimento sería llevado a cabo en la fuente de neutrones de LANL (Los Alamos National Laboratory).

Apéndice A.- Física de Neutrones Fríos

Los neutrones son bariones sin carga eléctrica, de masa $\sim 939.56 \text{ MeV}/c^2$ y momento magnético $\sim -1.91 \mu_N$. Por lo tanto, estas partículas son afectadas por todos los tipos de campos de fuerza, excepto los eléctricos. Los neutrones se clasifican de acuerdo a su energía, una de esas clasificaciones se muestra en la Tabla 5.

CLASIFICACIÓN	ENERGÍA	VELOCIDAD MEDIA	LONGITUD DE ONDA	TEMPERATURA
Ultra frío	$< 0.3\mu \text{ eV}$	$< 4.4 \text{ m/seg}$	$< 90 \text{ nm}$	$< 2 \text{ mK}$
Muy Frío	$0.3 - 50\mu \text{ eV}$	$4.4 - 56 \text{ m/seg}$	$70 - 90 \text{ nm}$	$2 \text{ mK} - 0.4 \text{ K}$
Frío	$50\mu \text{ eV} - 20\text{meV}$	$56 - 1130 \text{ m/seg}$	$3.5\text{A} - 70 \text{ nm}$	$0.4 - 155 \text{ K}$
Térmico	$20 - 300 \text{ meV}$	$1130 - 4400 \text{ m/seg}$	$90 - 3.5 \text{ A}$	$155 - 2320 \text{ K}$
Epitérmico	$300 \text{ meV} - 100\text{eV}$	$4.4 - 80 \text{ Km/seg}$	$5 \text{ pm} - 90\text{A}$	$2320 - 773600 \text{ K}$
Intermedio	$100 \text{ eV} - 0.5\text{MeV}$	$80 - 5700 \text{ Km/seg}$	$70 \text{ fm} - 50\text{pm}$	$773600 - 3.8 \times 10^9 \text{ K}$
Rápido	$0.5 - 10 \text{ MeV}$	$5700 - 25000 \text{ Km/seg}$	$15 - 70 \text{ fm}$	$3.8 \times 10^9 - 8 \times 10^{10} \text{ K}$
Relativista	$> 10 \text{ MeV}$	$> 25000 \text{ Km/seg}$	$< 15 \text{ fm}$	$> 8 \times 10^{10} \text{ K}$

Tabla A.1: Clasificación de Neutrones

El experimento NSR está diseñado para neutrones con energías de alrededor de 5 meV , es decir, neutrones lentos, para los cuales las interacciones con campos de fuerza son [30]:

1. *Interacción magnética.*- A pesar de ser una partícula neutra, el neutrón tiene un momento magnético dipolar y un espín, por lo cual interactúa con cualquier campo $B(r)$ por medio del potencial:

$$V_B(eV) = -\mu \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \pm 6 \times 10^{-12} B \quad (5.3)$$

donde el signo depende de la dirección del campo con respecto al espín del neutrón. Ahora bien, un campo magnético inhomogéneo ejerce una fuerza en el neutrón dada por:

$$\mathbf{F}_m = -\nabla V_m = \nabla[\mu \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r})] = \pm |\mu| \nabla |\mathbf{B}(\mathbf{r})| \quad (5.4)$$

la última parte de la ecuación, supone un caso adiabático, es decir, que el movimiento del neutrón es tan lento que siempre mantiene la orientación de su espín paralela a la dirección del campo \mathbf{B} . Para que esta condición se cumpla, es necesario que la dependencia temporal del neutrón vista por el espín al atravesar el campo inhomogéneo, sea mucho menor que la frecuencia de precesión del momento magnético del neutrón alrededor del campo:

$$\frac{1}{t} = \frac{1}{|\mathbf{B}|} \cdot \left| \frac{d\mathbf{B}}{dt} \right| \ll \frac{\mu \cdot \mathbf{B}}{\hbar} = \omega_L \quad (5.5)$$

Esta condición es conocida como condición de adiabaticidad, y puede ser vista en términos del parámetro ϵ :

$$\frac{1}{|\mathbf{B}|} \cdot \left| \frac{d\mathbf{B}}{dt} \right| \ll \frac{\mu \cdot \mathbf{B}}{\hbar} \quad (5.6)$$

$$\epsilon = \left(\frac{1}{|\mathbf{B}|} \cdot \left| \frac{d\mathbf{B}}{dt} \right| \right) \left(\frac{\hbar}{\mu \cdot \mathbf{B}} \right) \ll 1$$

Como el movimiento del haz de neutrones es en una dirección, digamos \hat{z} , podemos escribir:

$$\left| \frac{d\mathbf{B}}{dt} \right| = \left| \frac{d\mathbf{B}}{dz} \frac{dz}{dt} \right| = |v_z| \left| \frac{d\mathbf{B}}{dz} \right| \quad (5.7)$$

Sustituyendo entonces, tenemos que:

$$\epsilon = \frac{|v|}{|\mathbf{B}|} \left| \frac{d\mathbf{B}}{dz} \right| \frac{\hbar}{\mu B} \quad (5.8)$$

$$\epsilon = \frac{2|v| \left| \frac{d\mathbf{B}}{dz} \right|}{\gamma B^2}$$

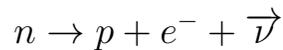
ya que la razón giromagnética del neutrón es $\gamma_n = \frac{2|\mu_n|}{\hbar} = 1.83247185 \times 10^8 \text{seg}^{-1}T^{-1}$. Entonces, para que una transición sea adiabática, $\epsilon \ll 1$; por el contrario, para que la transición sea no adiabática, es necesario que se cumpla $\epsilon \gtrsim 1$.

2. *Interacción gravitacional.*- Esta interacción con el campo terrestre, está dada por:

$$V_g = mgh \approx 102 \times 10^{-9} eV/m \quad (5.9)$$

como las energías de neutrones fríos son mayores a $50\mu eV$, la interacción gravitacional no resulta ser de mucha importancia en el experimento, pues su efecto en distancias cortas es casi nulo.

3. *Interacción débil.*- El efecto más simple de la interacción simple en neutrones, es el decaimiento beta, mediante el cual un neutrón decae por medio de la reacción:



el tiempo de vida media del neutrón es aún el tema de muchos experimentos, la cifra mas actual, obtenida a finales del año pasado [YU13], es $\tau_\beta = (887.7 \pm 1.2[stat] \pm 1.9[sys])seg$. Una característica muy importante de la interacción débil es que es la única que viola las simetrías de paridad y conservación del sabor en procesos subnucleares.

4. *Interacción Fuerte.*- Dentro de un núcleo, los protones y neutrones están ligados entre sí por medio de la interacción fuerte. Un sistema conformado por un neutrón y un protón, a bajas energías, puede ser representado por un pozo esférico de potencial cuadrado, con una profundidad $V_0 \sim 40 MeV$ y un radio $R \sim 2 fm$. Más allá, un neutrón está formado por dos quarks d y un quark u, que a su vez están ligados por la misma interacción fuerte; a esta escala un fenómeno más aparece, que es el confinamiento de los quarks, mediante el cual es imposible encontrar un quark aislado.

Los experimentos con neutrones fríos son muchos y muy variados, abarcan desde la física fundamental hasta materia condensada, pasando por una gran variedad de tipos de espectrometría y caracterización de materiales. Por esto, la producción de neutrones es un asunto de interés general para las ciencias. Existen dos tipos de fuentes de neutrones fríos, de acuerdo a la forma en que los neutrones son obtenidos, estas son:

1. *Fuentes de Neutrones por Espalación.*- En estas fuentes, se acelera una partícula ligera (usualmente protones) hasta energías muy grandes, para después hacerla colisionar con un blanco pesado, produciendo el rompimiento de los núcleos. En este proceso, se liberan una gran cantidad de neutrones, que son moderados y redirigidos a las líneas de bombardeo.
2. *Fuentes de Neutrones con Reactores Nucleares.*- Como producto de las reacciones de fisión en cadena, un gran número de neutrones rápidos son liberados. Estas reacciones son inducidas en los reactores de fisión, de los cuales se extraen haces de neutrones, que al igual que en las fuentes por espalación, son moderados para reducir sus energías.

Bibliografía

- [1] Cohen-Tannoudji, Diu, Lalöe, *Quantum Mechanics*, John Wiley and Sons, (1977).
- [2] J. J. Sakurai, San Fu Tuan, *Modern Quantum Mechanics*, Addison-Wesley, (1994).
- [3] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104** (1956) 254.
- [4] C. S. Wu et al., *Phys. Rev.* **105** (1957) 1413.
- [5] N. Tanner, *Phys. Rev.* **107** (1957) 1203.
- [6] V. M. Lobashov, N. A. Nazarenko, L. F. Saenko, L. M. Smotrisky, and G. I. Kharkevitch, *JETP Lett.* **5** (1967) 59; *Phy. Lett.* **25B** (1967) 104
- [7] Wick C. Haxton, Ernest M. Henley, *Symmetries and Fundamental Interactions in Nuclei*, World Scientific, (1955).
- [8] B. Heckel, N. F. Ramsey, K. Green, G. L. Greene, R. Gahler, O. Schaerpt, M. Forte, W. Dress, P. D. Miller, R. Golub and J. Byrne, *Phys. Lett. B* **119B** (1982) 298.
- [9] B. Heckel, M. Forte, O. Schaerpt, K. Green, G. L. Greene, N. F. Ramsey, J. Byrne and J. M. Pendlebury, *Phys. Rev. C* **29** 6 (1984).

-
- [10] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Physical Review D* **2** 7 (1970) 1285.
- [11] E. G. Adelberg and W. C. Haxton, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **35** (1985) 501.
- [12] G. Barton, *Il Nuovo Cim.* **19** (1961) 512.
- [13] Diane M. Markoff, Measurement of The Parity Nonconserving Spin-Rotation of Transmitted Cold Neutrons Through a Liquid Helium Target University of Washington. Ph D. Thesis.
- [14] F. C. Michel, *Phys. Rev.* **B133** (1964) B329.
- [15] E. Fischbach, *Phys. Rev.* **170** (1968) 1398.
- [16] B. H. J. McKellar and P. Pick, *Phys. Rev.* **D7** (1973) 260.
- [17] B. Desplanques, J. F. Donoghue, and B. R. Holstein, *Ann. Phys. (NY)* **124** (1980) 449.
- [18] V.M. Dubovik and S.V. Zenkin, *Ann. Phys. (NY)* **172** (1986) 100.
- [19] G.B. Feldman, G.A. Crawford, J. Dubach, and B.R. Holstein, *Phys.Rev.* **C43** (1991) 863.
- [20] W.C. Haxton and C.E. Wieman, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **51** (2001) 261.
- [21] Wick C. Haxton, Barry R. Holstein, arXiv:1303.4132(2013).
- [22] Joseph Wasem, *Phys. Rev.* **C85** (2012) 022501.
- [23] Thomas Mannel. *Effective Field Theories in Flavour Physics* **STMP 203** Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2004).

-
- [24] Paul Langacker. *The Standard Model and Beyond* **CRC Press** Series in high energy physics, cosmology and gravitation (2010).
- [25] S. L. Zhu, C.M. Maekawa, B.R. Holstein, M.J. Ramsey-Musolf, U. van Kolck, and S. A. Page, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **56** (2006) 1.
- [26] Michael J. Ramsley-Musolf, Shelley A. Page, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **56** (2006) 1.
- [27] G. S. Danilov, *Phys. Lett.* **18** (1965) 40.
- [28] C.-P. Liu, *Phys. Rev. C* **75**, (2007) 065501.
- [29] Christopher Dale Bass, *Measurement of the parity-violating spin-rotation of polarized neutrons propagating through liquid helium* Indiana University, Ph D. Thesis (2008).
- [30] Robert Golub, David J. Richardson, Steve K. Lamoreaux, *Ultra-Cold Neutrons*, Adam Hilger, (1991).
- [31] W. M. Snow, *Nuc. Inst. Met. Phys. Res.* **A611** (2009) 248.
- [32] Markoff D.M., *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **110** (2005) 209.
- [33] W. M. Snow, et al., *Phys. Rev. C* **83** (2011) 022501-1.
- [34] C.D. Bass, et al., *J. Res. NIST* **110** (2005) 189.
- [35] A. T. Yue, M. S. Dewey, D. M. Gilliam, G. L. Greene, A. B. Laptev, J. S. Nico, W. M. Snow, and F. E. Wietfeldt. *Phys Rev Lett.* **111** (2013) 222501.
- [36] H. Yan, W. M. Snow, *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 082003.
-