



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

MANIPULACIÓN Y TRANSPORTE DE ESPÍN DE NEUTRONES LENTOS PARA
EL ESTUDIO DE LA VIOLACIÓN DE PARIDAD EN LA CAPTURA DE
NEUTRONES POR ${}^3\text{He}$

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

PRESENTA:
ANDRÉS RAMÍREZ MORALES

TUTOR PRINCIPAL
DRA. LIBERTAD BARRÓN PALOS
INSTITUTO DE FÍSICA

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

DR. ROELOF BIJKER
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

MÉXICO, D. F. MAYO 2014



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

A mis hermanas Andrea y Alejandra.

Agradecimientos

Doy Gracias a Dios por darme el regalo de la vida y la fortuna de haber conocido gente tan buena.

Gracias a mis padres Andrés Ramírez Rodríguez y María Guadalupe Morales Gutiérrez que siempre han creído en mí y me han apoyado y comprendido en todo.

A Teresita de Jesús Hernández Flores que siempre estuvo a mi lado y me ayudo superar momentos difíciles.

A la Dra. Libertad Barrón Palos por las extraordinarias experiencias; por haber hecho mi estancia en la UNAM más agradable y por haberme tenido tanta paciencia durante todo este tiempo.

Especialmente quiero agradecer a Marissa Maldonado y a Laura Marín por sus útiles discusiones y ayuda.

Agradezco a todos los profesores que me han impartido clase con el fin de transmitirme su conocimiento.

A mis compañeros y amigos de la maestría por el apoyo que recibí en todo momento y por las vivencias dentro de la escuela.

Agradezco especialmente al CONACYT por haberme apoyado y creído en mi, reconociendo que su labor por la formación de estudiantes ha sido ejemplar.

Resumen

A partir de que la violación de paridad ha sido observada y estudiada, ha quedado en evidencia su importancia para entender mejor la interacción electrodébil. En este contexto la realización de experimentos que buscan estudiar esta característica, se vuelve indispensable. Un camino con varias ventajas, es llevar a cabo los experimentos con neutrones fríos polarizados donde éstos interactúan con compuestos de pocos nucleones. En dichos experimentos, es evidente que la polarización de los neutrones debe cumplir rigurosas demandas; lo cual se obtiene mediante campos magnéticos.

Tomando en cuenta lo anterior, en el presente trabajo se realizó el diseño y construcción de un dispositivo electromagnético que mediante corrientes eléctricas apropiadas generara los campos magnéticos necesarios para satisfacer las condiciones de polarización del haz de neutrones del experimento n - ^3He , que se llevará a cabo en Oak Ridge National Laboratory. Al pedir, dada la naturaleza del experimento, que la región de campo magnético esté libre de corrientes eléctricas, se encontró que la geometría de las corrientes es parecida a la de un solenoide. Reemplazando un embobinado continuo, se implementaron 19 corrientes cuya magnitud se optimizó, así logrando el campo deseado. Finalmente se hicieron las mediciones de una de las corrientes, que considerando el principio de superposición, hay certeza de que al estar las demás corrientes con sus posiciones y magnitudes adecuadas se obtendrá el campo total esperado.

Abstract

Since parity violation has been observed, it has been clear its high importance to understand the electroweak interaction phenomena. In this context, performing experiments designed to study such characteristics has become essential. One way to achieve these experiments, with several advantages, is to use polarized cold neutrons interacting with few-nucleon compounds. Evidently, in this class of experiments the neutron polarization has stringent requirements; these conditions are met using magnetic fields.

Taking into account the last ideas, in this work, the design and construction of an electromagnetic device which with appropriate electric currents is going to generate the magnetic fields desired in order to satisfy the neutron beam polarization demands of the n - ^3He experiment was done; the experiment will take place at the Oak Ridge National Laboratory. Requesting, given the experiment's singularities, that the experimental workspace be current free, it was found that the current's geometry is similar to a solenoid and replacing a tight winding by 19 separated currents which magnitudes were optimized, the magnetic field is achieved. Finally, measurements of one current were performed, and having in mind the superposition principle, if the remaining currents are placed at the right the positions and magnitudes, it is safe to say, that the whole system will produce the pursued magnetic field.

Índice general

Dedicatoria	II
Agradecimientos	IV
Resumen	VI
Índice	I
1. Panorama	3
1.1. Introducción	3
1.2. Objetivos	5
1.3. Resultados	5
2. Generalidades	7
2.1. El Neutrón	7
2.1.1. Interacciones del Neutrón con la Materia	8
2.1.2. Interacciones con Campos Electromagnéticos	9
2.2. Física Experimental con Neutrones	10
2.2.1. Producción	10
2.2.2. Moderación	12
2.2.3. Transporte	12
2.2.4. Polarización	13
2.2.5. Detección	14
2.2.6. Manipulación del Espín	14
2.3. Neutrones Fríos	15
2.4. Interacción Electrodébil y Violación de Paridad	16
2.4.1. Interacción Débil	16
2.4.2. Paridad y Violación de Paridad	18
2.4.3. Neutrones Fríos y Violación de Paridad	19

3. Experimento $n\text{-}^3\text{He}$	21
3.1. Resumen	21
3.2. Motivación	21
3.3. Reacción $n\text{-}^3\text{He}$	23
3.4. Cálculos Teóricos de A_p	24
3.5. Desarrollo Experimental	27
3.6. Componentes del Experimento	28
3.6.1. Monitores	28
3.6.2. Súper Espejo Polarizador	29
3.6.3. Rotador y Guía de Espín	29
3.6.4. Inversor de Espín	29
3.6.5. Blanco/Detector	30
3.7. Errores Sistemáticos	31
4. Campos Magnéticos para el Experimento $n\text{-}^3\text{He}$	33
4.1. Campo Magnético Requerido	33
4.2. Adiabaticidad del Campo Magnético	34
4.3. Metodología	41
4.3.1. Potencial Escalar Magnético	42
4.3.2. DEM en Tres Dimensiones	44
4.3.3. Cálculo de los Campos Magnéticos	45
4.4. Optimización de los Campos Magnéticos	48
5. Aspectos Prácticos del DEM	59
5.1. Construcción	59
5.1.1. Diseño	59
5.1.2. Trabajo en el Taller	61
5.2. Mapeo de los Campos Magnéticos	61
6. Conclusiones	65
Apéndice A	67
Bibliografía	71

Capítulo 1

Panorama

1.1. Introducción

El entendimiento de la composición de la materia ha fascinado al ser humano a través del tiempo, siendo la búsqueda de dicho conocimiento objeto de un gran número de esfuerzos, empezando por los antiguos griegos quienes postularon que todo está constituido de pequeñas partes indivisibles llamadas átomos, hasta llegar a las modernas teorías cuánticas de campo precedidas por las ideas de Dirac, que de igual manera procuran describir la composición mínima de la materia, además de hacer predicciones espectaculares. El trabajo realizado en torno a dichos temas a lo largo de la historia, en particular en el siglo XX, tuvo un rol fundamental en el avance de la física en general, ya que se propusieron una amplia variedad tanto de teorías como de experimentos, con la finalidad de dar respuestas a las infinitas interrogantes propias a fenómenos de la naturaleza microscópica de la materia. En física fundamental de la composición e interacción atómica y subatómica de la materia, el desarrollo teórico finalmente desemboca en el Modelo Estándar (ME) de partículas elementales, una teoría cuántica de campos que describe y predice de forma precisa muchos de estos fenómenos microscópicos. Adicionalmente, este modelo ha dado pie al impulso de experimentos antes inimaginables que requieren nuevas tecnologías, como por ejemplo la construcción de aceleradores de partículas de altas energías.

Sin embargo hoy en día siguen sin ser respondidas una cantidad enorme de preguntas, ya que es bien conocido que el ME no proporciona información clara sobre fenómenos, como las oscilaciones de neutrinos ó la existencia de materia oscura, entre muchos otros [1]. En consecuencia de esta notable falta de información, es totalmente necesario seguir caminos alternos. Propuestas han surgido para cada pregunta aún sin una respuesta satisfactoria. El objetivo final de este trabajo y los relacionados con él, trata sobre una de ellas: comprender mejor la interacción hadrónica débil entre nucleones, que en última instancia pretende explicar la interacción débil entre quarks dentro de un hadrón (en capítulos

posteriores se profundizará ligeramente acerca de estos temas). Ya se tiene el problema, pero, ¿cómo se busca darle solución? Las opciones pueden ser diversas, no obstante, se ha optado por un tema relativamente poco explorado que ofrece ventajas importantes en el aspecto experimental: el uso de neutrones de bajas energías o mejor conocidos en la literatura como neutrones fríos y neutrones ultra fríos (UCN, por sus siglas en inglés). Toda una arquitectura experimental y teórica se requiere para explorar esta clase de neutrones, por lo que desde su primer uso alrededor de los años 50 [2], han existido numerosos trabajos los cuales un alto porcentaje ha tenido éxito, motivación que es crucial para seguir esta línea de investigación y realizar trabajos como el presente. A continuación mencionaremos brevemente algunos de ellos:

1. La búsqueda de un momento dipolar eléctrico del neutrón ($nEDM$, por sus siglas en inglés) ha sido un problema de frontera durante mucho tiempo (60 años), el uso de neutrones fríos o ultra fríos ha dado excelentes resultados; la cota superior en la actualidad es $< 10^{-27}$ encontrada por un grupo de investigadores en Francia del Instituto Laue-Langevin (ILL), adicionalmente se sabe que hay otros laboratorios como Paul Scherrer en Suiza y Oak Ridge en Estados Unidos, que están preparando experimentos que buscan mejorar el resultado de ILL [2]. La predicción del ME del $nEDM$ es muy pequeña por lo tanto un valor medible diferente de cero implicaría física más allá del ME, *e.g.* procesos de no invarianza de CP en supersimetría [3].
2. Establecer la vida media del neutrón. Aquí se aprovecha que los UCN's tienen energías tan pequeñas, en comparación del potencial óptico de algunos materiales que pueden ser utilizados para fabricar contenedores que almacenarían los neutrones (no obstante, se han encontrado inconsistencias en los resultados de experimentos diferentes que investigan esta vida media) [2, 4]. La medición de la vida media del neutrón es de amplio interés porque con cada cifra significativa que se mejore se espera obtener información cosmológica de la nucleosíntesis del Big Bang [3].
3. Estudio de violación de paridad. Existen distintas observables, que se esperan puedan ser medidas con neutrones fríos polarizados, que exhiban la no conservación de paridad. Este punto particular es el que concierne al presente trabajo.
4. Gravedad. Los neutrones ultrafríos, por su poca energía e interacción electromagnética, son útiles para comprobar la existencia de estados cuánticos de la materia en campos gravitacionales: los neutrones se dejan caer hacia un espejo horizontal, que junto con el campo gravitacional terrestre proveen el potencial de confinamiento. Se observa que los neutrones no se mueven continuamente a lo largo de la dirección vertical si no que saltan de una altura a otra como lo predice la teoría cuántica [5].

Aplicaciones como las anteriores han hecho que la física de neutrones fríos sea una área de la física fundamental con una proyección importante al futuro cercano.

1.2. Objetivos

El corazón de esta tesis reside en dos objetivos primordiales, que naturalmente están relacionados entre sí:

1. La explicación global del experimento n - ^3He , que se llevará a cabo en Oak Ridge National Laboratory (ORNL).
2. El desarrollo y construcción de un rotador y guía del espín para el haz de neutrones, componente fundamental del experimento n - ^3He .

1.3. Resultados

Los resultados más importantes de la tesis son:

1. Comprensión robusta del experimento n - ^3He , así como la incorporación detallada del dispositivo electromagnético de este trabajo al experimento.
2. Diseño del dispositivo electromagnético que cumple todos los requerimientos del experimento n - ^3He , Figuras 4.7, 4.8, 4.9. Diseño con el cual se calcularon los campos magnéticos, Figura 4.10.
3. Optimización de las corrientes eléctricas, Cuadro 4.2 y Figura 4.14.
4. Construcción de una primera estructura, que será el estante de una corriente eléctrica, Figuras 5.1 y 5.2.
5. Medición del campo magnético de una corriente, que ayuda a comprobar la validez de los cálculos realizados; además, confiando en el principio de superposición, se espera que con las demás corrientes juntas se produzca el campo magnético ideal. Figura 5.3.

La tesis se estructura en la descripción de los neutrones en general; después en particular sobre los neutrones fríos, seguido de la motivación y descripción del experimento n - ^3He , finalmente la construcción del rotador y guía de espín.

Capítulo 2

Generalidades

Este capítulo trata brevemente sobre el trasfondo que es deseable conocer para el presente trabajo. Se comienza con el neutrón y sus propiedades físicas más significativas seguido de la física experimental con neutrones y como con anterioridad han sido construidos dispositivos cuya función es manipular con alta precisión a los neutrones. Finalmente tratará el problema de la interacción electrodébil, de la violación de paridad y como es posible estudiar estos problemas con física de neutrones fríos. Todo lo anterior es justificación tanto del experimento completo n - ^3He , como de la tarea de desarrollar el rotador y guía de espín asignada a nuestro grupo de investigación, motivo por el cual se profundizará en mayor grado los temas que sean más relevantes para este fin.

2.1. El Neutrón

Los neutrones conforman casi la mitad de la masa que nos rodea, son partículas subatómicas, que junto con el protón constituyen el núcleo atómico. La masa del neutrón es casi igual a la del protón [2] y en el núcleo ambos están unidos entre sí por medio de la fuerza nuclear o fuerza fuerte. Los neutrones son importantes debido a que la cantidad de ellos en algún elemento químico particular domina algunas de las propiedades de mayor interés. Las características más importantes del neutrón son:

1. Tiene carga eléctrica cero, lo cual hizo que su descubrimiento ocurriera relativamente mucho tiempo después que el descubrimiento del electrón y protón [2].
2. Es descrito como un hadrón formado por tres quarks de los cuales dos son down (d) con carga $-1/3e$ y uno es up (u) con carga $2/3e$, con e la carga del electrón. De aquí se ve que la carga para el neutrón es nula [6].

3. El neutrón cuando está fuera de un núcleo atómico es inestable, su decaimiento es beta y su vida media es cercana a 890 segundos [4].
4. Es un fermión de espín o momento angular intrínseco $1/2$, característica necesaria para establecer su estado cuántico además de las variables de posición, momento angular orbital, etc., es decir la *variable espín* tiene asociado un operador \mathbf{S} , donde sus componentes satisfacen el álgebra de momento angular. Los números cuánticos de espín necesarios para establecer el estado de un neutrón son los números s y m que denotan el espín del neutrón y su proyección sobre un eje en un sistema de referencia dado. Las reglas de la mecánica cuántica sobre el espín, por ser momento angular, nos dan los valores específicos que pueden tomar los números s y m ; para el caso del neutrón $s = 1/2$ y $m = 1/2, -1/2$; en la notación de Dirac estos se escriben como: $|\frac{1}{2}, \pm\rangle$ y abreviados $|\pm\rangle$, el estado de espín del neutrón entonces se puede escribir como una combinación lineal de estos estados: $|\psi\rangle = \alpha|+\rangle + \beta|-\rangle$ con α y β complejos y $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ [7, 8].

El Cuadro 2.1 resume las características del neutrón reportadas por Particle Data Group [9].

$\mathbf{I}(J^+)$	Masa	Masa	Masa \bar{n}
$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2}^+ \right)$	$1.008664916 \pm 0.00000000043 \text{ u}$	$939.565379 \pm 0.000021 \text{ MeV}$	$939.485 \pm 0.051 \text{ MeV}$
$(\mathbf{m}_n - \mathbf{m}_{\bar{n}})/\mathbf{m}_n$	Momento Dipolar Eléctrico	Radio Cuadrado Medio	Carga
$(9 \pm 6) \times 10^{-5}$	$< 0.29 \times 10^{-25} e \text{ cm}$	$0.1161 \pm 0.0022 \text{ fm}^2$	$0.2 \pm 0.8 \times 10^{-21} e$
Vida Media	Polarizabilidad Magnética	Polarizabilidad Eléctrica	$\mathbf{m}_n - \mathbf{m}_p$
$880.0 \pm 0.9 \text{ s}$	$(3.7 \pm 2.0) \times 10^{-4} \text{ fm}^3$	$(11.6 \pm 1.5) \times 10^{-4} \text{ fm}^3$	$1.29333217 \pm 0.00000042 \text{ MeV}$

Cuadro 2.1: Características del neutrón reportadas por Particle Data Group [9].

2.1.1. Interacciones del Neutrón con la Materia

Los tipos de interacción de los neutrones con la materia son básicamente dos. Primero, la interacción nuclear entre el neutrón y el núcleo cercano a él, puede llevarse a cabo en dos maneras: *i*) a través de la formación de un núcleo excitado intermedio seguido de su decaimiento en algún canal posible, tal como dispersión elástica o inelástica, emisión de rayos γ (captura radiativa del neutrón por el núcleo), emisión de partículas cargadas $[(n, p)$ y $(n, \alpha)]$ ó fisión nuclear; *ii*) sin la formación del núcleo intermedio, cuando el neutrón simplemente es dispersado directamente por el campo de la fuerza nuclear.

Segundo, a pesar de que el neutrón es eléctricamente neutro, por ser una partícula compuesta posee momento magnético, por lo tanto existe interacción magnética; algunas

de ellas son: *i*) interacción del momento magnético del neutrón con el momento magnético del átomo; *ii*) interacción del momento magnético del neutrón con el momento magnético del núcleo; *iii*) interacción del momento magnético del neutrón con el campo eléctrico del núcleo (interacción de Schwinger) ; *iv*) la interacción entre el neutrón y el electrón, que está conectada con los efectos relativistas que muestran todas las partículas descritas por la ecuación de Dirac [10].

2.1.2. Interacciones con Campos Electromagnéticos

Como se ha venido mencionando el neutrón no tiene carga eléctrica, en consecuencia al estar en un campo eléctrico es transparente a él y además al estar en movimiento no genera un campo magnético como el electrón o protón. Sin embargo el momento magnético μ del neutrón es diferente de cero, por lo tanto la interacción con campos magnéticos es de suma importancia.

Inicialmente al tiempo t_0 se tiene un estado de espín del neutrón de la forma

$$|\psi\rangle = \alpha|+\rangle + \beta|-\rangle, \quad (2.1)$$

aquí se considera que los autoestados del operador de proyección del espín sobre el eje z , S_z , son $|\pm\rangle$ con autovalores $\pm\hbar/2$, para el caso paralelo y antiparalelo al eje, respectivamente. Al aplicar un campo magnético uniforme, en la dirección z , el Hamiltoniano del sistema es

$$H = -\gamma\mathbf{S} \cdot \mathbf{B} = -\gamma BS_z, \quad (2.2)$$

donde γ es la constante giromagnética del neutrón y vale [11]

$$\gamma = 1,83247185 \times 10^8 \text{ s}^{-1}\text{T}^{-1}. \quad (2.3)$$

Los autovalores de H cuando el campo es paralelo o antiparalelo al espín

$$E_{\pm} = \mp\gamma\frac{\hbar}{2}B, \quad (2.4)$$

donde $+$ corresponde a paralelo y $-$ a antiparalelo. El cambio temporal viene gobernado por el operador evolución del sistema

$$U(t, 0) = \exp\left(i\frac{\gamma BS_z t}{\hbar}\right), \quad (2.5)$$

se eligió $t_0 = 0$, con el cual se obtendrá el estado (2.1) a un tiempo $t > 0$,

$$|\psi, t_0 = 0; t\rangle = \alpha \exp\left(i\frac{\gamma B t}{2}\right) |+\rangle + \beta \exp\left(-i\frac{\gamma B t}{2}\right) |-\rangle. \quad (2.6)$$

El estado (2.1) se convierte en un autoestado del operador S_{x+} cuando $\alpha = \beta = 1/\sqrt{2}$ y su probabilidad de encontrarlo al tiempo $t > 0$ en los autoestados de S_{x+} y S_{x-} es $(\hbar/2) \cos^2(\gamma Bt/2)$ y $(\hbar/2) \sin^2(\gamma Bt/2)$ respectivamente. De aquí es directo calcular el valor esperado del operador S_x ,

$$\langle S_x \rangle = \left(\frac{\hbar}{2} \right) \cos \gamma Bt. \quad (2.7)$$

De igual manera, es fácil ver que

$$\langle S_y \rangle = \left(\frac{\hbar}{2} \right) \sin \gamma Bt, \quad (2.8)$$

$$\langle S_z \rangle = 0. \quad (2.9)$$

Físicamente lo que significan las últimas tres ecuaciones es que el espín precesa en el plano xy con frecuencia $\omega = \gamma B$, donde ω es la frecuencia de Larmor [7].

2.2. Física Experimental con Neutrones

Los avances tecnológicos en general han hecho más simple y completa la tarea de la construcción de laboratorios e instrumentos para el estudio profundo de neutrones. En esta sección se hablará sobre las técnicas más útiles y comunes en el área de la física de neutrones.

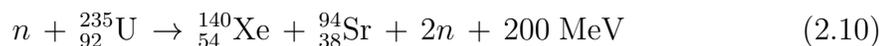
2.2.1. Producción

Dado que en la actualidad los experimentos con neutrones buscan observar cantidades cada vez más pequeñas y con mayor precisión, es necesario que las fuentes de producción sean capaces de generar una cantidad enorme de neutrones, lo que dará como fruto que el tiempo del experimento sea reducido ampliamente, haciendo que observables estadísticamente difíciles de medir sean posibles de encontrar. Dos de las fuentes de neutrones más intensas son:

1. Fuentes de Espalación. Las fuentes de neutrones más prometedoras parecen ser las fuentes de espalación de núcleos pesados por protones de alta energía. Espalación, es un proceso en el cual fragmentos de un material son expulsados de algún cuerpo por impacto o estrés. En el contexto de física nuclear, las reacciones de espalación son inducidas por proyectiles como nucleones ó pequeños núcleos (*e.g.* partículas alpha), su energía cinética excede aproximadamente 10 MeV y de preferencia es

del orden de 1 GeV. El proceso de espalación se lleva a cabo en dos etapas: *i*) el tránsito de la partícula incidente a través del núcleo que encuentra, es de corta duración ($\sim 10^{-22}$ s) y pocos nucleones son liberados por una serie de colisiones tipo billar; *ii*) el núcleo residual, el cual es muy energético por la energía que ganó de la partícula incidente, libera el exceso de energía emitiendo más nucleones; esta etapa dura un poco más ($\sim 10^{-16}$ s). En materia pesada, los nucleones o núcleos ligeros emitidos tienen la probabilidad de colisionar con otros núcleos y repetir las dos etapas anteriores si es que tienen energía suficiente. Estas reacciones se vuelven interesantes al ver que disparar un protón con energía del orden de 1 GeV a un núcleo pesado (tungsteno, plomo, bismuto, torio, etc.) podría producir cerca de treinta neutrones secundarios. En este rango de energía el número de neutrones obtenidos por espalación es aproximadamente proporcional a la energía cinética del protón. La fuente de neutrones obtenida con este proceso incrementa su intensidad en proporción a la corriente del acelerador de protones, permitiendo controlar la energía de los neutrones y determinar si el flujo es continuo o pulsado, variables experimentalmente muy valiosas [12].

2. Reactores Nucleares. Para obtener neutrones de un reactor nuclear es necesario que haya reacciones de fisión en las cuales la energía es liberada mediante la separación de núcleos pesados en núcleos más ligeros, que tienen mayor energía de amarre. Los neutrones pueden iniciar la fisión, no se requieren altas energías ya que no hay repulsión coulombiana entre los núcleos y el neutrón. La reacción de un neutrón Uranio-235 libera energía aproximadamente de 200 MeV, dos o tres neutrones, dos núcleos pesados llamados fragmentos de fisión, rayos gamma y neutrinos; la energía se reparte entre los productos en forma de energía cinética y es disipada en calor al interactuar con el medio. Los dos o tres neutrones, al no tener carga, viajan en línea recta unos pocos centímetros hasta colisionar o ser dispersados por núcleos donde perderán energía. Si son absorbidos por un material fisionable, frecuentemente causará que el núcleo fisione y dará nacimiento a neutrones de una siguiente generación. Ya que este proceso puede repetirse para crear generaciones sucesivas, se dice que una reacción en cadena existe. La reacción típica es:



Los fragmentos de fisión son inestables por que su razón de neutrón a protón es muy grande. Para lograr una proporción estable se emiten dos o tres electrones mediante el decaimiento β [13].

2.2.2. Moderación

En seguida de la producción de los neutrones por medio de fuentes de espalación ó reactores nucleares (ó algún otro método) es usual hacer pasar a los neutrones por grandes contenedores que almacenan algún material refrigerante o moderador con el objetivo de reducir su energía (temperatura). Si el material no absorbe a los neutrones y es de extensión infinita, los neutrones llegarán al equilibrio térmico con el moderador con una distribución de Maxwell a la temperatura del moderador; la razón es por que cuando un neutrón energético colisiona con un protón en reposo, la energía inicial se reparte entre los dos aproximadamente en mismas proporciones, por lo tanto después de 10 a 20 colisiones los neutrones se acercarán a la energía cero con un límite inferior correspondiente a la temperatura del moderador. En sistemas reales, el moderador no es infinito y también absorbe neutrones generando que la distribución de Maxwell sea distorsionada con una temperatura un poco mayor a la del moderador. La temperatura de los moderadores, *e.g.* hidrógeno líquido, puede llegar a ser tan baja (~ 20 K) que son capaces de producir neutrones ultrafríos [14].

2.2.3. Transporte

No basta solo con tener una fuente de neutrones lo suficientemente intensa, si no que es esencial contar con la capacidad de trasladarlos desde la fuente hasta el lugar donde se lleva a cabo el experimento. Con este propósito las soluciones más exitosas al problema son:

1. Guía de neutrones. Las guías balísticas de neutrones, construídas con súper espejos, son arreglos en los cuales una boquilla divergente es seguida de una amplia sección recta larga ($\sim 30 - 80$ m) y al final una boquilla convergente; dicha configuración permite que la divergencia (dispersión angular) de la distribución inicial de neutrones sea cambiada a una distribución espacial por la boquilla divergente, resultando en reducción de pérdidas de neutrones durante la propagación a lo largo de la sección recta por que los ángulos de incidencia disminuyen (*i.e.* mayor reflectividad) y los neutrones rebotan menos. La optimización de las guías de neutrones y la construcción de súper espejos más eficientes logran que el flujo de neutrones accesible a los experimentos y la distancia a la que pueden ser transportados sean mayores [15].
2. Campos magnéticos. Tomando ventaja de las interacciones de los campos magnéticos con el neutrón, una opción para transportar neutrones son dichos campos magnéticos; este transporte evitaría la pérdida de neutrones por absorción u otros efectos inevitables por la interacción con la materia, la desventaja es que no son prácticos para grandes distancias, por lo que tienen utilidad distinta a las guías de neutrones

construidas con súper espejos. Como ejemplo, el transporte de espín del neutrón en un aparato experimental, es decir mantener su dirección, es simple de realizar con campos magnéticos estables y relativamente de baja intensidad, aunado a que son los más adecuados para neutrones de bajas energías.

2.2.4. Polarización

El neutrón, como se mencionó, posee espín 1/2 lo cual hace posible su polarización, efecto muy deseable dado que permite elaborar experimentos donde dicha polarización es el elemento fundamental. Modernos polarizadores de haces de neutrones hacen que esta tarea sea cada vez más efectiva, por ejemplo se tienen:

1. Súper espejos. Los súper espejos al ser superficies altamente reflejantes son utilizadas como polarizadores ya que presentan varias ventajas sobre otros métodos de polarización de neutrones. Están contruidos de varias capas de diferente espesor de diferentes materiales reflejantes (*e.g.* Silicio y Fierro), particularmente se pueden fabricar para que carezcan de capas antirreflejantes, por lo tanto neutrones con espín no deseado serán absorbidos. La eficiencia de estos dispositivos se puede mejorar variando su curvatura, los materiales con los cuales están contruidos y su respectiva magnetización, así como la geometría. Considerar la energía que tendrán los neutrones incidentes es una amplia ventaja, por que la energía del neutrón está relacionada con su longitud de onda la cual a su vez se relaciona con el ángulo crítico de reflexión del súper espejo y al ser superado el ángulo crítico los neutrones se propagarán a través del material y se reflejarán parcialmente en las interfaces de las capas en donde ocurrirá la difracción de Bragg [16, 17].
2. Polarizadores de ^3He . La interacción de ^3He polarizado con los neutrones puede generar dispersión elástica e inelástica. Para la dispersión inelástica se tienen dos canales de decaimiento $^3\text{He} + n \rightarrow ^3\text{H} + p$ y $^3\text{He} + n \rightarrow ^4\text{He} + \gamma$, de los cuales el primero tiene una sección eficaz con varios órdenes de magnitud mayor. Estos polarizadores explotan la cualidad de que la sección eficaz de la primera reacción depende altamente del espín relativo entre el neutrón y el ^3He , de tal forma que la absorción ocurrirá cuando los espines sean antiparalelos, así solo los neutrones con espín paralelo al ^3He pasarán este filtro. Idealmente se alcanza una polarización del 100 %. Este tipo de polarizadores tiene la bondad de cambiar el espín del ^3He rápidamente lo que reduce los errores sistemáticos asociados en el experimento; en contraparte se ha demostrado que su efectividad se ve disminuida en función al flujo de neutrones incidente a él [18].

2.2.5. Detección

Desde luego ver o detectar a los neutrones es muy importante para tener éxito en cualquier experimento. La detección de neutrones, por ser la carga del neutrón nula, ha sido un problema relativamente complicado en el sentido que los detectores de partículas construídos en base a la interacción coulombiana (*i.e.* detectores para partículas cargadas) son los más comunes. Por lo tanto son necesarias alternativas para superar esta limitación: se hace uso de las interacciones con la materia ya enlistadas; principalmente la formación de un núcleo excitado seguido de su decaimiento. Con la mira de obtener mayor confiabilidad en el funcionamiento del detector se toman en cuenta las particularidades del experimento, *e.g.* la energía ó velocidad del neutrón es un parámetro que al ser considerado seriamente aporta gran funcionalidad al detector. Para el caso que interesa a este trabajo, neutrones de bajas energías, uno de los detectores más representativos es el que funciona con el gas ^3He que usa una mezcla con otro gas de tal manera que solo una pequeña proporción del gas del detector es Helio. La reacción que se observa en presencia de neutrones es la misma que ocurre en los filtros de ^3He :



en la cual el neutrón causa la ruptura del núcleo de Helio en uno de tritio ^3H y un protón. El tritio y el protón comparten una energía de reacción de 765 keV. Estos productos inician el proceso de detección típica de partículas cargadas: la partícula cargada ionizará y excitará átomos a lo largo de su camino hasta que pierdan su energía; con esto se produce una señal eléctrica y su magnitud dependerá del voltaje aplicado, de la geometría del contador de partículas cargadas y del llenado de gas. La información de la energía de los neutrones obtenida por este tipo de sistemas de detección es usualmente pobre dado que la energía no se deposita en el detector y la única información obtenida es si los neutrones son de alta o baja energía, la energía detectada es la de la reacción [19].

2.2.6. Manipulación del Espín

Adicionalmente a todos los elementos experimentales que se mencionaron en los párrafos anteriores, una última herramienta que hace posible el desarrollo de experimentos de alta precisión en los cuales son estudiados observables que dependen del espín del neutrón y que ayuda a eliminar errores estadísticos y sistemáticos, es la manipulación adecuada de dicho espín. La polarización como se dijo es útil, no obstante en muchas ocasiones se requiere después de polarizado, moldear el espín del neutrón con alta precisión dependiendo de cada experimento. Por supuesto existen varias formas de hacerlo; una de ellas es mediante campos magnéticos, que es el tema central de esta investigación. Existen dispositivos de esta clase que anteceden al descrito aquí, por ejemplo el inversor de

espín adiabático desarrollado para el experimento abBA y probado en LANSCE [17] ó los campos magnéticos que se utilizan en el experimento NPDGamma en la SNS [20], para mantener la polarización inicial durante el experimento, en cualquier caso se usan neutrones fríos.

2.3. Neutrones Fríos

Los neutrones pueden ser clasificados en función de su energía cinética, que puede variar de millonésimas a millones de electrón-Volts. El Cuadro 2.2 [21] muestra dicha clasificación, además de dar una relación entre la energía cinética, la velocidad, la temperatura y la longitud de onda. Es claro que los neutrones de bajas energías tienen velocidades mucho menores a la de la luz, por esta razón es habitual llamarlos neutrones lentos. Finalmente los neutrones con baja energía se presentan con temperatura pequeña, de aquí el nombre de neutrones fríos.

Término	Energía	Velocidad (m/s)	Longitud de Onda (nm)	Temperatura (K)
Ultrafrío	$<0.2 \mu\text{eV}$	<6	>64	<0.002
Muy Frío	$0.2 \mu\text{eV} \leq E < 0.5 \text{ meV}$	$6 \leq \nu < 100$	$4 < \lambda \leq 64$	$0.002 \leq T < 0.6$
Frío	$0.5 \text{ meV} < E < 25 \text{ meV}$	$100 \leq \nu < 2200$	$0.18 < \lambda \leq 4$	$0.6 \leq T < 300$
Térmico	25 meV	2200	0.18	300
Epitérmico	$25 \text{ meV} < E \leq 500 \text{ keV}$	$2200 < \nu \leq 1 \times 10^7$		
Rápido	$>500 \text{ keV}$	$> 1 \times 10^7$		

Cuadro 2.2: Clasificación del neutrón según su energía [21].

Estas relaciones se describen mediante la conocida ecuación:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}\frac{h^2}{m\lambda^2} = \frac{3}{2}k_B T, \quad (2.12)$$

donde m es la masa del neutrón, v la velocidad, λ la longitud de onda, h la constante de Planck, T la temperatura, k_B la constante de Boltzmann. Esta ecuación es válida para el límite clásico donde λ es grande [22], de aquí la razón que explica los espacios en blanco en la tabla. Específicamente estamos interesados en los neutrones de bajas energías. Como se mencionó, el uso de neutrones en esta región de energías tiene notables ventajas experimentales y teóricas. La manipulación de ellos mediante campos magnéticos se simplifica en gran medida dado que se requieren campos relativamente de baja intensidad para lograr un excelente control. Experimentalmente no son muy difíciles de producir y

grandes avances en instrumentación en los últimos años han permitido su amplio estudio; además tienen la cualidad de ser estudiados con mayor facilidad por que el tiempo de permanencia en algún aparato es superior al que se obtendría si tuviesen mayor energía [21]. Finalmente cabe mencionar que una aproximación no relativista de su estudio arroja buenos resultados, en particular la teoría de espín del neutrón puede ser tratada sin ningún problema con la teoría no relativista de Pauli [8].

2.4. Interacción Electrodébil y Violación de Paridad

La interacción electrodébil es un ingrediente esencial del Modelo Estándar, pues describe muchos decaimientos radiactivos, incluyendo el del neutrón, además de procesos considerados como débiles. La teoría predice la violación de paridad de algunas observables e indica que es un elemento único de la interacción electrodébil; por lo que estudiar en detalle esta característica, inherente a la interacción débil, ha sido muy fructífero en el sentido que por medio de ella es posible distinguir entre los efectos de la interacción débil y la fuerte en sistemas no leptónicos o semileptónicos. En esta sección se tratarán de manera breve dichos temas.

2.4.1. Interacción Débil

En primeras investigaciones de física nuclear, la existencia de una ‘interacción débil’ responsable del decaimiento beta nuclear había sido establecida. Se consideraba débil dado que los tiempos medios de decaimientos como ${}^{17}_9\text{F} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + e^+ + \nu_e$, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ toman tiempos muy largos (del orden de minutos) comparados con los típicos decaimientos nucleares electromagnéticos (del orden de $\sim 10^{-15}$ seg.) [6]. Después de varias décadas de esfuerzo, alrededor de los años 1950’s, se concluyó que la fenomenología de la interacción débil podría ser caracterizada por el Lagrangiano de Fermi:

$$L_F = \frac{G}{\sqrt{2}} J^\alpha(x) J_\alpha^\dagger(x), \quad (2.13)$$

donde G es la constante de acoplamiento de Fermi, con dimensiones de $[\text{M}]^{-2}$ y con valor $G = 1,03 \times 10^{-5} m_p^{-2}$ siendo m_p la masa del protón. La corriente débil $J^\alpha(x)$ es la suma de una parte leptónica $l^\alpha(x)$ y otra hadrónica $h^\alpha(x)$:

$$J^\alpha(x) = l^\alpha(x) + h^\alpha(x). \quad (2.14)$$

El Lagrangiano de Fermi, puede dar a lugar a tres tipos de procesos electrodébiles: *i*) puramente leptónicos gobernados por $(G/\sqrt{2}) l^\alpha(x) l_\alpha^\dagger(x)$, *e.g.* $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu$; *ii*)

semileptónicos determinados por $(G/\sqrt{2}) [l^\alpha(x)h_\alpha^\dagger + h^\alpha(x)l_\alpha^\dagger]$ e.g. $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$; *iii*) puramente hadrónicos dados por $(G/\sqrt{2}) h^\alpha(x)h_\alpha^\dagger(x)$ e.g. $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$.

La estructura vectorial y de espín de la corriente leptónica es de la forma $V - A$ ($V \equiv$ vector, $A \equiv$ vector axial)

$$l^\alpha = \bar{e}(x)\gamma^\alpha(1 - \gamma_5)\nu_e(x) + \bar{\mu}(x)\gamma^\alpha(1 - \gamma_5)\nu_\mu(x), \quad (2.15)$$

donde e, ν_e, μ, ν_μ son los operadores de campo del electrón e , su neutrino ν_e , el muón μ y su neutrino ν_μ . Al tomarse los elementos de matriz de l^α entre el estado del electrón y el de su neutrino, los operadores de campo se pueden considerar prácticamente como operadores de campo libre, se obtiene $\langle e|l^\alpha|\nu_e\rangle \rightarrow \bar{u}_e\gamma(1 - \gamma_5)u_\nu$, donde u_e, u_ν son espinores ordinarios de Dirac. Es importante notar que l^α preserva el *número de electrón* y el *número de muón*, i.e. l^α genera transiciones $e \rightarrow \nu_e$ y $\mu \rightarrow \nu_\mu$; pero no entre e y ν_μ o μ y ν_e . Formalmente se establece que (e^-, ν_e) tiene número de electrón $+1$, $(e^+, \bar{\nu}_e)$ tiene -1 y las demás partículas cero. De igual manera para el muón.

La estructura de la parte hadrónica es más difícil de especificar: aunque se tuviera una expresión explícita de $h^\alpha(x)$, no se podrían calcular los elementos de matriz de h^α entre estados hadrónicos por que los hadrones son altamente afectados por la interacción fuerte y no se pueden considerar como partículas libres. No obstante con este modelo es posible describir los decaimientos β , incluyendo el decaimiento del neutrón $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ y son bien descritos por elementos de matriz como $\langle p|h^\alpha|n\rangle \rightarrow \bar{u}_p\gamma(G_V - G_A\gamma_5)u_n$, con G_V muy cerca de la unidad (lo cual se relaciona con la conservación del isospín en reacciones hadrónicas) y $G_A \simeq 1,24$.

Es importante mencionar que l^α y h^α causan transiciones donde la carga se cambia por una unidad de e . Es usual clasificar las reacciones débiles dependiendo de lo que pasa en la parte *hadrónica* de la transición, por ejemplo en el decaimiento β del neutrón se tiene $\Delta I = (\text{carga final hadrónica}) - (\text{carga inicial hadrónica}) = +1$; y dado que no hay cambio en la extrañeza $\Delta S = 0$. Se observan que procesos con $\Delta S = 1$ tienen amplitudes mucho menores que los procesos con $\Delta S = 0$. Para implementar el contenido físico de estas ideas de las interacciones débiles en la manera más simple, se escribe la parte hadrónica de la corriente en términos de campos de un triplete de SU(3) de los quarks u, d y s . Que nos simplifica la corriente en términos de estos campos (sin $\theta_C = 0,230 \pm 0,003$, θ_C es el ángulo de Cabbibo):

$$h^\alpha = \bar{u}\gamma^\alpha(1 - \gamma_5)(\cos\theta_C d + \sin\theta_C s). \quad (2.16)$$

En el contexto del marco de quarks, los procesos de interacción débil de los hadrones están gobernados por la interacción en los quarks que constituyen cada hadrón [23].

En el Modelo Estándar, las interacciones débiles son descritas por una densidad Lagrangiana mucho más sofisticada en la cual se incluye un bosón vectorial intermediario de

las interacciones débiles, para superar los problemas que presenta la teoría electrodébil de Fermi. Este bosón intermediario W^\pm, Z es masivo dando lugar a una teoría renormalizable y de interacciones no puntuales. Es necesario de igual manera una estructura Lagrangiana que cumpla con simetrías locales $U(1) \times SU(2)$, rompimiento espontáneo de simetría, entre otras características que permitan explicar acertadamente el comportamiento de las interacciones débiles [1, 6, 23].

2.4.2. Paridad y Violación de Paridad

En mecánica cuántica la operación de paridad o inversión espacial cuando es aplicada a un sistema coordenado, cambia un sistema de mano-derecha a un sistema de mano-izquierda. Alternamente, al aplicarse a un estado $|\psi\rangle$, se convierte a un estado espacio-invertido y se obtiene con el operador unitario paridad P [7]

$$|\psi\rangle \rightarrow P|\psi\rangle. \quad (2.17)$$

Se requiere que el valor esperado de \mathbf{x} con respecto al ket espacio-invertido sea del signo contrario al original:

$$\langle \psi | P^\dagger \mathbf{x} P | \psi \rangle = -\langle \psi | \mathbf{x} | \psi \rangle, \quad (2.18)$$

lo cual se logra si $P^\dagger \mathbf{x} P = -\mathbf{x}$, donde se ha usado la unitariedad de P . En otras palabras P y \mathbf{x} anticonmutan. Es directo hacer ver que:

$$P|\mathbf{x}'\rangle = |-\mathbf{x}'\rangle. \quad (2.19)$$

Como resultado obtenemos $P^2|\mathbf{x}'\rangle = |\mathbf{x}'\rangle$ lo cual implica que P es Hermítico. *i.e.* $P^{-1} = P^\dagger = P$, siendo sus autovalores $+1$ y -1 . Estados con el autovalor $+1$ se conocen como estados con paridad-par y para el autovalor -1 con paridad-impar. De igual manera, operadores que conmutan con P tienen paridad-par y los que anticonmutan con P paridad-impar. Los operadores momento \mathbf{p} y momento angular \mathbf{J} satisfacen [7]

$$\{P, \mathbf{p}\} = 0 \quad \text{y} \quad [P, \mathbf{J}] = 0. \quad (2.20)$$

Así, se dice que \mathbf{x} y \mathbf{p} son impares bajo P , mientras que \mathbf{J} es par. Operadores vectoriales como \mathbf{x} , \mathbf{J} , \mathbf{p} son llamados vectores polares si son impares ante P y axiales si son pares. En el caso de cantidades escalares como el producto punto entre un vector axial y un vector polar, (*e.g.* $\mathbf{J} \cdot \mathbf{p}$) que cambian el signo bajo la transformación de paridad, son denominados pseudoescalares. Escalares ordinarios como el producto punto entre dos vectores del mismo tipo, son invariantes ante la transformación de paridad [24].

La reflexión espacial es una simetría de las interacciones fuertes y electromagnéticas, pero es violada por las interacciones débiles por su naturaleza quiral [1]. Cantidades

observables como la distribución angular de los productos de decaimientos (recuérdese que los decaimientos están gobernados por la interacción electrodébil) pueden depender de pseudoescalares. En la interacción débil, la violación de paridad es causada por que en la Lagrangiana hay términos del tipo

$$\bar{\psi}\gamma_{\mu}(\mathbf{I} - \gamma^5)\psi, \quad (2.21)$$

haciendo manifiesta su estructura $V - A$. No es difícil ver que

$$\frac{1}{2}(\mathbf{I} - \gamma^5)\psi = \psi_L, \quad (2.22)$$

lo que muestra que las partículas involucradas son de quiralidad izquierda [1, 6].

Alternativamente al conocer el Hamiltoniano del sistema y separar sus diferentes contribuciones, en particular la del potencial de interacción débil V_{weak} , la violación de paridad se ve cuando

$$[V_{weak}, P] \neq 0. \quad (2.23)$$

El hecho de que el momento angular se conserva en los decaimientos, exige que V_{weak} sea escalar y por lo tanto debe de contener términos pseudoescalares. Por las relativas magnitudes entre la interacción débil y la fuerte, el Hamiltoniano débil se puede tratar como una perturbación que mezcla autoestados de paridad del Hamiltoniano fuerte H_0 que sí conserva paridad. Establecido que las interacciones débiles violan paridad, estados nucleares y atómicos que se habían pensado como “puros”, son en realidad mezclas de estados de paridad opuesta [7, 24].

2.4.3. Neutrones Fríos y Violación de Paridad

Los efectos de la no conservación de paridad de la interacción débil usualmente son estudiados al buscar transiciones que están prohibidas por conservación de paridad o midiendo correlaciones entre los momentos y espines de los participantes en el proceso. En particular al usar neutrones fríos polarizados, para esta última clase de mediciones, se espera que sean experimentos simples de configurar y eficaces, considerando convenientemente los elementos descritos en este capítulo. Las cantidades observables son pseudoescalares e incluyen asimetrías longitudinales, asimetrías angulares y ángulos de rotación del espín. Por ejemplo, para asimetrías angulares, el experimento NPDGamma busca medir la asimetría entre el espín del neutrón y el momento del rayo γ en la reacción $n + p \rightarrow d + \gamma$. Para el caso de la rotación de espín, la colaboración $n^4\text{He Spin Rotation}$ estudiará la interacción hadrónica débil de un haz polarizado de neutrones fríos cuando pasa por un blanco de ^4He , la observable que viola paridad es el ángulo de la rotación transversal de espín alrededor de la dirección de movimiento del neutrón. En principio cualquier correlación resultante en $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}$ diferente de cero, medida por medio de experimentos como los

anteriores, entre muchos otros, proporcionará información valiosa de las interacciones que violan paridad [20, 25, 26].

Capítulo 3

Experimento n - ^3He

Este capítulo aborda la descripción del experimento n - ^3He , su motivación y como se llevará a la práctica en la Spallation Neutron Source (SNS) en Oak Ridge National Laboratory. En particular, trata con mayor detalle un componente fundamental del experimento: el rotador y guía de espín.

3.1. Resumen

El experimento busca medir la asimetría de violación de paridad A_p de la correlación de la polarización longitudinal de neutrones fríos incidentes ($\vec{\sigma}_n$) y el momento de los protones de salida (\vec{k}_p) después del rompimiento nuclear en la reacción $n+^3\text{He}\rightarrow p + \text{T} + 765 \text{ keV}$. La asimetría está directamente relacionada con el acoplamiento débil nucleón-nucleón (NN) el cual es de fundamental interés en la verificación del modelo de intercambio de mesones de interacciones NN, así como la verificación de varias teorías efectivas de campo basadas en χPT (Lagrangiano efectivo con simetría quiral). La reacción es adecuada para estos propósitos porque se espera que la asimetría de violación de paridad sea grande y que la estructura nuclear pueda ser tratada usando métodos de pocos-cuerpos. Al probar estos modelos se espera obtener información nueva e importante acerca de cromodinámica cuántica (QCD, por sus siglas en inglés) a bajas energías y como modifica la interacción débil. Se calcula el valor de la asimetría alrededor de 3×10^{-7} . Es argumentado que es posible medir la asimetría con una precisión cercana a 2×10^{-8} en 10^7 seg [27].

3.2. Motivación

En general el estudio de las interacciones débiles a bajas energías da un complemento importante al de las altas energías de colisionadores en el análisis de la física del Modelo

Estándar y más allá *i.e.* a bajas energías aparecen fenómenos no observados en altas energías y resulta menos complicado hacer mediciones por que hay un mejor control en los componentes experimentales; además se simplifican algunos cálculos teóricos (veáse capítulo 2). En el caso de las interacciones débiles entre hadrones (HWI, por sus siglas en inglés) se encuentra que son sensibles a correlaciones quark-quark (qq), la razón es que el alcance de los bosones W^\pm y Z es diminuto comparado con el tamaño del nucleón; de igual manera se ve la dependencia qq en decaimientos débiles no leptónicos que cambian la extrañeza. Dichos decaimientos muestran desviaciones experimentales de los tamaños relativos de las amplitudes, desviaciones cuyas fuentes dinámicas no son completamente entendidas. Si los patrones inesperados (con dependencia en el isospín) de las amplitudes débiles son confirmados por mediciones en sistemas NN y de pocos nucleones, indicarían que el acertijo dinámico aplica para todos los quarks ligeros y no solo para el quark extraño y por consiguiente es un fenómeno dinámico no trivial de QCD de interés general. Teóricamente, el problema ha sido difícil dado que requiere el cálculo de elementos de matriz débiles de baja energía de la HWI en sistemas de interacción fuerte. Aunque la estructura de la interacción débil qq ha sido bien establecida en el ME, su manifestación en sistemas de interacción fuerte solo se entiende parcialmente, apareciendo las mayores dificultades cuando $\Delta S = 1$; se conoce que QCD solo posee interacciones vectoriales y su simetría de norma no se rompe en su fase de baja temperatura, así que como consecuencia es de esperar que conserve paridad en esta fase; la violación de paridad residual de la interacción débil hadrónica solo será provocada por interacciones débiles qq . Por lo tanto examinar las observables que conservan la extrañeza ($\Delta S = 0$) pero violan la simetría de paridad, da una alternativa factible poco explorada. El reto al final del día es explicar la interacción débil nucleón-nucleón que ha sido opacada por el problema de separar los efectos de la interacción débil de los efectos mucho más grandes del límite no perturbativo de QCD y relacionar esto con el ME de la manera más transparente posible [20, 25, 26, 28, 29, 30, 31, 32].

Durante varias décadas la tarea teórica y experimental para obtener un mejor entendimiento de las interacciones débiles NN convergió en el llamado modelo de intercambio débil de mesones. El modelo establece que en un vértice los quarks de un nucleón se acoplan débilmente via el intercambio de un bosón Z o W^\pm a los quarks de un mesón el cual después se acopla fuertemente a otro nucleón en el otro vértice; naturalmente el modelo genera nuevas oportunidades experimentales para ser probado y obtener información de las interacciones NN: por ejemplo experimentos de dispersión pp [25] y de momentos anapolares nucleares [33] que pretenden medir la violación de paridad. Analizar problemas como éste con interacciones de pocos cuerpos parece ser una buena alternativa por que permite una interpretación que no depende de los resultados de la estructura nuclear. En efecto, los resultados obtenidos en sistemas de esta clase han proporcionado consistencia con las predicciones teóricas, en específico con los cálculos publicados [29] en 1980 por

Desplanques, Donoghue y Holstein (DDH) donde al usar el modelo de quarks y argumentos de simetría $SU(6)$ es posible relacionar los elementos de matriz débil de NN a las amplitudes medidas de decaimientos de hiperones, para predecir los acoplamientos débiles que violan paridad; de acuerdo al cálculo, la interacción NN de violación de paridad puede ser descrita por un potencial de intercambio de mesones (π, ρ, ω) involucrando siete constantes de acoplamiento débil mesón-nucleón $-h_{\pi}^1, h_{\rho}^0, h_{\rho}^1, h_{\rho}^2, h_{\omega}^0, h_{\omega}^1$, donde el superíndice y el subíndice etiquetan el cambio de isospín y de mesón respectivamente; se calculan los llamados ‘rangos razonables’ y ‘mejores valores’ DDH para ellas. En el modelo DDH las observables de HWI pueden ser expresadas en términos de estas constantes [20, 27].

Recientemente han surgido nuevos cálculos teóricos de observables de la HWI en los cuales las ideas de teoría efectiva de campo (EFT, por sus siglas en inglés) protagonizan el análisis. Las teorías efectivas de campo son útiles por que simplifican las cuentas en las teorías que conocemos y hacen predicciones de teorías conocidas pero que no se pueden resolver. Las EFT’s se basan en simetrías y en la cuenta de potencias de la razón de diferentes escalas de energía del sistema (con la que se hace una expansión perturbativa). Para estudiar PV entre pocos nucleones de manera que se incluya QCD, electromagnetismo e interacción débil a bajas energías, por la naturaleza no perturbativa de QCD (a bajas energías) y ya que se conocen sus interacciones, partículas y simetrías, se puede hacer con EFT: se escribe la Lagrangiana L de EFT en términos de nucleones y se restringe su forma conforme a las simetrías de QCD; para energías muy bajas, se pueden tratar a los piones (los hadrones menos masivos) como pesados, y elegir como grados de libertad solamente a los nucleones y fotones; además los nucleones se pueden tratar como no relativistas con correcciones perturbativas a ese límite. Esta EFT está acompañada de coeficientes C ’s llamados constantes de baja energía (LEC’s, por sus siglas en inglés), como G de la Lagrangiana efectiva de Fermi (2.13), pero en este caso sus valores son determinados mediante el experimento o simulaciones de ‘lattice’. Como ventaja, una vez determinadas las C ’s por cualquier observable, éstas pueden ser usadas para predecir otras. Las teorías efectivas de campo prometen resultados mejorados por que incorporan las simetrías de QCD desde un nivel fundamental, asimismo será menos complicado hacer una conexión con el ME [25, 26].

3.3. Reacción n - ^3He

Los neutrones se capturan en el ^3He formando un estado excitado a 20.6 MeV arriba del estado base ligado (partícula alfa). La resonancia 0^+ a 20.21 MeV tiene la misma paridad y momento angular que el estado base lo que prohíbe las transiciones gamma. Para energías de eV o menores, la sección eficaz (n, p) domina fuertemente como resultado de una resonancia 0^+ de 500 keV que existe en el sistema ^4He arriba de dicho estado base. La

reacción convierte eficientemente a los neutrones de bajas energías en partículas cargadas con energía cinética usando los 765 keV liberados en la reacción: el protón lleva 3/4 de la energía y deja un camino ionizado cinco veces más grande que el tritio pesado; esta diferencia permite medir la correlación de la dirección del protón y el espín del neutrón. Gracias al hecho de que la reacción ocurre via la resonancia $J^\pi = 0^+$, la sección eficaz depende fuertemente del espín; ambos el neutrón y el núcleo de ${}^3\text{He}$ tienen un momento angular interno total y paridad de $J^\pi = 1/2^+$ entonces la reacción de intercambio de carga n - ${}^3\text{He}$ ocurre cuando los dos espines son antiparalelos. Vale la pena mencionar que la sección total eficaz de la reacción ha dado resultados que muestran una dependencia muy clara en $1/v$ (v la velocidad del neutrón), como es característico de las secciones eficaces de absorción. Un estudio comprensivo de la reacción n - ${}^3\text{He}$ se encuentra en la Ref. [34]. La violación de paridad se manifiesta en la mezcla de los estados excitados más bajos, que son de paridad par e impar, respectivamente. En concreto los únicos canales importantes de estados entrantes de n - ${}^3\text{He}$ de dispersión tienen números cuánticos ${}^{2S+1}L_J = {}^1S_0$ y 3S_1 ; en el estado de dispersión saliente los canales relevantes son ${}^{2S+1}L_J = {}^1S_0$, 3S_1 , 3D_1 con paridad positiva y 3P_0 , 1P_1 , 3P_1 con paridad negativa. Asumiendo energías muy pequeñas para los neutrones incidentes, se consideraron solo estados con $L = 0$, $J = 0, 1$.

3.4. Cálculos Teóricos de A_p

Como se ha venido indicando la interacción fuerte conserva paridad y es varios órdenes de magnitud mayor que la interacción débil, por lo tanto se usa teoría de perturbaciones a primer orden: el Hamiltoniano total del sistema se divide en dos partes: $H = H_S + V_{PV}$, donde H_S tiene autoestados de paridad $|\psi_+\rangle$ y $|\psi_-\rangle$ con ΔE su diferencia de energía y V_{PV} es el potencial que contiene las interacciones que no conservan paridad. Así el estado con paridad mezclada está dado por

$$|\phi\rangle = |\psi_+\rangle + \frac{\langle\psi_-|V_{PV}|\psi_+\rangle}{\Delta E}|\psi_-\rangle \equiv |\psi_+\rangle + \alpha_{PV}|\psi_-\rangle. \quad (3.1)$$

Las cantidades medibles en el experimento son las secciones eficaces y se relacionan con los valores esperados mediante teoría de dispersión; en principio se pueden separar en dos tipos de contribuciones: las que conservan y las violan paridad, estas últimas serán proporcionales al parámetro α_{PV} . En general la sección eficaz del proceso n - ${}^3\text{He}$ es [27]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |\langle\psi_{f0}|H_s|\psi_{i0}\rangle|^2 \left[1 + \alpha_{PV} \frac{|\langle\psi_{f1}|H_s|\psi_{i0}\rangle| + |\langle\psi_{f0}|H_s|\psi_{i1}\rangle|}{|\langle\psi_{f0}|H_s|\psi_{i0}\rangle|} \right], \quad (3.2)$$

donde $|\psi_i\rangle = |\psi_{i0}\rangle + \alpha_{PV}|\psi_{i1}\rangle$ y $|\psi_f\rangle = |\psi_{f0}\rangle + \alpha_{PV}|\psi_{f1}\rangle$ son los estados inicial y final de paridad mezclada de los cuatro nucleones. De aquí la expresión usual para la asimetría:

$$A_p = \alpha_{PV} \frac{|\langle \psi_{f1} | H_s | \psi_{i0} \rangle| + |\langle \psi_{f0} | H_s | \psi_{i1} \rangle|}{|\langle \psi_{f0} | H_s | \psi_{i0} \rangle|} = \alpha_{PV} \frac{|\langle f || Q_{PV} || i \rangle|}{|\langle f || Q_{PC} || i \rangle|} \cos \theta_{\sigma_n, k_p}, \quad (3.3)$$

aquí Q_{PV} y Q_{PC} son potenciales de conservación y no conservación de paridad respectivamente y θ_{σ_n, k_p} es el ángulo entre la dirección del momento del protón y el espín del neutrón.

Las funciones de onda que conectan estados de la misma paridad se calculan de las soluciones de Hamiltonianos con diferentes potenciales de interacción fuerte (Argonne v18 (AV18) ó potencial quiral (N3LO) de dos-nucleones en combinación con el Urbana IX (UIX) y potencial quiral (N2LO) de tres-nucleones) con el método harmónicos-hiperesféricos [35]. Con las funciones de onda es posible evaluar los parámetros que caracterizan PV en los operadores de HWI. Dos potenciales PV se usan para completar los cálculos, en los párrafos siguientes se hablará de ellos.

La repulsión entre nucleones hace que la interacción entre ellos necesite un alcance mayor, en el modelo de intercambio de mesones (para los cálculos DDH), donde el alcance del intercambio virtual de una partícula lo determina su masa, se desprecian mesones con masa mayor a 800 MeV, además se ignoran los mesones π^0 y η por argumentos de conservación de CP; con los mesones que satisfacen las restricciones mencionadas (π , ρ , ω), el potencial responsable de la no conservación de paridad se escribe como [36]

$$V_{PV}^{DDH} = h_\pi^1 V_\pi^1 + h_\rho^0 V_\rho^0 + h_\rho^1 V_\rho^1 + h_\rho^2 V_\rho^2 + h_\omega^0 V_\omega^0 + h_\omega^1 V_\omega^1. \quad (3.4)$$

El mesón π por ser el menos masivo es responsable del alcance más amplio en la componente de la interacción NN, se espera entonces que dé una de las contribuciones más importantes y es el caso para la reacción $n + {}^3\text{He} \rightarrow p + T$ (en realidad en este experimento se busca determinar las constantes de acoplamiento de ρ y ω para $\Delta I = 0$ ya que h_π^1 se supone ya establecida), interesan por ejemplo potenciales de la forma [37]

$$V_\pi^1 = \frac{i}{m} \left[\vec{I}_i \times \vec{I}_j \right]_z (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot \left[\vec{p}_{ij}, \frac{\exp(-m_\pi r_{ij})}{4\pi r_{ij}} \right], \quad (3.5)$$

donde m es la masa del nucleón, \vec{I} el isoespín, $\vec{\sigma}$ el espín y \vec{p} el momento asociado a la coordenada relativa $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$. Los subíndices i y j etiquetan a los nucleones y z se usa para indicar la proyección en el tercer eje en el espacio isoespín. V_π^1 contiene términos proporcionales a $(\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot \vec{p}$ que son justamente pseudoescalares causantes de la violación de paridad; el potencial de Yukawa $e^{-m_\pi r}/4\pi r$ describe la interacción fuerte y determina la relación entre el alcance de la interacción y la masa de la partícula de intercambio.

De la expresión (3.4) para V_{PV}^{DDH} y con la definición de α_{PV} (3.1), se tiene que α_{PV} es una combinación de los $h_\mu^{\Delta I}$:

$$\alpha_{PV} = \sum_{\Delta I} \sum_{\mu} a_\mu^{\Delta I} h_\mu^{\Delta I}. \quad (3.6)$$

Hamiltoniano	a_π^1	a_ρ^0	a_ρ^1	a_ρ^2	a_ω^0	a_ω^1
AV18/UIX-wf1	-0.2077(281)	-0.0433(116)	+0.0242(29)	-0.0011(2)	-0.0232(77)	+0.0490(30)
AV18/UIX-wf2	-0.1853(150)	-0.0380(70)	+0.0230(18)	-0.0011(1)	-0.0231(56)	+0.0500(20)
N3LO/N2LO-wf1	-0.1118(29)	+0.0369(25)	+0.0200(8)	-0.0009(1)	+0.0390(23)	+0.0402(12)
N3LO/N2LO-wf2	-0.01050(35)	+0.0445(33)	+0.0189(9)	-0.0008(1)	+0.0454(31)	+0.0417(12)

Cuadro 3.1: Cálculos de $a_\mu^{\Delta I}$ con los diferentes potenciales [35].

Los valores para los $a_\mu^{\Delta I}$ usando funciones de onda de los diferentes potenciales PC se muestran en el Cuadro 3.1 [35]. A final de cuentas el valor de la asimetría, usando los ‘mejores valores’ DDH, queda entre el rango

$$A_p = (-0.944, 2.48) \times 10^{-7} \cos \theta_{\sigma_n, k_p}. \quad (3.7)$$

El otro potencial usado para obtener A_p es el de EFT sin piones como grados de libertad, al orden más bajo en Q/Λ_χ (Q es la energía del neutrón y $\Lambda_\chi \sim 1$ GeV), se escribe como [35]

$$V_{PV}^{EFT} = C_1 V_1 + \tilde{C}_1 \tilde{V}_1 + (C_2 + C_4) V_{2,4} + C_5 V_5 + C_6 V_6 \quad (3.8)$$

donde las C_i son las LEC's y los potenciales, por ejemplo V_5 tiene la forma

$$V_5 = -\frac{2\mu^2}{\Lambda_\chi^3} \left(3I_{i,z} I_{j,z} - \vec{I}_i \cdot \vec{I}_j \right) (\vec{\sigma}_i - \vec{\sigma}_j) \cdot \left[\vec{p}_{ij}, \frac{\exp(-m_\pi r_{ij})}{4\pi r_{ij}} \right]. \quad (3.9)$$

Donde I, σ, r, p etc. representan las mismas cantidades que en V_{PV}^{DDH} . De igual manera se ve que hay términos pseudoescalares causantes de PV. La violación de paridad se puede escribir entonces como una combinación las LEC's:

$$A_p = \beta(C_1 b_1 + \frac{1}{2}(C_2 + C_4) b_{2,4} + C_5 b_5 + C_6 b_6 + \tilde{C}_1 \tilde{b}_1), \quad (3.10)$$

donde $\beta = 2\mu^2/\Lambda_\chi^3$.

Los valores de b_i calculados con las funciones de onda de los diferentes potenciales PC se muestran en el Cuadro 3.2.

No se presentará un valor de A_p en el contexto de EFT, por que todavía no hay cálculos confiables de las LEC's [26, 35].

Hamiltoniano	b_1	$b_{2,4}$	b_5	b_6	\tilde{b}_1
AV18/UIX	+0.608	-0.606	-0.00639	-0.195	+0.301
N3LO/N2LO	-0.0515	+0.391	-0.0179	-0.119	+0.0426

Cuadro 3.2: Cálculos de $a_\mu^{\Delta I}$ con los diferentes potenciales hamiltonianos de interacción fuerte que conservan paridad [35].

3.5. Desarrollo Experimental

La fuente de neutrones, una fuente de espalación, será la Spallation Neutron Source de Oak Ridge National Laboratory en la cual un acelerador lineal acelera hasta energías de 1 GeV el haz de H⁻ proveniente de una fuente de iones; después el haz es inyectado a un anillo acumulador de protones donde los iones pierden los dos electrones extras para obtener H⁺ y son estructurados en paquetes; el haz de protones es intensificado para ser disparado a 60 Hz al blanco de mercurio y así producir haces pulsados de neutrones. Un moderador (contenedor de hidrógeno líquido a temperatura de 20K) localizado arriba y abajo del blanco se utiliza para ‘enfriar’ a los neutrones [38]. Los neutrones fríos llegarán al experimento en la Línea de Haz de Física Fundamental de Neutrones (FNPBL, por sus siglas en inglés) mediante una guía optimizada de súper espejo [15], pasarán por un monitor de cámara de ionización [24] del haz, luego el haz de neutrones será polarizado por un súper espejo polarizador, la polarización inicial es transversal [16]. El espín del neutrón será rotado *adiabáticamente* a longitudinal (en la dirección del movimiento) mientras va entrando al campo guía del experimento. El espín del neutrón después es invertido para apuntar ya sea en dirección ó en contra de su momento usando un rotador de espín de radio frecuencia [27]. Los neutrones longitudinalmente polarizados serán capturados en una cámara espesa de iones ³He que es mayormente sensible al número de protones que van hacia adelante, la cámara fungirá como blanco y detector a la vez. La polarización longitudinal del haz es necesaria para suprimir efectos sistemáticos de asimetrías de paridad permitida. Esta tecnología (súper espejos, monitores, guías magnéticas) ha sido bien probada para experimentos precedentes, haciéndolo un experimento fácil de montar, adicionalmente el edificio de blindaje magnético será el mismo de NPDGamma [39]. La Figura 3.1 ilustra la configuración experimental.

El experimento busca medir una observable A_p muy pequeña y para que esto sea posible en un tiempo razonable se necesitan considerar varios factores: *i*) el flujo de neutrones debe ser el más intenso posible; mediciones recientes en la SNS han mostrado un flujo de 2.2×10^{10} n/s, el error estadístico calculado con este flujo para el intervalo de energía considerado es $\delta A = 1.3 \times 10^{-8}$; *ii*) los errores sistemáticos deben ser minimizados lo más

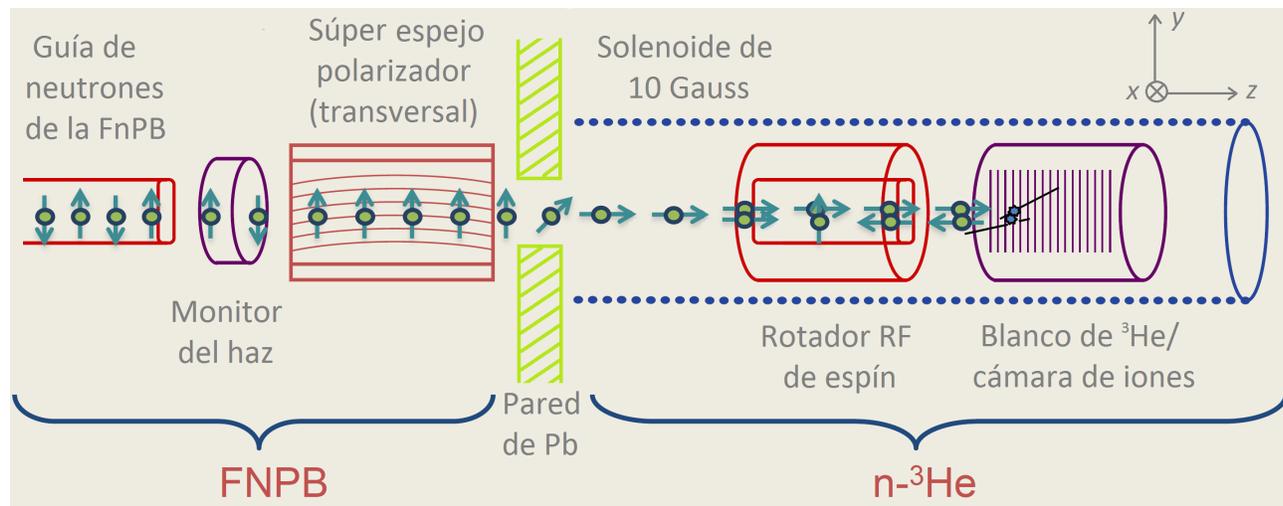


Figura 3.1: Diagrama simple del experimento. Los círculos con flechas representan el haz de neutrones y su polarización, se ve como va evolucionando por las diferentes componentes del experimento. En la esquina superior derecha se muestra el marco de referencia; el haz de neutrones viaja en la dirección z , su polarización inicial es en la dirección y .

posible (al menos un orden menor de magnitud que el error estadístico) [39].

3.6. Componentes del Experimento

Esta sección describe brevemente los componentes del experimento que se muestran en la Figura 3.1 y como se acoplan para conformar el experimento total $n\text{-}^3\text{He}$.

3.6.1. Monitores

Los monitores de haz consisten en tres electrodos, que son platos paralelos encerrados en una cubierta de aluminio y operan de la siguiente manera: un neutrón entra al monitor y encuentra un gas que consiste mayormente de Nitrógeno, con trazas de Helio 3 y Helio 4. Casi todos los neutrones pasan por el monitor sin interactuar debido a la poca concentración de Helio. Algunos neutrones son capturados en Helio 3 y producen un compuesto excitado Helio 4, el cual subsecuentemente decae en un protón y un tritio. Ambos el protón y el tritio ionizan el gas (en su mayoría Nitrógeno) mientras se mueven a través del monitor y los electrones resultantes son atraídos por el ánodo del plato central.

Los platos exteriores están a 3 kV [27].

3.6.2. Súper Espejo Polarizador

El súper espejo polarizador consiste en un arreglo de doce pares de barras magnéticas permanentes de NdFeB con 16 cm de altura y con una sección eficaz cuadrada de $1.5 \times 2.0 \text{ cm}^2$. Las barras están montadas a los lados izquierdo y derecho del volumen polarizador y el campo de las barras es acoplado con dos platos de acero. Se espera que la polarización para neutrones de longitud de onda más grande de 2.5 Å sea mayor que el 95 % si el campo magnético interno del polarizador es superior a 300 G y que esté alineado con el haz dentro de tres grados [16].

3.6.3. Rotador y Guía de Espín

Como se mencionará en la siguiente sección, los errores sistemáticos más importantes provienen de la dirección del espín del neutrón con respecto a la dirección de su movimiento, por lo tanto la tarea de adaptar las direcciones a las necesidades del experimento se realiza mediante campos magnéticos. Los campos magnéticos serán producidos por un dispositivo electromagnético cuyo diseño procura producir una región de campo que sea capaz de rotar el espín del neutrón a la dirección de su movimiento adiabáticamente, es decir que el cambio del campo magnético sea tan lento que el espín pueda seguirlo sin ningún problema; en seguida el campo magnético será un campo lo más uniforme posible (de acuerdo a los requerimientos experimentales) de 10 G de intensidad que fungirá como guía, el cual mantendrá la polarización de los neutrones mientras se desplazan a las diferentes componentes del experimento; adicionalmente se adapta a las dimensiones espaciales del arreglo experimental. No es una exageración decir que el dispositivo es parte fundamental del experimento $n\text{-}^3\text{He}$. En el siguiente capítulo se darán las características y el diseño en gran detalle del dispositivo electromagnético.

3.6.4. Inversor de Espín

Es impráctico hacer una transformación de paridad de todo el aparato experimental, alternativamente se cambia la dirección del espín del neutrón, lo cual equivale a una transformación de paridad en la dirección z de todo el experimento. La inversión de espín se hará con un inversor de espín de radio frecuencia, capaz de producir patrones de inversión útiles en la eliminación de errores sistemáticos.

3.6.5. Blanco/Detector

El principio de funcionamiento del blanco/detector es el mismo que el de los monitores, pero en este caso la cámara podrá operar en dos modos: en el primero la cámara medirá la asimetría PV, mientras que en el segundo medirá la asimetría izquierda-derecha PC y el movimiento del haz. En contraste a los monitores de haz, el blanco/detector necesita absorber todos los neutrones en el intervalo de energía. Para lograrlo la cantidad de ³He es mucho más grande que en el caso de los monitores *i.e.* 90% de ³He y 10% de otro gas (Nitrógeno o Hidrógeno), este gas adicional es para aumentar resistencia dieléctrica del gas a altos voltajes. El alcance del protón en una cámara casi llena de ³He es cerca de 4 cm, el trayecto libre medio de los neutrones en el alcance de energía considerado es alrededor de 2.5 cm y por lo tanto la cámara tiene que medir aproximadamente 20 cm en la dirección del haz [27]. El diseño de la cámara considera la dinámica del protón y el tritio, consiste en un cilindro de 20 cm de longitud, el cual contiene planos transversales de alambre que reciben la energía cinética del protón que es el 75% de la energía de fisión de ⁴He (la mayor parte de ionización ocurre hacia el final del alcance del protón, por lo que es necesario que el protón tenga suficiente espacio para no salir, es decir, para depositar toda su energía en la cámara). Para medir las asimetrías longitudinales, la sensibilidad óptima se alcanza cuando el camino medio del neutrón es pequeño comparado con el alcance del protón.

La energía depositada por el protón y el tritio varía según la posición donde los neutrones son capturados. Los neutrones que son capturados en la ventana de entrada de la cámara tendrán una asimetría negativa grande (para asimetría PV positiva) dado que los protones que van hacia atrás son absorbidos en la pared antes de depositar la mayor parte de su energía. Tampoco los primeros planos de cable recibirán mucha energía de los protones que van hacia adelante (que depositan la mayor parte de su energía al final de su alcance), comparado a los protones que son emitidos de derecha-izquierda. Resulta que los primeros planos de alambre en la cámara no contribuirán en una manera estadísticamente significativa a la medición, dado que la sensibilidad ahí es pequeña para protones longitudinales, estos planos de cables sin embargo, reciben la mayor razón de captura de neutrones y pueden ser usados para normalizar la señal. El detector es entonces autonormalizable y no requiere una medición del flujo del haz.

La asimetría longitudinal de violación de paridad en ³He es proporcional a $\cos \theta = \vec{k}_p \cdot \hat{k} / |\vec{k}_p|$ y entonces los protones que van hacia arriba tienen cero asimetría PV. Sin embargo, los primeros pocos planos de alambre pueden ser usados para monitorear las asimetrías izquierda-derecha que conservan paridad. Dado que el volumen de neutrones se captura en los planos de alambre frontales, dichas asimetrías pueden ser medidas a una precisión mejor que la asimetría PV en menos tiempo.

3.7. Errores Sistemáticos

La medición se hará invirtiendo la dirección del espín del neutrón en una geometría fija y observando el cambio de la señal en el detector. Invariantes cartesianos que no involucran espín, no producen asimetrías en el detector. Ya que $\sigma_i\sigma_j = \delta_{ij} + i\epsilon_{ijk}\sigma_k$, solo se necesita considerar invariantes cartesianos que sean lineales en $\vec{\sigma}_n$, el espín del neutrón. Los vectores restantes del problema son \vec{k}_n , \vec{k}_p y $\vec{k}_T = -\vec{k}_p$ el momento del neutrón, protón y tritio respectivamente [27]. En el Cuadro 3.3 se enlistan las cantidades más significativas que se esperan medir con la configuración final del experimento [40].

Invariante	Paridad	Tamaño	Descripción
$\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_p$	Impar	3×10^{-7}	Asimetría de captura nuclear.
$\vec{\sigma}_n \cdot (\vec{k}_n \times \vec{k}_p)$	Par	2×10^{-10}	Asimetría de captura nuclear.
	Par	6×10^{-12}	Dispersión de Mott-Schwinger.
$\vec{\sigma}_n \cdot \vec{B}$	Par	1×10^{-10}	Control de Stern-Gerlach.
	Par	1×10^{-11}	Polarización de Boltzmann del ^3He .
	Par	1×10^{-13}	Polarización de ^3He inducida por neutrón.
$\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n$	Impar	1×10^{-11}	Decaimiento beta del neutrón.

Cuadro 3.3: Cantidades esperadas en la toma de datos [40].

A continuación se describirán los errores sistemáticos que serán controlados por las características del campo magnético generado por el rotador y guía de espín del presente trabajo:

1. La incertidumbre dominante resulta de una mezcla de paridad par de la captura nuclear en la reacción $^3\text{He}(n, p)^1\text{H}$ y es proporcional a $\vec{\sigma}_n \cdot (\vec{k}_n \times \vec{k}_p)$; aparecerá como una asimetría derecha-izquierda considerando que la asimetría PV arriba-abajo $\vec{\sigma}_n \cdot \vec{k}_n$ es medida con neutrones polarizados transversalmente. A muy bajas energías se comporta como $\sin \theta_{\sigma_n, k_p}$, y el máximo valor ocurrirá para neutrones de 10 meV a 90° , $A_y(90^\circ) = -1,7 \times 10^{-5}$, que es dos órdenes de magnitud mayor que la sensibilidad estadística de la medición PV. Con neutrones transversalmente polarizados, la asimetría PC mezclaría al nivel de $\sin \theta'_{\sigma_n, k_p}$, el ángulo de desalineamiento de los planos de alambre del detector con respecto al campo guía, haciendo la supresión muy difícil. En consecuencia el experimento se debe hacer con neutrones polarizados longitudinalmente, dando una supresión extra al factor $\sin \theta'_{\sigma_n, k_p}$ del desalineamiento de la dirección del haz con respecto al campo guía. Entonces el experimento es diseñado con $\vec{\sigma}_n$, \vec{k}_n y \vec{k}_p todos *paralelos*. Los requerimientos de alineación son modestos: el campo guía, la dirección del haz y los planos de alambre del detector deben

ser alineados cada uno en el intervalo de 10 mrad. Esto suprime la asimetría PC por un factor de 10^5 , alrededor de 60 veces más pequeño que la meta estadística.

2. El efecto Stern-Gerlach dominante para neutrones longitudinales es cambiar su velocidad y por lo tanto la sección eficaz de absorción en una manera dependiente del espín. El cambio en la energía cinética del neutrón equivale al cambio en $\vec{\mu}_n \cdot \vec{B}$ entre la salida del inversor de espín y la captura en el ³He. Para una dependencia $1/v$ de la sección eficaz y requiriendo que $\delta A = \delta\sigma/\sigma = \delta\vec{\mu}_n$. Se exige que $\vec{B}/2E_n < 1 \times 10^{-10}$, la intensidad del campo guía debe ser uniforme al nivel de $\delta B < 300$ mG entre el inversor de espín y el blanco, es decir, al nivel del 3%.
3. Los campos magnéticos también pueden polarizar al ³He, resultando en una gran dependencia de espín en la sección eficaz. A temperatura ambiente en el campo guía de 10 G, la polarización termal es $P_z = \tan\left(\exp\left(-\vec{\mu}_n \cdot \vec{B}/kT\right)\right) = 2,5 \times 10^{-9}$, cuatro veces menor que la meta estadística. Cuando se invierte el campo guía, la asimetría física quedará igual, pero la asimetría de espín doble se invertirá. Se requiere que la asimetría en el campo invertido sea menor que el 1% con la finalidad de controlar este error sistemático en dos órdenes de magnitud debajo de la sensibilidad estadística.

Capítulo 4

Campos Magnéticos para el Experimento n - ^3He

Cuando se midió por primera vez por C.S. Wu [41], a partir de la sugerencia de T.D. Lee y C.N. Yang [42], la violación de paridad causó gran impacto. En el experimento de Wu se puso de manifiesto que el uso de campos magnéticos es una herramienta que hace factible las observaciones de la no conservación de paridad; desde entonces los campos magnéticos se han utilizado habitualmente para dichos experimentos. Este capítulo trata del diseño e implementación de los campos magnéticos que rotarán y guiarán el espín del haz de neutrones en el experimento n - ^3He , en función de los requerimientos indicados en el capítulo anterior.

4.1. Campo Magnético Requerido

Es común que en ciertos experimentos sea utilizada instrumentación de experimentos anteriores similares con la finalidad de simplificar y reducir costo-tiempo en el montaje del nuevo experimento. Es el caso del experimento n - ^3He . Su predecesor, el experimento NPDGamma, en particular cuenta con un súper espejo polarizador para neutrones que será utilizado en n - ^3He , este polarizador suministra neutrones con el estado de espín apuntando en dirección perpendicular al de su movimiento (dirección y); la orientación del espín forzosamente debe ser rotada por $\pi/2$ para alcanzar la dirección z de movimiento (veáanse Figura 3.1 y las secciones 3.6 y 3.7). Además el súper espejo y el imán de compensación (SMP-CM, por sus siglas en inglés) generan un campo residual en dirección y pocos centímetros después, Figura 4.1. En consecuencia el campo magnético que generará el dispositivo electromagnético (DEM) del presente trabajo también tendrá que ir en acuerdo con las características de SMP-CM. Después de alcanzar la rotación del espín, el dispositivo formará un campo magnético lo más uniforme posible en la dirección

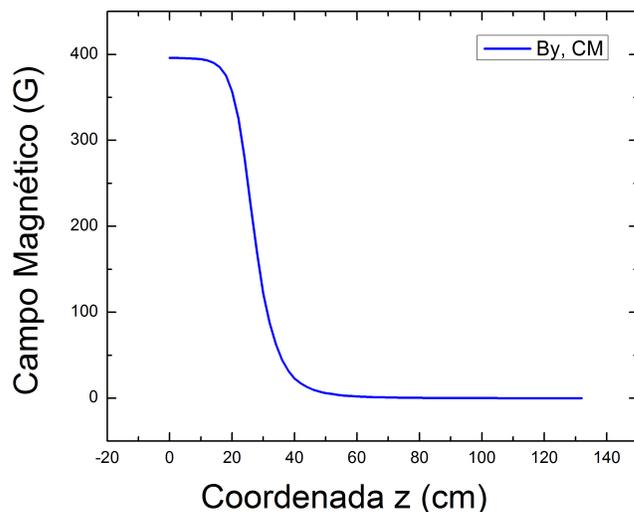


Figura 4.1: Campo magnético que genera el CM apunta en dirección y y es una función de z . El final de la pared de plomo de la Figura 3.1 aquí está en $z = 46$ cm.

del movimiento del neutrón, el arreglo experimental es tal que el campo uniforme debe empezar cuando menos a 80 cm de la pared de plomo y permanecer uniforme 120 cm más. En la Figura 4.2 se dibujan los campos magnéticos propuestos que satisfacerían lo anterior, éstos son funciones de la forma $B_z(z) = (A/2)[\tanh((z - z_0)/\alpha) + 1]$, donde A es la amplitud máxima a la que llegará la función, $A = 10$ G; $\alpha = 10, 15, 20, 25, 30$ cm e indica que tan rápido la función llega al valor A ; z_0 ayuda a moldear la posición de la subida, $z_0 = -10$ cm; no se toma en cuenta $\alpha > 30$ cm por que compromete los requerimientos de uniformidad del campo en la región deseada y $\alpha < 10$ cm significa un campo que crece muy rápido que sería difícil de producir en la práctica. Aquí, el sistema de referencia es tal que el final de la pared de plomo está a 250 cm (veáse la Figura 3.1). En la siguiente sección se seleccionará la función más conveniente.

4.2. Adiabaticidad del Campo Magnético

Para lograr con éxito la rotación del espín del neutrón es imprescindible contar con un campo magnético cuyo gradiente (visto en el marco de referencia del neutrón) sea lo suficientemente lento de tal suerte que cumpla con los criterios de adiabaticidad.

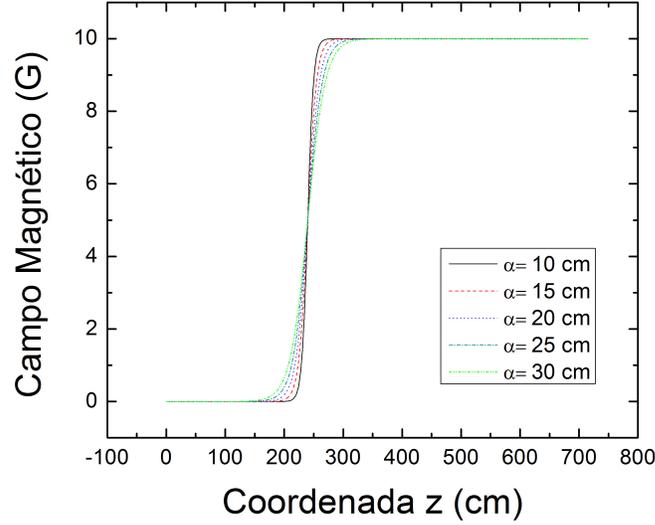


Figura 4.2: Campos magnéticos propuestos. El uso de la función tangente hiperbólica surge de manera natural ya que es una función analítica simple que tiene las características deseadas.

En mecánica cuántica, dado un Hamiltoniano H , los eigenvalores de energía dependerán de los parámetros de H . Si los parámetros varían lentamente con el tiempo, entonces los autovalores de energía seguirán los valores obtenidos a medida que cambian dichos parámetros. Lentamente significa que los parámetros cambiarán en una escala de tiempo T que es mucho más grande a $2\pi/\omega_{ab} = 2\pi\hbar/E_{ab}$ para alguna diferencia E_{ab} en los autovalores de energía. Un ejemplo en mecánica clásica, es un péndulo que se transporta cerca de la superficie de la Tierra; el péndulo tendrá un comportamiento usual al subir una montaña y el período crecerá lentamente mientras la fuerza de gravedad disminuye, siempre y cuando el tiempo en el cual cambia la altura sea largo comparado con el período del péndulo.

Matemáticamente esto se establece empezando con la ecuación de autovalores

$$H(t)|n; t\rangle = E_n(t)|n; t\rangle. \quad (4.1)$$

Aquí $E_n(t)$ y $|n; t\rangle$ son los autovalores y autofunciones instantáneas. Asimismo, con la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo, se tiene que

$$|\alpha; t\rangle = \sum_n c_n(t) e^{i\theta_n(t)} |n; t\rangle, \quad (4.2)$$

con

$$\theta_n(t) \equiv -\frac{1}{\hbar} \int_0^t E_n(t') dt'. \quad (4.3)$$

En general, no hay una relación obvia entre las dos evoluciones anteriores, sin embargo el teorema adiabático establece que el sistema seguirá los autoestados instantáneos para una evolución lo suficientemente lenta [43]. Usando las ecuaciones anteriores y nuevamente la de Schrödinger dependiente del tiempo, después de un poco de álgebra se obtiene:

$$\dot{c}_m(t) = -c_m(t) \langle m; t | \left[\frac{\partial}{\partial t} |m; t\rangle \right] - \sum_n c_n(t) e^{i(\theta_n - \theta_m)} \frac{\langle m; t | \dot{H} |n; t\rangle}{E_n - E_m}. \quad (4.4)$$

Esta es una solución formal al problema dependiente del tiempo. Ahora aparece la aproximación adiabática, que se resume en ignorar el segundo término de la ecuación anterior. Significa que:

$$\frac{\langle m; t | \dot{H} |n; t\rangle}{E_n - E_m} \equiv \frac{1}{\tau} \ll \langle m; t | \left[\frac{\partial}{\partial t} |m; t\rangle \right] \sim \frac{E_m}{\hbar}. \quad (4.5)$$

En otras palabras, la escala de tiempo τ para los cambios en el Hamiltoniano debe ser muy grande comparada con el inverso de la frecuencia natural del factor de fase-estado. Por lo tanto:

$$c_n(t) = e^{i\gamma_n(t)} c_n(0), \quad \gamma_n \equiv i \int_0^t \langle m; t' | \left[\frac{\partial}{\partial t'} |m; t'\rangle \right] dt'. \quad (4.6)$$

Así, en la aproximación adiabática si un sistema empieza en un autoestado $|n\rangle$ de $H(0)$, entonces se quedará como un autoestado $|n; t\rangle$ de $H(t)$ porque $c_i(0) = 0$ a menos de que $i = n$, en cuyo caso $c_n(0) = 1$ lo que significa

$$|\alpha^{(n)}; t\rangle = e^{i\gamma_n(t)} e^{i\theta_n(t)} |n; t\rangle. \quad (4.7)$$

Intuitivamente, si la evolución es suficientemente lenta, la aproximación adiabática es razonable. Lo que trae la pregunta, de cuán lenta debe ser la evolución para que la ec. (4.7) sea una buena aproximación. Hay dos escalas de tiempo en juego: la de la evolución del Hamiltoniano y la escala relacionada con la diferencia de energías; interesan características conocidas como invariantes adiabáticos y en cada caso es necesario establecer un *parámetro de adiabaticidad* para comprobar que la aproximación adiabática es válida [43, 44, 45].

Por fortuna el problema de un espín en un campo magnético adiabático es un problema que se ha estudiado ampliamente [7, 8, 43, 45, 46, 47, 48, 49, 50]. Es bien conocido

que para un objeto con espín \mathbf{S} en un campo magnético \mathbf{B} (ya sea estático y/ó dinámico) $\mathbf{S} \cdot \mathbf{B}$ es un invariante adiabático, *i.e.* el espín tiende a seguir al campo magnético local siempre que el campo no cambie rápidamente. La habilidad del campo magnético de afectar la dinámica del espín, se puede entender viéndolo en el marco de referencia que rota alrededor del campo magnético con la frecuencia angular de precesión de Larmor. En este marco de referencia el campo magnético tiende a alinear al espín a él, de manera que la precesión no será observada, lo que significa que el espín en movimiento en un campo estático que cambia en el espacio, efectivamente verá un campo que depende del tiempo. En el sistema de laboratorio el espín será reorientado por el cambio de \mathbf{B} .

Para definir el parámetro de adiabaticidad específicamente del problema en este trabajo, se sigue el desarrollo realizado por R.G. Littlejohn *et al.* [46], se darán los pasos más importantes con la finalidad de justificar el parámetro de adiabaticidad calculado para el campo generado por el DEM, el lector interesado podrá encontrar una discusión ilustrativa en esta referencia y las que en ella se dan.

Para una partícula neutra con espín, un tratamiento puramente clásico o puramente cuántico es posible en una forma consistente, asimismo es posible un enfoque semiclásico donde los grados de libertad orbitales son considerados como clásicos, mientras el espín permanece cuantizado. Las ecuaciones de Newton de una partícula neutra con masa m_0 y espín (clásico) que se mueve en un campo magnético $\mathbf{B}(\mathbf{x})$ son:

$$\ddot{\mathbf{x}} = \nabla(\mathbf{B} \cdot \mathbf{S}), \quad \dot{\mathbf{S}} = \frac{1}{\epsilon} \mathbf{S} \times \mathbf{B}. \quad (4.8)$$

El momento magnético de la partícula es $-\gamma\mathbf{S}$. Se han escogido unidades donde $m_0 = 1$ también se absorbe γ en \mathbf{B} y se introduce el parámetro ϵ el cual denota que la precesión del espín es rápida comparada con las variables espaciales, es decir, precesa un número grande de veces alrededor del eje local antes de que el campo magnético haya cambiado sustancialmente por el movimiento espacial de la partícula. Tomando como marco de referencia, donde la dirección z apunta en la dirección \mathbf{b} del campo magnético, el campo será $\mathbf{B} = B\mathbf{b}$. El marco de referencia es una función de \mathbf{x} , se escribe como $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ y las proyecciones de espín serán

$$S_1 = \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{S} = (S^2 - m^2)^{1/2} \cos \phi, \quad S_2 = \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{S} = (S^2 - m^2)^{1/2} \sin \phi, \quad S_3 = \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{S} = m. \quad (4.9)$$

Donde ϕ es el ángulo azimutal del espín alrededor del eje \mathbf{e}_3 , con estas definiciones es posible obtener un sistema de ecuaciones equivalente a (4.8),

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{x}} &= m \nabla B + B(S^2 - m^2)^{1/2} (\nabla \mathbf{b}) \cdot \mathbf{c}, \\ \dot{m} &= (S^2 - m^2)^{1/2} (\dot{\mathbf{x}} \cdot (\nabla \mathbf{b}) \cdot \mathbf{c}), \end{aligned}$$

$$\dot{\phi} = -\frac{B}{\epsilon} - \dot{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{A} - \frac{m}{(S^2 - m^2)^{1/2}} [\dot{\mathbf{x}} \cdot (\nabla \mathbf{b}) \cdot \mathbf{a}]. \quad (4.10)$$

\mathbf{a} y \mathbf{c} son funciones de \mathbf{x} y se definen como:

$$\mathbf{a} = \mathbf{e}_1 \sin \phi + \mathbf{e}_2 \cos \phi, \quad \mathbf{c} = \mathbf{e}_1 \cos \phi + \mathbf{e}_2 \sin \phi. \quad (4.11)$$

Interesa principalmente la segunda ecuación de (4.10), que significa que si la partícula se mueve en el tiempo dt de un punto \mathbf{x} a un punto \mathbf{x}' , el cambio dm es solo gracias al cambio de la dirección del campo magnético \mathbf{B} y como se señaló, el parámetro ϵ es para decir que la precesión es mucho más rápida que los demás grados de libertad.

Ahora sigue un análisis Hamiltoniano que permite realizar una expansión perturbativa y al final resultará tener exactamente la misma estructura que el caso cuántico a segundo orden en ϵ . Se comienza con el Hamiltoniano

$$H(\mathbf{x}, \mathbf{k}, \phi', m') = \frac{\mathbf{k}^2}{2} - \mathbf{B} \cdot \mathbf{S} = \frac{\mathbf{k}^2}{2} - [(S^2 - m'^2)^{1/2}(B_x \cos \phi' + B_y \sin \phi') + m' B_z]. \quad (4.12)$$

Las variables canónicas para los grados de libertad lentos son (\mathbf{x}, \mathbf{k}) y para los rápidos (precesión) son ϕ', m' , donde las primas denotan que se está en el marco de referencia inercial. Enseguida se establecen los paréntesis de Poisson considerando $\epsilon: \{x_i, p_j\} = \delta_{ij}$, $\{\phi, m\} = 1/\epsilon$, se usa el principio variacional y se obtiene el nuevo Hamiltoniano en términos de coordenadas canónicas:

$$H(\mathbf{x}, \mathbf{p}, \phi, m) = \frac{1}{2} \left\{ \mathbf{p} - \epsilon [m \mathbf{A} - (S^2 - m^2)^{1/2} (\nabla \mathbf{b}) \cdot \mathbf{a}] \right\}^2 - mB. \quad (4.13)$$

Con este Hamiltoniano y los paréntesis de Poisson es directo obtener el conjunto de ecuaciones (4.10). Ahora con (4.13) se realiza una expansión perturbativa con teoría de perturbación de transformada de Lie (adaptada a este problema particular) bajo la suposición que las escalas de tiempo de los grados de libertad orbitales y de precesión están claramente separadas. En otras palabras, la ec. (4.13) se escribe en una serie de potencias en ϵ con nuevas variables canónicas. Finalmente se encuentra con:

$$K(\mathbf{X}, \mathbf{P}, M) = \frac{1}{2} (\mathbf{P} - \epsilon M \mathbf{A})^2 - MB + \frac{\epsilon^2}{4} (S^2 - M^2) \left(\frac{\partial b_i}{\partial x_j} \frac{\partial b_i}{\partial x_j} \right) - \epsilon^2 \frac{M}{2B} |\mathbf{P} \cdot \nabla \mathbf{b}|^2. \quad (4.14)$$

Las transformaciones canónicas $(\mathbf{x}, \mathbf{p}, \phi, m) \rightarrow (\mathbf{X}, \mathbf{P}, \Phi, M)$ son posibles de obtener explícitamente. La que más interesa, por ser un invariante adiabático y una constante de movimiento, es la que expresa M en función de las viejas variables,

$$M = m - \epsilon \frac{(S^2 - m^2)}{B} (\mathbf{p} \cdot (\nabla \mathbf{b}) \cdot \mathbf{a}) + \vartheta(\epsilon^2). \quad (4.15)$$

En el cálculo de mecánica cuántica el tamaño del espín es una constante independiente de ϵ . Se comienza con el Hamiltoniano del sistema:

$$H = \frac{\mathbf{P}}{2} - \mathbf{B} \cdot \mathbf{S}; \quad (4.16)$$

Con unidades tales que $\hbar = m_0 = 1$. Considerar la aproximación adiabática se traduce en reemplazar \mathbf{B} por \mathbf{B}/ϵ , también se escala el espín \mathbf{S} con ϵ , entonces S/\hbar es del orden de la unidad. Se prefiere conservar \hbar con su valor fijo y reemplazarlo por $\epsilon\hbar$. Aunque ϵ no aparezca explícitamente en (4.16) sí aparecerá en $\mathbf{p} = -i\epsilon\nabla$, $[\mathbf{x}_i, p_j] = i\epsilon\delta_{ij}$, además $[S_i, S_j] = i\epsilon_{ijk}S_k$.

El objetivo es expandir las soluciones de la ecuación de Schrödinger en potencias de ϵ donde las variables de energía, momento, momento angular orbital, etc. son del orden de ϵ^0 , *i.e.* quedan fijos cuando $\epsilon \rightarrow 0$. Se realiza la diagonalización con técnicas de álgebra lineal, identidades entre operadores y usando el marco de referencia similar al del tratamiento clásico con lo que se consigue una ecuación de la misma forma a (4.14).

Introducir ϵ asume que el medio que ve la partícula, la dirección y la magnitud del campo magnético en el cual se encuentra no cambia significativamente durante un período de precesión. Cuantitativamente vemos (4.1) y consideramos que el vector de espín tiene dimensiones de momento angular, luego la frecuencia de precesión es $\omega_L = \gamma B$ y se introduce una escala de longitud del campo magnético:

$$L_B = \frac{B}{|\nabla\mathbf{B}|}. \quad (4.17)$$

Así es razonable definir el parámetro de adiabaticidad mediante:

$$\epsilon_a = \frac{v}{L_B\omega_L} = \frac{v|\nabla\mathbf{B}|}{\gamma B^2}, \quad (4.18)$$

donde v es la velocidad de la partícula, entonces ϵ_a es la fracción de la escala de longitud del campo magnético L_B que se cubre durante un periodo de precesión y el movimiento es adiabático si $\epsilon_a \ll 1$. Es claro que ϵ_a es una función del espacio y del tiempo. A diferencia de ϵ_a , ϵ es una constante formal introducida por conveniencia matemática pero con interpretación física: suponiendo que en ciertas condiciones experimentales el requisito $\epsilon_a \ll 1$ no se satisface en la región de interés, entonces es posible cambiar el aparato experimental para crear condiciones para que *sí* se satisfaga: *i)* escalando la longitud del campo magnético por un factor de $1/\epsilon$ (*e.g.* cambiando el tamaño de los imanes) que producirá que $\mathbf{B}(\mathbf{x}) \rightarrow \mathbf{B}(\epsilon\mathbf{x})$, $L_B \rightarrow L_B/\epsilon$ y darán las ecuaciones (4.8); *ii)* manteniendo L_B fijo y escalando la magnitud de $\mathbf{B} \rightarrow \mathbf{B}/\delta$, δ es una cantidad pequeña, se obtienen otra vez (4.8) con ϵ identificado con $\sqrt{\delta}$.

Al satisfacerse esta definición es de confiar que la partícula será gobernada por ecs. (4.8)–(4.15); por lo tanto la aproximación adiabática es válida; en particular es fácil ver

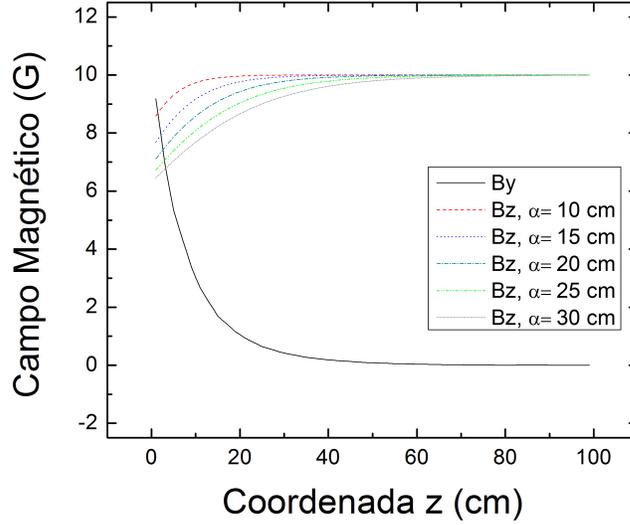


Figura 4.3: Campos magnéticos en la región donde se calcula el parámetro de adiabaticidad.

que la proyección del espín seguirá la dirección del campo magnético mediante ec. (4.15) usando el hecho que el valor esperado de un autoestado de H , (que en la evolución a lo más cambiará por una fase) no depende del tiempo [7]. Se verificará en el presente problema las condiciones anteriores, para asegurar que se llevará acabo la rotación de $\pi/2$ del espín.

Evidentemente el campo magnético que sentirá el haz de neutrones es la suma vectorial del campo en dirección y , $B_y(z)$ del polarizador y el campo en dirección z , $B_z(z)$ de DEM. En equivalencia con ec. (4.18) se usa una expresión un poco más conveniente:

$$\frac{1}{\epsilon} \equiv \lambda = \frac{\omega_L}{\omega_B} = \frac{\gamma B}{1/B^2 |\mathbf{B} \times (d\mathbf{B}/dt)|} = \frac{\gamma B^3}{v \left(B_y \frac{dB_z}{dz} - B_z \frac{dB_y}{dz} \right)}. \quad (4.19)$$

Aquí se pide que $\lambda \gg 1$. En la Figura 4.3 se muestra el campo generado por SMP-CM en la dirección y junto con las diferentes propuestas para el campo en la dirección z en la región $z \geq 250$ cm en el sistema de referencia dado. El parámetro de adiabaticidad se calcula para dichas regiones.

La Figura 4.4 es una gráfica de los parámetros de adiabaticidad λ calculados para neutrones de energía de 10 meV; de la gráfica se decide cual función es la que seguirá el

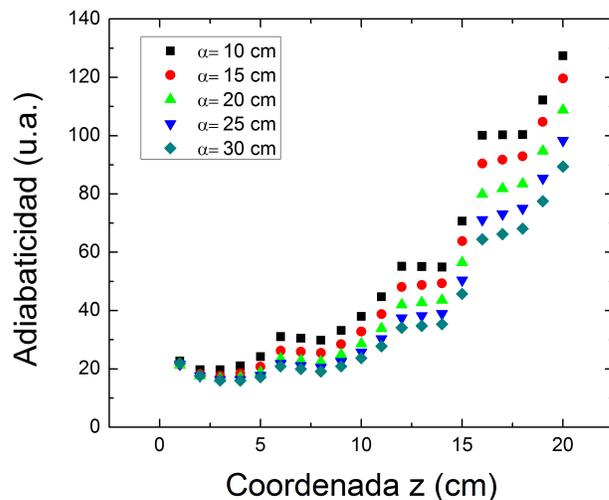


Figura 4.4: Adiabaticidad calculada para los diferentes campos magnéticos propuestos. No se muestra λ para posiciones mayores por que crece extremadamente rápido dando seguridad en que el campo será adiabático para dichas regiones.

campo magnético que subsecuentemente se buscará generar con el DEM. Se elige el caso $\alpha = 15$ cm, teniendo en mente que es un campo que en la práctica se espera no sea difícil de generar, además es adiabático: en la región del mínimo, la más incierta, $\lambda \approx 20 \gg 1$ para estos fines [16]; al crecer z , λ aumenta muy rápidamente, se concluye pues que el campo magnético es adiabático donde interesa.

4.3. Metodología

En esta sección se describe el procedimiento destinado a encontrar las corrientes eléctricas necesarias para conseguir el campo magnético ideal. Se divide en tres etapas, la primera determina el acomodo de las corrientes por medio del potencial escalar magnético, mientras que en la segunda se argumenta la geometría en tres dimensiones del DEM y al final, en la tercera etapa, el campo magnético es calculado con dichas corrientes usando la ley de Ampère.

4.3.1. Potencial Escalar Magnético

El potencial escalar magnético aunque meramente es una herramienta matemática que sirve como intermediaria para simplificar los cálculos de campos magnéticos, es posible darle una interpretación física conveniente, de tal manera que llega a ser muy útil en el diseño de corrientes eléctricas para producir campos magnéticos deseados [51, 52, 53]. Las ecuaciones básicas de la magnetoestática son:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}, \quad (4.20)$$

con alguna relación constitutiva entre \mathbf{B} y \mathbf{H} . En el experimento $n^3\text{He}$, se busca que los neutrones sientan un campo magnético en una región que esté libre de corrientes eléctricas: el caso especial cuando $\mathbf{J} = 0$ es de interés; entonces la segunda ecuación (4.20) se convierte en $\nabla \times \mathbf{H} = 0$. Lo que implica que

$$\mathbf{H} = -\nabla\Phi_M, \quad (4.21)$$

donde Φ_M es el potencial magnético escalar. Con la relación constitutiva asumiendo que el medio es lineal $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$ se obtiene la ecuación de Laplace:

$$\nabla^2\Phi_M = 0. \quad (4.22)$$

Ocurre una analogía con la teoría de campos electrostáticos con lo cual se pueden aprovechar las propiedades de la ecuación de Laplace junto con las condiciones de frontera propias de los campos magnéticos:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) &= 0, \\ \mu \frac{\partial\Phi_{M1}}{\partial n} - \mu \frac{\partial\Phi_{M2}}{\partial n} &= 0, \\ \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) &= \mathbf{K}, \end{aligned} \quad (4.23)$$

donde $\hat{\mathbf{n}}$ es el vector normal a la frontera; la frontera es tal que separa un medio del otro a través de una corriente superficial \mathbf{K} .

El problema a resolver es, dado el campo magnético en la dirección z , $B_z(z)$, dentro de un volumen específico, conocer las corrientes eléctricas estables (magnetoestática) con la restricción que el interior del volumen esté libre de corrientes eléctricas y que las corrientes sean paralelas a la superficie de dicho volumen. Conocer el potencial escalar magnético, que da el campo que se propone con la ec. (4.21) dentro del volumen, funciona porque las superficies equipotenciales de Φ_M , según las condiciones de frontera (4.23), indicarán

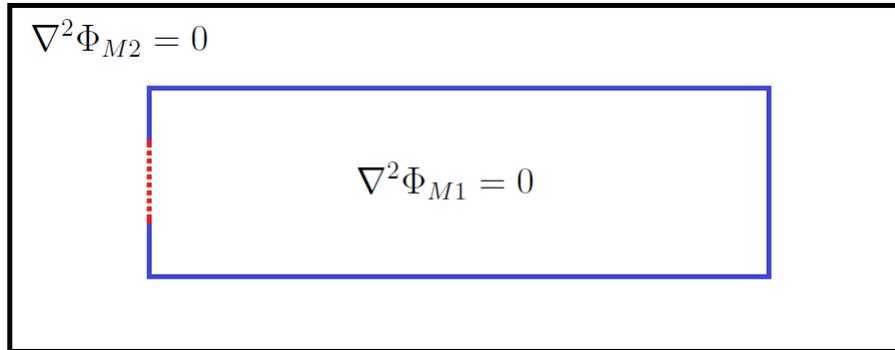


Figura 4.5: Aquí se representan las regiones en las cuales se dará solución a la ecuación de Laplace. En la primera región que abarca el rectángulo pequeño con líneas sólidas (color azul) y una línea punteada (color rojo) y su interior, la ecuación de Laplace satisface las condiciones de frontera tal que el flujo del campo magnético está dado en las líneas sólidas, en la línea punteada se pide que el potencial sea nulo; en la segunda región, la diferencia de los rectángulos grande y pequeño completo, se resuelve una nueva ecuación de Laplace, donde el flujo en la frontera del rectángulo grande es cero y las condiciones en la frontera común con el rectángulo pequeño son tales que aseguran la continuidad del potencial.

como deben de ir las corrientes eléctricas: éstas siguen los contornos de las superficies equipotenciales. Así pues el problema se traduce a resolver la ecuación de Laplace con las condiciones de frontera considerando el campo magnético propuesto $B_z(z)$.

Para dar solución a la ecuación de Laplace se usó el software Comsol, un software que resuelve ecuaciones diferenciales usando el método de elementos finitos, tiene varias interfaces que permiten modelar distintas situaciones físicas, en las cuales es sencillo modificar las condiciones del problema.

Se resuelve la ecuación de Laplace en dos dimensiones (en la siguiente sección se verá que es conveniente esta selección). La geometría consiste en un rectángulo con tamaño de 70×250 cm en acuerdo al experimento $n\text{-}^3\text{He}$ y otro rectángulo más grande que encierre al primero fácilmente, definiendo dos regiones cada una con una ecuación de Laplace diferente; una es el rectángulo pequeño y la superficie que encierra y la otra es la diferencia de los dos rectángulos y la superficie que encierra. En el rectángulo pequeño se dibujó una apertura que considera el camino de los neutrones. Figura 4.5.

Con el fin de reproducir las cualidades del campo magnético para el experimento, como se mencionó, se hace mediante las siguientes condiciones de frontera (véase Figura 4.5):

1. Condiciones de Dirichlet. Evitar que en la región donde pasarán los neutrones existan

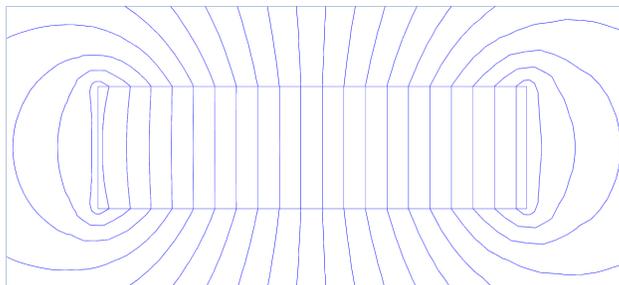


Figura 4.6: Contornos de la solución de la ecuación de Laplace. La separación de las líneas paralelas dentro del rectángulo pequeño es de alrededor de 15 cm.

corrientes, se resume en imponer que el potencial escalar $\Phi_M(\mathbf{x}) = 0$ en la apertura del rectángulo pequeño. En la segunda región los potenciales en la frontera común de ambas regiones son iguales para asegurar continuidad.

2. Condiciones de Neumann. En las fronteras restantes del rectángulo pequeño se impone la condición $\nabla\Phi_M(\mathbf{x}) \cdot \hat{\mathbf{n}} = \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}}$, luego, en la segunda región en la superficie exterior $\nabla\Phi_M(\mathbf{x}) \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0$ y en la superficie interior y común al rectángulo pequeño se pide la continuidad del flujo. Con esto se introduce la información necesaria para considerar el campo magnético propuesto.

La Figura 4.6 muestra los contornos de la solución de la ecuación de Laplace, dentro del rectángulo pequeño los contornos son líneas rectas paralelas entre sí; se interpreta que la solución en dos dimensiones es una proyección de la solución en tres dimensiones ya que a fin de cuentas es requerido que el volumen sea simétrico y en forma de prisma para envolver las componentes del experimento $n\text{-}^3\text{He}$; entonces las superficies equipotenciales dentro del volumen son planos paralelos, con lo que resolver el problema en dos dimensiones es suficiente. Desde luego se pueden dibujar tantas líneas como se desee; se opta por dibujar solamente *veinte* líneas por que es la cantidad de contornos que interesa en la práctica, veáse el Apéndice; resulta que las líneas están separadas 15 cm una de otra. Por lo tanto las corrientes eléctricas irán sobre la superficie del volumen siguiendo el contorno de los planos paralelos así formando marcos con la sección transversal del prisma.

4.3.2. DEM en Tres Dimensiones

Con los resultados obtenidos del potencial escalar, es claro y sin sorpresa, que la geometría del DEM será similar a la de un solenoide. Recordando que con la ley de Ampère

para un solenoide ideal es posible demostrar que la dirección del campo magnético dentro de un solenoide será la misma sin importar la sección transversal que tenga, siempre y cuando la sección transversal se mantenga constante [52], véase el Apéndice. Esta trascendente propiedad de los solenoides dará cierta libertad de establecer la geometría del DEM para fines prácticos.

La decisión final de la geometría del DEM, tras un largo camino, conjunta las necesidades tanto del experimento y su montaje experimental en la FNPB en ORNL, así como las capacidades de construcción del Taller del Instituto de Física de la UNAM (IFUNAM): *i*) el tamaño indispensable para colocar los componentes del experimento $n\text{-}^3\text{He}$ exige que las corrientes dejen libre un ancho y alto de 70 cm, para obtener un campo uniforme se prevee que el largo del DEM supere los 250 cm y la separación entre cada corriente como se indica en la sección anterior es de alrededor de 15 cm (véase figura 3.1); *ii*) una geometría cuadrada de las corrientes tendrá la ventaja de que su acoplamiento con todo el experimento se simplifique porque permitirá que las corrientes sean montadas sobre soportes de aluminio extruído en las partes planas así formando una estructura firme; *iii*) en asociación con los ingenieros del Taller del IFUNAM, se decide que las estructuras que soportarán las corrientes serán cuadradas con las esquinas redondeadas buscando no tener cambios abruptos en la dirección de la corriente. Las Figuras 4.6, 4.7 y 4.8 presentan el modelo construido en Comsol que va en armonía con los requerimientos antes mencionados, cabe mencionar que el modelo es construido no sin dejar atrás los finos detalles del soporte de las corrientes. El siguiente capítulo está destinado a la planeación de construcción.

4.3.3. Cálculo de los Campos Magnéticos

Para modelar el campo magnético se usa una vez más Comsol, la interfaz de electromagnetismo es la adecuada para el presente caso [54]; se hace con ayuda del dominio Multi-Turn Coil Calculation por que permite modelar todas las características para el presente problema, lo que lo hace el más sencillo y efectivo [55]. Se modelan 19 corrientes, enumeradas en orden ascendente según aumenta la posición en z ; la primera I_0^1 es la de menor dimensión y está pegada al final de la pared de Plomo, la segunda I_0^2 coplanar a I_0^1 , la tercera I_0^3 está 15 cm de distancia de la segunda, la cuarta I_0^4 está 15 cm de distancia de la tercera y así sucesivamente, veánse las Figuras 3.1, 4.6, 4.7. La corriente de menor tamaño se introduce para intentar compensar la ligera curvatura que presentan las primeras superficies equipotenciales, Figura 4.6, hay cierta arbitrariedad en esta inclusión. La construcción del modelo se realiza valorando los siguientes puntos:

1. Se construyó una geometría real: las corrientes eléctricas que producirán el campo magnético están inmersas en un gran volumen de aire, el tamaño del volumen pro-

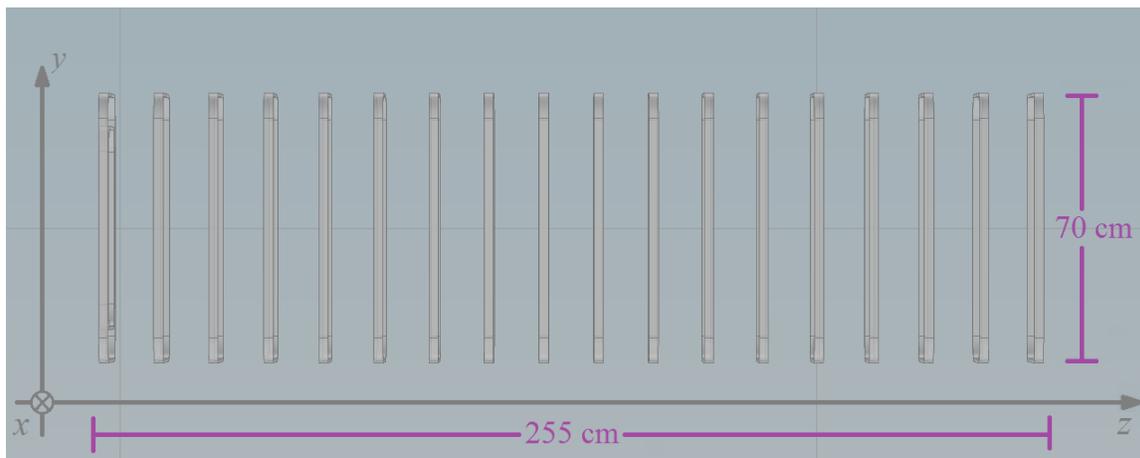


Figura 4.7: Vista zy del DEM, se aprecian 18 corrientes separadas por 15 cm, una corriente no se alcanza a ver.

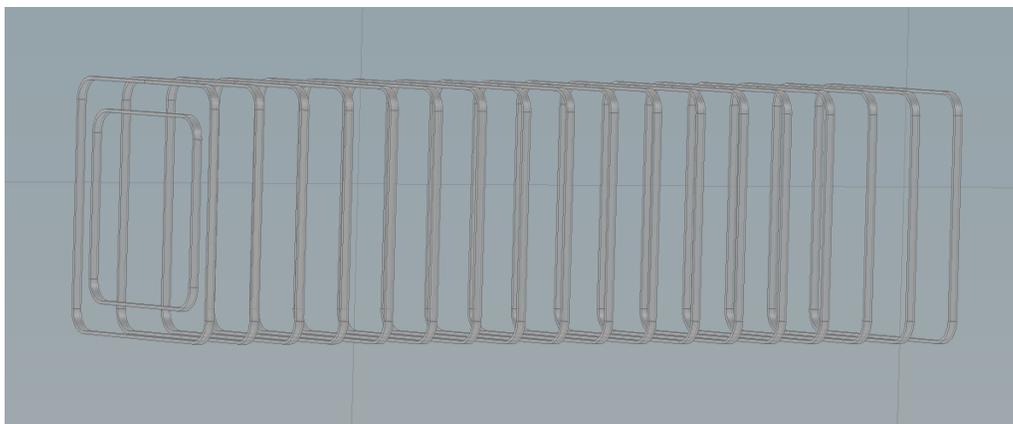


Figura 4.8: En esta vista 19 corrientes son apreciadas, la corriente extra es coplanar a la primera y de menor tamaño.

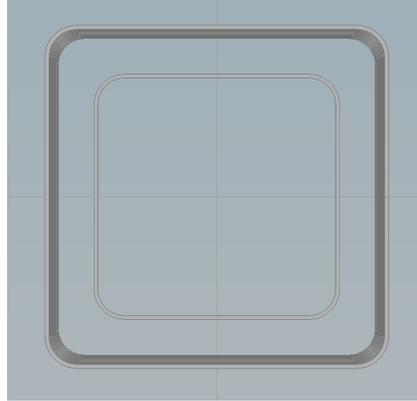


Figura 4.9: Vista xy del DEM, se nota más fácilmente la corriente de menor tamaño.

Material	σ	μ_r	ϵ_r	ρ
Aire	1 s/m	1	1	1,3 kg/m ³
Cobre	6×10^7 s/m	1	1	8700 kg/m ³

Cuadro 4.1: Algunas propiedades de los materiales útiles incluidas en Comsol. Conductividad eléctrica σ , permeabilidad relativa μ_r , permitividad eléctrica relativa, densidad ρ ϵ_r .

cura ser suficiente para que las líneas del campo magnético se mantengan dentro del modelo; todas las dimensiones en el modelo son las reales. Además, se pensó que las corrientes serán transportadas por alambres de cobre de calibre 18; las propiedades de los materiales están incluidas en la paquetería Comsol, Cuadro 4.3 [54]. Finalmente se consideran condiciones ambientales usuales, temperatura de 293.15 K y presión de 1 atm (la temperatura y la presión afectan las propiedades de los materiales).

2. La ecuación que se usa para encontrar el campo magnético \mathbf{B} es la Ley de Ampère,

$$\nabla \times (\mu_0^{-1} \mu_r^{-1} \mathbf{B}) = \mathbf{J}_e \quad (4.24)$$

donde la relación constitutiva es $\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}$, \mathbf{J}_e es la densidad de corriente externa aplicada y se puede controlar según se desee.

3. En adición se utilizan las ecuaciones auxiliares:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad \mathbf{J}_e = \frac{NI_{coil}}{A} \mathbf{e}_{coil}. \quad (4.25)$$

La segunda igualdad de la ecuación anterior expresa la forma en como la corriente eléctrica es introducida en el modelo, este modo de generar corrientes tiene la finalidad de ser práctico en el sentido que la construcción del DEM está planeada mediante embobinados de alambre de cobre. N es el número de vueltas que tendrá cada una de las estructuras semicuadradas, es decir el bonche de cables representará la corriente volumétrica \mathbf{J}_e en el modelo, N es la cantidad que se puede variar, inicialmente $N_0 = 150$, véase el Apéndice. I es la corriente de cada cable con magnitud de 1 Ampère. A es el área transversal determinada por el calibre del alambre de cobre. Por último \mathbf{e}_{coil} es la dirección que sigue la corriente con la forma de las estructuras semicuadradas.

4. En el modelo se consideran las condiciones iniciales y de frontera: *i*) aislamiento eléctrico, $\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{J} = 0$, esta condición de frontera significa que la corriente eléctrica no fluirá fuera de los marcos; *ii*) el valor inicial del potencial magnético vectorial $\mathbf{A} = \mathbf{0}$; *iii*) y el aislamiento magnético $\mathbf{n} \times \mathbf{A} = 0$, que es una condición de frontera que pone las componentes tangenciales del potencial magnético igual a cero entre los medios (aire y cobre).

El campo magnético calculado para todo el sistema se muestra en la Figura 4.10. Igualmente se calcularon los campos generados por las corrientes I_0^k 's individuales, Figura 4.11, la razón de lo previo será evidente en la siguiente sección. Por otra parte la Figura 4.12 es una comparación del campo ideal y el campo calculado.

4.4. Optimización de los Campos Magnéticos

Por supuesto en la práctica no existen solenoides infinitos y dado que el problema real es uno en 3 dimensiones, al haber utilizado el método del potencial escalar en 2 dimensiones se pierde información, así se espera que al realizar los cálculos con una geometría finita arbitraria de las corrientes (que va de acuerdo a las necesidades del experimento $n^3\text{He}$) no se obtendrá el campo ideal, además la magnitud de las corrientes no está especificada en el método del potencial escalar y su magnitud inicial para completar el cálculo es arbitraria. La salida a este problema es manipular dicha magnitud de las corrientes eléctricas. Para hacer lo anterior sistemáticamente, se aprovecha el hecho de que la relación entre la magnitud del campo magnético y la magnitud de la corriente es lineal (Ley de Biot-Savart), de igual forma se considera el principio de superposición, por lo tanto

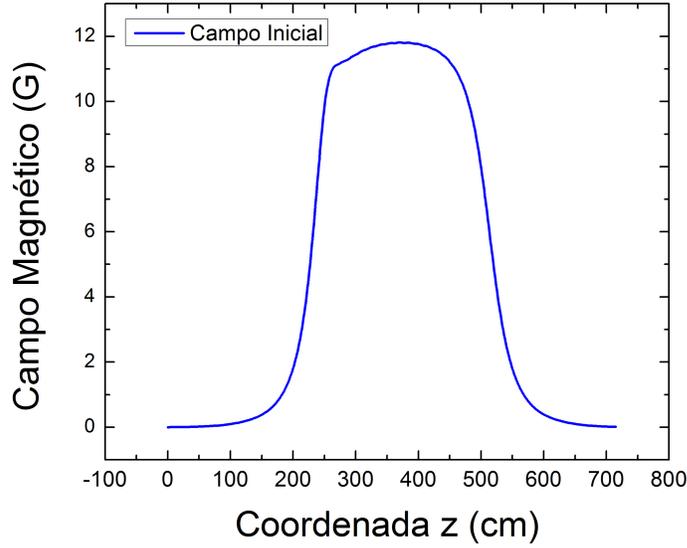


Figura 4.10: Campo magnético calculado con corrientes de la misma magnitud.

$$\begin{pmatrix} B_z^{0,T}(z_1) \\ B_z^{0,T}(z_2) \\ \vdots \\ B_z^{0,T}(z_n) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_z^1(z_1) & B_z^2(z_1) & \cdot & \cdot & \cdot & B_z^m(z_1) \\ B_z^1(z_2) & B_z^2(z_2) & \cdot & \cdot & \cdot & B_z^m(z_2) \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ B_z^1(z_n) & B_z^2(z_n) & \cdot & \cdot & \cdot & B_z^m(z_n) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0^1 \\ I_0^2 \\ \cdot \\ \cdot \\ I_0^m \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

Donde $B_z^{0,T}(z_i)$ es el campo magnético total inicial en la dirección z en el i -ésimo punto, $B_z^j(z_i)$ es el campo magnético debido a la corriente j en i -ésimo punto, I_0^k es la magnitud de la k -ésima corriente inicial y es un vector de corrientes constante arbitrario; es decir, la matriz del lado derecho se construye con las corrientes iniciales de tal suerte que un renglón representa las contribuciones al campo magnético en un punto dado por cada una de las corrientes; las columnas de la matriz, entonces, representan la contribución al campo magnético de una corriente en particular en cada uno de los puntos considerados; finalmente el vector del lado derecho representa las magnitud de las corrientes que gene-

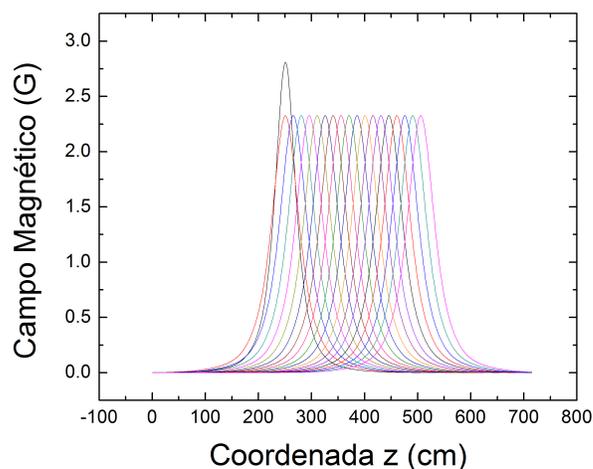


Figura 4.11: Campo magnéticos generados por cada una de las corrientes, es impráctico etiquetarlos en la gráfica, no obstante es fácil reconocer que el campo de la primera corriente está al principio del lado izquierdo y así sucesivamente. El pico más alto corresponde al campo de la corriente de menor tamaño.

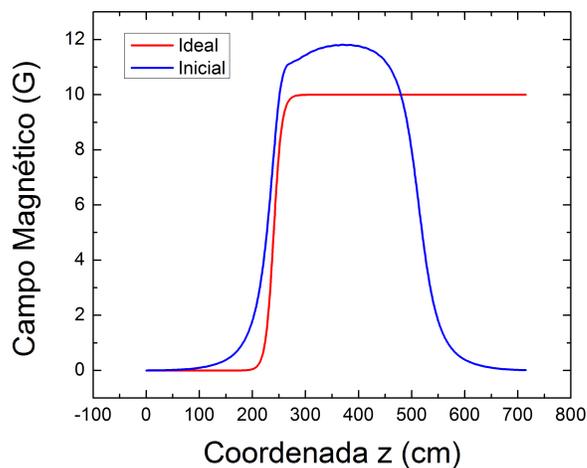


Figura 4.12: Comparación entre el campo magnético ideal y el campo magnético inicial calculado. Hay una diferencia sustancial entre ambos. El campo inicial está lejos de satisfacer los requerimientos del experimento $n\text{-}^3\text{He}$.

rarán el campo, es importante mencionar que los campos calculados representados por la matriz, tienen unidades de Gauss, de igual manera el vector de campo inicial total; por lo tanto el vector de corrientes que naturalmente es $I_0^k = N_0^k I_{coil}$, se cambia a conveniencia a $I_0^k = 1$ y simplemente representa la magnitud adimensional de las corrientes. En otras palabras el número de vueltas N , la corriente que lleva cada cable $I_{coil} = 1$ A y el área A transversal de la corriente volumétrica están incluidas en la matriz (I_{coil} y A son fijas).

Así es fácil ver que la optimización consiste en encontrar el vector magnitud de las corrientes eléctricas ideales I_{id}^k resolviendo la ecuación matricial:

$$\begin{pmatrix} B_z^{id,T}(z_1) \\ B_z^{id,T}(z_2) \\ \cdot \\ \cdot \\ B_z^{id,T}(z_n) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_z^1(z_1) & B_z^2(z_1) & \cdot & \cdot & \cdot & B_z^m(z_1) \\ B_z^1(z_2) & B_z^2(z_2) & \cdot & \cdot & \cdot & B_z^m(z_2) \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ B_z^1(z_n) & B_z^2(z_n) & \cdot & \cdot & \cdot & B_z^m(z_n) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{id}^1 \\ I_{id}^2 \\ \cdot \\ \cdot \\ I_{id}^m \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

El vector del lado izquierdo de la ecuación anterior es el campo magnético que se propone conforme a los criterios de adiabaticidad *i.e.*, es el campo el cual cambiando las corrientes I 's se busca generar con la configuración completa. I_{id}^k al final será la fracción de I_0^k por que como se mencionó la corriente y el número de vueltas ya está tomado en cuenta en la matriz.

En el caso típico la matriz de los campos magnéticos no será cuadrada por que las corrientes que se desean construir en la práctica son pocas a comparación del número de puntos donde se requiere establecer el campo magnético, $n \gg m$. Para poder invertir la matriz y obtener el campo ideal es necesario acudir a técnicas especiales:

1. La descomposición en valores singulares (SVD, por sus siglas en inglés), puede ser usada para calcular la pseudoinversa de una matriz [56]. La SVD para una matriz es de la forma $\mathbf{C}=\mathbf{U}\mathbf{S}\mathbf{V}^T$; \mathbf{C} es una matriz de dimensión $m \times n$, \mathbf{U} es una matriz unitaria de dimensión $m \times m$, \mathbf{S} es una matriz diagonal de dimensión $m \times n$ y \mathbf{V} es una matriz unitaria de dimensión $n \times n$. Se asume que las entradas diagonales de \mathbf{S} , llamadas valores singulares, son no negativas. El problema en puerta es:

$$\mathbf{I}_{id} = \mathbf{B}^{-1}\mathbf{B}^{id}, \quad (4.28)$$

donde \mathbf{I}_{id} es el vector de corrientes ideales, \mathbf{B} es la matriz de campo calculado y \mathbf{B}^{id} es el vector de campo ideal antes definidos. Ahora, el cálculo de la pseudoinversa con SVD:

$$\mathbf{B}^{-1} = (\mathbf{B}^T \mathbf{B})^{-1} \mathbf{B}^T, \quad \mathbf{B} = \mathbf{U} \mathbf{S} \mathbf{V}^T, \quad \mathbf{B}^T \mathbf{B} = (\mathbf{V} \mathbf{S}^T \mathbf{U}^T) (\mathbf{U} \mathbf{S} \mathbf{V}^T). \quad (4.29)$$

$$(\mathbf{B}^T \mathbf{B})^{-1} = (\mathbf{V} \mathbf{S}^2 \mathbf{V}^T)^{-1} = \mathbf{V} \mathbf{S}^{-2} \mathbf{V}^T, \quad (4.30)$$

$$(\mathbf{B}^T \mathbf{B})^{-1} \mathbf{B}^T = \mathbf{V} \mathbf{S}^2 \mathbf{V}^T \mathbf{V} \mathbf{S} \mathbf{U}^T = \mathbf{V} \mathbf{S}^{-1} \mathbf{U}^T. \quad (4.31)$$

Entonces el vector corriente ideal, es calculado con

$$\mathbf{I}_{id} = \mathbf{V} \mathbf{S}^{-1} \mathbf{U}^T \mathbf{B}_{id}. \quad (4.32)$$

2. Desafortunadamente, la forma en la que se calcula el vector \mathbf{I}_{id} , por usar una pseudoinversa, no da el resultado esperado, para remediar la situación se introduce una *función de peso* $w(z)$ que vaya de acuerdo a las características del experimento $n\text{-}^3\text{He}$, es decir, la función de peso indicará en que regiones interesa más tener el campo ideal, dejando otras regiones donde la exigencia de generar el campo propuesto como ideal es menor. Con la función $w(z)$ se busca relajar las condiciones impuestas y permitir que la ec. 4.32 funcione correctamente; es altamente útil considerar dos puntos en particular:

- a) Al examinar el campo producido inicialmente por \mathbf{I}_0 , donde $z < 250$ cm es evidente que los campos magnéticos ideal e inicial son cercanos, por lo tanto se sugiere que la función de peso sea pequeña aquí. Para $z > 250$ cm se vuelve más distante el campo ideal del campo inicial y también la importancia de obtener el campo ideal es mayor, consecuentemente la función de peso tendrá que crecer paulatinamente.
- b) Es apropiado notar que en regiones cercanas $z > 500$ cm donde ya no habrá corrientes, es físicamente complicado aproximarse al campo ideal en esa región (que es constante e igual a 10 G) por que el campo magnético producido por \mathbf{I}_0 va cayendo naturalmente al alejarse de donde hay corrientes; así pues que $w(z)$ vaya disminuyendo poco a poco sugiere ser una buena opción.

En pocas palabras, agregar la función de peso busca acercar al campo ideal a las capacidades reales del DEM, siempre cumpliendo con los requerimientos del experimento $n\text{-}^3\text{He}$. Cabe mencionar que las unidades de $w(z)$ son arbitrarias.

Para establecer de manera clara como se va introducir la función de peso se escribe nuevamente la ecuación matricial incluyendo $w(z)$:

$$\begin{pmatrix} w_1 B_z^{id,T}(z_1) \\ w_2 B_z^{id,T}(z_2) \\ \vdots \\ w_n B_z^{id,T}(z_n) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} w_1 B_z^1(z_1) & w_1 B_z^2(z_1) & \cdot & \cdot & \cdot & w_1 B_z^m(z_1) \\ w_2 B_z^1(z_2) & w_2 B_z^2(z_2) & \cdot & \cdot & \cdot & w_2 B_z^m(z_2) \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ w_n B_z^1(z_n) & w_n B_z^2(z_n) & \cdot & \cdot & \cdot & w_n B_z^m(z_n) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{id}^1 \\ I_{id}^2 \\ \cdot \\ \cdot \\ I_{id}^m \end{pmatrix} \quad (4.33)$$

Se define $w(z_i) \equiv w_i$. Es claro que al final del cálculo se obtendrá el vector que se buscaba \mathbf{I}_{id} , dado que $w(z)$ se introduce en ambos lados de la ecuación anterior. La construcción de $w(z)$ es sutil, la función de peso que mejor resultados dió se muestra en la Figura 4.13.

Los cálculos anteriores se hacen utilizando MATLAB, ya que este código maneja funciones muy eficientes para hacer operaciones con matrices, por ejemplo incluye el cálculo automático SVD. En el Apéndice se incluye el código MATLAB empleado. El Cuadro 4.2 muestra \mathbf{I}_0 , \mathbf{I}_{id} . La Figura 4.14 muestra el campo ideal y el campo optimizado obtenido con \mathbf{I}_{id} . El campo ideal y el campo optimizado son muy cercanos.

Vector	Corr. 1	Corr. 2	Corr. 3	Corr. 4	Corr. 5	Corr. 6	Corr. 7	Corr. 8	Corr. 9	Corr. 10
\mathbf{I}_0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
\mathbf{I}_{id}	+0.6830	+0.7605	+1.1342	+0.9336	+0.8023	+0.9163	+0.7942	+0.8815	+0.8122	+0.8576
Vector	Corr. 11	Corr. 12	Corr. 13	Corr. 14	Corr. 15	Corr. 16	Corr. 17	Corr. 18	Corr. 19	
\mathbf{I}_0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	
\mathbf{I}_{id}	+0.8179	+0.8552	+0.8174	+0.8965	+0.7194	+1.1021	+0.4117	+1.4216	+1.6031	

Cuadro 4.2: Vectores \mathbf{I}_0 y \mathbf{I}_{id} . Al cambiar las corrientes iniciales por las corrientes optimizadas, se produce el campo optimizado, es decir, el número de vueltas N_0 estará multiplicado por el factor correspondiente I_{id}^k .

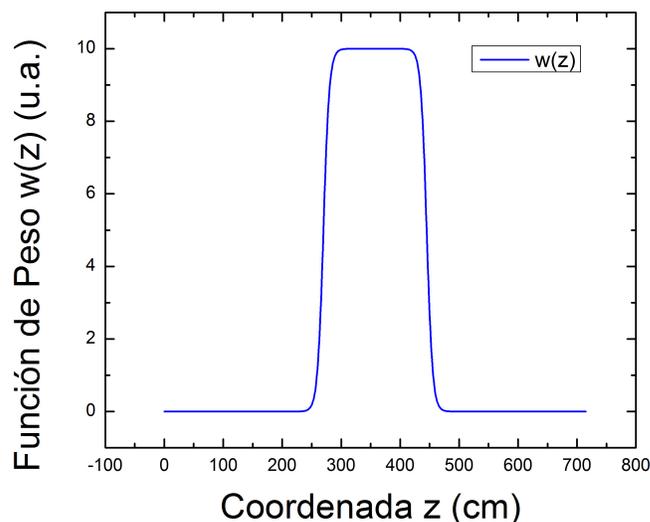


Figura 4.13: Función de peso. En el sistema de referencia que se está usando, la importancia al campo antes de la pared de plomo es pequeña a comparación de sectores subsecuentes, al final del DEM esta importancia disminuye de igual manera.

No hay que olvidar que el DEM modelado es lo más acercado a la realidad posible, en consecuencia no sería gran sorpresa la producción de campos magnéticos en todas las direcciones, es necesario pues verificar que los campos en las otras direcciones además de la dirección z , no afecten su funcionalidad; más aún, la optimización se ha hecho sobre el eje central del DEM, hasta ahora no se han considerado cálculos de optimización fuera de él; es suficiente considerar el campo fuera del eje a solo una distancia del radio del tamaño del haz de neutrones que en este caso es de 5 cm, *i.e.* en el escenario más exigente los neutrones sentirán el campo magnético producido por el DEM a 5 cm de distancia del eje, Figura 4.14 y 4.15; de la primera gráfica se puede concluir que la contribución al vector campo magnético sobre el eje en las otras direcciones que no son z es despreciable. En la segunda gráfica se ve que hay una contribución pequeña pero no despreciable al vector campo magnético en la dirección y ; lo que resta ahora es calcular el parámetro de adiabaticidad sumándole al campo $B_y(z)$ del SMP-CM la contribución al campo magnético $B_y(z)$ del DEM, Figura 4.16. Es de notar que del lado derecho ($z > 450$ cm) también existe una contribución $B_y(z)$ de DEM pero no es cuidado ya que el acomodo espacial del experimento para esas regiones ya habrá acabado (veáse sección 4.1), lo que comprueba la uniformidad

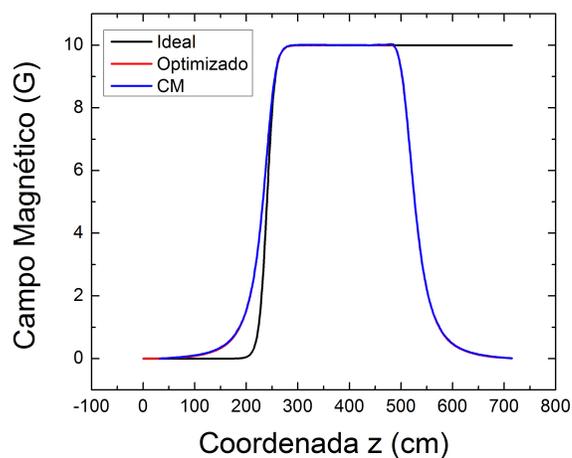


Figura 4.14: Comparación entre el campo ideal, el campo optimizado y el calculado en Comsol. Las diferencias entre ellos no afectan las demandas del experimento $n\text{-}^3\text{He}$.

del campo entre el rotador RF y el blanco de ^3He . Los resultados muestran que el DEM cumple satisfactoriamente las demandas del experimento $n\text{-}^3\text{He}$.

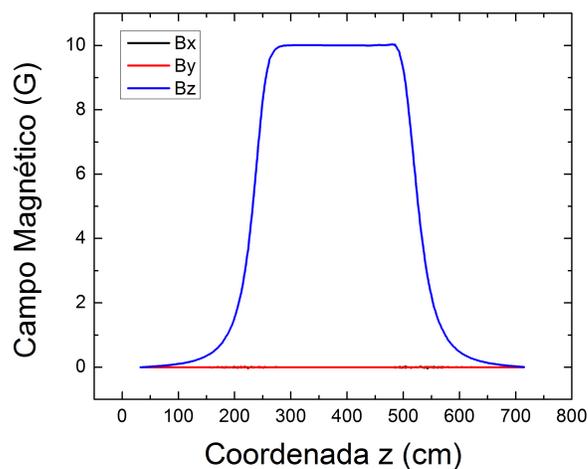


Figura 4.15: Componentes del campo magnético sobre el eje central del DEM. Se puede decir que los campos en la dirección x y y son nulos.

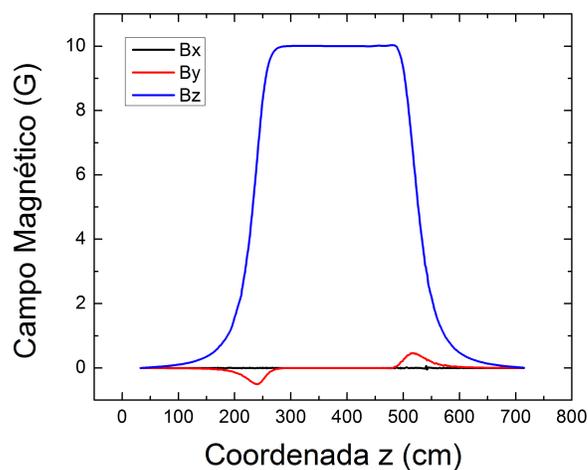


Figura 4.16: Componentes del campo magnético 5 cm fuera del eje central del DEM. La componente en la dirección x sigue siendo nula, pero como se puede apreciar en la dirección y hay una componente pequeña.

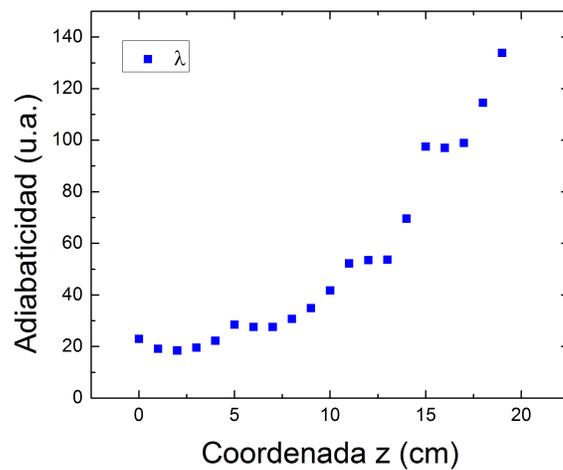


Figura 4.17: Parámetro de adiabaticidad λ para el campo magnético producido por el DEM a 5 cm del eje. λ sigue mostrando buena adiabaticidad.

Capítulo 5

Aspectos Prácticos del DEM

5.1. Construcción

5.1.1. Diseño

Como se mencionó en el capítulo anterior, se pensó que el flujo de la corriente eléctrica fuese a través de alambre de cobre. El alambre de cobre de calibre AWG 18 pareció ser buena elección por ser comercial y tener propiedades favorables: su diámetro es de 1.024 mm, su resistencia es de 20.95 m Ω /m, con lo que un embobinado cuadrado de 70 cm de lado y de 150 vueltas tiene una resistencia de 8.799 Ω , además soporta una corriente máxima de 14 A. Finalmente la potencia disipada para 1 A es de 0.02095 Jm⁻¹/s.

El primer punto a considerar después de haber decidido que las corrientes serán transportadas por alambre de cobre, es establecer como será el soporte del embobinado. Se necesita un material no magnético para que no interfiera con el campo magnético que se desea producir, necesita ser un material que sea fácil de moldear y que tenga resistencia suficiente al calor producido por la corriente y al peso del alambre de cobre; un material que cumple todos estos requisitos es el acrílico. Es posible adquirir placas de acrílico en el mercado que pueden ser cortadas en varias secciones para que de una sola placa obtener más de un soporte. El diseño de los soportes se hizo en colaboración con los ingenieros del Taller IFUNAM, véase sección 4.5.

La Figura 5.1a, muestra el diseño de la vista frontal del marco. Las dimensiones interiores, son de 70 cm por lado y el radio de curvatura de las esquinas es de 5 cm. Se usaron placas de acrílico de 21 mm de espesor valorando que existe un pegamento de acrílico muy eficiente, lo que permitiría hacer la construcción de los marcos en más de una pieza, en particular se elige usar dos piezas que estarán pegadas para completar un solo marco, dichas piezas embonarán en un escalón de 5 mm, Figura 5.1b,c. Asimismo para tener confianza de que el cable no se saldrá se construye un canal, de paredes con un

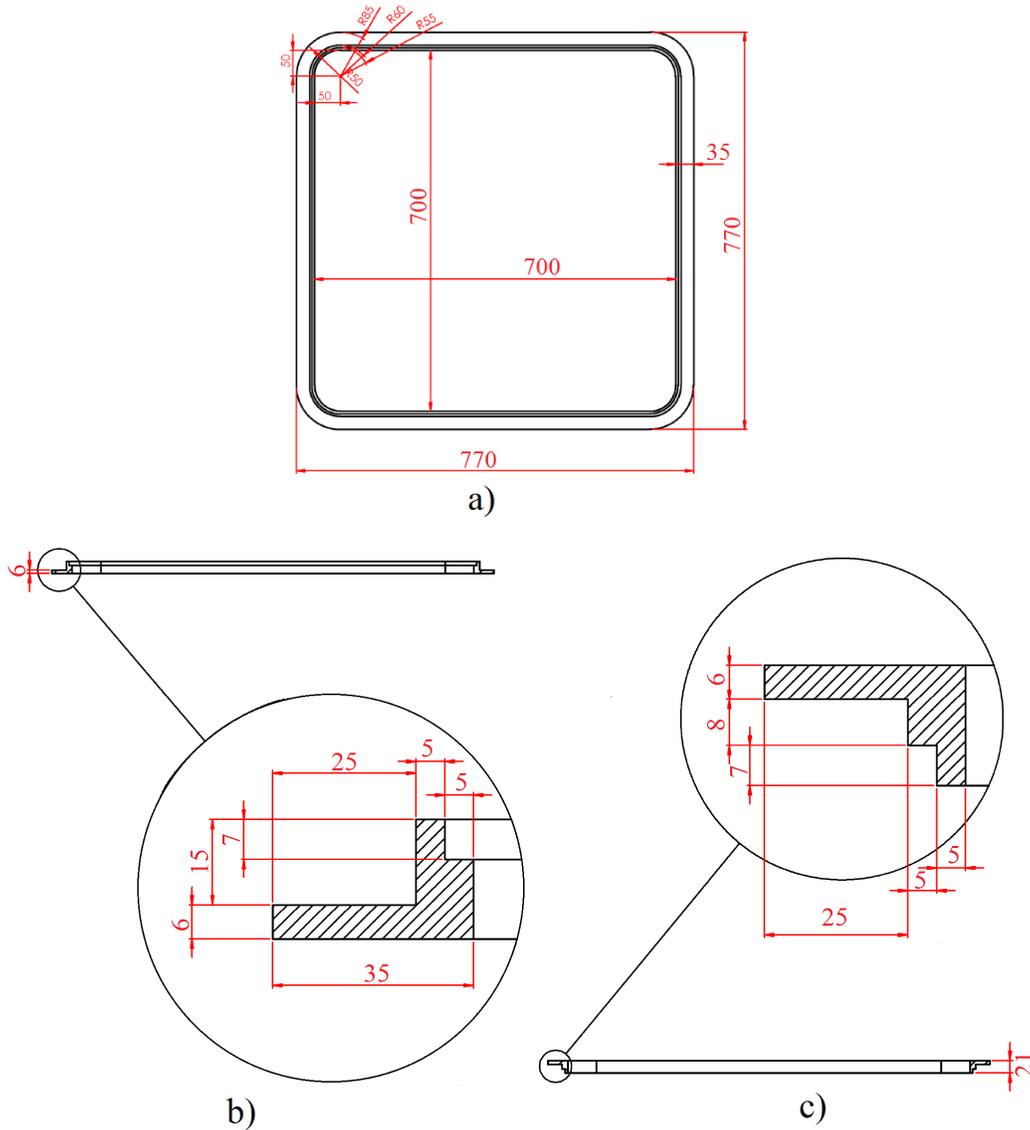


Figura 5.1: Diferentes vistas del diseño de los soportes de acrílico. Todas las medidas están dadas en milímetros. Se procura ilustrar como de dos placas de acrílico se obtendrán dos piezas diferentes que al unirlas formarán un marco. a) La vista frontal es similar en ambas piezas; b) la vista lateral de la pieza 1 deja ver que tiene un escalón de 5 mm, además la pieza tiene un altura total de 35 mm y una interna de 25 mm, el ancho es de 15 mm; c) vista lateral de la pieza 2, es similar a la pieza 1, salvo que el escalón de 5 mm en este caso está invertido, así las dos piezas se acoplarán a la perfección.

ancho de 6 mm y que evidentemente una pared está en la primera pieza y otra la está en la segunda, con ello la parte interna del canal mide 23 mm; de esta manera la altura del canal se hizo pensando en el volumen que ocupará el cable: si el diámetro es de 1.024 mm, 22 cables ocuparán un nivel del canal, entonces una altura de 8 mm, cubriría los cables, sin embargo se optó por 25 mm de altura para estar preparado a cualquier variación que pudiera presentarse, Figura 5.1b,c.

5.1.2. Trabajo en el Taller

Las placas de acrílico adquiridas, son placas de $2.40 \times 1.80 \text{ m}^2$, medida que ayuda a aprovechar el material, tal que de cada placa se obtendrán seis piezas ó tres marcos completos. Primero se cortaron las placas en seis cuadros cada una, luego se les extrajo la parte interna así formando los marcos, seguido se hizo el redondeo de las esquinas y finalmente se hicieron los escalones para tener los dos tipos de piezas. El trabajo realizado en el taller del IFUNAM, fué llevado a cabo con dos máquinas especializadas y controladas con computadora no sin antes adecuar de manera precisa los soportes para el acrílico en cada máquina para adaptarse a las dimensiones deseadas, cabe mencionar que todo este trabajo lo realizó el grupo de ingenieros altamente capacitados y experimentados del taller del IFUNAM, finalmente se hizo el embobinado con ayuda de una mesa giratoria, Figura 5.2.

5.2. Mapeo de los Campos Magnéticos

La caracterización experimental del campo magnético que produce el DEM se determina mediante un mapeo espacial. En el Instituto de Física de la UNAM se montó un laboratorio destinado a esta finalidad. El equipo del laboratorio consiste en:

1. Punta Hall. Se usó una punta tri-axial Lakeshore HSE-1, que funciona a base del efecto Hall y permite medir el campo magnético en las tres direcciones espaciales (xyz) facilitando así construir el vector del campo magnético [57].
2. Sistema XYZ. Con el objeto de realizar el mapeo espacial del campo magnético en cualquier posición, se instalaron tres guías VELMEX que funcionan con motores marca VEXTA (un motor y una guía para cada eje coordenado), es decir la punta Hall va montada sobre ellos; con el fin de cambiar la posición de la punta en forma precisa, una interfaz de computadora permite controlar la posición de cada eje. Cabe mencionar que las guías son no magnéticas ya que son especiales para este tipo de aplicaciones [58].

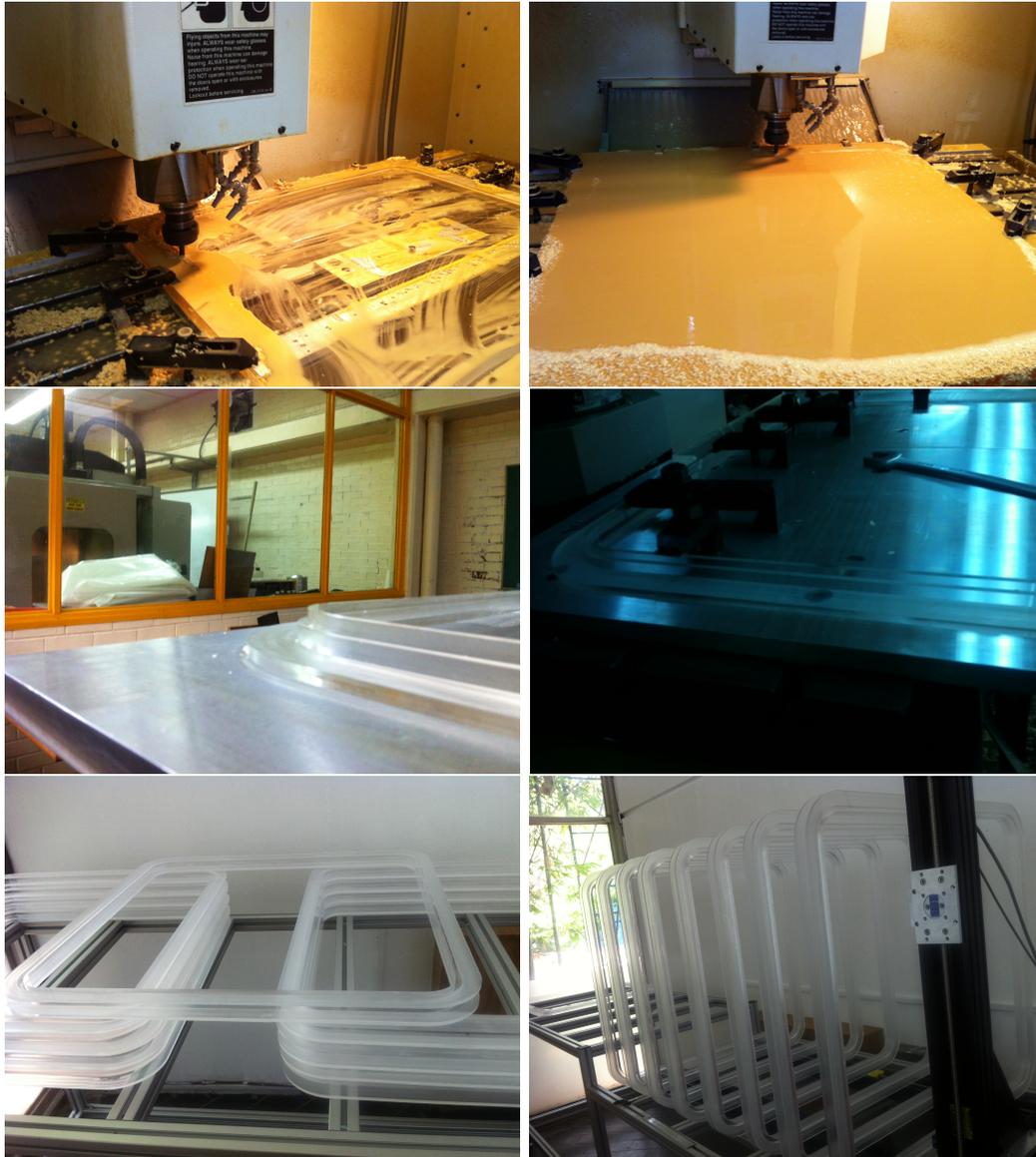


Figura 5.2: Fotografías de las etapas de la construcción del DEM en Taller IFUNAM. a) y b) acrílico siendo moldeado por las máquinas de alta precisión; c) una pieza terminada, se puede apreciar el escalón donde embonará con la pieza con escalón invertido; d) vista de como se fijaron los marcos para ser trabajados; e) varias piezas ya terminadas y pegadas; f) se muestra como sería la configuración final.

3. Gaussímetro. Se usa un Gaussímetro modelo 460 Lakeshore, este instrumento va acorde a las características de la punta hall utilizada, registra y administra eficientemente las mediciones de las tres componentes del vector campo magnético con una resolución más que suficiente para las mediciones hechas (0.01 mG) [59].
4. Mesas de soporte. La mesa donde están puestos los elementos anteriores, se construyó especialmente para este fin, con aluminio extruído (material no magnético), y con una configuración ideal para colocar los dispositivos que se planean medir en el futuro cercano.
5. Cómputo. El equipo de cómputo requerido para operar todos los componentes del laboratorio es sencillo, se usa una computadora de escritorio y los softwares de la punta, del gaussímetro y del sistema XYZ están incluidos en cada caso por los fabricantes del instrumento.

Las medidas del campo magnético se hicieron solamente en un embobinado, pero con el principio de superposición en mente, es posible tener confianza que al integrar todas las corrientes del DEM en su posición y corrientes adecuadas, darán lugar al campo magnético modelado en Comsol de todo el dispositivo. La Figura 5.3 muestra la comparación entre el campo magnético calculado y el campo magnético medido. Los resultados obtenidos son muy buenos, las mediciones difieren del cálculo en el margen menor del 3% cumpliendo con los requisitos del experimento $n\text{-}^3\text{He}$, lo que muestra que modelar corrientes eléctricas en Comsol es altamente eficiente; los resultados son buenos a pesar de todos los errores experimentales que pudieron haber afectado la medición: la alineación de la punta Hall en el centro de la corriente, las variaciones del campo magnético de fondo, los errores instrumentales del gaussímetro, de las guías XYZ y de la fuente de poder que alimenta el embobinado. Todo lo anterior da seguridad que hay consistencia en todas las consideraciones de este capítulo y el anterior.

Es evidente que las condiciones experimentales (campos magnéticos de fondo, variaciones ambientales, montaje experimental) no serán en general iguales en IFUNAM y ORNL, en consecuencia se prevee que al montar todas las corrientes, aún y cuando las mediciones hayan dado buenos resultados, el campo magnético obtenido podría no ser el óptimo. Con el fin de estar preparados para compensar las posibles variaciones, el trabajo en un futuro muy cercano intenta obtener de manera sistemática como poder controlar el campo magnético mediante la variación de las posiciones de las corrientes (el número de vueltas en cada embobinado será fijo después de haber sido terminado); por un lado la distancia que habrá entre cada uno de los embobinados y por el otro la inclinación de los mismos, el cambio en las posiciones en general se espera pequeño.

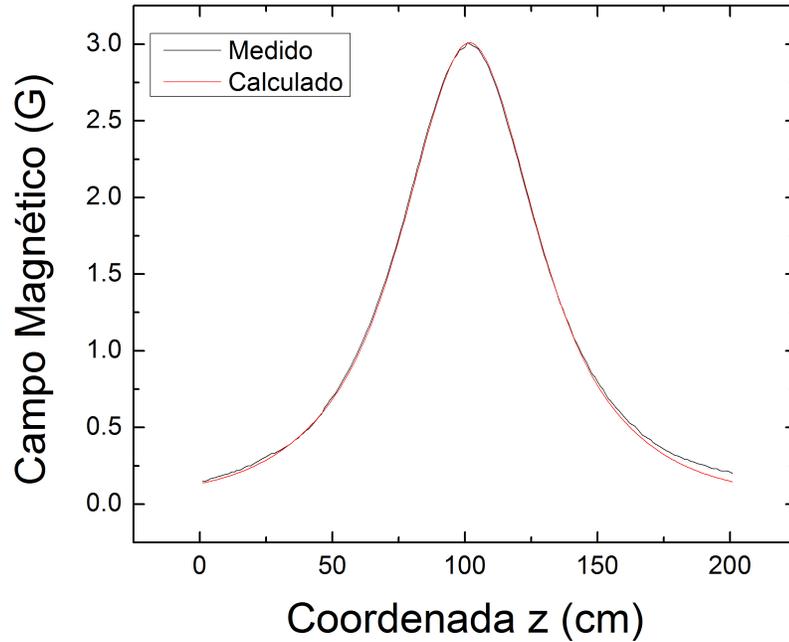


Figura 5.3: Comparación del campo magnético medido contra el calculado de una sola bobina. El centro de la corriente, aquí está en $z=100$ cm. Para obtener el campo magnético generado por la corriente hubo la necesidad de restarle el campo de fondo en la dirección z .

Cabe mencionar que los marcos están por ser embobinados y los resultados de la configuración final están al nivel de ser presentados en la colaboración para su incorporación en el experimento n - ^3He . En poco tiempo las corrientes estarán completas para ser entregadas a ORNL.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo quedó claro que la física experimental con neutrones fríos, es un área de investigación que tiene mucha información aún por ser descubierta y que gracias a grandes colaboraciones internacionales será posible sacar el mayor provecho para lograr un mejor entendimiento del mundo que nos rodea. La tecnología de los últimos años es protagonista principal, ya que además de existir fuentes muy intensas de neutrones, entre otros componentes experimentales, hoy en día hay gran acceso a paquetes computacionales que facilitan de manera dramática toda clase de tareas; en este caso particular (uno de muchos), el cálculo de los campos magnéticos, su geometría y optimización, hubiese sido muy difícil de llevar a cabo sin ayuda de ellos. Adicionalmente herramientas para moldear materiales como el acrílico han tenido un avance inmenso, permitiendo diseñar estructuras con detalles muy finos.

Los errores sistemáticos en algunos experimentos suelen jugar un papel importante en las mediciones, por ejemplo en el caso del experimento n - ^3He que busca medir una observable que viola paridad, aparece un error sistemático relacionado con una observable que conserva paridad, entonces es necesario trabajar con la finalidad de suprimirlo lo más posible para asegurar que no interfiera en la medición deseada del experimento.

Se realizó exitosamente el diseño y construcción de un dispositivo electromagnético que produce un campo magnético necesario en el experimento n - ^3He para reducir los errores sistemáticos y mantener la polarización del haz de neutrones durante el experimento. El diseño incluye la geometría real de las corrientes y como se lleva a cabo la construcción en el taller del Instituto de Física de la UNAM.

Se discutió ampliamente el trasfondo que motivó a realizar el dispositivo electromagnético, ya que por si solo, difícilmente tendría una utilidad práctica más que la comprobar experimentalmente que las técnicas utilizadas para su diseño son efectivas.

El tiempo no permitió realizar la medición del campo magnético de todo el DEM; en un futuro muy cercano el experimento $n\text{-}^3\text{He}$ empezará a configurarse en ORNL y desde luego todas las piezas fabricadas en IFUNAM deberán estar terminadas y entregadas. Sin embargo se hicieron las mediciones para una sola corriente y confiando en el principio de superposición y que el campo magnético es lineal con respecto a la corriente, se tiene la certeza que cuando se hagan las mediciones para el sistema completo durante el montaje en ORNL, los resultados serán los esperados. Por último señalo que existe un entusiasmo enorme en seguir la evolución del proyecto hasta que sea instalado en la SNS en Oak Ridge National Laboratory y por supuesto de ser necesario trabajar en las mejoras, que de acuerdo al experimento se requieran.

Apéndice A

A.1. Solenoides

Demostración de la Independencia del Campo Magnético de la Sección Transversal de un Solenoide. Para demostrar que el campo magnético producido por un solenoide es paralelo al eje sin importar la sección transversal del embobinado, se pide que en el caso ideal, el solenoide sea infinito y que la sección transversal se mantenga constante. Según la ley de Biot-Savart,

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\mathbf{l}' \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3},$$

donde \mathbf{B} es el campo magnético, I es la corriente que circula por un aro de corriente, $d\mathbf{l}'$ es un diferencial de longitud que tiene la dirección de la corriente, \mathbf{x} es el punto de observación y \mathbf{x}' es el punto donde se encuentra la corriente. Usando un marco de referencia tal que el eje z está alineado con el eje del solenoide y de tal suerte que \mathbf{x} esté en el eje y , $\mathbf{x} = (0, y, 0)$, se considera un punto fuente (x', y', z') sobre una primera vuelta #1 del solenoide:

$$\mathbf{x} - \mathbf{x}' = -x\hat{\mathbf{x}} + (y - y')\hat{\mathbf{y}} - z'\hat{\mathbf{z}}; \quad d\mathbf{l}' = dx'\hat{\mathbf{x}} + dy'\hat{\mathbf{y}},$$

donde $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$, $\hat{\mathbf{z}}$, son vectores unitarios en la dirección x , y , z respectivamente, así

$$d\mathbf{l}' \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}') = \begin{vmatrix} \hat{\mathbf{x}} & \hat{\mathbf{y}} & \hat{\mathbf{z}} \\ dx' & dy' & dz' \\ -x' & (y - y') & -z' \end{vmatrix} = (-z'dy')\hat{\mathbf{x}} + (z'dx')\hat{\mathbf{y}} + [(y - y')dx' + x'dy']\hat{\mathbf{z}}.$$

con lo que se obtiene

$$d\mathbf{B}_1 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{(-z'dy')\hat{\mathbf{x}} + (z'dx')\hat{\mathbf{y}} + [(y - y')dx' + x'dy']\hat{\mathbf{z}}}{[(x')^2 + (y - y')^2 + (z')^2]^{3/2}},$$

$d\mathbf{B}_1$ es el campo debido a un elemento de la vuelta 1. Ahora, se considera un elemento de corriente sobre la vuelta #2 que está colocada simétricamente en $(x', y', -z')$. Dado

que z' cambia de signo y todo lo demás queda igual, los componentes \hat{x} y \hat{y} de $d\mathbf{B}_1$ se cancelan con los componentes \hat{x} y \hat{y} de $d\mathbf{B}_2$ dejando solo el componente en \hat{z} . Ahora con la ley de Ampère en forma integral,

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 I, \quad (\text{A.1})$$

es directo ver que el campo magnético dentro del solenoide es $\mathbf{B} = \mu_0 N I \hat{z}$, con N el número de vueltas que tiene el embobinado por unidad de longitud; fuera del solenoide el campo es cero. Con el fin de hacer una primera estimación de cuanta corriente es necesaria para producir un campo de 10 G, se tiene que $10 \text{ G} = \mu_0 N I$, suponiendo $I = 1 \text{ A}$ entonces $N \approx 1985$ para un solenoide de 2.5 m, en la práctica convendría que el solenoide tuviese las corrientes separadas, y que cada corriente llevara 150 vueltas para sustituir a las corrientes vecinas izquierda y derecha que están aproximadamente a 15 cm con estas vueltas.

A.2. Código en MATLAB

El siguiente código en MATLAB 2008, se usó para la optimización de las corrientes eléctricas para producir el campo magnético deseado; se tuvieron preparados archivos de datos *coilsb.txt* que es la matriz de la ecuación (4.27), *fields.txt* que es el campo magnético ideal y *wz.txt* que es la función de peso mostrada en Figura 4.12.

```
>> coils=load('coilsb.txt'); %se llama a la matriz de campo magnético.
>>size(coils) %obtiene el tamaño de la matriz para procurar consistencia en las dimensiones
en cálculos posteriores.
ans =716 19
>> fields=load('fields.txt'); %carga el vector campo magnético ideal.
>> size(fields) %obtiene el tamaño del vector campo magnético ideal.
ans =716 1
>> wz=load('wzp.txt') %carga la función de peso w(z).;
>> size(wz) %obtiene el tamaño de w(z).
ans =716 1
>> coilsW=bsxfun(@times,coils,wz); %construye la matriz de la ec. (4.33).
>> fieldsW=bsxfun(@times,fields,wz); %construye el campo ideal de la ec. (4.33).
>> [u,s,v]=svd(coilsW); %hace la descomposición en valores singulares,  $\mathbf{C} = \mathbf{U}\mathbf{S}\mathbf{V}^T$ , en-
contrando individualmente  $\mathbf{U}$ ,  $\mathbf{S}$ ,  $\mathbf{V}$ .
>> sperp=[inv(s(1:16)),zeros(16,700);zeros(3,716)]; %se usa un número adecuado de
valores singulares y se construye  $\mathbf{S}$  inversa con ellos haciendo un relleno de ceros acorde.
```

```
>> Ip=v*sperp*u'*fieldsW;    %se calcula el vector del campo ideal, ec. (4.32).  
>> plot(coils*Ip)    %grafica el campo ideal con las nuevas corrientes para verificar que  
el resultado sea favorable.
```

Bibliografía

- [1] P. Langacker, *The Standard Model and Beyond*, Series in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation, CRC Press, (2010).
- [2] S. K. Lamoreaux, R. Golub, Experimental Searches for the Neutron Electric Dipole Moment, *Journal of Physics G* VOL. **36**, 104002 (2009).
- [3] W. M. Snow, Exotic Physics with Slow Neutrons, *Physics Today*, VOL. **66**(3), 50 (2013).
- [4] A. T. Yue *et al.*, Improved Determination of the Neutron Lifetime, *Physical Review Letters*, VOL. **111**, 222501 (2013).
- [5] V. V. Nesvizhevsky *et al.*, Quantum States of Neutrons in the Earth's Gravitational Field, *Nature*, VOL. **415**, (2002).
- [6] W. N. Cottingham, D.A. Greenwood, *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*, 2nd Edition, Cambridge University Press, (2007).
- [7] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Addison-Wesley Publishing Company, (1994).
- [8] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloe, *Quantum Mechanics*, John Wiley & Sons, (1977).
- [9] Particle Data Group Website, <http://pdg.lbl.gov/>.
- [10] I. I. Gurevich, L. V. Tarasov, *Low-Energy Neutron Physics*, North Holland Publishing Company-Amsterdam, (1968).
- [11] CODATA Website, www.codata.org.
- [12] P. Reuss, *Neutron Physics*, EDP Sciences, (2008).
- [13] E. E. Lewis, *Fundamentals of Nuclear Reactor Physics*, AP, (2008).

- [14] P. N. Seo *et al.*, A measurement of the Flight Path 12 Cold H₂ Moderator Brightness at LANSCE, *Nuclear Instruments and Methods A*, VOL. 517, 557-564 (2004).
- [15] T. M. Ito, C. B. Crawford, G. L. Greene, Optimization of the Ballistic Guide Design for the SNS FNPB 8.9 A Neutron Line, *Nuclear Instruments in Physics Research Section A*, VOL. 564, 414-423 (2006).
- [16] S. Balascuta *et al.*, The Implementation of a Super Mirror Polarizer at the SNS Fundamental Physics Beamline, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, VOL. 671, 137-143 (2012).
- [17] D. J. Marín-Lámbarri, *Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos*, Tesis de Licenciatura, UNAM, (2010).
- [18] M. Sharma, *Precision Neutron Polarimetry and a Measurement of a Parity Violating Asymmetry in N-P Capture*, Tesis Doctoral, USA, (2008).
- [19] T. W. Crane, M. P. Baker, *Neutron Detectors, Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials*, United States Nuclear Regulatory Commission, (1991).
- [20] M. T. Gericke *et al.*, Measurement of Parity-Violating γ -ray Asymmetry in the Capture of Polarized Cold Neutrons on Protons, *Physical Review C*, VOL. 83, 015505 (2011).
- [21] J. S. Nico, W. M. Snow, Fundamental Neutron Physics, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, VOL. 55, 27-69 (2005).
- [22] F. Reif, *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics*, Waveland Press, Inc., (1965).
- [23] E. Leader, E. Predazzi, *An Introduction to Gauge Theories and Modern Particle Physics Volume 1*, Cambridge University Press, (1996).
- [24] R. C. Gillis, *³He Ionization Chambers as Neutron Beam Monitors for the NPDGamma Experiment*, Tesis de Maestría, Manitoba Canadá, (2006).
- [25] M. J. Ramsey-Musolf, S. A. Page, Hadronic Parity Violation: A New View Through the Looking Glass, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, VOL. 56, 1-52 (2006).
- [26] M. R. Schindler, R. P. Springer, The Theory of Parity Violation in Few-Nucleon Systems, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, VOL. 72, 1-43 (2013).

- [27] J. D. Bowman *et al.*, *A Measurement of the Parity violating Proton Assymetry in the Capture of Polarized Cold Neutrons on ^3He : A Proposal*, Submitted to the SNS FNPB PRAC,(2007).
- [28] E. G. Adelberger, W. C. Haxton, Parity Violation in the Nucleon-Nucleon Interaction, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, VOL. **35**, 501-508 (1985).
- [29] B. Desplanques, J. F. Donoghue, B. R. Holstein, Unified Treatment of the Parity Violating Nuclear Force, *Annals of Physics*, VOL. **124**, 449-495 (1980).
- [30] J. Erler, S. Su, The Weak Neutral Current, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, VOL. **71**, 119-149 (2013).
- [31] V. E. Bunakov, V. P. Gudkov, Parity Violation and Related Effects In Neutron-Induced Reactions, *Nuclear Physics A*, VOL. **401**, 93-116 (1983).
- [32] J. Erler, M. J. Ramsey-Musolf, Low Energy Tests of the Weak Interaction, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, VOL. **54**, 351-442 (2005).
- [33] W. C. Haxton, C. P. Liu, M. J. Ramsey-Musolf, Nuclear Anapole Moments, *Physical Review C*, VOL. **65**, 045502 (2002).
- [34] Tilley, *et al.*, *Nuclear Physics A*, VOL. **541**, (1992).
- [35] M. Viviani *et al.*, The Parity- Violating Assymetry in the $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ Reaction, *Physical Review C*, VOL. **82**, 044001 (2010).
- [36] W. C. Haxton, B. R. Holstein, Hadronic Parity Violation, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, VOL. **71**, 185-203 (2013).
- [37] B. R. Holstein, Hadronic Parity Violation: an Analytic Approach, *Fizika B*, VOL. **14**, 165-216 (2005).
- [38] Spallation Neutron Source Website, <http://neutrons.ornl.gov/facilities/SNS>.
- [39] J. D. Bowman *et al.*, Detector Development for an Experiment to Measure the Parity Violating Proton Assymetry in the Capture of Polarized Cold Neutrons on ^3He , (2008).
- [40] R. Alarcon *et al.*, *Proposal Update for the n - ^3He Experiment*, (2009).
- [41] C. S. Wu *et al.*, Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay, *Physical Review*, VOL. **105**, 1413 (1957).

- [42] T. D. Lee, C. N. Yang, Question of Parity Conservation in Weak Interactions, *Physical Review*, VOL. **104**, 1 (1956).
- [43] R. MacKenzie, M. Pineault, L. Renaud-Desjardins, Optimizing Adiabaticity in Quantum Mechanics, *Canadian Journal of Physics*, VOL. **90(2)**, 2005-2013 (2011).
- [44] E. Merzbacher, *Quantum Mechanics*, 2nd Edition, John Wiley & Sons, Inc., (1970).
- [45] S. I. Penttila, J. D. Bowman, Precision Neutron Polarimetry for Neutron Beta Decay, *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, VOL. **110**, 309-313 (2005).
- [46] R. G. Littlejohn, S. Weigert, Adiabatic Motion of a Neutral Spinning Particle in an Inhomogeneous Magnetic Field, *Physical Review A*, VOL. **48**, 2, (1993).
- [47] B. R. Holstein, The Adiabatic Theorem and Berry's Phase, *American Journal of Physics*, VOL. **57**, 1079 (1989).
- [48] M. V. Berry, Quantal Phase Factors Accompanying Adiabatic Changes, *Proceedings of the Royal Society A*, VOL. **392**, 45-57 (1984).
- [49] Y. Aharonov, A. Stern, Origin of the Geometric Forces Accompanying Berry's Geometric Potentials, *Physical Review Letters*, VOL. **69**, 25 (1992).
- [50] A. Abragam, *The Principles of Nuclear Magnetism*, Oxford at the University Press, (1961).
- [51] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd Edition, John Wiley & Sons, Inc., (2001).
- [52] D. J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics*, 3rd Edition, Addison Wesley, (1999).
- [53] W. H. Hayt, J. A. Buck, *Engineering Electromagnetics*, 8th Edition, Mc. Graw Hill, (2012).
- [54] COMSOL, *COMSOL Multiphysics User's Guide*, (2012).
- [55] COMSOL, *Single-Turn and Multi-Turn Coil Domain in 3D Tutorial*, (2012).
- [56] L. N. Trefethen, D. Bau, *Numerical Linear Algebra*, Society for Industrial and Applied Mathematics, (1997).
- [57] Lakeshore, *Gaussmeter Hall Probes*, (2011).

[58] Velmex, *Motor Driven*.

[59] Lakeshore, *User's Manual Model 460 3-Channel Gaussmeter*, (2009).