



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

DISEÑO DE UN DISPOSITIVO
ELECTROMAGNÉTICO PARA LA POLARIZACIÓN Y
TRANSPORTE DE ESPÍN DE ^3He PARA LA
MEDICIÓN DEL MOMENTO DIPOLAR ELÉCTRICO
DEL NEUTRÓN

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICA

PRESENTA:

TANIA ZANATTA MARTÍNEZ



DIRECTOR DE TESIS:
Dra. LIBERTAD BARRÓN PALOS

CIUDAD DE MÉXICO, 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Datos del jurado

1. Datos del alumno

Zanatta

Martínez

Tania

55 75 36 19 82

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

415031646

2. Datos del tutor

Dra.

Libertad

Barrón

Palos

3. Datos del sinodal 1

Dr.

Manuel

Torres

Labansat

4. Datos del sinodal 2

Dr.

Alejandro

Frank

Hoeflich

5. Datos del sinodal 3

Dr.

Roelof

Bijker

0. DATOS DEL JURADO

6. Datos del sinodal 4

Dr.

Daniel José

Marín

Lámbarri

7. Datos del trabajo escrito

Diseño de un dispositivo electromagnético para la polarización y transporte de espín de ^3He para la medición del momento dipolar eléctrico del neutrón

64 p

2019

*A mi madre, Miriam.
Por tu amor y entrega incondicional.*

Do not go gentle into that good night,
Old age should burn and rave at close of day;
Rage, rage against the dying of the light...

Dylan Thomas(1914–1953)

Reconocimientos

A mi madre, Miriam Martínez Hernández, por dedicar a mis hermanos y a mí su amor, esfuerzo, tiempo y apoyo. Agradezco cada una de sus enseñanzas, a no rendirme, a esforzarme dando siempre lo mejor de mí y más todavía. Agradezco el buen ejemplo que me ha mostrado a lo largo de mi vida y por ser una guía constante a la cual debo y dedico mis logros. No hay palabras suficientes para mostrar el infinito agradecimiento por todo cuanto ha hecho por mí. Agradezco a mi hermano César, por ser un ejemplo de perseverancia y trabajo constante, y a mi hermano Miguel, por darme tanta alegría y fuerza en los días que más lo necesito. A mi padre por sustentar mis estudios haciéndome posible éste momento.

A mis abuelitos, Magdalena y Fidel, por su cuidado, apoyo y consejo sin límites. A mis tíos, Marisol, Eduardo, César y Jazmín, por animarme siempre. A los primos que se hicieron mis hermanos, Emiliano, Daniel y Daniel Alberto, por escucharme y por la alegría que me comparten. Al resto de mi familia por siempre tener palabras de apoyo y cariño para mí.

A Jonathan Lozano Mayo, por ser uno de los impulsos más grande que tuve durante la carrera y enseñarme a ver el mundo desde muchas perspectivas. Agradezco tu compañía, que no sueltes mi mano y me ayudes e inspires a ser valiente. Me has enseñado mucho sobre amistad, amor y has llenado mi corazón de él. Gracias por compartirme de ti y de tu luz; por crecer a mi lado, cuidarme y ayudarme tanto en la carrera, durante la tesis y sobretodo en la vida.

A Libertad Barrón Palos, por haberme brindado con la mejor disposición la oportunidad y confianza de realizar éste trabajo bajo su asesoría, compartiéndome su experiencia en el ámbito científico, sus conocimientos y sobre todo su tiempo. Le agradezco el conocimiento que me ha compartido, el buen ejemplo que ha sido para mí no solo como investigador, sino también como persona. Gracias por brindarme su amistad, apoyo y por siempre recibirme a trabajar con una sonrisa.

A la colaboración nEDM@SNS por permitirme ser parte de éste proyecto y tener la mejor disposición ante mis dudas.

A la familia que encontré en el LEMA, por recibirme de la manera más cálida y siempre responder con paciencia y dedicación mis dudas y curiosidades. En particular al Dr. Efraín y al Dr. Eduardo, por quienes llegué a ésta área tan hermosa que es la Física Nuclear. Le agradezco al Dr. Efraín su amistad, consejo y confianza, por compartirme su pasión por la física; gracias porque en el laboratorio siempre me hizo sentir bienvenida. Igualmente a Daniel, Grisel, Karen, al señor Sergio, María y Arcadio por la confianza y cariño que me han brindado. Gracias, porque he encontrado en todos los miembros de ésta familia guía, ejemplo y amistad.

A la Dra. Laura Serkovic por su apoyo moral, enseñanzas, consejo y cuidado; por enseñarnos a hacer lo que amamos y ser un ejemplo de perseguir la felicidad.

A Montserrat, Ivone, Katia, Tamara, Ernesto, Lulú, Alejandro, Octavio, Alexis, Rafael y Profe. Miguel, por animarme, escucharme incondicionalmente y quererme tanto. A Emmanuel y César, por su amor, cuidado y ayuda en éste camino en que nos encontramos. A Iliana, Gabriel, Andrés, Iván y Crhis, por enseñarme tanto de ustedes y compartirme su pasión por la física; por todo lo que hemos vivido en ésta montaña rusa. A Lucero, Juan, Diana, Oscar, Hilario, Carlos e Irene, por sus palabras de ánimo y la sorpresa de su hermosa amistad. A Victoria y Gabriela, por aconsejarme, por su cariño y por leerme por las noches. Gracias por brindarme la fortuna de contar con su amistad.

A la Dra. Velia por su guía en los días más grises y por esas 4 frases que me enseñó y llevo conmigo. Gracias por ayudarme a encontrarme.

A mis sinodales por leer mi tesis, por sus comentarios y las instructivas discusiones.

A quien escribió “La flor que florece en la adversidad es la más rara y hermosa de todas” (Mulán). Llevo ésta frase conmigo siempre.

A la luna y las estrellas por acompañarme en tantos desvelos; por la inspiración.

Declaración de autenticidad

Por la presente declaro que, salvo cuando se haga referencia específica al trabajo de otras personas, el contenido de esta tesis es original y no se ha presentado total o parcialmente para su consideración para cualquier otro título o grado en esta o cualquier otra Universidad. Esta tesis es resultado de mi propio trabajo y no incluye nada que sea el resultado de algún trabajo realizado en colaboración, salvo que se indique específicamente en el texto.

TANIA ZANATTA MARTÍNEZ. CIUDAD DE MÉXICO, 2019

Resumen

Múltiples teorías se han desarrollado con la finalidad de explicar fenómenos físicos fundamentales cuya naturaleza permanece siendo una incógnita hasta la actualidad, como lo es la asimetría entre materia y antimateria. Se cree que detrás de éste enigma podrían estar escondidos fenómenos que violan las simetrías discretas de la física, es por ello que la búsqueda se enfoca en los fenómenos que ocurren de asumir dichas violaciones, en particular la simetría CP (Conjugación de carga y paridad). Una de las principales predicciones de ésta hipótesis es la existencia de un momento dipolar eléctrico del neutrón y es ésta la propiedad que la colaboración *neutron Electric Dipole Moment* (nEDM) en la Spallation Neutron Source (SNS) pretende medir, mejorando la precisión de las medidas hasta ahora realizadas de la misma, cuya cota superior actual es de 3×10^{-26} e·cm y teniendo como objetivo medir una cota superior del orden de $d_n \sim 10^{-28}$ e·cm. Para ello, en este trabajo de tesis, se ha diseñado un dispositivo electromagnético que formará parte del sistema experimental en el reactor PULSTAR en North Carolina State University, donde se realizan estudios sistemáticos y operacionales para el experimento mencionado. El dispositivo electromagnético pretende sustentar la polarización de ^3He por la técnica MEOP (*Metastability Exchange Optical Pumping*) para ser usado como comagnetómetro. Consiste en una bobina cilíndrica hueca con tapas en sus extremos que proporcionan un campo magnético uniforme de 5 G en su interior, con gradientes de campo definidos de acuerdo a los tiempos de relajación de la polarización. Se presenta el diseño final del dispositivo y los volúmenes útiles en su interior aptos para la colocación del sistema MEOP para dos casos de tiempo de relajación de la polarización.

Índice general

| | |
|---|-----------|
| Datos del jurado | I |
| | V |
| Índice de figuras | XVII |
| Índice de tablas | XXI |
| 1. Introducción | 1 |
| 2. El momento dipolar eléctrico del neutrón | 5 |
| 2.1. Simetrías C, P y T | 6 |
| 2.1.1. Sobre la violación de paridad e inversión temporal | 8 |
| 2.1.1.1. P - Paridad | 8 |
| 2.1.1.2. T - Inversión temporal | 11 |
| 2.1.2. Violación de CP | 14 |
| 2.1.2.1. C - Conjugación de carga | 15 |
| 2.1.3. Teorema CPT | 16 |
| 2.1.4. Problema CP fuerte | 18 |
| 2.1.5. Implicaciones de la violación de CP en la asimetría bariónica | 20 |
| 2.2. Historia de las cotas al momento dipolar eléctrico del neutrón | 22 |
| 3. El experimento nEDM en la Spallation Neutron Source del Oak Ridge National Laboratory | 25 |
| 3.1. Objetivo | 25 |
| 3.2. Principio de medición | 25 |
| 3.3. Experimento nEDM@SNS | 27 |
| 3.3.1. Análisis de espín mediante ^3He | 28 |
| 3.3.2. Modo de medición: precesión libre | 29 |
| 3.3.3. ^3He como co-magnetómetro | 30 |
| 3.3.4. Modo de medición: <i>spin dressing</i> | 31 |
| 3.4. Aparato experimental | 32 |
| 3.4.1. Sistema de servicios para ^3He | 33 |

| | |
|--|-----------|
| 3.5. Participación mexicana | 33 |
| 4. El sistema de estudios operacionales y sistemáticos en el reactor PULSTAR de North Carolina State University | 35 |
| 4.1. Fuente de neutrones ultrafríos en el reactor PULSTAR | 36 |
| 4.2. Criostato | 39 |
| 4.3. Principio de polarización de ^3He en su uso como co-magnetómetro | 40 |
| 4.3.1. Polarización de ^3He | 41 |
| 4.3.2. Sistema MEOP | 42 |
| 4.3.3. Dependencia de MEOP en el campo magnético | 43 |
| 5. Dispositivo electromagnético para el sistema MEOP y el transporte de espín del ^3He polarizado | 45 |
| 5.1. Requerimientos | 45 |
| 5.2. Modelado de bobinas utilizando el método del potencial escalar | 47 |
| 5.3. Cálculo de campos magnéticos | 49 |
| 5.4. Gradientes de campo resultantes | 54 |
| 5.5. Análisis de volumen óptimo dentro del dispositivo | 57 |
| 6. Conclusiones | 61 |
| Bibliografía | 63 |

Índice de figuras

| | | |
|------|---|----|
| 2.1. | Inversión C, P y T sobre fermión fundamental (Edinburgh (University)). | 7 |
| 2.2. | Violación de paridad (P) e inversión temporal (T) debidas a un momento dipolar eléctrico, diseño por Libertad Barrón Palos. | 8 |
| 2.3. | Una partícula sigue el mismo camino bajo una transformación de inversión temporal b) que siguió previo a la transformación a) (11). | 12 |
| 2.4. | Acción de los operadores CP y CPT sobre un fermión fundamental. El signo igual en el fondo muestra la conservación de la simetría CPT. . . . | 18 |
| 2.5. | Historia de la mejora en cotas obtenidas experimentalmente para el momento dipolar eléctrico del neutrón así como predicciones del mismo para futuros experimentos señaladas como * (13). | 23 |
| 3.1. | Diseño de aparatos para la colaboración nEDM@SNS (17). | 32 |
| 4.1. | Instalaciones del reactor PULSTAR (18). | 36 |
| 4.2. | Trampas de neutrones ultrafríos (18). | 37 |
| 4.3. | Proceso de 3 pasos de moderación de neutrones (18). | 38 |
| 4.4. | a) Dibujo del corte transversal del criostato de la fuente de UCN ensamblado en la columna térmica del reactor. 1) contenedor de deuterio, 2) contenedor de metano, 3) guía de UCN, 4) ventana de UCN. b) Montaje de fuente de neutrones, 5) tanque de agua pesada, 6) entradas de deuterio y metano, 7) guía de UCN, 8) puerta blindada de columna térmica y 9) línea de transferencia de helio líquido. c) y d) Sección transversal del reactor mostrando las instalaciones de la columna térmica, 10) núcleo del reactor y 11) sistema de transporte de neutrones. En las ilustraciones b), c) y d) el recorrido de los neutrones desde el reactor va de izquierda a derecha (15). | 40 |
| 4.5. | Esquema de bombeo óptico de intercambio de metastabilidad en el que se muestra el estado base 1^2S_0 , la fase de bombeo óptico (OP) entre el estado triplete metaestable 2^3S_1 y 2^3P , y la fase de intercambio metaestable (ME) entre átomos en el nivel 2^3S_1 y aquellos en estado base 1^2S_0 (6). | 42 |

| | |
|---|----|
| 5.1. Modelo de espacio disponible (cilindro azul) para introducir el dispositivo electromagnético para la polarización por MEOP, diseño por Larry Bartoszek. | 46 |
| 5.2. Contornos producidos por intersecciones de las superficies equipotenciales y la geometría de la bobina generados en COMSOL. | 47 |
| 5.3. Parámetros del dispositivo predeterminados, t: tolerancia de mallado, hc: altura de la bobina, re: radio exterior, ri: radio interior, A: campo magnético, rc: grosor del alambre de aluminio, s: separación lineal entre alambres, alpha: ángulo comprendido por la separación entre alambres desde el centro de la bobina. | 48 |
| 5.4. Bobina que sustenta un campo magnético en la dirección \hat{x} | 49 |
| 5.5. Componentes de campo magnético dentro de la bobina a lo largo de su eje de simetría (Dirección \hat{z}). | 49 |
| 5.6. Bobina y tapas en sus extremos. La distancia entre los tres elementos sirve únicamente para su ilustración, en el modelo las tapas están colocadas sobre la bobina. | 50 |
| 5.7. Componentes de campo magnético debidas a una tapa circular colocada en el extremo de la bobina. | 51 |
| 5.8. Componentes de campo magnético dentro de la bobina con una tapa en uno de sus extremos. | 51 |
| 5.9. Campo magnético en función de la altura del dispositivo de cada uno de los elementos del mismo. | 52 |
| 5.10. Componentes de campo magnético producido por el dispositivo en su diseño final. | 52 |
| 5.11. Mapeo de uniformidad de campo magnético en corte transversal de dispositivo: a) Bobina cilíndrica, b) Bobina cilíndrica con tapa a un extremo, c) Diseño final, bobina con dos tapas en sus extremos. | 53 |
| 5.12. Corte transversal de la bobina en el plano XY. Sección destinada a ventana para permitir la entrada del láser para el proceso de polarización al dispositivo (Ventana en rojo). | 54 |
| 5.13. Volumen óptimo que satisface la condición $\Delta B_{T_1}/\Delta r$ [G/cm] < 0.00427 G/cm para $T_1 = 1000$ s dentro del dispositivo. | 55 |
| 5.14. Mapeo de gradiente de campo magnético en el interior del dispositivo mostrando regiones válidas para la condición a $T_1 = 1000$ s. | 55 |
| 5.15. Volumen óptimo que satisface la condición $\Delta B_{T_2}/\Delta r$ [G/cm] < 0.00135 G/cm para $T_2 = 10,000$ s dentro del dispositivo. | 56 |
| 5.16. Mapeo de gradiente de campo magnético en el interior del dispositivo mostrando regiones válidas para la condición a $T_2 = 10,000$ s. | 56 |
| 5.17. Modelo del sistema experimental incluyendo el dispositivo electromagnético para el sistema MEOP, diseño por Larry Bartoszek. | 57 |
| 5.18. Sistema MEOP dentro del dispositivo electromagnético. Celda de polarización al centro del volumen, diseño por Larry Bartoszek. | 58 |

5.19. Arriba: riel desmontable de acceso a MEOP. Abajo, posición establecida del dispositivo, diseño por Larry Bartoszek. 59

Índice de tablas

| | |
|--|----|
| 2.1. Cambio en cantidades físicas bajo transformación de paridad. A partir de la posición y el momento, el momento angular L , así como el espín S y el momento angular total J permanecen invariantes ante una transformación P (20). | 10 |
| 2.2. Cambio en cantidades físicas bajo transformación de inversión temporal. | 12 |
| 2.3. Acción de simetrías discretas sobre cantidades físicas. | 16 |
| 2.4. Fenómenos que presentan violación de la simetría CP medida directa o indirectamente (violación de T). *El momento dipolar eléctrico del neutrón d_n es diferente del resto de fenómenos en la tabla por tener éste su naturaleza en interacciones fuertes, contrario a la naturaleza en interacciones débiles del resto de fenómenos enlistados. | 17 |
| 4.1. Rangos de distribución de energía neutrónica. Recuperado de Wikimedia commons. | 38 |

Introducción

Mucho cree saberse de cómo funciona el universo en sus distintas escalas y mucho se ha logrado desarrollar en pos de conocer sus verdades absolutas. El universo continúa expandiéndose, dándonos así respuestas sobre ciertos enigmas y ampliando las dudas sobre otros, sin embargo, no es un secreto que el conocimiento que se ha logrado recopilar hasta el momento, si bien útil, no es suficiente aún para esclarecer ciertos fenómenos que parecieran esconder su naturaleza de nosotros. Múltiples teorías que atacan los problemas fundamentales desde distintos puntos de vista han sido desarrolladas y aún así muchas de ellas se han encontrado con interrogantes que no les permiten proclamarse completas sobre las otras.

Al pensar en la física más fundamental es inevitable no pensar inmediatamente en el inicio, voltear a nuestro alrededor y reconocer la materia, el espacio y cuestionarnos sobre en el tiempo. Por supuesto en la actualidad es igualmente inevitable ante tales cuestiones no evocar la teoría más famosa que hasta el momento ha proporcionado una imagen sobre este inicio, la teoría del *Big Bang*. Se requiere un gran esfuerzo para tratar de visualizar como debió contenerse el universo mismo en un solo punto y tratar de escalar la magnitud de la explosión de ese punto que contenía en él todo lo que ahora conocemos, lo que no conocemos y hasta lo que ignoramos que hay por conocer. Esta teoría ha permitido formular un inicio a partir del cual se han estudiado fenómenos básicos en la existencia del mundo observable, pero existen aún algunos fenómenos que no logran encontrar respuesta sustentados en esta teoría y en los modelos que de ella han surgido.

La astronomía y la cosmología han proporcionado información sobre la evolución del universo, cuyo origen permanece como objeto de estudio de múltiples teorías. Una de las particularidades que más ha llamado la atención es la asimetría entre materia y antimateria observada en el universo, y aparentemente incompatible con la teoría el *Big Bang*. De no haber sido formadas en la misma proporción, ¿Qué condiciones favorecieron a la formación de materia sobre antimateria? Y si en un inicio existieron en la misma cantidad, ¿Por qué no resultó en su total aniquilación?

Hoy en día sabemos que la materia está compuesta en su mayoría de neutrones y protones, ambos bariones pues se componen de 3 quarks, y por cada barión en la natu-

1. INTRODUCCIÓN

raleza se sabe que hay diez mil millones de fotones. La asimetría materia y antimateria puede caracterizarse en términos de la razón entre bariones y fotones:

$$\eta \equiv \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma}, \quad (1.1)$$

donde n_B es el número de bariones, $n_{\bar{B}}$ es el número de antibariones y n_γ es el número de fotones (5). Gracias al fondo cósmico de microondas se ha obtenido un valor del orden $\eta \approx 10^{-10}$, lo cual confirma el conocimiento actual sobre la asimetría bariónica. De ser cero, en principio se podría esperar que el Big Bang, o en una comprensión más moderna, calentamiento seguido de inflación, hubieran producido en mismo número partículas y antipartículas (5). Curiosamente ésta asimetría permanece constante pese a la expansión y dilución del universo.

La respuesta de la teoría de inflación a la asimetría es que, si ésta hubiese existido antes la fase final de la inflación (recalentamiento), su valor inicial debió ser del orden de 10^{69} , un valor enorme. Justamente ésta teoría de la inflación hace probable que la asimetría bariónica requiera una explicación dinámica (4).

La asimetría bariónica no se ha podido explicar en el marco de las teorías aceptadas hoy en día, entre ellas el Modelo Estándar. Otra posible respuesta es la encontrada por los físicos rusos Andrei Sakharov y Vadim Kuzmin (1967-1970) que hallaron 3 condiciones para que esto sucediera, una de ellas es la violación de la simetría CP.

La violación de esta simetría y sus implicaciones no han sido observadas experimentalmente en procesos de interacción fuerte, a pesar de haberse obtenido evidencia experimental de la violación de ésta simetría en interacciones débiles de manera directa, como el caso de decaimiento de kaones neutros, e indirecta, donde se observó violación de la simetría T en decaimientos de mesones B. A pesar de ello, hay teorías que predicen dicha violación en fenómenos de interacción fuerte y se enfocan en su búsqueda como el Problema CP Fuerte de la Cromodinámica Cuántica. Se han enfocado arduos esfuerzos en observar fenómenos que de la violación de esta simetría se desencadenarían, en particular la búsqueda del momento dipolar eléctrico del neutrón.

Un valor distinto de cero de esta propiedad constituiría la primera observación de la violación de CP en un sistema de interacción fuerte. Varios experimentos se han llevado a cabo ya en su búsqueda, alcanzando a medir y acotar su valor hasta 3×10^{-26} e-cm. Sin embargo, a pesar de ser un valor tan pequeño, no es suficiente para declarar el nEDM con valor nulo. De hecho, una medición apenas dos órdenes de magnitud más sensible sería suficiente para probar definitivamente el origen super-simétrico de la materia en las extensiones más simples del modelo estándar, al descartar todos los parámetros de esta teoría que son compatibles con la violación de CP (7), alcanzar un nivel de sensibilidad de 10^{-28} e-cm es precisamente el objetivo del experimento en desarrollo por la colaboración nEDM@SNS, *The neutron Electric Dipole Moment experiment at the Spallation Neutron Source*, de la cual el diseño presentado en este trabajo forma parte. Uno de los pasos importantes en el desarrollo del experimento es llevar a cabo estudios sistemáticos y operacionales en el reactor PULSTAR de North Carolina State University, con el objetivo de optimizar tiempos y costos del experimento

en la SNS. Como parte de la contribución de la UNAM a la colaboración, dentro de este trabajo de tesis se ha diseñado un dispositivo electromagnético de sustento para la polarización por MEOP (*Metastability Exchange Optical Pumping*) y el transporte de espín de ^3He que será parte de los estudios sistemáticos y operacionales ya mencionados. El dispositivo en cuestión, tiene requerimientos muy estrictos de uniformidad para el campo magnético en el cual estará inmersa la celda en la que se polariza el ^3He por medio de la técnica MEOP.

El diseño del dispositivo se basa en el uso de los contornos del potencial escalar magnético como fuente de corriente, una técnica novedosa desarrollada por (9) y ya implementada en el pasado en dispositivos desarrollados en la UNAM para experimentos en física fundamental con neutrones (2). Esta técnica permite (i) producir campos magnéticos con alta uniformidad, (ii) controlar los campos magnéticos de retorno y confinarlos a regiones definidas y compactas del espacio, de manera que no produzcan alteraciones en otras regiones del experimento que requieren campos magnéticos controlados y bajos, y finalmente (iii) permite diseñar dispositivos con geometrías complicadas, que se adapten a las necesidades de los demás sistemas de los experimentos. De esta manera fue posible satisfacer los múltiples requerimientos del dispositivo para su posterior adición al sistema experimental final.

En el Capítulo 2 se aborda la propiedad del neutrón en cuestión, en cuya búsqueda se basa el experimento mencionado, las simetrías discretas de la física y su correlación con el momento dipolar eléctrico del neutrón. Así mismo, se realiza una revisión general de la implicación de la violación de la simetría CP en la observada asimetría entre materia y antimateria en el universo y se hace un breve recorrido por la historia de la búsqueda experimental del nEDM.

Posteriormente, en el Capítulo 3, se expone el objetivo del experimento en búsqueda del nEDM planteado en la Spallation Neutron Source, el principio de medición a utilizar en forma de introducción al uso de ^3He como co-magnetómetro y los sustentos teóricos de éste método. Se revisa además el sistema de servicios para ^3He en el aparato experimental del cual forma parte el dispositivo electromagnético diseñado.

Por otro lado, en el Capítulo 4 se expone en qué consiste el sistema de estudios operacionales y sistemáticos en el reactor PULSTAR, donde se trabaja en la optimización del aparato experimental en cuanto a tiempos y costos previa al desarrollo en la SNS. Se aborda también el sistema experimental a utilizarse en el contexto del sustento de la polarización por MEOP de ^3He y las necesidades a satisfacer por parte del dispositivo electromagnético diseñado para ello.

En el Capítulo 5 se discute a profundidad el proceso de diseño del dispositivo electromagnético, desde sus requerimientos, los posibles casos de campo magnético a sustentar hasta la optimización del mismo mediante la colocación de tapas de espiras de corriente a la bobina principal propiciando con la nueva distribución de corriente una distinta distribución del campo. Se muestran los volúmenes óptimos dentro del dispositivo de acuerdo a los requerimientos, el posible transporte de ^3He por acción del campo magnético y por último se muestran los planos para la futura construcción del dispositivo magnético a partir de su diseño final.

1. INTRODUCCIÓN

Finalmente, en el Capítulo 6 se presentan las conclusiones del análisis teórico y del diseño experimental realizado.

El momento dipolar eléctrico del neutrón

De la asimetría en la cantidad de materia y antimateria observada en el universo algunas teorías infieren que éstas no fueron creadas en la misma proporción durante el Big Bang, sino que ciertas condiciones físicas debieron favorecer a una sobre la otra. La distribución de partículas elementales que componen la materia visible favorece a los neutrones por encima de todas las demás partículas, pues éstos conforman aproximadamente la mitad de la masa de toda la materia visible en el universo como se conoce, sin embargo, el conocimiento de esta partícula no es tan profundo como en el caso de muchas otras, lo que explica los esfuerzos actuales en el estudio de sus propiedades en pos de culminar las teorías de la Física que se valen de dicha partícula y sus interacciones para explicar fenómenos fundamentales, o bien, a partir de nuevos conocimientos construir una nueva Física que contemple los fenómenos que aquellas teorías actuales y sus fundamentos no lo hacen.

En éste contexto, una propiedad de los neutrones predicha ya por múltiples teorías y objeto de una continua búsqueda experimental es el momento dipolar eléctrico del neutrón (ver ecuación 2.1), o por sus siglas en inglés, nEDM (*neutron Electric Dipole Moment*), la cual provee información sobre la distribución de carga positiva y negativa dentro de un neutrón. Sin embargo, la tenaz búsqueda de esta propiedad tiene intereses más profundos que el conocimiento básico del neutrón. La existencia del nEDM conlleva a temas más fundamentales, con cuestiones aún sin respuesta en la física actual como lo es la asimetría bariónica.

$$\vec{d}_n = \int \langle \psi | \sum_i q_i r_i | \psi \rangle d^3x = d \hat{s} , \quad (2.1)$$

El momento dipolar eléctrico del neutrón puede existir únicamente si los centros de distribución de carga positivos y negativos dentro de la partícula no coinciden el uno con el otro. El nEDM como cualquier vector debe encontrarse a lo largo del espín del neutrón, de lo contrario se requerirían otros números cuánticos para describir el estado base, lo que implicaría componentes perpendiculares a $\vec{\sigma}$ no observadas. En estado base, el neutrón con espín semientero $\sigma = 1/2$ está definido por el número cuántico de proyección de espín $m = \pm 1/2$. El Hamiltoniano que define a este sistema dentro de un

campo eléctrico E y magnético B es:

$$H = \frac{-(d_n \vec{\sigma} \cdot \vec{E} + \mu_n \vec{\sigma} \cdot \vec{B})}{\sigma}, \quad (2.2)$$

donde d_n y μ_n son el momento dipolar eléctrico y el momento magnético del neutrón respectivamente (12). Para poder observar un nEDM distinto de cero que demuestre la violación de las simetrías P y/o T, de las que se hablará más adelante, el estado base del neutrón debe ser no degenerado (que también se sigue de que los neutrones obedecen el principio de Pauli) (13).

El nEDM fue medido por primera vez en 1950 por Smith, Purcell y Ramsey en el reactor de Oak Ridge, la primera fuente intensa de neutrones. Utilizando resonancia magnética nuclear (NMR) buscaron una variación en la frecuencia de Larmor de neutrones al aplicar un campo eléctrico además de un campo magnético,

$$\nu = \frac{2 \mu_n B \pm 2 d_n E}{h}, \quad (2.3)$$

donde \pm se refiere a la orientación de los campos eléctrico E y magnético B aplicado en sus posiciones paralela y anti-paralela. A partir del cambio en la frecuencia de precesión en los casos \pm de campo E aplicado se obtiene una medida del EDM de neutrones si se satisface que $d_n \neq 0$.

Actualmente la cota más baja medida para el nEDM es $d_n = 3 \times 10^{-26}$ e·cm y se logró en un experimento realizado en el Instituto Laue-Langevin (ILL) en Grenoble (1). Considerando una asimetría apenas perceptible, la detección del nEDM requiere experimentos de alta precisión para lograr acotar el valor medido tal que permita obtener conclusiones válidas.

Fundamentalmente, la medición del momento dipolar eléctrico de una partícula provee un enfoque de investigación para la física más allá del Modelo Estándar. Su existencia es una fuente potencial de violaciones de simetrías entre otras implicaciones fundamentales ya mencionadas. Para comprender la relevancia de la búsqueda del nEDM, en éste capítulo se abordan los conceptos básicos de simetrías discretas en física y las implicaciones teóricas como consecuencia de la existencia del momento dipolar eléctrico del neutrón así como un recorrido por la historia de los experimentos que han intentado acotar el valor de ésta propiedad e impulsado experimentos cuya ambición es mejorar la precisión de los resultados anteriores, tal que pueda obtenerse un valor de momento dipolar eléctrico del neutrón suficientemente certero que permita a las teorías actuales obtener conclusiones a partir de ello y/o construir un nuevo conocimiento.

2.1. Simetrías C, P y T

El Teorema de Noether en la física teórica postula que para toda simetría diferenciable generada por acciones locales corresponde una magnitud física conservada. De una forma similar en la física de partículas elementales, las simetrías discretas representan propiedades de las funciones de onda que describen un sistema: Paridad

(P), Inversión temporal (T) y Conjugación de carga (C). Mientras que la inversión de paridad determina un cambio en las coordenadas espaciales, más no temporales, una inversión temporal implica la sustitución de t por $-t$ invirtiendo también las derivadas temporales como el momento y el momento angular. Por otro lado la conjugación de carga implica la inversión de la carga eléctrica y todos los números cuánticos internos del sistema. Particularmente se abordará cada una de las simetrías y la forma en que la existencia del nEDM violaría la simetría T, equivalente a violar CP.

Se cree que todos los fenómenos que ocurren en la naturaleza son invariantes bajo la simetría CPT. Por lo tanto, un proceso bajo la transformación simultánea de paridad, tiempo y carga debería ser equivalente respecto al sistema inicial. De acuerdo con la mecánica cuántica podemos escribir ésta transformación como:

$$(CPT)^{-1} \Psi CPT = \eta \Psi \quad (2.4)$$

donde el eigenvalor $\eta = \pm 1$ en el caso de invarianza CPT (11).

Las teorías que predicen la existencia del nEDM buscan una violación de simetrías discretas, sin embargo, estas teorías podrían ser refutadas al bajar el límite superior del valor medido para el nEDM. Por otro lado, de encontrar un valor distinto de cero, se implicaría una violación de las simetrías fundamentales, pues como se verá más adelante, la existencia de esta propiedad es un ejemplo de la violación de dos de ellas conjugadas (CP), justificación suficiente para los esfuerzos que se llevan a cabo para su medición.

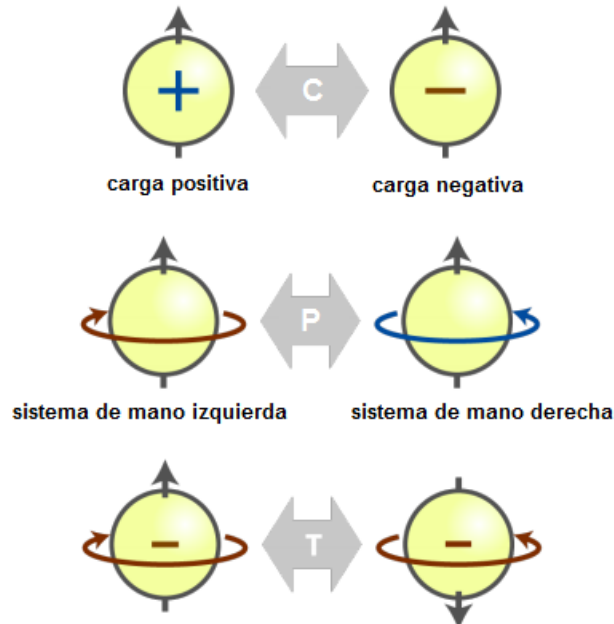


Figura 2.1: Inversión C, P y T sobre fermión fundamental (Edinburgh (University)).

2.1.1. Sobre la violación de paridad e inversión temporal

La existencia de un momento dipolar eléctrico permanente implica la violación de las simetrías de paridad (P) e inversión temporal (T). Esta inversión puede entenderse de considerar la existencia del hipotético nEDM, aunado al momento dipolar magnético de la partícula: Bajo inversión temporal, el momento dipolar magnético cambia de dirección pues la corriente que produce el campo magnético, y por ende el momento magnético cambia de dirección, mientras que el momento dipolar eléctrico permanece sin alterar; bajo inversión de paridad, el momento dipolar eléctrico cambia su dirección, pero no así el momento dipolar magnético. Ya que bajo inversiones temporal (T) y de paridad (P) el sistema resultante no es simétrico respecto al sistema inicial, éstas simetrías son violadas bajo la hipótesis de la existencia de un nEDM, como se muestra en la Figura 2.2. A continuación se analizan a fondo estas dos simetrías.

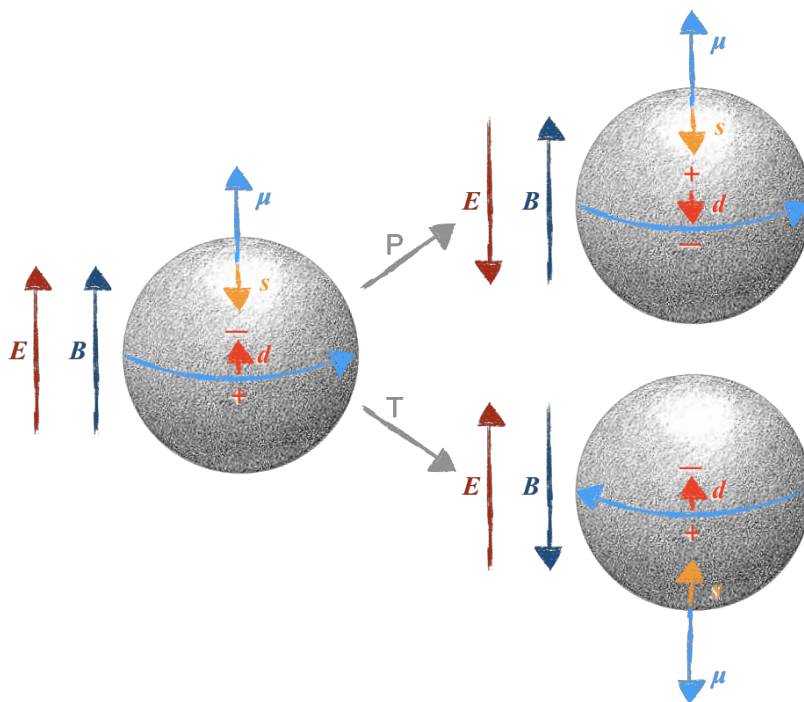


Figura 2.2: Violación de paridad (P) e inversión temporal (T) debidas a un momento dipolar eléctrico, diseño por Libertad Barrón Palos.

2.1.1.1. P - Paridad

La inversión de paridad P cambia el signo de un sistema de coordenadas al realizar una inversión espacial a través del origen; bajo ésta transformación, se cambia un sistema de coordenadas de mano derecha a uno de mano izquierda. La invarianza de

paridad ocurre cuando el sistema resultante, una vez aplicada la transformación, es un sistema de referencia igualmente válido para representar la física del sistema inicial. Esto resulta de gran importancia en la mecánica cuántica, ya que las funciones de onda que representan a las partículas presentan distintos comportamientos bajo una transformación en el sistema de coordenadas que las describe.

La transformación de paridad se define como:

$$r^P = -r$$

Tomando el Hamiltoniano de mecánica cuántica para un potencial central:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(|r|),$$

cuya eigenfunción puede escribirse separando coordenadas esféricas:

$$\psi_{nlm}(r) = R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta, \phi),$$

bajo transformación de inversión en el origen en coordenadas esféricas ($r \rightarrow -r$, $\theta \rightarrow \pi - \theta$ y $\phi \rightarrow \phi + \pi$) y utilizando las propiedades de los armónicos esféricos obtenemos:

$$\psi_{nlm}(-r) = (-1)^l \psi_{nlm}(r), \quad (2.5)$$

lo cual nos proporciona los eigenvalores del operador paridad $\eta = (-1)^l$. Si la función de onda es par se conserva el signo bajo la transformación P, de lo contrario el signo cambia. Por lo tanto $\eta = \pm 1$ (11).

Se define entonces el operador unidad como $U_P \psi(r) = \eta \psi(r)$, donde ψ es eigenfunción de U_P y el eigenvalor η se conoce como la paridad del estado. La operación geométrica de inversión de espacio tiene la propiedad de que aplicarse dos veces equivale a la transformación identidad, es decir:

$$\begin{aligned} P^2 &= 1 \\ U_P^2 &= 1, \end{aligned}$$

por lo tanto, se define (11) la transformación de paridad de un operador \hat{A} como:

$$U_P \hat{A} U_P^{-1} = \hat{A}^P \quad (2.6)$$

Bajo la transformación de paridad, el cambio de algunas cantidades físicas se muestra en la Tabla 2.1. (20)

La cantidad física que nos interesa estudiar bajo ésta transformación es el momento dipolar eléctrico, cuyo operador se denota por:

$$\hat{d} = \sum_i e r^i, \quad (2.7)$$

donde la suma va sobre todos los electrones de un sistema que realiza una transición de un estado arbitrario ψ_a a un estado arbitrario ψ_b con amplitud de probabilidad

2. EL MOMENTO DIPOLAR ELÉCTRICO DEL NEUTRÓN

| \hat{A} | $U_P \hat{A} U_P^{-1}$ |
|-----------|------------------------|
| r | -r |
| p | -p |
| L | L |
| S | S |
| J | J |

Tabla 2.1: Cambio en cantidades físicas bajo transformación de paridad. A partir de la posición y el momento, el momento angular L, así como el espín S y el momento angular total J permanecen invariantes ante una transformación P (20).

$\langle \psi_b | \hat{d} | \psi_a \rangle$. Si asumimos la invarianza del Hamiltoniano del sistema ante una transformación de paridad podemos asignar a cada eigenestado una paridad. Sean η_a y η_b la paridad de los eigenestados respectivamente, tenemos entonces:

$$\begin{aligned} U_P \psi_a &= \eta_a \psi_a \\ U_P \psi_b &= \eta_b \psi_b \end{aligned} \quad (2.8)$$

De la Tabla 2.1 y la definición 2.7 se sigue que el operador \hat{d} se transforma como:

$$U_P \hat{d} U_P^{-1} = -\hat{d} \quad (2.9)$$

Reordenando:

$$\hat{d} = -U_P^{-1} \hat{d} U_P \quad (2.10)$$

Luego, de las ecuaciones 2.8 y 2.10 se sigue que:

$$\langle \psi_b | \hat{d} | \psi_a \rangle = -\eta_a \eta_b \langle \psi_b | \hat{d} | \psi_a \rangle \quad (2.11)$$

Por lo tanto, se concluye que el momento dipolar eléctrico se hace cero a menos que $\eta_a \eta_b = -1$, esto es, si los estados en los cuales se realiza la transición tienen distinta paridad. A esto se le conoce como el resultado de la regla de selección de Laporte, las transiciones dipolares están permitidas únicamente entre estados de paridades distintas (11).

Esto significa que los eigenestados del Hamiltoniano tienen paridades opuestas para una cantidad dipolar eléctrica dada, la cual de acuerdo a (11), arrebatada una unidad de momento angular.

Si en lugar del momento dipolar de transición, consideramos un momento dipolar estático de un sistema mecánico-cuántico, como en el caso del neutrón (o bien cualquier

partícula elemental), bajo la misma hipótesis de invarianza del Hamiltoniano del sistema ante inversiones espaciales, para cualquier estado estacionario ψ el momento dipolar eléctrico desaparece:

$$\langle \psi | \hat{d} | \psi \rangle = -\eta^2 \langle \psi | \hat{d} | \psi \rangle \Rightarrow \langle \psi | \hat{d} | \psi \rangle = 0 \quad (2.12)$$

puesto que sabemos que $\eta = \pm 1$. La ecuación 2.12 es válida para todo estado ψ no degenerado.

La búsqueda experimental de conservación de paridad implica imaginar qué pasaría si las leyes de conservación fueran violadas. En éste caso, se busca una interacción entre los electrones de un átomo con su núcleo, que provocaran una violación bajo transformación de paridad. Esto implicaría que los eigenestados de energía del átomo no pudiesen ser realmente eigenestados con una paridad definida, sino una superposición de funciones de onda con paridades opuestas.

$$\Psi = \psi_\eta + F \psi_{-\eta} \Rightarrow \langle \Psi_b | \hat{d} | \Psi_a \rangle \neq 0 \quad (2.13)$$

Si la interacción es pequeña, también lo es el coeficiente F , que expresa la amplitud relativa del estado con paridad “equivocada” o no prevaleciente. En combinación con la componente prevaleciente de la paridad regular de función de onda, esto implicaría un valor de EDM distinto cero. Por lo tanto, la magnitud de la violación de ésta simetría sería descrita por el coeficiente F .

Esta simetría parece ser válida para las interacciones fuertes y electromagnéticas. Su conservación parecía ser de carácter fundamental hasta 1956, cuando los físicos teóricos Tsung-Dao Lee y Chen-Ning Yang llevaron a cabo una revisión de datos experimentales notando que, a pesar de que la conservación de paridad era un hecho en desintegraciones fuertes y electromagnéticas, no había sido comprobada en desintegraciones débiles. Chien-Shiung Wu *et al.* (7). llevaron a cabo uno de los experimentos por ellos propuestos ese mismo año, basado en la desintegración beta del núcleo de ^{60}Co demostrando que las interacciones débiles violan la simetría de paridad.

2.1.1.2. T - Inversión temporal

La simetría de inversión temporal T se refiere a la transformación de la física teórica al tiempo, que a nuestra forma de ver el universo clásico, sería entendido como un movimiento inverso de los fenómenos físicos como se observa en la Figura 2.3, sin embargo, el universo observable no muestra tal comportamiento debido a la Segunda Ley de la Termodinámica. A todo aquello fenómeno que obedece las leyes de la física se le denomina T invariante.

Teóricamente, la transformación de inversión temporal está dada por:

$$r^T(t) = r(-t) \quad (2.14)$$

Como es de asumirse, para toda derivada impar en el tiempo de la posición hay un cambio de signo en comparación al sistema original.

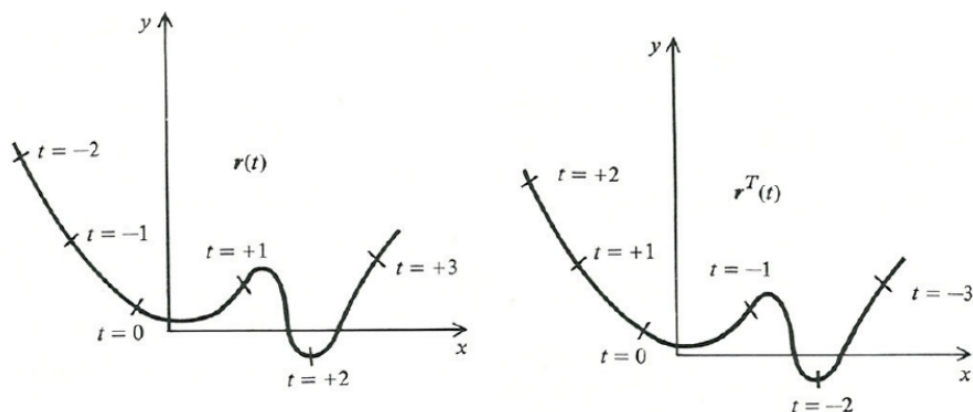


Figura 2.3: Una partícula sigue el mismo camino bajo una transformación de inversión temporal b) que siguió previo a la transformación a) (11).

En el ejemplo de la partícula siguiendo una trayectoria, su movimiento está dado por la segunda Ley de Newton:

$$F(r(t)) = m \frac{d^2}{dt^2} r(t) \quad (2.15)$$

La ecuación 2.15 permanece invariante de aplicarse una transformación de inversión temporal. Esto se debe a que no depende de alguna derivada impar de la posición. Por el contrario si se consideraran componentes de la fuerza dependientes de la velocidad, por ejemplo, la fuerza en un movimiento en reversa no describiría la misma trayectoria que el movimiento original.

El cambio de algunas cantidades físicas bajo la transformación de inversión temporal se observa en la tabla 2.2.

| \hat{A} | \hat{A}^T |
|-----------|-------------|
| $r(t)$ | $r(-t)$ |
| $p(t)$ | $-p(-t)$ |
| $L(t)$ | $-L(-t)$ |
| $E(t)$ | $E(-t)$ |
| $B(t)$ | $-B(-t)$ |

Tabla 2.2: Cambio en cantidades físicas bajo transformación de inversión temporal.

Del comportamiento de los campos eléctricos E y magnéticos B se deduce que la fuerza de Lorentz (ecuación 2.16) al depender de la primera derivada de la posición es

invariante cuando $t \rightarrow -t$ si al mismo tiempo se sustituye B por $-B$.

$$F(t) = m \frac{d^2}{dt^2} r(t) = e \left(E + \frac{dr}{dt} \times B \right) \quad (2.16)$$

En 1957 Landau habló sobre la naturaleza de una teoría que requiere que el espacio sea asimétrico con respecto a la derecha y la izquierda. Sugirió que la simetría general se preservaría en presencia de violación de P si las leyes de la física fueran simétricas bajo CP. También comentó que no sería posible observar un momento dipolar eléctrico a menos que se violara T además de P (12). Ejemplo de esto es el Hamiltoniano de la ecuación 2.2, pues de las cantidades bajo inversión temporal en la Tabla 2.2 y considerando que $I \rightarrow -I$, tenemos el caso descrito por Landau (Incluso cuando hay conservación de CPT, la cual se discutirá más adelante).

Por otro lado, sabemos que la evolución de la función de onda está dada por la primera derivada en el tiempo y por lo tanto cambia su signo bajo una transformación temporal.

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, t) = H\psi(r, t) \Rightarrow -i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, -t) = H\psi(r, -t), \quad (2.17)$$

de tal manera que para describir correctamente el operador de inversión temporal es necesario utilizar el complejo conjugado de la función de onda y a su vez el cambiar en el signo en el tiempo (11):

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi^*(r, -t) = H^* \psi^*(r, -t) \Rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi^*(r, -t) = H\psi^*(r, -t) \quad (2.18)$$

Por lo tanto, bajo invarianza del Hamiltoniano, la función de onda se transforma como:

$$\psi^T(r, t) = \psi^*(r, -t) \quad (2.19)$$

Ésta definición provee la invarianza a la ecuación de Schrödinger bajo inversión temporal. Además, es posible conocer el efecto de la transformación de inversión temporal a los eigenvalores correspondientes a los operadores Hermitianos en la mecánica cuántica y resulta ser que se transforman de la misma manera que sus análogos en la mecánica clásica (ver Tabla 2.2).

Análogamente al momento angular L cuyo valor cambia de signo bajo una inversión temporal, el momento angular de espín S lo hace también, lo cual indica que la ecuación 2.19 requiere una generalización para considerar la coordenada de espín.

Dado que el operador de espín está definido mediante las matrices de Pauli σ , tal que $S = \sigma/2$, y considerando para el caso de interés que los neutrones tienen espín semi entero, la inversión temporal de un estado de partícula con espín semi entero está dada por:

$$\psi_\sigma^T(r, t) = \sum_{\tau} (-i\sigma_y)_{\sigma\tau} \psi_\tau^*(r, -t) \quad (2.20)$$

2. EL MOMENTO DIPOLAR ELÉCTRICO DEL NEUTRÓN

Mientras que para la mecánica clásica dos transformaciones T regresan el sistema a su estado original, para sistemas de espín semi entero dos transformaciones T consecutivas regresan un factor -1 en lugar de la unidad. Ésta conclusión puede expresarse en general de la siguiente manera:

$$O(T)^2 = (-1)^{2s} , \quad (2.21)$$

donde $O(T)$ es el operador de inversión temporal y s el espín del sistema observado (11). La inversión temporal \hat{A}^T de un operador \hat{A} está dada por:

$$O_T A O_T^{-1} = A^T \quad (2.22)$$

A continuación se muestra como se implica un valor nulo del momento dipolar eléctrico de un estado estacionario al asumirse la invarianza de la inversión temporal.

Sea ϕ_m el estado de una partícula en reposo con proyección de espín en el eje z igual a m con $m \neq 0$. Retomando la definición 2.7 se satisface:

$$O(T) \hat{d} O(T)^{-1} = +\hat{d} \quad (2.23)$$

El valor esperado de esta expresión para el estado $O(T)\phi_m$ está dado por:

$$\langle O(T) \phi_m | \hat{d} | O(T) \phi_m \rangle = \langle O(T) \phi_m | O(T) \hat{d} O(T)^{-1} | O(T) \phi_m \rangle = \langle \phi_m | \hat{d} | \phi_m \rangle \quad (2.24)$$

Por otro lado, la operación $O(T)$ sobre un estado base tiene el mismo efecto que una rotación $U(Y)$ por un ángulo π (11):

$$O(T) \phi_0 = U(Y_\pi) \phi_0 \quad (2.25)$$

Se obtiene entonces:

$$\langle U(Y_\pi)\phi_0 | \hat{d} | U(Y_\pi)\phi_0 \rangle = \langle \phi_m | U(Y_\pi)^{-1} \hat{d} U(Y_\pi) | \phi_m \rangle = -\langle \phi_m | \hat{d} | \phi_m \rangle \quad (2.26)$$

Por lo tanto, si se calcula el nEDM antes y después de una inversión T se concluye que para que no exista violación de ésta simetría el valor esperado de nEDM tiene que ser cero.

$$\langle \phi_m | \hat{d} | \phi_m \rangle = -\langle \phi_m | \hat{d} | \phi_m \rangle = 0 , \quad (2.27)$$

2.1.2. Violación de CP

Otro aspecto a considerar en el análisis de simetrías es la conjugación de carga (C), es decir, la inversión de la carga eléctrica y todos los números cuánticos internos del sistema. Si se toma en cuenta la combinación de simetrías CPT, bajo la hipótesis de existencia de un momento dipolar eléctrico, puede encontrarse una violación de la simetría CP análoga a la violación de la simetría T como se muestra a continuación.

2.1.2.1. C - Conjugación de carga

La operación de conjugación de carga trascendió con el desarrollo de la mecánica cuántica, de cambiar el signo de la carga eléctrica de las partículas en el sistema estudiado e intercambiar electrones por positrones a reemplazar las partículas por sus antipartículas, cambiando a su vez los signos de los números cuánticos internos como número bariónico B , número leptónico L , extrañeza S , Hipercarga Y , Carga Q y componente de Isoespín I ; esta transformación invierte carga de color y momento magnético de una partícula. El efecto de conjugación de carga sobre un sistema con momento p y espín λ está descrito por:

$$\hat{U}_C \Phi_{Q \vec{p} \lambda} = \Phi_{-Q \vec{p} \lambda}, \quad (2.28)$$

en esta ecuación, \hat{U}_C es el operador unitario correspondiente a C y Q representa todos los números cuánticos internos.

Por como se define la transformación, no hay eigenestados para el operador \hat{U}_C , salvo en casos donde todos los números cuánticos internos sean cero, como el caso de partículas neutras como mesones con valor de extrañeza $S = 0$. Para otros estados, C es útil para relacionar las propiedades de un sistema con las de su sistema con carga conjugada.

De la propiedad unitaria del operador se sigue que los eigenvalores correspondientes son $\eta = \pm 1$ (11). Además,

$$\hat{U}_C^2 = 1 \quad (2.29)$$

Así, para el análisis de un sistema con múltiples componentes, cada uno de los cuales es eigenestado de C , la conjugación de carga en conjunto será un producto de los eigenvalores η_C de cada una de las partes del sistema, lo cual implica que la conjugación de carga es una cantidad multiplicativa de la misma manera que P . Otra propiedad útil es la invarianza ante C de las interacciones fuertes y electromagnéticas, es decir, invarianza del Hamiltoniano ante el operador \hat{U}_C (14). A forma de resumen se presenta en la Tabla 2.3 la acción de las 3 simetrías discretas antes discutidas en cantidades relevantes para éste trabajo.

En el caso de un fotón, al cambiar su campo eléctrico y magnético, así como la corriente de signo bajo una transformación C , el eigenvalor correspondiente de conjugación de carga para la eigenfunción que lo describe es $\eta_{C\gamma} = -1$, mientras que para un sistema de n fotones sería $\eta_{C n\gamma} = (-1)^n$. En el caso de decaimiento de un pión a dos fotones debido a interacción electromagnética fuerte, el eigenvalor de la conjugación de carga sobre las funciones de onda que describen al sistema sería $\eta_{C\pi} = +1$. El efecto de la violación de conjugación de carga es mayormente visible en fenómenos como el decaimiento de un pion a 3 fotones que a pesar de ser una transición prohibida, es posible en el marco electromagnético.

Hasta el momento no se ha logrado obtener evidencia de la violación de la simetría C en fenómenos de interacción fuerte. De la misma manera en estudios de interacciones

2. EL MOMENTO DIPOLAR ELÉCTRICO DEL NEUTRÓN

| Cantidad | Notación | C | P | T |
|---------------------------|---|----|----|----|
| Posición | \vec{r} | +1 | -1 | +1 |
| Momento (vector) | \vec{p} | +1 | -1 | -1 |
| Momento angular | $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ | +1 | +1 | -1 |
| Espín (vector axial) | $\vec{\sigma}$ | +1 | +1 | -1 |
| Helicidad | $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}$ | +1 | -1 | +1 |
| Campo eléctrico | \vec{E} | -1 | -1 | +1 |
| Campo magnético | \vec{B} | -1 | +1 | -1 |
| Momento dipolar magnético | $\vec{\sigma} \cdot \vec{B}$ | -1 | +1 | +1 |
| Momento dipolar eléctrico | $\vec{\sigma} \cdot \vec{E}$ | -1 | -1 | -1 |
| Polarización transversal | $\vec{\sigma} \cdot (\vec{p}_1 \times \vec{p}_2)$ | +1 | +1 | -1 |

Tabla 2.3: Acción de simetrías discretas sobre cantidades físicas.

electromagnéticas hadrónicas donde no hay rastros de violación de conjugación de carga (20), no así en fenómenos de interacción débil, como ciertas desintegraciones radiactivas.

En cuanto a interacciones débiles, los mismos experimentos realizados en 1957 para estudiar el proceso de decaimiento beta y decaimiento de muones que demostraron la violación de la simetría P, descubrieron además que la simetría C es violada en los mismos procesos (14). En ese tiempo se hablaba de la invarianza de la simetría CP combinada para procesos de interacción débil y se sostuvo la creencia de que fuese una ley universal hasta la llegada del experimento de Christensen Cronin, Fitch y Turley en 1964, quienes observaron la violación a la invarianza CP en el decaimiento del kaon neutro (11). A partir de ello comenzaron estudios en otros tipos de decaimiento en la búsqueda de la violación de ésta simetría combinada, por ejemplo, en decaimientos de bosones neutros. Este descubrimiento fue un parteaguas en el estudio de los fenómenos fundamentales, orillando a replantear muchas de las teorías existentes de acuerdo a los nuevos descubrimientos realizados, en particular las interacciones débiles y súper débiles que predicen la existencia del nEDM. Siendo éste último de mayor interés en éste trabajo, es necesario examinar una simetría más que permita englobar las implicaciones que posee su existencia, la simetría CPT.

2.1.3. Teorema CPT

Una transformación CPT consiste en la operación sucesiva de inversión temporal, inversión espacial y conjugación de carga, y posee una implicación más allá de sus tres

componentes debido al **Teorema CPT** postulado en 1955 por Pauli, Luders y Zumino. El Teorema postula que en teoría cuántica de campos, cualquier Hamiltoniano que es invariante bajo las transformaciones de Lorentz correspondientes, es necesariamente invariante bajo la combinación de operaciones CPT, incluso si no es invariante bajo alguna de las operaciones C, P o T individualmente (11).

La invarianza CPT ha sido considerada como un principio absoluto de simetría en la naturaleza que hasta el momento permanece vigente, pues no hay evidencia experimental de lo contrario. Por otro lado, se muestra en la Tabla 2.4 ejemplos de fenómenos en los cuales se ha observado experimentalmente la violación de la simetría CP directa o indirectamente. Es de notar que hasta el momento todas las pruebas de violación de simetría CP han ocurrido en fenómenos de interacciones débiles.

| Fenómeno | Violación de simetría observada | Año de observación |
|---|---------------------------------|--|
| $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ | T | 1964 |
| Oscilaciones K^0 - \bar{K}^0 | CP | 1999 |
| Decaimiento de mesón $B^0 \rightarrow K\pi$ | CP | 2004 |
| Decaimiento de mesón B extraño | CP | 2013 |
| Decaimientos de quarks charm D^0 | CP | 2019 |
| d_n^* | T | Última cota medida 2006 ($d_n = 3 \times 10^{-26}$ e·cm) |

Tabla 2.4: Fenómenos que presentan violación de la simetría CP medida directa o indirectamente (violación de T). *El momento dipolar eléctrico del neutrón d_n es diferente del resto de fenómenos en la tabla por tener éste su naturaleza en interacciones fuertes, contrario a la naturaleza en interacciones débiles del resto de fenómenos enlistados.

Podemos decir entonces que si un sistema viola la simetría CP, viola la simetría T también, y viceversa. Así que, si existe un sistema invariante ante CP y viola la simetría T, se estaría refutando el Teorema CPT (en tanto éste se conserve), pues establece que todas las leyes físicas son invariantes aplicando conjuntamente las tres transformaciones (ver Figura 2.4).

La demostración del teorema CPT ha sido refinada por varios autores, prueba de ello es la demostración que se encuentra en el libro de Streater y Wightman (1964) (10) que no se presenta dado que está más allá del actual interés de éste trabajo, sin embargo, podemos utilizar el teorema y las simetrías discretas revisadas para retomar el tema que nos llevó a la discusión de éste capítulo, el nEDM, consecuencia de un ejemplo de violación de simetría CP en la Cromodinámica Cuántica.

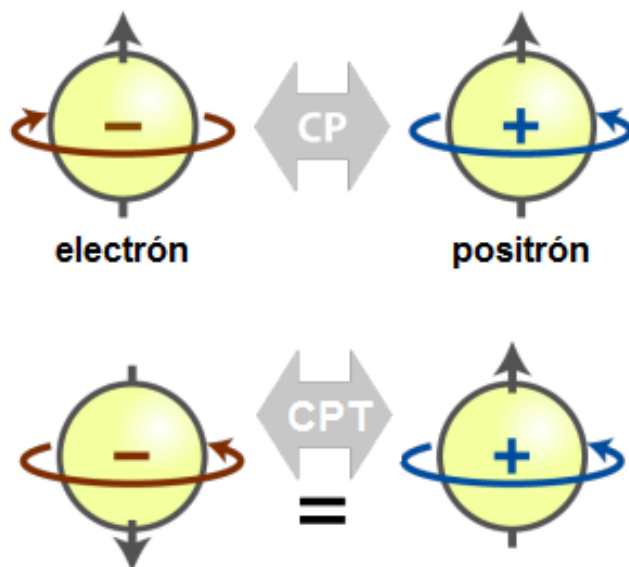


Figura 2.4: Acción de los operadores CP y CPT sobre un fermión fundamental. El signo igual en el fondo muestra la conservación de la simetría CPT.

2.1.4. Problema CP fuerte

Como se ha revisado, la simetría CP establece que las leyes de la física deben ser las mismas si una partícula es intercambiada con su antipartícula (simetría C, ya que la carga de las antipartículas son la carga negativa de sus partículas correspondientes) y se realiza un cambio de sistema de referencia que sigue la regla de la mano derecha a uno que sigue la regla de la mano izquierda (simetría P). Por ende, en el caso de violación de simetría CP, la física no debería ser la misma aplicadas estas transformaciones conjuntas.

La cuestión sobre porque esta simetría parece preservarse por la Cromodinámica Cuántica (QCD) es abordado por el denominado “Problema CP fuerte”, pues no parece haber una razón para que necesariamente sea conservada. De acuerdo a la formulación matemática de esta teoría podría existir una violación de la simetría CP en interacciones fuertes. Sin embargo, no se ha observado hasta el momento tal fenómeno en ningún experimento que estudie estas interacciones.

En la teoría de la Cromodinámica Cuántica, la violación de la simetría CP no ocurre tan fácilmente como en la teoría electrodébil. Sin embargo, puede ocurrir debido a que hay términos naturales en el lagrangiano QCD capaces de romper la simetría CP, en particular el término de θ_{QCD} .

Escribamos en primer lugar el Lagrangiano de QCD:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{n_f g^2 \theta}{32\pi^2} F_{\mu\nu}\bar{F}^{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m e^{i\theta'\gamma_5})\psi \quad (2.30)$$

De considerarse el ángulo $\theta \neq 0$ y el ángulo de la fase quiral de la masa del quark $\theta' \neq 0$ se produce una violación de CP. Si pudiese convertirse la fase quiral de la masa del quark θ' a una contribución al ángulo eficaz total $\bar{\theta}$, haría falta explicar porque este último ángulo es muy pequeño en lugar de ser de orden uno. A grandes rasgos este se considera un problema de “ajuste fino” en la física actual, pues θ sería inobservable si al menos un quark en el modelo estándar no tuviera masa y podrían despreciarse los términos de θ en el Lagrangiano, pero la evidencia sugiere por el contrario que son masivos, es así que se continúa sin solución al problema CP.

El principal ejemplo de violación de simetría CP en esta teoría es la aparición del momento dipolar eléctrico del neutrón, cuya predicción también está relacionada con el término θ_{QCD} , pues puede escribirse en términos de él, como sigue:

$$\theta_{QCD} F_{\mu\nu}^a \bar{F}^{a,\mu\nu} = \frac{1}{2} \theta_{QCD} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\mu\nu}^a F_{\alpha\beta}^a = -2\theta_{QCD} \vec{E}^a \cdot \vec{B}^a \quad (2.31)$$

Esta combinación es impar en simetría P y par en simetría C, por lo tanto es impar bajo CP. El tamaño tan pequeño de esta violación representa el “Problema CP fuerte” de la Cromodinámica Cuántica. Si $\theta_{QCD} \sim 10^{-10}$, el momento dipolar eléctrico del neutrón excede los límites experimentales.

Escribiendo el operador del momento dipolar eléctrico EDM (Electric Dipole Moment) :

$$EDM = -\frac{i}{2} d_n \bar{n} \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 F^{\mu\nu} n = d_n (n_L^\dagger \vec{\sigma} \cdot \vec{E} n_R + n_R^\dagger \vec{\sigma} \cdot \vec{E} n_L + i(n_L^\dagger \vec{\sigma} \cdot \vec{B} n_R - n_R^\dagger \vec{\sigma} \cdot \vec{B} n_L)) , \quad (2.32)$$

que es básicamente $\vec{\sigma} \cdot \vec{E}$, ya que se cancelan las componentes derecha (R) e izquierda (L). Bajo transformación CP, $\vec{\sigma} \rightarrow \vec{\sigma}$, $L \rightarrow R$, $\vec{E} \rightarrow -\vec{E}$ y $\vec{B} \rightarrow \vec{B}$.

Michael Dine (10) realiza una deducción del momento dipolar eléctrico del neutrón a partir del término de masa de los quarks en el Lagrangiano de QCD y calculando la violación CP en el acoplamiento de mesones a piones. Por motivos de este trabajo se recupera únicamente la expresión por él obtenida a modo de visualización en la correlación del nEDM y el factor θ de QCD:

$$d_n = g_{\pi NN} \frac{-\theta m_u m_d}{f_\pi (m_u + m_d)} \langle N_f | \bar{q} \tau^a q | N_i \rangle \ln(M_N/m_\pi) \frac{1}{4\pi^2} M_N \quad (2.33)$$

En 1979 se estimó que $d_n = 5 \times 10^{-16} \theta_{QCD}$ e-cm, llevando a un límite estricto de θ_{QCD} , de la misma manera que en la actualidad está acotado el nEDM. El estudio de momentos dipolares eléctricos es de gran importancia en modelos restrictivos de bariogénesis, pues explican fases de ellos que pudiesen aparecer en más de uno (5).

2.1.5. Implicaciones de la violación de CP en la asimetría bariónica

Entre 1967 y 1970 los físicos rusos Andrei Sakharov y Vadim Kuzmin identificaron 3 condiciones que la solución a la interrogante en la asimetría materia-antimateria debe satisfacer. Estas son: 1.- No hay conservación de número bariónico, 2.- Dos simetrías que relacionan partículas y antipartículas se violan y estas son C y CP, 3.- Pérdida de equilibrio termodinámico (5). Si bien se han atribuido a Sakharov en el desarrollo de los mismos varias personas han trabajado. En éste caso se discute más a fondo la segunda de las condiciones por intereses del capítulo.

Para comenzar éste análisis se considera como lo hizo James M. Cline (5) en su estudio de bariogénesis, un proceso $X \rightarrow Y + B$ y suponiendo que hay simetría C, el proceso bajo esta transformación $\bar{X} \rightarrow \bar{Y} + \bar{B}$ es el mismo:

$$\Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{Y} + \bar{B}) = \Gamma(X \rightarrow Y + B) \quad (2.34)$$

Por otro lado la tasa neta de producción de bariones está dada por a diferencia de estas dos cantidades:

$$\frac{\partial B}{\partial t} \approx \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{Y} + \bar{B}) - \Gamma(X \rightarrow Y + B) \quad (2.35)$$

Así, cuando se satisface la simetría C la tasa neta es cero. Sin embargo, asumir que no se satisface la simetría C no es suficiente para encontrar una desigualdad materia-antimateria, hace falta considerar la violación de la simetría CP, para ello es necesario considerar que el proceso ocurre en decaimiento a dos quarks en sistemas derecho o izquierdo. Las etiquetas L y R realmente señalan si se trata de un estado doblete o singlete SU(2) (5).

$$\begin{aligned} X &\rightarrow q_L q_L \\ X &\rightarrow q_R q_R \end{aligned} \quad (2.36)$$

Bajo CP se transforman $q_L \rightarrow \bar{q}_R$, donde \bar{q}_R es la antipartícula de q_R . Por otro lado, bajo C la transformación es $q_L \rightarrow \bar{q}_L$.

Por lo tanto la transformación bajo C implica que

$$\Gamma(X \rightarrow q_L q_L) \neq \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_L \bar{q}_L) \quad (2.37)$$

Por otro lado, de conservarse la simetría CP se tendría que:

$$\Gamma(X \rightarrow q_L q_L) = \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_R \bar{q}_R) \quad (2.38)$$

Y

$$\Gamma(X \rightarrow q_R q_R) = \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_L \bar{q}_L) \quad (2.39)$$

Así, se obtiene:

$$\Gamma(X \rightarrow q_L q_L) + \Gamma(X \rightarrow q_R q_R) = \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_R \bar{q}_R) + \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_L \bar{q}_L) \quad (2.40)$$

De aquí se concluye que de tener un número X y \bar{X} iguales, no habría asimetría neta de quarks, a lo más habría una diferencia entre quarks de sistemas izquierdo y derecho, pero no asimetría bariónica (5). Por lo tanto estas hipótesis no son suficientes para explicarla, sin embargo, hay un caso más por considerar. Supongamos que ambas simetrías C y CP son violadas en el ejemplo anterior, así:

$$\Gamma(X \rightarrow q_R q_R) \neq \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_R \bar{q}_R) , \quad (2.41)$$

ignorando ahora la distinción entre q_R y q_L . Por supuesto es necesario considerar otro canal de decaimiento, pues bien podría atribuirse todo producto qq al decaimiento de X y todo $\bar{q}\bar{q}$ al decaimiento \bar{X} con $n_X = n_{\bar{X}}$ y eventualmente habría igual número de q y \bar{q} . Por ello se considera $X \rightarrow Y$ y $\bar{X} \rightarrow \bar{Y}$:

$$\Gamma(X \rightarrow Y) \neq \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{Y}) , \quad (2.42)$$

con la particularidad que Y tiene diferente número bariónico que qq . Por lo tanto, se produce una asimetría bariónica al momento de que todos los elementos X han decaído. La razón por la cual no hay un cuarto requerimiento tal que exista un canal de decaimiento con las propiedades correctas tiene su fundamento en la conservación de la simetría CPT y en el primer requerimiento que es la violación bariónica (5). El teorema CPT asegura que las tasas totales de decaimiento para X y \bar{X} son iguales, lo cual se representa de la siguiente manera:

$$\Gamma(X \rightarrow qq) + \Gamma(X \rightarrow Y) = \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}\bar{q}) + \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{Y}) \quad (2.43)$$

El requerimiento de violación de número bariónico nos da la diferencia de número bariónico entre qq y Y , de otra manera podría asignarse un número bariónico conveniente a X tal que no hubiese asimetría.

Es de esta manera que la violación de simetrías tiene una implicación teórica suficientemente relevante en la física fundamental como para enfocar esfuerzos en la búsqueda de la evidencia indirecta de la misma. Por lo tanto es necesario llevar la cota mínima del momento dipolar eléctrico del neutrón hasta un punto que permita realizar conclusiones certeras sobre las implicaciones teóricas en cuanto a violación de la simetría CP que se desprenden de su existencia. Es por ello que el objetivo de los experimentos actuales es llevar la cota del nEDM al límite cosmológico, del que se hablará en la siguiente sección y cuyo orden es de $d_n \sim \times 10^{-28}$ e·cm, esto permitiría plantear un origen super-simétrico de la materia y excluir así los parámetros compatibles con la violación de la simetría CP.

2.2. Historia de las cotas al momento dipolar eléctrico del neutrón

El primer experimento que se realizó en la búsqueda del momento dipolar eléctrico del neutrón se llevó a cabo mediante un haz de neutrones en Oak Ridge en 1951 utilizando la técnica de resonancia magnética nuclear y produjo una cota superior para el nEDM de $d_n = -(0.1 \pm 2.4) \times 10^{-20}$ e-cm (Smith, Ramsey y Purcell 1951)(16). Tal sería la reacción ante el resultado que la publicación correspondiente al experimento se daría hasta el año 1957(13), sin embargo, el experimento atrajo gran interés al surgir la idea de fenómenos de interacción débil que violaban la simetría de paridad y conjugación de carga en la segunda mitad de los años 1950s. Tras éstos descubrimientos, Landau señaló (13) que la existencia de un momento dipolar eléctrico de alguna partícula elemental violaría de la misma manera la simetría T y la conservación de CP de acuerdo al Teorema CPT (el cual satisface $CPT = 1$ para interacciones fundamentales que preservan la invarianza de Lorentz). La afirmación de Ramsey sobre la importancia en la búsqueda del nEDM no fue tomada en serio hasta que se encontró un proceso no invariante ante CP que implicaba no invarianza ante inversión temporal T, el decaimiento de un kaon neutro (13).

Desde el descubrimiento experimental de la violación de la simetría P en 1957 y la violación de la simetría CP en 1964 en procesos de interacción débil, se predijo una contribución distinta de cero al momento dipolar eléctrico del neutrón, desde ese momento el nEDM ha permanecido como uno de los temas de mayor relevancia en cuanto a física fundamental, es por ello que múltiples organizaciones han enfocado su esfuerzo en la búsqueda experimental del mismo, como se muestra en la Figura 2.5, donde se muestra la historia de las cotas obtenidas para el nEDM, así como algunas predicciones de modelos teóricos probadas, no probadas o restringidas aún (13). Los experimentos que siguieron al experimento de Ramsey *et al.* priorizaron la mejora en el refinamiento del método en búsqueda de una mejor en la sensibilidad hasta 4 ordenes de magnitud.

Así mismo, en la Figura 2.5 se puede notar que desde la época de 1980s la transición a utilizar neutrones ultra fríos almacenados (UCN) y la implementación de distintas especies como co-magnetómetros para corregir inhomogeneidades temporales y espaciales en el campo magnético (usando la misma técnica de Ramsey) llevó a los físicos de aquella época a mejorar la sensibilidad del experimento en dos órdenes de magnitud. Con estos cambios en el Instituto Laue-Langevin (ILL) utilizando UCN de una fuente de turbina PF2 depositados en una celda de medición de 21 L con una densidad inicial de UCN polarizados de 3.5 cm^{-3} lograron fijar la cota experimental más baja hasta el momento de $d_n = 3 \times 10^{26}$ e-cm (17).

Otro aspecto que llama la atención es que las predicciones del Modelo Estándar arrojan un valor del orden de 10^{-32} e-cm. Un valor tan pequeño que, si bien resulta en la actualidad imposible medir experimentalmente, ha impulsado a la física experimental a realizar mejoras tecnológicas en la búsqueda de lograr ese objetivo. Otra implicación

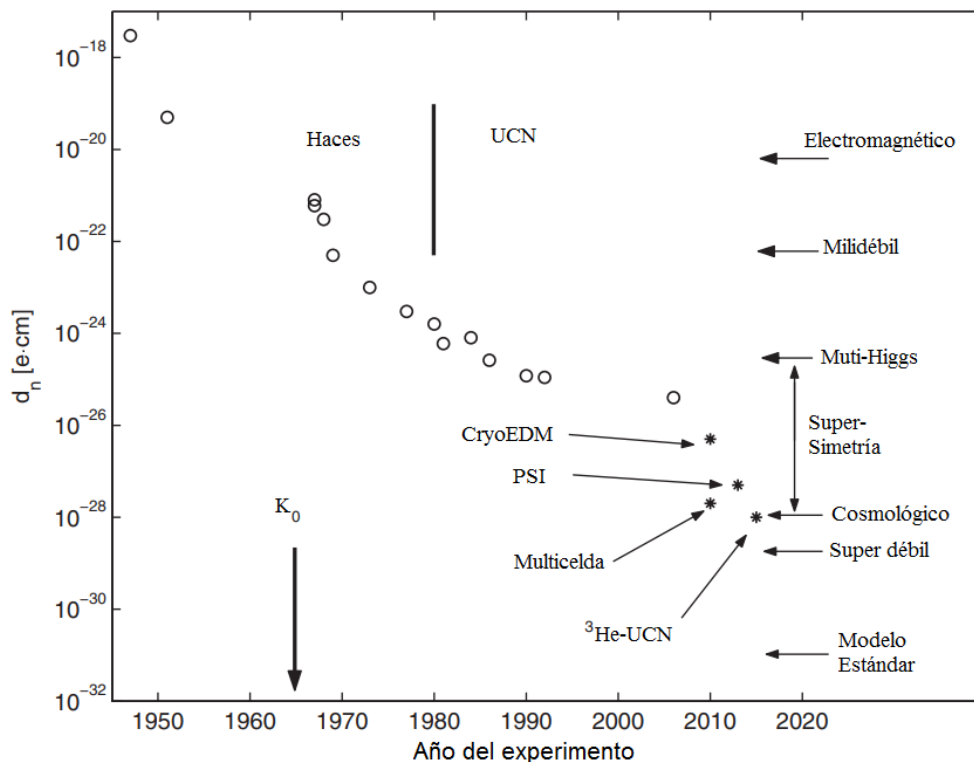


Figura 2.5: Historia de la mejora en cotas obtenidas experimentalmente para el momento dipolar eléctrico del neutrón así como predicciones del mismo para futuros experimentos señaladas como * (13).

importante es que para un valor tan pequeño de EDM hay sensibilidad a nuevos procesos físicos como la violación de CP en supersimetría. Para partículas “extrañas” la precisión para medir propiedades CP requiere alta precisión en cálculos dentro de la Cromodinámica Cuántica para lograr determinar nuevos procesos físicos más allá de aquellos que permite el Modelo Estándar, de nuevo la precisión presenta un importante problema. La asimetría bariónica y antibariónica presente en el universo requiere una simetría CP no invariable a mayores niveles que los predichos por el Modelo Estándar.

Así que se ha calculado un valor mínimo de nEDM de las interacciones que producen las asimetrías observadas, que además sea compatible con propiedades de partículas extrañas, éste valor es el límite cosmológico $d_n \approx 10^{-28}$ e·cm. Ésta cantidad ha fijado un límite inferior para la búsqueda experimental actual que pretende reducir el valor por debajo de 10^{-27} e·cm. De lograrse un valor del orden de 10^{-28} e·cm podrían probarse modelos de asimetría bariónica en el Universo (13).

El experimento nEDM en la Spallation Neutron Source del Oak Ridge National Laboratory

3.1. Objetivo

La colaboración nEDM (nEDM@SNS) se propone realizar la medición del momento dipolar eléctrico del neutrón en la Spallation Neutron Source, en el Oak Ridge National Laboratory siguiendo el esquema de proyecto propuesto por Golub y Lamo-reaux (1994) (12). En este experimento se propone utilizar neutrones ultra fríos (UCN) de la SNS atrapados en Helio líquido a una temperatura de 400 mK. Se pretende medir el cambio en la frecuencia de precesión del espín de los neutrones en tanto éstos estén inmersos en un campo magnético uniforme ($B \sim 30$ mG) al mismo tiempo que un fuerte campo eléctrico se aplique ($E \sim 50$ kV/cm) paralela y anti-paralelamente al campo magnético. Como se discutió en el capítulo anterior la meta general en la búsqueda del nEDM es mejorar la precisión del valor más bajo conocido actualmente por un factor de 100, lo cual correspondería a una precisión de $d_n \sim 10^{-28}$ e-cm.

3.2. Principio de medición

El principio tras el experimento nEDM@SNS es la medición de la frecuencia de Larmor del neutrón para campos eléctrico y magnético paralelos y antiparalelos. De la ecuación 2.3 se deduce que el cambio en la frecuencia de Larmor entre las dos configuraciones de campo es:

3. EL EXPERIMENTO NEDM EN LA SPALLATION NEUTRON SOURCE DEL OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY

$$\Delta\omega = \frac{4|E|d_n}{\hbar} \quad (3.1)$$

Tras los primeros experimentos de producción de UCN (Okun, 1969), un aspecto que llamó la atención de los físicos fue el hecho de que los UCNs ofrecían un método que incrementaba la sensibilidad en la búsqueda del nEDM con una mejora en tiempos de observación de 10^3 s comparado con 10^{-2} s para un experimento típico usando haz de neutrones. En 1969 Lushchikov *et al.* sugirieron que se implementara el nuevo método en la búsqueda del nEDM (12). La gran ventaja del método es que en un experimento de este tipo pueden eliminarse los efectos sistemáticos debido a la posición no paralela de los campos E y B generados por el llamado campo magnético en movimiento relativo respecto a un campo eléctrico estático, es decir, $\vec{v} \times \vec{E}$ induciendo un cambio en el campo magnético de magnitud:

$$dB = \frac{v}{c}E \sin\theta_{EB} + \sqrt{B^2 + [(v/c)E]^2}, \quad (3.2)$$

donde se asume que la velocidad v es aproximadamente perpendicular a E . E y B son aproximadamente paralelos, por lo que $\theta_{EB} \approx 0$. Para ángulos $\theta_{EB} \neq 0$ hay un cambio en el campo magnético asociado a la aplicación del campo eléctrico que genera una perturbación en la frecuencia de Larmor indistinguible de la perturbación ocasionada por un momento dipolar eléctrico. Es por ello que la condición de paralelismo y anti-paralelismo debe satisfacerse lo más exacta posible. La ventaja del método se refleja en el almacenamiento de UCN, ya que si velocidad promedio es aproximadamente cero, se reducen los efectos de $v \times E$ en gran medida (12).

La colaboración nEDM@SNS pretende reproducir éste principio utilizando otra más de las propuestas de Golub (1983,1987) (12), el uso de átomos de ^3He polarizados como co-magnetómetro. La relevancia del uso de un co-magnetómetro en la práctica proviene de considerar en la ecuación 3.1 un campo eléctrico $E \sim 10$ kV/cm produciendo una diferencia de frecuencia del orden de $\Delta\omega \sim 10^{-7}$ Hz, lo cual equivale a la frecuencia de precesión de un neutrón en un campo magnético de $\sim 10^{-11}$ G. Por supuesto ese valor de campo es muy fácil de alcanzar pues es incluso más pequeño que la contribución del campo magnético terrestre (0.25-0.65 G); bastaría una perturbación de ese tamaño para obtener un un valor falso de nEDM (3).

De la interacción entre los neutrones y ^3He (Capítulo 3.3.1), y la dependencia en el espín de ambos en esta dispersión (interacción en casos de espín paralelos y anti-paralelos), es posible medirse la frecuencia de precesión del ^3He , lo que permitiría realizar correcciones a los valores obtenidos de precesión de neutrones, eliminando así el valor falso de nEDM inducido por el valor del campo eléctrico (3). Experimentalmente, en un volumen que contiene neutrones polarizados se introduce ^3He para ser disuelto en ^4He líquido ($T \sim 400$ mK). Dicho volumen será expuesto a un campo magnético uniforme (del orden de mG) y a un campo eléctrico paralelo de aproximadamente 50 kV/cm. En ese punto del sistema los espines se encuentran alineados a lo largo del campo magnético, al aplicar un pulso de radiofrecuencia se provoca que los espines roten a 90° , de tal manera que precesen en el plano perpendicular a la dirección del

campo (22). A su vez el Helio líquido funge como un escudo para el ^3He haciendo que éste no sea sensible al campo eléctrico. Así, el campo eléctrico únicamente interactúa con el espín del neutrón alterando su frecuencia de precesión; es entonces que al cambiar el campo eléctrico de dirección (ver ecuación 2.3) se pretende medir el cambio en la frecuencia de precesión del neutrón. En cuanto al campo magnético, se requieren altos niveles de uniformidad, tales que en los puntos de no uniformidad, el efecto a primer orden tanto en el ^3He como en los neutrones pueda cancelarse.

Otro aspecto a considerar es la similitud entre el momento magnético del He y el del neutrón ($-1.9130427(5) \mu_N$, donde μ_N es el magnetón nuclear), puesto que el primero es tan solo 11 % más grande que el segundo. Por lo tanto la sección transversal para la absorción de neutrones por parte del ^3He es:

$$\sigma = \sigma^0(1 - a \cos(\phi)) , \quad (3.3)$$

donde $a \approx 1$, y ϕ es el ángulo entre los espines del neutrón y el ^3He . El pulso de frecuencia entre la precesión del espín de los neutrones y el ^3He es el encargado de modular la señal de los detectores que miden la tasa de absorción (22).

Los neutrones ultra fríos que se utilizan en el experimento en el Laboratorio de Oak Ridge por medio de la SNS son polarizados (proceso que se discutirá más adelante) y transportados por medio de la línea de haz de neutrones a las celdas de medición cuyas paredes están recubiertas para minimizar la absorción de los neutrones por el hidrógeno.

Tsentlovich (22) describe el experimento en las siguientes fases: dentro de un volumen colector se encuentra el He líquido que se separa de la celda de medición por medio de una válvula, esto constituye la primera fase del experimento. En la siguiente fase se detiene el haz de neutrones y se abre la válvula entre la celda y el volumen colector para permitir difusión de ^3He dentro de la celda. Se aplica el pulso de radio frecuencia que rota los espines para comenzar la fase de medición. Aproximadamente 10 minutos después se va perdiendo la polarización del ^3He por lo que se detiene la medición para retirar el ^3He mediante una técnica denominada “heat flush” que consiste en calentar He a aproximadamente 1.2 K, temperatura a la cual el acoplamiento de fonones crece y el viento provocado por los fonones empuja el ^3He de las celdas a un purificador.

Actualmente se ha comenzado ya con el desarrollo de los equipos y aparatos necesarios para satisfacer cada una de las fases del experimento con colaboradores de más de veinte instituciones distintas a cargo del *Project Manager* Vince Cianciolo (ORNL) y el *Spokesperson* Brad Filippone (Caltech).

3.3. Experimento nEDM@SNS

El aparato consta de dos celdas de medición (40 cm de longitud y sección transversal: 7.5cm ancho \times 40 cm largo) llenas con superfluido isotópicamente puro ^4He a una temperatura ~ 0.4 K. A lo largo de la dimensión horizontal más pequeña en ambas

3. EL EXPERIMENTO NEDM EN LA SPALLATION NEUTRON SOURCE DEL OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY

se aplica el campo magnético altamente homogéneo $B_0 = 30$ mG. Previamente polarizado el ${}^3\text{He}$ es introducido a las celdas a una concentración isotópica de $x_3 = 10^{-10}$ con polarización $P_3 \sim 0.98$. Mediante un electrodo de alto voltaje entre ambas celdas y electrodos a tierra a cada lado de ellas se logra tener una configuración de \vec{E} y \vec{B} paralelos en una de las celdas y anti-paralelos en la otra (17).

Un haz de neutrones producido in situ en FNPB (Fundamental Neutron Physics Beamline en SNS), colimado y enfocado, deposita los UCN en las celdas de medición. Mediante un super espejo se polariza el haz para ser cortado a $8.9 \text{ \AA} \pm 1\%$ para contener ruido de fondo debido a neutrones fríos de distinta longitud de onda a la que correspondiente al pico de producción.

El recubrimiento al interior de las celdas de poliestireno deuterado tiene un potencial óptico de neutrones de $V_{dPS} \approx 160$ neV y puede contener una producción de $P_{UCN/V} \approx 0.31$ UCN $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$. Se espera que la polarización de los neutrones sea alta, $P_n \approx 0.98$, ya que los neutrones retienen su polarización tras dispersar fonones de ${}^4\text{He}$ superfluido, mientras que los UCNs con estado de espín opuesto se absorben por el ${}^3\text{He}$ durante la acumulación con una constante de tiempo de aproximadamente 200 s. Además, debido a las propiedades dieléctricas del Helio superfluido es posible alcanzar campos eléctricos de $|E| \gtrsim 75\text{kV cm}^{-1}$. Un factor predominante en este experimento es que el análisis de los neutrones se realiza de la misma manera que su producción, *in situ*, de esta manera se evitan pérdidas de neutrones y despolarización que pudiesen transportar los UCN a un sistema de análisis exterior (17).

Otras ventajas en este esquema es la disminución de pérdida de UCN por dispersión en la celda criogénica. Un ambiente criogénico permite eliminar y controlar efectos sistemáticos utilizando un blindaje magnético que reduzca perturbaciones de campo ambientales (17).

3.3.1. Análisis de espín mediante ${}^3\text{He}$

La reacción de captura que experimentan los UCN depende fuertemente del espín, y está dada por



El porcentaje de captura disminuye a medida que los espines del ${}^3\text{He}$ y los neutrones se aproximan a ser paralelos; en el caso límite de paralelismo, el porcentaje llega a ser $\lesssim 1\%$ (19).

Tras un evento de captura los elementos con carga resultantes producen centelleo al interactuar con el helio superfluido a longitudes de onda de ~ 80 nm (17). Posteriormente la luz ultravioleta se convierte a azul al interactuar con el recubrimiento en las paredes interiores de la celda. A diferencia de la técnica de Ramsey (medición en celda distinta a la de producción), la detección de éste centelleo *in situ* permite obtener información del ángulo promedio relativo entre los espines de los neutrones y el ${}^3\text{He}$ con una tasa media de eventos de luz de centelleo:

$$\Phi(t) = N(t) \left(\frac{\epsilon_\beta}{\tau_\beta} + \frac{\epsilon_3}{\bar{\tau}_3} [1 - P_3(t)P_n(t)\cos\theta_{3n}(t)] \right) + R_{BG} , \quad (3.5)$$

donde $N(t)$ es el número de UCNs en la celda al tiempo t , $P_n(t)$ y $P_3(t)$ las polarizaciones de los neutrones y ${}^3\text{He}$ respectivamente, $\theta_{3n}(t) \equiv \theta_3(t) - \theta_n(t)$ es la diferencia entre el ángulo de fase promedio de las dos especies de espín, τ_β es el tiempo de desintegración β del neutrón, $\bar{\tau}_3$ la constante de tiempo de absorción de neutrones por ${}^3\text{He}$ y R_{BG} corresponde a la tasa de eventos de fondo ambiental (17).

A continuación se discuten los modos de medición que pudiesen utilizarse en un experimento de este tipo a modo de introducción y contexto para el uso de ${}^3\text{He}$ como co-magnetómetro, estos son “precesión libre” y “*spin dressing*”.

3.3.2. Modo de medición: precesión libre

Esta medición comienza tras aplicarse el pulso que rota los espines al plano perpendicular del campo magnético y, como su nombre lo indica, se les deja precesar sin algún otro incentivo.

Reescribiendo la ecuación 2.3:

$$\omega^\pm = \gamma B_0 \pm 2d_n|E|/\hbar , \quad (3.6)$$

Debido a la interacción de los espines con los campos eléctrico y magnético, el ángulo entre los espines de ambas especies en términos de la ecuación 3.6 es:

$$\theta_{3n}(t) = \left[(\gamma_n - \gamma_3)B_0 \pm \frac{2d_n|E|}{\hbar} \right] t + \phi_0 \equiv \omega_{3n}^\pm t + \phi_0 , \quad (3.7)$$

donde γ_n y γ_3 son los radios giromagnéticos del neutrón y ${}^3\text{He}$ respectivamente (ambos de valor negativo), ϕ_0 es la fase en el inicio de la medición y ω_{3n}^\pm es la diferencia de frecuencia angular de precesión entre el neutrón y ${}^3\text{He}$. Las interacciones del campo eléctrico con el momento dipolar eléctrico del ${}^3\text{He}$ son despreciables por el efecto de apantallamiento de los electrones atómicos (17).

Se utiliza la aproximación de UCN presentes en el experimento dada por la siguiente expresión,

$$N(t) \approx N_0 \exp\left(\frac{-t}{\bar{\tau}_{tot}}\right) , \quad (3.8)$$

donde $\bar{\tau}_{tot} = \tau_\beta^{-1} + \bar{\tau}_{walls}^{-1} + \bar{\tau}_3^{-1}$, que son la constante de tiempo de decaimiento beta del neutrón, la vida útil de pérdida de UCN por interacciones con la pared dentro de la celda y del tiempo de captura UCN- ${}^3\text{He}$ respectivamente (17).

Por lo tanto, análogamente a la ecuación 3.1, en la ausencia de errores sistemáticos, la diferencia entre dos mediciones de ω_{3n} en condiciones de campo E paralelo y anti-paralelo respecto a B_0 es:

3. EL EXPERIMENTO NEDM EN LA SPALLATION NEUTRON SOURCE DEL OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY

$$\Delta\omega_{3n} = \omega_{3n}^+ - \omega_{3n}^- = \frac{4|E|d_n}{\hbar} \quad (3.9)$$

De las mediciones simultáneas de ω_{3n} en ambas celdas y de las mediciones de polaridad en el electrodo de alto voltaje alterno (a distintos tiempos) se obtiene el análisis en la búsqueda del nEDM distinto de cero (17).

3.3.3. ^3He como co-magnetómetro

Utilizar un sistema de magnetometría fuera de las celdas de medición en una configuración lejana a los campos eléctricos del sistema permitiría medir los campos magnéticos al interior de las celdas. Sin embargo, esto expone al sistema a factores externos como corrientes de fuga, contaminación por magnetización cerca de las celdas, etc. Es por ello que se requiere un sistema de co-magnetometría altamente sensible para experimentos como éste que requieren altas precisiones. La solución a éste requerimiento es utilizar átomos de ^3He polarizados como co-magnetómetro dentro de la celda donde se encuentran los UCNs. La magnetización de los átomos de ^3He en precesión puede generar un campo magnético con una amplitud de varios fT cercano a la celda que a su vez puede ser medido mediante magnetómetros cercanos a la misma (17).

Un co-magnetómetro es un magnetómetro altamente sensible que se utiliza para medir la precesión del espín nuclear de un material que contiene espines nucleares diferentes. La principal motivación del uso de ^3He como co-magnetómetro nace de la necesidad de eliminar errores en la medición de la diferencia de frecuencia angular de precesión ω_{3n} producto de utilizar dos celdas distintas o la misma celda a distintos tiempos, ya que existen gradientes de campo magnético y corrientes que deben considerarse en el momento del análisis; por este motivo a cada una de las celdas corresponde un campo magnético propio y ω_{3n} , a diferencia del caso sin errores sistemáticos en la ecuación 3.9, se puede reescribir entonces de la siguiente manera:

$$\omega_{3n}^\pm = \gamma_n \langle B_n \rangle - \delta\omega_n - \gamma_3 \langle B_3 \rangle + \delta\omega_3 \pm \frac{2d_n|E|}{\hbar}, \quad (3.10)$$

donde $\langle B_n \rangle$ y $\langle B_3 \rangle$ son los campos magnéticos promedio en conjunto, y $\delta\omega_n$ y $\delta\omega_3$ son los cambios de frecuencia de las dos especies producidos por las diferencias en el movimiento y precesión entre los átomos del co-magnetómetro y los UCN. Si bien el co-magnetómetro reduce efectos sistemáticos en el campo registrado, induce otros más de menor escala (17).

Como ya se había mencionado, respecto a la frecuencia de precesión del espín del neutrón hay una diferencia del 10 % para el ^3He (menor que la diferencia con otros co-magnetómetros). La variación de frecuencia que presenta mayor problema y que puede producir un valor falso de nEDM proveniente de la interacción entre los gradientes de campo magnético y el campo magnético en movimiento, es decir, $\vec{B}_{\vec{E} \times \vec{v}} = \vec{E} \times \vec{v}/c^2$ (16). Otro fenómeno que aparece por éste movimiento es la variación de frecuencia Bloch-Siegert, que generalmente es más grande para el co-magnetómetro. En combinación $B_{E \times v}$ con los gradientes de campo magnético transversales a B_0 producen una

variación en la frecuencia proporcional a E , por lo que podrían aparecer como señales erróneas de nEDM. Por lo general esta variación depende de la razón giromagnética, la frecuencia de colisión y las dimensiones de la celda. Por su lado, la presencia del ^3He induce un pseudo-campo magnético a los UCNs paralelo a los espines del ^3He , proveniente de la dependencia del espín en la dispersión n - ^3He (17).

3.3.4. Modo de medición: *spin dressing*

Este modo de medición consiste en un fuerte campo magnético B_d no resonante proveniente de una corriente alterna aplicado transversalmente a B_0 y una frecuencia angular ω_d aplicada. En el límite $\gamma B_0 \ll \omega_d$, el campo magnético B_d provoca una modificación en la razón giromagnética de las especies no perturbadas y γ cambia como:

$$\gamma' \approx \gamma J_0 \left(\frac{\gamma B_d}{\omega_d} \right), \quad (3.11)$$

donde J_0 es la función de Bessel a orden cero. Ajustando los parámetros del campo magnético B_d pueden igualarse las razones giromagnéticas del ^3He y los UCNs, haciendo $\gamma'_n = \gamma'_3$. Esta condición se satisface cuando:

$$|\gamma_n| B_d / \omega_d \approx 1.19 \equiv x_c \quad (3.12)$$

En el caso sin campo eléctrico E , al aplicar un campo B_d que satisface 3.12 se puede lograr que el ángulo azimutal relativo entre las dos especies $\phi_{3n}(t) \equiv \phi_3(t) - \phi_n(t)$ permanezca fijo y, al variar el campo por encima o por debajo de x_c puede variarse de la misma manera $\phi_{3n}(t)$. Cuando el ángulo $\phi_{3n}(t) \neq 0$ el pseudo campo magnético que sienten los UCNs provoca que sus espines precesen fuera del plano transversal a una frecuencia $\approx 300 \mu\text{Hz}$ alrededor del eje de espín del ^3He . Este movimiento puede suavizarse modulando el campo B_d lejos de x_c a una frecuencia de modulación de $f_m \gg 300 \mu\text{Hz}$ para realizar el movimiento sobre $\phi_{3n}(t) = 0$ simétrico. Así, los movimientos fuera del plano durante la primera mitad del ciclo se revertirían en la segunda mitad (17).

Por otro lado, el efecto de un campo E sobre el nEDM resulta en una frecuencia angular mas de modo que en el límite crítico $\gamma B_0 \ll \omega_d$ la evolución de $\phi_{3n}(t)$ está dada por:

$$\phi_{3n}(t) \approx \phi_d \pm \frac{2J_0(x_c) d_n |E|}{\hbar} t, \quad (3.13)$$

donde ϕ_d es una fase elegida entre los espines del ^3He y los UCNs. En la aplicación se utilizan diferentes modulaciones de esta técnica para eliminar errores sistemáticos, ya que mediante ella puede obtenerse una señal de nEDM de una sola medición de espín con campo B_d en una sola celda con mejor sensibilidad que el método de precesión libre (17), además de no producirse un valor falso de nEDM inducido por efecto Bloch-Siegert en los gradientes del campo magnético. Po otro lado, los efectos de inhomogeneidades

3. EL EXPERIMENTO NEDM EN LA SPALLATION NEUTRON SOURCE DEL OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY

del mismo pueden ser fácilmente eliminadas y otra particularidad es que en este modo de medición el control simultáneo de los espines de ambas especies utilizadas es de gran importancia. Si bien existen ventajas y desventajas en ambos métodos, proporcionan una alternativa de verificación de resultados a los experimentos de nEDM.

3.4. Aparato experimental

En la Figura 3.1 se muestra un primer diseño del aparato a utilizar en SNS. Los 3 principales subsistemas son: sistema de detección central, sistema de servicios para ^3He y modulación de campo magnético.

Dado que para éste trabajo el principal enfoque es la instrumentación en torno a la polarización y transporte de ^3He a las celdas de medición, únicamente se presenta una visión general del sistema de servicios para ^3He .

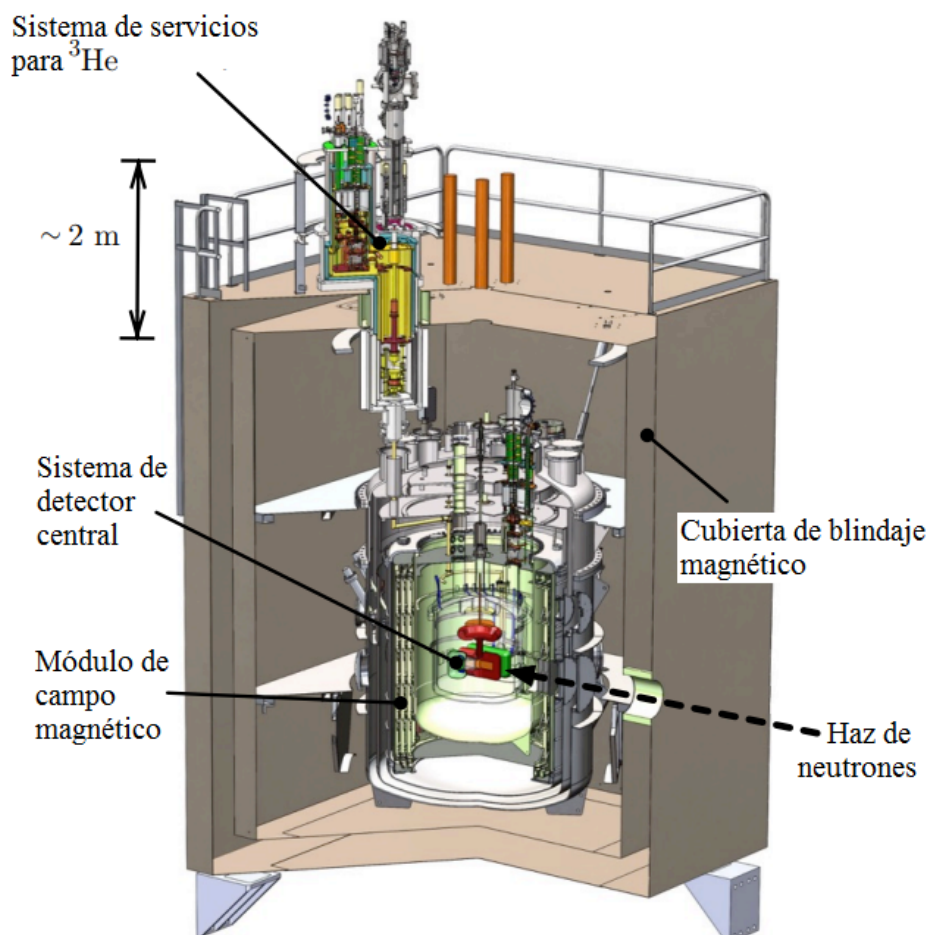


Figura 3.1: Diseño de aparatos para la colaboración nEDM@SNS (17).

3.4.1. Sistema de servicios para ^3He

Como parte de éste sistema, un criostato localizado algunos metros sobre el sistema de detección CDS (Central Detector System) provee el gradiente de temperatura (relativo a la temperatura de medición dentro de la celda) para cargar los átomos polarizados de ^3He a la celda antes de cada ciclo de medición y descargar los despolarizados al final de ello, a ésta técnica se le denomina “heat flush”. A diferencia del método de polarización utilizado en las instalaciones de PULSTAR a discutir en el siguiente capítulo, la fuente ^3He polarizado en SNS será un haz atómico basado en enfriamiento criogénico (*Atomic Beam Source* o ABS). Tras la polarización del ^3He se requiere un campo magnético de transporte de espín para mantener la polarización de los átomos a medida que los transporta a un “volumen de inyección” que contiene He superfluido y a su vez se encuentra dentro del criostato. Tras la acumulación de ^3He polarizado será transportado a la celda de medición.

Tanto este como cada uno de los subsistemas de este experimento se desarrollan y prueban actualmente en distintos institutos previo a su integración en el SNS.

3.5. Participación mexicana

La participación mexicana en este experimento tiene como precedentes la colaboración de la Dra. Libertad Barrón-Palos en el proyecto “A New Search for The Neutron Electric Dipole Moment” por parte de The nEDM Collaboration en 2007 (21).

Como se verá más adelante, es preciso crear un aparato que englobe los aspectos del experimento descrito y permita hacer pruebas reduciendo costos y tiempo de servicio de los aparatos.

Como parte de nEDM@SNS, “The nEDM experiment at the Spallation Neutron Source”, se diseñó en conjunto con la Dra. Libertad Barrón-Palos un dispositivo electromagnético que permita realizar dichas pruebas, en el sistema de estudios sistemáticos y operacionales del reactor PULSTAR en NCSU, sustentando la polarización por MEOP del ^3He y el transporte el espín de los átomos conservando su polarización. Los detalles de éste dispositivo se discuten en los siguientes capítulos.

El sistema de estudios operacionales y sistemáticos en el reactor PULSTAR de North Carolina State University

Dada la complejidad y larga duración del ciclo de enfriamiento del aparato para medir el nEDM, paralelo a su desarrollo se lleva a cabo un programa por parte de North Carolina State University (NCSU) haciendo uso de sus instalaciones como el reactor PULSTAR y el laboratorio TUNL (Triangle Universities Nuclear Laboratory) con el objetivo de reducir el tiempo de servicio del aparato para nEDM. Teniendo en cuenta que con el aparato principal las mediciones serán costosas y consumirán más tiempo, se busca desarrollar un aparato auxiliar donde puedan realizarse pruebas en una única celda de medición (de tamaño completo) de los efectos sistemáticos clave para el experimento de EDM con neutrones, conteniendo los elementos del experimento final, salvo por el campo eléctrico. Las pruebas se enfocarán principalmente en estudios sobre la demostración y cuantificación de la técnica de resonancia magnética doble utilizando ^3He polarizado, para el cual se tiene contemplado polarizar el ^3He mediante el método de MEOP, a diferencia del método de polarización utilizando en la SNS.

Este diseño utiliza elementos ya existentes en las instalaciones de NCSU como del reactor PULSTAR. En éste capítulo se discuten los principales elementos que se aportan por parte de esa universidad al experimento, así como el principio de polarización por MEOP de ^3He que sustenta el dispositivo electromagnético diseñado en el Instituto de Física (UNAM) como parte del acondicionamiento a dicho proceso de polarización, y que está próximo a introducirse en el sistema experimental. El diseño de este dispositivo es el objeto de la presente tesis.

4. EL SISTEMA DE ESTUDIOS OPERACIONALES Y SISTEMÁTICOS EN EL REACTOR PULSTAR DE NORTH CAROLINA STATE UNIVERSITY

4.1. Fuente de neutrones ultrafríos en el reactor PULSTAR

El PULSTAR es un reactor de investigación nuclear de 1MW administrado por el programa de reactores nucleares NRP (Nuclear Reactor Program) en el Laboratorio de Burlington en NCSU, cuya respuesta es similar a la de reactores de agua ligera por el combustible que utiliza (dióxido de uranio *pin-type*), que permite realizar experimentos para medir temperatura de moderación y coeficientes de potencia reactiva.



Figura 4.1: Instalaciones del reactor PULSTAR (18).

La gran carga de combustible en el reactor PULSTAR, en combinación con una proporción alta de moderador de combustible, produce una fuga altamente rápida de neutrones en el límite central con presencia de neutrones térmicos en la periferia del núcleo, esto desencadena altos flujos de neutrones térmicos en las instalaciones de irradiación de muestras y puertos de haz.

Por su lado, los neutrones ultrafríos (Ultra Cold Neutrons, ver Tabla 4.1) son neutrones libres que se mueven a muy bajas velocidades, lo cual permite almacenarlos en trampas de materiales con potenciales ópticos tales que mantengan a los neutrones reflejándose en sus paredes interiores bajo cualquier ángulo de incidencia. Las energías cinéticas de estos neutrones (o equivalentemente longitudes de onda de decenas de nm) son tan pequeñas que se comparan con las energías potenciales en el campo gravitacional de la tierra. Por ello, su comportamiento difiere al de los neutrones fríos, térmicos o rápidos y la principal diferencia es la penetración en sólidos o líquidos, ya que los UCN pueden ser reflejados completamente por ciertas superficies comportándose como un gas en todo el volumen disponible. Puede compararse el comportamiento de las trampas de neutrones si son únicamente gravitacionales o magnéticas como se observa en la Figura 4.2. Si la energía de los neutrones excede el campo de captura bien pueden escapar recuperando su propiedad penetrante en las paredes (algunas nanocapas de la superficie por ser neutrones ultra fríos). La fuente de neutrones ultra fríos (Ultra-Cold Neutron Source Facility) forma parte de estas instalaciones experimentales de irradiación y puertos de haz de PULSTAR.

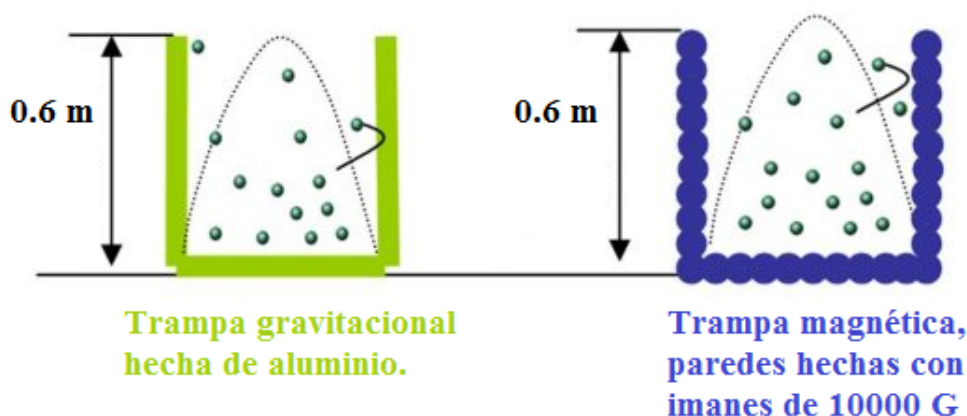


Figura 4.2: Trampas de neutrones ultrafríos (18).

Posterior a la producción de neutrones en el reactor, los neutrones deben desacelerarse para convertirse en UCN, esto a una velocidad de aproximadamente 3 m/s. Considerando que la energía promedio de neutrones de fisión es de 10^6 eV y la energía de los UCN es de 10^{-7} eV, se reduce en el proceso la energía de los neutrones en 13 órdenes de magnitud mediante un proceso llamado moderación de neutrones (ver Figura 4.3) que, entre otros aspectos, incluye exponer los neutrones a un baño térmico a una

4. EL SISTEMA DE ESTUDIOS OPERACIONALES Y SISTEMÁTICOS EN EL REACTOR PULSTAR DE NORTH CAROLINA STATE UNIVERSITY

temperatura proporcional a dicha energía (18).

| Clasificación | Energía correspondiente |
|-----------------------|---|
| Neutrones rápidos | $> 1 \text{ eV}$, 0.1 MeV o 1 MeV |
| Neutrones lentos | \leq a 0.4 eV |
| Neutrones epitérmicos | 0.025 a 1 eV |
| Neutrones activos | 0.2 eV |
| Neutrones térmicos | 0.025 eV a 0.1 eV |
| Neutrones fríos | $5 \times 10^{-5} \text{ eV}$ a 0.025 eV |
| Neutrones muy fríos | $3 \times 10^{-7} \text{ eV}$ a $5 \times 10^{-5} \text{ eV}$ |
| Neutrones ultrafríos | $< 3 \times 10^{-7} \text{ eV}$ |

Tabla 4.1: Rangos de distribución de energía neutrónica. Recuperado de Wikimedia commons.

Los neutrones producto de la fisión en el reactor se enfrían utilizando agua pesada (D_2O) a temperatura ambiente, posteriormente se enfrían al entrar en metano a una temperatura de 45 K , tras este paso de colisiones en las que ceden energía ya son considerados neutrones fríos, con energías del orden de los meV .

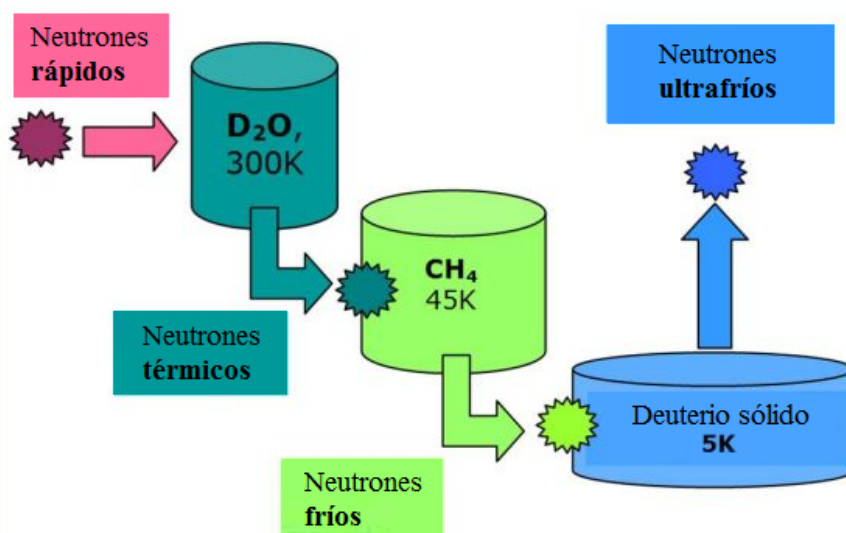


Figura 4.3: Proceso de 3 pasos de moderación de neutrones (18).

Posteriormente entran en un baño de deuterio donde algunos neutrones podrían perder su energía casi por completo mediante un efecto de resonancia de tener energía suficiente para excitar el cristal de deuterio. En ese caso el neutrón pierde su energía total y se convierte inmediatamente en un neutrón ultra frío con temperatura efectiva de aproximadamente 1 mK en comparación con el deuterio sólido a temperatura de 5 K. Por ésta misma diferencia de temperatura los ahora UCN podrían calentarse de nuevo por consecuentes colisiones, es por ello que deben ser extraídos del material lo más rápido posible y para ello, el material que los produce debe facilitar la extracción siendo lo más delgado posible y estar contenido en una guía para llevar los UCN al experimento (18). Ya que tanto el deuterio como el metano deben estar a bajas temperaturas la infraestructura incluye un criostato que cumpla la función de mantener los elementos en su interior a menores temperaturas que el exterior.

4.2. Criostato

El criostato está en enfriamiento continuo mediante un licuefactor de helio. Tanto el metano como el deuterio del sistema experimental son enfriados utilizando un flujo de helio líquido a través de intercambios de calor correspondientes. El contenedor de deuterio está diseñado para mantener una diferencia de temperatura entre el fondo, donde se producen los UCN en el cristal de deuterio, y la guía de neutrones, donde se extraen los mismos del criostato. Es debido al enfriamiento del deuterio, la guía de neutrones se mantiene a temperaturas mayores a 50 K para prevenir condensación de deuterio en las paredes que ocasionaría pérdidas de UCN.

Para separar térmicamente las dos partes del criostato (deuterio y guía) se utiliza una soldadura de zircaloy por su baja conductividad térmica. El codo, como se observa en la Figura 4.4 a), está instalado en un tanque de 570 l de agua pesada. Además, se utilizan mallas 3D de una aleación de Titanio Ti-6Al-4V, con una conductividad térmica menor como espaciadores para fijar la posición del codo frío interno dentro de un blindaje de vacío caliente. Todos los materiales utilizados en este ensamblaje consideran su resistividad a la radiación de neutrones y gamma, y las propiedades de activación por neutrones para su posible uso dentro del reactor y en exposición a neutrones. El resto del montaje entorno a los UCN se observa en los incisos b), c) y d) de la misma. Actualmente cada uno de estos elementos se han construido y ensamblado para experimentos de prueba (15).

El flujo total de neutrones dentro del deuterio se espera que sea de 5×10^{11} n/s/cm². Para esta cantidad se espera poder convertir 10^4 de ellos por segundo a energías de UCN; el 30 % de ellos deberían llegar a su destino en el experimento (18).

4. EL SISTEMA DE ESTUDIOS OPERACIONALES Y SISTEMÁTICOS EN EL REACTOR PULSTAR DE NORTH CAROLINA STATE UNIVERSITY

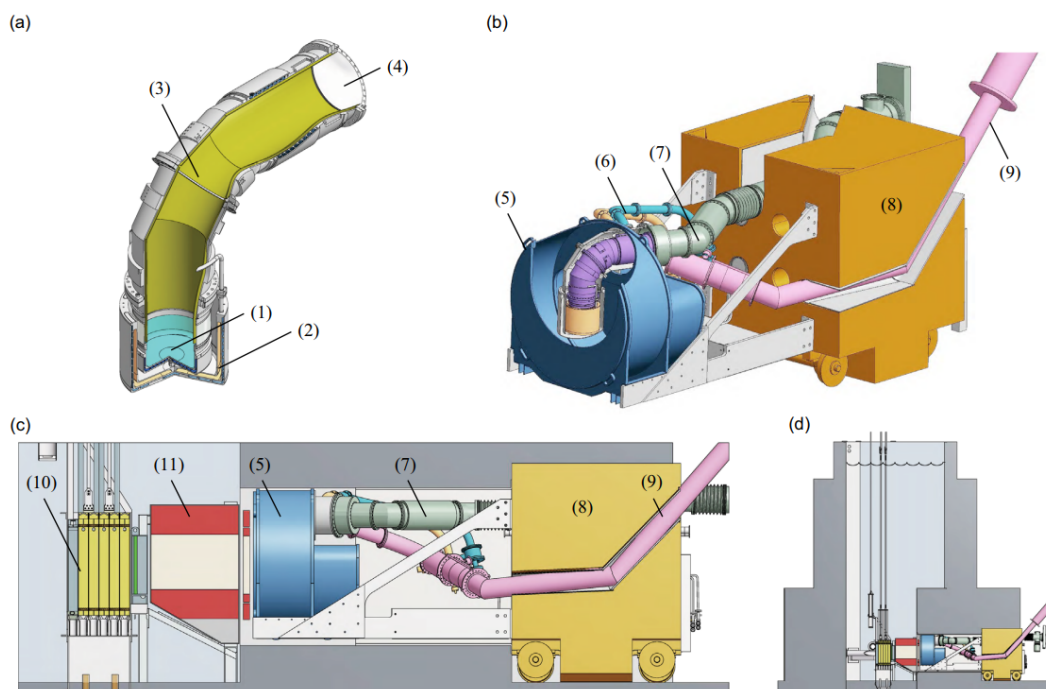


Figura 4.4: a) Dibujo del corte transversal del criostato de la fuente de UCN ensamblado en la columna térmica del reactor. 1) contenedor de deuterio, 2) contenedor de metano, 3) guía de UCN, 4) ventana de UCN. b) Montaje de fuente de neutrones, 5) tanque de agua pesada, 6) entradas de deuterio y metano, 7) guía de UCN, 8) puerta blindada de columna térmica y 9) línea de transferencia de helio líquido. c) y d) Sección transversal del reactor mostrando las instalaciones de la columna térmica, 10) núcleo del reactor y 11) sistema de transporte de neutrones. En las ilustraciones b), c) y d) el recorrido de los neutrones desde el reactor va de izquierda a derecha (15).

4.3. Principio de polarización de ^3He en su uso como co-magnetómetro

En el Capítulo 3 se habló sobre la necesidad de utilizar un co-magnetómetro atómico como lo es el ^3He en el experimento del nEDM. En la década de los 1980s, Golub sugirió realizar la búsqueda del nEDM directamente en helio líquido de una fuente supertérmica utilizando una solución diluida de ^3He polarizado como polarizador y detector, ya que el ^3He absorbe neutrones únicamente cuando el espín total del sistema (espín de neutrones y ^3He son antiparalelos) es cero. Esta reacción debe producir centelleo ultravioleta en el He líquido que debería ser fácilmente detectable. Aunado a

esto, las propiedades dieléctricas del helio líquido deberían permitir establecer campos eléctricos estables. Las ventajas de este método vienen de poder eliminar efectos como pérdidas por transporte y extracción, pérdida de transmisión de polarización, etc., al colocar los elementos del sistema experimental lo más cercanos posible al núcleo del reactor (12).

La concentración de ^3He polarizado en el helio líquido debe ser suficientemente baja, tal que los UCN puedan polarizarse debido a la fuerte dependencia del espín de la sección eficaz de absorción del ^3He . Ya que ambas especies se exponen al mismo campo magnético como se ha discutido con anterioridad, es que puede utilizarse el ^3He como co-magnetómetro (12).

A pesar de que el concepto de utilizar la fuerte dependencia del espín de la absorción de neutrones por ^3He se ha considerado desde los años 1960s, la principal preocupación del método es producir una alta polarización de estos átomos a una densidad suficientemente alta con respecto a la aplicación a neutrones de energías en el rango correspondiente a UCN. Existen varios métodos de polarización de ^3He , sin embargo, el método elegido para el sistema que se encuentra el PULSTAR es polarización por MEOP, el cual se discute más adelante.

4.3.1. Polarización de ^3He

Considerando que el estado base 1^2S_0 del ^3He es un estado singlete con momento angular orbital $L = 0$ y su momento angular total depende únicamente del momento angular intrínseco $I = 1/2$ (únicamente nuclear), este nivel de energía está compuesto de dos subniveles energéticos caracterizados por su número cuántico $m_I = -1/2, 1/2$. Por lo tanto, la polarización nuclear M está dada en consideración de la estadística de los subniveles de ambos estados de espín N^\uparrow y N^\downarrow , y de la densidad numérica total de átomos en el estado fundamental $N_g = N^\uparrow + N^\downarrow$.

$$M = \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N_g} \quad (4.1)$$

Es posible escribir estas densidades como una distribución de Boltzmann si el sistema se encuentra dentro de un campo magnético a temperatura ambiente y en equilibrio térmico, lo cual permite expresar la polarización M como:

$$M = \frac{\exp\left(\frac{2\mu B}{k_B T}\right) - 1}{\exp\left(\frac{2\mu B}{k_B T}\right) + 1} \approx \frac{\mu B}{k_B T} \approx \frac{\gamma_0 \hbar B}{2k_B T}, \quad (4.2)$$

donde γ_0 es la razón giromagnética del ^3He , μ el momento magnético nuclear, \hbar la constante de Planck y k_B la constante de Boltzmann. Se observa en la ecuación (5.2) la dependencia en la polarización de las condiciones térmicas y el campo magnético en el que se encuentra inmerso el ^3He .

4.3.2. Sistema MEOP

El proceso de bombeo óptico (*Optical Pumping*) sugerido por Alfred Kastler en 1950 (6) que consiste en el cambio de distribución de átomos entre los subniveles de energía de su estado base por absorción resonante de luz polarizada, precede el descubrimiento del método de polarización por bombeo óptico de intercambio metastable MEOP (*Metastability Exchange Optical Pumping*) en 1963, el cual demostró la posibilidad de hiperpolarización de un isótopo estable del Helio, ^3He .

Desde el planteamiento del método de polarización por MEOP, no fueron consideradas condiciones de presión y campo magnético distintas a las estándar, es decir, no se consideró dependencia de estos dos factores en el procedimiento. Dada la finalidad de este trabajo, se ahondará en la dependencia de campo magnético del sistema MEOP.

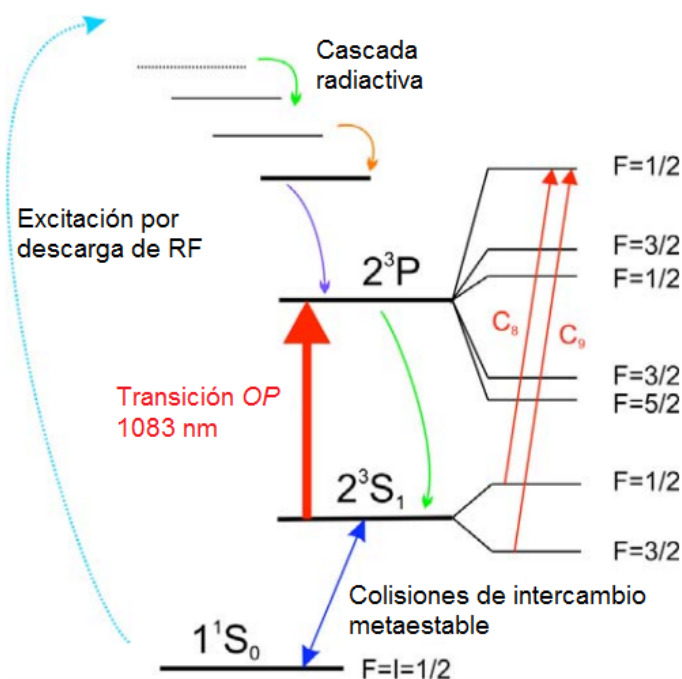


Figura 4.5: Esquema de bombeo óptico de intercambio de metastabilidad en el que se muestra el estado base 1^2S_0 , la fase de bombeo óptico (OP) entre el estado triplete metaestable 2^3S_1 y 2^3P , y la fase de intercambio metaestable (ME) entre átomos en el nivel 2^3S_1 y aquellos en estado base 1^2S_0 (6).

En condiciones estándar el procedimiento por el cual se realiza la polarización se da como sigue.

Se somete el ^3He a una descarga de radiofrecuencias dentro de la celda de bombeo óptico para aumentar la población de estados excitados. Posterior a una cascada

radiactiva, una fracción de dichos átomos cae a un estado metaestable 2^3S_1 , que funge como estado base al proceso de bombeo óptico. Dado que la transición prohibida entre estados triplete y singlete, los átomos en el nivel 2^3S_1 no decaen al nivel 1^2S_0 via emisión de fotones.

La segunda fase utiliza luz circularmente polarizada de 1083 nm para realizar el bombeo óptico (OP) que produce la transición entre los subniveles 2^3S_1 y 2^3P . A partir de este último nivel ocurre una desexcitación radiactiva isotrópica que produce que los átomos decaigan nuevamente al estado metaestable. La repetición de este ciclo produce que las densidades de población de bajo número cuántico hiperfino m_F se reduzcan en relación con las de alto número m_F , imponiendo así una orientación del momento electrónico angular. Así mismo, debido al acoplamiento hiperfino entre los electrones y el núcleo de los átomos del nivel 2^3S_1 , la orientación óptica electrónica también induce orientación nuclear.

En la última fase ocurre el intercambio metaestable (ME) mediante colisiones entre átomos en estado base 1^2S_0 y los átomos en estado metaestable 2^3S_1 nuclearmente polarizados $^3\text{He}_\uparrow^*$:



Por lo tanto, ocurre una transferencia neta de la orientación nuclear de los átomos en estado metaestable a aquellos en estado base, como se observa en la Figura 4.5 (6).

4.3.3. Dependencia de MEOP en el campo magnético

Se han realizado cálculos con la finalidad de conocer la dependencia de la estructura del ^3He en el campo magnético, la cual se describe considerando el Hamiltoniano del sistema:

$$H = H_f + H_{hf} + H_z \quad (4.4)$$

H_f describe la interacción fina, H_{hf} describe la interacción hiperfina y H_z es el Hamiltoniano tomando en cuenta la interacción de espines electrónicos y nucleares con el campo magnético B . Este Hamiltoniano a su vez puede escribirse en términos del momento angular orbital L y los momentos angulares de espín electrónicos S y nucleares I , sus respectivos valores g , el magnetón de Bohr μ_B y el magnetón nuclear μ_N :

$$H_z = [\mu_B(g_L L + g_s S) + \mu_N g_I I] \dot{B} \quad (4.5)$$

De los espectros de absorción a un campo magnético $B = 10$ G entre los niveles de estructura hiperfina en los niveles energéticos del ^3He realizados por Pierre-Jean Nacher del Laboratorio Kastler Brossel y discutido a mayor detalle en (6), se concluyó que para ese campo magnético, las diferencias entre el espectro de absorción entre luz circularmente polarizada hacia la derecha y a la izquierda paralela al eje del campo magnético son despreciables. Es por ello que en condiciones estándar, es decir, para

4. EL SISTEMA DE ESTUDIOS OPERACIONALES Y SISTEMÁTICOS EN EL REACTOR PULSTAR DE NORTH CAROLINA STATE UNIVERSITY

campos $B \approx 10$ G, el campo magnético se utiliza únicamente para prevenir una relajación rápida de la polarización nuclear y su influencia es insignificante en la estructura de los estados atómicos, puesto que en este caso las interacciones entre los espines electrónicos y nucleares con el campo magnético son mucho menores que las interacciones fina e hiperfina. Por otro lado, cuando la energía de Zeeman excede las escalas de energía las estructuras fina e hiperfina, las estructura de los niveles 2^3S y 2^3P se modifican así como las transiciones entre ambos estados, esto para campos magnéticos mayores.

El campo magnético que entonces, sirve de guía para los átomos, debe ser menor a 1 mT y debe satisfacer la sustentación de la polarización y transporte del espín de los mismos. Por lo tanto para la polarización por MEOP de ^3He un dispositivo electromagnético debe ser diseñado para dichos fines y en el experimento nEDM@SNS cuyo propósito es usar ^3He como co-magnetómetro ese requerimiento no es una excepción.

Dispositivo electromagnético para el sistema MEOP y el transporte de espín del ^3He polarizado

Es de manifiesto que para cada experimento, los requerimientos para cada uno de sus elementos se plantean considerando las características de cada uno y de acuerdo a las condiciones del sistema experimental en su totalidad. En este capítulo se plantean los requerimientos del dispositivo electromagnético para el sistema MEOP y el transporte del ^3He polarizado por parte del experimento nEDM@SNS en el sistema de estudios operacionales y sistemáticos en el reactor PULSTAR. Posterior al modelado de bobinas basado en dichos requerimientos, se presenta el diseño final, así como los resultados del cálculo de campos magnéticos producidos por el dispositivo, las regiones de homogeneidad y los cálculos de gradiente de campo magnético para definir las regiones óptimas dentro de la bobina de acuerdo a los parámetros del experimento. Por último, se presentan dos posibles casos de transporte de espín mediante campo magnético a la salida de la bobina considerando el caso de transporte adiabático y no adiabático de ^3He polarizado.

5.1. Requerimientos

Un primer parámetro a considerar para el diseño del dispositivo electromagnético es el espacio disponible que tendrá éste dentro del sistema experimental. Dos geometrías posibles fueron consideradas para el diseño del dispositivo tomando en cuenta que debe producir un campo magnético uniforme en el que se introduce la celda de polarización; estas geometrías fueron cúbica y cilíndrica, por cuestiones de construcción se eligió la geometría cilíndrica como se muestra en la Figura 5.1, cuyas dimensiones máximas

5. DISPOSITIVO ELECTROMAGNÉTICO PARA EL SISTEMA MEOP Y EL TRANSPORTE DE ESPÍN DEL ^3He POLARIZADO

permitidas eran de 63.5 cm de altura y 86.36 cm de diámetro exterior. Así mismo una ventana en las paredes de la bobina debió ser considerada para la entrada del láser en el proceso de polarización (7.62 cm \times 7.62 cm)

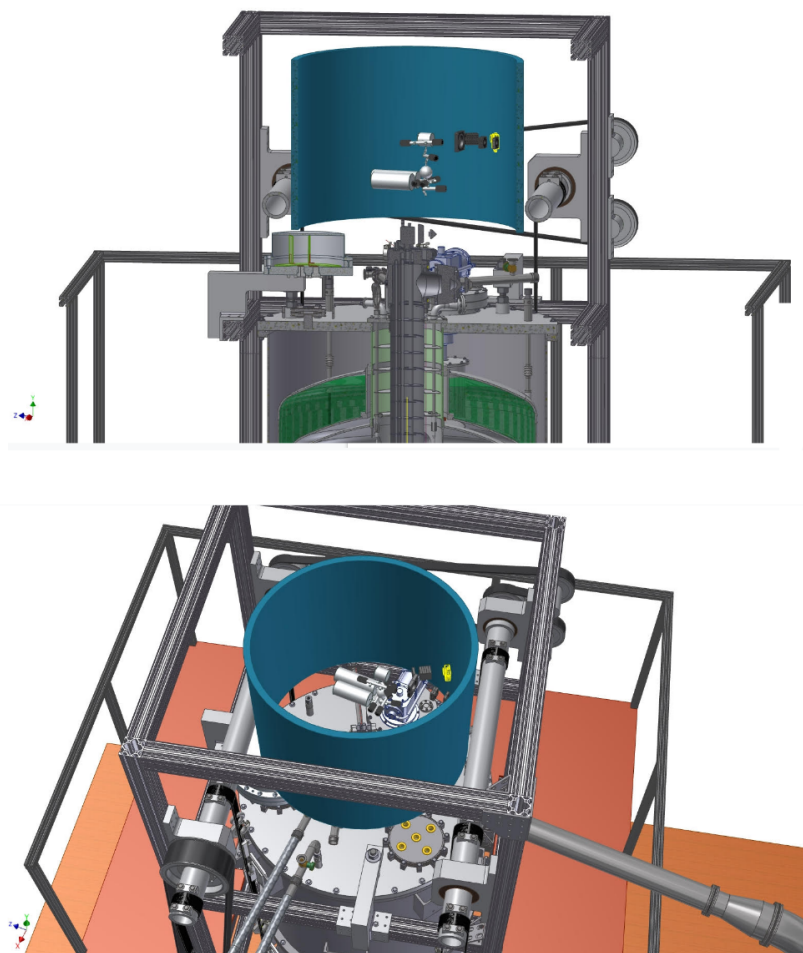


Figura 5.1: Modelo de espacio disponible (cilindro azul) para introducir el dispositivo electromagnético para la polarización por MEOP, diseño por Larry Bartoszek.

Al encontrarse la bobina tan cerca de otros dispositivos del sistema, el diseño debe contemplar que el campo magnético producido se mantenga localizado. Por su puesto, la magnitud del campo como se expuso en el Capítulo 4, debe ser tal que no afecte la estructura hiperfina del ^3He , pero le sirva para mantener la polarización. El campo magnético requerido para este sistema experimental es de 5 G. Otro requerimiento importante para controlar la estabilidad de campo es limitar los gradientes del mismo en el área útil dentro del dispositivo considerando tiempos de relajación T en los cuales se pierde la polarización en la celda. Las limitantes de este factor son las siguientes:

para un tiempo de relajación $T_1 = 1000$ s el gradiente máximo del campo magnético debe ser de 0.0854% B/cm, mientras que para un tiempo de relajación $T_2 = 10,000$ s el gradiente máximo deber ser de 0.027% B/cm.

5.2. Modelado de bobinas utilizando el método del potencial escalar

Como sabemos, el campo magnético puede definirse mediante un potencial escalar magnético, definido por:

$$B = -\mu_0 \nabla \psi, \quad (5.1)$$

donde B es el campo magnético, μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío y ψ es el potencial escalar magnético.

En regiones libres de corriente es posible conocer el potencial escalar a través de la ecuación de Laplace, sustituyendo el campo magnético escalar en la Ley de Ampère obtenemos:

$$J = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times B = -\nabla \times \nabla \psi = \nabla^2 \psi = 0. \quad (5.2)$$

Los contornos producidos por las intersecciones de las superficies equipotenciales de ψ y la geometría de la bobina en cuestión corresponden a las fuentes de corriente necesarias para producir el campo magnético utilizado como condición de frontera en la resolución de la ecuación de Laplace (2), (7) (9).

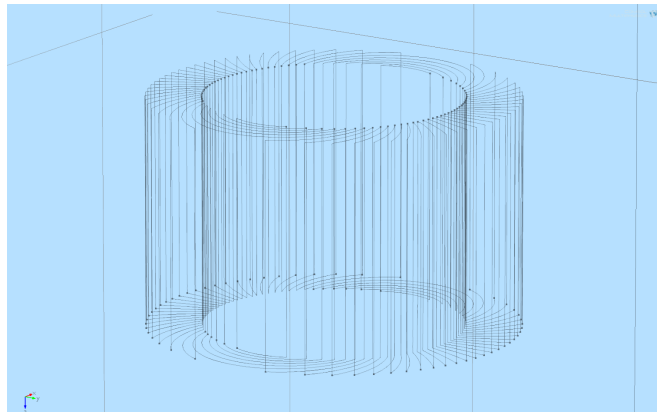


Figura 5.2: Contornos producidos por intersecciones de las superficies equipotenciales y la geometría de la bobina generados en COMSOL.

El software COMSOL Multiphysics (8) permite el análisis y resolución por elemento finito de fenómenos físicos útiles para aplicaciones tanto físicas como de ingeniería,

5. DISPOSITIVO ELECTROMAGNÉTICO PARA EL SISTEMA MEOP Y EL TRANSPORTE DE ESPÍN DEL ^3He POLARIZADO

es por ello que se eligió esta herramienta para los propósitos del modelado de la bobina. Por ser un software de resolución fue necesario primero plantear el problema matemático, en este caso la descripción del campo magnético de acuerdo a la ecuación 5.1. El programa requiere también fijar las condiciones de los elementos finitos en los que va a resolver el problema, estos elementos se forman definiendo un mallado (*mesh*) que secciona el volumen a resolver; bajo estas condiciones, definiendo parámetros de campo magnético como su intensidad (5 G), la geometría de la bobina (ver imagen 5.3) y condiciones de retorno del campo magnético para que éste permanezca localizado en el volumen definido, se resuelve la ecuación de Laplace obteniendo contornos equivalentes a superficies equipotenciales tales que se satisface el campo magnético deseado, como se observa en la Figura 5.2.

| Name | Expression | Value | Description |
|-------|----------------------|--------------|-------------|
| t | 1e-5 | 1.0000E-5 | |
| hc | 50[cm] | 0.50000 m | |
| re | 40[cm] | 0.40000 m | |
| ri | 28[cm] | 0.28000 m | |
| A | 5[G] | 5.0000E-4 T | |
| rc | .8[mm] | 8.0000E-4 m | |
| s | 4[mm] | 0.0040000 m | |
| alpha | $((2*rc+s)/ri)[rad]$ | 0.020000 rad | |
| tt | 5e-4 | 5.0000E-4 | |
| lc | 1[A] | 1.0000 A | |

Figura 5.3: Parámetros del dispositivo predeterminados, t: tolerancia de mallado, hc: altura de la bobina, re: radio exterior, ri: radio interior, A: campo magnético, rc: grosor del alambre de aluminio, s: separación lineal entre alambres, alpha: ángulo comprendido por la separación entre alambres desde el centro de la bobina.

Una vez obtenidos los contornos se procedió al modelado físico de la bobina a partir de ellos. Estos contornos fueron exportados a un nuevo modelo en COMSOL, en el cual fue definido el material de la bobina a considerar por el software y, es así, que se definen los contornos como alambres de corriente, en éste caso aluminio. Además, fue necesario delimitar en términos de material los volúmenes en los cuales se construyó la bobina, para ello en el software se definió una región de aire para la resolución del problema físico, dentro de la cual se sitúa un volumen de acrílico de las dimensiones de la bobina delimitado por los contornos, ahora cables de aluminio.

Hasta este punto es necesario un análisis del campo magnético en el interior de la bobina para saber si el diseño es óptimo de acuerdo a los requerimientos.

5.3. Cálculo de campos magnéticos

Como resultado del cómputo descrito se obtuvo una bobina como se muestra en la Figura 5.4, en la cual se dibuja en distintos puntos la intensidad del campo magnético en la dirección \hat{x} que se sustenta; se puede notar que además de que el campo permanece localizado en el volumen definido por los contornos, la intensidad de campo varía con la altura de la bobina (\hat{z}).

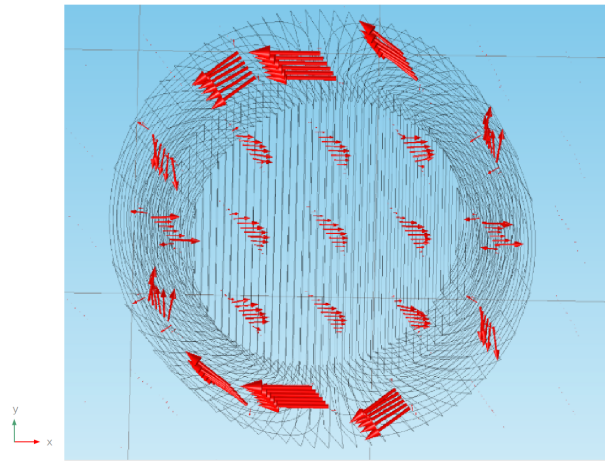


Figura 5.4: Bobina que sustenta un campo magnético en la dirección \hat{x} .

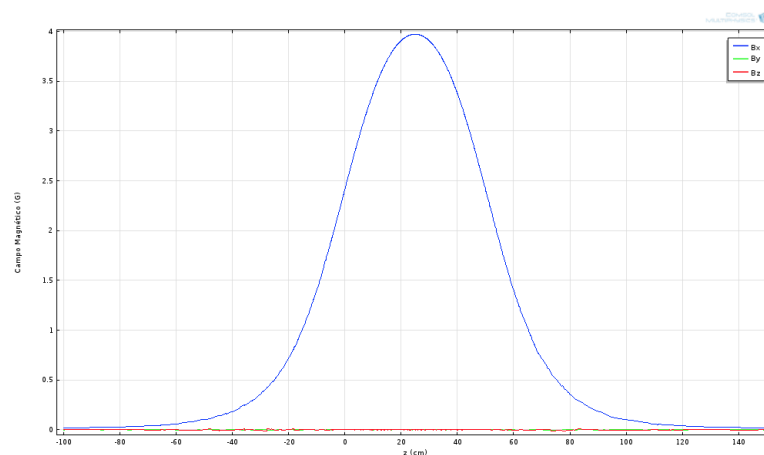


Figura 5.5: Componentes de campo magnético dentro de la bobina a lo largo de su eje de simetría (Dirección \hat{z}).

Para observar este efecto con mayor claridad, se obtuvo un perfil del campo magnético sobre las tres componentes a lo largo del eje de simetría del cilindro, co-

5. DISPOSITIVO ELECTROMAGNÉTICO PARA EL SISTEMA MEOP Y EL TRANSPORTE DE ESPÍN DEL ^3He POLARIZADO

mo se muestra a la gráfica de la Figura 5.5, donde podemos notar que la amplitud máxima del campo se alcanza justo en el centro de la bobina.

Como ya se mencionó, el objetivo es mantener a la celda de polarización dentro de la bobina y el campo uniforme que sustenta. Para ello es necesario ampliar el rango en el cual la amplitud del campo sea la máxima. Una solución a esto es generar corriente y por ende campo magnético, en las zonas donde la amplitud del campo disminuye para el caso anterior, es decir, compensación de campo magnético en los extremos de la bobina. Para ello se dispuso utilizar tapas circulares en los extremos de la misma, como se observa en la Figura 5.6.

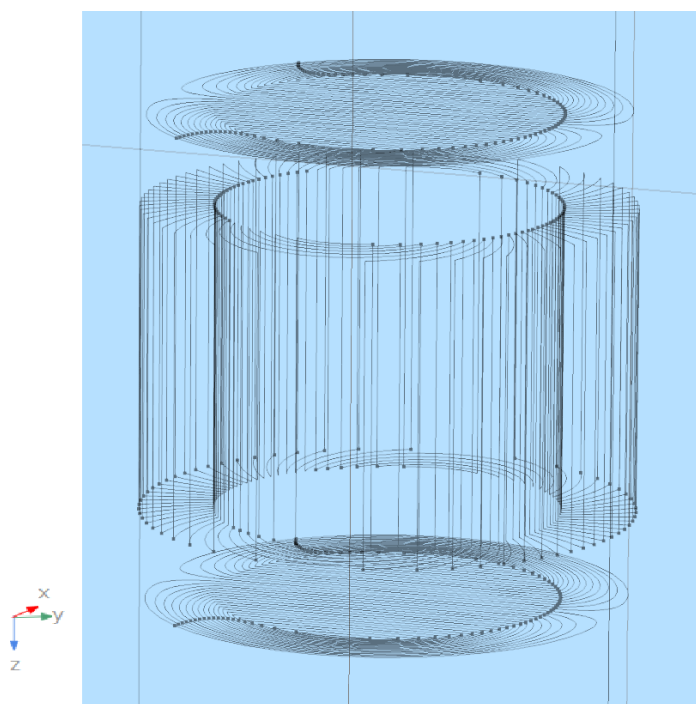


Figura 5.6: Bobina y tapas en sus extremos. La distancia entre los tres elementos sirve únicamente para su ilustración, en el modelo las tapas están colocadas sobre la bobina.

La amplitud del campo magnético debido únicamente a la presencia de las dos tapas se muestra en la gráfica de la Figura 5.7. Podemos notar que el aumento de amplitud drástico en los extremos donde se colocan y su inmediata caída de amplitud compensa la disminución de campo en las mismas regiones observada en el caso simple de la bobina (ver Figura 5.5).

El cambio en la componente \hat{x} del campo magnético de la bobina debido a la presencia de una de las tapas puede apreciarse en la Figura 5.8, donde se observa la componente de campo de la bobina, de la tapa y ambas componentes sumadas.

En la Figura 5.9 se observa el campo magnético producido por cada elemento del dispositivo electromagnético (considerando una tapa superior y una inferior) y el campo

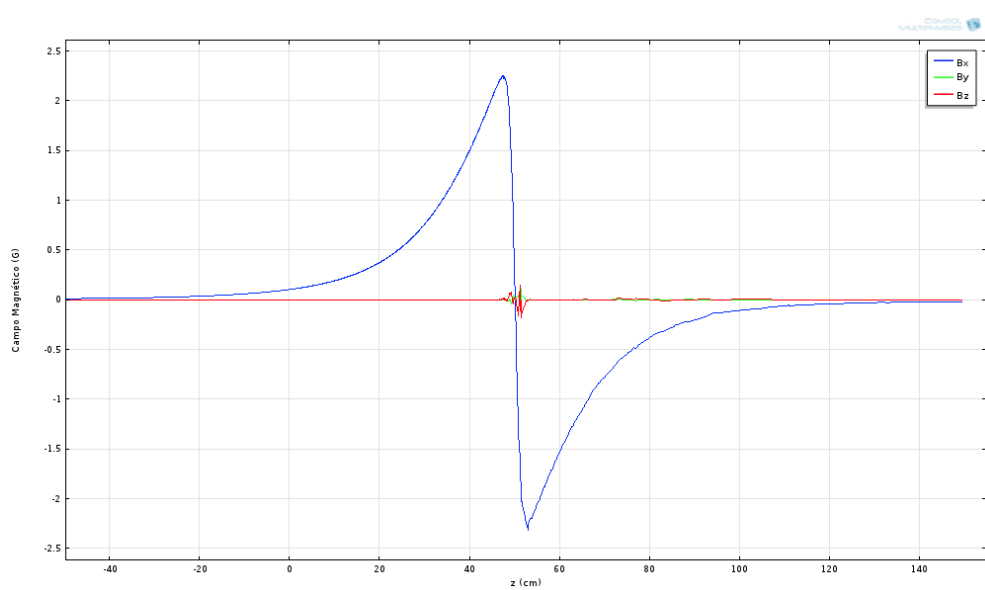


Figura 5.7: Componentes de campo magnético debidas a una tapa circular colocada en el extremo de la bobina.

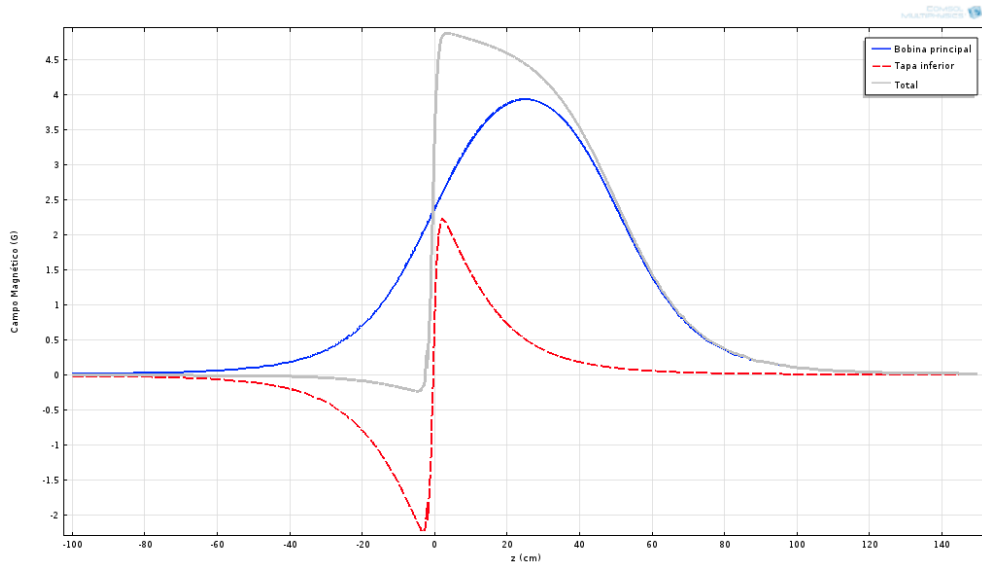


Figura 5.8: Componentes de campo magnético dentro de la bobina con una tapa en uno de sus extremos.

magnético producido en conjunto por los mismos para el diseño final del dispositivo en función de la altura del mismo.

5. DISPOSITIVO ELECTROMAGNÉTICO PARA EL SISTEMA MEOP Y EL TRANSPORTE DE ESPÍN DEL ^3He POLARIZADO

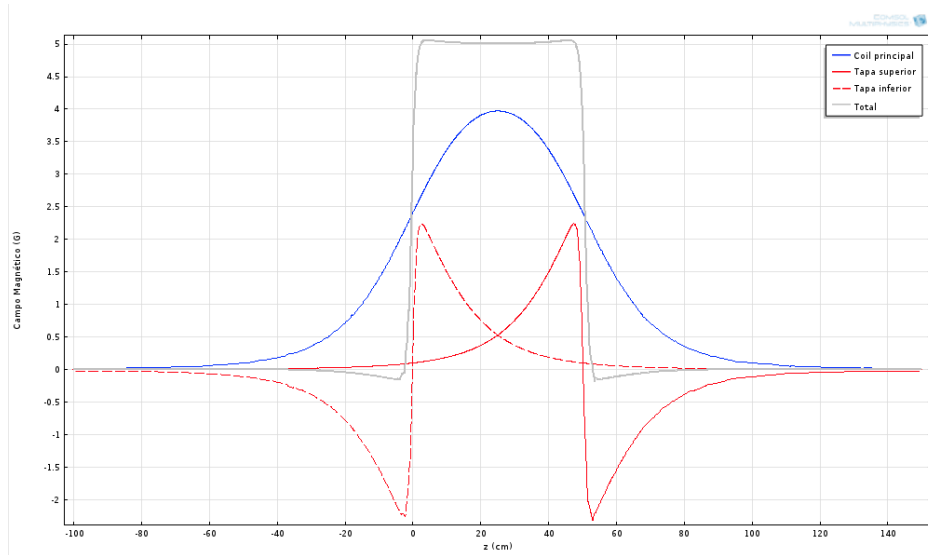


Figura 5.9: Campo magnético en función de la altura del dispositivo de cada uno de los elementos del mismo.

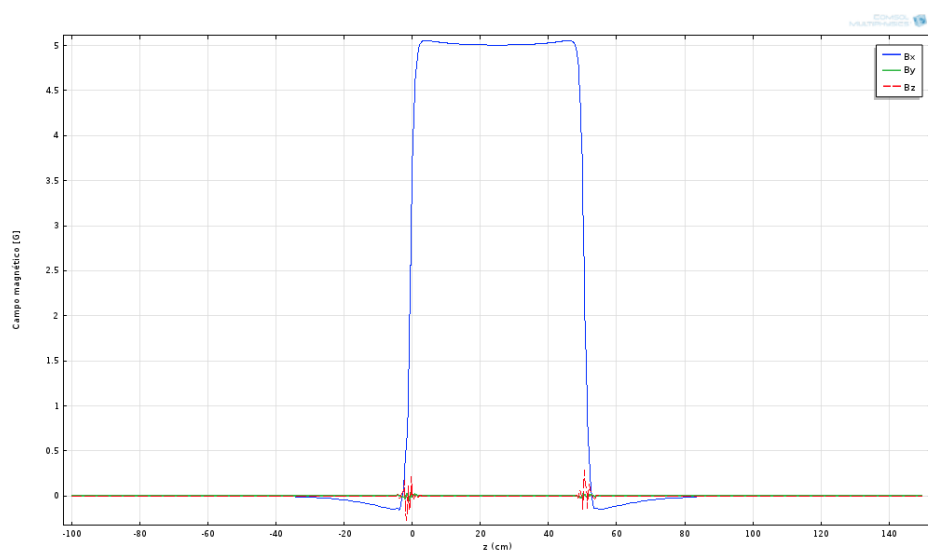


Figura 5.10: Componentes de campo magnético producido por el dispositivo en su diseño final.

De la misma manera que en los casos anteriores, se obtuvieron las componentes del campo magnético interno sobre el eje de simetría del dispositivo final y, como puede observarse en la Figura 5.10, las componente del campo en la dirección \hat{x} alcanza su

máximo valor a lo largo de todo el dispositivo. La nula relevancia de las componentes de campo en las otras direcciones (\hat{y} y \hat{z}) en los extremos del dispositivo se hace evidente al analizar el volumen útil dentro del dispositivo en base a los requerimientos de uniformidad (Siguiendo sección).

En base a estos resultados podemos visualizar la mejora en la uniformidad del campo magnético del dispositivo final tras colocar dos tapas en los extremos de la bobina mediante un mapeo a un corte transversal del dispositivo ilustrado en la Figura 5.11.

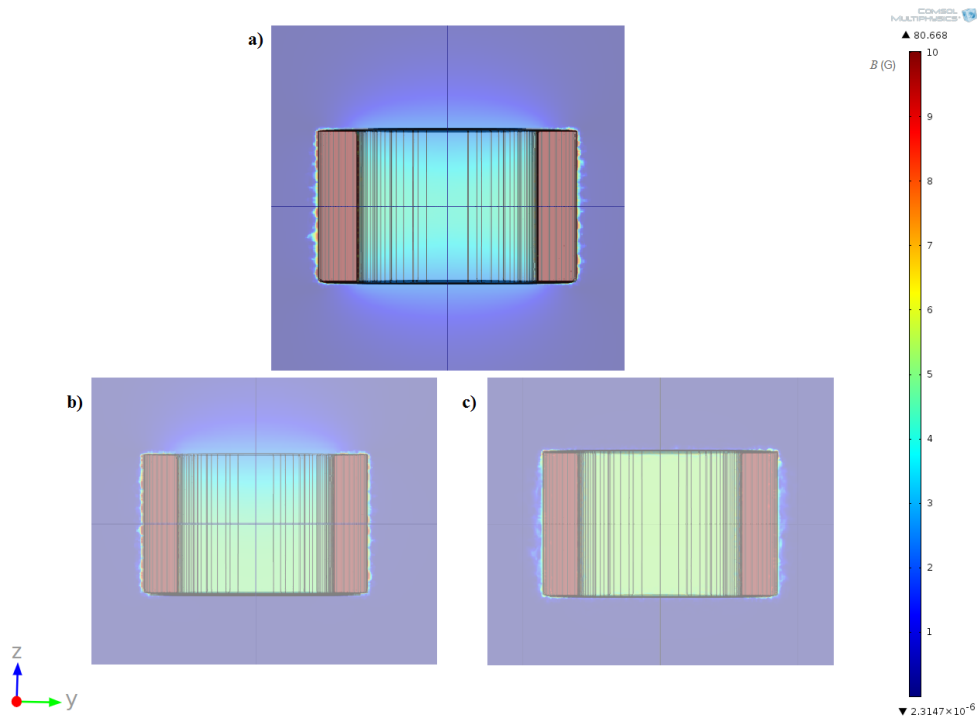


Figura 5.11: Mapeo de uniformidad de campo magnético en corte transversal de dispositivo: a) Bobina cilíndrica, b) Bobina cilíndrica con tapa a un extremo, c) Diseño final, bobina con dos tapas en sus extremos.

Por último, dado que para que la polarización por MEOP se lleve a cabo es necesario introducir un haz (láser) desde el exterior del dispositivo, se verificó la distancia entre las dos espiras verticales menos próximas sobre la pared de la bobina para asegurarse que podía existir una ventana para el láser de las dimensiones requeridas (ver Figura 5.12). Puede observarse que la distancia existente es suficiente para colocar una ventana de entrada del láser.

A partir de los campos magnéticos obtenidos, es posible conocer el volumen útil dentro del dispositivo dado que la uniformidad de campo magnético dentro de él sea óptima. Este análisis se presenta a continuación.

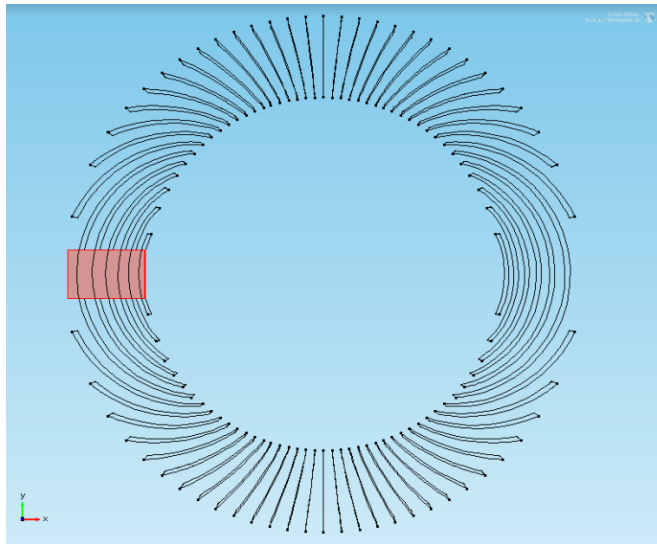


Figura 5.12: Corte transversal de la bobina en el plano XY. Sección destinada a ventana para permitir la entrada del láser para el proceso de polarización al dispositivo (Ventana en rojo).

5.4. Gradientes de campo resultantes

Una vez finalizado el diseño del dispositivo atendiendo los factores de dimensión, localidad, magnitud y uniformidad de campo, es preciso revisar que una última condición se satisfaga, los requerimientos de gradiente de campo magnético. Para ello, como en el caso de los cálculos de campo magnético, es necesario definir la función a evaluar en el *Software*. En este caso nos interesa saber como cambia el campo magnético en cada posición, es decir, $\Delta B/\Delta r$ [G/cm]. Ya que se tiene la solución de campo magnético en cada punto del dispositivo, basta con evaluar el campo magnético escalar en la expresión del gradiente ∇B .

La primera condición para un tiempo de relajación de la polarización $T_1 = 1000$ s es un valor de gradiente máximo de 0.0854 % /cm. Esto equivale, considerando el campo máximo producido por el dispositivo de 5 G, a 0.00427 G/cm. Conocido este valor, se evaluó el gradiente dentro de la bobina dada la condición: $\Delta B_{T_1}/\Delta r < 0.00427$ G/cm. EL volumen dentro del dispositivo válido para esta condición puede visualizarse en la Figura 5.13.

En la Figura 5.14, de las distintas vistas del volumen óptimo que asemeja un cilindro de base elíptica, se aproximó un volumen útil de 34,325.25 cm³.

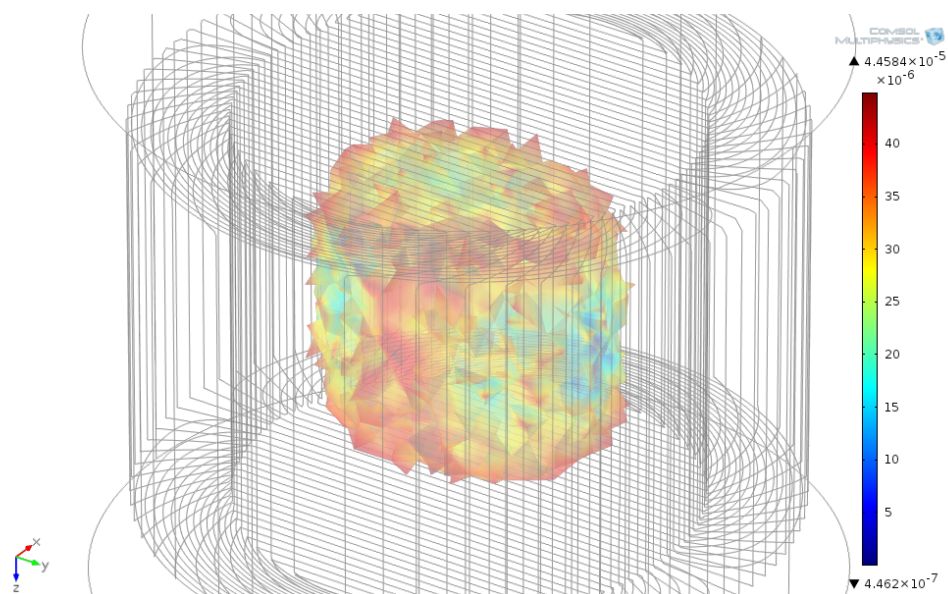


Figura 5.13: Volumen óptimo que satisface la condición $\Delta B_{T_1}/\Delta r$ [G/cm] < 0.00427 G/cm para $T_1 = 1000$ s dentro del dispositivo.

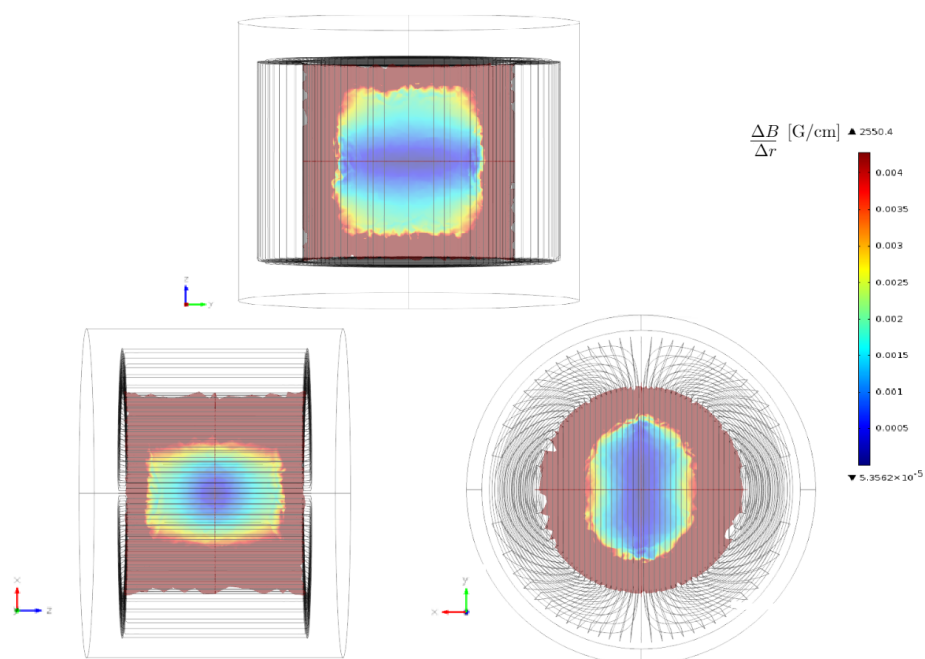


Figura 5.14: Mapeo de gradiente de campo magnético en el interior del dispositivo mostrando regiones válidas para la condición a $T_1 = 1000$ s.

5. DISPOSITIVO ELECTROMAGNÉTICO PARA EL SISTEMA MEOP Y EL TRANSPORTE DE ESPÍN DEL ^3He POLARIZADO

Análogamente, para un tiempo $T_2 = 10,000$ s la condición del gradiente máximo deber ser de 0.027% /cm. Esto corresponde a un valor de 0.00135 G/cm.

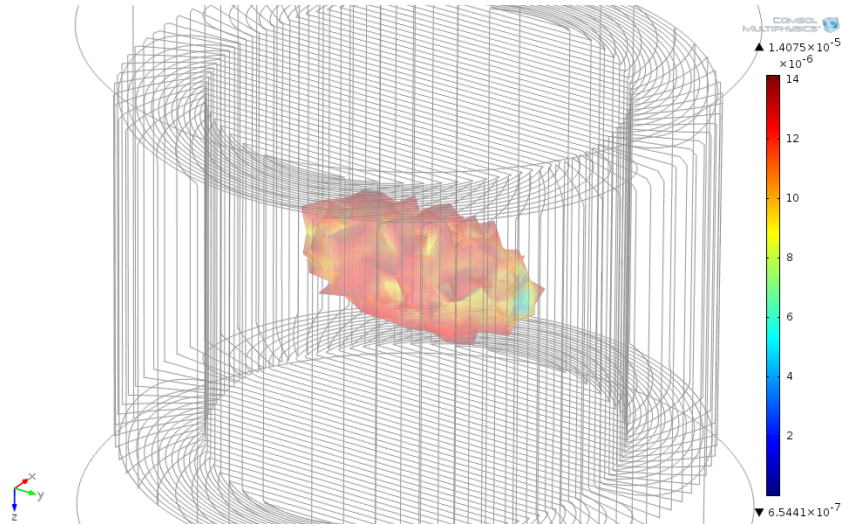


Figura 5.15: Volumen óptimo que satisface la condición $\Delta B_{T_2}/\Delta r$ [G/cm] < 0.00135 G/cm para $T_2 = 10,000$ s dentro del dispositivo.

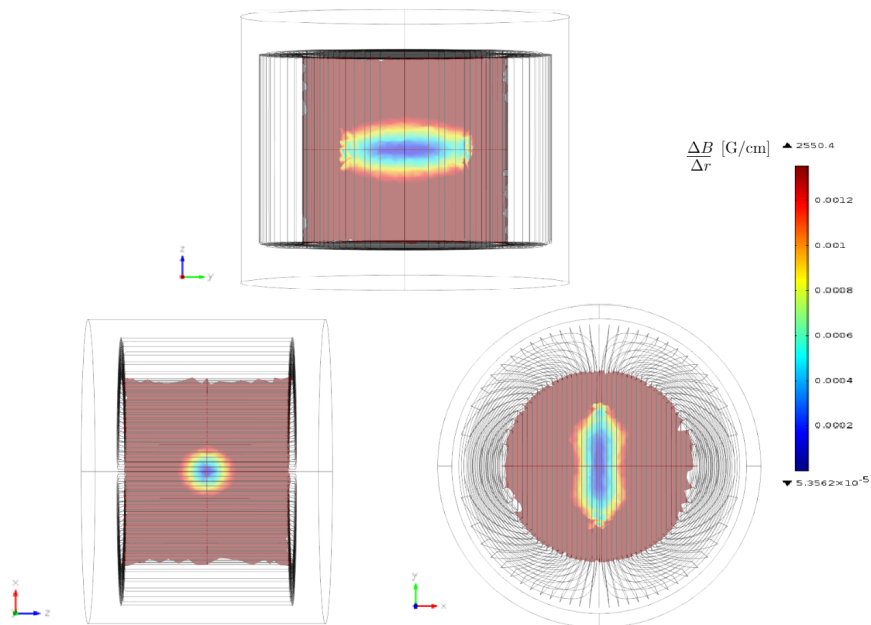


Figura 5.16: Mapeo de gradiente de campo magnético en el interior del dispositivo mostrando regiones válidas para la condición a $T_2 = 10,000$ s.

Por lo tanto, la condición es: $\Delta B_{T_2}/\Delta r < 0.00135$ G/cm. El volumen correspondiente a esta condición de gradiente se muestra en la Figura 5.15. Nuevamente, analizando el mismo desde tres planos diferentes puede observarse que su forma es elipsoidal (ver Figura 5.16); la aproximación del volumen que la satisface es de $3,842.11$ cm^3 .

5.5. Análisis de volumen óptimo dentro del dispositivo

El conocimiento del volumen óptimo dentro del dispositivo y su localización son esenciales en el montaje experimental, pues de ello depende la colocación de la celda de polarización en su interior. En el modelo que se muestra en Figura 5.17 se puede observar el diseño final de la bobina instalado en el montaje experimental, cuyo diseño se realiza en paralelo al del dispositivo. Se observa con mayor detalle el sistema MEOP de polarización dentro del dispositivo en la Figura 5.18 contemplando la ventana de entrada de láser.

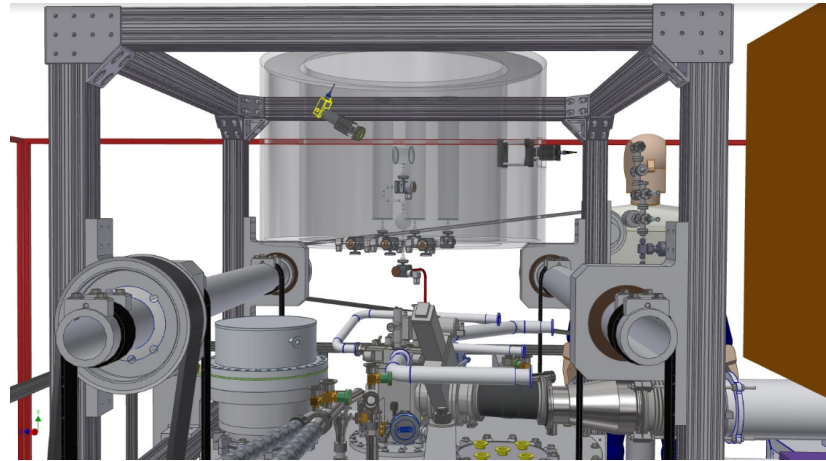


Figura 5.17: Modelo del sistema experimental incluyendo el dispositivo electromagnético para el sistema MEOP, diseño por Larry Bartoszek.

Así mismo en la Figura 5.18, se visualizan los distintos elementos del sistema MEOP; de mayor tamaño son los tres cilindros contenedores de ^3He con las respectivas válvulas de salida y tubería de transporte. Justo frente a ellos, al centro del volumen, se observa la celda de polarización de apenas una fracción del volumen al interior del dispositivo. Ya que el proceso de polarización se lleva a cabo en esta celda, es el único elemento dentro del dispositivo que depende del campo magnético, por lo que en ambos casos analizados en esta sección, los volúmenes óptimos obtenidos son de utilidad para colocar la celda de polarización en su interior.

Recapitulando sobre las componentes del campo magnético de los distintos elementos del dispositivo en las direcciones \hat{y} y \hat{z} , podemos notar que además de permanecer

5. DISPOSITIVO ELECTROMAGNÉTICO PARA EL SISTEMA MEOP Y EL TRANSPORTE DE ESPÍN DEL ^3He POLARIZADO

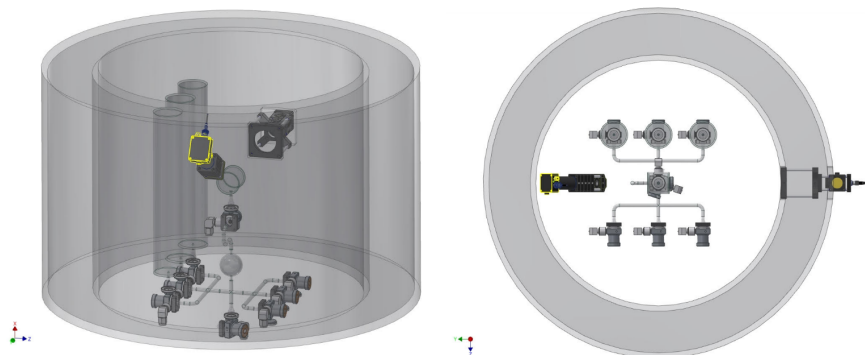


Figura 5.18: Sistema MEOP dentro del dispositivo electromagnético. Celda de polarización al centro del volumen, diseño por Larry Bartoszek.

localizadas estas componentes en el volumen total considerado disponible y, considerando además los volúmenes útiles obtenidos y su localización en el interior de la bobina principal, siendo el área de estos menor al radio interior de la misma, se puede afirmar que dichas componentes no interfieren en el proceso físico a sustentar por lo cual se consideran irrelevantes.

Por otro lado, en cuanto al transporte de espín del ^3He , el campo magnético en dirección \hat{x} actúa como un *guiding field*, pues permite la permanencia de la orientación de espín de los átomos de ^3He polarizados debido a que, en principio, al colocar un dipolo magnético (en este caso los átomos) en presencia de un campo B , experimenta una torca $\tau = \mu \times B$, que tiende a alinearlo con el campo magnético, donde el momento dipolar magnético μ está definido por el espín de los átomos y su razón giromagnética, *i.e.*, $\mu = \gamma S$. Una vez que los átomos son polarizados dentro de la celda, mecánicamente se permite su bajada por acción gravitatoria hacia el criostato debajo del dispositivo electromagnético, en el cual serán depositados para su uso como co-magnetómetros. El campo magnético producido por el dispositivo permite que el trayecto de los átomos llevado a cabo dentro de las dimensiones del mismo satisfaga este comportamiento. El transporte de espín que se lleva a cabo en el trayecto que recorren los átomos hacia el criostato una vez que rebasan los límites del dispositivo es una cuestión que continúa en diseño por parte de la colaboración nEDM@SNS.

A pesar de que a partir del análisis anterior el diseño del dispositivo final satisface las condiciones requeridas por el experimento, la construcción del dispositivo electromagnético será realizada en el futuro, por encontrarse actualmente el trabajo de colaboración en fase de diseño experimental, en la cual otros requerimientos pudiesen surgir necesarios.

La estructura de la bobina, que será fabricada de acrílico, provee la facilidad de utilizar este material para adaptar el soporte del dispositivo. Es así que para su inserción en el sistema experimental se contempla realizar 4 agujeros aprovechando la separación entre las espiras de la bobina e insertar en ellos varillas de soporte. A su vez, para

facilitar el acceso al sistema MEOP, tanto la bobina como el sistema se colocan en una base móvil mediante rieles desmontables que permiten introducir y extraer ambos elementos al montaje principal del experimento (ver Figura 5.19).

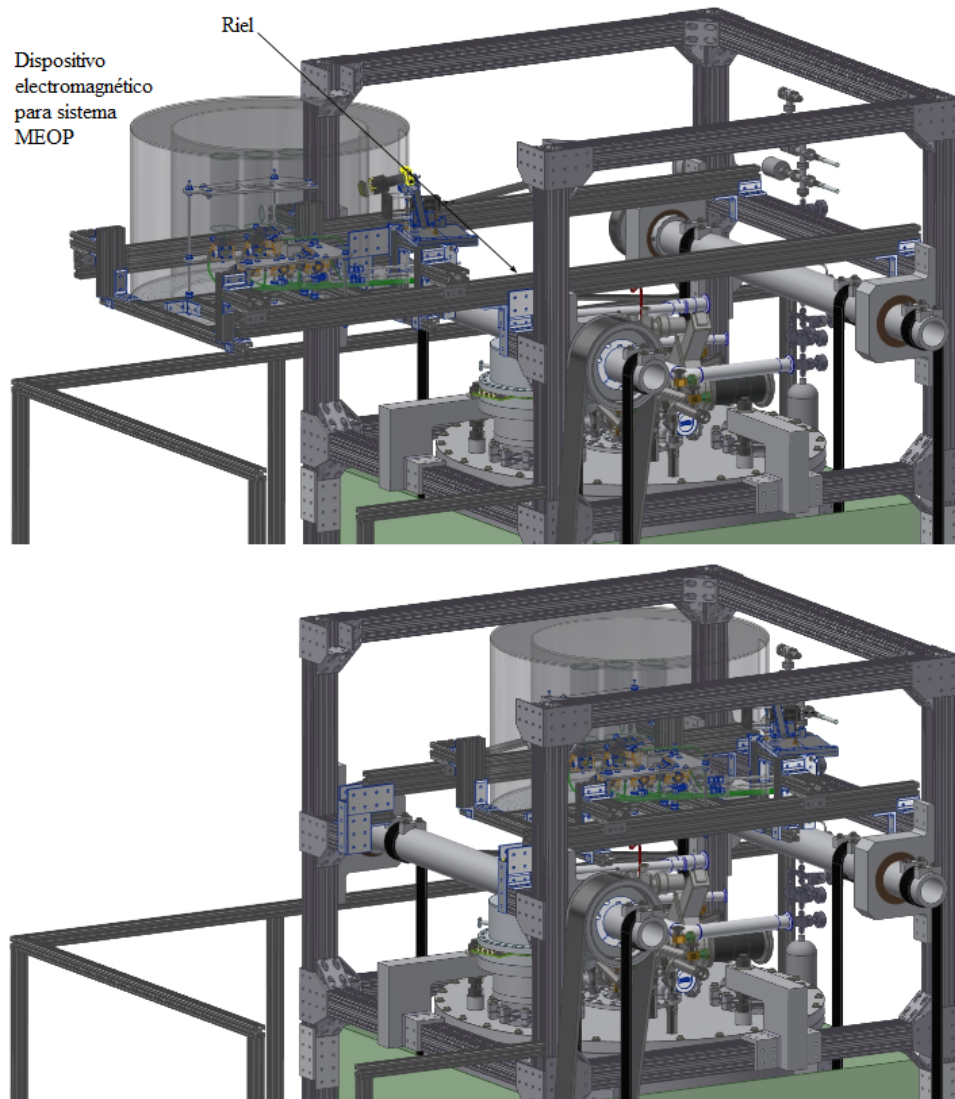


Figura 5.19: Arriba: riel desmontable de acceso a MEOP. Abajo, posición establecida del dispositivo, diseño por Larry Bartoszek.

Conclusiones

En este trabajo se aborda un esfuerzo internacional para estudiar el momento dipolar eléctrico del neutrón (nEDM), cuya importancia radica no solo en que su existencia permitiría obtener evidencia de la violación de simetrías discretas en la física de interacciones fuertes, como CP, ayudando así a dilucidar el problema CP fuerte de la Cromodinámica Cuántica, además de también contribuir a esclarecer el enigma de la asimetría materia-antimateria cuyo origen en la cosmología no tiene aún una explicación contundente y que, criterios como los propuestos por Andrei Sakharov, consideran necesaria para su resolución.

El objetivo del experimento del cual el presente trabajo forma parte es medir el nEDM a un nivel de $d_n \sim 10^{-28}$ e·cm, cercano al límite cosmológico y a partir de cuyo valor sería factible comenzar a obtener conclusiones. En este trabajo se revisó la propuesta de experimentos por parte de la colaboración *neutron Electric Dipole Moment* (nEDM) en la Spallation Neutron Source y aquellos que se llevarán a cabo como parte de los estudios sistemáticos y operacionales del mismo en el reactor PULSTAR en NCSU, los cuales pretenden alcanzar esta mejora en los ordenes de magnitud del valor medido.

Se diseñó utilizando el *software* COMSOL Multiphysics un dispositivo electromagnético que formará parte del sistema experimental de estudios sistemáticos y operacionales en el reactor PULSTAR, donde formará parte de la sección de servicios para ^3He , pues su función es la de proporcionar un campo magnético uniforme que permita la polarización de ^3He por MEOP (*Metastability Exchange Optical Pumping*) en su interior y sustente el transporte de espín de dicho ^3He polarizado para posteriormente ser utilizado como co-magnetómetro en el experimento, requerimiento esencial en el método de medición de frecuencia de precesión del espín del neutrón inmerso en un campo magnético y eléctrico, pues permite realizar las correcciones necesarias a estas medidas eliminando así errores ocasionados por presencia de campos magnéticos espurios.

En el diseño del dispositivo electromagnético se empleó una técnica novedosa que hace uso de los contornos equivalentes a las superficies equipotenciales del campo magnético requerido como rutas de embobinado. Así, el dispositivo final está formado por una bobina principal cilíndrica hueca de altura 50 cm, radio exterior 40 cm y

6. CONCLUSIONES

radio interior 28 cm, con dos tapas circulares de espiras de corriente en cada uno de sus extremos con la misma área de base de la bobina principal. Estos tres elementos en conjunto sustentan en su interior un campo magnético uniforme de magnitud de 5G en la dirección \hat{x} , manteniendo las líneas de campo magnético localizadas en el volumen de la bobina principal para evitar su interferencia con dispositivos aledaños en el sistema experimental. El campo magnético uniforme producido por el dispositivo permite la polarización por MEOP de ^3He , pues su intensidad es tal que no interfiere con la estructura hiperfina de este elemento y a su vez es suficiente para únicamente transportar el espín del mismo de tal forma que mantenga su polarización. Así mismo, la configuración de las espiras que forman parte de la bobina principal permite hacer una ventana de entrada para el láser a utilizar en el método de polarización.

Además de lograr satisfacer las condiciones de campo magnético necesarias, así como los requerimientos geométricos del dispositivo, a partir del estudio de los gradientes de campo magnético para dos distintos tiempos de relajación de la polarización del ^3He se logró obtener: Para un tiempo de relajación $T_1 = 1000$ s, el volumen útil cuyo gradiente satisface la condición $\Delta B_{T_1}/\Delta r < 0.00427$ G/cm obtenido es de $34,325.25$ cm³. Para un tiempo de relajación de $T_2 = 10,000$ s, el volumen útil cuyo gradiente satisface la condición $\Delta B_{T_2}/\Delta r < 0.00135$ G/cm obtenido es de $3,842.11$ cm³.

Ya que el elemento del sistema MEOP de polarización que depende directamente del campo es precisamente la celda de polarización, cuyo volumen es mucho menor a ambos volúmenes obtenidos y cuya geometría permite su colocación dentro de los mismos, se concluye que el diseño del dispositivo electromagnético satisface los requerimientos para formar parte del sistema experimental mencionado y es apto para sustentar la polarización por MEOP de ^3He y su uniformidad permite el transporte de espín del mismo para usarse posteriormente como comagnetómetro en la búsqueda de una cota superior para el valor del momento dipolar eléctrico del neutrón. Finalmente, se propone para la construcción del dispositivo electromagnético una base de acrílico para el cuerpo de la bobina y cable de aluminio para las espiras. La futura construcción se llevará a cabo en tanto termine la fase de diseño del sistema experimental general.

Bibliografía

- [1] Baker, C. A. e. a. (2006). Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron. *Physical Review Letters*, 97:1–4. [6](#)
- [2] Barrón-Palos, L., e. a. (2017). Magnetic field devices for neutron spin transport and manipulation in precise neutron spin rotation measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, pages 127–133. [3](#), [47](#)
- [3] Barrón-Palos, L. (2018). Búsqueda de violaciones a la simetría de inversión temporal utilizando neutrones de baja energía. [26](#)
- [4] Cline, J. (2005). El origen de la materia. aún no sabemos por qué la materia dominó a la antimateria en la formación del universo. recuperado de <https://francis.naukas.com/2010/07/04/la-asimetria-entre-materia-y-antimateria/>. *Investigación y Ciencia*, pages 49–57. [2](#)
- [5] Cline, J. (2006). Baryogenesis. recuperado de <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0609145.pdf>. pages 1–64. [2](#), [19](#), [20](#), [21](#)
- [6] Collier, G. (2011). Metastability Exchange Optical Pumping (MEOP) of ^3He in situ (PhD thesis). Recuperado de [//web.mit.edu/cepstein/Public/PhDthesiscor.pdf](http://web.mit.edu/cepstein/Public/PhDthesiscor.pdf). [xvii](#), [42](#), [43](#)
- [7] Committee, N. S. A. (2015). The 2015 LONG RANGE PLAN for NUCLEAR SCIENCE. *Reaching for the Horizon*, pages 1–160. [2](#), [11](#), [47](#)
- [8] COMSOL, I. (2019). COMSOL Multiphysics Modeling Software. [47](#)
- [9] Crawford, C. (2019). An intuitive and practical interpretation of the magnetic scalar potential. Unpublished. [3](#), [47](#)
- [10] Dine, M. (2000). Tasi lectures on the strong cp problem. Recuperado de <https://cds.cern.ch/record/478842/files/0011376.pdf>. pages 1–25. [17](#), [19](#)
- [11] Gibson, W. M. and Pollard, B. R. (1976). *Symmetry Principles in Elementary Particle Physics*. Cambridge University Press, Cambridge. [xvii](#), [7](#), [9](#), [10](#), [12](#), [13](#), [14](#), [15](#), [16](#), [17](#)

BIBLIOGRAFÍA

- [12] Golub, B. and Lamoreaux, S. (1994). Neutron Electric-Dipole Moment, Ultracold Neutrons and Polarized ^3He . *Physics reports*, 237:1–62. [6](#), [13](#), [25](#), [26](#), [41](#)
- [13] Golub, B. and Lamoreaux, S. (2009). Experimental searches for the neutron electric dipole moment. *Journal Physics G: Nuclear Particle Physics*, 36:1–37. [xvii](#), [6](#), [22](#), [23](#)
- [14] Greiner, W. (1994). *Quantum Mechanics: Symmetries*. Springer, Berlin. [15](#), [16](#)
- [15] Korobkina, E., Wehring, B., Hawari, A., Young, A., Huffman, P., Golub, R., and Xu, Y. (2005). Design and applications of an ultra cold neutron source at the nc state university pulstar reactor. *Transactions of the American Nuclear Society*, 93:864–865. [xvii](#), [39](#), [40](#)
- [16] Lamoreaux, S. K., . G. R. (2005). Detailed discussion of a linear electric field frequency shift induced in confined gases by a magnetic field gradient: Implications for neutron electric-dipole-moment experiments. *Physical Review A*, 71(3):1–10. [22](#), [30](#)
- [17] Leung, K. e. a. (2019). The neutron electric dipole moment experiment at the Spallation Neutron Source. Recuperado de <https://arxiv.org/pdf/1903.02700.pdf>. [xvii](#), [22](#), [28](#), [29](#), [30](#), [31](#), [32](#)
- [18] NRP, N. S. (2019). PULSTAR Reactor. Recuperado de <https://www.ne.ncsu.edu/nrp/about/pulstar-reactor/>. *Physical Review A*. [xvii](#), [xvii](#), [36](#), [37](#), [38](#), [39](#)
- [19] Passell, L., . S. R. I. (1966). Measurement of the Spin Dependence of the $\text{He}^3(n, p)\text{T}$ Reaction and of the Nuclear Susceptibility of Adsorbed He^3 . *Physical Review*, 150(1):146–151. [28](#)
- [20] Stajner, S. (2011). SEMINAR: Neutron electric dipole moment. Recuperado de http://mafija.fmf.uni-lj.si/seminar/files/2010_2011/nEDM5Bver35D.pdf. [xxi](#), [9](#), [10](#), [16](#)
- [21] Takeyasu, M. I. and the nEdm Collaboration (2007). Plans for a Neutron EDM Experiment at SNS . *Journal of Physics: Conference Series*, 69. [33](#)
- [22] Tsentalovich, E. P. (2014). The nEDM experiment at the SNS. *Physics of Particles and Nuclei*, 45(1):249–250. [27](#)
- [University] University, E. Symmetries in Particle Physics. Recuperado de <https://www2.ph.ed.ac.uk/~vjm/Lectures/SHParticlePhysics2012files/PPNotes4.pdf>. [xvii](#), [7](#)