



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Diseño y Construcción de un Inversor de
Espín Adiabático para Neutrones Lentos

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
FÍSICO

PRESENTA:
DANIEL JOSÉ MARÍN LÁMBARRI

DIRECTOR DE TESIS:
DRA. LIBERTAD BARRÓN PALOS

2010



*Facultad
de
Ciencias*



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.

Hoja de datos del jurado

1. Datos del Alumno Marín Lámbarri Daniel José 59744967 Universidad Nacional Autónoma de México Facultad de Ciencias Física 300583384
2. Datos del tutor Dra. Libertad Barrón Palos
3. Datos del sinodal 1 Dr. Alejandro Frank Hoefflich
4. Datos del sinodal 2 Dr. Efraín Rafael Chávez Lomelí
5. Datos del sinodal 3 Dr. Roelof Bijker Bijker
6. Datos del sinodal 4 Dr. Armando Varela González
7. Datos del trabajo escrito Diseño y construcción de un inversor de espín adiabático para neutrones lentos 102 p 2010

Las condiciones del pájaro solitario son cinco. La primera, que se va a lo más alto; la segunda, que no sufre compañía aunque sea de su naturaleza; la tercera, que pone el pico al aire; la cuarta, que no tiene determinado color; la quinta, que canta suavemente.

San Juan de la Cruz

Agradecimientos

A mi madre, Araceli, quien dió pie al primer surco en mi vida. Entera persona que jamás ha dudado en apoyarme y brindarme las herramientas necesarias para fluir. Por su inefable amor. Por enseñarme a vivir sonriendo.

A mi abue Bibi, gran ser que comparte sus experiencias, por estar al pendiente de mí, por enseñarme sus valores, por alimentarme con su sabiduría.

A mis tíos, Pepe y Manola, por su apoyo, su presencia en mi vida ha sido muy importante.

A mi prismátika Chris, por su gran compañía en las mañanas. A Joxe, por crecer conmigo y compartir vivencias. Les agradezco su cariño.

A mi papá, por animarme y responderme. A Daniela, Jazmín y Daniel por su felicidad. A toda mi familia.

A César, mi karnalito, por su compañía y todos los momentos que pasamos juntos, las risas, los sustos, reflexiones.

Haces que los colores iluminen mi mundo, le das olor a la tierra, le das sentido a la hoja que cae, el sol brilla por tu culpa, las olas se manifiestan y el sonido te trata de alcanzar, por tí veo el viento acariciar las espigas. Gracias Penélope, por compartir este viaje lleno de vida, amor, asombro... por ser mi complemento.

A Libertad, mi tutora, que me ha aguantado. Reconozco tu fortaleza y tomo nota. Me enseñaste que las cosas se logran cuando existe dedicación. Porque te la pasas emanando alegría.

A Efraín, mi tutor, por enseñarme más allá sobre física. Por preocuparse de su grupo, del mundo, por su gran amistad. Gracias por permitirme trabajar en el lab.

A mis amigos, Fily, Niko, Bo, Deivid, Toño, Jero, Rocha, Chinos, Mosko, Chileno, Frank, Kiela, Nacho, Rulo "dut", Xox, Arkade, M, Ed, Fil, Maria del River, Patita, Fabou, Jota Erre, Ireniux, Monita, el Tona, Tere, Monika,

VIII

Lore, la Guera, Lilix, Wako, Vans, Zaira, Yael, Poncho, Lik, Celiux, Sam, Tats, Ace Ventura...y los que me faltan seguro se encuentran en algún lugar de mi cabeza.

A la Dra. Maria Esther Ortíz le agradezco todo el apoyo que me ha brindado. Por demostrar su compromiso con la ciencia.

Agradezco al Físico Arcadio Huerta por la ayuda que me brindó en el laboratorio.

Armando Varela, por sus charlas, su disposición y por formar parte de este gran equipo.

A los ININitas Poli, Ghiraldo, Eliud. Por hacer tan amenas las visitas al acelerador.

A mis sinodales Alejandro Frank y Roelof Bijker por aceptar leer mi trabajo.

A Maru y a Tere, por ayudarme en tanto papeleo.

Un agradecimiento especial a la vida, a la naturaleza, al universo.

El Enigma

El gran mago planteó esta cuestión:

-¿Cuál es, de todas las cosas del mundo, la más larga y la más corta, la más rápida y la más lenta, la más divisible y la más extensa, la más abandonada y la más añorada, sin la cual nada se puede hacer, devora todo lo que es pequeño y vivifica todo lo que es grande?

Le tocaba hablar a Itobad. Contestó que un hombre como él no entendía nada de enigmas y que era suficiente con haber vencido a golpe de lanza. Unos dijeron que la solución del enigma era la fortuna, otros la tierra, otros la luz. Zadig consideró que era el tiempo.

-Nada es más largo, agregó, ya que es la medida de la eternidad; nada es más breve ya que nunca alcanza para dar fin a nuestros proyectos; nada es más lento para el que espera; nada es más rápido para el que goza. Se extiende hasta el infinito, y hasta lo infinito se subdivide; todos los hombres le descuidan y lamentan su pérdida; nada se hace sin él; hace olvidar todo lo que es indigno de la posteridad, e inmortaliza las grandes cosas.

Voltaire

Índice

1. Introducción	1
2. El Neutrón	3
2.1. Propiedades del Neutrón	4
2.2. Números Bariónico y Leptónico	4
2.3. Fuentes de Neutrones	5
2.3.1. Fuentes Radiactivas	5
2.3.2. Fotoneutrones	6
2.3.3. Fuentes de Partículas Cargadas	7
2.3.4. Reactores	7
2.3.5. Fuentes de Espalación	10
2.4. Clasificación de Neutrones de Acuerdo a su Energía	13
2.5. Interacción de los Neutrones con la Materia	15
2.5.1. Detección de Neutrones Lentos	15
2.6. Selectores de Velocidad	18
2.7. El Espín	20
2.8. Interacción de los Neutrones con Campos Magnéticos	21
2.9. Polarización de Neutrones	23
2.9.1. Filtros de Espín de ^3He	24
2.9.2. Súper Espejos	27
3. Experimento <i>abBA</i>	29
3.1. Metodología del Experimento	31
3.2. Avances del Experimento <i>abBA</i>	35
3.2.1. Detectores De Silicio	35
3.2.2. Polarimetría de Precisión de Neutrones	36
4. Modelo del Inversor de Espín Adiabático con Campos Modulados Estáticos y Variables	39
5. Desarrollo del Inversor de Espín Adiabático	45
5.1. Campo Magnético Estático	45
5.2. Campo Variable con el Tiempo	48
5.3. Programa en ROOT	51
5.4. Material	53
5.5. Trabajo en el Taller	54
5.5.1. Lata, Capuchón, Tapas, Membranas, Carrete.	54
5.6. Embobinado	57

5.6.1. Bobinas Cuadradas	57
5.6.2. Solenoide	59
5.7. Determinación de la Inductancia, Capacitancia y Frecuencia del Inversor de Espín	60
5.8. Mapeo de los Campos	63
5.9. Prueba del Funcionamiento del Inversor de Espín en LANL . .	67
6. Conclusiones	75
A. Tablas de Datos	77
B. Carta de W. Pauli sobre el neutrino	81
C. Programa ROOT	83
Referencias.	87

1 Introducción

La humanidad se caracteriza por estar en constante cambio, el cual se debe básicamente a que estamos hechos de ideas, que las ponemos a prueba, o simplemente las hacemos a un lado (sin olvidarlas), teniendo en mente que en cualquier momento pueden servir, aunque sea para alertarnos. Así es el desarrollo de la ciencia; un gran conjunto de ideas que emanan, que gritan, que piden ser probadas y otras esperando su turno para presentarse en el inmenso espectáculo. Lo más impresionante es que la ciencia se hace uno con la humanidad y viceversa.

Este trabajo se desarrolla en el área de física básica de neutrones, en particular trata sobre la manipulación de neutrones lentos mediante campos magnéticos, una herramienta esencial en el desarrollo de experimentos que buscan responder cuestiones fundamentales de la física nuclear, de partículas, astrofísica, por nombrar algunas.

Los inversores de espín de neutrones son ya habituales en experimentos con neutrones, en particular con neutrones lentos. Hay un gran número de experimentos con neutrones, en las áreas ya mencionadas, en los que la dirección del espín del neutrón es una variable fundamental. En la actualidad existen varias técnicas para polarizar haces de neutrones, mismas que arrojan información, en algunos casos con mucha precisión, sobre el valor de la polarización. Los experimentos con neutrones polarizados a menudo buscan medir observables sumamente pequeñas, lo que impone un verdadero reto pues precisiones extraordinarias son necesarias para que las medidas sean significativas. Cuando se determina alguna observable con respecto a la dirección del espín de los neutrones, es importante controlar al máximo los efectos sistemáticos que pueden presentarse debido a imperfecciones en el aparato experimental, que por pequeñas e imperceptibles que sean, pueden producir efectos mayores que los que se buscan medir, impidiendo que se alcance la precisión deseada. Por esta razón es elemental llevar a cabo las medidas cambiando de vez en vez la dirección del espín del neutrón respecto a la cual se realizan las mediciones. El trabajo de cambiar la dirección de

polarización de los neutrones lo hace el inversor de espín.

En algunos experimentos la precisión con la que se conoce la dirección de polarización del neutrón no es tan crítica como para otros. Hay experimentos que utilizan un tipo de inversor de espín que se conoce también como “rotador de espín” [1], cuya eficiencia es alta, pero no del 100 %. Sin embargo otros experimentos, donde las variables a determinar dependen directamente de la polarización de los neutrones requieren no sólo una gran precisión en la determinación de la polarización (10^{-3}), sino inversores de espín 100 % eficientes, tales como los denominados “adiabáticos” que son capaces de invertir el espín de un haz de neutrones con 100 % de eficiencia. El presente trabajo trata sobre el diseño y la construcción de un inversor como estos últimos. Aunque ya hay antecedentes de inversores de espín de este tipo [2–5], son pocos los que existen para neutrones lentos. El inversor de espín objeto del presente trabajo es un prototipo que se utilizará en el experimento *abBA* [6], este último busca mediante la determinación de los parámetros de correlación en el decaimiento- β de neutrones polarizados, establecer límites de validez para el modelo estándar y cotas para nuevas teorías.

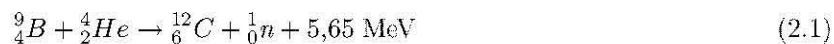
En el capítulo 2 se habla sobre la historia de la física de neutrones, con el fin de recordar cuán larga ha sido la carrera de la investigación de estas partículas. Se mencionan las propiedades básicas que tienen, sus características, cómo es posible obtenerlos, su clasificación, la interacción que tienen con la materia, además de la manera en la que pueden ser detectados de acuerdo a su energía. Se habla también de algunos dispositivos inmersos en experimentos de neutrones. Todo esto con el fin de explicar y más aún, entender cómo es que se llevó a cabo el presente trabajo. En el capítulo 3 se habla de la motivación para la construcción de este dispositivo y se describe el experimento del que forma parte.

Finalmente en los últimos capítulos se describe detalladamente la forma en la que se comenzó a trabajar para dar forma al inversor de espín, desde las necesidades del experimento *abBA* para el cual fue requerido, el proceso de toma de decisiones que se realizó, los materiales que se utilizaron, las dimensiones del dispositivo, la construcción de cada parte de éste, su ensamblaje hasta su caracterización, es decir, las magnitudes de los campos, la inductancia, la frecuencia, los valores de los componentes con los que funciona como el capacitor de alto voltaje, las fuentes de voltaje, etc. Además se describe la forma en la que se probó en un experimento de polarimetría de precisión en el Laboratorio Nacional de los Alamos, en E.U.A.

2 El Neutrón

La historia de la Física Nuclear tiene un amplio número de eventos importantes a lo largo de su desarrollo, el descubrimiento del Neutrón es un ejemplo.

Bothe y Becker observaron que ciertos elementos con masa atómica pequeña expuestos a partículas α emitían cierta radiación con alto índice de penetración en la materia, con lo que asumieron que se trataba de rayos γ de alta energía [7]. Mientras tanto I. Curie y F. Joliot llevaban a cabo una serie de experimentos similares en los que también bombardeaban berilio, con la diferencia de que la intensidad de su fuente de partículas α de Polonio (5.3 MeV) era mucho mayor, observaron también protones de retroceso, justificando el fenómeno como un efecto Compton. Chadwick midió las energías de retroceso de los protones y de diferentes núcleos eyectados al bombardear blancos delgados con la radiación emitida por el Berilio y concluyó que se trataba de partículas neutras que ocasionaban el retroceso de los protones que Curie veía en una cámara de niebla. Chadwick bombardeó con neutrones ciertos elementos y midió el alcance de las partículas de retroceso [8]; con esta información, y por medio de la ley de conservación de la energía, consiguió medir la masa de esta partícula cuyo valor se aproxima a la masa del protón [9].



Heisenberg inmediatamente sugirió que los neutrones y los protones son las partículas que constituyen el núcleo atómico [10].

De esta forma es como comenzó a formarse el conocimiento que ahora tenemos sobre la física de los neutrones.

Otro memorable acontecimiento fue la búsqueda desesperada de un remedio por W. Pauli en 1930 para compensar la aparente pérdida de energía y momento lineal en el proceso de la desintegración beta, sugiriendo la existencia de partículas neutras (más tarde llamadas neutrinos por Fermi), en el apéndice B se puede leer la carta original en alemán y una traducción en inglés. Cabe mencionar que Pauli no publicó su teoría hasta años más tarde,

en 1934 cuando Fermi ya había desarrollado una teoría del decaimiento- β que incluía al neutrino.

2.1. Propiedades del Neutrón

El neutrón es una partícula con carga eléctrica cero y que está compuesto de tres quarks, por lo que pertenece a la familia de los Bariones y tiene las siguientes características [11]:

- Masa $m_n = 1.0086649156 \pm 0.0000000006$ u
- Masa $m_n c^2 = 939.56536 \pm 0.00008$ MeV
- $m_n - m_p = 1.2933317 \pm 0.0000005$ MeV
- Vida Media $\tau = 885.7 \pm 0.8$ s
- $c\tau = 2.655 \times 10^8$ km
- Momento Magnético $\mu = -1.9130427 \pm 0.0000005 \mu_N$
 $\mu_N = 5.050\ 783\ 24(13) \times 10^{-27}$ JT-1 es el magnetón nuclear.

2.2. Números Bariónico y Leptónico

El neutrón no es una partícula elemental como los quarks (*up*, *down*, *charm*, *strange*, *top*, *bottom*) o los leptones (*electrón*, *muón*, *tau* y sus neutrinos), sino que está constituido por tres quarks y por lo tanto pertenece a la familia de los bariones. A los bariones se les asigna un número bariónico (número cuántico) que los caracteriza, $B = 1$ y $B = -1$, son los números bariónicos en donde el segundo se le asigna a las antipartículas. Al electrón y a su neutrino ν_e se les asigna el número leptónico $L_e = 1$, ya que pertenecen a la familia de los Leptones.

De forma semejante al muón μ , al tau τ y a sus neutrinos ν_μ y ν_τ , se les asignan números leptónicos $L_\mu = 1$ y $L_\tau = 1$ respectivamente, con número leptónico $L = -1$ para las antipartículas.

El significado de estos números es tal que en cualquier tipo de proceso, los valores de los números bariónicos y leptónicos B , L_e , L_μ y L_τ permanecen constantes.

Un claro ejemplo de la conservación de estos números cuánticos es el del decaimiento- β de los neutrones ($n^0 \rightarrow p + e^- + \nu_e$), en donde $B = 1$ y $L_e = 0$,

antes y después.

La aparente estabilidad del protón sugirió la existencia de una ley de conservación que impedía su decaimiento en mesones. Esa cantidad conservada lleva el nombre de número bariónico. Como veremos más adelante en este capítulo, el espín del neutrón, protón y electrón es de $\frac{1}{2}$, y si el decaimiento- β únicamente involucrara un neutrón seguido de un protón y un electrón entonces el espín (y el momento angular) no se conserva.

En 1930 Pauli propuso un remedio desesperado para estas contradicciones: si una partícula neutra (sin carga), muy pequeña tal que su masa es insignificante y de espín $\frac{1}{2}$ es emitida en el decaimiento- β junto con el electrón, entonces estas discrepancias no ocurrirían [12]. Esta partícula (posteriormente llamada neutrino por Fermi) debería de tener una energía igual a la diferencia entre la máxima energía cinética alcanzable por el electrón y la energía real del mismo. Así, el momento lineal de los neutrinos balancea tanto el momento del electrón como el de los núcleos de retroceso.

Posteriormente se encontró que es de hecho un antineutrino $\bar{\nu}$, el que se emite durante el decaimiento- β del neutrón.



2.3. Fuentes de Neutrones

2.3.1. Fuentes Radiactivas

La reacción nuclear que dió origen al descubrimiento del neutrón se utiliza como una fuente de neutrones de baja intensidad. Ésta consistía de una mezcla de radio y berilio, en donde el primero producía radiación α , dando lugar a la creación de los neutrones mediante la reacción (α, n),



Cuando el radio entra en equilibrio secular con los productos de decaimiento, se producirán neutrones extra de la reacción (γ, n)



Únicamente rayos gamma de energías alrededor de 1.67 MeV son aprovechados, puesto que 1.67 MeV corresponde a la energía de amarre del último neutrón en el ${}^9\text{Be}$. Se tienen rayos- γ con energías de 1.75, 1.82, 2.09 y 2.42

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

MeV presentes en la fuente de radio. El núcleo de ^8Be que se produce de la reacción (γ, n) es inestable y rápidamente decae en dos partículas α las cuales no tienen la suficiente energía para producir nuevos neutrones en la reacción.

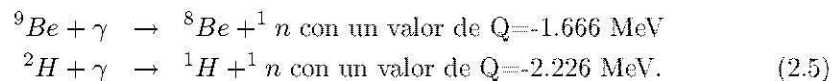
Esta fuente de neutrones es isotrópica, está acompañada de un fondo de radiación γ y es capaz de producir neutrones con un rango de energías que va de 0 a 13 MeV.

Las desventajas que tienen estos tipos de fuentes es que no son predecibles ni reproducibles, necesidades que en muchos experimentos juegan un papel elemental. Es posible tener fuentes similares con mezclas de otros elementos, ganando ventajas pero perdiendo otras.

2.3.2. Fotoneutrones

En este tipo de fuentes se utilizan radioisótopos que emiten radiación gamma que al interactuar con cierto tipo de materiales producen neutrones.

Las reacciones utilizadas son:



Para llevar a cabo este tipo de reacciones, los rayos gamma al menos deben de tener una energía igual al valor de Q , es decir, rayos γ de alta energía.

Sus ventajas son:

- Son reproducibles.
- Se obtienen neutrones monoenergéticos ya que es posible utilizar rayos γ de una sola energía.
- Es posible escoger la energía de los neutrones dependiendo de la magnitud de los rayos γ .
- Las fuentes monoenergéticas de rayos γ son comunes y fácil de obtener.

2.3.3. Fuentes de Partículas Cargadas

La invención de la máquina de Van de Graaff, el ciclotrón, el peletrón y otros aceleradores de partículas cargadas condujo rápidamente al desarrollo de nuevas fuentes de neutrones, basadas generalmente en las reacciones tipo (p,n) y (d,n) .

A continuación se enlista una serie de ventajas que los Aceleradores presentan sobre las fuentes radiactivas para producir neutrones:

- Una mayor intensidad en el flujo de neutrones.
- Un mayor control sobre la energía de las partículas cargadas con el cual es posible obtener una variedad de energías de neutrones; puede seleccionarse una energía específica, es decir, neutrones monoenergéticos.
- La posibilidad de obtener neutrones de altas energías utilizando reacciones exoenergéticas tipo (d,n) .
- El flujo de neutrones puede ser apagado o pulsado, lo cual es una gran ventaja para diversos experimentos.

2.3.4. Reactores

En estos dispositivos se llevan a cabo reacciones nucleares controladas y tienen diferentes tipos de aplicaciones que van desde la medicina, la industria, la generación de energía, además de su uso en la investigación. Los reactores nucleares son una fuente eficaz para producir neutrones en donde la fisión nuclear juega un papel muy importante, proceso que a continuación se explicará brevemente.

Muchos de los núcleos atómicos se encuentran unidos mediante una gran fuerza de amarre, lo que implica que se necesita una alta energía para poder fragmentarlos. Por otro lado los núcleos pesados pueden fragmentarse en un proceso en el que se liberan grandes cantidades de energía (fisión). El proceso fue descubierto en 1938, cuando Lise Meinter logró fisiónar ^{235}U , cuando un núcleo de este elemento absorbió un neutrón, dando origen a ^{236}U (cuya vida media es del orden de millones de años pero cuando se crea de esta forma se encuentra en un estado exitado que decae en en una fracción de segundo) fragmentándose rápidamente en dos núcleos distintos.

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

La fisión nuclear puede describirse con el modelo de la gota líquida del núcleo. Cuando una gota se encuentra en un estado excitado, ésta oscilará en diversas formas, como en la figura 2.1, en donde se puede observar que la gota cambia su forma esferoidal a esférica, nuevamente esferoidal y luego esférica, y así sucesivamente. La fuerza de restauración que sufre la superficie de la gota hará que retome su forma esférica, pero la inercia del movimiento de las moléculas ocasionará las deformaciones que se realizarán en la dirección opuesta al movimiento. De esta forma, los núcleos pueden describir un comportamiento semejante, presentando tensiones en la superficie, vibrando cuando se encuentren en un estado excitado, además de que presentarán perturbaciones ocasionadas por sus propios protones. Si el grado de distorsión es pequeño, entonces, la superficie se encontrará en un estado de vibración, que perderá su estado de excitación mediante el proceso de decaimiento- γ . Si el grado de distorsión es muy grande, entonces la tensión superficial no será capaz de volver a juntar los grupos de protones formados, dividiendo el núcleo en dos partes como lo muestra la figura 2.2.

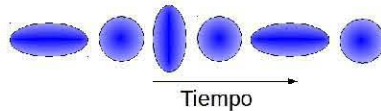


Figura 2.1: *Modos de oscilación de la gota líquida.*

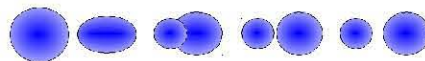


Figura 2.2: *División del núcleo en dos fragmentos de fisión distintos.*

A los nuevos núcleos resultantes de este proceso se les llama *Fragmentos de Fisión* y en la mayoría de los casos son de tamaños distintos, como en la gráfica de la figura 2.3.

Puesto que los núcleos pesados tienen una proporción neutrón/protón mayor que los más ligeros, para reducir el exceso, dos o tres neutrones son emitidos por los fragmentos tan rápido como son creados siguiendo el proceso de decaimiento- β , haciendo que la proporción neutrón/protón sea estable.

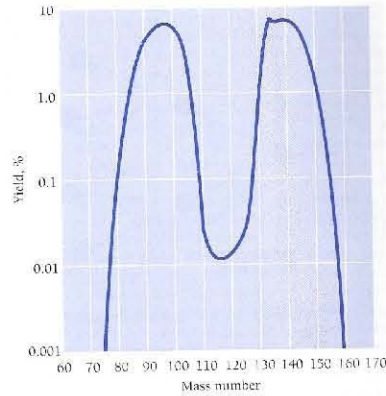
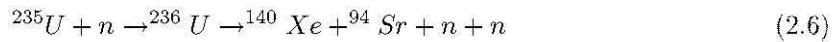


Figura 2.3: *Distribución de masas de los fragmentos de fisión de ^{235}U . Tomada de [13].*

A continuación se muestra una reacción típica de fisión, la cual es utilizada en los reactores para producir neutrones:



ésta reacción se ilustra en la figura 2.4.

Un núcleo pesado se fisionará cuando tenga una energía de excitación lo suficientemente grande (5 MeV) oscilando violentamente. El ^{235}U es un núcleo muy importante, pues puede dividirse por la absorción de un neutrón. Otro núcleo que resalta notablemente es el ^{238}U (que constituye el 99.3% del uranio natural, con el ^{235}U el restante) que necesita una mayor energía de excitación para fisionarse, así que la única forma para llevar a cabo la fisión de este núcleo es utilizando neutrones rápidos con energías mayores a 1 MeV, pero los neutrones producidos son lentos los cuales no provocan fisión por lo que no son capaces de sustentar reacciones consecutivas, resultando imprácticos. Entonces, durante un proceso de fisión para poder llevar a cabo una reacción en cadena es necesario que al menos un neutrón producido en la reacción sea capaz de fisionar otro núcleo. Si sólo un número pequeño de neutrones producen fisión, entonces la reacción será frenada; pero si un neutrón causa otra, entonces la energía será producida a un ritmo constante (que es el caso de un reactor nuclear); si la frecuencia de las fisiones se incrementa, entonces el ritmo de liberación de la energía será muy rápido dando

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

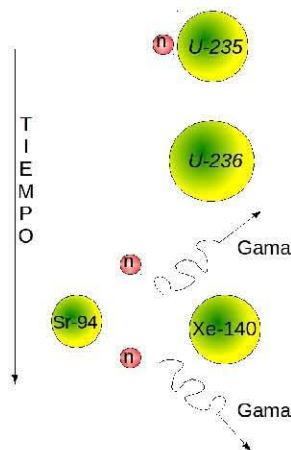


Figura 2.4: El ^{235}U absorbe un neutrón con lo que da lugar a un núcleo inestable de ^{236}U el cual decae en dos núcleos distintos (también inestables) y neutrones libres.

lugar a una explosión. Estas tres situaciones son llamadas subcrítica, crítica y supercrítica [13].

En un reactor la fisión puede ser controlada con la ayuda de moderadores de neutrones, los cuales se encargarán de reducir su energía cinética y así obtener neutrones térmicos que, debido a su menor energía, son más propensos a ser absorbidos por otros núcleos.

Cuando un reactor se encuentra trabajando, un fenómeno hermoso puede admirarse, la radiación Cherenkov (2.5).

2.3.5. Fuentes de Espalación

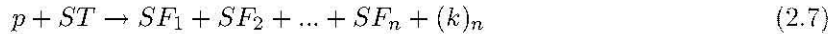
La palabra espalación viene del término en inglés *spallation*, que se utiliza para referirse a una reacción violenta en la cual un blanco es bombardeado por un proyectil y es fragmentado (roto) en el proceso. La partícula incidente, como un protón, es capaz de romper el núcleo que compone al blanco a través de una reacción nuclear inelástica, la cual dará como resultado la emisión de protones, neutrones, partículas- α y otros residuos tanto ligeros como pesados. En particular se producen varios neutrones por cada protón (partícula proyectil) que incide, dependiendo de la energía del haz incidente



Figura 2.5: Radiación Cherenkov producida durante el funcionamiento de un reactor nuclear. Tomada de [14]

y del material del blanco. Los neutrones que se producen en esta reacción posteriormente son utilizados en una gran variedad de experimentos y aplicaciones.

De forma general el proceso se lleva a cabo, utilizando protones como partículas incidentes, como se indica a continuación:



en donde ST (*spallation target*) es el blanco de espalación y SF_i (*spallation fragment*) representan los n fragmentos resultantes. En la figura 2.6 se ilustra el proceso.

El número k de neutrones que se producen en esta reacción depende directamente del tipo de blanco utilizado así como la energía de las partículas incidentes.

Los blancos comúnmente utilizados en este tipo de fuentes de neutrones tienen la característica de contar con un alto número atómico como la plata $Z = 47$, el tungsteno $Z = 74$, el mercurio $Z = 80$, el plomo $Z = 82$, el bismuto $Z = 83$ entre otros, en la figura 2.7 se muestra el blanco que se utiliza en el *Spallation Neutron Source*, Oak Ridge. Sin embargo, también es viable utilizar elementos ligeros como blanco, siempre y cuando la energía de las partículas incidentes sea la adecuada. [15].

Una gran ventaja de este tipo de fuentes es que es posible producir neutrones con un amplio espectro de energías que van desde unos cuantos eV

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

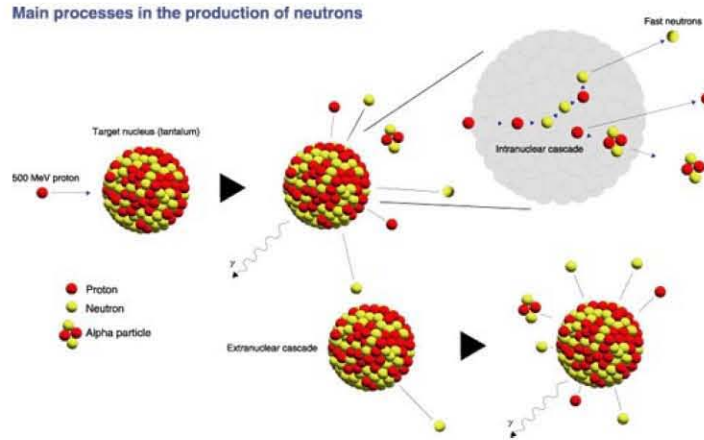


Figura 2.6: *Proceso de Espalación para producir neutrones. Tomada de [16].*



Figura 2.7: *En la forma rectangular que se encuentra al centro de la imagen está encerrado el blanco de mercurio, que es en donde toma lugar el proceso de espalación. Tomada de [17].*

hasta varios GeV, además se tiene la posibilidad de generarlos de forma continua o pulsada, en donde la segunda es de gran utilidad en ciertos experimentos y aplicaciones, pues es posible medir el tiempo de vuelo de los

neutrones (es decir, el tiempo en que tardan los neutrones en llegar al detector desde que son producidos) con el cual es posible determinar su energía o su velocidad.

2.4. Clasificación de Neutrones de Acuerdo a su Energía

Una posible clasificación de los neutrones dependiendo de su energía la podemos ver en la siguiente tabla:

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

Si observamos, los neutrones se clasifican por su energía cinética, por su velocidad y por su longitud de onda, pero también podemos asociarles una temperatura característica.

La ecuación que relaciona la temperatura de los neutrones con su energía es

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2} \frac{h^2}{m\lambda^2} = \frac{3}{2}k_B T \quad (2.8)$$

donde h es la constante de Planck y k_B es la constante de Boltzmann. Los neutrones que tienen una temperatura característica tal que coincide con la temperatura ambiente son llamados térmicos, de aquí el por qué de su nombre y por consiguiente el nombre de los Ultrafríos, Muy Fríos, Fríos etc, que se encuentran por debajo de esta temperatura. La temperatura de neutrones con energía de cientos MeV es equivalente a varios millones de grados Celsius.

Como las reacciones que se utilizan para producir neutrones, mencionadas en la sección anterior, se llevan a cabo a energías altas o por lo menos superiores a la energía de amarre del neutrón en el núcleo, los neutrones son

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

liberados con energías del orden de MeV por lo menos, y mucho mayores en las fuentes de espalación, donde la energía de la reacción es bastante grande. Para contar con neutrones de bajas energías, como las descritas en la tabla anterior, es necesario moderarlos haciendolos pasar por ciertos materiales en los cuales la energía se va perdiendo mediante las colisiones entre los neutrones y los átomos del material.

Debido a que los neutrones son de menor tamaño que la mayoría de los núcleos, sólo ciertos materiales sirven para moderarlos; en particular los más eficientes son aquellos que tienen un número atómico pequeño y con los que la interacción elástica es la que más se hará presente, evitando así la absorción de los neutrones. Ejemplos de estos materiales son aquellos que poseen un alto porcentaje de hidrógeno [18]. La energía del neutrón en una colisión se ve reducida en un factor $e^{-\xi}$, es decir

$$E = E_I e^{-\xi} \quad (2.9)$$

donde E_I es la energía inicial del neutrón y ξ es la reducción logarítmica media de energía del neutrón dada por

$$\xi = \ln \frac{E_I}{E} = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \left(\frac{A-1}{A+1} \right), \quad (2.10)$$

que es posible aproximar a

$$\xi \simeq \frac{2}{A+1}. \quad (2.11)$$

Después de un número η de colisiones, la energía del neutrón se verá reducida en un factor $e^{-\eta\xi}$ o dicho de otra manera, el número de colisiones η con el moderador para poder llevar la energía de un neutrón de E_I a una energía dada E_F es:

$$\eta = \frac{1}{\xi} (\ln E_I - \ln E_F) \quad (2.12)$$

Una vez que los neutrones han sido moderados pero no absorbidos por el medio, tienen una distribución característica. Después de varios impactos, la velocidad de los neutrones es comparable con la velocidad de los núcleos del moderador, la cual está dada por su movimiento térmico [19]; por lo que también se le conoce como termalización. Cuando ya se encuentran en equilibrio térmico a una temperatura, las velocidades (energías) de los neutrones siguen una distribución tipo Maxwell-Boltzman que se ve modificada únicamente por la dependencia de la sección eficaz que cada material tiene.

2.5. Interacción de los Neutrones con la Materia

Los neutrones son partículas sin carga por lo que no interactúan de la misma forma con la materia como lo hacen los electrones y las demás partículas cargadas, es decir, los neutrones no interactúan mediante la fuerza coulombiana. Son capaces de atravesar varios centímetros de materia sin tener algún tipo de interacción, lo que los hace prácticamente invisibles a cierto tipo de detectores. Entonces cuando un neutrón logra algún tipo de interacción es con algún núcleo del material absorbente y como resultado el neutrón desaparecerá y así será reemplazado por uno o varios tipos de radiaciones secundarias o también es posible que su energía y dirección se vean afectadas de forma significativa.

La interacción de los neutrones con la materia ocurre exclusivamente con los núcleos atómicos y produce partículas cargadas pesadas en movimiento (principalmente protones o núcleos ligeros) los cuales son capaces de producir ionizaciones a lo largo de su trayectoria y promueven electrones a estados excitados en el material. La conversión de este reordenamiento electrónico en señales (corriente, voltaje), permite, además de detectar indirectamente al neutrón, obtener alguna información acerca de su estado original de movimiento.

Un aspecto fundamental que no hay que dejar atrás es que en la naturaleza podemos encontrar neutrones de diferentes energías, desde los ultrarápidos hasta los rápidos; esto condujo al desarrollo de un sinnúmero de métodos para detectarlos. Como el tema central del presente trabajo es un inversor de espín para neutrones lentos, es de particular interés describir la forma en la cual los neutrones lentos interactúan con la materia así como la forma en la que se detectan.

2.5.1. Detección de Neutrones Lentos

Existe una gran cantidad de formas para detectar neutrones lentos y rápidos. Conocer el valor de su energía es una de las cosas que ayudan a decidir las características de los diferentes tipos de detectores [20]; la *sección eficaz* de las posibles reacciones con el material del detector también es de mucha ayuda para tomar una buena decisión en cuanto a los detalles para la construcción de detectores que cumplan con los requerimientos que un experimento particular exige.

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

Como los neutrones son partículas sin carga tienen muy poca interacción con los electrones y en consecuencia no pueden ionizar materia de ninguna manera, es por esto que no es posible detectarlos mediante la interacción con campos eléctricos. Esto obligó a desarrollar nuevas vías para su detección.

Las interacciones de neutrones lentos de mayor importancia son las reacciones inducidas de captura, las cuales tienen como consecuencia la creación de radiación secundaria con la energía suficiente para ser detectada directamente. Aún cuando la energía de los neutrones incidentes es muy baja, todas estas reacciones tienen un valor Q positivo, lo cual las hace energéticamente posibles. En la mayoría de los materiales las reacciones de tipo (n, γ) son las más probables y juegan un papel muy importante en la atenuación o blindaje de neutrones.

Para poder detectar la presencia de neutrones debemos fijarnos en aquellas interacciones con sección eficaz grande. Para neutrones de baja energía, una de las reacciones más adecuadas es:



Los neutrones son detectados indirectamente a través de los productos resultantes de reacciones nucleares como partículas α , las cuales son partículas cargadas. Todos los tipos de detectores para neutrones están constituidos generalmente por un blanco que al ser impactado por un neutrón generará radiación secundaria y cuya presencia será convertida en señales que posteriormente serán analizadas y arrojarán información precisa e importante de los neutrones.

Hay que aclarar que no todos los detectores son capaces de proporcionar información exacta sobre la energía que los neutrones poseen, limitándose a registrar su flujo.

Un punto clave es tener la certeza de que la sección eficaz de la reacción que se utilice para la detección de los neutrones debe de ser tan grande como sea posible, ventaja que le va muy bien a la construcción de detectores de dimensiones pequeñas que utilizan gases. Es necesario también no perder de vista las características de los gases, como su abundancia y la factibilidad de obtenerlos para así conseguir un detector lo más efectivo y económico posible, características que al final no siempre se lograron en un solo detector.

En muchas ocasiones la producción de neutrones se encuentra ligada a la creación de grandes campos de rayos- γ , siendo de alta importancia su discriminación en el momento de la detección de los neutrones, es por ello que la calibración de los dispositivos de detección no debe de ser olvidada, haciendo mediciones de esta radiación de fondo para que después sea restada de los datos finales.

Como anteriormente se mencionó, entre más grande sea el valor Q de la reacción, mayor será la energía de sus productos. Dado que la radiación γ no produce esas reacciones, se consigue discriminarlos.

Blanco + Neutrón =

- Núcleos de Retroceso
- Productos de reacción (p, d, t, α , etc.)
- Fragmentos de Fisión

Todas estas reacciones son exotérmicas, en donde la energía cinética de los productos de reacción en el centro de masa T_f está dada por

$$T_f = T_i + Q. \quad (2.14)$$

T_i es la energía cinética de los neutrones lentos, que son de apenas una milésimas de eV, mientras que Q es del orden de los MeV, siendo la primera despreciable y la segunda la única que determinaría el valor de la energía cinética de los productos de la reacción, obteniéndose de esta manera únicamente información sobre la presencia de los neutrones, pero no de su energía. En cambio, si se tratara de neutrones rápidos, la energía de los productos de la reacción estaría determinada por su energía y por el valor Q , que si es conocido de antemano, entonces sería posible determinar el valor de la energía de los neutrones.

La distancia que recorren los productos de la reacción dentro del material sensible (su alcance o rango), es un parámetro a considerar en el diseño del detector. Si el rango excede las dimensiones del material sensible, la partícula escapará, llevándose parte de su energía cinética. Si por el contrario, es menor, toda su energía cinética es aprovechada para generar la señal electrónica que el detector entregará. Como la pérdida de energía específica de los productos de reacción es proporcional a la densidad del medio, es posible

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

la construcción de detectores más compactos utilizando sólidos. En el caso de que la reacción elegida para detectar a los neutrones requiera el uso de gases (^3He por ejemplo), entonces será necesario el uso de un volumen mayor con el fin de optimizar su eficiencia.

2.6. Selectores de Velocidad

Los dispositivos capaces de seleccionar una energía o un rango de energías de neutrones son conocidos como monocromadores (cuando seleccionan una energía específica) o selectores de velocidad. A lo largo de la historia de la ciencia se han diseñado y construido un sinnúmero de este tipo de aparatos, basando su funcionamiento en diferentes principios.

El tipo de selector de velocidad requerido en un experimento depende en primera instancia de la naturaleza primaria de la fuente de neutrones (de su energía, de su flujo), además de dos factores que no deben ser pasados por alto, el primero es el rango de energía en el cual será operado, y el segundo es la resolución a una energía dada.

Los primeros selectores de velocidad para neutrones lentos fueron diseñados y construidos por Dunning, Pegram, Fink, Mitchell y Segré, los cuales fueron utilizados más que nada para demostrar los valores de secciones eficaces de neutrones térmicos. Más tarde se desarrollaron nuevos sistemas basados en el mismo principio que sus antecesores. En estos selectores un haz de neutrones entra en un cilindro, cuyo eje es perpendicular a la dirección del haz [21]. El cilindro se construye con delgadas tiras de aluminio y cadmio, siendo el aluminio un material prácticamente transparente para neutrones térmicos en cambio el cadmio sirve para bloquearlos. La única manera de que los neutrones pasen es cuando las tiras de aluminio se encuentran paralelas a la dirección del haz, y dependiendo de la velocidad a la que rote el cilindro se podrán seleccionar diferentes energías de neutrones.

El chopper que se utilizó en el Laboratorio Nacional de Los Alamos en donde tuvo lugar la prueba del funcionamiento del inversor de espín, objeto de este trabajo, es muy similar a lo anteriormente descrito; el chopper consta de varias paletas, las cuales se encuentran barnizadas o cubiertas de óxido de gadolinio que al igual que el cadmio se trata de un material que absorbe neutrones debido a su enorme sección eficaz de captura (la sección eficaz del ^{113}Cd es de 20600 barn y la del ^{157}Gd es de 259000 barn [22]), cabe aclarar

que no todos los isótopos de estos elementos sirven para absorber neutrones, entonces, cuando estas paletas del chopper cortan perpendicularmente al haz absorben un intervalo de energías de éste, lo cual es de gran importancia en fuentes pulsadas como a la que nos estamos refiriendo, ya que permite tener una relación más precisa y limpia entre la energía de los neutrones y su tiempo de vuelo, evitando un empalme entre los neutrones más lentos de un pulso con los más rápidos del siguiente. En la figura 2.8 y 2.9 se puede apreciar un chopper, solamente para dar una idea de cómo son físicamente estos aparatos.



Figura 2.8: Dentro de este armazón se encuentran las paletas, o discos, los cuales dejarán pasar a los neutrones dependiendo su longitud de onda. Tomada de [23].

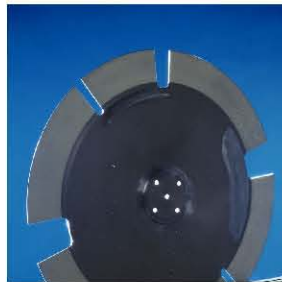


Figura 2.9: Uno o varios de estos discos se pueden utilizar en un selector de velocidades. Tomada de [23].

También existen los monocromadores cristalinos, que son capaces de se-

leccionar neutrones de una longitud de onda definida mediante procesos de difracción basados en la ley de Bragg [24].

2.7. El Espín

El espín es una característica fundamental de las partículas elementales, compuestas, y de los núcleos atómicos. Todas las partículas del mismo tipo están caracterizadas por el mismo valor de espín, que es un vector cuya proyección respecto a un eje de referencia, se utiliza para caracterizar su estado cuántico.

Concebimos el significado del espín como el momento angular de una partícula al rotar sobre su propio eje. Por otro lado, el espín tiene ciertas particularidades así como el momento angular orbital, en donde sus valores pueden ser múltiplos enteros de un valor fijo de $\hbar/2$, donde \hbar es la constante de Planck reducida (dividida entre 2π) [25].

La magnitud del espín, en términos del número cuántico de espín s se escribe como:

$$\vec{S}^2 |\Psi\rangle = \hbar^2 s(s+1) |\Psi\rangle \quad (2.15)$$

donde, como se mencionó anteriormente, a un mismo tipo de partículas corresponde un mismo número cuántico [26].

Toda la materia se encuentra constituida por partículas llamadas fermiones, como el electrón, el neutrón y el protón. A éstas les corresponde el número cuántico de espín $s = 1/2$. Por otro lado se encuentran los bosones, que son las partículas que se encargan, por así decir de las interacciones fundamentales y a las que corresponde $s = 1$.

En mecánica cuántica, el espín de una partícula se representa como un operador vectorial $\vec{S} = \sigma_x \hat{x} + \sigma_y \hat{y} + \sigma_z \hat{z}$, donde las σ_i son las matrices de Pauli y los operadores S_i cumplen las siguientes propiedades:

$$\begin{aligned} [S_x, S_y] &= i\hbar S_z \\ [S_y, S_z] &= i\hbar S_x \\ [S_z, S_x] &= i\hbar S_y \end{aligned} \quad (2.16)$$

Los operadores de S^2 y S_z satisfacen

$$\begin{aligned} S^2|\phi\rangle &= \hbar^2 s(s+1)|\phi\rangle, \\ S_z|\phi\rangle &= \hbar m|\phi\rangle, \\ S_{\pm}|sm\rangle &= \hbar\sqrt{(s(s+1) - m(m\pm 1))}|s(m\pm 1)\rangle \\ |\phi\rangle &= |sm\rangle \end{aligned} \quad (2.17)$$

En donde

$$S_{\pm} \equiv S_x \pm iS_y \quad (2.18)$$

$$s = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots; m = -s, -s+1, \dots, s-1, s. \quad (2.19)$$

Para una partícula con $s = 1/2$ y que tiene el espín con proyección sobre el eje z , solamente existen dos valores propios que corresponden a la segunda ecuación 2.17.

$$\begin{aligned} |\uparrow\rangle &= |\frac{1}{2}\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \\ |\downarrow\rangle &= |-\frac{1}{2}\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (2.20)$$

a los cuales se les llama espín arriba y espín abajo.

2.8. Interacción de los Neutrones con Campos Magnéticos

El neutrón posee momento magnético $\vec{\mu}$, que es proporcional a su momento angular, el espín \vec{S} , es decir,

$$\vec{\mu} = \gamma\vec{S}, \quad (2.21)$$

donde $\gamma = 1.832\,47185 \times 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ T}^{-1}$ es la constante giromagnética del neutrón [27]. El momento magnético también puede ser expresado en términos del magnetón nuclear como $\mu = -1.9135 \mu_N$ [11].

Si al momento magnético lo colocamos bajo el efecto de un campo magnético estático \vec{B} , entonces se generará una torca $\vec{\mu} \times \vec{B}$, la cual inducirá la precesión del momento magnético en torno al campo con velocidad angular $\omega = \frac{\mu}{\hbar} B = \gamma B$ (ver figura 2.10).

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

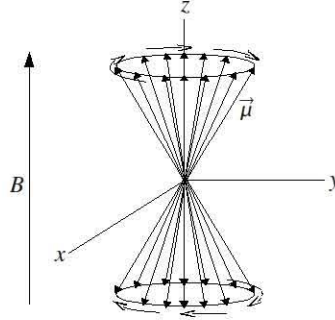


Figura 2.10: Momento magnético $\vec{\mu}$ precesando en torno a un campo magnético \vec{B} debido al efecto de la torca $\vec{\mu} \times \vec{B}$.

La proyección del momento magnético $\vec{\mu}$ del neutrón a lo largo de la dirección del campo magnético estático \vec{B} puede ser paralela o antiparalela a éste, es decir, puede encontrarse en dos posibles estados, a los cuales corresponde la energía

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \begin{cases} -\mu B \theta \\ \mu B \theta \end{cases} \quad (2.22)$$

para el caso en el que el momento magnético está alineado con el campo (ver figura 2.11).

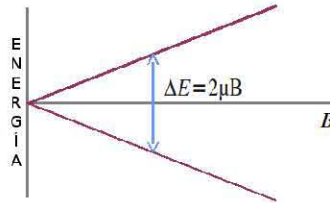


Figura 2.11: Energía correspondiente a los dos posibles estados de orientación del espín (o del momento magnético) como función de la intensidad del campo magnético estático B .

Un neutrón en cualquiera de los dos estados puede absorber o emitir cierta cantidad de energía de manera que ocurra una transición al otro estado.

La energía emitida o absorbida sería un fotón de la energía correspondiente

$$\Delta E = \hbar\omega = 2\mu B, \quad (2.23)$$

y por lo tanto la frecuencia de los fotones capaces de generar la transición es

$$\omega = \frac{2\mu B}{\hbar} \quad (2.24)$$

Por lo tanto, cuando en adición a un campo magnético estático los neutrones se someten a una fuente de energía (campo magnético variable) que proporciona la energía exacta para que ocurra la transición (ΔE), se presentará una absorción o emisión de esa energía. La frecuencia del campo variable será $\omega = 2\gamma B$.

La tasa de cambio del espín en presencia de dicho campo variable estará dada por

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \gamma\vec{S} \times \vec{B}. \quad (2.25)$$

La ecuación anterior pone de manifiesto un fenómeno muy trascendente: es posible la manipulación del espín de los neutrones mediante campos magnéticos variables.

2.9. Polarización de Neutrones

En la práctica se trabaja con haces de neutrones, en lugar de neutrones individuales. Como se mencionó en la sección anterior, el momento magnético de un neutrón en presencia de un campo magnético estático tiene dos posibles estados, uno paralelo y otro anti-paralelo al campo. Cuando se trata de un conjunto de neutrones, como es el caso de un haz de neutrones, son distribuidos igualmente en los dos estados posibles, es decir habrá un igual número de neutrones en un estado que denotaremos con el signo “ \uparrow ” que neutrones en un estado “ \downarrow ”, de manera que la polarización de dicho haz de neutrones será cero

$$P_n = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = 0, \quad (2.26)$$

ya que $N_{\uparrow} = N_{\downarrow}$, $N_{\uparrow} + N_{\downarrow}$ es el número total de neutrones en el haz.

El número de neutrones en los dos estados puede alterarse mediante diferentes mecanismos, de manera que se consiga una polarización distinta de cero; en particular describiremos los dos métodos más utilizados en los experimentos con neutrones lentos.

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

2.9.1. Filtros de Espín de ^3He

El ^3He polarizado ha sido ampliamente utilizado como polarizador de neutrones debido a la gran dependencia de la sección eficaz de la reacción

$^3\text{He} + n \rightarrow p + ^3\text{H}$ con el espín relativo del ^3He y el neutrón [28]. Esta dependencia se debe al hecho de que la reacción mencionada ocurre a través de un estado resonante con momento angular cero, de manera que la reacción se ve favorecida cuando el espín del neutrón es anti-paralelo al del ^3He y disminuída si es paralelo, filtrándose (atenuándose) de esta manera un estado particular de espín [29].

Existen varias formas para lograr polarizar el ^3He . Los filtros de espín son demasiado apreciados ya que tienen la ventaja de producir una polarización continua, tienen un bajo fondo de radiación γ , utilizan campos magnéticos pequeños (1mT) y además es muy fácil revertir el espín del ^3He con técnicas de Resonancia Magnética Nuclear (NMR por sus siglas en inglés). Este tipo de filtros es crucial en la medición de correlaciones en el decaimiento- β de neutrones polarizados (experimento abBA que más adelante se describirá en el capítulo 3).

El funcionamiento de estos filtros principalmente se basa en la interacción de $^3\text{He} + n$, en la cual se obtiene ^1H y ^3H [30]. La resonancia de absorción ocurre únicamente si el espín del neutrón y el espín del ^3He son opuestos. Así, la sección eficaz de la absorción es casi totalmente dependiente del espín y proporcional a la longitud de onda del neutrón λ . Para neutrones con espín arriba “ \uparrow ” o abajo “ \downarrow ” con respecto al espín del ^3He , la sección eficaz está dada por:

$$\begin{aligned}\sigma^\uparrow &= \sigma_0 \frac{\lambda}{\lambda_0} (1 - P_{^3\text{He}}) \\ \sigma^\downarrow &= \sigma_0 \frac{\lambda}{\lambda_0} (1 + P_{^3\text{He}})\end{aligned}\tag{2.27}$$

en donde $\sigma_0 = 5333$ barn es la sección eficaz para neutrones térmicos y $\lambda_0 = 1.8 \text{ \AA}$ es la longitud de onda de los mismos [31]. $P_{^3\text{He}}$ es la polarización del ^3He .

En la práctica los polarizadores de ^3He son celdas de vidrio como la que se muestra en la figura 2.12. Son rellenas con ^3He (800 mbar, 99 % enriquecido), N_2 (67 mbar) y algunos miligramos de rubidio (Rb). El Rb

es un elemento muy importante en la polarización del ^3He ; al ser un metal alcalino cuenta con un electrón de valencia (un electrón en su última capa) el cual es polarizado mediante láseres (795 nm) circularmente polarizados; posteriormente los núcleos de ^3He son polarizados mediante la interacción con el Rb [32, 33] .

Las celdas son cilíndricas, con un diámetro interior aproximadamente de 10 cm y de 5 cm de ancho. Están fabricadas de un vidrio especial llamado GE-180 que es un silicato de aluminio y está libre de boro lo que permite tener una transmisión grande de neutrones además de ser independiente de la longitud de onda de los mismos y es alta (alrededor del 94 %) [34].

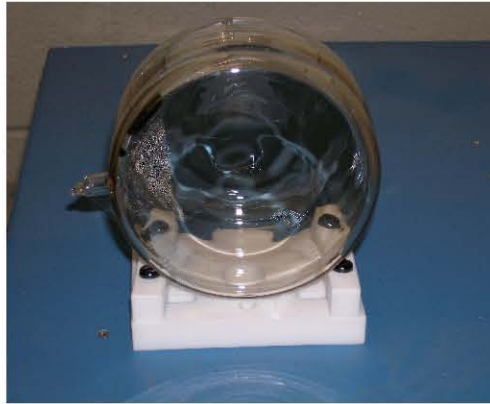


Figura 2.12: *Filtro de espín de ^3He . Los neutrones atraviesan la celda perpendicularmente a las caras circulares de ésta.*

En cuanto a su montaje en la línea del experimento, dado que el Rb a temperatura ambiente se encuentra en estado líquido y es necesario que tenga una distribución uniforme en el volumen de la celda, ésta se coloca dentro de una caja de nylon especial (resistente a altas temperaturas) con ventanas de cristal de silicio en la región por la que atraviesa el haz de neutrones (ver figura 2.13). Esta caja funciona como un horno por el cual se hace pasar aire caliente con el fin de mantener la celda de ^3He a una temperatura lo más estable posible entre 140°C y 165°C , condiciones en las que el Rb está en estado gaseoso. Por otro lado, la luz láser que polariza al Rb llega a la celda perpendicular a la dirección de propagación del haz a través de ventanas

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

localizadas arriba y/o abajo del horno.



Figura 2.13: Celda montada en la línea del haz dentro del horno (caja azul, lado izquierdo de la fotografía). La luz láser llega a la celda a través del tubo de sección rectangular negro en la parte de arriba.

Cuando un haz de neutrones no polarizados, es decir un haz donde la fracción de neutrones en el estado \uparrow es igual a la fracción de neutrones en el estado \downarrow ($n_0^\uparrow = n_0^\downarrow$), se hace pasar a través de un volumen de ${}^3\text{He}$ polarizado cuyo espesor en la dirección de propagación del haz es l y contiene n átomos de ${}^3\text{He}$ por unidad de volumen, el haz de neutrones transmitido tendrá distintas fracciones de neutrones \uparrow y neutrones \downarrow dadas por:

$$n^\uparrow = \frac{e^{-nl\sigma^\uparrow}}{e^{-nl\sigma^\uparrow} + e^{-nl\sigma^\downarrow}} \quad (2.28)$$

$$n^\downarrow = \frac{e^{-nl\sigma^\downarrow}}{e^{-nl\sigma^\uparrow} + e^{-nl\sigma^\downarrow}}$$

Tomando en cuenta la ecuación 2.27, tendremos que la polarización del haz después de atravesar el filtro de espín estará dada por:

$$P = \frac{|n^\uparrow - n^\downarrow|}{n^\uparrow + n^\downarrow} = \tanh(nl\sigma_0 P_{{}^3\text{He}} \frac{\lambda}{\lambda_0}). \quad (2.29)$$

2.9.2. Súper Espejos

Los súper espejos son dispositivos que también pueden ser utilizados como polarizadores. El desarrollo de esta tecnología es de gran ayuda en experimentos de neutrones que requieren una alta eficiencia de polarización y de transmisión [35, 36]. Su desarrollo se hace mediante la técnica IBS (*ion beam sputtering*), que es una forma de depositar un material en un sustrato; en este caso se utilizan obleas de silicio. Lo que se obtiene con esta técnica son multicapas muy delgadas de diferentes materiales, normalmente con espesores que varían gradualmente como se muestra en la figura 2.14. Los súper espejos tienen una superficie muy lisa, la cual refleja totalmente a los neutrones de bajas energías cuando inciden a ángulos rasantes. Cuando el ángulo de incidencia con respecto a la superficie supera un cierto ángulo crítico, el cual depende de la longitud de onda del neutrón, los neutrones se propagan a través del material, y son parcialmente reflejados en las interfaces entre las diferentes capas (con diferentes materiales) [37]. De esta manera las multicapas representan un arreglo artificial de átomos en los que la difracción Bragg ocurrirá similar a como ocurre en los planos de una red cristalina, sólo que en los súper espejos se tiene un régimen en el que la difracción Bragg ocurre de manera continua debido a las multicapas de espesor graduado (ver figura 2.14).

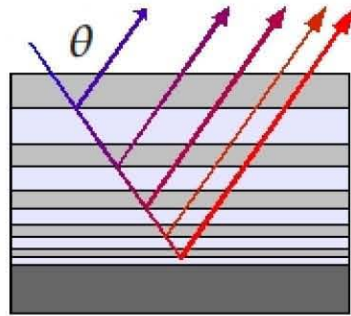


Figura 2.14: Representación de las multicapas de un súper espejo y de la difracción tipo Bragg que ocurre en las distintas capas, las cuales tienen diferente longitud de dispersión.

Los súper espejos también pueden ser caracterizados en términos del intervalo de transferencia de momento del neutrón en el que la reflectividad

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

está garantizada. Esta característica puede ser expresada en términos del valor m del neutrón, que expresa el rango de reflectividad del súper espejo en múltiplos de la transferencia de momento. Para los súper espejos fabricados con Níquel y Titanio el valor de m puede ser 3, 4, 6, 7. Cuando se trata de un material magnético, la dispersión de los neutrones en éste no se rige únicamente por la interacción nuclear, sino que se ve afectada por la interacción magnética, la cual depende de la orientación relativa del espín del neutrón con la dirección de la magnetización del material. La interacción magnética produce que haya un incremento en la transferencia crítica de momento para neutrones con una cierta orientación de espín, mientras que ocurre un decremento para los neutrones con orientación de espín opuesta. De esta manera si se considera un súper espejo con un tipo de capas magnetizadas en la misma dirección, los neutrones con espín paralelo o antiparalelo a la magnetización tendrán diferente reflectividad.

La propuesta de usar súper espejos en la polarización de un haz de neutrones disminuye la dependencia de su polarización con el ángulo y con la longitud de onda. Experimentos anteriores han sido limitados por la precisión de la medida de la polarización, otros son limitados por el flujo del haz de neutrones, y otros por que requieren que su polarización inicial no es lo más homogénea posible. El experimento *abBA* del cual se hablará en el siguiente capítulo ha tenido problemas de esta índole, por lo que este tipo de dispositivos podrían ayudar en su desarrollo.

La polarización de los neutrones con los filtros de espín de ${}^3\text{He}$ depende fuertemente de la longitud de onda, la cual cambia debido a la relajación de la polarización del ${}^3\text{He}$, mientras que los súper espejos se mantienen constantes además de que muestran una transmisión más alta y un promedio de polarización mayor, pero con una variación de $\sim 10^{-2}$ en el espacio y de $\sim 10^{-1}$ en la longitud de onda. Por lo que un sistema de súper espejo sencillo no basta, por lo que se propone trabajar con un par de súper espejos con una geometría cruzada, o más si es necesario, con el fin de disminuir la dependencia de la longitud de onda y la dependencia angular y así lograr una polarización de 0.997, además de que tiene la ventaja de poder ser medida con una precisión un tanto mayor a 10^{-3} [38]. Las propiedades de un súper espejo polarizador dependen básicamente de la distribución de la longitud de onda del haz de neutrones incidente, la posición y la dirección.

3 Experimento *abBA*

El objetivo del experimento *abBA* es medir cuatro de los parámetros de correlación que caracterizan al decaimiento- β del neutrón libre polarizado (ver figura 3.1). Los parámetros son: la correlación angular del electrón antineutrino (*a*), el término de interferencia Fiertz (*b*) y las asimetrías respecto a la dirección del espín del neutrón, del electrón (*B*) y del antineutrino (*A*). La determinación precisa de estos parámetros junto con la vida media del neutrón proveerán información muy importante acerca del modelo estándar y establecerán restricciones para nueva física [39].

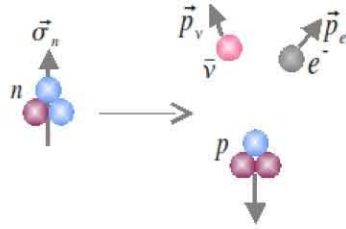


Figura 3.1: Esquema del decaimiento β de un neutrón polarizado.

Las mediciones del experimento *abBA* ayudarán a la determinación con una gran precisión del elemento V_{ud} de la matriz de mezcla de quarks *Cabbibo–Kobayashy – Maskawa* (CKM), cuyos nueve elementos representan las amplitudes de transición en los procesos de interacción débil.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (3.1)$$

La determinación precisa de todos los elementos de la matriz es necesaria para la comprobación de unitariedad de ésta, así como para establecer cotas para la física más allá del modelo estándar.

En el caso de la unitariedad de la primer fila de la matriz CKM, en donde V_{ud} es el elemento más notable, el valor de la suma $\sum_i |V_{ui}|^2$ estuvo durante

muchos años, entre 2 y 2.5σ por debajo de la unidad, hasta que en nuevas y recientes mediciones en el decaimiento del kaón K resultaron en correcciones significativas al valor que se tenía de V_{us} . Con este nuevo valor, la unitariedad de la primer fila de la matriz CKM parece estar bien establecida [40].

$$\sum_i |V_{ui}|^2 = 0,99990(60), \quad (3.2)$$

sin embargo, las incertidumbres asociadas a la transición de la energía total Q_{EC} en los decaimientos- β nucleares súper permitidos, de donde el valor actual de V_{ud} es obtenido, permanecen presentes y deben de ser resueltas antes de que una confirmación definitiva de unitariedad sea posible [41].

Los decaimientos- β súper permitidos involucran únicamente a la corriente vectorial y por lo tanto $G_V = G_F V_{ud}$, en donde G_V es el factor de forma vectorial y G_F es la constante de acoplamiento de Fermi, que es conocida de el proceso de decaimiento del muón μ . La vida media del neutrón τ_n también está definida por los factores de forma vectorial y axial del neutrón G_V y G_A o puede también ser expresado en términos de V_{ud} y λ , en donde la última es la razón de la constante de acoplamiento axial y vectorial del neutrón (g_A y g_V), que a las bajas transferencias de momento que caracterizan el decaimiento- β del neutrón son equivalentes a los factores de forma $\lambda = g_A/g_V = G_A/G_V$

$$\tau_n = \frac{K}{G_V^2 + 3G_A^2} = \frac{K}{G_F^2 |V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2)} \quad (3.3)$$

en donde K es una constante. De la expresión anterior es posible observar que de la medición de τ_n y λ se puede determinar el valor de V_{ud}

$$|V_{ud}|^2 = \frac{K}{G_F^2 \tau_n (1 + 3\lambda^2)}. \quad (3.4)$$

Como se señaló anteriormente, en la actualidad la determinación más precisa de V_{ud} viene de decaimientos- β nucleares súper permitidos. La extracción de este valor a partir del decaimiento- β del neutrón, que tendría la ventaja de no ser estorbada por efectos de muchos nucleones presentes en otros decaimientos nucleares no ha sido sin embargo tan precisa debido a las inconsistencias experimentales en la obtención de λ y τ_n . Estudios de neutrones como el experimento *abBA*, entre otros, están tratando de resolver estas inconsistencias, convirtiendo así el decaimiento- β del neutrón en la vía potencialmente más precisa para determinar V_{ud} .

Existen un buen número de observables relacionados con el decaimiento- β de los neutrones. La tasa de decaimiento de neutrones polarizados puede expresarse en términos de estados observables como:

$$\frac{d^5W}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu} = \frac{G_F^2}{(2\pi)^5} |V_{ud}|^2 p_e E_e (E_o - E_e)^2 \xi \left[1 + a \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m_e}{E_e} + \vec{\sigma}_n \cdot \left(B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right]. \quad (3.5)$$

en donde D es el coeficiente de correlación triple (la proyección de $\vec{\sigma}_n$ perpendicular al plano del decaimiento) y no es medido en este experimento.

En el marco $(V - A)$ del modelo estándar, las cuatro observables que se miden en *abBA* dependen únicamente de un parámetro, λ :

$$\begin{aligned} a &= (1 - \lambda^2)/(1 + 3\lambda^2), & b &= 0, \\ B &= 2\lambda(\lambda - 1)/(1 + 3\lambda^2), & A &= -2\lambda(\lambda + 1)/(1 + 3\lambda^2). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Las relaciones arriba mencionadas manifiestan un aspecto muy importante en cuanto al decaimiento- β del neutrón: que está sobre determinado. De la expresión 3.5 se observa que a lo más son necesarios tres parámetros para describir el decaimiento- β del neutrón en el modelo estándar: λ , V_{ud} , y ϕ (que es la fase relativa entre g_A y g_V ; el parámetro D depende de ambos, λ y ϕ). Pero hay que notar que existe un número mayor de observables que son accesibles experimentalmente (τ_n , a , b , B , A , D , etc.). Esta sobredeterminación del problema permite realizar distintas revisiones en cuanto a la consistencia del modelo estándar, así como una búsqueda sensitiva de nueva física.

Anteriormente se han medido los parámetros a , B y A con una precisión de hasta 10^{-3} . Estimaciones de sensibilidad del experimento *abBA*, que se llevará a cabo en la fuente de espalación de neutrones del Laboratorio Nacional de Oak Ridge (SNS por las siglas en inglés), indican que será posible mejorar la precisión hasta por un orden de magnitud en la determinación de estos tres parámetros, además de que por vez primera se realizará una medida del parámetro b en el decaimiento del neutrón [42].

3.1. Metodología del Experimento

El experimento se llevará a cabo en la nueva línea de haz de Física Fundamental de Neutrones (FnPB por sus siglas en inglés) en la SNS. En la figura 3.2 se puede observar un haz pulsado de neutrones (60 Hz) que será

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

polarizado con la ayuda de un filtro de espín de ^3He [43, 44] o por medio de un súper espejo polarizador [38]; en la actualidad se está llevando a cabo una discusión por parte de la colaboración que conforma el experimento para así tomar la mejor decisión. Un campo magnético estable es producido por unas bobinas, con lo que se garantizará el transporte del haz polarizado de neutrones además de que se hará uso del inversor de espín adiabático (tema del presente trabajo) para controlar efectos sistemáticos durante el experimento; más adelante se darán más detalles sobre este último. Los neutrones son transportados hasta la región de decaimiento, un volumen de 60 cm^3 a ultra alto vacío definido enteramente por campos magnéticos, de manera que los neutrones no interactúan con materia.

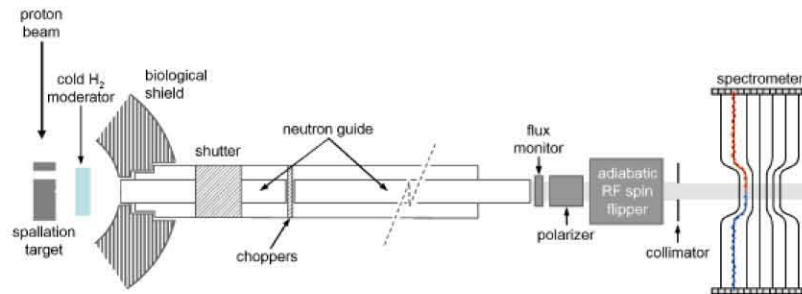


Figura 3.2: Esquema del arreglo experimental del experimento *abBA*. Tomada de [39].

En el diseño original del experimento se consideró un espectrómetro de decaimiento simétrico, en cuyo centro se encuentra situado el volumen de decaimiento. Actualmente se ha estado trabajando en un nuevo diseño, se trata de un espectrómetro asimétrico con el fin de tener un mayor control en los efectos sistemáticos de mayor importancia [45].

El espectrómetro es un detector sensible a las coincidencias electrón-protón del decaimiento con una cobertura angular de 4π . En la figura 3.3 se muestra el espectrómetro simétrico, el cual consiste de campos magnéticos y eléctricos cilíndricamente simétricos, y cuya intensidad varía a lo largo del eje del espectrómetro como se muestra en la figura 3.4. Además cuenta con dos detectores de silicio segmentados que se encuentran en ambos extremos de éste y cuya función es detectar los electrones y protones del decaimiento.

El intenso campo magnético transversal en la región de decaimiento (4T)

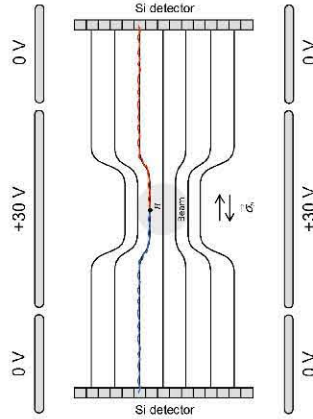


Figura 3.3: *Espectrómetro simétrico del experimento abBA.*

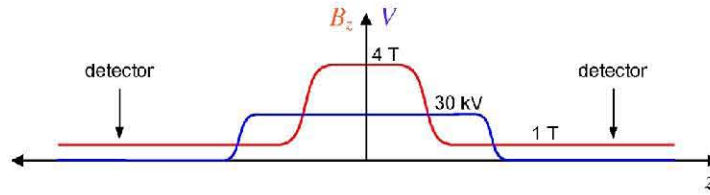


Figura 3.4: *Distribución de los campos eléctrico y magnético a lo largo del eje del espectrómetro simétrico.*

hace que los protones y electrones sigan la trayectoria de las líneas de campo magnético helicoidalmente con un radio de giro de ~ 1 mm, a pesar de la diferencia de 3 órdenes de magnitud en las energías características de emisión de ambas partículas ($E_e \gg E_p$). Mientras que las partículas se alejan de la región de decaimiento, éstas pasan a través de una región en donde el campo magnético decrece rápidamente de 4 T a 1 T. En el marco de referencia

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

de las partículas de decaimiento la tasa de cambio del campo magnético es pequeña comparada con la frecuencia de giro, alrededor del mismo, por lo que su transporte es adiabático. La disminución de la intensidad del campo magnético implica que el radio de giro de las partículas aumenta, por lo que la intensidad de la componente transversal del momento se ve reducida mientras que la componente longitudinal es incrementada (invariante adiabática; conservación de momento). Este aumento en la componente longitudinal es particularmente de importancia para los electrones, ya que reduce el número de electrones que pueden ser atrapados por el proceso Penning en la región en donde la magnitud del campo magnético es alta, y como golpean de forma más normal/perpendicular la superficie del detector entonces su retrodispersión se ve reducida. Por otro lado, esta configuración de los campos magnéticos funciona como un espejo magnético el cual refleja a los electrones retrodispersados. Como los protones del decaimiento tienen bajas energías (<750 eV), necesitan ser acelerados para así poder ser detectados, por lo que el detector cuenta con unos electrodos de voltaje tubulares que son mantenidos a 30 kV en la región de decaimiento y a 0 V en los extremos del espectrómetro (figura 3.4), acelerando así a los protones de decaimiento a 30 keV mientras se aproximan a la región de menor campo magnético; y es por este mismo efecto que la energía de los electrones se ve reducida en 30 keV, lo que impone un límite inferior de 30 keV en la energía de los electrones, que pueden ser detectados con este aparato. Cabe aclarar que tanto los electrones como los protones son detectados con el mismo detector de silicio de 2 mm de espesor, que son círculos de aproximadamente 12 cm de diámetro y están segmentados en 127 pixeles hexagonales con aproximadamente 1 cm^2 de área cada uno (figura 3.5).

El diseño del espectrómetro permite la reducción de fondo ya que las líneas de campo magnético que atraviesan la zona de ultra alto vacío aseguran que las únicas partículas que llegan a los detectores sean aquellas emitidas en el proceso de decaimiento. También el espectrómetro previene falsas coincidencias: las partículas del decaimiento son dirigidas a lo largo de las líneas del campo magnético con un radio de giro que es, en la región de menor intensidad del campo, 5 mm a lo más, por lo que se encuentran transversalmente situadas a una distancia menos o igual a dos radios de giro (1 cm), que es una distancia comparable al tamaño de un pixel; en coincidencias reales, ambas partículas golpean el detector ya sea en el mismo pixel o en uno adyacente (si éstas son emitidas en la misma dirección), o en un pixel conjugado en el detector opuesto (si éstas son emitidas en dirección opuesta).



Figura 3.5: Fotografía del prototipo del detector de silicio del experimento *abBA*.

La polarización del haz de neutrones, la energía de los electrones, y la dirección de la componente axial del momento del electrón así como la del protón son la información que es posible obtener mediante este aparato. Esta información es la que se utiliza para así extraer los parámetros de correlación a , b , B , A . Además, como los protones de decaimiento viajan en primer lugar a través de las líneas del campo magnético en la región de campo eléctrico cero antes de ser acelerados, el tiempo que tardan en atravesar esta región es mucho mayor que el tiempo que permanecen en el espectrómetro después de ser acelerados. Como consecuencia, la diferencia de tiempo entre la llegada del electrón y el protón provee información acerca de la componente axial del momento del protón, que puede ser usada para obtener más detalles de la cinemática del decaimiento con el fin de mejorar la sensibilidad en la determinación del parámetro a .

3.2. Avances del Experimento *abBA*

3.2.1. Detectores De Silicio

Existe un 20 % de probabilidad de que los electrones sean retrodispersados por el detector, el 85 % serán reflejados de regreso al detector por el espejo magnético y el 15 % escaparán y golpearán el detector del lado opuesto. Para poder reconstruir el último porcentaje, el cual representa el 3 % del total de electrones incidentes, es necesario tener una resolución temporal del orden del tiempo de vuelo de los electrones entre los dos detectores (unos cuantos

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

ns), de esta forma es como se puede determinar qué detector fue golpeado en primera instancia. Por otro lado los detectores deben de garantizar que los protones pierdan una cantidad pequeña de energía (100 eV) en la capa superficial. Los dos requerimientos establecen condiciones estrictas para los detectores. Afortunadamente cada uno de estos requisitos ha sido reunido individualmente en prototipos, y los prototipos de los detectores completos ya han sido fabricados y se encuentran en pruebas (figura 3.5) [46].

3.2.2. Polarimetría de Precisión de Neutrones

Los parámetros A y B se encuentran directamente relacionados a la polarización de los neutrones. Para tener una precisión de 10^{-4} en su determinación es necesario conocer la polarización del haz de neutrones con una precisión de 10^{-3} . Como se mencionó anteriormente, una posibilidad para polarizar los neutrones es utilizar filtros de espín de ${}^3\text{He}$, que constituyen una técnica altamente utilizada y bien establecida, sin embargo, las necesidades de *abBA* van más allá de los límites actuales de la técnica en cuanto a la precisión de la determinación de la polarización, la cual es típicamente del orden de 10^{-2} , por lo que es necesario realizar una mayor investigación. Algunas dificultades en la realización de la polarimetría de precisión de neutrones con esta técnica se dividen en:

- La Física de la reacción $n - {}^3\text{He}$.
- Las propiedades intrínsecas del haz que evitan una relación perfecta entre el tiempo de vuelo y la energía de los neutrones, (tiempo de moderación, neutrones retardados provenientes del decaimiento- β de núcleos inestables formados en el proceso de espalación).
- Interacciones despolarizantes con materiales y campos electromagnéticos que conforman el aparato experimental.
- Fondo de los detectores que afectan las medidas de la transmisión de los neutrones a partir de las cuales la polarización es determinada.
- Imperfecciones de los filtros de espín de ${}^3\text{He}$ (variaciones del espesor de la celda con la posición y la absorción y dispersión de los neutrones en las ventanas de vidrio de la misma).

Las incertidumbres que producen las primeras tres están por debajo de 10^{-4} y por lo tanto no afectan en la polarización de neutrones al nivel que el experimento requiere. Sin embargo, las últimas dos representan las mayores

dificultades al usar este método de polarización. Los fondos provienen de rayos- γ o de neutrones que no son parte del haz pero que son dispersados hacia el detector. Los neutrones son los que más nos conciernen por que la eficiencia de los detectores (cámaras de ionización de 3He) para rayos- γ es muy pequeña en comparación con la eficiencia de detección de neutrones. En *Los Alamos Neutron Scattering Center*, en LANL, se han realizado varias medidas de polarimetría de precisión de neutrones en las que se busca atacar la principal fuente identificada de fondo (los neutrones dispersados en la celda de vidrio del filtro de espín y en otros componentes de la línea del haz). El análisis de estas medidas aún no ha sido concluido, sin embargo se anticipa una significativa mejora en la precisión [47].

4 Modelo del Inversor de Espín Adiabático con Campos Modulados Estáticos y Variables

Como se dijo en el capítulo anterior, conocer con precisión la polarización de los neutrones es sumamente importante en el experimento *abBA*. Aparte de la problemática de tener un método para polarizar los neutrones con el que se pueda determinar la polarización de manera confiable, es necesario que esta información no se pierda al momento de hacer pasar a los neutrones por el inversor de espín. El inversor de espín en el experimento es necesario para el control de efectos sistemáticos que pueden presentarse debido a asimetrías geométricas pequeñas en el aparato (espectrómetro), así como por diferencias en las propiedades de los detectores de silicio que dan cuenta de la presencia de los electrones y protones de decaimiento. Por estas razones es indispensable determinar los parámetros de correlación cambiando (invirtiendo) de vez en vez la dirección de polarización de los neutrones que se toma como referencia para las medidas. Para evitar perder la información en la precisión de la polarización del haz es imprescindible contar con un inversor de espín que sea básicamente 100 % eficiente; lo que se puede lograr con un inversor de espín adiabático [3].

En particular en este trabajo nos enfocamos en el desarrollo de un inversor de espín adiabático basado en un modelo de campos estáticos y variables modulados por funciones coseno y seno, respectivamente. Este modelo fue desarrollado por [48–50] a principio de los años 70 en San Petersburgo, aunque había sido utilizado mayoritariamente con neutrones rápidos.

El campo magnético encargado de invertir el espín de los neutrones es un campo efectivo \vec{B}_{eff} resultante de la suma del campo estático (s)

$$\vec{B}_s = \left[B_0 + A \cos \left(\pi \frac{z + L/2}{L} \right) \right] \hat{x}, \quad (4.1)$$

y un campo variable (v) con el tiempo dado por

$$\vec{B}_v = A \sin \left(\pi \frac{z + L/2}{L} \right) \sin(\omega t) \hat{z}, \quad (4.2)$$

donde el haz de neutrones se propaga a lo largo de la dirección \hat{z} (\hat{x} , \hat{y} y \hat{z} son vectores unitarios a lo largo de los ejes del sistema de coordenadas

xyz). L es la longitud del inversor de espín a lo largo del eje z $[-L/2, L/2]$ y B_0 es la magnitud del campo magnético estático presente en todo el aparato experimental para el transporte del espín de los neutrones (ver figura 3.2).

Ahora si en lugar de considerar el sistema de referencia del laboratorio xyz nos paramos en un sistema de referencia XYZ que rota con velocidad angular ω (la misma que la frecuencia del campo magnético variable \vec{B}_v) en torno al eje x , de manera que

$$\begin{aligned}\hat{X} &= \hat{x}, \\ \hat{Y} &= \hat{y}\cos(\omega t) + \hat{z}\text{sen}(\omega t), \\ \hat{Z} &= \hat{z}\cos(\omega t) - \hat{y}\text{sen}(\omega t),\end{aligned}\tag{4.3}$$

tendremos que el campo efectivo $\vec{B}_{eff} = \vec{B}_s + \vec{B}_v$ se transformará en un campo \vec{B}'_{eff} . Para ver la relación entre \vec{B}_{eff} y \vec{B}'_{eff} consideremos la ecuación 2.25, que expresa la tasa de cambio del espín del neutrón cuando éste se somete a un campo magnético variable. Ahora considerando ambos sistemas de referencia, como se muestra en la figura 4.1, el espín del neutrón puede expresarse como

$$\begin{aligned}\vec{S} = \vec{S}' &= S_x \hat{x} + S_y \hat{y} + S_z \hat{z} \\ &= S_X \hat{X} + S_Y \hat{Y} + S_Z \hat{Z}.\end{aligned}\tag{4.4}$$

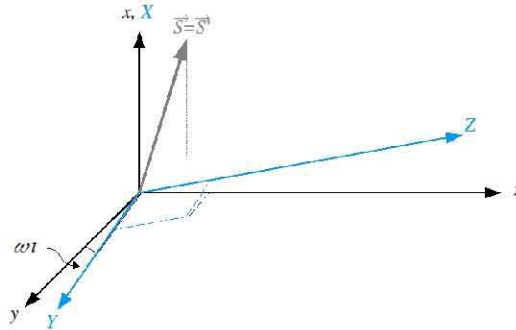


Figura 4.1: Espín de un neutrón visto en un sistema fijo xyz y en un sistema en rotación XYZ .

tendremos que en este nuevo sistema XYZ , cuya relación con el sistema del laboratorio es

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \dot{\vec{S}} = \dot{S}_X \hat{X} + \dot{S}_Y \hat{Y} + \dot{S}_Z \hat{Z} + S_X \dot{\hat{X}} + S_Y \dot{\hat{Y}} + S_Z \dot{\hat{Z}} \quad (4.5)$$

y considerando las expresiones 4.4 tenemos que

$$\dot{\vec{S}} = \dot{\vec{S}}' + S_Y \omega \hat{Z} - S_Z \omega \hat{Y}, \quad (4.6)$$

donde $\dot{\vec{S}}'$ es la tasa de cambio del espín en el sistema XYZ .

Si consideramos el vector $\vec{\omega} = \omega \hat{x} = \omega \hat{X}$ tendremos que

$$\dot{\vec{S}} = \dot{\vec{S}}' + \vec{S}' \times \vec{\omega}, \quad (4.7)$$

o bien

$$\dot{\vec{S}}' = \dot{\vec{S}} - \vec{S}' \times \vec{\omega}, \quad (4.8)$$

y haciendo uso de la ecuación 2.25

$$\dot{\vec{S}}' = \gamma \vec{S}' \times \vec{B}_{eff} - \vec{S}' \times \vec{\omega} = \gamma \vec{S}' \times \left(\vec{B}_{eff} - \frac{\vec{\omega}}{\gamma} \right) = \gamma \vec{S}' \times \vec{B}'_{eff}, \quad (4.9)$$

es decir, el campo efectivo en el sistema de referencia en rotación se transforma como

$$\vec{B}'_{eff} = \vec{B}_{eff} - \frac{\vec{\omega}}{\gamma}. \quad (4.10)$$

Por otro lado, el campo magnético variable a lo largo del eje \hat{z} puede verse, para un valor fijo de z , como un campo estático en el eje \hat{Y} (figura 4.2).

Dicho de otra manera, el campo variable puede reescribirse como

$$\begin{aligned} \vec{B}_v &= A \text{sen} \left(\pi \frac{z+L/2}{L} \right) [\text{sen}(\omega t) \hat{z} + \text{cos}(\omega t) \hat{y}] \\ &= A \text{sen} \left(\pi \frac{z+L/2}{L} \right) \hat{Y} \end{aligned} \quad (4.11)$$

sin alterar en ningún momento la magnitud de la proyección de \vec{B}_s a lo largo de la dirección de propagación del haz (z), que es la que tiene un efecto

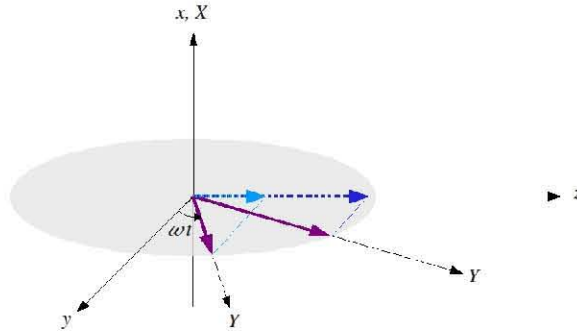


Figura 4.2: Campo \vec{B}_s visto en el sistema de referencia del laboratorio (en azul) y en el sistema de referencia en rotación en torno al eje x (en morado).

físico sobre el espín de los neutrones. Así el campo efectivo en el sistema en rotación, tomando en cuenta las ecuaciones 4.10 y 4.11, puede escribirse como

$$\vec{B}'_{eff} = \left[B_0 + A \cos \left(\pi \frac{z+L/2}{L} \right) \right] \hat{X} + A \sin \left(\pi \frac{z+L/2}{L} \right) \hat{Y} - \frac{\omega}{\gamma} \hat{X}. \quad (4.12)$$

En el capítulo 2 vimos que la magnitud de un campo magnético B_0 puede expresarse en términos de la frecuencia en la que el momento magnético de los neutrones precesará en torno a éste como $B_0 = \omega_0/\gamma$ [51]. Si igualamos la frecuencia del campo magnético variable (ω) a la frecuencia de precesión en torno al campo estático de magnitud B_0 (ω_0), la expresión 4.12 se reduce a

$$\vec{B}'_{eff} = A \cos \left(\pi \frac{z+L/2}{L} \right) \hat{X} + A \sin \left(\pi \frac{z+L/2}{L} \right) \hat{Y}. \quad (4.13)$$

El campo magnético de la ecuación 4.13 tiene características muy especiales. Por un lado, su amplitud es constante en cualquier punto a lo largo del inversor de espín $|\vec{B}'_{eff}| = A$. Por otro lado, su dirección cambia de ser paralela al campo estático en $z = -L/2$ a antiparalela en $z = L/2$, como se muestra en la figura 4.3.

Si la tasa de cambio en la dirección de \vec{B}'_{eff} ($\pi/\Delta t = \pi v/L = \pi h/mL\lambda$) es pequeña comparada con la frecuencia de precesión de los neutrones en torno

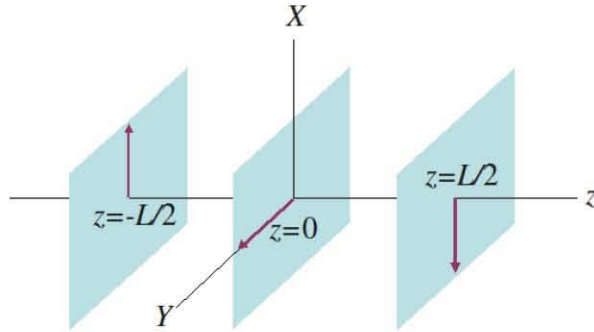


Figura 4.3: Dirección del campo magnético efectivo visto en el sistema en rotación a lo largo de la longitud del inversor de espín.

al mismo (γA), entonces el cambio será adiabático y los neutrones seguirán al campo efectivo cuando éste rota un ángulo π , por lo que quedarán invertidos al recorrer la distancia L del inversor. La condición de adiabaticidad puede escribirse como

$$\frac{\pi h}{mL\lambda} \ll \gamma A, \quad (4.14)$$

o bien, como

$$\lambda \gg \frac{\pi h}{m\gamma LA}, \quad (4.15)$$

lo que establece una longitud de onda mínima (o energía máxima) que los neutrones deben tener para que puedan ser invertidos adiabáticamente. Esta condición depende únicamente de las características del inversor de espín, como son su longitud y amplitud del campo magnético.

5 Desarrollo del Inversor de Espín Adiabático

En este capítulo se describirá la manera en la que en la práctica se produjeron los campos magnéticos estático y variable que conforman el inversor de espín como se describió en el capítulo anterior.

5.1. Campo Magnético Estático

El campo magnético estático y con gradiente tiene la forma

$$\vec{B}_s = \left[B_0 + A \cos \left(\pi \frac{z + L/2}{L} \right) \right] \hat{x}, \quad (5.1)$$

como se describió en el capítulo anterior. El campo magnético B_0 es el campo estático en la dirección x (vertical) que está presente en todo el aparato experimental (independiente del inversor de espín) y que es utilizado para el transporte del espín de los neutrones y tiene una magnitud de 10 G. Así el campo que debemos producir es el correspondiente al término $A \cos [\pi(z + L/2)/L] \hat{x}$. Para conseguirlo se planteó utilizar un sistema de 4 bobinas rectangulares como las mostradas en la figura 5.1, donde la dirección de la corriente en el primer par de bobinas, que conforman un sistema de bobinas de Helmholtz, es opuesta a la del segundo par. La decisión de utilizar pares de bobinas Helmholtz es debido a que producen un campo magnético uniforme en una mayor área de volumen que bobinas circulares de dimensiones comparables.

En primer lugar se describirá el campo magnético que una sola bobina rectangular produce en un cierto punto de coordenadas (x'_o, y'_o, z'_o) respecto al centro de ésta, como lo muestra la figura 5.2.

Las componentes del campo están dadas por [52]:

$$\begin{aligned} B_x &= \sum_{j=1}^4 \frac{\mu_0 I N}{4\pi} \left\{ \frac{(-1)^j d_j}{r_j [r_j + (-1)^{j+1} c_j]} - \frac{c_j}{r_j [r_j + d_j]} \right\}, \\ B_y &= \sum_{j=1}^4 \frac{\mu_0 I N}{4\pi} \left\{ \frac{(-1)^{j+1} x'}{r_j [r_j + (-1)^j c_j]} \right\}, \\ B_z &= \sum_{j=1}^4 \frac{\mu_0 I N}{4\pi} \left\{ \frac{(-1)^{j+1} x}{r_j [r_j + d_j]} \right\}, \end{aligned} \quad (5.2)$$

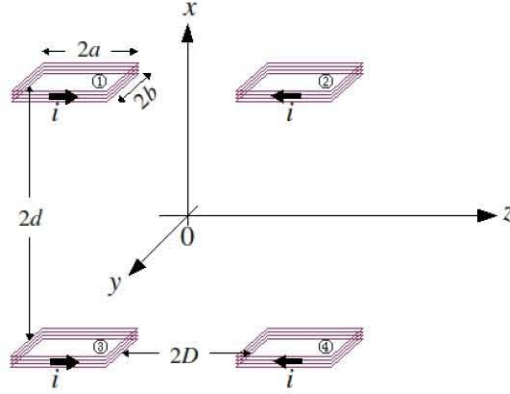


Figura 5.1: Sistema de 4 bobinas rectangulares usadas para producir el campo magnético estático con gradiente a lo largo del eje z . La dirección de la corriente para cada bobina se indica en la figura.

donde

$$\begin{aligned}
 c_1 &= a + z' & c_2 &= a - z' & c_3 &= -(a - z') & c_4 &= -(a + z') \\
 d_1 &= b + y' & d_2 &= b + y' & d_3 &= y' - b & d_4 &= y' - b \\
 r_1 &= \sqrt{(a + z')^2 + (b + y')^2 + (x')^2} \\
 r_2 &= \sqrt{(a - z')^2 + (b + y')^2 + (x')^2} \\
 r_3 &= \sqrt{(a - z')^2 + (y' - b)^2 + (x')^2} \\
 r_4 &= \sqrt{(a + z')^2 + (y' - b)^2 + (x')^2}
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

Las ecuaciones 5.2 y 5.3 se pueden ver en mas detalle en [52].

Con lo anterior es posible conocer el valor del campo magnético producido por las cuatro bobinas de la figura 5.1, por lo que es necesario describir la posición de cada punto (x, y, z) en términos de los sistemas de referencia de cada bobina $(x_1y_1z_1, x_2y_2z_2, \text{etc.})$, es decir:

$$\begin{aligned}
 x_1 &= x - d & y_1 &= y & z_1 &= z + D + a \\
 x_2 &= x - d & y_2 &= y & z_2 &= z - D - a \\
 x_3 &= x + d & y_3 &= y & z_3 &= z + D + a \\
 x_4 &= x + d & y_4 &= y & z_4 &= z - D - a
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

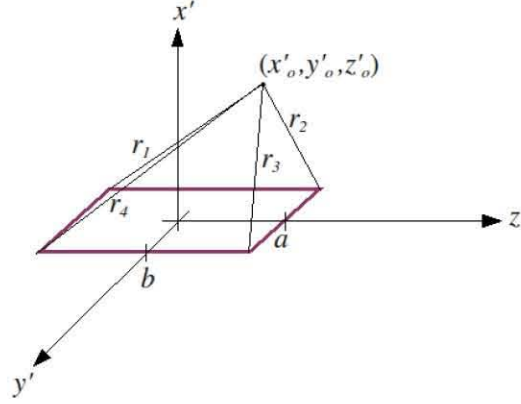


Figura 5.2: Bobina rectangular con un sistema de referencia $x'y'z'$ situado en el centro de la misma y las distancias que caracterizan la posición de un punto de coordenadas (x'_o, y'_o, z'_o) con respecto a los vértices de la bobina.

donde para los puntos que se encuentren sobre el eje z ($x = y = 0$) el campo total estaría dado por

$$\vec{B} = B_x \hat{x} + B_y \hat{y} + B_z \hat{z}, \quad (5.5)$$

con

$$B_x = \sum_{k=1}^4 B_{xk}, \quad B_y = \sum_{k=1}^4 B_{yk}, \quad B_z = \sum_{k=1}^4 B_{zk} \quad (5.6)$$

y

$$\begin{aligned} B_{xk} &= \sum_{j=1}^4 \frac{\mu_0 I_k N}{4\pi} \left\{ \frac{(-1)^j d_{jk}}{r_{jk} [r_{jk} + (-1)^{j+1} c_{jk}]} - \frac{c_{jk}}{r_{jk} [r_{jk} + d_{jk}]} \right\}, \\ B_{yk} &= \sum_{j=1}^4 \frac{\mu_0 I_k N}{4\pi} \left\{ \frac{(-1)^{j+1} x_k}{r_{jk} [r_{jk} + (-1)^{jk} c_{jk}]} \right\}, \\ B_{zk} &= \sum_{j=1}^4 \frac{\mu_0 I_k N}{4\pi} \left\{ \frac{(-1)^{j+1} z_k}{r_{jk} [r_{jk} + d_{jk}]} \right\} \end{aligned} \quad (5.7)$$

con

$$\begin{aligned} c_{1k} &= a + z_k = -c_{4k}, & c_{2k} &= a - z_k = -c_{3k} \\ d_{1k} &= y_k + b = d_{2k}, & d_{3k} &= y_k - b = d_{4k} \end{aligned} \quad (5.8)$$

y además

$$I_k = \begin{cases} i & \text{para } k = 1, 3 \\ -i & \text{para } k = 2, 4 \end{cases} \quad (5.9)$$

es decir, el índice k se refiere a la bobina.

Como veremos más adelante, el campo producido por estas bobinas tiene una variación en amplitud como función de la posición a lo largo del eje z que puede ser modelada mediante una función coseno.

5.2. Campo Variable con el Tiempo

Para el campo variable con el tiempo a lo largo del eje z

$$\vec{B}_v = A \operatorname{sen} \left(\pi \frac{z + L/2}{L} \right) \operatorname{sen}(\omega t) \hat{z}, \quad (5.10)$$

se utiliza un solenoide cuyo eje coincide con el eje z . Para determinar el campo magnético que éste producirá fijémonos primero en el campo magnético en un punto arbitrario P producido por una espira. Sea dl el diferencial de longitud a lo largo de la espira que está a una distancia r del punto P . \hat{u}_T es un vector unitario que apunta en la dirección tangente a la corriente de la espira en dl , \hat{u}_r un vector unitario que apunta en la dirección de la línea que va desde dl hasta P . Entonces, el campo magnético en el punto P está dado por la ley de Biot-Savart que calcula el campo magnético causado por un elemento de corriente $I dl$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \oint \frac{\hat{u}_T \times \hat{u}_r}{r^2} dl, \quad (5.11)$$

en donde μ_0 es la constante de permeabilidad en el vacío, I es la corriente de la espira y la integral es calculada alrededor de toda la espira. Como se muestra en la figura 5.3, el producto $\hat{u}_T \times \hat{u}_r$ es ortogonal al plano PAA' , y como son vectores unitarios la magnitud del producto es uno. Entonces, el campo magnético en el punto P ocasionado por dl es

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{dl}{r^2}, \quad (5.12)$$

y el campo es ortogonal al plano PPA' . El campo dado en la ecuación 5.12 puede dividirse en dos componentes, una paralela al eje de la espira y una perpendicular (dB_{\parallel} y dB_{\perp}). Debido a la simetría axial del sistema, la componente perpendicular al eje se cancela cuando se integra sobre toda la espira. Por otro lado la componente paralela está dada por

$$dB_{\parallel} = dB \cos \alpha = \frac{a}{r} dB = \frac{\mu_0 I a}{4\pi r^3} dl. \quad (5.13)$$

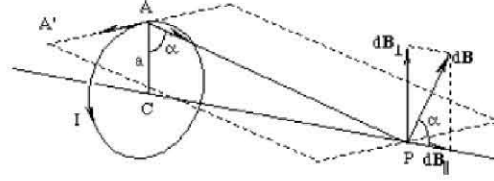


Figura 5.3: *Campo magnético que produce una sola espira en un punto P.*

Como la distancia r es constante alrededor de la espira, podemos integrar

$$B = \oint dB_{\parallel} = \frac{\mu_0 I a}{4\pi r^3} \oint dl = \frac{\mu_0 I a^2}{2r^3}. \quad (5.14)$$

Y como $r = (a^2 + x^2)^{1/2}$, con x la distancia del centro de la espira al punto P , el campo se puede escribir como

$$B = \frac{\mu_0 I a^2}{2(a^2 + x^2)^{3/2}}. \quad (5.15)$$

Un solenoide se compone de N número de espiras que tienen el mismo eje y la misma corriente circulando a través de ellas, en donde la suma de los campos producidos por cada una da origen al campo magnético total. Si la longitud del solenoide es L , el número de espiras N con un radio a y la densidad de las espiras de corriente es N/L (ver figura 5.4), de acuerdo con la ecuación 5.15, entonces el solenoide ocasiona un campo magnético en un punto P sobre su eje dado por

$$dB = \left[\frac{\mu_0 I a^2}{2(a^2 + x^2)^{3/2}} \right] \frac{N}{L} dx. \quad (5.16)$$

Tomando en cuenta la figura 5.4, es posible hacer el cambio de variable $x = a \cot \beta$, $R = a / \sin \beta$, $dR = -a d\beta / \sin^2 \beta$ y $R^2 = a^2 + x^2 = a^2 / \sin^2 \beta$, y sustituyendo en la ecuación 5.16 obtenemos

$$dB = \frac{\mu_0 I N}{2L} (-\sin \beta) d\beta. \quad (5.17)$$

Y el campo magnético total se obtiene de integrar desde un extremo al otro del solenoide

$$B = \frac{\mu_0 I N}{2L} \int_{\beta_1}^{\beta_2} (-\sin \beta) d\beta = \frac{\mu_0 I N}{2L} (\cos \beta_2 - \cos \beta_1). \quad (5.18)$$

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

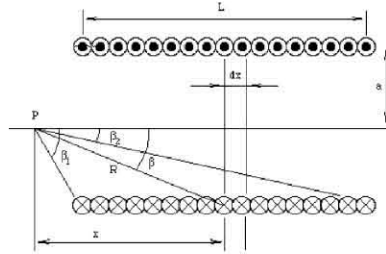


Figura 5.4: Vista lateral seccionada del solenoide.

Si ahora le llamamos R al radio del solenoide, l a su longitud, y su eje lo hacemos paralelo al eje z (ver figura 5.5), entonces el campo magnético en un punto $(0,0,z)$ sobre su eje estará dado por

$$B = \frac{\mu_0 I N}{2l} \left[\frac{(z + l/2)}{\sqrt{(z - l/2)^2 + R^2}} - \frac{(z - l/2)}{\sqrt{(z + l/2)^2 + R^2}} \right]. \quad (5.19)$$

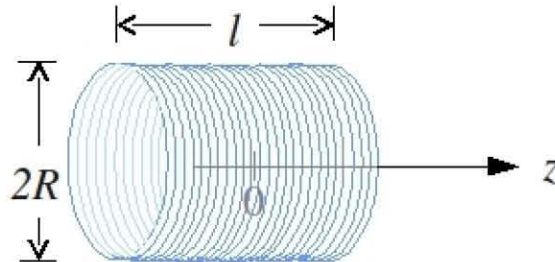


Figura 5.5: Solenoide circular de radio R y longitud l a lo largo del eje z $[-l/2, l/2]$.

Como veremos más adelante, la amplitud del campo varía a lo largo del eje z de forma que se asemeja a la función seno. Por otra parte, dado que el campo debe variar con el tiempo, la corriente que pasa por el solenoide I deberá ser una corriente alterna, a diferencia de la corriente directa que se utiliza en las bobinas rectangulares descritas en la sección anterior. La corriente en este caso debe ser de la forma

$$I = I_0 \sin(\omega t). \quad (5.20)$$

5.3. Programa en ROOT

ROOT es un programa desarrollado en el CERN, basado en el lenguaje de programación C, que cuenta con un gran número de librerías y funciones para análisis de datos y cálculos. Las funciones preconstruidas en ROOT pueden utilizarse en conjunto con comandos en C en el desarrollo de programas para tareas específicas. En nuestro caso desarrollamos un código en ROOT en el que haciendo uso de las ecuaciones descritas en las secciones 5.1 y 5.2 modelamos los campos magnéticos del inversor de espín. El código de nuestro programa se encuentra en el apéndice C. En este programa es posible poner como datos de entrada las dimensiones de las bobinas cuadradas, su resistencia, su separación tanto vertical como horizontal, el número de vueltas en éstas, la longitud y radio del solenoide, la amplitud de la corriente alterna que pasará por él y el calibre del cable que se desea utilizar. Además de las ecuaciones para calcular los campos magnéticos, en el programa incluimos la información del número de vueltas por centímetro y la máxima corriente que puede ser transferida para diferentes calibres de alambre de cobre. De esta manera, y dado que requerimos que el solenoide tenga una sola capa de embobinado, el programa determina el calibre del alambre más adecuado para el solenoide dada la corriente y determina el número de vueltas dada su longitud. Por otro lado el programa determina el voltaje en la fuente de corriente para las bobinas cuadradas, permitiéndonos ir ajustando en cada corrida la corriente y el número de vueltas en las mismas para producir un campo magnético de la amplitud deseada sin requerir una fuente de corriente a un potencial demasiado alto, pues éstas son más difíciles de conseguir. La amplitud del campo del solenoide también se ajusta variando la amplitud de la corriente alterna. Lo que buscamos en la optimización de los parámetros del sistema fue producir una amplitud igual para ambos campos magnéticos con una magnitud no mayor a la magnitud del campo estático $B_0 = 10$ G presente en todo el aparato experimental. Debido a cuestiones prácticas, tratamos de ajustar los requerimientos de las bobinas cuadradas para utilizar el mismo calibre del alambre de cobre determinado como óptimo para el solenoide (calibre 18) además de calcular la cantidad necesaria de cable a utilizar. La figura 5.6 muestra las gráficas producidas por el programa con los parámetros de ajuste finales, donde se tiene (en negro) la amplitud de los campos de las bobinas cuadradas y del solenoide, y su ajuste (en rojo) con las expresiones 4.1 y 4.2. Como puede verse, la amplitud de ambos campos es de 4 G.

Las dimensiones óptimas que se determinaron con este programa son (ver

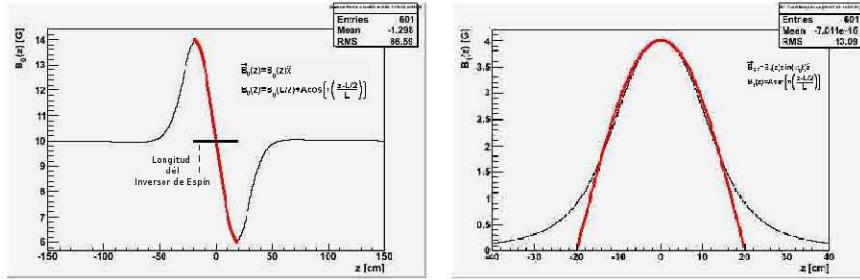


Figura 5.6: Gráficas obtenidas con el programa de ROOT. Se muestran el campo magnético estático (izquierda) producido por las bobinas cuadradas y la amplitud del campo magnético variable (derecha) producido por el solenoide.

figuras 5.1 y 5.5):

$$\begin{aligned}
 a &= 8 \text{ cm} \\
 b &= 8 \text{ cm} \\
 d &= 10 \text{ cm} \\
 D &= 24 \text{ cm} \\
 l &= 20 \text{ cm} \\
 L &= 40 \text{ cm} \\
 R &= 12 \text{ cm}
 \end{aligned}
 \tag{5.21}$$

La amplitud de la corriente alterna para el solenoide es 1.3 A; el número de vueltas (una sola capa) en el solenoide es de 180. Por otro lado, para la corriente de 10 A que pasa por las bobinas cuadradas, con 400 vueltas, se requiere un voltaje en la fuente de 1.69 V. Como se mencionó en el capítulo anterior, la longitud de onda mínima (o energía máxima) para que el inversor de espín esté dentro de la condición de adiabaticidad depende únicamente de la longitud del inversor L y la amplitud de los campos A (ecuación 4.15). Para estos parámetros, la longitud de onda mínima de este inversor de espín sería $\lambda_{min} = 0.4 \text{ \AA}$, o bien, la energía máxima $E_{max} = 456 \text{ meV}$. Los experimentos con neutrones lentos utilizan energías de neutrones inferiores a 15 meV (o longitud de onda mayores a 2.3 \AA), lo que significa que nuestros neutrones serán invertidos con 100% de eficiencia con este dispositivo, pues se encuentran dentro de la condición de adiabaticidad.

5.4. Material

La figura 5.7 muestra una esquematización del inversor de espín con las dimensiones óptimas determinadas con el programa de ROOT. Se requiere que el inversor de espín esté construido a base de materiales no magnéticos para no perturbar los campos que se desean producir. El solenoide para producir el campo variable se encuentra en el centro geométrico del sistema de las cuatro bobinas cuadradas. La estructura de éstas está construida a base de canal de aluminio, mientras que el solenoide tiene como base un carrete de nylon. El solenoide está dentro de una lata de aluminio para evitar que los neutrones se despolarizen antes de llegar al inversor de espín por la presencia del campo magnético variable. Como se verá más adelante, la frecuencia del campo magnético variable cae en el intervalo de la radiofrecuencia (RF). Es posible blindar el campo magnético de RF a la región fuera del inversor de espín mediante el contenedor metálico debido a las corrientes inducidas en éste, las cuales actúan cancelando el campo magnético. El contenedor de aluminio tiene ventanas muy delgadas en la dirección de propagación del haz de neutrones para minimizar la absorción de los mismos, pero siendo aún suficientemente gruesas para evitar la fuga del campo de RF hacia el exterior.

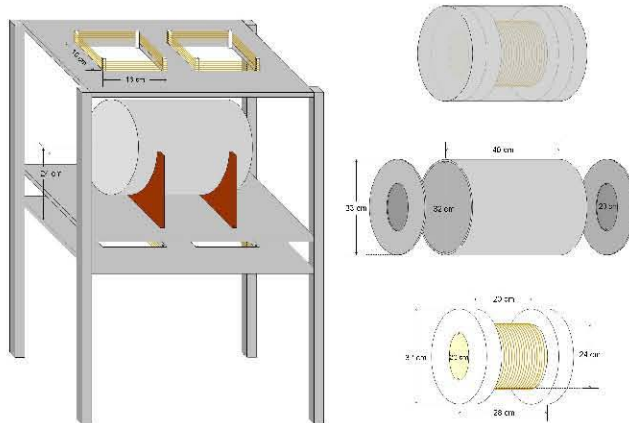


Figura 5.7: Esquema del inversor de espín con las dimensiones determinadas mediante el programa de ROOT.

En cuanto al alambre de cobre para el embobinado del solenoide y las bobinas cuadradas, fue posible utilizar alambre del mismo calibre (18). Los aditamentos adicionales como tornillos, remaches, soldadura, conexiones y soportes utilizados para el ensamblaje de todo el dispositivo fueron también de materiales no magnéticos como latón, plástico, aluminio y madera. Más detalles se mencionarán en la siguiente sección.

5.5. Trabajo en el Taller

El taller del Instituto de Física de la UNAM es un gran cimiento en cuanto al desarrollo de proyectos, que sin su existencia simplemente no se habrían llevado a cabo. En este lugar se construyen desde tornillos extremadamente precisos, cámaras de vacío que se utilizan en los aceleradores hasta estructuras para el montaje de diversos experimentos.

Fue en este lugar en donde se llevó a cabo la mayor parte de la construcción del inversor de espín; ahí se devastó el carrete de nylon, se fabricó la lata de aluminio que contiene al solenoide, las tapas de la lata, las membranas de aluminio (para las tapas por donde atraviesa el haz), el contenedor que lleva el capacitor de radiofrecuencia, se realizaron todas las perforaciones, tornillos de plástico y demás juntas que dieron lugar al ensamble del inversor de espín.

5.5.1. Lata, Capuchón, Tapas, Membranas, Carrete.

La lata fue construida con una sección de un tubo de aluminio (ver figura 5.8), sus tapas y membranas con láminas también de aluminio en donde la segunda tiene un espesor de 0.5 mm (ver figura 5.9 y 5.10).

Como se describió con anterioridad, la finalidad primordial de la lata es contener al solenoide, es decir, no permitir que el campo magnético que produce se fugue hacia zonas no deseadas, manteniéndolo así en el lugar preciso, además sirve como estructura, en la cual se montó un pequeño cilindro en la parte superior (una especie de capuchón) que contiene el capacitor de radiofrecuencia del cual se darán detalles más adelante (ver figura 5.11).

Una sección cilíndrica de nylon se cortó en tres secciones, dos de ellas formaron los extremos del carrete, y la otra el cuerpo. La estructura es tal cual un carrete de hilo (ver figura 5.12). Debido a que el carrete es más corto que la lata de aluminio, se le colocaron unas “patitas” de plástico en los



Figura 5.8: Ésta es la sección de tubo que se utilizó para construir la lata, se puede observar montado en el torno del taller pues fue necesario rectificarlo y disminuir su espesor a aproximadamente 5 mm.

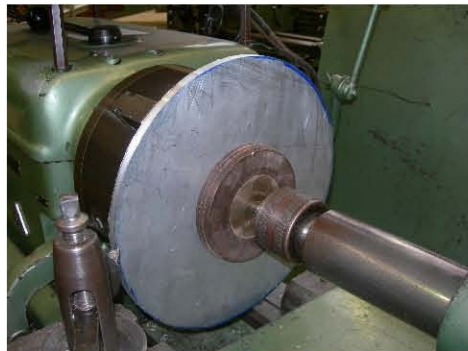


Figura 5.9: En esta imagen es posible observar la lámina de aluminio cortada en forma de círculo para las tapas del contenedor del solenoide, justo antes de perforarla para dejar la sección que es luego cubierta por una lámina más delgada.

extremos para fijarlo dentro de la lata. Esta pieza es de suma importancia pues es sobre la cual se embobinó el solenoide con el que se logró el campo magnético variable.

Las estructuras en donde las bobinas cuadradas se sostienen se hicieron con canales de aluminio, cortados debidamente y fueron ensamblados por



Figura 5.10: Aquí se pueden ver las dos tapas de la lata ya perforadas además de que en una ya se encuentra montada la membrana de 0.5 mm, la cual es perpendicular al eje de propagación del haz de neutrones.



Figura 5.11: En la parte superior de la lata se puede observar un cilindro que contiene al capacitor.

medio de remaches (ver 5.13).

Con todas las piezas terminadas (ver figura 5.14) se pudo proceder al embobinado, que aparentemente es un proceso fácil y sencillo, pero que realmente tiene sus detalles.

En la sección de carpintería del taller se realizó la construcción de una estructura de madera que se utilizó para montar las componentes del inversor de espín, simulando la configuración que tuvo en el Laboratorio Nacional de Los Alamos, con el fin de realizar las medidas de caracterización, en



Figura 5.12: Carrete de nylon para el solenoide. Las tapas se fijaron con tornillos de plástico, al igual que las “patitas” de los extremos del carrete, las cuales tienen cuerda.



Figura 5.13: Estructuras de aluminio de soporte para las bobinas cuadradas.

particular para hacer el mapeo de los campos magnéticos a lo largo del eje-z (a lo largo del cual se propagan los neutrones) tanto del campo estático como del variable con el tiempo. De estas mediciones se hablará más adelante.

5.6. Embobinado

5.6.1. Bobinas Cuadradas

Ya vimos entonces cómo es que se puede lograr el campo estático con gradiente. Para lograrlo es necesario tener un arreglo de cuatro bobinas

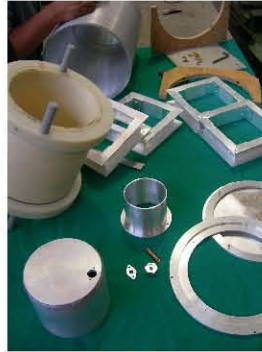


Figura 5.14: *Piezas terminadas que en conjunto forman el Inversor de Espín Adiabático (antes del embobinado).*

cuadradas, cuyas características óptimas se obtuvieron mediante el programa en ROOT descrito anteriormente. Estas características son:

- Calibre del alambre esmaltado de cobre: 18.
- Número de vueltas: 400 vueltas.
- Número de capas: 9 capas.
- Vueltas por capa: aproximadamente 42 vueltas.

Para el embobinado se perforaron los armazones cuadrados con dos agujeros, uno en el interior y otro en una de las bases, pues por uno se introdujo el principio del alambre y por el otro el final. Con estos orificios se comenzó el embobinado, recordando que dos bobinas deben de estar enredadas en una dirección y las otras dos, en la dirección opuesta. Manualmente se llevó a cabo esta tarea, simplemente del carrete del alambre de cobre poco a poco se fue desenrollando y enredando en el armazón de aluminio; el embobinado de cada una tomó aproximadamente hora y media, además de unas cuantas ampollas en las manos (ver figura 5.15). Al final se colocó barniz de uñas en la entrada y la salida del alambre, esto con el fin de evitar algún corto circuito. Además la última capa de la bobina (y la única visible) se cubrió con cinta de aislar para evitar cualquier tipo de raspón que de igual forma podría desgastar la capa de esmalte del alambre y ocasionar un corto circuito (ver figura 5.16).



Figura 5.15: *En esta imagen se muestran las cuatro bobinas cuadradas.*



Figura 5.16: *Bobinas cuadradas con una capa de cinta de aislar en la superficie.*

5.6.2. Solenoide

La bobina cilíndrica o solenoide, el cual se encargará de generar el campo magnético que varía con el tiempo, se construyó de una forma distinta que las bobinas cuadradas pues como se mencionó anteriormente el embobinado se realizó sobre un carrete de nylon y no sobre armazones de aluminio. En lo que coincide es en el procedimiento y en unos pequeños orificios en los extremos u orejas del carrete, con el fin de fijar el alambre de cobre a la entrada y salida, además de mantener el embobinado apretado. También el embobinado fue similar, el mismo alambre de cobre fue utilizado, poco a

poco se fue desenrollando del carrete y enredando en el de nylon, pero en este caso con una sola capa de embobinado con un número total de vueltas de 180. Los extremos del alambre son dirigidos internamente por la lata hacia el capuchón y conectados con el capacitor; a los extremos se les cubrió con un aislante, para así garantizar que no existiese ningún corto circuito en el interior de la lata (ver figura 5.17).

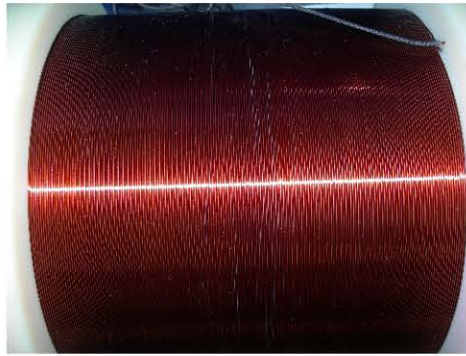


Figura 5.17: En esta imagen se muestra el solenoide sobre el carrete de nylon.

5.7. Determinación de la Inductancia, Capacitancia y Frecuencia del Inversor de Espín

Una vez que el inversor de espín quedó completamente armado y embobinado, continuó la tarea de conocer el valor del capacitor que conectado en serie con el solenoide forma un circuito RLC que, conectado a un generador de corriente alterna, produce el campo magnético variable con el tiempo. Lo que se busca es que la frecuencia de resonancia del circuito RLC coincida con la frecuencia de precesión de los neutrones que llegan al inversor de espín $\omega_0 = 2\pi f_0 = \gamma B_0$. Para el campo magnético estático de $B_0 = 10$ G presente en todo el aparato experimental $f_0 = 29$ kHz, que como ya se había mencionado con anterioridad, cae en el intervalo de la radio frecuencia.

Con el fin de determinar el capacitor requerido, es necesario conocer la inductancia del solenoide. Ésta puede ser calculada mediante la expresión

$$L = \frac{\mu_0 N^2 A}{l}, \quad (5.22)$$

donde N es el número de vueltas en el solenoide, A es su área transversal y l la longitud. Para nuestro caso el valor calculado de la inductancia es aproximadamente 6 mH, que está en acuerdo con el valor medido con la ayuda de un inductómetro en el laboratorio de electrónica del Instituto de Física. Cabe mencionar que este valor es para el solenoide sin el contenedor de aluminio. La presencia de las paredes conductoras del contenedor modifica el valor de la inductancia del sistema, que fue medida también, resultando ser de 2.4 mH. Una vez que se encontró el valor de la inductancia del inversor de espín se obtuvo el valor del capacitor, $C = 12.55$ nF.

Para verificar el valor de la inductancia y por consiguiente el valor que el capacitor debía tener se utilizó un capacitor con $C = 12.38$ nF que se conectó en serie con el solenoide y se midió la frecuencia de resonancia del sistema. Las figuras 5.18 y 5.19 muestran las imágenes del osciloscopio de la señal de salida del circuito RLC .

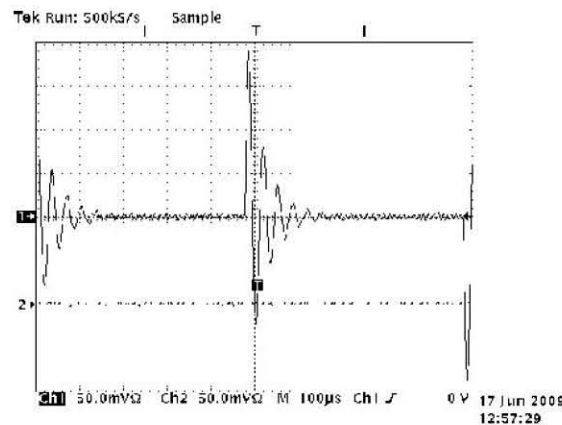


Figura 5.18: Señal del osciloscopio en la que se observa la frecuencia de resonancia del solenoide.

El periodo de la señal es $\tau = 34 \mu\text{s}$, lo que corresponde en este caso a una frecuencia $f = 1/\tau = 29.4$ kHz y una inductancia $L = [(2\pi f)^2 C]^{-1} = 2.4$ mH. Desde luego, con el valor preciso de capacitancia (12.55 nF) se obtendría una frecuencia del circuito RLC de

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (5.23)$$

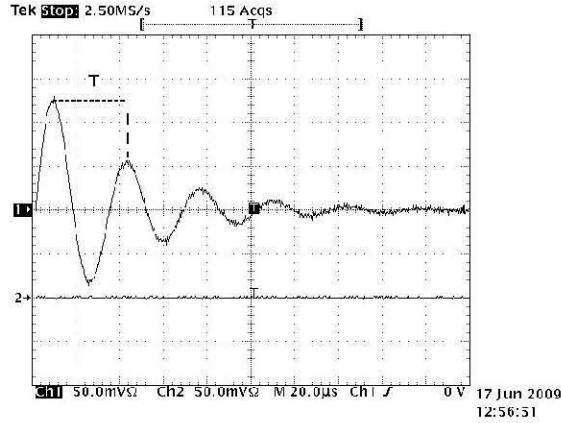


Figura 5.19: Imagen del osciloscopio de la señal del circuito RLC del solenoide en una escala de $20 \mu\text{s}$ por división, con la que se midió su frecuencia de resonancia.

y si sustituímos los valores

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{(2.4 \text{ mH})(12.55 \text{ nF})}} = 28.99 \text{ kHz} \approx 29 \text{ kHz}. \quad (5.24)$$

Podemos ver que los valores de la inductancia concuerdan, fundamentando así el valor que el capacitor debe de tener durante el funcionamiento del inversor de espín en los experimentos en los cuales se encuentre involucrado. La razón por la que es tan necesaria esta verificación es que el capacitor es de un tipo especial para alto voltaje, como los que se muestran en la figura 5.20.

El circuito RLC que conforma al inversor de espín estará conectado a una fuente de corriente alterna, es decir la corriente que pasará por el circuito es de la forma $I = I_o \text{sen} \omega_0 t$. Con el valor de la amplitud de la corriente $I_o = 1.3 \text{ A}$ determinada por el programa de ROOT descrito en la sección 5.3, el capacitor en el inversor de espín recibirá una carga máxima dada por

$$Q_{max} = \frac{I_o}{\omega_0} = 7.5 \mu\text{C}. \quad (5.25)$$

Podemos ver que el voltaje máximo al que estará sometido el capacitor



Figura 5.20: Capacitores de alto voltaje como el que se requiere para el inversor de espín. Tomada de [53].

es de

$$V_{max} = \frac{Q_{max}}{C} = 597 \text{ V}, \quad (5.26)$$

que al ser multiplicado por un factor de $\times 3$ (con el fin de garantizar que el capacitor pueda soportar el voltaje al cual será sometido con un amplio margen) nos indica un valor de aproximadamente 2 kV, que es un voltaje alto para un capacitor común y fundamenta el requerimiento de uno de tipo especial para alto voltaje.

5.8. Mapeo de los Campos

El siguiente paso fue determinar los campos magnéticos producidos por las componentes del inversor de espín (arreglo de las bobinas cuadradas y solenoide) y compararlos con los esperados teóricamente, según los cálculos realizados con el programa de ROOT (sección 5.3). La herramienta principal de este proceso fue un gaussmetro, el cual consiste en una punta Hall y un dispositivo que transforma las señales arrojadas por la punta en valores de campo magnético del lugar preciso en donde ésta se coloque. Tanto el arreglo de bobinas cuadradas que producen el campo magnético con gradiente como el solenoide (conectado en serie con el capacitor formando un circuito RLC) fueron conectados a una fuente de corriente continua; aunque en su uso final el solenoide requerirá corriente alterna, en este caso nos interesa sólo determinar su amplitud como función de la posición a lo largo del eje z , que como

se recordará de la sección 5.2 debe variar como la función seno.

El principio del funcionamiento del gaussmetro se basa en el efecto Hall que se origina cuando una placa metálica por la que pasa una corriente I se coloca bajo un campo magnético cuya dirección es perpendicular a la dirección de la corriente, produciéndose una diferencia de potencial entre los bordes opuestos de la placa, misma que da información sobre la magnitud del campo. Consideremos la figura 5.21; al pasar una corriente eléctrica a través de la placa, como se muestra, los electrones (portadores de la carga) se moverán en dirección opuesta a la corriente con una velocidad v . El campo magnético pasa perpendicularmente a través de la placa, ejerce una fuerza transversal sobre los portadores de carga dada por $\vec{F}_m = -q\vec{v} \times \vec{B}$, que para el caso de los electrones con carga $q = -e$, apuntará en la dirección como la figura lo muestra. Esta fuerza que empuja a los electrones hacia un lado de la placa producirá una diferencia de potencial V_H entre los bordes de la placa. Este potencial compensa la fuerza ejercida sobre los portadores de carga por el campo magnético con una fuerza eléctrica $\vec{F}_e = q\vec{x}\vec{i}$, donde ξ es el campo eléctrico producido por el acumulamiento de cargas en los bordes. La diferencia de potencial V_H depende de la intensidad del campo magnético aplicado B :

$$V_H = \frac{IB}{ned}, \quad (5.27)$$

con I la magnitud de la corriente a través de la placa, n la densidad de portadores de carga, e la carga del electrón y d el espesor de la placa. El gaussmetro entonces se encarga de medir esta diferencia de potencial, convirtiéndola a unidades de campo magnético.

Para la medición se hizo un barrido (cada medio centímetro) a lo largo del eje del inversor de espín con la punta Hall situada perpendicularmente a las líneas de campo, es decir, si consideramos al eje z como la dirección de propagación del haz, al eje x como la dirección vertical y al y como la transversal, la punta Hall se colocó paralela al plano yz para determinar el campo de las bobinas cuadradas (que está en la dirección x) y paralela al plano xy para determinar el campo del solenoide (que está sobre el eje z). Como ya se mencionó anteriormente, se construyó una base de madera para simular la configuración final del inversor de espín (ver figura 5.22).

Después del mapeo de las bobinas cuadradas siguió el del solenoide; se cortaron dos membranas de aluminio como las que en realidad lleva en las

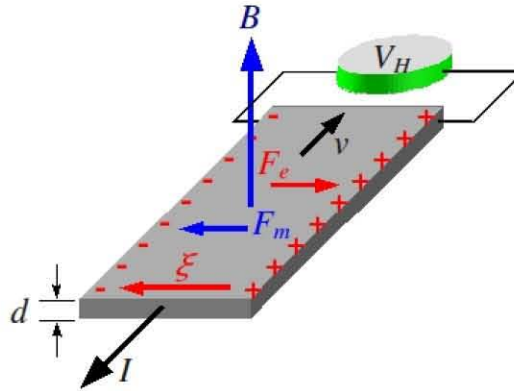


Figura 5.21: La figura muestra el efecto Hall producido al hacer pasar una corriente eléctrica sobre una placa metálica que se encuentra bajo el efecto de un campo magnético.



Figura 5.22: Bobinas cuadradas montadas en la base de madera, en el eje z (eje de propagación del haz de neutrones) se puede observar un canal de aluminio que se utilizó para posicionar la punta Hall y mapear el campo magnético que éstas producen.

tapas el contenedor del solenoide, pero con un orificio rectangular por el que se hizo pasar el canal de aluminio que sirvió como guía para la punta Hall a lo largo del eje de propagación de los neutrones (ver figura 5.23). De esta manera fue posible ir barriendo la punta Hall de un extremo al otro, tomando

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos

una medición de la magnitud del campo magnético cada medio centímetro.



Figura 5.23: El solenoide se encuentra dentro de la lata. Se pueden apreciar las membranas perforadas y el canal que se utilizó para llevar a cabo el mapeo del campo.

A continuación se muestran dos gráficas, la primera corresponde al mapeo del campo producido por las bobinas cuadradas en el eje z (figura 5.25), y la segunda corresponde al mapeo del campo magnético del solenoide (figura 5.24). Las tablas de datos se encuentran en el apéndice A.

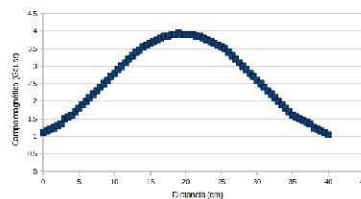


Figura 5.24: Esta gráfica muestra la amplitud del campo magnético producido por el solenoide a lo largo de su eje (eje z).

Comparando los datos experimentales con los determinados teóricamente con el programa de ROOT se obtuvo la siguiente gráfica de la figura 5.26.

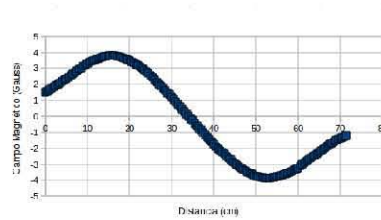


Figura 5.25: Variación de la amplitud del campo magnético producido por las bobinas cuadradas a lo largo del eje z.

Podemos ver que los campos magnéticos resultantes de las bobinas cuadradas y del solenoide cumplen exitosamente con las expectativas originales.

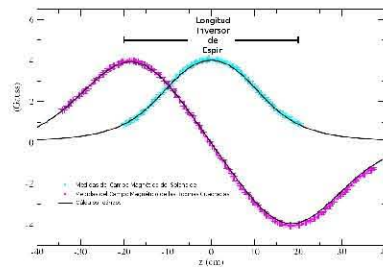


Figura 5.26: Esta gráfica muestra los campos magnéticos determinados teóricamente (línea negra) y los medidos experimentalmente. El campo correspondiente a las bobinas cuadradas se muestra en color rosa, mientras que el correspondiente al solenoide está en color azul.

5.9. Prueba del Funcionamiento del Inversor de Espín en LANL

La segunda etapa de pruebas del inversor de espín se realizó en el Laboratorio Nacional de los Alamos LANL, en la fuente de espalación de LANSCE, en donde se encuentra la línea de haz FP12, destinada a la investigación de física básica del Lujan Center (ver figura 5.27).

Diseño y Construcción de un Inversor de Espín Adiabático para Neutrones Lentos



Figura 5.27: *El Flight Path 12 es el lugar en donde han tomado y toman lugar experimentos relacionados con investigación en física básica, único en el Lujan Center del LANL.*

En esta área de trabajo se obtienen neutrones mediante un haz pulsado de 800 MeV de ^{-}H del acelerador lineal que son ionizados para formar ^{+}H y posteriormente inyectados al anillo de almacenamiento de protones PSR (por sus siglas en inglés). En el PSR los protones son comprimidos y acumulados en pulsos con una forma triangular y con un perfil longitudinal teniendo 250 ns de base; posteriormente son dirigidos al blanco de espalación con una frecuencia de 20 Hz. Durante los experimentos la corriente promedio del haz de protones es de $100 \mu A$. El blanco de espalación consta de dos cilindros de tungsteno de 10 cm de diámetro, uno con 7.5 cm y el otro con 27 cm de longitud y una distancia entre ellos de 14 cm, además están rodeados en la parte inferior por cuatro moderadores y reflectores, en la parte superior del blanco más largo por dos moderadores. Un moderador de ^{2}H de $12 \times 12 \text{ cm}^2$ de área y de 5 cm de ancho a una temperatura de 20 K se encuentra entre el FP12 y el blanco de espalación y se encarga de enfriar a los neutrones, obteniendo un flujo promedio de 10^6 neutrones/ms en cada pulso. Con el fin de tener la menor pérdida posible del flujo de neutrones, éstos son transportados al FP12 con la ayuda de una guía de súper espejo que tiene una longitud de 30 m y una sección transversal de $9,5 \times 9,5 \text{ cm}^2$; está compuesta de secciones previamente ensambladas de 50 cm de longitud que fueron alineadas cuidadosamente durante la construcción de la línea. La reflectividad característica de estas guías es mayor al 85% para neutrones con una longitud de onda $\lambda = 4.27 \text{ \AA}$. Con la ayuda de un chopper (como el que se describió en la sección 2.6) los neutrones son seleccionados dentro de un cierto intervalo de longitud de onda, además de ser separados completamente de pulso en pulso obteniendo una relación unívoca entre tiempo de vuelo y energía [54]. La

línea FP12 está dentro de un cuarto blindado, fabricado de acero y plástico borado que impiden la salida de los neutrones al área de control. El acero por otra parte funciona como un reflector de flujo del campo magnético.

En un experimento de polarimetría de precisión (descrito en la sección 3.2.2) tuvo lugar la prueba del inversor de espín. El arreglo experimental de esta prueba se puede ver esquematizado en la figura 5.28. Se observan los dos filtros de espín de ^3He (descritos en la sección 2.9.1), en donde el primero funciona como polarizador para el haz de neutrones y el segundo cumple con la función de analizador de la polarización del haz que incide sobre él. Se tiene el inversor de espín y los tres monitores que miden el flujo del haz en distintos puntos del experimento y mediante los cuales puede determinarse la transmisión relativa de neutrones. En ambos filtros de espín el ^3He está polarizado en la misma dirección. Según los principios descritos en la sección 2.9.1, el haz inicialmente no polarizado tendrá, después de atravesar el primer filtro, una polarización en la misma dirección de polarización de la celda de ^3He y cuyo valor dependerá del grado de polarización de la misma (ver figura 5.28). Posteriormente el haz entra al inversor de espín, que de acuerdo con la secuencia $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow \dots$ (apagado-prendido-apagado-prendido...) invierte (prendido, \downarrow) o deja inalterada (apagado, \uparrow) la polarización de los pulsos de neutrones. Cuando el inversor de espín está en modo apagado para un pulso, la polarización del haz incidente coincide con la del segundo filtro de espín (analizador), mientras que para el estado prendido, las polarizaciones son opuestas. Según la expresión 2.27, la transmisión de neutrones a través de la celda analizadora será menor en el segundo caso, con respecto al primero, pues en éste la sección eficaz de captura de neutrones en ^3He se vea amplificada ($\sigma_{\downarrow} > \sigma_{\uparrow}$). Esta diferencia entre los dos estados del inversor de espín se ilustra también en la figura 5.28.

La figura 5.29 muestra la diferencia en la transmisión relativa de pulsos con el inversor de espín en el estado apagado (negro) y prendido (amarillo) como función de la velocidad de los neutrones. Cabe señalar que el sistema de adquisición de datos almacena de manera independiente la información de cada pulso, de manera que un número grande de pulsos (10 000 por lo general) pueden analizarse promediando el resultado de la transmisión de los pulsos nones (inversor de espín apagado) y por separado el de los pulsos pares (inversor de espín prendido). En la figura aparece el resultado de un análisis de este tipo.

En la figura 5.30 se muestra el inversor de espín colocado en el soporte de

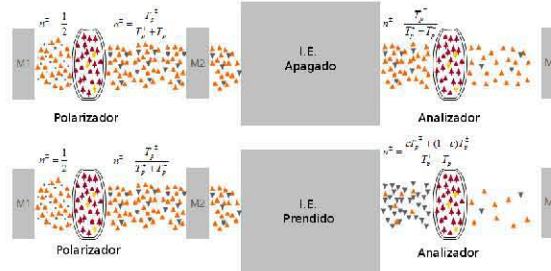


Figura 5.28: Esquema montaje experimental de polarimetría de precisión donde se realizó la prueba de funcionamiento del inversor de espín. Es posible notar que hay una diferencia en el flujo de neutrones que es transmitido a través de la celda analizadora dependiendo del estado del inversor de espín (prendido o apagado).

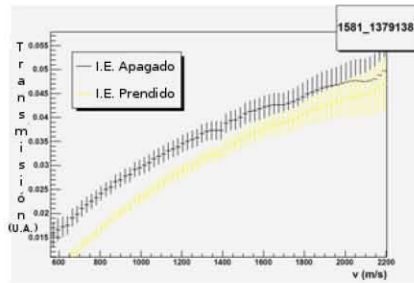


Figura 5.29: Transmisión relativa de los neutrones a través del analizador para el caso en el que el inversor de espín está apagado (negro) y para el caso en el que está prendido (amarillo).

aluminio que fue construido especialmente para montarlo en el experimento.

En las figuras 5.31 y 5.32 se muestra el inversor de espín ya montado en el experimento de polarimetría de precisión de neutrones, en la línea FP12 de LANSCE. En la primer imagen se pueden observar de izquierda a derecha: el final de la guía que transporta a los neutrones desde el moderador, el primer monitor de neutrones, la celda polarizadora, el segundo monitor de neutrones, el inversor de espín, la celda analizadora y el tercer monitor. También es posible ver en la parte superior e inferior las cajas negras por las que



Figura 5.30: *Inversor de Espín montado en la estructura de aluminio antes de ser colocado en el experimento.*

se conducen la luz láser a las celdas de ^3He y por último las bobinas que producen el campo estático de 10 G que cubre a todos los dispositivos.

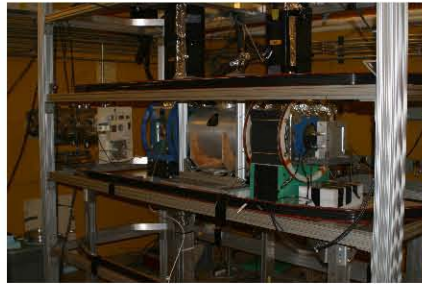


Figura 5.31: *El inversor de espín montado en el experimento de polarimetría de precisión de neutrones.*

En la figura 5.33 se muestra una distribución de frecuencias de la transmisión relativa promedio de neutrones a través de la celda analizadora, es decir, las integrales de las curvas de la figura 5.29. Los datos en color magenta corresponden a los pulsos en los que el inversor de espín se encuentra apagado (pulsos nones), mientras que los datos en negro corresponden a los pulsos con el inversor de espín prendido (pulsos pares).

Es posible observar que ambas distribuciones se separan, lo que refleja una transmisión diferente a través del analizador para los dos estados de



Figura 5.32: *Inversor de espín, listo para la prueba.*

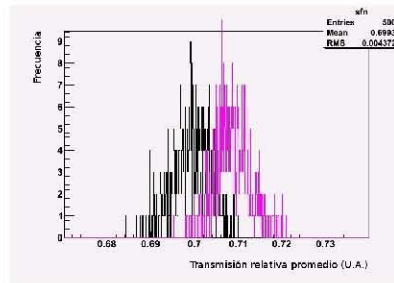


Figura 5.33: *Distribución de frecuencias de la transmisión promedio del haz de neutrones a través de la celda analizadora. Las dos distribuciones se forman porque la transmisión para diferentes direcciones de polarización del haz es distinta.*

polarización de los neutrones, mismos que son producidos por el inversor de espín alternando entre modo apagado y prendido de pulso en pulso. La separación entre las dos distribuciones está directamente relacionada con la polarización de las celdas polarizadora y sobre todo analizadora. Esta prueba de funcionamiento, debido a constricciones experimentales, se realizó con una polarización de ^3He pobre en ambas celdas, de entre 14 y 20 %, cuando lo estándar para estas celdas es un 50 % de polarización de ^3He [32].

La verificación de la eficiencia del inversor de espín, que como se estableció en la sección 5.3, se espera sea del 100 % para los neutrones en el intervalo de energía que estamos trabajando, es una prueba muy importante en su caracterización. Para la realización de la misma, sería necesario invertir

la polarización del ^3He en alguna de las dos celdas (analizador o polarizador) mediante un proceso conocido como *Adiabatic Fast Passage* (AFP) [55], de manera que la relación transmisión - estado del inversor de espín se invierta, es decir, tener mayor transmisión de neutrones cuando el inversor de espín está prendido y menor cuando está apagado. La comparación de estos resultados refleja la eficiencia del inversor de espín [1]. Desafortunadamente, el dispositivo utilizado durante la prueba del inversor de espín no contaba con la instrumentación necesaria para realizar AFP en las celdas de ^3He y no fue posible medir su eficiencia, misma que se espera determinar en un experimento futuro.

6 Conclusiones

Se llevó a cabo exitosamente el diseño y la construcción de un inversor de espín adiabático para neutrones lentos. En el proceso se adquirió mucha experiencia en cuanto a cálculos de campos magnéticos, materiales, detalles de la construcción, etc., que serán de gran utilidad para el desarrollo del dispositivo final a utilizarse en el experimento *abBA*.

El inversor de espín desarrollado en este trabajo se probó y caracterizó parcialmente: los campos magnéticos producidos fueron medidos y fue comprobado que coinciden con los calculados en el diseño; también se realizó una prueba de funcionamiento en el Laboratorio Nacional de Los Alamos, en E.U.A., donde mediante un analizador de polarización fue posible verificar que dos estados de espín distintos fueron transmitidos, cambiando de pulso en pulso como $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$. Desafortunadamente, debido a constricciones en el aparato experimental y en el tiempo de haz, no fue posible verificar la eficiencia de inversión del dispositivo. En el futuro se solicitará tiempo de haz nuevamente en Los Alamos para llevar a cabo la determinación de la eficiencia.

Por otro lado, aunque este inversor de espín fue construido como un prototipo para el experimento *abBA*, sus características lo hacen muy adecuado para su uso en otros experimentos con neutrones, como *NDTGamma* y *Neutron Spin Rotation*, entre otros, de manera que se espera que este aparato tenga un futuro de mucha actividad en el área.

Por último, el desarrollo de este dispositivo en el Instituto de Física de la UNAM ha servido como una prueba de la calidad del trabajo que puede ser desarrollado en México, lo que ha ganado la confianza de los colaboradores extranjeros y ha abierto la puerta a otros proyectos, como el desarrollo de los dispositivos magnéticos para el transporte de los neutrones polarizados en el experimento *Neutron Spin Rotation* que se lleva a cabo en el NIST (*National Institute of Standards and Technology*), en E.U.A.

A

Tablas de Datos

Datos correspondientes al mapeo del campo magnético de las bobinas cuadradas a lo largo del eje-z.

Dist. (cm)	B_z (G)	Dist. (cm)	B_z (G)	Dist. (cm)	B_z (G)	Dist. (cm)	B_z (G)
0	1.5	18	3.7	36	-0.6	54	-3.80
0.5	1.55	18.5	3.65	36.5	-0.75	54.5	-3.80
1	1.65	19	3.6	37	-0.85	55	-3.75
1.5	1.75	19.5	3.55	37.5	-1.00	55.5	-3.75
2	1.85	20	3.5	38	-1.15	56	-3.70
2.5	1.95	20.5	3.4	38.5	-1.30	56.5	-3.65
3	2.0	21	3.35	39	-1.45	57	-3.60
3.5	2.1	21.5	3.25	39.5	-1.60	57.5	-3.55
4	2.2	22	3.2	40	-1.75	58	-3.50
4.5	2.3	22.5	3.1	40.5	-1.90	58.5	-3.45
5	2.35	23	3.0	41	-2.05	59	-3.35
5.5	2.45	23.5	2.9	41.5	-2.15	59.5	-3.30
6	2.55	24	2.8	42	-2.25	60	-3.25
6.5	2.65	24.5	2.7	42.5	-2.35	60.5	-3.10
7	2.75	25	2.55	43	-2.50	61	-3.00
7.5	2.85	25.5	2.45	43.5	-2.60	61.5	-2.90
8	2.95	26	2.3	44	-2.70	62	-2.80
8.5	3.0	26.5	2.15	44.5	-2.85	62.5	-2.70
9	3.15	27	2.0	45	-2.95	63	-2.60
9.5	3.2	27.5	1.9	45.5	-3.05	63.5	-2.50
10	3.3	28	1.75	46	-3.15	64	-2.45
10.5	3.4	28.5	1.6	46.5	-3.25	64.5	-2.35
11	3.45	29	1.45	47	-3.35	65	-2.25
11.5	3.5	29.5	1.35	47.5	-3.40	65.5	-2.15
12	3.55	30	1.2	48	-3.50	66	-2.05

Dist. (cm)	B_z (G)	Dist. (cm)	B_z (G)	Dist. (cm)	B_z (G)	Dist. (cm)	B_z (G)
12.5	3.6	30.5	1.05	48.5	-3.55	66.5	-1.95
13	3.65	31	0.90	49	-3.60	67	-1.85
13.5	3.7	31.5	0.75	49.5	-3.70	67.5	-1.75
14	3.75	32	0.60	50	-3.75	68	-1.70
14.5	3.75	32.5	0.45	50.5	-3.75	68.5	-1.60
15	3.8	33	0.30	51	-3.80	69	-1.50
15.5	3.8	33.5	0.15	51.5	-3.80	69.5	-1.45
16	3.8	34	0.00	52	-3.85	70	-1.35
16.5	3.8	34.5	-0.15	52.5	-3.85	70.5	-1.30
17	3.75	35	-0.25	53	-3.85	71	-1.25
17.5	3.75	35.5	-0.45	53.5	-3.85	71.5	-1.20

Datos correspondientes al mapeo del campo del solenoide a lo largo de su eje (eje-z).

Dist. (cm)	B_z (G)	Dist. (cm)	B_z (G)	Dist. (cm)	B_z (G)	Dist. (cm)	B_z (G)
0	1.1	10	2.8	20	3.9	30	2.6
0.5	1.15	10.5	2.9	20.5	3.9	30.5	2.5
1	1.2	11	3.0	21	3.9	31	2.4
1.5	1.25	11.5	3.1	21.5	3.85	31.5	2.3
2	1.3	12	3.2	22	3.85	32	2.2
2.5	1.35	12.5	3.3	22.5	3.8	32.5	2.1
3	1.5	13	3.4	23	3.75	33	2.0
3.5	1.55	13.5	3.45	23.5	3.7	33.5	1.9
4	1.6	14	3.55	24	3.65	34	1.8
4.5	1.7	14.5	3.6	24.5	3.6	34.5	1.7
5	1.8	15	3.65	25	3.55	35	1.6
5.5	1.9	15.5	3.7	25.5	3.5	35.5	1.55
6	2.0	16	3.75	26	3.5	36	1.5
6.5	2.1	16.5	3.8	26.5	3.3	36.5	1.45
7	2.2	17	3.85	27	3.2	37	1.4
7.5	2.3	17.5	3.85	27.5	3.1	37.5	1.35
8	2.4	18	3.9	28	3.0	38	1.25
8.5	2.5	18.5	3.9	28.5	2.9	38.5	1.2
9	2.6	19	3.95	29	2.8	39	1.15
9.5	2.7	19.5	3.9	29.5	2.7	39.5	1.1

B

Carta de W. Pauli sobre el neutrino

Original. Photocopy of No. 0393
Abschrift/15.12.56 PW

Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der
Gauvereins-Tagung zu Tübingen.

Abschrift

Physikalisches Institut
der Eidg. Technischen Hochschule
Zürich

Zürich, 4. Dez. 1930
Gloriastrasse

Liebe Radioaktive Damen und Herren,

Wie der Ueberbringer dieser Zeilen, den ich halbvollst
anzuhören bitte, Ihnen das näheren auseinanderzusetzen wird, bin ich
angesichts der "falschen" Statistik der β - und Li-6 Kerne, sowie
des kontinuierlichen β -Spektrums auf einen verzweifelten Ausweg
verfallen um den "Wechselzats" (1) der Statistik und den Energiesatz
zu retten. Nämlich die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutrale
Teilchen, die ich Neutronen nennen will, in den Kernen existieren,
welche den Spin $1/2$ haben und das Ausschliessungsprinzip befolgen und
sich von Lichtquanten ausserdem noch dadurch unterscheiden, dass sie
sich mit Lichtgeschwindigkeit laufen. Die Masse der Neutronen
dürfte von derselben Grössenordnung wie die Elektronenmasse sein und
jedenfalls nicht grösser als $0,01$ Protonenmasse.- Das kontinuierliche
 β -Spektrum wäre dann verständlich unter der Annahme, dass beim
 β -Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutron emittiert
wird, derart, dass die Summe der Energien von Neutron und Elektron
konstant ist.

[This is a translation of a machine-typed copy of a letter that Wolfgang Pauli sent to a group of physicists meeting in Tübingen in December 1930. Pauli asked a colleague to take the letter to the meeting, and the bearer was to provide more information as needed.]

Copy/Dec. 15, 1956 PM

Open letter to the group of radioactive people at the Gauverein meeting in Tübingen.

Copy

Physics Institute of
the ETH Zürich

Zürich, Dec. 4, 1930

Dear Radioactive Ladies and Gentlemen,

As the bearer of these lines, to whom I graciously ask you to listen, will explain to you in more detail, because of the "wrong" statistics of the N- and Li-6 nuclei and the continuous beta spectrum, I have hit upon a desperate remedy to save the "exchange theorem" (1) of statistics and the law of conservation of energy. Namely, the possibility that in the nuclei there could exist electrically neutral particles, which I will call neutrons, that have spin 1/2 and obey the exclusion principle and that further differ from light quanta in that they do not travel with the velocity of light. The mass of the neutrons should be of the same order of magnitude as the electron mass and in any event not larger than 0.01 proton mass. - The continuous beta spectrum would then make sense with the assumption that in beta decay, in addition to the electron, a neutron is emitted such that the sum of the energies of neutron and electron is constant.

Now it is also a question of which forces act upon neutrons. For me, the most likely model for the neutron seems to be, for wave-mechanical reasons (the bearer of these lines knows more), that the neutron at rest is a magnetic dipole with a certain moment μ . The experiments seem to require that the ionizing effect of such a neutron can not be bigger than the one of a gamma-ray, and then μ is probably not allowed to be larger than $e \cdot (10^{-12} \text{ cm})$.

But so far I do not dare to publish anything about this idea, and trustfully turn first to you, dear radioactive people, with the question of how likely it is to find experimental evidence for such a neutron if it would have the same or perhaps a 10 times larger ability to get through [material] than a gamma-ray.

I admit that my remedy may seem almost improbable because one probably would have seen those neutrons, if they exist, for a long time. But nothing ventured, nothing gained, and the seriousness of the situation, due to the continuous structure of the beta spectrum, is illuminated by a remark of my honored predecessor, Mr Debye, who told me recently in Bruxelles: "Oh, It's better not to think about this at all, like new taxes." Therefore one should seriously discuss every way of rescue. Thus, dear radioactive people, scrutinize and judge. - Unfortunately, I cannot personally appear in Tübingen since I am indispensable here in Zürich because of a ball on the night from December 6 to 7. With my best regards to you, and also to Mr. Back, your humble servant

signed W. Pauli

[Translation: Kurt Riesselmann]

C

Programa ROOT

Archivo: /home/dooke/Escritorio/Dookpeta/FOTOS PNG/Pl.txt

Página 1 de 1

```
#include <iostream.h>
#include <stdio.h>

double L, x, y, z, xl[6], yl[6], zl[6], ci[6][6], di[6][6], ri[6][6], bxl[6], byl[6], bzl[6], li[6], Bx,
By, Bz, Nrf, Bl, zs, Cable[17][4], Emax, V;
FILE *fp;
char filename[100];
int i, j, k, cnt;
/*2a es la longitud de las bobinas cuadradas en la direccion z, 2b es la longitud de las mismas en la
direccion y, 2D es la separacion entre las bobinas cuadradas en la direccion z, 2d es la separacion de
las mismas en la direccion x, N es el numero de vueltas en las bobinas cuadradas, I la corriente en amps,
c es el calibre del cable a utilizarse en el solenoide de RF, R su radio, Nrf el numero de vueltas en el
solenoides, Irf la corriente en amps. La direccion z es la direccion de propagacion de haz, x la direccion
vertical (eje x dirigido hacia arriba), y es la direccion horizontal perpendicular a la direccion de
propagacion del haz (eje y dirigido hacia el sur en FPI2)*;
void AdiabaticSF2(double a, double b, double D, double d, double M, double I, double l, double R, double
c, double Irf)
{
//Primer indice se refiere al calibre (#+7), el segundo indice cuando es 1 se refiere al numero de
vueltas/cm

Cable[1][1]=0.0;
Cable[2][1]=0.0;
Cable[3][1]=0.0;
Cable[4][1]=0.0;
Cable[5][1]=0.0;
Cable[6][1]=0.0;
Cable[7][1]=5.6;
Cable[8][1]=6.4;
Cable[9][1]=7.2;
Cable[10][1]=8.4;
Cable[11][1]=9.2;
Cable[12][1]=10.2;
Cable[13][1]=11.6;
Cable[14][1]=12.8;
Cable[15][1]=14.4;
Cable[16][1]=16.9;
//cuando en el segundo indice es 2, se refiere a la resistencia del cable en Ohms/Km

Cable[1][2]=2.03;
Cable[2][2]=2.56;
Cable[3][2]=3.23;
Cable[4][2]=4.07;
Cable[5][2]=5.13;
Cable[6][2]=6.49;
Cable[7][2]=8.17;
Cable[8][2]=10.3;
Cable[9][2]=12.9;
Cable[10][2]=16.34;
Cable[11][2]=20.73;
Cable[12][2]=26.15;
Cable[13][2]=32.69;
Cable[14][2]=41.46;
Cable[15][2]=51.5;
Cable[16][2]=56.4;
```



```

//cuando en el segundo indice es 3, se refiere a la corriente que soporta en Amps
Cable[1][3]=24.0;
Cable[2][3]=19.0;
Cable[3][3]=15.0;
Cable[4][3]=12.0;
Cable[5][3]=9.5;
Cable[6][3]=7.5;
Cable[7][3]=6.0;
Cable[8][3]=4.8;
Cable[9][3]=3.7;
Cable[10][3]=3.2;
Cable[11][3]=2.05;
Cable[12][3]=2.0;
Cable[13][3]=1.6;
Cable[14][3]=1.2;
Cable[15][3]=0.92;
Cable[16][3]=0.73;

cint=Int(c)-7;
if(cint<7 && cint>16){printf("Error en el calibre del cable escogido.\n");}
Nrf=floor(Cable[cint][1]*1)-4.0;
// L=2*(2*a)+0;
L=2*L;
x=0;
y=0;
sprintf(filename,"ASF-%.1fc-%.1fc-%.1fc-%.1fc-%.0fturns-%.1fAmps-%.0fc-%.0fc-gauge%.0f-%.0fturns-
%.1fAmps.txt",a,b,D,d,N,I,l,R,c,Nrf,Irf);
fp=fopen(filename,"w");
THID *hist_Bx=new THID("hist_Bx","Bx",601,-150,150);//def el histograma donde se va a almacenar el campo
magnetico estatico
THID *hist_B1=new THID("hist_B1","B1",601,-L,L);// histograma para la amplitud del campo de RF
for(i=1;i<=601;i++)
{
  z=hist_B1->GetBinCenter(i);//obteniendo el valor de la coordenada z (0,0,z)->eje del SF
  B1=(4*3.1416*Nrf*Irf/10)*(1/(2*L))*(((z+(L/2))/sqrt(R*R+pow(z+(L/2),2)))-[(z-(L/2))/sqrt(R*R+pow(
(L/2),2))]);//magnitud de el campo producido por un solenoide de seccion circular
  z=hist_Bx->GetBinCenter(i);
  zi[1]=z+0*a;
  zi[2]=z-D-a;
  zi[3]=z+D+a;
  zi[4]=z-D-a;
  xl[1]=x-d;
  xl[2]=x+d;
  xl[3]=x+d;
  xl[4]=x+d;
  yi[1]=y;
  yi[2]=y;
  yi[3]=y;
  yi[4]=y;
  Ii[1]=I;
  Ii[2]=-I;
  Ii[3]=I;
  Ii[4]=-I;
  for(k=1,k<=4,k++){//k se refiere a la bobina

```

```

{
  ci[k][1]=a+zi[k];
  ci[k][4]=-ci[k][1];
  ci[k][2]=a-zi[k];
  ci[k][3]=-ci[k][2];
  di[k][1]=yi[k]+b;
  di[k][2]=di[k][1];
  di[k][3]=yi[k]-b;
  di[k][4]=di[k][3];
  r1[k][1]=sqrt(pow(a+zi[k],2)+pow(yi[k]+b,2)+pow(xi[k],2));
  r1[k][2]=sqrt(pow(a-zi[k],2)+pow(yi[k]+b,2)+pow(xi[k],2));
  r1[k][3]=sqrt(pow(a-zi[k],2)+pow(yi[k]-b,2)+pow(xi[k],2));
  r1[k][4]=sqrt(pow(a+zi[k],2)+pow(yi[k]-b,2)+pow(xi[k],2));
  bxi[k]=0;
  byi[k]=0;
  bzi[k]=0;
}
for(k=1,k<=4,k++)
{
  for(j=1,j<=4,j++)//j se refiere a las esquinas
  {
    bxi[k]=bxi[k]+(M*Ii[k]/10)*(pow(-1,j)*di[k][j]/(r1[k][j]*(r1[k][j]+pow(-1,j+1)*ci[k][j])))-(ci[k][j]/
    (r1[k][j]*(r1[k][j]+di[k][j])));
    byi[k]=byi[k]+(M*Ii[k]/10)*pow(-1,j+1)*xi[k]/(r1[k][j]*(r1[k][j]+pow(-1,j+1)*ci[k][j]));
    bzi[k]=bzi[k]+(M*Ii[k]/10)*pow(-1,j+1)*xi[k]/(r1[k][j]*(r1[k][j]+di[k][j]));
  }
  // printf("bz%d=%lf\n",k,bzi[k]);
  Bx=bxi[1]+bxi[2]+bxi[3]+bxi[4]+10.0;
  By=byi[1]+byi[2]+byi[3]+byi[4];
  Bz=bzi[1]+bzi[2]+bzi[3]+bzi[4];
  hist_Bx->SetBinContent(1,Bx);
  hist_B1->SetBinContent(1,B1);
}
for(i=1,i<=601,i++)
{
  if(i==1 || i==601){fprintf(fp,"%f %f\n",hist_Bx->GetBinContent(1),hist_Bx->GetBinContent(i));}
  if(i!=1 && i!=601)
  {
    fprintf(fp,"%f %f %f\n",hist_Bx->GetBinContent(i),hist_Bx->GetBinContent(i),1000*fabs((hist_Bx->
    GetBinContent(i+1)-hist_Bx->GetBinContent(i-1))/(hist_Bx->GetBinContent(i+1)+hist_Bx->GetBinContent
    (i-1))));
  }
}
fclose(fp);
TCanvas *cl = new TCanvas("cl", "Gradient Field in x",1);
cl->cd();

hist_Bx->SetName(Form("Gradient Field in x (a=%21f, b=%21f, D=%21f, d=%21f)",a,b,D,d));
hist_Bx->SetTitle("");
hist_Bx->SetTitle("Z [cm]");
hist_Bx->SetTitle("B_{0}(z) [G]");

TF1 *B0 = new TF1("B0",Form("10+0*cos(3.1416*(x+(&lf/2))/%lf)",L,L));

```

```

B0->SetLineColor(2);
hist_Bx->Draw();
hist_Bx->Fit(B0,"",",",-(L/2),(L/2));
//Double_t B0_z0=B0->GetParameter(0);
//Double_t errB0_c=B0->GetParameterError(0);
Double_t A=B0->GetParameter(0);
Double_t errA=B0->GetParameterError(0);
//z0=B0->GetParameter(2);
//Double_t errz0=B0->GetParameterError(2);
Double_t chi=(B0->GetChisquare())/ (B0->GetNDF());
printf("A=%lf +/- %lf\n",A,errA);
//printf("B0_z0=%lf +/- %lf\n",B0_z0,errB0_c);
printf("chi2/ndf=%lf\n",chi);

TF1 *gCL= new TF1("gCL","10",-(L/2),(L/2));
gCL->Draw("same");

TCanvas *c2 = new TCanvas("c2","RF Field Amplitude",1);
c2->cd();

hist_B1->SetName(Form("RF Field Amplitude (R=%2lf, l=%2lf)",R,l));
hist_B1->SetTitle("");
hist_B1->SetXTitle("z [cm]");
hist_B1->SetYTitle("B_{1}(z) [G]");
// hist_B1->SetAxisRange(-L,L,"X");
TF1 *BS = new TF1("BS",Form("[0]*sin(3.1416*(x+(%lf/2))/%lf)",L,L));
BS->SetLineColor(2);
hist_B1->Draw();
hist_B1->Fit(BS,"",",",-(L/2),(L/2));
Double_t A1=BS->GetParameter(0);
Double_t errA1=BS->GetParameterError(0);
Double_t chi1=(BS->GetChisquare())/ (BS->GetNDF());
printf("A1=%lf +/- %lf\n",A1,errA1);
printf("chi2/ndf=%lf\n",chi1);
Emax=0.017759*pow(L*A1,2);
for(i=1;i<16;i++)
{
//printf("%f,%f,%f\n",Cable[i+1][3],I,Cable[i][3]);
if(Cable[i+1][3]<=I && I<Cable[i][3])
{
cint=i;
//printf("Encontro el cable\n");
}
}

V=I*(Cable[cint][2]/100000.0)*N*4*(a+b);
printf("El cable adecuado para las bobinas cuadradas en el calibre %d y se requieren %2f m\n",cint
+7,N*16*(a+b)/100);
printf("El voltaje requerido para las bobinas cuadradas es %2f V\n",V);
printf("Para el solenoide, el numero de vueltas con calibre %d es %0f y se requieren %2f m
\n",c,N*I,2.0*3.1416*R*N*I/100);
printf("Los neutrones seran invertidos si su energia es considerablemente menor que %2f meV\n",Emax);
}

```

Referencias

- [1] P.-N. Seo *et al.*, *Physical Review ST, Accelerators and Beams*, VOL. 11, (2008) 084701.
- [2] S. V. Grigoriev *et al.*, Neutron wave-interference experiments with adiabatic passage of neutron spin through resonant coils, *Physical Review A*, VOL. 64, (2001) 013614.
- [3] S. V. Grigoriev *et al.*, Peculiarities of the construction and application of a broadband adiabatic flipper of cold neutrons, *Nuclear Instruments and Methods A*, VOL. 384, (1997) **451-456**.
- [4] W. H. Kraan *et al.*, Test of adiabatic spin flippers for application at pulsed neutron sources, *Nuclear Instruments and Methods A*, VOL. 510, (2003) **334-345**.
- [5] N.J.D. Bowman *et al.*, *NIM A*, VOL. 369, (1996) **195**.
- [6] P.-N. Seo *et al.*, A Precision Measurement of Neutron beta-Decay Angular Correlations with Pulsed Cold Neutrons - The abBA Experiment, *AIP Conf. Proc.*, VOL. 769, (2005) **704-707**.
- [7] W. Bothe and H. Becker, *Zeitschrift für Physik*, VOL. 66, (1930) **289-306**.
- [8] J. Chadwick, Possible Existence of a Neutron, *Nature*, VOL. 129, No. 252, (1932) **312**.
- [9] C.M.H. Smith, *A Textbook Of Nuclear Physics*, Pergamon Press, (1966).
- [10] W. Heisenberg, Über den Bau der Atomkerne, I, *Z. Physik*, VOL. 77 (1932) **1-11**.
- [11] W.-M. Yao *et al.*, *Review of Particle Physics G* , VOL. 1, (2006) **33**.
- [12] E. Segre, *Núcleos y Partículas*, 1st ED., Reverte, (1972).
- [13] A. Beiser, *Concepts of Modern Physics*, 6th ED., McGraw Hill, (2003).
- [14] <http://www.sublimethings.com/?p=4145>.
- [15] S. N. Ahmed, *Physics and Engineering of Radiation Detection*, 1st ED., Academic Press.

- [16] http://neutron-www.kek.jp/kens2/kens_e/intro/intro02.html.
- [17] <http://neutrons.ornl.gov/facilities/SNS/works.shtml>.
- [18] M. Weston *et al.*, *Nuclear reactor physics*, Wiley-VCH, (2007) **29-31**.
- [19] L. Dobrzynski *et al.*, *Neutrons and Solid State Physics*, Ellis Horwood Limited, (1994).
- [20] G. E. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 2nd ED., Wiley.
- [21] E. Segre, P. Morrison AND B.T. Feld, *Experimental Nuclear Physics*, 1st ED., John Willey and Sons, **VOL. II**, (1953).
- [22] Special Feature Section of Neutron Scattering Lengths and Cross Sections of the Elements and Their Isotopes, *Neutron News*, **VOL. 3**, No. 3, (1992) **29-37**.
- [23] <http://www.fz-juelich.de/zat/Chopperen/>.
- [24] V. F. Turchin, *Soviet At. Energy (trans. from Atomnaya Energiya)*, **VOL. 22**, No. 2, (1967) **119**.
- [25] M. Alonso E.J. Finn, *Campos y Ondas*, Addison Wesley Longman de México, **VOL. II**, (1998).
- [26] David J. Griffiths, *Introduction to Quantum Mechanics*, 2nd ED., Pearson Prentice Hall, (2005).
- [27] CODATA: <http://physics.nist.gov/constants>.
- [28] K. P. Coulter *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods A*, **VOL. 288**, (2009) **463**.
- [29] L. Passell *et al.*, *Physics Review C*, **VOL. 150**, (1966) **146**.
- [30] K. P. Coulter *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods A*, **VOL. 270**, (1988) **90**.
- [31] S. F. Mughabghab *et al.*, *Neutron resonance parameters and thermal neutron cross sections*, **VOL. 1**, Academic Press, (1981).
- [32] M. Sharma, *Precision Neutron Polarimetry and Measurement of Parity Violating Symmetry in N-P Capture*, Tesis Doctoral, 2008, Estados Unidos.

-
- [33] M. V. Romalis *et al.*, Accurate ^3He polarimetry using the Rb Zeeman frequency shift due to the Rb- ^3He spin-exchange collisions, *Physical Review A*, VOL. 58, No. 4, (1998) **3004-3011**.
- [34] D. R. Rich *et al.*, *Applied Physics Letters*, VOL. 80, (2002) **2210**.
- [35] F. Mezei *et al.*, Novel polarized neutron devices: supermirror and spin component amplifier, *Communications on Physics*, VOL. 1, (1976) **81-85**.
- [36] F. Mezei, P. A. Dagleish, Corrigendum and first experimental evidence on neutron supermirror, *Communications on Physics*, VOL. 2, (1977) **41-43**.
- [37] R. Maruyama *et al.*, Development of neutron supermirrors with large critical angle, *Thin Solid Films*, VOL. 515, (2007) **5704-5706**.
- [38] M. Kreuz *et al.*, The crossed geometry of two super mirror polarisers—a new method for neutron beam polarisation and polarisation analysis, *Nuclear Instruments and Methods in physics research A*, VOL. 547, (2005) **583-591**.
- [39] L. Barrón *et al.*, A measurement of correlation parameters in the decay of polarized free neutrons: the abBA experiment, *Journal of Physics: Conference Series*, VOL. 239, (2010) 012013.
- [40] C. Amsler *et al.*, Particle Data Group, *Physics Letters*, VOL. B, 667 1 and (2009) partial update for the 2010 edition (URL: <http://pdg.lbl.gov>).
- [41] I. S. Towner and J. C. Hardy, *Rep. Prog. Phys.*, 046301 (2010) **73**.
- [42] W. S. Wilburn *et al.*, Precise measurement of neutron decay parameters: the abBA experiment, Beam time request to SNS FNPB Proposal Review Advisory Committee, (2007).
- [43] T. E. Chupp *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, VOL. 547, (2007) **500-509**.
- [44] M. Sharma *et al.*, *Physics Review Letters*, VOL. 101, 083002 (2008).
- [45] S. Baekler *et al.*, Precise measurement of $\lambda = G_A/G_V$ and search for non-(V-A) weak interaction terms in neutron decay, Funding proposal for the neutron decay spectrometer Nab at SNS, (2010).

- [46] W. S. Wilburn *et al.*, *Revista Mexicana de Física*, VOL. 55 (2), (2010) **119**.
- [47] S. I. Penttila and J. D. Bowman, Precision Neutron Polarimetry for Neutron Beta Decay, *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, VOL. 110, (2005) **309-313**.
- [48] A. I. Egorov *et al.*, *Sov. J. Nuclear Physics*, VOL. 19, (1974) **300**.
- [49] V.F Ezhov *et al.*, *Pis'mav ZETF*, VOL. 24, (1976).
- [50] E. A. Kolomensky *et al.*, *Sov. J. Nuclear Physics*, VOL. 25, (1977) **233**.
- [51] P.-N. Seo *et al.*, High-efficiency resonant rf spin rotator with broad phase space acceptance for pulsed polarized cold neutron beams, *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, VOL. 11, (2008) 084701.
- [52] M. Misakian *et al.*, Equations for the Magnetic Field Produced by One or More Rectangular Loops of Wire in the Same Plane, *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, VOL. 105, (2000) **557-564**.
- [53] www.cde.com.
- [54] P.-N. Seo *et al.*, A Measurement of the Flight Path 12 Cold H₂ Moderator Brightnes at LANSCE *Nuclear Instruments and Methods A*, VOL. 517, (2004) **285-294**.
- [55] E. Babcock *et al.*, AFP flipper devices: Polarized ³He spin flipper and shorter wavelength neutron flipper, *Physica B*, VOL. 397, (2007) **172-175**.