



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS
INSTITUTO DE FÍSICA

MEDIDA DE LA DESPOLARIZACIÓN DE
UN HAZ DE NEUTRONES LENTOS
EN UN BLANCO DE D₂O

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

MAESTRA EN CIENCIAS (FÍSICA)

P R E S E N T A:

QUIELA MARINA CURIEL GARCÍA

DIRECTORA DE TESIS:
DRA. LIBERTAD BARRÓN PALOS
(2010)



posgrado en ciencias físicas
u n a m



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

CONTENIDO

Agradecimientos	i
Resumen.....	ii
1. Introducción	1
1.1 Neutrones, la interacción débil y violación de paridad.....	2
1.1.2 Antecedentes	2
1.1.3 Experimento NDTGamma	3
1.1.4 El Presente Trabajo	4
2. Modelo Estándar	5
2.1 Partículas Elementales	5
2.2 Interacciones Elementales	7
3. Interacción Débil.....	10
3.1 Generalidades.....	10
3.2 Fenomenología de la Interacción Débil	12
3.2.1 Interacción Débil Hadrónica.....	15
4. El experimento NDTGamma	22
4.1 Motivación.....	22
4.2 Antecedente: Experimento NPDGamma	23
4.3 NDTGamma.....	29
4.4 Despolarización de neutrones en un blanco de D ₂ O	31
4.4.2 Polarimetría de neutrones	35
4.4.3 Características de la adquisición de datos.....	38
5. Análisis de Datos y Resultados.....	40
5.1 Espectros gamma	40
5.2 Asimetrías gamma	43
5.3 Despolarización de neutrones.	49
5.3.1 Incertidumbre.....	52
5.4 Discusión de resultados	54

6.	Conclusiones.....	56
7.	Bibliografía.....	58

RESUMEN

El experimento NDTGamma busca medir la asimetría con respecto a la dirección del espín del neutrón de los rayos gamma (A_{γ}^{nd}) que se emiten cuando éste es capturado por deuterio ($\vec{n} + D \rightarrow T + \gamma$). Tal asimetría es una manifestación de la violación de la paridad, y por lo tanto de la interacción débil; su medición serviría para entender esta interacción en procesos hadrónicos. Diversos modelos teóricos describen la interacción débil nucleón-nucleón (NN) a bajas energías con 6 parámetros que no pueden ser determinados en cálculos y deben por lo tanto ser determinados en un número equivalente de experimentos. NDTGamma forma parte de un conjunto de experimentos con neutrones lentos que busca medir, en sistemas de pocos nucleones, observables provenientes de la violación de paridad.

Una manera de describir la interacción débil NN es con el modelo definido por Desplanques, Donoghue y Holstein (DDH) (1) donde consideran que el mediador de la interacción débil es un mesón ligero. Utilizando los mejores valores del acoplamiento débil calculados con el modelo DDH se obtiene que

$$A_{\gamma}^{nd} = 1 \times 10^{-6},$$

cantidad que busca medirse en NDTGamma con una precisión del orden de 10^{-7} .

En el verano de 2009 se realizaron mediciones en las instalaciones de LANSCE (*Los Alamos Neutron Science Center*) en Los Alamos, Nuevo Mexico, E.U.A., enfocadas a probar la factibilidad del experimento, que busca ser aprobado para llevarse a cabo en la fuente pulsada de neutrones más intensa del mundo, ubicada en Oak Ridge, Tennessee, E.U.A. En particular un punto crítico a determinar, y que es objeto del presente trabajo de tesis, es el grado de despolarización que sufre un haz de neutrones lentos polarizados dentro de un blanco de D_2O , que es el material que se ha considerado como el más adecuado para el experimento. Las medidas llevadas a cabo en LANSCE consistieron en polarizar un haz de neutrones lentos con un filtro de espín de 3He , para después hacerlo incidir en un blanco de D_2O . Durante la captura de

neutrones polarizados en deuterio se generan rayos gamma circularmente polarizados que son analizados con detectores de germanio después de atravesar un polarímetro Compton (2). El grado de polarización de los rayos gamma depende directamente de la polarización promedio de los neutrones al momento de la captura.

En el presente trabajo se presenta el análisis de los rayos gamma polarizados para el blanco de interés (D_2O) y un blanco de referencia que no produce despolarización del haz de neutrones (^{32}S). A partir de los datos de ambos blancos es posible determinar la pérdida de polarización de los neutrones al interactuar con el blanco de D_2O .

1. INTRODUCCIÓN

La física de neutrones puede abarcar el estudio de fenómenos a muy diferentes escalas, desde física de partículas hasta la composición del universo. En los últimos años el estudio de nuestro entorno a partir de los neutrones ha contribuido de forma importante al entendimiento de teorías como el Modelo Estándar y su relación con la astrofísica y cosmología (3), a una mejor interpretación de la mecánica cuántica (4) o también para estudios de materia condensada (5).

Lo que caracteriza la experimentación con neutrones es la naturaleza misma de estas partículas, ya que son sensibles a todas las fuerzas fundamentales en magnitudes accesibles a los instrumentos de medición. El tipo de técnica y estrategia experimental dependerá del tema de estudio, por ejemplo para el estudio de la nucleosíntesis es necesario conocer la vida media del neutrón; para entender de una manera cuantitativa la creación de los elementos en el universo se puede estudiar la sección eficaz de captura de neutrones en núcleos inestables; o bien se puede estudiar la reversibilidad del tiempo utilizando la determinación del momento dipolar eléctrico.

Cuando se habla de experimentos en física fundamental de neutrones es para hacer hincapié en el tipo de neutrones que se utilizan para el desarrollo de los mismos. En general los neutrones más utilizados son los conocidos como lentos o fríos (ver Tabla 1.1), ya que pasan más tiempo en los aparatos de detección y pueden ser más fácilmente manipulados.

Nombre	Energía	Velocidad (m/s)	λ (nm)	Temperatura (K)
Ultrafríos	$<0.2\mu\text{eV}$	<6	>64	<0.002
Muy fríos	$0.2\mu\text{eV}\leq E<50\mu\text{eV}$	$6\leq v<100$	$4<\lambda\leq 64$	$0.002\leq T<0.6$
Fríos	$0.05\text{meV}<E<25\text{meV}$	$100<v<2200$	$0.18<\lambda<4$	$0.6<T\leq 300$
Térmicos	25meV	2200	0.18	300
Epitérmicos	$25\text{ meV}<E\leq 500\text{keV}$	$2200<v\leq 1\times 10^7$		
Rápidos	$>500\text{ keV}$	$>1\times 10^7$		

Tabla 1.1 Clasificación de los neutrones.

Existe una gran diversidad de fuentes de neutrones, desde compuestos que se fisionan espontáneamente (como el ^{252}Cf) hasta aparatos más sofisticados como los reactores nucleares, aceleradores de partículas o fuentes de espalación (6; 7), siendo las dos últimas las fuentes de neutrones más intensas.

1.1 Neutrones, la interacción débil y violación de paridad.

Cuando se realiza un experimento para medir la violación de la paridad se espera encontrar que los resultados entre el montaje original y uno montado análogamente al original pero “visto desde un espejo” sean distintos. De las fuerzas fundamentales conocidas en la naturaleza, se ha observado que sólo la fuerza débil no conserva la paridad, entonces al hacer un estudio sobre la violación de la paridad indirectamente se estarán estudiando algunas propiedades de la interacción débil. En particular, no se tiene mucho conocimiento sobre la interacción débil hadrónica, debido principalmente a dos factores: en los sistemas donde la señal proveniente de la interacción débil es suficientemente grande, la interpretación de las observables medidas se ve oscurecida por el desconocimiento de las funciones de onda de los estados nucleares involucrados; por otro lado, en sistemas con pocos nucleones, la precisión experimental en la determinación de observables muy pequeñas ha sido la limitante. A pesar de lo último, es posible estudiar la interacción débil a partir de medidas de observables de violación de paridad en sistemas con pocos nucleones, donde neutrones lentos (y su espín) pueden utilizarse en experimentos de captura, dispersión, rotación de espín, etc.

1.1.2 Antecedentes

Los primeros resultados experimentales relacionados con la violación de la paridad, obtenidos a partir de la captura de neutrones lentos fueron en 1964 (8); a partir de entonces se comenzó a estudiar la violación de la paridad entre nucleones extensivamente.

En 1980 Desplanques, Donoghue y Holstein, publicaron un modelo en el que describían la interacción débil entre nucleones a partir de un potencial relacionado con el intercambio de mesones, el cual queda descrito por 6 parámetros de acoplamiento para el intercambio de

mesones pi, omega o rho, con intercambios de isoespín de 0, 1 ó 2 (1). En los años subsecuentes a la publicación del modelo DDH se han realizado una gran diversidad de experimentos cuya finalidad es determinar los parámetros de acoplamiento. En general estos experimentos miden asimetrías, momentos anapolares, etc.; estos parámetros pueden ser expresados como una expansión en términos de coeficientes obtenidos a partir del modelo teórico $(a_{\pi}^1, a_{\rho}^0, a_{\rho}^1, a_{\rho}^2, a_{\omega}^0, a_{\omega}^1)$ y las constantes de acoplamiento $(f_{\pi}^1, h_{\rho}^0, h_{\rho}^1, h_{\rho}^2, h_{\omega}^0, h_{\omega}^1)$:

$$A = a_{\pi}^1 f_{\pi}^1 + a_{\rho}^0 h_{\rho}^0 + a_{\rho}^1 h_{\rho}^1 + a_{\rho}^2 h_{\rho}^2 + a_{\omega}^0 h_{\omega}^0 + a_{\omega}^1 h_{\omega}^1,$$

algunos de los experimentos son:

1. Dispersión de protones polarizados por protones ($\vec{p}+p$), donde se mide el poder analizador longitudinal A_z , es decir el cambio en la sección eficaz de la reacción de dispersión cuando se invierte la dirección del espín, con el haz polarizado a lo largo de su dirección de propagación (9)

$$A_z = -0.028 \left(h_{\rho}^0 + h_{\rho}^1 + \frac{h_{\rho}^2}{\sqrt{6}} \right)$$

2. Medición de los fotones emitidos en la transición de núcleos excitados. Se determina la polarización circular de los fotones emitidos (10)

$$P_{\gamma} = 4385 f_{\pi}^1 + 1.016 \times 10^{-4}$$

3. Determinación del momento nuclear anapolar (11).

$$g_p = 2.0 \times 10^5 (28.2 f_{\pi}^1 - 7.8 h_{\rho}^0 - 1.9 h_{\rho}^1 + 0.5 h_{\rho}^2 - 4.5 (h_{\omega}^0 + h_{\omega}^1))$$

1.1.3 Experimento NDTGamma

El experimento NDTGamma se basa en la captura de neutrones fríos polarizados en un blanco de D₂O para determinar la asimetría angular de los rayos gamma emitidos en esta reacción. Esta asimetría está

fuertemente ligada a parámetros de acoplamiento que describen la interacción débil dentro del marco teórico del Modelo Estándar.

1.1.4 El Presente Trabajo

Para demostrar la viabilidad del experimento, se realizaron medidas en las instalaciones del Centro de Ciencia de Neutrones (*Los Alamos Neutron Science Center, LANSCE*) en Los Alamos, Nuevo Mexico, E.U.A. en los veranos de 2008 y 2009. Durante estos periodos se realizó la adquisición de datos para la determinación de la despolarización de neutrones en un blanco de D_2O , aspecto determinante para el futuro del experimento; si una fracción grande de polarización se pierde en el blanco, la polarización restante podría no ser suficiente para observar el efecto de violación de paridad en la distribución de los rayos gamma emitidos en la reacción $\vec{n} + D \rightarrow T + \gamma(6.26MeV)$.

En el capítulo dos se hace un breve resumen de las generalidades del Modelo Estándar. El capítulo tres trata las principales características de la interacción débil dentro del marco teórico del Modelo Estándar, así como la fenomenología básica de la interacción débil; dentro de esta sección se trata particularmente el caso de la interacción débil hadrónica, que es la principal motivación de esta tesis. Se hace también la introducción a los parámetros de acoplamiento que definen dicha interacción, los valores teóricos que se han determinado por el modelo DDH o por la teoría de campo efectivo y los valores experimentales determinados en distintos experimentos.

El capítulo cuatro se divide en dos partes: en la primera parte se habla de la motivación para la realización del experimento y se hace una descripción de las componentes del montaje experimental de NPDGamma y NDTGamma; en la segunda parte se describe el experimento a partir del cual se determinó la despolarización de neutrones en el blanco de D_2O . En el capítulo cinco se presenta el análisis de datos y la discusión de resultados. Las conclusiones se presentan en el capítulo 6.

1. MODELO ESTÁNDAR

La teoría que estudia las interacciones fundamentales entre los quarks, leptones y otras partículas es conocida como el *Modelo Estándar* (12; 13); es una *teoría de campo de norma realista*, es decir está basada en la fenomenología que se observa en la naturaleza. Ya que el Modelo Estándar está definido en cuatro dimensiones de espacio-tiempo (14), es necesario utilizar métodos de aproximación para poder resolver ciertos problemas.

El Modelo Estándar se divide en tres grandes sectores, el electromagnético cuántico (*QED* por sus siglas en inglés), el fuerte que dio origen a la Cromodinámica Cuántica (*QCD* por sus siglas en inglés) y el sector de las interacciones electrodébiles. A cada uno de estos sectores le corresponde uno o varios parámetros de acoplamiento, y cada uno de estos parámetros nos da una medida del tamaño de la interacción.

Si bien en la actualidad no se ha encontrado evidencia experimental que contradiga el Modelo Estándar, se considera que tiene validez sólo en ciertos rangos de energía (cientos de GeV) y distancia ($<10^{-16}$ - 10^{-17} m) (13). El ejemplo más claro debido a estas restricciones es la exclusión de la fuerza de gravedad ya que las energías a las que sería apreciable el efecto de esta en las partículas elementales son muy altas, del orden de 10^{19} GeV (15).

2.1 Partículas Elementales

Las partículas elementales se pueden agrupar en dos grandes categorías, partículas fermiónicas (espín semientero) cuya función de onda asociada es antisimétrica y partículas bosónicas (espín entero) cuya función de onda asociada es simétrica.

El grupo básico de las partículas elementales del Modelo Estándar está conformado por los *quarks*, *leptones*, *bosones de norma* y la *partícula de Higgs*.

Los leptones y quarks son fermiones, se consideran partículas puntuales y son los cuantos del campo espinorial. Cada uno está compuesto por uno o distintos tipos de carga (eléctrica, débil y fuerte, esta última también recibe el nombre de carga de color); la presencia de las cargas determina las interacciones que ocurrirán entre las partículas y el campo de norma. En la tabla 2.1 se presenta la composición de carga de estas partículas.

Partícula	Carga Eléctrica	Carga Fuerte	Carga Débil
Quarks	Si	Si	Si
Leptones	Solo la mitad	No	Si

Tabla 1.1 Tipos de carga de leptones y quarks.

Una diferencia entre los leptones y los quarks es la cantidad de carga eléctrica que contienen. Los leptones tiene una carga eléctrica entera en cambio los quarks tiene un valor de carga fraccional; la otra diferencia es que los leptones no contienen carga fuerte y los quarks sí; estas diferencias se muestra en la tabla 2.2.

Quarks	Carga eléctrica(e)
Up (u)	2/3
Down (d)	-1/3
Charm (c)	2/3
Strange (s)	-1/3
Top (t)	2/3
Bottom (b)	-1/3

Tabla 1.2 Carga eléctrica de los quarks.

Debido a que no se han observado quarks libres, los compuestos más elementales formados por ellos son las partículas conocidas como *hadrones* (estados ligados de quarks).

Los hadrones están subdivididos en dos grandes grupos: los *mesones*, que son partículas inestables constituidas por un par quark antiquark, y los *bariones*, constituidos por tres quarks.

Mesones	$\pi^+, \pi^-, \pi^0, K^+, K^-, K^0,$ $\rho^+, \rho^-, \rho^0, \dots$
Bariones	$p, n, \Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0, \Delta^{++},$ $\Delta^0, N^{*0}, \Omega^-, \dots$

Tabla 1.3 Hadrones.

En una teoría de norma existen dos tipos de partículas, aquellas que portan la carga del campo (leptones, hadrones, quarks) y las responsables de mediar las interacciones entre las corrientes por medio de un acoplamiento entre las cargas (13), estas últimas son conocidas como bosones, que son los vectores del campo de norma. Cada bosón está asociado con una interacción.

Bosón de Norma	Interacción
γ (Fotón)	Electromagnética
W^+, W^-, Z^0	Débil
G_i (8 Gluones)	Fuerte

Tabla 1.4 Bosones de Norma.

2.2 Interacciones Elementales

Las interacciones fundamentales ó elementales de la materia en el Modelo Estándar son tres: electromagnética, débil y fuerte. En principio todas actúan en la materia al mismo tiempo, sin embargo se pueden distinguir una de otra por el alcance de cada una de ellas: la fuerza electromagnética domina las interacciones a escalas macroscópicas, es decir es una fuerza de largo alcance, mientras que la fuerza débil y la fuerte dominan las interacciones subatómicas, fuerzas de corto alcance

El Modelo Estándar es una teoría de campo de norma local no-abeliano constituida de dos partes: el *Modelo de Glashow-Weinberg-Salam* (16) y la Cromodinámica Cuántica. El primer modelo trata de la unificación de la interacción electromagnética y la débil, el segundo explica la interacción fuerte.

Interacción Electromagnética

Es la responsable de la fuerza entre partículas eléctricamente cargadas y el bosón que se intercambia en esta interacción es el fotón.

Interacción Fuerte

Esta interacción se da entre varias partículas. En una escala nuclear los mesones son los cuantos de transmisión, mientras que a escalas más pequeñas (nivel subnuclear) la interacción fuerte se da por el intercambio de gluones entre quarks.

La teoría de la cromodinámica cuántica nace del trabajo de Yang y Mills en 1954, en donde trasladaron el trabajo que hicieron para SU(2) al grupo SU(3) (17).

Interacción Débil

La interacción débil se da en procesos de decaimiento. Se destaca por la peculiaridad de no conservar la paridad. Este hecho fue predicho por Lee y Yang en 1956 (18), y observado experimentalmente por primera vez en 1957 por Chien-Shiung Wu, conocida como Madame Wu (19).

Para que pueda existir una interacción es necesario que se cumplan ciertas reglas de conservación, desgraciadamente a nivel subatómico estas restricciones no están bien determinadas ya que no se tiene todavía un desarrollo teórico completo sobre todas las fuerzas involucradas, por tanto se han asociado números cuánticos a las partículas elementales para poder formular principios de conservación:

1. Número Bariónico (B). Está determinado por el número de quarks y antiquarks que constituyen el sistema. Únicamente las partículas bariónicas tendrán $B \neq 0$.
2. Número Leptónico (L). Determinado por el número de leptones involucrados en el sistema. Únicamente las partículas leptónicas tendrán $L \neq 0$. El número leptónico total está dado por la suma de los distintos números leptónicos L_e, L_μ, L_τ (que se aplican tanto a las partículas e, μ y τ como a sus neutrinos). Puede ser que los números L_e, L_μ, L_τ no se conserven en la interacción, pero L si debe conservarse.
3. Extrañeza. Este número sólo se conserva cuando se tiene alguna interacción fuerte ó electromagnética y en un periodo de tiempo muy corto. Está determinado por el número de quarks s y antiquarks \bar{s} .
4. Isoespín. Se conserva únicamente en la interacción fuerte. Está determinado por el número de quarks u, d y antiquarks \bar{u}, \bar{d} .

A través de los años se han encontrado resultados que llevan a concluir que la carga eléctrica y el número fermiónico se deben de conservar en todo momento. Además todos los números cuánticos antes mencionados se conservarán en cualquier proceso fuerte pero no

sucedirá lo mismo si se ven involucrados la fuerza electromagnética y la débil.

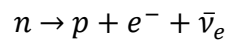
3. INTERACCIÓN DÉBIL

3.1 Generalidades

Las principales características de la interacción débil son:

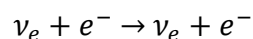
- Afecta a la mayoría de las partículas del Modelo Estándar (la excepción son los gluones y fotones)
- Corto alcance ($\sim 10^{-16} - 10^{-17}m$)
- Largos tiempos de decaimiento ($\sim 10^{-10}seg$)
- Pequeñas secciones eficaces, exceptuando a altas energías ($\sim 10^{-39}cm^2$)
- No conserva el número de extrañeza
- No conserva paridad

Los primeros estudios que se realizaron sobre la interacción débil fueron a partir de los decaimientos β , tal como



Fermi fue el primero en hacer un tratamiento teórico de este decaimiento (20), basándose en el tratamiento de corrientes acopladas ya utilizado en el estudio de la electrodinámica cuántica y añadiendo un término de interacción al hamiltoniano asociado a las funciones de onda de partícula libre de cada una de las partículas involucradas.

El decaimiento del neutrón también puede reescribirse de una manera más simétrica (descripción en la teoría de campos, figura 3.1); al reescribir la reacción de esta forma y con el diagrama correspondiente podemos observar que hay dos corrientes involucradas, una leptónica y otra hadrónica. Estas corrientes, a diferencia de las corrientes electromagnéticas, tienen carga y por eso son conocidas como *corrientes cargadas*.



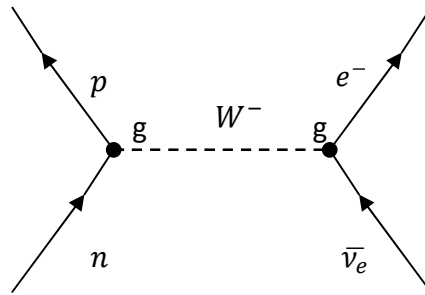


Figura 3.1 Diagrama simétrico del decaimiento del neutrón.

Otro proceso en el que está involucrada la interacción débil es $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$, pero está mediado por el bosón W^+

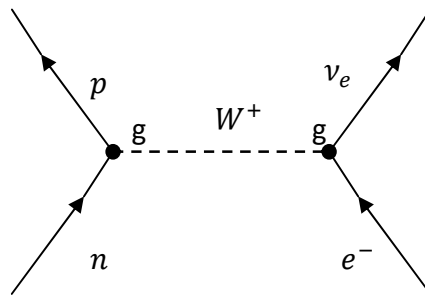


Figura 3.2 Proceso mediado por el bosón W^+ .

La mayoría de las propiedades de los bosones W^\pm fueron dadas de acuerdo con las necesidades específicas para satisfacer las características de ser bosones de norma de la interacción débil; algunas de ellas son

- Espín=1, ya que es un bosón de norma
- Tienen carga eléctrica intrínseca $\pm e$, por ser mediadoras de una corriente que cambia la carga eléctrica de las partículas involucradas en la reacción
- Son masivos ($80.398 \pm 0.023 \text{ GeV}/c^2$ (21)), esta característica surge de la necesidad de que la perturbación que describe a la interacción débil sea independiente de la energía (20).
- Son inestables, por ser masivos.

La interacción débil a través de los bosones de W^\pm se da mediante acoplamientos g leptón-bosón (procesos leptónicos) ó quark-bosón (procesos semileptónicos).

En un principio se creía que los bosones W^\pm eran suficientes para explicar todos los procesos débiles, pero cuando se empezó a estudiar la dispersión entre leptones se determinó que era necesaria la existencia de un bosón débil neutro, ahora conocido como el bosón Z^0 .

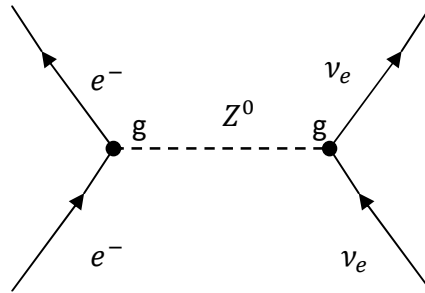


Figura 3.3 Dispersión entre leptones. Interacción débil mediada por el bosón Z^0 .

Toda interacción tiene asociada una constante de acoplamiento, las cuáles son determinadas experimentalmente a través del análisis del espectro de energía de los neutrones emitidos, o correlaciones electrón-neutrino, valores ft , etc.

3.2 Fenomenología de la Interacción Débil

La forma más general del lagrangiano que describe la interacción débil es

$$L = \sum_i g_i \{ \bar{\psi}_1 O_i \psi_2 \} \{ \bar{\psi}_3 O_{\bar{i}} \psi_4 \}. \quad (3.1)$$

La forma de los operadores O_i y $O_{\bar{i}}$ depende del tipo de interacción involucrada en el proceso $\psi_a \rightarrow \bar{\psi}_b$ ($\psi_{a,b}$ corresponde al campo de la partícula aniquilada y $\bar{\psi}_{a,b}$ al campo de la partícula que se crea); los operadores son de tipo escalar (S), vectorial (V), tensorial (T), vectorial-axial (A), pseudoescalar (P) ó bien una combinación de ellos. A las transiciones de Fermi se les asocian operadores de tipo S y V, mientras que a las transiciones de Gamow-Teller el operador correspondiente es de tipo T y A. En el límite relativista es de tipo pseudoescalar (P) (22).

$O_i, O_{\bar{i}}$	Interacción $\bar{\psi} O_i \psi$	Número de matrices
--------------------	-----------------------------------	--------------------

1	Escalar (S)	1
γ^μ	Vectorial (V)	4
$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$	Tensorial (T)	6
$\gamma^\mu \gamma_5$	Vectorial-Axial (A)	4
$\gamma_5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$ $= i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$	Pseudoescalar (P)	1

Tabla 3.1 Operadores involucrados en la interacción débil.

Los estados $\psi_{a,b}$ corresponden a las partículas involucradas y están descritas por espinores de cuatro componentes que satisfacen la ecuación de Dirac (12; 23).

En 1956 Sudarshan estudió el decaimiento β y la captura del muón, y llegó a la conclusión de que un acoplamiento de tipo V-A con una violación máxima de paridad en el cual cada campo está multiplicado por un operador de proyección de quiral es suficiente para describir la interacción débil de los procesos estudiados (24). Pero cabe mencionar que los primeros en escribir un artículo sobre este tema fueron Feynman y Gell-Mann donde agradecen las discusiones que tuvieron con Sudarshan (25).

El lagrangiano que describe la interacción débil efectiva para bajas energías está dado por (26)

$$L_w = -\frac{G}{\sqrt{2}} J_\alpha^\dagger(x) J^\alpha(x) + C.H. \quad (3.2)$$

El término $J^\alpha(x)$ corresponde a una corriente cargada que disminuye la carga eléctrica del estado al que se aplica, mientras que $J_\alpha^\dagger(x)$ describe una corriente cargada que aumenta la carga del estado. La parte C.H. se refiere al conjugado hermitiano de las corrientes; es necesario considerarlo en los casos en donde las partículas iniciales no son las mismas que las finales. G es la constante de acoplamiento de Fermi ($G = 1.16637(1) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \left(\frac{G_F}{(\text{hc})^3} \right)$) (27).

Las corrientes involucradas están conformadas por una parte leptónica y una hadrónica (28), entonces es posible describir tres tipos de interacciones

1. Interacciones leptónicas
2. Interacciones semileptónicas
3. Interacciones hadrónicas

La corriente leptónica débil está dada por

$$J_{\alpha}^{(L)}(x) = \bar{e}\gamma^{\alpha}(1 - \gamma_5)v_e + \bar{\mu}\gamma^{\alpha}(1 - \gamma_5)v_{\mu} + \bar{\tau}\gamma^{\alpha}(1 - \gamma_5)v_{\tau}, \quad (3.3)$$

donde γ^{α} son matrices ($\alpha = 0,1,2,3$) definidas por

$$\gamma^0 = \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad y$$

$$\gamma^i = \beta \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

σ_i son las matrices de Pauli. $(1 - \gamma_5)$ es el operador de proyección negativo de helicidad, lo que implica que sólo las partículas zurdas interactúan débilmente.

La corriente hadrónica no puede ser expresada en términos de las partículas involucradas en la reacción debido a la presencia de la interacción fuerte entre hadrones, entonces se utiliza el modelo de quarks de hadrones (29) para expresar la corriente

$$J_{had}^{\alpha}(x) = \bar{u}\gamma^{\alpha}(1 - \gamma_5)d' + \bar{c}\gamma^{\alpha}(1 - \gamma_5)s' + \bar{t}\gamma^{\alpha}(1 - \gamma_5)b', \quad (3.5)$$

donde u, d, s, c, t y b son los campos asociados a los *quarks up, down, strange, charm, top y bottom* respectivamente y las componentes primadas están dadas por la transformación

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

U es la matriz unitaria de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (30; 31)

$$U = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos\theta_1 & -\text{sen}\theta_1\cos\theta_3 & -\text{sen}\theta_1\text{sen}\theta_3 \\ -\text{sen}\theta_1\cos\theta_2 & \cos\theta_1\cos\theta_2\cos\theta_3 - \text{sen}\theta_2\text{sen}\theta_3e^{i\delta} & \cos\theta_1\cos\theta_2\text{sen}\theta_3 + \text{sen}\theta_2\cos\theta_3e^{i\delta} \\ -\text{sen}\theta_1\text{sen}\theta_2 & \cos\theta_1\text{sen}\theta_2\cos\theta_3 + \cos\theta_2\text{sen}\theta_3e^{i\delta} & \cos\theta_1\text{sen}\theta_2\text{sen}\theta_3 - \cos\theta_2\cos\theta_3e^{i\delta} \end{pmatrix}$$

Cuando los quarks y leptones interactúan débilmente pueden cambiar el valor de su carga en $\pm e$; todas las combinaciones posibles entre quarks son 9, y corresponden a cada una de las entradas de la matriz CKM. La segunda representación corresponde a una parametrización de la matriz, en donde θ_i son conocidos como los ángulos de mezcla y δ es el desfase responsable de la violación de la paridad en las interacciones débiles.

3.2.1 Interacción Débil Hadrónica

El estudio de la interacción débil hadrónica es de vital importancia para el desarrollo de la QCD no perturbativa a bajas energías.

Existen diversas dificultades que complican la descripción de sistemas nucleares como el hecho de que las fuerzas entre los nucleones (N) es fuerte y no es central; además las interacciones entre nucleones son de corto alcance ($\approx 1 \text{ fm}$) (32) lo cual contribuye a que las incertidumbres asociadas a mediciones de procesos nucleares de bajas energías se vean afectadas por contribuciones de procesos de corto alcance. La mayoría de los modelos captura diferentes aspectos de la interacción nuclear y no es posible hacer una generalización de ellos.

En 1960 Blin-Stoyle describió la interacción nuclear débil como un intercambio de piones y una interacción de tipo local (33), Michael extendió la interacción con un intercambio vector-mesón en 1964 (34).

En 1980 Desplanques, Donoghue y Holstein (DDH) desarrollaron un modelo dinámico basado en un potencial de intercambio de mesones, combinando el modelo de quarks, simetrías del grupo SU(6) y datos del decaimiento del hiperón (1). En 1990 Desplanques actualizó el modelo DDH (35).

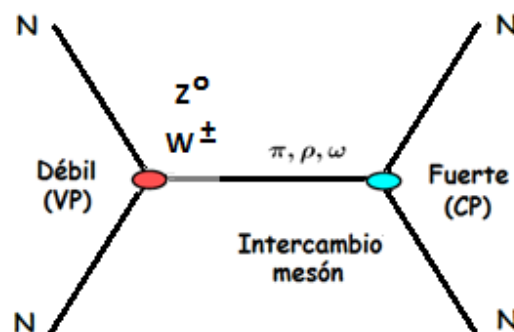


Figura 3.4 . Modelo DDH. En un vértice se acoplan un bosón W con un nucleón vía la interacción débil, posteriormente el bosón se convierte en un mesón, por lo que en el segundo vértice el acoplamiento es debido a la interacción fuerte.

En el modelo DDH se describe la violación de la paridad con un hamiltoniano que depende de 7 parámetros, que corresponden al intercambio de los mesones π, ρ y ω con intercambios de isoespín 0, 1 ó 2

$$H_{wk} = i \frac{f_{\pi}^1}{\sqrt{2}} \bar{N} (\boldsymbol{\tau} \times \boldsymbol{\pi})_z N + \bar{N} \left(h_{\rho}^0 \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}^{\mu} + h_{\rho}^1 \rho_z^{\mu} + \frac{h_{\rho}^2}{2\sqrt{6}} (3\tau_z \rho_z^{\mu} - \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}^{\mu}) \right) \gamma_{\mu} \gamma_5 N$$

$$+ \bar{N} (h_{\omega}^0 \omega^{\mu} + h_{\omega}^1 \tau_z \omega^{\mu}) \gamma_{\mu} \gamma_5 N - h'_{\rho} \bar{N} (\boldsymbol{\tau} \times \boldsymbol{\rho}^{\mu})_z \frac{\sigma_{\mu\nu} k^{\nu}}{2m_N} \gamma_5 N \quad (3.8)$$

En la actualidad se han realizado diversos experimentos que buscan determinar los parámetros de acoplamiento $f_{\pi}^1, h_{\rho}^0, h_{\rho}^1, h_{\rho}^2, h_{\omega}^0, h_{\omega}^1, h'_{\rho}$ dados por DDH. (Los subíndices indican el mesón intercambiado y el superíndice el cambio en el isoespín). Se han realizado cálculos con el modelo de quarks que sugieren que el parámetro de acoplamiento h'_{ρ} es pequeño (36), por lo cual en general este término se desprecia.

La mayoría de los experimentos involucran el análisis de partículas polarizadas como protones y fotones (37; 38; 39), o bien la medición del momento dipolar nuclear (11; 40; 41). En los experimentos se miden observables que están relacionadas con los parámetros de acoplamiento (42). En general los resultados obtenidos se analizan con el potencial de violación de paridad del modelo DDH

$$V_{DDH}^{PV}(r) = i \frac{f_{\pi}^1 g_{\pi}}{\sqrt{2}} \left(\frac{\boldsymbol{\tau}_1 \times \boldsymbol{\tau}_2}{2} \right)_z (\bar{\boldsymbol{\sigma}}_1 + \bar{\boldsymbol{\sigma}}_2) \cdot \left[\frac{\vec{p}_1 - \vec{p}_2}{2m_N}, \omega_{\pi}(r) \right]$$

$$- g_{\rho} \left(h_{\rho}^0 \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 + h_{\rho}^1 \left(\frac{\boldsymbol{\tau}_1 \times \boldsymbol{\tau}_2}{2} \right)_z + h_{\rho}^2 \frac{(3\tau_1^z \tau_2^z - \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2)}{2\sqrt{6}} \right)$$

$$\times (\bar{\boldsymbol{\sigma}}_1 - \bar{\boldsymbol{\sigma}}_2) \cdot \left\{ \frac{\vec{p}_1 - \vec{p}_2}{2m_N}, \omega_{\rho}(r) \right\} + i(1 + X_v) \bar{\boldsymbol{\sigma}}_1 \times \bar{\boldsymbol{\sigma}}_2 \cdot \left[\frac{\vec{p}_1 - \vec{p}_2}{2m_N}, \omega_{\rho}(r) \right]$$

$$g_{\omega} \left(h_{\omega}^0 + h_{\omega}^1 \left(\frac{\boldsymbol{\tau}_1 + \boldsymbol{\tau}_2}{2} \right)_z \right) \left((\bar{\boldsymbol{\sigma}}_1 - \bar{\boldsymbol{\sigma}}_2) \cdot \left\{ \frac{\vec{p}_1 - \vec{p}_2}{2m_N}, \omega_{\omega}(r) \right\} + i(1 + X_s) \bar{\boldsymbol{\sigma}}_1 \times \bar{\boldsymbol{\sigma}}_2 \right.$$

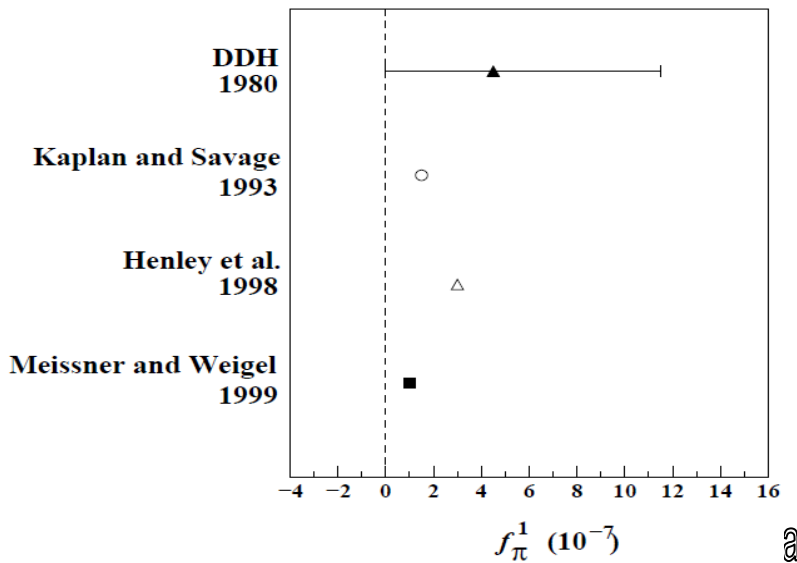
$$\left. \cdot \left[\frac{\vec{p}_1 - \vec{p}_2}{2m_N}, \omega_{\omega}(r) \right] \right)$$

$$\begin{aligned}
& -\left(g_\omega h_\omega^1 - g_\rho h_\rho^1\right) \left(\frac{\tau_1 - \tau_2}{2}\right)_z (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot \left\{ \frac{\vec{p}_1 - \vec{p}_2}{2m_N}, \omega_\rho(r) \right\} \\
& -g_\rho h_\rho^1 \left(\frac{\tau_1 + \tau_2}{2}\right)_z (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot \left[\frac{\vec{p}_1 - \vec{p}_2}{2m_N}, \omega_\rho(r) \right]
\end{aligned} \quad (3.9)$$

donde $\omega_i = e^{\frac{-m_i r}{4\pi r}}$, $r = |\vec{x}_1 - \vec{x}_2|$ y $\vec{p}_i = -i\vec{\nabla}_i$.

Sin embargo, la obtención de los parámetros a partir de las observables medidas presenta, en muchos casos, la dificultad de la falta de conocimiento preciso de las funciones de onda involucradas; esto aunado a las incertidumbres experimentales provoca inconsistencias entre los valores obtenidos en distintos experimentos (43) para los parámetros de acoplamiento, en particular para $f_{\pi NN}^1$. En la figura 3.5 se muestran diferentes valores experimentales para H_π^1 extraídos de diferentes observables experimentales y su comparación (en 3.5b) con los valores teóricos determinados con el modelo DDH. En el caso de la figura 3.5a, el parámetro se encuentra en la forma f_π^1 , mientras que en la figura 3.5b el parámetro se presenta de la forma H_π^1 ; la relación entre estos parámetros es $H_\pi^1 = -0.12f_\pi^1$.

Con el objetivo de evitar las incertidumbres en las funciones de onda nucleares que oscurecen la determinación de los parámetros de acoplamiento de las observables medidas, en los últimos años se ha hecho un esfuerzo por determinar estos parámetros en medidas en sistemas con pocos nucleones (44; 45; 46).



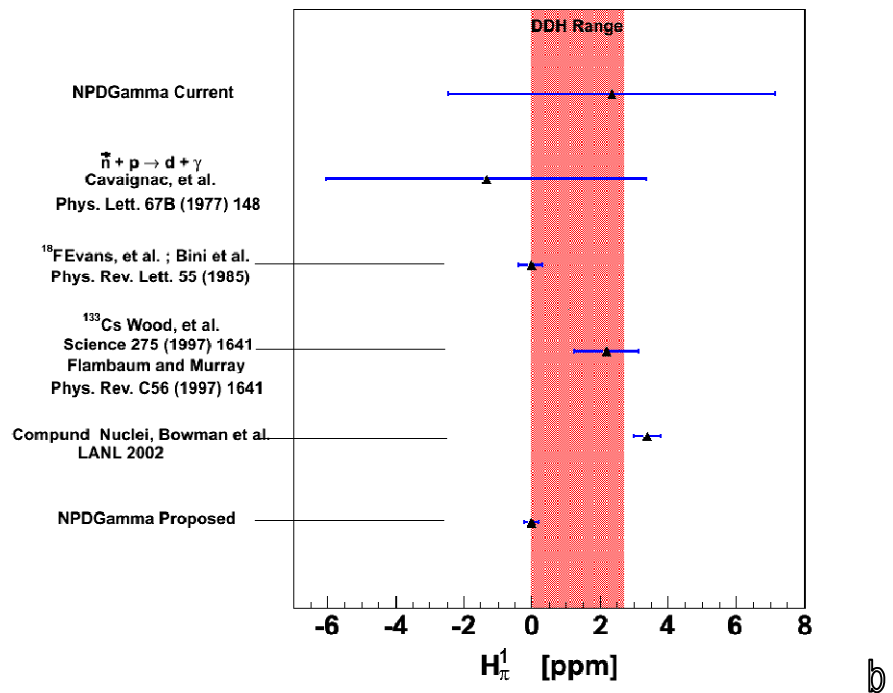


Figura 3.5.a Valores teóricos de f_{π}^1 . b. Valores experimentales para la constante de acoplamiento, H_{π}^1 y su comparación con los valores teóricos.

Debido a estas inconsistencias se han realizado cálculos teóricos posteriores a DDH que dan valores distintos a f_{π}^1 (47; 45; 46).

Constante de Acoplamiento	DDH (1)		DZ (48)	FCDH (49)
	Rango	Mejor Valor		
f_{π}^1	0 → 30	12	3	7
h_{ρ}^0	-81 → 30	-30	-22	-10
h_{ρ}^1	-1 → 0	-0.5	1	-1
h_{ρ}^2	-20 → -29	-25	-18	-18
h_{ω}^0	-27 → 15	-5	-10	-13
h_{ω}^1	-5 → -2	-3	-6	-6

Tabla 3.2 Parámetros de acoplamiento calculado por diversos autores. Todos los valores están en unidades de $g_{\pi} = 3.8 \times 10^{-8}$. (50)

Recientemente se ha utilizado la *teoría de campo efectivo* (*EFT* por sus siglas en inglés) (51; 52) para describir la interacción nuclear; a diferencia del modelo DDH la *EFT* no asume ningún mecanismo dinámico particular y es consistente con la simetrías descritas en *QCD*, sin

embargo el cálculo teórico de los parámetros de acoplamiento para sistemas de más de dos nucleones no está aún del todo determinado.

Cuando se estudian procesos con la *EFT* es importante considerar la energía del mismo, ya que el tratamiento dependerá si es un proceso a bajas energías o a altas energías; en el caso particular de la interacción hadrónica débil el parámetro que determina el rango de energía en el que se está trabajando es la masa del pión. Si el momento del proceso es comparable con la masa del mesón- π ($Q \sim m_\pi$) (50), es decir de altas energías, se utiliza la *EFT* con piones; mientras que para procesos de bajas energías se habla de una *EFT* sin piones explícitos.

Teoría de campo efectivo a bajas energías

El sistema más estudiado con la *EFT* es el de dos nucleones (53). El potencial que describe la interacción nucleón-nucleón (NN) es de corto alcance y está determinado por 6 constantes de baja energía desconocidas (*LECs* por sus siglas en inglés).

$$\begin{aligned}
V_{1,SR}^{PV} = & \frac{2}{\Lambda_\chi^3} \left\{ \left[C_1 + (C_2 + C_4) \left(\frac{\tau_1 + \tau_2}{2} \right)_3 + C_3 \tau_1 \cdot \tau_2 + \mathfrak{T}_{ab} C_5 \tau_1^a \tau_2^b \right] \times (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) \right. \\
& \cdot \{-i\vec{\nabla}, f_m(r)\} + \left[\tilde{C}_1 + (\tilde{C}_2 + \tilde{C}_4) \left(\frac{\tau_1 + \tau_2}{2} \right)_3 + \tilde{C}_3 \tau_1 \cdot \tau_2 + \mathfrak{T}_{ab} \tilde{C}_5 \tau_1^a \tau_2^b \right] \\
& \times i(\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2) \cdot [-i\vec{\nabla}, f_m(r)] + (C_2 - C_4) \left(\frac{\tau_1 - \tau_2}{2} \right)_3 (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot \{-i\vec{\nabla}, f_m(r)\} \\
& \left. + C_6 i \epsilon^{ab3} \tau_1^a \tau_2^b (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot [-i\vec{\nabla}, f_m(r)] \right\}, \tag{3.10}
\end{aligned}$$

donde el subíndice 1 denota el índice quiral, $\mathfrak{T} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix}$, Λ es una escala que tiene que ser mucho mayor que la escala que se desea estudiar y $f_m(r)$ es una función que satisface

1. Es muy puntiaguda, con una anchura de $\sim 1/m$ cuando $r=0$
2. Se aproxima a $\delta^3(\vec{r})$ cuando $m \rightarrow 0$.

Las *LECs* (C_i) están relacionadas con las observables que se miden experimentalmente y están ligadas con los parámetros de acoplamiento del modelo DDH.

La matriz de dispersión que describe la interacción NN tomando en cuenta la violación de la paridad es

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(\vec{k}_f, \vec{k}_i) = & m_t(k)P_1 + m_s(k)P_0 \\ & + [(d_s^0(k)Q_1 + d_s^1(k)Q_1 + d_s^2(k)Q_2)(\vec{k}_i \cdot (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2)P_1)] \\ & + P_1\vec{k}_f((\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) + d_t(k)(\vec{k}_i \cdot (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2)P_0 + P_0\vec{k}_f \cdot (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2)) \\ & + c_t(k)Q_1 - (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot (\vec{k}_iP_1 + P_1\vec{k}_f), \end{aligned} \quad (3.11)$$

donde $P_0 = \frac{1}{4}(1 - \sigma_1 \cdot \sigma_2)$ y $P_1 = \frac{1}{4}(3 - \sigma_1 \cdot \sigma_2)$ son los operadores de proyección del singulete y el triplete respectivamente; $Q_1 = \frac{1}{4}(3 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)$ es el operador de proyección del isospín y $Q_2 = \frac{1}{2\sqrt{6}}(3\tau_{1z}\tau_{2z} - \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)$ es el operador de isotensores. El parámetro $d_t(k)$ representa la mezcla entre ${}^3S_1 \rightarrow {}^1P_1$, los parámetros $d_s^{0,1,2}$ entre los estados ${}^1S_0 \rightarrow {}^3P_0$ con $\Delta S = 0,1,2$, y $c_t(k)$ entre ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_1$ (54; 55; 35).

Los parámetros $d_t(k), d_s^{0,1,2}$ y $c_t(k)$ están relacionados con las amplitudes m_t y m_s a través de 5 constantes fenomenológicas

$$c_t(k) = \rho_t m_t(k) \quad d_t(k) = \lambda_t m_t(k) \quad d_s^i(k) = \lambda_s^i m_s(k), \quad (3.12)$$

Danilov en su trabajo de 1965 (54) relacionó las constantes p_t, λ_t y λ_s^i con los parámetros C_i contenidos en el potencial $V_{1,SR}^{PV}$ para energías muy bajas. En la actualidad se está tratando de determinar la expresión explícita para esta relación (50). Estas constantes más la LEC C_6 caracterizan por completo la violación de la paridad a bajas energías y pueden ser determinadas a través de su relación con observables que pueden ser obtenidas experimentalmente (56; 57; 58; 59).

Como estamos en el régimen de bajas energías es posible considerar la longitud de dispersión de las ondas S, con lo cual es posible reescribir las últimas expresiones como

$$\lim_{k \rightarrow 0} c_t(k), d_t(k), d_s^i(k) = -\rho_t a_t, -\lambda_t a_t, -\lambda_s^i a_s \quad (3.13)$$

Donde a_s ($\sim -20 fm$) es la longitud de dispersión del singulete y a_t ($\sim 5fm$) la del triplete.

Exp.	C_6	$m_N \lambda_s^{pp}$	$m_N \lambda_s^{np}$	$m_N \lambda_s^{nn}$	$m_N \lambda_t$	$m_N \rho_t$	Valor Exp.
------	-------	----------------------	----------------------	----------------------	-----------------	--------------	------------

$\bar{n} + p \rightarrow d + \gamma$ $A_{\gamma}^{np} (10^{-7})$ (60; 61; 62)	-0.27					-0.09	-0.6±2.1
ϕ_{pV}^{np} 10^{-7} rad/m (63; 64)	0.29		2.50			-0.57	1.41
$\bar{n} + d \rightarrow t + \gamma$ $A_{\gamma}^{nd} (10^{-7})$ (65; 66)	$i?$		0.51	0.59	1.18	1.42	42±38
$\phi_{pV}^{n^4He}$ 10^{-7} rad/m (67)	$i?$		0.6	1.2	1.34	-2.68	8±14
$p-p$ $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} (10^{-7})$		-0.45					-0.93±0.21
$p-^4He$ $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} (10^{-7})$	$i?$	-0.48	-0.24		-0.54	-1.07	-3.3±0.9

Tabla 3.3 Contribuciones de varios términos para las observables de sistemas de pocos nucleones con EFT. La última columna corresponde a los valores medidos experimentalmente de las observables de la violación de la paridad.

También se han realizado estudios teóricos para calcular los parámetros de acoplamiento de la interacción débil entre nucleones utilizando la *teoría de estructura de norma* (68)

4. EL EXPERIMENTO NDTGAMMA

El experimento NDTGamma tiene como finalidad medir la violación de la paridad a partir de la asimetría direccional de los rayos gamma producidos por la captura de neutrones fríos polarizados en un blanco de deuterio. Se busca medir el parámetro de asimetría impar A_γ^{nd} con una precisión de 4×10^{-7} .

4.1 Motivación

Los sistemas más convenientes para medir la violación de paridad y obtener información sobre la interacción débil hadrónica son aquellos que están constituidos por pocos nucleones, ya que la estructura nuclear no afectará en el análisis de los resultados (entre más complejo sea el sistema las funciones de onda que lo describen también lo serán, además mucha de ellas no están determinadas aún). Los coeficientes se pueden medir directamente y las incertidumbres serán pequeñas, lo cual es de vital importancia ya que los valores que se esperan encontrar son pequeños.

El experimento NDTGamma forma parte de una serie de experimentos con neutrones fríos que buscan medir observables relacionadas con la violación de paridad. El antecedente a este experimento es NPDGamma (44; 69) el cual busca medir la asimetría direccional A_γ^{np} asociada a los rayos gamma que se originan por la captura radiativa de neutrones en protones. La asimetría A_γ^{np} depende en $\sim 95\%$ del parámetro de acoplamiento f_π^1 (70) y su valor estimado es del orden de $\sim 10^{-7}$; las medidas que se realizaron en la primera fase de NPDGamma en las instalaciones de LANSCE (*Los Alamos Neutron Science Center*) en 2006 arrojaron un valor $A_\gamma^{np} = -1.9 \pm 2.0$ (estadístico) ± 0.2 (sistemático) $\times 10^{-7}$ (71). El propósito de NPDGamma es lograr medir A_γ^{np} con una precisión de $\sim 10^{-8}$, por lo cual el experimento ha sido trasladado a las instalaciones de la SNS (*Spallation Neutron Source*) en Oak Ridge. El desarrollo de la infraestructura necesaria para medir A_γ^{np} con alta precisión fue una de las razones para proponer el estudio de la reacción $\vec{n} + D \rightarrow T + \gamma$ (NDTGamma), que si bien ya no se trata de un sistema de dos nucleones,

la asimetría esperada en este sistema tiene un orden de magnitud más grande que la que se obtiene en NPDGamma, pero también trae consigo una serie de complicaciones asociadas con la estadística y el diseño del blanco.

4.2 Antecedente: Experimento NPDGamma

El experimento NPDGamma tuvo una primera etapa en las instalaciones de *LANSCÉ* en el Centro Lujan, en donde se construyó una línea experimental (FP12) para la realización de dicho experimento. En NPDGamma se mide la asimetría direccional de los rayos gamas producidos en la interacción de un haz de neutrones lentos con un blanco de hidrógeno.

Los neutrones en *LANSCÉ* son producidos por el proceso de espalación (*spallation*). Éste se lleva a cabo cuando un haz pulsado de protones con una energía de 800 MeV y una frecuencia de repetición de 20Hz choca con un blanco de tungsteno. Los neutrones que son generados en esta interacción son rápidos, y para moderarlos se les hace pasar por un contenedor lleno de hidrógeno frío. El brillo del moderador medido en la FP12 tiene una distribución de tipo Maxwell-Boltzman (aproximadamente) con un máximo de $1.253 \times 10^8 \text{ ncm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{meV}^{-1}\mu\text{A}^{-1}$ a 3.3 meV (72)

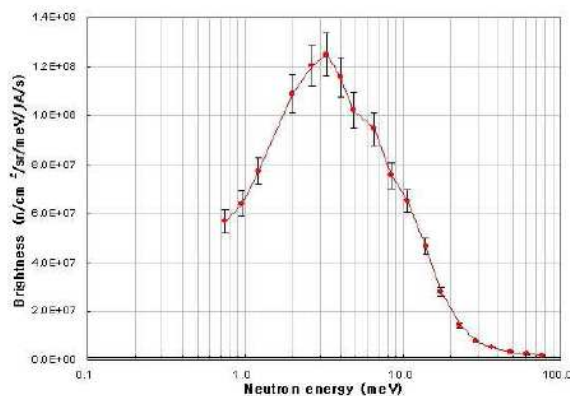


Figura 4.1 Resultados obtenidos de la medición del brillo del moderador, promediado sobre un área de 0.93 cm^2 centrada en la superficie del moderador.

Para transportar los neutrones moderados al cuarto experimental se utiliza una guía de súper espejos (73) de 21 metros de largo. La

transmisión dentro de la guía se basa en la reflexión total de los neutrones en las paredes internas de la guía. La capacidad de reflexión de la guía juega un papel importante en el desarrollo del experimento ya que el número de neutrones detectados variará según la posición del detector respecto al eje del haz. En la figura 4.2 se muestra la variación en el número de cuentas de neutrones respecto la posición del detector; estas mediciones fueron realizadas con un colimador muy pequeño (*pin hole*) (74).

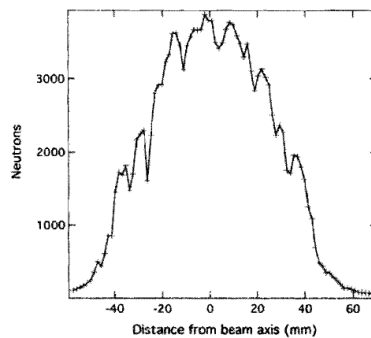


Figura 4.2 Gráfica de la variación en la intensidad del haz respecto de la posición con un colimador tipo *pin hole*.

En la figura 4.3 se esquematiza la fuente de espalación, la línea experimental FP12 y el cuarto en donde se llevó a cabo la primera fase del experimento NPDGamma.

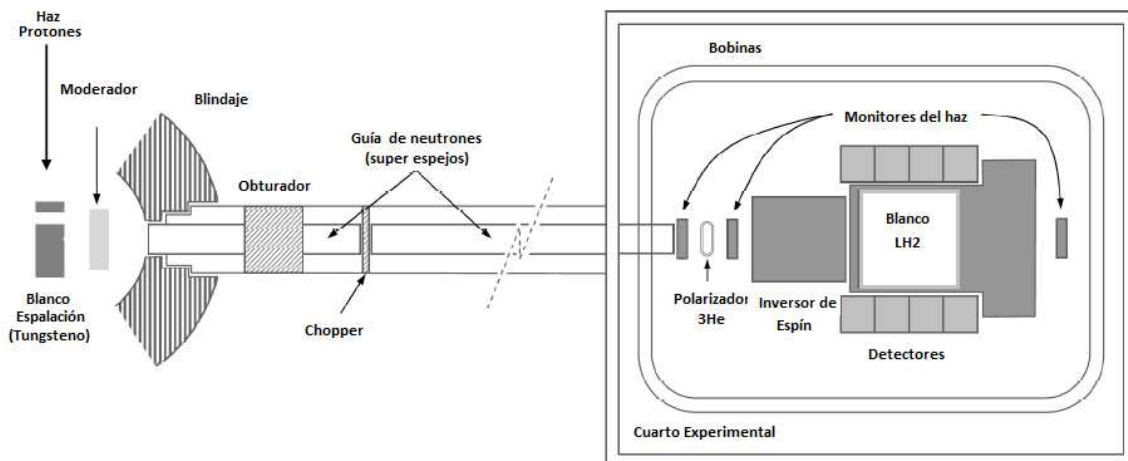


Figura 4.3 Montaje del experimento NPDGamma en las instalaciones de LANSCE.

La naturaleza pulsada del haz generado por la fuente de espalación permite que se pueda utilizar la técnica de tiempo de vuelo (*TOF* por sus siglas en inglés) para determinar la energía de los neutrones, sin embargo debido al traslape que existe entre los neutrones más lentos de un pulso y los neutrones más rápidos del pulso subsecuente se implementó un *chopper* en la línea de vuelo del haz. Este aparato se encuentra justo a la mitad del camino entre el blanco de espalación y el cuarto experimental.

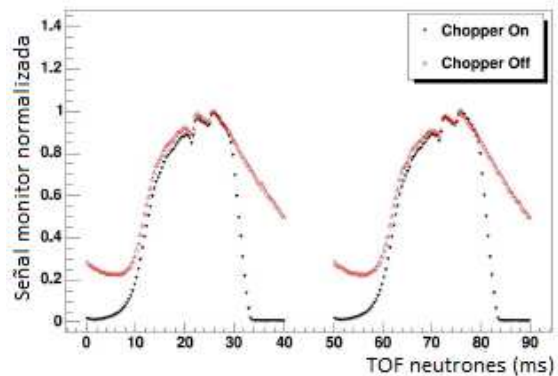


Figura 4.4 a. Fotografía del chopper b. Grafica de la señal de salida normalizada del monitor.

El chopper está constituido por dos láminas circulares de Gd_2O_3 que rotan: cuando ambas láminas cubren por completo el camino del haz, éste es absorbido por completo. La velocidad de rotación de las láminas se ajusta de manera que el haz sea bloqueado para los neutrones más lentos (tiempo de vuelo mayor que 30 ms; el pulso tiene una duración de 50 ms). En la figura 4.4b se aprecia como cuando el chopper está apagado (puntos superiores) al inicio del pulso existe una zona en la cual neutrones de dos pulsos se apilan en el monitor sin que puedan ser diferenciados, mientras que cuando el chopper esta encendido (puntos inferiores) se puede observar que en esta misma zona, la señal del monitor disminuye debido al corte existente el final del pulso para evitar el traslape. La zona en la que no se aprecia ninguna señal (tanto para el chopper *on* como para *off*) se debe al sistema de adquisición de datos (*DAQ* por sus siglas en inglés), ya que entre pulso y pulso se toman 10 ms para el procesamiento de los datos.

Cuarto Experimental

Dentro del cuarto experimental se encuentra un conjunto de bobinas que generan un campo magnético transversal de 10 G el cual afecta a todo el dispositivo experimental y es el responsable de mantener la polarización de los neutrones así como de prevenir el desvío del haz a causa del efecto Stern-Gerlach.

Al entrar al campo magnético los neutrones del haz se distribuyen equitativamente en los dos estados de espín posibles ($\uparrow\frac{1}{2}, \downarrow\frac{1}{2}$). Para polarizar el haz se le hace pasar a través de una celda de ^3He . La celda funciona como un filtro de espín (75) basado en la reacción nuclear $n + ^3\text{He} \rightarrow p + T + 764 \text{ keV}$, la cual tienen una gran dependencia con la dirección relativa de los espines del neutrón y el ^3He . La interacción primaria entre ^3He -n es la captura debida a una resonancia 0^+ en el sistema $^3\text{He}+n$; esta captura resonante se da solo si el espín tanto del neutrón como el ^3He están en el estado singulete, es decir cuando los espines son opuestos (76).

La celda contiene una mezcla de gas de ^3He y vapor de Rb. El vapor de Rb es polarizado mediante luz láser circularmente polarizada; el ^3He se polariza al interactuar hiperfinamente con el Rb polarizado (el espín del electrón del Rb se transfiere al núcleo de ^3He). Los neutrones serán filtrados al atravesar la celda de manera que aquellos que tengan un espín paralelo al espín del ^3He serán capturados con menor probabilidad mientras que aquellos cuyo espín sea antiparalelo serán mayormente capturados.

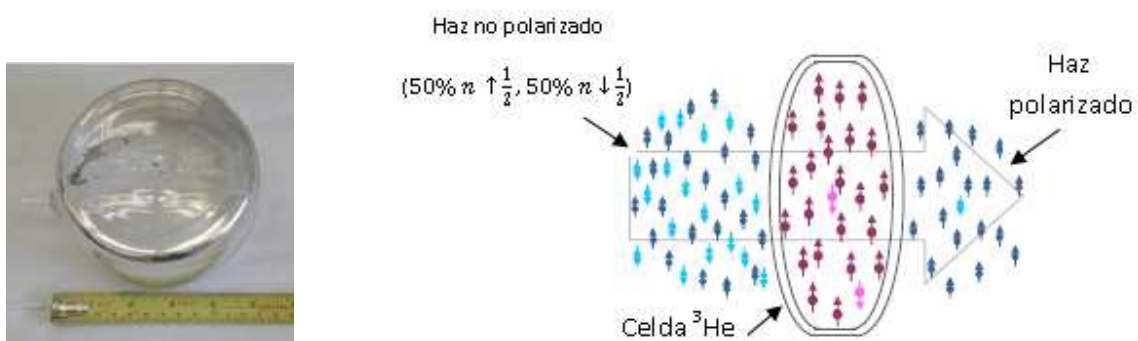


Figura 4.5. a. Fotografía de la celda de ^3He -Rb. b. Diagrama de la polarización del haz de neutrones al pasar por un filtro de ^3He .

A lo largo del aparato experimental se tienen 3 monitores de neutrones ubicados como se muestra en la figura 4.3. Estos monitores se

utilizan para realizar medidas de transmisión de neutrones a través de las cuales es posible determinar la polarización del haz, la eficiencia de inversor de espín, y la concentración de orto y para hidrógeno en el blanco.

Los monitores están constituidos por una cámara de ionización (mezcla de los gases ^3He , ^4He y N_2); dentro de los monitores también ocurre la reacción $n + ^3\text{He} \rightarrow p + T + 764 \text{ keV}$. Las partículas cargadas y energéticas producidas en este proceso ionizan el gas dentro del monitor y la ionización es colectada por electrodos para producir una señal de corriente que posteriormente es convertida a voltaje; este voltaje es proporcional al número de neutrones incidentes.

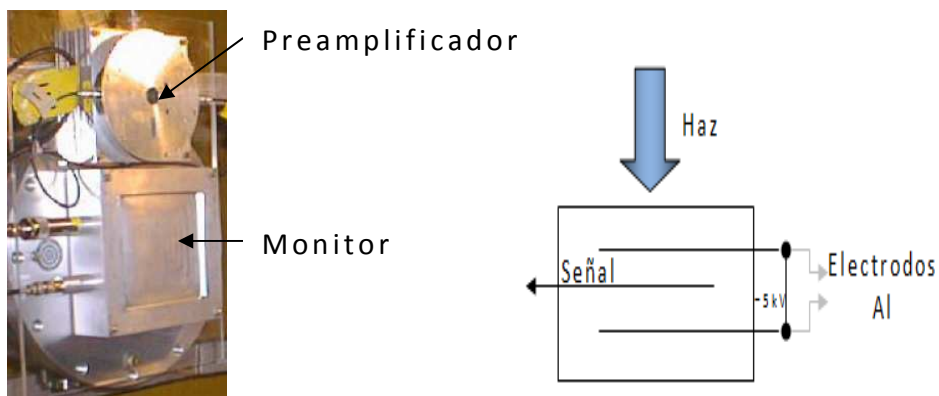


Figura 4.6 a. Fotografía del monitor. b. Esquema de la estructura interna del monitor.

Los detalles de la determinación de la polarización del haz de neutrones se tratarán en el apartado 4.3.2.

Antes de que los neutrones interactúen con el blanco, atraviesan un inversor de espín; en el experimento NPDGamma se utiliza un inversor de espín de resonancia (77), pero no es el único tipo de inversor que existe. En verano de 2009 se probó un inversor de espín adiabático (78) que fue diseñado y construido en la UNAM y que también será utilizado para realizar experimentos en donde se medirán los parámetros de acoplamiento de la interacción débil hadrónica.

El principio fundamental de operación de un inversor de espín de resonancia y uno adiabático es gobernado por la resonancia magnética nuclear (*NMR* por sus iniciales en inglés) (79), pero existen diferencias en su funcionamiento. Un rotador de espín de resonancia no altera la

energía cinética de los neutrones mientras que uno adiabático sí lo hace (77).

La importancia de la presencia de un inversor de espín radica en el control de efectos sistemáticos hasta de segundo orden. En NPDGamma se opera el inversor de espín con una secuencia de 8 pulsos $\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\uparrow\downarrow$, para disminuir al máximo efectos de asimetrías falsas (43), pero también se deben manejar con cuidado, ya que la presencia de los campos magnéticos del inversor puede afectar la dirección del haz o bien disminuir la polarización del haz de neutrones lentos.

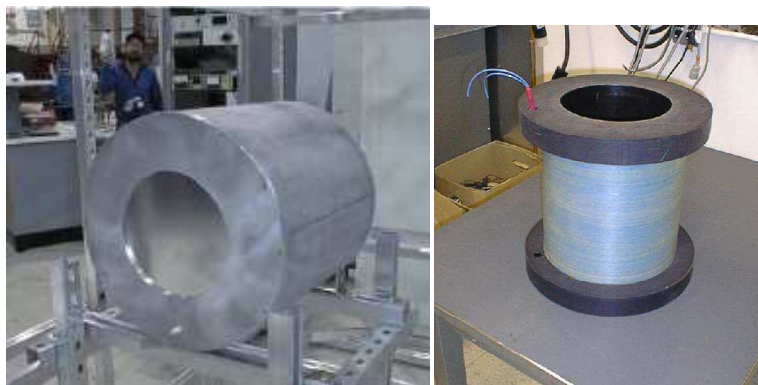


Figura 4.7 Fotografía del inversor de espín utilizado en NPDGamma.

El blanco utilizado en NPDGamma es un contenedor de aluminio con forma cilíndrica lleno de 16 litros de hidrógeno líquido. El hidrógeno puede tener dos estados moleculares posibles: el estado orto, el cual tiene una alta probabilidad de dispersar al neutrón alterando el estado del espín, y el estado para en el cual sólo podrán ocurrir dispersiones que no involucren cambios en el espín o captura del neutrón (todo esto para neutrones con energías menores que 15 meV). El blanco se mantiene durante el experimento a 17 K ya que a estas temperaturas el porcentaje de hidrógeno para es de 99.98% (80) y la despolarización causada por el 0.02% de moléculas en estado orto es menor que el 2%.

Para medir la asimetría de los rayos gamma generados por la interacción del haz de neutrones polarizados con el blanco se utiliza un arreglo de 48 detectores de CsI, distribuidos en 4 anillos cada uno de ellos con 12 detectores que rodean el blanco. La asimetría se medirá utilizando detectores conjugados opuestos en un mismo anillo.

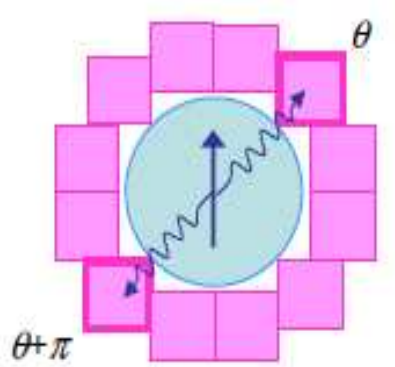
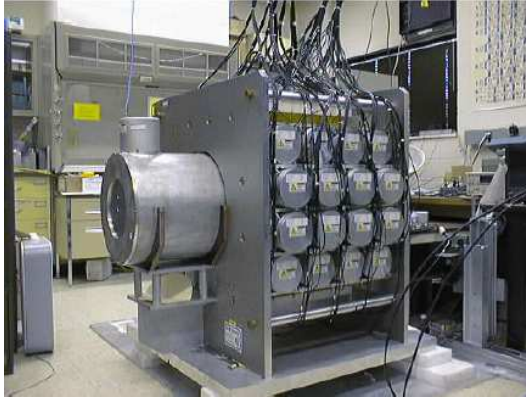


Figura 4.8a Fotografía del detector de los rayos gamma generados en la captura de neutrones. b. Esquema de los detectores conjugados.

Debido al alto número de rayos gamma que tienen que ser detectados por pulso en el experimento los detectores son operados en modo corriente, es decir sólo se hace un conteo del número de eventos, pero no se hace discriminación por altura de pulsos para tener un espectro con la distribución en energía de los rayos gamma. Esto se logra convirtiendo la luz centellante producida por los detectores de CsI en corrientes con ayuda de fotodiodos de vacío; estas fotocorrientes son posteriormente convertidas a voltajes y amplificadas.

4.3 NDTGamma

NDTGamma es un experimento que ha sido propuesto para llevarse a cabo en la línea de física fundamental de neutrones (*FnPB* por sus siglas en inglés) de la *SNS* en *Oak Ridge National Laboratory (ORNL)* en E.U.A. donde también se llevará a cabo la segunda etapa (de alta estadística) de *NPDGamma*.

La asimetría de los rayos gamma generados por la captura de neutrones en deuterio ha sido calculada en términos de los parámetros del modelo DDH como (81; 82)

$$A_V^{nd} \approx 0.920f_\pi^1 - 0.500h_\rho^0 + 0.053h_\rho^2 - 0.160h_\omega^0 . \quad (4.1)$$

Si en un principio consideramos que el parámetro f_π^1 se conoce con precisión (que será el caso a finales de 2011, cuando *NPDGamma* concluya su segunda etapa en la *SNS*), el parámetro que más contribuirá al fenómeno de asimetría de la reacción es h_ρ^0 (~90%). Al sustituir “los

valores más aceptados” (Tabla 3.2) en la ecuación de la asimetría se obtiene

$$A_{\gamma}^{nd} \approx 1 \times 10^{-6}$$

El único antecedente de la determinación de esta asimetría fue realizado en Francia en el *Institut Laue-Langevin (ILL)* en 1986 y fue consistente con cero ($A_{\gamma}^{nd} \approx (4.2 \pm 3.8) \times 10^{-6}$) (83).

Las complicaciones asociadas a la medición de esta asimetría están relacionadas principalmente con la extremadamente baja sección eficaz de captura de neutrones en deuterio. Para neutrones térmicos ($E=25$ meV), el valor de esta sección es 0.00519 barns, muy por debajo de los 0.333 barns que se tienen para la captura de neutrones de la misma energía en protones. La baja sección eficaz de captura complica la construcción de un blanco de deuterio, pues prácticamente cualquier material que pudiera ser utilizado como contenedor tendría una sección eficaz de captura de neutrones mayor que la reacción de interés. La manera en la que se planea superar esta dificultad es con un blanco no de deuterio puro, sino del compuesto D_2O (agua pesada). El oxígeno es uno de los pocos elementos cuya sección eficaz de captura para neutrones térmicos es menor que la del deuterio (0.00019 barns para neutrones térmicos). Los rayos gamma provenientes de la captura de neutrones en oxígeno representarían un fondo de 14% en caso de que los detectores sean operados en modo corriente, como se hace en NPDGamma. Además el compuesto de D_2O puede ser enfriado radiativamente para formar un blanco en estado sólido que a diferencia de uno en estado gaseoso o líquido, no necesita estar dentro de un contenedor. Desafortunadamente hay una dificultad más que no puede ser resuelta con este blanco: no es posible evitar la despolarización del haz de neutrones. En el experimento NPDGamma se hace una supresión del estado molecular del H_2 que produce despolarización del haz (orto-hidrógeno) mediante el enfriamiento del blanco a temperaturas criogénicas (alrededor de 17K) (80; 84). La imposibilidad de realizar un procedimiento análogo con el blanco de D_2O implica que no es posible controlar la despolarización de neutrones para NDTGamma.

El comité asesor que revisa las propuestas sometidas a la SNS ha puesto como principal condición para la aprobación del experimento NDTGamma que la factibilidad del mismo sea demostrada, en particular

con respecto a la despolarización del haz de neutrones. Es necesario probar que la polarización del haz de neutrones al momento de la captura se mantiene en un grado suficiente para observar la asimetría en la distribución angular de los rayos gamma emitidos con la precisión necesaria en un tiempo razonable (estadística suficiente).

En NDTGamma la cantidad de rayos gamma que se producen es considerablemente menor a la que se tiene en NPDGamma (debido a la sección eficaz de captura menor). Esto abre la posibilidad de utilizar los detectores de CsI (descritos en la sección 4.2) en modo de conteo. Esto permitiría discriminar los rayos gamma provenientes de la captura en oxígeno de aquellos provenientes de la captura en deuterio, evitando así el fondo producido por el primero.

4.4 Despolarización de neutrones en un blanco de D₂O

La tabla 4.1 presenta los valores de la sección eficaz de captura y dispersión de neutrones en varios núcleos, entre ellos deuterio y oxígeno (85). También se muestran las secciones totales para el compuesto D₂O, calculadas a partir de las correspondientes secciones en D y O. Es importante notar que la sección eficaz de dispersión se divide en elástica (o coherente) y en incoherente, siendo esta última la única que puede ocasionar cambios en el espín del neutrón (despolarización), pues representa la componente dependiente del espín en el potencial de interacción a bajas energías entre el neutrón y un núcleo dado.

Sistema	$\sigma_{elástica}$ (b)	$\sigma_{incoherente}$ (b)	$\sigma_{captura}$ (b)	σ_{total} (b)	Camino libre medio (cm)
n-D	3.4	0.9	5.2×10^{-4}		
n-O	3.8	0	1.9×10^{-4}		
n-D ₂ O	10.6	1.8	1.2×10^{-4}	12.4	2.4
n-p	20.5	20.1	3.3×10^{-1}		
n-Al	1.4	9.8	2.3×10^{-1}		

n-Be	6.2	0.004	7.6×10^{-3}
n-C	4.7	0	3.46×10^{-3}
n-F			9.56×10^{-3}

Tabla 4.1 Secciones eficaces para neutrones de 27.6 meV en distintos blancos.

El camino libre medio de un neutrón en un blanco de D₂O está determinado por las secciones eficaces del deuterio y del oxígeno. Como puede verse en la tabla 4.1, los neutrones en un blanco de D₂O a temperatura ambiente recorren 2.4 cm entre colisiones, con probabilidad de sufrir despolarización en cada una de ellas.

La probabilidad de que un neutrón sea capturado por deuterio por colisión molecular en el blanco de D₂O es pequeña, y está dada por $\frac{2\sigma_{captura}^D}{\sigma_{total}} \cong 1 \times 10^{-4}$. Por otro lado, la probabilidad de que un neutrón sufra despolarización por colisión en el blanco de D₂O es $\frac{2\sigma_{incoherente}}{3\sigma_{total}} = 0.049$. Debido a que la sección eficaz de captura de neutrones es más pequeña que la de dispersión, el transporte de los neutrones dentro del blanco se dará por dispersión.

Para NDTGamma se busca un blanco en el que se maximice la captura de neutrones sin aumentar demasiado la probabilidad de despolarización de los mismos. Para determinar las dimensiones de tal blanco se utilizó una *figura de mérito*, la cual da información sobre como varían la probabilidad de captura de neutrones en D y la polarización promedio de los neutrones al momento de la captura respecto al espesor del blanco (número de colisiones). La expresión de la figura de mérito es:

$$FOM = \frac{f_{captura}^{D_2}}{f_{captura}^{D_2} + f_{captura}^O} \langle f_{captura}^{D_2} \times P_{n,captura}^2 \rangle \quad (4.2)$$

$f_{captura}^{D_2}$ es la probabilidad acumulada de captura de neutrones en D₂, es decir $f_{captura}^{D_2} = n_c \left(\frac{2\sigma_{captura}^D}{\sigma_{total}} \right)$ donde n_c es el número de colisiones. Por otro lado $P_{n,captura}^2 = P_i^n \left(1 - \frac{2\sigma_{incoherente}}{3\sigma_{total}} \right)$ es la polarización de los neutrones al momento de la captura que tiene que ver con la probabilidad de despolarización en cada colisión. Cabe señalar que la probabilidad de captura aumenta con el espesor del blanco (es decir con n_c) mientras que $P_{n,captura}$ disminuye. Mediante una simulación de Montecarlo (MCNP

Monte Carlo N-Particle (86)) se obtuvo el espesor del blanco de D₂O que maximiza a la FOM.

En la figura 4.10 se muestra una gráfica de la FOM multiplicada por 10⁴ para neutrones de 5 Å como función de la longitud del blanco. Basados en dicha gráfica obtenemos que la dimensión en la cual se tiene un máximo en la captura de neutrones es de aproximadamente 13 cm.

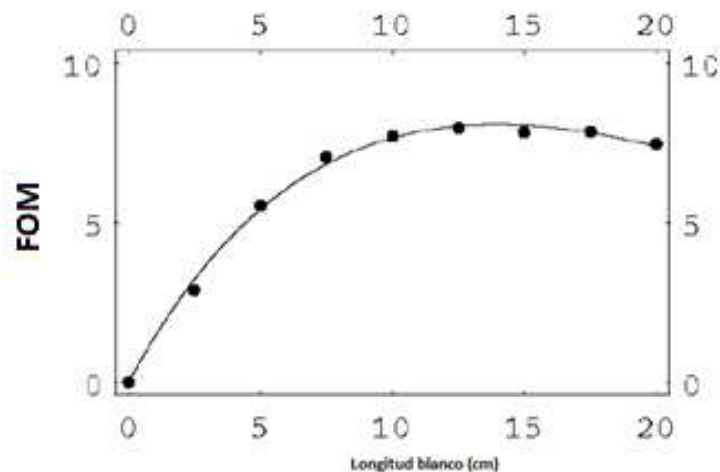


Figura 4.9 Figura de mérito para determinar las dimensiones del blanco de D₂O.

Para estimar la pérdida de polarización en un blanco de 13 cm es necesario calcular el número de colisiones promedio que sufrirá el neutrón antes de ser capturado. Para el blanco de 13 cm $f_{captura}^{D_2} = 0.00117$, lo cual implica que el número de colisiones promedio es de 11.7. Dado que la probabilidad de despolarización por colisión en D₂O es de 0.049, entonces para las 11.7 colisiones se estima una disminución de la polarización inicial en un factor de 0.57. Dicho de otra manera, se estima que para el blanco de D₂O habrá un 57% de despolarización del haz de neutrones.

Con la finalidad de determinar experimentalmente el grado de despolarización de un haz de neutrones en un blanco de D₂O, se llevaron a cabo medidas en LANSCE en los veranos del 2008 y 2009. En la figura 4.10 se presenta el dispositivo experimental que se utilizó, el cual es parecido al de NPDGamma descrito en la sección 4.2.

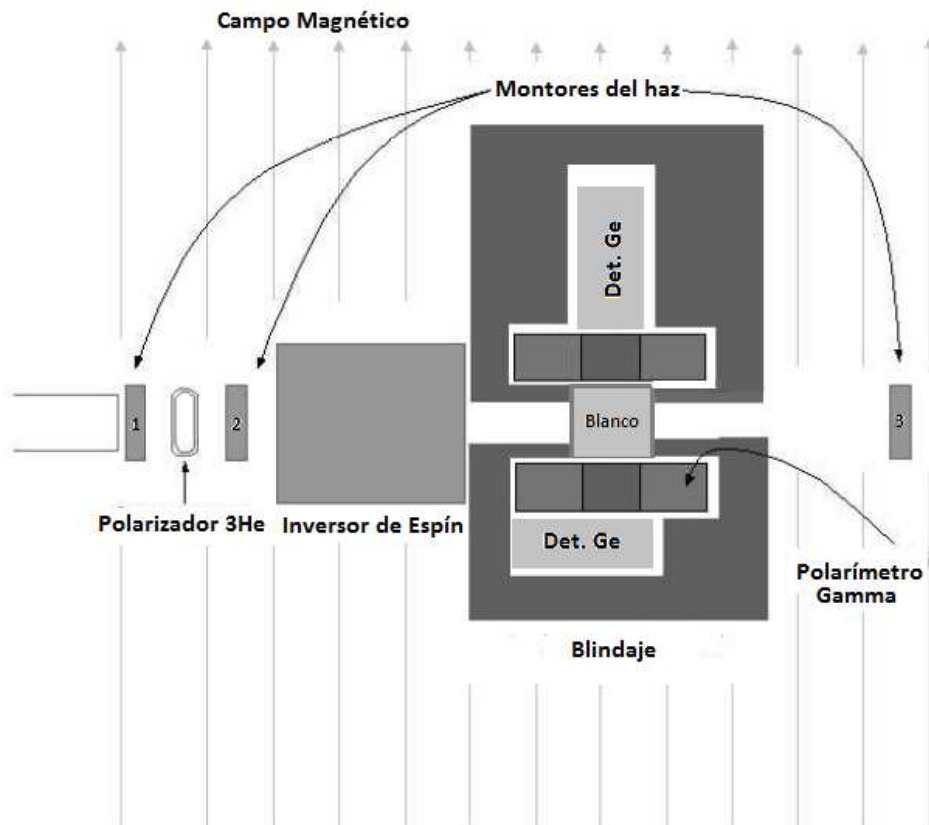


Figura 4.10 Esquema del dispositivo experimental utilizado para medir el grado de de polarización de los rayos gamma producidos por la captura de neutrones en blancos deuterio (D_2O) y azufre (^{32}S).

Debido a que la mayoría de los neutrones no serán capturados en el blanco, es sumamente importante blindar los alrededores con un material que absorba los neutrones dispersados sin emitir rayos gamma en el proceso, para así evitar que los neutrones no capturados se dispersen en el cuarto experimental y posiblemente incidan sobre los monitores que miden el flujo de neutrones en distintos puntos en el experimento, generando un fondo que afectaría la precisión de las medidas, o bien, produzcan rayos gamma que podrían afectar la medida de los rayos gamma de interés. Para este fin se utiliza un plástico rico en 6Li conocido como *Lithoflex* (87) como blindaje alrededor del blanco.

Para el diseño final del blanco de NDTGamma se está tomando en cuenta la variación de la sección eficaz de los neutrones con respecto de su velocidad v (varía como $\frac{1}{v}$), por lo cual se está considerando el uso de un blanco a bajas temperaturas, lo que aumentaría la probabilidad de

captura conforme los neutrones vayan entrando en equilibrio térmico con el blanco.

4.4.2 Polarimetría de neutrones

Es de vital importancia conservar lo mejor posible la polarización de los neutrones mientras el haz avanza por el dispositivo experimental; la despolarización más importante será cuando los neutrones polarizados interactúen con el blanco de agua pesada.

Lo primero que se debe establecer es el porcentaje de polarización de los neutrones al salir del filtro de ^3He (sección 4.2). Para hacer un análisis de polarización es necesario conocer la transmisión relativa de neutrones a través del filtro de espín, que se determina mediante los monitores 1 y 2 tanto para la celda de ^3He polarizada como para la no polarizada.

La transmisión para la celda no polarizada (T_0) está dada por

$$\left(\frac{M_2}{M_1}\right)_{NP} = T_0 = e^{-nl\sigma} \quad (4.3)$$

con $n = \frac{\# \text{ de blancos}}{\text{cm}^3}$ (densidad de blancos ^3He en la celda), l el espesor de la celda de ^3He en la dirección de propagación del haz y $\sigma = \sigma_0 \frac{v_0}{v}$, la sección eficaz para la reacción $n + ^3\text{He} \rightarrow p + T + 764 \text{ keV}$, donde $\sigma_0 = 5327 \text{ b}$ es la sección eficaz correspondiente a neutrones térmicos con $v_0 = 2200 \text{ m/s}$. Las celdas de ^3He utilizadas tienen un espesor típico de aproximadamente 5 cm, con $nl \cong 3.9 \text{ amagat cm}^1$, donde 1 amagat = $2.686774 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$; este valor se determina en medidas de transmisión con la celda de ^3He no polarizada (88; 89)

Para la transmisión del haz cuando la celda de ^3He está polarizada es necesario considerar las secciones eficaces para el espín del neutrón paralelo y anti-paralelo al espín de ^3He .

$$\sigma_{\uparrow\uparrow} = \sigma(1 - P_{He}) \quad (4.4)$$

$$\sigma_{\uparrow\downarrow} = \sigma(1 + P_{He}), \quad (4.5)$$

donde P_{He} es la polarización de la celda de ^3He .

¹ Amagat: Unidad de densidad numérica (102) .

La transmisión total está determinada por la transmisión de los neutrones con espín paralelo al espín de ${}^3\text{He}$ ($T^{\uparrow\uparrow}$) y la situación contraria ($T^{\uparrow\downarrow}$)

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} T^{\uparrow\uparrow} + \frac{1}{2} T^{\uparrow\downarrow} \\ &= \frac{1}{2} (e^{-nl\sigma_{\uparrow\uparrow}} + e^{-nl\sigma_{\uparrow\downarrow}}) \\ &= T_0 \cosh(nl\sigma P_{\text{He}}). \end{aligned} \quad (4.6)$$

La transmisión relativa se obtiene de la razón entre T y T_0 . La polarización del haz de neutrones después de atravesar el filtro de ${}^3\text{He}$ está dada por

$$P_n^i = \frac{T^{\uparrow\uparrow} - T^{\uparrow\downarrow}}{T^{\uparrow\uparrow} + T^{\uparrow\downarrow}} = \tanh(nl\sigma P_{\text{He}}) = \sqrt{1 - \frac{1}{\cosh^2(nl\sigma P_{\text{He}})}} = \sqrt{1 - \left(\frac{T_0}{T}\right)^2} \quad (4.7)$$

La polarización del haz incidente (P_n^i) cambiará conforme el haz interactúe con el blanco de D_2O . Para determinar la polarización de los neutrones al momento de la captura en el blanco de D_2O es posible explotar el hecho de que los rayos gamma emitidos en la reacción $n + d \rightarrow T + \gamma$ (6.26 MeV) están circularmente polarizados, y su grado de polarización es directamente proporcional a la polarización promedio de los neutrones en la captura. Es decir, la medición de la polarización circular de los rayos gamma (90; 91) generados en la captura de neutrones en deuterio nos proporciona información acerca de la polarización de los neutrones a través de (92; 93; 94)

$$P_n = \frac{P_\gamma}{R^D} \quad (4.8)$$

donde $R^D = -0.42 \pm 0.03$ (95) es el parámetro de polarización para los rayos gamma emitidos en la captura de neutrones polarizados en deuterio. Este parámetro depende del momento angular del blanco, del núcleo compuesto (estado entre la captura del neutrón y la emisión del rayo gamma) y del núcleo final (92).

Para medir P_γ se han construido dos polarímetros Compton para rayos gamma (2). Estos dispositivos utilizan la dependencia de la sección

eficaz de dispersión Compton con el espín gamma-electrón para filtrar los rayos gamma con un estado particular de polarización circular. Cada polarímetro tiene un cilindro hecho de una aleación de cobre, níquel y vanadio colocado al centro de un solenoide, cuyo campo magnético polariza una fracción de los electrones del centro metálico. Cuando los rayos gamma atraviesan el volumen magnetizado, algunos de ellos serán dispersados mediante el proceso Compton, lo cual reducirá el número de rayos gamma que atravesarán el polarímetro; esta reducción depende directamente de la polarización circular de los rayos gamma y de la orientación de los electrones del polarímetro. Lo que se determina en el experimento es la asimetría (A_γ), para una dirección dada de polarización del haz de neutrones, en el número de rayos gamma que atraviesan el polarímetro con una dirección de polarización de los electrones y con la inversa. Esta asimetría está directamente relacionada con la polarización de los rayos gamma P_γ

$$A_\gamma = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \eta P_\gamma, \quad (4.9)$$

donde N_\pm , es el número de rayos gamma que atraviesan el polarímetro cuando el campo magnético está orientado \pm respectivamente. η es el poder analizador del polarímetro, que depende de la geometría del mismo

$$\eta = n_e L v \sigma_C \quad (4.10)$$

donde n_e es la densidad de electrones en el centro metálico, L es la longitud, v es la fracción de electrones magnetizados y σ_C la sección eficaz Compton debido a la polarización circular de los rayos gamma. En principio, η puede ser calculado, sin embargo en la práctica resulta más preciso determinarlo experimentalmente, utilizando un blanco de referencia (^{32}S) en el que no ocurre despolarización de neutrones y del cual se conoce también el grado de polarización de los rayos gamma emitidos en la captura y su energía.



Figura 4.11 Fotografía de un polarímetro Compton.

El conteo de los rayos gamma que atraviesan el polarímetro se realiza con dos detectores de germanio hiperpuro.

4.4.3 Características de la adquisición de datos

El periodo de adquisición de datos en el verano de 2009 consistió aproximadamente en 2 semanas. Durante este periodo se tomaron 20 corridas con el blanco de ^{32}S y 119 con el blanco de D_2O , lo cual se traduce en 40 horas y 238 horas de datos, respectivamente.

Cada corrida está compuesta de 24 mini-corridas (5 minutos de duración). Se tomó la decisión de dividir las corridas de esta manera, ya que si algún instrumento fallaba o bien ocurría alguna variación importante en la intensidad del haz, se podía tener un control más preciso de los datos. La figura 4.12 es una gráfica de las variaciones de la intensidad del haz de protones en las instalaciones del LANSCE. Dicha gráfica no corresponde al periodo de tiempo en el que se tomaron las mediciones, sin embargo el comportamiento de la intensidad del haz es similar. Cabe destacar que durante las mediciones en el verano del 2009 la intensidad promedio del haz de protones fue de $100 \mu\text{A}$.

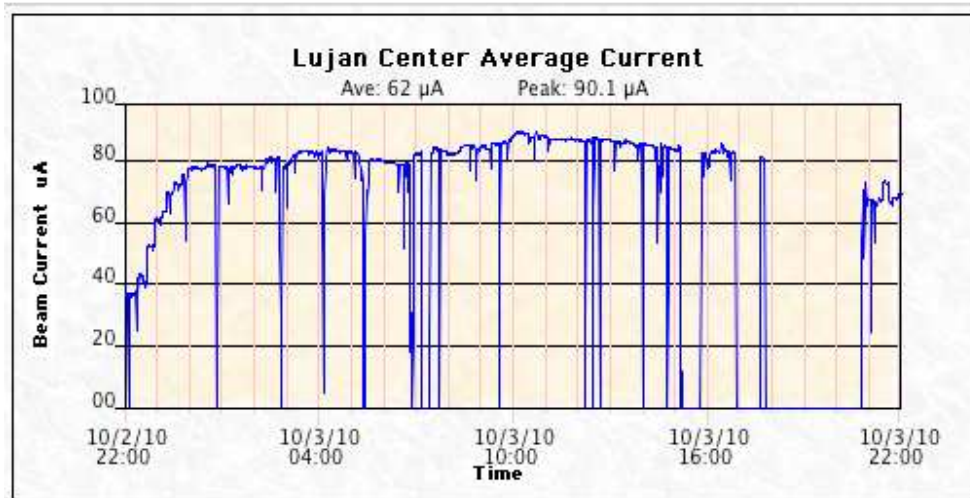


Figura 4.12 Gráfica de la variación de la intensidad del haz de protones en las instalaciones de LANSCE en el centro Lujan.

Durante la adquisición de datos se variaba la polarización del campo magnético del inversor de espín cada 4 horas y el de los polarímetros cada dos horas. Cada dos horas también se verificaba el buen funcionamiento de los láseres encargados de la polarización de la celda de ^3He , el grado de polarización de la celda de ^3He y la temperatura de los detectores de germanio.

5. ANÁLISIS DE DATOS Y RESULTADOS

Las mediciones que se realizaron en los veranos de 2008 y 2009 en las instalaciones del *LANSCÉ* tienen como propósito evaluar el grado de pérdida de polarización de los neutrones debido a la interacción con un blanco de agua pesada; se realizaron medidas de asimetría gamma para dos blancos distintos: D_2O y ^{32}S . La determinación de esta despolarización servirá para determinar la viabilidad del experimento NDTGamma. Cabe mencionar que el periodo en el 2008 sirvió como prueba de funcionamiento del sistema descrito en el capítulo anterior (figura 4.10) y debido a limitaciones de tiempo, se obtuvieron pocos datos, insuficientes para determinar el grado de despolarización de los neutrones con precisión adecuada. Con lo aprendido en el 2008 se repitió el montaje en el 2009, donde se obtuvieron datos durante un periodo más largo. El análisis presentado en este trabajo únicamente incluye datos adquiridos en el verano del 2009. Desafortunadamente durante la realización del experimento el detector de germanio ubicado en la parte inferior de arreglo experimental (figura 4.10) se descompuso, por lo cual los resultados presentados son únicamente aquellos obtenidos con el detector de germanio superior.

Como se mencionó en el capítulo anterior los rayos gamma producidos en la captura de neutrones están circularmente polarizados; los rayos gamma son analizados utilizando un polarímetro de transmisión Compton y mediante el cual se miden las asimetrías producidas por el cambio en la dirección de polarización de los polarímetros y del haz de neutrones, cuya polarización es invertida de pulso a pulso con secuencias de tipo $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$ mediante el inversor de espín localizado antes del blanco de D_2O (ver figura 4.10).

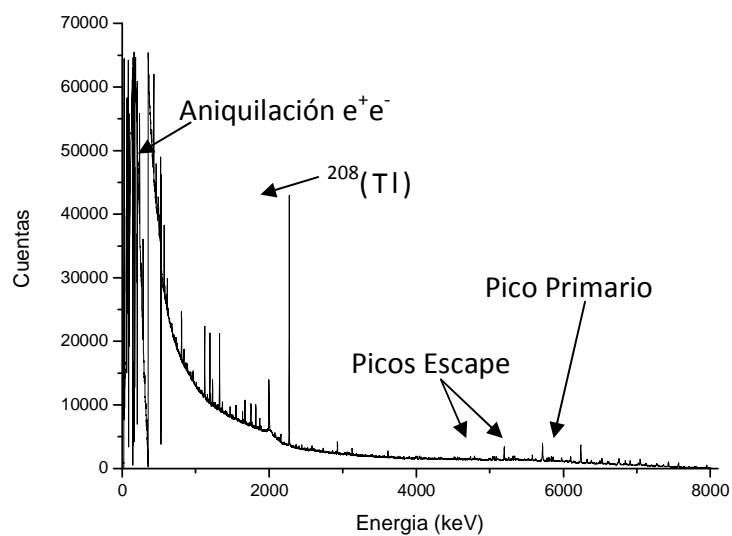
5.1 Espectros gamma

Para poder determinar la asimetría gamma (A_γ) de la ecuación 4.9 es necesario determinar la diferencia relativa entre el número de rayos gamma que llegan al detector en las dos configuraciones opuestas de

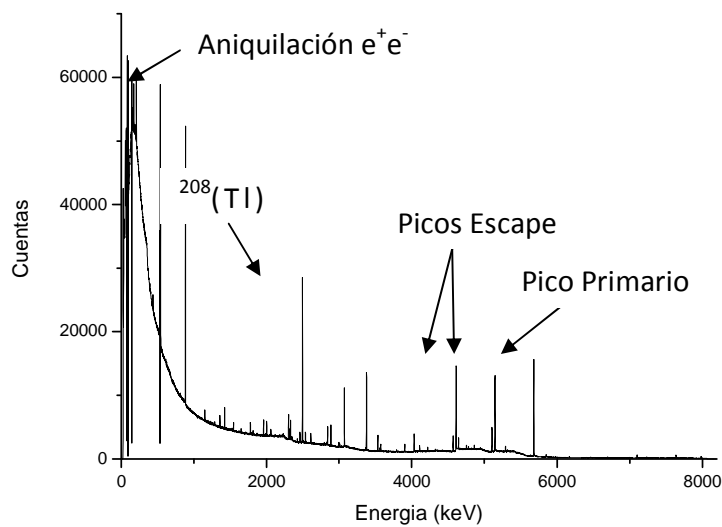
espín relativo neutrón-electrón (N_{\pm}), para lo cual es necesario realizar el análisis de los espectros obtenidos con los detectores de Ge.

Aparte de los espectros adquiridos con el blanco de D_2O , se tomaron espectros con un blanco de ^{32}S de dimensiones similares a las del blanco de D_2O (13cm de largo x 5.8cm diámetro). El uso de este blanco, que no produce despolarización del haz de neutrones incidente debido al espín cero del núcleo de ^{32}S , permite determinar el poder analizador η de los polarímetros Compton, pues los rayos gamma de 5.44 MeV producidos en la reacción (\vec{n}, γ) están circularmente polarizados, con un parámetro de polarización $R^S = 0.50$ (95). Dado que en este blanco la polarización del haz de neutrones se mantiene constante hasta el momento de la captura $P_n = P_n^i$, es posible determinar η a partir de la medición de $A\gamma$, haciendo uso de las ecuaciones 4.8 y 4.9.

Como se mencionó en la sección 4.4.3 las corridas están constituidas de 24 mini-corridas; para el análisis se realizó una suma de los 24 espectros obtenidos. La figura 5.1 muestra los espectros gamma típicos generados (de la suma) con el blanco de D_2O (a) y el de ^{32}S (b). Los espectros fueron autocalibrados a partir de los picos correspondientes a la aniquilación electrón-positrón (511 keV) y al del ^{208}Tl (2.14 MeV) (esta radiación es de origen terrestre), que están presentes y bien definidos en todos los espectros. La autocalibración fue necesaria debido a que la calibración inicial obtenida a partir de una fuente de ^{60}Co ya no era válida dado que la electrónica de los detectores fue reajustada después de que éstos se colocaron en el dispositivo experimental. También de la figura 5.1, es posible observar que para ambos blancos se forman tanto los fotopicos correspondientes al gamma primario (6.26 MeV para D_2O y 5.44 MeV para ^{32}S), como los picos de primer y segundo escape.



a



b

Figura 5.1 Espectros gamma característicos del blanco de D_2O (a) y ^{32}S (b). Las flechas señalan los picos de 511 keV (aniquilación e^+e^-), el de ^{208}Tl , los picos de escape y el pico primario.

Los picos de escape se generan por la producción de un par electrón-positrón dentro del detector de germanio, como se muestra en la figura 5.2. En este proceso el rayo gamma primario pierde la energía equivalente a dos veces la energía en reposo del electrón (1022 keV). Por lo general ocurre aniquilación del positrón con algún electrón del medio,

produciéndose en el proceso dos rayos gamma de 511 keV cada uno. Estos rayos gamma tienen las siguientes posibilidades:

1. Ser ambos detenidos dentro del detector y colaborar en el pico generado por el rayo gamma primario, que recuperaría en este caso su valor original de energía.
2. Si sólo un rayo gamma es detenido dentro del detector, contribuye a la formación del primer pico de escape, que estará ubicado a -511 keV respecto al pico del rayo gamma primario.
3. Si ninguno de los rayos gamma interactúa dentro del detector, contribuyen a la formación del segundo pico de escape, ubicado a -1022 keV del pico primario.

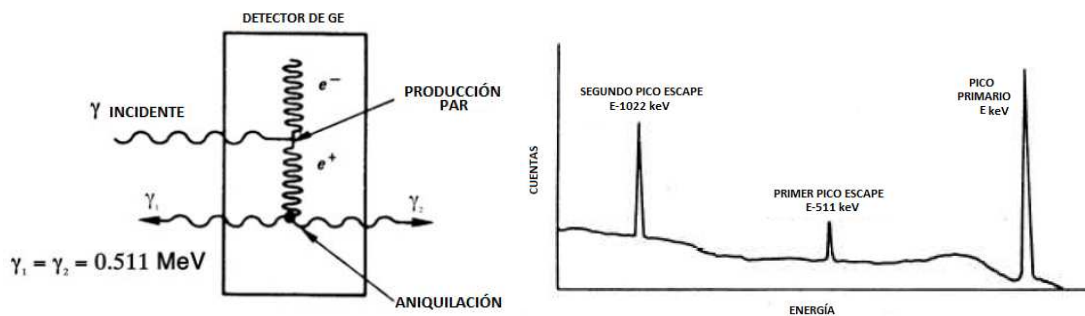


Figura 5.2 a. Proceso de la formación de un par electrón-positrón dentro de un detector de Ge. b. Esquematización de un pico primario y los picos de escape correspondientes (96).

Es posible obtener información del experimento al analizar también los picos de escape.

5.2 Asimetrías gamma

Para obtener los respectivos espectros se utilizó el programa de adquisición de datos MAESTRO. Para cada corrida, con ayuda de la electrónica correspondiente, se dividió la señal proveniente del detector de Ge de tal forma que los datos correspondientes a pulsos impares (*ON*) fueran enviados a una ventana y los pulsos pares (*OFF*) a otra, teniendo así espectros separados para las dos configuraciones neutrón-electrón. En la tabla 5.1 se muestran los sentidos correspondientes del inversor de espín y el campo magnético de los polarímetros para cada una de las configuraciones utilizadas en el experimento.

Configuración	Secuencia Inversor Espín	Campo Magnético Polarímetros
PA	↑ ↓ ↑ ↓ ↑	↑ ↑
ON PA	↑ ↑ ↑	↑ ↑
OFF PA	↓ ↓	↑ ↑
PB	↑ ↓ ↑ ↓ ↑	↓ ↓
OFF PB	↓ ↓	↓ ↓
ON PB	↑ ↑ ↑	↓ ↓

Configuración	Secuencia Inversor Espín	Campo Magnético Polarímetros
MA	↓ ↑ ↓ ↑ ↓	↑ ↑
ON MA	↓ ↓ ↓	↑ ↑
OFF MA	↑ ↑	↑ ↑
MB	↓ ↑ ↓ ↑ ↓	↓ ↓
OFF MB	↑ ↑	↓ ↓
ON MB	↓ ↓ ↓	↓ ↓

Tabla 5.1 Configuración de las distintas corridas. En la segunda columna esta la secuencia de inversión de espín. La tercera columna muestra la orientación del campo magnético de los polarímetros.

Para determinar N_{\pm} (ecuación 4.9) es necesario obtener el número de cuentas en el fotopico asociado a los rayos gamma generados en la captura de neutrones en deuterio y ^{32}S ; para esto se utilizó el programa DAMM (97), el cual determina el número de cuentas totales en un determinado intervalo y el número de cuentas substrayendo el fondo, el cual se obtienen en este caso mediante el ajuste de una línea recta entre los dos puntos que definen el intervalo. En la figura 5.3 se muestra el intervalo utilizado para obtener el número de cuentas del fotopico de 6.26 MeV asociado al blanco de D_2O . Cada corrida corresponde a una configuración diferente en la orientación del campo magnético de los polarímetros y en la secuencia de inversión de espín.

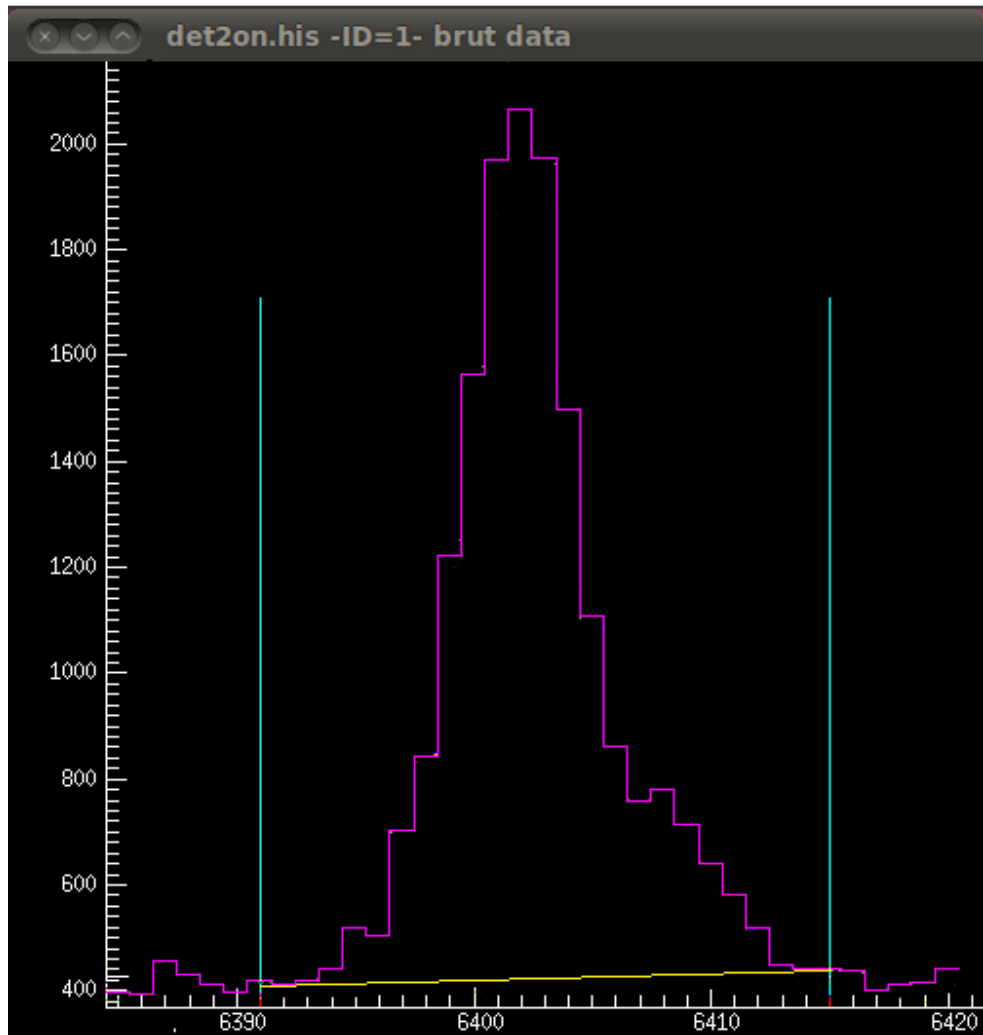


Figura 5.3 Imagen del programa DAMM. El pico corresponde a la energía de 6.26 MeV de los rayos gamma emitidos en la captura de neutrones polarizados en D_2O . Las líneas verticales son las que determina el intervalo en el cual se obtendrá el número de cuentas, la línea horizontal representa la línea que determina la división entre el fondo y las cuentas netas del pico.

La asimetría gamma se obtiene sustrayendo el número de cuentas de cada pico de interés de los espectros *ON* y *OFF* correspondientes a una misma corrida, pues se trata de espectros con condiciones experimentales casi idénticas (intensidad de haz de neutrones, tiempo de adquisición, electrónica, etc). Como ejemplo, si tomamos una corrida con número *M* que corresponde a una configuración *PA* en el arreglo experimental, tendremos que el espectro *MPA_ON* corresponderá a una configuración en la que la dirección del espín del neutrón es paralela a la

dirección del campo magnético de los polarímetros, mientras que el espectro *MPA_OFF* corresponderá a una configuración en la que el espín del neutrón es antiparalelo al campo. Dado que estas configuraciones corresponden a una diferente dirección relativa entre la polarización de los rayos gamma emitidos y la polarización de los electrones del centro metálico del polarímetro, la dispersión Compton de los rayos gamma será distinta en ambos casos, generando una asimetría

$$A_{\gamma} = \frac{|N_{+}-N_{-}|}{N_{+}+N_{-}},$$

por convención denotaremos el número de cuentas asociado a las configuraciones *ON* como N_{+} y las obtenidas de los espectros *OFF* como N_{-} .

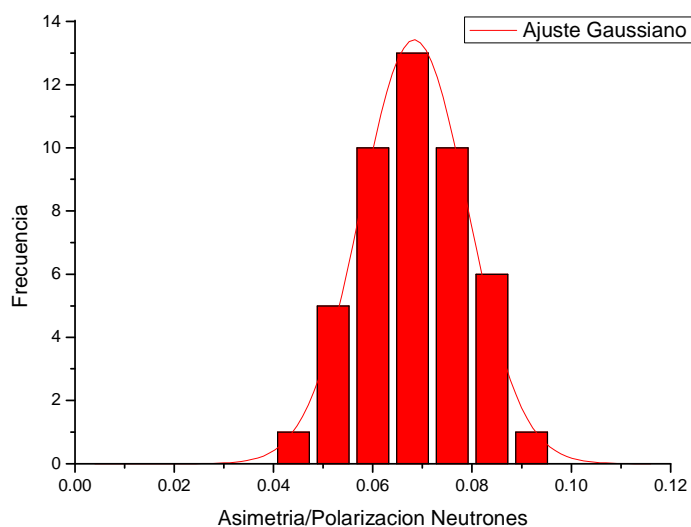
Cabe mencionar que debido a que las asimetrías se calculan utilizando picos correspondientes a una misma energía, en espectros tomados con un mismo detector, la eficiencia del detector correspondiente a esa energía no es relevante, pues se trata de medidas relativas.

Blanco de azufre

Es posible determinar la polarización de los neutrones al momento de la captura en el blanco de D_2O obteniendo la información acerca del poder analizador η a partir del blanco de ^{32}S , el cual por tratarse de un núcleo de espín cero no producirá despolarización del haz de neutrones.

Determinamos la asimetría gamma en cada corrida para cada uno de los picos (primario y escapes) de manera independiente. Si bien el grado de polarización del haz de neutrones puede considerarse en general constante (sección 5.3), existen variaciones de la polarización entre cada corrida; para eliminar los errores asociados con estas variaciones decidimos dividir el valor de la asimetría obtenida por el valor de la polarización promedio del haz de neutrones (sección 5.3). Estos nuevos valores los denotaremos como \overline{A}_{γ}^S . Posteriormente, graficamos los valores obtenidos con sus respectivas incertidumbres (sección 5.3.1) para hacer una limpieza. El criterio utilizado consistió en eliminar aquellos valor que no eran consistentes, es decir aquellos que aun tomando en cuenta su incertidumbre no formaban parte del conjunto mayor de datos.

Finalmente, utilizando el programa OriginPro obtuvimos un histograma de frecuencias de los valores, donde la anchura del intervalo corresponde al valor promedio de las incertidumbre estadística de \overline{A}_γ^S . Se realizó un ajuste gaussiano (Figura 5.4), el centroide de la gaussiana nos da el valor de la asimetría \overline{A}_γ^S ; la incertidumbre en la tabla 5.2 corresponde a la desviación estándar de la distribución gaussiana.



5.4 Histograma de \overline{A}_γ^S obtenidas con el blanco de ^{32}S . La línea corresponde al ajuste gaussiano.

Blanco	Centroide	Incertidumbre ($\delta_{\overline{A}_\gamma^S}$)
^{32}S	0.068	0.011

Tabla 5.2 Resultados de las asimetrías para el blanco de ^{32}S .

Blanco de D_2O

En las primeras corridas correspondientes al blanco de D_2O se observó que la tasa de conteo era muy baja, por lo cual se tomó la decisión de acercarlo lo más posible al detector ubicado en la parte superior del blanco; el acercamiento se vio restringido debido al blindaje que protege al detector. En la figura 5.5 se muestra la configuración del detector de germanio antes y después del desplazamiento, el acercamiento total fue de aproximadamente 9 cm. Aunque este cambio

no afecta la determinación de la asimetría, pues como ya se mencionó anteriormente se trata de una cantidad relativa entre dos espectros tomados en las mismas condiciones, quisimos corroborar que el cambio en la tasa de conteo era el esperado debido al aumento en ángulo sólido del detector.

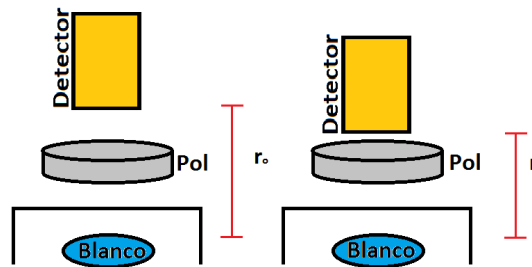


Figura 5.5 Configuraciones del detector de germanio superior. Los valores de la distancia entre el detector y el blanco son: inicialmente $r_0=29\pm 1$ cm y $r=20\pm 1$ cm después del cambio.

El ángulo sólido se define como

$$\Omega = \iint \frac{\vec{r} \cdot \vec{n}}{r^3} dS \quad (5.1)$$

Al reescribir la integral en coordenadas esféricas se obtiene

$$\begin{aligned} \Omega &= \iint \sin\theta \, d\theta \, d\phi \\ &= 2\pi(1 - \cos\theta) , \end{aligned} \quad (5.2)$$

para este caso podemos aplicar la aproximación para ángulos pequeños ($\theta_{inicial} = 0.008^\circ$ y $\theta_{final} = 0.01^\circ$) y la ecuación anterior se reduce en primera aproximación a

$$\Omega = \frac{A}{r^2} , \quad (5.3)$$

entonces el número de cuentas en el detector más cerca del polarímetro debe ser mayor que en la configuración original por un factor f dado por la razón entre los ángulos sólidos asociados a las distintas configuraciones

$$f = \frac{\Omega}{\Omega_0} = \frac{r^2}{r_0^2} = 2.1 \pm 0.13 \quad (5.4)$$

Obtuvimos los valores de las asimetrías de cada corrida y los dividimos por el valor de la polarización promedio del haz de neutrones para obtener \overline{A}_γ^D , Al igual que para el blanco de ^{32}S se realizó una limpieza de datos. En la figura 5.5 se muestra el histograma de frecuencias de las asimetrías \overline{A}_γ^D cuyo ancho de intervalo corresponde a la incertidumbre estadística de \overline{A}_γ^D . Se realizó un ajuste gaussiano, la incertidumbre de la tabla 5.3 corresponde a la desviación estándar del ajuste gaussiano.

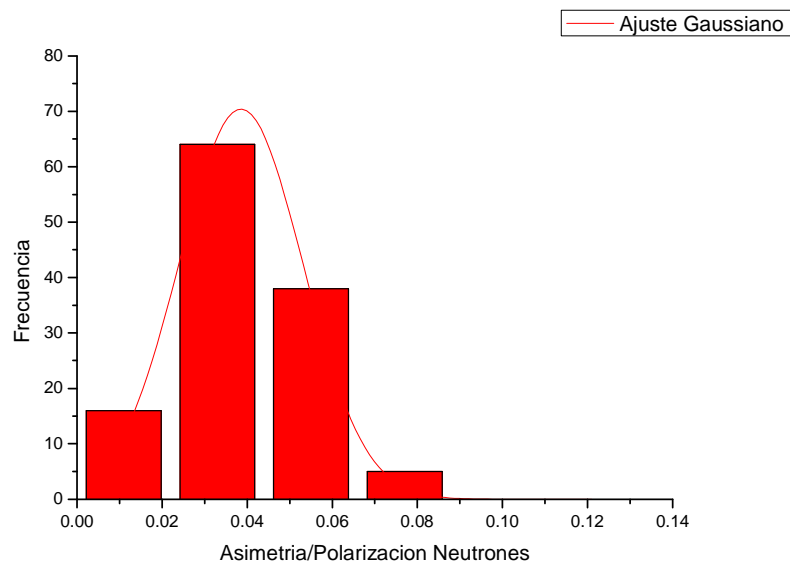


Figura 5.5 Histograma de las asimetrías \overline{A}_γ^D asociadas al blanco de D_2O . La línea corresponde al ajuste gaussiano.

Blanco	Centroide	Incertidumbre ($\delta_{\overline{A}_\gamma^D}$)
D_2O	0.039	0.014

Tabla 5.3 Resultados de la asimetría de los rayos gamma generados en la captura de neutrones en D_2 .

5.3 Despolarización de neutrones.

Para determinar el estado de la polarización de los neutrones al momento de la captura en el blanco de D_2O utilizaremos las asimetrías encontradas en la sección anterior (tabla 5.4).

Primero es importante considerar la polarización del haz de neutrones durante la realización del experimento; en la figura 5.6 se muestra el estado de polarización de la celda de ^3He durante la adquisición de datos. El haz está constituido por neutrones de distintas energías (entre 2 y 15 meV), para determinar el valor de la polarización del haz se tomó el promedio de las polarizaciones para las distintas energías de los neutrones que constituyen el haz. La polarización del haz de neutrones como función del TOF se obtiene sustituyendo la polarización del ^3He y $\sigma = \frac{\sigma_0}{t_0} t$ donde t_0 es 10 ms y $t \in (11\text{ms}, 32\text{ms})$ en la ecuación 4. 7, el promedio de estos valores será el valor promedio de la polarización del haz. Entonces la variación de la polarización del ^3He entre 44% y 50 % corresponde a una polarización promedio del haz de neutrones entre 46% y 52%.

La polarización del haz de neutrones incidente antes de interactuar con cualquiera de los blancos (P_n^i) de las corridas que superaron el corte puede considerarse constante (50%).

Blanco	Asimetría	Incertidumbre (δ)
^{32}S	0.068	0.011
D_2O	0.039	0.014

Tabla 5.4 Asimetrías encontradas para el blanco de ^{32}S y D_2O .

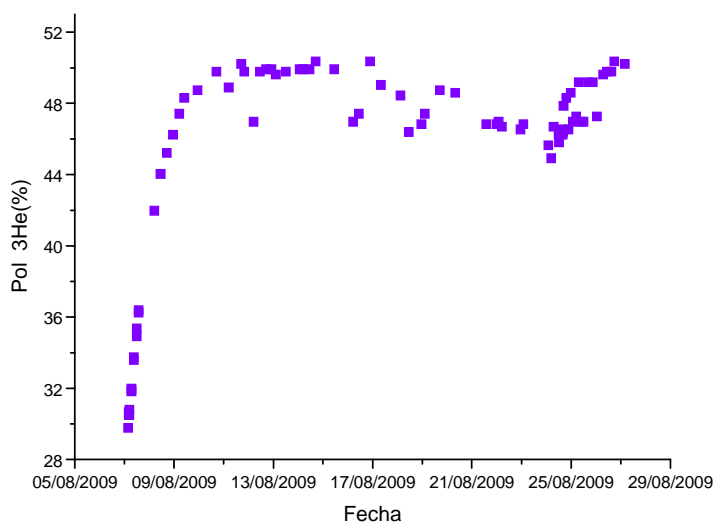


Figura 5.6 Evolución de la polarización de la celda de ^3He durante el experimento de despolarización de neutrones en Agosto de 2009.

Como se estableció anteriormente, es posible establecer que la polarización del haz al momento de la captura en el blanco de ^{32}S es igual a la polarización del haz incidente, como se indica en la ecuación 5.1

$$P_n^S = P_n^i \quad (5.5)$$

Entonces al obtener la razón entre las polarizaciones obtenidas para cada blanco, determinaremos la pérdida de polarización de los neutrones al momento de la captura en D_2 con respecto de la polarización incidente.

De las ecuaciones 4.8, 4.9 y 4.10 obtenemos

$$\frac{P_n^D}{P_n^S} = \frac{P_n^D}{P_n^i} = \frac{\sigma_c^S R^S A_\gamma^D}{\sigma_c^D R^D A_\gamma^S}, \quad (5.6)$$

la expresión para la sección eficaz Compton debida a la polarización circular de los rayos gamma (σ_c) ha sido derivada por diversos autores como (91; 98; 90)

$$\sigma_c = \left[\frac{1+4k_0+5k_0^2}{k_0(1+2k_0)^2} - \frac{1+k_0}{2k_0^2} \ln(1+2k_0) \right] \times 2\pi r_0^2 \quad (5.7)$$

donde $k_0 = \frac{Pc}{m_0c^2}$ es la energía inicial del rayo gamma en unidades de $m_0c^2 = 0.511 \text{ MeV}$, r_0 es el radio del electrón. Para los valores correspondientes de las energías de los rayos gamma utilizados en este experimento obtenemos

$$k_0(5.44 \text{ MeV}) = 10.65, \quad k_0(6.26 \text{ MeV}) = 12.25 \quad (5.8)$$

$$\sigma_c(5.44 \text{ MeV}) = 0.0441 \text{ b} \quad (5.9)$$

$$\sigma_c(6.26 \text{ MeV}) = 0.0424 \text{ b} \quad (5.10)$$

Sustituyendo los valores numéricos en 5.6 obtenemos

$$\text{Despolarización} = \frac{P_n^D}{P_n^S} = \frac{P_n^D}{P_n^i} = 1.24 \frac{A_\gamma^D}{A_\gamma^S} \quad (5.11)$$

donde $C = \frac{\sigma_c^S R^S}{\sigma_c^D R^D} = 1.24 \pm 0.09$

$$\text{Despolarización} = \frac{P_n^D}{P_n^i} = 0.71 \pm 0.28 \quad (5.12)$$

Este último resultado nos dice que se pierde un poco menos de 30% de la polarización de los neutrones por la interacción con el blanco de deuterio, lo cual, considerando el error de esta determinación, es consistente con la estimación del apartado 4.4.

5.3.1 Incertidumbre

Incertidumbre Estadística

Como el valor de las cuentas netas de los pico se obtiene de

$$n_{netas} = n_{totales} - n_{fondo},$$

la incertidumbre asociada será

$$\delta_{n_{netas}} = \sqrt{\delta_{n_{totales}}^2 + \delta_{fondo}^2}.$$

Los datos que se adquieren del programa DAMM son n_{netas} y $n_{totales}$ entonces es necesario determinar a partir de ellos el valor de las cuentas en el fondo el cual está determinado por

$$n_{fondo} = n_{totales} - n_{netas},$$

cuya incertidumbre estadística es

$$\delta_{n_{fondo}} = \sqrt{\delta_{n_{totales}}^2 + \delta_{n_{netas}}^2}$$

Para obtener la incertidumbre de la asimetría se utilizó la técnica de propagación de errores de derivadas parciales, la cual establece que la variancia para una función $f(A, B, C, \dots)$, cuyas variables corresponde a valores que tienen asociado algún error, como

$$\delta_f^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial A} \delta_A\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial B} \delta_B\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial C} \delta_C\right)^2 + \dots, \quad (5.13)$$

aplicando la ecuación 5.13 a 4.8, obtenemos la incertidumbre para la asimetría de cada corrida

$$\delta_{A_\gamma} = A_\gamma \delta(N_+ \pm N_-) \sqrt{\frac{1}{(N_+ + N_-)^2} + \frac{1}{(N_+ - N_-)^2}}$$

ya que la incertidumbre para la suma $N_+ + N_-$ es igual al de la resta $N_+ - N_-$. Para obtener la incertidumbre de los valores \overline{A}_γ^D y \overline{A}_γ^S también se utilizó la ecuación 5.13.

$$\delta_{\overline{A}_\gamma^{D,S}} = \overline{A}_\gamma^{D,S} \sqrt{\left(\frac{\delta_{\overline{A}_\gamma^{D,S}}}{\overline{A}_\gamma^{D,S}}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{P_n}}{P_n}\right)^2},$$

donde $\delta_{P_n} = 2\%$ de P_n .

Para la expresión que determina la despolarización de neutrones al momento de la captura (ecuación 5.11), la variancia obtenida a partir de la ecuación 5.13 es

$$\delta_{\text{Despolarización}} = \left(\frac{P_n^D}{P_n^i}\right) \sqrt{\left(\frac{\delta C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{\overline{A}_\gamma^D}}{\overline{A}_\gamma^D}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{\overline{A}_\gamma^S}}{\overline{A}_\gamma^S}\right)^2}$$

donde $\delta_{\overline{A}_\gamma^S}$ y $\delta_{\overline{A}_\gamma^D}$ corresponden a la desviación estándar del ajuste gaussiano que se muestra en los histogramas 5.5 y 5.6 respectivamente.

Efectos sistemáticos

El dispositivo experimental ha sido diseñado para mantener los errores sistemáticos en órdenes de magnitud mucho más pequeños que las medidas que se quieren realizar ($\sim 10^{-8}$) (99). Sin embargo la interacción de los neutrones con distintos materiales a lo largo del camino que recorre el haz para llegar al blanco contribuyen al fondo medido con el detector de Ge.

Durante el recorrido del haz los neutrones pueden ser capturados por alguna componente del experimento, esta captura puede dar origen a rayos gammas que contribuyan al fondo de los espectros que obtenemos.

Se puede dividir en dos grupos las fuentes que contribuyen al fondo, el fondo asociado a la interacción del haz con el blanco y el fondo proveniente de interacciones no asociadas al blanco; esta última se determina tomando espectros con el dispositivo experimental (figura 4.10) pero sin blanco, desafortunadamente por falta de tiempo no fue posible realizar estas mediciones.

Por otro lado, un efecto importante a considerar es que debido a que sólo se contó con información del detector de Ge superior, la comparación de rayos gamma transmitidos para los dos estados de polarización gamma-electrón no se hizo de manera simultánea, sino con pulsos que aunque son consecutivos y en principio son iguales, variaciones instantáneas en la corriente del haz en la fuente de espalación pueden producir cambios de pulso a pulso que podrían derivar en una falsa asimetría A_γ . La manera en que estas variaciones se controlaron fue imponiendo un corte a los datos de asimetría gamma para dejar fuera del histograma de frecuencias aquellos datos que no fueran consistentes (ver sección 5.2, apartado Blanco Azufre).

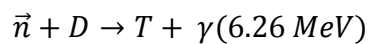
5.4 Discusión de resultados

El valor obtenido para la despolarización es de 0.71 ± 0.28 , es decir se pierde un poco menos de 30% de polarización del haz de neutrones en el blanco de D_2O . Este resultado es consistente con la estimación previamente realizada (sección 4.4), sin embargo la incertidumbre nos prohíbe indicar con una buena precisión si se podrá tener un número aceptable de neutrones polarizados para las mediciones del experimento NDTGamma.

La principal contribución a la incertidumbre proviene de no contar con ambos detectores. El hecho de no adquirir datos simultáneamente en los detectores afecta la precisión de las mediciones ya que no se están comparando las cuentas de un sistema físico con inversos estados de polarización de manera simultánea. En el presente análisis de datos se compararon los datos obtenidos de pulsos consecutivos (pulsos impares con pulsos pares); se esperaría que hubiera una uniformidad en los pulsos por estar tan cercanos en tiempo (50 ms entre uno y otro), sin embargo variaciones bruscas en la intensidad del haz de protones, pueden afectar directamente el flujo de neutrones entre pulsos.

6. CONCLUSIONES

Se ha establecido que cuando algún proceso débil ocurre, viene acompañado de una violación en la paridad del sistema involucrado. En ciertos casos es posible detectar este efecto mediante la medición de alguna observable en una reacción nuclear. El experimento NDTGamma tiene como fin obtener una medición precisa de la asimetría en la distribución de los rayos gamma generadas en la reacción



El experimento NDTGamma ha sido propuesto para ser desarrollado en la SNS en Oak Ridge Tennessee. El comité asesor de ese laboratorio ha puesto como principal condición para la aprobación del experimento que la factibilidad del mismo sea demostrada, en particular con respecto a la despolarización del haz de neutrones. Para demostrar que el haz de neutrones mantiene un nivel de polarización suficiente al momento de la captura en un blanco de D_2O , se llevaron a cabo experimentos en LANSCE.

Se determinó la pérdida de polarización de los neutrones a partir del análisis del grado de polarización de los rayos gamma emitidos en la captura. Para el análisis de la polarización de los rayos gamma se utilizaron polarímetros Compton, que utilizan la dependencia de la dispersión gamma-electrón con la polarización relativa entre ambos. Se analizó la asimetría generada por la dispersión Compton con configuraciones opuestas de polarización gamma-electrón, y dicha asimetría es directamente proporcional al grado de polarización de los rayos gamma.

El valor obtenido para la despolarización es de 0.71 ± 0.28 , es decir se pierde un poco menos de 30% de polarización del haz de neutrones en el blanco de D_2O . Este resultado es consistente con la estimación previamente realizada (sección 4.4), sin embargo la incertidumbre nos prohíbe indicar con una buena precisión si se podrá tener un número aceptable de neutrones polarizados para las mediciones del experimento NDTGamma.

Nuevas mediciones con ambos detectores funcionando y un mayor tiempo de conteo, especialmente con el blanco de D_2O , son necesarias para obtener resultados más conclusivos.

Si el experimento NDTGamma es aceptado para llevarse a cabo en la SNS, una de las primeras mejoras a realizar al dispositivo aquí explicado sería la implementación de súper espejos para polarizar el haz de neutrones, ya que a diferencia del polarizador que se utilizó (celda de 3He) será posible tener una polarización del haz incidente prácticamente del 100%. Otro de los aspectos inmediatos en el desarrollo del experimento NDTGamma será el diseño del blanco de D_2O , que se busca sea enfriado radiativamente a temperaturas criogénicas para evitar dispersiones fonónicas de neutrones en él y para aumentar la probabilidad de captura al establecerse equilibrio térmico entre los neutrones y el blanco.

BIBLIOGRAFÍA

1. *Unified Treatment of the Parity Violating Nuclear Force.* **Desplanques B., Donoghue J.F., Holstein B.R.** 1980, *Ann. Phys.*, Vol. 124, págs. 449-495.
2. *A Gamma Polarimeter for Neutron Polarization Measurement in a Liquid Deuterium Target for Parity Violation in Polarized Neutron Capture on Deuterium.* **Komives A., Sint A. K., Bowers M.** 2005, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol*, Vol. 110, págs. 221-224.
3. *Fundamental Neutron Physics.* **J.S. Nico, W.M. Snow.** 2005, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, Vol. 55, págs. 27-69.
4. *Quantum states of neutrons in the Earth's gravitational field.* **Nesvizhevsky, V.** 2002, *Nature*, Vol. 415, págs. 297-299.
5. *Energy Gaps and Kohn Anomalies in Elemental Superconductors.* **Aynajian, P.** 2008, *Science*, Vol. 319, págs. 1509-1512.
6. <http://neutrons.ornl.gov/facilities/SNS/>.
7. <http://lansce.lanl.gov/lujan>.
8. *On the existence of an internucleon potential not conserving spacial parity.* **Abov, Yu.G.** 1, 1964, *Phys. Lett.*, Vol. 12, págs. 25-26.
9. *Symmetries and symmetry breaking.* **Oers, W.T.H. van.** 1-4, 2001, *Nucl. Phys. A*, Vol. 684, págs. 266-276.
10. *Parity non-conservation in nuclear excitation by circularly polarized photon beam.* **Titov, A.I.** 8, 2006, *Journ. Phys. G*, Vol. 32, págs. 1097-1100.
11. *Measurement of Parity Nonconservation and an anapole dipole moment in Cesium.* **Wood C. S., Bennett S. C.** 5307, 1997, *Science*, Vol. 275, págs. 1759-1764.
12. **Cottingham W.N., Greenwood D.A.** *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics.* s.l. : Cambridge University Press, 2007.

13. **Donoghue J. F., Golowich E., Holstein B.R.** *Dynamics of the Standard Model*. s.l. : Cambridge University Press, 1992.
14. *Quantum Effects on Four-Dimensionnal Space-Time Symmetries.* **Nieh, H.T.** Phys. Rev. Lett., Vol. 53, págs. 2219-2221.
15. *The Standard Model of Elementary Particles.* **Lichtenberg, Don. B.** 1991, Monographs and Textbooks in Physical Science Lectures Notes, Vol. 21.
16. *Partial Symmetries in Weak Interactions.* **Glashow, S.L.** 1961, Nucl. Phys., Vol. 22, pág. 579.
17. **Yang C.N., Milss R.** 1954, Phys. Rev., Vol. 96, pág. 191.
18. *Question of Parity Conservation in Weak Interactions.* **Lee T.D., Yang C.N.** 1956, Phys. Rev. Lett., Vol. 104, págs. 254-258.
19. *Experimental test of parity conservation in beta decay.* **Wu, C.S.** 1975, Phys. Rev., Vol. 105, pág. 1413.
20. **Berstein, Jeremy.** *Elementary Particles and Their Currents*. s.l. : W. H. Freeman and Company, 1968.
21. <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
22. **Huges, I. S.** *Elementary Particles*. 3ra. s.l. : Cambridge University Press.
23. **Burges C.P., Moore G.D.** *The Standard Model: A Primer*. s.l. : Cambridge University Press, 2007.
24. *Chirality Invariance and the Universal Fermi Interaction.* **Sudarshan, E.C.G.** 1958, Phys. Rev., Vol. 109, págs. 1860-1862.
25. *Theory of the Fermi Interaction.* **Feynman R.P., Gell-Mann M.** 1957, Phys. Rev., Vol. 109.
26. **Cheng T., Li L.** *Gauge Theory of Elementary Particles Physics*. s.l. : Oxford University Press, 1991.
27. <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?gf>.
28. **Gasiorowicz S., Langaker P.** *Elementary Particles*.

29. **Anisovich V.V., Hobrinsky M.N., Nyiri J., Shabelski Y.M.** *Quark Model and High Energy Collisions*. 2da. s.l. : World Scientific, 2004.
30. *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*. **Cabibbo, N.** 1963, Phys. Rev. Lett., Vol. 10, págs. 531-533.
31. *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*. **Kobayashi M., Maskawa M.** 1973, Prog. Theor. Phys., Vol. 49, págs. 652-657.
32. *Effective Field Theory for Few-Nucleon Systems*. **Bedaque P.F., van Kolck U.** 2002, Annual Review of Nuclear and Particle Science, Vol. 52, págs. 339-396.
33. *Parity Nonconserving Internucleon Potential*. **Bin-Stoyle, R.J.** 1960, Phys. Rev., Vol. 18, págs. 1605-1607.
34. *Parity Nonconservation in Nuclei*. **Michael, F. C.** 2B, 1964, Phys. Rev., Vol. 133.
35. *Parity-non-conservation in nuclear forces at low energy: phenomenology and questions*. **Desplanques, B.** 1998, Phys. Rep., Vol. 297, págs. 1-61.
36. *Nuclear parity-violation parameter $hp(1)'$* . **Holstein, B.R.** 1981, Phys. Rev. D, Vol. 23 , pág. 1618.
37. *Symmetries and Symmetry Breaking*. **van Oers, W.T.H.** 2001, Nucl. Phys. A, Vol. 684, págs. 266-286.
38. *Search for Neutral-Weak-Current Effects in the Nucleus 18F*. **Barnes, C.A.** 1977, Phys. Rev. Lett., Vol. 40, págs. 840-843.
39. *Parity Violation in Proton-Proton Scattering at 221 MeV*. **Berdoz, A.R.** 2001, Phys. Rev. Lett., Vol. 87, pág. 272301.
40. *Anapole moment and nucleon weak interactions*. **Flambaum V.V., Murray D.W.** 1997, Phys. Rev. C., Vol. 56, págs. 1641-1644.
41. *Consistency of Parity Violating pion-nucleon couplings extracted from measurements in F-18 and Cs-123*. **Wilburn W.S., Bowman J.D.** 1998, Phys. Rev. C, Vol. 57, págs. 3525-3429.

42. *Parity Violation in the Nucleon-Nucleon Interaction.* **Adelberger E.G., Haxton W.C.** 1985, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* , Vol. 35, págs. 501-558.
43. *Ph. D. Thesis: The NPDGamma Experiment. The weak interactions between nucleons and parity violation in cold neutron capture.* **Gericke, Michael.** 2004.
44. *An effective field theory calculation of the parity violating asymmetry in npdg.* **Kaplan D.B., Savage M.J., Springer R.P., Wise M.B.** 1999, *Phys. Lett. B*, Vol. 449, págs. 1-5.
45. *The Weak Parity-Violating Pion-Nucleon Coupling.* **Henley E.M., Hwang W. -Y. P., Kisslinger L. S.** 1996, *Phys. Lett. B*, Vol. 367, págs. 21-27.
46. *Parity-Violating interactions and Currents in the Deuteron.* **Meissner U.G., Weigel H.** 1999, *Phys. Lett. B*, Vol. 447, págs. 1-7.
47. *An Analysis of Parity Violating Pion-Nucleon couplings.* **Kaplan D.B., Savage M.J.** 4, 1993, *Nucl. Phys. A*, Vol. 556, págs. 653-671.
48. *Formation of parity-nonconserving nuclear forces in the standard model $SU(2)_L \times U(1) \times SU(3)_c$.* **Dubovik V.M., Zenkin S.V.** 1986, *Ann. Phys*, Vol. 172, págs. 100-135.
49. *Δ contributions to the parity-violating nuclear interaction.* **Feldman G.B., Crawford G.A., Dubach J., Holstein B.R.** 1991, *Phys. Rev. C*, Vol. 43, págs. 863.
50. *Nuclear Parity Violation in Effective Field Theory.* **Zhu S., Maekawa C.M., Holstein B.R., Ramsey-Musolf M.J., van Kolck U.** 2005, *Nucl. Phys. A*, Vol. 748, págs. 435-498.
51. *Effective Field Theory.* **Pitch, A.** s.l. : Elsevier Science B. V., 2008.
52. *Few-Nucleon Forces and Systems in Chiral Effective Field Theory.* **Epelbaum, E.** 2006, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 57, págs. 654-741.
53. *Nucleon-nucleon effective field theory without pions .* **Chen J.W., Rupak G., Savage M.J.** 1999, *Nucl. Phys. A*, Vol. 653, págs. 386-412.

54. *Circular Polarization of Gamma Quanta in Absorption of Neutrons by Protons and Isotopic Structure of Weak Interactions.* **Danilov, G.S.** 1965, Phys. Lett., Vol. 18, págs. 40-41.
55. *An analysis of parity violating nuclear effects at low energy.* **Missime, B. Desplanques. J.** 1978, Nucl. Phys. A, Vol. 300, págs. 286-312.
56. *HADRONIC PARITY VIOLATION: A New View Through the Looking Glass.* **Ramsey-Musolf, Michael J. y Page, Shelley A.** 2006, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., Vol. 56, págs. 1-52.
57. *Parity-violating observables of two-nucleon systems in effective field theory.* **Liu, C.-P.** 2007, Phys. Rev. C, Vol. 75, págs. 065501-1;065501-15.
58. *Hadronic parity violation in $np \rightarrow d\gamma$ with effective field theory.* **Hyun C.H., Ando S., Desplanques B.** 2007, Phys. Lett. B, Vol. 651, págs. 257-262.
59. *Neutrons and hadronic parity violation.* **Holstein, B.R.** 2009, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys, Vol. 36, pág. 104003.
60. *Study of parity-violating effects in the neutron capture $n + p \rightarrow d + \gamma$.* **Desplanques, B.** 3, Nucl. Phys. A, Vol. 242, págs. 423-428.
61. *Parity-non-conserving nuclear forces.* **Desplanques, B.** 1980, Nucl. Phys. B, Vol. 335, págs. 147-167.
62. *About the parity-non-conserving asymmetry in $npd\gamma$.* **Desplanques, B.** 2001, Phys. Lett. B, Vol. 512, págs. 305-313.
63. *Parity-violating interactions and currents in the deuteron.* **R. Schiavilla, J. Carlson, M. Paris.** 2003, Phys. Rev. C, Vol. 67, pág. 032501.
64. *Parity-violating interaction effects in the np system.* **R. Schiavilla, J. Carlson, M. Paris.** 2004, Phys. Rev. C, Vol. 70, pág. 044007.
65. *Parity non-conserving effects in thermal neutron-deuteron radiative capture.* **Desplanques B., Benayoun J.** 1986, Nucl. Phys. A, Vol. 458, págs. 689-708.

66. *Examination of Parity Nonconservation by Means of Radiative Neutron-Deuteron Capture.* **Hadjimichael E., Harms E., Newton V.** 1971, Phys. Rev. Lett., Vol. 27, págs. 1322-1325.

67. *The parity violating rotation of the neutron spin in helium.* **Dmitriev V., Flambaum V.V., Shuskov O.P., Telitsin V.B.** 1983, Phys. Lett. B, Vol. 125, págs. 1-4.

68. *Hadronic Parity Violation on the Lattice.* **Beane S.L., Savage M.J.** 2002, Nucl. Phys. B, Vol. 636, págs. 291-304.

69.

<http://battlestar.phys.utk.edu/mediawiki/index.php/Publications>.

70. *Progress Report for the Letter of Intent: A Measurement of Parity-Violating Gamma-Ray Asymmetry in Polarized.* **NDTGamma Collaboration.**

71. *Parity violation in neutron-proton capture—The NPDGamma experiment.* **Gericke, M.** 2-3, 2009, Nucl. Inst. Meth. A, Vol. 611, págs. 239-243.

72. *A measurement of the Flight Path 12 cold H₂ moderator brightness at LANSCE.* **Seo, P.-N.** 2004, Nucl. Instrum. Meth. A, Vol. 517, págs. 285-294.

73. *Development of neutron supermirrors with large critical angle.* **Maruyama R., Yamazaki D., Ebisawa T., Hino M., Soyama K.** 2007, Thin solid Films, Vol. 515, págs. 5704-5706.

74. *New Pulsed cold Neutron Beam Line for Fundamental Nuclear Physics at LANSCE.* **P.-N. Seo, J.D. Bowman.** 2005, Res. Natl. Inst. Stand. Technol., Vol. 110, págs. 145-148.

75. *A large area polarized ³He neutron spin filter* 574, 50. **Chupp T.E., Bowman J.D., Chen W., Coulter K.P., Dabaghyan M., Gentile T., Gillis R.C., Jones G.L., Kandes M., Lauss B., Penttila S. I., Rich D., Sharma M., Smith T.B.** Nucl. Instrum. and Methods A, Vol. 574, págs. 500-509.

76. *Neutron Polarization with polarized ³He.* **Coulter, K.P.** 1988, Nucl. Instr. Meth. A, Vol. 279, págs. 90-94.

77. [nucl-ex], arXiv:0710.2871v1.

78. *Diseño y construcción de un inversor de spin adiabático para neutrones lentos.* **Marín D., Barrón L., Curiel Q., Chávez E., Huerta A, Ortiz M.E., Rodríguez P., Favela F., Murillo G., Policroniades R., Varela A.** Zacatecas, Zac. México : s.n., 2008. LI Congreso Nacional de Física.

79. **Abragam, Anatole.** *Les principes du magnetisme nucleaire.* s.l. : Presses Universitaires de France, 1961.

80. *Determination of the parahydrogen fraction in a liquid hydrogen target using energy-dependent slow neutron transmission.* **Barron-Palos, L.** Preprint submitted to Nuclear Instruments and Methods A June 11, 2010.

81. **Haeberli W., Holstein B.R.** *Symmetries and Fundamental Interactions in Nuclei.* [ed.] W. C. Haxton and E. M. Henley. s.l. : World Scientific, 1995.

82. *Hadronic Parity Violation.* **Holstein, B.R.** 2004, Nucl. Phys. A737, Vol. 737, págs. 85-92.

83. *Measurement of the photon asymmetry in capture of polarized neutrons by deuterons.* **Avenir M., Cavaignac J.F., Koang D.H., Vignon B., Hart R., Wilson R.** 1986, Nucl. Phys. A, Vol. 459, págs. 335-358.

84. *Parity-violating gamma asymmetry in NPDGamma.* **Santra, S.** proceedings of the DAE Symposium on Nuclear Physics" Orissa, India, 2007.

85. **Leo, William R.** *Techniques for nuclear and particle physics experiments.* s.l. : Springer-Verlag, 1987.

86. <http://mcnp-green.lanl.gov/index.html>.

87. **Lindstrom R.M., Révay Zs.** *Handbook of Prompt Gamma Activation Analysis with.* s.l. : Kluwer Academic Publishers, 2001.

88. *Tes of ^3He -based neutron polarizers at NIST.* **Jones, G.L.** 3, 2000, Nucl. Instr. Meth. A, Vol. 440, págs. 772-776.

89. *A large area polarized ^3He neutron spin filter.* **Chupp, T.E.** 2007, Nucl. Instr. Meth. A, Vol. 574, págs. 500-509.
90. *Measurement Of Circular Polarization Of Gamma rays.* **Schopper, H.** 1958, Nuclear Instruments, Vol. 3, págs. 158-176.
91. *Electron Polarization, Theory and Experiment.* **Tolhoek, H.A.** 3, 1956, Reviews of Modern Physics, Vol. 28, págs. 277-298.
92. *Measurement of circularly polarized gamma-radiation following polarized neutron capture.* **Trumpy, G.** 1956, Nucl. Phys., Vol. 2, págs. 664-679.
93. *Neutron Capture Gamma Rays.* **Bartholomew, G.A.** 1961, Ann. Rev. Nucl. Sci., Vol. 11, págs. 259-302.
94. *Circular Polarization of neutron capture gamma-rays from Al, Ar, and Ca.* **Stecher-Rasmussen, F.** 1972, Nucl. Phys. A, Vol. 181, págs. 225-240.
95. *Evidence for meson-exchange currents in the radiative thermal neutron capture by deuterium nuclei.* **Konijnenberg M.W., Abrahams K., Kopecky J., Stecher-Rasmussen F., Wervelman R., Koch J.H.** 1988, Phys. Lett. B, Vol. 205, págs. 215-218.
96. *Experiments in Nuclear Science.* s.l. : EG&G Ortec.
97. *Oak Ridge National Laboratory, no publicado.* **Milner, W.T.**
98. **V.B. Berestetskii, E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevskii.** *Quantum electrodynamics. Course of Theoretical Physics Volumen 4.*
99. **Collaboration, NPDGamma.** *NPDGamma PRL.*
100. **Fermi, E.** 1934, Zeits f. Physics, Vol. 88, pág. 162.
101. *Selection Rules for the beta-desintegration.* **Gammow G., Teller E.** 1936, Phys. Rev., Vol. 49, págs. 895-899.
102. <http://en.wikipedia.org/wiki/Amagat>.