

UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERIA

**FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA PROFESIONAL DE FISICA**



**TESIS PARA OPTAR EL TITULO PROFESIONAL DE
LICENCIADO EN FÍSICA**

**“CARACTERIZACION EN ENERGIA DE UN HAZ DE
NEUTRONES TERMICOS”**

PRESENTADO POR:

MARCO ARTEMIO MUNIVE SANCHEZ

**LIMA – PERU
2000**

Resumen de Tesis Titulada

Caracterización en energía de un haz de neutrones

Los haces de neutrones se originan en el interior de un reactor nuclear por medio de la fisión del uranio 238, estos poseerán energía del orden de los MeV y que al colisionar con medios moderadores como el grafito o agua irán perdiendo su energía, dichos haces son extraídos a una sala experimental por medio de conductos de irradiación con la propiedad de que los neutrones posean una gama amplia de energía, la presente tesis caracterizará el rango energético de dichos haz de neutrones, en el caso de los conductos de irradiación del reactor nuclear RP-10 del Huarangal son tres los operativos y en los cuales se realizó la experiencia.

El proceso de caracterización se realizará por dos técnicas, la de cálculo de *temperatura neutrónica* y la otra de *difracción de neutrones*. En la primera se relaciona la temperatura del medio moderador con la temperatura de los neutrones en un valor promedio, se basa en determinar la variación de transmisión de neutrones en un medio establecido y mediante aproximaciones asociar el factor de transmisión con la temperatura neutrónica, cabe recalcar que este valor es un promedio y que solo nos dará referencia de cual es la región energética que contribuye más al espectro energético total del haz de neutrones.

En el caso de la Difracción de neutrones lo que se asocia es la intensidad de haz dispersado debido a la interacción del haz emergente del conducto sobre un cristal monocromador bajo cierto ángulo de incidencia, siguiendo la ley de Bragg el ángulo de incidencia nos seleccionara neutrones de una longitud de onda y con cierta intensidad; intensidad que nos da idea de cuanto es la contribución de neutrones con esta energía al haz original incidente, logrando de esta manera distribución energética del haz emergente en cada conducto de irradiación.

Ambas técnicas se realizaron en los conductos de irradiación No: 2 ,No 4 y la columna térmica del reactor RP-10 logrando resultados aceptables. Cabe resaltar la experiencia de la *primera difracción de neutrones* que se realiza en el Perú y que es parte de esta tesis.

Tesista: Bach. Marco A. Munive Sánchez

Asesor: Dr. Modesto Montoya Z.

INDICE

CAPITULO 1. CONCEPTOS PRELIMINARES	11
1.1 PRODUCCION DE NEUTRONES	12
1.2 ESPECTRO NEUTRONES	12
1.2.1 NEUTRONES RAPIDOS	13
1.2.2 NEUTRONES EPITERMICOS	13
1.2.3 NEUTRONES TERMICOS	13
1.3 REACTOR NUCLEAR RP-10	15
CAPITULO 2. FUNDAMENTO TEORICO	17
2.1 INTERACCION DEL NEUTRON CON LA MATERIA	18
2.1.1 ATENUACION DE NEUTRONES	18
2.1.2 TRANSMISION DE NEUTRONES	21
2.1.3 DISPERSION DE NEUTRONES	23
2.1.3.1 SECCION EFICAZ DE DISPERSION	24
2.1.3.2 REGLA DE ORO DE FERMI	26
2.1.3.3 DISPERSION COHERENTE E INCOHERENTE	30
2.1.3.4 DISPERSION COHERENTE ELASTICA	33
2.1.3.5 DISPERSION DE BRAGG	33
2.2 CARACTERIZACION DE UN HAZ DE NEUTRONES TERMICOS	37
2.2.1 CARACTERIZACION POR TRANSMISION	37
2.2.1.1 DETERMINACION DE LA TEMPERATURA NEUTRONICA POR EL METODO DE TRANSMISION	37
2.2.1.2 COEFICIENTE DE ABSORCION PARA NEUTRONES TERMICOS	39
2.2.2 CARACTERIZACION POR DISPERSION DE BRAGG	42
2.2.2.1 METODOS DE DISPERSION	42
2.2.2.2 METODO DE CRISTAL GIRATORIO	42
2.2.2.3 PODER DE DISPERSION	45
CAPITULO 3. PROCESO EXPERIMENTAL	50
3.1 EQUIPOS Y MATERIALES USADOS	50
3.1.1 DETECTORES DE NEUTRONES BASADOS EN REACCIONES CON BORO	50
3.1.2 CADENA DE MEDICION	53
3.1.3 MATERIAL USADO EN CARACTERIZACION POR TEMPERATURA	55
3.1.3.1 VENTAJAS DE LA PLATA EN FENOMENOS DE TRANSMISION	55

3.1.3.2 <i>OBTENCIONES DE LOS ESPESORES OPTIMOS DE PLATA</i>	55
3.1.4 MATERIAL USADO EN CARACTERIZACION POR DISPERSION DE NEUTRONES	56
3.1.4.1 <i>VENTAJAS DEL COBRE EN FENOMENOS DE DISPERSION</i>	56
3.1.5 MATERIALES DE BLINDAJE	57
3.1.6 EQUIPO DE MONITOREO DE RADIACION	60
3.2 PROCESO DE CARACTERIZACION	61
3.2.1 CARACTERIZACION POR TRANSMISION	61
3.2.1.1 <i>DISEÑO DE LA EXPERIENCIA EN CADA CONDUCTO DE IRRADIACION</i>	61
3.2.1.2 <i>RESULTADOS EN CADA UNA DE LAS CONFIGURACIONES ANTERIORES</i>	68
3.2.2 CARACTERIZACION POR DISPERSION DE BRAGG	72
3.2.2.1 <i>GENERALIDADES DE LA TECNICA</i>	72
3.2.2.2 <i>CALCULO DE HAZ DIFRACTADO EN EL CRISTAL DE COBRE</i>	73
3.2.2.3 <i>DISEÑO DE LA EXPERIENCIA EN CADA CONDUCTO DE IRRADIACION</i>	78
3.2.2.4 <i>RESULTADOS EN CADA UNA DE LAS CONFIGURACIONES ANTERIORES</i>	83
3.2.3 OTRAS PRUEBAS	98
3.3 RESULTADOS DE LA CARACTERIZACION	101
CAPITULO 4.	
4. COMENTARIOS Y SUGERENCIAS	103
5. CONCLUSIONES	105
REFERENCIAS	107
APENDICE	108
APENDICE A PROPIEDADES DE LOS NEUTRONES	109
APENDICE B ASPECTOS DE PROTECCION RADIOLOGICA	110
APENDICE C MANEJO DE ECUACIONES DIFERENCIALES DEL CALCULO DE TEMPERATURA NEUTRONICA	113
APENDICE D REPORTE MODELO DEL CODIGO MCNP 4B	115
APENDICE E SECCIONES EFICACES DE CAPTURA NEUTRONICA DE DIVERSOS MATERIALES	121
APENDICE F CRISTAL TIPO MOSAICO	122
APENDICE G TECNICA DE INTEGRACION TIPO TRAPECIO SOBRE UNA FUNCION GAUSIANA NORMALIZADA	124
APENDICE H HOJA DE RESULTADOS DE LA PRIMERA DIFRACCION DE NEUTRONES	125
APENDICE I FOTOS	126

INTRODUCCION

Los neutrones en un reactor nuclear se originan por la fisión del uranio, la fisión sucede en el interior del reactor, en una región llamada núcleo. Nuestro reactor de investigación es de tipo piscina y utiliza agua como elemento moderador ya que los neutrones de fisión poseen energías del orden del millón de electrónvols, siendo el agua el encargado de disminuir tales energías. El trabajo presentado es de caracterizar dicho el haz de neutrones emergentes, en energía, en los conductos de irradiación que posee el reactor, estos son tubos herméticos que comunican el núcleo del reactor con la sala experimental del mismo (Hall del reactor), debido a los procesos de moderaciones previas a los conductos, los neutrones que se desplazan por los mismos poseerán una gama de energías que van desde los milielectrónvols (meV) hasta los megaelectrónvols (MeV).

El espectro neutrónico en energía de un reactor tiene tres regiones bien definidas: la región térmica, epitérmica y los neutrones rápidos. En nuestras experiencias trataremos nuestros parámetros en la región térmica.

Un neutrón está en la región térmica si su temperatura esta en equilibrio con el medio por el que se propaga o que se encuentra cerca del equilibrio térmico con el movimiento de los átomos del moderador. Esta distribución puede ser aproximada a una distribución Maxwelliana con una temperatura algo mayor a la temperatura del moderador.

Distribución en Energía de Maxwell.- La ley de distribución en energía de Maxwell para neutrones térmicos se puede dar como el numero de neutrones por cm^3 con energías entre E y $E + dE$ y se representa como:

$$dn = n(E)dE = \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{3/2}} \exp(-E/kT) \cdot \sqrt{E} dE. \text{ En este la energía promedio viene}$$

dada por la relación $E_p = \frac{\int_0^\infty E n(E) dE}{\int_0^\infty n(E) dE} = \int_0^\infty \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-E/kT} (E/kT)^{3/2} dE$ entonces $E_p = 3kT/2$

donde E_p es la energía promedio de la distribución energética, k es la constante de

Boltzman y T es la temperatura neutrónica de la distribución. Si transformamos E en términos de velocidad y procedemos a calcular su valor promedio en velocidad se tendrá, que el valor promedio expresados en energía es $E = kT$, esta ultima expresión es la que nos permite caracterizar un flujo neutrónico en energía mediante el cálculo de la temperatura. Además la distribución Maxwelliana es dependiente de valor de la temperatura Fig.:1.

Entonces una de los parámetros que podemos medir en un haz de neutrones (flujo de neutrones) sería la temperatura de los neutrones, pero al ser estos de varias energías lo que puede calcular sería la temperatura promedio del haz y luego mediante la expresión anterior representarlo en energía, lo que daría la energía representativa del haz de neutrones.

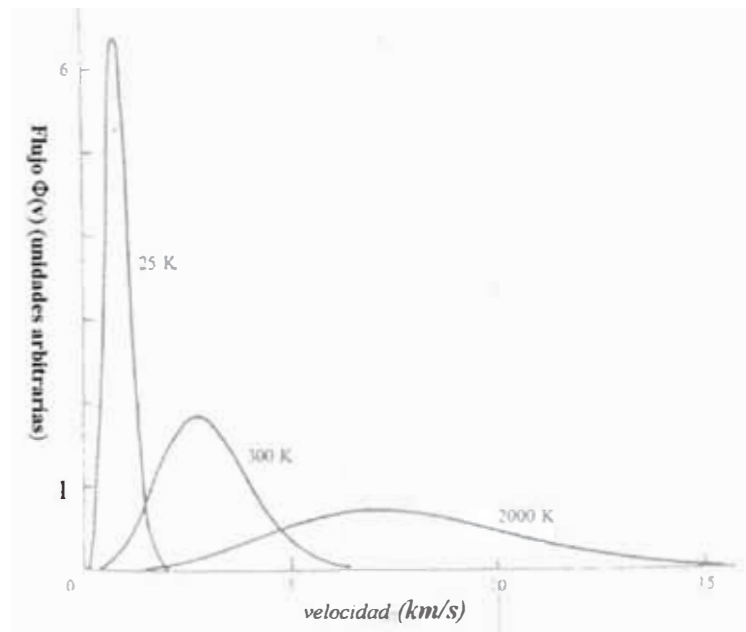


Fig. 1. Distribución de flujo Maxwelliano de neutrones a diferentes temperaturas ($T=25, 300$ y 2000 °K)

Otro de los parámetros que se pudo medir para lograr una distribución en energía de un haz de neutrones fue la longitud de onda de los neutrones según la dualidad onda partícula, para ello se realiza un proceso de dispersión de neutrones sobre un cristal, al que llamaremos monocromador. La dispersión de neutrones sobre dicho cristal sigue la ley de Bragg, logrando un haz de neutrones dispersados con cierta

intensidad, esta última dependerá de la intensidad del haz incidente sobre el cristal, la forma de estructura del cristal y del ángulo de dispersión. A dicho ángulo según Bragg le correspondería una longitud de onda, entonces los neutrones de cierta longitud de onda serán dispersados en una dirección y según la intensidad de dicho haz se podrá saber que contribución de estos neutrones se tiene en el haz original o incidente.

Se debe tener en cuenta que el haz de neutrones que sale de un conducto de irradiación de un reactor nuclear no es monoenergético, por lo contrario, su gama de energía hace que el cristal dispersor (monocromador) disperse el haz incidente en diferentes direcciones, cada haz dispersado con una longitud de onda establecida y con diferente intensidad, es esta última la que nos interesa y la que nos da la forma de un espectro de distribución en longitud de onda, y luego transformarla en una distribución en energía, lo que nos da una caracterización del haz de neutrones.

Cabe destacar que el cristal monocromador será sensible a los neutrones de baja energía y transparente para los neutrones epitérmicos y rápidos, y también para los fotones gamma.

CAPITULO 1

CONCEPTOS PRELIMINARES

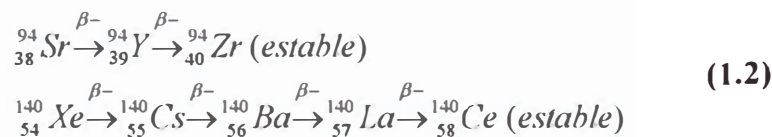
1. CONCEPTOS BASICOS SOBRE NEUTRONES

1.1 PRODUCCION DE NEUTRONES

La fuente de neutrones puede ser un reactor nuclear o un acelerador de partículas, en el presente trabajo usaremos la primera de estas fuentes. Los neutrones producidos en un reactor nuclear son originados en la fisión del material combustible, en nuestro reactor nuclear tal combustible es uranio, el cual presenta la siguiente ecuación de fisión [11].



Los productos de esta reacción son radiactivos, los isótopos pesados de Estroncio ${}^{88}\text{Sr}$ y el Xenón ${}^{136}\text{Xe}$ se desintegran emitiendo partículas beta al punto de llegar a elementos estables como el Zirconio y el Cerio.



1.2 ESPECTRO DE NEUTRONES

Los neutrones producidos por fisión en un reactor nuclear tienen energía del orden de los MeV Fig.:1.2-1, los neutrones lentos de esta fisión son obtenidos por colisiones elásticas con el moderador que le dan a los neutrones un equilibrio térmico asociado al de los átomos de dicho moderador, según la moderación se distinguen hasta tres diferentes regiones en un espectro de fisión típico de un reactor nuclear. [5].

1.2.1 NEUTRONES RAPIDOS

Los que no sufren moderación, sus energías están entre 0.5 a 25 MeV para la fisión del ^{235}U , el número de neutrones por segundo producidos en la fisión como función de la energía, tiene una forma semi empírica que esta dada:

$$\begin{array}{ll}
 \text{según Cranberg} & F(E) = 0.453 * e^{-1.036.E} \sinh(\sqrt{2.29E}) \\
 \text{según Watts} & G(E) = 0.484 * e^{-.E} \sinh(\sqrt{2E}) \\
 \text{según Leachman} & H(E) = 0.7725 * e^{-0.775E} \sqrt{E} \quad (E \text{ en MeV})
 \end{array}
 \tag{1.3}$$

1.2.2 NEUTRONES EPITERMICOS

Son neutrones más lentos que los rápidos, producidos por colisiones con los átomos del moderador, siguen una distribución en el número de neutrones por centímetro cuadrado por un segundo proporcional a la inversa de su energía.

$$\phi_{epi}(E) = \varphi_e . E^{-1} \tag{1.4}$$

Donde φ_e [$\text{n.cm}^{-2}\text{s}^{-1}.\text{eV}$] depende del medio en el cual son moderados los neutrones.

1.2.3 NEUTRONES TERMICOS

Los neutrones de fisión que colisionán en repetidas oportunidades con el moderador pierden energía, al punto de tener un equilibrio térmico con el medio, se le asocia una distribución en energía $\phi_{th}(E)$ Maxwell Boltzman, debido a que se puede considerar a dichos neutrones con un gas de partículas.

$$\phi_{th} = \frac{E}{E_m^2} . e^{-E/E_m} \quad \text{donde} \quad E_m = kT_m \tag{1.5}$$

de esta última expresión, k es la constante de Boltzman y T_m es la temperatura del moderador.

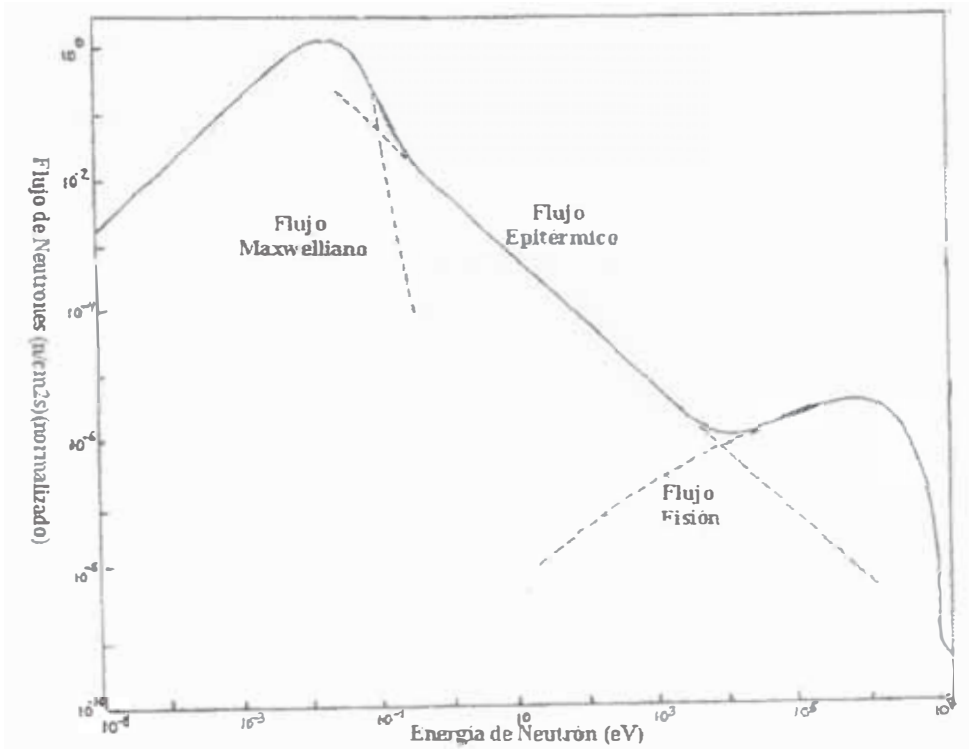


Fig. 1.2-1: Espectro de fisión de un reactor nuclear convencional

1.3 REACTOR NUCLEAR RP-10

El RP-10 es un reactor nuclear de tipo piscina de tanque abierto. El combustible que se usa es uranio enriquecido al 19.75% en peso en su isótopo 235. Usa agua liviana como moderador, como refrigerante y blindaje en el sentido axial y radial.

El tanque principal es un cilindro, dispuesto verticalmente, de altura 11.2 m, diámetro de 4 m, de espesor 6 mm, de material de acero inoxidable, cubierto externamente por una estructura de hormigón armado. En el interior y a 1 m del fondo, sobre una plataforma de acero, descansa el núcleo que contiene una grilla de aluminio, donde se colocan los elementos combustibles hasta un máximo de 100 posiciones, en un arreglo de 10x10.

Los elementos combustibles son prismas de secciones cuadradas, que contiene las placas combustibles de Uranio envainadas en aluminio, en la parte inferior son de forma cilíndrica para que sean colocados en los agujeros de la grilla.

El núcleo puede adoptar diferentes configuraciones, para operaciones normales y a plena carga, el núcleo puede llegar a tener una configuración de 29 elementos para la configuración de trabajo, cinco de los cuales son usados como elementos de control. Las configuraciones que adopta el núcleo obedecen a la planificación en la gestión de combustibles del reactor RP-10.

El tanque del reactor, durante y sin la operación normal, esta totalmente lleno de agua. El calor generado en el núcleo es transferido al agua que circula por los espacios libres entre placas.

Con el objeto de mejorar el balance neutrónico, el conjunto de elementos combustibles se rodea de los reflectores constituidos por elementos de cajas de grafito y berilio de alta pureza nuclear envainadas en aluminio, y tienen una geometría externa igual a los elementos combustibles.

Cuenta con 5 barras de control, absorbentes de neutrones que permiten controlar la operación, los cuales están hechos de una aleación de plata –indio - cadmio (Ag-In-Cd).

Conjunto del núcleo del reactor.- El núcleo del reactor esta constituido por los siguientes elementos: Elementos combustibles normales, Elementos combustibles

de control (5), Barras de control, Barra de regulación fina y elemento receptor (1), Cajas de irradiación (1 en la parte central del núcleo y 8 entre los elementos reflectores), Elementos reflectores de berilio y grafito.

Las funciones de control y parada de reactor se realizan controlando los movimientos ascendentes y descendentes de las barras de control.

Los neutrones emergentes del núcleo son extraídos a una sala experimental mediante conductos a los que en adelante llamaremos conductos de irradiación, tales conductos poseen dos partes, la primera que se encuentra sumergida dentro de la piscina y la segunda que esta empotrada en la pared del reactor, son tubos vacíos que comunican el núcleo con la pared de tanque en su primera parte y la pared del tanque con la sala experimental en la segunda, en esta ultima se tiene un sistema mecánico que cierra el conducto llamado obturador de haz.

El reactor nuclear RP-10 esta diseñado par tener 6 conductos de irradiación, de los cuales 4 son en forma radial y 2 tangenciales Fig.:1.3-1, además se tiene una columna térmica que es un estructura de grafito, con 5 conductos paralelos en la parte de la pared del reactor.

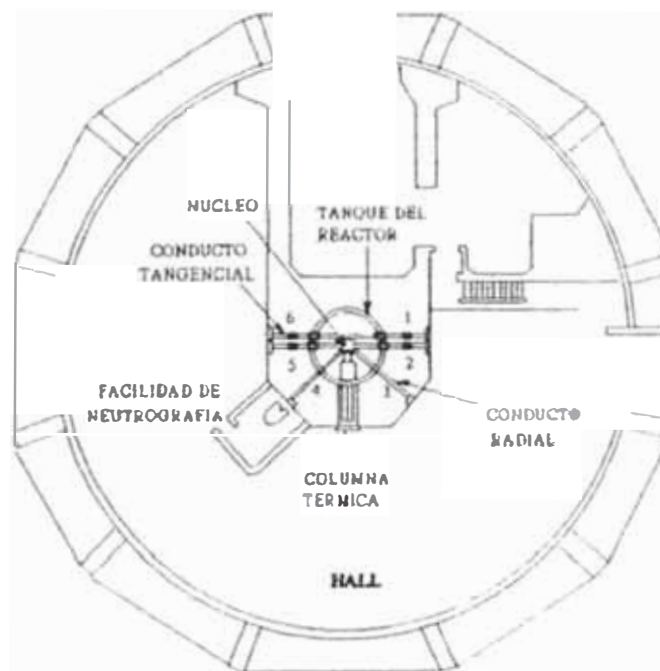


Fig. 1.3-1: Vista de planta del reactor nuclear RP-10.

CAPITULO 2

FUNDAMENTO TEORICO

2. INTERACCION DEL NEUTRON CON LA MATERIA

2.1 PROCESOS DE INTEACCION

2.1.1 ATENUACION DE NEUTRONES

Suponiendo un medio al cual llamaremos blanco, de un espesor d , en la dirección de un haz de neutrones de intensidad I_0 y un detector localizado a una cierta distancia del blanco en la misma dirección, se podrá apreciar que el número de neutrones antes de colicionar con el blanco, no es el mismo del que se registra en el detector, ya que los neutrones interactúan con los átomos del medio.

Los neutrones por colisiones con los átomos del medio van perdiendo energía y también se alejan o desvían de la dirección inicial, al punto de que si no logran salir del medio y pierden su energía totalmente serán considerados neutrones absorbidos y si logran salir del medio serán llamados neutrones dispersados, si la dirección de desviación es pequeña al punto de que se pueden considerar dentro de un ángulo sólido de unos pocos estereoradianes, los neutrones podrán ser considerados transmitidos, por lo contrario si la desviación es grande los neutrones se llamarán dispersados y en caso extremo serán conocidos como retrodispersados.

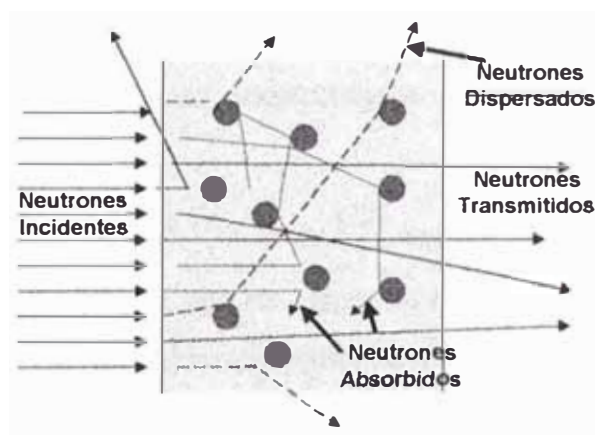


Fig. 2.1.1-1: Interacción de los neutrones con la materia, procesos de dispersión y absorción

Llamaremos $I(x)$ a la intensidad de los neutrones que no llegan a colicionar después de haber penetrado una distancia X en el blanco, si además su recorrido aumenta en dX , la intensidad de los neutrones irá disminuyendo en la medida que

se vaya penetrando en el medio por efecto de las colisiones perdiendo energía en cada proceso [3] y si asumimos un volumen de acción de 1 cm^2 de sección y espesor de dX , lo descrito se puede reflejar en la siguiente ecuación:

$$-dI(X) = N\sigma_t I(X)dx = \Sigma_t I(X)dX \quad (2.1)$$

Donde N es el número de átomos por unidad de volumen que hay en el blanco, σ_t es la sección eficaz microscópica total de cada átomo del blanco y Σ_t es la sección eficaz macroscópica total, esta expresión es válida para toda gama de energías de los neutrones incidentes.

La ecuación puede ser integrada, teniendo un resultado de:

$$I(x) = I_0 e^{-\Sigma_t x} \quad (2.2)$$

La intensidad de los neutrones decrece exponencialmente con relación al espesor del blanco, los neutrones que emergen del blanco son llamados transmitidos y son los mismos que llegan al detector (si se desprecia las colisiones de los neutrones en el aire).

En resumen, la atenuación se puede dividir en dos procesos específicos la absorción y la dispersión de neutrones, mientras que en la primera los neutrones incidentes van perdiendo su energía por colisión hasta el punto de que sea absorbido por el material, y en el caso de la dispersión los neutrones varían su dirección de incidencia al igual que su energía, saliendo del medio en que choca.

La sección eficaz total ya sea macroscópica o microscópica tendrá ambas contribuciones.

$$\sigma_{Total} = \sigma_{absorción} + \sigma_{dispersión} \quad (2.3)$$

Se debe de tener en cuenta de que las secciones eficaces indican la probabilidad de que suceda un evento en la reacción entre neutrones y los átomos del medio en cuestión.

Los valores de sección eficaces varían no solamente con el tipo de reacciones nucleares, sino también para una reacción nuclear dada varían en función de la energía cinética de la partícula incidente (neutrón), en general las secciones eficaces con neutrones dependen del material y alcanzan sus valores máximos para neutrones de muy bajas energías como los neutrones térmicos ($<1 \text{ eV}$), a

medida que aumenta la energía de los neutrones la sección eficaz decrece en forma lineal (en escala logarítmica), fenómeno que se conoce como la *ley 1/v*, a medida que aumenta la velocidad de los neutrones será menor el tiempo que los neutrones permanecen dentro del campo de acción de las fuerzas nucleares y por ello será menor la probabilidad de que suceda la reacción nuclear.

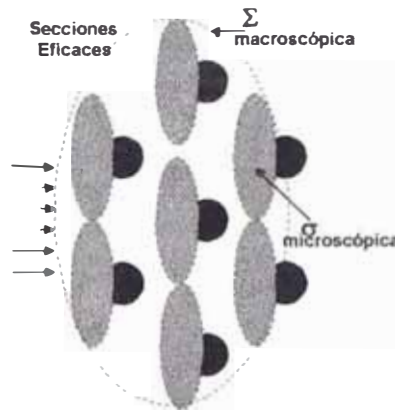


Fig. 2.1.1-2: Representación de las secciones eficaces macroscópica y microscópica

2.1.2 TRANSMISION DE NEUTRONES

Los neutrones que inciden en un medio o blanco de cierto espesor y que logran atravesarlo desviando su dirección inicial dentro de un pequeño ángulo sólido de unos estereoradianes serán llamados transmitidos, dichos neutrones poseerán características distintas al del haz inicial, ya que algunos de los neutrones por colisión fueron perdiendo energía y otros fueron dispersados en distintas direcciones, la sección eficaz de absorción es la que se debe de tener en cuenta en un proceso de transmisión

En un estudio de absorción de neutrones térmicos se rigen por distribuciones angulares en su dirección y aproximaciones de distribuciones en su energía, como la distribución de Maxwell-Boltzman.

Si las secciones eficaces de dispersión son insignificantes en comparación con las de absorción, los neutrones pueden ser considerados con movimiento en una recta, sin desviaciones hasta que finalmente son absorbido o escapan del medio absorbente.

Si nuestro medio sigue la *ley 1/v* de absorción para neutrones, se puede determinar la independencia de una distribución angular y energética de la absorción nuclear y por lo tanto independiente de la temperatura del material absorbente.

La descripción matemática de un efecto de transmisión considera el número de neutrones incidente, sea cual fuese su distribución energética, y el número de neutrones que atraviesan el medio absorbente, la relación entre ambas dará el termino de *factor de transmisión* (f_t) [3].

$$f_t = \frac{I_t}{I_0} = \frac{\int_0^{\infty} e^{-\Sigma_{abs} \cdot d} n(E) \cdot \frac{dE}{\sqrt{E}}}{\int_0^{\infty} n(E) \frac{dE}{\sqrt{E}}} \quad (2.4)$$

Donde I_t es la intensidad de neutrones que logran atravesar el medio con espesor d , I_0 es la intensidad de neutrones incidentes con distribución en energía, $\Sigma_{abs}(E)$ es la sección eficaz macroscópica de absorción del medio, que seguirá la ley $1/v$ según la siguiente relación $\Sigma_{abs}(E) = \Sigma_{abs}(kT_0)(kT/E)^{1/2}(T_0/T)^{1/2}$, donde kT_0 es la energía del neutrón a temperatura ambiente, T es la temperatura del paquete de neutrones y $\Sigma_{abs}(kT_0)$ es la sección eficaz macroscópica al valor de energía térmica ambiente.

2.1.3 DISPERSION DE NEUTRONES

Los neutrones que inciden sobre un medio y no son absorbidos son llamados neutrones dispersados, el proceso de dispersión se puede dividir en dos, dispersión elástica y dispersión inelástica [2, 8, 15 y 17].

Proceso Dispersión Elástico. Los neutrones deben de poseer longitudes de onda comparable con la separación entre los átomos. No hay transferencia de energía por parte de la radiación solo un cambio de momento.

Proceso Dispersión Inelástico.- Los neutrones deben de tener una frecuencia del orden de la frecuencia de vibración de los átomos del medio o blanco donde incide, puede suceder cambio de energía y momento.

La sección eficaz de dispersión elástica, da una vista promedio temporal de las posiciones de los átomos en una estructura ordenada.

La sección eficaz de dispersión inelástica, nos da una completa información sobre los estados de vibración de los átomos o moléculas

Consideremos la dispersión de un haz de neutrones por una partícula, en nuestro caso un núcleo, y además el haz de neutrones ha de ser colimado, lo que quiere decir que se desplazan en forma paralela [15, 17], la ecuación de movimiento de este fenómeno queda descrita:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_n}\nabla^2\Psi(r) + V(r)\Psi(r) = E\Psi(r) \quad (2.5)$$

Aquí $\psi(r)$ es la función de onda del neutrón. Para un potencial de dispersión de simetría esférica $V(r)$. Para una larga distancia $|r-r'|$, la solución de la ecuación anterior tiene una contribución esférica y otra lineal.

$$\Psi(r) = e^{ik \cdot r} - \frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{ik' \cdot (r-r')}}{|r-r'|} \frac{2m_n}{\hbar^2} V(r') \Psi(r') dr' \quad (2.6)$$

El segundo término de la ecuación anterior expresa la contribución de todas las ondas esféricas del vector de onda dispersado, el término

$(2m_n / \hbar^2)V(r')\Psi(r')$, puede ser tratada mediante las aproximaciones de Born, haciendo $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$.

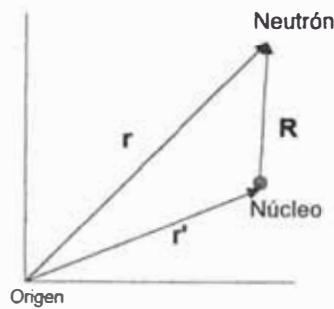


Fig. 2.1.3-1: Sistema de referencia

El potencial dispersor es diferente de cero solo dentro de su alcance \mathbf{A} , el cual es muy pequeño con respecto a la distancia \mathbf{r} ($\mathbf{A} \ll \mathbf{r}$), Por lo que las integrales que dan $\psi(\mathbf{r})$ son diferentes de cero solo en la región en que $\mathbf{r}' \leq \mathbf{A} \ll \mathbf{r}$.

Definamos a la *longitud de dispersión* como la variación de la onda incidente debido al potencial nuclear del centro dispersor, tal variación es isotrópico, el cual se describe como:

$b = -\frac{1}{4\pi} \int e^{i(k-k') \cdot r'} \frac{2m_n}{\hbar^2} V(r') dr'$, por lo que la función general

será expresada:

$$\Psi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + b \frac{e^{i\mathbf{k}' \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}}{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')} \quad (2.7)$$

2.1.3.1 SECCION EFICAZ DE DISPERSION

Si hay n_0 Neutrones incidentes en una unidad de área, que se describe dentro de un ángulo sólido, él número de neutrones dispersados será proporcional a los neutrones incidentes multiplicado por un termino \mathbf{a} que se le conoce como la probabilidad de que suceda el evento de dispersión. [2] $n_{disp} = \mathbf{a} \cdot n_0 d\Omega$.

Se tendrá además que la densidad de neutrones es proporcional a la función $[\psi(\mathbf{r})]$, entonces definamos las densidades de neutrones incidentes y dispersados.

$$\rho_{inc} \propto |\Psi_{inc}|^2 = \alpha |e^{ik \cdot r}|^2 \quad \rho_{disp} \propto |\Psi_{disp}|^2 \propto b \left| \frac{e^{ik' \cdot R'}}{|R'|} \right|^2 \quad (2.8)$$

Si normalizamos la función de onda $\rho_{inc}=1$ y $\rho_{disp}=[b]^2/|R'|^2$, el número de neutrones incidentes: $n = \rho_{inc} \cdot \text{Volumen} = \rho_{inc} \cdot \text{Area} \cdot \text{Velocidad} \cdot \text{tiempo}$, pero esto en un área unitaria y por segundo se convierte en $n = \rho_{inc} \cdot \text{Velocidad}$ (flujo de neutrones), lo propio se hace para los dispersados, lo cual nos lleva a la siguiente expresiones del número de neutrones incidentes y dispersados.

$$n_{inc} = \frac{\hbar |k|}{m_n} \quad , \quad n_{disp} = \frac{\hbar |k'|}{m_n} |b|^2 d\Omega \quad (2.9)$$

Se tiene que n_{inc} es el número de neutrones incidentes por unidad de área por unidad de tiempo y n_{disp} es el número de neutrones dispersados en el ángulo sólido $d\Omega$ por unidad de tiempo.

Luego, la fracción promedio de neutrones que inciden sobre el detector de apertura $d\Omega$ por unidad de tiempo es $a = \frac{n_{disp}}{n_{inc}} = \frac{|k'|}{|k|} |b|^2 d\Omega$, la cual tiene unidades

de área, por lo que a representa el área efectiva de dispersión en la dirección (θ, φ) . A este factor de proporcionalidad se le conoce como la sección eficaz de dispersión diferencial ($d\sigma$).

Para el caso de una dispersión elástica $|k'| = |k|$, lo cual daría un termino como $\frac{d\sigma}{d\Omega} = |b|^2$, el valor de b varia de núcleo en núcleo (puesto que 'b' es obtenida de la importación de estructura nuclear o isótopos)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \frac{1}{4\pi} \int \exp(i(k - k' \cdot r') \frac{2m_n}{\hbar^2} \cdot V(r') \cdot d^3 r' \right|^2 \quad (2.10)$$

2.1.3.2 REGLA DE ORO DE FERMI

La dispersión de neutrones sobre un medio se calcula empleando la *Regla de Oro de Fermi*. El cual considera a la sección eficaz diferencial de dispersión $(d\sigma / d\Omega)_{\lambda \rightarrow \lambda_1}$ como un cambio de estados del sistema dispersor (λ, λ_1) y del neutrón incidente (k, k') en un ángulo sólido $d\Omega$. Este proceso se representa como

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\lambda \rightarrow \lambda_1} = \frac{1}{\Phi} \frac{1}{d\Omega} \sum_{\substack{k' \\ \text{en } d\Omega}} W_{k, \lambda \rightarrow k', \lambda_1} \quad (2.11)$$

Donde W es el número de transiciones $(k, \lambda \rightarrow k', \lambda_1)$ por segundo y Φ es el flujo incidente de neutrones. La sumatoria es sobre los estados posibles de los neutrones dispersados k' , dentro del ángulo sólido $d\Omega$, según la regla de oro de Fermi la sumatoria se puede expresar como.

$$\sum_{\substack{k' \\ \text{en } d\Omega}} W_{k, \lambda \rightarrow k', \lambda_1} = \frac{2\pi}{\hbar} \rho_{k'} |\langle k', \lambda_1 | V | k, \lambda \rangle|^2. \quad (2.12)$$

La expresión en braquets son los elementos de matriz de las transiciones, que se expresan en una integral de las funciones de cada estado y sujeto al valor del potencial existente entre los neutrones y los átomos del medio dispersor.

$$\langle k', \lambda_1 | V | k, \lambda \rangle = \int \int \psi_{k', \lambda_1}^* V \psi_{k, \lambda} dR dr \quad (2.13)$$

Dicha integral es sobre los diferenciales de volumen del neutrón dr , y de los átomos dispersores $dR = dR_1 dR_2 \dots dR_N$. Se define el flujo de neutrones como el producto de

la densidad de neutrones por la velocidad $\Phi = \frac{1}{Y} \frac{\hbar}{m} k$. (donde m es la masa del neutrón e Y el volumen de una caja de normalización de la función de onda del neutrón que se analiza). Se define a la función de onda del neutrón dentro de dicha

caja como $\psi_k = \frac{1}{\sqrt{Y}} \exp(ik \cdot r)$.

Con todos estos cambios la ecuación de sección eficaz diferencial de dispersión quedará como

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\lambda \rightarrow \lambda_1} = \frac{k'}{k} \left(\frac{m}{2\pi\hbar}\right)^2 \left| \langle k', \lambda_1 | V | k, \lambda \rangle \right|^2 \quad (2.14)$$

Pero en esta ultima expresión no hemos tomado en cuenta los cambios de energías que pueden tener el proceso, por lo que la sección eficaz parcial diferencial de la dispersión toma en cuenta dicha apreciación, definiendo a la variación de energía entre estados en una reacción como una función delta, además de considerar la conservación de energía en el proceso $E + E_{\lambda} = E' + E_{\lambda_1}$.

Con esto la sección eficaz parcial diferencial de dispersión estará representada por la siguiente expresión:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}\right)_{\lambda \rightarrow \lambda_1} = \frac{k'}{k} \left(\frac{m}{2\pi\hbar}\right)^2 \left| \langle k', \lambda_1 | V | k, \lambda \rangle \right|^2 \delta(E_{\lambda} - E_{\lambda_1} + E - E') \quad (2.15)$$

Además de asegurar la normalización de la función delta $\int \delta(E_{\lambda} - E_{\lambda_1} + E - E') dE' = 1$

Ahora trabajemos en el potencial de interacción entre los núcleos dispersores y el neutrón incidente, si tratamos individualmente el potencial entre el *j-ésimo* núcleo y el neutrón como $V_j(\mathbf{r}-\mathbf{R}_j)$, el potencial de interacción total de un arreglo de núcleos será: $V = \sum_j V_j(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j)$ y redefiniendo $\mathbf{x}_j = \mathbf{r} - \mathbf{R}_j$

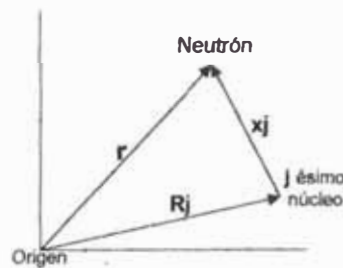


Fig. 2.1.3-2: Sistema de referencia de un conjunto de núcleos dispersores.

Los elementos de matriz representante del proceso de interacción sufrirá las siguientes modificaciones.

$$\left| \langle k', \lambda_1 | V | k, \lambda \rangle \right| = \sum_j \int \int \chi_{\lambda_1}^* \exp\{-ik' \cdot (x_j + R_j)\} V(x_j) \chi_{\lambda} \exp\{ik \cdot (x_j + R_j)\} dR dx_j \quad (2.16)$$

Si reemplazamos en la ultima expresión agrupamos los términos se tendría que

$$\begin{aligned} \left\langle k' \lambda_1 \left| V \right| k \lambda \right\rangle &= \sum_j \int \exp(i\kappa \cdot x_j) V(x_j) dx_j \cdot \int \chi_{\lambda}^* \exp(i\kappa \cdot R_j) \chi_{\lambda} dR \\ &= \sum_j V_j(\kappa) \cdot \left\langle \lambda_1 \left| \exp(i\kappa \cdot R_j) \right| \lambda \right\rangle \end{aligned} \quad (2.17)$$

Donde $\kappa = k - k'$ y al cual llamaremos vector de dispersión, $V_j(\kappa)$ es la transformada de Fourier del primer grupo de la sumatoria de la derecha.

El problema es si es determinar una expresión para el potencial nuclear de interacción, para lo cual recurriremos a unas aproximaciones

2.1.3.2.1 Pseudo Potencial de Fermi

Dicha aproximación parte de las siguientes premisas.

Que solo hay un núcleo dispersor y que esta fijo en el origen, por lo que la sumatoria tendrá un solo termino $j=1$, además de que $R_1=0$ y $\lambda = \lambda_1$.

$$\left\langle k', \lambda_1 \left| V \right| k, \lambda \right\rangle = \int V(r) \cdot \exp(i\kappa \cdot r) dr \quad (2.18)$$

Con esta expresión reemplazada en la sección diferencial de dispersión y con la condición de $|k| = |k'|$ (elástica) se tendrá.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left(\frac{m}{2\pi \cdot \hbar} \right)^2 \left| \int V(r) \exp(i\kappa \cdot r) dr \right|^2 \quad (2.19)$$

Y si el alcance del potencial es corto, dicho valor se puede aproximar en $V(r) = a\delta(r)$, en donde a es una constante y la función delta de Dirac es

$$\text{normalizada } \int_{\text{todo espacio}} \delta(r) dr = 1.$$

Con esto la expresión de sección diferencial tendrá la siguiente forma

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left(\frac{m}{2\pi \cdot \hbar} \right)^2 a^2, \text{ y como ya vimos la dispersión en un solo núcleo es}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = b^2 \text{ lo que nos lleva a detallar al potencial de dispersión como}$$

$$V(r) = \frac{2\pi \hbar^2}{m} b \delta(r) \text{ y en caso general para una serie de átomos dispersores cada uno}$$

poseerá una contribución al potencial total, cada átomo tendrá un valor de longitud de

dispersión b_j , detallando su contribución como $V(x_j) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} b_j \delta(x_j)$

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{\lambda \rightarrow \lambda_1} = \frac{k'}{k} \left| \sum_j b_j \langle \lambda_1 | \exp(i\kappa \cdot R_j) | \lambda \rangle \right|^2 \delta(E_\lambda - E_{\lambda_1} + E - E') \quad (2.20)$$

2.1.3.2 Representación Integral de la función δ por energía

La representación de la función delta por energía en una integral del tiempo, implica el uso de un Hamiltoniano H con sus respectivas funciones y valores propios para los estados del sistema dispersor, la función delta tendrá el siguiente cambio

$$\delta(E_\lambda - E_{\lambda_1} + E - E') = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{i(E_\lambda - E_{\lambda_1})t / \hbar\} \exp(-i\omega \cdot t) dt \quad (2.21)$$

Donde $\hbar\omega = E - E'$. El Hamiltoniano H del sistema dispersor tiene como valores propios a E_λ y E_{λ_1} , teniendo las siguientes propiedades:

$$H|\lambda\rangle = E_\lambda|\lambda\rangle, \quad H|\lambda_1\rangle = E_{\lambda_1}|\lambda_1\rangle \quad \text{y en general} \quad H^n|\lambda_n\rangle = E_\lambda^n|\lambda_n\rangle$$

Resultado de estas propiedades se puede tener que cambia $\exp(-iHt/\hbar)|\lambda\rangle = \exp(-iE_\lambda t/\hbar)|\lambda\rangle$.

Todo el proceso se analiza de un estado λ a otro λ_1 del sistema dispersor, los estados después de la interacción pueden ser varios al igual que el de los estados iniciales por lo que se define a la densidad de estados ρ_λ , entonces la sección eficaz diferencial parcial de dispersión que considera todos los estados queda descrito como

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{\lambda \rightarrow \lambda_1} = \sum_{\lambda_1} \rho_{\lambda_1} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{\lambda \rightarrow \lambda_1}, \quad \rho_\lambda \text{ al ser multiplicado por el estado } \lambda \text{ nos daría}$$

la probabilidad de que el proceso de dispersión este en dicho estado.

Además si se posee dos operadores A y B del sistema dispersor estos pueden tener las

siguientes propiedades $\sum_{\lambda_1} \langle \lambda | A | \lambda_1 \rangle \langle \lambda_1 | B | \lambda \rangle = \langle \lambda | AB | \lambda \rangle$, $\langle A \rangle = \sum_{\lambda} \rho_\lambda \langle \lambda | A | \lambda \rangle$.

La densidad de estados tiene una distribución de Boltzman por lo que la densidad de

$$\text{estados estará } \rho_\lambda = \frac{e^{-E_\lambda/kT}}{\sum_\lambda e^{-E_\lambda/kT}}, \sum_\lambda \rho_\lambda = 1$$

Otra de las consideraciones es la representación de los operadores tipo Heisenberg de tal manera de reducir las expresiones como se aprecia en el ejemplo

$$\exp\{i\kappa \cdot R_j(t)\} = \exp(iHt / \hbar) \exp(i\kappa \cdot R_j) \exp(-iHt / \hbar) \text{ y con } R_j(0) = R_j$$

Tomando en cuenta estas representaciones la expresión de la sección eficaz diferencial parcial para dispersión nuclear queda definida como:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right) = \frac{k'}{k} \frac{1}{2\pi\hbar} \sum_{j'j} b_j b_{j'} \int_{-\infty}^{\infty} \langle \exp\{-i\kappa \cdot R_{j'}(0)\} \exp\{i\kappa \cdot R_j(t)\} \rangle \cdot \exp(-i\omega t) dt \quad (2.22)$$

Esta ultima expresión es la representación básica del proceso de dispersión.

2.1.3.3 DISPERSION COHERENTE E INCOHERENTE

Si el sistema dispersor esta constituido de un único elemento con longitud de dispersión variantes de un núcleo a otro, y el valor b_j ocurre con una frecuencia f_j , el valor promedio de la longitud de dispersión estará dada por $\bar{b} = \sum_j f_j b_j$ y el valor

cuadrado de la longitud de dispersión (b^2) por $\overline{b^2} = \sum_j f_j b_j^2$, si el numero de

sistemas dispersores es grande (condición que fácilmente es satisfecha) la expresión para la sección eficaz diferencial parcial quedara detalla en

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right) = \frac{k'}{k} \frac{1}{2\pi \hbar} \sum_{j'} \overline{b_j b_{j'}} \int_{-\infty}^{\infty} \langle j', j \rangle \cdot \exp(-i\omega t) dt \quad (2.23)$$

donde $\langle j', j \rangle = \langle \exp\{-i\kappa \cdot R_{j'}(0)\} \exp\{i\kappa \cdot R_j(t)\} \rangle$, la relación entre los valores de longitud de dispersión de los sistemas diferentes se puede describir en los valores promedios de tales valores $\overline{b_{j'} b_j} = (\bar{b})^2 \rightarrow j' \neq j$ y $\overline{b_j b_j} = \bar{b}^2 \rightarrow j' = j$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE'} \right) &= \frac{k'}{k} \frac{1}{2\pi \hbar} (\bar{b})^2 \sum_{\substack{j' \\ j' \neq j}} \int_{-\infty}^{\infty} \langle j', j \rangle \exp(-i\omega t) dt + \frac{k'}{k} \frac{1}{2\pi \hbar} \bar{b}^2 \sum_j \int_{-\infty}^{\infty} \langle j, j \rangle \exp(-i\omega t) dt \\ &= \frac{k'}{k} \frac{1}{2\pi \hbar} (\bar{b})^2 \sum_{j' \neq j} \int_{-\infty}^{\infty} \langle j', j \rangle \exp(-i\omega t) dt + \frac{k'}{k} \frac{1}{2\pi \hbar} (\bar{b}^2 - (\bar{b})^2) \sum_j \int_{-\infty}^{\infty} \langle j, j \rangle \exp(-i\omega t) dt \end{aligned} \tag{2.24}$$

el primer término de la segunda expresión se le llama sección eficaz diferencial parcial coherente, la cual asocia la dispersión sobre núcleos dispersores diferentes y el segundo término sección eficaz diferencial parcial incoherente, que refleja la dispersión debido aun mismo núcleo dispersor evolucionando en el tiempo.

2.1.3.3.1 *Dispersión Coherente*

De la ultima expresión, se aprecia que la dispersión coherente depende de la relación entre la posición de un mismo núcleo a diferentes tiempos y entre la posición de diferentes núcleos a diferentes tiempos.

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE'} \right)_{cohe} &= \frac{\sigma_{coh}}{4\pi} \frac{k'}{k} \frac{1}{2\pi \hbar} \sum_{j' \neq j} \int_{-\infty}^{\infty} \langle \exp\{-i\kappa \cdot R_{j'}(0)\} \exp\{i\kappa \cdot R_j(t)\} \rangle \exp(-i\omega t) dt \\ con \quad \sigma_{coh} &= 4\pi (\bar{b})^2 \end{aligned} \tag{2.25}$$

La dispersión coherente se define como las dispersiones del mismo sistema (mismos núcleos con iguales posiciones y movimientos) dando como si fuera una sola longitud de dispersión b en toda el sistema dispersor.

La definición de coherente se refiere a que los neutrones dispersados por diferente núcleos y que poseen longitudes de onda que se asocia o generan interferencia entre

ellas, lo cual lleva a suponer que dichas ondas son de la misma familia con diferentes corrimientos de fase.

2.1.3.3.2 *Dispersión Incoherente*

Es un proceso en el que se representa la variación de la longitud de dispersión de un átomo a otro de la misma especie, la cual es caracterizada por la ausencia de interferencia entre ondas dispersadas por diferentes átomos

La sección eficaz asociada dicha dispersión es

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}\right)_{incoh} = \frac{\sigma_{incoh}}{4\pi} \frac{k'}{k} \frac{1}{2\pi\hbar} \sum_j \int_{-\infty}^{\infty} \langle \exp\{-i\kappa \cdot R_j(0)\} \exp\{i\kappa \cdot R_j(t)\} \rangle \cdot \exp(-i\omega t) dt$$

$$con \sigma_{incoh} = 4\pi(\overline{b^2} - (\overline{b})^2)$$

(2.26)

La dispersión incoherente depende solamente de la correlación entre la posición de un mismo núcleo a diferentes tiempos, no produce efectos de interferencia, por lo que es usado en estudios de análisis dinámico de materiales.

Tabla 2-1 Algunos valores de secciones eficaces de dispersión

ELEMENTO	SECCION EFICAZ DE DISPERSION TOTAL (barn*)	SECCION EFICAZ COHERENTE (barn)	SECCION EFICAZ INCOHERENTE (barn)
HIDROGENO	81.5	1.8	79.7
DEUTERIO	7.6	5.6	2.0
ALUMINIO	1.5	1.5	0.0
COBRE	8	7.5	0.5
CARBONO	5.6	5.6	0.0
NITROGENO	11.4	11.1	0.3
OXIGENO	4.2	4.2	0.0

* Secciones eficaces para neutrones en átomos libres [15] (barn=10⁻²⁸m²atomo⁻¹).

2.1.3.4 DISPERSION COHERENTE ELASTICA

La dispersión coherente elástica determina como premisa que los momentos de los neutrones incidentes y dispersados son iguales en modulo $|k|=|k'|$, lo cual quiere decir que los neutrones no transmiten energía alguna al sistema dispersor.

La sección eficaz de dispersión elástica coherente, da una vista promedio temporal de las posiciones de los átomos en una estructura ordenada, la cual es ideal para estudios estáticos de la materia, dicho proceso se llama dispersión coherente de Bragg.

2.1.3.5 DISPERSION DE BRAGG

Si consideramos que los núcleos se desplazan de la posición de equilibrio (l), realizando desplazamientos (u) , se puede describir a $R_l(t)$ por: $R_l(t) = l + u_l(t)$

Fig.2.1.3-3 , para el caso de una celda de Bravais la correlación entre átomos será solo con relación a sus posiciones de equilibrio es decir en $(l - l')$.

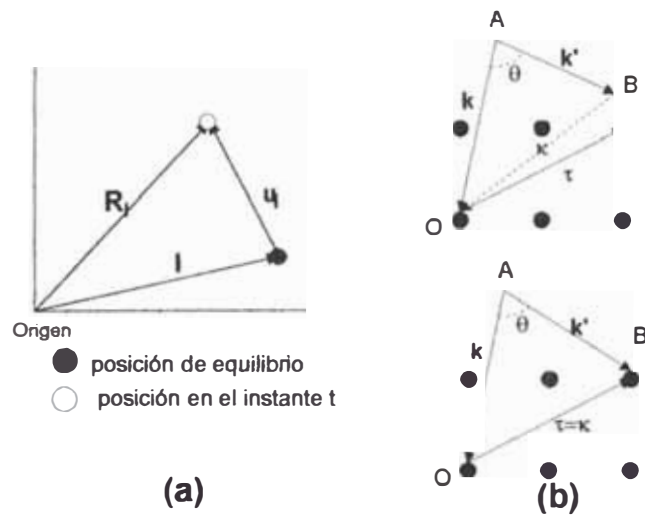


Fig. 2.1.3-3: (a) Sistema de referencia para átomos con movimiento de vibración,
 (b) Ley de Bragg coincidencia del vector dispersión con un vector de la red
 reciproca de un arreglo ordenado o cristal

considerando lo anterior se tendría:

$$\begin{aligned} \sum_{l''} \langle \exp\{-i\kappa \cdot R_{l''}(0)\} \exp\{i\kappa \cdot R_l(t)\} \rangle &= N \sum \exp(i\kappa \cdot l) \cdot \langle \exp\{-i\kappa \cdot u_0(0)\} \exp\{i\kappa \cdot u_l(t)\} \rangle \\ &= N \langle \exp\{-i\kappa \cdot u_0(0)\} \exp\{i\kappa \cdot u_0(t)\} \rangle \end{aligned} \quad (2.27)$$

Donde N es el número de núcleos en el cristal. Además se asume $l = 0$, y como $R_l(t)$ es un operador de Heisenberg $u_l(t)$ también lo será.

Siendo $u_l(t)$ el desplazamiento de un átomo dentro de una celda, se puede asociar a dicho desplazamiento con los modos normales de vibración, los cuales tendrían la representación siguiente:

$$u_l = \left(\frac{\hbar}{2MN} \right)^{1/2} \sum_s \frac{e_s}{\sqrt{\omega_s}} \{ a_s(t) \cdot \exp(iq \cdot l) + a_s^+(t) \cdot \exp(-iq \cdot l) \} \quad (2.28)$$

De donde q es el vector del modo de vibración, ω_s es la frecuencia del modo de vibración, a_s y a_s^+ son los operadores de creación e aniquilación que dependen del tiempo, N es el número de átomos definidos por q en la primera zona Brillouin y M es la masa del átomo, asumamos que todos los átomos son iguales.

Si multiplicamos los modos normales con el vector de dispersión se tiene

$$\kappa \cdot u_l(t) = \left(\frac{\hbar}{2MN} \right)^{1/2} \sum_s \frac{\kappa \cdot e_s}{\sqrt{\omega_s}} [a_s \exp\{i(q \cdot l - \omega_s t)\} + a_s^+ \exp\{-iq \cdot l - \omega_s t\}] \quad (2.29)$$

Si llámenos por $A = -i\kappa \cdot u_0(0)$ y $B = i\kappa \cdot u_l(t)$, que son operadores formados con operadores de tipo creación y aniquilación, por lo que se pueden trabajar bajos sus condiciones. Entonces A y B son operadores que conmuten, en la expresión $\exp A \cdot \exp B$ no pasa lo mismo ya que :

$$\exp A \cdot \exp B = \exp(A + B) \cdot \exp\{1/2(AB - BA)\} \quad (2.30)$$

Siendo el segundo exponente de la derecha un numero.

$$\langle \exp A \cdot \exp B \rangle = \text{numero} * \langle \exp(A + B) \rangle \quad (2.31)$$

Además los modos de vibración tienen una función de probabilidad Gausiana, lo que lleva a tratar la ultima expresión en los siguientes términos [Apéndice G].

$$\begin{aligned} \langle \exp A \cdot \exp B \rangle &= \langle \exp(A + B) \rangle \exp(1/2(AB - BA)) \\ &= \exp\{1/2(A + B)^2\} \exp(1/2(AB - BA)) \\ &= \exp\{1/2(A^2 + B^2)\} \exp(AB) \end{aligned} \quad (2.32)$$

Considerando a $\langle A^2 \rangle = \langle B^2 \rangle$, debido a que A es proporcional a la componente de la dirección κ del desplazamiento del átomo con relación al origen en el tiempo t y B es lo mismo pero para un l-ésimo átomo en un tiempo t, los cuales en valores promedio son iguales.

Considerando todas estas premisas en cuanto a los modos de vibración se tiene que la expresión para la sección eficaz de dispersión parcial variará en

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{coh} = \frac{\sigma_{oh}}{4\pi} \frac{k'}{k} \frac{N}{2\pi \hbar} \exp\langle A^2 \rangle \sum_j \exp(i\kappa.l) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\langle AB \rangle \cdot \exp(-i\omega t) dt$$

$$1 + \langle AB \rangle + \frac{1}{2!} \langle AB \rangle^2 \dots \dots \dots$$

(2.33)

Si ahora consideramos la expansión del primer término de la integral, lo cual se definiría como el estudio de la sección eficaz considerando la dispersión por 1, 2 etc. fonones del arreglo atómico dispersor.

Resolviendo la integral en el tiempo $\int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega.t) dt = 2\pi\delta(\hbar\omega)$, y teniendo en cuenta ser un proceso eminentemente elástica, la dispersión no se debe a ningún fonón, se tendrá que la sección eficaz diferencial parcial

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{cohelas} = \frac{\sigma_{oh}}{4\pi} N \exp\langle A^2 \rangle \sum_j \exp(i\kappa.l) \delta(\hbar\omega)$$

(2.34)

Y para lograr la sección eficaz diferencial se integra la ultima expresión en energía. La sumatoria en la red puede ser expresada como una sumatoria en la red reciproca es decir $\sum \exp(i\kappa.l) = \frac{(2\pi)^3}{v_0} \sum_{\tau} \delta(\kappa - \tau)$, donde τ es el vector de la red reciproca, y v_0 es el volumen de la celda unitaria ambas del cristal.

La sección diferencial de dispersión será

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{cohelas} = \frac{\sigma_{oh}}{4\pi} \frac{(2\pi)^3}{v_0} N \exp\langle -2W \rangle \sum_{\tau} \delta(\kappa - \tau)$$

(2.35)

$2W$ es el factor de Debye -Waller, la dispersión solo ocurrirá si $\kappa = k - k' = \tau$, que es la condición de Bragg.

En forma general, considerando el análisis de todos los átomos dispersores y la red sin efectos de dispersión por parte de fonones, ultima expresión quedara detallada por

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cohelas} &= N \sum_l \exp(i\kappa \cdot l) \overline{|b \exp(-W)|^2} \\ &= N \frac{(2\pi)^3}{v_0} \sum_{\tau} \delta(\kappa - \tau) |F_N(\kappa)|^2 \end{aligned} \tag{2.36}$$

Siendo $F_N(\kappa)$ el factor de estructura de la celda cristalina

2.2 CARACTERIZACION DE UN HAZ DE NEUTRONES TERMICOS

2.2.1 CARACTERIZACION POR TRANSMISION

Caracterizar por transmisión es determinar en que medida un material absorbe neutrones y que relación se tiene entre dicho factor de transmisión y la temperatura promedio del haz de neutrones del haz incidente sobre el material.

2.2.1.1 DETERMINACION DE LA TEMPERATURA NEUTRONICA POR EL METODO DE TRANSMISION

La técnica es relativamente sencilla ya que se debe de contar con haz de neutrones, material absorbente y un detector de neutrones con su respectiva cadena de medición, esto se instala como se ve la figura siguiente[18]

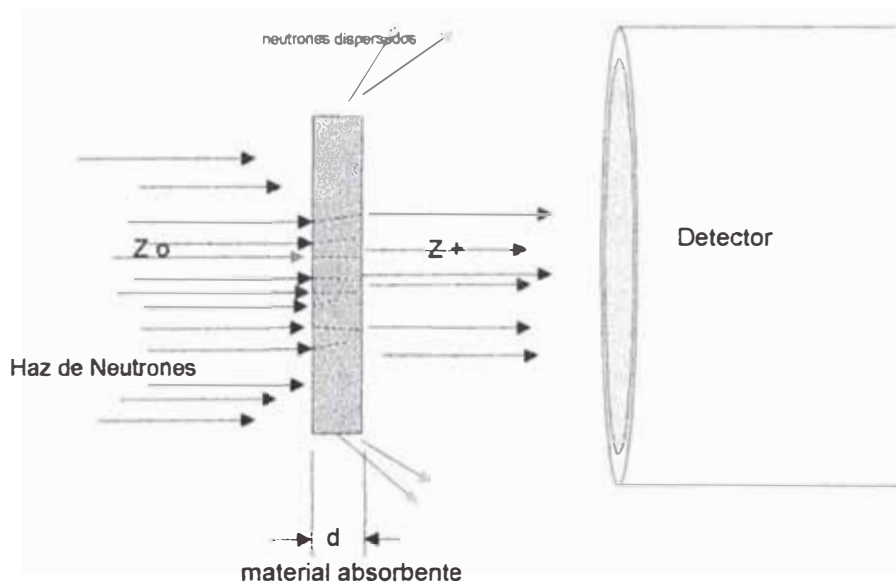


Fig. 2.2.1-1: Esquema de la experiencia para caracterizar el haz de neutrones en energía por el método de transmisión de neutrones

Podemos relacionar el valor medido o cuentas detectadas sin ningún material absorbente (Z^0), y el valor de las cuentas dadas por el detector si se coloca frente al haz un material absorbente de espesor 'd' (Z^+), de la siguiente manera:

$$\frac{Z^+}{Z^0} = \frac{\int_0^{\infty} e^{-\Sigma_a(E)d} n(E) dE / \sqrt{E}}{\int_0^{\infty} n(E) dE / \sqrt{E}} \quad (2.37)$$

Donde Σ_a : coeficiente de absorción microscópica

d: espesor de material

T_0 : temperatura ambiente

T temperatura del paquete neutrónico

Haciendo cambio de variables apropiados como $Y=d(T_0/T)^{1/2} \Sigma_a(kT_0)$ y $X=E/kT$, tal relación se puede escribir como sigue:

$$\frac{Z^+}{Z^0} = \frac{\int_0^{\infty} e^{-Y/\sqrt{X}} \sqrt{X} e^{-X} dX}{\int_0^{\infty} \sqrt{X} e^{-X} dX} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{Y}{\sqrt{X}} X} \sqrt{X} dX \quad (2.38)$$

Esta ultima integral se puede tratar por técnica de integración (solución de integral por aproximación a una familia conocida de integrales), esta pueden aproximarse en términos lineales bajo ciertas condiciones como $\Sigma_a(kT_0).d \ll 1$, resultando la siguiente expresión:

$$\frac{Z^+}{Z^0} = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} Y. \quad (2.39)$$

En esta ultima ecuación se ve que la relación experimental Z^+/Z^0 (*Fracción de Transmisión*) estará asociada en forma lineal al coeficiente de absorción macroscópica del material y a la inversa del valor de temperatura del paquete de neutrones incidentes en el material.

2.2.1.2 COEFICIENTE DE ABSORCION PARA NEUTRONES TERMICOS

En un estudio absorción de neutrones térmicos, uno tiene en general neutrones que se rigen por distribuciones angulares y aproximaciones de distribución en energía, como las de Maxwell, y con absorbentes cuyo coeficiente de absorción depende del valor de la energía de los neutrones incidentes.

Si las secciones eficaces de dispersión son insignificantes en comparación con las de absorción, estos neutrones pueden ser considerados con movimiento en una recta, sin ser desviado, hasta que sean finalmente absorbidos, esta condición es cumplida para captura neutrónica por núcleos pesados.

Si el valor de la energía de resonancia de captura neutrónica es grande comparada con la energía térmica, el coeficiente puede ser considerado como inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la energía.

En el caso de secciones eficaz $1/v$ de absorción para neutrones, es enteramente independiente de la distribución angular y energética de la absorción nucleónica y por lo tanto independiente de la temperatura del absorbente. Varios tipos de problemas de absorción tienen una interpretación de datos experimentales en neutrones térmicos.

- I.- Absorción de un rayo paralelo de neutrones con distribución de Maxwell en un absorbente.
- II.- Absorción del mismo rayo por una capa de absorbente de ley $1/v$ y detectado por un detector $1/v$.
- III.- Absorción de neutrones teniendo una distribución isotrópica angular y distribución energética de Maxwell.
- IV.- Absorción de neutrones emergidos de la superficie de un dispersor como parafina o agua.
- V.- detección del rayo anterior por un detector $1/v$.

De estos casos solo nos ocuparemos de los tres primeros.

2.2.1.2.1 CASO I

La distribución de energía puede ser expresada como $X.e^{-X}dX$, donde X es la medida de la energía en unidades de kT (E/kT), de esta ultima k es la constante de Boltzman y T la temperatura.

Si el coeficiente de absorción del absorbente $1/\nu$ es dado por la relación

$\Sigma_a = \frac{\Sigma_a(kT_0)}{\sqrt{E/kT_0}}$ y el espesor de la capa absorbente es d , la fracción de neutrones

transmitidos queda detallada por:

$$\varphi_1 = \int_0^{\infty} X.e^{-X}.e^{-\Sigma_a.d/\sqrt{kT}} dX = \int_0^{\infty} X.e^{-X-Y/\sqrt{X}} dX \quad (2.40)$$

Donde $Y = \frac{\Sigma_a.d}{\sqrt{kT}}$

2.2.1.2.2 CASO II

Si posteriormente los neutrones son detectados por una capa delgada de detector $1/\nu$, la actividad observada seria igual a:

$$\varphi_{1/2} = \int_0^{\infty} \sqrt{X}.e^{-X-\frac{Y}{\sqrt{X}}} dX \quad (2.41)$$

2.2.1.2.3 CASO III

Neutrones con distribución isotrópica angular y distribución de Maxwell, para neutrones con tales distribuciones de temperatura T , la fracción de transmisión, que atraviesa un medio de cierto espesor esta dado por:

$$\varphi_0 = \int_0^{\infty} \int_0^{\pi/2} X e^{-X-\frac{Y}{\sqrt{x \cos \theta}}} .2 \cos \theta . \text{sen } \theta . dX d\theta \quad (2.42)$$

La cual por un cambio de variable se puede transformar en otra expresión como la que sigue:

$$\varphi_0 = \int_0^{\infty} e^{-X - \gamma/\sqrt{X}} dX \quad (2.43)$$

Las integrales anteriores son todas de la misma familia, es decir se las tratara en forma generalizada lo cual nos daría una ayuda para su calculo, tal familia posee

una forma de
$$\varphi_n = \int_0^{\infty} X^n e^{-X - \gamma/\sqrt{X}} dX$$

Los casos anteriores solo se dará cuando $n=0, \frac{1}{2}, 1$ pero mencionemos propiedades que puede acoger esta familia de integrales, una de cuales se reflejan en la solución de integración por partes de la ecuación general de la familia

$$\varphi_n = n\varphi_{n-1} + \frac{1}{2}\varphi_{n-\frac{1}{2}}$$

La segunda propiedad esta relacionada con la diferenciación continua.

Combinando ambas propiedades para cuando $n=0$, que es el Caso III, se logra una ecuación diferencial de tercer grado.

$$\frac{\partial^3 \varphi_0}{\partial X^3} = -\frac{2}{X} \varphi_0 \quad (2.44)$$

Dicha ecuación esta solucionada por la técnica de Frobenius [1] (Apéndice E), esta refleja los resultados de φ_0 en términos de Y , siendo tal expansión como sigue.

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= 1 - \sqrt{\pi}Y + 0.634Y^2 + 0.59Y^3 - 0.143Y^4 \dots - Y^2 \log Y (1 - 0.83Y^2 + 0.0013Y^4 \dots) \\ \varphi_{1/2} &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} - Y + \frac{\sqrt{\pi}}{2}Y^2 - 0.323Y^3 - 0.148Y^4 \dots Y^2 \log Y (0.3 - 0.017Y^2 + 0.0001Y^4 \dots) \end{aligned} \quad (2.45)$$

Para logra el valor de Z^+/Z^0 , se tiene que multiplico a $\varphi_{1/2}$ por un factor $\frac{2}{\sqrt{\pi}}$

según se tiene en la expresión (2.38), quedando nuestra expresión de Fracción de Transmisión (f_t) como:

$$f_t = \frac{Z^+}{Z^0} = 1 - 0.886 * \Sigma_a \sqrt{\frac{T_0}{T}} d \quad (2.46)$$

2.2.2 CARACTERIZACION POR DISPERSIÓN DE BRAGG

2.2.2.1 METODOS DE DISPERSION

- Método de Laue.- Un haz de neutrones incidirá sobre un cristal inmóvil, este seleccionará solo radiación con longitudes de onda λ , que cumplan con la ley de Bragg (llamada anteriormente condición de Bragg).
- Método de Cristal Giratorio.- Un haz de neutrones monoenergéticos inciden sobre un cristal que gira en un eje perpendicular a la dirección del haz, el giro variaría el ángulo θ y los planos reticulares para que cumplan la ley de Bragg.
- Método del Polvo.- La muestra va en tubo capilar, formada por pequeños cristales orientados, algunos de estos lograr satisfacer la ley de Bragg para un haz de neutrones dados.

2.2.2.2 METODO DE CRISTAL GIRATORIO

Para lograr la intensidad del pico de dispersión de Bragg es necesario conocer la sección eficaz de dispersión para lo cual se integra la expresión (2.36) sobre todas las direcciones

$$\sigma_{total} = \int_{\substack{\text{todas} \\ \text{direcciones}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{coh el}} d\Omega \quad (2.47)$$

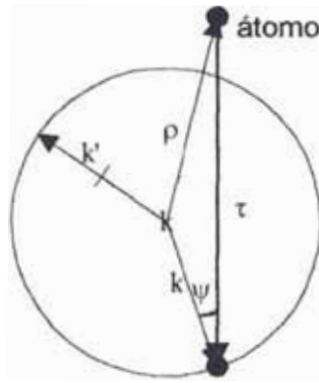


Fig. 2.2.2-1:Proceso de dispersión de Bragg sobre todas las direcciones posibles del neutrón dispersado k' .

En la gráfica se aprecia que $\rho = k - \tau$, que en termino de módulos se representa en $|\rho|^2 = |k|^2 + |\tau|^2 - 2|k||\tau|\cos\psi$. Si la integración sobre todas las direcciones de los vectores de dispersión dejando fijo el vector incidente (k), se tiene que considerar un cambio en la función delta δ de la condiciones de Bragg (2.35), de la siguiente manera.

$$\begin{aligned} \int \delta(k - \tau) d\Omega &= \int \delta(\rho - k) d\Omega \\ &= \frac{2}{\rho} \delta(\rho^2 - k^2) = \frac{2}{\rho} \delta(\tau^2 - 2k\tau \cos\psi) \end{aligned} \tag{2.48}$$

Para lograr la intensidad del pico de dispersión de Bragg (I) se debe de tener el flujo incidente sobre el cristal y la sección eficaz integrada alrededor de un giro de 180° de cristal ($0 < \psi < \pi$), formando una curva a la que se conoce como *rocking curve*.

$$\begin{aligned} \sigma_{total} &= N \frac{(2\pi)^3}{v_0} \frac{2}{\rho} |F_N(\tau)|^2 \delta(\tau^2 - 2k\tau \cos\psi) \\ I &= N \frac{(2\pi)^3}{v_0} \Phi |F_N(\tau)|^2 \int_0^\pi \frac{2}{\rho} \delta(\tau^2 - 2k\tau \cos\psi) d\psi \end{aligned} \tag{2.49}$$

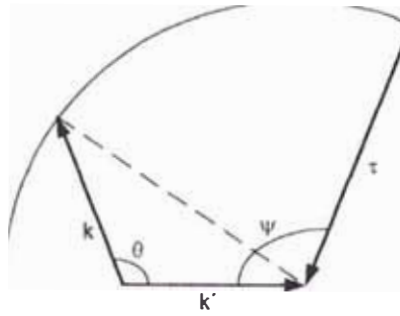


Fig.: 2.2.2-2 Diagrama del método del cristal giratorio

La función delta solo será diferente de cero si cumple $\rho = k$, $\tau = 2k \cos \psi$, además según la ley de Bragg $\tau = 2k \sin \frac{\theta}{2}$; La integración sobre ψ señalada antes debe de ser solucionada mediante el cambio de variable $x = 2k\tau \cos \psi$, obteniéndose:

$$\int_0^{\pi} \frac{2}{\rho} \delta(\tau^2 - 2k\tau \cos \psi) d\psi = \frac{1}{k^2 \tau \sin \psi} = \frac{1}{k^3 \sin 2\psi} = \frac{1}{k^3 \sin \theta} \quad (2.50)$$

La expresión final de la intensidad de haz dispersado para el método de cristal giratorio es:

$$I = \frac{V}{v_0^2} \Phi \frac{\lambda^3}{\sin \theta} |F_N(\tau)|^2 \quad (2.51)$$

Donde V ($V = Nv_0$) es el volumen del cristal giratorio, λ ($\lambda = 2\pi/k$) la longitud de onda de los neutrones incidentes y θ el ángulo de incidencia del haz en las superficie del cristal.

Esta expresión de intensidad es la que experimentalmente se registra en un detector en un proceso de dispersión y que asocia al sistema dispersor ya sea en su estructura o en sus dimensiones.

2.2.2.3 PODER DE DISPERSION

El problema real que se presenta a continuación, es el hecho de que los cristales reales normalmente contienen imperfecciones, leves desplazamientos atómicos sobre arreglo de la red idealmente perfecto. Se puede pensar en un modelo de mosaico para el cristal (Apéndice F), que se presenta como la unión de microcristales, la región que presenta una cierta dirección predominante se llama dominio, en un cristal mosaico se puede tener varios dominios.

Las dispersiones en un cristal mosaico se caracterizan por la presencia de dominios, los cuales son pequeños cristales perfectos con un plano de reflexión predominante ligeramente desviado con relación al resto de los dominios, que provocan la desviación del haz dispersado de su dirección hipotética y ensanchando en su totalidad el haz dispersado.

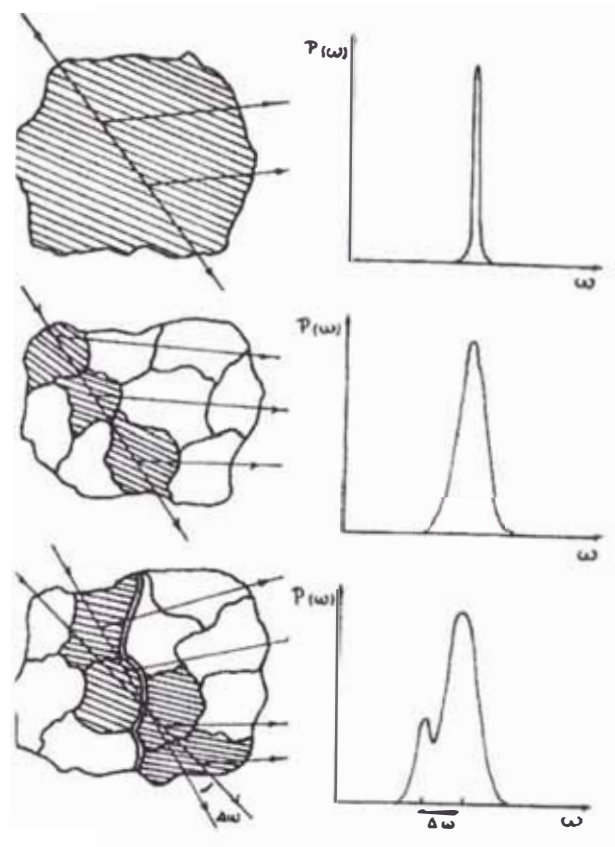


Fig.: 2.2.2-3: Efecto de los dominios en la dispersión

Además existe la presencia de reflexiones secundarias ocurridas en el interior del cristal cuya intensidad de dispersión será menor al de una reflexión primaria la cual ocurre en la superficie del cristal, tales disminuciones sobre el haz dispersado

en cualquiera de sus índices, serán mas acentuadas con el espesor del cristal [8, 13, y 17].

Para estas dificultades, el arreglo experimental normalmente usado es cambiar progresivamente la orientación del cristal, teniendo en cuenta la intensidad de neutrones dispersados durante tales movimientos. Por lo que realmente se mide es la intensidad total del haz de neutrones dispersados, durante algún intervalo de tiempo. Esta cantidad puede ser evaluada teóricamente por la integración de la intensidad de neutrones dispersados sobre un rango de desviaciones angulares de ángulo de Bragg ideal.

Al trabajar con la intensidad integrada debe de contemplar condiciones previas tales como que las reflexiones se realizan en la superficie del cristal evitando de esta manera las reflexiones secundarias o de otro índice las cuales se son dispersiones que se realizan dentro del cristal; También evitar el uso del termino de corrección del coeficiente de absorción del cristal.

El arreglo experimental más simple para medir la intensidad integrada de un cristal emplea un haz incidente paralelo y monocromático. El haz es interceptado por el cristal que esta colocado tal que su grupo de planos (**hkl**) forman el ángulo de Bragg correcto para la dispersión por estos planos. El cristal es luego lentamente girado con una velocidad angular uniforme, alrededor de una línea que es paralela a los planos reflectores y perpendicular a los planos que contienen los rayos incidentes y dispersados (esta rotación comienza antes del ángulo de Bragg y termina después de este).

Para el caso de la técnica de cristal giratorio, se puede demostrar que el termino de la intensidad integrada, para el caso del rayo incidente unitario (flujo incidente normalizado), es igual QdV donde dV es el volumen diferencial del cristal y además

$$Q = \frac{\lambda^3 N_c^2 F^2}{\text{Sen}2\theta} \quad [cm^{-1}] \quad (2.52)$$

El calculo de la intensidad integrada depende básicamente en una fijación de la red, que puede ser transferida entre los rayos incidentes y dispersado, si llamamos a las intensidades de los dos rayos son I_{inc} , I_{dis} respectivamente estos deben de satisfacer las ecuaciones fundamentales que contemplan la variación de intensidad en le proceso de dispersión :

$$\begin{aligned} \frac{dI_{inc}}{dt_{inc}} &= -PI_{inc} + PI_{dis} \\ \frac{dI_{dis}}{dt_{dis}} &= -PI_{dis} + PI_{inc} \end{aligned} \quad (2.53)$$

Donde la localización de un elemento de volumen δV (dominio) en un cristal es especificado por t_{inc} y t_{dis} , medidos bajo la superficie de un cristal a lo largo de las direcciones de los rayos incidentes y dispersado.

P es el poder de dispersión por unidad de intensidad y que puede ser considerado como una constante entre los rayos incidentes y dispersado, tales dependerán de la dirección del rayo de incidencia; el valor de la reflexión integrada varia entonces con el espesor del cristal al que llamaremos **t**, para este caso se tiene que [2]:

$$P_0^\theta = \frac{N_c \lambda^2 F^2}{\text{Sen}\theta} \cdot \tanh\left(\frac{N_c \lambda t F^2}{\text{Sen}\theta}\right) \quad [cm] \quad (2.54)$$

En la ausencia de alguna extinción primaria, es decir dispersiones que son absorbidas por el medio dispersor. El poder de dispersión por unidad de intensidad

$$P^\theta = Q \delta V = \frac{N_c \lambda^3 F^2}{\text{Sen}2\theta} \frac{t}{\text{Sen}\theta} \quad (2.55)$$

Donde N_c es el número de celdas unitarias en el cristal, F factor de estructura, λ longitud de onda de los neutrones incidentes, θ ángulo de incidencia, **t** espesor del cristal.

Siendo esta última expresión la que nos detalla el poder de dispersión del cristal tipo mosaico, pero el trato de nuestros parámetros está en relación con un solo valor de longitud de onda, si el haz que incide sobre el cristal posee neutrones de diferentes energías bajo una distribución Maxwelliana, el flujo de neutrones que llegan a un detector que registra el haz dispersado estará dado por:

$$\phi_s = \frac{N_c \lambda^3 F^2}{\text{Sen} 2\theta} \frac{t_0}{\text{Sen} \theta} \left(\frac{2\Omega \phi_0}{4\pi \cdot \lambda} \right) \left((E/kT)^2 \exp(-E/kT) \right) \quad [n.cm^{-2}.s^{-1}] \quad (2.56)$$

Donde ϕ_s, ϕ_0 son los flujos de neutrones ($n.cm^{-2}.s^{-1}$) sobre el detector e incidente respectivamente, Ω ángulo sólido desde el cristal y la ventana del detector, E energía del neutrón y T la temperatura del moderador de neutrones.

Este valor es producto del poder de dispersión del cristal por el flujo de neutrones incidentes con distribución térmica sobre un ángulo sólido descrito entre muestra y ventana activa del detector.

CAPITULO 3

PROCESO EXPERIMENTAL

3. PROCESO EXPERIMENTAL

3.1 EQUIPOS Y MATERIALES USADOS

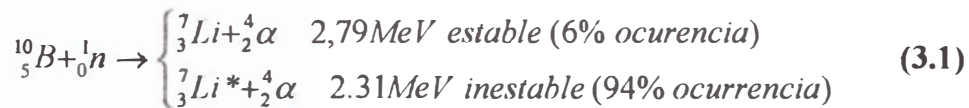
3.1.1 DETECTORES DE NEUTRONES BASADOS EN REACCIONES CON BORO

Uno de los detectores más usados en detección de neutrones es el Trifluoruro de Boro (BF_3) debido a sus propiedades superiores de detección en comparación a otros detectores de gas para neutrones.

Estos detectores generalmente son de forma cilíndrica en cuyo eje axial se encuentra un ánodo en forma de barra y la pared interna del cilindro es el cátodo, entre ambos se genera una diferencia de potencial.

Reacción

La reacción de neutrones en el boro es una de las más populares para convertir neutrones térmicos en forma directa en partículas detectables, la reacción se escribe:



Se tendrá que la energía se reparte de la siguiente manera: $E_{\text{Li}}=0.84 \text{ MeV}$, $E_{\alpha}=1.47 \text{ MeV}$.

Hay que considerar que la sección eficaz para neutrones térmicos para la reacción ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ es de 3840 barn, la cual es bastante grande, en comparación con otros elementos.

Efecto de Pared

Para un tubos grandes, las reacciones ocurren lejos de la pared del detector, depositando toda la energía de los productos en el gas de Trifluoruro, y solo algunos eventos toda la energía es depositada en el detector y solo algunas variaciones son resultado de la ramificación de la reacción entre el estado

excitado y estable del Li. La razón de ramificación para neutrones térmicos es cerca de 6% debido al estado estable y 94% del estado excitado.

Si el detector no es lo suficientemente ancho, las partículas de Li y las partículas α producirán reacciones en el gas y en las paredes del detector desviando parte de la energía hacia la pared a este se le conoce como *Efecto Pared*, el rango de las partículas α es del orden de 1 cm. para presiones típicas de llenado del BF_3 , debido al diámetro de los detectores el efecto de Pared es significativo, se puede distinguir dos casos en dicho efecto:

- 1.- La partícula α impacta en la pared después de haber depositado parte de su energía en el gas y la energía del ${}^7\text{Li}$ es totalmente absorbida en el gas.
- 2.- La partícula ${}^7\text{Li}$, impacta en la pared depositando parte de su energía y la partícula α es totalmente absorbida.

En ambos casos el pulso eléctrico generado en la detección se ve alterado, en la medida de que se generen pulsos que no son producto de la reacción del neutrón y el boro.

Constitución del tubo BF_3

Las dimensiones del detector varían la eficiencia y el efecto de pared, similarmente afecta la presión de llenado del gas del tubo, se ha llegado a construir tubos de gran tamaño con diámetro de 15 cm y longitud de 180 cm con presión de llenado esta por 100-600 Torr, la construcción es universal de forma cilíndrica con cátodo externo y ánodo de barra central, el cátodo es de aluminio debido a su poca sección eficaz para neutrones.

La temperatura de funcionamiento esta en un límite de 100 °C en algunas excepciones se trabaja a 150°C, tales temperaturas pueden afectar en el tamaño y forma de los pulsos de registro, debido a que el gas variaría la presión en el interior del tubo detector afectando la eficiencia de detección. Los voltajes de trabajo varían de 1000 a 2000 voltios.

Discriminador de Gamma.

Los detectores de BF₃ en su mayoría son insensibles a los fotones gamma, pero si estos son de gran energía, lograrán impactar en las paredes del detector produciendo electrones secundarios que ionicen el gas y así provocar el registro que no se deba a neutrones.

Eficiencia del detector

La eficiencia del detector para neutrones incidentes a lo largo del eje del BF₃ es dado por una relación empírica tal como:

$$\epsilon(E) = 1 - \exp(-\Sigma_a(E) \cdot L) \quad (3.2)$$

$\Sigma_a(E)$ Sección eficaz de absorción macroscópica del ¹⁰B a energía E

L Longitud activa del detector.

Entonces para un tubo de 30cm de longitud activa (en ¹⁰B enriquecido) llenado a 600Torr, la eficiencia es de 91,5 % para neutrones térmicos (energía promedio de 0.025 eV) y 3,8 % para neutrones de 100 eV.

Características del Detector de Trifluoruro de Boro Usado

Fueron dos los tubos de BF₃ usados en las experiencias, de diferentes tamaños y por lo mismo con diferente eficiencia, las características de estos se resumen en la tabla siguiente:

Nomenclatura Detector	Dimensiones Diámetro	Longitud	Voltaje de Trabajo (V)	Longitud de Plateau (V)	Pendiente de Plateau
D1	6 cm	36 cm	1720	167	0.3%/100V
D2	1.5cm	12cm	1750	120	0.4%/100V.

Estos detectores de neutrones fueron caracterizados antes de su uso, es decir se halló su curva característica Fig.:3.1.1-1.

En todas las experiencias el detector BF₃ D2 fue usado como monitor, es decir registraba las alzas y bajas del flujo de neutrones.

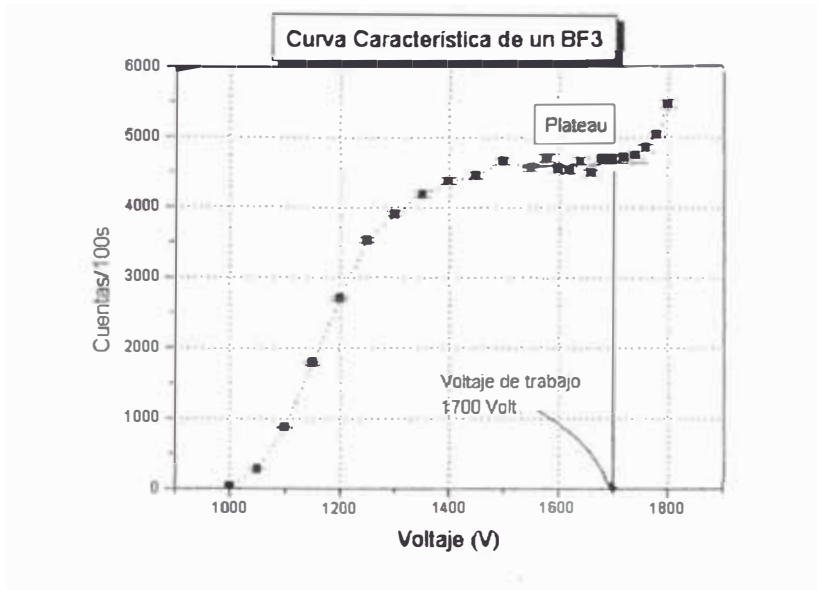


Fig. 3.1.1-1 Curva característica de un detector (D1) BF₃

3.1.2 CADENA DE MEDICION

Una cadena de detección de neutrones esta formada por detector, preamplificador, amplificador, contadores y fuentes de alta tensión; detallaremos algunas de las características mas importantes de los equipos usados en las experiencias [referencias M1,M2].

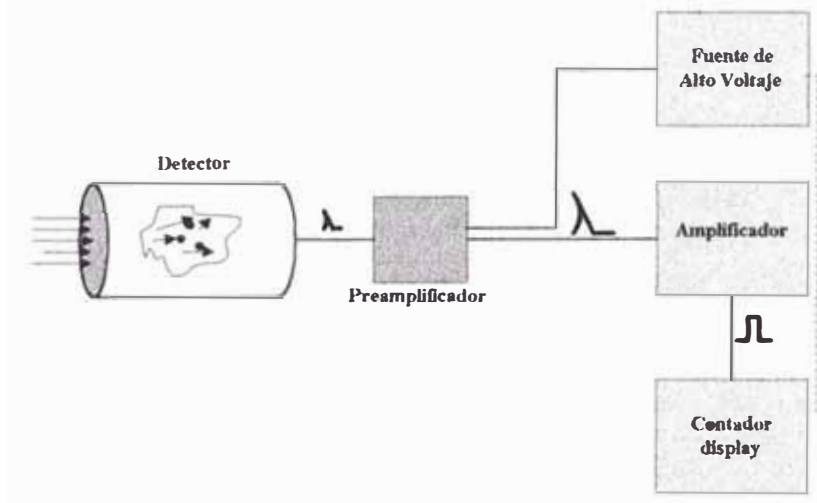


Fig. 3.1.2-1 Diagrama de una cadena de medición de neutrones

3.1.2.1 Preamplificadores

Marca: ORTEC
 Modelo: 142PC
 Especificaciones:

Rise Time: Mide de 10 a 90% la amplitud de pico 25 ns a 0 pF y 150ns a 100 pF

Sensibilidad: Nominal 6,5 V/pF.

Integral Nonlinearity $< \pm 0.05\%$ para 0 a ± 7 V circuito abierto.

Rango Lineal de Salida: ± 7 V.

Estabilidad con Temperatura: $< \pm 50$ ppm/ $^{\circ}\text{C}$ de 0 a 50°C

Detector Bias Isolation: ± 3000 V

Open Loop Gain $> 40\,000$

Conectores

Entrada SHV

Test, Energía y Tiempo BNC

3.1.2.2 Amplificadores

Marca: ORTEC

Modelo: 590A

Cantidad: 2

Especificaciones.

Forma de pico.: Semigausiana

Rango de ganacia: Ajuste continuo desde x5 a x1250

Integral Nonlinearity $< \pm 0.05\%$

Ruido: < 5 uV

Estabilidad con Temperatura ganancia $< +0.0073\%/^{\circ}\text{C}$ 0 a 50°C

Nivel DC $< + 50$ uV/ $^{\circ}\text{C}$ 0 a 50°C

3.1.2.3 Contador

Marca: ORTEC

Modelo: 772

Especificaciones.

Capacidad de Contaje 6 decades de 0 a 999999

Máximo Riso de cuentas entrada (-) 100 MHZ

entrada (+) 20 MHZ

Dicriminador de Entrada (-): Fijado a -250 mV

Reducción por pulso: (+) 50 ns, (-) 10 ns

Conectores: (+) BNC, (-) BNC, Gate BNC, Reet BNC.

Marca: ORTEC

Modelo: 776

Especificaciones.

Capacidad de Contaje 7 decades en dos secciones.

Razón de contaje: 20 MHZ

Base de Tiempo: 0.15 a 1 min incrementando desde 1 MHZ el cristal oscilador.

Error de sincronización < 0.2 us

Resolución de Pulso: 50 ns

Conectores: (+) BNC, (-) BNC, Gate BNC, Reet BNC.

3.1.3 MATERIAL USADO EN LA CARACTERIZACION POR TRANSMISION

3.1.3.1 VENTAJAS DE LA PLATA EN FENOMENOS DE TRANSMISION

Para empezar la experiencia procederemos a ver que material usar y los espesores adecuados, considerando varias características que nos permitan realizar la experiencia tales como: baja activación con el impacto de los neutrones, la sección eficaz de absorción térmica debe de ser relativamente mayor al del resto de materiales, la facilidad de uso y obtención, economía.

Por todo esto se escogió la plata como material absorbente, algunas de sus características son.

Material:	Plata
Símbolo (Z,A):	Ag (47, 107.6)
Sección Eficaz Microscópica de Absorción Térmica (σ_{ab}):	63.6 barn
Sección Eficaz Macroscópica de Absorción Térmica ($\Sigma_{ab}(kT_0)$):	3.98 cm ⁻¹
Vida media de activación:	44.3 segundos [14]

3.1.3.2 OBTENCIONES DE LOS ESPESORES OPTIMOS DE PLATA

Los espesores apropiados del material se lograron mediante una simulación Monte Carlo usando el código MNCP-4b [S1], en tal simulación se colocó frente de un haz de neutrones, con distribución energética térmica, material de plata con espesores variables, en cada uno se detalla la fracción de transmisión, como se muestra en la Fig.:3.1.3-1, la región que se considera está en la aproximación lineal de nuestros datos de simulación y que se aproximarán a la ecuación 2.46, a la cual llamaremos región de aproximación Maxwelleana, dichos valores están comprendidos entre 0.09 mm a 0.5 mm, dicha región se logro analizando la linealidad de los datos logrados por simulación.

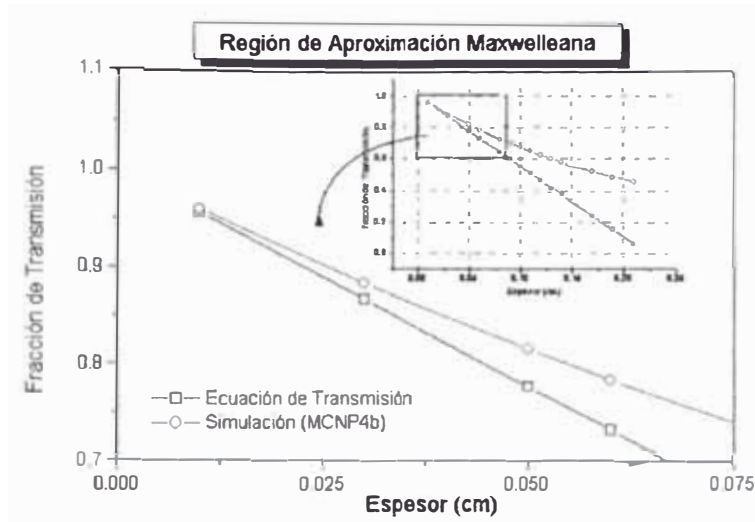


Fig. 3.1.3-1 Confrontación de resultados que siguen la ecuación de transmisión y los dados por la simulación MCNP.

3.1.4 MATERIAL USADO EN CARACTERIZACION POR DISPERSION DE NEUTRONES

Los materiales que se usan en la caracterización por dispersión son los cristales monocromomadores metálicos, estos deben ser del tipo mosaico, ya que son estos los que más semejantes a los cristales ideales para dispersión, además de ser de gran tamaño. El cristal que se usa en la experiencia es uno de Cobre (Cu).

3.1.4.1 VENTAJAS DEL COBRE EN FENOMENOS DE DISPERSION

El cobre es uno de los materiales más usados en fenómenos de dispersión, debido a su valor de sección eficaz de dispersión de 8.0 b, que está entre los más grandes después de N e H, y casi todo este valor de dispersión tiene su base en una dispersión coherente, ya que es 7,5 b de dispersión coherente frente a 0.5 b de la incoherente (Tabla 2.1). El cobre posee una estructura cristalina que le permite lograrse cristales tipo mosaico, los cuales son los apropiados para experiencias en dispersión, además de su gran resistencia a oxidaciones y dureza.

CARACTERISTICAS DEL CRISTAL DE COBRE

Tipo de Celda cristalina:	cúbica de cara centrada (fcc)
Parámetro de red (a):	3.6 Å
Planos reflectores más comunes:	(200), (220), (111)
Dirección Preferencial [hkl]:	[200]
Dimensiones:	7,5 cm x 3 cm x 0.7 cm.
d_{hkl} (200):	1.8 Å
Tipo de cristal:	mosaico

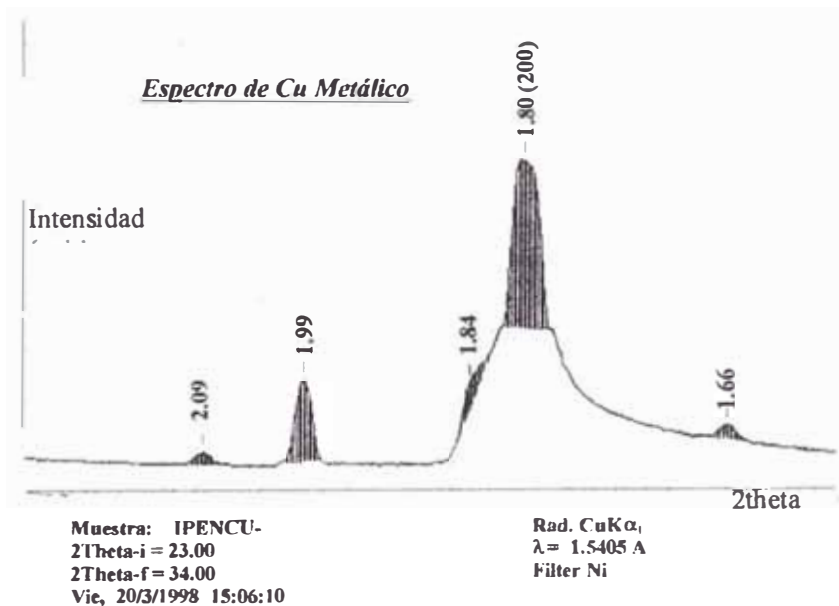


Fig. 3.1.4-1: Espectro de Rayos X del monocromador de cobre usado, fuente INGEMET.

3.1.5 MATERIALES DE BLINDAJE

Los materiales de blindaje son importantes en los procesos experimentales, ya que son ellos los que disminuyen la dosis de radiación que puede recibir el experimentador, la radiación a enfrentar son los neutrones en todas sus variedades (con énfasis en los más energéticos) y la radiación de fotones gamma, los neutrones son atenuados, moderados y absorbidos en gran parte por materiales de

alto valor de sección eficaz de captura entre los cuales tenemos a los materiales hidrogenados, y para los fotones gamma se usa materiales densos como el plomo. En las experiencias se llegó a usar una gran variedad de los materiales de blindaje y se aprendió como usarlos adecuadamente en la premisa de disminuir dosis, entre tales materiales tenemos [16, M3]

- **Concreto Armado.**- Material usado en atenuación de neutrones y como blindaje de fotones gamma, esto es debido a su combinación de materiales en su constitución

Constitución:

H (2.7%), O (57.49%), Na (1.52%), Mg (0.12%), Al (1.99%), Si (30.46%), K (1 %), Ca (4.29%), Fe (0.64%), C (0.24%).

Dimensiones: Bloque *Tipo A* de 30cm x 50cm x 110cm.

Tipo B de 30cm x 50cm x 80 cm

Tipo C de 30cm x 50cm x 50 cm

- **Parafina ($C_{36}H_{74}$).**- Usado para la atenuación de neutrones, posee una sección eficaz macroscópica total (Σ_t) de $3,15 \text{ cm}^{-1}$, frágil de color blanco y de fácil manipulación.

Constitución: H (65 %), C (35%)

Dimensiones: Bloque de 8 cm x 30 cm x 49 cm

- **Plomo Antimoniado.**- Usado para la atenuación de fotones gamma, posee una sección eficaz macroscópica total (Σ) de $3,69 \text{ cm}^{-1}$ para neutrones, y con coeficiente de atenuación másica (μ/ρ) de 5210 g.cm^{-2} para fotones de 1 keV de energía.

Dimensiones: Bloque de 5 cm x 8 cm x 8 cm

- **Polietileno.**- El polietileno puro es usualmente usado para moderación de neutrones, tiene alto contenido de hidrógeno ($7,7 \times 10^{22}$ átomos por cc.) y bajo cantidad de impurezas, tiene una densidad de 0.9 g/cc, una resistencia a la

radiación gamma de $5 \cdot 10^8$ R y a la radiación de neutrones de $2,5 \cdot 10^{17}$ n/cm².
[M3]

- **Polietileno Borado**

En bloque.- Su uso es muy difundido, posee una sección eficaz macroscópica total (Σ_t) de 2 cm^{-1} , con una concentración del 5% de boro, $6,45 \cdot 10^{22}$ átomos de Hidrógeno por cc y $2,56 \cdot 10^{21}$ átomos de boro por cc., Pose una resistencia a la radiación gamma de $5 \cdot 10^8$ R y a la radiación de neutrones de $2,5 \cdot 10^{17}$ n/cm².

Flexible.- Usado como blindaje de paredes en laboratorios, ligero y de fácil manipulación, posee una sección eficaz macroscópica total (Σ_t) de 2 cm^{-1} , con una concentración del 9% de boro, $4,63 \cdot 10^{22}$ átomos de hidrógeno por cc y $5,8 \cdot 10^{21}$ átomos de boro por cc., con una resistencia a la radiación gamma de $10 \cdot 10^8$ R y a la radiación de neutrones de $5 \cdot 10^{17}$ n/cm².

- **Flex boron.-** De alta concentración de boro y fácil manipulación, posee menos espesor que el polietileno flexible $1/8''$, sección eficaz macroscópica total (Σ_t) de $17,5 \text{ cm}^{-1}$, con $2,7 \cdot 10^{22}$ átomos de hidrógeno por cc y $25,3 \cdot 10^{21}$ átomos de boro por cc., Con una resistencia a la radiación gamma de $100 \cdot 10^8$ R y a la radiación de neutrones de $50 \cdot 10^{17}$ n/cm².
- **Parafina con Bórax.-** ($\text{C}_{36}\text{H}_{74} + \text{H}_3\text{BO}_3$) Con esta combinación de materiales moderadores se busco mejorar las propiedades de la parafina ya que el boro es uno de los mejores elementos atenuadores de neutrones, por lo que se realizo una mezcla en peso de 1 litro de parafina en la que se diluyó 0.25 kg de ácido bórico. Las mejoras fueron sustancias en cuanto a moderación de neutrones.
- **Agua con Bórax.-** ($\text{H}_2\text{O} + \text{H}_3\text{BO}_3$) La solución de ácido bórico y agua están en relación de 6 gramos de ácido bórico (H_3BO_3) por litro de agua, el agua de por

si es un muy buen moderador de neutrones y si se le aumenta boro que posee una sección eficaz de captura grande la moderación será mas eficiente

- **Cadmio.**- Es un material con alto grado de absorción de neutrones sobre todo en el rango térmico, posee una sección eficaz macroscópica total (Σ_t) de 117 cm^{-1} la cual es la más grande entre los materiales que posemos.

3.1.6 EQUIPO DE MONITOREO DE RADIACION

Monitor gamma

Marca	Radimeter FAG
Modelo	FH 40 F6
Unidades de registro:	mR/h - R/h
Tipo	Geiger de brazo telescópico

Monitor de Neutrones

Marca	Neutron Dose Rate Meter
Modelo:	2002D
Unidades de registro:	mrem/h - rem/h
Tipo	BF ₃ con blindaje de parafina

3.2 PROCESO EXPERIMENTAL DE CARACTERIZACION

La caracterización de un haz de neutrones en energía, se puede realizar mediante el cálculo de temperatura neutrónica, transmisión de neutrones ó por dispersión de neutrones, en el primer caso se asocia la temperatura del moderador (H_2O) a la del neutrón y la segunda asocia la longitud de onda de los neutrones dispersados a cierto ángulo del cristal monocromador, en ambos casos la caracterización en energía es en forma indirecta.

3.2.1 CARACTERIZACION POR TRANSMISION

Para tal proceso se requiere una buena colimación del haz de neutrones emergentes de cada conducto así como un dispositivo de portador de placas de plata (material absorbente) y un detector BF_3 con su respectiva electrónica, estos últimos alineados en la dirección del haz emergente.

3.2.1.1 DISEÑO DE LA EXPERIENCIA EN CADA CONDUCTO DE IRRADIACION

La caracterización de haz neutrónico se realizo en las facilidades del reactor RP-10 tales como columna térmica, conductos de irradiación No:02 y No:04 , en cada uno se habilita previamente el ambiente de trabajo, lo que implica un diseño de blindaje apropiado y un sistema de colimación, que cumplan las exigencias requeridas por la experiencia.

3.2.1.1.1 COLUMNA TÉRMICA

La columna térmica es un medio constituido de grafito, el cual es un buen moderador de neutrones, esta constituido físicamente en dos partes, la primera en la región de la piscina formada de tres prismas de sección cuadrada unidas, con un ancho de 52,5 cm cada uno y de secciones de $70 \times 70 \text{ cm}^2$, $60 \times 60 \text{ cm}^2$, $50 \times 50 \text{ cm}^2$ de área, la sección más pequeña de cara al núcleo unido a esto por

medio de un espesor de plomo de 10 cm y la sección más grande da a la pared del reactor de acero de 0,6 cm de espesor, la segunda región esta incrustada en la pared del reactor siendo un prisma de sección cuadrada de 1 m² de área y ancho de 2 m.; el medio por el que desplazan los neutrones esta aquí, siendo un orificio de forma cilíndrica de 10 cm de diámetro y que atraviesa él la segunda región desde la pared del reactor hasta la sala experimental.

Los neutrones que emergen de este conducto son en su totalidad son térmicos, moderados por el grafito, y que requieren colimación lo cual se realiza mediante la reducción de la sección del haz de neutrones por medio de un sistema al que llamaremos sistema de colimación, que esta formado primero por una placa de cadmio de 0,6 mm de espesor que tiene un orificio de 1 cm de diámetro alineado con el eje del conducto, luego le sigue una pared de plomo de 10 cm de espesor con orificio y como parte final discos de plomo con centro de bismuto de 22,9 cm de diámetro y orificios concéntrico de 0.8 cm de diámetro, sus espesores son variados, cada disco posee una placa de polietileno borado flexible de 0.5 cm de espesor de las mismas medidas de la sección circular del disco; luego de esto se coloca las laminas de plata y después el detector. El flujo de neutrones que se logra como máximo en este conducto es del orden de $1 \cdot 10^{+4}$ n.cm²s⁻¹ a 9,5 MW de potencia térmica del reactor, este valor según referencias de cálculos anteriores realizados en dicha facilidad.

En cuanto el diseño del blindaje, se implementó un laberinto con bloques de concreto teniendo en cuenta el acceso al interior de dicho laberinto para el intercambio de placas en plena irradiación, además de una zona segura de trabajo en la que encuentra el experimentador y la electrónica de detector y monitor, con tales premisas el diseño registró una dosis de neutrones menor a 0,5 mrem/h y cerca a 0,2 mR/h para fotones gamma a potencia térmica de 9,5 MW datos tomados en la zona de trabajo y que cumplen con lo establecido por las normas de radioprotección.

3.2.1.1.2 CONDUCTO DE IRRADIACION No:02

Dicho conducto esta formado por dos tubos cilíndricos, el primero de estos de 150 cm de largo y 25 cm de diámetro se encuentra sumergida en la piscina, conectando la pared del núcleo con la pared de la piscina; el segundo tubo esta incrustado en la pared del reactor es de acero con medidas de 224 cm de largo y 23 cm de diámetro y que conecta la pared de la piscina hasta la sala experimental, al final de la cual se encuentra un sistema obturador móvil de plomo y cadmio de 30 cm de espesor el cual es accionado por un sistema neumático, permitiendo así el acceso al haz de neutrones.

En cuanto a la colimación, debido a la sección grande del conducto se desde el interior de dicho conducto, usando discos de plomo y parafina borada de 22,9 cm de diámetro con agujeros concéntricos de 5 y 10 cm de diámetro y espesores variados, reduciendo la sección del conducto a 5 cm de diámetro. La colimación externa que esta constituida de una placa de cadmio de 0.6 mm de espesor y otra de polietileno borado de 0.5 cm de espesor ambos con agujeros de 0,8 cm de diámetro alineados con el eje del conducto y que cubren toda la sección de salida, seguido de una pared de plomo de 15 cm de espesor con orificio de 1 cm de diámetro también alineado, el eje para todos los conductos esta a una altura de 130 cm del piso.

Después se usan los mismos discos de plomo que se usó en la Columna Térmica agregando un disco de parafina de 22,9 cm de diámetro y 11 cm de espesor con agujero concéntrico de 0,8 cm de diámetro usado para disminuir la dosis de neutrones dispersados por la colimación, luego se coloca la porta placas y el detector de neutrones.

En cuanto al blindaje se tuvo que diseñar un ambiente que pueda proteger de los neutrones de todo tipo de energía y de fotones gamma, teniendo en cuenta una zona de acceso o hall interior, los monitoreos del diseño reflejaron una muy buena zona de seguridad detrás de la ultima pared del laberinto de concreto.

3.2.1.1.3 CONDUCTO DE IRRADIACION No:04

El sistema consta en su primera parte de un colimador cónico, con sus paredes cubiertas de cadmio, este colimador va dentro de la piscina del reactor y puede ser desplazado en forma automática desde su posición normal que esta a una altura cercana a los 50 cm hasta la posición de irradiación. El movimiento se da por mecanismo de poleas.

Cuando el cono colimador se desplaza hacia arriba, el equivalente de por lo menos un diámetro del haz, una columna de 1,5 m de agua se interpondrá entre el núcleo y de la salida empotrada en la pared del reactor, esto reduce considerablemente la dosis de exposición en la parte exterior de la facilidad.

La segunda parte del colimador consta de dos cilindros recubiertos con cadmio cuyo objetivo es absorber a los neutrones térmicos no colimado que salgan de la base del colimador, al final de dichos cilindros se encuentra un obturador de plomo y cadmio que cubre la sección del conducto y que se controla por un sistema de pistones de aire.

El blindaje al exterior del conducto está formado por paredes de hormigón, formando un recinto cerrado en cuyo interior se encuentra un capturador de haz móvil, basándonos en esta edificación se realizó la colimación externa para el proceso de caracterización es igual al que se uso en la columna térmica y solo se aumenta el número de discos de colimación.

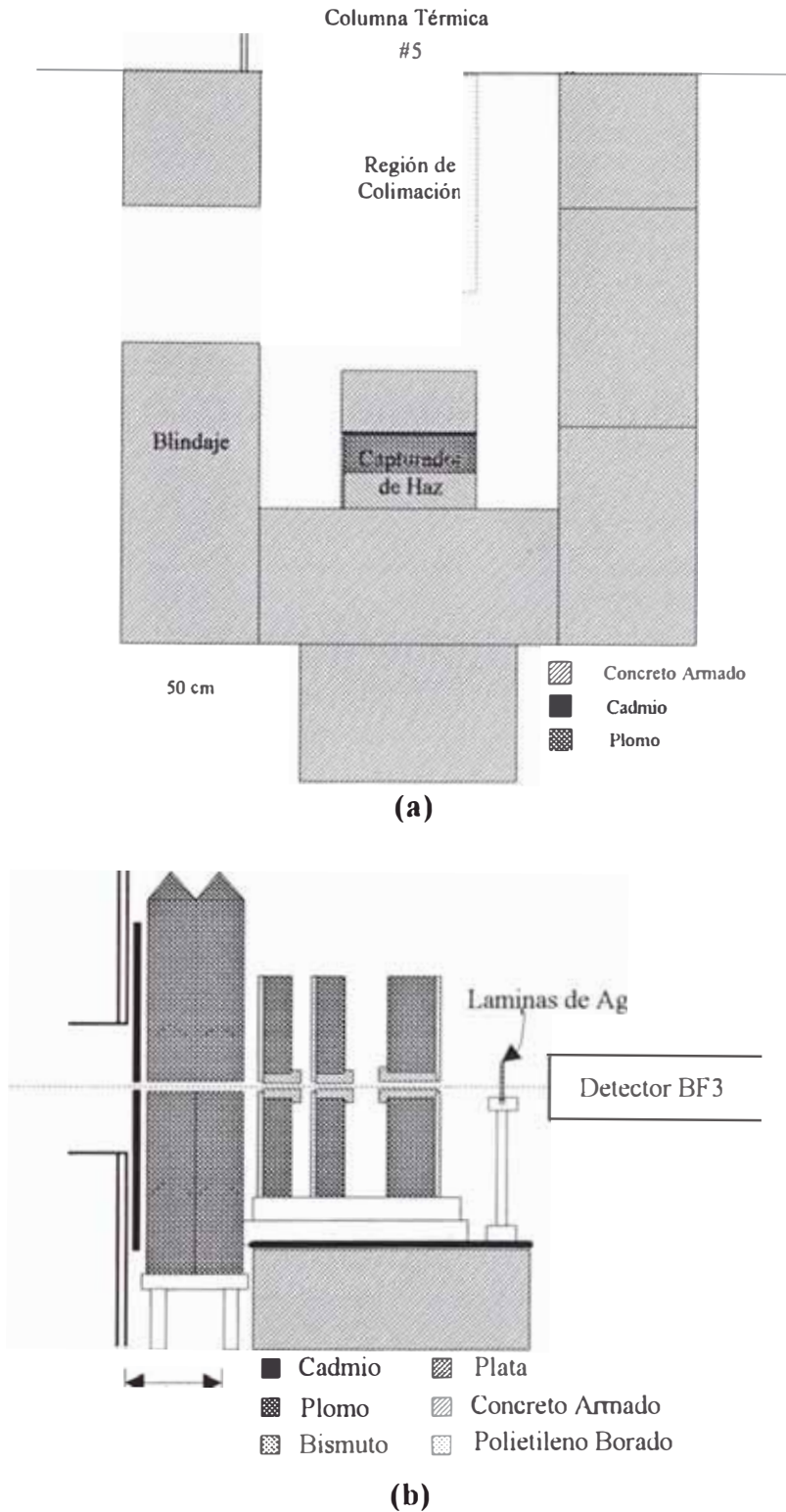


Fig. 3.2.1-1: Columna Térmica (a) Blindaje externo del conducto #5 de dicha facilidad, (b) Sistema de Colimación, posición de la muestra y detector, la sección final de colimación del haz es circular de 0.8 cm. de diámetro

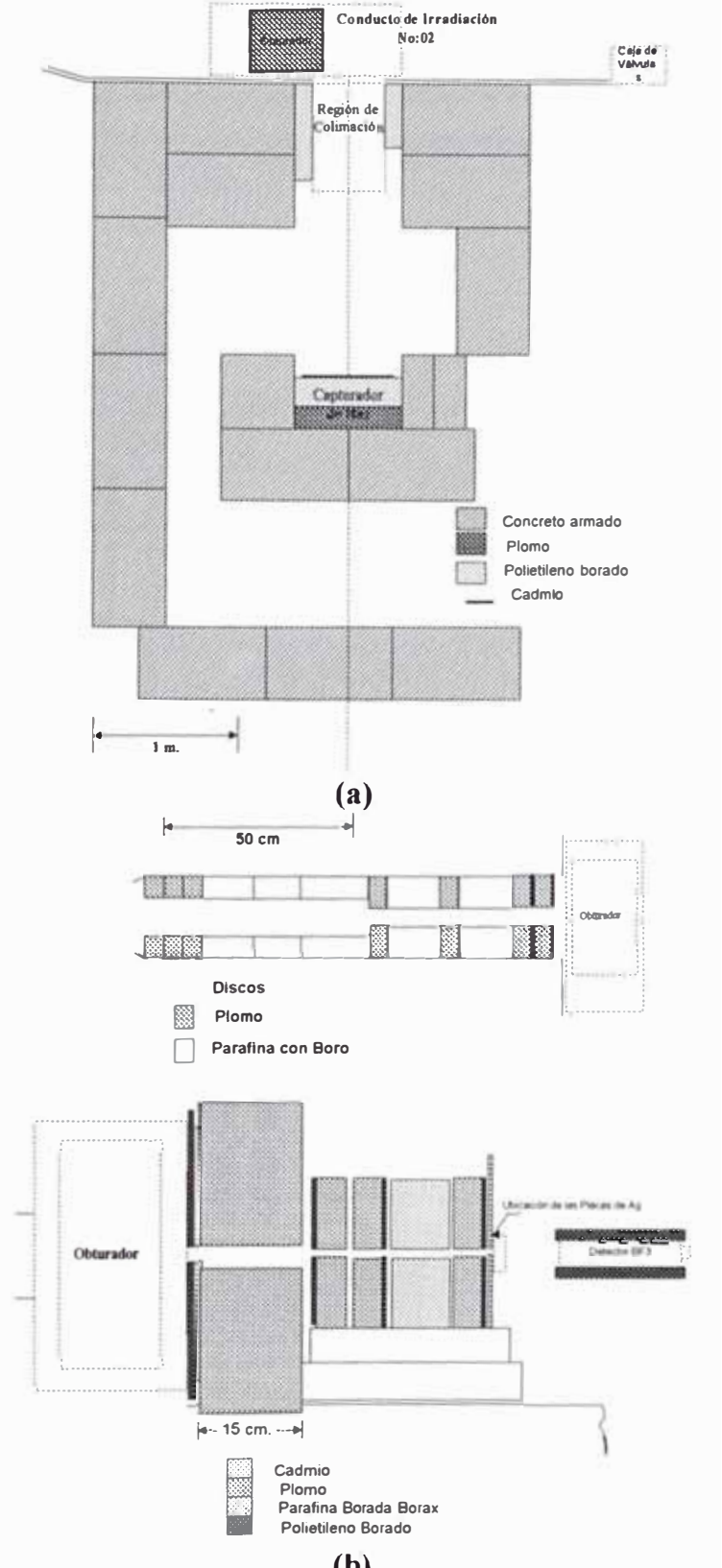
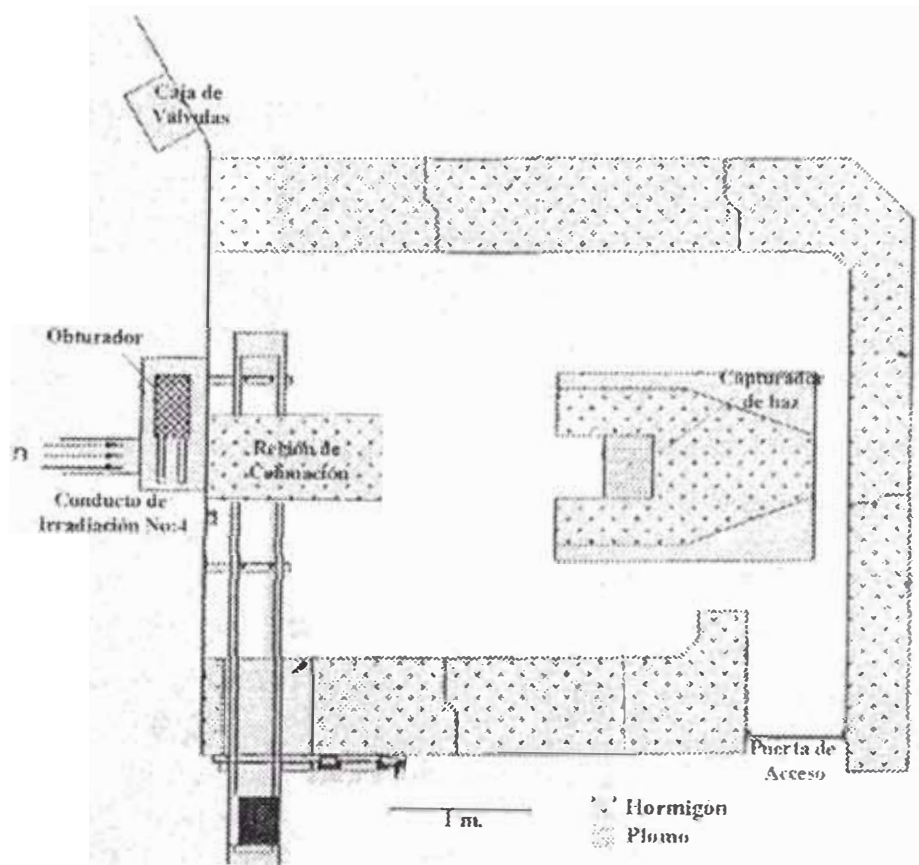
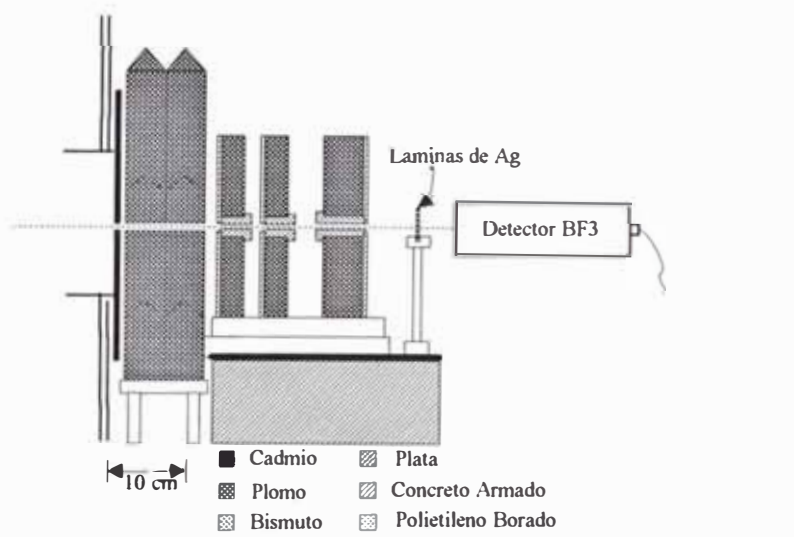


Fig. 3.2.1-2: Conducto de Irradiación No:02 (a) Blindaje externo del conducto , (b) Sistema de Colimación interno y externo, posición de la muestra y detector, la sección final de colimación del haz es circular de 0.8 cm. de diámetro.



(a)



(b)

Fig. 3.2.1-3: Conducto de irradiación No:4 (a) Blindaje externo del conducto , (b) Sistema de colimación externo, posición de la muestra y detector

3.2.1.2 RESULTADOS EN CADA UNA DE LAS CONFIGURACIONES ANTERIORES

El proceso de cálculo de temperatura neutrónica se basa en registrar los neutrones que llegan al detector (cuentas), registros que primero se deben al haz directo o limpio, sin ningún medio absorbente, y después se ira colocando espesores de plata registrando la variación en la tasa de cuentas debido a la absorción, la fracción de transmisión para cada espesor de plata es obtenida en la relación de las cuentas promedio por espesor y el promedio de cuentas del haz limpio. Todo el proceso se realizó bajo un monitoreo de haz mediante el detector BF₃ (D2). Los resultados de temperatura neutrónica se calcularon mediante la expresión 2.46, asumiendo la temperatura ambiente de 300 °K.

Columna Térmica

Conducto o Facilidad		Columna térmica
Potencia térmica del reactor		9,5 MW
Tasa de contaje promedio		130 cuentas/s.
Tiempo de contaje por evento		300 s.
Dosis	Neutrones	< 1 mrem/h
	Fotones gamma	< 1 mR/h
Temperatura neutrónica calculada		429± 2,0 °K

Tabla 3-1: Resultados en el conducto #5 de la columna térmica

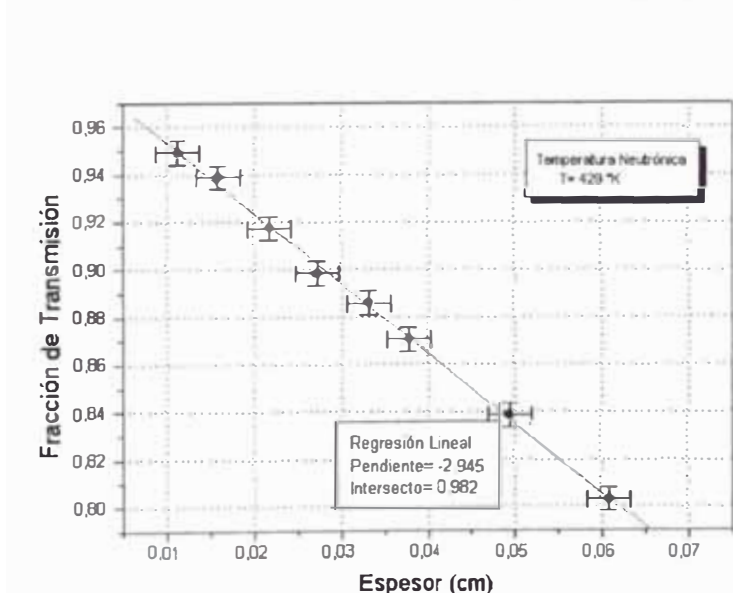


Fig. 3.2.1-4 Experiencia Realizada en la Columna Térmica, temperatura neutrónica calculada T=429 °K

La temperatura del paquete de neutrones es alta en comparación con la temperatura ambiente (300 °K), la explicación de este valor tiene que ver con el registro de la temperatura del moderador de grafito interno de la columna, es decir aquel que se encuentra en la piscina del reactor y que colinda con el bloque de plomo descrito líneas arriba.

La temperatura del paquete neutrónico registrado en la columna representa la temperatura del medio moderador en el interior de la piscina, se puede confirmar esto logrando colocar un termopar en dicho lugar y registrar la temperatura.

Conducto de Irradiación No: 02

Conducto o Facilidad		Conducto de irradiación No:02
Potencia térmica del reactor		28 KW
Tasa de contaje promedio		4000 cuentas/s.
Tiempo de contaje por evento		100 s.
Dosis	Neutrones	0,5 - 1 mrem/h
	Fotones gamma	< 1 mR/h
Temperatura neutrónica calculada		560 ± 4,0 °K

Tabla 3-2:Características y resultados de la experiencia

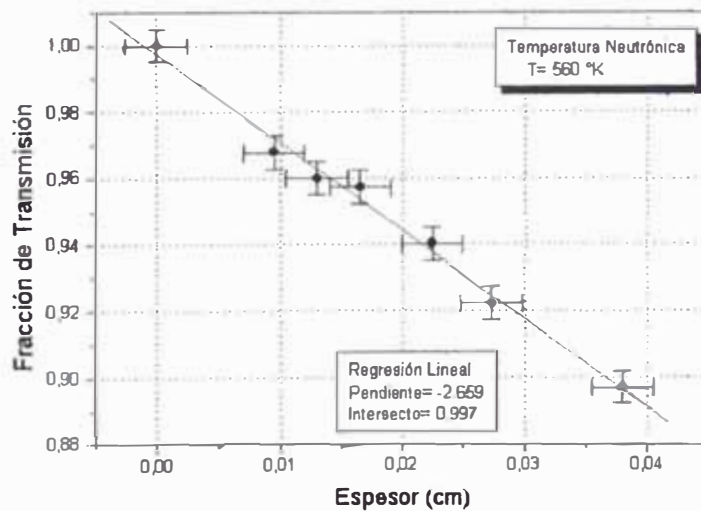


Fig. 3.2.1-5: Experiencia realizada en el conducto de irradiación No: 02, temperatura neutrónica calculada T=560 °K

El rango en energía del haz de neutrones en esta facilidad es más grande pues de suponerse que el promedio tendría que ser mayor en comparación con la experiencia anterior, el rango es diferente porque el conducto no presenta ningún medio moderador. Esto se refleja en el valor obtenido de la temperatura neutrónica.

Conducto de Irradiación No: 04

Conducto o Facilidad		Conducto de irradiación No:04
Potencia térmica del reactor		50 kW
Tasa de contaje promedio		1840 cuentas/s.
Tiempo de contaje por evento		300 s.
Dosis	Neutrones	< 0,5 mrem/h
	Fotones gamma	< 0,5 mR/h
Temperatura neutrónica calculada		829 ± 5,0 °K

Tabla 3-3. Características y resultados de la experiencia en el conducto No:04

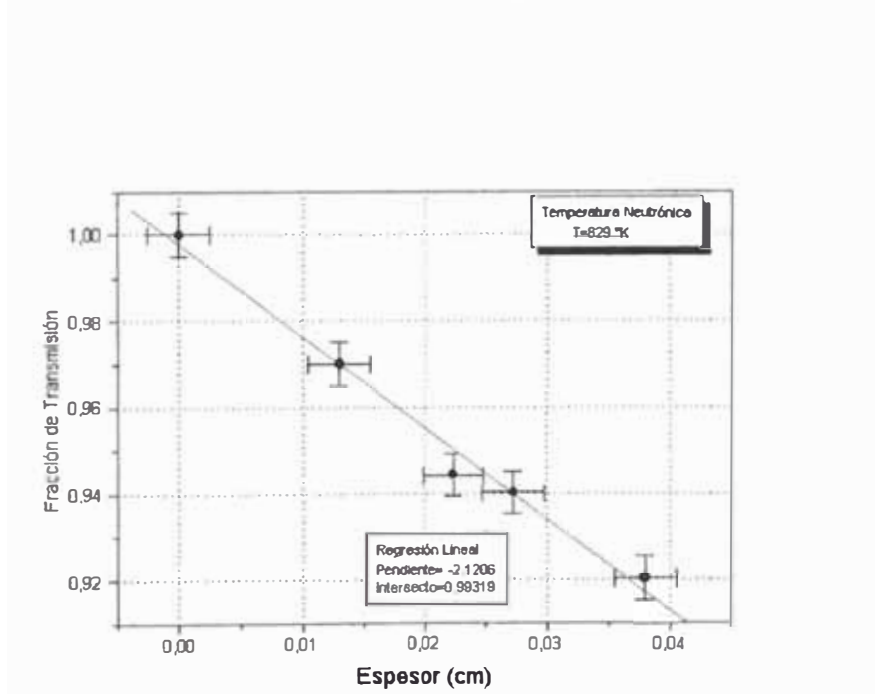


Fig. 3.2.1-6: Experiencia realizada en el conducto de irradiación No:04, temperatura neutrónica calculada T=829°K

Al igual que el conducto de irradiación No: 02, el haz de neutrones viaja libre a lo largo del conducto, no existe ningún medio moderador. Pero sin embargo el valor de la temperatura es mayor que en el otro conducto, una explicación a esta diferencia podría ser que la distribución de elementos moderadores en el núcleo no es simétrica y que puede presentar diferencias sustanciales en la contribución de neutrones térmicos en el haz emergente del conducto, otro motivo podría ser la forma del conducto interior en sumergido en la piscina, ya que en este conducto es de forma cónica y con paredes de cadmio, mientras en el conducto No: 02 es cilíndrico y de paredes de aluminio.

Los valores de temperatura que se lograron para cada uno de estos conductos nos dan valores promedios característicos del haz, si transformamos este valor promedio o temperatura neutrónica en térmicos de energía y en longitud de onda asociada a dicho valor de energía, se tendrá la siguiente tabla.

CONDUCTOS DE IRRADIACION	TEMPERATURA NEUTRÓNICA (°K)	ENERGIA MAS PROBABLE (meV)	LONGITUD DE ONDA ASOCIADA (Å)	POTENCIA DEL REACTOR EN EXPERIENCIA
Columna Térmica	429 ± 2	37 ± 0.2	1.48 ± 0.01	9.5 MW
No:02	560 ± 4	48 ± 0.3	1.30 ± 0.01	28 kW
No:04	829 ± 5	75 ± 0.4	1.04 ± 0.01	50 kW

Tabla 3-4: resultados del cálculo de temperatura neutrónica, el valor de energía se asocia al de temperatura por $E=kT$, donde k es la constante de Boltzman

Según se aprecia en la tabla 3-4, la potencia de trabajo en cada una de los conductos de irradiación es diferente, esto es debido que en la columna térmica necesita trabajar a la potencia máxima debido a su bajo valor de flujo de neutrones emergente, existe una relación lineal entre flujo de neutrones y potencia térmica; En las otras facilidades la potencia térmica es menor ya que se trata de trabajar con flujos de neutrones semejantes y esto se logra a estas potencia menores, además que si el flujo es muy elevado el detector y su electrónica se saturarían.

3.2.2 CARACTERIZACION POR DISPERSION DE BRAGG

3.2.2.1 GENERALIDADES DE LA TECNICA

La técnica usada en la caracterización en longitud de onda del haz de neutrones por dispersión será la del cristal giratorio.

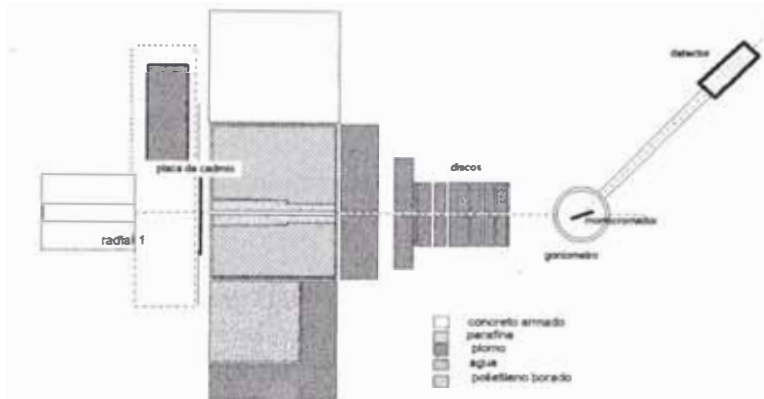


Fig. 3.2.2-1: :Diseño del equipo de difracción de Neutrones, el cristal monocromador es de cobre y si el cristal gira un ángulo de θ el brazo del detector girara 2θ

Tal experiencia implica el desarrollo del blindaje para cada conducto, diseño y construcción de un sistema de colimadores, el cálculo de las posiciones del cristal de cobre (Cu) con relación al haz de neutrones y que plano de dispersión influye para poder realizar un calculo de intensidad de haz dispersado, además de obtener un rango de valores de ángulo θ apropiado para el desarrollo de la técnica.

Para tal motivo se debe de conocer la forma de la celda unitaria de nuestro cristal y conocer los planos reticulares apropiados para la difracción. La intensidad de haz de neutrones dispersados (2.51) seguirá la siguiente expresión:

$$I = \frac{V \cdot \lambda^3 \Phi}{v_0^2} \cdot \frac{|F_N(hkl)|^2}{\text{sen } \theta} \quad (3.3)$$

Detalla en el capítulo anterior, con la ley de Bragg y esta última expresión asociadas podemos obtener un espectro con dependencia de la longitud de onda

del neutrón que se asocia a la energía del neutrón mediante la relación

$$\lambda \left(\overset{\circ}{\text{A}} \right) = \frac{0.286}{\sqrt{E(\text{eV})}}$$

3.2.2.2 CALCULO DE HAZ DISPERSADO EN EL CRISTAL DE COBRE

Reflexión

Llamaremos reflexión al proceso de dispersión en las condiciones de Bragg., la reflexión en los planos del cristal tipo mosaico es usualmente calculada mediante la solución de un sistema complejo de ecuaciones diferenciales para los rayos incidentes y reflejados, la ecuación original esta dada por Zachariase para cristales de corte simétrico (capítulo 2.2.2.3), pero en general si el cristal es asimétrico es decir los cosenos directores de incidencia y reflexión son diferentes, la ecuación quedaría como sigue[2,7,13]:

$$\begin{aligned} \frac{dI_{inc}(t)}{dt} &= -\frac{\mu + \sigma}{\gamma_0} I_{inc}(t) + \frac{\sigma}{|\gamma_{disp}|} I_{disp}(t) \\ \pm \frac{dI_{disp}(t)}{dt} &= -\frac{\mu + \sigma}{|\gamma_{disp}|} I_{inc}(t) + \frac{\sigma}{\gamma_{inc}} I_{inc}(t) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Donde $I_{inc}(t)$ y $I_{disp}(t)$ Poder total de rayo de incidencia y reflejado (dispersado) a un distancia t de la superficie del cristal especificado en neutrones por segundo ($\mathbf{n.s^{-1}}$).

$I_{inc}^n(t)$ y $I_{disp}^n(t)$ Densidad de corriente de rayo incidente y reflejado en $\mathbf{n.s^{-1}.cm^{-2}}$.

t_0 Espesor del cristal (0.7 cm).

μ Coeficiente de absorción lineal del cristal. (Apéndice E)

σ poder de dispersión lineal de un cristal (cm^{-1}), dicho valor se aproxima en la siguiente forma $\sigma = E_p \cdot Q \cdot W(\Delta)$, de donde E_p Factor de

corrección de extensión primario, $Q = |F_{hkl}|^2 \cdot \lambda^3 / V^2 \cdot \text{Sen}(2\theta_B)$, $W(\Delta)$

Función Normalizada Gaussiana que describe los planos direccionados del mosaico y Δ ángulo de desviación del plano con respecto a la dirección del cristal, en tal caso se presenta como sigue la función

$$W(\Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\eta} \exp(-\Delta^2 / 2\eta^2), \text{ y } \eta \text{ es la desviación estándar de la}$$

distribución.

$\gamma_{inc}, \gamma_{disp}$ Cosenos directores de los rayos incidentes y dispersados referente a la normal interna del cristal.

G, Γ Combinación de los cosenos directores

$$\frac{1}{G} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\gamma_0} - \frac{1}{|\gamma_H|} \right)$$

$$\frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{|\gamma_H|} \right)$$

Las condiciones para geometría de Bragg son:

$$I_{inc}(t=0) = I_{inc}, \quad I_{disp}(t=t_0) = 0$$

Y el valor de reflectividad de R^{total} o poder de dispersión, estará dado por una

razón $R^{total} = \frac{I_{disp}(0)}{I_{inc}}$.

La ultima expresión será calculada mediante la resolución del sistema de ecuaciones obteniendo:

$$R^t = \frac{\sigma / \gamma_0}{\frac{\mu + \sigma}{\Gamma} + \left(\frac{(\mu + \sigma)^2}{G^2} + \frac{\mu(\mu + 2\sigma)}{\gamma_0 \cdot |\gamma_H|} \right)^{1/2} \cdot C \operatorname{tgh} H \left[\left(\frac{(\mu + \sigma)^2}{G^2} + \frac{\mu(\mu + 2\sigma)}{\gamma_0 \cdot \gamma_H} \right)^{1/2} \cdot T_0 \right]} \quad (3.5)$$

Si llamamos S_{inc} y S_{disp} a las secciones por donde se moverán los neutrones se tendrá la siguiente modificación:

$$I_{inc}^n(t) = I_{inc}(t) / S_{inc}, \quad I_{disp}^n(t) = I_{disp}(t) / S_{disp}$$

$$\frac{S_{inc}}{\gamma_{inc}} = \frac{S_{disp}}{\gamma_{disp}} \quad \text{y} \quad (3.6)$$

$$R^n = R^{total} \cdot \frac{S_{inc}}{S_{disp}} \rightarrow R = \int_{-\infty}^{\infty} R^{total} \cdot d\theta.$$

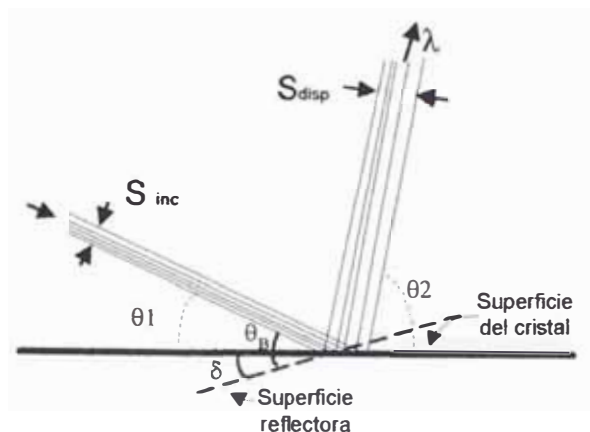


Fig. 3.2.2-2: Reflexión en la superficie de un cristal tipo mosaico.

En este proceso debemos de tener en cuenta las siguientes condiciones:

- El arreglo geométrico de la configuración del cristal tipo mosaico influye en gran medida con el arreglo que se subtiende entre la dirección del haz reflejado y la normal al cristal (θ_{disp}) dicho ángulo dependerá del ángulo de incidencia (θ_{inc}), pero también se tendrá una corrección que contempla la desviación del bloque que refleja con respecto a la orientación predominante del mosaico, además también tiene que ver en gran medida con las dimensiones del monocromador y la presencia de dominios en el mismo. Para lo que llamaremos α_1 al ángulo de divergencia del colimador y α_2 es la corrección del ángulo de reflexión que contiene las correcciones mencionadas líneas arriba y que tendrá un máximo y un mínimo $2\theta_{disp}(\lambda) - \alpha_1 = 2\theta_{inc}(\lambda) + \alpha_2$
- La reflectividad o respuesta de reflexión del monocromador es diferente para cada neutrón debido a su longitud de onda λ

Teniendo en consideración lo mencionado, se tendrá que la intensidad en la posición de la detección del haz para neutrones con longitud de onda λ , estará dada por :

$$I_s = \int_{\alpha_2^{Min}}^{\alpha_2^{Max}} t\alpha_2 \cdot d\alpha_2 \int_{\lambda_{Min}(\alpha_2)}^{\lambda_{Max}(\alpha_2)} I_{inc}(\lambda) \cdot t\alpha_1 \cdot R^n \cdot d\lambda \quad (3.7)$$

Para el calculo del haz de neutrones dispersado, se basara en la expresión que contenga como parte de ella a la intensidad integrada la que a su vez contiene a la

forma del cristal también deberá ser proporcional al flujo incidente sobre el cristal y por ultimo a una aproximación de términos Maxwelliana, si los neutrones incidentes no son monoenergéticos.

Para dispersión se tiene que el flujo de neutrones en la muestra (nos referimos al salir del cristal) estará dada por la siguiente expresión [7]:

$$\phi_s = I_s \alpha_v \frac{\phi_{inc}}{4\pi\lambda} \cdot F_{MAXWELL} \quad (3.8)$$

ϕ_0 Numero de neutrones incidentes en la muestra o flujo incidente
[n.cm⁻²s⁻¹]

α_v Angulo de divergencia del colimador [rad]

I_s Intensidad Integrada (para cristal de espesor t) [•].

$F_{MAXWELL}$ Factor de la distribución de Maxwell

Con esta expresión debemos de tratar cada una de sus términos lo cual nos lleva a detallarlas.

Entonces la intensidad integrada para la dispersión de neutrones en un cristal debe de tener en cuenta la dirección de los neutrones con relación al un eje predeterminado en el centro de masa del cristal, esto quiere decir que con ayuda de un colimador (puede ser tipo Soller), podemos tener los neutrones ligeramente alejados de dicho eje en una relación máxima de α_v que es el ángulo de divergencia del colimador, por tanto los neutrones dispersados también tendrán una limitación en su dirección y también dependerán del tamaño del detector que los registrara, si llamamos a θ_1 y θ_2 a estos ángulos incidente y dispersado respectivamente. También debemos de considerar que en el proceso de incidencia también se produce transmisión la cual dependerá del espesor del cristal (T), que en nuestro caso lo consideraremos despreciable.

Los valores obtenidos mediante esta integral para el cristal de cobre en un rango de longitud de onda se presentan en la siguiente tabla:

$I (10^{-4} \text{ rad} \cdot \text{Å})$	220	200	111
$\lambda(\text{Å})$	T= 6 mm	T= 6 mm	T= 6 mm
0.6	I_s	0.27	
	θ_{Bragg}	13.58	
0.8	I_s	0.46	
	θ_{Bragg}	18.24	
1.0	I_s	0.66	1.3
	θ_{Bragg}	23.03	16.06
1.2	I_s	0.82	1.61
	θ_{Bragg}	28	19.39
1.4	I_s	0.95	1.86
	θ_{Bragg}	33.21	22.79
1.6	I_s	1.03	2.02
	θ_{Bragg}	38.75	26.27
1.8	I_s		2.14
	θ_{Bragg}		29.86
2.0	I_s		2.21
	θ_{Bragg}		33.59
2.2	I_s		2.91
	θ_{Bragg}		31.81

Tabla 3-5 :Cálculo de la intensidad integrada de haz dispersado para diferentes espesores de cristal de cobre y con flujo incidente unitario.

Con esta referencia previa de cuanto sería la intensidad de un haz dispersado podemos tener una premisa, la que el flujo incidente sobre el cristal deberá de ser mayor a $10^{+4} \text{ n.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ para lograr algún pico de dispersión, esto según los resultados de la tabla 3-5, que refleja que cuando el flujo es unitario o normalizado la intensidad calculada es del orden de $1 \times 10^{+4} \text{ n.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, lo que lleva a determinar que si el flujo de neutrones experimental es menor a $1 \times 10^{+4} \text{ n.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ o de ese orden no se tendría ningún neutrón dispersado.

3.2.2.3 DISEÑO DE LA EXPERIENCIA EN CADA CONDUCTO DE IRRADIACION

Al igual que en la caracterización del haz de neutrones por transmisión, el proceso de dispersión requiere un medio adecuado de trabajo, pero de mejor blindaje ya que las experiencias de dispersión requieren el mayor flujo de neutrones que puedan emerger de cada uno de los conductos de irradiación a caracterizar y esto es posible en condiciones de alta potencia térmica del reactor, lo que nos lleva a mejorar el blindaje en cada configuración establecida debido a la mayor presencia de neutrones dispersados y fotones gamma.

El cálculo de la intensidad de haz dispersado sobre el cristal de cobre nos restringe a trabajar con flujo mayor a los $1 \times 10^{+6}$ n.cm⁻²s⁻¹, lo cual no es posible en la columna térmica ya el máximo de flujo de neutrones que posee dicha facilidad es del orden de $\sim 1 \times 10^{+4}$ n.cm⁻²s⁻¹ (según cálculos realizados con anterioridad) por esto el proceso de caracterización por dispersión solo se realizará en los otros dos conductos de irradiación.

3.2.2.3.1 CONDUCTO DE IRRADIACION No:02

Debido a que este conducto no presenta un blindaje estable como si lo tiene el conducto No:04, se busca la mejor de las condiciones para disminuir la dosis en el ambiente de trabajo, para lo cual se usó materiales como agua con bórax y parafina con bórax como blindaje, logrando buenos resultados, los cuales son respaldados con simulaciones en el código MCNP [S1], fueron varias las configuraciones y monitoreos que se realizaron con el fin de lograr una zona de trabajo con baja dosis de neutrones y fotones gamma apropiado, cumpliendo normas de seguridad.

La colimación del haz de neutrones se divide en tres facetas, la colimación en el interior del conducto que es la misma que se presentó para la técnica anterior (conducto en la pared del reactor); La colimación secundaria que cumple también la función de blindaje, que se encuentra al exterior del conducto y la colimación

final que esta formado por cilindros de parafina con boro de 22,9 cm de diámetro y diversos espesores, con agujeros en el eje axial de 0.8 cm de diámetro.

La parte mas importante de este proceso estuvo en la colimación secundaria debido a su doble función de blindaje y colimación, esta formada de una placa de cadmio de 0,8 mm con un agujero de 0.8 cm de diámetro alineado con el eje del conducto seguido de una pared de plomo de 10 cm de espesor sin agujero alguno usado como filtro gamma, después se tiene un contenedor de agua con boro con una sección de 35x35 cm² y un espesor de 39 cm que posee un conducto que lo atraviesa de 7,9 cm de diámetro lleno de parafina, la parafina tiene un orificio pasante de 0,8 cm de diámetro alineado al eje del conducto, seguido de una pared de plomo de 10 cm de espesor con agujero de 1 cm de diámetro, todos los orificios están alineados al eje del conducto, logrando una divergencia de 26' 56'' para el haz de neutrones.

Delante de la colimación final se colocó un sistema de mesa giratoria, al cual llamaremos goniómetro, que soporta al portador de cristal. Dicho goniómetro es el que nos ayudara a establecer el ángulo de incidencia del haz sobre el cristal con un error de 0,5° , luego de ello tenemos el sistema de detección que es un brazo giratorio el que contiene un detector de neutrones con su respectivo blindaje el rango de giro del sistema es de 8° a 110° con paso de 1° y con error de 0,5° .

3.2.2.3.2 CONDUCTO DE IRRADIACION No:04

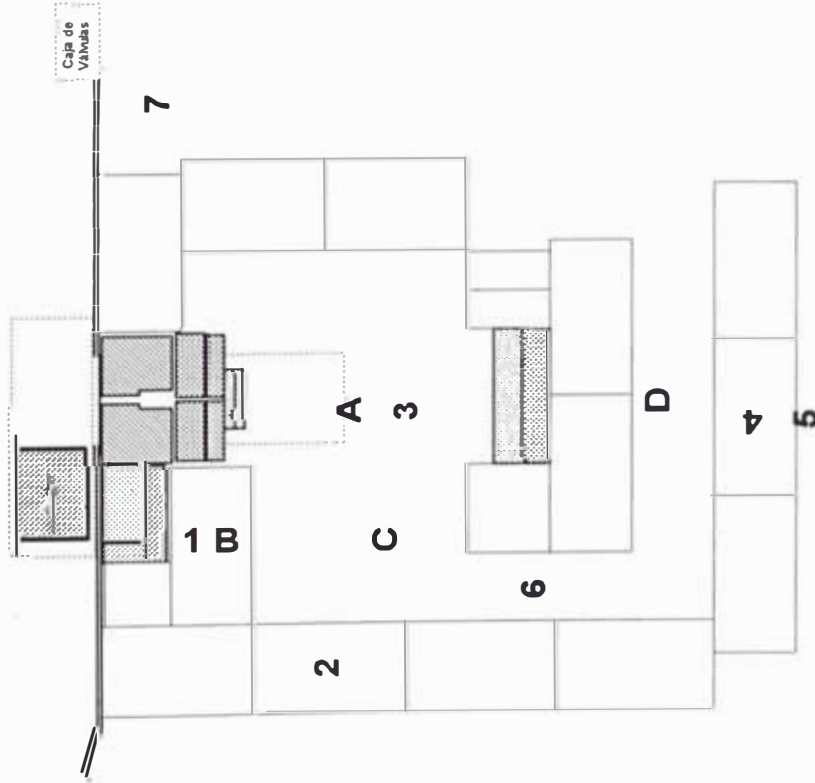
Este conducto posee una gran ventaja en comparación de los otros conductos, como la de extraer el tubo colimador en plena marcha del reactor, esto disminuye en gran medida dosis de neutrones y fotones gamma en la zona de trabajo, aprovechando el blindaje estable de esta facilidad y con algunas modificaciones se logró un blindaje muy bueno para este tipo de experiencia.

La colimación del haz solo cuenta de dos partes la primera dentro del conducto con discos de plomo y parafina borada de 22,9 cm de diámetro y con agujeros céntricos de 5 cm y 10cm de diámetro; La segunda esta formado de una pared de plomo de 20 cm de espesor con agujeros de 1cm de diámetro alineado al eje del

conducto, seguido de los mismos discos de parafina de la experiencia en el conducto No:02.

Logrando un ángulo de divergencia del haz de aproximadamente de 58', el sistema de giro del cristal y sistema mecánico es el mismo que la configuración anterior.

Fig. 3.2.2-3.1: Monitoreo de blindaje de conducto de irradiación No:2 a baja potencia térmica del reactor de 50 kW



◇ **Monitoreo de Tasa de Exposición de Fotones Gamma.**

Posiciones	Descripción	Dosis Gamma(uR/h)
1	Sobre ultimo bloque	Obturador Abierto 600
2	Sobre ultimo bloque	22
3	Detrás del monitor, en el eje del haz	1300
4	Sobre ultimo bloque	80
5	Detrás del ultimo bloque	20
6	Hall del laberinto	800
7	Caja de Válvulas	20

Las lecturas de fondo son menor a los 20 uR/h

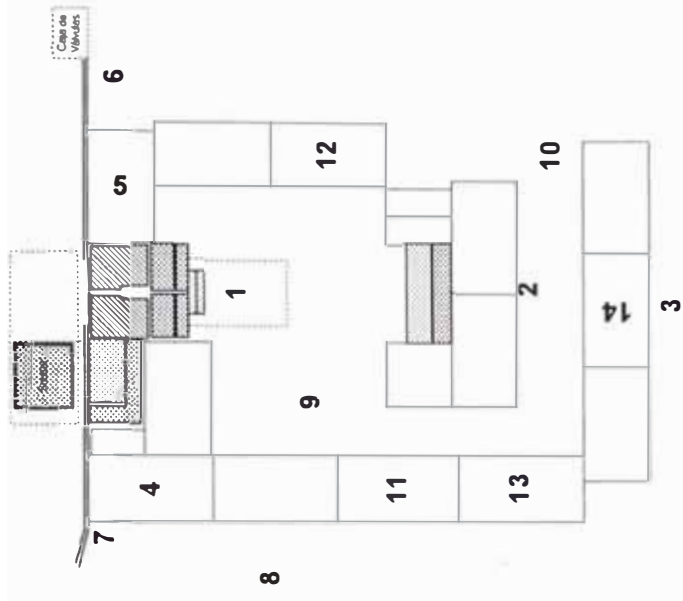
◇ **Monitoreo de Tasa de dosis de Neutrones**

Posiciones	Descripción	Dosis Neutrónica (mrem/h)
A	Frente al Haz	Obturador Abierto 100
B	Sobre ultimo bloque	< 0.5
C	Hall del Laberinto	< 0.5
D	Detrás del captador de haz	< 0.5

Las lecturas de fondo son menor a los 0.5 mrem/h

**Fig. 3.2.2-3.3: Monitoreo de blindaje del conducto de irradiación No:2 para alta potencia térmica del reactor de 5 MW
0Primera Configuración**

Posiciones	Descripción	Dosis neutrónica (mrem/h)		Dosis Gamma (mR/h)	
		Obturador Abierto	Obturador Cerrado	Obturador Abierto	Obturador Cerrado
1	Frente al eje del haz de neutrones	900	15	650	2
2	Detrás el captador de Haz	1.5	0.8	0.8	0.2
3	Detrás la pared perimetral	0.3	0.6	0.18	0.16
4	Sobre ultimo bloque	10	25	16	4
5	Sobre ultimo bloque	15	30	6	3.7
6	Caja de Válvulas	2	3	0.8	0.85
7	Pared lateral	0.4	0.6	0.2	0.1
8	Lugar de Trabajo	0.7	0.7	0.3	0.25
9	Hall de Laberinto	20	20	40	0.8
10	Entrada de Laberinto	1.0	1.0	1	0.25
11	Sobre ultimo bloque	3	2	3	0.38
12	Sobre ultimo bloque	8	4	4	1
13	Sobre ultimo bloque	5	2	3	0.2
14	Sobre ultimo bloque	2	2	2	0.2



La lectura de la dosis de Neutrones en el monitor de perímetro o de pared del hall del reactor es de 0.3 mrem/h, lectura que se puede considerar como fondo.

3.2.2.4 RESULTADOS EN CADA UNA DE LAS CONFIGURACIONES ANTERIORES

La forma de lograr los resultados esta basada en establecer el ángulo de incidencia de los neutrones en la superficie del cristal de cobre (θ) mediante el goniómetro, luego fijado este valor el sistema mecánico realizará un barrido en la vecindad del ángulo crítico (2θ , ángulo en donde se espera al haz dispersado) ley de Bragg.

Los registros a cada paso del brazo mecánico (1°), tomados por el detector BF_3 se realizan hasta lograr un pico de haz dispersado, correspondiente a la dispersión para el ángulo incidente empleado y que se ajusta a una distribución Gaussiana.

El área de tal ajuste representa la intensidad del haz dispersado correspondientes a neutrones con longitudes de onda próximas a la seleccionada por la ley de Bragg con relación al ángulo de incidencia sobre el cristal.

Relacionando la intensidad del haz de neutrones dispersado con su longitud de onda se lograra una distribución en longitud de onda para el haz incidente lo cual implica una caracterización del haz, distribución que puede ser ajustada como Maxwelleana en una región térmica.

3.2.2.4.1 Forma de calcular el área bajo pico de dispersión

Para la determinación del área bajo el ajuste Gaussiana del pico de dispersión se considera la diferencia entre la suma total del pico menos el fondo.

El fondo es un a lectura promedio que registra el detector y que no tiene que ver con los neutrones dispersados, el área sigue la siguiente relación.

$$A = A_{total} - B$$

$$B = \left(\frac{C_f + C_i}{2} \right) (f - i) \quad (3.9)$$

Donde A es el área del pico de dispersión, A_{total} es el valor de la integral de la curva de ajuste Gaussiana, B el fondo; i,f punto de inicio y final del ajuste, C_i, C_f Cuentas correspondientes a los punto de inicio y final del ajuste

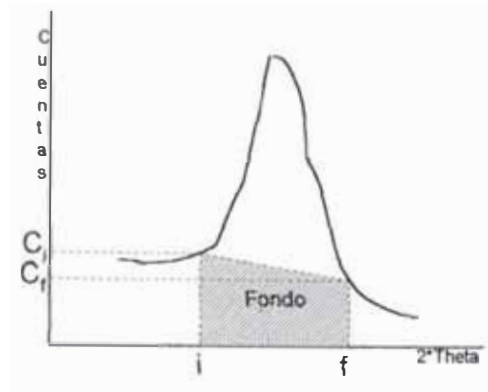


Fig. 3.2.2-5: Forma de calcular el área bajo un pico de un haz dispersado.

3.2.2.4.2 *Proceso de Monitoreo*

Este proceso es usado para ver en cuanto varia el flujo incidente de neutrones, debido a que el proceso de medida es largo y las fluctuaciones de intensidad se presentan debido a altas o bajas de potencias del reactor, por lo que se usa un detector BF_3 (D2) colocado en una región que nos registre tal variación, luego mediante una adecuada corrección de valores para cada punto de toma de datos se procede a gráfica del haz dispersado

3.2.2.4.3 *Condiciones y Resultados del Proceso***CONDUCTO DE IRRADIACION No:02**

Conducto o Facilidad		Conducto de irradiación No:02
Potencia térmica del reactor		5 MW
Tasa de contaje promedio		600 cuentas/s.
Tiempo de contaje por evento		100 s.
Dosis	Neutrones	0.5-1 mrem/h
	Fotones gamma	< 1 mR/h
Angulo de incidencia(°)		15,20,25,30,35,40,45,50,55
Paso de Barrido del detector		1°
Ajuste de la distribución		Maxwelleana
Tipo de colimación (inter/exter)		Cilíndrica / cilíndrica
Resolución de haz		~ 1.0°
Longitud de onda con mayor intensidad de haz dispersado		1.10 ± 0.03 Å (según ajuste)

Tabla 3-6: Condiciones en conducto de iraradiación No:02.

Angulo de incidencia (°) ±0.5°	Longitud de onda de haz dispersado(Å)	Area bajo pico de haz dispersado (neutrones.°)	Angulo de incidencia (°) ±0.5°	Longitud de onda de haz dispersado (Å)	Area bajo pico de haz dispersado (neutrones.°)
15	0.93	7109 ± 84	40	2.31	4147 ± 64
20	1.23	9685 ± 98	45	2.55	4145 ± 64
25	1.52	6427 ± 84	50	2.58	2836 ± 53
30	1.80	6427 ± 80	55	2.95	2015 ± 45
35	2.04	4632 ± 68			

Tabla 3-7: Intensidades registradas en función al ángulo de incidencia

CONDUCTO DE IRRADIACION No:04

Conducto o Facilidad		Conducto de irradiación No:04
Potencia térmica del reactor		5 MW
Tasa de contaje promedio		300 cuentas/s.
Tiempo de contaje por evento		100 s.
Dosis	Neutrones	< 0,5 mrem/h
	Fotones gamma	< 1 mR/h
Angulo de incidencia(°)		8,10,12,14,16,18,20,22,24,26,28,30,32,34,36,38,40,42,44,46,48
Paso de Barrido del detector		1°
Ajuste de la distribución		Maxwelleana
Resolución de haz		~ 1.0°
Tipo de colimación (inter/exter)		cónica / cilíndrica
Longitud de onda con mayor intensidad de haz dispersado		1.03 ± 0.03 Å (según ajuste)

Tabla 3-8: Condiciones en conducto de iraradiación No:02.

Angulo de incidencia (°) ±0.5°	Longitud de onda de haz dispersado (Å)±0.03	Area bajo pico de haz dispersado (neutrones.°)	Angulo de incidencia (°) ±0.5°	Longitud de onda de haz dispersado (Å)±0.03	Area bajo pico de haz dispersado (neutrones.°)
8	0.50	22740 ±151	30	1.80	4.54 E+5 ±674
10	0.63	44439 ±211	32	1.91	4.73 E+5 ±688
12	0.75	1.65 E+5 ±406	34	2.01	4.68 E+5 ±684
14	0.87	3.53 E+5 ±594	36	2.12	4.21 E+5 ± 649
16	0.99	6.26 E+5 ±791	38	2.22	3.79 E+5 ±616
18	1.11	5.48 E+5 ±740	40	2.31	4.06 E+5 ±637
20	1.23	6.84 E+5 ±827	42	2.41	3.88 E+5 ±623
22	1.35	4.34 E+5 ±659	44	2.50	3.92 E+5 ±626
24	1.46	6.73 E+5 ±820	46	2.59	2.91 E+5 ± 539
26	1.58	5.93 E+5 ±770	48	2.68	3.50 E+5 ±592
28	1.69	5.13 E+5 ±716			

Tabla 3-9: Intensidades registradas en función al ángulo de incidencia

Con esta técnica se logra tener una distribución en longitud de onda del haz de neutrones que se caracteriza y que viene a ser el espectro en energía del haz de neutrones emergentes en cada conducto.

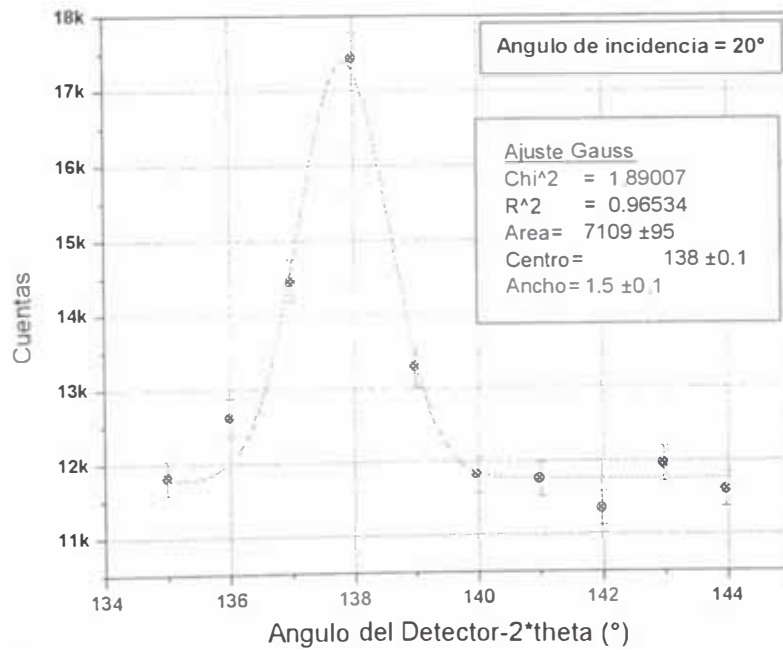
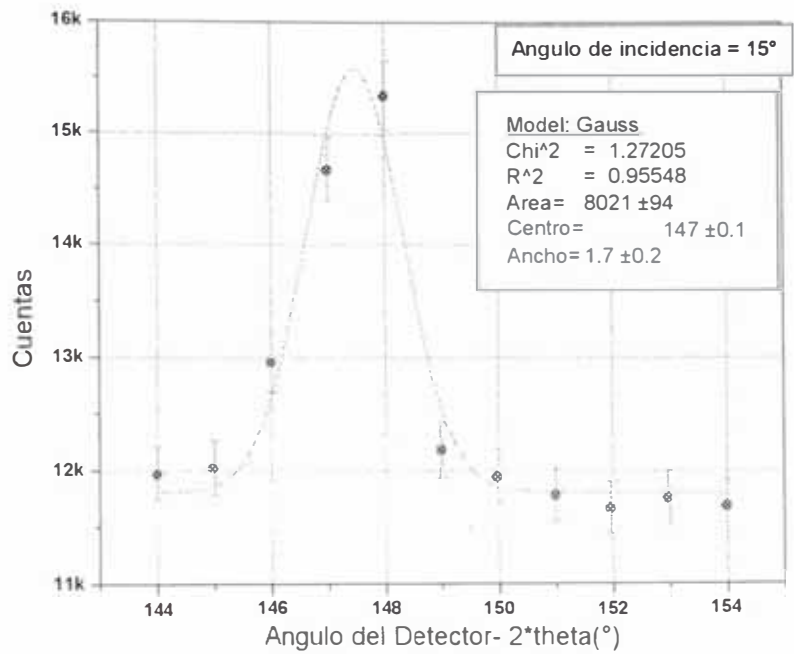


Fig. 3.2.2.6-1: Intensidad de haz dispersado, Conducto de irradiación No:02, para los ángulos de incidencia de 15° y 20°, muestran el ajuste Gaussiana respectivo.

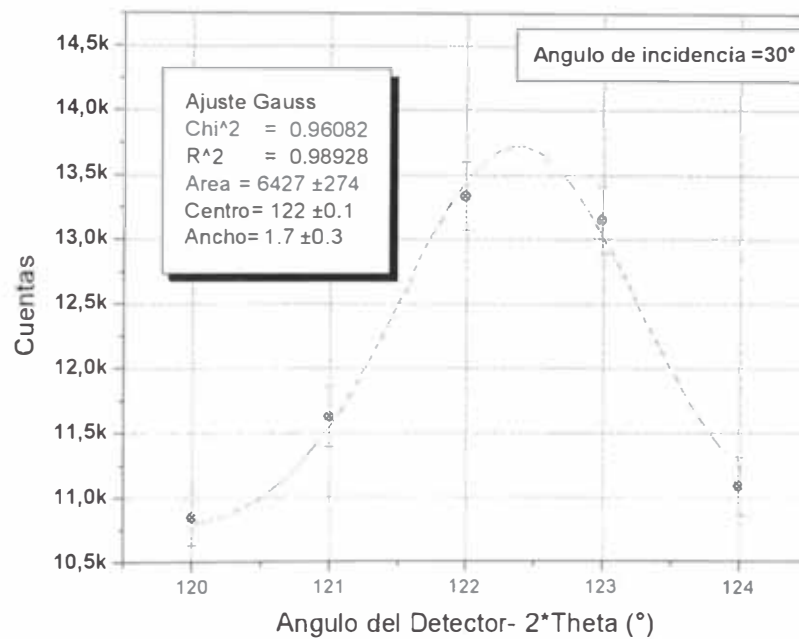
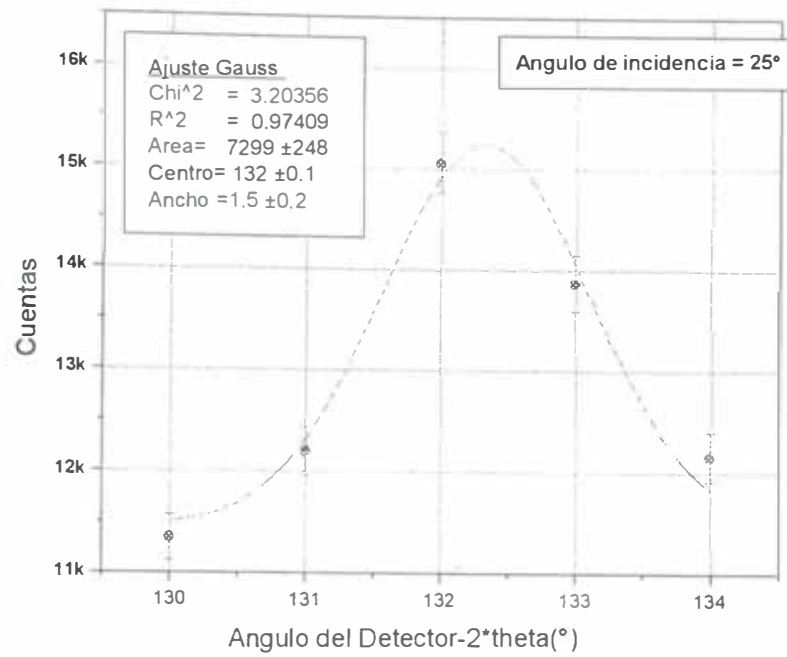


Fig. 3.2.2.6-2: Intensidad de haz dispersado, Conducto de irradiación No:02, para los ángulos de incidencia de 25° y 30°, muestran el ajuste Gaussiana respectivo.

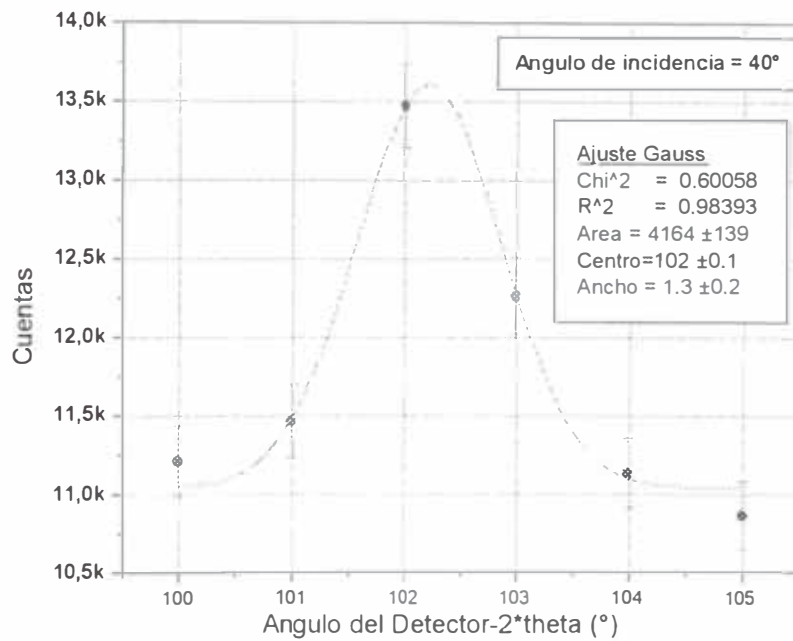
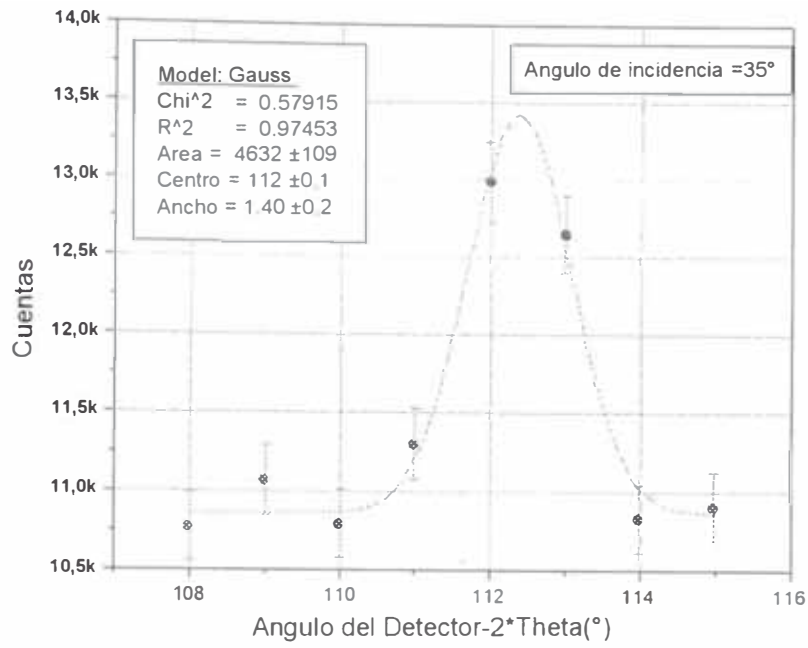


Fig. 3.2.2.6-3: Intensidad de haz dispersado, Conducto de irradiación No:02, para los ángulos de incidencia de 35° y 40°, muestran el ajuste Gaussiana respectivo.

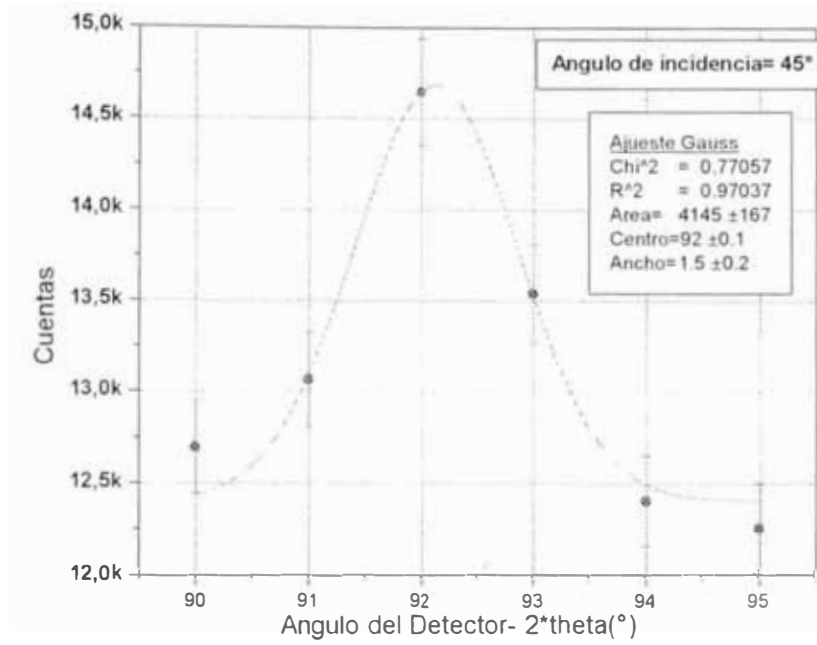


Fig. 3.2.2.6-4: Intensidad de haz dispersado, Conducto de irradiación No:02, para el ángulo de incidencia de 40°, muestran el ajuste Gaussiana respectivo.

3.2.3 OTRAS PRUEBAS

3.2.3.1 Disminución de intensidad de haz dispersado por blindaje de fotones gamma

Como se explicó en los diseños de la técnica de dispersión en los conductos, la dosis de fotones gamma es alta por lo que debe de tener cierto espesores de plomo en la colimación para disminuir la dosis, pero el plomo que se coloca como filtro gamma también disminuiría el flujo de neutrones incidentes al igual que los neutrones dispersados, esto no ayuda al proceso de dispersión por lo que se jugó con los espesores de plomo tratando de obtener valores optimos de flujo de neutrones dispersados y valores minimos de dosis de fotones gamma en la zona experimental.

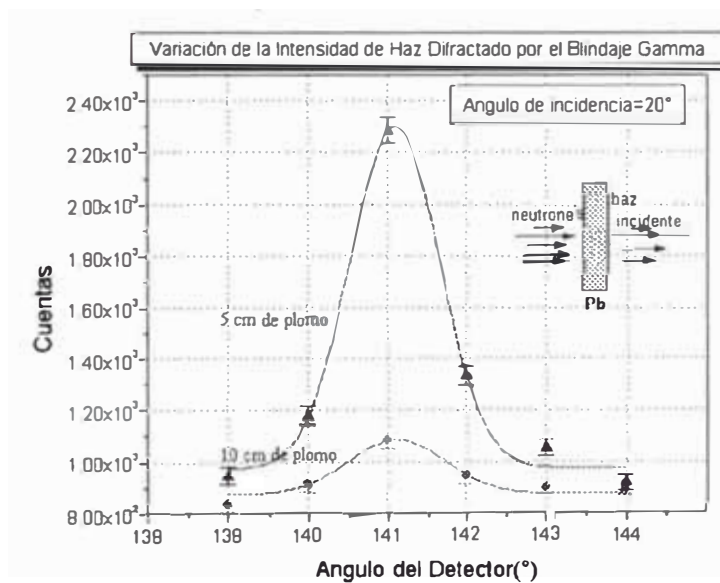


Fig. 3.2.3-1: Disminución de la intensidad de haz dispersado por blindajes de plomo en la dirección del haz.

3.2.3.2 Evidencia experimental de la presencia de dominios en el cristal de cobre tipo mosaico

Un cristal de tipo mosaico posee en su formación regiones que se diferencian entre sí por tener diferente dirección de crecimiento es decir los planos de crecimiento pueden variar de una región a otra, a estas regiones se les conoce como dominio y su principal característica es que podrían ensanchar el pico de dispersión ó crear picos secundarios en la dispersión del haz de neutrones que incide sobre el cristal que los posea.

En la experiencia del conducto de irradiación No:04, se pudo apreciar que existen dos picos de dispersión separados uno con el otro en 2° esto confirma la existencia de dominios predominantes en el cristal de cobre usado, para lograr cuanto está desviado el dominio menor (el de pico de menor intensidad) del dominio principal, se usa un registrador de película polaroid, el cual nos da una fotografía de la sección del haz de neutrones, y conociendo la distancia desde el cristal al de la película (L) se puede saber cuán desviados se encuentra el pico secundario del principal.

El ángulo de desviación para cada haz registrado siguen las siguientes ecuaciones (ver Fig:3.2.3-2).

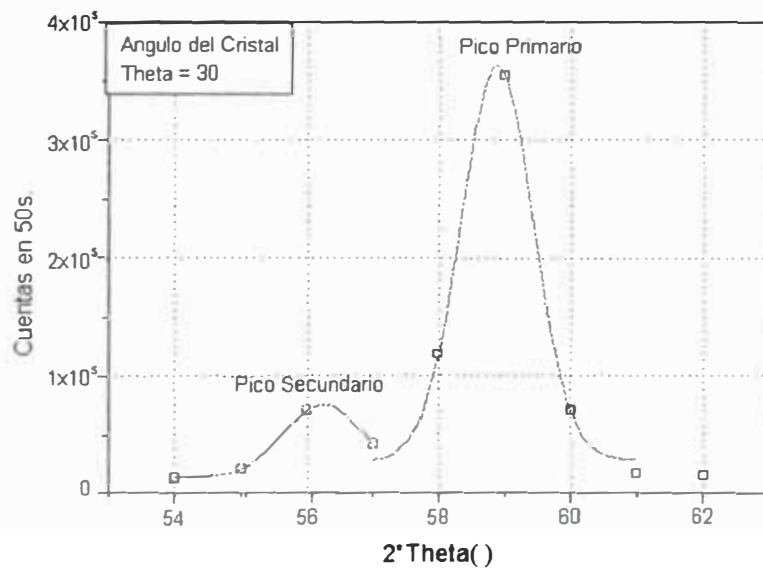
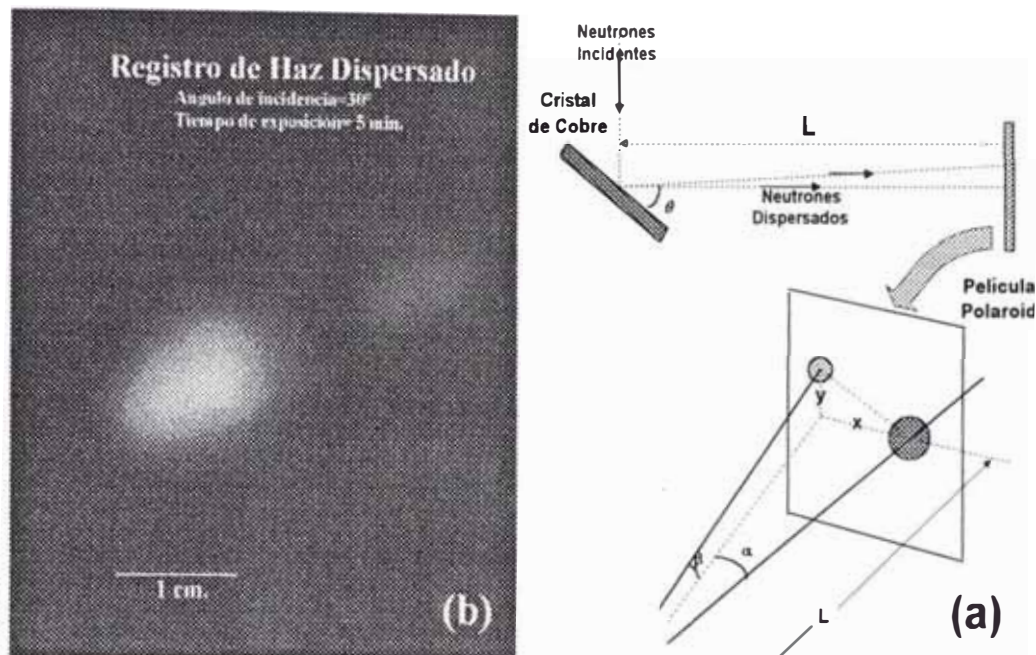
$$\tan\alpha = \frac{X}{L}, \quad \tan\beta = \frac{Y}{\sqrt{L^2 + X^2}}$$

Según la película polaroid se tienen las siguientes medidas y resultados

$$L=48,0 \pm 0,5 \text{ cm}, \quad X=2,3 \pm 0,25 \text{ cm}, \quad Y=0,9 \pm 0,25 \text{ cm}.$$

$$\alpha=2,74^\circ \quad \beta=1,07^\circ$$

El dominio de menor cuantía posee un plano reflector que se encuentra desviado del plano reflector principal en cerca a los 3°. Pero la presencia en porcentaje de cada plano en el cristal podría calcularse con el valor de las áreas de cada pico de dispersión (proporcional a las intensidades), esto lleva a determinar que se tiene 84.5% del dominio principal y 15.5% del secundario del cristal tipo mosaico de cobre suponiendo que son los únicos dominios en este cristal.



(c)

Fig. 3.2.2-3: Presencia de dominios en el cristal de cobre, (a) como calcular la diferencia entre dominios con ayuda de la dispersión de neutrones, (b) registro polaroid del pico secundario de dispersión, (c) evidencia del pico secundario en la en el proceso de caracterización en energía por dispersión a un ángulo de incidencia de 30°.

3.3 RESULTADOS DE LA CARACTERIZACION

Teniendo en cuenta las dos técnicas usadas en la caracterización del haz de neutrones se puede presentar la siguiente tabla comparativa

Conducto de Irradiación	Transmisión			Dispersión	
	Temperatura (°K)	Energía (meV) ¹	Longitud de Onda (Å) ¹	Longitud de Onda (Å) ²	Energía (meV) ²
Columna Térmica	429 ± 2	37 ± 0.2	1.48 ± 0.01	-	-
No: 02	560 ± 4	48 ± 0.3	1.30 ± 0.01	1.10 ± 0.03	60.5 ± 0.5
No: 04	829 ± 5	75 ± 0.4	1.04 ± 0.01	1.03 ± 0.03	77.1 ± 0.5

Tabla 3-5: Comparación de los resultados obtenidos por ambas técnicas para caracterizar un haz de neutrones

¹ Estos valores están asociados al valor de la temperatura neutrónica

² Valor máximo de la distribución Maxwelleana de ajuste.

Al relacionar los valores logrados por ambas técnicas vemos que existe una aproximación de cerca del 14 % para el conducto de irradiación No: 02 y de 1% para el conducto No:04.

La aproximación relativamente grande en la conducto No:02 se debe a la radiación de fondo que se registra en esta facilidad, fondo que varía en gran medida los valores registrados por la técnica de dispersión, lo descrito se puede apreciar mediante los valores de dosis medidos en el laberinto para la experiencia y que son de 20 mrem/h para neutrones y 40 mR/h para fotones gamma (Fig.:3.2.2.3-3), que son bastante altos para considerar una zona segura para el experimentador, además que nos da una idea de la gran cantidad de neutrones dispersados que afectan al detector y así a la experiencia de dispersión.

Instituto Peruano de Energía Nuclear
Centro Nuclear Oscar Miroquesada de la Guerra RACSO
Reactor Nuclear RP-10
Característica de los Conductos de Irradiación

Conducto	Columna Térmica
Flujo de neutrones máximo ($n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)	$\sim 1 \times 10^4 \pm 5 \times 10^2$
Medio moderador dentro del conducto	Grafito
Rango de energía del haz de neutrones	1 meV – 0.5 eV
Energía de neutrones de mayor contribución ¹	$37,2 \pm 0,2$ meV
Temperatura neutrónica asociada ²	429 ± 2 °K
Divergencia de haz	1° 25'

Conducto	Conducto de irradiación No: 02
Flujo de neutrones máximo ($n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)	$1,2 \times 10^8 \pm 0,3 \times 10^6$
Medio moderador dentro del conducto	Ninguno
Rango de energía del haz de neutrones	9,4 - 94 meV
Energía de neutrones de mayor contribución ¹	$60,5 \pm 0,5$ meV
Temperatura neutrónica asociada ²	560 ± 4 °K
Divergencia de haz	26' 56''

Conducto	Conducto de irradiación No: 04
Flujo de neutrones máximo ($n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)	$6,5 \times 10^6 \pm 1 \times 10^5$
Medio moderador dentro del conducto	Ninguno
Rango de energía del haz de neutrones	11,4 – 324 meV
Energía de neutrones de mayor contribución ¹	$77,1 \pm 0,5$ meV
Temperatura neutrónica asociada ²	829 ± 5 °K
Divergencia de haz	58' 40''

¹ valores obtenidos por técnica de dispersión

² valores obtenidos por técnica de transmisión

CAPITULO 4

4. COMENTARIOS Y SUGERENCIAS

- El colimado de un haz de neutrones, es la parte más crítica del proceso experimental, lograr guiar a un haz implica producir radiación dispersada la que es una severa complicación para el experimentador. Para ello un buen colimado implica un adecuado blindaje para lograr dos parámetros importantes en la experimentación, la concentración del haz y la reducción de dosis absorbida.
- El proceso de transmisión de neutrones podría ser mejorado en cuanto a la parte experimental, como lograr el proceso en un medio semivacío y evitar así dispersión de neutrones en el aire, así también disminuir las contribuciones de la radiación dispersada sobre el detector mediante un adecuado blindaje.
- La difracción de neutrones es igual que decir dispersión elástica coherente de neutrones, lo que se describe es el acople de las ondas dispersadas por átomos ordenados, asociando la fase de las ondas dispersados como proporcionales a la distancia entre los átomos dispersores.
- El cálculo de la temperatura neutrónica, si bien no da una gama de valores energéticos de los neutrones, si no un valor de referencia de la energía promedio del haz sin discriminar si en el mismo hay neutrones térmicos, epitérmicos ó rápidos, lo ideal para trabajar en un solo rango seria filtrar los neutrones que no deseamos del resto.
Al hablar de temperatura neutrónica nos referimos a la temperatura del paquete neutrónico y no a la temperatura de un solo neutrón.
- La dispersión de neutrones sobre un cristal (cobre en nuestro caso), tiene ventajas sobre otras técnicas, ya que con ella se logra una distribución energética del haz de neutrones y que dicha distribución esta sólo en el rango

térmico debido a que el cristal es transparente a los neutrones más energéticos y a los fotones gamma.

- Una medida importante del haz de neutrones además del rango de energía, será la divergencia del haz, esta nos dará una medida de cuanto se va abriendo el haz de neutrones al desplazarse, perdiendo de esta manera intensidad por unidad de área y que se manipula por la colimación. Entonces en un haz bien alineado, se perderá poca intensidad de haz por unidad de área
- El rango energético detallado es el térmico es por ello que nuestros ajustes y aproximaciones están basados en una distribución Maxwelliano.
- Los trabajos de blindaje incluyen una simulación previa mediante el código MCNP 4b (simulación por método Monte Carlo) lo que implica el aprendizaje del software, así mismo se debe de tener en cuenta las normas establecidas en el reglamento de radioprotección.

5. CONCLUSIONES

- Los conductos de irradiación del reactor RP-10, poseen características diferentes entre sí, ya sea en el flujo de neutrones emergentes, la forma del conducto, en el medio moderador, etc.; esto debido a que están destinados a cumplir diferentes actividades. Al caracterizar en energía el haz de neutrones emergente de dichos conductos conoceremos el rango energético con el que se puede contar para trabajos específicos, especialmente en el rango térmico. Lo que se logro además de un rango energético es saber cual es el mayor contribuyente energético en dicho rango y para cada uno de los conductos.
- Establecida ya una distribución energética del haz de neutrones en los conductos y conociendo el flujo de los propios, se puede establecer procesos en los cuales se restrinja el rango de energía adecuado para estudios posteriores en interacción de los neutrones con la materia.
- La aproximación de los valores logrados por las dos técnica, valores en energía de los neutrones más representativos para cada uno de los conductos caracterizados, refleja concordancia entre ambas técnicas, además que los valores son propios del rango energético térmico. Para dar mayor veracidad a estos valores, se debe de establecer una tercera técnica, este es el caso de la técnica llama Tiempo de Vuelo la cual es en si un espectrómetro que registra el tiempo de vuelo de los neutrones al viajar un cierta distancia, diferenciando los valores de tiempo hasta en microsegundos.

- Los trabajos realizados en cuanto al proceso de caracterización en los conductos implicaron el manejo de materiales de blindaje de radiación y colimación de haz de neutrones, en ambos se ganó una gran experiencia, obteniendo gran apoyo de la simulación por ordenador mediante el código MCNP, reflejando gran utilidad del código para los trabajos con neutrones, lo que nos lleva a simular toda experiencia antes de implementarla físicamente y así prever algunas dificultades que se podrían presentar en un proceso habitual experimental.

- La caracterización por dispersión de neutrones arrojó como resultado a *la primera difracción de neutrones* realizada en el Perú, quedando registrado en las bitácoras del Departamento de Física del IPEN como un evento sin precedente en el país, y dando el primer paso para lograr la instalación de difractómetros de neutrones, instrumento que es muy utilizado en el resto del mundo para estudio de estructura y dinámica de materiales, y que es complementario con otras técnicas de análisis estructural.

REFERENCIAS

- [1] Aftrken, George; Métodos Matemáticos para Físicos, Primera Edición Editorial Diana , Mexico 1981, .
- [2] Bacon G. ; Neutron Diffraction, Primera Edición, Clarendon Press-Oxford 1975
- [3] Beckurtz K.M. and Wirtz K.; Neutron Physics, Spinger-Verlag , New York 1964.
- [4] Buerger, Martin J. ; Crystal-Structure Analysis , John Wilnes & Son, New York 1960.
- [5] Caro, Rafael ; Física de Reactores Nucleares., Sección de Publicaciones de la Junta de Energía Nuclear, Madrid 1976,
- [6] Delapalme A; Introduction to Elastic Neutron Diffraction, Peruvian Winter Shool, Multiciencias Perú 1983.
- [7] Graf Hans, A.; Optimization of Flat and Horizontally Curved Neutron Monocromators for given Diffractometer Geometries, Hahn-Mettner Institute for Kernforschung, Berlin 1983.
- [8] Gurevich I.J. and Tarasov L.V.; Low-Energy Neutron Physics, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1968.
- [9] Kitell, Charles; Introducción a la Física del Estado Sólido, Segunda edición, Editorial Reverte, España
- [10] Knoll Glenn, F.; Radiation detection and Measurement, Jhon Wiley & Sons, New York 1989.
- [11] Lamarsh, John; Introduction to Nuclear Engineering, Addison-Wesley Publishing Company, New York 1973.
- [12] Price, Willian J. ; Nuclear Radiation Detection , Mc Graw-Hill 1964.
- [13] Ramos Parente C.; Difracao Múltipla de Néutrons em Cristal de Alumínio, Tesis Doctoral, Sao Paulo 1972.

- [14] Soete D., and Gijbel R.; Neutron Activation Analysis, Wiley Interscience, Toronto 1972.
- [15] Squires G. ; Introduction to The Theory of Thermal Neutron Scattering, Primera Edición, Cambridge University Press, 1978.
- [16] Varios Autores; Engineering Compendium on Radiation Shielding, Vol. I, Spring-Verlg, New York 1968.
- [17] Turchin V.; Slow Neutrons, Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem 1965
- [18] Zahn C.; Absorption Coefficient for Thermal Neutrons, Physical Review, Vol 5, 2- 1937.

Manuales

- [M1] CAMBERRA. Inc.
- [M2] EG&G ORTEC Inc.
- [M3] R-X Reactor Experiments Inc

Software

- [S1] Código MCNP-4b; Simulador de Interacción de neutrones y fotones gamma con la Materia
- [S2] PowerCell; Simulador de Difracción de Rayos X y Neutrones por el Método de Polvo.