

# **ESPECTROSCOPIA Mössbauer**

## **Vivianne Marquina F. y Raúl Gómez G.**

### **INTRODUCCIÓN**

En 1957, Rudolph Mössbauer<sup>1</sup> descubrió el efecto que hoy lleva su nombre y que lo hizo merecedor al Premio Nobel en Física en 1961. El efecto Mössbauer no es más que la absorción nuclear resonante de la radiación emitida por un núcleo. Este fenómeno había sido buscado sin éxito durante treinta años antes de que R. Mössbauer realizara, accidentalmente, la primera observación de absorción resonante sin retroceso en <sup>191</sup>Ir.

Presentamos una breve descripción del efecto Mössbauer, del arreglo experimental para observarlo y de las interacciones que el núcleo absorbedor tiene con sus vecindades inmediatas (con su nube electrónica y con los iones que rodean al átomo). A partir de éste análisis, se pueden definir los llamados parámetros Mössbauer, que son las cantidades que se determinan experimentalmente.

### **ABSORCIÓN RESONANTE**

Para que ocurra la absorción resonante es necesario que durante la emisión y la absorción de la radiación los núcleos correspondientes no reculen, ya que este retroceso toma parte de la energía de la radiación que, en el caso de núcleos libres, produce un corrimiento en la línea de emisión (y de absorción), que generalmente es mayor que el ancho natural de la línea correspondiente a la transición nuclear y que hace que se pierda la “sintonía” del proceso resonante. En la figura 1 se muestra el corrimiento entre la línea de emisión y de absorción, debido a la energía de retroceso  $E_r$  de los núcleos.

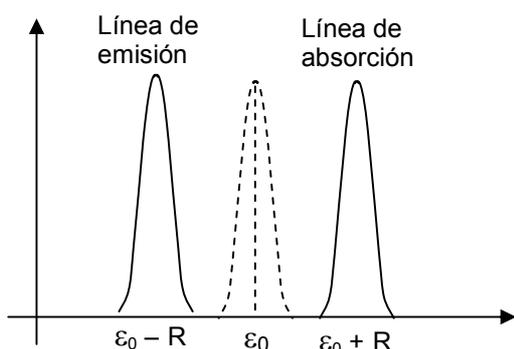


Figura 1. Corrimiento de las líneas de emisión y de absorción

La condición para que ocurra la resonancia se cumple cuando un átomo está sujeto a la malla cristalina de un sólido (o a una molécula) y la energía de retroceso es tal, que no se altera la estructura cristalina. En este caso, el átomo emisor sólo puede excitar fonones del cristal; sin embargo, también puede ocurrir que la energía de retroceso sea menor que la energía de excitación fonónica y entonces es el cristal, como un todo, el que retrocede, lográndose así que la línea de emisión no sufra corrimiento alguno; esto es, la energía del fotón emitido es esencialmente igual a la energía de la transición nuclear y puede absorberse en un proceso semejante (absorción sin excitación fonónica), de forma tal que, en promedio, la energía transmitida a la red, a lo largo de muchos procesos, es la energía de retroceso del átomo libre. La fracción de eventos que ocurren

sin emisión fonónica (tanto en la emisión como en la absorción del gamma) se conoce como la fracción Mössbauer y viene dada por<sup>3,4</sup>:

$$\left. \begin{aligned} f &= \exp\left(-\frac{E_\gamma^2 \langle x^2 \rangle}{\hbar^2 c^2}\right) \\ f &= \exp\left(-\frac{E_\gamma^2 \langle x^2 \rangle}{\hbar^2 c^2}\right) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

en donde  $\langle x^2 \rangle$  es la amplitud vibracional cuadrática media del núcleo en la dirección de la radiación y  $E_\gamma$  la energía del rayo  $\gamma$ . Obviamente, la expresión para  $\langle x^2 \rangle$  depende de las propiedades vibracionales de la red cristalina y en sólidos reales puede ser muy compleja, pero siempre es posible idealizar al cristal y aplicar el modelo de Debye. En este caso, la expresión que se obtiene<sup>4</sup> para la fracción Mössbauer es:

$$f = \exp\left\{-\frac{6E_r}{k\theta_D} \left[ \frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^2 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x dx}{e^x - 1} \right]\right\} \quad (2)$$

con  $E_r$  la energía de retroceso del núcleo,  $k$  la constante de Boltzmann y  $\theta_D$  la temperatura de Debye del cristal. De la ecuación anterior, es claro que  $f$  es grande cuando  $\theta_D$  es grande (es decir, una red con enlaces cristalinos fuertes) y cuando la temperatura  $T$  es pequeña. En el límite, cuando  $T \ll \theta_D$ , la ecuación (2) se transforma en:

$$f_{T \rightarrow 0} = \exp\left\{-\frac{3E_r}{2k\theta_D}\right\}$$

Es decir, la absorción ó emisión resonante sin retroceso se optimiza si el núcleo está fuertemente ligado a una red cristalina a baja temperatura.

## **FORMA DE LA LÍNEA DE ABSORCIÓN**

Para obtener un espectro Mössbauer la fuente de rayos  $\gamma$  utilizada consiste en núcleos emisores en estado excitado, embebidos en una matriz cristalina. La radiación emitida por estos núcleos es reabsorbida por los núcleos del sistema bajo estudio.

La energía efectiva del rayo  $\gamma$  puede modificarse si la fuente y el absorbedor están en movimiento relativo con una velocidad  $v$ , de tal manera que la energía difiere de  $E_\gamma$  por un pequeño corrimiento Doppler  $\varepsilon = (v/c)E_\gamma$ . Si los valores de  $E_\gamma$  de la fuente y el absorbedor coinciden a una cierta velocidad, la absorción resonante tendrá un máximo y el número de cuentas del detector tendrá un mínimo. A velocidades mayores o menores, la resonancia disminuirá hasta que sea cero. El aspecto de un espectro Mössbauer en una gráfica de

intensidad transmitida versus la velocidad Doppler entre la fuente y el absorbedor, es decir, versus la energía efectiva del rayo  $\gamma$ , es como el mostrado en la figura 2. También se pueden obtener espectros de emisión, en donde el  $^{57}\text{Co}$  se difunde en el material bajo estudio, o de retrodispersión, en los se detecta la radiación reemitida por el material después de haberla absorbido resonantemente (ver la figura 8).

La forma de la línea de absorción es fácilmente derivable. Si la probabilidad de emisión sin retroceso de la fuente es  $f_f$  y la radiación tiene un ancho de línea  $\Gamma$ , la distribución de energías en torno a la energía de los fotones emitidos  $E_\gamma$ , viene dada por la fórmula de Breit-Wigner: :

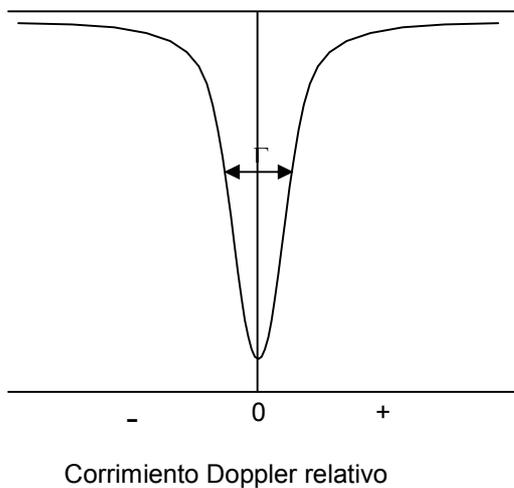


Figura 2. Espectro Mössbauer de transmisión en función del corrimiento Doppler.

$$N(E)dE = \frac{f_f \Gamma}{2\pi} \frac{dE}{(E - E_\gamma)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (4)$$

que es distribución Lorentziana; con  $N(E)$  el número de transiciones con una energía entre  $E$  y  $E+dE$ . Análogamente, la probabilidad de absorción resonante tiene un perfil determinado por:

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_\gamma)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (5)$$

en donde  $\sigma_0$  es una constante nuclear llamada la sección transversal de absorción y viene dada por:

$$\sigma_0 = 2\pi \left( \frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^2 \frac{2I_e + 1}{2I_b + 1} \frac{1}{1 + \alpha} \quad (6)$$

y donde  $I_b$  e  $I_e$  son, respectivamente, el espín nuclear del estado básico y del estado excitado y  $\alpha$  es la constante de conversión interna.

## **ISÓTOPOS MÖSSBAUER**

Para observar el efecto Mössbauer se deben cumplir varios requisitos:

1. La energía del rayo  $\gamma$  debe estar en el intervalo entre 10 y 150 keV, de preferencia menor que 50 keV, ya que tanto la fracción Mössbauer  $f$  como la sección transversal resonante  $\sigma_0$  decrecen cuando  $E_\gamma$  crece.

2. La vida media del primer estado excitado del núcleo, la cual determina el ancho de línea  $\Gamma$ , debe estar entre 1 y 100 ns, ya que si ésta es más grande,  $\Gamma$  es muy estrecha y cualquier vibración mecánica puede destruir la resonancia; si es mas pequeña, la línea es tan ancha que puede ocultar las interacciones hiperfinas.
3. Para que una fuente tenga utilidad práctica, debe existir un precursor con una vida media larga, para que pueble continuamente al estado excitado.
4. El isótopo en su estado básico debe ser muy abundante.

El isótopo Mössbauer más popular es, sin lugar a dudas, el  $^{57}\text{Fe}$ , cuyo precursor es el  $^{57}\text{Co}$ , el cual decae, por captura electrónica, al nivel de 136.4 keV del  $^{57}\text{Fe}$ , que a su vez puebla el primer estado excitado ( $I_e = 3/2$ ), que a su vez decae al estado básico ( $I_b = 1/2$ ) emitiendo un fotón de 14.4 keV (ver figura 3). El tiempo de vida de este estado es de  $\tau = 97.7$  ns, así que el ancho de línea, calculado a partir de las relaciones de indeterminación de Heisenberg, es de  $\Gamma_H = 4.67 \times 10^{-9}$  eV. Puesto que las líneas de emisión y de absorción se superponen, hay que convolucionar las curvas y, en ausencia de otros factores que puedan producir ensanchamientos, el ancho experimental ( $\Gamma$ ) de la línea de  $^{57}\text{Fe}$  es  $2\Gamma_H$ , que en términos de la velocidad Doppler ( $v/c = \Gamma / E_\gamma$ ) es de 0.192 mm/s. En consecuencia, el efecto Mössbauer es capaz de detectar un corrimiento en la línea Mössbauer de la mitad del ancho experimental, es decir:

$$\frac{\Delta E}{E_\gamma} = \frac{\Gamma/2}{E_\gamma} = \frac{4.67 \times 10^{-9} (eV)}{14.4 \times 10^3 (eV)} = 0.32 \times 10^{-12} \quad (7)$$

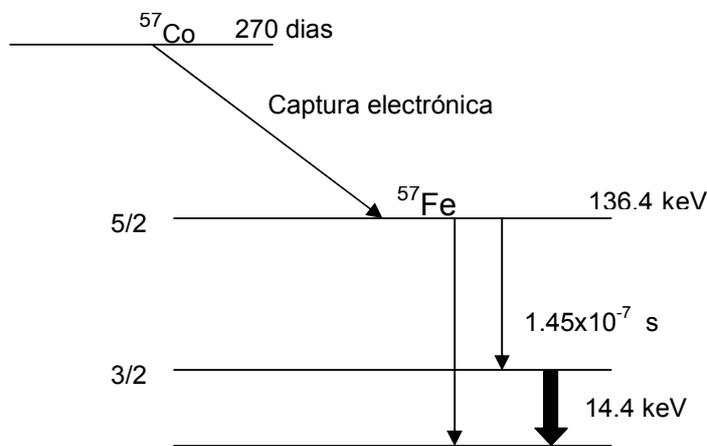


Figura 3. Esquema de desintegración del  $^{57}\text{Co}$ .

De lo anterior vale la pena resaltar la precisión intrínseca de esta técnica experimental, que es capaz de detectar cambios fraccionales de energía del orden de  $10^{-13}$ .

Uno de los aspectos experimentales más importantes es la matriz receptora de los núcleos emisores, ya que debe tener una fracción Mössbauer grande y una sola línea de emisión o, lo que es lo mismo, que la línea no se desdoble por las interacciones hiperfinas. Por lo general se escoge una matriz con estructura cúbica de paladio, platino ó rodio y el  $^{57}\text{Co}$  se difunde en el metal.

## **INTERACCIONES HIPERFINAS**

El efecto Mössbauer produce una radiación casi monocromática, con una definición tal que es idónea para estudiar las interacciones debidas a la nube de carga y los iones que

rodean al núcleo Mössbauer en el material bajo estudio. Las tres principales interacciones son:

1. La interacción coulombiana entre la carga electrónica y la carga nuclear. Este efecto produce un corrimiento de la velocidad cero en la línea de absorción y es conocido como el corrimiento isomérico  $\delta$ .
2. La interacción cuadripolar eléctrica entre el momento cuadripolar nuclear y el tensor gradiente de campo eléctrico, generado por los alrededores en el núcleo. Este efecto produce, en el caso del  $^{57}\text{Fe}$ , que la línea de resonancia se desdoble en dos.
3. La interacción dipolar magnética entre el momento magnético del núcleo y un campo magnético, que puede ser interno ó externo. El resultado es un desdoblamiento de la línea en seis líneas (en el caso del  $^{57}\text{Fe}$ ).

### **Corrimiento Isomérico**

En muchos casos es conveniente considerar la interacción coulombiana entre los electrones y el núcleo con un modelo de cargas puntuales, que predice que no hay cambio en la energía de interacción coulombiana, cuando un núcleo decae de su estado excitado a su estado básico. Sin embargo, el núcleo tiene un tamaño finito y la función de estado de los electrones  $s$  y  $p_{1/2}$  (estos últimos si se toma en cuenta el caso relativista) es diferente de cero en el origen nuclear. Por lo tanto, puede existir un cambio fraccional en la energía durante la transición.

La energía coulombiana para un electrón de carga  $-e$ , moviéndose en el campo de fuerza de un núcleo de carga  $+Ze$ , viene dada por:

$$W_0 = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \int_0^\infty |\Psi(r)|^2 \frac{d\tau}{r} \quad (8)$$

donde  $\epsilon_0$  es la permitividad del vacío,  $r$  la distancia radial y  $-e |\Psi(r)|^2$  es la densidad de carga en el volumen  $d\tau$ . Si el núcleo tiene forma esférica con un radio  $R$ , la ecuación (8) sólo es válida para  $r > R$ ; pero si  $r < R$ , hay que hacer una corrección a la energía  $W$ , suponiendo un modelo para la densidad de carga del protón dentro del núcleo<sup>5</sup>. Si ésta se toma como uniforme, se obtiene:

$$W = \frac{1}{10\epsilon_0} Ze^2 R^2 |\Psi_s(0)|^2, \quad (9)$$

donde  $|\Psi_s(0)|^2$  es la función de onda electrónica en el origen nuclear.

Si el radio nuclear sufre un pequeño cambio  $\Delta R$ , durante la transición del estado excitado al básico, habrá simultáneamente un cambio en la energía electrostática dada por:

$$\Delta W = \frac{1}{5\epsilon_0} Ze^2 R^2 \frac{\Delta R}{R} |\Psi_s(0)|^2. \quad (10)$$

El valor  $\Delta R/R$  es característico para cada transición y es del orden de  $10^{-4}$ . Puesto que la espectroscopía Mössbauer compara la diferencia energética de las transiciones nucleares

entre la fuente y el absorbedor, el corrimiento isomérico (también llamado químico) observado, viene dado por:

$$\delta = \frac{1}{5\epsilon_0} Ze^2 R^2 \frac{\Delta R}{R} \left( |\Psi_s(0)_A|^2 - |\Psi_s(0)_f|^2 \right) \quad (11)$$

donde  $|\Psi_s(0)_A|^2$  y  $|\Psi_s(0)_f|^2$  son las densidades electrónicas de los electrones  $s$  (y  $p_{1/2}$ ) en el origen nuclear de la fuente y el absorbedor, respectivamente.

Adicionalmente al corrimiento isomérico, existe otro efecto que desplaza la línea de la velocidad relativa cero, que es mucho más pequeño que el anterior, llamado corrimiento Doppler cuadrático, el cual fue observado por primera vez por Pound y Rebka<sup>6</sup> en 1960. Éste es debido a que los núcleos, tanto del emisor como del absorbedor, están vibrando en la red cristalina. El periodo de vibración es mucho menor que el tiempo de vida de la transición Mössbauer y el valor medio del desplazamiento y de la velocidad son efectivamente cero, pero no así el valor cuadrático medio de la velocidad ( $\langle v^2 \rangle$ ).

Si  $\nu_0$  es la frecuencia del fotón emitido por el núcleo en reposo, el corrimiento en frecuencia  $\nu$  por el efecto Doppler, es:

$$\nu = \nu_0 \left( 1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right) \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (12)$$

donde  $v$  es la rapidez relativa entre la fuente y el absorbedor y  $\alpha$  el ángulo entre  $\mathbf{v}$  y la dirección de propagación del rayo  $\gamma$ . En un modelo de oscilador armónico, el valor medio de  $v$  es cero; por tanto, sólo el término cuadrático de la ecuación anterior es el que puede influir en la resonancia Mössbauer. Considerando que  $v \ll c$ , la ecuación (12) se puede aproximar a:

$$\nu \approx \nu_0 \left( 1 + \frac{\langle v^2 \rangle}{2c^2} \right) \quad (13)$$

lo cual produce un corrimiento en la línea Mössbauer

$$\frac{\delta E}{E_\gamma} = \frac{\nu_0 - \nu}{\nu_0} = -\frac{\langle v^2 \rangle}{2c^2} \quad (14)$$

La descripción del comportamiento del corrimiento isomérico en todo el intervalo de temperaturas depende, evidentemente, del modelo cristalino utilizado. Con frecuencia, el comportamiento real de un cristal no se puede describir con ninguno de los modelos "tradicionales" (oscilador armónico, Einstein, Debye). Sin embargo, el comportamiento de  $\langle v^2 \rangle$  (y, en consecuencia, del corrimiento isomérico) a altas temperaturas, predicho por estos tres modelos, es el mismo:

$$\langle v^2 \rangle_{T \rightarrow \infty} = \frac{3k}{m} T \quad (15)$$

de tal forma que, sustituyendo en (14), se obtiene:

$$\left( \frac{\delta E}{E_\gamma} \right)_{T \rightarrow \infty} = -\frac{3k}{2mc^2} T \quad (16).$$

de aquí que, al aumentar la temperatura ( $T$ ) del sólido, el corrimiento isomérico decrece linealmente con ésta, por el efecto Doppler cuadrático.

Para poder discriminar entre los diferentes modelos cristalinos es necesario conocer el comportamiento de  $\delta$  a bajas temperaturas. En esta región, el modelo de Einstein predice que:

$$\left( \frac{\delta E}{E_\gamma} \right)_E = -\frac{3k}{4mc^2} \theta_E \quad (17)$$

en donde  $\theta_E$  es la temperatura de Einstein del sólido

Si el modelo es el de Debye, también en el caso  $T \rightarrow 0$ , el corrimiento viene dado por:

$$\left( \frac{\delta E}{E_\gamma} \right)_D = -\frac{9k}{16mc^2} \theta_D \quad (18)$$

en donde  $\theta_D$  es la temperatura de Debye del sólido. De aquí que cuando  $T \rightarrow 0$ , la forma de la curva es más compleja y muy diferente para cada compuesto.

### ***Interacción cuadripolar eléctrica***

Cualquier núcleo con un espín mayor que 1/2 tiene una distribución de carga asimétrica. La magnitud de la deformación de ésta se conoce como el momento cuadripolar nuclear  $Q$  y viene dado por:

$$eQ = \int \rho r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) d\tau \quad (19)$$

donde  $e$  es la carga del protón,  $\rho$  la densidad de carga nuclear en el elemento de volumen  $d\tau$  localizada a una distancia  $r$  desde el centro del núcleo y formando un ángulo  $\theta$  con el eje de cuantización del espín nuclear.

El potencial electrostático ( $V$ ) en el núcleo, debido a una carga  $q$  localizada a una distancia  $r$  de él, viene dado por  $V=q/4\pi\epsilon_0 r$ , donde  $\epsilon_0$  es la permitividad del vacío. El

hamiltoniano que describe la interacción del momento cuadrupolar nuclear con la distribución de carga electrónica puede escribirse como:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{6} e\mathbf{Q} \cdot \nabla \mathbf{E} \quad (20)$$

donde  $\nabla \mathbf{E}$  es el gradiente de campo eléctrico

$$\nabla \mathbf{E} = -V_{ij} = -\frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_j} \quad (21)$$

Escogiendo un sistema de ejes principales, para que el tensor sea diagonal, tal que el eje z esté en la dirección de la máxima componente del gradiente de campo eléctrico ( $V_{zz} = eq$ ) y tal que  $|V_{zz}| > |V_{yy}| \geq |V_{xx}|$ , la ecuación (20) se transforma en (tomando en cuenta la ecuación de Laplace ( $V_{xx} + V_{yy} + V_{zz} = 0$ )):

$$\mathcal{H} = \frac{eQ}{2I(2I-1)} [V_{xx} \mathbf{I}_x^2 + V_{yy} \mathbf{I}_y^2 + V_{zz} \mathbf{I}_z^2] = \frac{e^2 qQ}{4I(2I-1)} [3\mathbf{I}_z^2 - \mathbf{I}^2 + \eta(\mathbf{I}_x^2 - \mathbf{I}_y^2)] \quad (22)$$

donde  $\mathbf{I}^2$ ,  $\mathbf{I}_x$ ,  $\mathbf{I}_y$  e  $\mathbf{I}_z$  son los operadores del espín nuclear y  $\eta = (V_{xx} - V_{yy}) / V_{zz}$  es el llamado parámetro de asimetría. Si  $\eta$  es cero, los niveles energéticos vienen dados por:

$$E_Q = \frac{e^2 qQ}{4I(2I-1)} [3m_z^2 - I(I+1)] \quad (23)$$

donde  $m_z$  es el número cuántico de espín y puede tomar los valores de  $I, I-1, \dots, -I$ . En el caso del  $^{57}\text{Fe}$ , el estado excitado ( $I_e = 3/2$ ) se desdobra en dos subniveles, rompiéndose parcialmente la degeneración: uno para  $m_z = \pm 3/2$  y una energía  $+e^2 qQ/4$  y el otro para  $m_z = \pm 1/2$  y una energía  $-e^2 qQ/4$ , mientras que en el estado básico ( $I_b = 1/2$ ) no se rompe la degeneración y, por lo tanto, no sufre desdoblamiento alguno.

En el caso que  $\eta$  sea mayor que cero, sólo existe solución exacta para  $I=3/2$  y ésta es:

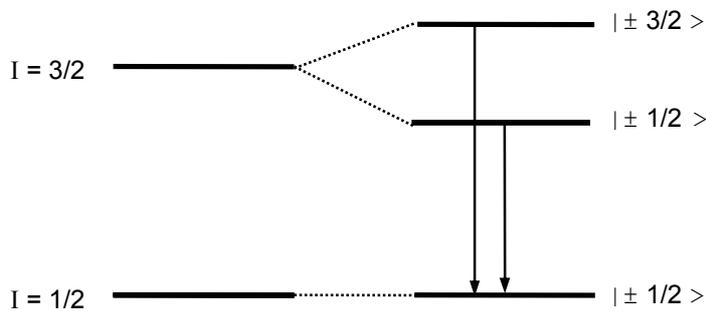


Figura 4. Desdoblamiento cuadrupolar para la transición del estado  $I_e = 3/2$  al estado  $I_b = 1/2$ .

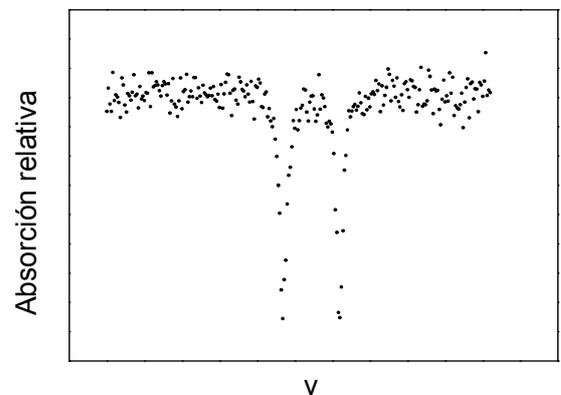


Figura 5. Espectro del nitroprusiato de sodio

$$E_Q = \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} [3m_z^2 - I(I+1)] (1 + \eta^2 / 3)^{1/2}, \quad (24)$$

En el caso del  $^{57}\text{Fe}$ , el espectro resultante es un doblete (ver las figuras 4 y 5) con una separación

$$\Delta Q = (e^2 q Q / 2) (1 + \eta^2 / 3) \quad (25)$$

que es el llamado desdoblamiento cuadripolar.

### Interacciones magnéticas

La segunda de las interacciones hiperfinas es el efecto Zeeman nuclear, que se produce cuando existe un campo magnético en el núcleo. Este campo magnético puede ser producido por la red cristalina, vía interacciones de intercambio, o bien por un campo externo aplicado.

El hamiltoniano que describe la interacción dipolar magnética viene dado por:

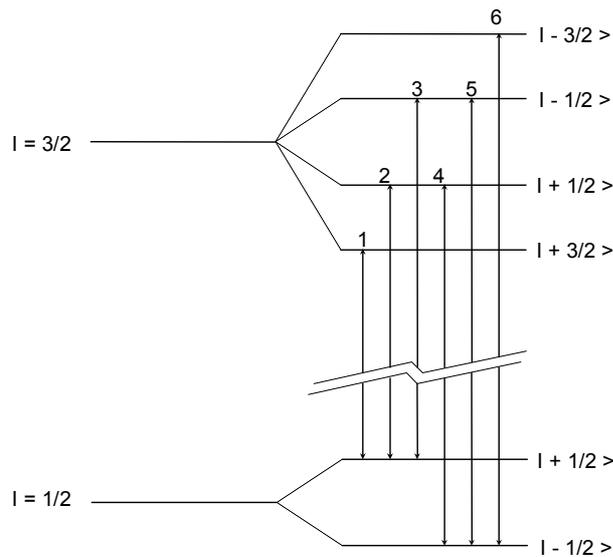


Figura 6. Desdoblamiento magnético para la transición del estado  $I_e=3/2$  al estado  $I_b=1/2$ .

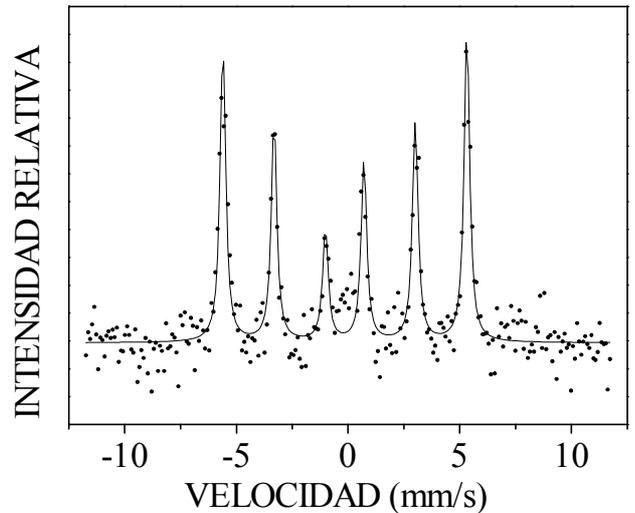


Figura 7. Espectro Mössbauer de retrrdispersión del meteorito Bacubirito.

$$\mathcal{H} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H} = -g\mu_N \mathbf{I} \cdot \mathbf{H} \quad (26),$$

en donde  $\boldsymbol{\mu}$  es el momento magnético nuclear,  $\mathbf{I}$  es el espín nuclear,  $g$  el factor de Landé nuclear ( $g = \mu / I \mu_N$ ) y  $\mu_N$  el magnetón nuclear de Bohr. Suponiendo que  $\mathbf{H}$  está sobre el eje  $z$ , los valores propios del hamiltoniano vienen dados por:

$$E_m = -\frac{\mu H m_z}{I} = -g\mu_N H m_z, \quad (27)$$

donde  $m_z$  es el valor propio de  $I_z$  ( $m_z = I, I-1, \dots, -I$ ); es decir, la interacción rompe totalmente la degeneración y desdobra un nivel con espín nuclear  $I$  en  $2I+1$  subniveles. Las reglas de selección en el caso de transiciones dipolares magnéticas ( $\Delta m_z = 0, \pm 1$ ), determinan el número de líneas observadas. Por ejemplo, en el caso del  $^{57}\text{Fe}$  (la transición Mössbauer es del estado  $I_e = 3/2$  al  $I_b = 1/2$ ) sólo pueden ocurrir seis de las ocho transiciones posibles (ver figuras 6 y 7).

### **Interacciones combinadas**

Cuando están presentes tanto la interacción magnética como la cuadrupolar, no es de sorprender que el espectro hiperfino se complique considerablemente, ya que ambas tienen que ver con la orientación del momento cuadrupolar nuclear respecto de la dirección del gradiente de campo eléctrico y de la dirección del campo magnético y puesto que los ejes principales no son necesariamente colineales, el efecto resultante puede ser muy complejo.

El hamiltoniano, que es la suma de las dos interacciones, no tiene solución general sólo existen soluciones particulares; por ejemplo, para la transición  $1/2 \rightarrow 3/2$ , cuando la interacción cuadrupolar es mucho más débil que la magnética y puede ser tratada como una perturbación a esta última. En este caso, los niveles energéticos vienen dados por:

$$E_{QM} = -g\mu_N H m_z + (-1)^{|m_z|+1/2} \frac{e^2 q Q}{4} \left( \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} \right) \quad (27)$$

en donde  $\theta$  es el ángulo entre la dirección del campo magnético y el eje  $z$  del tensor gradiente de campo eléctrico.

En la práctica, el espectro Mössbauer puede ser muy complejo debido a varios hechos: pueden existir varios sitios inequivalentes que el hierro puede ocupar en el material bajo estudio, en los cuales existan interacciones combinadas; el hierro puede intervenir en varios estados de oxidación; la estructura cristalina del material puede tener un desorden parcial, o total (amorfa) dando lugar a una distribución de campos internos, tanto eléctricos como magnéticos, etc.

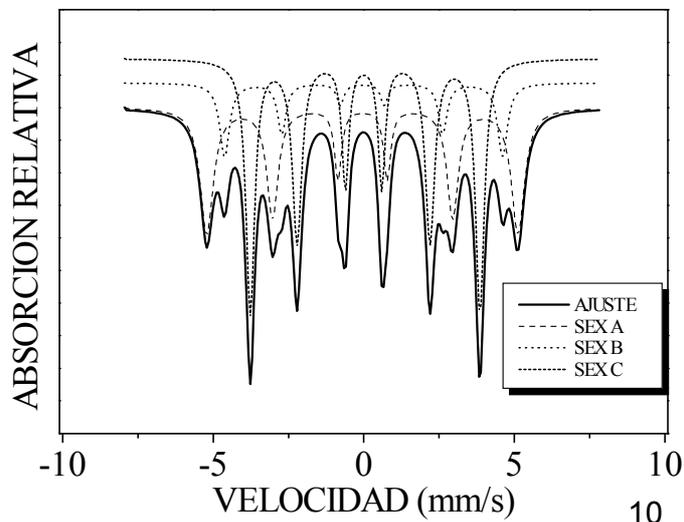


Figura 8. Espectro de una lámina delgada policristalina de una aleación llamada Metglas®.

## ARREGLO EXPERIMENTAL

El diseño experimental de un espectrómetro Mössbauer se muestra en la figura 9 y consta de:

1. Fuente Mössbauer de  $^{57}\text{Co}$  (radiación  $\gamma$ ).
2. Servosistema de movimiento.
3. Absorbedor ó muestra.
4. Horno o crióstato.
5. Detector.
6. Sistema de amplificación.
7. Tarjeta de multicanal.
8. Computadora.

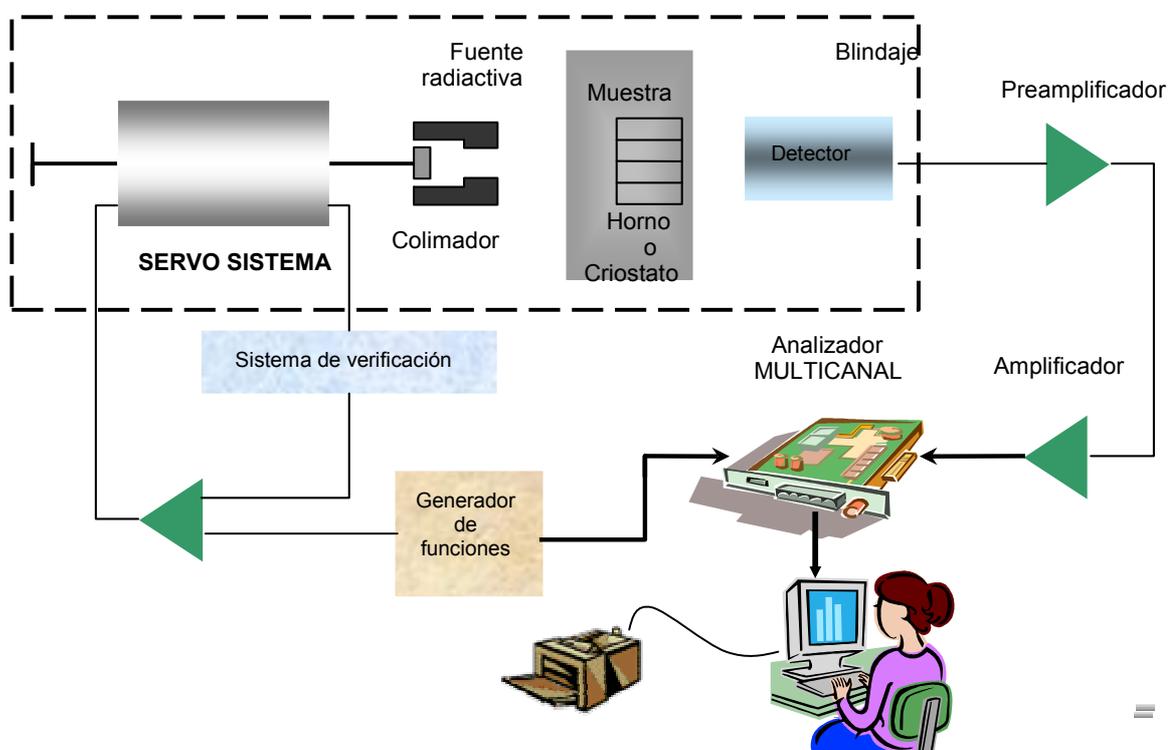


Figura 9. Diagrama en bloques de un espectrómetro Mössbauer.

La observación de un espectro Mössbauer requiere de una comparación entre la intensidad transmitida por el absorbedor, en y fuera de resonancia. Para lograr esto, es necesario que exista un movimiento relativo entre la fuente y el absorbedor. Una manera de lograrlo es moviendo la fuente radiactiva con aceleración constante en sincronía con el barrido de los canales del multicanal, de tal forma que con cada canal se pueda asociar esencialmente una velocidad.

La fuente está fija en el eje de un motor y se cubre con un blindaje de plomo, de tal manera que solamente hay una abertura (colimador) que permite el paso de la radiación al absorbedor y de éste al detector.

El absorbedor puede colocarse en un crióstato o en un horno para variar su temperatura, ya que la variación con la temperatura de las diferentes cantidades medidas, puede relacionarse con procesos físicos importantes, como transiciones magnéticas, transiciones estructurales, etc.

La radiación transmitida a través del absorbedor es recibida por un detector, que es un contador proporcional, y la señal se preamplifica y amplifica. Estos pulsos pasan a la tarjeta multicanal (la cual puede operar en forma de análisis de altura de pulsos o bien como multiescalador) que está instalada en una computadora, en la cual se hace la discriminación de la radiación, operándola como analizador de altura de pulsos; con ello se pueden eliminar los pulsos de energías mayores y menores que la de 14.4 keV. Hecho lo anterior, la tarjeta se opera en forma de multiescalador y los datos se registran y almacenan en la computadora.

## ***Referencias***

1. R. Mössbauer, *Z. Physik*, **151**, (1958), 124.
2. H.J. Lipkin, *Ann. Phys.*, **9**, (1960), 332.
3. J. Petzolt. *Z. Physik*, **163**, (1961), 71.
4. H. Fraunfelder, *The Mössbauer Effect*, W.A. Benjamin Inc., N.Y., (1962).
5. G. Breit, *Rev. Mod. Phys.* **30**, (1958), 507.
6. R.V. Pound and G.A. Rebka, *Phys. Rev. Letters*, **4**, (1960), 274.

## ***Bibliografía Recomendada***

1. V.I. Goldanskii and R.H. Herber, *Chemical Applications of Mössbauer Effect*, Academic Press, N.Y., (1968).
2. H. Fraunfelder, *The Mössbauer Effect*, W.A. Benjamin Inc., N.Y., (1962).
3. N.N. Greenwood and T.C. Gibb, *Mössbauer Spectroscopy*, Chapman and Hall Ltd., London, (1971).
4. T.C. Gibb, *Principles of Mössbauer Spectroscopy*, Chapman and Hall Ltd, London, (1976).
5. L. May, *An Introduction to Mössbauer Spectroscopy*, Plenum Press, (1968).
6. J.M. Blatt and V.F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, (1952).
7. G.K. Wertheim, *Mössbauer Effect: Principles and Applications*, Academic Press, (1964).
8. C. Kittel, *Introducción a la Física del Estado Sólido*, Editorial Reverté, (1981).