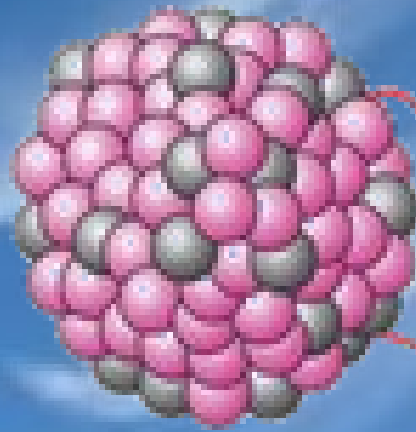




Desintegración γ Química Nuclear

Reacciones Gama

Energy



Radioactive
Atom

Radiation

Particle



Decaimiento Gama, Introducción

Un núcleo puede usar una serie infinita de estados cuánticos, con valores de energía discretos para ser descrito. Un sistema **al decaer en gama** disminuye la energía por a) emisión de un nucleón, si es que su energía de excitación es mayor a la energía de separación nucleónica (potencial nuclear) **b) A través de la emisión de un fotón, sin cambiar el tipo de núcleo.**

Las partículas elementales también eliminan gama por procesos radiativos.

Si $Q_{rx} > |S_n| \rightarrow$ emisión de nucleon

Si $Q_{rx} < |S_n| \rightarrow$ decaimiento gama

Esta radiación fue descubierta por Villard en 1900 y se caracteriza por emitir **siempre fotones MONOENERGETICOS** a partir de núcleos excitados.

Sus energías van de **0,1 a 10 MeV**, o sea con energías mayores a los rayos X de origen atómico. Los estados excitado nucleares resultan de: desintegración α , desintegración β o reacciones nucleares (fisión; fusión).

Son Procesos poco probables, excepto entre transiciones de estado nuclear de espín-paridad $0^+ \rightarrow 0^+$. Estas transiciones ocurren porque aparece un fotón virtual $J^P = 1^-$ que mantiene el momento angular total.

La interpretación de este fenómeno es tema de **modelos nucleares**. Siguiendo el modelo de capas, esto ocurriría por un decaimiento energético de capas.

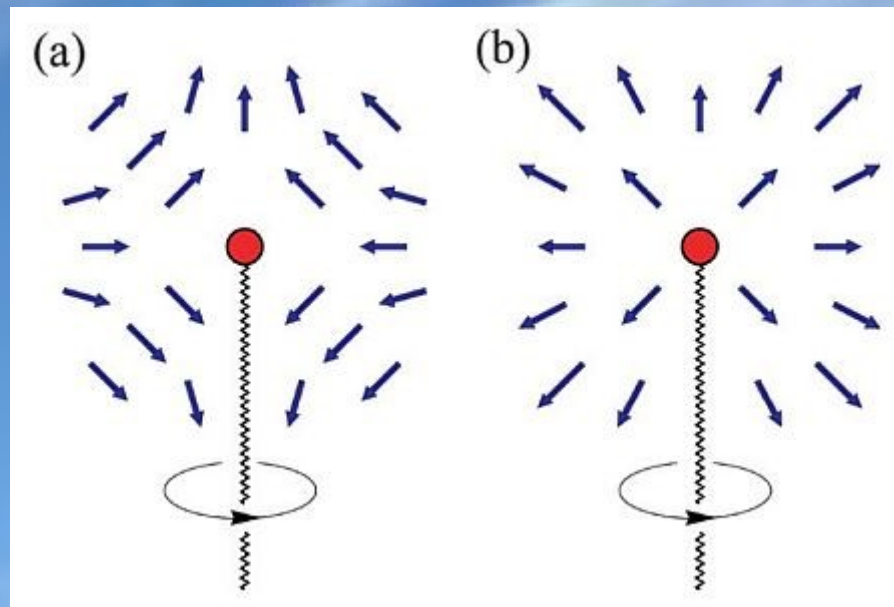
Otros procesos que generan radiación de rayos gama son la conversión interna y la creación de pares interna.

La paridad y el momento angular orbital se conservan en los procesos electromagnéticos ya que contienen cargas en movimiento que radian energía.

Monopolos y Multipolos

Monopolo: Distribución de carga con simetría esférica no emite radiación. La causa es que la estructura de cargas eléctricas y del magnetismo intrínseco, sistematizando un fenómeno electromagnético multipolar.

No existen niveles $E0$ y $M0$ (hay una excepción)



Habitualmente se establecen múltiplos de campos eléctricos y magnéticos que se denominan **multipolos**.

El orden de un multipolo estará dado por el orden $2L$ diferenciándose la paridad para núcleos de iteración eléctrica y magnética

Paridad multipolo eléctrica: emisión EL $(-1)^L$

Paridad multipolo magnética: emisión ML $(-1)^{1+L}$

Conservación de la energía

$$\Delta E = E_i - E_f$$

$$E_i = E_f + E_\gamma + T_R$$
$$0 = p_\gamma + p_R$$

$$E_\gamma = p_\gamma c$$

$$E_\gamma = \Delta E - \frac{(\Delta E)^2}{2Mc^2}$$

Vidas Medias

Estimadores de Weisskopf: Relacionan con el orden de magnitud de la transición multipolar

La probabilidad de decaimiento gama de átomo o núcleo es proporcional al elemento de matriz del operador dipolo eléctrico $\mathbf{d} = -e\mathbf{r}$; $W = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$

El elemento de matriz será $|\langle f | e\mathbf{r} | i \rangle|^2 = |\langle \mathbf{d} \rangle|^2$

Para el caso dipolar (L=1) la probabilidad de transición será dada por:

$$\lambda(M1) \propto \alpha c \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^3 \left(\frac{g_s^p \hbar}{2M} \right)^2$$

y la Generalización

$$\lambda(ML) \propto \alpha c \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} R^{2L-2} \left(\frac{g_s^p \hbar}{2M} \right)^2$$

Con α constante de estructura fina (1/137); c velocidad de la luz; R potencia de R y E_γ energía del rayo gama.

Con el aumento de $l = 1$ la probabilidad disminuye en factor de $(R/\lambda_\gamma)^2 \sim 10^{-2}$

Otro fenómeno es la **resonancia dipolar gigante** que tiene dos efectos emitir un nucleón o aumentar la sección eficaz de un gama. Para núcleos pesados es de $E_\gamma \sim 12$ MeV y para núcleos livianos es de $E_\gamma \sim 25$ MeV

También está la componente magnética de la transición $W = - \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$ con el elemento de matriz como $|\langle \boldsymbol{\mu} \rangle|^2$ de lo que se obtiene:

$$\lambda(ML) \propto \alpha c \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} R^{2L-2} \left(\frac{g_s^p \hbar}{2M} \right)^2$$

Es útil recordar que la probabilidad de transición radiativa λ se relaciona con la vida media τ_γ del estado nuclear y con la anchura intrínseca del estado Γ_γ por las relaciones:

$$\lambda = 1/\tau_\gamma = \Gamma_\gamma / \hbar$$

Regla de Oro de Fermi

- La regla de oro de Fermi es un método empleado en teoría de perturbaciones para calcular la tasa de transición (es decir, la probabilidad de que se produzca una transición dada por unidad de tiempo) entre un autoestado de la energía dado y un continuo de autoestados.

$$\lambda_{fi} = \frac{dP_{fi}}{dt} = \frac{2\pi}{\hbar} | \langle f | H' | i \rangle |^2 \rho(E_f)$$

Lo que esta fórmula dice es que la probabilidad de la transición es proporcional al acoplo entre los estados inicial y final (el elemento de matriz) por el número de maneras distintas en que se puede dar la transición (la densidad de estados).

Para esta ecuación el Hamiltoniano de la interacción entre carga q y el campo electromagnético representado por el potencial vector A corresponde a

$$H' = H1' + H2'$$

Donde $H1'$ (componente eléctrica) y $H2'$ (componente magnética) son,

$$H'_1 = -\frac{q}{m} \vec{A} \cdot \vec{p} + \frac{q^2}{2m} \vec{A}^2$$

$$H'_2 = -g_s^p \frac{\mu_N}{\hbar} \vec{S}_p \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{A})$$

- Con esto la densidad de los estados finales queda definida por

$$\rho(E_f) = \frac{dn}{dE}$$

- Cuyo diferencial dn queda:

$$dn = \frac{V p^2 dp}{h^3} d\Omega = \frac{V \omega^2}{(2\pi)^3 \hbar c^3} d\Omega dE$$

- Resultando las transiciones EL y ML como:

$$\lambda_{fi}(EL) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\nu} \int | \langle f | \frac{e}{m} \vec{A} \cdot \vec{p} | i \rangle |^2 \rho_f d\Omega$$

$$\lambda_{fi}(ML) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\nu} \int | \langle f | g_s^p \frac{\mu_N}{\hbar} \vec{S}_p \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{A}) | i \rangle |^2 \rho_f d\Omega$$

Estimaciones de Weisskopf

La probabilidad de desintegración por unidad de tiempo si dependen de a) operadores multipolares $e r^2$ b) modelo de “single particle” c) Modelo de capas esférico d) Momento angular bien definido $|j m\rangle$ e) Momento angular orbital $l = 0$.

Los estimadores de Weisskopf son el valor estándar por convenio.

Suposiciones de Weisskopf: Es cambio de estado solo sobre un protón, donde no se consideran efectos colectivos.

$$\lambda(EL)_{sp} = \alpha c \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} \left(\frac{3}{L+3} \right)^2 R^{2L}$$

$$\lambda(ML)_{sp} = \alpha c \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} \cdot \left(\frac{3}{L+2} \right)^2 R^{2L-2} \left(\mu_p - \frac{1}{L+1} \right)^2 \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right)^2$$

Entonces de las dos probabilidades se puede desprender que los valores resultantes para A y de energía del fotón $E\gamma$; Correcciones: Efectos colectivos (deformación y esfericidad)

$$\lambda(ML)_{sp} \sim 10 \left(\frac{\hbar}{m_p c R} \right)^2 \lambda(EL)$$

TABLA 10.3: Valores de los estimadores de Weisskopf de las probabilidades de transición $\lambda(EL)$ y $\lambda(ML)$ para transiciones multipolares eléctricas y magnéticas respectivamente, en función del número másico A y de la energía del fotón emitido E_γ en MeV.

L	$\lambda(EL), \text{s}^{-1}$	L	$\lambda(ML), \text{s}^{-1}$
1	$1,0 \cdot 10^{14} \cdot A^{2/3} \cdot E_\gamma^3$	1	$3,15 \cdot 10^{13} \cdot E_\gamma^3$
2	$7,3 \cdot 10^7 \cdot A^{4/3} \cdot E_\gamma^5$	2	$2,2 \cdot 10^7 \cdot A^{2/3} \cdot E_\gamma^5$
3	$33,9 \cdot A^2 \cdot E_\gamma^7$	3	$1,04 \cdot 10 \cdot A^{4/3} \cdot E_\gamma^7$
4	$1,1 \cdot 10^{-5} \cdot A^{8/3} \cdot E_\gamma^9$	4	$3,3 \cdot 10^{-6} \cdot A^2 \cdot E_\gamma^9$
5	$2,4 \cdot 10^{-12} \cdot A^{10/3} \cdot E_\gamma^{11}$	5	$7,4 \cdot 10^{-13} \cdot A^{8/3} \cdot E_\gamma^{11}$

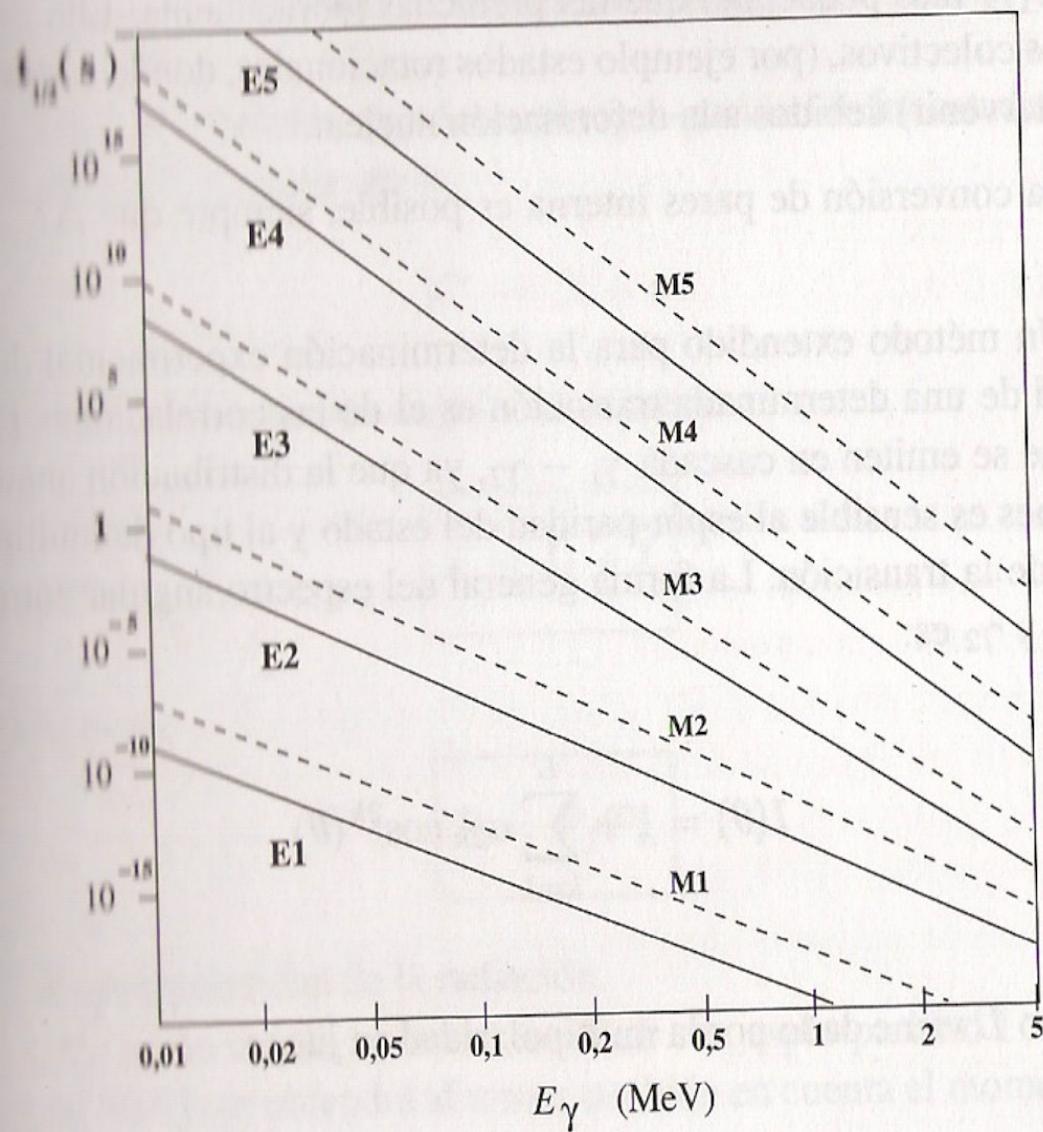
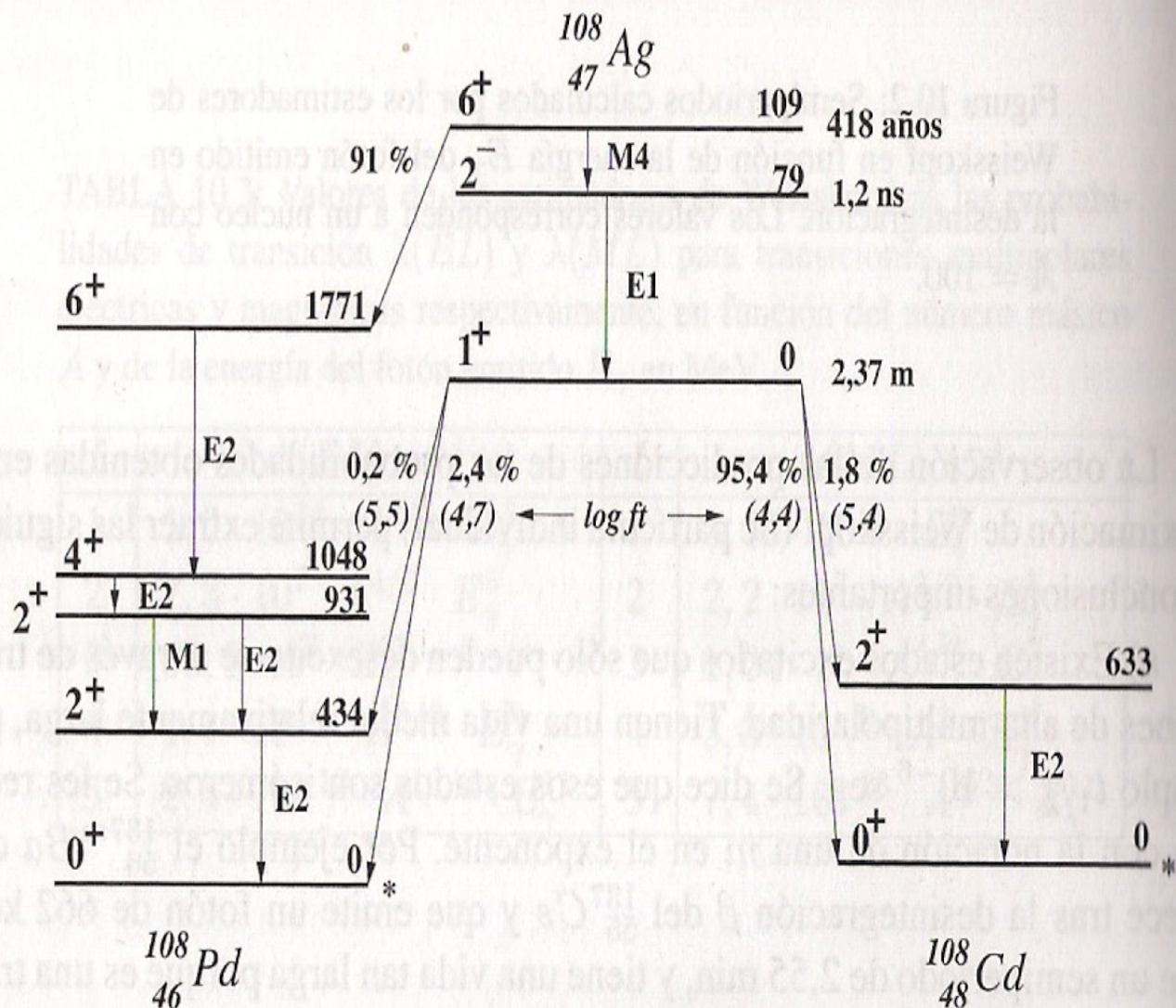


Figura 10.2: Semiperiodos calculados por los estimadores de Weisskopf en función de la energía E_{γ} del fotón emitido en la desintegración. Los valores corresponden a un núcleo con $A = 100$.

Conclusiones de Weisskopf

- a) Existen estados excitados que solo se desexcitan en transmisiones de alta multipolaridad, la vida media es alta. Los estos así se denominan **isomeros** y suele darse antes del llenado completo de capas.
- b) Transición EL presenta gran discrepancia con I más grandes ($E^{-1/2}$) más grande debido a los fenómenos colectivos no considerados
- c) La conversión interna de pares es posible siempre que $DE > 1,022 \text{ MeV}$
- d) Un modelo para determinar la multipolaridad de una determinada transición es la correlación $I(\theta)$ entre los fotones de cadena g_1 - g_2 y luego viene dado por la multiplicidad.

$$I(\theta) = 1 + \sum_{k=1}^L a_{2k} \cos^{2k}(\theta)$$



Se refiere a la conservación del espín-paridad y el cumplimiento del momento angular.

Según simple multipolaridad

$$\begin{cases} E1, M1 : \Delta J = 0, \pm 1 (0 \nrightarrow 0) \\ E2, M2 : \Delta J = 0, \pm 1, \pm 2 (0 \nrightarrow 0, 0 \nrightarrow 1, 1 \nrightarrow 0, 1/2 \nrightarrow 1/2) \end{cases}$$

Si un núcleo tiene espín cero, el otro define la mutipolaridad

- a) $PL = (-1)^L$ para EL ($\mathbf{d} = e\mathbf{r}$)
- b) $PL = (-1)^L + 1$ para ML ($\boldsymbol{\mu} \sim [\mathbf{r} \times \mathbf{p}]$)

La primera multipolaridad posible es la que ocurre, las otras son polaridades despreciables. Generalmente ML es determinante y el algunas veces resulta ser no despreciable.

Reglas de Selección

- En el decaimiento gama existe conservación de las propiedades nucleares. Hay conservación del momento angular y de la paridad de las partículas emitidas

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{L}$$

$$\mathcal{P}_i = \mathcal{P}_f \mathcal{P}_L$$

$$|J_f - J_i| \leq L \leq J_f + J_i$$

Conversión Interna: Es una alternativa al proceso de decaimiento por un proceso gama nuclear. Emite un e^+ atómico. Reacción mono o multinuclear muy probable en núcleos pesados (Z elevado). La vacante dejada por el electrón, suele ser ocupada por otro electrón de una capa superior con la consecuente emisión de un fotón o un electrón Auger.

Coeficiente de conversión interna. Valor de α EL y ML:

$$\alpha(EL) = \frac{Z^3}{n^3} \alpha^4 \left(\frac{L}{L+1} \right) \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+(5/2)}$$

$$\alpha(ML) = \frac{Z^3}{n^3} \alpha^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+(3/2)}$$

Conclusiones: hay numerosas capas que presentan conversión interna, Para transmitir EL y ML son tan diferentes que los valores de alfa permiten distinguir que tipo de transición tiene lugar.

TABLA 10.4: Energías de ligadura de electrones de las capas K y L y energías de emisión de electrones de conversión interna del estado de 279 keV del átomo de talio.

capa	B_e (keV)	T_e (keV)
(K)	85,5	193,6
(L_I), $2s_{1/2}$	15,3	263,8
(L_{II}), $2p_{1/2}$	14,7	264,4
(L_{III}), $2p_{3/2}$	12,6	266,5
(M_I)	3,7	275,4

Espectroscopia Gama

El estudio y desarrollo de la espectroscopia gama ha permitido mejorar el conocimiento de estructura de niveles y n° cuánticos de los niveles. a) Intensidades de picos gamma con buenos detectores b) Cociente entre coeficiente de conversión interna que informa la naturaleza cuantizar c) Medida de la vida media

Efecto Mossbauer: Absorción resonante de fotones (autoabsorción) de energía de E_g , con lo que se puede unir a las variaciones de energía del orden de la anchura intrínseca del nivel nuclear G

El desarrollo de detectores de estado sólido (particularmente Ge) ha hecho popular la espectroscopia γ nuclear

Ecuación de emisión y absorción:

$$E_R = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}$$

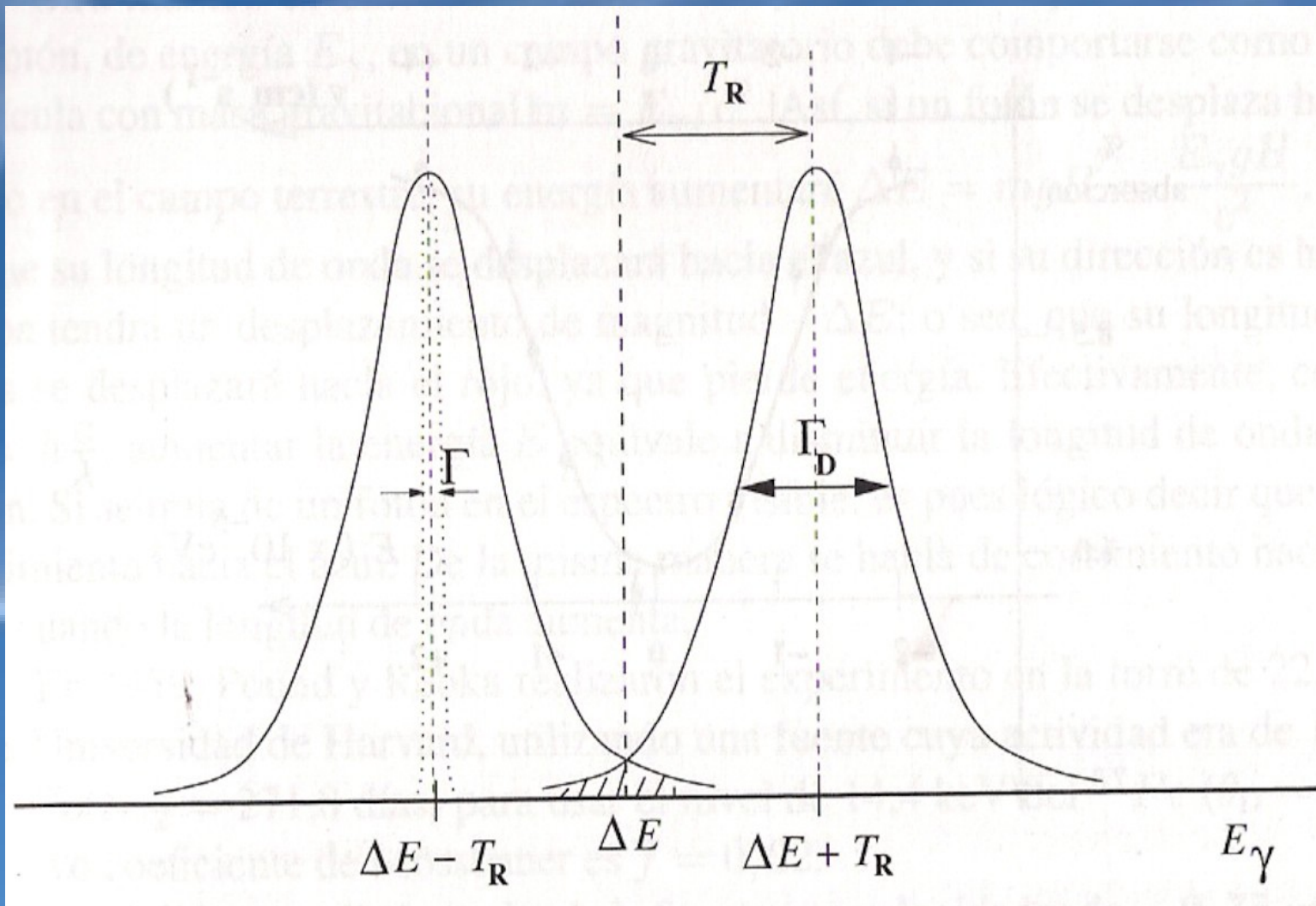
Curva de Breit – Wigner: distribución relativista

$$\sigma(E_\gamma) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{(E_\gamma - [\Delta E + T_R])^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Sección eficaz con alfa, Coef. De conversión interna total y J, espín del estado nuclear

$$\sigma_0 = 2\pi \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^2 \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \left(\frac{1}{1 + \alpha} \right)$$

$$\sigma_D = E_\gamma \sqrt{\frac{kT}{Mc^2}}$$



Ensanchamiento de Doppler: Nucleo atómico en movimiento y con velocidad v . El proceso es poco probable a $T_D \sim 4,35$

Espectroscopía Mossbauer

- En su forma más común, la espectroscopia de absorción de Mössbauer, una muestra sólida es expuesta a un rayo de radiación gamma, y un detector mide la intensidad de la radiación del rayo transmitido a través de la muestra. Los átomos en la fuente que emite los rayos gama deben ser del mismo isótopo que los átomos en la muestra que los absorbe.

tabla periódica de elementos activos de Mössbauer

[ocultar]

H																	He
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
Fr	Ra	Ac	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Ds	Rg	Cn	Uut	Uuq	Uup	Uuh	Uus	Uuo
			Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu	
			Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr	
Elementos activos de Mössbauer						Fuentes de rayos gamma						No adecuado para Mössbauer					

Condiciones efecto Mossbauer: Que no haya retroceso del nuclido hijo (hay una fuente cristalina) $\rightarrow TR = 0$; Sin ensanchamiento de doppler térmico ($TD = 0$ a 88 K)

Explicación: Propiedades del movimiento vibracional de los núcleos ligados a estructuras cristalinas, encuentra ciertos núcleos en estado vibracional fundamental en la red. No presentan reverndum

El coeficiente de Mossbauer de la fracción de núcleos sin retroceso en un cristal dependiente de la temperatura de Debye.

Ocurre sí: Estructura cristalina absorbida en el retroceso.

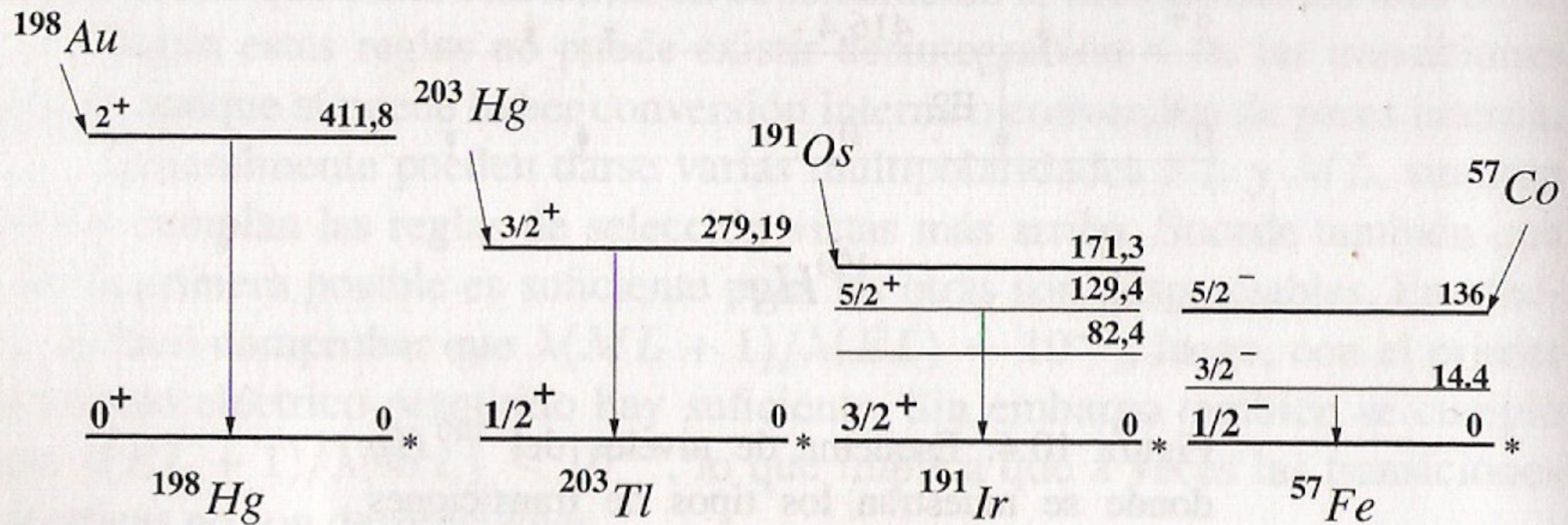


Figura 10.5: Diagrama de desintegración γ de núcleos frecuentemente usados en el efecto Mössbauer: ^{198}Hg , ^{203}Tl , ^{191}Ir y ^{57}Fe , que se pueblan por desintegración beta de núcleos radiactivos ^{198}Au (2,7 d), ^{203}Hg (46,6 d), ^{191}Os (15,4 d) y ^{57}Co (271,8 d) respectivamente.

Aplicaciones: Radiación de fondo (Red shift), Medida de espectros hiperfinos y desdoblamiento de Zeeman.

