

Tema 5: Desintegraciones α , β y γ

César Fernández Ramírez
Departamento de Física Interdisciplinar
Universidad Nacional de Educación a Distancia (UNED)



Contextualización dentro de la asignatura

- Bloque I. Estructura nuclear
 - Tema 1. Principales características del núcleo atómico
 - Tema 2. La interacción nuclear. El deuterón y la interacción nucleón-nucleón
 - Tema 3. Modelos nucleares
- **Bloque II. Radioactividad y desintegraciones nucleares**
 - Tema 4. Desintegración nuclear
 - **Tema 5. Desintegraciones α , β y γ**
- Bloque III. Reacciones nucleares e interacción radiación-materia
 - Tema 6. Reacciones nucleares
 - Tema 7. Interacción radiación-materia
- Bloque IV. Física subnuclear
 - Tema 8. El Modelo Estándar de partículas elementales
 - Tema 9. Quarks y hadrones

Cronograma

	L	M	X	J	V	S	D
Octubre		1	2	3	4	5	6
	7	8	9	10	11	12	13
	14	15	16	17	18	19	20
	21	22	23	24	25	26	27
	28	29	30	31			
Noviembre					1	2	3
	4	5	6	7	8	9	10
	11	12	13	14	15	16	17
	18	19	20	21	22	23	24
	25	26	27	28	29	30	
Diciembre							1
	2	3	4	5	6	7	8
	9	10	11	12	13	14	15
	16	17	18	19	20	21	22
	23	24	25	26	27	28	29
	30	31					
Enero			1	2	3	4	5
	6	7	8	9	10	11	12
	13	14	15	16	17	18	19
	20	21	22	23	24	25	26
	27	28	29	30	31		

Bloque I
Tema 1
Tema 2
Tema 3
Bloque II
Tema 4
Tema 5
Bloque III
Tema 6
Tema 7
Bloque IV
Tema 8
Tema 9

Apertura foros
Apertura TE
PEC
Periodo vacacional
Cierre foros
Exámenes
Cierre TE

Material disponible

- Material disponible en el repositorio Github de la asignatura
 - <https://github.com/cefera/FNyP>
- Esta presentación:
 - [./Presentaciones/Tema5.pdf](#)
- Código en Python asociado:
 - [./Notebooks/Tema5.ipynb](#)

Esquema

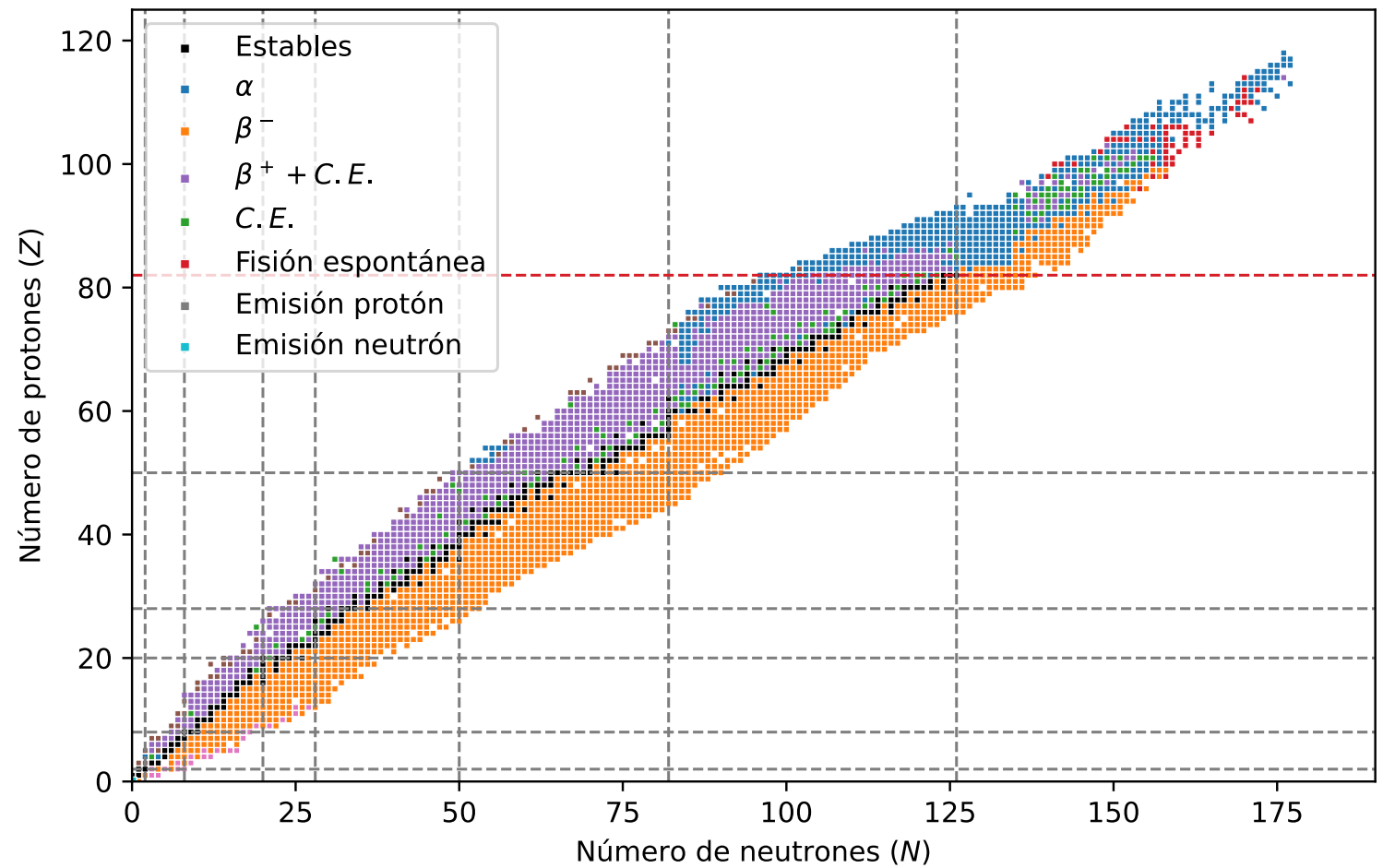
- Introducción
- Desintegración α
- Desintegración β
 - Captura electrónica
- Desintegración γ

Objetivos específicos

- Realizar los balances energéticos para las desintegraciones α , β y γ .
- Entender por qué en determinados núcleos se produce la emisión α .
- Describir el proceso de emisión alfa. Efecto túnel.
- Conocer los tres tipos diferentes de desintegración β .
- Estudiar la teoría de Fermi de la desintegración β .
- Entender el espectro de emisión β . Dibujar e interpretar los diagramas de Kurie.
- Entender el significado de la violación de la conservación de la paridad en la interacción débil.
- Calcular las energías de emisión γ y predecir la probabilidad de transición.
- Estudiar el concepto de isómero y conocer algunos ejemplos.

Introducción

Modos de decaimiento principales



Desintegración α

Propiedades generales de la desintegración α

- La partícula α es el núcleo ${}^4\text{He}$
- Su masa es 3726 MeV
- La partícula α puede existir en el núcleo \Rightarrow modelos de clúster
- $B_\alpha = 28$ MeV
- Esta gran energía de ligadura hace que la mayoría de los núcleos con $A > 190$ sean energéticamente inestables
- Para que la desintegración α sea detectable se ha de cumplir:
 - Periodo detectable, $T_{1/2} < 10^{16}$ años
 - Que sea más probable que otros procesos

Balance energético

- La conservación de la energía en el proceso: ${}^A_ZX \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + \alpha$ con el núcleo padre en reposo proporciona: $m_X c^2 = m_Y c^2 + m_\alpha c^2 + T_Y + T_\alpha$
- Para que la desintegración sea posible: $Q = (m_X - m_Y - m_\alpha) c^2 = T_Y + T_\alpha > 0$
- Teniendo en cuenta la conservación del momento lineal, $p_Y = p_\alpha$, y haciendo la aproximación no relativista, $T = p^2/2m$, se obtiene

$$T_\alpha = \frac{Q}{1 + m_\alpha/m_Y} \approx Q \left(1 - \frac{m_\alpha}{m_Y} \right) \approx Q \left(1 - \frac{4}{A-4} \right)$$

que para núcleos con $A \sim 200$ implica que T_α es el 98% de Q

- La determinación de T_α permite determinar Q y por lo tanto se puede utilizar para determinar masa atómicas
- A pesar de ser $Q > 0$ la desintegración no es inmediata debido a la barrera coulombiana

Modelo de Gamow

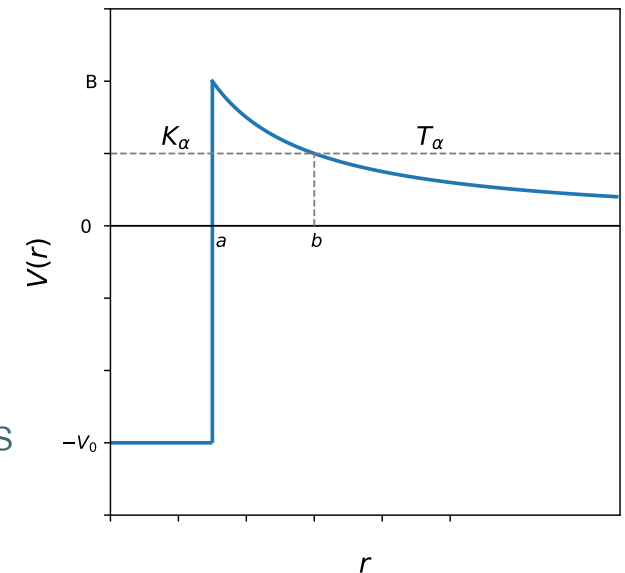
- Primera confirmación del efecto tunel predicho por la mecánica cuántica
- Se supone que la partícula α está en el pozo de potencial del núcleo
- Para escapar ha de superar la barrera coulombiana B
- Si Z y Z' son padre e hijo con $Z = Z' + z$. Si $z = 2$

$$V_{el}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZ'e^2}{r} \approx \frac{2,88Z'}{r} \text{ MeV donde } r \text{ está en fm}$$

- La altura máxima de la barrera de potencial es $B = \frac{2Z'\alpha\hbar c}{a}$ donde a es

el radio nuclear $a = r_0 A^{1/3}$

- Por ejemplo: $^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{234}\text{U} + \alpha$
 - $B(^{234}\text{U}) \sim 30 \text{ MeV}$;
 - $T_\alpha(^{238}\text{Pu}) = 5,60 \text{ MeV}$; $T_{1/2}(^{238}\text{Pu}) = 89,6 \text{ años}$
- $K_\alpha = T_\alpha \approx Q > 0$



Probabilidad de desintegración α

- En la teoría de Gamow, la probabilidad de desintegración se expresa como el producto $\lambda = p_\alpha f P$ donde:
 - p_α es la probabilidad de que la partícula α preexista como tal en el interior del núcleo padre. Empíricamente se estima $p_\alpha \sim 0,1$
 - f la frecuencia de colisión contra la barrera coulombiana $f = \frac{v_\alpha}{2R} = \frac{\sqrt{2K_\alpha/m_\alpha}}{2a}$ siendo K_α la energía cinética de la partícula α dentro del pozo que se puede estimar como $K_\alpha = T_\alpha$
 - P es el coeficiente de transmisión por la barrera $P = e^{-2G}$ donde G es el factor de Gamow $G = \frac{\sqrt{2\mu}}{\hbar} \int_a^b dr \sqrt{V(r) - T_\alpha}$ donde $\mu = \frac{m_\alpha M_{Z'}}{m_\alpha + M_{Z'}} \sim m_\alpha$

Coeficiente de Gamow

- Se relaciona con el coeficiente de transmisión a través de una barrera
- Para un pozo cuadrado de altura $B > T$:

$$P = \left[1 + \frac{B^2}{4T(B - T)} \sinh^2(kd) \right]^{-1} \quad \text{con } k = \sqrt{2m(B - T)}/\hbar$$

- En el límite $kd \rightarrow \infty$ ($B \gg T$) se obtiene: $P = e^{-2kd}$
- En el caso más general, de un potencial coulombiano:

$$kd \Rightarrow \int_a^b dr \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (V_b(r) - T_\alpha)} \quad \text{siendo } V_b(r) = \frac{2Z'\alpha\hbar c}{r} + \frac{\ell(\ell + 1)\hbar^2}{2\mu r^2} \text{ el}$$

potencial coulombiano más la barrera centrífuga

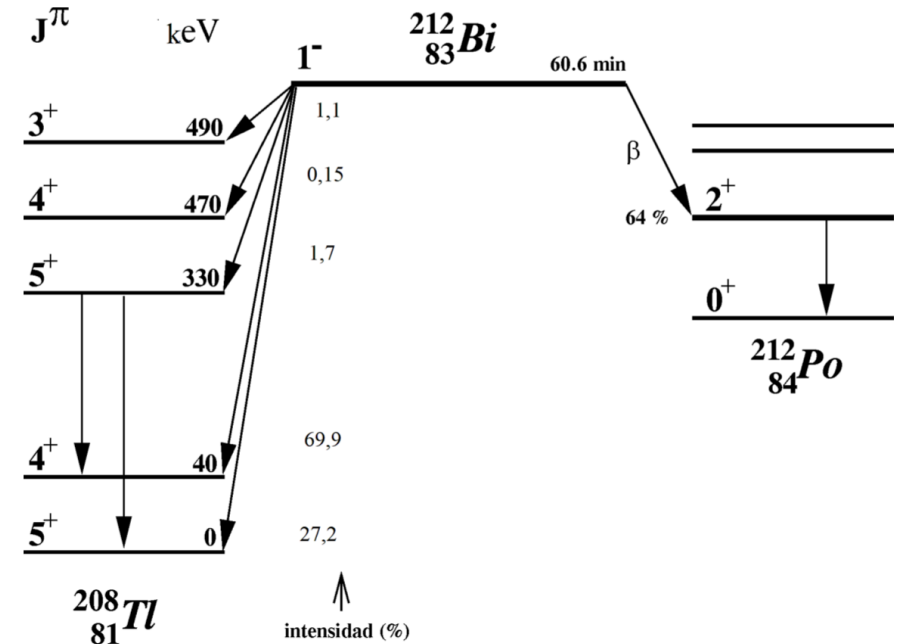
Emisión de otras partículas o núcleos

- La teoría de Gamow se puede aplicar al cálculo de la probabilidad de emisión de otros núcleos. Por ejemplo

	Proceso	Q (MeV)	$T_{1/2}$
^{223}Ra	$^{209}\text{Po} + ^{14}\text{C}$	31,8	$2,7 \times 10^7$ años
	$^{216}\text{Ra} + \alpha$	11,17	11,12 días

Espectroscopía y estructura nuclear

- Las emisiones α ponen de manifiesto la estructura de niveles del núcleo hijo
- En concreto la estructura fina
- Se producen decaimientos con diferentes valores de T_α (y por lo tanto Q_α)
- Permite estudiar la estructura nuclear y determinar los números cuánticos de los niveles del núcleo hijo



Ferrer, Shaw, Willart, Física Nuclear y de Partículas, UNED (2013)

Reglas de selección

- El momento angular y la paridad se conservan

$$J_X = J_{X'} + \ell_\alpha$$

$$P_X = P_{X'}(-1)^{\ell_\alpha}$$

- Al ser $J_\alpha^P = 0^+$, si $\ell_\alpha \neq 0 \Rightarrow J_X \neq J_{X'}$ y entonces
$$\left| J_X - J_{X'} \right| \leq \ell_\alpha \leq J_X + J_{X'}$$
- Las reglas de selección se clasifican en dos conjuntos:
 - Transiciones entre núcleos par-par
 - Transiciones entre núcleos con A impar

Transiciones entre núcleos par-par

- Entre estados fundamentales será un proceso $0^+ \rightarrow 0^+$, v.g.
 ${}^{242}_{96}\text{Cm} \rightarrow {}^{238}_{94}\text{Pu} + \alpha (T_{1/2} = 162,8 \text{ días})$
- Si los valores de ℓ_α son pares, aparecen bandas rotacionales ($0^+, 2^+, 4^+, \dots$) con distintas probabilidades de transición para cada estado debido a los distintos valores de Q y de barrera centrífuga
- Si los valores de ℓ_α son impares, la paridad de los niveles cambiará y aparecen transiciones $0^+ \rightarrow 1^-, 3^-, 5^-, \dots$

Transiciones entre núcleos con A impar

- Las reglas de selección no acotan el valor de ℓ_α , pudiendo existir varios ℓ_α posibles
- Se realizan medidas de la distribución angular de las partículas α que permiten determinar los momentos angulares orbitales

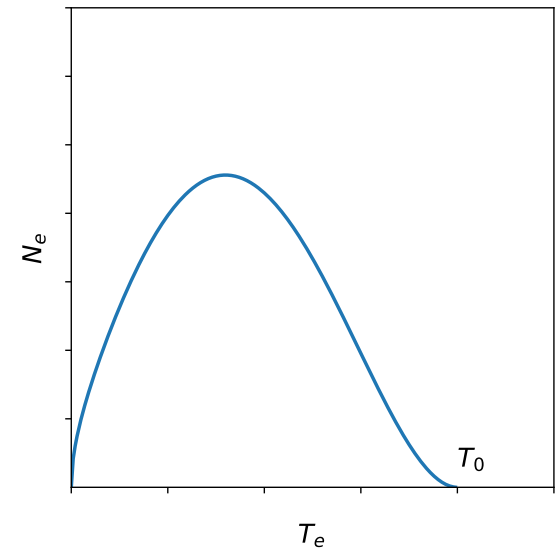
- Ejemplos:



Desintegración β

Introducción

- La desintegración β nuclear es una manifestación de la interacción débil que se estudiará en el «Tema 8: El Modelo Estándar de partículas elementales»
- En los núcleos hay tres procesos β
 - β^- : $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$; $^{23}\text{Ne} \rightarrow ^{23}\text{Na} + e^- + \bar{\nu}_e$
 - β^+ : " p " $\rightarrow n + e^+ + \nu_e$; $^{25}\text{Al} \rightarrow ^{25}\text{Mg} + e^+ + \nu_e$
 - CE: $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$; $^{41}\text{Ca} + e^- \rightarrow ^{41}\text{K} + \nu_e$
- En todos ellos se produce un neutrino o un antineutrino (masa nula y espín 1/2)
- El espectro de energías de los electrones es continuo
- La energía cinética máxima del electrón es $T_0 \approx Q$
- La existencia del neutrino es necesaria para explicar el espectro de energías y la conservación del momento angular, e.g.:
 $^{14}\text{C} (J = 0) \rightarrow ^{14}\text{N} (J = 1) + e^- (J = 1/2) + \bar{\nu}_e (J = 1/2)$



Balance energético

- Los valores de Q de los tres procesos β nucleares se calculan:



- β^- :
 $Q_{\beta^-} = [M(Z, N) - M(Z + 1, N - 1)] c^2$



- β^+ :
 $Q_{\beta^+} = [M(Z, N) - M(Z - 1, N + 1)] c^2$



- CE:
 $Q_{CE} = [M(Z, N) - M(Z - 1, N + 1)] c^2 - B_e$

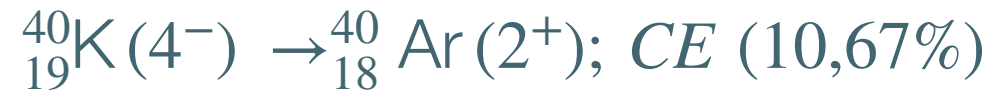
donde $B_e \sim 10$ eV es la energía de enlace del electrón capturado

Ejemplos

Desintegración	Tipo	Q (MeV)	T _{1/2}
$^{23}\text{Ne} \rightarrow ^{23}\text{Na} + e^{-} + \bar{\nu}_e$	β^{-}	4,38	38 s
$^{99}\text{Tc} \rightarrow ^{99}\text{Ru} + e^{-} + \bar{\nu}_e$	β^{-}	0,29	$2,1 \times 10^5$ años
$^{25}\text{Al} \rightarrow ^{25}\text{Mg} + e^{+} + \nu_e$	β^{+}	3,26	7,2 s
$^{124}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{Te} + e^{+} + \nu_e$	β^{+}	2,14	4,2 días
$^{15}\text{O} + e^{-} \rightarrow ^{15}\text{N} + \nu_e$	CE	2,75	1,22 s
$^{41}\text{Ca} + e^{-} \rightarrow ^{41}\text{K} + \nu_e$	CE	0,43	$1,0 \times 10^5$ años

Ejemplo núcleo impar-impar

- Vida media: $1,28 \times 10^9$ años



Teoría de Fermi de la desintegración β (I)

- La regla de oro de Fermi proporciona la probabilidad de desintegración por unidad de tiempo

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | V | i \rangle|^2 \rho(E_f)$$

donde $H = H_0 + V$ donde H_0 se corresponde con el hamiltoniano de los estado nucleares estacionarios y V es una perturbación, $\rho(E_f)$ es el espacio de fases

- El estado inicial es un núcleo en estado estacionario $|i\rangle = |J_i M_i \zeta\rangle$ donde ζ es el resto de números cuánticos

Teoría de Fermi de la desintegración β (II)

- Consideramos los leptones finales como estados libres: ondas planas

$$|f\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}_e \cdot \vec{r}} \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}_\nu \cdot \vec{r}} |J_f M_f \xi\rangle$$

- Se puede desarrollar: $e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \sum_{\ell} \sqrt{4\pi(2\ell + 1)} j_{\ell}(kr) Y_{\ell 0}(\theta, 0)$ en donde

$$\vec{k} = \vec{k}_e + \vec{k}_\nu \text{ y } \theta \text{ es el ángulo entre } \vec{k} \text{ y } \vec{r}$$

- Dado que las energías son bajas ($Q \sim \text{MeV}$) se puede realizar la aproximación:

$$j_{\ell}(kr) \approx \frac{(kr)^{\ell}}{(2\ell + 1)!!} \text{ con lo que: } |f\rangle = \frac{1}{V} \left[1 + i\sqrt{\frac{4\pi}{3}} kr Y_{10}(\theta, 0) + \dots \right] |J_f M_f \xi\rangle$$

Densidad de estados finales (I)

- La densidad de estados finales en el volumen V de partículas con momento $(p, p + dp)$ en un elemento de ángulo sólido $d\Omega$ es: $\rho(E_f) = \frac{dn}{dE_f}$ con

$$dn = \frac{V d\Omega p^2 dp}{h^3}$$

- Las energías totales de los leptones serán $E_e = T_e + m_e c^2$ y $E_\nu = T_\nu = p_\nu c$

Densidad de estados finales (II)

- Para el neutrino/antineutrino: $dn_{\nu_e} = \frac{V p_{\nu_e}^2 dp_{\nu_e}}{2\pi^2 \hbar^3} = \frac{V}{2\pi^2 \hbar^3 c^3} (T_0 - T_e) dT_e$
suponiendo que la masa del neutrino es despreciable
- Para electrón/positrón: $dn_e = \frac{V p_e^2 dp_e}{2\pi^2 \hbar^3} F(Z', p_e)$ donde $F(Z', p_e)$ es la función de Fermi que da cuenta de los efectos coulombianos del e^\pm al atravesar el núcleo. En el límite no relativista $v_e \ll c$: $F(Z', T_e) = \frac{x}{1 - e^{-x}}$ donde $x = \mp 2\pi\alpha Z'c/v_e$, para e^\pm

Probabilidad de transición

- $\lambda(p_e) \equiv \frac{d\lambda}{dp_e} = \frac{1}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} |H'_{fi}|^2 F(Z', T_e) p_e^2 (T_0 - T_e)^2$
- En el caso de transiciones nucleares «prohibidas» hay que incluir un factor de forma $S(p_e, p_\nu)$

Forma del espectro β y diagrama de Kurie

- El espectro β es continuo
- Suponiendo:
 - $|V_{fi}|^2$ es constante e independiente de T_e
 - La masa del neutrino es despreciable

• Se puede predecir el espectro ya que: $\sqrt{\frac{\lambda(p_e)}{p^2 F}} \propto (T_0 - T_e)$, luego si se representa

$$N' = \sqrt{\frac{\lambda(p_e)}{p^2 F}} \sim \sqrt{\frac{N_{exp}(p_e)}{p^2 F}}, \text{ la cuál se espera que sea una recta cuyo punto final sea } T_0. \text{ Dicha}$$

recta es el llamado diagrama de Kurie. $N_{exp}(p_e)$ es el número de desintegraciones medidas experimentalmente por cada intervalo de momento del electrón p_e .

- Si las transiciones fueran «prohibidas» se tendría que tener en cuenta el factor de forma S

Regla de Sargent

- La probabilidad de desintegración por unidad de tiempo se obtiene al integrar

$$\lambda = \int_0^{p_{max}} \frac{d\lambda}{dp_e} dp_e = k_1 f(Z', T_0) |V_{fi}|^2 \text{ en donde } k_1 = \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7}$$

- Si la masa del neutrino es despreciable y $|V_{fi}|$ constante se puede escribir:

$$f(Z', T_0) = \frac{1}{m_e^5 c^7} \int_0^{p_{max}} F(Z', T_e) p_e^2 (T_0 - T_e)^2 dp_e \text{ que se suele calcular numéricamente}$$

- Si suponemos $F(Z', T_e) = 1$, $T_e \gg m_e c^2$, y definimos $|V_{fi}|^2 = G_V^2 |M_{fi}|^2$ donde M_{fi} es

el elemento de matriz nuclear, se obtiene la regla de Sargent: $\lambda = \frac{G_V^2 |M|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} \frac{T_0^5}{30}$ que

resulta en $\lambda \propto T_0^5$, regla que se verifica bastante bien para trasiciones permitidas y superpermitidas

Periodo comparativo

- Se define: $ft \equiv fT_{1/2} = f(Z', T_0)T_{1/2} = \frac{\ln 2}{k_1 |V_{fi}|^2}$ que es la cantidad más representativa para el estudio de la desintegración β al depender sólo del elemento de matriz nuclear
- El valor experimental de ft va de 10^3 a 10^{20} s y se suele emplear para clasificar las desintegraciones β nucleares en superpermitidas, permitidas y prohibidas:
 - Superpermitidas ($0^+ \rightarrow 0^+$): $\log_{10} ft \approx 3,1 \sim 3,6$
 - Permitidas: $\log_{10} ft \approx 2,9 \sim 10$
 - 1°-prohibidas: $\log_{10} ft \approx 5 \sim 19$
 - 2°-prohibidas: $\log_{10} ft \approx 10 \sim 18$
 - 3°-prohibidas: $\log_{10} ft \approx 17 \sim 22$
 - 4°-prohibidas: $\log_{10} ft \approx 22 \sim 24$

Captura electrónica

- Hipótesis:
 - Sólo se emite una partícula en el estado final (el neutrino): la densidad de estados finales es proporcional a $p_\nu^2 \propto Q_{CE}^2$
 - El elemento de matriz nuclear es idéntico al de la desintegración β
 - Hay que incorporar la probabilidad $|\Psi_K(0)|^2$ de que un e^- de la capa K se encuentre en el núcleo, $r \sim 0$
- Por tanto:
$$\lambda_{CE} = \frac{G_V^2}{2\pi^3} |M_{fi}|^2 \frac{2\pi m_e}{c\hbar^4} \left(\frac{Z}{a_0}\right)^3 Q_{CE}^2$$
- Comparando λ_{CE} con λ_β se ve que CE domina a gran Z y β a energía elevada

Tipos de transiciones

- La conservación del momento angular implica tanto a los núcleos como a los leptones
- **La interacción débil no conserva la paridad**
- Sólo tiene sentido estudiar la relación de paridad entre núcleos
- La interacción se puede escribir: $|V_{fi}|^2 = \sum_{\ell, m} |\langle f | \mathcal{O}_{\ell, m}(\beta) | i \rangle|^2$
- Donde el orden de la transición viene dada por el momento angular orbital ℓ
 - Si $\ell = 0$ la transición se denomina permitida
 - Si $\ell \neq 0$ la transición se denomina prohibida

Reglas para las transiciones

- La diferencia entre los espines de los estados nucleares $\Delta J = |J_f - J_i|$ coincide con el momento angular total de los leptones $\Delta J = s_e + s_\nu + \ell$
- La relación entre las paridades de los núcleos $P_i = P_f(-1)^\ell$ está definida por el momento angular orbital
- Por lo tanto, para cada valor de ℓ se tiene:
 - Transiciones de Fermi: $\Delta J = \ell$ ya que $s_e + s_\nu = 0$. El electrón y el neutrino están en estado singlete. Hay cambio de la tercera componente de isospín.
 - Transiciones de Gamow-Teller: $\Delta J = \ell + 1$ ya que $s_e + s_\nu = 1$. El electrón y el neutrino están en estado triplete. Además hay cambio del isoespín total.

Transiciones de Fermi y Gamow-Teller

- Transiciones de Fermi: $\Delta J = \ell$ ya que $s_e + s_\nu = 0$.

$$\langle f | T_\pm | i \rangle = \sqrt{T_i(T_i + 1) - T_{3i}(T_{3i} \pm 1)} \delta_{J_f J_i} \delta_{M_f M_i} \delta_{T_f T_i} \delta_{T_{3f} T_{3i} \pm 1}$$

donde $T_\pm = \sum_{j=1}^A \tau_\pm(j)$, es el isoespín nuclear

- Transiciones de Gamow-Teller: $\Delta J = \ell + 1$ ya que $s_e + s_\nu = 1$.

$$\langle f | \sum_{j=1}^A \tau_\pm(j) \sigma(j) | i \rangle$$

- Para ambos tipos de transiciones hay transiciones permitidas y prohibidas

• Nota: $\tau_\pm = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\tau_x \pm i\tau_y)$ y $\tau_0 = \tau_z$

Transiciones permitidas, $\ell = 0$

- Fermi: $\vec{s}_e + \vec{s}_\nu$ en estado singlete
 $\Delta J = 0; \quad \Delta T = 0; \quad T_i + T_f \neq 0; \quad |\Delta T_3| = 1; \quad P_i = P_f$
 - No hay cambio de paridad entre los núcleos
 - Si $0^+ \rightarrow 0^+$ se denominan superpermitidas
- Gamow-Teller: $\vec{s}_e + \vec{s}_\nu$ en estado triplete
 $\Delta J = 0, \pm 1; \quad \Delta T = 0, 1; \quad T_i + T_f \neq 0; \quad |\Delta T_3| = 1; \quad P_i = P_f$
 - No hay cambio de paridad entre los núcleos
 - La transición $T = 0 \rightarrow 0$ no está permitida
- El caso más general es en el que se dan ambas transiciones
 $|V_{fi}|^2 = G_V^2 [\langle F \rangle^2 + g_A^2 \langle GT \rangle^2]$

Transiciones prohibidas, $\ell \neq 0$

- En este caso los operadores $\mathcal{O}_{\ell,m}$ tienen $\ell \neq 0$.
- Las probabilidades de transición serán pequeñas ya que al ser $\ell > 0$ habrá barreras de momento angular que dificultan la emisión de los leptones.
- Dos términos:
 - Fermi: Induce cambios en los espines nucleares con $\Delta J = \ell$
 - Gamow-Teller: Induce cambios en los espines nucleares con $\Delta J = \ell \pm 1$

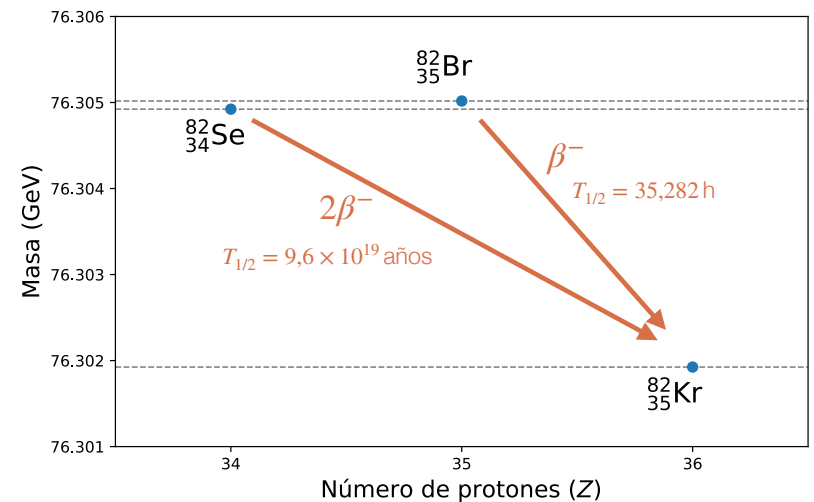
Resumen de transiciones

Transición	ℓ	$\log_{10} ft$	Fermi ΔJ	GT	ΔT	ΔP
Superpermitida	0	3,1~3,6	$0^+ \rightarrow 0^+$	No existe	0	No
Permitida	0	2,9~10	0	(0), 1	0, 1 $0 \rightarrow 0$ prohibida	No
1°-prohibida	1	5~19	(0),1	0, 1, 2	0, 1	Sí
2°-prohibida	2	10~18	(1), 2	2, 3	0, 1	No
3°-prohibida	3	17~22	(2), 3	3, 4	0, 1	Sí
4°-prohibida	4	22~24	(3), 4	4, 5	0, 1	No

El paréntesis () indica no permitida si el estado final o el inicial son cero

Desintegración doble β

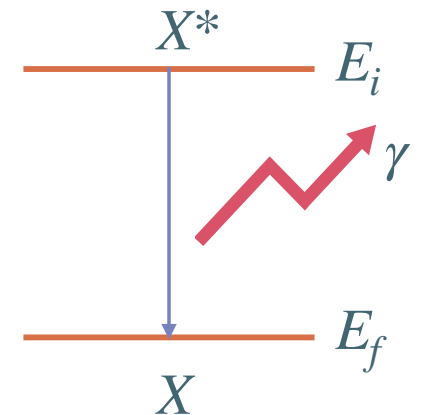
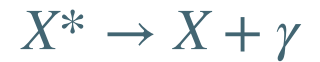
- $A(Z, N) \rightarrow A(Z + 2, N - 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$
- Este proceso permite profundizar en la naturaleza del neutrino (Tema 8. El Modelo Estándar de partículas elementales)
 - Desintegración doble β sin neutrinos



Desintegración γ

Introducción

- Un núcleo puede estar en estados excitados, X^* .
 - Tema 3. Modelos nucleares.
- Los núcleos se pueden desexcitar:
 - Emitiendo un nucleón si su energía de excitación, $E_i - E_f$, es mayor que la energía de separación nucleónica, S_p o S_n . El tipo de núcleo cambia.
 - Emitiendo fotones (radiación γ). El tipo de núcleo no cambia. Interacción electromagnética. Los fotones tienen energía $E_\gamma \sim 0,1$ a 10 MeV (rayos X ~ 10 keV, átomos excitados \sim eV). En el modelo de capas se entienden como transiciones entre niveles
- Las medidas de transiciones γ nos proporciona información sobre los estados nucleares entre los que se produce la transición.



Desarrollo multipolar

- Recordad Electromagnetismo I y II
- Vimos algo en el Tema 1 cuando hablamos de deformación nuclear: momento cuadrupolar eléctrico
- Los núcleos se desintegran emitiendo fotones al contener cargas en movimiento que radia energía
- La radiación emitida se clasifica según su momento angular y su paridad (buenos números cuánticos de la interacción EM)
- El orden del multipolo L es 2^L , v.g. $L = 0, 1, 2, 3, \dots$ monopolo, dipolo, cuadrupolo, octupolo, ...
- Se distinguen dos tipos de multipolos:
 - Eléctricos (EL): asociados a la distribución de cargas y paridad $(-1)^L$. $E0, E1, E2, \dots$
 - Magnéticos (ML): asociados a las corrientes y al espín con paridad $(-1)^{L+1}$. $M0, M1, M2, \dots$
- Si estado nuclear inicial es J_i y el final J_f emitiendo un fotón con multipolaridad L , dado que el fotón tiene $J_\gamma^P = 1^-$, la multipolaridad L es debida al espín del fotón y al momento angular orbital ℓ entre el fotón y el núcleo residual

Conservación de la energía

- $\Delta E = E_i - E_f$
- Aplicando la conservación de la energía y del momento:
 - $E_i = E_f + E_\gamma + T_R$
 - $\vec{0} = \vec{p}_\gamma + \vec{p}_R$
- Si consideramos al núcleo en retroceso como no relativista:

$$\Delta E = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \text{ donde } M \text{ es la masa del núcleo en retroceso}$$

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

Transiciones electromagnéticas

- La regla de oro de Fermi proporciona la probabilidad de desintegración por unidad de tiempo

$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H' | i \rangle|^2 \rho(E_f)$ en donde $H' = H'_1 + H'_2$ siendo $H'_1 = -\frac{q}{m} \vec{A} \cdot \vec{p} + \frac{q^2}{2m} \vec{A}^2$ el término eléctrico y $H'_2 = -g_s^p \frac{\mu_N}{\hbar} \vec{S}_p \cdot \vec{B} = -g_s^p \frac{\mu_N}{\hbar} \vec{S}_p \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{A})$ la interacción de un dipolo (el espín del protón) con el campo magnético.

- Recordando la transparencia 27: $\rho(E_f) = \frac{dn}{dE_f}$ y $dn = \frac{V d\Omega p^2 dp}{h^3} = \frac{V \omega^2}{(2\pi)^3 \hbar c^3} d\Omega dE_f$ habiendo usado

$$E_f = \hbar\omega = pc$$

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

obteniéndose:

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

Estimadores de Weisskopf

- Bajo las hipótesis de operadores entre estados de protón individual en el modelo de capas esférico y suponiendo que el momento angular orbital del protón en el estado final es $\ell = 0$, se obtienen los estimadores de Weisskopf:

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

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

que proporcionan una primera aproximación. Los estimadores siempre sobreestiman la probabilidad de transición, con desviaciones de un orden de magnitud o más respecto a las medidas experimentales. Señalando la importancia de efectos colectivos nucleares.

Reglas de selección

- Hacen referencia al espín y la paridad de los estados nucleares
 - Momento angular: $\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{L} \Rightarrow |J_f - J_i| \leq L \leq J_f + J_i$
 - Paridad: $P_i = P_f P_L$

$$E1, M1 : \Delta J = 0, \pm 1 (0 \nrightarrow 0)$$

- $E2, M2 : \Delta J = 0, \pm 1, \pm 2 (0 \nrightarrow 0, 0 \nrightarrow 1, 1/2 \nrightarrow 1/2)$
- y así sucesivamente, recordando que:
 - para transiciones eléctricas $P_L = (-1)^L$ y para magnéticas $P_L = (-1)^{L+1}$

Resumen

- Desintegración α
 - La partícula α es el núcleo ^4He . Interacción fuerte.
 - Muchos núcleos pesados se desintegran por este mecanismo. Efecto túnel.
 - Reglas de selección: Se conservan el momento angular y la paridad.
- Desintegración β
 - β^+ , β^- y captura electrónica
 - Espectro continuo
 - Producto de la interacción débil. No se conserva paridad
 - Clasificación de las transiciones: prohibidas y permitidas
 - Desintegración doble β
- Desintegración γ
 - Transiciones nucleares
 - Interacción electromagnética
 - Permite el estudio de la estructura nuclear