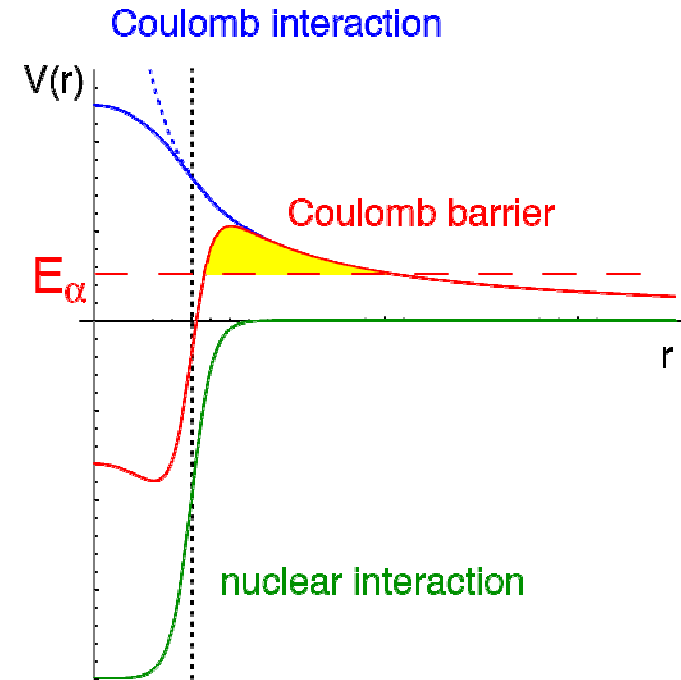


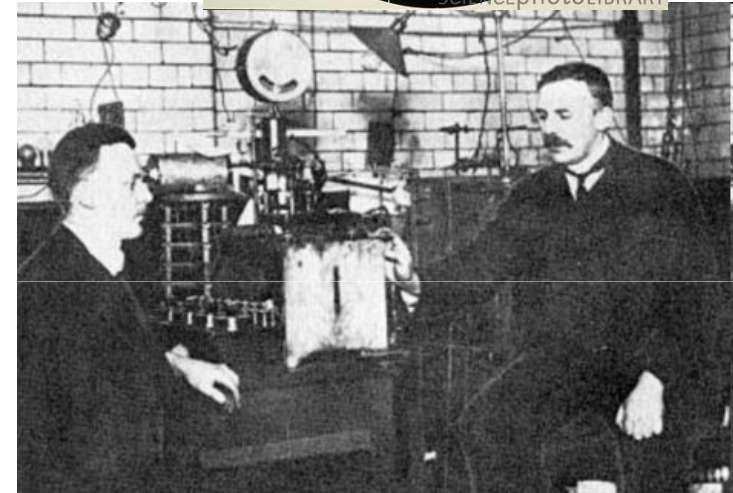
Tema 9: Desintegración α .

- Propiedades generales.
- Balance energético.
- Sistemática del decaimiento α .
- Teoría de la emisión α .
- Emisión de otras partículas pesadas y núcleos.
- Momento angular y paridad.
- Espectroscopia α .



Propiedades generales

- Proceso: ${}^A_Z X_N \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y_{N-2} + \alpha$
- Originalmente se identifican como la radiación natural menos penetrante.
- En 1903 Rutherford midió su relación q/m y en 1909 demostró que se trataba de núcleos de ${}^4\text{He}$.
- Características
 - $m_\alpha = 3727.378 \text{ MeV}$
 - $B_\alpha = 28.296 \text{ MeV}$
 - $Z = 2$
- Ha proporcionado valiosa información sobre espectroscopia nuclear debido a:
 - Su carácter monoenergético (al igual que la radiación γ)
 - Su naturaleza de partícula cargada (como la radiación β)
 - Permite poblar gran cantidad de estados (niveles) en el núcleo hijo con intensidades medibles, no sólo el fundamental.

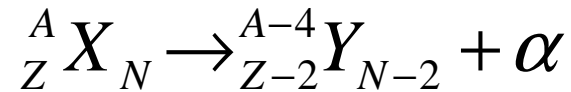


- La emisión α es un efecto consecuencia de la repulsión coulombiana. Dado que la repulsión coulombiana crece como Z^2/A será más importante para **núcleos pesados**.
- Presenta dos restricciones importantes:
 - Se limita principalmente a ciertas regiones de núcleos, $A > 190$
 - Veremos que la probabilidad de transición presenta una dependencia exponencial muy sensible a la energía, por lo que sólo poblará en el núcleo hijo estados bajos ($< 1 \text{ MeV}$) en energía.
- ¿Porque se emiten núcleos de ${}^4\text{He}$ y no núcleos más pesados?
 - Únicamente se emitirán aquellos núcleos cuya energía liberada > 0 .

Partícula	n	${}^1\text{H}$	${}^2\text{H}$	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$	${}^5\text{He}$	${}^6\text{He}$	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^8\text{Be}$	${}^{12}\text{C}$
Energía Liberada (MeV)	-7.26	-6.12	-10.70	-9.92	+5.41	-2.59	-6.19	-3.79	-1.94	+10.8	+24.0

- Veremos que probabilidad de emisión disminuye muy rápidamente para los núcleos pesados
- El límite experimental actual implica que para que un decaimiento sea medible, $t_{1/2} < 10^{16}$ años.

Balance energético



Conservación de la energía $\Rightarrow m_X c^2 = m_Y c^2 + T_Y + m_\alpha c^2 + T_\alpha$

Conservación del momento $\Rightarrow 0 = \vec{P}_Y + \vec{P}_\alpha$

- Definimos la energía neta liberada (Q) como

- $Q = m_X - m_Y - m_\alpha = T_Y + T_\alpha$
- El decaimiento será posible si $Q > 0$.

- Si tratamos el proceso en la aproximación **no** relativista (no ~~no~~ muy correcto pero más fácil), tendremos:

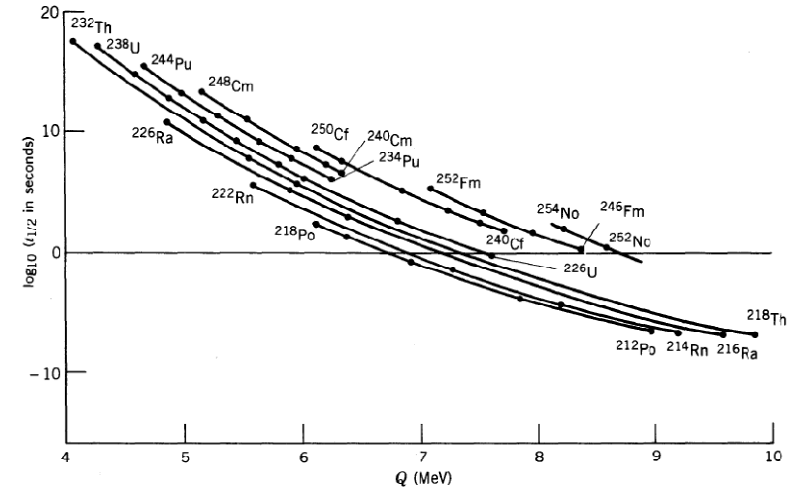
$$T_\alpha = \frac{Q}{1 + \frac{m_\alpha}{m_Y}} \cong Q \left(1 - \frac{4}{A}\right) \quad T_Y = \frac{Q}{1 + \frac{m_Y}{m_\alpha}} \cong Q \frac{4}{A}$$

- Para un valor típico $Q \approx 5 \text{ MeV} \rightarrow T_Y \approx 100 \text{ keV} \gg$ que la energía de disociación de los átomos en un sólido (decenas de eV) \rightarrow los núcleos se desplazan y pueden liberarse del material. Afortunadamente su rango es mínimo y es muy difícil que se liberen al ambiente.

Sistemática del decaimiento α . Regla de Geiger-Nuttal.

- Geiger y Nuttall observaron en 1911 (estudiando el alcance de partículas α en series naturales) que los emisores α con Q (y por tanto T_{α}) grandes presentan vidas medias cortas y viceversa:

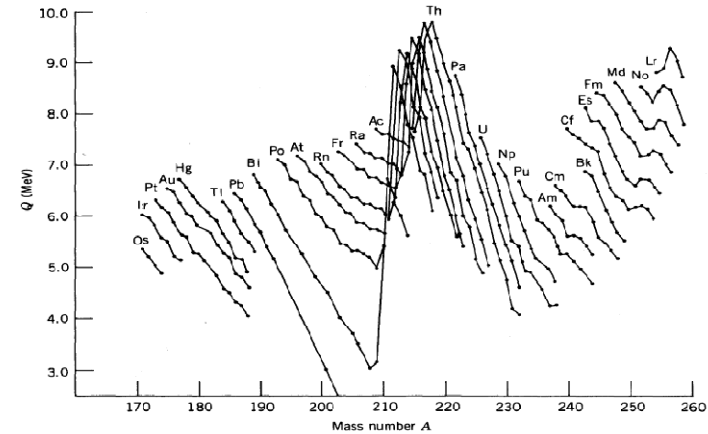
$$\begin{array}{l}
 {}^{232}\text{Th} \quad Q_{\alpha} = 4.08 \text{ MeV} \quad \overbrace{T_{1/2} = 1.4 \times 10^{10} \text{ años}}^{\text{Factor } 10^{17}} \\
 {}^{218}\text{Th} \quad Q_{\alpha} = 9.85 \text{ MeV} \quad \overbrace{T_{1/2} = 1.0 \times 10^{-7} \text{ s}}^{\text{Factor } 2}
 \end{array}$$



- Un factor 2 en Q se correlaciona con un factor 10^{17} en la semivida
- Para el caso de núcleos par-par hay una relación bien definida, $\log(t_{1/2})=f(Q)$.
 - Existe una importante dispersión en este comportamiento si se consideran todos los núcleos
 - Esta dispersión se elimina si se conectan isótopos con el mismo Z (para A par)
 - Para núcleos con A impar y A par pero del tipo impar-impar la tendencia es similar pero no tan suave y definida.
- La explicación de la regla de Geiger-Nuttal en 1928 fue uno de los primeros triunfos de la Mecánica Cuántica

- Para la región con $A > 212$ se aprecia como aumentar N manteniendo fijo Z reduce el valor de Q . Se observa una discontinuidad en $N=126$, evidencia de la estructura de capas.
- Utilizando la fórmula semiempírica de masas obtenemos:

$$\begin{aligned}
 Q &= B(^4\text{He}) + B(Z-2, A-4) - B(Z, A) \cong \\
 &\cong 28.296 - 4a_v + \frac{8}{3}a_s A^{-1/3} + 4a_c Z A^{-1/3} \left(1 - \frac{Z}{3A}\right) \\
 &\quad - 3a_{sim} \left(1 - \frac{2Z}{A}\right)^2 + 3a_p A^{-7/4}
 \end{aligned}$$



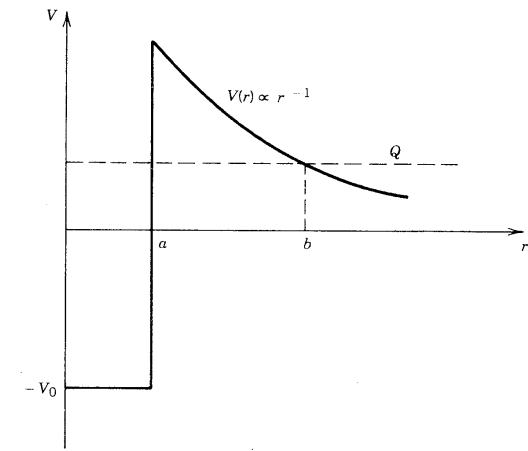
Isótopo	Q_{teo} (MeV)	Q_{exp} (MeV)
^{220}Th	7.77	8.95
^{226}Th	6.75	6.45
^{232}Th	5.71	4.08

- El signo predicho es correcto y su valor razonable dentro de un orden de magnitud.
- La fórmula semiempírica predice el decrecimiento de Q con el número másico, pero experimentalmente decrece de forma más rápida que la predicha

$$\left(\frac{\Delta Q}{\Delta A}\right)_{teo} = -0.17 \quad \left(\frac{\Delta Q}{\Delta A}\right)_{exp} = -0.40$$

Teoría de la emisión α

- Desarrollada en 1928 por Gamow y por Condon y Gourney independientemente
 - Problema mecano-cuántico de penetración de barrera (efecto túnel)
- Hipótesis del modelo:
 - La partícula α existe preformada dentro del núcleo padre.
 - Una vez formada, se mueve en un pozo nuclear esférico de radio $a \approx R_0 A^{1/3}$ y profundidad $-V_0$ determinado por el núcleo hijo.
 - La emisión α tiene lugar por efecto túnel a través de la barrera coulombiana ($z' = \text{carga núcleo hijo}$)



$$V_{\text{coulomb}}(r) = \frac{zz' \alpha \hbar c}{r}$$

- Altura máxima de la barrera = energía de ligadura (por encima de esta altura el sistema no está ligado), $B = V(a)$:
 - Ejemplo de núcleo típico, $B(^{238}\text{Pu}) \approx 35.6 \text{ MeV}$
 - La energía de la partícula α es $T_\alpha \approx Q$ [$T_\alpha \ll B$] = $V(b) < B$.
- La constante de desintegración de un emisor α vendrá dada por $\lambda = f \cdot P$.
 - f : frecuencia con la que la partícula α golpea la barrera

$$f \approx \frac{v_\alpha}{a} \approx \frac{\sqrt{2T_\alpha/m_\alpha c^2}}{a} \approx \left\{ \begin{array}{l} ^{238}\text{Pu} \rightarrow Q \approx T_\alpha \approx 5.5 \text{ MeV} \\ a \approx R_{\text{Nuclear}} \end{array} \right\} \approx 10^{-21} \text{ s}^{-1}$$

- P : probabilidad de transmisión a través de la barrera

- Por simplicidad supongamos un caso 1D (el mismo razonamiento se puede hacer asumiendo un caso 3D).

- La barrera coulombiana se puede tomar como la suma de n potenciales barrera 1D, cada uno de ellos de anchura dx .
- Planteamos la función de onda en las tres regiones del espacio cuando $E < V_m$ (máximo barrera).

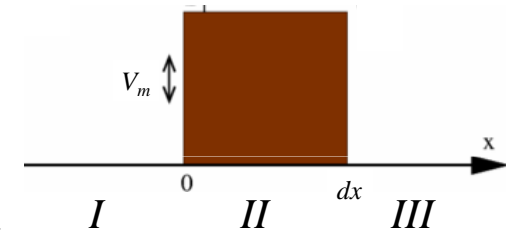
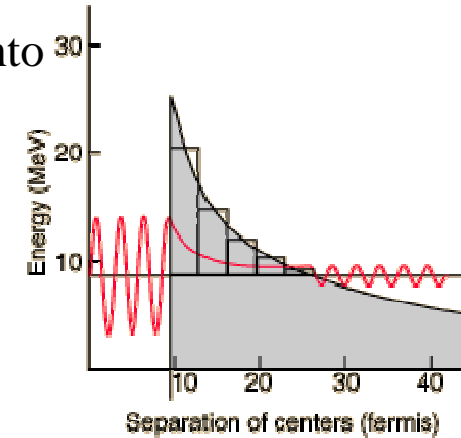
$$\begin{aligned} \psi_I(x) &= A_I e^{ikx} + B_I e^{-ikx} & x < 0 \\ \psi_{II}(x) &= A_{II} e^{\alpha x} + B_{II} e^{-\alpha x} & 0 < x < dx \\ \psi_{III}(x) &= A_{III} e^{ikx} + B_{III} e^{-ikx} & x > dx \end{aligned} \quad \begin{aligned} k &= \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \\ \alpha &= \sqrt{\frac{2m|E - V_m|}{\hbar^2}} \end{aligned}$$

- Imponemos condiciones de contorno sobre la función de onda y su derivada en $x = 0$ y $x = dx$ y simplificamos teniendo en cuenta que $dx \cdot \alpha \gg 1$ [despreciamos A_{II} frente a B_I]

$$\text{Sea } \begin{cases} E = Q \approx 6 \text{ MeV} \\ V_m \approx 30 \text{ MeV} \end{cases} \rightarrow \left. \begin{aligned} \alpha &= \sqrt{\frac{2m|E - V_0|}{\hbar^2}} \approx \sqrt{\frac{2 \cdot 4m_p |6 - 30|}{\hbar^2}} \approx 2 \text{ fm}^{-1} \\ Q \approx T_{\alpha} = V_{\text{coulomb}}(dx) &= \frac{zz' \alpha \hbar c}{dx} = \frac{2 \cdot 92 \cdot \alpha \hbar c}{dx} \rightarrow dx = \frac{184 \cdot \alpha \hbar c}{Q} \approx 45 \text{ fm} \end{aligned} \right\} \rightarrow dx \cdot \alpha \approx 100 \gg 1$$

- Obtenemos que la probabilidad de transmisión a través de una barrera de anchura dx será

$$dP = \left| \frac{A_{III}}{A_I} \right|^2 = \frac{16\alpha^2 k^2}{(\alpha^2 + k^2)^2} e^{-2\alpha dx} \approx e^{-2\alpha dx} = \text{Exp} \left[-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m|E - V_m|} dx \right]$$



- Por lo tanto la expresión para atravesar la barrera completa será

$$P = \text{Exp}[-2G]$$

Donde G es el factor de Gamow en el cual integramos a todas las barreras dr

$$G = \int_a^b \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \sqrt{V(r) - Q} dr = zz' \alpha \sqrt{\frac{2m}{Q}} \left\{ \arcsin \sqrt{\frac{Q}{B}} - \sqrt{\frac{Q}{B} \left(1 - \frac{Q}{B}\right)} \right\} \approx \left\{ \frac{Q}{B} \ll 1 \right\} \approx zz' \alpha \sqrt{\frac{2m}{Q}} \left\{ \frac{\pi}{2} - \sqrt{\frac{Q}{B}} \right\}$$

- Luego

$$\lambda = f \cdot P = f \cdot \text{Exp} \left[-2zz' \alpha \sqrt{\frac{2m}{Q}} \left\{ \frac{\pi}{2} - \sqrt{\frac{Q}{B}} \right\} \right] = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{Dentro del pozo } T_\alpha = Q - (-V_0) = Q + V_0 \\ f = \frac{v_\alpha}{a} = \frac{c}{a} \sqrt{\frac{2(Q + V_0)}{m_\alpha c^2}} \end{array} \right\}$$

$$t_{1/2} = \ln 2 \frac{a}{c} \sqrt{\frac{m_\alpha c^2}{2(Q + V_0)}} \cdot \text{Exp} \left[2zz' \alpha \sqrt{\frac{2m_\alpha c^2}{Q}} \left\{ \frac{\pi}{2} - \sqrt{\frac{Q}{B}} \right\} \right]$$

- Las predicciones reproducen la tendencia, pero difieren en 1-2 órdenes de magnitud en valores que varían en más de 20 órdenes de magnitud

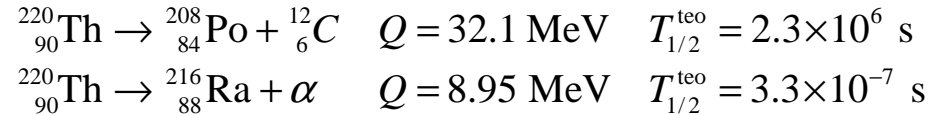
²³² Th		$T_{1/2}$ (s)	
A	Q (MeV)	Medido	Calculado
220	8.95	10 ⁻⁵	3.3×10 ⁻⁷
222	8.13	2.8×10 ⁻³	6.3×10 ⁻⁵
224	7.31	1.04	3.3×10 ⁻²
226	6.45	1.85×10 ³	6.0×10 ¹
228	5.52	6.0×10 ⁷	2.4×10 ⁶
230	4.77	2.5×10 ¹²	1.0×10 ¹¹
232	4.08	4.4×10 ¹⁷	2.6×10 ¹⁶

- Las discrepancias son importantes pero no sorprendentes dadas las aproximaciones realizadas al efectuar el cálculo:
 - No se han tenido en cuenta las funciones de onda nucleares, ψ_i y ψ_f
 - No se ha considerado el momento angular de la partícula α , que da lugar en el potencial a una barrera centrífuga
 - El cálculo del factor de Gamow se realiza de modo idéntico al caso $L = 0 \Rightarrow$ la integral debe ser evaluada numéricamente
 - La barrera centrífuga disminuye la probabilidad de desintegración
 - Ejemplo: para $L = 1$ puede aumentar $T_{1/2}$ en un 50%, pero para $L = 6$ lo puede aumentar en un factor 10^3
 - Se ha supuesto que el núcleo es esférico ($R \approx 1.2 A^{1/3}$). Pero sabemos que los núcleos con $A \geq 230$ (donde más abundan los procesos α) están fuertemente deformados
 - Un pequeño cambio en R ($R=1.2 A^{1/3}$, 4%) provoca una variación de $T_{1/2}$ de un factor 5
 \Rightarrow A partir de $T_{1/2}$ se suelen calcular los radios nucleares
- Aunque esta teoría simplificada no es estrictamente correcta, proporciona una buena estimación de la sistemática de las vidas medias de la desintegración α

Emisión de otras partículas pesadas o núcleos.

Emisión de núcleos más pesados:

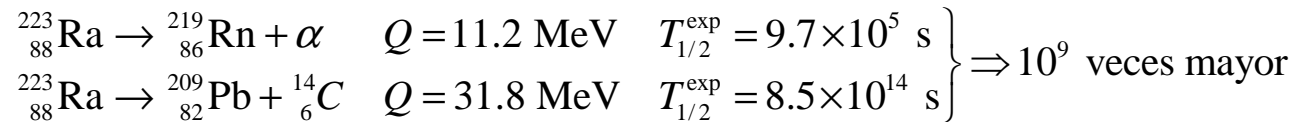
- La teoría de la desintegración α permite interpretar la posibilidad de otros tipos de desintegraciones



\Rightarrow La emisión de núcleos de ${}^{12}\text{C}$ tendría una vida media 10^{13} veces mayor

\Rightarrow No sería fácilmente observable

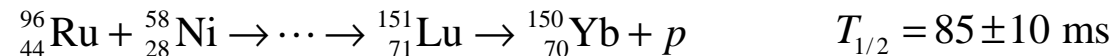
- Experimentalmente sí que se ha observado:



- Sin embargo $(\lambda_{{}^{14}\text{C}} / \lambda_{\alpha})_{\text{Gamow}} \sim 10^{-3}$
- Esta diferencia puede interpretarse en base a la diferencia de probabilidades de preformación de los *clusters*: para el ${}^{14}\text{C}$ es 10^{-6} veces menor que para partículas α

Emisión de protones:

- No se suele observar ya que los valores Q son generalmente negativos
 - Se requieren núcleos muy ricos en protones
- Estos núcleos se han observado tras el bombardeo de núcleos pesados:



- La teoría de Gamow proporciona estimaciones de $T_{1/2}$ mucho menores que los valores experimentales
 - Desacuerdo debido a las funciones de onda nucleares y al momento angular

Momento angular y paridad

- El espín y momento angular siempre se conservan, y como la desintegración α es un proceso fuerte y electromagnético, la paridad también se conserva

- El espín de la partícula α es $J^P = 0^+$

- El núcleo hijo y la partícula α presentarán un momento angular relativo l .

- Por tanto en el proceso de desintegración α se cumplirá:

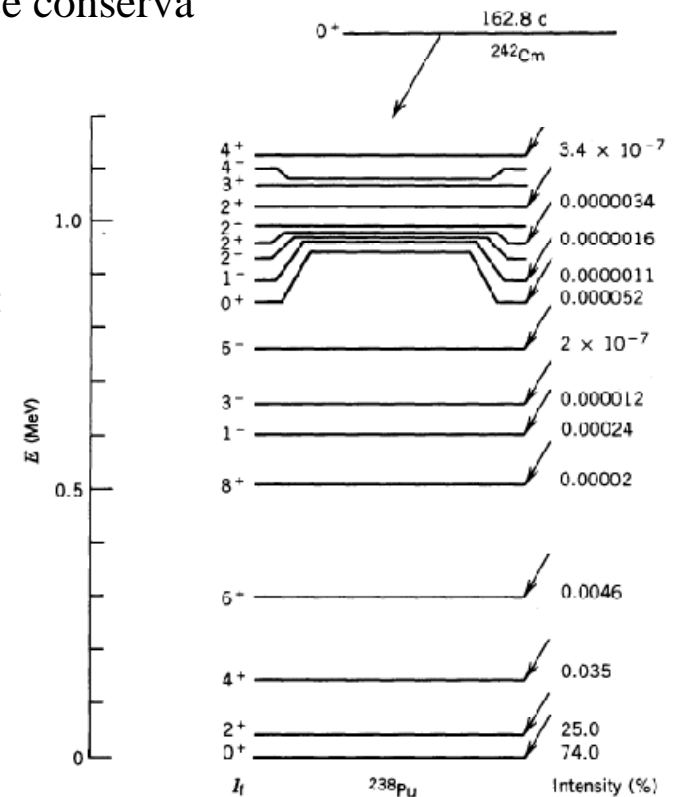
$$\left. \begin{array}{l} \vec{J}_i = \vec{J}_f \otimes \vec{J}_\alpha \otimes \vec{l} \\ P_f = P_i P_\alpha (-1)^l \end{array} \right\} \rightarrow \begin{array}{l} |J_i - J_f| \leq l \leq J_i + J_f \\ P_f = P_i (-1)^l \end{array}$$

- Si el núcleo inicial tiene espín $J^P = 0^+$ (núcleos par-par) solamente se observarán las transiciones:

- $0^+ \rightarrow 0^+, 1^-, 2^+, 3^-, 4^+, \dots$

- Las intensidades de las transiciones a los diferentes estados excitados disminuyen

- al ir aumentando la altura de la barrera centrífuga (al aumentar l)
 - al ir disminuyendo la energía de la partícula α al aumentar la energía de excitación del núcleo residual



- Si el núcleo inicial no tiene espín $J^P = 0^+$ (núcleos con A impar) no existe regla de selección de momento angular y paridad, y a cada transición pueden contribuir diferentes valores de l .

$$J_i = 7/2^+ \rightarrow P_f = (-1)^l$$

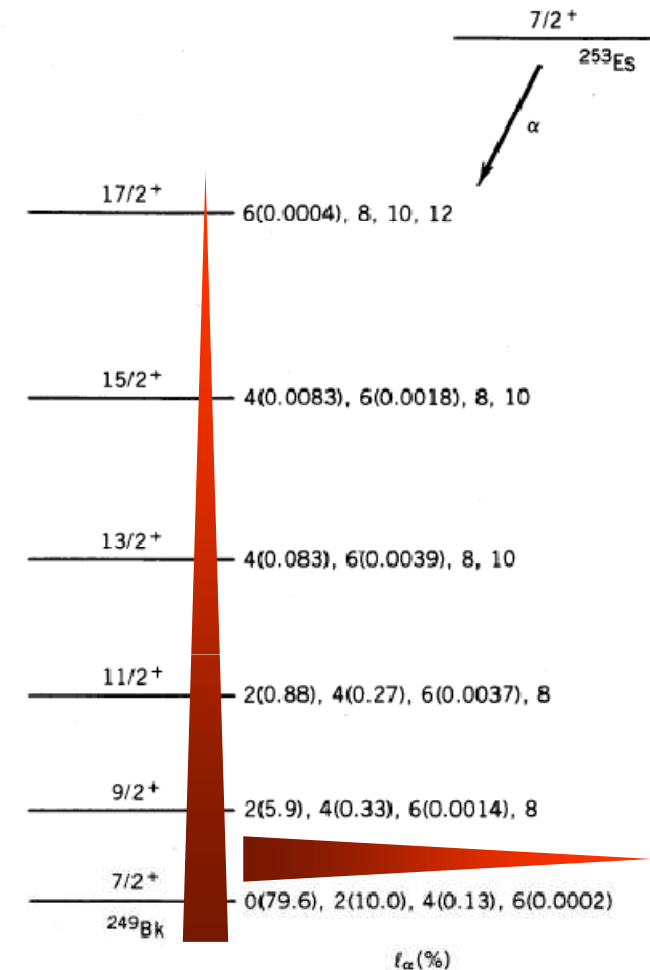
$$l = 0 \rightarrow J_f = 7/2^+ \quad l = 2 \rightarrow J_f = 5/2^+, \dots, 9/2^+$$

$$l = 4 \rightarrow J_f = 1/2^+, \dots, 15/2^+ \quad l = 6 \rightarrow J_f = 1/2^+, \dots, 19/2^+$$

- Las intensidades de las contribuciones de cada valor de L_α disminuirán de acuerdo a los mismos criterios que en el caso anterior:

- conforme aumenta l
- conforme disminuye T_α

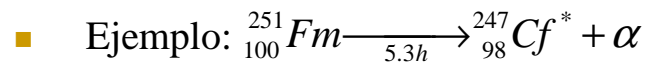
- En cualquier caso, se requieren medidas de distribuciones angulares α para obtener información sobre los momentos angulares orbitales
 - $l=0$ está gobernado por el armónico esférico $\psi_{00}(\theta, \varphi)$, mientras que $l=2$ estará gobernado por $\psi_{20}(\theta, \varphi)$.
 - \Rightarrow espectroscopia α



Espectroscopía α

- La espectroscopía α permite extraer información sobre la estructura de niveles nucleares, así como sus números cuánticos

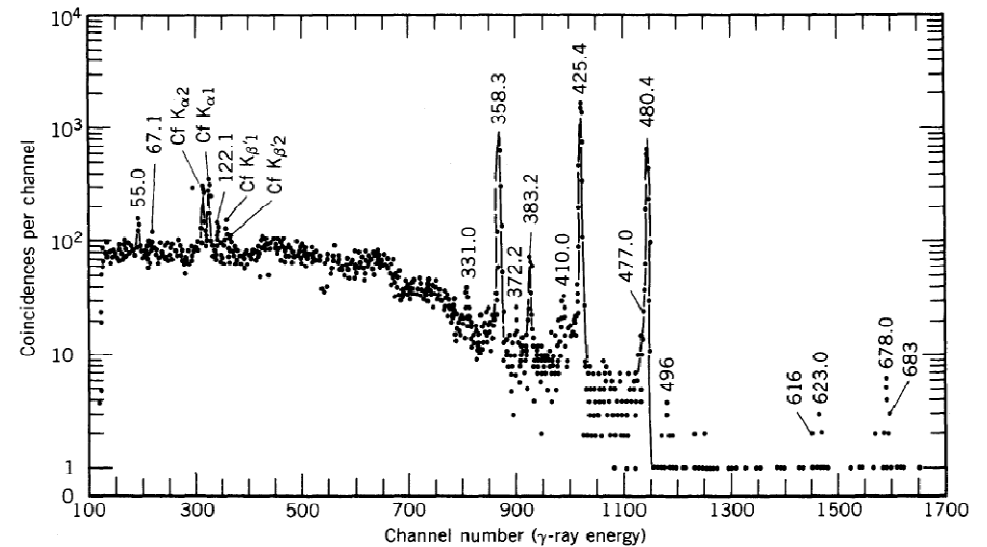
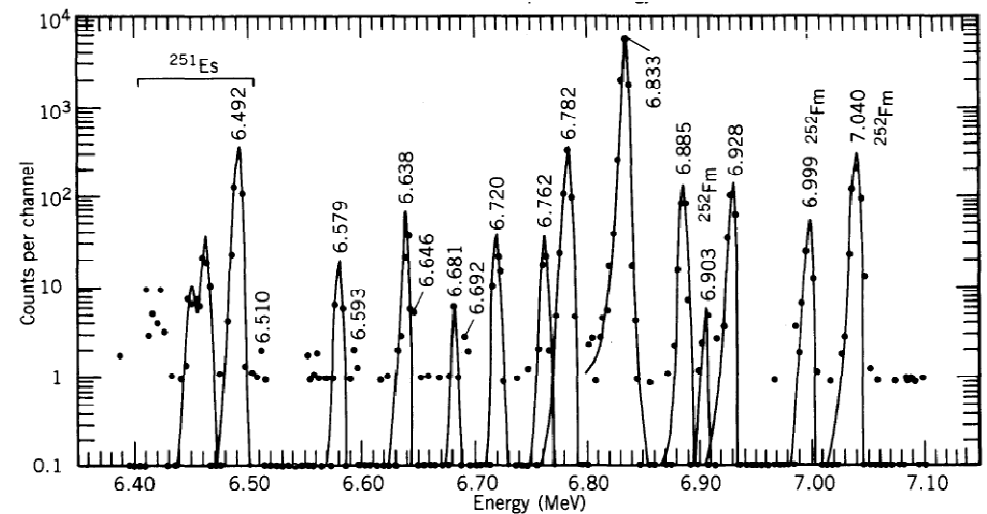
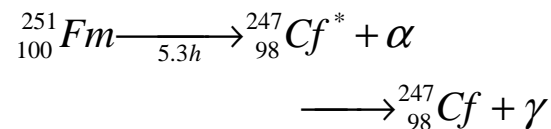
- **Casi siempre combinada con la espectroscopía γ**



- Se observan hasta 13 picos diferentes correspondientes a otros tantos grupos de partículas α con diferentes energías, que corresponderán a diferentes estados excitados del ${}^{247}\text{Cf}$

- Las intensidades de cada grupo α se determina a partir del área de los picos

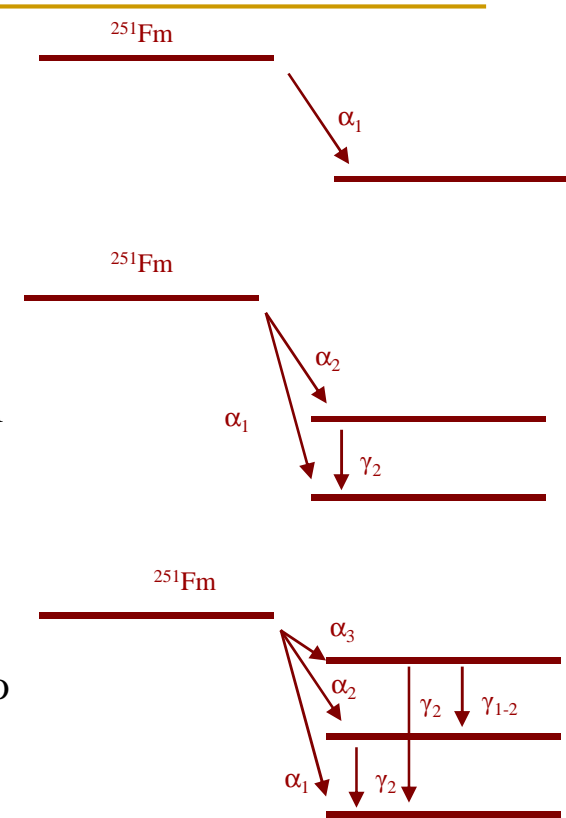
- Los estados excitados del ${}^{247}\text{Cf}$ se desexcitarán por emisión γ



- Supongamos que la α de energía más alta va al estado fundamental. Esto siempre es cierto en núcleos par-par ($0^+ \rightarrow 0^+$) pero no es necesariamente cierto en el caso del resto de núcleos

- Existe un decaimiento α con una energía de 55 keV junto con un decaimiento γ de la misma energía. Se interpreta como un decaimiento a un estado excitado seguido por una desexcitación al estado fundamental.

- Un razonamiento análogo nos proporciona el segundo estado excitado. Adicionalmente tendríamos un γ de energías 122.1-55 keV = 68 keV correspondiente a un decaimiento del 2º al 1º estado excitado.



	α Energy (keV)	Decay Energy (keV)	Excited- State Energy (keV)	α Intensity (%)
$\alpha_1 \rightarrow$	7305 ± 3	7423	0	1.5 ± 0.1
	$7251 \pm 3 \leftarrow \alpha_2$	7368	55	0.93 ± 0.08
$\alpha_3 \rightarrow$	7184 ± 3	7300	123	0.29 ± 0.03
	$7106 \pm 5 \leftarrow \alpha_4$	7221	202	~ 0.05
	6928 ± 2	7040	383	1.8 ± 0.1
	6885 ± 2	6996	427	1.7 ± 0.1
	6833 ± 2	6944	479	87.0 ± 0.9
	6782 ± 2	6892	531	4.8 ± 0.2
	6762 ± 3	6872	552	0.38 ± 0.06
	6720 ± 3	6829	594	0.44 ± 0.04
	6681 ± 4	6789	634	0.07 ± 0.03
	6638 ± 3	6745	678	0.56 ± 0.06
	6579 ± 3	6686	738	0.26 ± 0.04

	Energy (keV)	Intensity (% of decays)	Energy (keV)	Intensity (% of decays)
$\gamma_2 \rightarrow$	55.0 ± 0.2	0.58 ± 0.08	425.4 ± 0.1	51 ± 4
	$67.1 \pm 0.2 \leftarrow \gamma_{1-2}$	0.28 ± 0.05	477.0 ± 0.3	0.54 ± 0.08
$\gamma_3 \rightarrow$	122.1 ± 0.2	0.28 ± 0.05	480.4 ± 0.1	21 ± 2
	331.0 ± 0.3	0.35 ± 0.07	496 ± 1	~ 0.08
	358.3 ± 0.1	17 ± 1.5	616 ± 1	~ 0.05
	372.2 ± 0.4	0.25 ± 0.05	623.0 ± 0.8	0.07 ± 0.02
	382.2 ± 0.3	1.2 ± 0.13	678.0 ± 0.8	0.26 ± 0.06
	410.0 ± 0.3	0.50 ± 0.07	683 ± 1	~ 0.04

- Calculemos los espines de los estados del ^{247}Cf
 - Suponiendo que forman una banda rotacional con $J = \Omega, \Omega+1, \Omega+2, \dots$

$$\Delta E_1 = E_1 - E_0 = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} [(\Omega+1)(\Omega+2) - \Omega(\Omega+1)] = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} 2(\Omega+1)$$

$$\Delta E_2 = E_2 - E_0 = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} [(\Omega+2)(\Omega+3) - \Omega(\Omega+1)] = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} 2(2\Omega+3)$$

- Tomando

$$\left. \begin{array}{l} \Delta E_1 = 55.0 \text{ keV} \\ \Delta E_2 = 122.1 \text{ keV} \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \Omega = 3.5 = \frac{7}{2} \\ \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} = 6.11 \text{ keV} \end{array} \right.$$

- Efectivamente, los tres primeros estados forman una banda rotacional con $J = 7/2, 9/2, 11/2$
- Se pueden predecir las energías de los otros estados excitados de la banda:

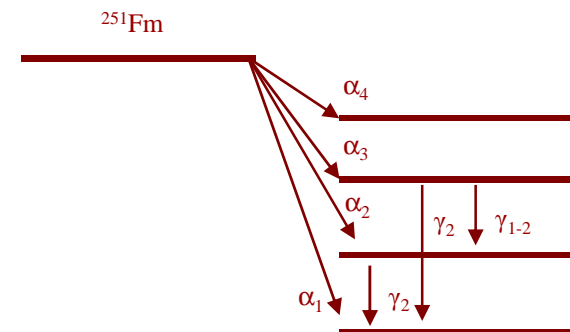
$$\Delta E_3 = E_3 - E_0 = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \left[\frac{13}{2} \frac{15}{2} - \frac{7}{2} \frac{9}{2} \right] = 201.6 \text{ keV} \quad (J = \frac{13}{2})$$

$$\Delta E_4 = E_4 - E_0 = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \left[\frac{15}{2} \frac{17}{2} - \frac{7}{2} \frac{9}{2} \right] = 293.3 \text{ keV} \quad (J = \frac{15}{2})$$

	α Energy (keV)	Excited- State Energy (keV)
$\alpha_1 \rightarrow$	7305 ± 3	0
	$7251 \pm 3 \leftarrow \alpha_2$	55
$\alpha_3 \rightarrow$	7184 ± 3	123
	$7106 \pm 5 \leftarrow \alpha_4$	202

- El 3^{er} estado excitado ($J=13/2$) se puebla con la transición α_4 , pero no se observa ninguna transición γ
- No se observa la desintegración al estado $J=15/2$

- Como J^P del núcleo padre es $9/2^-$, no hay regla de selección para la paridad del estado base \Rightarrow sólo la podremos determinar por medio del estudio de las distribuciones angulares



- La interpretación del resto de estados es más complicada y se realiza mediante técnicas de coincidencia α - γ . Se trata de seleccionar los γ emitidos a continuación de un α determinado.

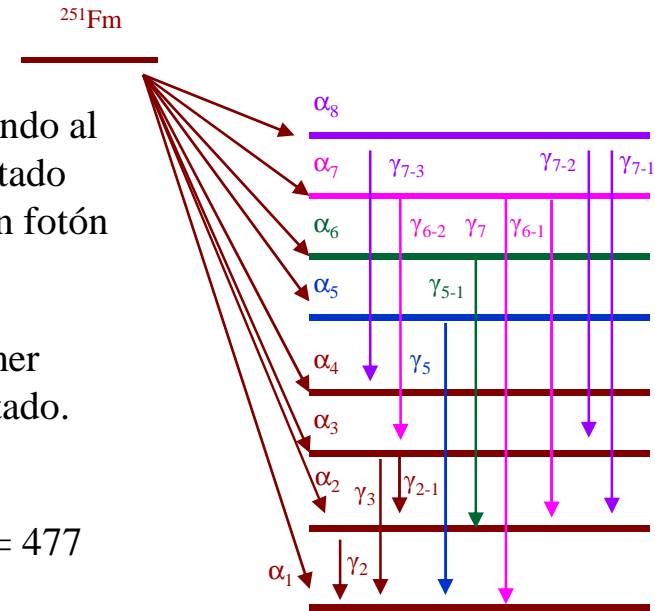
- α_5 está en coincidencia con γ_5 α_6 está en coincidencia con γ_5, γ_{5-1} .
- α_7 está en coincidencia con $\gamma_2, \gamma_{2-1}, \gamma_3, \gamma_{6-2}, \gamma_{6-1}, \gamma_7$. α_8 está en coincidencia con $\gamma_{7-3}, \gamma_{6-2}, \gamma_{7-2}, \gamma_{6-1}, \gamma_{7-1}, \gamma_7$.

- El ^{251}Fm decae emitiendo α_5 al 4º estado excitado y se desexcita inmediatamente a través de γ_5 hasta el estado fundamental.

- α_6 ocupa el 5º estado excitado a 427 keV. No existe ningún γ decayendo al estado fundamental. En su lugar aparecen decaimientos al primer estado excitado γ_{5-1} (427-55 = 372 keV). Se observa γ_5 , luego debe existir un fotón no observado γ_{5-4} .

- El decaimiento α_7 contiene un decaimiento γ_7 al fundamental, al primer (480-55 = 425 keV) y al segundo (480 -122 = 358) KeV estado excitado.

- α_8 (531 keV) muestra transiciones al tercer (513 – 201 = 331 keV), segundo (531 – 122 = 410 keV) y primer estado excitado (513 – 55 = 477 keV), pero no al estado fundamental.



α Energy (keV)	Decay Energy (keV)	Excited- State Energy (keV)	α Intensity (%)	Energy (keV)	Intensity (% of decays)	Energy (keV)	Intensity (% of decays)
$\alpha_1 \rightarrow$	7305 ± 3	0	1.5 ± 0.1	$\gamma_2 \rightarrow$	55.0 ± 0.2	425.4 ± 0.1	51 ± 4
	$7251 \pm 3 \leftarrow \alpha_2$	55	0.93 ± 0.08		$67.1 \pm 0.2 \leftarrow \gamma_{2-1}$	$477.0 \pm 0.3 \leftarrow \gamma_{7-1}$	0.54 ± 0.08
$\alpha_3 \rightarrow$	7184 ± 3	123	0.29 ± 0.03	$\gamma_3 \rightarrow$	122.1 ± 0.2	480.4 ± 0.1	21 ± 2
	$7106 \pm 5 \leftarrow \alpha_4$	202	~ 0.05		$331.0 \pm 0.3 \leftarrow \gamma_{7-3}$	496 ± 1	~ 0.08
$\alpha_5 \rightarrow$	6928 ± 2	383	1.8 ± 0.1		$358.3 \pm 0.1 \leftarrow \gamma_{6-2}$	616 ± 1	~ 0.05
	$6885 \pm 2 \leftarrow \alpha_6$	427	1.7 ± 0.1	$\gamma_5 \rightarrow$	$372.2 \pm 0.4 \leftarrow \gamma_{5-1}$	623.0 ± 0.8	0.07 ± 0.02
$\alpha_7 \rightarrow$	6833 ± 2	479	87.0 ± 0.9		382.2 ± 0.3	678.0 ± 0.8	0.26 ± 0.06
	$6782 \pm 2 \leftarrow \alpha_8$	531	4.8 ± 0.2		$410.0 \pm 0.3 \leftarrow \gamma_{7-2}$	683 ± 1	~ 0.04

- De la misma forma la asignación de espines y momentos angulares intrínsecos Ω no resulta tan sencilla como en el caso de la banda rotacional del estado fundamental
 - La transición α_7 correspondiente al estado excitado de energía 480.4 keV es la dominante (87%)
 - ⇒ El estado inicial y final tienen los mismos espines y paridades, $9/2^-$, *banda rotacional favorecida*
 - Para el resto se requiere información espectroscópica γ adicional (distribuciones angulares)
 - Requieren comparaciones entre las intensidades medidas y las calculadas con los estados de partícula independiente de Nilsson, ya que Ω no puede medirse directamente

