4 Desintegración β.

4.1 Balance energético.

Una de los primeros procesos radiactivos observados fue la emisión de electrones y positrones (e^+) por parte de los núcleos atómicos. Posteriormente (1938) también se observó cómo el núcleo era capaz de capturar uno de los electrones del átomo porvocando la emisión de rayos X. Estos tres procesos se engloban dentro de lo que se conoce como desintegración β, y se corresponden respectivamente con:

- Transformación de un neutrón en un protón: $n \to p + e^-$ (desintegración β^-).
- Transformación de un protón en un neutrón: $p \to n + e^+$ (desintegración β^+).
- Captura electrónica: $p + e^- \to n$

Así pues, la desintegración β no cambia el número atómico, pero transforma el número de protones según $Z \to Z \pm 1$, y el de neutrones según $N \to N \mp 1$.

El primer gran problema de la desintegración β es que la distribución de energía de los electrones (o positrones emitidos) es continua, cuando lo esperable era una distribución con picos (similar a la de la desintegración α) que reflejara los distintos estados en los que queda el núcleo hijo. Además la energía del electrón emitidos por un determinado núcleo tiene un límite superior, nunca supera un determinado valor.

La explicación a ésto es que en la desintegración β, junto al núcleo hijo y el electrón (o positrón) hay una tercera partícula, el antineutrino, $\bar{\nu}$ (o el neutrino, ν). Así, un núcleo A puede desintegrarse según: $A \to B + e^- + \bar{\nu}$. Como en toda desintegración, el proceso será posible cuando lo sea energéticamente, esto es, cuando las masa inicial sea mayor que la masa final: $Q = M_{\text{inicial}} - M_{\text{final}}$. Si $Q > 0$ la desintegración tendrá lugar.

Si A está inicialmente en reposo, se tendrá $\boldsymbol{p}_B + \boldsymbol{p}_e + \boldsymbol{p}_\nu = 0$, de donde se tiene que $\boldsymbol{p}_A = -(\boldsymbol{p}_e + \boldsymbol{p}_\nu)$, y de 42 se tiene que:

$$T_B = \frac{Q}{1 + M_B/(m_e + m_\nu)} \tag{55}$$

donde m_e y m_ν son las masas del electrón y del neutrino, respectivamente. Admitiendo por le momento que la m_ν es comparable a m_e, es obvio que $M_B \gg m_e + m_\nu$ (la masa del nucleón es 2000 veces mayor que la del electrón), y por tanto, como Q es del orden de unidades de MeV, se tendrá que $T_B \approx 0$ y $T_e + T_\nu \approx Q$. La energía liberada en la desintegración se reparte casi en exclusiva entre el electrón y el neutrino. Este reparto no es único (de ahí el espectro continuo de la energía del electrón), y lógicamente el electrón tendrá una energía máxima que se corresponde con $T_\nu = 0$: $T_e^{(\max)} = Q$.

Experimentalmente se sabe que: $n \to p + e^- + \bar{\nu}$, siendo la energía máxima de los electrones emitidos de 0.782 ± 0.013 MeV. Por tanto:

$$Q = T_e^{(\max)} = 0.782 = M_n - M_p - m_e - m_\nu = 939.565 - 938.272 - 0.511 - m_\nu = 0.782 - m_\nu$$

donde todos los valores están expresados en MeV. Por tanto, la masa del neutrino es nula, con una incertidumbre 13 keV.

Por conservación de carga, el neutrino ha de tener carga nula. La emisión de un e^- va acompañada por la emisión de un antineutrino, mientras que la del positrón va acompañada por la emisión de un neutrino (conservación del número leptónico). Por coservación del momento angular el neutrino ha de tener spin semientero, pudiendo ser sólo 1/2 o 3/2. Por consideraciones estadísticas se sabe que ha de ser 1/2.

Para un proceso de desintegración β^- o β^+ el valor de Q viene dado simplemente por: $Q = M_X - M_{X'} - m_e$, donde X y X' son los núcleos padre e hijo. Si $Q > 0$ la desintegración es posible. Ahora bien, las masas nucleares experimentales se referieren a las obtenidas en un átomo neutro, de tal modo que la masas nuclear es $M_X = M_X^{(\mathrm{atom})} - Zm_e$ (despreciando la energía de ligadura de los electrones). Se tiene entonces:

Desintegración β^-: ${}^A_Z X_N \to {}_{Z+1}^{\;\;\;A} X_{N-1} + e^- + \bar{\nu}$

$$Q^{(-)} = M_X - M_{X'} - m_e = M_X^{(\mathrm{atom})} - Zm_e - M_{X'}^{(\mathrm{atom})} + (Z+1)m_e - m_e = M_X^{(\mathrm{atom})} - M_{X'}^{(\mathrm{atom})}$$

Desintegración β^+: ${}^A_Z X_N \to {}_{Z-1}^{\;\;\;A} X_{N+1} + e^+ + \nu$

$$Q^{(+)} = M_X - M_{X'} - m_e = M_X^{(\mathrm{atom})} - Zm_e - M_{X'}^{(\mathrm{atom})} + (Z-1)m_e - m_e$$

$$Q^{(+)} = M_X^{(\mathrm{atom})} - M_{X'}^{(\mathrm{atom})} - 2m_e$$

Para determinados núcles se tiene $Q^{(+)} > 0$, y la desintegración β^+ es posible. Por ejemplo ${}^{25}\mathrm{Al} \to {}^{25}\mathrm{Mg} + e^+ + \nu$. Sin embargo, para un protón aislado ($B_X = B_{X'} = 0$), se tiene $Q < 0$ y la desintegración no es posible. Los protones sólo pueden desintegrarse dentro del medio nuclear.

4.2 Densidad de estados.

Consideremos una partícula que se mueve libremente en una caja cúbica de lado L ($V = L^3$). La ecuación de Schrödinger para esta partícula es:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi = E\Psi,$$

cuyas soluciones han de ser nulas en los paredes de la caja, esto es, en $x=0$, $y=0$, $z=0$, $x=L$, $y=L$, $z=L$.

La solución es entonces $\Psi(x,\, y,\, z) \propto \sin(\frac{p_x x}{\hbar})\,\sin(\frac{p_y y}{\hbar})\,\sin(\frac{p_z z}{\hbar})$, donde $p_x = n_x \pi\hbar/L$, $p_y = n_y \pi\hbar/L$, y $p_z = n_z \pi\hbar/L$, con $n_{x,y,z} = 1, 2, 3, \cdots$.

Por tanto las soluciones posibles toman valores de $\boldsymbol{p} = (p_x,\, p_y,\, p_z)$ que forman una red de puntos en el octante positivo del $\boldsymbol{p}$-espacio. La distancia entre los puntos es $\pi\hbar/L$.

Por lo tanto, si queremos saber el número de estados que tienen $|\boldsymbol{p}| < p_0$, éste será el volumen ocupado por todos ellos en el $\boldsymbol{p}$-espacio, dividido por $(\pi\hbar/L)^3$:

$$N = \frac{1}{8}\,\frac{4}{3}\pi p_0^3\,\frac{1}{\hbar^3}\left(\frac{L}{\pi}\right)^3 = \frac{V}{(2\pi)^3\hbar^3}\,\frac{4}{3}\pi p_0^3$$

y diferenciando obtenemos el número de estados en un intervalo de momento dp_0:

$$dN = \frac{V}{(2\pi)^3\hbar^3} 4\pi p_0^2 \, dp_0. \tag{56}$$

Como $E_0^2 = p_0^2c^2 + m^2c^4$, se tiene que $E_0 \, dE_0 = p_0 \, c^2 \, dp_0$, y por lo tanto el número de estados en un intervalo de energía dE_0 será:

$$dN = \frac{V}{(2\pi)^3\hbar^3} \frac{4\pi p_0 \, E_0}{c^2} dE_0 = N(E_0) \, dE_0 \tag{57}$$

4.3 Teoría de la desintegración β. Teoría de Fermi.

El punto de partida en la teoría de Fermi es que la interacción W que produce la desintegración β es mucho más débil que la interacción nuclear, y por tanto puede ser tratada como una perturbación. Esto se justifica por el hecho de que las vidas medias típicas en la desintegración β, típicamente del orden de segundos, son mucho mayores que las típicas de la desintegración α, a menudo del orden 10^{-20} segundos.

Para esta situación, según la regla de oro de Fermi (ecuación 25), sabemos que la probabilidad por unidad de tiempo λ de que se produzca la desintegración es:

$$W_{i\to f} = \lambda = \frac{2\pi}{\hbar} \, |\langle \psi_f | W | \psi_i \rangle|^2 \, \delta(E_i - E_f) \tag{58}$$

donde ψ_i y ψ_f son la función de onda de los estados inicial y final con energías E_i y E_f, respectivamente.

En una desintegración del tipo ${}^A_Z X_N \to {}_{Z-1}^{\;\;A} X'_{N+1} + e^+ + \nu$, el posible estado final no es único, ya que la energía cinética se reparte de forma continua entre el e^- y el ν. En realidad se tiene un continuo de estados finales, y $\delta(E_i - E_f)$ ha de sustituirse por la densidad de estados finales, es decir, por el número de estados finales posibles en un intervalo de energía $E_f \pm dE_f$. Utilizando la expresión 57, para cada energía E_e del electrón se tendrá:

$$dN = N_\nu(M_X - M_{X'} - E_e) \, N_e(E_e) \, dE_e$$

donde hemos usado que por conservación de energía la energía del neutrino viene dada por $E_\nu = M_X - M_{X'} - E_e$, donde, aunque no es necesario para el desarrollo posterior, se está despreciando la energía cinética del núcleo hijo. Como además se tiene que $E_e = m_e + T_e$ y $Q = M_X - M_{X'} - m_e$, entonces $E_\nu = Q - T_e$. Usando también que $p_\nu = E_\nu / c$, se tiene entonces que:

$$dN = N_\nu(Q - T_e) \, N_e(E_e) \, dE_e = \frac{V}{(2\pi)^3\hbar^3} \frac{4\pi}{c^3} (Q - T_e)^2 \, \frac{V}{(2\pi)^3\hbar^3} \frac{4\pi}{c^3} (E_e^2 - m_e^2c^4)^{1/2} \, E_e \, dE_e \tag{59}$$

En la expresión 58 elemento de matriz $\langle \psi_f | W | \psi_i \rangle$ no es más que $\int \psi_f^* \, W \psi_i \, dx$, donde x se refiere a todas las posibles coordenadas.

Tomando el electrón y el neutrino como partículas libres, ondas planas, la función de onda final es (despreciando el momento del núcleo residual:

$$\psi_f = \Psi_{X'} \, \psi_e \psi_\nu = \Psi_{X'} \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\boldsymbol{p}_e \cdot \boldsymbol{r}_e / \hbar} \, \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\boldsymbol{p}_\nu \cdot \boldsymbol{r}_\nu / \hbar}$$

donde $\boldsymbol{r}_e$ y $\boldsymbol{r}_\nu$ son las posiciones del electrón y el neutrino, respectivamente, y $\Psi_{X'}$ es la función de onda interna del núcleo hijo. Igualmente Ψ_X será la función de onda del núcleo inicial, y $\psi_i = \Psi_X$.

Así pues:

$$\langle\psi_f|W|\psi_i\rangle = \frac{1}{V}\int d\boldsymbol{r}_e d\boldsymbol{r}_\nu\, e^{-i\boldsymbol{p}_e\cdot\boldsymbol{r}_e/\hbar}\, e^{-i\boldsymbol{p}_\nu\cdot\boldsymbol{r}_\nu/\hbar}\,\langle\Psi_{X'}|W|\Psi_X\rangle \tag{60}$$

La hipótesis de Fermi es que la interacción es una interacción de contacto, de tal modo que se supone se produce cuando todas las partículas están en el mismo punto del espacio. Además considera una interacción constante con, en todo caso, un conjunto de operadores en principio desconocidos. Así la interacción es simplemente: $W = g\,\boldsymbol{T}\delta^{(3)}(\boldsymbol{r}_e)\,\delta^{(3)}(\boldsymbol{r}_\nu)$, donde g es la intensidad de la interacción (constante de acoplamiento) y $\boldsymbol{T}$ son los operadores que transforman protones en neutrones y la inversa. Son pues operadores de isospin.

Definiendo $M_{fi} = \langle\Psi_{X'}|\boldsymbol{T}|\Psi_X\rangle$ como el elemento de matriz nuclear, se obtine enetonces:

$$\langle\psi_f|W|\psi_i\rangle = \frac{1}{V}\, g\, M_{fi} \tag{61}$$

El tomar la interacción débil como una interacción de contacto equivale a sustituir las exponenciales en 60 por la unidad, lo cual es válido cuando $\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{r} \ll 1$ para el electrón y el neutrino (esto es habitualmente así para los momentos típicos de la desintegración β). Esta aproximación es lo que se denomina aproximación permitida. El término siguiente en la aproximación se corresponderá con el término siguiente en el desarrollo de la exponencial: $e^{-i\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{r}/\hbar} \approx 1 - i\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{r}/\hbar$. (Como el elemento de matriz $\langle\psi_f|W|\psi_i\rangle$ es una energía, la constante g vendrá dada en unidades de energía por volumen, siendo M_{fi} adimensional).

Insertando entonces 59 y 61 en 58 resulta:

$$d\lambda = \frac{1}{\hbar^7 c^6}\,\frac{1}{2\pi^3}\, g^2\,|M_{fi}|^2\,(Q-T_e)^2\,(E_e^2 - m_e^2c^4)^{1/2}\,E_e\,dE_e \tag{62}$$

Como $E_e = T_e + m_ec^2$, resulta $dE_e = dT_e$, y en términos de la energía cinética del electrón se tiene:

$$\frac{d\lambda}{dT_e} = \frac{1}{\hbar^7 c^6}\,\frac{1}{2\pi^3}\, g^2\,|M_{fi}|^2\,(T_e^2 + 2T_e\,m_ec^2)^{1/2}\,(Q-T_e)^2(T_e+m_ec^2) \tag{63}$$

donde se ve que la distribución de probabilidad se hace 0 para $T_e = 0$ y para $T_e = Q$, que son los límites correspondientes a que toda la energía cinética la absorbe el neutrino o el electrón.

Si queremos la expresión anterior en términos del momento del electrón, usando que $E_e^2 = (T_e + m_ec^2)^2 = p_e^2c^2 + m_e^2c^4$, se tiene $p_ec^2dp_e = (T_e+m_ec^2)dT_e$, con lo cual:

$$\frac{d\lambda}{dp_e} = \frac{1}{\hbar^7 c^3}\,\frac{1}{2\pi^3}\, g^2\,|M_{fi}|^2\,p_e^2\Big[Q - [m_e^2c^4 + p_e^2c^2]^{1/2} + m_ec^2\Big]^2 \tag{64}$$

En el desarrollo realizado se han considerado al electrón y al neutrino emitidos como partículas libres (ondas planas). Sin embargo, para el caso del electrón (o positrón), la interacción Coulombiana con el núcleo hijo va a modificar la distribución de momentos (o energías) del mismo. Formalmente habría que sustituir la onda plana que describe al electrón por función distorsionada. No obstante este efecto se suele incluir también a través de la función de fermi $F(Z,\ p)$ (o $F(Z,\ \ T_e)$), donde Z es la carga del núcleo hijo, y que multiplica a la expresión 63 o 64. Una forma (no relativista) de esta función es: $F(Z,T_e) = 2\pi\eta/(1-e^{-2\pi\eta})$ donde $\eta = \pm Ze^2/\hbar v_e$, siendo v_e la velocidad del electrón (o positrón), y donde el signo $+$ $(-)$ es válido para el electrón (positrón).

También se ha supuesto que el elemento de matriz $|M_{fi}|$, que contiene toda la información sobre la estructura nuclear, no modifica la forma del espectro. En general es así, pero no siempre. Esto ocurre cuando la aproximación permitida no es válida, y es necesario entonces tomar el siguiente término en el desarrollo $e^{-i\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{r}} \approx 1 - i\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{r}/\hbar$. La desintegración se denomina en este caso desintegración prohibida, que realmente significa que es mucho menos probable.

Así, la distribución de momentos del electrón se puede escribir finalmente como:

$$N(p) = \frac{d\lambda}{dp} = \frac{g^2\,|M_{fi}|^2}{\hbar^7\,2\pi^3\,c^3}\,p^2\,(Q-T)^2\,F(Z,p) \tag{65}$$

4.4 Constante de desintegración: Valor ft.

De la expresión 65 se obtiene que $[N(p)/(p^2\,F(Z,\,p))]^{1/2}$ es proporcional a $(Q-T)$, y por tanto lineal en T. Así pues, su representación en función de T ha de ser una recta que cortará al eje x en $T = Q$. Este comportamiento lineal se comprueba experimentalmente. Este tipo de gráfica se denomina gráfica de Kurie (o de Fermi-Kurie). Esto es así para las transiciones permitidas, mientras que para las prohibidas es necesaria una corrección debida a la dependencia en el momento de $|M_{if}|$.

Por otro lado, para las desintegraciones permitidas,la probabilidad total de desintegración por unidad de tiempo se obtiene integrando en p la expresión 65 (o en T_e la expresión 63), con lo cual:

$$\lambda = \frac{g^2\,|M_{fi}|^2}{\hbar^7\,c^3\,2\pi^3}\int_0^{p_{\max}} p^2\,(Q-T)^2\,F(Z,p)\,dp \tag{66}$$

La integral en la expresión 66, multiplicada por una seria de factores que la hacen adimensional, es lo que se conoce como integral de Fermi, que no es más que λ, pero excluyendo toda la dependencia en la estructura nuclear:

$$f(Z,Q) = \frac{1}{m_e^5\,c^7}\int_0^{p_{\max}} p^2\,(Q-T)^2\,F(Z,p)\,dp$$

que normalmente se expresa en términos de la energía total (no sólo la cinética) del electrón: $E_0 = Q + m_e c^2$ es la energía total máxima del electrón, y la energía $E = T + m_e c^2$ es la total del electrón. $E^2 = p^2c^2 + m_e^2c^4$ y $dp = E\,dE/(pc^2)$. Por lo tanto se tiene finalmente para la integral de Fermi:

$$f(Z,E_0) = \frac{1}{m_e^5\,c^{10}}\int_{m_e c^2}^{E_0} E\,(E^2 - m_e^2c^4)^{1/2}\,(E_0-E)^2\,F(Z,E)\,dE \tag{67}$$

Esta función adimensional, que no depende de la estructura nuclear, está tabulada en función de la carga Z del núcleo hijo, y en función de la energía máxima E_0 del electrón.

Por lo tanto, se tiene finalmente que:

$$\lambda = \frac{g^2\,|M_{fi}|^2}{\hbar^7\;2\pi^3}\,m_e^5\,c^4\,f(Z,E_0) \tag{68}$$

Como $t_{1/2} = \ln 2/\lambda$, resulta entonces que:

$$f(Z,E_0)\,t_{1/2} = \frac{\hbar^7\;\pi^3\,2\ln 2}{g^2\,|M_{fi}|^2\,m_e^5\,c^4} \tag{69}$$

que contiene únicamente información sobre la estructura nuclear y que se denomina valor ft o también vida media comparativa. Diferentes valores de ft se deberán a distintos elementos de matriz nucleares. La expresión 69 permite comparar distintas desintegraciones β.

Dado que las vidas medias pueden oscilar entr 10^3 y 10^{20} s, habitualmente lo que se da el $\log(ft)$ con t dado en segundos.

Para las transiciones $0^+ \to 0^+$ se puede calcular que $M_{fi} = \sqrt{2}$, de donde se tiene que el valor ft para estas transiciones ha de ser constante. Experimentalmente se observa que esto es así, pudiéndose extraer entonces el valor de la constante de acoplamiento g, obteniéndose: $g = 0.88 \cdot 10^{-4}$ MeV $\cdot$ fm^3. Esta constante de acoplamiento genera una interacción 10^5 veces más débil que la interacción fuerte, y 10^3 veces más débil que la electromagnética.

Lógicamente valores menores de ft se corresponden con desintegraciones permitidas (cuando $|M_{fi}| \approx 1$ la transición se denomina superpermitida), mientras que valores ft grandes se producen en transiciones prohibidas.

4.5 Reglas de selección.

En el desarrollo de la teoría de Fermi no se ha considerado la parte de la función de onda correspondiente al spin de las partículas. El spin del electrón y del neutrino se pueden acoplar a $S = 0$ o $S = 1$. Cuando ocurre lo primero se dice que la desintegración es una desintegración de Fermi, mientras que cuando $S = 1$, la desintegración se conoce como desintegración Gamow-Teller.

Desintegraciones permitidas: En el desarrollo de la teoría de Fermi realizado anteriormente se hizo la aproximación $e^{i\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{r}/\hbar} \approx 1$, equivalente a considerar una interacción de contacto. Las funciones de onda del electrón y del neutrino se sustituyen por su valor en el origen. Esto supone que los momentos angulares orbitales del electrón y del neutrino son cero, ya que sólo en este caso la función de onda es no nula en el origen.

Las paridades inicial y final son Π_i y $\Pi_f(-1)^{\ell_e+\ell_\nu}$, siendo Π_i y Π_f las paridades de los núcleos padre e hijo, y ℓ_e y ℓ_ν los momentos angulares orbitales del electrón y del neutrino. Como $\ell_e = \ell_\nu = 0$ resulta que una transición permitida conecta estados nucleares de igual paridad.

Por tanto, en una transición permitida, $\Delta\pi = |\Pi_i - \Pi_f| = 0$, y $\Delta I = |I_i - I_f| = 0$ para las transiciones de Fermi, y $\Delta I = 0, \pm 1$ para transiciones Gamow-Teller (I_i e I_f son los spines del núcleo padre e hijo).

Cuando $I_f = 0$, necesariamente $I_i = S$, y $\Delta I = S$. Por tanto, si $I_i = I_f = 0$ la transición permitida sólo puede ser de Fermi ($\Delta I = 0$), y cuando $I_i = 1, I_f = 0$, la transición sólo puede ser Gamow-Teller.

Así, transiciones $0^\pi \to 0^\pi$ son puramente Fermi, y transiciones $0^\pi \to 1^\pi$ o $1^\pi \to 0^\pi$ son puramente Gamow-Teller. En general, un núcleo podrá sufrir transformaciones Fermi y Gamow-Teller, cada una con una determinada probabilidad:

$$\lambda_F = \frac{g_F^2\,|M_F|^2}{\hbar^7\;2\pi^3}\,m_e^5\,c^4\,f(Z,E_0) \text{ y } \lambda_{\mathrm{GT}} = \frac{g_{\mathrm{GT}}^2\,|M_{\mathrm{GT}}|^2}{\hbar^7\;2\pi^3}\,m_e^5\,c^4\,f(Z,E_0),$$

cuya suma da la probabilidad total de transición por unidad de tiempo:

$$\lambda = \lambda_F + \lambda_{\rm GT} = \frac{1}{\hbar^7\, 2\pi^3}\, m_e^5\, c^4\, f(Z, E_0)\, \left(g_F^2\, |M_F|^2 + g_{\rm GT}^2\, |M_{\rm GT}|^2\right),$$

y su inverso nos dará la semivida total.

Por tanto, en las desintegraciones permitidas de Fermi, el operador que aparece en el elemento de matrix nuclear M_{fi} (ecuación 61) contiene únicamente operadores de isospin $t_\pm$ que transforman protones en neutrones y a la inversa. Así, las desintegraciones de Fermi sólo modifican la proyección de isospin, con lo cual el isospin total del núcleo padre e hijo ha de ser el mismo ($\Delta T = 0$). Para las desintegraciones Gamow-Teller contiene además un término de spin que genera el spin del sistema electrón-neutrino.

Desintegraciones prohibidas: Estas desintegraciones son simplemente menos probables que las permitidas, pero serán las que ocurran cuando las primeras no sean posibles. Sus vidas medias serán pues mucho mayores.

El caso más claro es es el de una desintegración β conectando dos estados nucleares de paridad distinta. Ahí las transiciones permitidas no son posibles.

Supondremos que el electrón y el neutrino tienen un momento angular relativo nulo, con lo cual la paridad final vendrá dada por $\Pi_f(-1)^\ell$, siendo Π_f la paridad del núcleo hijo, y ℓ el momento angular del centro de masas del sistema electrón-neutrino relativo al núcleo hijo.

Las transiciones prohibidas están asociadas a $\ell \neq 0$. Los valores impares producirán cambio de paridad entre el núcleo padre e hijo, y los pares no. Para $\ell = 1$ las transiciones se denominan prohibidas de primer orden ($\Delta I = 0, \pm 1, \pm 2$), para $\ell = 2$ de segundo orden ($\Delta I = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$), y así sucesivamente.

4.6 Consideraciones finales.

- Aunque en el análisis anterior se ha considerado que las paridades de los sistemas inicial y final han de ser iguales, lo cierto es que la interacción débil, responsable de la desintegración β no conserva necesariamente la paridad.
- Evidentemente la teoría de Fermi no es una teoría rigurosa de la desintegración β. Formalmente las interacciones se describen a través del intercambio de un bosón virtual, de tal modo que el alcance de la interacción viene dado por el inverso de la masa del bosón intercambiado. Ocurre que los bosones $W^\pm$ y Z^0 intercambiados en la interacción débil tienen masas enormemente grandes, del orden de 80000-90000 MeV, que se corresponde con un alcance de milésimas de fm. De ahí que una teoría como la de Fermi, que supone una interacción de contacto funcione razonablemente bien.
- Doble desintegración β: Consideremos el caso del ^{48}Ca, que en principio puede transformarse según el proceso $^{48}\mathrm{Ca} \rightarrow ^{48}\mathrm{Sc} + e^- + \nu$. Ahora bien, la única posibilidad es poblar el estado 4^+, 5^+, o 6^+ del ^{48}Sc, con lo cual la transición requiere un alto valor de ℓ y la vida media sería muy grande. Sin embargo, existe la posibilidad de transformar no un protón, sino dos, en neutrones, con lo cual el proceso es: $^{48}\mathrm{Ca} \rightarrow ^{48}\mathrm{Ti} + 2e^- + 2\nu$. En este caso sí es posible una transición $0^+ \rightarrow 0^+$, con una vida media mucho menor. Este es el proceso que se conoce como doble desintegración β, y es un proceso directo, en el que no se puebla ningún estado intermedio del ^{48}Ti. No son dos desintegraciones β consecutivas.

- Emisión retardada de nucleones: Los núcleos muy ricos en neutrones o protones pueden ser inestables frente a la emisión de un neutrón o un protón (del mismo modo a lo que ocurre en la desintegración α). Las desintegraciones β^+ (y β^-) aumentan el número de neutrones (y protones), de tal modo que puede darse el caso de que tras la desintegración el núcleo hijo sea inestable frente a la emisión del nucleón.
- Espectroscopía β:La obtención de información sobre los estados excitados de los núcleos hijo en una desintegración β es más complicado que en el caso de la desintegración α, ya que el espectro de energías del electrón emitido es continuo. Sin embargo es posible extraer información. Por ejemplo una gráfica de Fermi-Kurie que se ajuste a una línea recta sin corrección adicional indica que estamos ante una transición permitida, y por tanto sabemos que $\Delta\pi = 0$, y $\Delta I = 0, \pm 1$. Por otra parte los diagramas de Fermi-Kurie para las transiciones prohibidas recuperan el carácter lineal con determinadas funciones correctoras características del tipo de transición (prohibidas de primer grado, de segundo...).