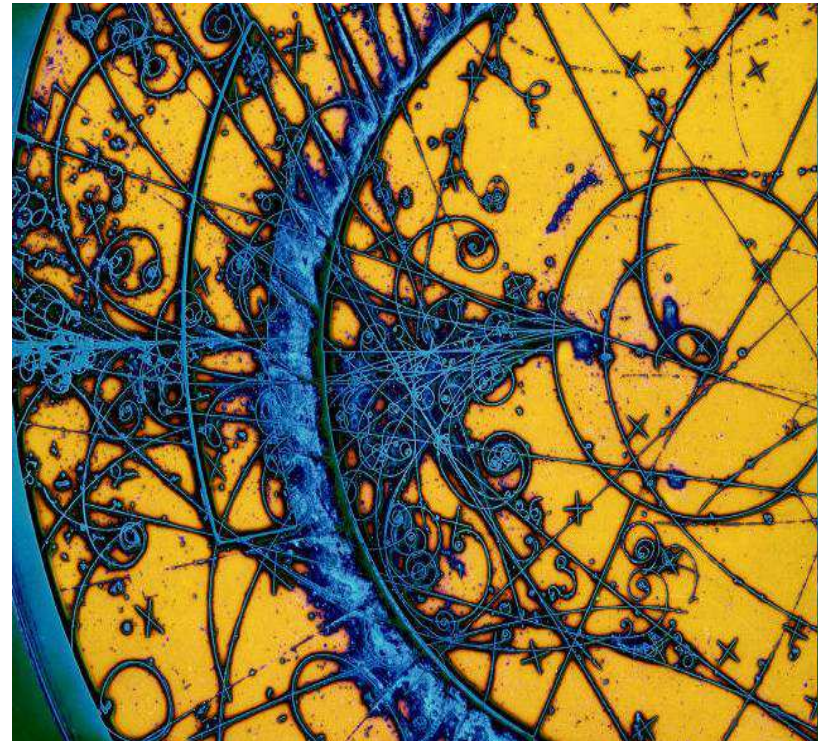


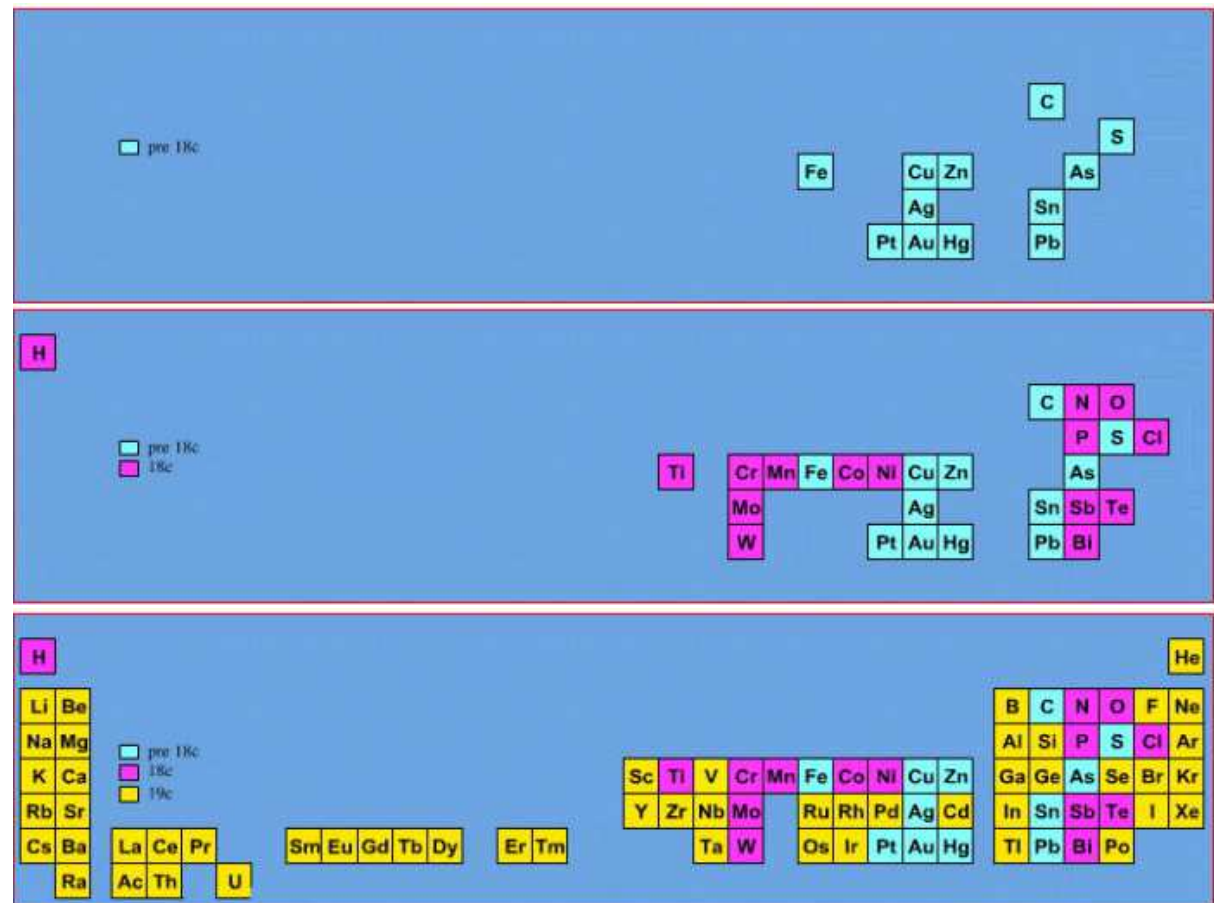
Partículas elementales e interacciones fundamentales.

- Introducción.
- Interacciones y campos en física de partículas.
- Ecuación de Dirac. Partículas y antipartículas.
- Leptones.
- Hadrones.

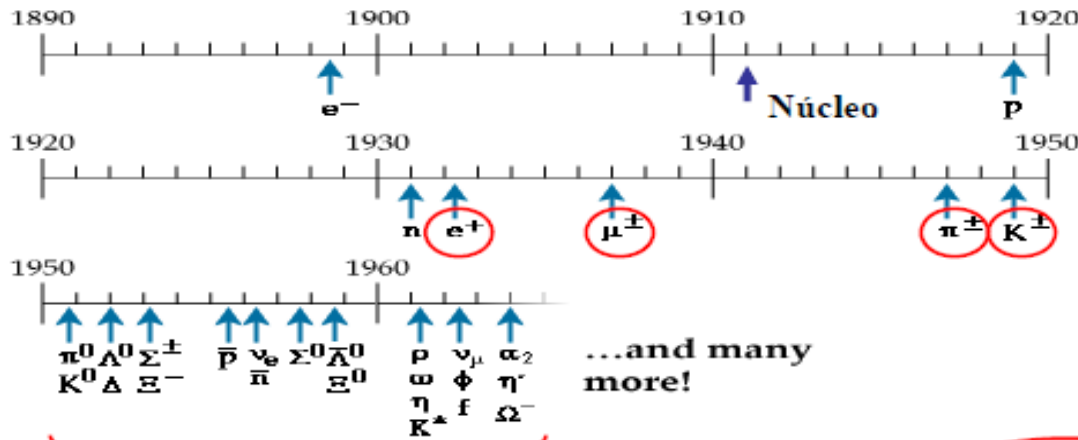


Introducción

- A medida que se perfeccionaron los métodos de medida, el número de elementos químicos conocidos fue creciendo sin cesar y surgió la necesidad de ordenarlos de alguna manera. Se realizaron varios intentos, pero el intento decisivo lo realizó un científico ruso, Mendeléyev, que creó lo que hoy se denomina sistema periódico.
- Mendeléyev ordenó los elementos según su masa atómica, situando en una misma columna los que tuvieran algo en común.
- Al ordenarlos, se dejó llevar por dos grandes intuiciones; alteró el orden de masas cuando era necesario para ordenarlos según sus propiedades y se atrevió a dejar huecos, postulando la existencia de elementos desconocidos hasta entonces.

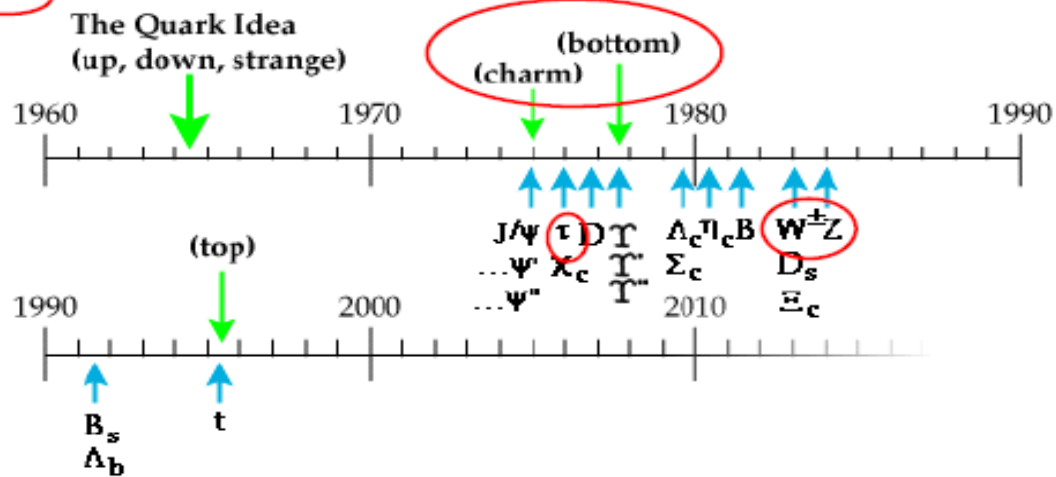


Introducción



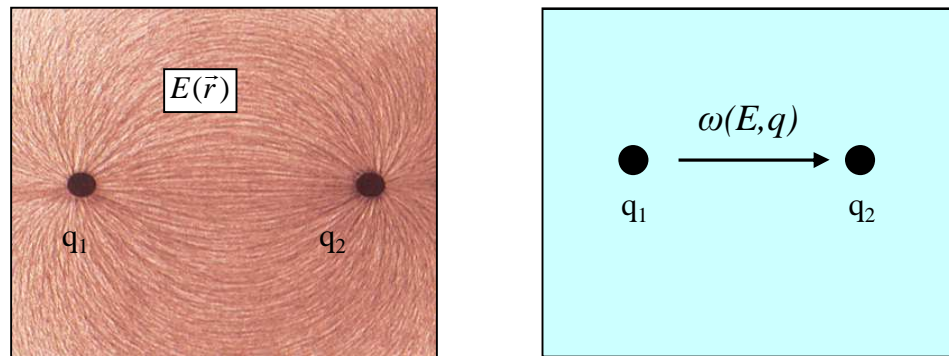
■ Algo similar ocurrió con la Física de Partículas a lo largo del siglo XX.

- Hoy en día sabemos que toda la partícula esta formada por partículas fundamentales de espín 1/2 (fermiones), los quarks y los leptones
- Estos constituyentes interaccionan a partir del intercambio de bosones (partículas de espín entero)



Interacciones y campos en física de partículas.

- El concepto de interacción es diferente en mecánica clásica y cuántica
 - Clásica: La interacción a distancia se describe en función de un potencial o de un campo generado por una partícula que actúa sobre otra
 - Cuántica: La interacción a distancia se interpreta a partir del intercambio de cuantos, bosones, cuya naturaleza dependerá del tipo de interacción.



- El rango de la interacción depende de la masa del mediador. Dicha conexión fue establecida en 1935 por Yukawa mientras estudiaba las fuerzas de corto alcance entre neutrones y protones.
- Comenzamos por:

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

- La ecuación describiendo la función de onda viene dada al sustituir:

$$E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \quad p \rightarrow -i\hbar \vec{\nabla}$$

- Lo que nos da la ecuación de Klein-Gordon

$$\nabla^2 \varphi - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0$$

- Dicha ecuación describe la propagación de una **partícula libre de masa m sin spin**.
- Estamos interesados en el caso estático. En dicho régimen la solución es de la ecuación de KG se interpreta bien como un potencial o bien como la función de onda de un bosón y es:

$$U(r) = \frac{g}{4\pi} \frac{e^{-r/R}}{r} \quad \text{donde} \quad R = \frac{\hbar}{mc}$$

- La ecuación análoga en electromagnetismo es la ecuación de Laplace:

$$\nabla^2 U(r) = 0 \quad \rightarrow \quad U(r) = \frac{Q}{4\pi} \frac{1}{r}$$

Luego g en la teoría de Yukawa juega el mismo papel que la carga eléctrica y mide la “carga de la fuerza nuclear fuerte”.

El propagador bosónico.

- Supongamos el caso de una partícula dispersada por un potencial. Dicho efecto se puede estudiar a partir de la transferencia de momento. El valor de la probabilidad de transición vendrá dado por

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{if}|^2 \rho_f$$

- Donde M es el elemento de transición de un estado inicial a uno final debido a una perturbación, su **propagador**, y ρ_f es la densidad de estados finales.

$$M_{if} = \int_V \psi_f^* U(\vec{r}) \psi_i dV$$

- Si la perturbación es débil podemos suponer que los estados inicial y final son ondas planas, luego el propagador es la transformada de Fourier del potencial

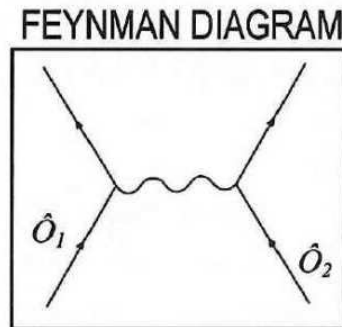
$$M_{if}(q) = g_o \int_V e^{i\vec{q}\vec{r}} U(\vec{r}) dV = \frac{g_o g}{|\vec{q}|^2 + m^2}$$

donde g_o es el acoplamiento de la partícula a un potencial y q es el momento transferido.

- En la discusión anterior no hemos tenido en cuenta la transferencia de energía, solo de momento, si se incluye ésta tenemos que el *propagador de un bosón masivo*, definido como la amplitud de probabilidad de que una partícula se intercambie con una cierta cantidad de energía y momento viene dado por la expresión

$$M_{if}(q) = \frac{g_o g}{q^2 + m^2}$$

- Se puede dar una interpretación gráfica de todo lo anterior a partir de los *diagramas de Feynman*. La interacción se caracteriza por el propagador correspondiente a la partícula intercambiada y una constante de acoplamiento en cada vértice.

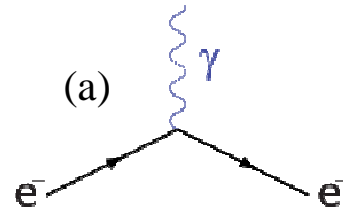


Richard Feynman [1918-1988]

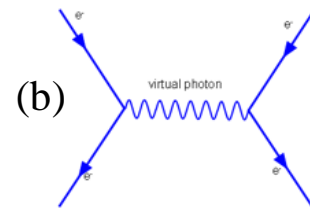
- Las líneas no implican trayectorias físicas de las partículas
- En cada vértice se conserva el momento y la carga, pero no la energía. Esto implica que la partícula intercambiada es una **partícula virtual**.

Intensidad y alcance de las diferentes interacciones. Interacción electromagnética.

- Algunos ejemplos de diagramas de Feynman serian



Absorción/emisión fotón



Interacción coulombiana entre dos
Electrones intercambiando un fotón virtual.

- Cada vértice indica que el electrón se acopla al fotón con constante de acoplamiento

$$g = e \propto \sqrt{\alpha} \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

- Por lo tanto, como la sección eficaz se comporta como el elemento de matriz al cuadrado

$$\sigma \propto \left| \begin{array}{c} \gamma \\ e^- \quad e^- \end{array} \right|^2 \propto \alpha$$

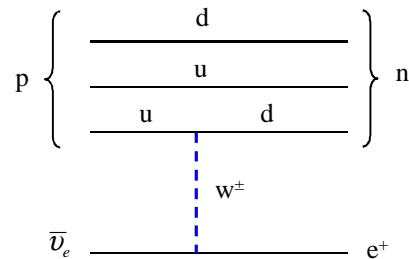
- En el caso (b) tenemos:

$$\begin{array}{l} \text{Propagador} \rightarrow \frac{1}{q^2} \\ \text{Acoplamiento} \rightarrow \sqrt{\alpha}\sqrt{\alpha} \end{array} \rightarrow \frac{d\sigma}{dq} \propto \left| \begin{array}{c} e^- \quad e^- \\ \text{virtual photon} \\ e^- \quad e^- \end{array} \right|^2 \propto \left| \frac{\alpha}{q^2} \right|^2 \propto \frac{\alpha^2}{q^4}$$

Intensidad y alcance de las diferentes interacciones. Interacción débil.

- La interacción débil tiene lugar entre quarks y quarks/leptones y está mediada por bosones masivos. W^\pm y Z^0 , $m(W^\pm)=81 \text{ GeV}$ y $m(Z^0)=94 \text{ GeV}$.
- Una interacción débil típica es

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$



Propagador $\rightarrow \frac{g_w^2}{q^2 + M_w^2}$ y el rango $R = \frac{\hbar c}{M_w c^2} \approx 10^{-3} \text{ fm}$.

Se verifica que $q^2 \ll M_w^2$ (interacción puntual) $\rightarrow \frac{g_w^2}{M_w^2}$

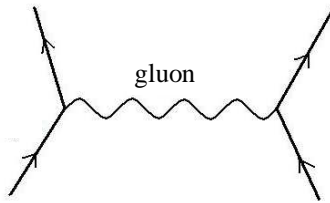
Experimentalmente se mide $G = \frac{g_w^2}{M_w^2} \approx 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$.

- La teoría electrodébil de Glashow, Salam y Weinberg propone que el acoplamiento de W^\pm y Z^0 a quarks y leptones es el mismo que el de los fotones (Unificación electrodébil). Por lo tanto:

$$g_w = e = \sqrt{4\pi\alpha} \rightarrow M_w = \frac{g_w}{\sqrt{G}} = \frac{\sqrt{4\pi\alpha}}{\sqrt{G}} \approx 80 \text{ GeV} \quad (\text{Muy buen acuerdo})$$

Intensidad y alcance de las diferentes interacciones. Interacción fuerte.

- La interacción fuerte se da entre los quarks que forman los hadrones a partir del intercambio de un gluón. La intensidad del acoplamiento se puede estimar a partir de la probabilidad de decaimiento (anchura Γ) de los bariones inestables.



$$\Gamma \propto |M|^2 \propto g_s^4 \propto \alpha_s^2 \quad \alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} \quad \Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \rightarrow \alpha_s \propto \frac{1}{\sqrt{\tau}}$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{Fuerte} \Rightarrow \Sigma^0(1385) \rightarrow \Lambda + \pi^0 \quad \tau_s \approx 10^{-23} \text{ s} \\ \text{Electr.} \Rightarrow \Sigma^0(1192) \rightarrow \Lambda + \gamma \quad \tau \approx 10^{-19} \text{ s} \end{array} \right\} \rightarrow \frac{\alpha_s}{\alpha} \approx \sqrt{\frac{10^{-19}}{10^{-23}}} \approx 100 \rightarrow \alpha_s \approx 1$$

- La fuerza nuclear, fuerza entre dos nucleones y que por lo tanto describe los núcleos, se entiende hoy en día como un efecto residual de la interacción fuerte entre los quarks. Esto permite estimar el rango de la interacción fuerte, ya que su rango no puede ser mucho mayor que el tamaño de un núcleo, ya que si no fuera así se observarían efectos a nivel atómico. Por lo tanto $R \approx 1 \text{ fm}$.
- En 1934 Yukawa propuso su teoría del intercambio de bosones para describir la interacción entre p y n . Dicho bosón tendría $M \approx h/R \approx 200 \text{ MeV}$ y fue posteriormente identificado como el Pion.

Intensidad y alcance de las diferentes interacciones. Interacción gravitatoria.

- La gravedad (no relativista) viene descrita a partir de la fuerza de Newton como

$$F_g(r) = K \frac{M^2}{r^2}$$

- Si la comparamos con la electromagnética tenemos

$$F_e(r) = \frac{e^2}{4\pi r^2}$$

- Y por analogía podemos escribir

$$\alpha_g = \frac{KM^2}{4\pi \hbar c} \approx \{M = m_p\} \approx 10^{-40}$$

- Se trata de una interacción notablemente menos intensa que las demás salvo para masas del orden de 10^{19} GeV, la denominada masa de Planck.

Partículas y antipartículas. La ecuación de Dirac.

- Comenzamos a partir de una onda plana representando partículas libres solución de la ecuación de Klein-Gordon dependiente del tiempo,

$$\psi = e^{i(\vec{k}\vec{r}-wt)}$$

- Dirac formula su ecuación de ondas bajo la suposición de que las derivadas espaciales y temporales ocurren a primer orden. La forma más sencilla son las ecuaciones de Weyl,

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \pm \left(\sigma_x \frac{\partial \psi}{\partial x} + \sigma_y \frac{\partial \psi}{\partial y} + \sigma_z \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) = \pm \vec{\sigma} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \vec{r}}$$

- Si queremos que se verifique la relación $E^2 = P^2 + m^2$ se debe cumplir que $\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \sigma_z^2 = 1$, $\sigma_x \sigma_y + \sigma_y \sigma_x = 0$, ..., y $m=0$. Luego las ecuaciones de Weyl describen partículas sin masa y además las constantes anticonmutan, luego no pueden ser números. Lo mas sencillo es que se trate de matrices 2 x 2. Esto implica que la función de onda presente dos componentes, $\psi = (\psi_a, \psi_b)$ y que las matrices se eligen como

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

- Queremos que nuestra ecuación describa partículas con masa, por lo tanto añadimos un término de masas adicional. Esto requiere introducir una matriz más. El conjunto más sencillo de matrices anticonmutantes son 4×4 y ψ pasa a tener dimensión 4. En notación covariante podemos escribir

$$\left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m \right) \psi = 0$$

- Para fijar las matrices γ exigimos que la ecuación anterior reproduzca Klein-Gordon. Esto nos da la representación habitual,

$$\gamma_k = \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & -i\sigma_k \\ i\sigma_k & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix} \quad k = 1, 2, 3 \quad \text{y} \quad \gamma_4 = \begin{pmatrix} 1_{2 \times 2} & 0_{2 \times 2} \\ 0_{2 \times 2} & -1_{2 \times 2} \end{pmatrix}$$

- La ecuación de Dirac por tanto es un conjunto de cuatro ecuaciones y por tanto presenta cuatro soluciones. Dado que la expresión $E^2 = P^2 + m^2$ permite la existencia de soluciones de energía negativa no pueden ser descartadas a priori, por lo tanto escribimos las posibles soluciones en función de los espinores u_r (energía E y momento p) y v_r (energía $-E$ y momento $-p$) como

$$\psi \rightarrow \begin{cases} u = u_r e^{ip_\mu x_\mu} \\ v = v_r e^{-ip_\mu x_\mu} \end{cases}$$

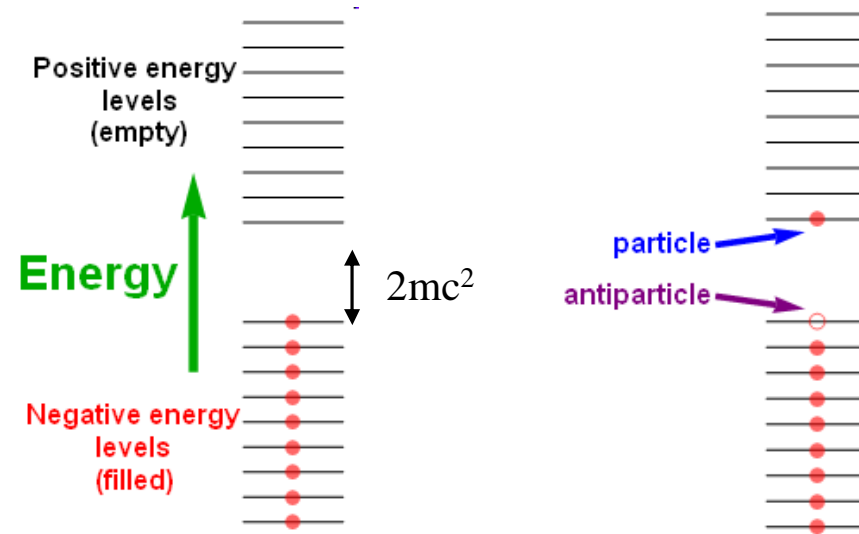
- Substituyendo en la ecuación de Dirac e introduciendo los valores de las matrices γ obtenemos las cuatro soluciones de energía positiva y negativa.

$$u = N \begin{pmatrix} 1_{2 \times 2} \\ \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{E+m} \end{pmatrix} e^{ip_\mu x_\mu} \quad \rightarrow u_1 = N \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p_3}{E+m} \\ \frac{p_1 + ip_2}{E+m} \end{pmatrix} \quad u_2 = N \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \frac{p_1 - ip_2}{E+m} \\ \frac{-p_3}{E+m} \end{pmatrix}$$

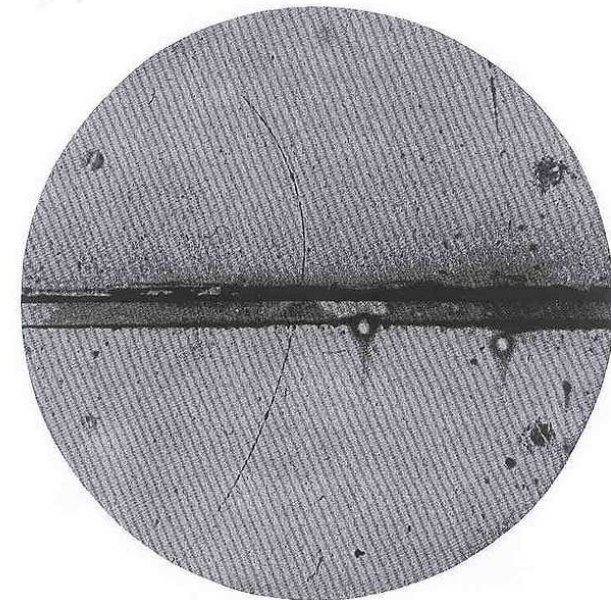
$$v = N \begin{pmatrix} \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|E|+m} \\ 1_{2 \times 2} \end{pmatrix} e^{-ip_\mu x_\mu} \quad \rightarrow v_1 = N \begin{pmatrix} \frac{p_3}{|E|+m} \\ \frac{p_1 + ip_2}{|E|+m} \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad v_2 = N \begin{pmatrix} \frac{p_1 - ip_2}{|E|+m} \\ -\frac{p_3}{|E|+m} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

- Las soluciones describiendo partículas de energía negativa son interpretadas como antipartículas de energía positiva.

- La idea pasa por invocar la existencia del llamado Mar de Dirac,



- El positrón fue descubierto en 1932 por Carl D. Anderson (premio Nobel en 1936). En su experimento Anderson fotografió las partículas generadas por el paso de rayos cósmicos a través de una cámara de niebla. Un electroimán modificaba la trayectoria de las partículas en función de q/m . Observo la existencia de partículas con el mismo comportamiento que los electrones pero que giraban en direcciones opuestas, luego su carga era positiva mientras que el resto de sus propiedades eran idénticas a las del electrón.



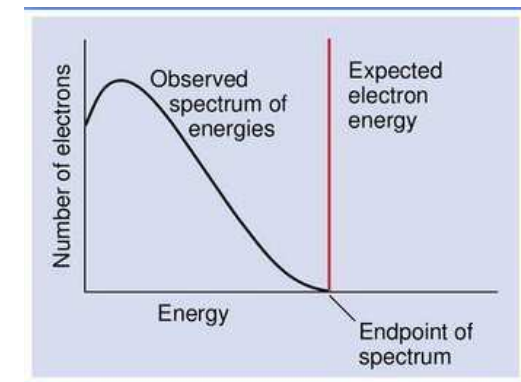
Leptones

- Existen tres familias de leptones (del griego *ligero*) y sus correspondientes antipartículas.
- Experimentalmente se observa que el decaimiento del un neutrón en un protón y un electrón no presenta energías definidas, ello hace que Pauli postule la existencia de una partícula sin masa ni carga, el neutrino. Además como el neutrón, protón y electrón tienen espín $\frac{1}{2}$ la nueva partícula debe tener también espín $\frac{1}{2}$.
- Dos cantidades conservadas, el *número leptónico total* (L), y *número leptónico asociado a cada familia* (L_e, L_μ, L_τ). Este último solo si los neutrinos no tienen masa.
- Conservación del número leptónico

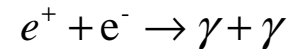
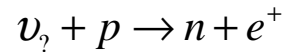
$$\begin{array}{ll}
 n \rightarrow p + e^- + \nu_n & p \rightarrow n + e^+ + \nu_p \\
 L_o = 0 \quad L_f = L(e^-) + L(\nu_n) & L_o = 0 \quad L_f = L(e^+) + L(\nu_p) \\
 0 = 1 + L(\nu_n) & 0 = -1 + L(\nu_p)
 \end{array}$$

- ¿Son ambos neutrinos iguales?

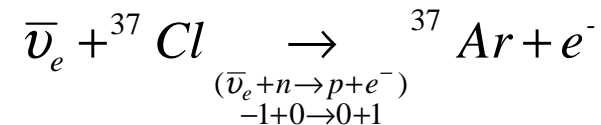
Leptons spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c ²	Electric charge
ν_L lightest neutrino*	$(0-0.13)\times 10^{-9}$	0
e electron	0.000511	-1
ν_M middle neutrino*	$(0.009-0.13)\times 10^{-9}$	0
μ muon	0.106	-1
ν_H heaviest neutrino*	$(0.04-0.14)\times 10^{-9}$	0
τ tau	1.777	-1



- En 1956 Cowan y Reines utilizaron un flujo de neutrinos generado por el reactor nuclear de Savanna River incidiendo sobre un tanque de agua con ^{108}Cd y otro con ^{37}Cl y midiendo por primera vez la existencia de neutrinos.



- Lo cual indicaba que sí el número leptónico se conservaba $L(\nu_\gamma) = L(e^+) = -1 \rightarrow \nu_\gamma = \bar{\nu}_e$
- Si el número leptónico no se conservara, entonces podrían medir la reacción



que jamás ha sido observada, por lo tanto neutrino y antineutrino son partículas distintas y el número leptónico total es una buena simetría

$$\begin{array}{l}
 n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \qquad p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \\
 L_o = 0 \quad L_f = L(e^-) + L(\bar{\nu}_e) \quad L_o = 0 \quad L_f = L(e^+) + L(\nu_e) \\
 0 = 1 - 1 \qquad \qquad \qquad 0 = -1 + 1
 \end{array}$$

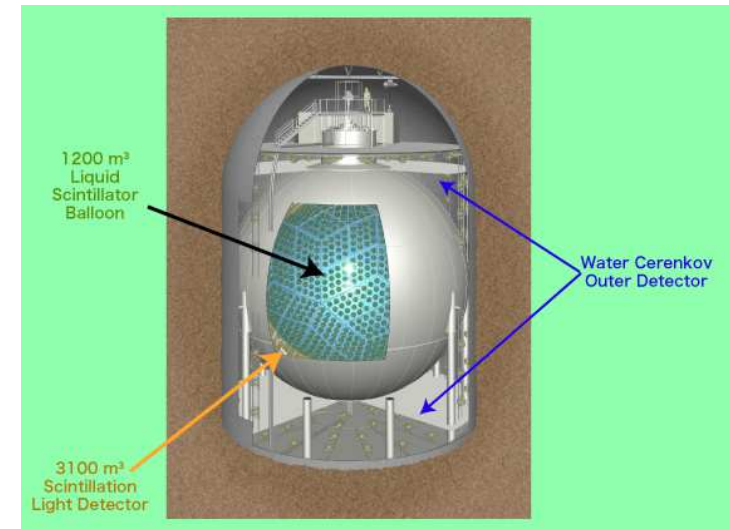
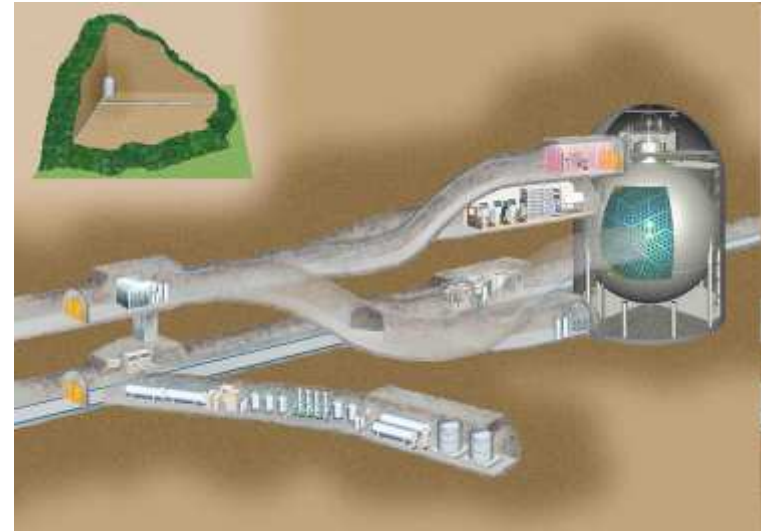
- Masa de los neutrinos. Los experimentos KamLAND y MINOS.

- **KamLand**. Situado a las afueras de Toyama en una cueva a 20 metros de profundidad y rodeado por 53 reactores nucleares que generan un flujo constante de $\bar{\nu}_e$
- Si los neutrinos tienen masa oscilan de tal forma que **[demostrad]**:

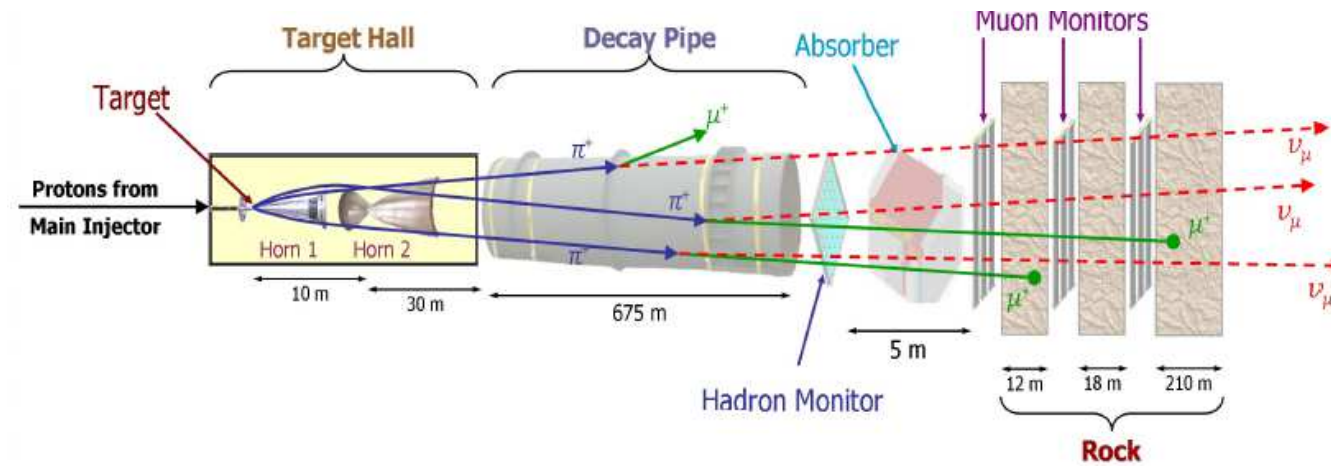
$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) \propto \text{Sin}^2\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4} \frac{L}{E}\right)$$

- KamLAND estudia la reacción $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

$$\Delta m_{12}^2 = m_1^2 - m_2^2 = (7,9_{-0.5}^{+0.6})10^{-5} \text{ eV}^2$$



- **MINOS**. Utiliza un haz de neutrinos generado en fermilab

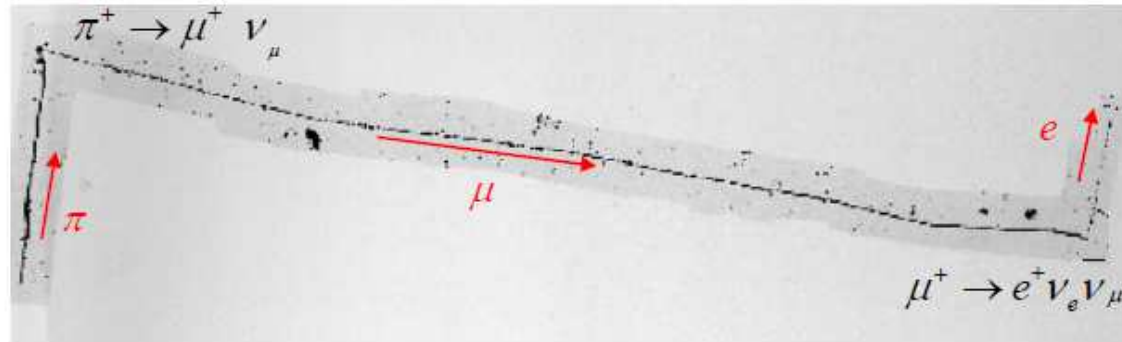


$$\Delta m_{23}^2 = 2,43_{-0.13}^{+0.13} \text{ eV}^2$$



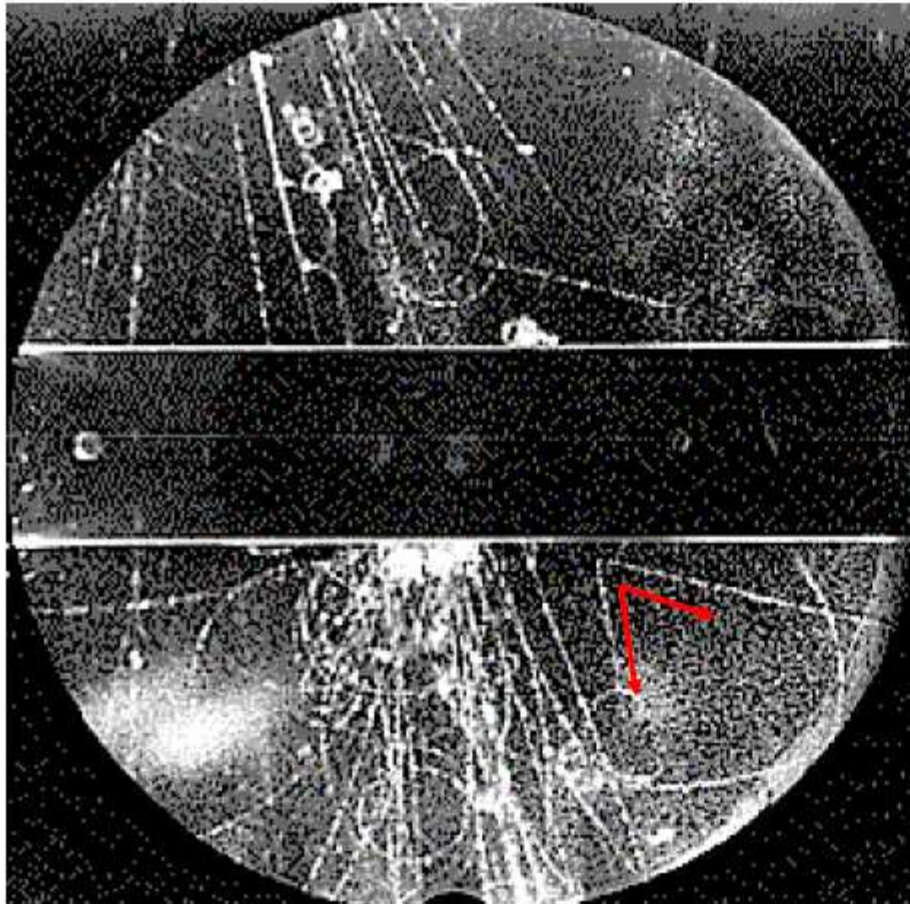
Hadrones

- Los hadrones se definen como aquellas partículas que experimentan la interacción fuerte.
- **1946.** Descubrimiento del pión cargado (π^\pm) por Cecil Powell, tras un análisis de rayos cósmicos capturados en emulsiones fotográficas expuestas en altas montañas



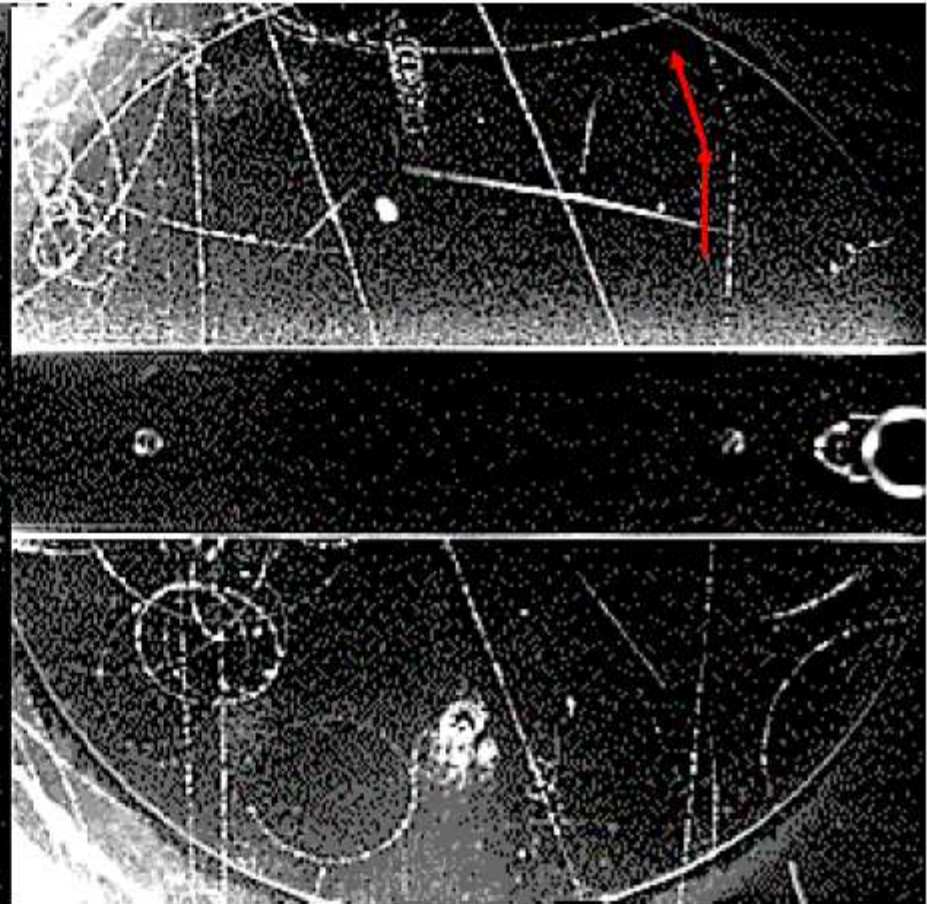
- Al contrario que los muones, interaccionan con los núcleos a través de la interacción fuerte.
- Se desintegran en muones.
- **1946-1947.** Descubrimiento del kaon cargado y neutro (K^0, K^\pm) por Clifford Butler y George Rochester.
 - Son partículas observadas en los rayos cósmicos, similares a los piones aunque de mayor masa. Se desintegran en forma de “V”
 - Son parte de las partículas denominadas “Extrañas”.
- Las partículas extrañas, además de por inesperadas, son extrañas porque:
 - Se producen copiosamente y por pares, con tiempos típicos del orden de 10^{-23} s.
 - Se desintegran lentamente (10^{-10} s) y en forma de “V”.

Kaón neutro (15 Octubre 1946)



$$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

Kaón cargado (23 Mayo 1947)



$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$$

- **1953.** Paris, Gell-Mann y Nishijima proponen que las partículas extrañas son producidas a través de la interacción fuerte pero decaen a través de la interacción débil. Esto permite asignar un nuevo número cuántico (en analogía a la carga eléctrica), la **extrañeza**, que se conserva en la interacción fuerte y se viola en la interacción débil.

- **1960s- 1970s.** Se descubren más de un centenar de “partículas elementales” (ρ , ω , Λ , Ξ , Ω , Δ , etc...). Es lo que se conoce como el “zoo” de partículas. Los estudios de sus propiedades y números cuánticos revelan algunas regularidades.
 - Algunas presentan propiedades similares al pion (“mesones”)
 - Otras son parecidas al protón (“bariones”)
 - Las hay extrañas y no extrañas.
 - Los bariones y los mesones (“hadrones”) sienten la interacción fuerte, al contrario que los leptones
 - Los hadrones presentan estados excitados de vidas muy cortas (10^{-23} s) y son objetos con estructura.

- **1967.** Gell-Mann, e independientemente Zweig, observaron que todos los hadrones se podían interpretar como estados ligados de tres partículas fundamentales de espín $\frac{1}{2}$ y sus correspondientes antipartículas. Dichas partículas fundamentales se denominan quarks.

- A día de hoy se conoce la existencia de 6 quarks, agrupados al igual que los leptones en 3 familias (volveremos a ellos en el tema 5).

Quarks <small>spin = 1/2</small>		
Flavor	Approx. Mass GeV/c ²	Electric charge
u up	0.002	2/3
d down	0.005	-1/3
c charm	1.3	2/3
s strange	0.1	-1/3
t top	173	2/3
b bottom	4.2	-1/3

- Los hadrones observados experimentalmente se pueden clasificar como

- Bariones: Estados ligados de tres quarks o tres antiquarks (antibariones). Son fermiones y se caracterizan por un número cuántico, el número bariónico B , el cual se conserva en todas las interacciones.
- Mesones: Estados ligados de un quark y un antiquark. Son bosones y tienen número bariónico cero.

- El número cuántico de extrañeza refleja la estructura quark de los hadrones $s = -[N(s) - N(\bar{s})]$
- Análogamente al mismo se pueden definir los sucesivos números cuánticos de sabor en función del contenido de quarks/antiquarks.

$$c = +[N(c) - N(\bar{c})]$$

$$b = -[N(b) - N(\bar{b})]$$

$$t = +[N(t) - N(\bar{t})]$$

$$B = \frac{1}{3}[N(q) - N(\bar{q})]$$

- Los números cuánticos de sabor se conservan en los procesos fuertes y se violan en los procesos débiles. El número bariónico se conserva siempre.

$$\begin{array}{c}
 p + K^- \rightarrow \Lambda + \pi^0 \\
 \text{Fuerte} \\
 (uud)_{s=0} + (s\bar{u})_{s=-1} \rightarrow (uds)_{s=-1} + (u\bar{u})_{s=0}
 \end{array}$$

$$\begin{array}{c}
 p + D^0 \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^0 \\
 \text{Fuerte} \\
 (uud)_{c=0} + (c\bar{u})_{c=1} \rightarrow (udc)_{c=1} + (u\bar{u})_{c=0}
 \end{array}$$

$$\begin{array}{c}
 \Lambda \rightarrow p + \pi^- \\
 \text{Débil} \\
 (uds)_{s=-1} \rightarrow (uud)_{s=0} + (d\bar{u})_{s=0}
 \end{array}$$

$$\begin{array}{c}
 \Lambda_c^+ \rightarrow p + \bar{K}^0 \\
 \text{Débil} \\
 (udc)_{\substack{s=0 \\ c=1}} \rightarrow (uud)_{\substack{s=0 \\ c=0}} + (s\bar{d})_{\substack{s=-1 \\ c=0}}
 \end{array}$$