Efectos resonantes de neutrinos de Majorana en desintegraciones ΔL$= 2$ a cuatro cuerpos de hiperones.

Diego Portillo Sánchez

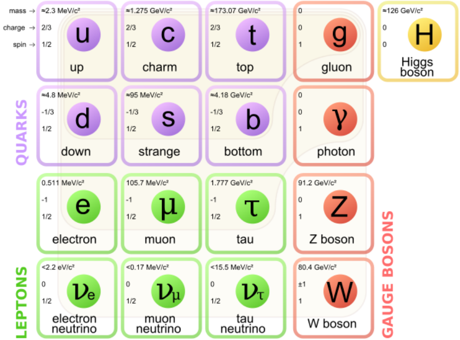
Departamento de Física, CINVESTAV

En colaboración con:
Dr. Gerardo Hernández Tomé
Dr. Genaro Toledo.

Taller "Más allá del modelo estándar y astropartículas".
IF-UNAM 15 y 16 de marzo de 2023

Contenido

- Introducción y motivación.
- Decaimiento a cuatro cuerpos de hiperones.
- Resumen.



- Teoría de norma
  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$

  $\Rightarrow$ Simetrías accidentales: número leptónico...

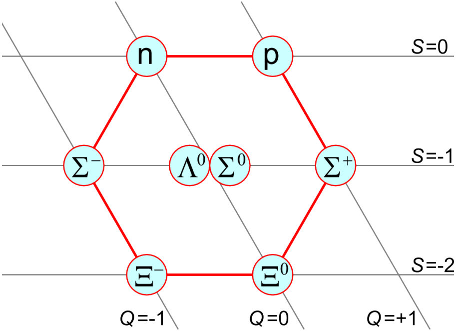
  $\Rightarrow$ Neutrinos sin masa.

- Preguntas abiertas (sector de neutrinos):

  $\Rightarrow$ ¿Cuál es el origen de la masa de los neutrinos?

  $\Rightarrow$ ¿Son los neutrinos partículas de Dirac o de Majorana?

- A diferencia de los decaimientos doble beta sin neutrinos en procesos nucleares, las desintegraciones de este tipo con hadrones permiten tener leptones distintos en el estado final ($e\mu$ y $\mu\mu$).
- Procesos complementarios a estudios con mesones y taus.
- BES-III, una ventana abierta a la física de hiperones.



- BESIII - Una fábrica de J/ψ y $\psi(2S)$ ($\sim 10^{10}$ eventos). $\Rightarrow$ También trabaja como una fábrica de hiperones.
- Li, Hai-Bo, Front.Phys 12, 121301, (2016)

Decay mode	Current data $\mathcal{B}$ ($\times 10^{-6}$)	Sensitivity $\mathcal{B}$ (90% C.L.) ($\times 10^{-6}$)
$\Sigma^- \to \Sigma^+ e^- e^-$	–	< 1.0
$\Sigma^- \to p e^- e^-$	–	< 0.6
$\Xi^- \to p e^- e^-$	–	< 0.4
$\Xi^- \to \Sigma^+ e^- e^-$	–	< 0.7
$\Omega^- \to \Sigma^+ e^- e^-$	–	< 15.0
$\Sigma^- \to p \mu^- \mu^-$	–	< 1.1
$\Xi^- \to p \mu^- \mu^-$	< 0.04	< 0.5
$\Omega^- \to \Sigma^+ \mu^- \mu^-$	–	< 17.0
$\Sigma^- \to p e^- \mu^-$	–	< 0.8
$\Xi^- \to p e^- \mu^-$	–	< 0.5
$\Xi^- \to \Sigma^+ e^- \mu^-$	–	< 0.8
$\Omega^- \to \Sigma^+ e^- \mu^-$	–	< 17.0

LNV
Type C

$$\Sigma^- \to n\pi^+ e^- e^-, \quad \Xi^- \to \Lambda\pi^+ e^- e^-,$$
$$\Lambda \to p\pi^+ e^- e^-, \quad \Sigma^- \to n\pi^+ e^- \mu^-.$$

Decay mode	Current data $\mathcal{B}$ ($\times 10^{-6}$)	Sensitivity $\mathcal{B}$ (90% C.L.) ($\times 10^{-6}$)	Type
$\Lambda \to n e^+ e^-$	–	< 0.8	
$\Sigma^+ \to p e^+ e^-$	< 7	< 0.4	
$\Xi^0 \to \Lambda e^+ e^-$	7.6 ± 0.6	< 1.2	
$\Xi^0 \to \Sigma^0 e^+ e^-$	–	< 1.3	**EM-PENGUIN**
$\Xi^- \to \Sigma^- e^+ e^-$	–	< 1.0	Type A
$\Omega^- \to \Xi^- e^+ e^-$	–	< 26.0	
$\Sigma^+ \to p \mu^+ \mu^-$	$(0.09^{+0.09}_{-0.08})$	< 0.4	
$\Omega^- \to \Xi^- \mu^+ \mu^-$	–	< 30.0	
$\Lambda \to n \nu \bar{\nu}$	–	< 0.3	
$\Sigma^+ \to p \nu \bar{\nu}$	–	< 0.4	
$\Xi^0 \to \Lambda \nu \bar{\nu}$	–	< 0.8	**Z-PENGUIN**
$\Xi^0 \to \Sigma^0 \nu \bar{\nu}$	–	< 0.9	Type B
$\Xi^- \to \Sigma^- \nu \bar{\nu}$	–	–*	
$\Omega^- \to \Xi^- \nu \bar{\nu}$	–	< 26.0	

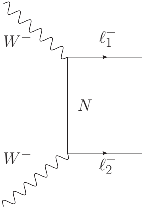
- PDG, HyperCP collaboration (2005)
$BR(\Xi^- \to p\mu^-\mu^-) < 4.0 \times 10^{-8}$
- BESIII, Phys. Rev. D103, 052011, (2020)
$BR(\Sigma^- \to p e^- e^-) < 6.7 \times 10^{-5}$

Procesos $\Delta\mathrm{L} = 2$.

- AA, TH , SP and BZ, JHEP 05, 030 (2009)

El lagraniano de corriente cargada con (3+n) neutrinos en la base de masas definidas se escribe como:

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \sum_\ell \sum_{m=1}^{3+n} U_{\ell m}^* \bar{\nu}_m \gamma^\mu P_L \ell + \text{h.c.}\,. \qquad (1)$$



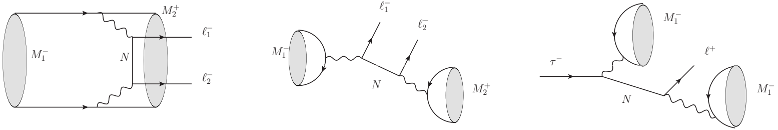
El kernel de los procesos $\Delta\mathrm{L} = 2$ tales que $W^-W^- \to \ell_1^-\ell_2^-$ puede ser escrito como:

$$\mathcal{M}^{\mu\nu} = \frac{g^2}{2} \sum_{m=1}^{3+n} \frac{U_{\ell_1 m} U_{\ell_2 m}\, m_{\nu_m}}{q^2 - m_{\nu_m}^2 + i\Gamma_{\nu_m} m_{\nu_m}} (\bar{\ell_1} \gamma^\mu \gamma^\nu P_R \ell_2^c) + \text{h.c.}\,.$$

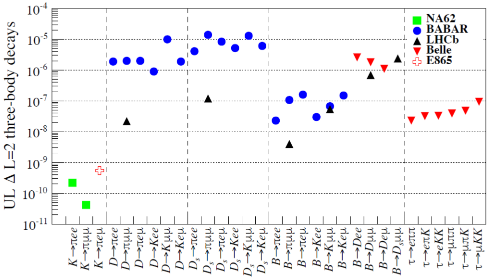
$$\mathcal{M}^{\ell_2 \ell_1}_{\Delta\mathrm{L}=2} \propto \begin{cases} \sum_i U_{\ell_1 i} U_{\ell_2 i} m_{\nu_i} & \text{Neutrinos ligeros} \\ \sum_i \frac{U_{\ell_1 i} U_{\ell_2 i}}{m_{\nu_i}} & \text{Neutrinos pesados} \\ \sum_i \frac{U_{\ell_1 i} U_{\ell_2 i}}{\Gamma_{\nu_i}} & \text{Neutrinos resonantes} \end{cases} \qquad (2)$$

Primeros estudios en LNV para decaimientos de mesones y taus.

Los efectos de neutrinos resonantes han sido extensamente estudiados en decaimientos $\Delta L = 2$ de mesones y taus • AA, TH, SP and BZ, JHEP **05**, 030 (2009)

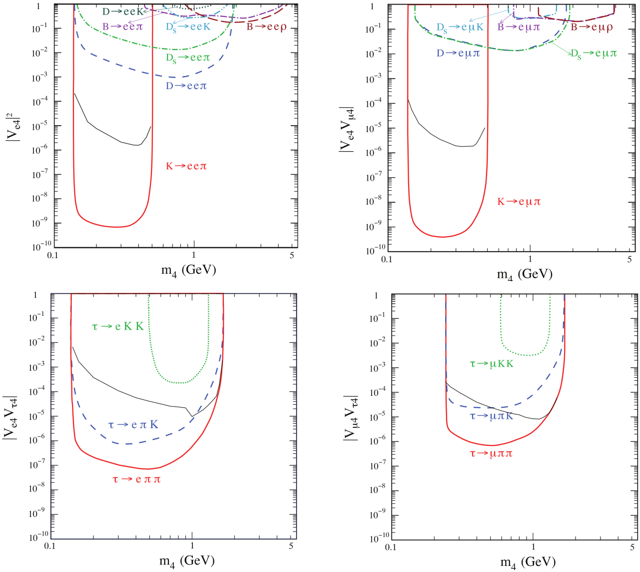


Donde las cotas experimentales para estos procesos a tres cuerpos son:



Primeros estudios en LNV para decaimientos de mesones y taus.

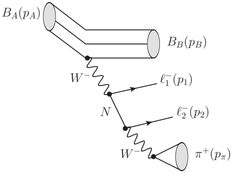
- AA, TH, SP and BZ, JHEP **05**, 030 (2009)

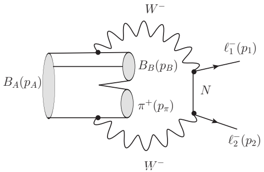


Decaimientos a cuatro cuerpos de hiperones.

- GHT, DPS and GT,arXiv:2212.03994

$$\boxed{B_A(p_A) \to B_B(p_B)\ell_1(p_1)\ell_2(p_2)\pi(p_\pi)}$$





La amplitud se escribe como:

$$\mathcal{M}_1 = \left(\frac{G\, V_{\ell_1 N} V_{\ell_2 N} f_\pi m_N}{a_1 + i\Gamma_N m_N} \right) \ell_{\mu\nu}(p_1, p_2)\, H^\mu(p_B, p_A)\, p_\pi^\nu, \quad (3)$$

donde $a_1 \equiv (p_\pi + p_2)^2 - m_N^2$ y $G = G_F^2 V_{ud} V_{us}$. Aquí definimos

$$\begin{aligned} \ell_{\mu\nu}(p_1, p_2) &\equiv \bar{u}(p_1)\gamma_\mu\gamma_\nu(1+\gamma_5)v(p_2), \quad (4) \\ H^\mu(p_B, p_A) &\equiv \langle B_B(p_B)|J_\mu|B_A(p_A)\rangle. \end{aligned}$$

El elemento de matriz hadrónico puede ser determinado a partir de transiciones del tipo $B_A \to B_B \ell \bar{\nu}_\ell$ tal que tomamos la parametrización:

Una muy buena aproximación:

$$\langle B_B(p_B)|J_\mu|B_A(p_A)\rangle = \bar{u}(p_B)\gamma_\mu\left[f_1(q^2) + g_1(q^2)\gamma_5\right]u(p_A),$$

donde tomamos la parametrización:

$$\boxed{\{f,g\}(q^2) = \{f,g\}(0)\left(1 - \frac{q^2}{m^2_{d\{f,g\}}}\right)^{-2}}$$

Es claro que también tenemos un segundo diagrama bajo el intercambio $\ell_1(p_1) \leftrightarrow \ell_2(p_2)$ con una resonancia en $a_2 \equiv (p_\pi + p_1)^2 - m_N^2 \approx 0$ si $m_\pi + m_1 < m_N < m_A - m_B - m_2$.

$$\Sigma^- \to n\pi^+e^-e^-, \quad \Xi^- \to \Lambda\pi^+e^-e^-,$$
$$\Lambda \to p\pi^+e^-e^-, \quad \Sigma^- \to n\pi^+e^-\mu^-.$$

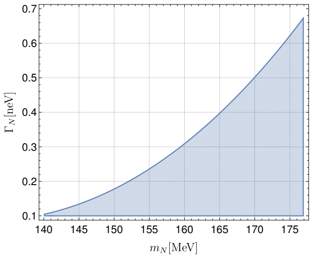
Ahora, tomando

$$\Gamma_N = \sum_i \Gamma_i^{\mathrm{p.w.}} \cdot \theta(m_N - \sum_j m_j), \qquad (5)$$

- AA, TH , SP and BZ, JHEP 05, 030 (2009)

se puede probar que $\Gamma_N \ll m_N$ y por tanto usar la "narrow width approximation"

$$\frac{1}{(s_{2\pi} - m_N^2)^2 + m_N^2\Gamma_N^2} \to \frac{\pi}{m_N\Gamma_N}\delta(s_{2\pi} - m_N^2) \qquad (6)$$



Integración de espacio fase

Usando el método “Single-Diagram-Enhanced multi-channel integration method”. • FM and TS, JHEP 02 (2003),027

$$\Gamma_{B_A\to B_B\ell_1^-\ell_2^-\pi^+} = \frac{N}{4(4\pi)^6 m_A^3}\left[\int f_{PS_1} dPS_1 + \int f_{PS_2} dPS_2\right], \tag{7}$$

definiendo

$$f_{PS_1} = \frac{\overline{|\mathcal{M}_1|}^2}{\overline{|\mathcal{M}_1|}^2 + \overline{|\mathcal{M}_2|}^2}\overline{|\mathcal{M}|}^2, \quad f_{PS_2} = \frac{\overline{|\mathcal{M}_2|}^2}{\overline{|\mathcal{M}_1|}^2 + \overline{|\mathcal{M}_2|}^2}\overline{|\mathcal{M}|}^2. \tag{8}$$

después de calcular eq.(8) usando eq.(3) tenemos:

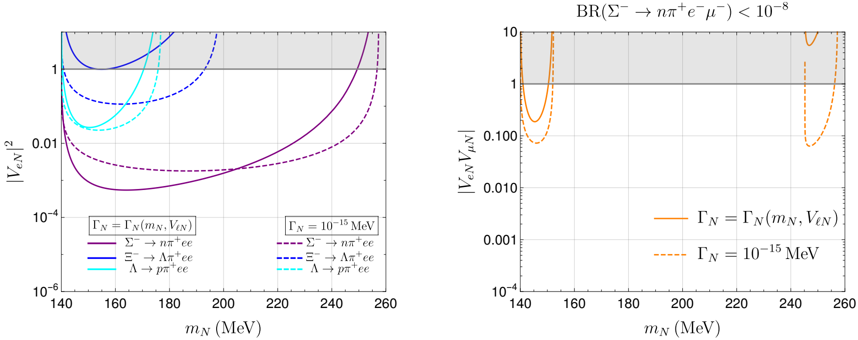
$$f_{PS_1} = \frac{(G V_{\ell_1 N} V_{\ell_2 N} f_\pi m_N)^2 A}{a_1^2 + \Gamma_N^2 m_N^2}\left[1 + 2\frac{(a_1 a_2 + \Gamma_N^2 m_N^2)C_1 + (a_2 - a_1)\Gamma_N m_N C_2}{(a_2^2 + \Gamma_N^2 m_N^2)A + (a_1^2 + \Gamma_N^2 m_N^2)B}\right], \tag{9}$$

$$f_{PS_2} = f_{PS_1}(p_1 \leftrightarrow p_2), \tag{10}$$

$$\int f_{PS_1} dPS_1 = \frac{\pi (G\, V_{\ell_1 N} V_{\ell_2 N} f_\pi m_N)^2}{\Gamma_N m_N} \int X \beta_{B1} \beta_{2\pi}$$
$$\times \left[A \left(1 + 2 \frac{\Gamma_N^2 m_N^2 C_1 + \Gamma_N m_N a_2 C_2}{(a_2^2 + \Gamma_N^2 m_N^2) A + \Gamma_N^2 m_N^2 B} \right) \right] ds_{B1}\, d\cos\theta_B\, d\cos\theta_2\, d\phi, \tag{11}$$

con los siguientes límites de integración:

$$(m_B + m_1)^2 \leq s_{B1} \leq (m_A - m_2 - m_\pi)^2, \quad -1 \leq \cos\theta_B \leq 1,$$
$$-1 \leq \cos\theta_2 \leq 1, \qquad -\pi \leq \phi \leq \pi. \tag{12}$$



Conclusiones

- Mostramos los límites que se obtendrían de estos decaimientos a cuatro cuerpos de hiperones para los parámetros de mezcla del nuevo estado pesado como función de su masa.
- Nuestros resultados son comparables con las cotas para $|V_{eN}|^2$ que vienen de desintegraciones de mesones pesados (D y B) pero lejos de las que se obtienen de kaones.
- Nuestro trabajo motiva la búsqueda de este tipo de procesos en fábrica de hiperones como BES-III, siendo estos los primeros límites directos para las mezclas a partir de estos observables a cuatro cuerpos en hiperones.

¡Gracias!

Back up

For the case $\ell_1 = \ell_2$:

$$\mathrm{BR}(B_A \to B_B \ell_1^- \ell_2^- \pi^+) = \mathrm{BR}(B_A \to B_B \ell_1^- N) \times \Gamma(N \to \ell_2^- \pi^+) \tau_N / \hbar, \tag{13}$$

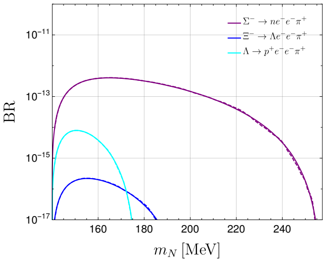
where

$$\Gamma(N \to \ell_2^- \pi^+) = \frac{G_F^2}{16\pi} |V_{ud}|^2 |V_{\ell_2 N}|^2 f_\pi^2 m_N \, \lambda^{\frac{1}{2}} \left(m_N^2, m_{\ell_2}^2, m_\pi^2 \right) \left[\, (1 - x_{\ell_2})^2 - x_\pi \, (1 + x_{\ell_2}) \, \right],$$

and

$$\mathrm{BR}(B_A \to B_B \ell_1^- N) = \frac{G_F^2 |V_{us}|^2 |V_{\ell_1 N}|^2}{64\pi^3 m_A^3 \Gamma_{B_A}} \int_{s_{1B_{\min}}}^{s_{1B_{\max}}} \int_{s_{1N_{\min}}}^{s_{1N_{\max}}} \mathcal{F}(s_{1B}, s_{1N}) ds_{1N} ds_{1B}, \tag{14}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F} = {} & 2 m_A m_B \left(s_{1N} - m_N^2 - m_1^2\right) \left[\kappa^+(s_{1N}) \kappa^-(s_{1N})\right] \\ & + \left(s_{1B} - m_B^2 - m_1^2\right)\left(m_A^2 + m_N^2 - s_{1B}\right) \left[\kappa^-(s_{1N})\right]^2 \\ & + \left(m_1^2 + m_A^2 - s\right)\left(s - m_N^2 - m_B^2\right) \left[\kappa^+(s_{1N})\right]^2, \end{aligned}$$



with $\kappa^\pm(s_{1N}) = g_1(s_{1N}) \pm f_1(s_{1N})$ and $s = s_{1B} + s_{1N}$.