Neutrino absorption by W production in the presence of a magnetic field

XXI REUNION ANUAL
DE LA
DIVISION DE PARTICULAS
Y CAMPOS-SMF

Introducción

- El estudio de la creación, propagación y absorción de neutrinos en un medio es importante en varios ambientes astrofísicos y cosmológicos.
- La idea de realizar estos cálculos considerando un campo magnético clásico viene del hecho de que la mayoría de los objetos astrofísicos tienen un campo magnético asociado.

¿Por qué la producción de W?

- El proceso por el cual un neutrino ultra energético crea un W real, es un proceso de segundo orden en la constante de acoplamiento débil por lo que existe una energía a partir de la cual este proceso se vuelve dominante.

Modos de decaimiento del W

W^+ DECAY MODES		Fraction (Γ_i/Γ)	Confidence level	p (MeV/c)
$\ell^+\nu$	[b]	(10.80 ± 0.09) %		–
$e^+\nu$		(10.75 ± 0.13) %		40201
$\mu^+\nu$		(10.57 ± 0.15) %		40201
$\tau^+\nu$		(11.25 ± 0.20) %		40182
hadrons		(67.60 ± 0.27) %		–
$\pi^+\gamma$		$< 8 \times 10^{-5}$	95%	40201
$D_s^+\gamma$		$< 1.3 \times 10^{-3}$	95%	40177
cX		(33.4 ± 2.6) %		–
$c\overline{s}$		$(31 {}^{+13}_{-11})$ %		–
invisible	[c]	(1.4 ± 2.8) %		–

PDG http://pdg.lbl.gov/2007/tables/gxxx.pdf

Teoría de campo a temperatura finita (FTFT)

- En la FTFT, la cantidad de interés fundamental es la autoenergía Σ.

- Fermiones sin masa (de momento k^{μ})se describen a través de la ecuación de Dirac

$$(\not{k} - \Sigma_{eff})\Psi = 0$$

- La autoenergía se puede escribir en términos de una parte dispersiva y otra de absorción

$$\Sigma_{eff} = \Sigma_r + i\Sigma_i$$

- La parte real de la autoenergía se relaciona con la dispersión y la parte imaginaria con la absorción.

$$\Sigma_r = \Sigma_{11r}$$

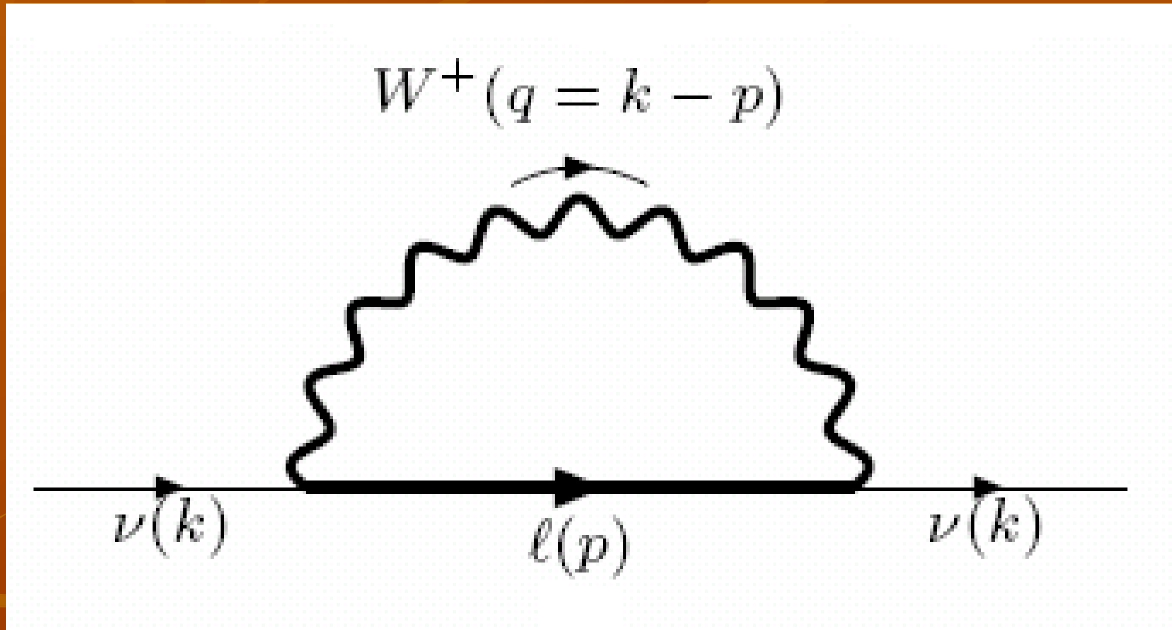
$$\Sigma_i = \frac{\Sigma_{11i}}{1 - 2\eta_f}$$

Tasa de amortiguamiento

- La tasa de amortiguamiento γ se relaciona con la parte imaginaria de la autoenergía.

$$\gamma = -\frac{1}{2E_\nu} Tr\left[\not{k}\Sigma_{im}(k)\right]$$

Autoenergía en un campo magnético



$$-i\Sigma(k) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \left(-i\frac{g}{\sqrt{2}}\right) \gamma_\mu L i S_e(p) \left(-i\frac{g}{\sqrt{2}}\right) \gamma_\nu L i W^{\mu\nu}(q)$$

Propagador del electrón en un campo magnético

$$S_e(p) = S_e^0(p) - iS_e^\beta(p)$$

donde

$$S_e^0(p) = i\int_0^\infty ds e^{\phi(p,s)} G(p,s)$$

y

$$S_e^\beta(p) = -i\eta_F(p\cdot u)\int_{-\infty}^\infty e^{\phi(p,s)} G(p,s)\, ds$$

Definiciones usadas

$$\phi(p,s) = is(p_0^2 - m_\ell^2) - is[p_3^2 + \frac{\tan z}{z} p_\perp^2]$$

$$G(p,s) = \sec^2 z\,[\not{A} + i\not{B}\gamma_5 + m_\ell(\cos^2 z - i\Sigma^3 \sin z \cos z)]$$

$$\begin{aligned} A_\mu &= p_\mu - \sin^2 z(p\cdot u\; u_\mu - p\cdot b\; b_\mu) \\ B_\mu &= \sin z \cos z(p\cdot u\; b_\mu - p\cdot b\; u_\mu) \end{aligned}$$

$$u^\mu = (1, \mathbf{0})$$

$$b^\mu = (0, 0, 0, 1)$$

Aquí se considera al campo magnético en el eje z y al medio en reposo.

$$F^{12} = -F^{21} = B$$

Propagador del bosón W

En el límite de campo débil y considerando la norma unitaria $\xi = 0$

el propagador se puede escribir como

$$W^{\mu\nu}(q) = -\frac{1}{q^2 - M_W^2}\left[g^{\mu\nu} - \frac{1}{M_W^2}(q^\mu q^\nu + \frac{ie}{2}F^{\mu\nu})\right] + \frac{2ieF^{\mu\nu}}{(q^2 - M_W^2)^2}$$

Autoenergía

$$\Sigma(k) = i\frac{g^2}{2}\int\frac{d^4p}{(2\pi)^4}R\gamma_\mu\int_0^\infty ds_1\int_0^\infty ds_2 e^{\phi(p,s_1}G(p,s_1)\gamma_\nu L$$
$$\times\left[-g^{\mu\nu}+\frac{1}{M^2}(q^\mu q^\nu+\frac{ie}{2}F_{\mu\nu})+2es_2F^{\mu\nu}\right]e^{is_2(q^2-M^2)}$$

$$\Sigma(k) = \Sigma_0^1(k)+\Sigma_0^2(k)+\Sigma_0^3(k)+\Sigma_0^4(k)$$

Coeficiente de absorción

$$\gamma = -\frac{1}{2E_\nu} Tr\left[\not{k}\Sigma_{im}(k)\right]$$

Cada término de la autoenergía lo podemos escribir como

$$\Sigma^i(k) = f_1 \not{k}_{\parallel(\perp)} + f_2(k_0 \not{b} - k_3 \not{u})$$

Al sacar la traza

$$\mathrm{Tr}[\not{k}(k_0 \not{b} - k_3 \not{u})] = 0$$

Si definimos

$$s = Tr\left[k \Sigma_{im}(k)\right]$$

$$S = S_1 + S_2 + S_3 + S_4$$

$$S_1 = \frac{g^2}{(4\pi)^2}\beta\eta^2 \int_0^\infty dz \int_0^{1/\eta} du e^{\Delta_o} u 4k_\perp (-\frac{1}{3})\beta z(1-u\eta)^2(2+u\eta)$$

$$S_2 = \frac{g^2}{M_W^4}\frac{eB}{(4\pi)^2}\int_0^\infty dz \int_0^{1/\eta} du e^{\Delta_o} u \times (-ieB)(-4k_\perp^2)\left[\frac{1}{45}u\eta(u\eta-1)^2\left(2(\beta z)^2(25u^2\eta^2-38u\eta-2)(u\eta-1)^2+15(4u\eta-7)\right)\right]$$

$$S_3 = -eB\frac{g^2}{2M_W^2}\frac{\beta\eta^2}{(4\pi)^2}\int_0^\infty dz \int_0^{1/\eta} du e^{\Delta_o} u - 4k_\perp^2(-\frac{1}{3})(u\eta-1)\left((\beta z)^2 u\eta(u\eta-1)^2+3\right)$$

$$S_4 = -2\frac{g^2}{(4\pi)^2}\beta^2\eta^3 \int_0^\infty dz \int_0^{1/\eta} du e^{\Delta_o} z u^2(-4k_\perp^2)(-\frac{1}{3})(u\eta-1)\left[(\beta z)^2 u\eta(u\eta-1)^2+3\right]$$

$$\eta = \frac{m_e^2}{M_W^2} = 4.0376 \times 10^{-11}$$

$$\beta = \frac{eB}{m_e^2}$$

$$\Delta_0 = -iz\left[1 - u\eta + u + \frac{1}{3}\frac{k_\perp^2}{m_e^2}\left(\frac{eB}{M_W^2}\right)^2 (uz)^2 (1-u\eta)^3\right]$$

Entonces

$$
\begin{aligned}
s &= 4k_\perp^2 \frac{g^2}{16\pi^2}\frac{\beta^2\eta^2}{3\sqrt{3}}\int_0^\infty du\,(\eta u-1)\,u \\
&\times \left[\frac{11\eta}{2}\frac{(1+u)^{1/2}}{\xi^{1/3}u^{1/3}}K_{1/3}\left(\frac{2}{3}\frac{(1+u)^{3/2}}{\xi u}\right)\right. \\
&+ \left. 2\frac{(1+u)^2}{\xi^{4/3}u^{4/3}}K_{2/3}\left(\frac{2}{3}\frac{(1+u)^{3/2}}{\xi u}\right)\right]
\end{aligned}
$$

donde

$$\xi = \frac{k_\perp}{m_e}\frac{eB}{M_W^2}$$

Resultados preliminares

- Se obtuvo una ecuación explícita para la tasa de amortiguamiento de los neutrinos dentro de un campo magnético débil.

- Se obtuvo un parámetro adimensional ξ que discrimina los valores para los cuales la producción de W reales es considerable.