

# Собственно-энергетический оператор нейтрино в плазме в пределе сверхвысоких энергий

А. В. Кузнецов, Н. В. Михеев, А. М. Шитова

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова,  
Кафедра теоретической физики

24 ноября 2011

Конференция “Физика фундаментальных взаимодействий”, Москва,  
ИТЭФ, 21-25 ноября 2011

## Публикации

- ▶ A. K., N. Mikheev, A. Shitova, *Int. J. Mod. Phys. A*, 2011;  
arXiv:1108.5620 [hep-ph].

Предыдущие публикации:

- ▶ A. K., N. Mikheev, *Mod. Phys. Lett. A*, 2006;  
arXiv:hep-ph/0606262.
- ▶ A. K., N. Mikheev, *Int. J. Mod. Phys. A*, 2007;  
arXiv:hep-ph/0701228.

# Содержание

- ▶ Определение собственно-энергетического оператора нейтрино в среде
- ▶ Дополнительная энергия нейтрино в плазме
- ▶ Холодная электронейтральная плазма
  - ▶ Нерелятивистский случай
  - ▶ Релятивистский случай
- ▶ Горячая плазма ядер сверхновых

## Собственно-энергетический оператор

Влияние внешней активной среды на дисперсионные свойства нейтрино основывается на анализе собственно-энергетического оператора  $\Sigma(p)$  (*L. Wolfenstein, Phys. Rev. D, 1978*):

$$M(\nu \rightarrow \nu) = -[\bar{\nu}(p)\Sigma(p)\nu(p)] = -\text{Tr}[\Sigma(p)\rho(p)],$$

Дополнительная энергия  $\Delta E$ , приобретаемая нейтрино во внешней активной среде:

$$\Delta E = -\frac{1}{2E} M(\nu \rightarrow \nu) = \frac{1}{2E} \text{Tr}[\Sigma(p)\rho(p)]$$

## Нейтринный спиновый свет

Влияние плазмы на свойства частиц может открывать новые возможности для реализации процессов, запрещённых в вакууме. Однако при этом необходимо учитывать влияние плазмы на все компоненты процесса (например, поправки к массе электрона, эффективную массу фотона и т.д.)

- ▶ Нейтринный спиновый свет  $SL_\nu$ : при наличии у нейтрино магнитного момента возникает его взаимодействие с фотоном, приводящее к перевероту спиральности нейтрино; появление дополнительной энергии  $\Delta E$  только у левых нейтрино в плазме могло бы сделать возможным процесс  $\nu_L \rightarrow \nu_R + \gamma$  (см. *A. Studenikin et al., J. Phys. A: Math. Gen. (2008)* и цитированные там работы)

# Нейтринный спиновый свет

Как показано в работах: *A. K., N. Mikheev, MPLA (2006); IJMPA (2007)*, для процесса  $\nu_L \rightarrow \nu_R + \gamma$  существует кинематическое условие:

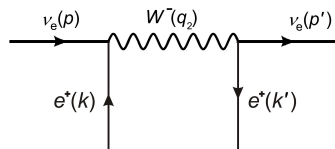
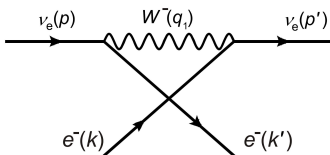
$$2E * \Delta E + \Delta E^2 - m_\gamma^2 > 0,$$

где  $m_\gamma$  — эффективная масса плазмона.

При сверхвысоких энергиях нейтрино дисперсионные свойства фотона становятся несущественными. Однако в этом случае **неправомерен переход к локальному пределу слабого взаимодействия.**

# Дополнительная энергия нейтрино в плазме

Взаимодействие  $\nu_e$  с  $e^-$ ,  $e^+$  – плазмой:

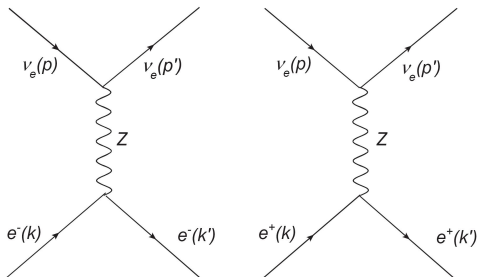


$$M_1 = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e}(k')\gamma_\alpha(1+\gamma_5)e(k)] [\bar{\nu}_e(p')\gamma^\alpha(1+\gamma_5)\nu_e(p)] \frac{m_W^2}{m_W^2 - q_1^2},$$

$$M_2 = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e}(-k)\gamma_\alpha(1+\gamma_5)e(-k')] [\bar{\nu}_e(p')\gamma^\alpha(1+\gamma_5)\nu_e(p)] \frac{m_W^2}{m_W^{*2} - q_2^2},$$

где  $q_1 = k - p'$ ,  $q_2 = -p - k$ ,  $m_W^* = m_W - \frac{1}{2}i\Gamma_W$ ,  $\Gamma_W \simeq 2.1 \text{ ГэВ}$

## Дополнительная энергия нейтрино в плазме

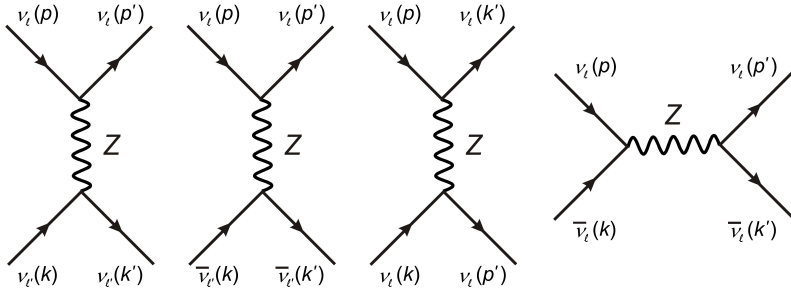


Диаграммы рассеяния  $\nu_e$  на электронах и позитронах (аналогично на других компонентах плазмы) через  $Z$ -бозон.

Поскольку речь идёт о рассеянии «вперёд» (т.е. с нулевой передачей импульса), вклад в  $\Delta E$  исчерпывается локальным пределом слабого взаимодействия.



# Дополнительная энергия нейтрино в плазме



Диаграммы рассеяния  $\nu_\ell$  на нейтрино и антинейтрино среды

# Дополнительная энергия нейтрино в плазме

Дополнительная энергия нейтрино  $\nu_\ell$  (антинейтрино  $\bar{\nu}_\ell$ ) в электронейтральной плазме

$$\Delta E^{\nu_\ell, \bar{\nu}_\ell} = \sqrt{2} G_F \left\{ \mp \frac{1}{2} (N_n - \bar{N}_n) \pm (N_{\nu_e} - \bar{N}_{\nu_e}) \pm (N_{\nu_\mu} - \bar{N}_{\nu_\mu}) \pm \right. \\ \left. \pm (N_{\nu_\tau} - \bar{N}_{\nu_\tau}) + \delta_{\ell e} [F_1(\pm \mu_e, m_W) - F_2(\mp \mu_e, m_W)] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} [F_1(\pm \mu_{\nu_\ell}, m_Z) - F_2(\mp \mu_{\nu_\ell}, m_Z)] \right\},$$

$$F_{1,2}(\mu, m) = \frac{2}{(2\pi)^3 E} \int \frac{d^3 k}{\varepsilon} \left( e^{\frac{\varepsilon - \mu}{T}} + 1 \right)^{-1} \frac{(pk)}{\left( 1 \pm \frac{2(pk)}{m^2} \right)}.$$

# Нерелятивистская холодная плазма

## ► Солнце, красные гиганты

Температура  $T \sim (10^7 - 10^8) \text{ К} \sim (10^{-3} - 10^{-2}) m_e$ ,  
 концентрация электронов  $N_e \sim 10^{26} \text{ см}^{-3}$ . Эффективная масса  
 плазмона:  $m_\gamma = \sqrt{4\pi\alpha N_e/m_e}$ . Фракция электронов  $Y_e \sim 0.6$ .

$$\Delta E^{\nu_\ell} = \sqrt{2} G_F N_B \left( \frac{\delta_{\ell e} Y_e}{1 + 2m_e E(m_W)^{-2}} - \frac{1}{2}(1 - Y_e) \right).$$

$$\Delta E^{\bar{\nu}_\ell} = \sqrt{2} G_F N_B \left( \frac{-\delta_{\ell e} Y_e}{1 - 2m_e E(m_W)^{-2} - i\Gamma_W(m_W)^{-1}} + \frac{1}{2}(1 - Y_e) \right).$$

Процесс нейтринного спинового света  $SL_\nu$  для нейтрино  
 кинематически **запрещён**. Для антинейтрино **разрешён** для  
 энергий  $E > 6 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}$  ( $\bar{\nu}_e$ ) и  $E > 2 \cdot 10^7 \text{ ГэВ}$  ( $\bar{\nu}_\mu, \tau$ ).

# Релятивистская холодная плазма

## ► Нейтронные звёзды

Концентрация электронов  $N_e \sim 10^{37} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_e \simeq p_F \simeq 60 \text{ МэВ}$ ,  
 фракция электронов  $Y_e \sim 0.1$  Эффективная масса плазмона:

$$m_\gamma = (2\alpha/\pi)^{1/2} \mu_e.$$

$$\Delta E^{\nu_\ell, \bar{\nu}_\ell} = \sqrt{2} G_F \left( \mp \frac{1 - Y_e}{2 Y_e} N_e \pm \frac{\delta_{\ell e}}{2\pi^2} A_{1,2}(E, \mu_e) \right),$$

$$A_1(E, \mu_e) = \frac{1}{16E^3} \left[ 4Em_W^2 \mu_e (m_W^2 + 2E\mu_e) - (m_W^6 + 4E\mu_e m^4) \ln \left( 1 + \frac{4E\mu_e}{m_W^2} \right) \right],$$

$$A_2(E, \mu_e) = \int_0^{\mu_e} k^2 dk \text{Re} \left[ \int_{-1}^1 \frac{(1-x)dx}{1 - i \frac{\Gamma_W}{m_W} - \frac{2E(1-x)k}{m_W^2}} \right].$$

Процесс нейтринного спинового света  $SL_\nu$  для нейтрино  
 кинематически **запрещён**. Для антинейтрино **разрешён** для  
 энергий  $E > 3 \cdot 10^4 \text{ ГэВ}$  ( $\bar{\nu}_e$ ) и  $E > 2 \cdot 10^4 \text{ ГэВ}$  ( $\bar{\nu}_{\mu, \tau}$ ).

- $w(\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-) = -2 \operatorname{Im} \Delta E$ . Нерелятивистская холодная плазма:

$$W_{\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-}^{non-rel} = \frac{2\sqrt{2}G_F N_e E_0^2 \Gamma_W / m_W}{E_0^2 \Gamma_W^2 / m_W^2 + (E - E_0)^2}, \quad E_0 \equiv m_W^2 / (2m_e),$$

Длина свободного пробега  $\lambda \sim 100$  км (при  $E = 10^7$  ГэВ), минимальное значение  $\lambda \sim 200$  м (при  $E = E_0 = 6 \cdot 10^6$  ГэВ).

- Релятивистская холодная плазма (в пределе  $E \gg m_W \Gamma_W / \mu_e$ ):

$$w_{\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-}^{rel} = \frac{G_F m_W^4 \mu_e}{2\sqrt{2}\pi E^2} \left(1 - \frac{m_W^2}{4E\mu_e}\right) \theta\left(E - \frac{m_W^2}{4\mu_e}\right)$$

Длина свободного пробега  $\lambda \sim 10^{-5}$  см (при  $E = 3 \cdot 10^4$  ГэВ).

Процесс  $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-$  заведомо доминирует над  $SL\nu$ .

# Горячая плазма ядер сверхновых

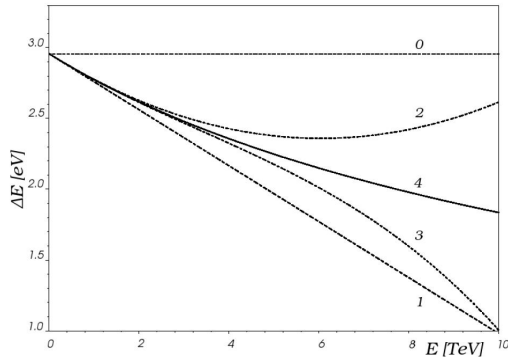
Параметры:  $T \sim 30 \text{ МэВ}$ ,  $\mu_e \sim 160 \text{ МэВ}$ ,

Квадрат эффективной массы плазмона:

$$m_\gamma^2 = (2\alpha/\pi)(\mu_e^2 + \pi^2 T^2/3).$$

Процесс нейтринного спинового света  $SL_\nu$  для нейтрино кинематически **запрещён**. Для антинейтрино **разрешён** для энергий  $E > 2 \cdot 10^4 \text{ ГэВ}$ .

# Горячая плазма ядер сверхновых



Дополнительная энергия  $\Delta E$  электронного нейтрино в электрон-позитронной среде в виде разложения в ряд по энергии начального нейтрино: 0 – локальный вклад; 1, 2 и 3 –  $\Delta E$  с последовательным добавлением нелокальных вкладов  $\sim E$ ,  $\sim E^2$  и  $\sim E^3$ ; 4 – точный вид  $\Delta E$ .

Как и в случае «холодной» плазмы, для  $\bar{\nu}_e$  доминирует процесс рождения  $W$ -бозонов:



$$w(\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-) = \frac{G_F m_W^4 T}{2\sqrt{2} \pi E^2} \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{4\mu_e E - m_W^2}{4ET} \right) \right],$$

В связи с присутствием в плазме сверхновых термальных нейтрино и антинейтрино, для  $\bar{\nu}_\ell, \nu_\ell$  доминирует процесс рождения  $Z$ -бозонов:



$$w(\bar{\nu}_\ell + \nu_\ell \rightarrow Z) = \frac{G_F m_Z^4 T}{4\sqrt{2} \pi E^2} \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{4\mu_{\nu_\ell} E - m_Z^2}{4ET} \right) \right].$$



## Заключение

- ▶ При наличии у нейтрино магнитного момента возникает его взаимодействие с фотоном, которое приводит к перевероту спиральности нейтрино. А.И. Студеникиным замечено, что появление дополнительной энергии  $\Delta E$  в плазме только у левых нейтрино могло бы сделать кинематически возможным процесс  $\nu_L \rightarrow \nu_R + \gamma$  („нейтринный спиновый свет“).
- ▶ Однако при этом необходимо учитывать влияние плазмы на все компоненты процесса, в частности, появление эффективной массы  $m_\gamma$  у фотона. Возникает порог реакции,  $E > E_0 \simeq m_\gamma^2/(2\Delta E)$ .

## Заключение

- ▶ При сверхвысоких энергиях нейтрино дисперсионные свойства фотона становятся несущественными. Однако в этом случае неправилен переход к локальному пределу слабого взаимодействия.
- ▶ Анализ дополнительной энергии нейтрино в плазме с учётом точных выражений для пропагаторов  $W^-$  и  $Z$ -бозонов показывает, что в случаях, когда „нейтринный спиновый свет“ кинематически разрешён, доминирующими будут процессы  $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-$ ,  $\bar{\nu}_\ell + \nu_\ell \rightarrow Z$ .

**Спасибо за внимание!**