

Нейтрино и новая физика: нестандартные нейтринные взаимодействия

С.В. Демидов, ИЯИ РАН

XV Марковские чтения
ИЯИ РАН, Москва
16 мая 2018 г.

Нейтрино: стандартная картина (1)

ν_e, ν_μ, ν_τ - левые нейтрино и правые антинейтрино

Взаимодействия нейтрино через заряженные токи ($E_\nu \ll M_Z$)

$$\mathcal{L}^{CC} = -2\sqrt{2}G_F J_\mu^{CC,\dagger} J^{CC\mu}, \quad J_\mu^{CC} = \sum_\alpha \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma_\mu l_{\alpha L} + \sum_{m,n} V_{mn} \bar{u}_{mL} \gamma_\mu d_{nL}$$

Взаимодействия нейтрино через нейтральные токи ($E_\nu \ll M_Z$)

$$\mathcal{L}^{NC} = -2\sqrt{2}G_F J_\mu^{NC,\dagger} J^{NC\mu}, \quad J_\mu^{NC} = \sum_f \bar{f} \gamma_\mu [T_{3f} P_L - Q_f \sin^2 \theta_W] f$$

Вклад нейтрино в нейтральные ток: $J_\mu^{NC} = \sum_\alpha \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma_\mu \nu_{\alpha L}$

Сохраняются лептонные числа!

Нейтрино: стандартная картина (2)

Флейворные состояния нейтрино смешиваются при эволюции.

$$\nu^f = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \equiv U\nu^m$$

m_1, m_2, m_3 – массы состояний ν_1, ν_2, ν_3 .

$$U \equiv R_{23}(\theta_{23})U_\delta R_{13}(\theta_{13})U_\delta^\dagger R_{12}(\theta_{12})D_M$$

$$R_{23}(\theta_{23}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix}, \quad U_\delta = \begin{pmatrix} e^{i\delta/2} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\delta/2} \end{pmatrix}$$

$$D_M = \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Нейтрино: стандартная картина (3)

Уравнение Шредингера для релятивистских нейтрино

$$i \frac{d}{dx} \nu^f = \left\{ \frac{1}{2E_\nu} U \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix} U^\dagger + V_m \right\} \nu^f$$

Добавка в гамильтониан из-за взаимодействия нейтрино вида $-2\sqrt{2}G_F(\bar{\nu}_{eL}\gamma^\mu e_L)(\bar{e}_L\gamma_\mu \nu_e)$ с самым обычным, электронейтральным веществом

$$V_m = \begin{pmatrix} \sqrt{2}G_F(N_e - \frac{1}{2}N_n) & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}}G_F N_n & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}}G_F N_n \end{pmatrix}$$

N_e, N_n – плотности электронов и нейтронов

Нейтрино: стандартная картина (4)

Стандартное описание нейтрино – обобщение большого количества экспериментальных данных

Некоторые открытые вопросы:

- ▶ Абсолютная величина масс нейтрино?
- ▶ Иерархия масс нейтрино $\text{sign}(\Delta m_{32}^2)$?
- ▶ CP-нарушающая фаза δ ?
- ▶ Нейтрино – дираковская или майорановская частица? (ϕ_1, ϕ_2 ?)
- ▶ Природа массы нейтрино?

Новая физика → Новые взаимодействия нейтрино

Нестандартные нейтринные взаимодействия (NSI)

Wolfenstein(1978)

Аналоги взаимодействий в заряженных токах

$$\mathcal{L}^{CC-NSI} = -2\sqrt{2}G_F\epsilon_{\alpha\beta}^{CC,ff'i} (\bar{\nu}_\alpha\gamma^\mu P_L l_\beta) (\bar{f}'\gamma_\mu P_i f)$$

Аналоги взаимодействий в нейтральных токах

$$\mathcal{L}^{NC-NSI} = -2\sqrt{2}G_F\epsilon_{\alpha\beta}^{NC,fi} (\bar{\nu}_\alpha\gamma^\mu P_L \nu_\beta) (\bar{f}'\gamma_\mu P_i f)$$

Здесь $f = e, u$ или d (основной состав обычной материи).

Новые безразмерные константы $\epsilon_{\alpha\beta}^{CC,ff'i}$ и $\epsilon_{\alpha\beta}^{NC,ff'i}$

Новые взаимодействия могут приводить к нарушению лептонного числа и к нарушению лептонной универсальности.

Новые взаимодействия могут влиять как на процессы образования и детектирования нейтрино, так и на его распространение.

ν_α – нейтрино, взаимодействующее с лептоном l_α и W^\pm .

Если есть нестандартные взаимодействия (CC-NSI), то в общем случае при рождении с лептоном типа l_α будет ассоциировано некоторое другое состояние

$$\nu_\alpha^{f,s} = \nu_\alpha^f + \epsilon_{\alpha\beta}^s \nu_\beta^f = (1 + \epsilon^s) U \nu^m = U^s \nu^m$$

Например, помимо распадов $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, будут возможны также $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_{\mu,\tau}$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{e,\tau}$.

Для детектирования нейтрино с помощью лептона l_β

$$\nu_\alpha^{f,d} = (1 + \epsilon^d) U \nu^m = U^d \nu^m$$

Вероятность осцилляций $\nu_\alpha^s \rightarrow \nu_\beta^d$ модифицируется

$$P(\nu_\alpha^s \rightarrow \nu_\beta^d) = \left| U_{\alpha i}^s e^{-i \frac{m_i^2 L}{2E}} U_{\beta i}^{d*} \right|^2$$

Поскольку в общем случае $\epsilon^s \neq \epsilon^d$ и $\langle \nu_\alpha^s | \nu_\beta^d \rangle \neq \delta_{\alpha\beta}$, то переход $\nu_\alpha^s \rightarrow \nu_\beta^d$ оказывается возможным даже при $L = 0$.

Новые взаимодействия приводят к модификации энергии нейтрино в веществе ($V_C = \sqrt{2}G_F N_e$)

$$\hat{H} = \frac{1}{2E_\nu} U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{21}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix} U^\dagger + V_C \begin{pmatrix} 1 + \epsilon_{ee} & \epsilon_{e\mu} & \epsilon_{e\tau} \\ \epsilon_{e\mu}^* & \epsilon_{\mu\mu} & \epsilon_{\mu\tau} \\ \epsilon_{e\tau}^* & \epsilon_{\mu\tau}^* & \epsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix}$$

Параметры, ответственные за дополнительный “эффект вещества”

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \sum_{f=e,u,d} \left(\epsilon_{\alpha\beta}^{fP_L} + \epsilon_{\alpha\beta}^{fP_R} \right) \frac{N_f}{N_e}.$$

Для вещества Земли: $\frac{N_u}{N_e} \approx \frac{N_d}{N_e} \approx 3$.

Для вещества Солнца: $\frac{N_u}{N_e} \approx 2 - 2.5$, $\frac{N_d}{N_e} \approx 1.2 - 2$ и сами параметры $\epsilon_{\alpha\beta}$ зависят от r .

Ограничения на параметры NC-NSI

Модификация сечений рассеяния нейтрино:

$$\sigma(\nu_e e \rightarrow \nu e) = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi} \left[(1 + g_L^e + \epsilon_{ee}^{eL})^2 + \sum_{\alpha \neq e} |\epsilon_{\alpha e}^{eL}|^2 + \frac{1}{3} (g_R^e + \epsilon_{ee}^{eR})^2 + \frac{1}{3} \sum_{\alpha \neq e} |\epsilon_{\alpha e}^{eR}|^2 \right]$$

$\nu_e e$ (LSND) – $\epsilon_{ee}^{eL,R}$

$\bar{\nu}_e e$ (реакторные эксперименты) – $\epsilon_{ee}^{eL,R}$, $\epsilon_{e\mu}^{eL,R}$, $\epsilon_{e\tau}^{eL,R}$

$\nu_\mu e$ и $\bar{\nu}_\mu e$ (CHARM II) – $\epsilon_{\mu\tau}^{eL,R}$

$\nu_e q$ (CHARM) – $\epsilon_{ee}^{uL,R}$, $\epsilon_{ee}^{dL,R}$, $\epsilon_{e\tau}^{uL,R}$, $\epsilon_{e\tau}^{dL,R}$

$\nu_\mu q$ (NuTeV) – $\epsilon_{\mu\mu}^{uL,R}$, $\epsilon_{\mu\mu}^{dL,R}$, $\epsilon_{\mu\tau}^{uL,R}$, $\epsilon_{\mu\tau}^{dL,R}$

$\nu_e q$, $\nu_\mu q$, $\bar{\nu}_\mu q$ (COHERENT) – $\epsilon_{e\mu}^{qL,R}$, $\epsilon_{e\tau}^{qL,R}$, $\epsilon_{\mu\mu}^{qL,R}$, $\epsilon_{\mu\tau}^{qL,R}$, $\epsilon_{\tau\tau}^{qL,R}$, $\epsilon_{ee}^{qL,R}$

Модификация сечений рождения нейтрино:

$e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$ (LEP) – ограничивает все $\epsilon_{\alpha\beta}^{eL,R}$

Характерный масштаб ограничений $|\epsilon| \lesssim 0.01 - 1$

Ограничения на параметры NSI (2)

- ▶ Калибровочно-инвариантное обобщение нестандартных взаимодействий, например,
 $(\bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu P_L \nu_\beta)(\bar{l}_\gamma \gamma_\mu P_L l')$ \rightarrow $(\bar{L}_\alpha \gamma^\mu P_L L_\beta)(\bar{L}_\gamma \gamma_\mu P_i L')$ приводит к операторам вида $(\bar{I}_\alpha P_L \gamma^\mu I_\beta)(\bar{I}_\gamma \gamma_\mu P_L I_\delta)$
- ▶ Сильные ограничения: $Br(\mu \rightarrow 3e) < 10^{-12}$, $\epsilon_{e\mu}^{ee} \lesssim 10^{-6}$
- ▶ Вероятности процессов $l \rightarrow ll$ и $l \rightarrow l'\gamma$ сильно ограничены
- ▶ Взаимодействия с кварками вида
 $(\bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu P_L \nu_\beta)(\bar{q}_\gamma \gamma_\mu P_L q')$ \rightarrow $(\bar{L}_\alpha \gamma^\mu P_L L_\beta)(\bar{Q}_\gamma \gamma_\mu P_i Q')$ приводят к операторам $(\bar{I}_\alpha \gamma^\mu I_\beta)(\bar{q}_\gamma \gamma_\mu P_L q_\delta)$
- ▶ Сильные ограничения из процессов μe -конверсии на ядре

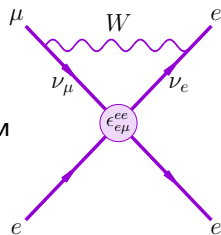
Ограничения на параметры NSI (3)

Biggio, Blennow, Fernandez-Martinez, 2009

Операторы вида $(\bar{l}_\alpha \gamma^\mu l_\beta)(\bar{l}_\gamma \gamma_\mu P_{L,R} l_\delta)$

и $(\bar{l}_\alpha \gamma^\mu l_\beta)(\bar{q}_\gamma \gamma_\mu P_{L,R} q_\delta)$

могут генерироваться петлевыми поправками



Возможны сильные ограничения?!

- ▶ Не всегда: например для $(\bar{L}_\alpha i\tau_2 L_\beta^c)(\bar{L}_\gamma^c i\tau_2 L_\delta)$ петлевые вклады имеют порядок $\mathcal{O}\left(\frac{m_l^2}{m_W^2}\right)$, и ограничения на ϵ ослабевают.
- ▶ Сильная модельная зависимость: операторы старшей размерности, например, $(\bar{L}_\alpha \gamma^\mu L_\beta)(\bar{L}_\delta \gamma_\mu L_\gamma)(H^\dagger H)$ – приводят к вкладам $\sim \Lambda^2$

Ограничения на параметры NSI (4)

Franzosi, Frandsen, Shoemaker, 2015

Ограничения из экспериментов на LHC для операторов вида
 $(\bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu P_L \nu)(\bar{q} \gamma_\mu P_i q')$

$$pp \rightarrow \nu \bar{\nu} + MET, \quad pp \rightarrow \bar{\nu} \nu \rightarrow \bar{\nu} + W^\pm l^\pm$$

Есть зависимость от модели: медиатор Z' , $\epsilon \sim \frac{g_{Z'}^2}{m_{Z'}^2 G_F}$

- ▶ Контактное взаимодействие, $m_{Z'} \gg 1 \text{ TeV}$, $|\epsilon_{\alpha\beta}^q| \lesssim 10^{-2}$
- ▶ Резонансный режим, $m_{Z'} \sim 1 \text{ TeV}$, $|\epsilon_{\alpha\beta}^q| \lesssim 10^{-3} - 10^{-2}$
- ▶ Легкий медиатор, $m_{Z'} \ll 1 \text{ TeV}$ – сечение зависит от массы в комбинации $g_{Z'}^4 \sim \epsilon^2 m_{Z'}^4 G_F^2$ и ограничения на $\epsilon_{\alpha\beta}^q$ слабые

В режиме двухфлейворных $\nu_\mu - \nu_\tau$ осцилляций

$$\hat{H} = \frac{\Delta m_{32}^2}{2E_\nu} R(\theta_{23}) \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} R^T(\theta_{23}) + V_C \begin{pmatrix} \epsilon_{\mu\mu} & \epsilon_{\mu\tau} \\ \epsilon_{\mu\tau} & \epsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix}$$

При $E_\nu \gg \frac{\Delta m_{32}^2}{2V_C\epsilon}$ доминирует “эффект вещества”.
Вероятность осцилляций

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\phi \sin^2 \left[\frac{\tilde{V}_C L}{2} \right],$$

где $\tilde{V}_C = V_C \sqrt{4\epsilon_{\mu\tau}^2 + (\epsilon_{\mu\mu} - \epsilon_{\tau\tau})^2}$ и $\tan 2\phi = \frac{2\epsilon_{\mu\tau}}{\epsilon_{\tau\tau} - \epsilon_{\mu\mu}}$, не
зависит от энергии нейтрино E_ν .

Длина осцилляций $\sim 1/\epsilon$

При $\epsilon_{\mu\tau} = 0$ осцилляции между ν_μ и ν_τ отсутствуют.

Иллюстрация влияния NC-NSI: $\nu_\mu - \nu_\tau$ сектор

При $E_\nu \sim \frac{\Delta m_{32}^2}{2V_C \epsilon}$ возможно резонансное поведение.

Угол смешивания

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{(\sin 2\theta_{23} + A \sin 2\phi)^2}{[A + \cos 2(\theta_{23} - \phi)]^2 + \sin^2 2(\theta_{23} - \phi)}, \quad A = \frac{2E_\nu \tilde{V}_C}{\Delta m_{32}^2}$$

Резонанс: $A = -\cos 2(\theta_{23} - \phi)$ или $E_\nu = -\frac{\Delta m_{32}^2}{2\tilde{V}_C} \cos 2(\theta_{23} - \phi)$

В резонансе $\sin^2 2\theta_m = \cos^2 2\phi$.

Если $\phi = 0$ (т.е. $\epsilon_{\mu\tau} = 0$), то $\sin^2 2\theta_m = 1$

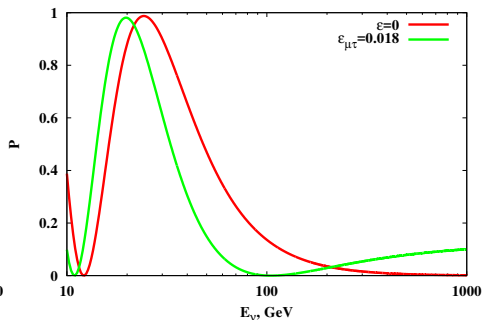
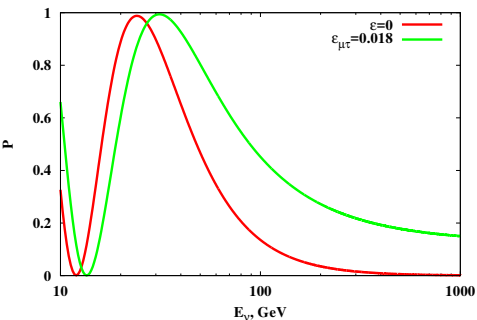
Если $\phi = \frac{\pi}{4}$ (т.е. $\epsilon_{\mu\mu} - \epsilon_{\tau\tau} = 0$), то $\sin^2 2\theta_m = 0$

Иллюстрация влияния NC-NSI

Прохождение нейтрино через Землю, $\cos\theta_Z = -1$

$$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$$

$$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$$



В секторе антинейтрино – МСВ-резонанс при $E_\nu \sim 100$ ГэВ.

Иллюстрация влияния NC-NSI: $\nu_\mu - \nu_\tau$ сектор

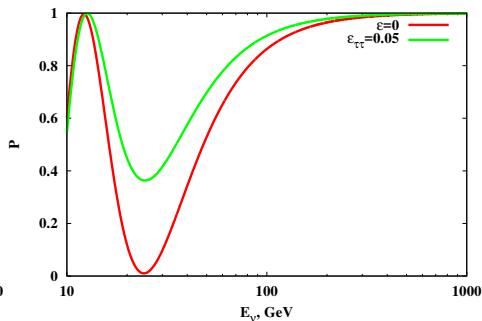
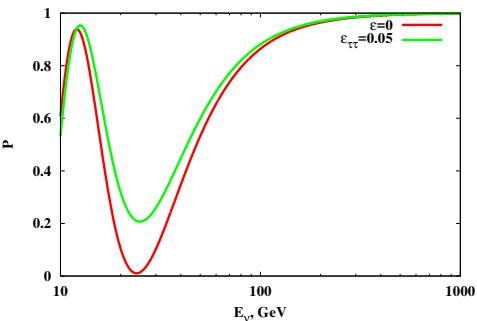
При $\epsilon_{\tau\tau} \neq 0$

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{\sin^2 2\theta_{23}}{[A + \cos 2\theta_{23}]^2 + \sin^2 2\theta_{23}}, \quad A = \frac{2E_\nu \tilde{V}_C}{\Delta m_{32}^2}$$

подавление амплитуды осцилляций при больших ϵ

$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$

$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$

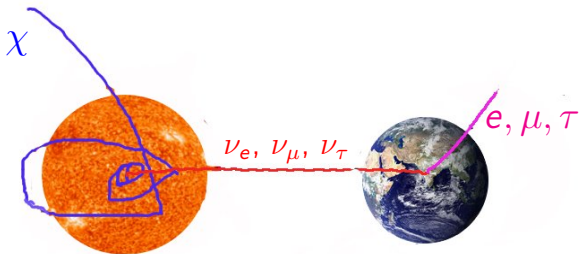


см. например, обзор Farzan, Tortola (2018)

- ▶ IceCube и SuperKamiokande – данные по атмосферным нейтрино – ограничения на $\epsilon_{\mu\tau}$ и $\epsilon_{\mu\mu} - \epsilon_{\tau\tau}$ порядка 10^{-2}
- ▶ MINOS – ограничения на $\epsilon_{\mu\tau}^{eV}$ и $\epsilon_{e\tau}^{eV}$
- ▶ KamLAND – ограничения из солнечных нейтрино – новая возможность LMA-D с $\sin^2 \theta_{12} \sim 0.7$

NSI могут влиять на измерения параметров нейтринного сектора!

Сигнал от аннигиляции темной материи в Солнце



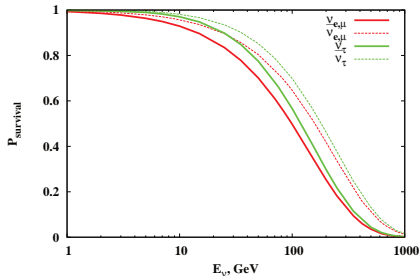
если $\chi\chi \rightarrow$ частицы СМ \rightarrow нейтрино!

- ▶ Частицы ТМ рассеиваются на ядрах в Солнце
- ▶ Гравитационный захват ТМ ($m_{DM} \gtrsim 5$ ГэВ)
- ▶ Накопление и аннигиляция частиц ТМ в центре Солнца
- ▶ Дополнительный поток нейтрино от Солнца на Земле

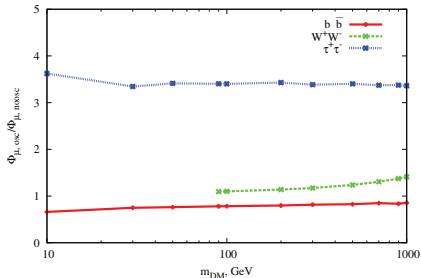
Нейтринный сигнал: взаимодействия и осцилляции нейтрино

NC, CC взаимодействия, ν_τ регенерация

Вероятность выживания



Отношение потоков мюонов



Изменения взаимодействий нейтрино могут влиять на нейтринный сигнал от аннигиляции ТМ!

Стандартная эволюция нейтрино (без взаимодействий)

- ▶ При рождении :

Lehnert, Weiler (2007)

$$\rho_\nu(0) = \sum_\alpha \omega_\alpha |\alpha\rangle \langle \alpha| = \omega_e |\nu_e\rangle \langle \nu_e| + \omega_\mu |\nu_\mu\rangle \langle \nu_\mu| + \omega_\tau |\nu_\tau\rangle \langle \nu_\tau|$$
$$i \frac{d}{dx} \nu_f = \left[2\Delta_{31} U \begin{pmatrix} 0 & & \\ & \alpha & \\ & & 1 \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} V_e(r) & & \\ & 0 & \\ & & 0 \end{pmatrix} \right] \nu_f,$$

где $\Delta_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{4E}$, $\alpha = \frac{\Delta_{21}}{\Delta_{31}}$

- ▶ В центра Солнца:

$$|1, r=0\rangle = |\nu_e\rangle; \quad |2, r=0\rangle \approx \cos \theta_{23} |\nu_\mu\rangle - \sin \theta_{23} |\nu_\tau\rangle;$$
$$|3, r=0\rangle \approx \sin \theta_{23} |\nu_\mu\rangle + \cos \theta_{23} |\nu_\tau\rangle$$

- ▶ Мгновенные собственные состояния:

$$H_m(r) |m, r\rangle = E_m(r) |m, r\rangle$$

$$|\alpha\rangle = \sum_k (U^m)_{\alpha k}(r=0) |k, r=0\rangle$$

матрица плотности:

$$\rho_\nu(0) = \sum_\alpha \omega_\alpha U_{\alpha k}^{m*} U_{\alpha l}^m |l, r=0\rangle \langle k, r=0|$$

Адиабатический режим: $|\psi_m(r)\rangle$ – evolution states.

$$\rho_\nu(r) = \sum \omega_\alpha U_{\alpha k}^{*m} U_{\alpha l}^m |l, r\rangle \langle k, r| e^{-i \int_0^r dr (E_l(r) - E_k(r))}$$

Декогеренция (точка рождения и эллиптичность орбиты)

$$\rho_\nu(r) \approx \sum |U_{\alpha k}^m|^2 |k, r\rangle \langle k, r|$$

МСВ-резонансы:

- ▶ Нормальная иерархия: 1-3 и 1-2 резонансы для нейтрино
- ▶ Обратная иерархия: 1-2 резонанс для нейтрино и 1-3 для антинейтрино

P_{ij} – вероятности перескока с уровня на уровень

$P_{ij} = \delta_{ij}$ для адиабатической эволюции ($E \lesssim 10$ ГэВ для 1-2 и $E \lesssim 30 - 40$ ГэВ для 1-3 резонансов).

На Земле $\rho_\nu^{Earth} = \sum \omega_\alpha |U_{\alpha i}^m|^2 P_{kj} |j\rangle \langle j|$

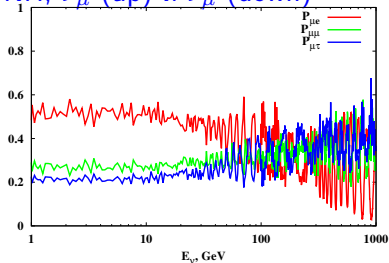
Вероятность зарегистрировать ν_β на орбите Земли

$$P_{\nu_\alpha^{Sun} \rightarrow \nu_\beta} = \langle \beta | \rho(Earth) | \beta \rangle = \sum_{\alpha, i} \omega_\alpha |U_{\alpha k}^m|^2 P_{kj} |U_{\beta j}|^2$$

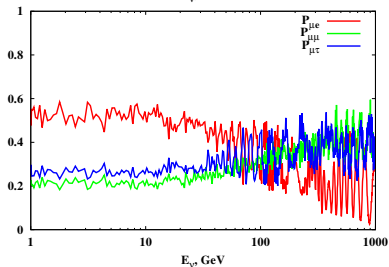
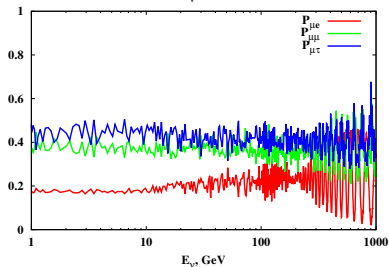
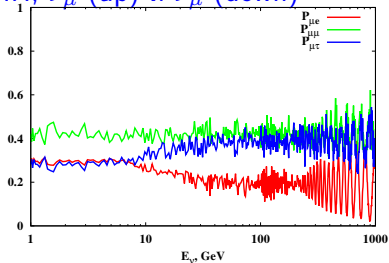
Далее – эволюция в веществе Земли

Примеры стандартной эволюции (на орбите Земли ν_μ)

NH, ν_μ (up) и $\bar{\nu}_\mu$ (down)

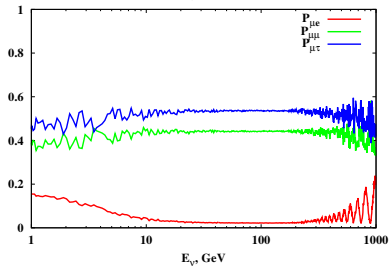
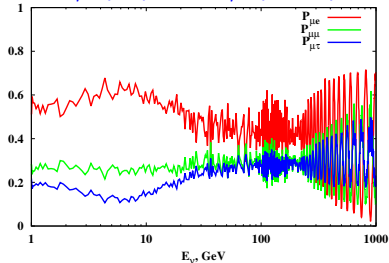


IH, ν_μ (up) и $\bar{\nu}_\mu$ (down)

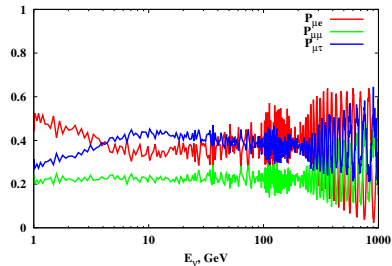
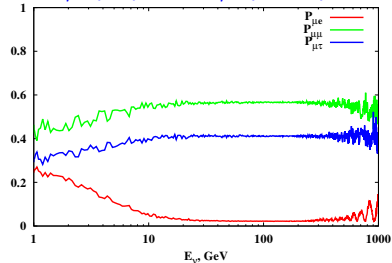


Примеры: $\epsilon_{\tau\tau} = 0.03$

NH: ν_μ (up) and $\bar{\nu}_\mu$ (down)



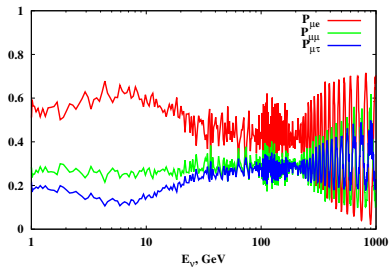
IH: ν_μ (up) and $\bar{\nu}_\mu$ (down)



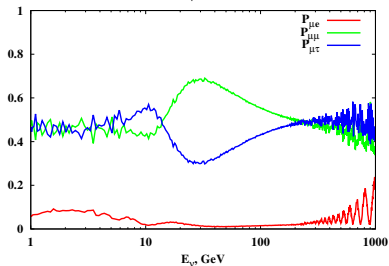
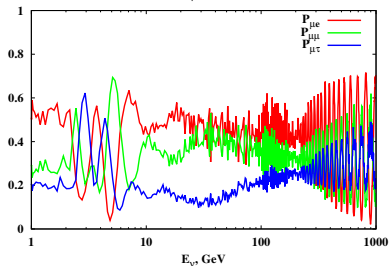
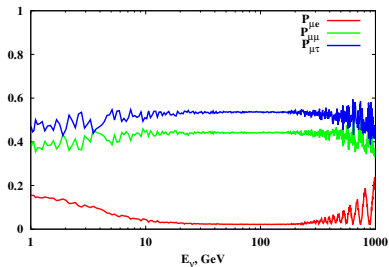
at 2-3 resonance: $|\nu_\mu\rangle \rightarrow \sin\theta_{23}|\nu_\mu\rangle + \cos\theta_{23}|\nu_\tau\rangle \approx |3\rangle$

Эффект распространения в Земле: $\epsilon_{\tau\tau} = 0.03$, НИ

ν_μ

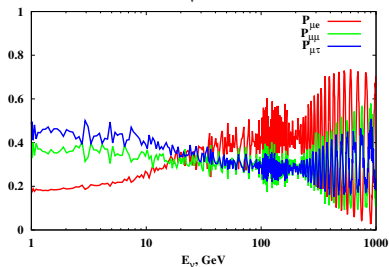
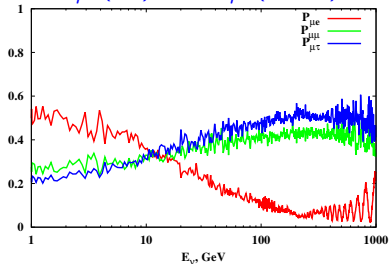


$\bar{\nu}_\mu$

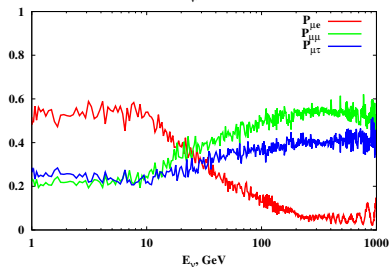
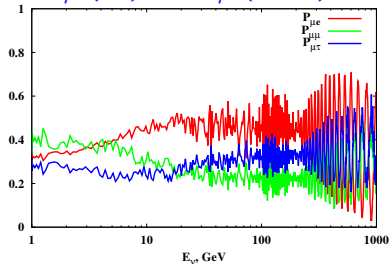


Примеры: $\epsilon_{e\tau} = -0.1$

NH: ν_μ (up) and $\bar{\nu}_\mu$ (down)

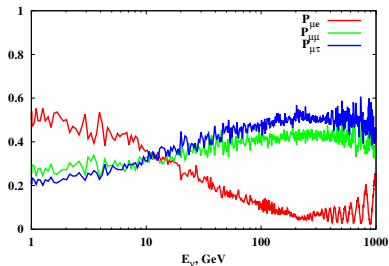


IH: ν_μ (up) and $\bar{\nu}_\mu$ (down)

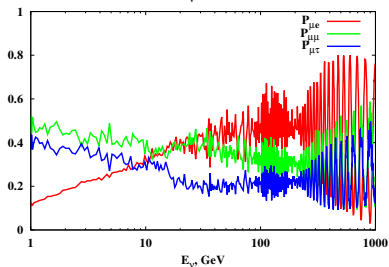
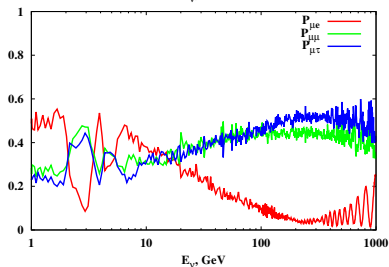
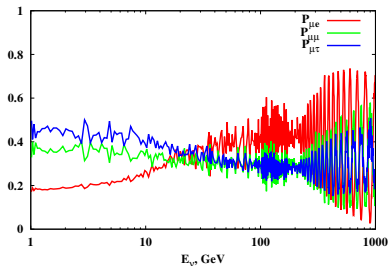


Эффект распространения в Земле: $\epsilon_{e\tau} = -0.1$, НИ

ν_μ



$\bar{\nu}_\mu$



- ▶ Проведено моделирование распространения нейтрино с учетом взаимодействия
- ▶ Рассмотрены каналы аннигиляции W^+W^+ , $\tau^+\tau^-$ и $\bar{b}b$
- ▶ Ожидаемый мюонный сигнал в присутствии NSI может отличаться до 30%
- ▶ Потoki электронных нейтрино могут отличаться на фактор ~ 3

- ▶ Нестандартные нейтринные взаимодействия – возможное проявление новой физики в нейтринном секторе
- ▶ Могут влиять на результаты измерений параметров матрицы смешивания
- ▶ Могут влиять на результаты измерений и поисков с помощью нейтрино (состав Земли, темная материя)

Модельно-независимые ограничения на параметры NSI

Ohlsson, 2012; Farzan, Tortola, 2017

$$|\epsilon_{\alpha\beta}^{\text{Earth}}| \lesssim \begin{pmatrix} 2.6 & 0.33 & 0.7 \\ \dots & 0.068 & 0.018 \\ \dots & \dots & 0.22 \end{pmatrix}, \quad |\epsilon_{\alpha\beta}^{\text{Sun}}| \lesssim \begin{pmatrix} 2.0 & 0.21 & 0.54 \\ \dots & 0.046 & 0.01 \\ \dots & \dots & 0.2 \end{pmatrix}$$

$$\epsilon_{\alpha\beta}^{\text{Earth}} = \sqrt{\sum_{i=L,R} [(\epsilon_{\alpha\beta}^{ei})^2 + (3\epsilon_{\alpha\beta}^{ui})^2 + (3\epsilon_{\alpha\beta}^{di})^2]} \quad \text{— для Земли}$$

$$\epsilon_{\alpha\beta}^{\text{Sun}} = \sqrt{\sum_{i=L,R} [(\epsilon_{\alpha\beta}^{ei})^2 + (2\epsilon_{\alpha\beta}^{ui})^2 + (\epsilon_{\alpha\beta}^{di})^2]} \quad \text{— для Солнца}$$

$$|\epsilon_{\tau\tau}^{\text{Earth}} - \epsilon_{\mu\mu}^{\text{Earth}}| < 0.147$$