

Механизмы рождения стерильных нейтрино в ранней Вселенной

Антон Чудайкин

Институт Ядерных Исследований

chudy@ms2.inr.ac.ru

[[arXiv:1705.02184](#)]

Thursday 25th May, 2017

- 1 Нерезонансное рождение
- 2 Резонансное производство
- 3 Модель с фазовым переходом
- 4 Модель со слабо взаимодействующим скалярным полем

- 1 Нерезонансное рождение
- 2 Резонансное производство
- 3 Модель с фазовым переходом
- 4 Модель со слабо взаимодействующим скалярным полем

$$\Delta_0 = \frac{2E}{\Delta m^2} \approx \frac{2E}{m_s^2}$$

$$\Delta_m = \Delta_0 \sqrt{\sin^2(2\theta_0) + (\cos(2\theta_0) - V_\alpha/\Delta_0)}$$

$$\sin^2(2\theta_m) = \frac{\sin^2(2\theta_0)}{\sin^2(2\theta_0) + (\cos(2\theta_0) - V_\alpha/\Delta_0)}$$

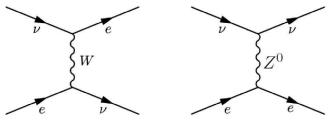
Темп осцилляций $\nu_\alpha \rightarrow \nu_s$

$$\Gamma_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_s} = \frac{\langle \sin^2(\frac{t}{2t_m}) \sin^2(2\theta_m) \rangle_{t_{coll}}}{2 t_{coll}} = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta_m) \frac{\Gamma_\alpha}{2}$$

$$t_m \ll t_{coll} \ll t_{exp} \Leftrightarrow \Delta_m \gg \Gamma_\alpha \gg H$$

$$\frac{|\dot{\theta}_m|}{\Delta_m} \ll 1$$

Уравнение Больцмана: переходы $\nu_e \rightarrow \nu_s$



$$\Gamma_e \approx 1.27 \cdot G_{F\gamma}^2 T^5$$

$$V_e \approx -\frac{14 G_{F\gamma} T^5}{45 \alpha_w} (2 + \cos^2 \theta_W)$$

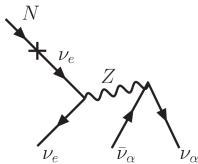
$$-HT \left. \frac{\partial f_s}{\partial T} \right|_{y=\text{const}} = \frac{\sin^2(2\theta_m) \Gamma_e}{4} (f_d - f_s)$$

Формула Доделсона-Уидроу

$$\frac{f_s}{f_d} = \frac{2.9}{\sqrt{g_*}} \left(\frac{\theta^2}{10^{-6}} \right) \left(\frac{m_s}{1 \text{ keV}} \right) \int_x^\infty \frac{y dx'}{(1 + y^2 x'^2)^2} \rightarrow \frac{2.9}{\sqrt{g_*}} \left(\frac{\theta^2}{10^{-6}} \right) \left(\frac{m_s}{1 \text{ keV}} \right) \frac{\pi}{4}$$

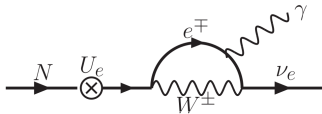
$$x = 148 \left(\frac{1 \text{ keV}}{m_s} \right) \left(\frac{T}{1 \text{ GeV}} \right)^3$$

Ограничения из космологии



$$\Gamma_{\nu_s \rightarrow 3\nu} = \frac{G_F^2 m_s^5}{96\pi^3} \sin^2 \theta$$

$$\theta^2 < 1.1 \cdot 10^{-7} \left(\frac{50 \text{ keV}}{m_s} \right)^5$$



$$\Gamma_{\nu_s \rightarrow \gamma \nu_e} = \frac{9\alpha G_F^2}{256 \cdot 4\pi^4} \sin^2(2\theta) m_s^5$$

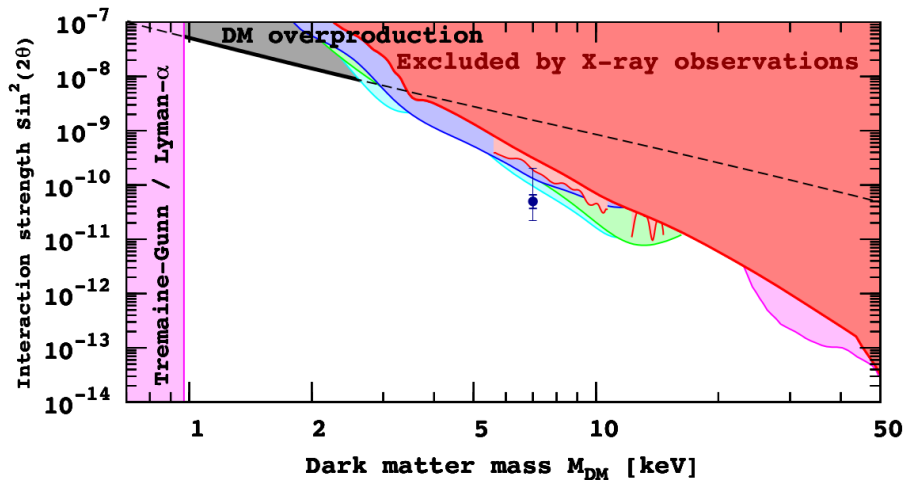
$$\Omega_s \sin^2(2\theta) \lesssim 3 \cdot 10^{-5} \left(\frac{1 \text{ keV}}{m_s} \right)^5$$

Доля стерильных нейтрино сегодня

$$n_s(T_{\nu,0}) = 2 \cdot \left[\int_0^\infty f_s(y, \frac{m_s}{y}) 4\pi y^2 dy \right] \cdot \frac{4}{11} T_0^3,$$

$$\Omega_s h^2 = \frac{m_s n_s}{\rho_c / h^2} = \frac{1}{10.5} \left(\frac{m_s}{1 \text{ keV}} \right) \left(\frac{n_s}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) < \Omega_{dm} h^2 \approx 0.12$$

Экспериментальные ограничения на $\theta_{\alpha S}$



- 1 Нерезонансное рождение
- 2 Резонансное производство**
- 3 Модель с фазовым переходом
- 4 Модель со слабо взаимодействующим скалярным полем

Механизм Ши-Фуллера

$$V^{(1)} = \sqrt{2} G_F n_\gamma \mathcal{L}_e = \frac{2\sqrt{2}\zeta(3)}{\pi^2} G_F \mathcal{L}_e T^3 \quad \text{где} \quad \mathcal{L}_e = 2 \frac{\Delta n_{\nu e}}{n_\gamma} + \frac{\Delta n_{\nu\mu}}{n_\gamma} + \frac{\Delta n_{\nu\tau}}{n_\gamma}$$
$$V^{(2)} \approx -r_e G_F^2 y T^5 \quad \text{где} \quad r_e \approx 80$$

Условие существования резонанса

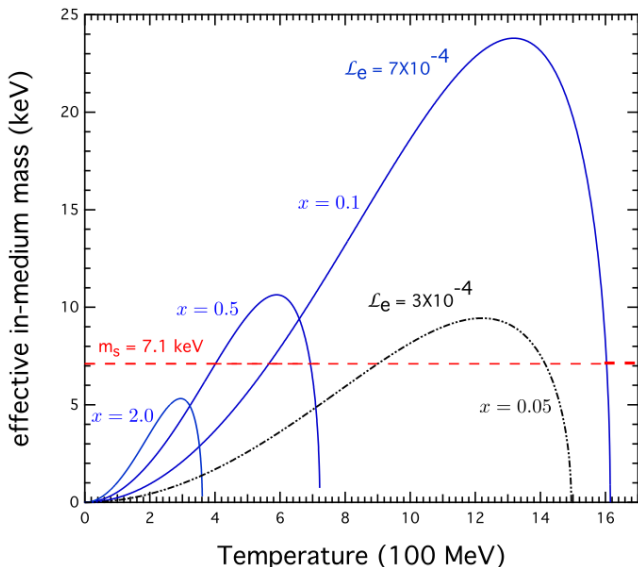
$$\frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2yT} = V^{(1)} + V^{(2)} \Rightarrow |\mathcal{L}_e(t)| T > \frac{\pi^2}{2\zeta(3)} \sqrt{r_e m_s^2}$$

$$y_{res} = \frac{\sqrt{2}\zeta(3) \mathcal{L}_e(t)}{\pi^2 r_e G_F} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{\pi^4 r_e m_s^2}{4\zeta^2(3) \mathcal{L}_e^2(t) T^2}} \right)$$

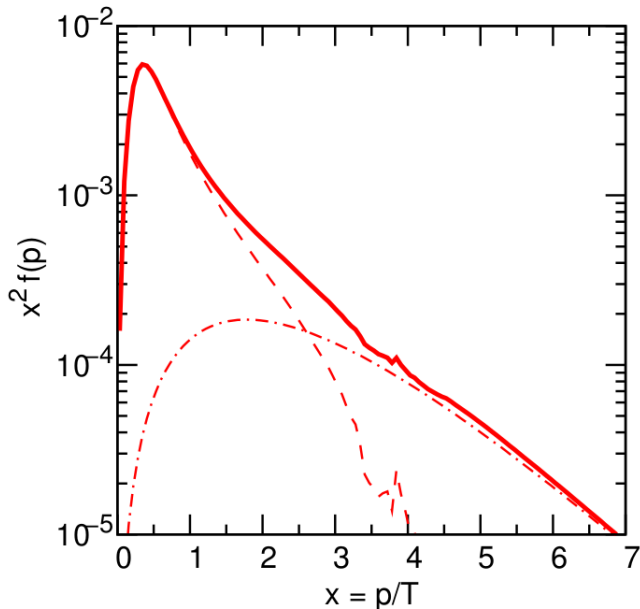
Применимость классического приближения

$$\frac{\Gamma_e}{\Delta_m} < 1 \Rightarrow \frac{1.27}{r_e \operatorname{tg}(2\theta)} < 1$$

$\mathcal{L}_e \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ обеспечивает $\Omega_s \sim \Omega_{dm}$ при $\theta^2 \sim 10^{-10} - 10^{-11}$, $m_s = 7.1 \text{ keV}$



Спектр частиц



- 1 Нерезонансное рождение
- 2 Резонансное производство
- 3 Модель с фазовым переходом**
- 4 Модель со слабо взаимодействующим скалярным полем

Фазовый переход при $T_{h,c} = \xi T_c$

$$\mathcal{L} = \frac{f}{2} \phi \bar{N}^c N + \text{h.c.} + \mathcal{L}_{DS}(\phi)$$

$$\begin{aligned} \langle\langle \phi \rangle\rangle|_{T_h > \xi T_c} &= 0 \\ \langle\langle \phi \rangle\rangle|_{T_h < \xi T_c} &= v_\phi, \quad M = f v_\phi \end{aligned}$$

Осцилляции $\nu_s \rightarrow \nu_e$ при $T < T_c$ $\langle\langle p \rangle\rangle = 4.1 T$

$$\frac{f_s}{f_e} = \frac{2.9}{g_*^{1/2}} \left(\frac{\theta^2}{10^{-6}} \right) \left(\frac{M}{\text{keV}} \right) \int_x^{x_c} \frac{y dx'}{(1 + y^2 x'^2)^2} \rightarrow 0.13 \theta^2 \left(\frac{10.75}{g_*} \right)^{1/2} \left(\frac{T_c}{\text{MeV}} \right)^3 y$$

Примесь ν_s к ν_e при $T > T_c$ $\langle\langle p \rangle\rangle = 1.28 T$

$$\frac{f_{s,\text{in}}}{f_e} \simeq \frac{m_D^2}{4y^2 T_c^2} \rightarrow \frac{0.25 \times 10^{-6} \theta^2}{y^2} \left(\frac{M}{\text{keV}} \right)^2 \left(\frac{\text{MeV}}{T_c} \right)^2$$

Суммарная множественность ν_s

$$h^2\Omega_{s,\text{osc}} \approx 4.3 \times \theta^2 \left(\frac{10.75}{g_*}\right)^{1/2} \left(\frac{T_c}{\text{MeV}}\right)^3 \left(\frac{m_s}{\text{keV}}\right)$$

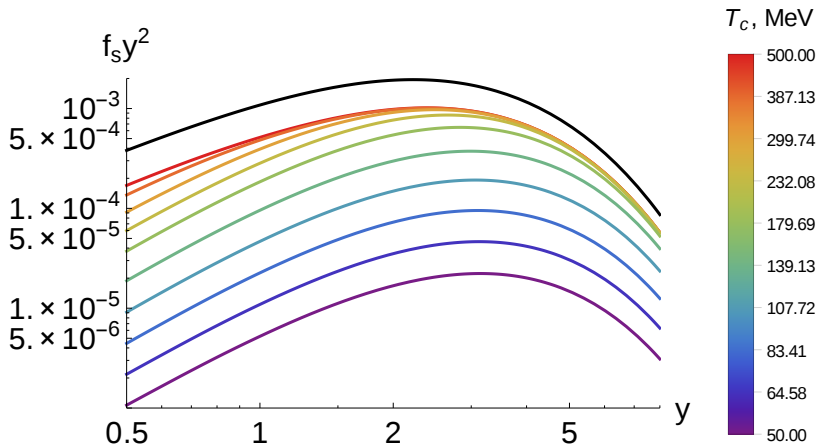
$$h^2\Omega_{s,\text{in}} \simeq 10^{-6}\theta^2 \left(\frac{m_s}{\text{keV}}\right)^3 \left(\frac{\text{MeV}}{T_c}\right)^2$$

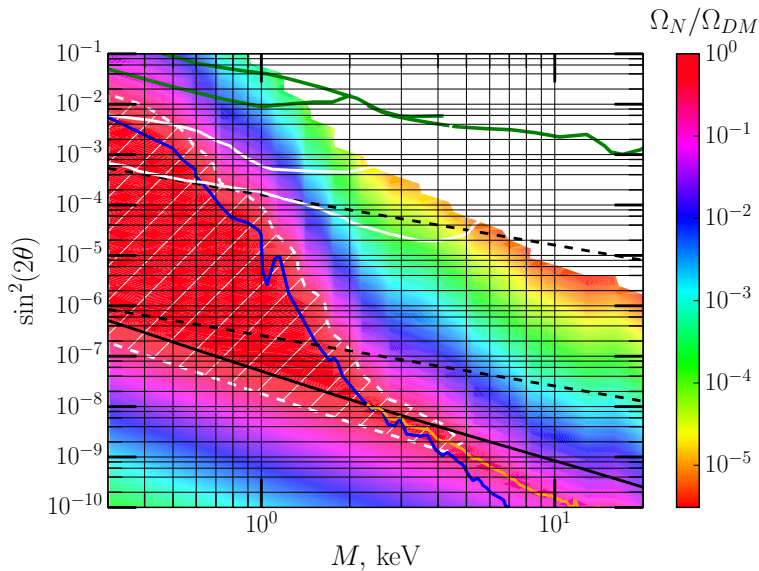
$$T_{c,\text{min}} \simeq 0.05 \text{ MeV} \left(\frac{m_s}{\text{keV}}\right)^{2/5}$$

Минимальная множественность ν_s сегодня

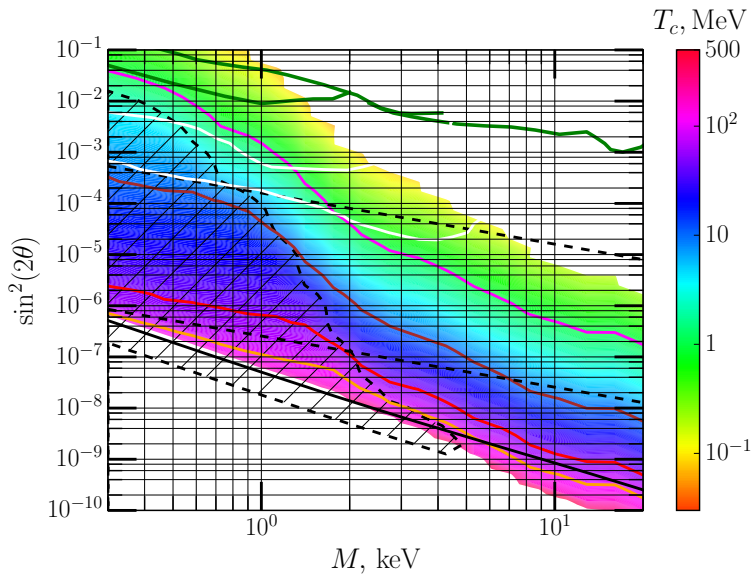
$$h^2\Omega_{s,\text{min}} \simeq h^2\Omega_{s,\text{osc}} + h^2\Omega_{s,\text{in}} \simeq 0.9 \times 10^{-3}\theta^2 \left(\frac{m_s}{\text{keV}}\right)^{11/5}$$

Спектр ν_s в модели с фазовым переходом [F.Bezrukov et. al,2017]





Результат численных расчётов для $T_{c, \max}$ [F.Bezrukov et. al,2017]



- 1 Нерезонансное рождение
- 2 Резонансное производство
- 3 Модель с фазовым переходом
- 4 Модель со слабо взаимодействующим скалярным полем

$$\mathcal{L} = i\bar{N}\hat{\partial}N + \frac{M}{2}\bar{N}^c N + y_\nu H\bar{\nu}_a N + \frac{f}{2}\phi\bar{N}^c N + \text{h.c.} + \mathcal{L}_{DS}(\phi)$$
$$\mathcal{L}_{DS} = \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - \frac{1}{2}m_\phi^2\phi^2$$

Режим $m_\phi < H$

$$\phi_i \sim M_{Pl}$$

$$M_i = f\phi_i$$

Режим $m_\phi > H$

$$\phi_i \propto a^{-3/2}$$

$$M(a) = M + M_i \left(\frac{a_i}{a}\right)^{3/2}$$

Требование $T_{osc} > 100 \text{ eV}$

$$\left(\frac{T_{osc}}{100 \text{ eV}}\right) \left(\frac{2.73 \text{ K}}{T_0}\right) \gtrsim \left(\frac{M_i}{1 \text{ TeV}}\right)^{2/3} \left(\frac{1 \text{ keV}}{M}\right)^{2/3}$$

Условие подавления осцилляций

$$m_\phi \sim H_{\text{osc}} = \frac{T_{\text{osc}}^2}{M_{Pl}^*} \ll \frac{T_{\text{max}}^2}{M_{Pl}^*} \lesssim 10^{-11} \text{ eV}$$

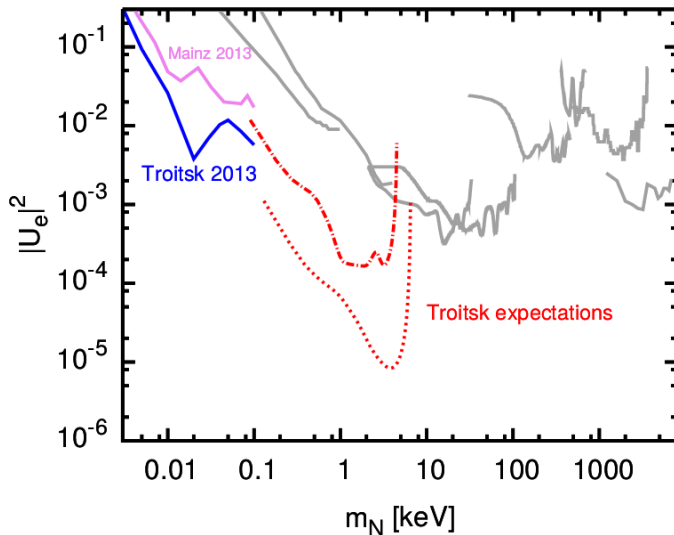
Пертурбативный распад $\phi \rightarrow NN$ в ранней Вселенной за счёт $\mathcal{L}_{int} = \frac{f}{2} \phi \bar{N}^c N + \text{h.c.}$ кинематически запрещён.

Однако возможно непертурбативное рождение частиц N во внешнем осциллирующем поле ϕ , которое может быть ответственно за производство нужного количества тёмной материи сегодня.

- Механизм Ши-Фуллера позволяет произвести большее количество стерильного нейтрино в ранней Вселенной.
- Модель с фазовым пререходом в скрытом секторе позволяет избежать целого ряда космологических ограничений и значительно расширить область допустимых параметров $\theta^2 - m_s$.
- В рамках модели с фазовым переходом удаётся объяснить малую массу активного нейтрино в случае keV стерильного нейтрино.
- Модель со слабо взаимодействующем скалярным полем позволяет сколь угодно сильно подавить рождение стерильного нейтрино в ранней Вселенной и сделать интересной для предстоящих поисков всю область параметров $\theta^2 - m_s$ вплоть до актуальных ограничений из наземных экспериментов.

Спасибо за внимание

Ограничения "Троицк-ню масс"



Ограничения KATRIN

