

Стерильное нейтрино и тёмная материя

А.П. Серебров,

Р.М. Самойлов, М.Е. Чайковский, О.М. Жеребцов

Петербургский институт ядерной физики НИЦ Курчатовский институт, 188300, Гатчина, Россия

**Объединенный семинар
ОФВЭ и ОТФ ПИЯФ**

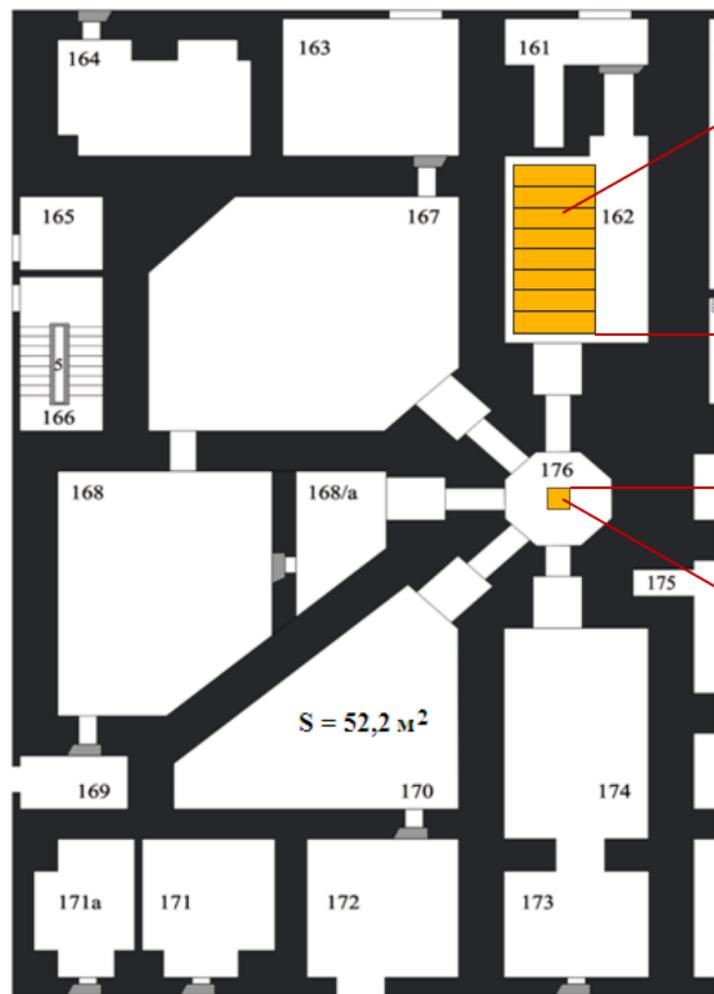
Joint HEPD-ThPD PNPI Seminar's Zoom Meeting

<https://zoom.us/j/95834704946?pwd=c005bWV3YkVFQTUwdHRmNjRqdTNWZz09>

or Meeting ID: 958 3470 4946 Passcode: 078110

четверг, 31 марта 2022 г. в 14:30

Эксперимент Нейтрино-4 на реакторе СМ-3

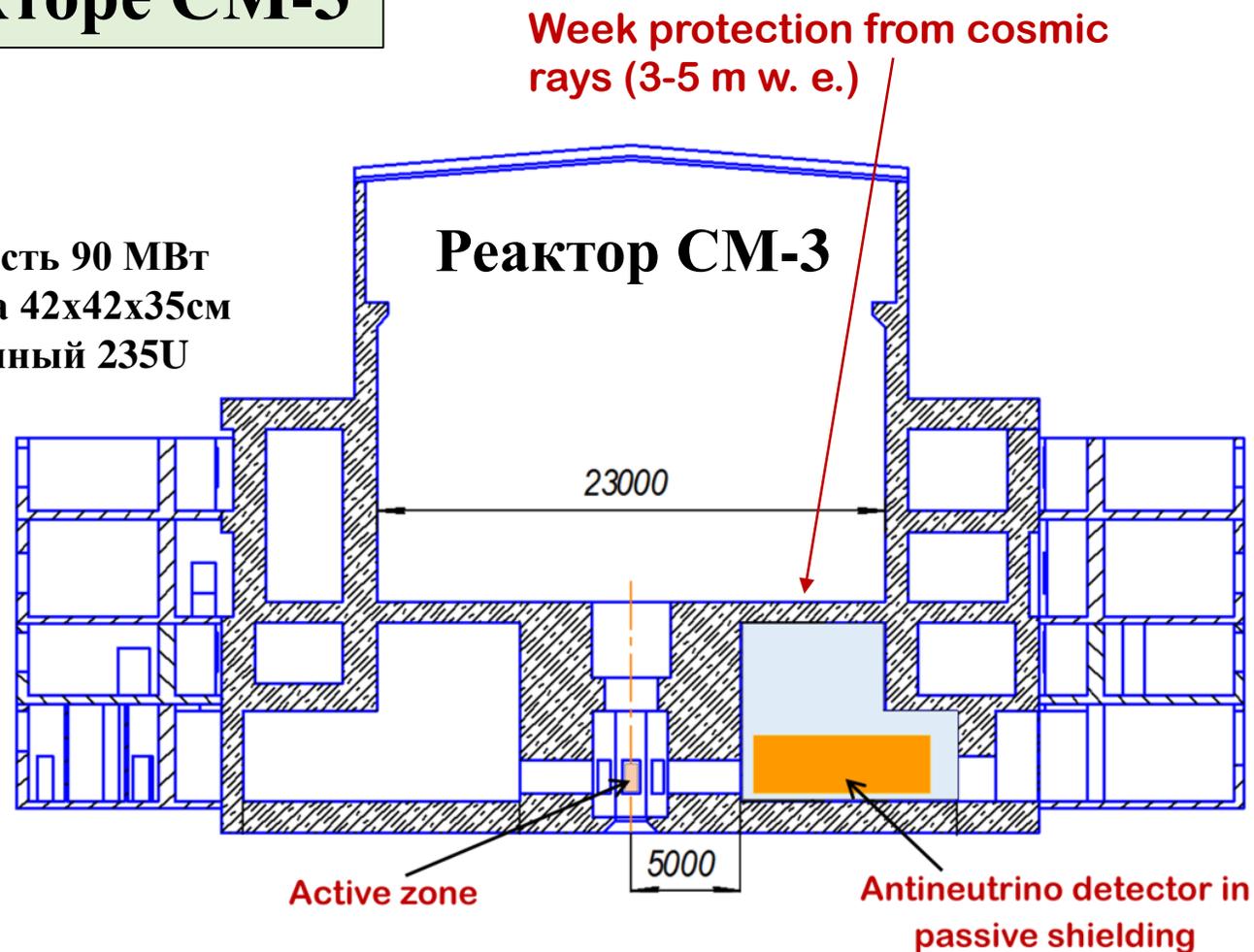


antineutrino detector

Тепловая мощность 90 МВт
Компактная зона 42x42x35см
Высокообогащенный 235U

5 m

Active zone



Weak protection from cosmic rays (3-5 m w. e.)

Реактор СМ-3

23000

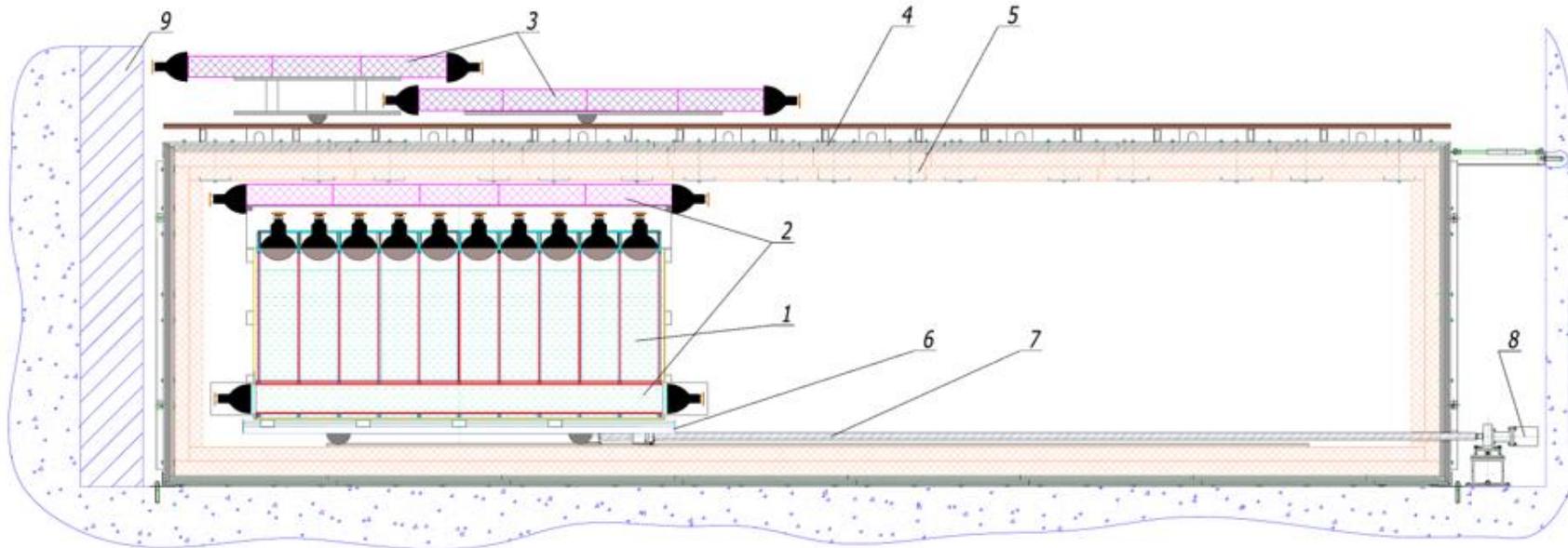
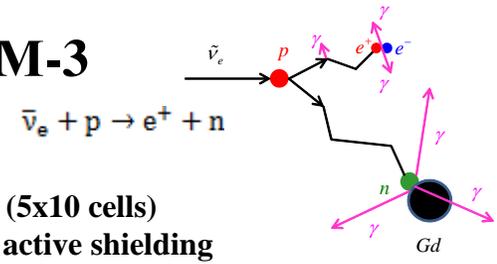
Active zone

5000

Antineutrino detector in passive shielding

Благодаря особенностям конструкции реактор СМ-3 обеспечивает наиболее благоприятные условия для поиска нейтринных осцилляций на малых расстояниях. Однако реактор СМ-3, как и другие исследовательские реакторы, находится на поверхности Земли, поэтому космический фон является основной трудностью в рассматриваемом эксперименте.

Подвижный спектрально-чувствительный детектор антинейтрино на реакторе СМ-3



1. detector (5x10 cells)
2. internal active shielding
3. external active shielding
4. steel and lead
5. borated polyethylene
6. moveable platform
7. feed screw
8. step motor
9. shielding



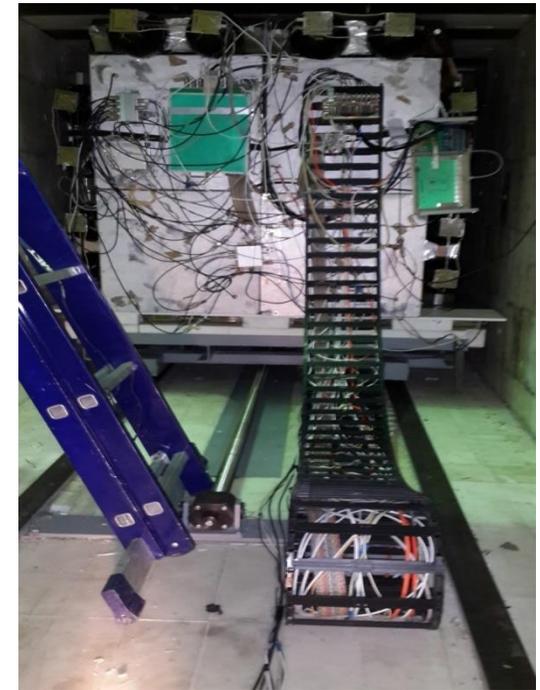
Пассивная защита - 60 тонн

Канал нейтрино
← снаружи и
внутри →



Детектор
прототип
←

Детектор
→

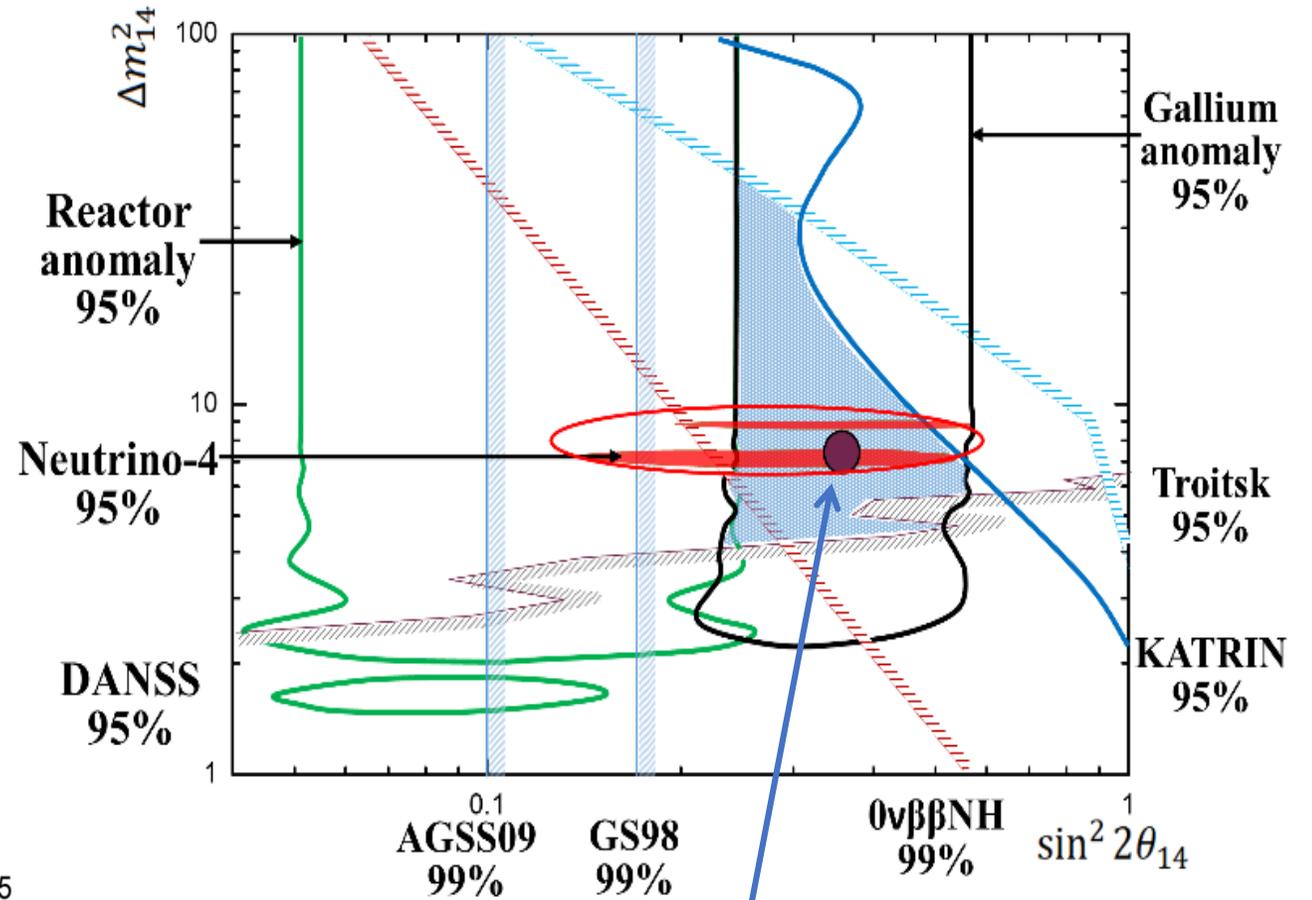
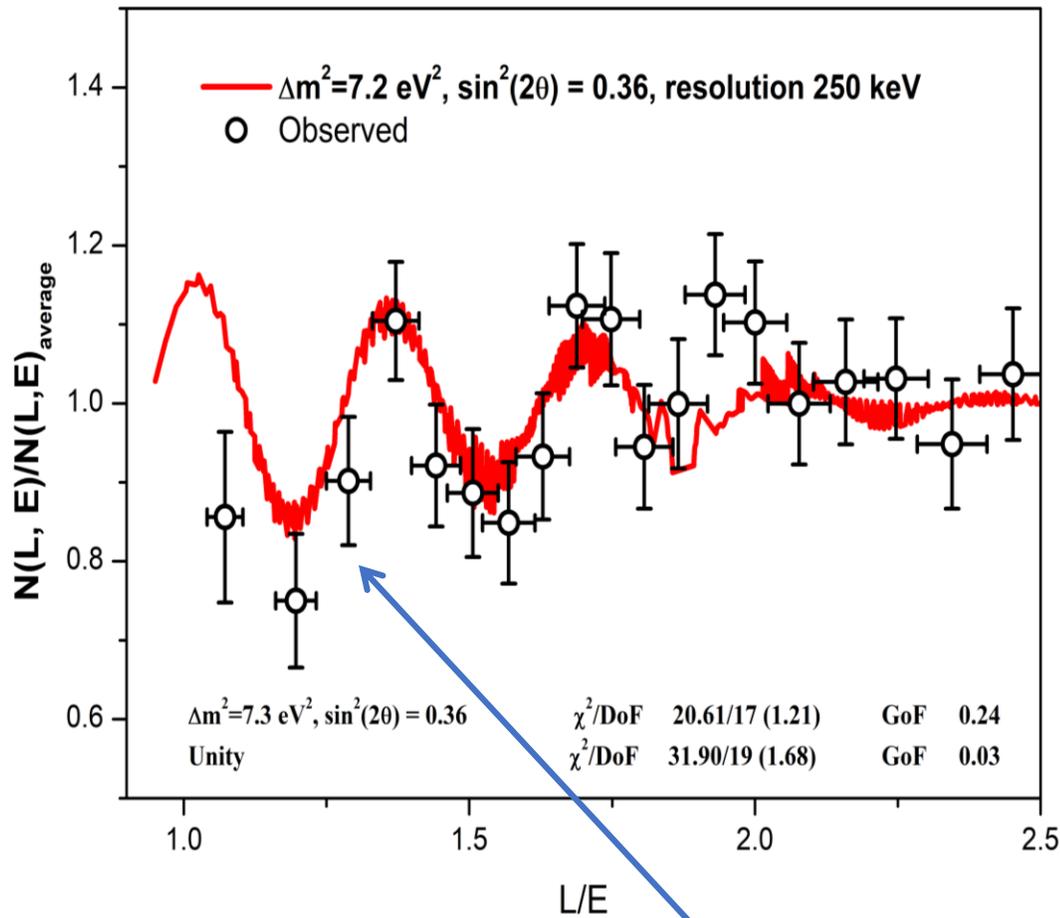


Сцинтилляционный детектор
50 секций 0,235x0,235x0,85м3

Диапазон измерений 6 - 12 метров.

Осцилляционная кривая нейтринного сигнала эксперимента Нейтрино-4

Сравнение результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами других экспериментов.



$\Delta m^2_{14} = 7.3 \text{ eV}^2, \sin^2 2\theta_{14} = 0.36$

[arXiv:2112.14856](https://arxiv.org/abs/2112.14856)

Космология - роль стерильных нейтрино во время формирования Вселенной.

Сумма масс нейтрино $\sum m_\nu = m_1 + m_2 + m_3$ ограничена результатами космологических исследований значением $0.54 \div 0.11 \text{eV}$ [19]. Введение ещё одного нейтрино с массой 2.7эВ вызывает очевидные противоречия с этими ограничениями. Кроме того, имеется оценка [В.А Горбунов, Д.С.Рубаков, Введение в теорию ранней Вселенной] на вклад стерильных нейтрино в плотность энергии Вселенной:

$$\Omega_{\nu_s} \simeq 0.2 \cdot \left(\frac{\sin 2\theta_\alpha}{10^{-4}} \right)^2 \cdot \left(\frac{m_\nu}{1 \text{keV}} \right)^2$$

Стерильные нейтрино с массой $m_\nu > 1 \text{keV}$ и малым углом смешивания $\theta \leq 10^{-4}$ могут обсуждаться как кандидаты на тёмную материю, но для параметров стерильного нейтрино $\sin^2 2\theta_{14} \approx 0.33 \pm 0.07(4.9\sigma)$ и $m_4^2 \approx 7.3 \text{eV}^2$, вклад стерильных нейтрино в плотность энергии Вселенной получается много больше единицы, что неприемлемо. Одним из возможных вариантов теории рассматривается распад стерильного нейтрино на активное нейтрино и фотон.

$$\Omega_{\nu_s} = 48$$

На этом основании возникло утверждение, что стерильное нейтрино с параметрами $\Delta m_{14}^2 = 7.3 \text{eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.33$ противоречит Космологии.

Наша попытка разобраться в этом вопросе
представлена ниже

Вычисление Ω_{ν_s} в рамках
нейтринной модели 3+1

СТРУКТУРА МОДЕЛИ НЕЙТРИНО 3 + 1 И ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТЕЙ РАЗЛИЧНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \nu_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{bmatrix} \quad \begin{aligned} |U_{e4}|^2 &= \sin^2(\theta_{14}) \\ |U_{\mu4}|^2 &= \sin^2(\theta_{24}) \cdot \cos^2(\theta_{14}) \\ |U_{\tau4}|^2 &= \sin^2(\theta_{34}) \cdot \cos^2(\theta_{24}) \cdot \cos^2(\theta_{14}) \end{aligned}$$

$$P_{\nu_e \nu_e} = 1 - 4|U_{e4}|^2(1 - |U_{e4}|^2) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}}\right) = 1 - \sin^2 2\theta_{ee} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}}\right)$$

$$P_{\nu_\mu \nu_\mu} = 1 - 4|U_{\mu4}|^2(1 - |U_{\mu4}|^2) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_\mu}}\right) = 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\mu} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_\mu}}\right)$$

$$P_{\nu_\mu \nu_e} = 4|U_{e4}|^2|U_{\mu4}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}}\right) = \sin^2 2\theta_{\mu e} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}}\right)$$

Соотношения параметров осцилляций, необходимые для сравнительного анализа результатов экспериментов:

$$\begin{aligned}\sin^2 2\theta_{ee} &\equiv \sin^2 2\theta_{14} \\ \sin^2 2\theta_{\mu\mu} &= 4 \sin^2 \theta_{24} \cos^2 \theta_{14} (1 - \sin^2 \theta_{24} \cos^2 \theta_{14}) \approx \sin^2 2\theta_{24} \\ \sin^2 2\theta_{\mu e} &= 4 \sin^2 \theta_{14} \sin^2 \theta_{24} \cos^2 \theta_{14} \approx \frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 2\theta_{24}\end{aligned}$$

Первый важный вывод модели 3 + 1 - частота осцилляций во всех процессах должна быть одинаковой, т.е. определяется величиной Δm_{14}^2

Второе важное соотношение для экспериментальной проверки модели 3 + 1

$$\sin^2 2\theta_{\mu e} \approx \frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 2\theta_{24}$$

Эту связь можно интерпретировать довольно просто. Появление электронных нейтрино в пучке мюонных нейтрино это процесс второго порядка, т.е. переход мюонного нейтрино в стерильное нейтрино, а затем переход стерильного нейтрино в электронное нейтрино.

Матрица PMNS в модели нейтрино 3+1

Наши вычисления

[arXiv:2112.14856](https://arxiv.org/abs/2112.14856)

$$U_{PMNS}^{(3+1)} = \begin{pmatrix} 0.782_{-0.016}^{+0.017} & 0.524_{-0.016}^{+0.017} & 0.148_{-0.004}^{+0.004} & 0.301_{-0.035}^{+0.035} \\ 0.484_{-0.034}^{+0.028} & 0.473_{-0.036}^{+0.027} & 0.732_{-0.025}^{+0.016} & 0.074_{-0.021}^{+0.021} \\ 0.280 \div 0.330 & 0.678 \div 0.705 & 0.622 \div 0.657 & 0 \div 0.194 \\ 0.210 \div 0.273 & 0.060 \div 0.203 & 0.104 \div 0.236 & 0.931 \div 0.951 \end{pmatrix}$$

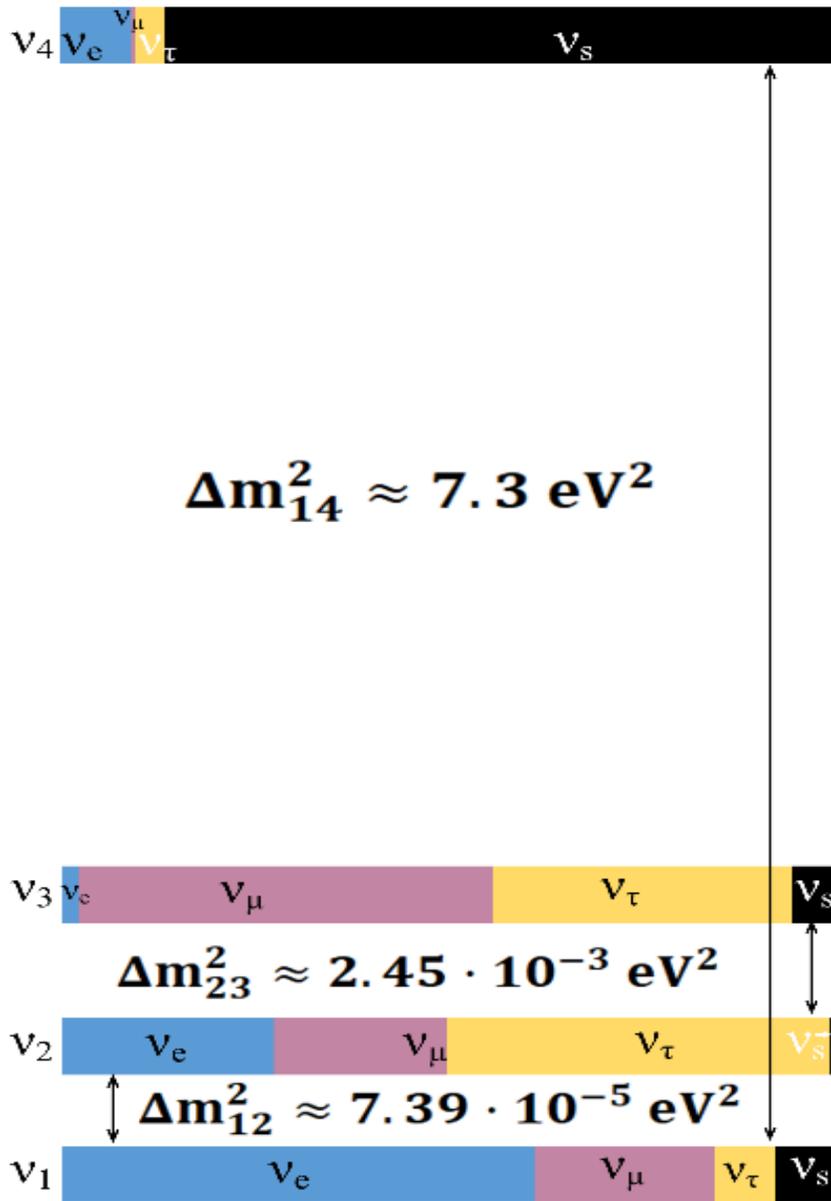
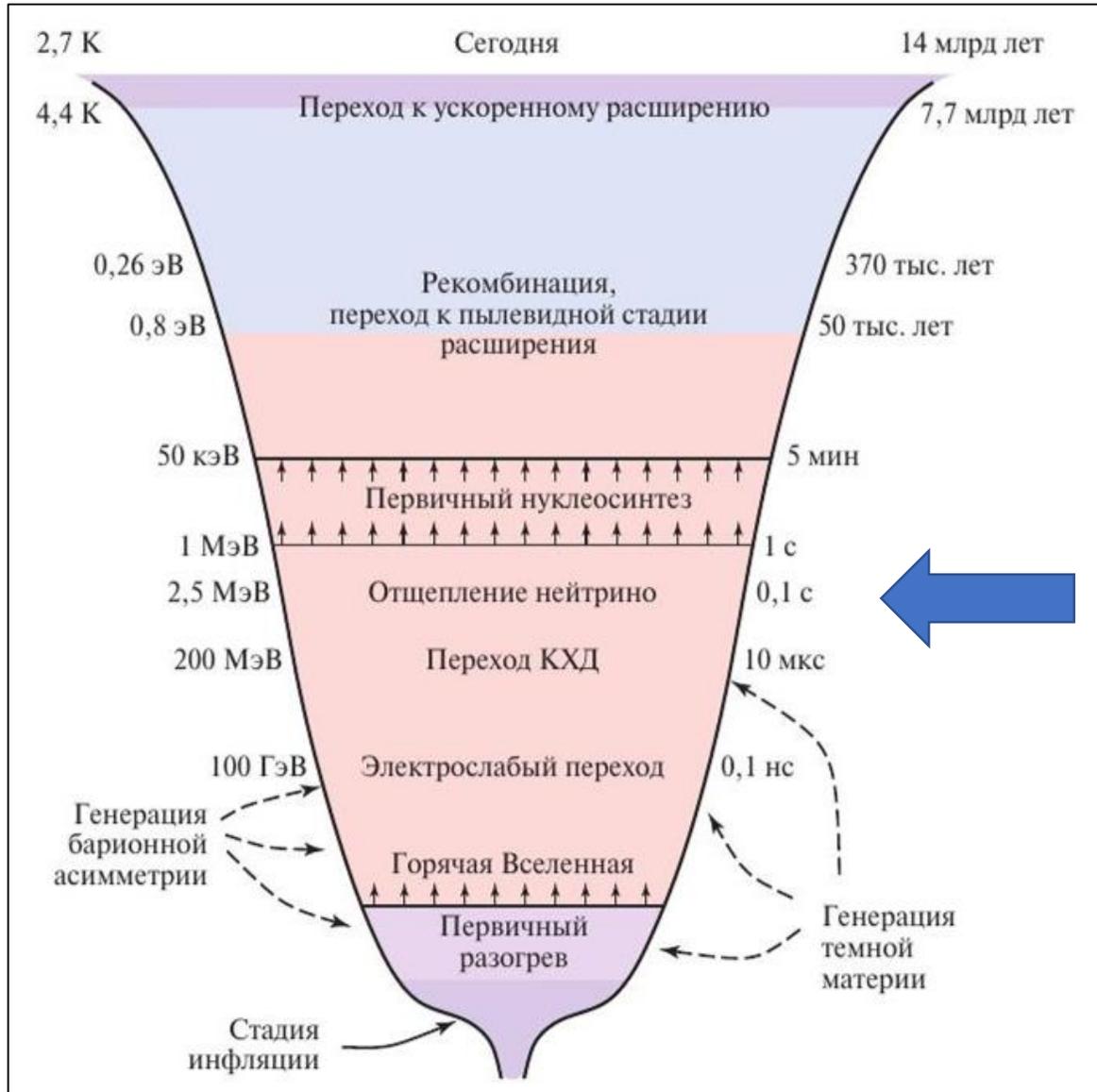


Схема смешивания ароматов активных нейтрино и стерильного нейтрино для прямой иерархии масс.

Следует отметить важнейшие особенности этой схемы смешивания ароматов активных нейтрино и стерильного нейтрино. Во первых, массовые состояния m_1 , m_2 , m_3 представляют собой смесь электронных, мюонных и тау флейворов с малой долей стерильного состояния. Поэтому массовые состояния m_1 , m_2 , m_3 обладают слабым взаимодействием, в то время как массовое состояние m_4 в основном стерильное и обладает слабым взаимодействием только за счёт малого вклада электронных, мюонных и тау флейворов. **В результате стерильное нейтрино m_4 после возникновения в результате осцилляций активных нейтрино и столкновения с электронами будут достаточно долго распространяться в космической плазме до взаимодействия и обратного превращения в активное нейтрино.**

Этапы развития Вселенной.



Как хорошо известно, процесс осцилляций нейтрино в веществе изменяется в результате взаимодействия нейтрино с веществом. **Особенно ярко этот процесс проявляется в космической плазме.**

Общие положения

Начнем изучение этого процесса со случая двух нейтрино.

$$|v_e(t)\rangle = \exp(-iE_1 t)|v_e(0)\rangle = \exp(-iE_1 t) \cos \theta |v_1\rangle + \exp(-iE_2 t) \sin \theta |v_2\rangle,$$

$$\begin{pmatrix} |v_e\rangle \\ |v_s\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & \sin \theta_m \\ -\sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |v_1\rangle \\ |v_4\rangle \end{pmatrix}$$

$$P(v_e \leftrightarrow v_e) = |\langle v_e | v_e \rangle|^2 = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left[\frac{1}{2} (E_2 - E_1) t \right]$$

$$E_2 - E_1 = \left(\left(\frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2E} - V \right)^2 + \left(\frac{\Delta m^2 \sin(2\theta)}{2E} \right)^2 \right)^{1/2}$$

в среде

$$\frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2E} \gg V$$

$$E_2 - E_1 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E_\nu} = \pm \frac{\Delta m^2}{2E_\nu},$$

в вакууме

Потенциал нейтрино формируется из вкладов первого и второго порядка по константе G_F

$$V = \pm C_1 \eta G_F T^3 - C_2 \frac{G_F^2 T^4 E}{\alpha}$$

Знак первого слагаемого разный для частиц и античастиц, но оно зависит от параметра η , отвечающего за разность частиц и античастиц. Этот вклад доминирует в Солнце и приводит к резонансному эффекту MSW. Но в первичной плазме частиц и античастиц примерно одинаково поэтому в рассматриваемой нами области мы можем ограничиться вкладом второго порядка по G_F^2 .

Отрицательный потенциал подавляет осцилляции в области где он значительно превосходит вклад от массовой матрицы $V \gg \frac{\Delta m^2}{E}$

Матрица смешивания в потенциале определяется эффективными массовыми состояниями – базисом диагонализующим гамильтониан при данном значении потенциала. В переменном потенциале эти состояния непрерывно меняются, как и соответствующие собственные числа. Во флейворном базисе гамильтониан имеет вид:

$$H_f = U M U^T + V$$

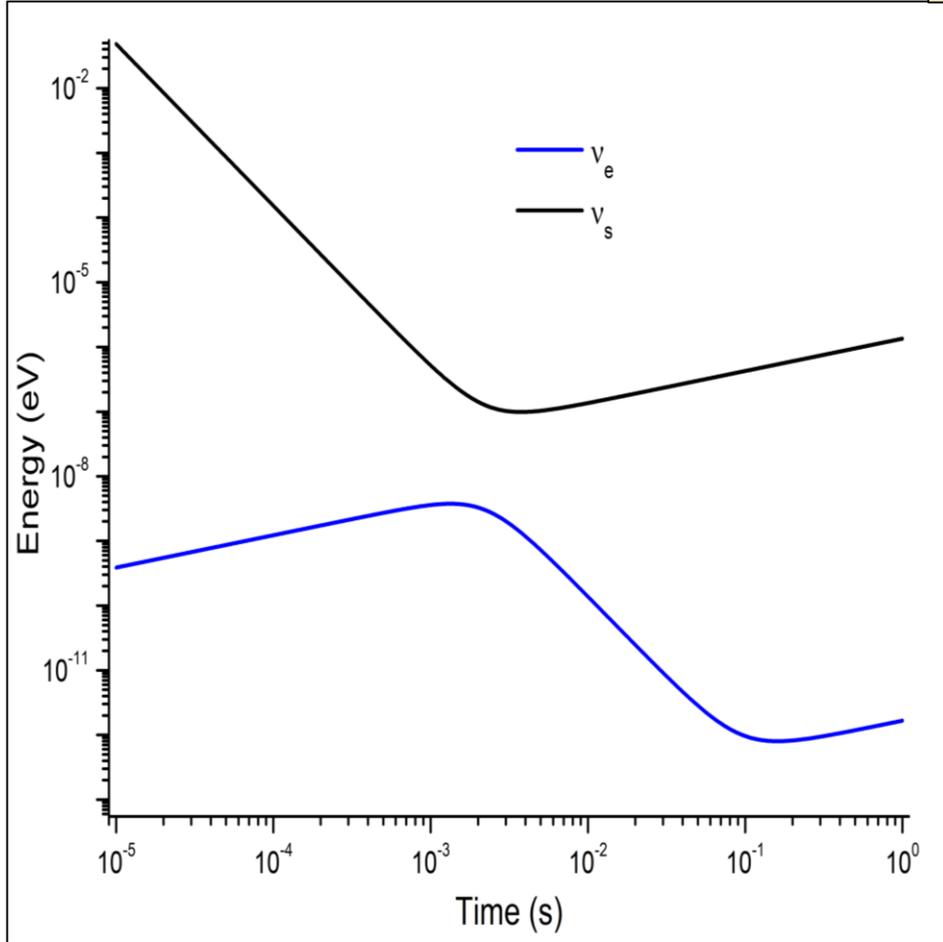
U – вакуумная матрица смешивания

$$M = \text{diag} \left\{ \frac{m_1^2}{E}; \frac{m_2^2}{E}; \frac{m_3^2}{E}; \frac{m_4^2}{E} \right\}; V = \text{diag} \{V_e, V_\mu, V_\tau, V_s\}$$

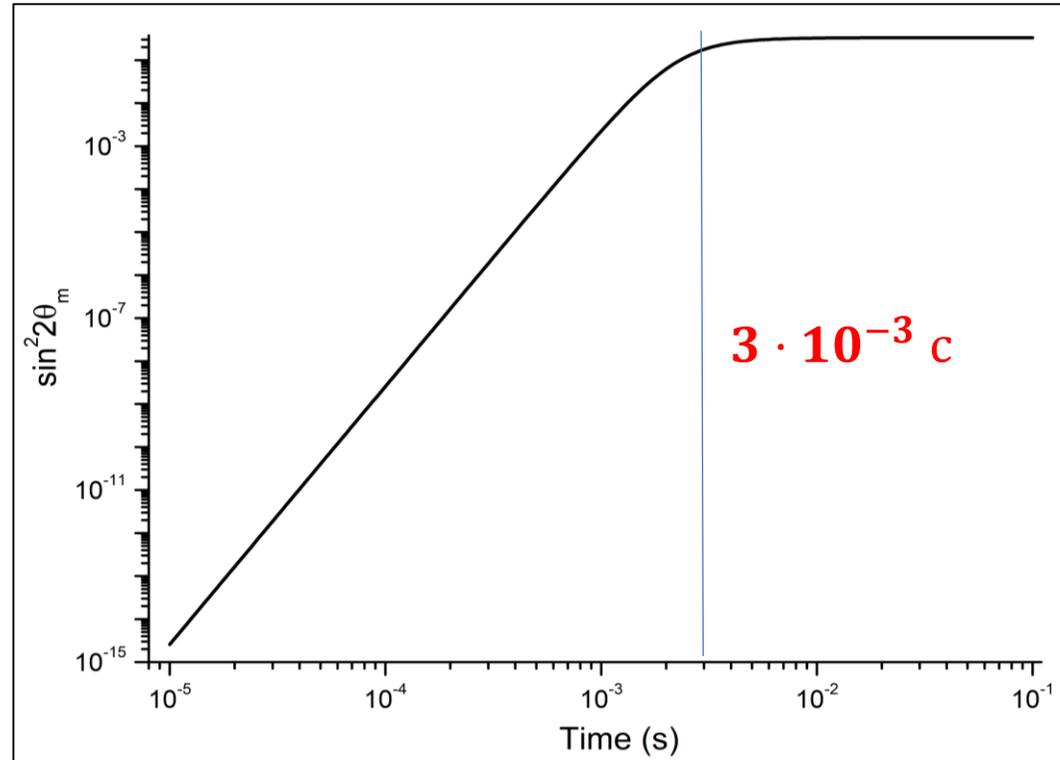
Свободно в потенциале распространяются эффективные массовые состояния, поэтому осцилляции в потенциале определяются эффективной матрицей смешивания.

Адиабатические уровни энергии в двух нейтринной системе

$$\sin^2 2\theta_m = \sin^2 2\theta \cdot \left(\left(\cos^2 2\theta - \frac{2 \cdot E \cdot V_e}{\Delta m^2} \right)^2 + \sin^2 2\theta \right)^{-1}$$



где $\Delta m_{14}^2 = 7.3$,
 $\sin^2 2\theta_{14} = 0.33$.



Поведение амплитуды осцилляций электронного нейтрино в стерильное состояние в космической плазме в зависимости от времени.

Для случая 4-х нейтрино мы учитываем следующие потенциалы из работ [14,15]:

$$V_e = -3.5 \times 25 \times G_f^2 \times T^4 \times E$$

$$V_\mu = -2 \times 25 \times G_f^2 \times T^4 \times E$$

$$V_\tau = -25 \times G_f^2 \times T^4 \times E$$

$$V_s = 0$$

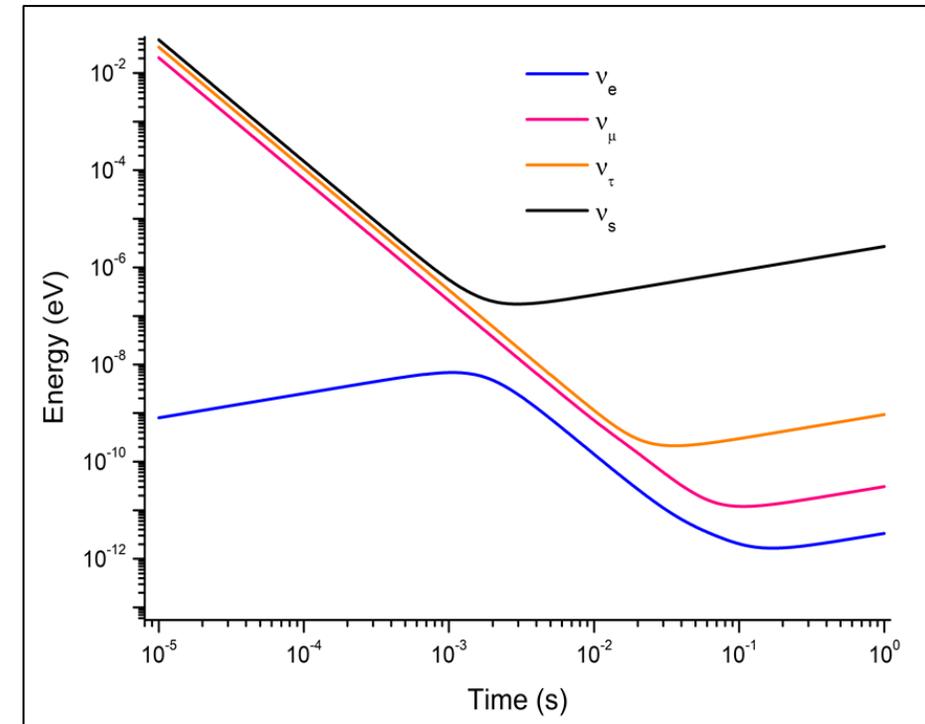
Подробнее в
Приложение

Для проведения расчётов требуется ввести вакуумные углы смешивания и массы нейтрино. Для масс взяты значения:

$$m_1 = 0.003\text{eV}; \quad m_2 = 0.0091\text{eV}; \quad m_3 = 0.0502\text{eV}; \\ m_4 = 2.7\text{eV},$$

$$\text{так что } m_2^2 - m_1^2 = 7.38 \cdot 10^{-5}\text{eV}^2 \quad \text{и} \quad m_3^2 - m_2^2 = \\ 2.44 \cdot 10^{-3}\text{eV}^2$$

Поведение адиабатических
уровней энергии в системе
4-х нейтрино.



Взаимодействия нейтрино с космической плазмой радикально подавляют процесс осцилляций, особенно в ранней Вселенной.

Эффективная матрица смешивания постепенно меняется от диагональной матрицы при $t = 10^{-5} \text{ с}$.

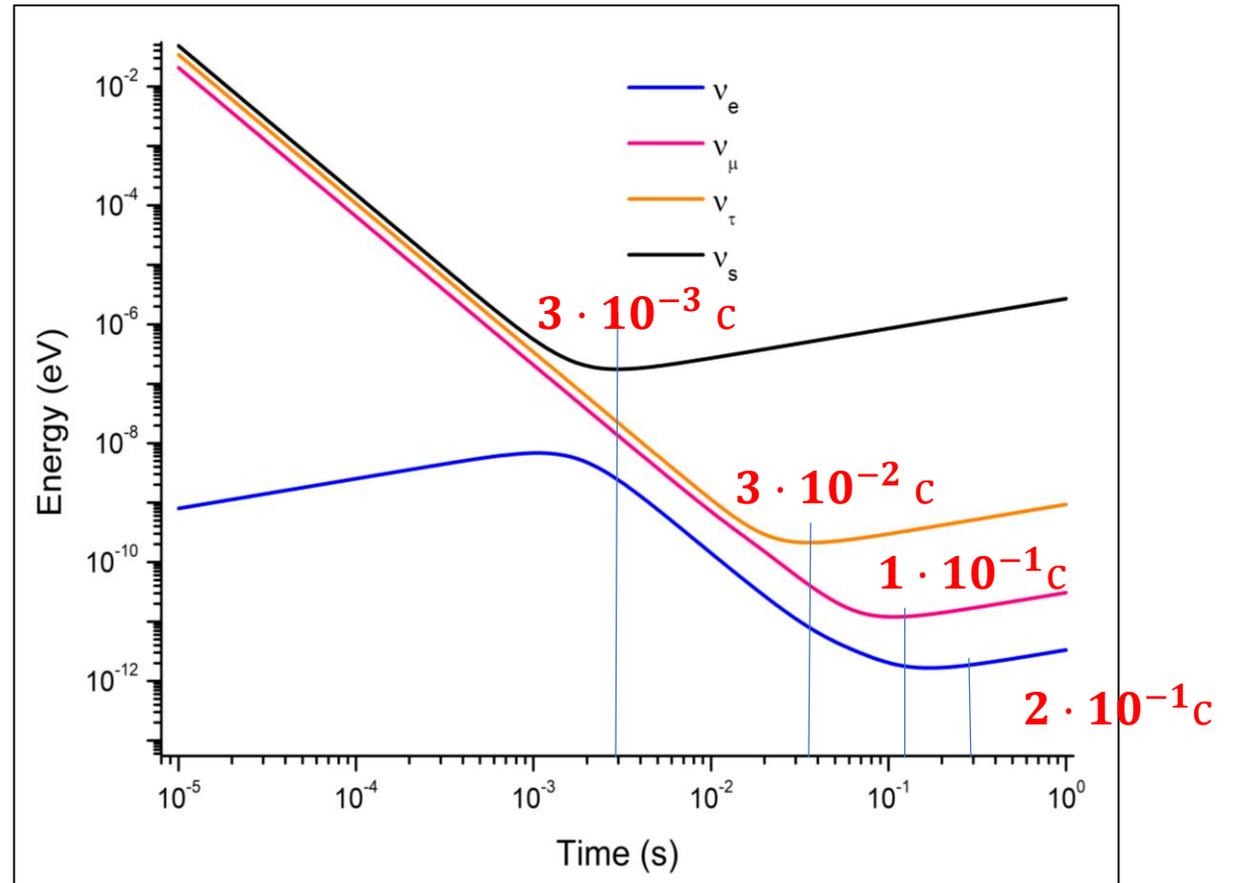
$$U_{\text{ef}}(10^{-5} \text{ с}) = \begin{pmatrix} 1. & 0. & 0. & 0. \\ 0. & 1. & 0. & 0. \\ 0. & 0. & 1. & 0. \\ 0. & 0. & 0. & 1. \end{pmatrix}$$

$$U_{\text{ef}}(10^{-4} \text{ с}) = \begin{pmatrix} 1. & 0. & 0. & 0.01 \\ 0. & 1. & 0.01 & 0.02 \\ 0. & 0.01 & 1. & 0.01 \\ 0.01 & 0.02 & 0.01 & 1. \end{pmatrix}$$

$$U_{\text{ef}}(10^{-3} \text{ с}) = \begin{pmatrix} 0.99 & 0.03 & 0.02 & 0.13 \\ 0.03 & 1. & 0.02 & 0.04 \\ 0.02 & 0.02 & 1. & 0.07 \\ 0.13 & 0.04 & 0.07 & 0.99 \end{pmatrix}$$

$$U_{\text{ef}}(10^{-2} \text{ с}) = \begin{pmatrix} 0.95 & 0.07 & 0.07 & 0.3 \\ 0.12 & 0.9 & 0.41 & 0.07 \\ 0.07 & 0.42 & 0.9 & 0.1 \\ 0.29 & 0.05 & 0.15 & 0.95 \end{pmatrix}$$

$$U_{\text{ef}}(10^{-1} \text{ с}) = \begin{pmatrix} 0.79 & 0.51 & 0.15 & 0.3 \\ 0.47 & 0.48 & 0.73 & 0.07 \\ 0.29 & 0.7 & 0.64 & 0.1 \\ 0.25 & 0.12 & 0.17 & 0.95 \end{pmatrix}$$



Поведение адиабатических уровней энергии в системе 4-х нейтрино.

Динамика появления стерильного нейтрино определяется осцилляциями в плазме и взаимодействиями активных нейтрино. **Частота осцилляций значительно превосходит частоту взаимодействий, поэтому можно считать, что осцилляции успевают усредниться между взаимодействиями, и полагать вероятность осцилляций равной $\frac{1}{2} \sin^2 2\theta_m$.**

Средняя по времени вероятность появления нейтрино в следствие осцилляций $\sim \frac{1}{2} \sin^2 2\theta$. **Вероятность генерации нейтрино при этом определяется частотой соударений $1/\tau$ или длиной свободного пробега, которая пропорциональна плотности среды и сечением взаимодействия $1/\tau = n_\nu \sigma$.**

Мы рассматриваем динамику плотности нейтрино в эпоху после аннигиляции барионов и антибарионов, поэтому нужно рассматривать взаимодействие активных нейтрино с электронами, позитронами, нейтрино и антинейтрино. В эту эпоху вклад во взаимодействия нейтрино дают процессы рассеяния на электронах, позитронах, нейтрино и антинейтрино, а также процесс аннигиляции нейтрино и антинейтрино.

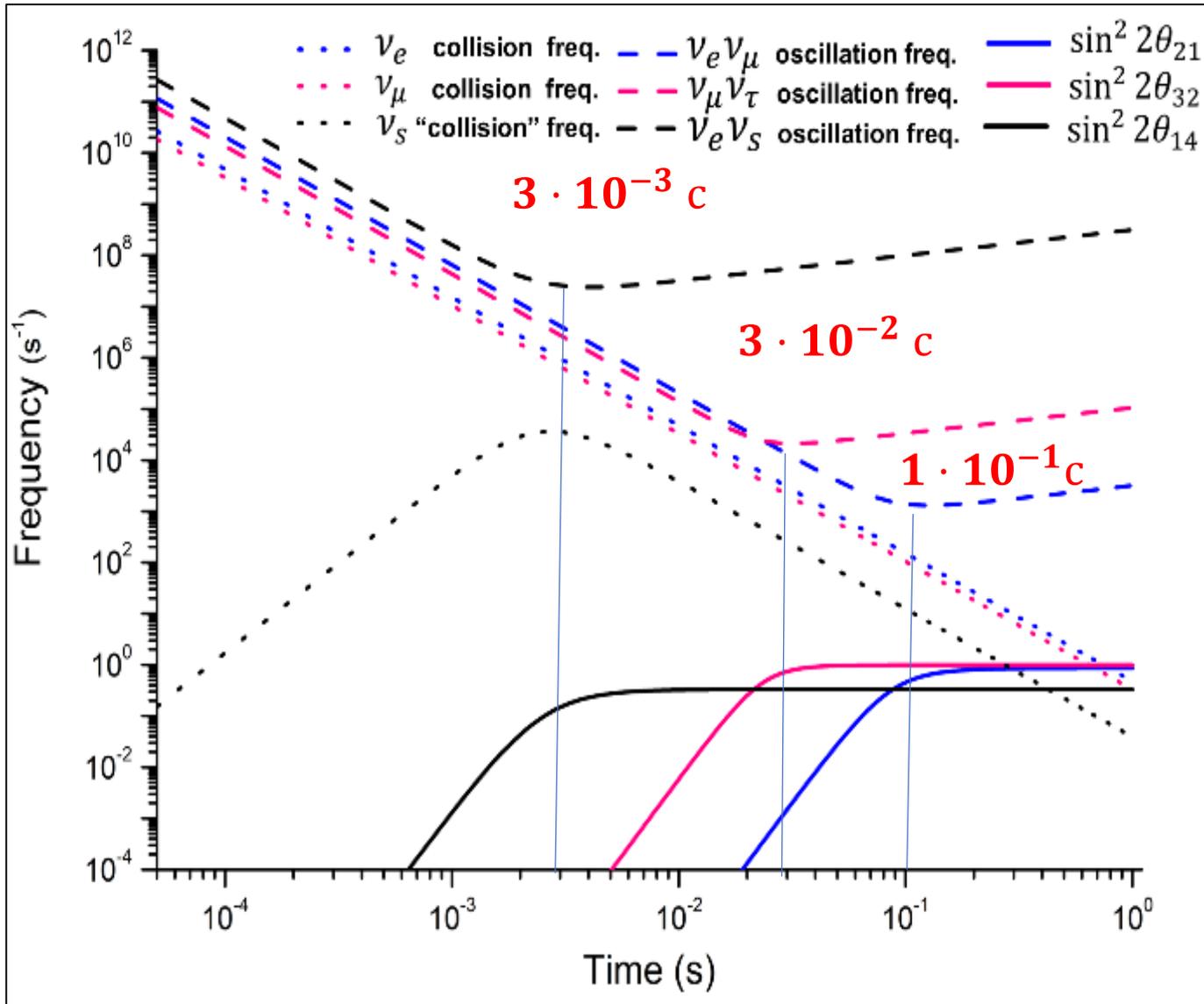
Полная частота процессов электронного нейтрино, пренебрегая барионной асимметрией, может быть выражена как:

$$\frac{1}{\tau_{\nu_e}} = \Gamma_{\nu_e} = \frac{137\pi}{9 \cdot 24} G_f^2 T^4 E$$

$$\frac{1}{\tau_{\nu_\mu}} = \frac{1}{\tau_{\nu_\tau}} = \Gamma_{\nu_\mu} = \frac{7\pi}{24} G_f^2 T^4 E$$

Подробнее в Приложение

Частота столкновений, частота осцилляций, амплитуда осцилляций, времена заковки нейтрино.



Для стерильного нейтрино заковка происходит при $3 \cdot 10^{-3} \text{ c}$, и температуре плазмы $1.9 \cdot 10^{11} \text{ K}$.

Для тау нейтрино заковка происходит при $3 \cdot 10^{-2} \text{ c}$ и температуре плазмы $6 \cdot 10^{10} \text{ K}$.

Для мюонного нейтрино заковка происходит при $1 \cdot 10^{-1} \text{ c}$ и температуре плазмы $3.3 \cdot 10^{10} \text{ K}$.

Для электронного нейтрино заковка происходит при $2 \cdot 10^{-1} \text{ c}$, и температуре плазмы $2.3 \cdot 10^{10} \text{ K}$.

Теперь нас интересует плотность **стерильного**, тау, мюонного и электронного нейтрино в разные моменты времени. Для этого нужно рассматривать динамику процессов рождения и уничтожения различных типов нейтрино, **решая дифференциальное уравнение.**

Первый вариант рассмотрения задачи – сток стерильного нейтрино не учитывается

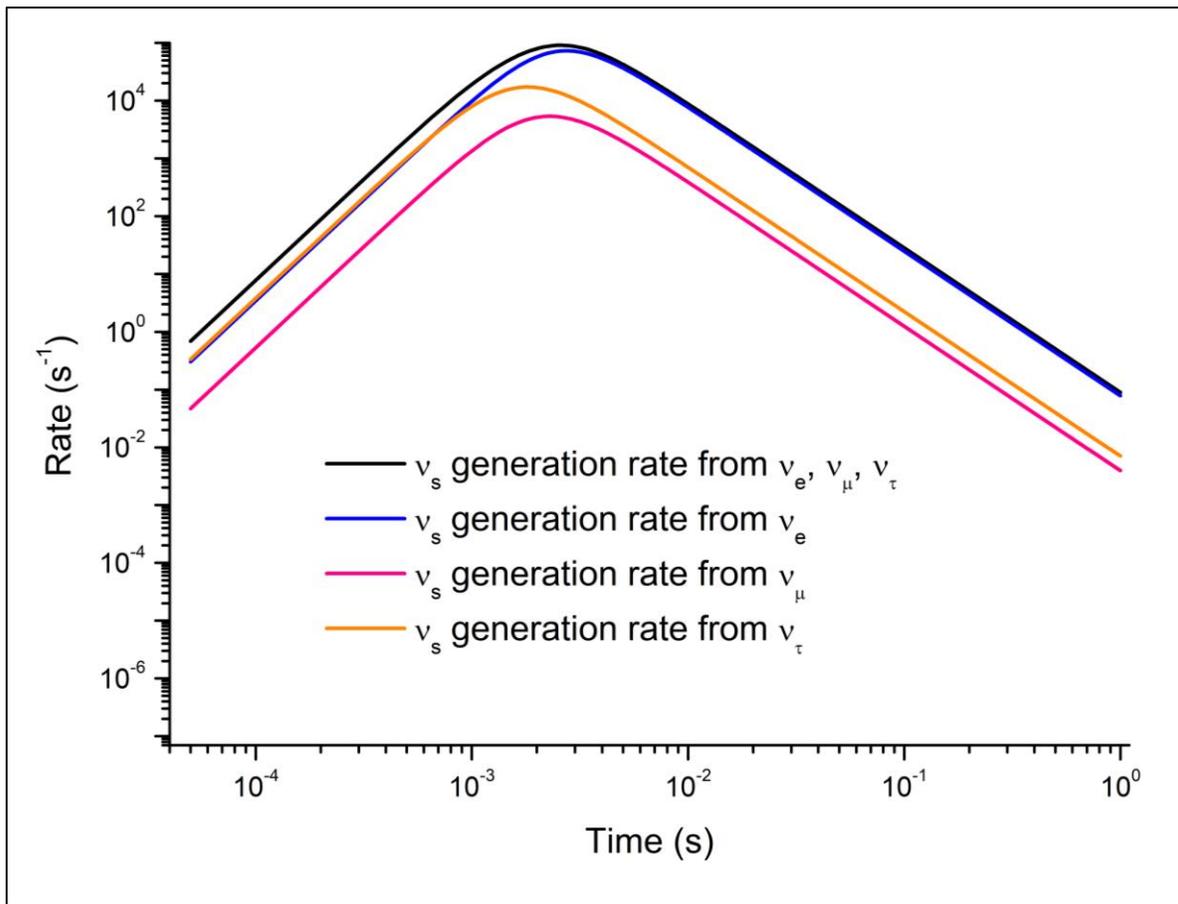
$$\frac{dn_{\nu_s}}{dt} + 3Hn_{\nu_s} = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2 2\theta_{m14} n_{\nu_e}}{\tau_{\nu_e}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m24} n_{\nu_\mu}}{\tau_{\nu_\mu}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m34} n_{\nu_\tau}}{\tau_{\nu_\tau}} \right)$$

Где n_{ν_s} , n_{ν_e} , n_{ν_μ} и n_{ν_τ} — плотности стерильного, электронного, мюонного и тау нейтрино.

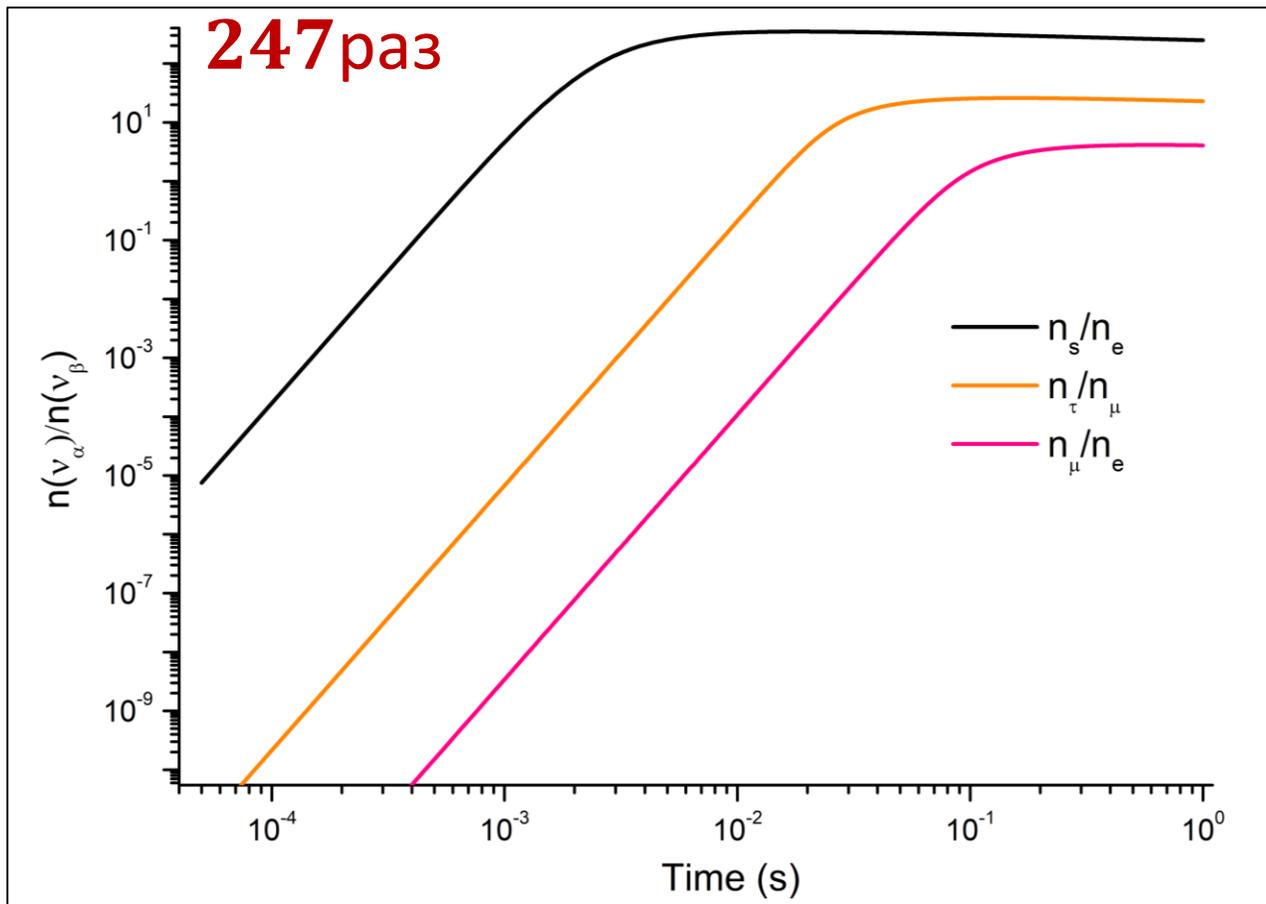
$$\sin^2 2\theta_{14} = 0.33, \sin^2 2\theta_{24} = 0.024 \text{ и } \sin^2 2\theta_{34} = 0.043.$$

Здесь рассматривается только генерация стерильного нейтрино, но это не корректно.

Генерация плотности нейтрино



Относительные плотности нейтрино



Эффект накачки стерильного нейтрино = 247раз

РЕЗУЛЬТАТ

Вклад стерильного нейтрино в плотность энергии Вселенной

$$\Omega_{\nu_4} \approx (\sum m_{\nu_i} / 1eV) 0.01 h^{-2} \cdot n_{\nu_4} m_{\nu_4} / \sum (n_{\nu_i} m_{\nu_i})$$

$$n_{\nu_i} = n_{\nu_e}, \quad \sum (n_{\nu_i} m_{\nu_i}) = n_{\nu_e} \sum m_{\nu_i}$$

$$\Omega_{\nu_4} \approx (2.7eV / 1eV) \cdot 0.01 h^{-2} \cdot 247 = 13$$

и составляет **1300%** плотности энергии Вселенной.

Заметим, что из формулы мы получали

$$\Omega_{\nu_s} \approx 0.2 \cdot \left(\frac{\sin 2\theta_\alpha}{10^{-4}} \right)^2 \cdot \left(\frac{m_\nu}{1keV} \right)^2$$


$$\Omega_{\nu_s} = 48$$

Нужно учитывать сток стерильных нейтрино

Сечение «взаимодействия» стерильного нейтрино пропорционально вероятности нахождения в этом состоянии, поэтому частота «взаимодействий» стерильного нейтрино с плазмой оказывается меньше частоты взаимодействия электронного нейтрино с плазмой в величину вероятности перехода электронного нейтрино в стерильное $\frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{m14}$.

$$\frac{1}{\tau_{\nu_s}} = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{m14} \frac{1}{\tau_{\nu_e}}$$

(19)

Второй вариант

Уравнение, учитывающее **генерацию ν_s и их «сток»**. В уравнение входит эффективное взаимодействие стерильного нейтрино с плазмой, за счёт осцилляций:

$$\frac{dn_{\nu_s}}{dt} + 3Hn_{\nu_s} = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2 2\theta_{m14} n_{\nu_e}}{\tau_{\nu_e}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m24} n_{\nu_\mu}}{\tau_{\nu_\mu}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m34} n_{\nu_\tau}}{\tau_{\nu_\tau}} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{\sin^4 2\theta_{m14}}{\tau_{\nu_e}} + \frac{\sin^4 2\theta_{m24}}{\tau_{\nu_\mu}} + \frac{\sin^4 2\theta_{m34}}{\tau_{\nu_\tau}} \right) n_{\nu_s}$$

Где n_{ν_s} , n_{ν_e} , n_{ν_μ} и n_{ν_τ} — плотности стерильного, электронного, мюонного и тау нейтрино.

$$\sin^2 2\theta_{14} = 0.33, \sin^2 2\theta_{24} = 0.024 \text{ и } \sin^2 2\theta_{34} = 0.043.$$

Важное приближение – процессы происходящие в плазме удерживают плотность

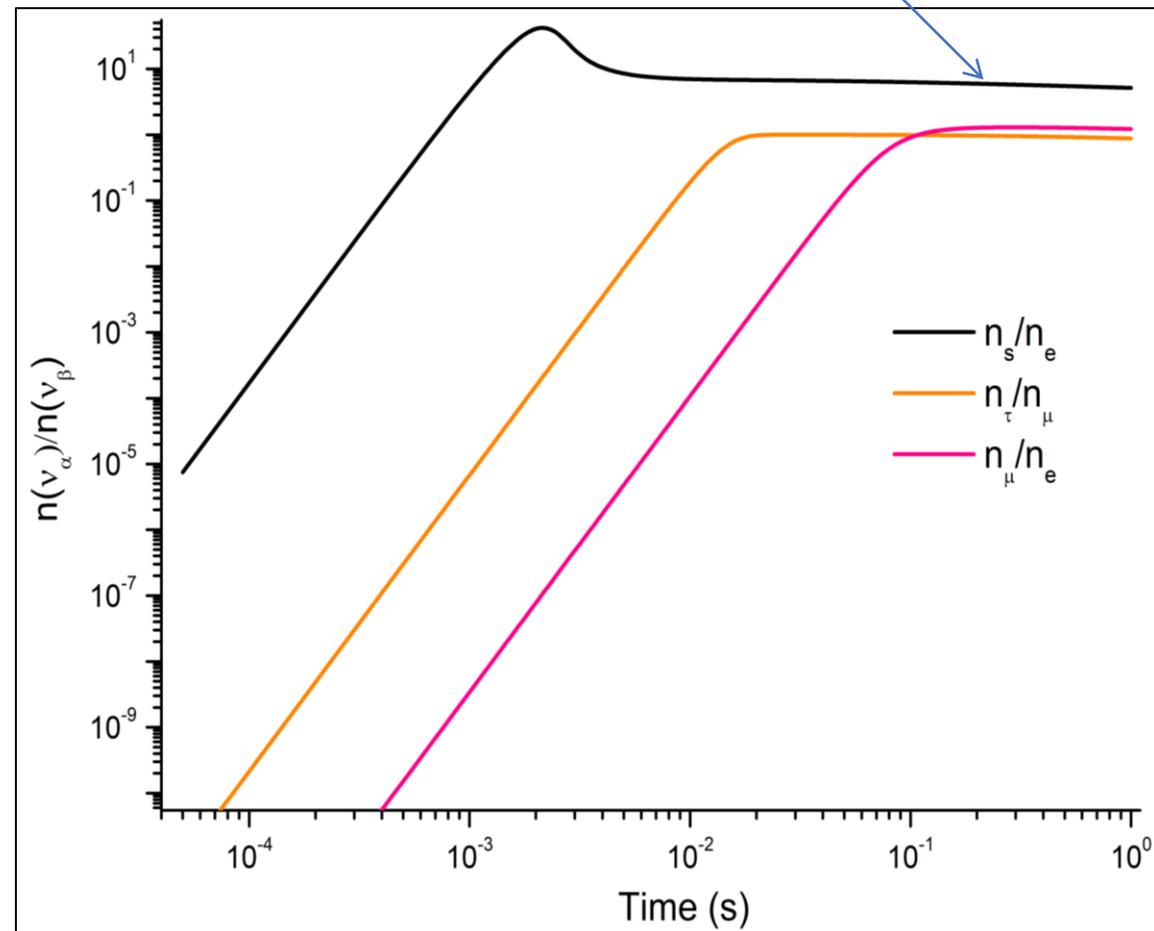
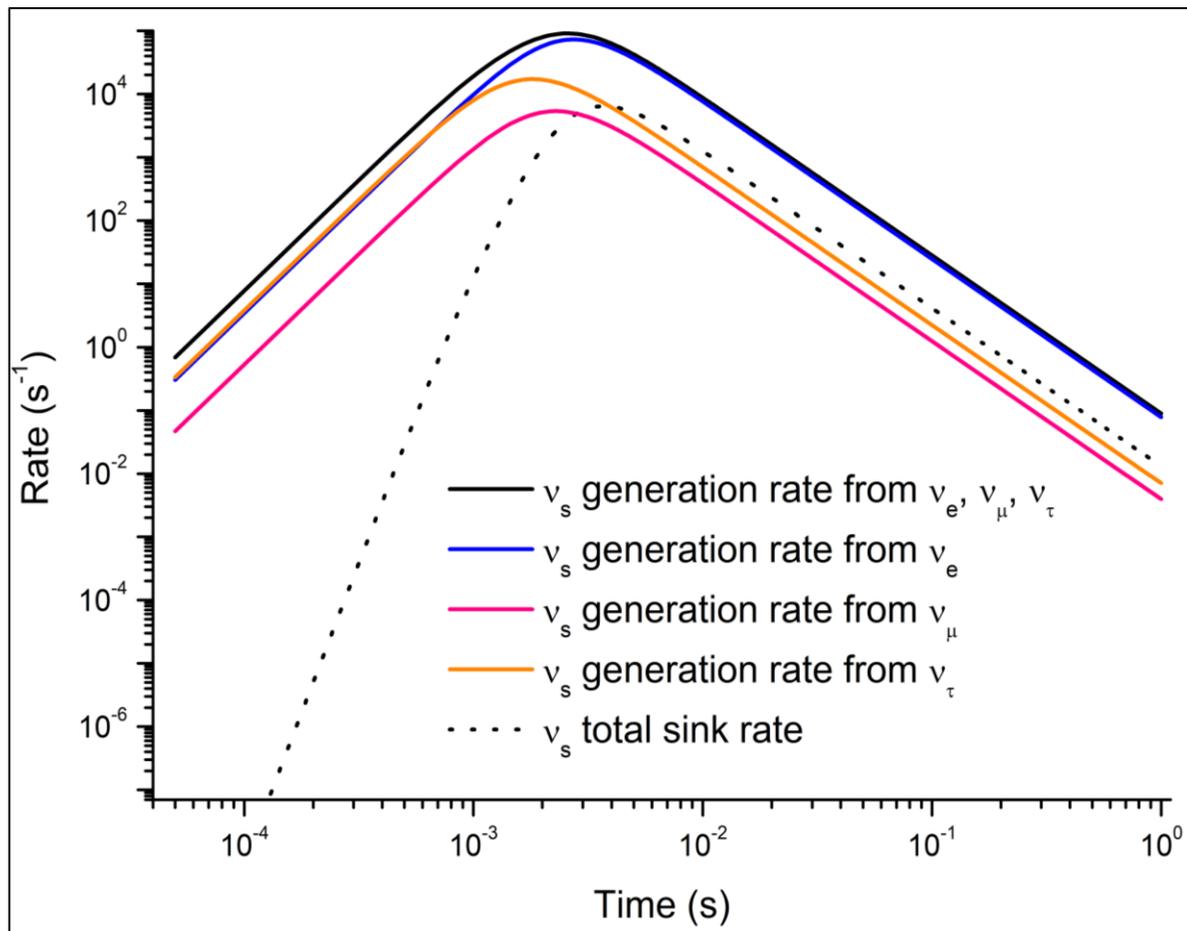
$$n_{\nu_\tau} = n_{\nu_\mu} = (n_{\nu_e}(T) = \frac{3}{4} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} T^3). \text{ Эффект уменьшения плотности не учитывается.}$$

Это уравнение можно применять только при малых эффектах накачки.

Генерация и сток стерильных нейтрино

Относительные плотности нейтрино

Фактор эффекта накачки плотности стерильного нейтрино по отношению к плотности электронного нейтрино составил 5.1 раза



Теперь следует сделать оценку вклада активных и стерильных нейтрино в плотность энергии Вселенной.

Достаточно очевидно, что вклад стерильного нейтрино является определяющим, из-за большой плотности реликтовых стерильных нейтрино и массы стерильного нейтрино $m_{\nu_4} = 2.7 \text{ eV}$.

К моменту закалки всех нейтрино плотность стерильных нейтрино оказывается в **~5.1 раз выше плотности электронных нейтрино.**

Отношение массы стерильного нейтрино к сумме масс активных нейтрино равно $m_{\nu_4} / \Sigma m_{\nu_1\nu_2\nu_3}$, а вклад активных нейтрино в плотность энергии Вселенной определяется соотношением [14]:

$$\Omega_{\nu_1\nu_2\nu_3} \approx (m_{\nu_1\nu_2\nu_3} / 1 \text{ eV}) \cdot 0.01 h^{-2}, \text{ где } h \text{ — постоянная Хаббла.}$$

РЕЗУЛЬТАТ

Вклад стерильного нейтрино в плотность энергии Вселенной

$$\Omega_{\nu_4} \approx (\sum m_{\nu_i} / 1eV) 0.01 h^{-2} \cdot n_{\nu_4} m_{\nu_4} / \sum (n_{\nu_i} m_{\nu_i})$$

$$n_{\nu_i} = n_{\nu_e}, \quad \sum (n_{\nu_i} m_{\nu_i}) = n_{\nu_e} \sum m_{\nu_i}$$

$$\Omega_{\nu_4} \approx (2.7eV / 1eV) \cdot 0.01 h^{-2} \cdot 5.1 = 0.24$$

и составляет $24_{-3}^{+5}\%$ плотности энергии Вселенной. Эта величина удивительным образом совпадает с оценкой вклада тёмной материи в полную плотность энергии Вселенной.



Параметры стерильного нейтрино из эксперимента Нейтрино-4 наиболее оптимальны

Значение Ω_{ν_s} в зависимости от Δm^2_{14} $\sin^2 2\theta_{14}$

$\Delta m^2_{14} \backslash \sin^2 2\theta_{14}$	0.1	0.33	0.6
3.5	50%	16%	8%
7.3	72%	24%	16%
14	98%	33%	19%

Увеличение Δm^2_{14}
приводит к
увеличению
эффекта накачки

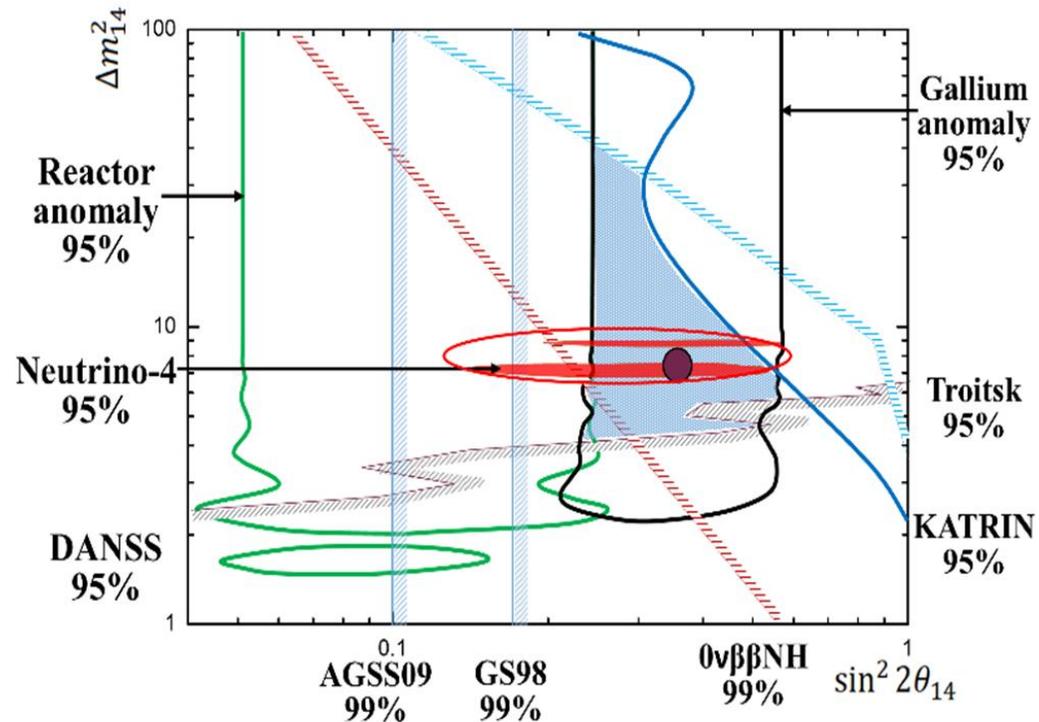
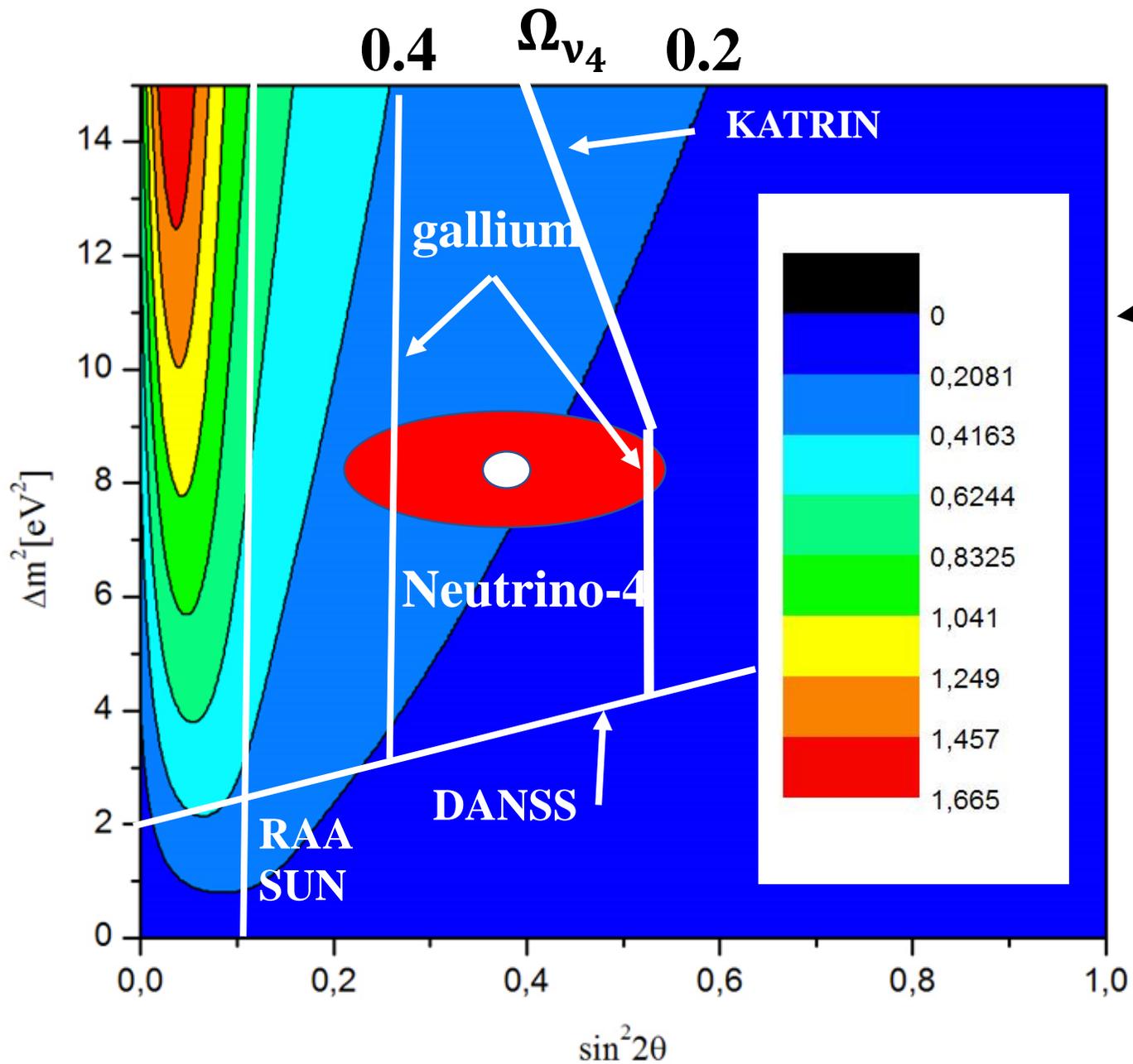
Уменьшение $\sin^2 2\theta_{14}$ приводит к увеличению эффекта накачки

Увеличение $\sin^2 2\theta_{14}$ приводит к уменьшению эффекта накачки

Сравнение теории и эксперимента

$$\Omega_{\nu_4} \left(\Delta m^2_{14}, \sin^2 2\theta_{14} \right)$$

Расчёт вклада стерильного нейтрино в энергетическую плотность Вселенной



Сравнение результатов эксперимента
Нейтрино-4 с результатами других
экспериментов.

Данное рассмотрение было сделано в приближение, которое явно не выполняется



Важное приближение – процессы происходящие в плазме удерживают плотность $n_{\nu_\tau} = n_{\nu_\mu} = (n_{\nu_e}(T) = \frac{3}{4} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} T^3)$. Эффект уменьшения плотности не учитывается.

Это уравнение можно применять только при малых эффектах накачки.

**поэтому мы переходим к третьему
вариант рассмотрения задачи
– равенство стока и притока
стерильного нейтрино.**

**Третий вариант рассмотрения задачи
– равенство стока и притока
стерильного нейтрино.**

Нет накачки

Третий вариант рассмотрения задачи – равенство стока и притока стерильного нейтрино

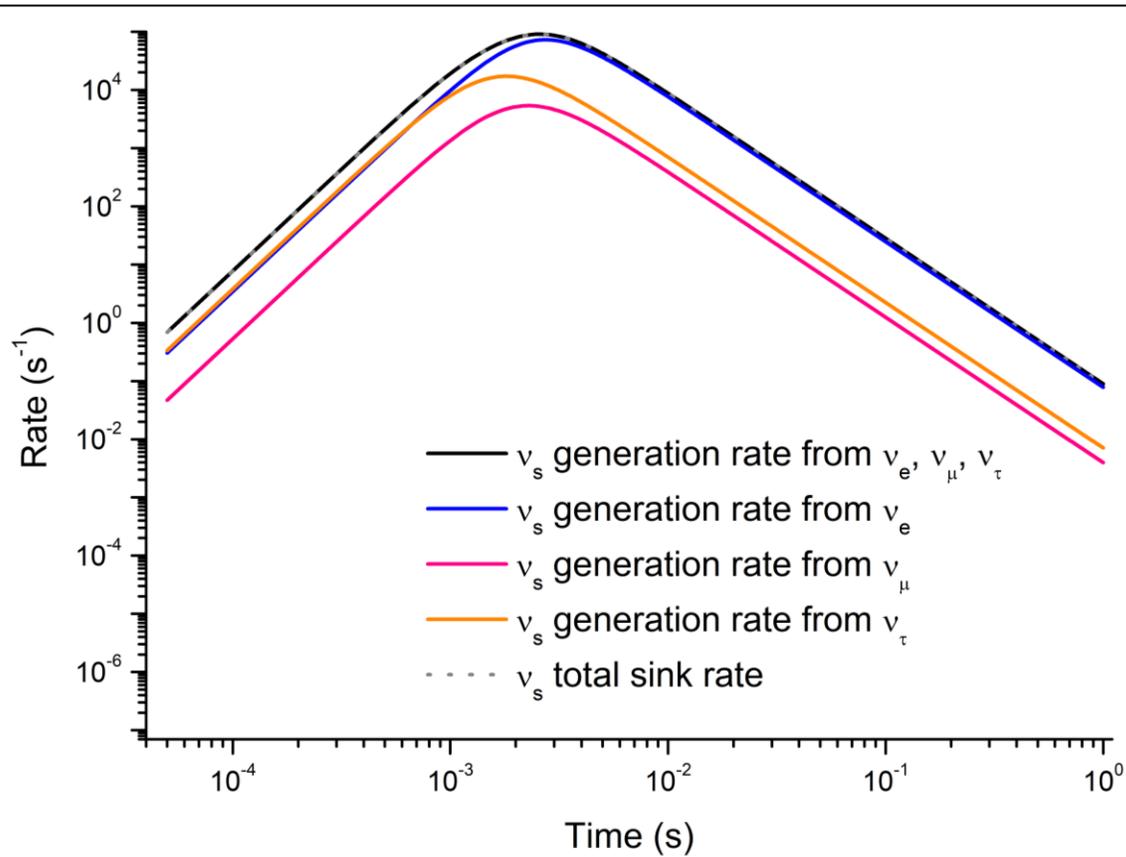
$$\frac{dn_{\nu_s}}{dt} + 3Hn_{\nu_s} = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2 2\theta_{m14} n_{\nu_e}}{\tau_{\nu_e}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m24} n_{\nu_\mu}}{\tau_{\nu_\mu}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m34} n_{\nu_\tau}}{\tau_{\nu_\tau}} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2 2\theta_{m14}}{\tau_{\nu_e}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m24}}{\tau_{\nu_\mu}} + \frac{\sin^2 2\theta_{m34}}{\tau_{\nu_\tau}} \right) n_{\nu_s}$$

Где n_{ν_s} , n_{ν_e} , n_{ν_μ} и n_{ν_τ} — плотности стерильного, электронного, мюонного и тау нейтрино.

$$\sin^2 2\theta_{14} = 0.33, \sin^2 2\theta_{24} = 0.024 \text{ и } \sin^2 2\theta_{34} = 0.043.$$

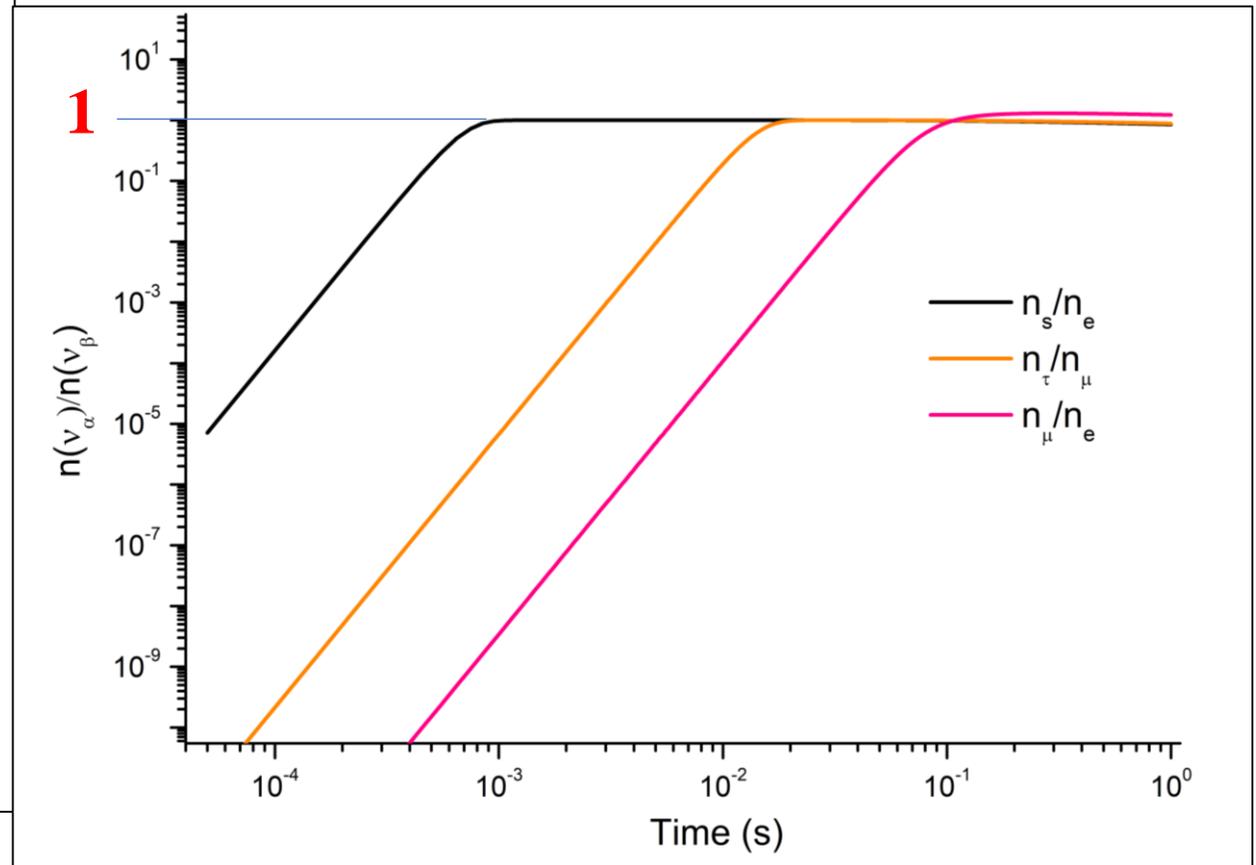
Это уравнение можно применять в широком диапазоне времён при наличии равновесия между притоком и стоком

Генерация и сток стерильных нейтрино



Генерация и сток стерильных нейтрино равны друг другу. Эффекта накачки нет.

Относительные плотности нейтрино



Плотности различных типов нейтрино совпадают.

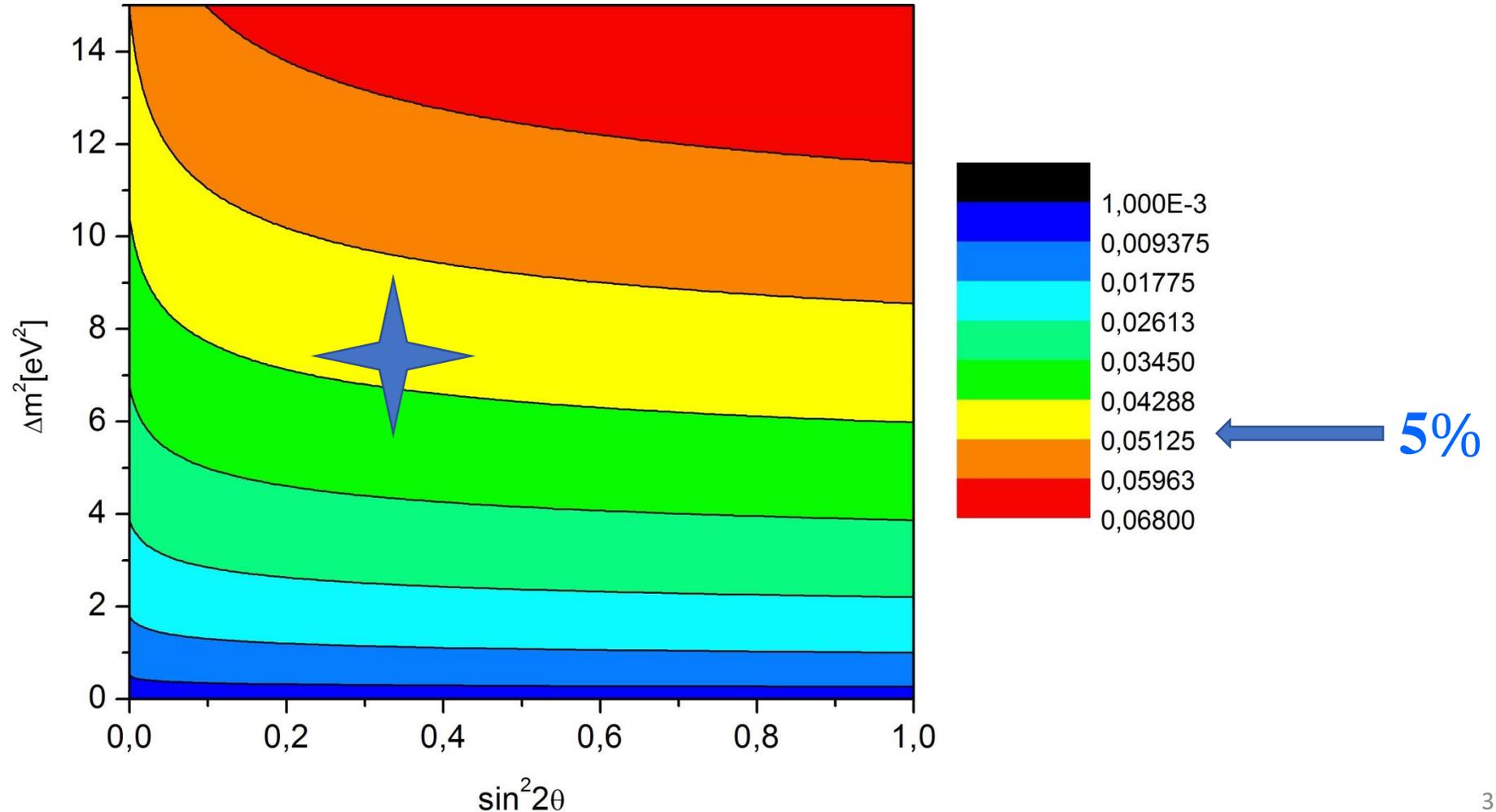
Расчёт вклада стерильного нейтрино в энергетическую плотность Вселенной

$$\Omega_{\nu_4} (\Delta m_{14}^2, \sin^2 2\theta_{14})$$



**Best fit
Neutrino-4**

$$\Delta m_{14}^2 = 7.3 \text{ eV}^2, \\ \sin^2 2\theta_{14} = 0.36$$



РЕЗУЛЬТАТ

Вклад стерильного нейтрино в плотность энергии Вселенной

$$\Omega_{\nu_4} \approx (\sum m_{\nu_i} / 1\text{eV}) 0.01 h^{-2}$$

$$\Omega_{\nu_4} \approx (2.7\text{eV} / 1\text{eV}) \cdot 0.01 h^{-2} = 0.05$$

и составляет **5%** плотности энергии Вселенной.

Стерильные нейтрино могут входить в состав тёмной материи?



Можно ли рассматривать стерильное нейтрино входящим в состав тёмной материи?

Ответ на этот вопрос, по-видимому, мог бы решаться методом компьютерного моделирования .

Какая тёмная материя ?

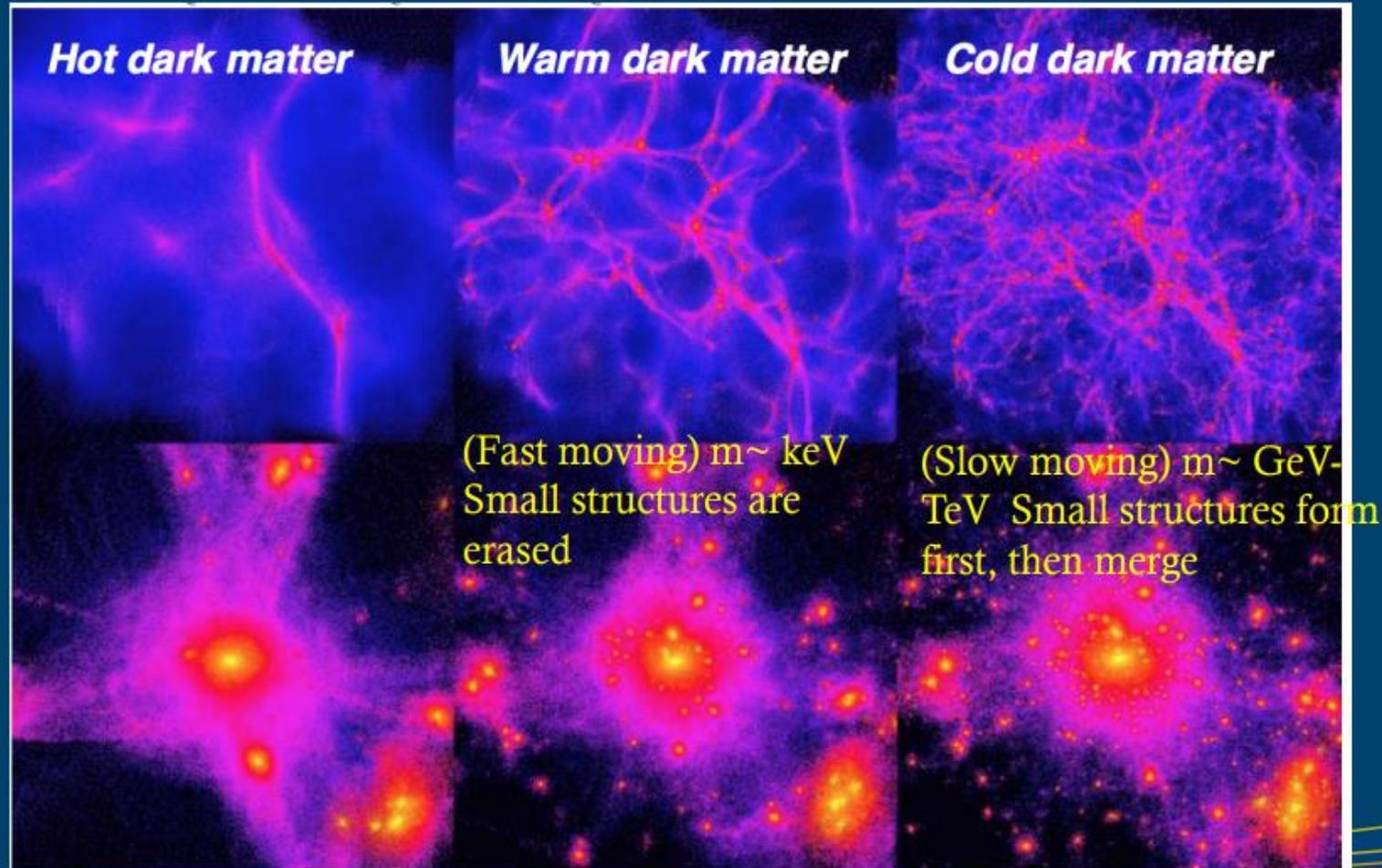
Горячая

Холодная

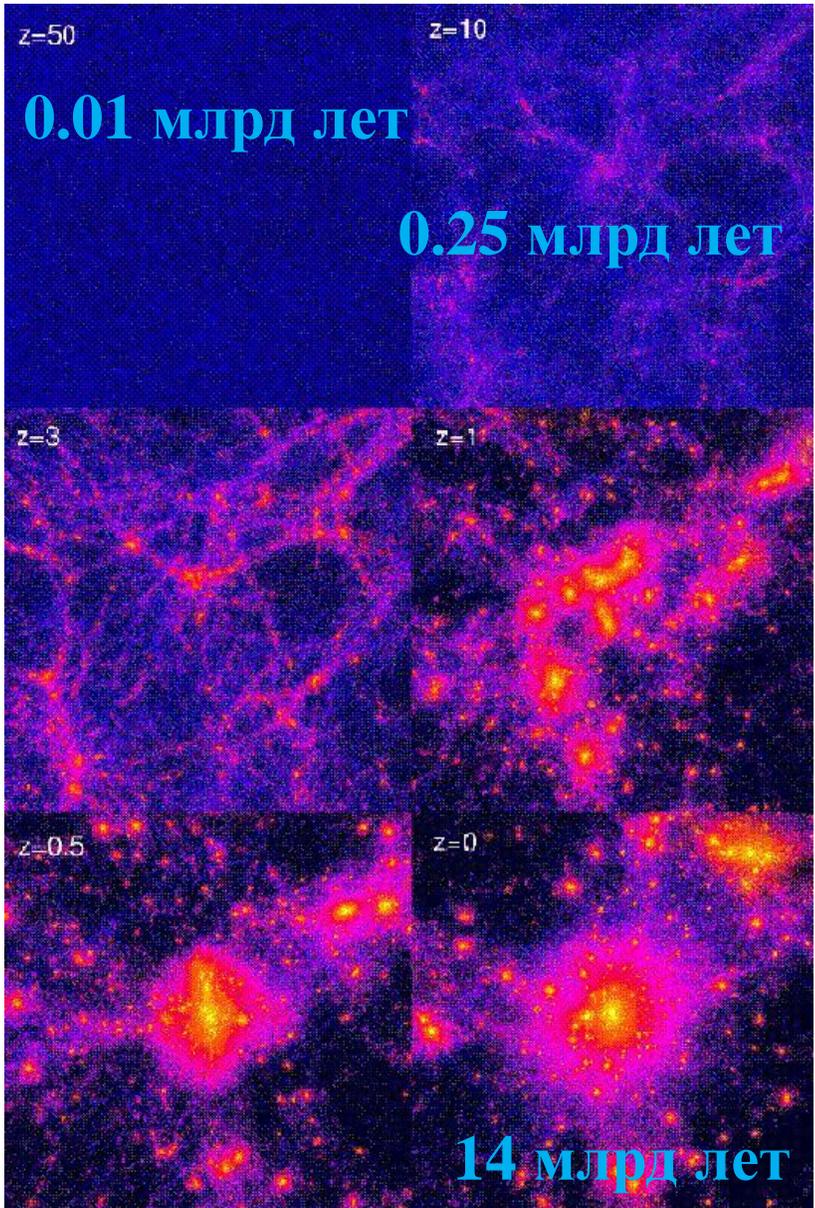
Тёплая

Structure formation depends on DM type

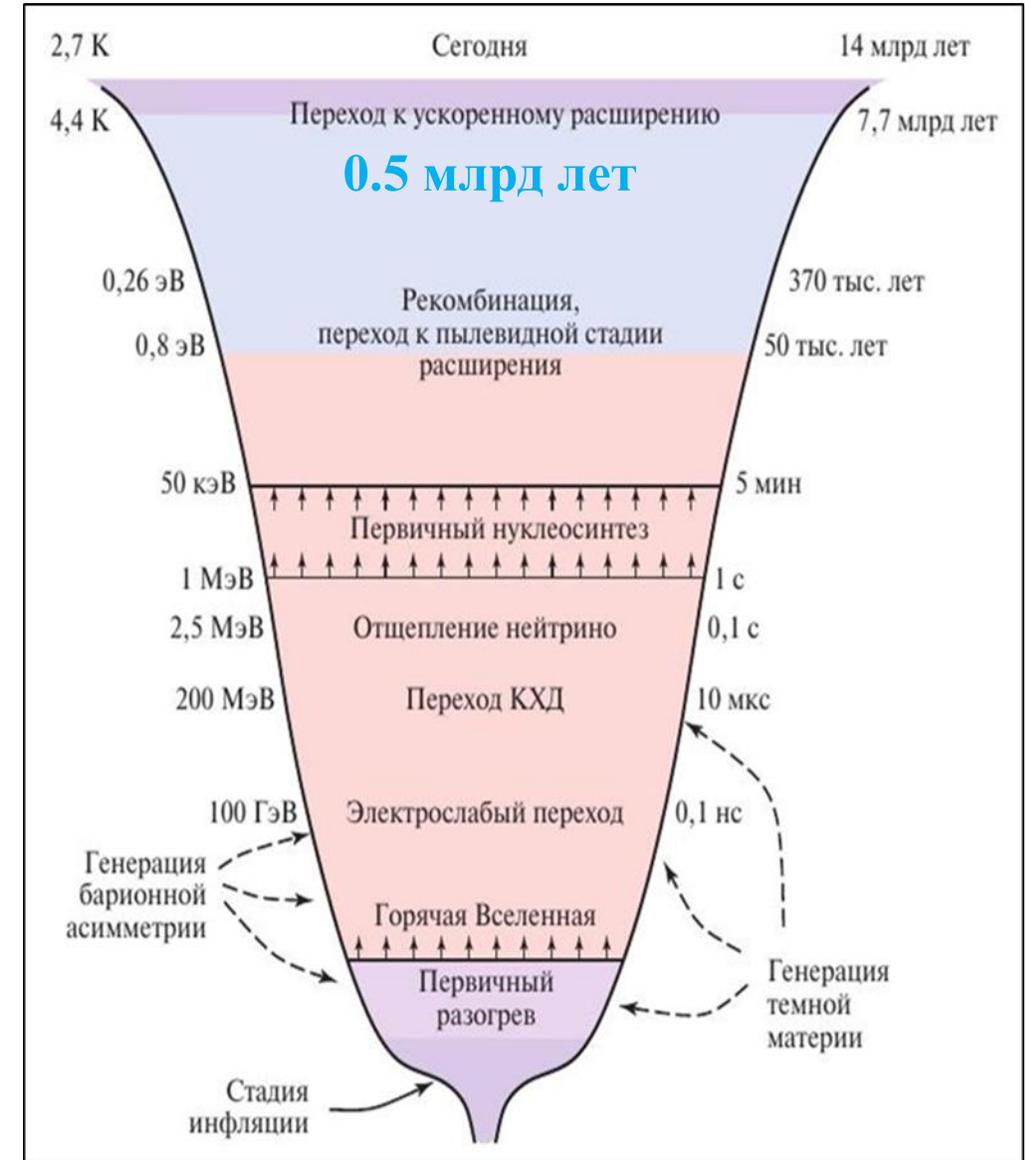
ΛCDM is the standard cosmological model of structure formation, based on weakly Interacting massive particles (WIMPS), a.k.a. Cold dark matter (CDM)



Холодная темная материя

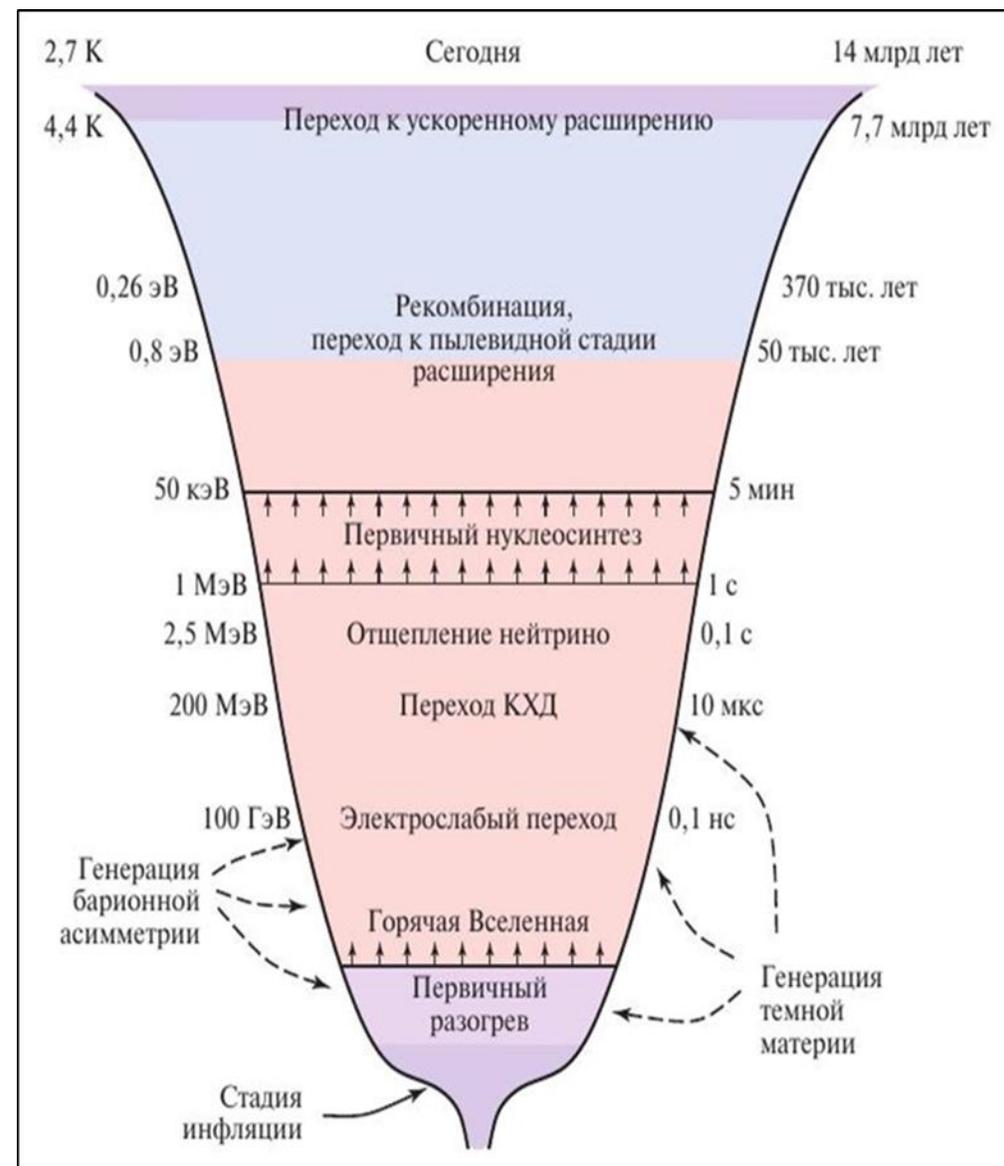


14 млрд лет



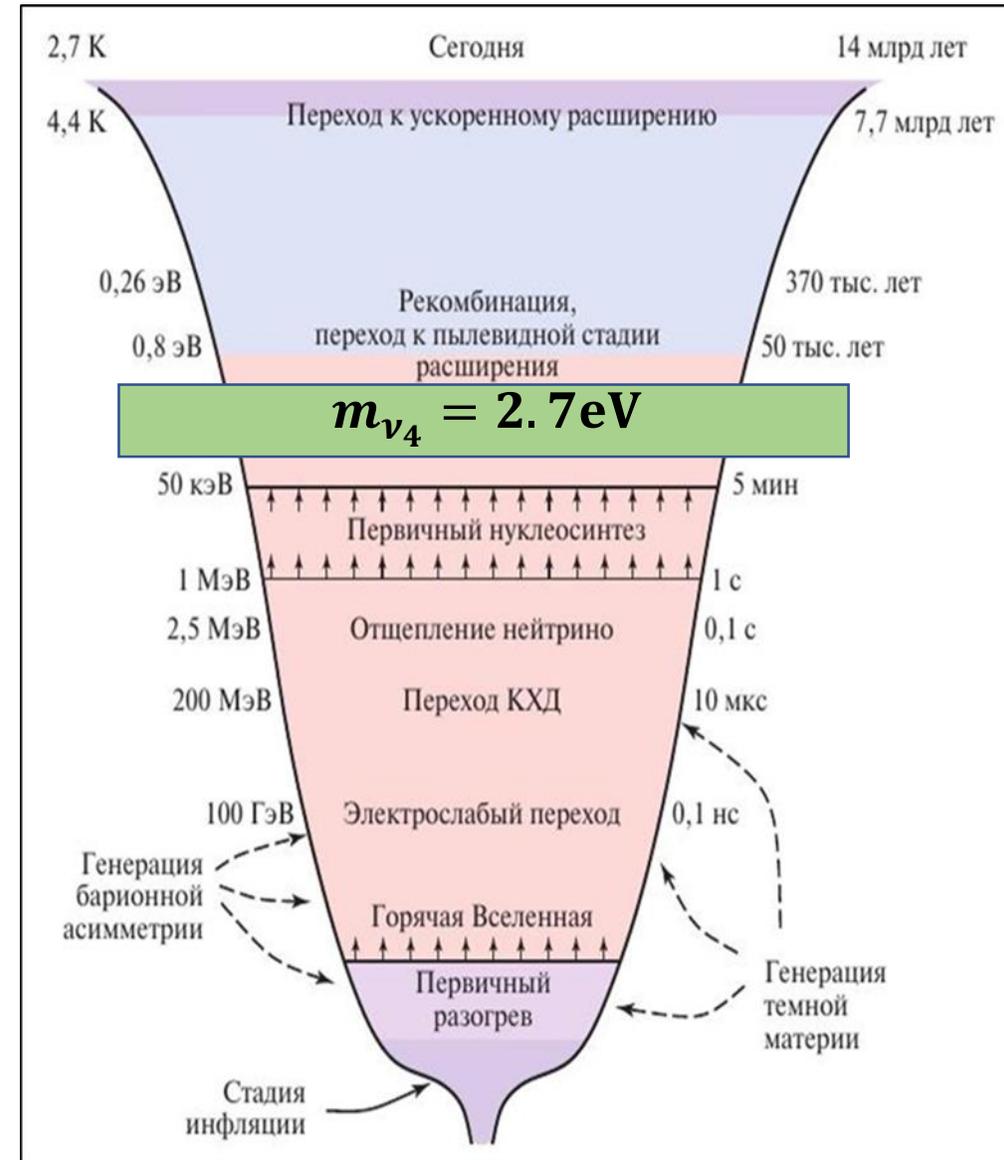
Холодная тёмная материя

Если частицы ТМ отщепились от космической плазмы уже будучи нерелятивистскими, такую ТМ называют «холодной». Она наиболее предпочтительна с точки зрения космологии, так как частицы горячей ТМ при движении с релятивистскими скоростями разглаживали бы неоднородности плотности материи на масштабе порядка хаббловского в ту эпоху и, таким образом, препятствовали бы образованию крупномасштабных структур, что противоречит наблюдательным данным.



Теплая тёмная материя

Теплой называют ТМ, составленную из частиц с массой больше или порядка 1 эВ. Естественно они были релятивистскими в момент выхода из равновесия. В отдельный вид ТМ эти частицы выделяют потому, что горячая ТМ является релятивистской на момент перехода от радиационно-доминированной к пылевидной стадии расширения Вселенной (который случился при температурах порядка 1эВ), а тёплая уже не является. Это важно, поскольку рост возмущений плотности происходит существенно по-разному на этих стадиях, и этот рост существенно зависит от того, является ли ТМ релятивистской или нет на пылевидной стадии.



Какая тёмная материя ?

Горячая

Холодная

Тёплая

Скорее всего стерильное нейтрино нужно включать в состав тёплой тёмной материи поскольку стерильное нейтрино с массой 2.7эВ становится нерелятивистским на пылевидной стадии развития Вселенной.

На этой стадии комбинации с барионной материей может иметь значение.

Заключение

1. Конечно, только третий вариант рассмотрения задачи можно принять.
2. **Нет оснований считать**, что стерильное нейтрино с параметрами $\Delta m_{14}^2 = 7.3 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36$ противоречит Космологии.
(5% плотности энергии Вселенной)

**Итак, результат нашего эксперимента
не противоречит Космологии!**

Спасибо за внимание

Приложение
Справочная информация

Потенциалы.

Потенциал взаимодействия нейтрино с нейтрино других флейворов

$$V = \sqrt{2}G_F(N_\nu^L - N_{\bar{\nu}}^L)$$

Вклад от взаимодействия с нуклонами

$$V_n = \frac{G_F(N_n - N_{\bar{n}})}{\sqrt{2}}$$

$$V_p = \frac{G_F(1 - 4 \sin^2 \theta_W)(N_p - N_{\bar{p}})}{\sqrt{2}}$$

Вклад от электронов для взаимодействия через нейтральный ток (есть для всех нейтринных флейворов)

$$V_e = \frac{G_F(1 - 4 \sin^2 \theta_W)(N_e - N_{\bar{e}})}{\sqrt{2}}$$

Эти вклады сокращаются в предположении равенства плотностей частиц и античастиц.

Потенциал взаимодействия с нейтрино того же флэйвора

$$V = \sqrt{2}G_F(N_\nu^L - N_{\bar{\nu}}^L) - \frac{8\sqrt{2}G_F E}{3m_Z^2} (\langle E_\nu \rangle N_\nu^L + \langle E_{\bar{\nu}} \rangle N_{\bar{\nu}}^L)$$

При нулевых химических потенциалах и используя $m_Z^{-2} = \left(\frac{\sqrt{2}G_F}{\pi\alpha}\right) \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W$:

$$N_\nu^L = \frac{3}{4} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} T^3; \rho = \frac{7}{8} \frac{\pi^2}{30} T^4; \langle E_\nu \rangle = \frac{\rho}{N_\nu^L}$$

$$V = -\left(\frac{14\pi}{45}\right) \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W \left(\frac{G_F T^4}{\alpha}\right) E \approx -25G_F T^4 E$$

Потенциал взаимодействия электронного нейтрино с электронами

$$V = \sqrt{2}G_F \left(\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W \right) (N_e - N_{\bar{e}}) - \frac{8\sqrt{2}G_F E}{3m_W^2} (\langle E_e \rangle N_e + \langle E_{\bar{e}} \rangle N_{\bar{e}})$$

при нулевых химических потенциалах и используя $m_W^{-2} = \left(\frac{\sqrt{2}G_F}{\pi\alpha} \right) \sin^2 \theta_W$:

$$N_e = 2 \frac{3 \zeta(3)}{4 \pi^2} T^3;$$

$$V = - \left(\frac{28\pi}{45} \right) \sin^2 \theta_W \left(\frac{G_F T^4}{\alpha} \right) E \approx -25 G_F T^4 E \frac{8}{3}$$

Для ν_τ существует только вклад от нейтрино того же флейвора, так как на интересующих нас этапах эволюции плазмы тау лептоны аннигилировали. Поэтому потенциал для ν_τ :

$$V_\tau = -25 \times G_f^2 \times T^4 \times E$$

Для электронных нейтрино присутствуют оба вклада, как от нейтрино так и от заряженных лептонов, поэтому потенциал для ν_e :

$$V_e = -3.5 \times 25 \times G_f^2 \times T^4 \times E$$

Для мюонных нейтрино вклад потенциала от взаимодействия с лептонами будет постепенно убывать, так как аннигиляция мюонов происходит как раз в рассматриваемом нами диапазоне температур. Поэтому коэффициент в потенциале постепенно меняется от 3,5 до 1. Чтобы точно определить потенциал нужна точная зависимость плотностей мюонов и антимюонов в плазме от температуры. Мы просто взяли коэффициент 2, который почти посередине между 1 и 3,5.

$$V_\mu = -2 \times 25 \times G_f^2 \times T^4 \times E$$

Частота столкновений.

Как я понимаю частота столкновений в данном случае определяется не просто как $\Gamma = n\sigma v$, а с учётом интегрирования по функции распределения релятивистского газа с которым взаимодействует нейтрино.

$$n_\nu = \frac{3}{4} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} T^3; n_e = \frac{3}{2} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} T^3;$$

Сечения взяты в древесном приближении.

$$\sigma_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = \frac{G_F S}{\pi}; \sigma_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = \frac{G_F S}{2\pi}; \sigma_{\nu_e \rightarrow \nu_\tau} = \frac{G_F S}{2\pi};$$

$$\sigma_{\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e} = \frac{G_F S}{\pi} + \frac{1}{6} (1 + 4 \sin^2 \theta_W + 8 \sin^4 \theta_W); \sigma_{\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu} = \frac{G_F S}{6\pi}; \sigma_{\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau} = \frac{G_F S}{6\pi}$$

$$\sigma_{\nu_e \rightarrow e^-} = \frac{G_F S}{\pi} \left(\frac{1}{4} + \sin^2 \theta_W + \frac{4 \sin^4 \theta_W}{3} \right); \sigma_{\nu_e \rightarrow e^+} = \frac{G_F S}{3\pi} \left(\frac{1}{4} + \sin^2 \theta_W + 4 \sin^4 \theta_W \right);$$

Итоговые сечения получаются в форме:

$$\Gamma(\nu_e) = \frac{13}{9} \left(\frac{7\pi}{24} \right) G_F^2 T^4 E; \Gamma(\nu_\tau, \nu_\mu) = \left(\frac{7\pi}{24} \right) G_F^2 T^4 E;$$

Данное сечение получено в предположении, что плазма содержит только e^\pm и по три сорта нейтрино и антинейтрино, в полностью симметричном приближении с нулевыми химическими потенциалами и пренебрегая принципом запрета Паули для конечных состояний. Чтобы получить такие значения предполагалось значение $\sin^2 \theta_W = \frac{1}{4}$.

Первые наблюдения

Впервые странное явление обнаружил американский астроном Цвикки в 1933 году. Он исследовал скопление галактик Волос Вероники (Coma Cluster) и обнаружил странное расхождение. Дело в том, что измерить массу галактики можно двумя способами. В первом случае можно просто посчитать количество галактик в скоплении, прикинуть их примерную массу по количеству звезд (зная примерно массу каждой) и просто сложить массы всех галактик. У него получилось примерно 10^{13} (в массах Солнца). Во втором случае можно измерить скорости галактик: чем больше скорость, тем больше гравитационная сила, действующая на эту галактику, и тем больше общая масса скопления. Таким образом можно снова с некоторой точностью оценить массу скопления, и в этот раз у Цвикки получилось 5×10^{14} , то есть в 50 раз больше.

Межзвездная пыль/газ

Это означало, что основная масса, которая влияет на вращение звезд, не просто скрыта от нас. Она распределена вплоть до периферии и, возможно, еще дальше. Позже подобные кривые были прорисованы для различных галактик с абсолютно тем же результатом. Для многих эллиптических галактик эти кривые не просто не спадали, но и возрастали, то есть чем дальше звезда находилась от центра, тем больше была ее скорость. Получается, что большая часть массы (в среднем более 90%) заключена не в звездах и эта скрытая масса распределена далеко за областью галактического диска в виде сферического гало.

Межзвездная пыль и газовые облака теперь уже никак не могли объяснить наличие скрытой массы. Дело в том, что так или иначе и пыль, и газ имеют внутреннее взаимодействие: из-за трения излучения частички пыли или молекулы газа теряли бы энергию, постепенно скапливаясь с периферии в центр. И в результате мы бы имели не огромное гало, простирающееся далеко за пределы самой галактики, а скопление вещества в центре. Поэтому гипотеза газопылевой природы опровергается.

Слабоизлучающие астрофизические объекты

Следующей по простоте очевидной гипотезой было то, что скрытая часть массы может быть заключена в каких-нибудь известных астрофизических объектах (англ. МАСНО — Massive astrophysical compact halo object), таких как слабые или потухшие звезды, белые, коричневые карлики, нейтронные звезды, черные дыры или даже массивные планеты типа Юпитера. Ввиду своей малости и слабой светимости эти объекты не видны в телескоп, и, вполне возможно, их так много, что они и обеспечивают наличие этой скрытой массы.

Когда слабосветящийся массивный объект пересекает наш луч зрения, то видимый объект, находящийся позади, например звезда, становится ярче из-за гравитационного линзирования света. Такое явление называется гравитационным микролинзированием. Наличие таких МАСНО должно было бы привести к огромному количеству событий микролинзирования. Однако наблюдения орбитального телескопа Hubble показали, что таких событий необычайно мало и если такие объекты МАСНО и есть, то их масса составляет меньше 20% от массы галактик, но никак не 95%.

Более того, все эти опровержения позже были подкреплены наблюдениями космического реликтового фона. Дело в том, что эти наблюдения вводят четкое ограничение на число барионов (протоны, нейтроны и все, что состоит из кварков), которые могли родиться в ранней Вселенной в период нуклеосинтеза. В частности, это говорит нам о том, что та барионная материя (все светящиеся звезды, газ, пылевые облака) — это уж, по крайней мере, большая часть всей барионной материи в нашей Вселенной и, соответственно, скрытая масса не может состоять из барионов.

Модифицированные теории

Если никакой дополнительной массы нет? Что, если у нас просто немножко по-другому работает теория гравитации или законы Ньютона?

Чем больше гравитационная сила, действующая на объект (в данном случае — на галактику или отдельную звезду), тем больше ее ускорение (закон Ньютона) и, соответственно, скорость, так как центростремительное ускорение пропорционально квадрату скорости. Но что, если подкорректировать закон Ньютона? В 1983 году израильский физик Мордехай Милгром предложил гипотезу [MOND](#) (Modified Newtonian dynamics), в которой закон Ньютона был несколько скорректирован для случая, когда ускорения достаточно малы (10^{-8} см/с²).

Такой подход хорошо объяснял кривые вращения, полученные Рубин и Фордом, и возрастающие кривые вращения для эллиптических галактик. Однако для скоплений темной материи, где ускорения галактик куда больше ускорения единичных звезд, MOND не вносил никаких поправок, и вопрос оставался открытым. Другой подход был предложен в многочисленных попытках модифицировать теорию гравитации. Сейчас существует широкий класс таких теорий, называемый параметризованным постньютоновским формализмом, где каждая отдельная теория описывается своим набором 10 стандартных параметров, объясняющих отклонение от обычной гравитации. Какие-то из этих теорий действительно снимают проблему скрытой массы, однако ведут к другим проблемам. Например, к массивным фотонам или хроматичности гравитационной линзы (зависимости отклонения света от частоты), что, конечно же, не подтверждается наблюдениями. В любом случае, ни одна из этих теорий до сих пор не подтверждена наблюдениями. Таким образом, из всевозможных гипотез осталась только одна возможная (хотя изначально экзотическая), не противоречащая эксперименту: темная материя — это какие-то частицы небарионной природы (то есть не состоящие из кварков). Таких кандидатов в теории существует очень много, однако их подразделяют на две основные группы — холодную и горячую темные материи.

Горячая темная материя

Горячая темная материя — это легкие частицы, движущиеся со скоростями, близкими к скорости света. Самым очевидным кандидатом на эту роль является самое обычное нейтрино. Эти частицы имеют очень малые массы (раньше считалось, что их масса равна нулю), рождаются в недрах звезд при различных термоядерных процессах и летят, почти ни с чем не взаимодействуя. Однако оказалось, что при том количестве нейтрино, которое есть у нас во Вселенной, для объяснения темной материи необходимо, чтобы их масса была около 10 электронвольт. Но эксперименты ограничивают массу нейтрино сверху до долей одного эВ, что в сотни раз меньше.

После отказа от обычных нейтрино появилась теория о наличии так называемых стерильных нейтрино — гипотетических частиц, возникающих в теории суперслабых взаимодействий. Однако такие частицы в экспериментах пока не обнаружены, и факт их существования сейчас под вопросом. Космологические наблюдения последних лет показали, что если горячая темная материя и есть, то она составляет не больше 10% от всей темной материи. Дело в том, что различные типы темной материи предлагают различные сценарии формирования галактик.

В сценарии горячей темной материи в результате эволюции сперва формируются большие куски материи, которые затем схлопываются в отдельные мелкие скопления и в итоге превращаются в галактики. В сценарии холодной темной материи сперва формируются мелкие карликовые галактики и скопления, которые затем сцепляются и образуют более крупные. Наблюдения и компьютерное моделирование показывают, что в нашей Вселенной реализуется именно этот сценарий, что указывает на явное доминирование холодной темной материи.

Холодная темная материя

Гипотеза с холодной темной материей на сегодняшний день является самой распространенной в научном сообществе. Гипотетические частицы холодной темной материи подразделяются на две категории — слабо взаимодействующие массивные частицы (WIMPs — weakly interacting massive particles) и слабо взаимодействующие легкие частицы (WISPs — weakly interacting slim particles). WIMPs — это в основном частицы из теории суперсимметрии (суперсимметричные партнеры обычных частиц) с массами больше нескольких килоэлектронвольт, такие как фотино (суперпартнер фотона), гравитино (суперпартнер гипотетического гравитона) и так далее. Существование одного из главных претендентов на роль WISP — аксионоподобной частицы (ALP) — опровергли недавние наблюдения орбитального гамма-телескопа [FERMI/LAT](#).

Сейчас основным кандидатом из группы WISP является аксион, возникающий в теории сильного взаимодействия и имеющий очень малую массу. Такая частица способна в больших магнитных полях превращаться в фотон-фотонную пару, что дает намеки на то, как можно попробовать ее обнаружить. В эксперименте ADMX используют большие камеры, где создается магнитное поле в 80000 гаусс (это в 100000 раз больше магнитного поля Земли). Такое поле в теории должно стимулировать распад аксиона на фотон-фотонную пару, которую и должны поймать детекторы. Несмотря на многочисленные попытки, пока обнаружить WIMP, аксионы или стерильные нейтрино не удалось.