



Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова
НИЦ «Курчатовский институт»



**Прецизионные исследования распада нейтрона,
необходимость расширения Стандартной Модели
и асимметрия Вселенной**

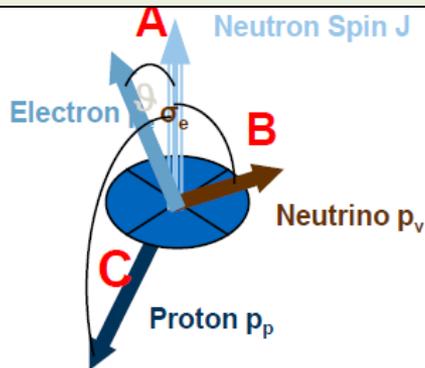
А.П. Серебров

Конференции РАН «Физика фундаментальных взаимодействий»,
ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск, с 10 по 13 марта 2026 года.

Прецизионные исследования распада нейтрона и поиск отклонений от Стандартной модели

$$\frac{d^3\Gamma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu} = \frac{1}{2(2\pi)^5} G_F^2 |V_{ud}|^2 (1+3|\lambda|^2) p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \quad \text{Jackson, Treiman, Wyld, Nucl. Phys. 4, 1957}$$

$$\times \left[1 + a \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m_e}{E_e} + \frac{\langle \vec{\sigma}_n \rangle \cdot \vec{\sigma}_n}{\sigma_n} \cdot \left(A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right]$$



$$A = -2 \frac{\lambda^2 + \lambda}{1 + 3\lambda^2} \quad \mathbf{-0.11958(21) \quad 0.17\%}$$

Neutron lifetime

$$\tau^{-1} = G_F^2 |V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2) \frac{f^R m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7}$$

$$\mathbf{877.75 \pm 0.35s \quad 0.04\%}$$

$$B = 2 \frac{\lambda^2 - \lambda}{1 + 3\lambda^2} \quad \mathbf{0.9807(30) \quad 0.3\%}$$

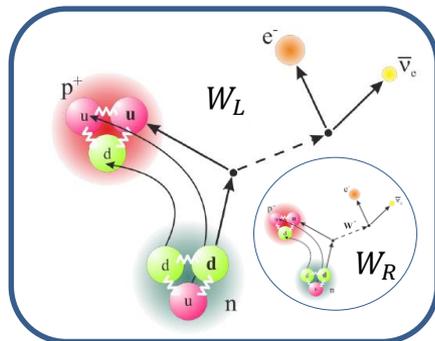
Unitarity CKM

$$\begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix}$$

$$\lambda = g_A/g_V \quad \mathbf{-1.2757(5) \quad 0.04\%}$$

$$a = \frac{(1 - \lambda^2)}{(1 + 3\lambda^2)} \quad \mathbf{-0.1049(13) \quad 1.3\%}$$

$$D = 2 \cdot \frac{\text{Im}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2} \quad \mathbf{-1.2 (2.0) \times 10^{-4}}$$



$$V_{ud}^{\text{unit}} = \sqrt{1 - V_{us}^2 - V_{ub}^2} = 0.97452(18).2$$

Описание экспериментальных результатов в рамках V-A варианта теории

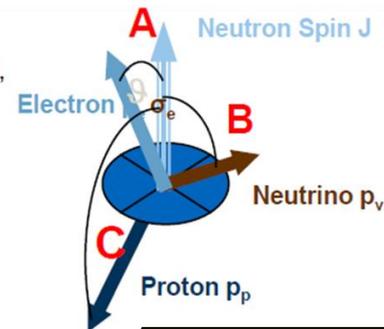
оказывается неудовлетворительным,

т.к. не может быть представлено одним значением параметра $\lambda = G_A / G_V$

$$\frac{d^3\Gamma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu} = \frac{1}{2(2\pi)^5} G_F^2 |V_{ud}|^2 (1 + 3|\lambda|^2) p_e E_e (E_0 - E_e)^2$$

Jackson, Treiman, Wyld, Nucl. Phys. 4, 1957

$$\times \left[1 + a \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m_e}{E_e} + \frac{\langle \vec{\sigma}_n \rangle}{\vec{\sigma}_n} \cdot \left(A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right]$$

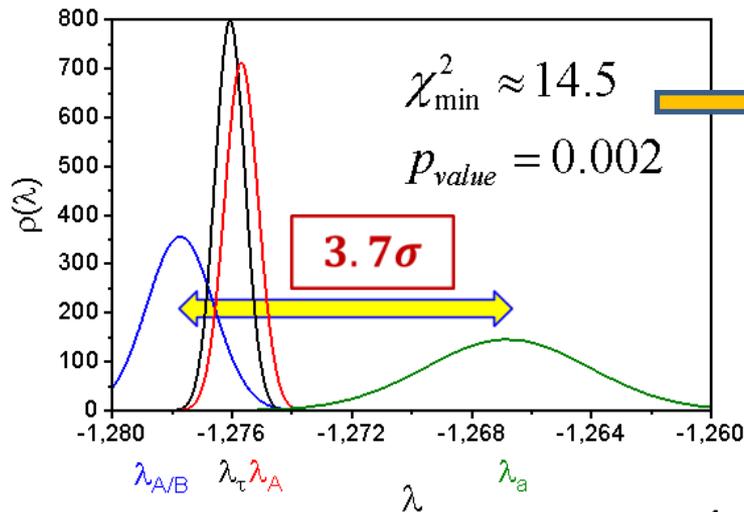


$$\tau_{\text{exp}} = \frac{4905,7}{V_{ud}^2 (1 + 3\lambda^2)}$$

$$a_{\text{exp}} = \frac{(1 - \lambda^2)}{(1 + 3\lambda^2)}$$

$$A_{\text{exp}} = -\frac{2\lambda(\lambda + 1)}{1 + 3\lambda^2}$$

$$B_{\text{exp}} = \frac{2\lambda(\lambda - 1)}{1 + 3\lambda^2}$$



Обнаружено отклонение от Стандартной Модели на 3.1 сигма

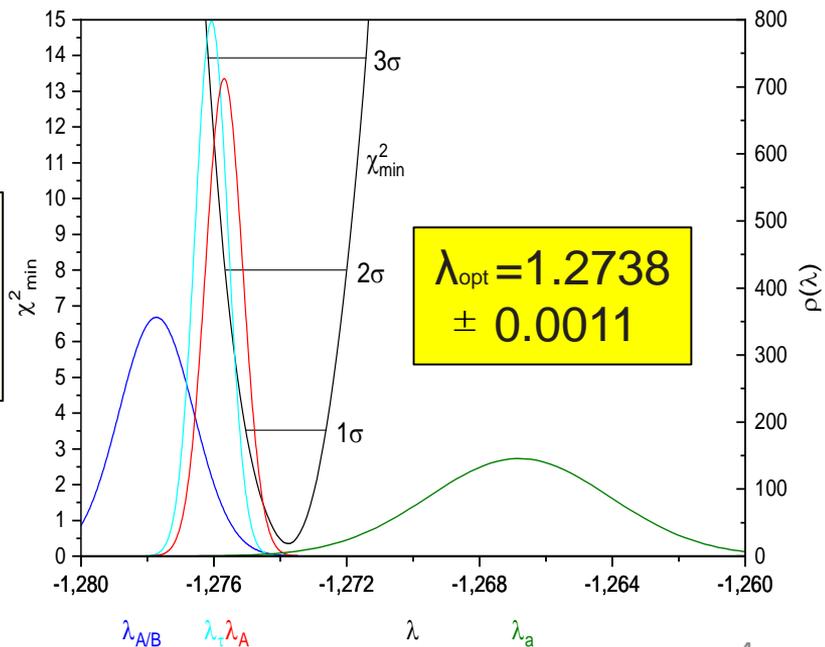
Physical Review D 3 декабря 2025.
112, 115012 (2025)
A.P. Serebrov, et. al.

Анализ наблюдаемого расхождения можно провести в рамках модели с учетом правых токов. В простейшей лево-правой манифест модели рассматривается смешивание левых и правых векторных бозонов, а для флейворных состояний W_L , W_R и массовых состояний W_1 , W_2 можно записать:

$$\begin{pmatrix} W_L^\pm \\ W_R^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & +\sin \zeta \\ -\sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^\pm \\ W_2^\pm \end{pmatrix}$$

где ζ – угол смешивания флейворных состояний W_L и W_R , а δ – отношение квадратов масс состояний W_1 и W_2 . $\delta = (M_1/M_2)^2$

- [3] M. A. B. Beg, R. V. Budny, R.N. Mohapatra, and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. 38, 1252 (1977),
- [4] B. R. Holstein and S. B. Treiman, Phys. Rev. D 16, 2369 (1977),
- [5] P. Herczeg, Phys. Rev. D 34, 3449 (1986),
- [6] P. Herczeg, Prog. Part. Nucl. Phys. 46, 413 (2001)



Распад нейтрона в рамках лево-правой модели смешивания левых и правых векторных бозонов **может быть успешно описан**

$$\delta = 0.070 \pm 0.010$$

$$\zeta = -0.039 \pm 0.014$$

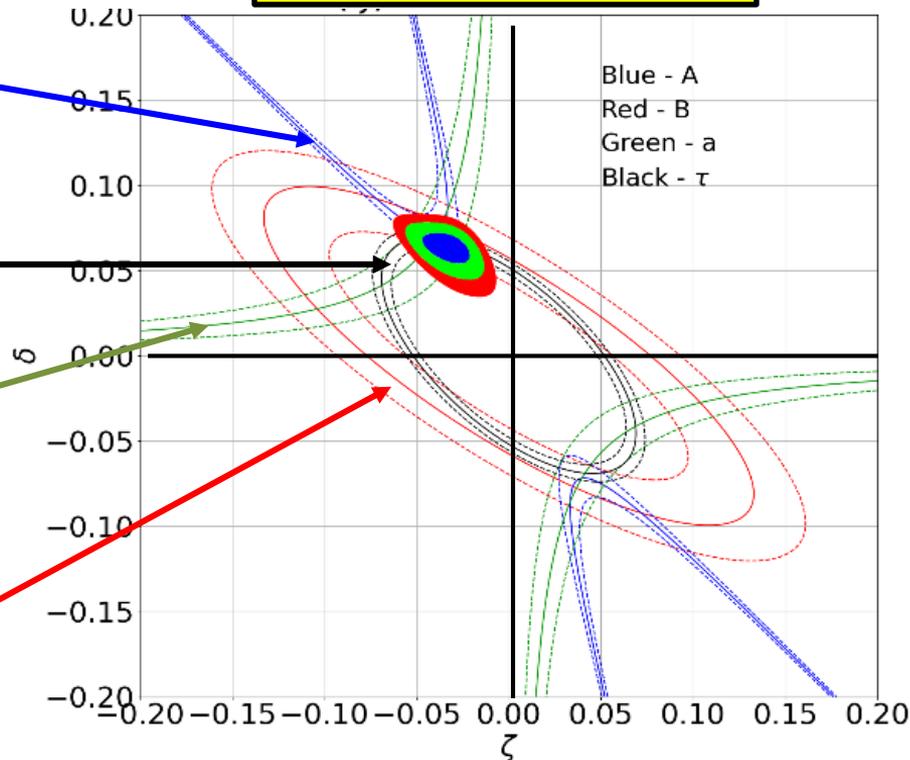
$$\lambda_{\text{opt}} = 1.2738 \pm 0.0011$$

$$\frac{A_{\text{exp}} \pm \Delta A_{\text{exp}} - A_{V-A}}{A_{V-A}} \simeq -2\delta^2 - 2\delta\zeta \frac{[6\lambda^3 + 3\lambda^2 - 1]}{(\lambda+1)(1+3\lambda^2)} - 2\frac{\lambda}{\lambda+1}\zeta^2$$

$$\frac{\tau_{\text{exp}} \pm \Delta\tau_{\text{exp}} - \tau_{V-A}}{\tau_{V-A}} \simeq -\left[\delta^2 + \zeta^2 + 2\frac{(3\lambda^2 - 1)}{(3\lambda^2 + 1)}\delta\zeta \right]$$

$$\frac{a_{\text{exp}} \pm \Delta a_{\text{exp}} - a_{V-A}}{a_{V-A}} \simeq -\frac{16}{(1-\lambda^2)(1+3\lambda^2)}\delta\zeta$$

$$\frac{B_{\text{exp}} \pm \Delta B_{\text{exp}} - B_{V-A}}{B_{V-A}} \simeq -2\delta^2 - 2\delta\zeta \frac{[6\lambda^3 - 3\lambda^2 + 1]}{(\lambda-1)(1+3\lambda^2)} - 2\frac{\lambda}{\lambda-1}\zeta^2$$



Окончательный результат анализа

В результате анализа было установлено, что имеются указания на существование **примеси правого векторного бозона с массой и углом смешивания**

Письма в ЭЧАЯ. 2024. Т. 22,
№ 1(258). С. 134–145

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ
И АТОМНОГО ЯДРА 2025.
Т. 56, вып. 3. С. 1405–1426

$$M_{W_R} = 304_{-20}^{+24} \text{ GeV}$$

$$\zeta = -0.039 \pm 0.014$$

$$\delta = 0.070 \pm 0.010$$

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
РАСПАДА НЕЙТРОНА НА ВОЗМОЖНОСТЬ
СУЩЕСТВОВАНИЯ ПРАВОГО ВЕКТОРНОГО
БОЗОНА W_R

*А. П. Серебров¹, О. М. Жеребцов, А. К. Фомин,
Р. М. Самойлов, Н. С. Буданов*

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

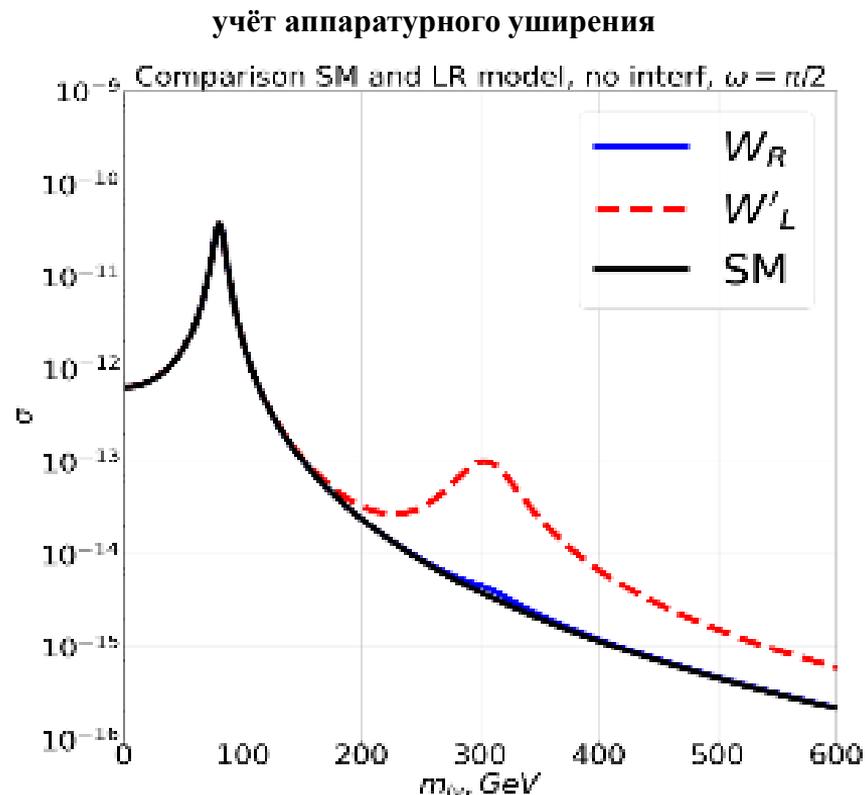
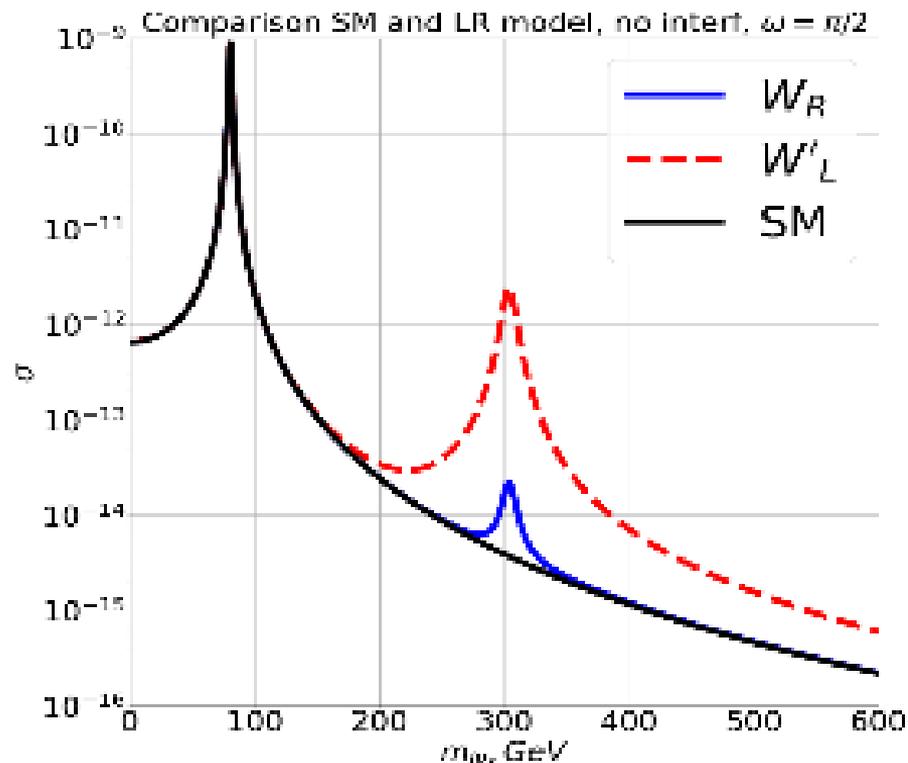
Проведен анализ последних наиболее точных экспериментальных данных распада нейтрона на возможность существования правого векторного бозона W_R . В результате анализа обнаружено, что имеется указание на существование правого векторного бозона W_R с массой $M_{W_R} \approx 319_{-20}^{+26}$ ГэВ и углом смешивания с W_L : $\zeta = -0.034 \pm 0.013$. Этот результат, с одной стороны, следует рассматривать как вызов к экспериментальной физике на коллайдерах, где верхний предел на массу правого векторного бозона W_R значительно выше, а с другой — он указывает на необходимость проведения еще более точных измерений распада нейтрона и его теоретического анализа.

Статья опубликована в Physical Review D 3 декабря 2025.
112, 115012 (2025)

[arXiv:2406.03440](https://arxiv.org/abs/2406.03440) [hep-ph]

Почему резонанс W_R не обнаружили в коллайдерных экспериментах?

Расчёт сечения в лево-правой модели



Почему резонанс W_R не обнаружили в коллайдерных экспериментах?

Расчёт сечения в лево-правой модели

$$\sigma(s) = \frac{\pi\alpha_W^2}{6} V_{ud}^2 \times \left[\frac{a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{L^2} + a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{R^2} + a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{L^2} + a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{R^2}}{(s - m_{W_L}^2)^2 + \gamma_{W_L}^2 m_{W_L}^2} + 2a_{ud}^L a_{lv}^L \frac{(s - m_{W_L}^2)(s - M_{W_R}^2) + \gamma_{W_L}^2 \Gamma_{W_R}^2}{((s - m_{W_L}^2)^2 + \gamma_{W_L}^2 m_{W_L}^2)((s - M_{W_R}^2)^2 + \Gamma_{W_R}^2 M_{W_R}^2)} + \frac{a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{L^2} + a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{R^2} + a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{L^2} + a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{R^2}}{(s - M_{W_R}^2)^2 + \Gamma_{W_R}^2 M_{W_R}^2} \right]$$

$$\sigma(s) = \frac{\pi\alpha_W^2}{6} V_{ud}^2 * \left[\frac{1}{(s - m_{W_L}^2)^2 + \gamma_{W_L}^2 m_{W_L}^2} + \frac{2 \frac{\cos^4 \zeta}{\sin^2 \zeta} \delta^2 + (\delta - 1)^2 \cos^2 \zeta (e^{2i\omega} + e^{-2i\omega})}{(s - M_{W_R}^2)^2 + \Gamma_{W_R}^2 M_{W_R}^2} \right]$$

Physical Review D 3 декабря 2025.
112, 115012 (2025)
A.P. Serebrov, et. al.

For left resonance

$$\begin{aligned} a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{L^2} &= (\cos^2 \zeta + \delta \sin^2 \zeta)^2 \\ a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{R^2} &= (\sin^2 \zeta + \delta \cos^2 \zeta)^2 \\ a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{L^2} &= (\delta - 1)^2 \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta e^{2i\omega} \\ a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{R^2} &= (\delta - 1)^2 \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta e^{-2i\omega} \end{aligned}$$

For right resonance

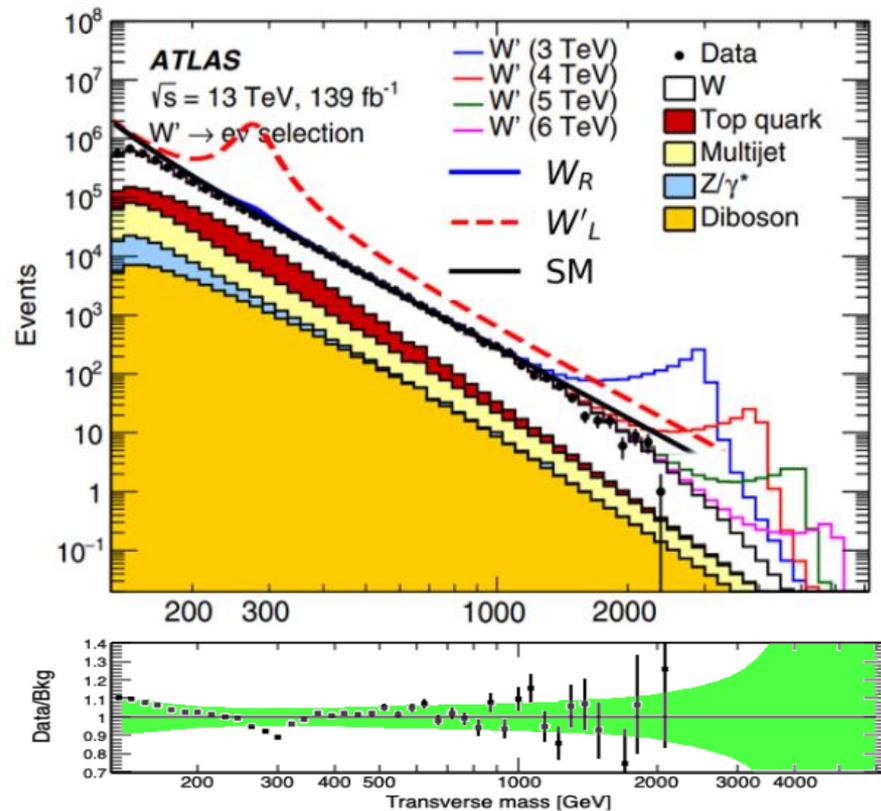
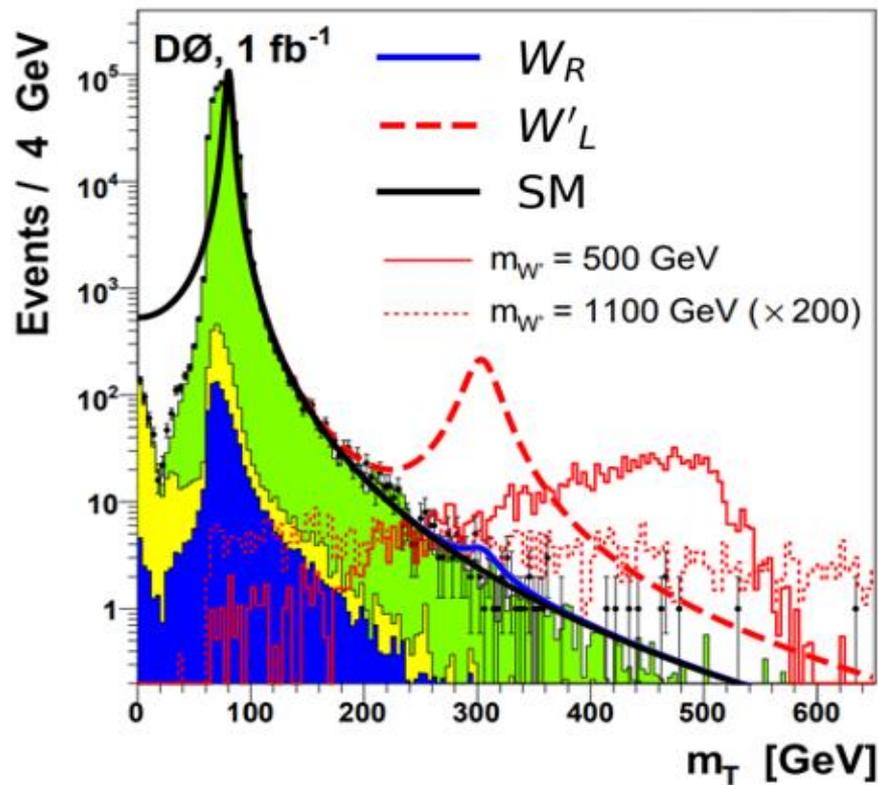
$$\begin{aligned} a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{L^2} &= (\sin^2 \zeta + \delta \cos^2 \zeta)^2 \\ a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{R^2} &= (\delta \cos^2 \zeta + \sin^2 \zeta)^2 \\ a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{L^2} &= (\delta - 1)^2 \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta e^{2i\omega} \\ a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{R^2} &= (\delta - 1)^2 \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta e^{-2i\omega} \end{aligned}$$

[44] E. Boos, V. Bunichev, L. Dudko, M. Perfilov, Phys. Lett. B **655**, 245 (2007)

[5] P. Herczeg, Phys. Rev. D **34**, 3449 (1986),

Почему резонанс W_R не обнаружили в коллайдерных экспериментах?

Сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными для эксперимента на теватроне в Фермилаб из публикации [45] и для эксперимента ATLAS [46] в ЦЕРН.

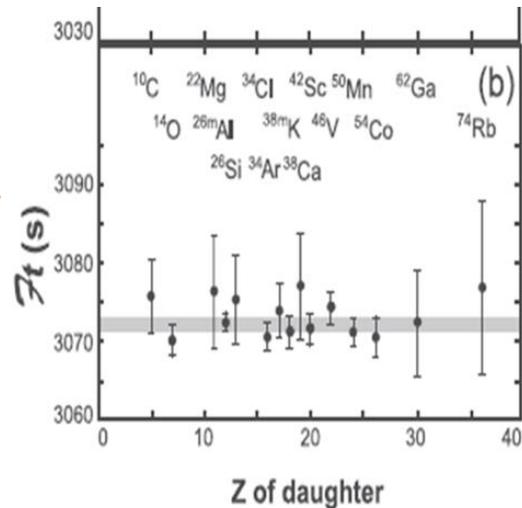
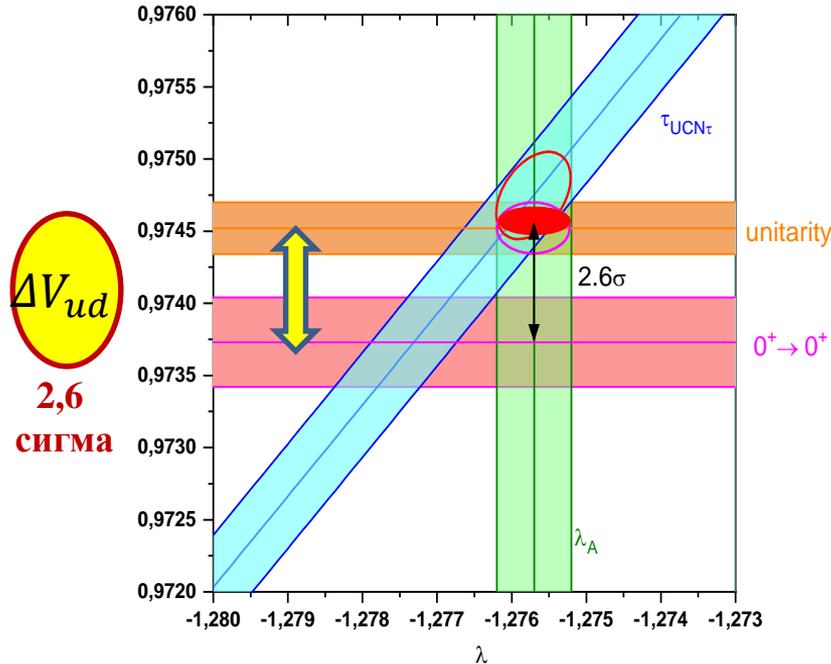


Данные экспериментов с ядерными сверхразрешёнными переходами $0^+ - 0^+$ позволяют нам независимо определить элемент V_{ud} матрицы СКМ

J. C. Hardy and I. S. Towner,
Phys. Rev. C 102, 045501 (2020)

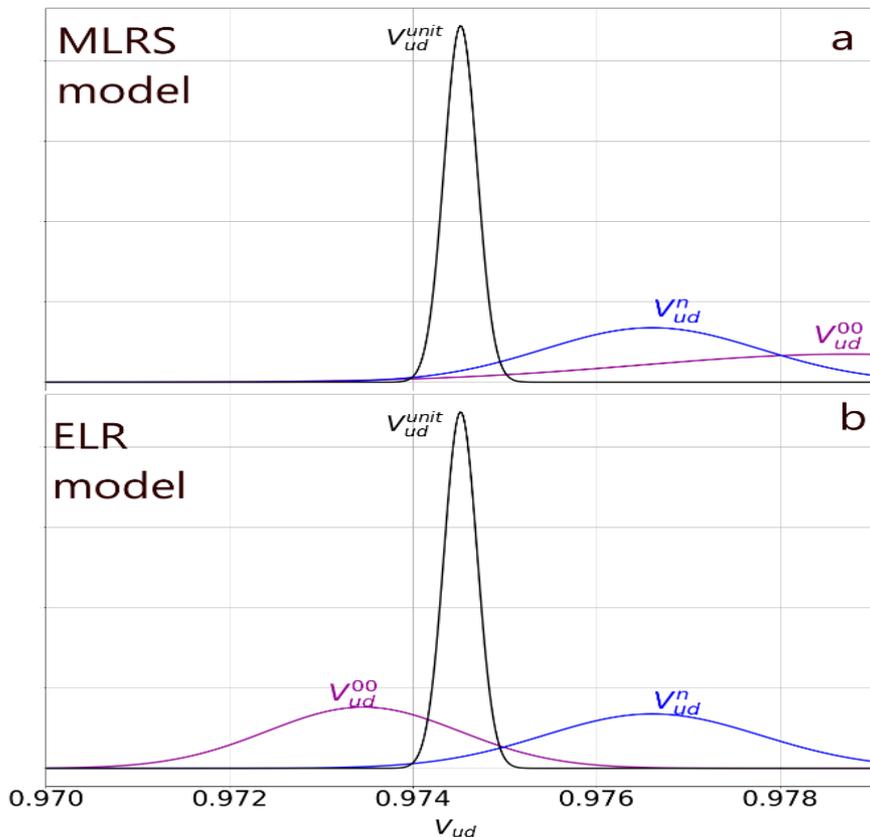
Разница V_{ud} между совпадающими значениями из нейтронного распада и унитарности СКМ и значением V_{ud} от переходов 0^+-0^+ составляет **2,6 сигма**

$$\frac{\Delta V_{ud}}{V_{ud}} = 8.6 * 10^{-4} (2.6 \sigma)$$



Представлен новый критический обзор всех 23 сверхразрешенными $0^+ \rightarrow 0^+$ переходов. Их среднее значение Ft в сочетании со временем жизни мюона дает элемент смешивания кварков матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы,
 $V_{ud} = 0,97373 \pm 0,00031$.

Сравнение значений V_{ud} , полученных из данных по распаду нейтрона, сверхразрешенным ферми-переходам и требованию унитарности матрицы СКМ в рамках двух моделей



$$\begin{pmatrix} W_L^\pm \\ W_R^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & +\sin \zeta \\ -\sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^\pm \\ W_2^\pm \end{pmatrix}$$

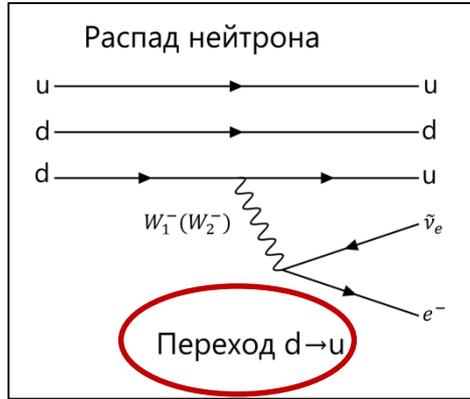
(a) Лево-правая манифест модель

$$\begin{pmatrix} W_L^\pm \\ W_R^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \mp \sin \zeta \\ \pm \sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^\pm \\ W_2^\pm \end{pmatrix}$$

(b) Расширенная лево-правая модель, представленная в данной работе.

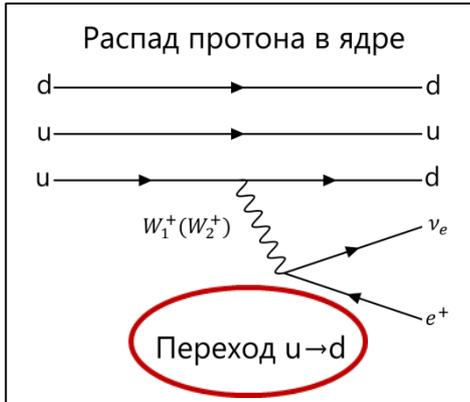
Знак угла смешивания для W^+ и W^- противоположный.

Нарушения CP-инвариантности в барионах

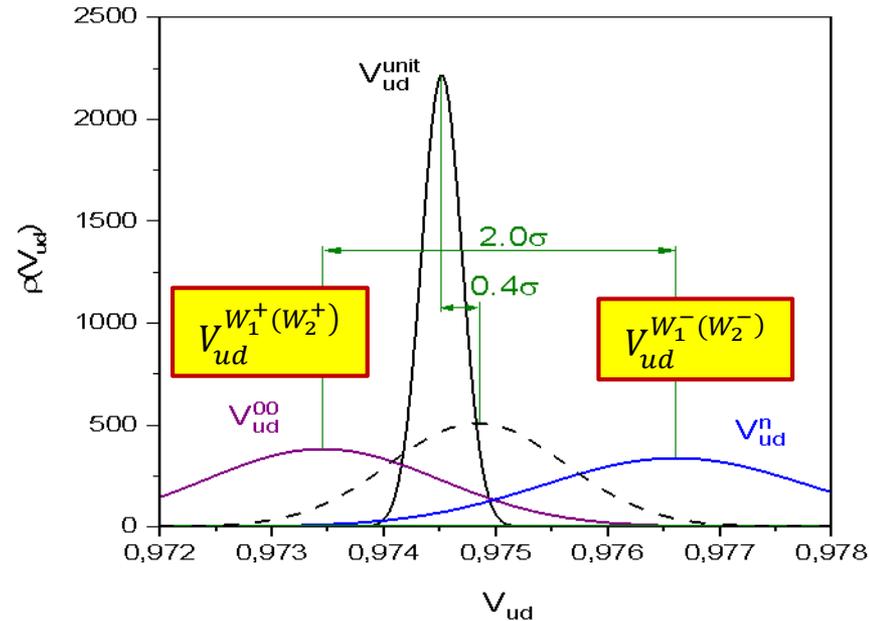


$$A_{p-n} = \frac{(V_{ud}^{00LR})^2 - (V_{ud}^{nLR})^2}{(V_{ud}^{00LR})^2 + (V_{ud}^{nLR})^2} = (-3.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-3} (2.0\sigma)$$

$$V_{ud}^{nLR} \equiv V_{ud}^{W_1^-(W_2^-)}$$



$$V_{ud}^{00LR} \equiv V_{ud}^{W_1^+(W_2^+)}$$



**Нарушения CP-инвариантности в лептонах
в рамках расширенной лево-правой модели
с параметрами δ и ζ**

Гамильтониан слабого взаимодействия в случае, когда присутствуют только аксиальные токи, может быть представлен в той же общей форме, как и для $0^+ \leftrightarrow 0^+$ переходов.

Однако, K-мезоны это псевдоскалярные частицы со спином и чётностью 0^- , поэтому переходы $K^0 \tilde{K}^0$ это переходы $0^- \leftrightarrow 0^-$

Поэтому происходит изменение знака перед ζ по сравнению с $0^+ \leftrightarrow 0^+$ переходами.

$$H_V^N = \bar{e} \gamma_\mu (C_A + C'_A \gamma_5) \nu \cdot \bar{\pi} \gamma_\mu K^0$$

где с распадом $W_1^+ (W_2^+)$ связано соотношение

$$|C_A|^2 + |C'_A|^2 = G_F^2 |V_{us}|^2 (1 + (\delta - \zeta)^2)$$

с распадом $W_1^- (W_2^-)$ связано соотношение

$$|C_A|^2 + |C'_A|^2 = G_F^2 |V_{us}|^2 (1 + (\delta + \zeta)^2)$$

$$A_T = \frac{\Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow e^+ \pi^- \nu) - \Gamma(K^0 \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu})}{\Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow e^+ \pi^- \nu) + \Gamma(K^0 \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu})}$$

$$A_T^{LR} = \frac{1 + (\delta - \zeta)^2 - (1 + (\delta + \zeta)^2)}{2(1 + \delta^2 + \zeta^2)} \approx -2\delta\zeta$$

$$A = -2\delta\zeta$$

CP-нарушающая асимметрия в распадах K_s-мезонов

$$A = -2\delta\zeta$$

Используя полученные ранее значения $\delta = 0.070(10)$ и $\zeta = -0.039(14)$
получаем для величины A_T значение:

$$A_T^{LR} = (5.5 \pm 2.1) \times 10^{-3} (2.6\sigma)$$

CL 99.1 %

**Предсказание
лево-правой модели
с CP-нарушением**

$$A_T^{\text{exp}} = (6.6 \pm 1.3 \pm 1.0) \times 10^{-3} (4\sigma)$$

Эксперимент (pdg)

Это значение находится в рамках имеющейся точности в согласии с экспериментально измеренной асимметрией.

Таким образом, в пределах имеющейся точности:

1. наблюдается согласие между **рассчитанной и экспериментально** измеренной в распадах нейтральных К-мезонов CP-нарушающей асимметрии

$$A_T^{LR} = (5.5 \pm 2.1) \times 10^{-3} (2.6\sigma)$$

$$A_T^{\text{exp}} = (6.6 \pm 1.3 \pm 1.0) \times 10^{-3} (4\sigma)$$

2. наблюдается согласие по абсолютной величине между **экспериментально** измеренной в распадах нейтральных К-мезонов CP-нарушающей асимметрией в конечном состоянии и **экспериментально** измеренной из распада нейтрона и $0^+ - 0^+$ переходов.

$$A_L^{\text{exp}} = (3.32 \pm 0.06) \times 10^{-3}$$

$$A_{p-n} = \frac{(V_{ud}^{00LR})^2 - (V_{ud}^{nLR})^2}{(V_{ud}^{00LR})^2 + (V_{ud}^{nLR})^2} = (-3.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-3} (2.0\sigma)$$

B-L сохраняется

Лептонная
асимметрии

$$0^- \leftrightarrow 0^-$$

Причина разных знаков

$$0^+ \leftrightarrow 0^+$$

Барионная
асимметрии

БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ

А.Д. Сахаров

(Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР)

(Обзорный доклад на конференции, посвященной 100-летию
А.А. Фридмана. Ленинград, 22 — 26 июня 1988 г.⁽¹⁾)

Область
возникновения
барионно-
лептонной
асимметрии
 10^2 - 10^4 Гэв,
которая
соответствует
массам
 W_L и W_R

B-L сохраняется

**В состоянии максимальной
энтропии В и L имеют разные
знаки.**

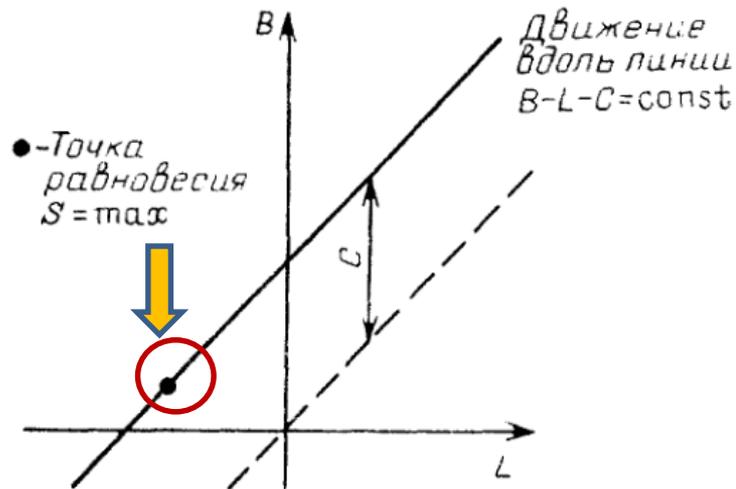
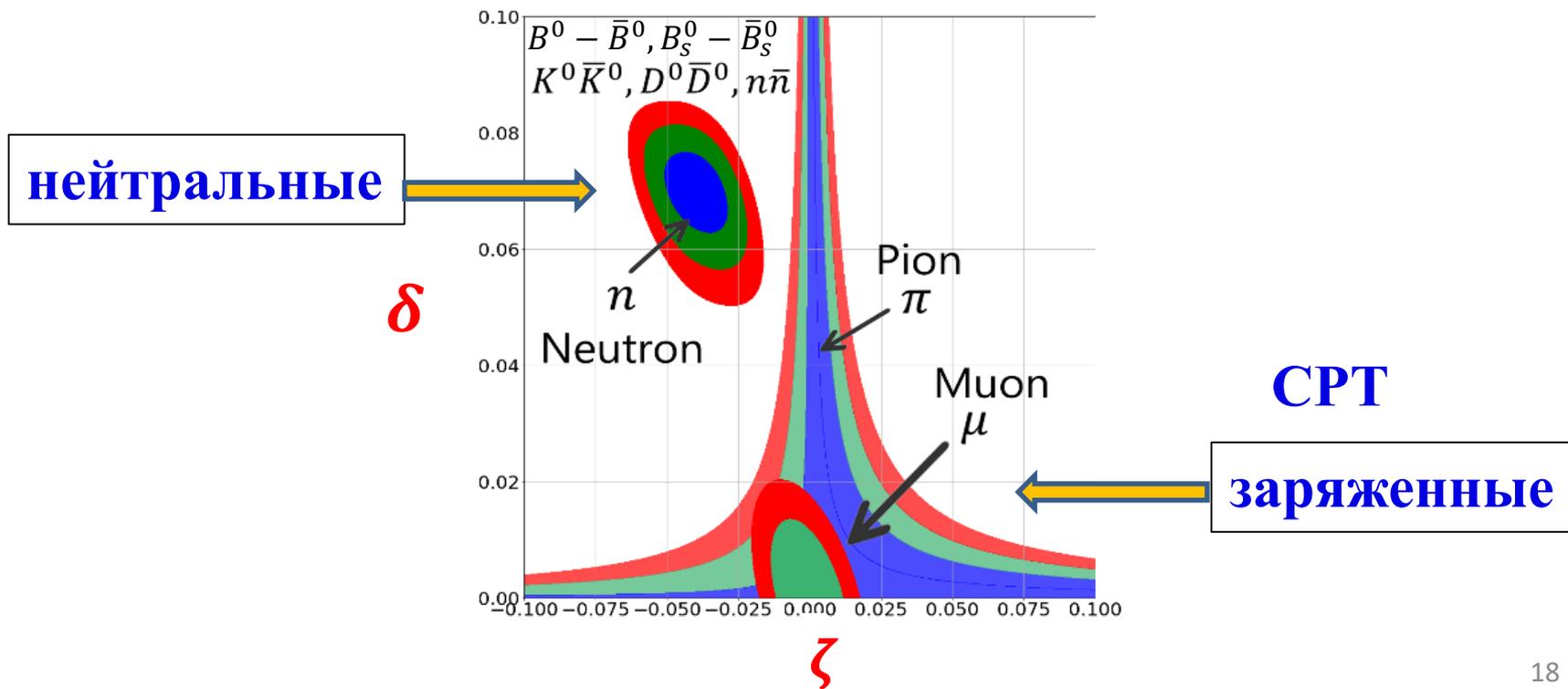


Рис. 12

Описание осцилляции нейтральных мезонов в лево-правой модели с CP-нарушением



Причина
CP-нарушение –
смешивание кварков.
Сильное взаимодействие.

(CPT)

Стандартная модель
с CP-нарушением

$$\begin{pmatrix} M - i\frac{\Gamma_0}{2} & \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} & M - i\frac{\Gamma_0}{2} \end{pmatrix}$$

Здесь учли флейворные смешивания и CP-нарушение. Получили интерференцию. Трудности разделения процессов.

Причина
CP-нарушение –
смешивание левых и
правых бозонов.
Слабое взаимодействие.

(CPT)

Левая-правая модель
с CP-нарушением

$$\begin{pmatrix} M - i\frac{\Gamma_0 - \delta\Gamma}{2} & \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} & M - i\frac{\Gamma_0 + \delta\Gamma}{2} \end{pmatrix}$$

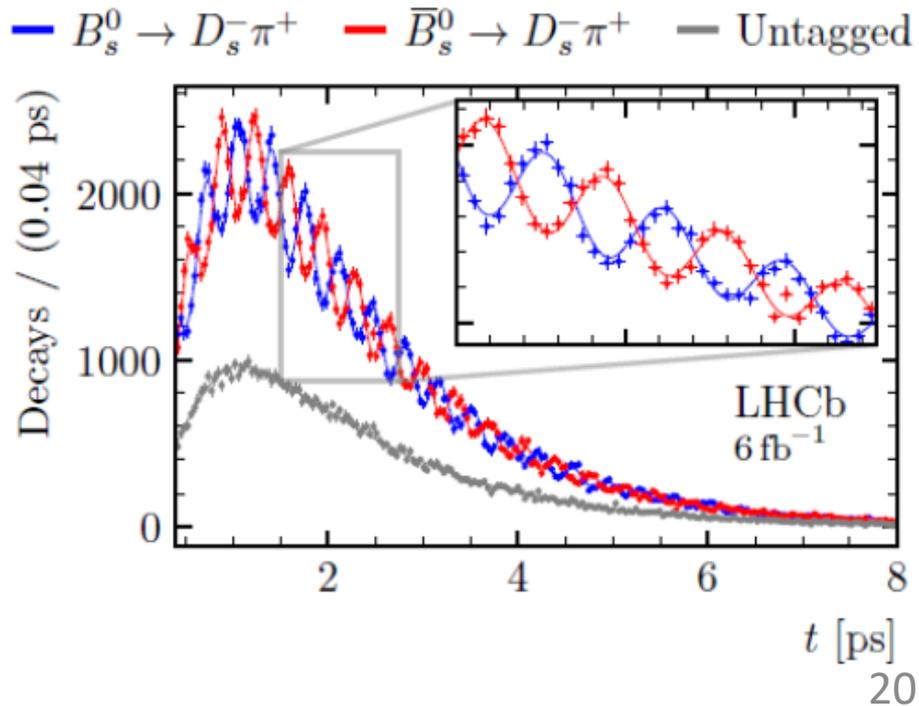
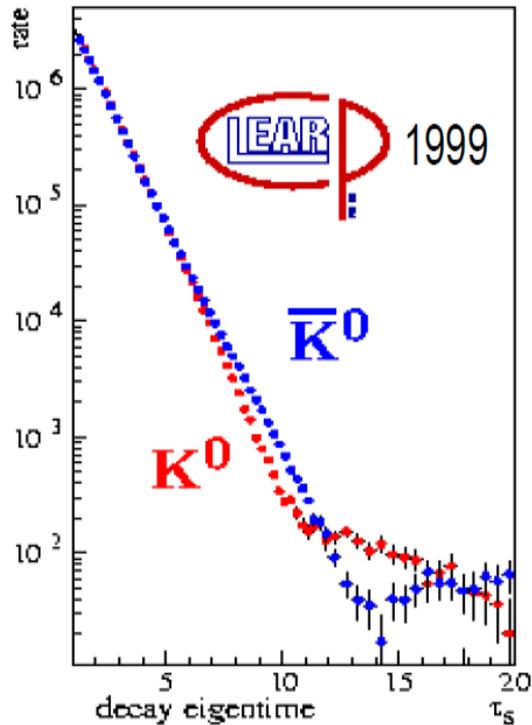
Здесь учли только флейворные смешивания

Здесь учли только CP-нарушение

$$\delta\Gamma / \Gamma = -2\delta\zeta = 5.5 \times 10^{-3}$$

$$A = -2\delta\zeta$$

Измерить время жизни отдельно для K^0 и отдельно для \bar{K}^0 **не представляется возможным**, они находятся в режиме взаимных превращений, а время жизни каждого из них определить невозможно, как это демонстрируют экспериментальные результаты. **Также для $B_s^0 - \bar{B}_s^0$**



Наличие поправок от $\delta\Gamma$ приводит к тому, что в первом порядке по $\delta\Gamma$ вероятность обнаружить частицу, вычисленная при отсутствии $\delta\Gamma$ в гамильтониане, получает добавку $\varepsilon_{pp}(t)$

$$|\psi(t)|^2 \approx \frac{e^{-\Gamma_0 t}}{4} [e^{\Delta\Gamma t} + e^{-\Delta\Gamma t} + 2\cos(2\Delta m t)] + \varepsilon_{pp}(t)$$

Для античастицы вероятность с учетом $\delta\Gamma$ будет иметь вклад от $\varepsilon_{pp}(t)$ с другим знаком.

$$\bar{\psi}^*(t)\bar{\psi}(t) \approx \frac{1}{4} e^{-\Gamma_0 t} [e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} + 2\cos(2\Delta m t)] - \varepsilon_{pp}(t)$$

Для приближенных расчетов асимметрии в разложении по параметру малости

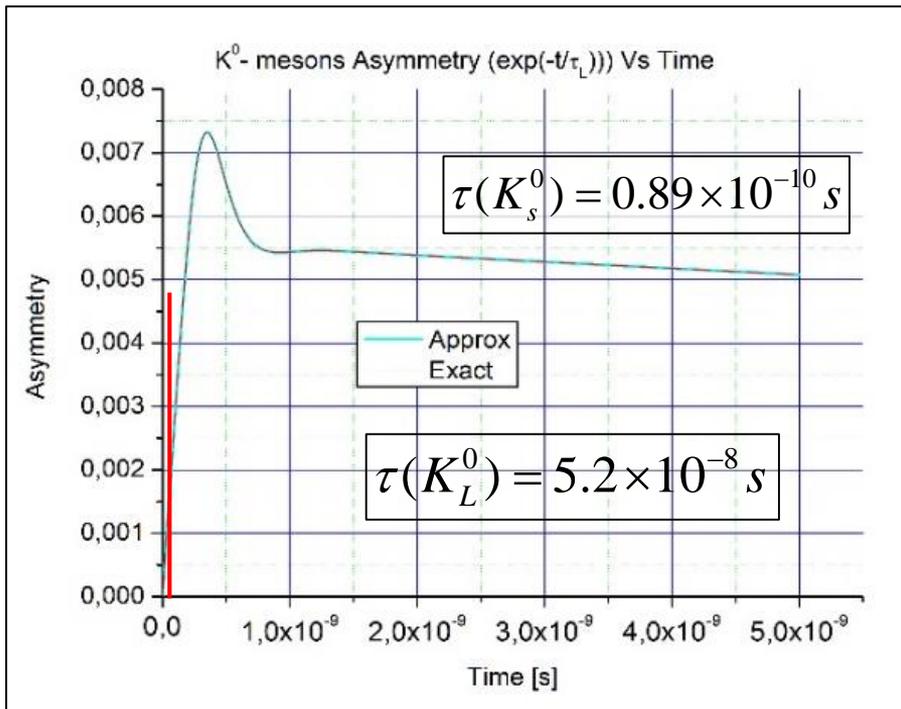
$x = \delta\Gamma / ((2\Delta m)^2 + (\Delta\Gamma)^2)^{1/2}$ мы используем формулу:

$$\varepsilon_{pp}(t) = \frac{\delta\Gamma}{\sqrt{(2\Delta m)^2 + (\Delta\Gamma)^2}} \times \frac{e^{-\Gamma_0 t} ((\Delta\Gamma) \operatorname{sh}(\Delta\Gamma t) + (2\Delta m) \sin(2\Delta m t))}{\sqrt{(2\Delta m)^2 + (\Delta\Gamma)^2}}$$

$$A_{pp \bar{p}\bar{p}} = \frac{|\psi_{up,p}|^2 - |\bar{\psi}_{up,\bar{p}}|^2}{|\psi_{up,p}|^2 + |\bar{\psi}_{up,\bar{p}}|^2}$$

CP-нарушающие асимметрии для нейтральных мезонов в зависимости от времени распада.

K^0



$K^0 \tilde{K}^0$ является суперпозицией смешивания и распада в конечном состоянии, поэтому имеется экспериментальные результаты:

для смешивание

$$A_T^{\text{exp}} = (6.6 \pm 1.3 \pm 1.0) \times 10^{-3}$$

ASYMMETRY A_T IN K^0 - \bar{K}^0 MIXING (PDG)

VALUE (units 10^{-3})	EVTS	DOCUMENT ID	TECN
$6.6 \pm 1.3 \pm 1.0$	640k	¹ ANGELOPO...	98E CPLR

для распада в конечном состоянии

$$A_L^{\text{exp}} = (3.32 \pm 0.06) \times 10^{-3}$$

A_L = weighted average of $A_L(\mu)$ and $A_L(e)$

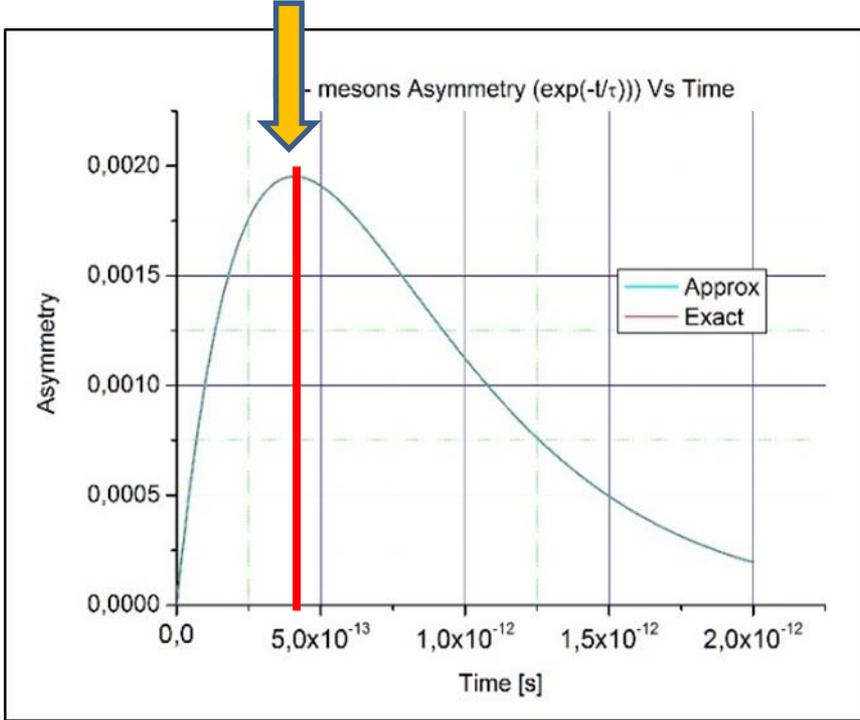
In previous editions and in the literature the symbol used for this asymmetry was δ_L or δ . We use A_L for consistency with B^0 asymmetry notation and with recent K_S^0 notation.

VALUE (%)	EVTS	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
0.332 ± 0.006 OUR AVERAGE		Includes data from the 2 datablocks that follow this one.		
0.333 \pm 0.050	33M	WILLIAMS	73 ASPK	$K_{\mu 3} + K_{e 3}$

(PDG)

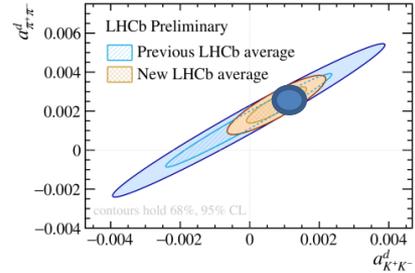
CP-нарушающие асимметрии для нейтральных мезонов в зависимости от времени распада.

D^0 $\tau(D^0) = 4.1 \times 10^{-13} \text{ s}$



На максимуме

$\approx 2 \times 10^{-3}$



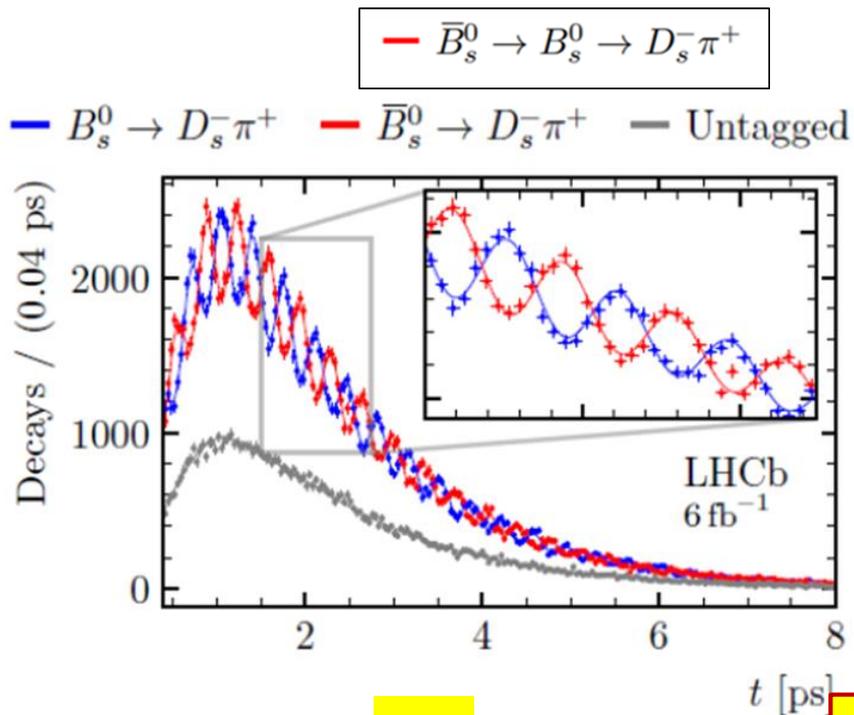
Для D^0 -мезона максимум дифференциальной асимметрии наблюдается при времени равном времени жизни мезона.

$a_{CP}(\pi^- \pi^+) = (23.2 \pm 6.1) \times 10^{-4}$
Phys. Rev. Lett. 131 (2023) 091802

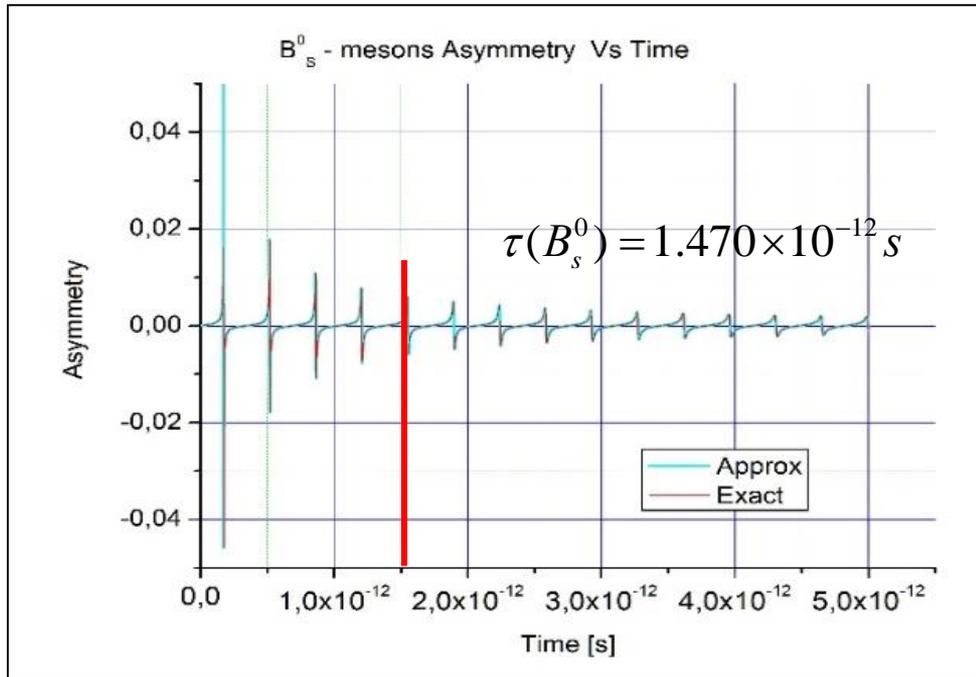
Экспериментальная асимметрия вполне вписывается в наши расчеты, как это следует из описания временной зависимости процесса CP-нарушения в нашей модели

CP-нарушающие асимметрии для нейтральных мезонов

в зависимости от времени распада.



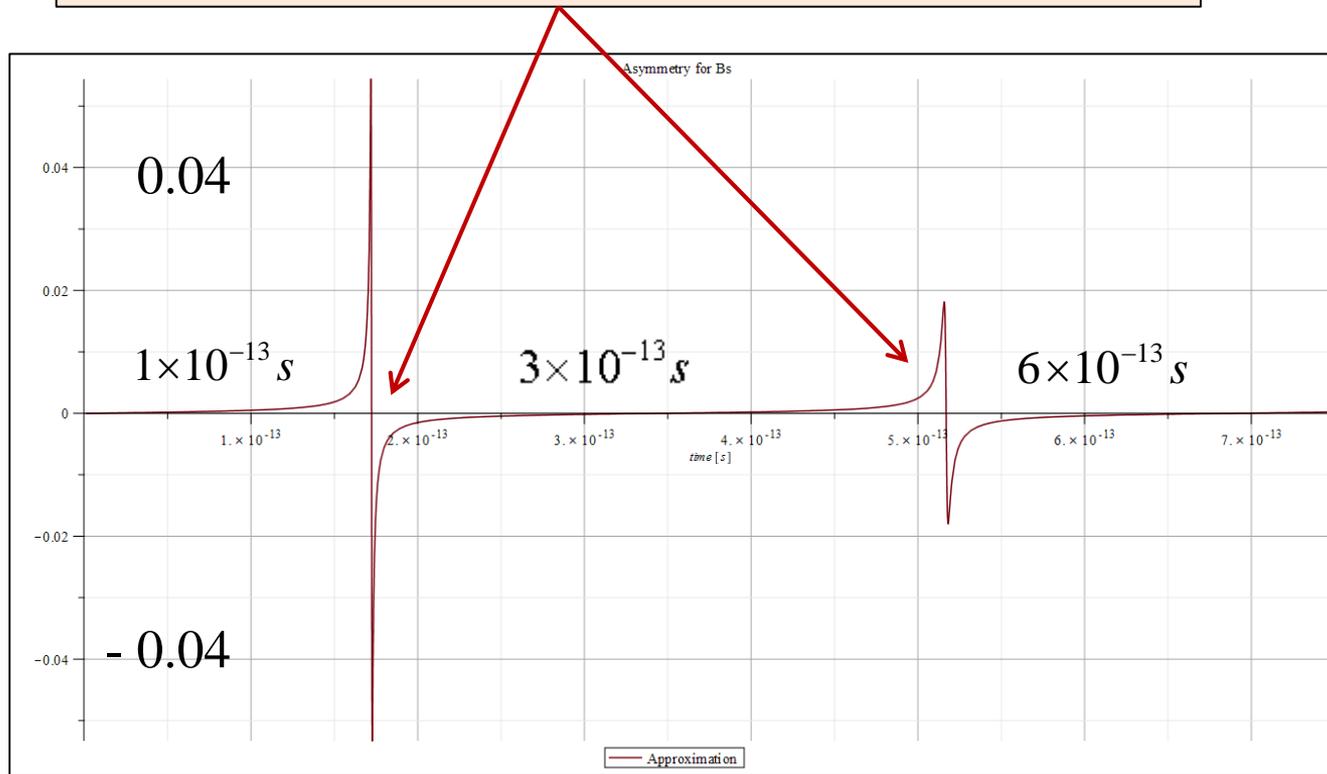
B_s^0



$$f_{asym}(t) = \frac{2\delta\Gamma}{(\Delta\Gamma)^2 + (2\Delta m)^2} \times \frac{(\Delta\Gamma)\text{sh}(\Delta\Gamma t) + (2\Delta m)\sin(2\Delta m t)}{\text{ch}(\Delta\Gamma t) + \cos(2\Delta m t)}$$

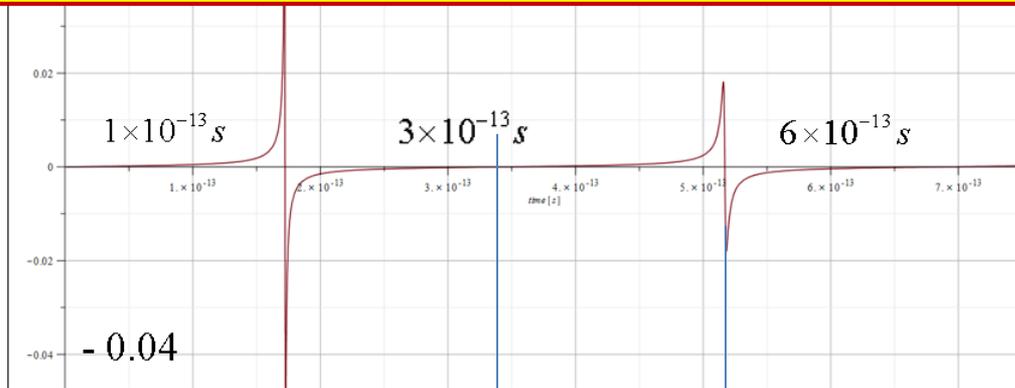
Знак CP-нарушающей асимметрии меняется при переходе из частицы в античастицу

CP-асимметрия



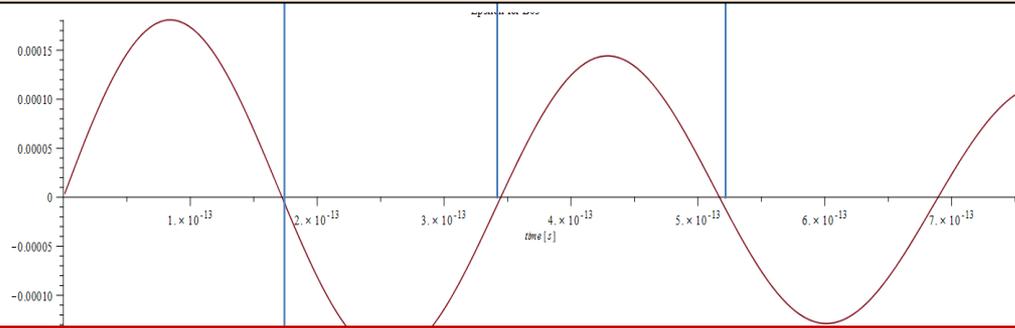
$$f_{asym}(t) = \frac{2\delta\Gamma}{(\Delta\Gamma)^2 + (2\Delta m)^2} \times \frac{(\Delta\Gamma) \operatorname{sh}(\Delta\Gamma t) + (2\Delta m) \sin(2\Delta m t)}{\operatorname{ch}(\Delta\Gamma t) + \cos(2\Delta m t)}$$

CP-асимметрия



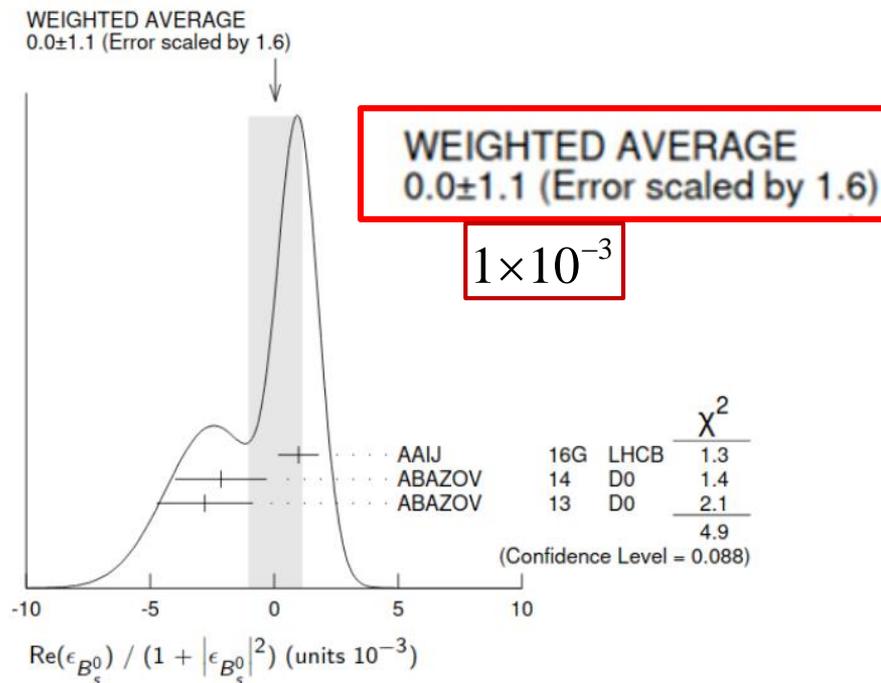
Поведение CP-нарушения от времени

B_s^0



$$\varepsilon_{pp}(t) = \frac{\delta\Gamma}{\sqrt{(2\Delta m)^2 + (\Delta\Gamma)^2}} \times \frac{e^{-\Gamma_0 t} ((\Delta\Gamma) \operatorname{sh}(\Delta\Gamma t) + (2\Delta m) \sin(2\Delta m t))}{\sqrt{(2\Delta m)^2 + (\Delta\Gamma)^2}}$$

Обсуждение B_S^0 -мезона



Для B_S^0 -мезона нет **интегрального**

эффекта CP-нарушения ,

т.к. расчёт - 1.4×10^{-5}

В процессе осцилляций **CP-асимметрия усредняется**. Дело в том, что знак CP-нарушающего воздействия изменялся в процессе каждого периода осцилляций, **и поэтому компенсировался**.

Экспериментальные наблюдения с большей статистикой в 2021 году подтвердили отсутствие асимметрии.

Важно отметить, что расчёт подтверждается экспериментом

Формирование лептонной асимметрии Вселенной в рамках лево-правой модели слабого взаимодействия с CP-нарушением с параметрами ζ и δ

В ранней Вселенной не было асимметрии в числе частиц и античастиц и причина возникновения асимметрии не известна. В лево-правой модели с CP-нарушением возникает асимметрия в потенциале взаимодействия для частиц и античастиц, которая ранее была оценена через параметры модели

$$\begin{pmatrix} M - \Delta U - i\frac{\Gamma - \delta\Gamma}{2} & \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} & M + \Delta U - i\frac{\Gamma + \delta\Gamma}{2} \end{pmatrix}$$

$$A^{LR} = -2\delta\zeta = 5.5 \times 10^{-3}$$


$$\Delta U$$

Потенциал слабого взаимодействия в космической плазме

Потенциал слабого взаимодействия подробно рассматривается в работе [69], а также был использован в работе [70] и может быть представлен следующим уравнением:

$$U = \eta \frac{11\zeta(3)}{\pi^2 \sqrt{2}} G_F T^3 - \frac{14}{45} \frac{\pi (3 - \sin^2 \theta_W) \sin^2 \theta_W}{\alpha} G_F^2 T^4 E$$

или в численном выражение:

$$U = \eta \times 1.1 \times 10^{-23} \left[\frac{1}{\text{eV}^2} \right] T^3 - 1.1 \times 10^{-44} \left[\frac{1}{\text{eV}^4} \right] T^4 E$$

где G_F - постоянная Ферми, T - температура плазмы, E - энергия частицы

$$\eta = \frac{N_f - N_{\bar{f}}}{N_f + N_{\bar{f}}} \quad - \text{лептонная асимметрия} \quad \frac{11\zeta(3)}{\pi^2 \sqrt{2}} T^3 \quad - \text{плотность космической плазмы.}$$

[69] D. Notzold and G. Raffelt, Nucl.Phys. A B307, 924 (1988)

[70] A. P. Serebrov, R. M. Samoiloov, M. E. Tchaikovskiy, and O. M. Zherebtsov, JETP Letters, 116:10 (2022), 669–682

Причина возникновения лептонной асимметрии Вселенной

В ранней Вселенной лептонная асимметрия η была равна нулю. Но нейтральные мезоны, находясь в состоянии частицы и античастицы будут иметь разный потенциал взаимодействия со средой даже в случае, когда в среде нет асимметрии в числе частиц и античастиц, т.е. $\eta = 0$. Тогда разность потенциалов для нейтральных мезонов и антимезонов будет равна:

$$\Delta U \approx \pm A^{LR} \frac{11\zeta(3)}{\pi^2 \sqrt{2}} G_F T^3$$

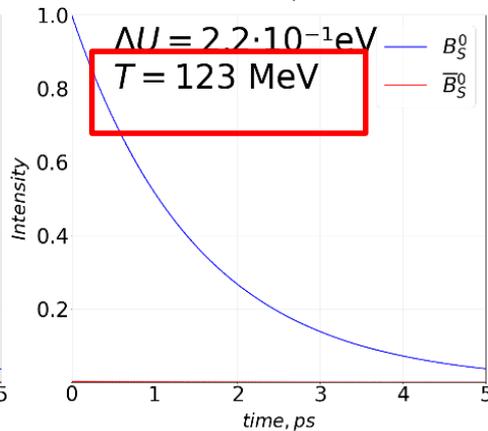
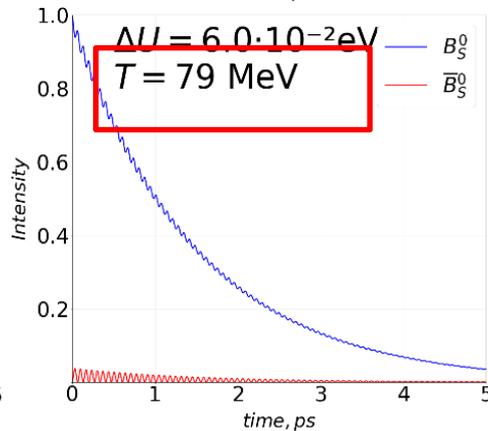
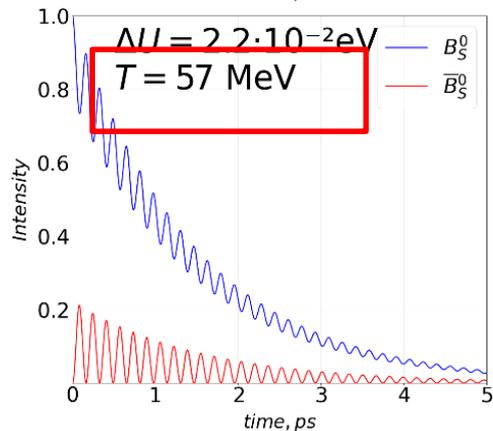
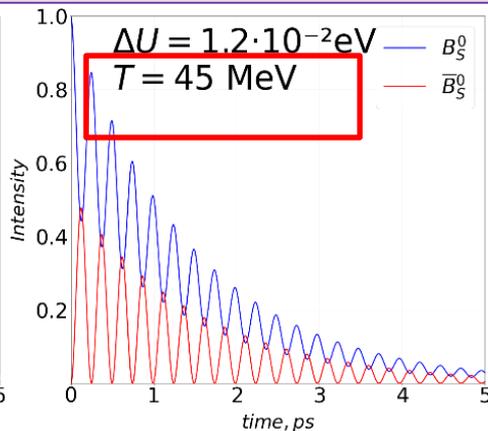
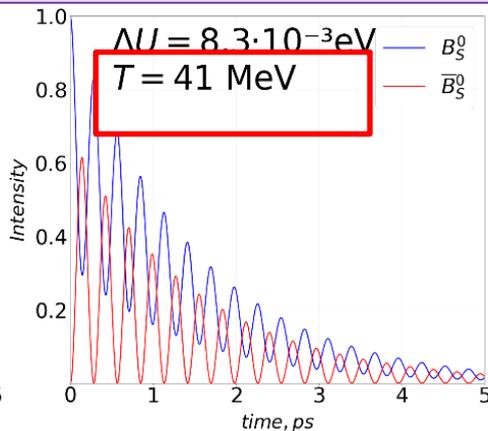
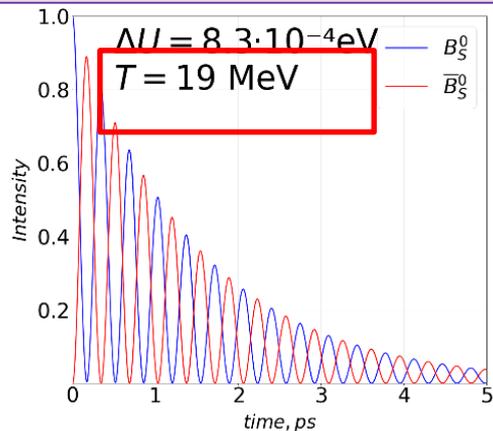
$$A^{LR} = -2\delta\zeta = 5.5 \times 10^{-3}$$

или в численном выражении

$$\Delta U \approx \pm 6 \cdot 10^{-23} [\text{eV}^{-2}] \cdot T^3 [\text{eV}^3]$$

$$A = -2\delta\zeta$$

Влияние разности потенциалов на процесс подавления осцилляций

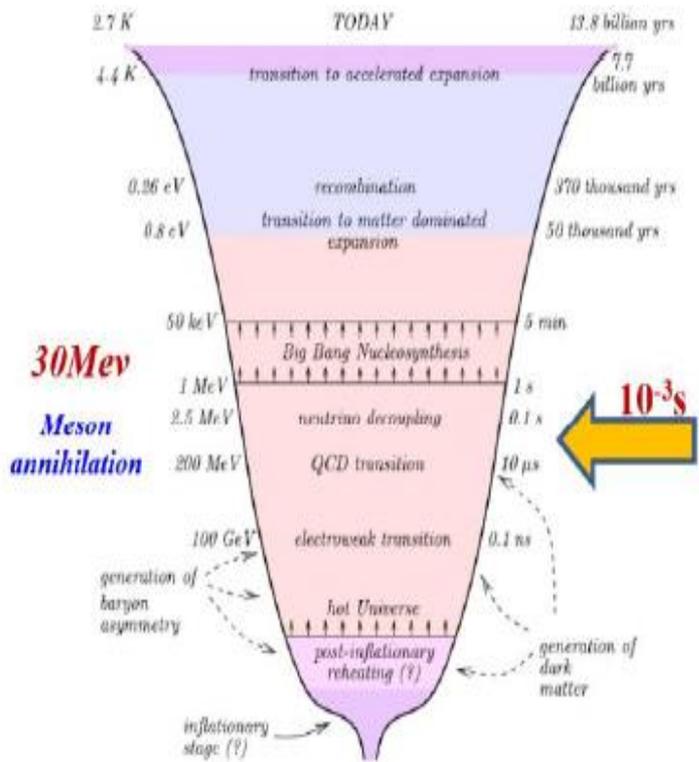


**Как можно
видеть, при
увеличение
расстояния
между
уровнями для
частиц и
античастиц
подавляется
процесс
осцилляции.**

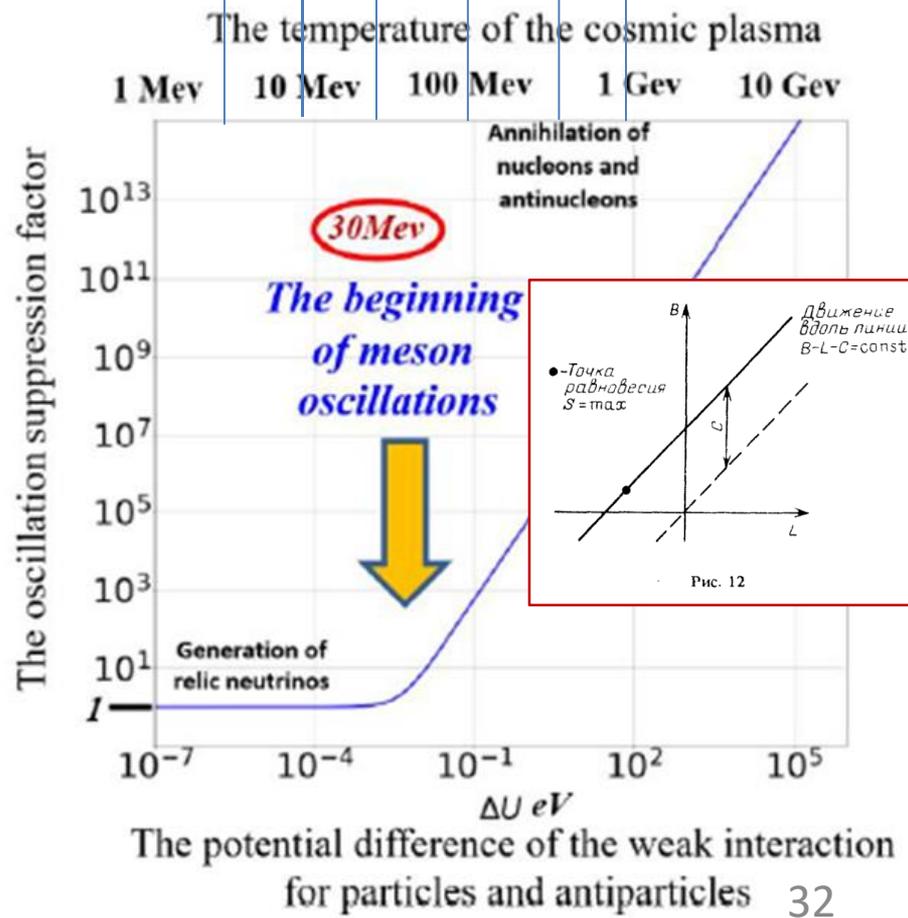
Температура плазмы (плотность космической плазмы - T^3)



Эволюция Вселенной

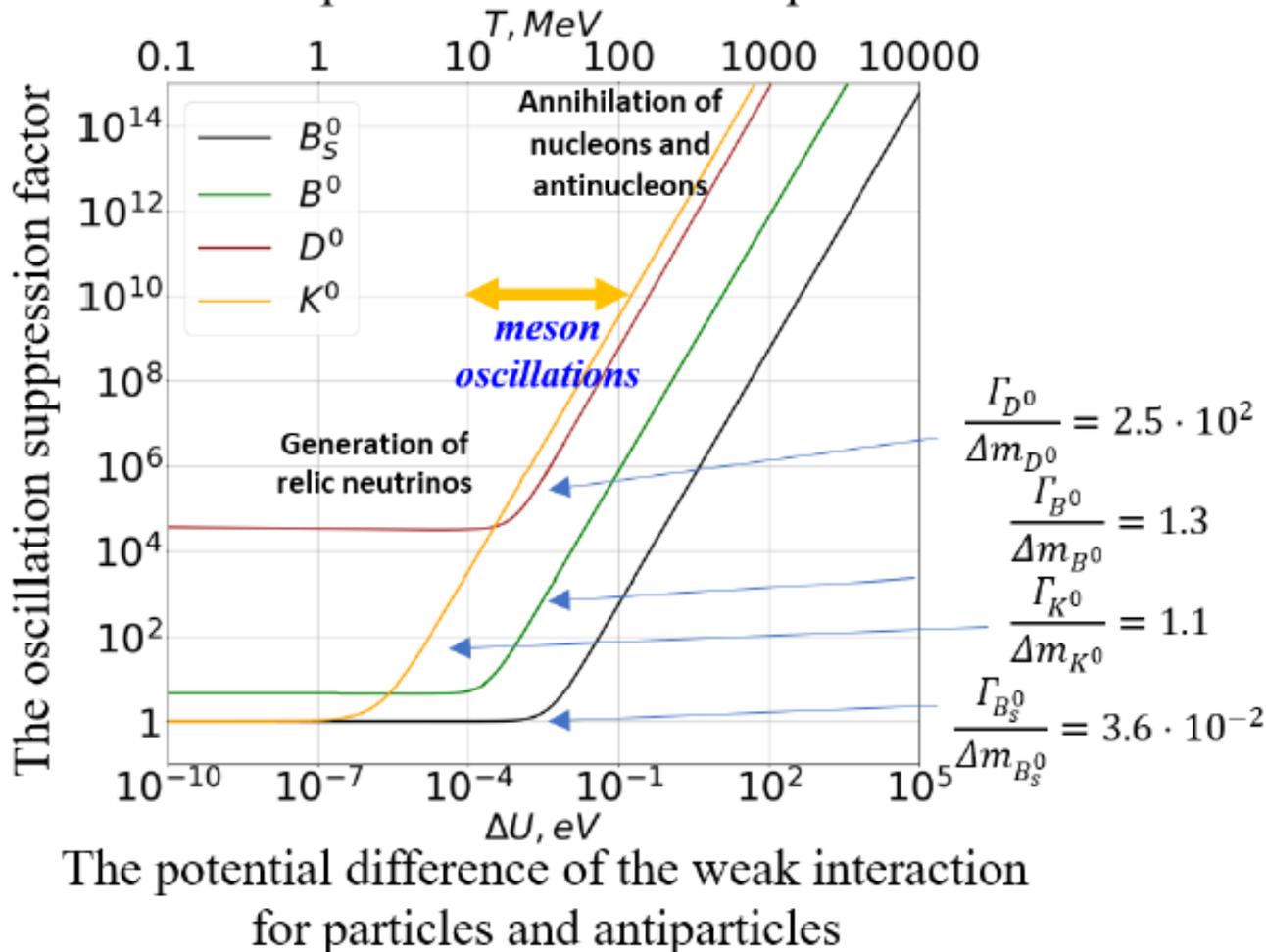


t 10^{-1} 10^{-2} 10^{-3} 10^{-4} 10^{-5} 10^{-6} s



Эры	Время	Этап эволюции	Температура, К	Плотность, г/см ³	Энергия, ГэВ
Планковская		Неизвестные законы физики, квантовые свойства пространства-времени			
Адронная	10 ⁻⁴³ с	Граница применимости релятивистской теории тяготения	10 ³²	10 ⁹⁴	8.6·10 ¹⁹
	10 ⁻³⁵ с	Возникновение зарядовой асимметрии	10 ²⁸	10 ⁷⁸	8.6·10 ¹⁵
	10 ⁻⁵ с	Аннигиляция нуклонов и антинуклонов	3·10¹²	10¹⁶	2.58·10⁻¹
Лептонная	10 ⁻⁴ с	Граница применимости экспериментально проверенных законов физики	10 ¹²	10 ¹⁴	8.6·10 ⁻¹
	10 ⁻³ с	Аннигиляция мезонов	3·10¹¹	10¹²	2.58·10⁻²
	0.2 с	Образование реликтовых нейтрино	2·10 ¹⁰	10 ⁷	1.72·10 ⁻³
Излучения	10 с	Аннигиляция электронов и позитронов	10 ¹⁰	10 ⁴	8.6·10 ⁻³
	100 с	Образование первичного гелия	10 ⁸	10 ²	8.6·10 ⁻⁵
Вещества	10 ⁶ лет	Отрыв реликтового излучения от вещества	4·10 ³	10 ⁻²⁰	3.44·10 ⁻¹⁰
	10 ⁹ лет	Начало возникновения звёзд и галактик	30	10 ⁻²⁶	2.58·10 ⁻¹²
	1 - 2·10 ¹⁰ лет	Современная эпоха	2-7	10 ⁻²⁹ - 10 ⁻³⁰	2-22·10 ⁻¹³

The temperature of the cosmic plasma



Аннигиляция нейтральных мезонов

Процесс аннигиляции происходит при температуре приблизительно:

30 МэВ для B_s^0 - мезонов

20 МэВ для D^0 - мезонов

10 МэВ для B^0 - мезонов

2 МэВ для K^0 - мезонов

$$T[\text{eV}] \sim \frac{887734}{\sqrt{t[\text{s}]}}$$

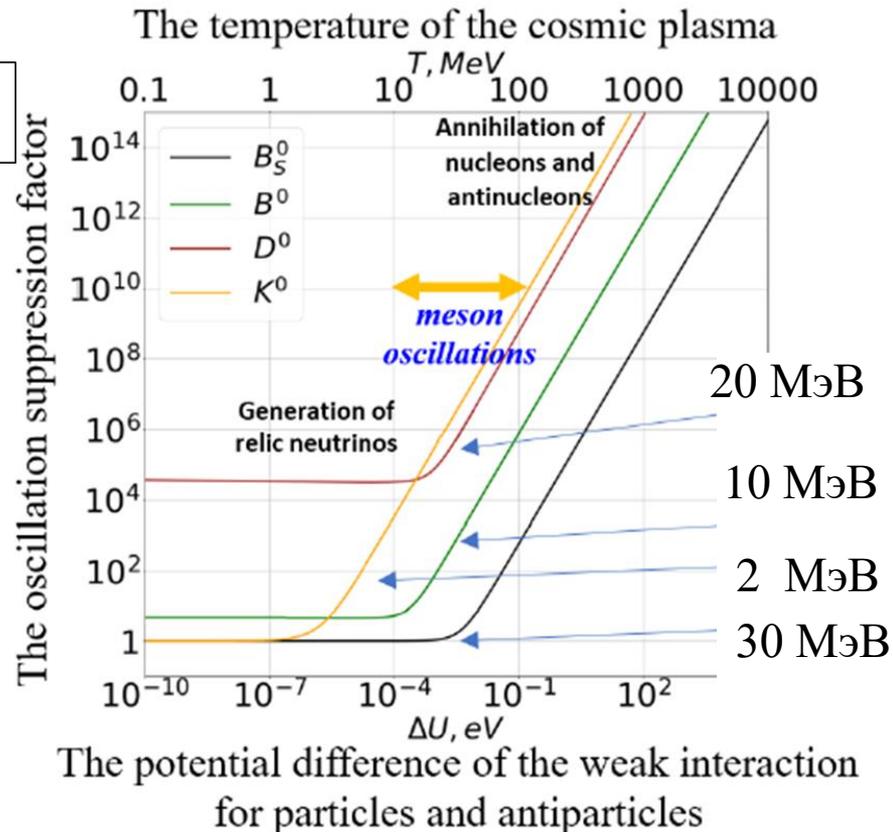


0.9 ms

2.0 ms

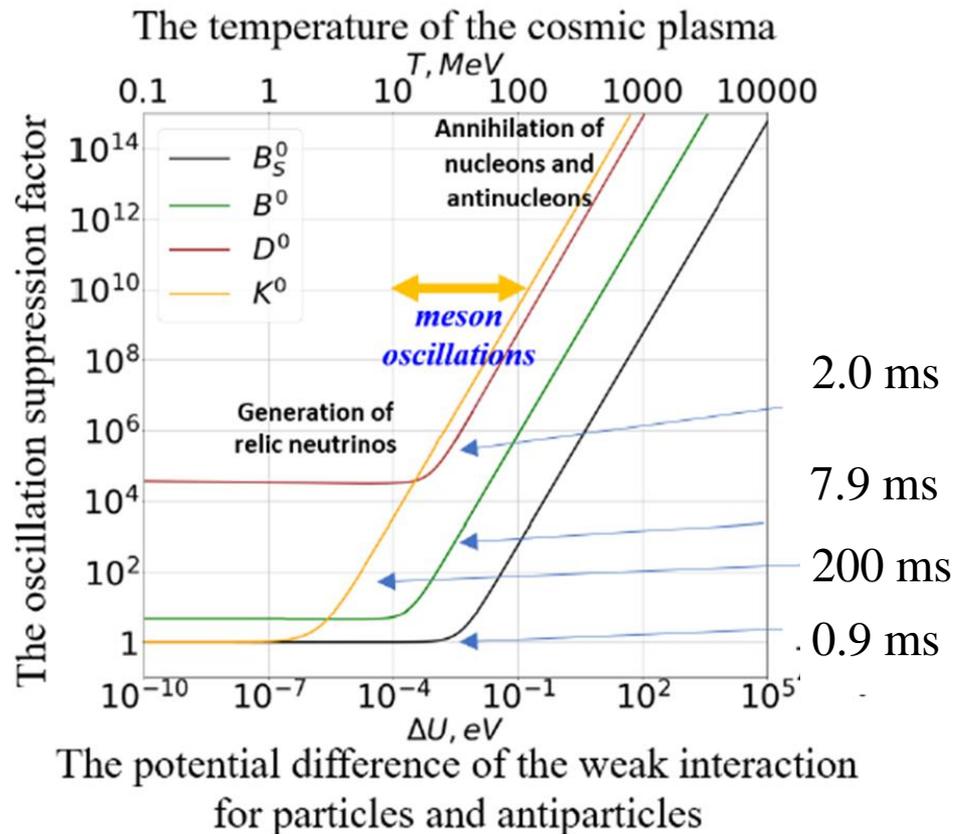
7.9 ms

200 ms



Аннигиляция нейтральных мезонов и формирование тёмной материи

Аннигиляция нейтральных мезонов сопровождается излучением нейтрино и антинейтрино, включая стерильные (правые) нейтрино и антинейтрино, которые формируют тёмную материю.



Уравнение рождения и уничтожения стерильных нейтрино

$$\frac{dn_{\nu_s}}{dt} + 3Hn_{\nu_s} = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2 2\theta_{14} n_{\nu_e}}{\tau_{\nu_e}} + \frac{\sin^2 2\theta_{24} n_{\nu_\mu}}{\tau_{\nu_\mu}} + \frac{\sin^2 2\theta_{34} n_{\nu_\tau}}{\tau_{\nu_\tau}} \right) -$$

$$H(T) = \frac{T^2}{M_{Pl}^*}$$

$$E = 3.15T$$

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2 2\theta_{14}}{\tau_{\nu_e}} + \frac{\sin^2 2\theta_{24}}{\tau_{\nu_\mu}} + \frac{\sin^2 2\theta_{34}}{\tau_{\nu_\tau}} \right) n_{\nu_s}$$

$$T[eV] \sim \frac{887734}{\sqrt{t[s]}}$$

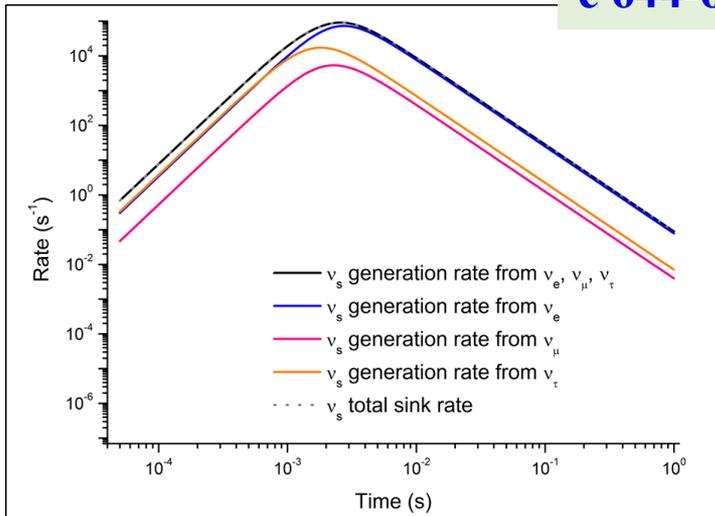
$$\frac{1}{\tau_{\nu_e}} = \Gamma_{\nu_e} = \frac{13}{9} \frac{7\pi}{24} G_f^2 T^4 E$$

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

Письма ЖЭТФ т.116, вып 10,
с 644-658 А.П. Серебров и др.

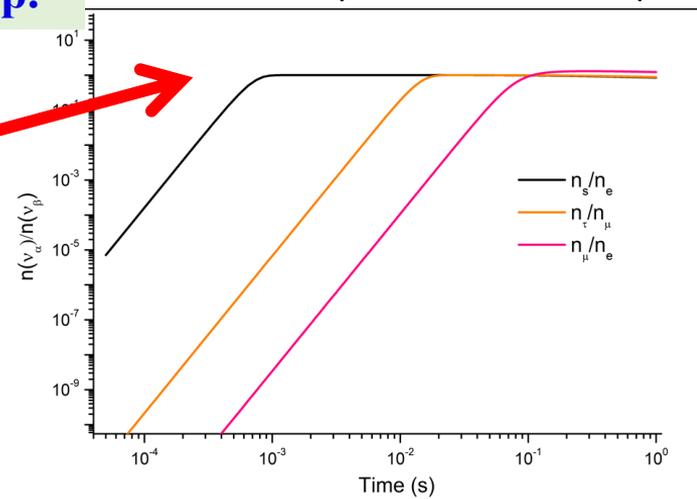
Генерация стерильных нейтрино

Плотности разных типов нейтрино

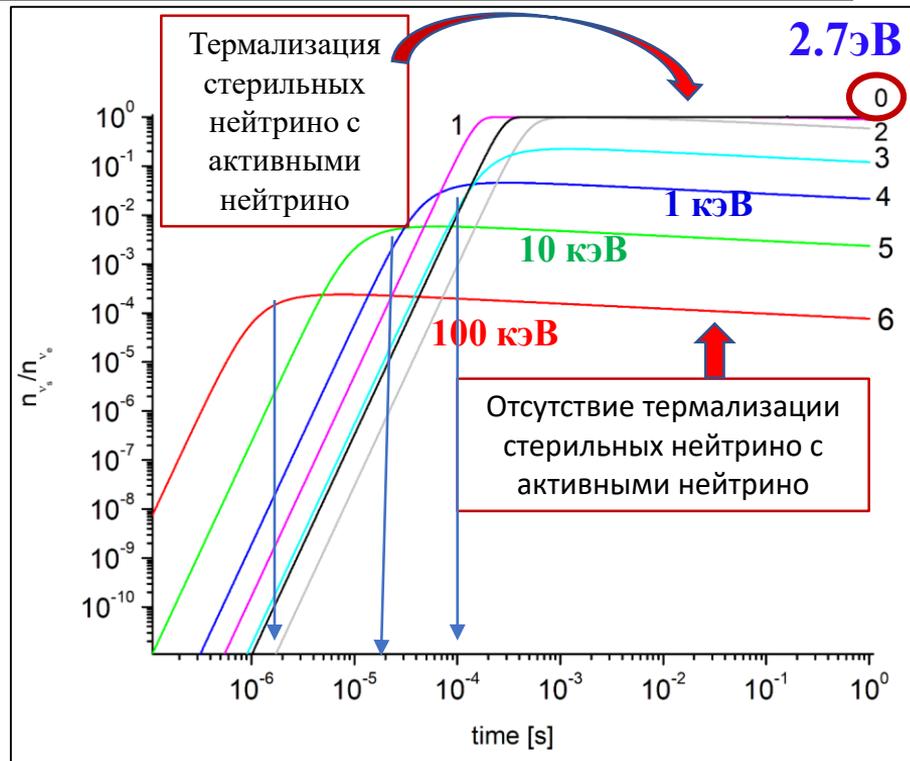
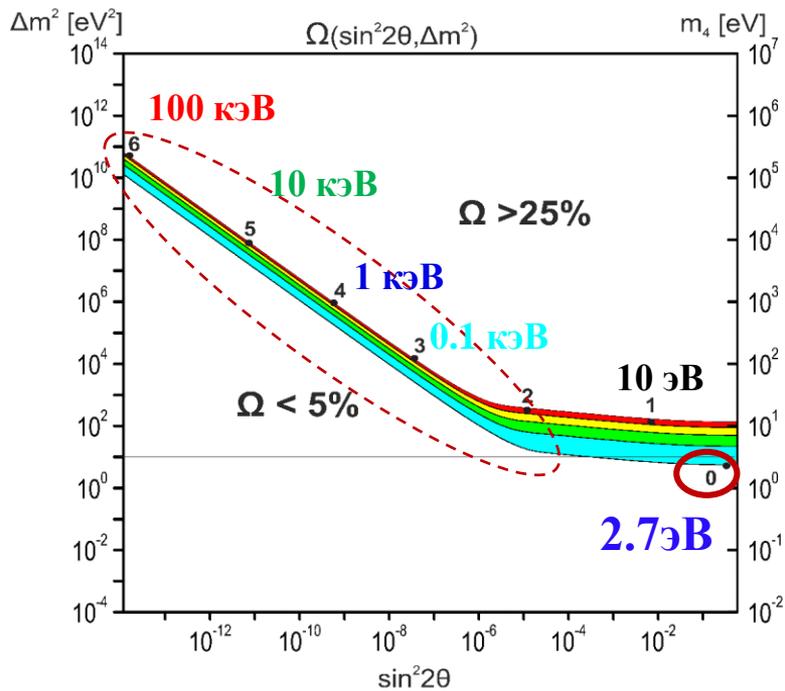


$$n_{\nu_s} / n_{\nu_e} = 1$$

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

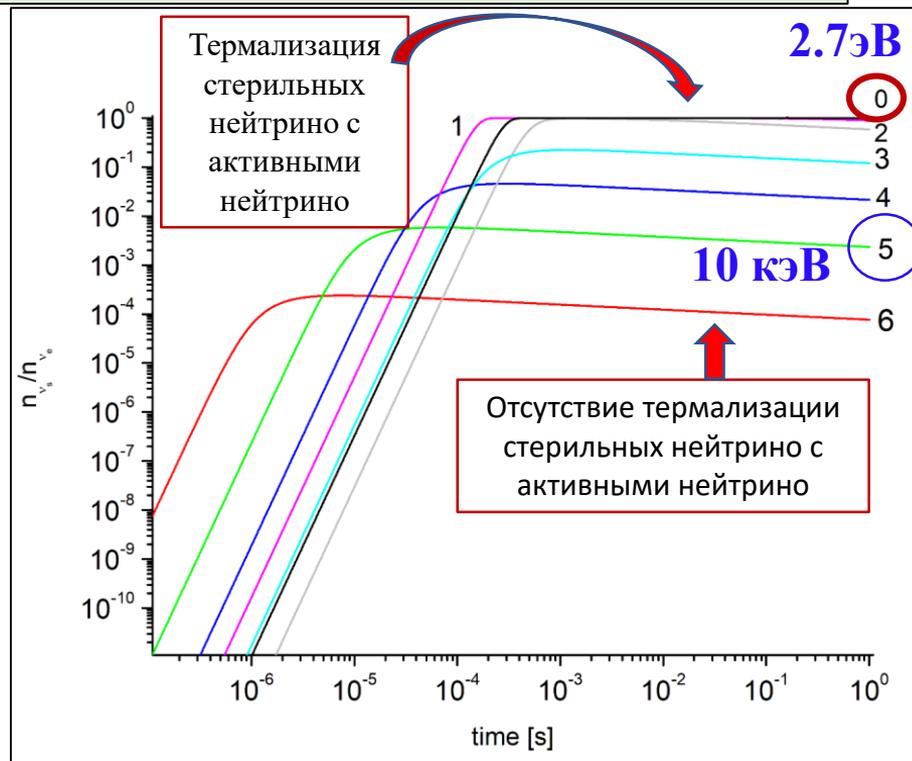
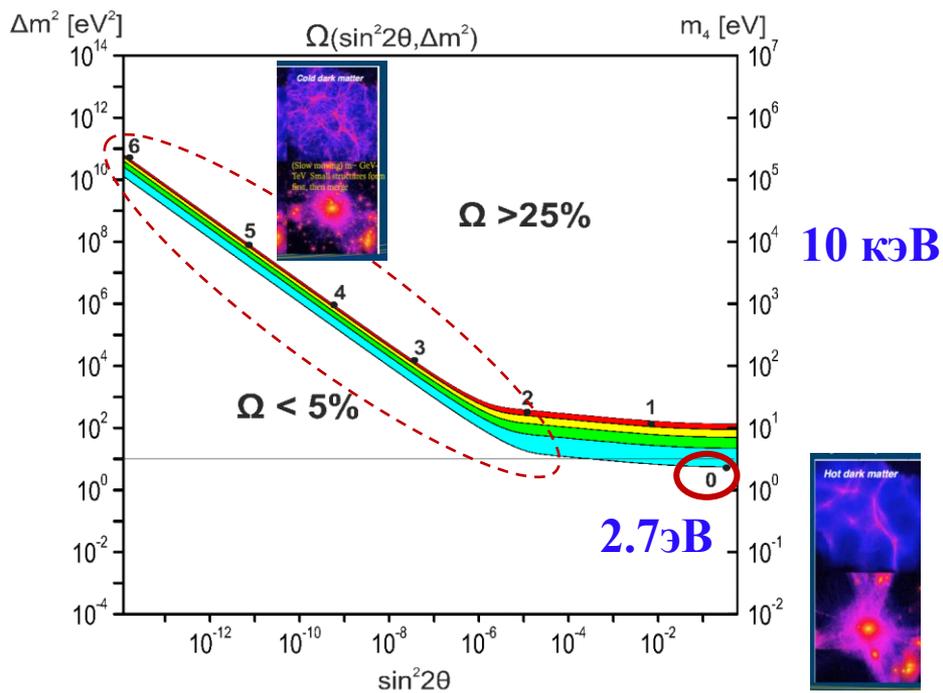


Тяжелые стерильные нейтрино с очень малыми углами смешивания формируют тёмную материю



Электронные, мюонные и тау стерильные нейтрино – m_4 , m_5 и m_6 .
Какая иерархия масс?

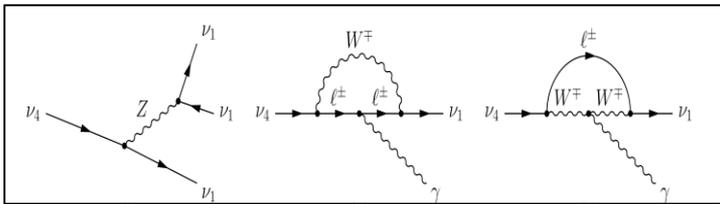
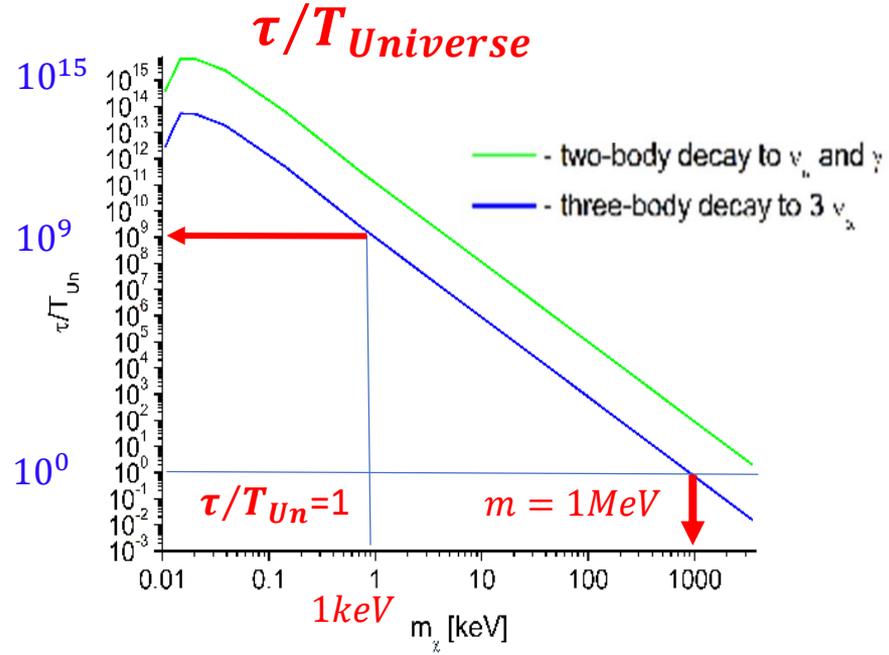
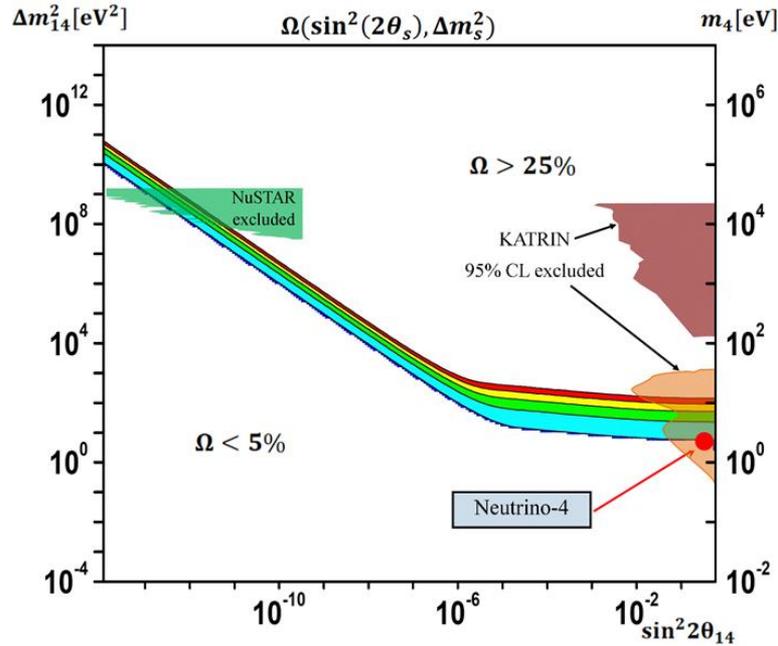
Тяжелые стерильные нейтрино малыми массами не формируют наблюдаемую структуру Вселенной



Тяжелые стерильные нейтрино с очень малыми углами смешивания можно рассматривать как темную материю и объяснять структуру Вселенной!

Ограничение на время жизни тяжёлых стерильных нейтрино

Время распада правых нейтрино в канале двухчастичного и трехчастичного распада.

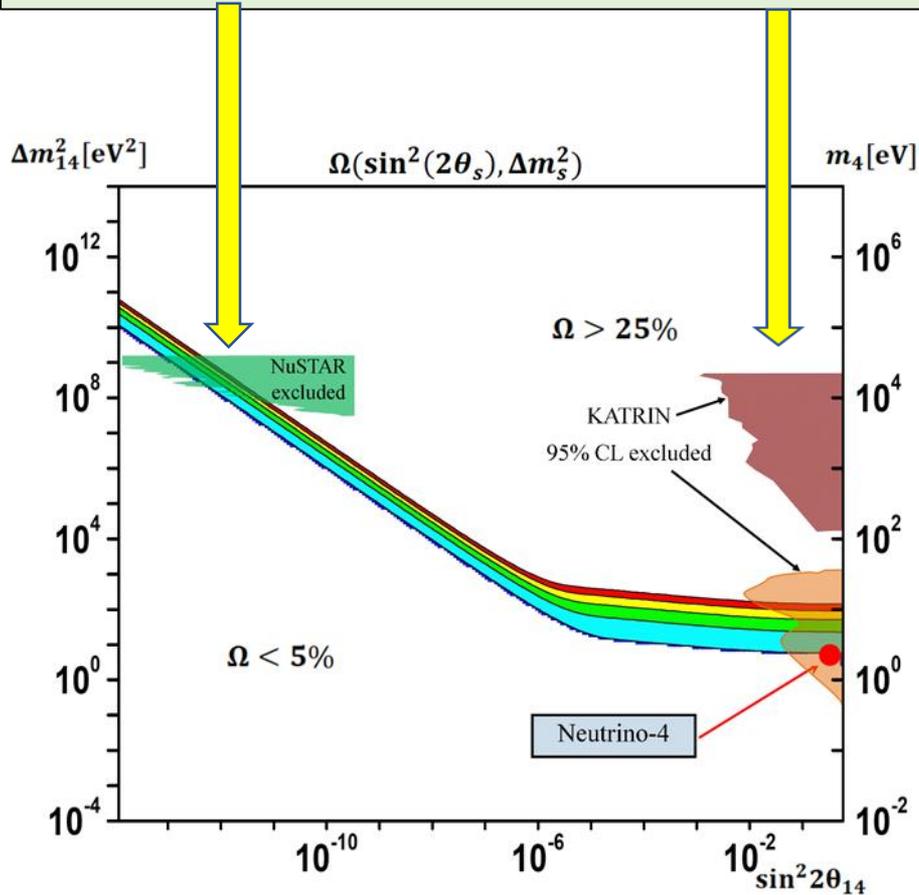


Время жизни тяжелого нейтрино как функция его массы.
 Время жизни нормировано к времени существования Вселенной.

Dasgupta and J. Kopp, Phys. Rept. **928** (2021) 1-63, [arXiv:2106.05913v1](https://arxiv.org/abs/2106.05913v1)

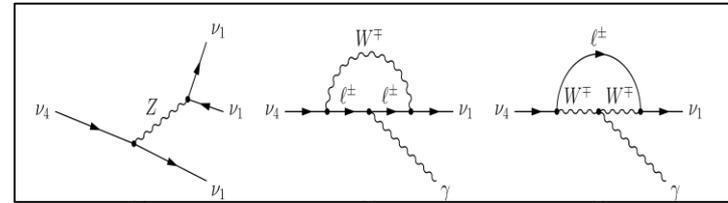
arxiv.2306.09962
 The result of the Neutrino-4 experiment, sterile neutrinos, dark matter and the Standard Model [A. P. Serebrov](#), [R. M. Samoilov](#), [O. M. Zherebtsov](#)

Астрофизические ограничения на массу тяжёлых стерильных нейтрино и лабораторный ограничения на массу тяжёлых и лёгких стерильных нейтрино



Dasgupta and J. Kopp,
Phys. Rept. **928** (2021) : 63, [arXiv:2106.05913v1](https://arxiv.org/abs/2106.05913)

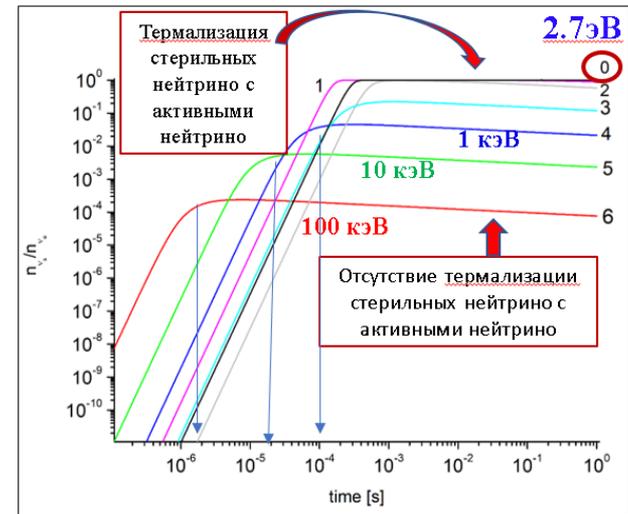
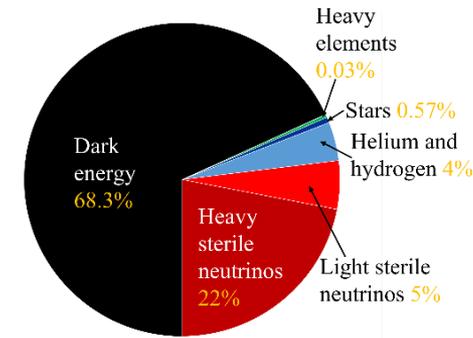
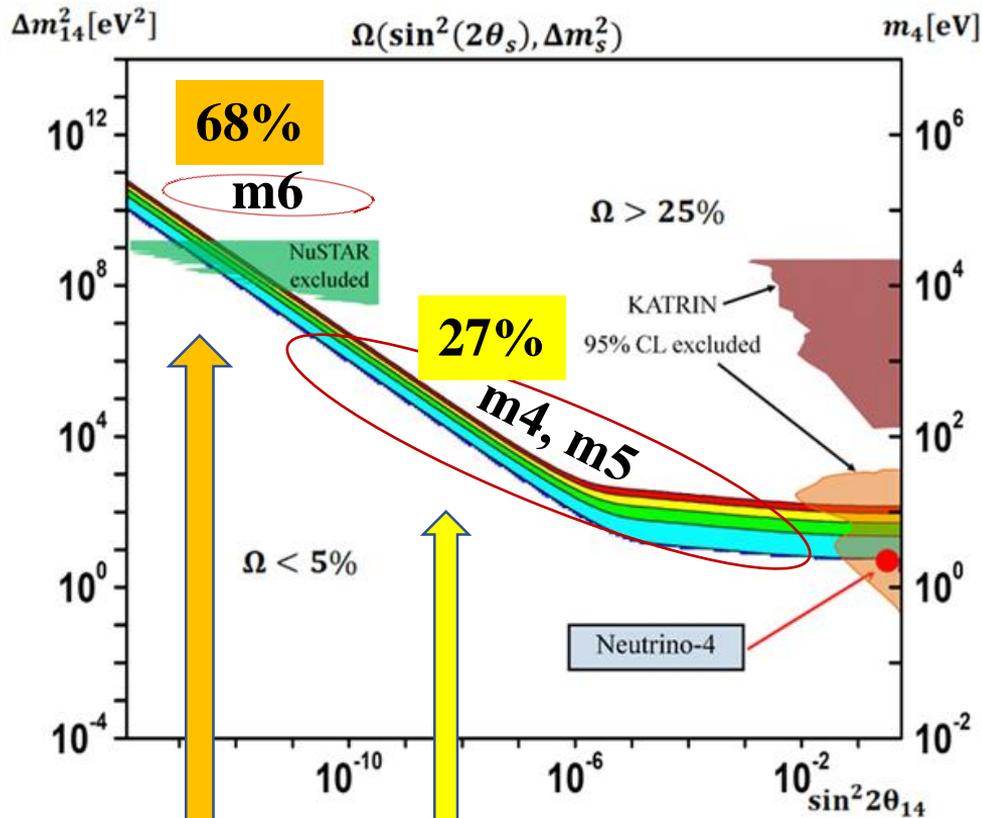
- - two-body decay to ν_x and γ
- - three-body decay to $3 \nu_x$



При распаде тяжёлого стерильного нейтрино на активное лёгкое нейтрино и гамма квант энергия гамма кванта равна половине массы стерильного нейтрино.

$$E_\gamma = m_{\nu_s} / 2$$

Тёмная материя и тёмная энергия

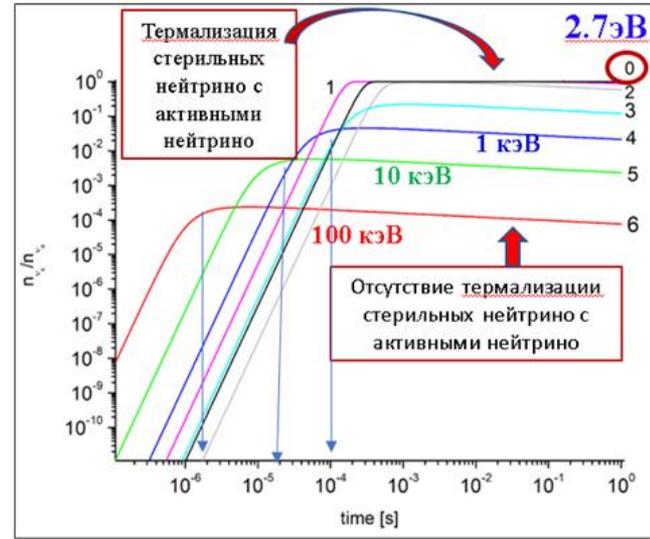
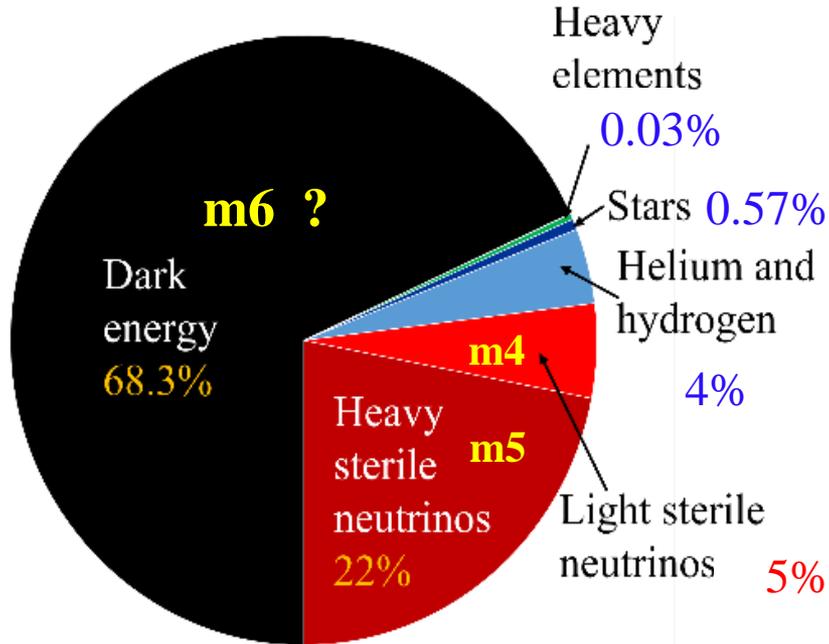


тёмная энергия

тёмная материя

Электронные, мюонные и тау стерильные нейтрино – m_4, m_5 и m_6 .
Какая иерархия масс?

Общая картина состава плотности энергии и массы Вселенной



Динамика генерации темной материи
состояла из трех правых нейтрино и
правых антинейтрино.

Тяжелые стерильные (правые) нейтрино с массой
в несколько кэВ могут образовывать структуры за
счет гравитационных сил

ГЛАВНЫЕ ВЫВОДЫ ПО ДОКЛАДУ

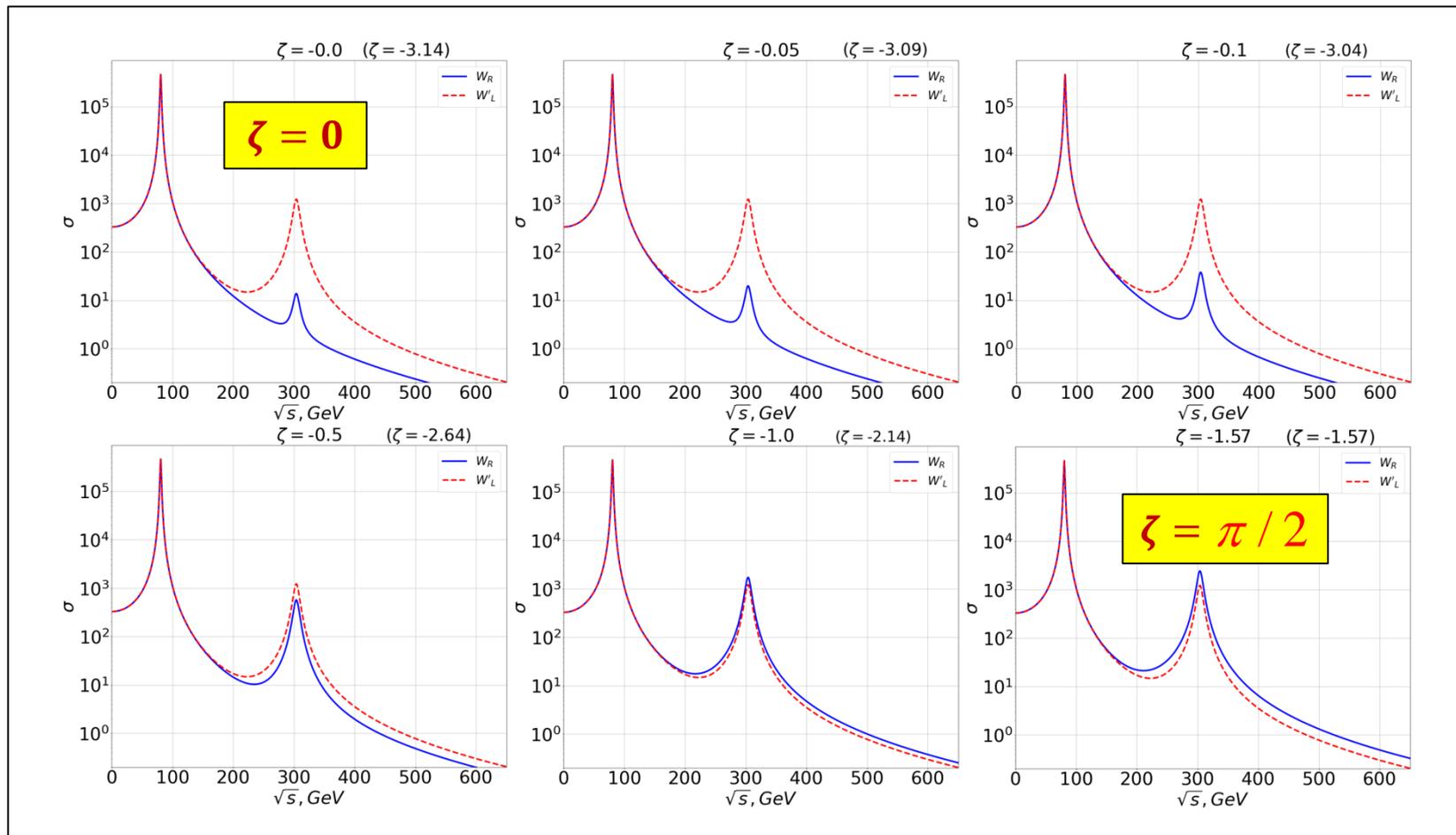
Природа CP-нарушения в наличие примеси правого векторного бозона.

$$\zeta = -0.039 \pm 0.014 . \delta = 0.070 \pm 0.010$$

1. Смешивание с разным знаком угла ζ для W^+ и W^- приводит к CP-нарушению в барионах и лептонах.
2. Возможно описание эффектов CP-нарушения в распадах нейтральных мезонов, используя параметры расширенной лево-правой модели : ζ и δ . Асимметрия $A = -2\zeta\delta$
3. Рассмотрено формирование барион-лептонной асимметрии Вселенной в рамках лево-правой модель слабого взаимодействия с CP- нарушением с параметрами ζ и δ .
4. Рассмотрено формирование тёмной материи на основе стерильных нейтрино.

Что произойдет дальше, покажут эксперименты.

*Спасибо за Ваше
внимание*



Процесс формирования лептонной асимметрии

1. Как показывают расчёты, при температуре космической плазмы **выше 100 МэВ** процесс осцилляций нейтральных мезонов **подавляется разностью потенциалов слабого взаимодействия.**
2. При этом **подавляется и процесс их взаимной аннигиляции**, именно **на этом этапе** возникает лептонная асимметрия, т.к. из-за процесса CP-нарушения **происходит преимущественный распад антимезонов.**
3. На следующем этапе при температуре ниже 50 МэВ происходит **аннигиляция** оставшихся мезонов и антимезонов, **увеличивая степень лептонной асимметрии.**

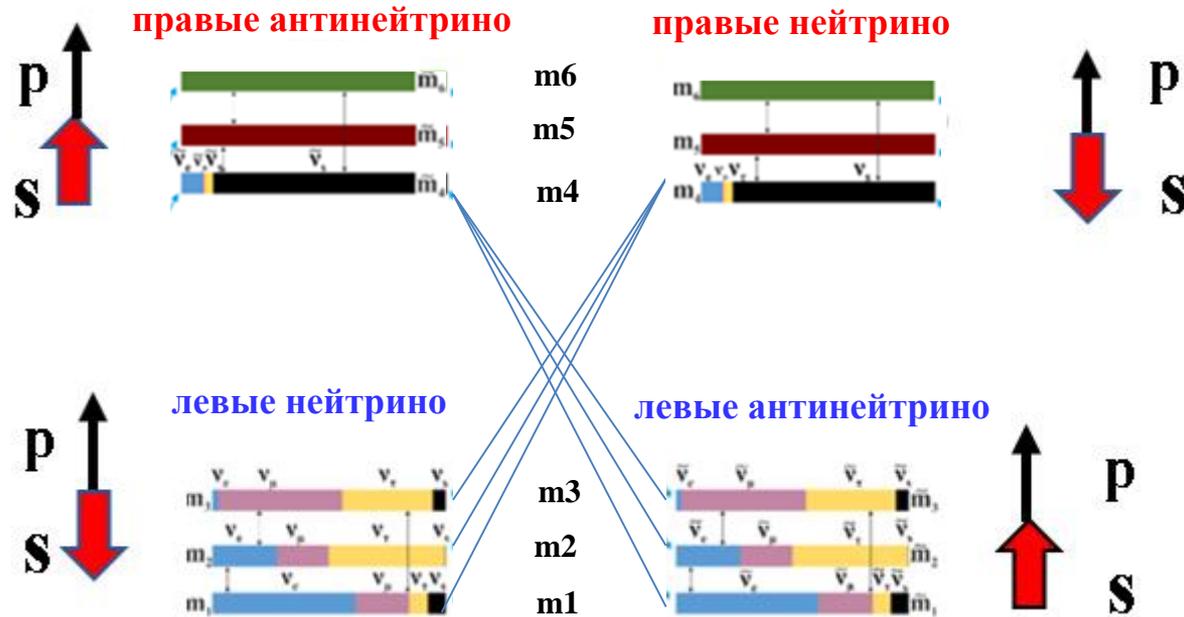
Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 10, с. 644 – 658

© 2022 г. 25 ноября

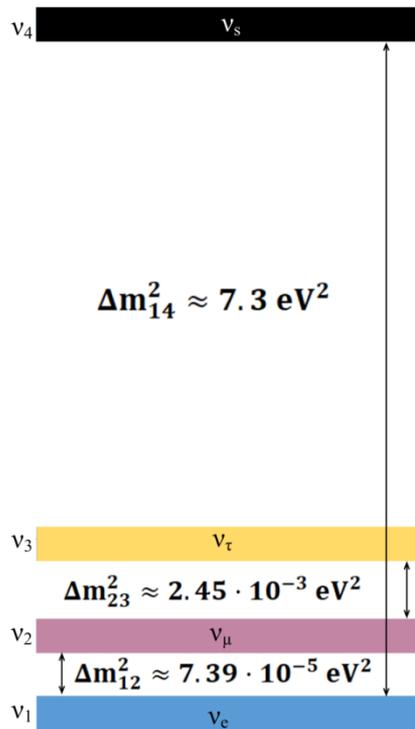
**Результат эксперимента Нейтрино-4 и космологические ограничения
на стерильные нейтрино
(Миниобзор)**

А. П. Серебров¹⁾, Р. М. Самойлов, М. Е. Чайковский, О. М. Жеребцов

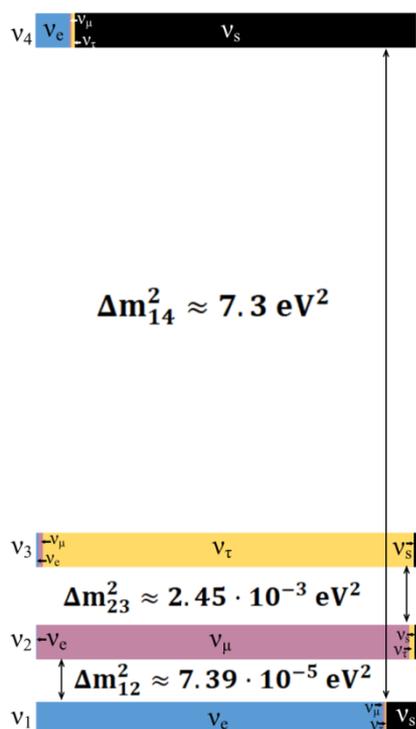
Осцилляции левых нейтрино в правые нейтрино и левых антинейтрино в правые антинейтрино



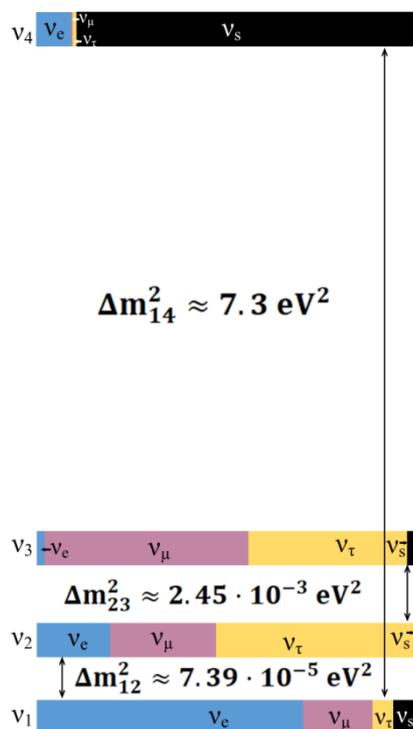
$10^{-4}\text{s} - 10^{-3}\text{s}$



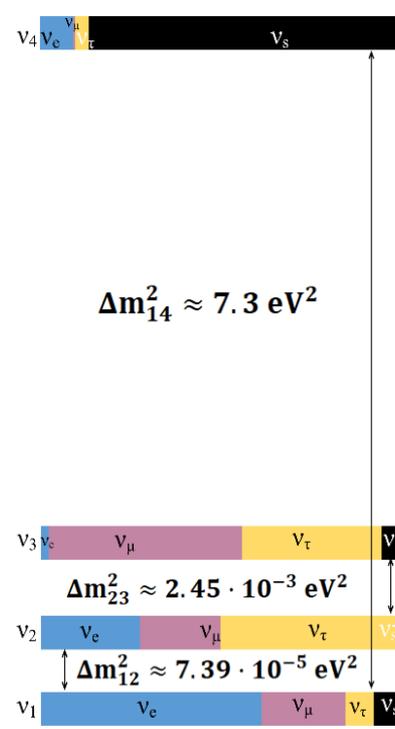
10^{-2}s



10^{-1}s



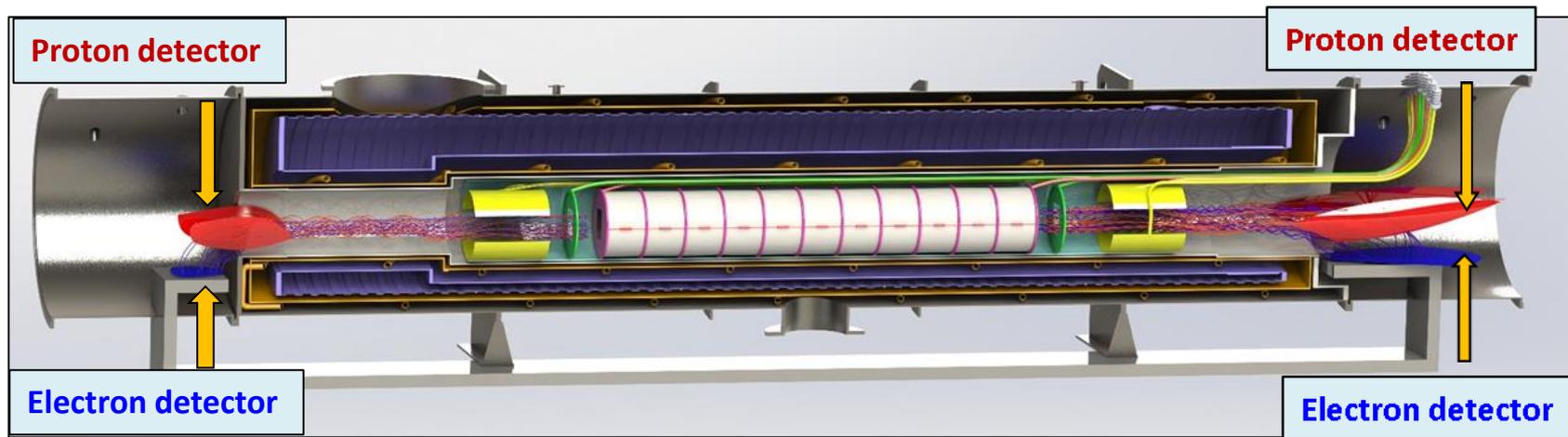
1s



Расширение Стандартной Модели необходимо подтвердить с увеличенной экспериментальной точностью.

Это может быть сделано на установка «Бета-распад нейтрона» на реакторе ПИК и установке «НЕЙТРИНО» на реакторе СМ-3

Проект установки для измерения всех трёх асимметрии распада нейтрона (a , A и B) на реакторе ПИК



Траектории движения электронов отмечены синим цветом, траектории движения протонов отмечены красным цветом. Белый цилиндр находится под потенциалом $+30\text{кВ}$. Жёлтые полуцилиндры – обкладки высоковольтных конденсаторов с потенциалами $\pm 20\text{кВ}$. Зелёные диафрагмы находятся под нулевым потенциалом, поэтому протоны из области распада внутри белого цилиндра под потенциалом $+30\text{кВ}$ ускоряются и могут быть детектированы протонным детектором.

Эксперименты по поиску лёгкого стерильного нейтрино на реакторе СМ-3

*первая нейтринная
лаборатория на реакторе
СМ-3*



*Завершён монтаж нейтринного
детектора во второй лаборатории
для проведения испытаний*

