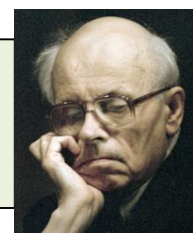




Барионная и лептонная асимметрия Вселенной в лево-правой модели слабого взаимодействия



А.П. Серебров

Петербургский институт ядерной физики, им. Б.П. Константинова

НИЦ «Курчатовский институт»

Гатчина, Россия

Объединенный семинар ОФВЭ и ОТФ ПИЯФ 27 ноября 2025

Статья принята к печати 7 ноября в Physical Review D.
<https://doi.org/10.1103/fl44-1b8b>

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

Часть 1

*Экспериментальные данные распада нейтрона
Увеличение точности измерений за последние 30 лет*

Часть 2

*Лево-правая модель слабого взаимодействия.
CP-нарушение в барионах и мезонах.
Барионная и лептонная асимметрия Вселенной.*

Часть 2

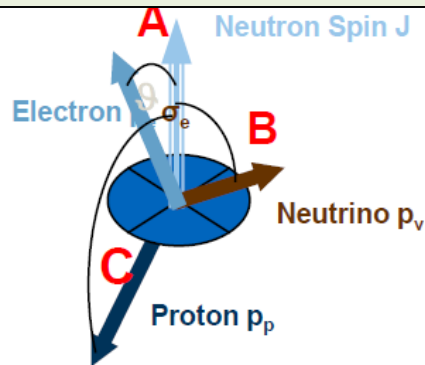
*Программа исследования распада нейтрона на
реакторе ПИК*

Прецизионные исследования распада нейтрона и поиск отклонений от Стандартной модели

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

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

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



$$A = -2 \frac{\lambda^2 + \lambda}{1 + 3\lambda^2}$$

-0.11958(21) 0.17%

Neutron lifetime

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

877.75 ± 0.35s 0.04%

$$B = 2 \frac{\lambda^2 - \lambda}{1 + 3\lambda^2}$$

0.9807(30) 0.3%

$$\lambda = g_A/g_V$$

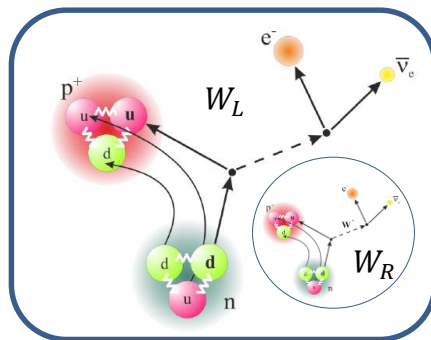
-1.2757(5) 0.04%

$$a = \frac{(1 - \lambda^2)}{(1 + 3\lambda^2)}$$

-0.1049(13) 1.3%

$$D = 2 \cdot \frac{\text{Im}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2}$$

-1.2 (2.0) × 10⁻⁴



Unitarity CKM

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

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

Описание экспериментальных результатов в рамках V-A варианта теории

оказывается неудовлетворительным,

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

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

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

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

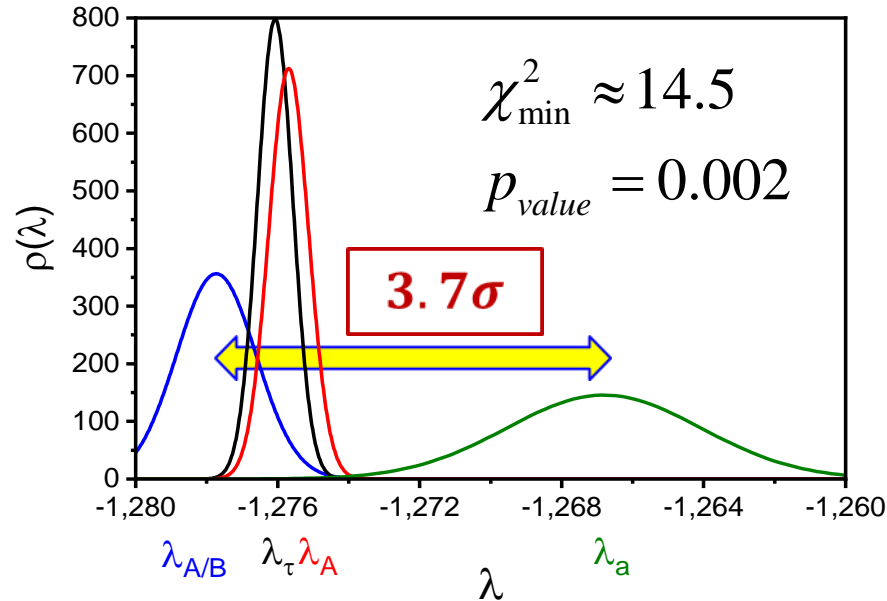
$$B_{\text{exp}} = \frac{2\lambda(\lambda - 1)}{1 + 3\lambda^2}$$

$$\tau_{\text{exp}} = 877.75(35)$$

$$a_{\text{exp}} = -0.10402(82)$$

$$A_{\text{exp}} = -0.11958(21)$$

$$B_{\text{exp}} = 0.9807(30)$$



**Отклонение от
Стандартной
Модели
больше
3 сигма**

Результаты вычисления значения параметра $\lambda = G_A / G_V$ в рамках V-A варианта теории слабого взаимодействия из экспериментов для a , A , B и τ не могут быть представлены одним значением.

Анализ наблюдаемого расхождения можно провести в рамках модели с учетом правых токов. В простейшем лево-правом манифест модели рассматривается смешивание левых и правых векторных бозонов, а для флейверных 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** токовых 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)

V-A вариант теории

$$\begin{aligned}\tau_{\text{exp}} &= \frac{4905,7}{V_{ud}^2 (1 + 3\lambda^2)} \\ a_{\text{exp}} &= \frac{(1 - \lambda^2)}{(1 + 3\lambda^2)} \\ A_{\text{exp}} &= -\frac{2\lambda(\lambda + 1)}{1 + 3\lambda^2} \\ B_{\text{exp}} &= \frac{2\lambda(\lambda - 1)}{1 + 3\lambda^2}\end{aligned}$$

лево-правая модель

$$\begin{aligned}\tau_{\text{exp}} \pm \Delta\tau_{\text{exp}} &= \frac{4905,7}{V_{ud}^2 [1 + x^2 + 3\lambda^2 (1 + y^2)]} \\ a_{\text{exp}} \pm \Delta a_{\text{exp}} &= \frac{(1 - \lambda^2)[1 + (\delta + \zeta)^2] - 4\delta\zeta}{(1 + 3\lambda^2)[1 + (\delta + \zeta)^2] - 4\delta\zeta} \\ A_{\text{exp}} \pm \Delta A_{\text{exp}} &= -\frac{2\lambda[\lambda(1 - y^2) + (1 - xy)]}{1 + x^2 + 3\lambda^2 (1 + y^2)} \\ B_{\text{exp}} \pm \Delta B_{\text{exp}} &= \frac{2\lambda[\lambda(1 - y^2) - (1 - xy)]}{1 + x^2 + 3\lambda^2 (1 + y^2)}\end{aligned}$$

$$\text{где } x = \delta - \zeta, \quad y = \delta + \zeta.$$

Разложения по δ и ζ не выше второго порядка может быть представлено следующими выражениями

$$\begin{aligned}\tau_{\text{exp}} \pm \Delta\tau_{\text{exp}} &= \frac{4905,7}{V_{ud}^2 [1 + x^2 + 3\lambda^2(1 + y^2)]} \\ a_{\text{exp}} \pm \Delta a_{\text{exp}} &= \frac{(1 - \lambda^2)[1 + (\delta + \zeta)^2] - 4\delta\zeta}{(1 + 3\lambda^2)[1 + (\delta + \zeta)^2] - 4\delta\zeta} \\ A_{\text{exp}} \pm \Delta A_{\text{exp}} &= -\frac{2\lambda[\lambda(1 - y^2) + (1 - xy)]}{1 + x^2 + 3\lambda^2(1 + y^2)} \\ B_{\text{exp}} \pm \Delta B_{\text{exp}} &= \frac{2\lambda[\lambda(1 - y^2) - (1 - xy)]}{1 + x^2 + 3\lambda^2(1 + y^2)}\end{aligned}$$

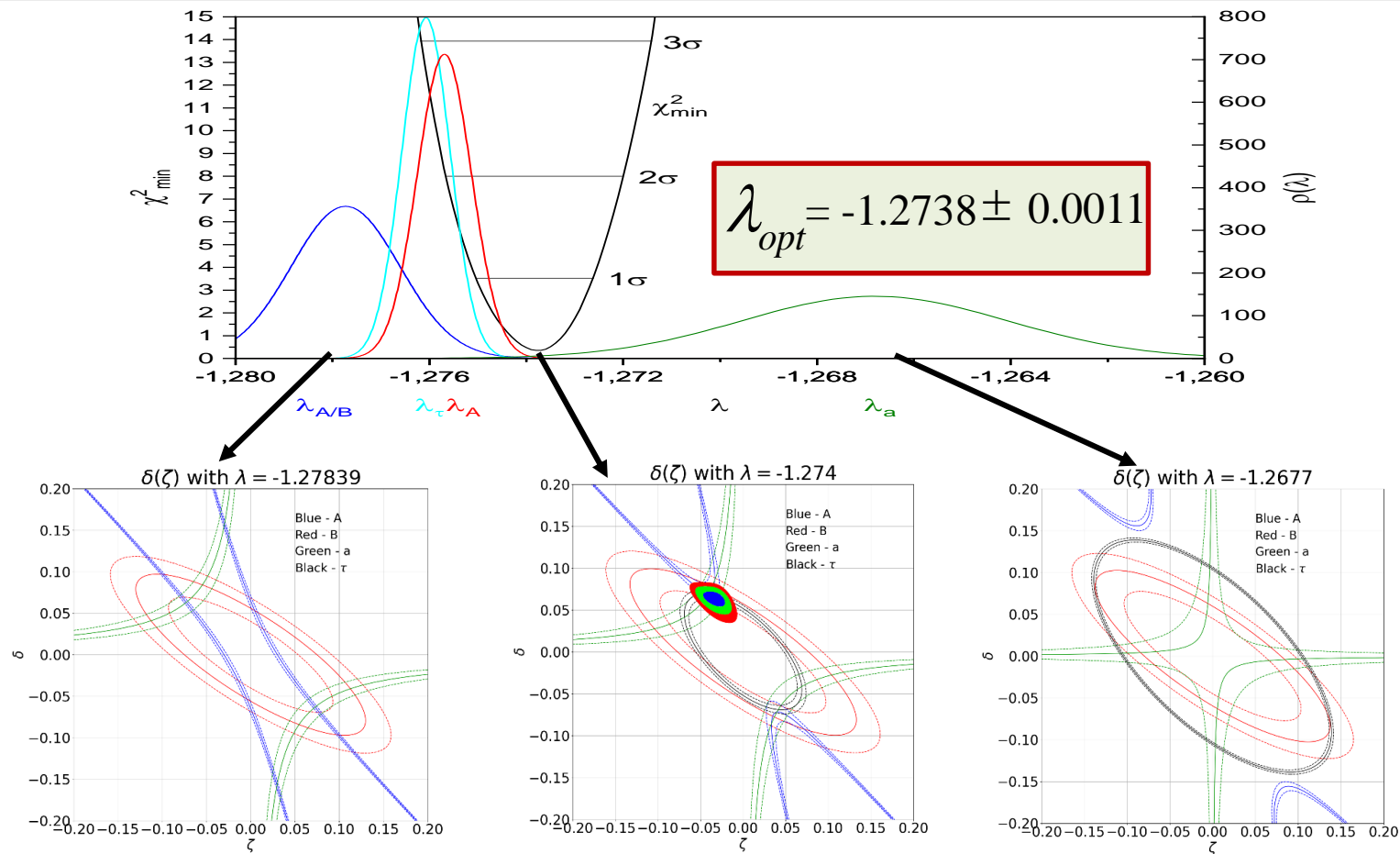
$$\frac{\tau_{\text{exp}} \pm \Delta\tau_{\text{exp}} - \tau_{V-A}}{\tau_{V-A}} \simeq - \left[\delta^2 + \zeta^2 + 2 \frac{(3\lambda^2 - 1)}{(3\lambda^2 + 1)} \delta\zeta \right]$$

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

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

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

Поиск оптимальных значений был сделан с использованием метода χ^2



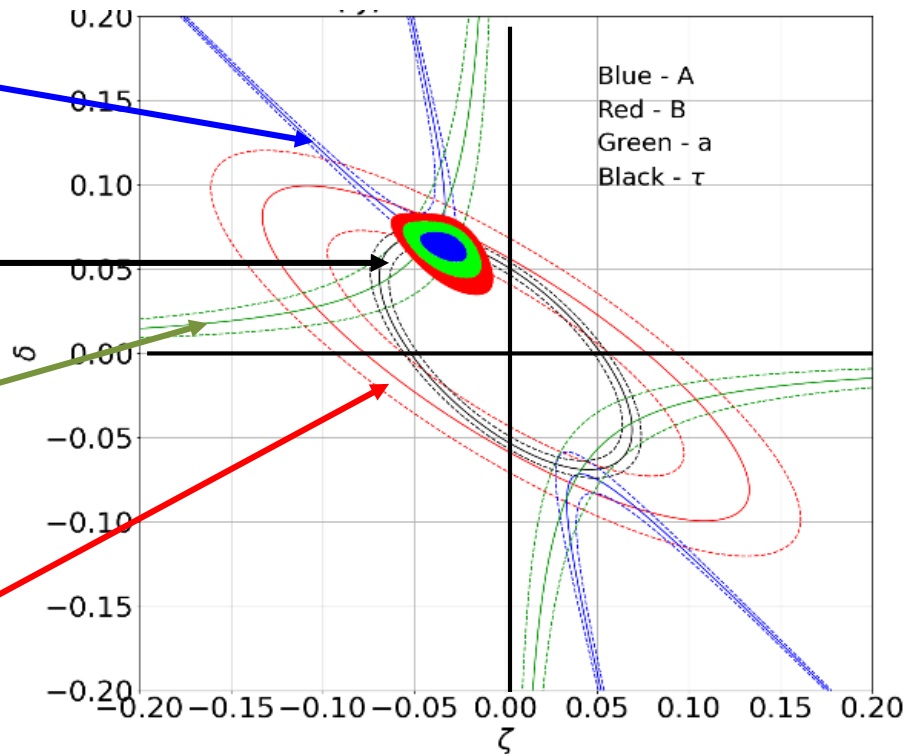
Распад нейтрона в рамках лево-правой модели смешивания левых и правых векторных бозонов **может быть успешно описан**

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

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

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

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



Учёт точности расчёта радиационных поправок

| Величина | Ошибка эксперимента % | Поправка % | Ошибка поправки % | Работа |
|----------|-----------------------|---------------|-------------------|--------|
| τ_n | 0.040 | 3.947 | 0.032 | [27] |
| A | 0.176 | -0.100 | 0.01 | [17] |
| a | 0.788 | 0.005 | 0.005 | [40] |
| B | 0.306 | ≈ 0.1 | < 0.1 | [29] |

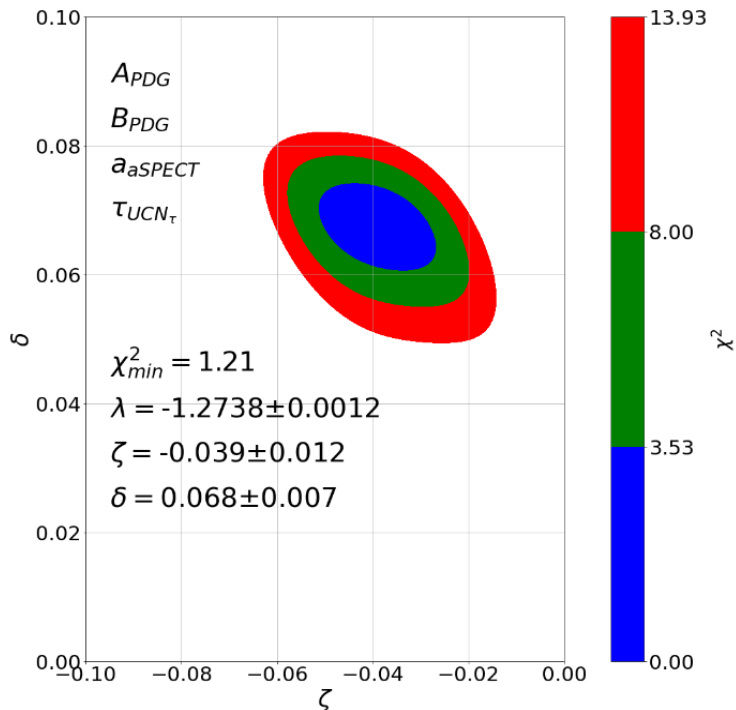
$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{G_F^2 V_{ud}^2}{2\pi^3} m_e^5 (1 + 3\lambda_n^2)(1 + RC)f$$

$$V_{ud}^2 = \frac{4905.7(1.7)s}{\tau_n(1 + 3\lambda_n^2)}$$

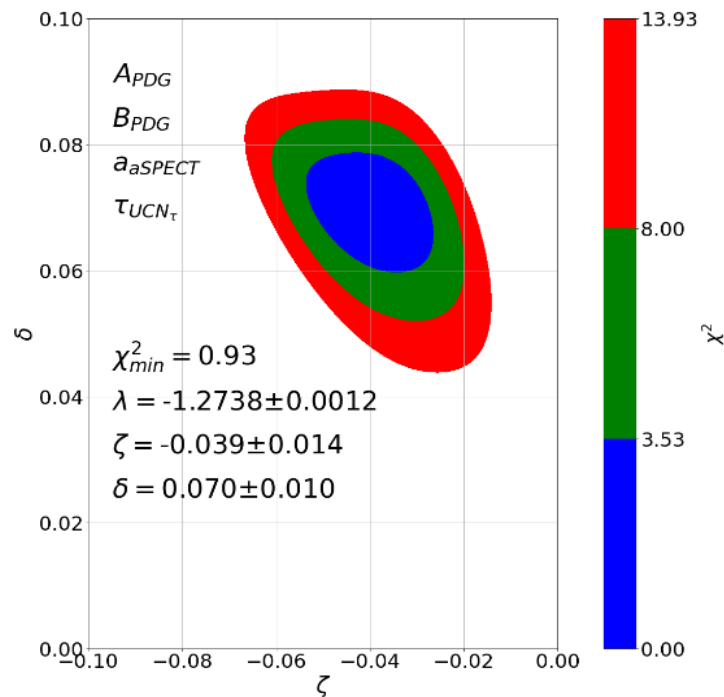
Оптимальные значения параметров δ и ζ , полученные методом χ^2 с использованием экспериментальных данных распада нейтрона для a, A, B и τ

для наиболее точных
экспериментальных данных

$$\chi^2_{\min} = 1.21$$



для наиболее точных
экспериментальных данных
с учётом радиационных поправок



Окончательный результат анализа

**В результате анализа было установлено, что имеются указания на существование
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

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

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

$$\delta = 0.070 \pm 0.010$$

**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 $M_{W_R} \approx 319^{+26}_{-20}$ 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 принята к печати 7 ноября в Physical Review D.

<https://doi.org/10.1103/fl44-1b8b>

[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

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

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

For left resonance

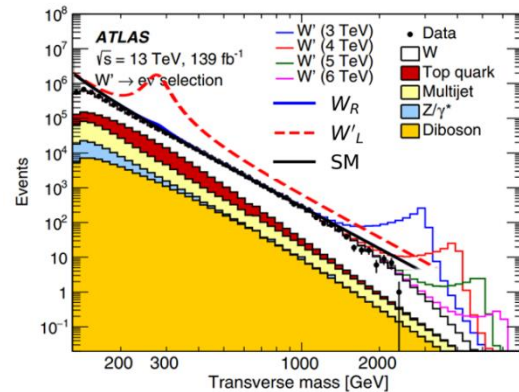
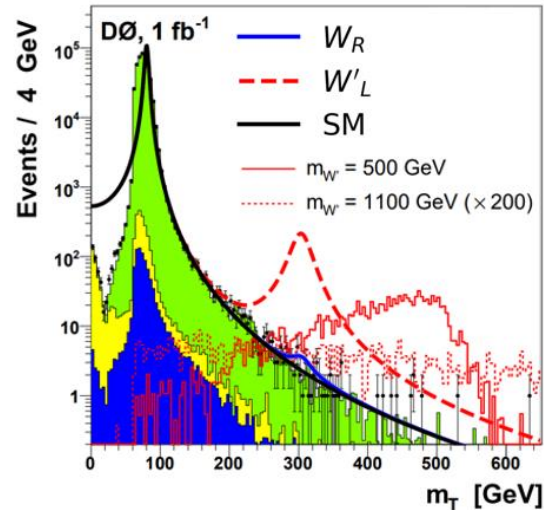
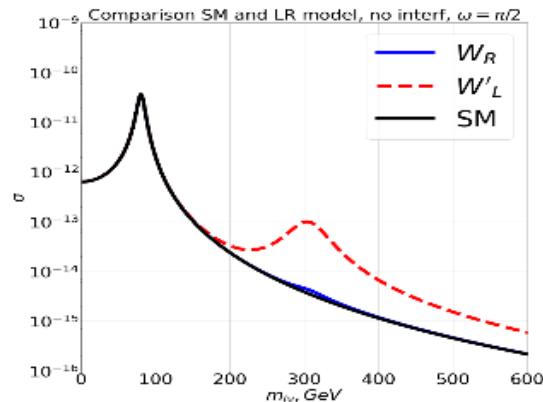
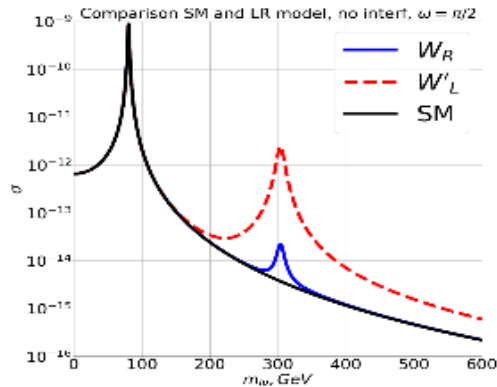
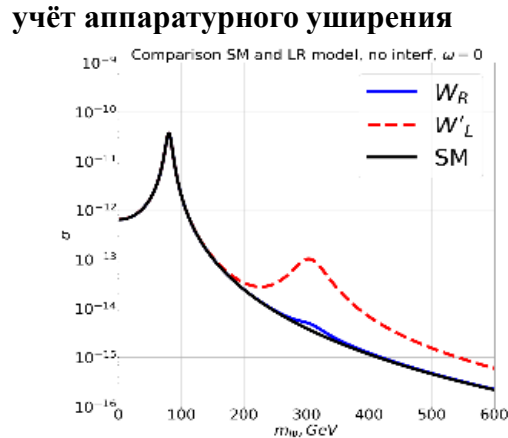
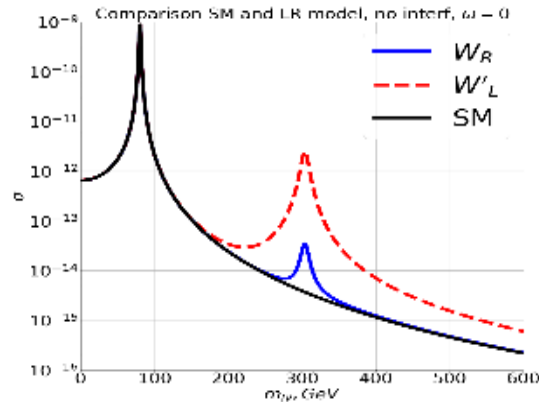
$$\begin{aligned} a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{L^2} &= (\cos^2 \zeta + \delta \sin^2 \zeta)^2 \\ a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{R^2} &= (\sin^2 \zeta + \delta \cos^2 \zeta)^2 \\ a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{L^2} &= (\delta - 1)^2 \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta e^{2i\omega} \\ a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{R^2} &= (\delta - 1)^2 \sin^2 \zeta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

For right resonance

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

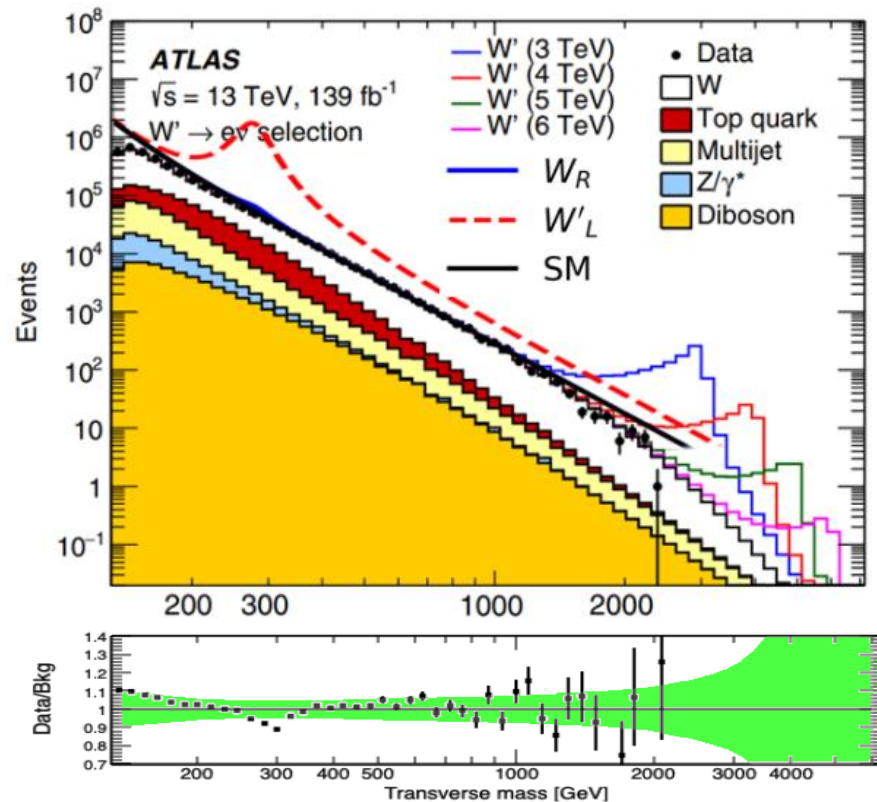
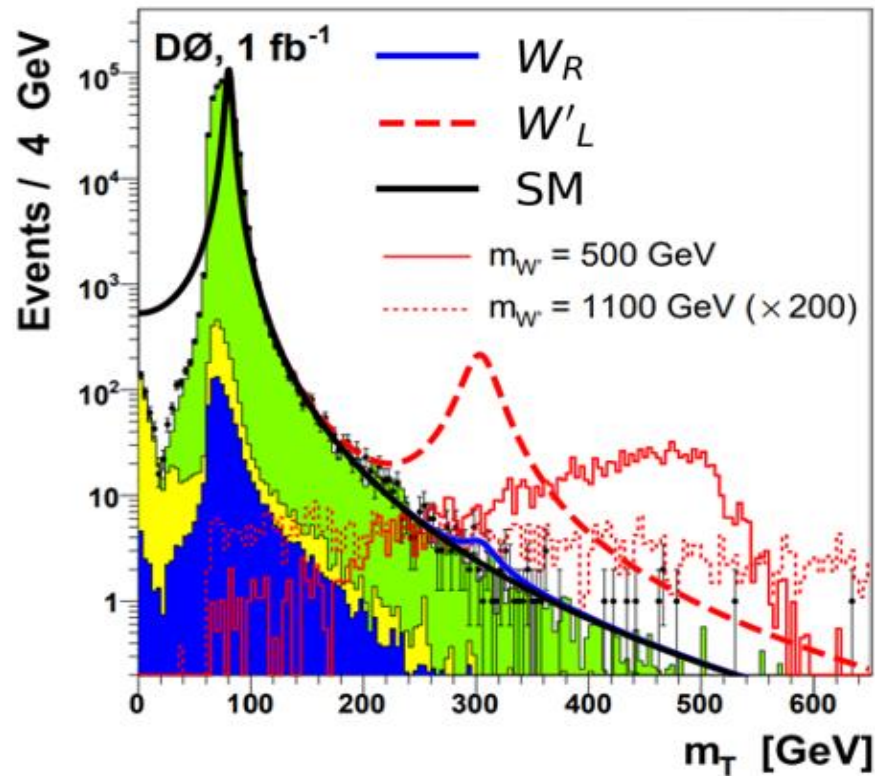
Почему резонанс W_R не обнаружили в коллайдерных экспериментах?

Расчёт сечения в лево-правой модели



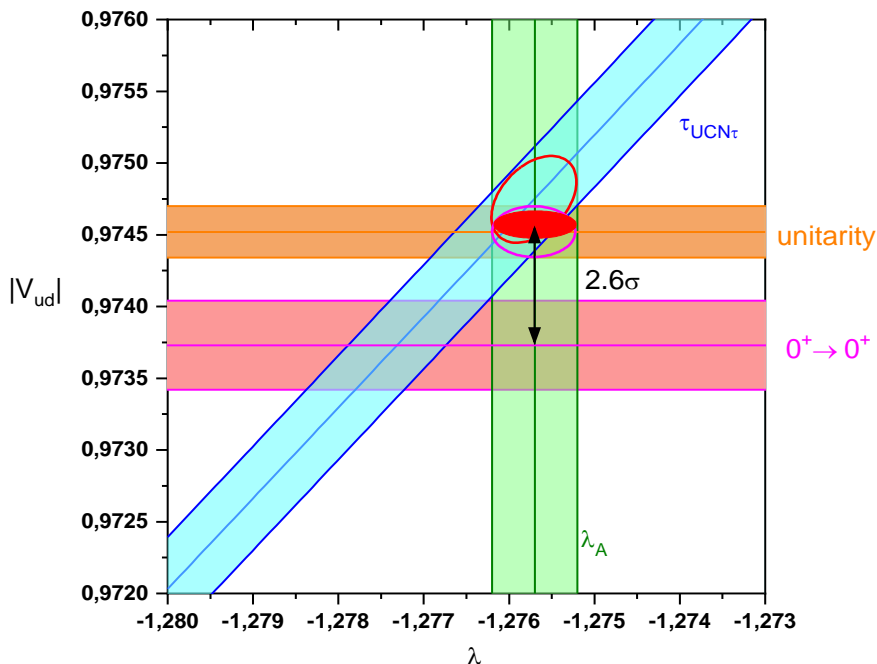
Почему резонанс W_R не обнаружили в коллайдерных экспериментах?

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 матрицы CKM

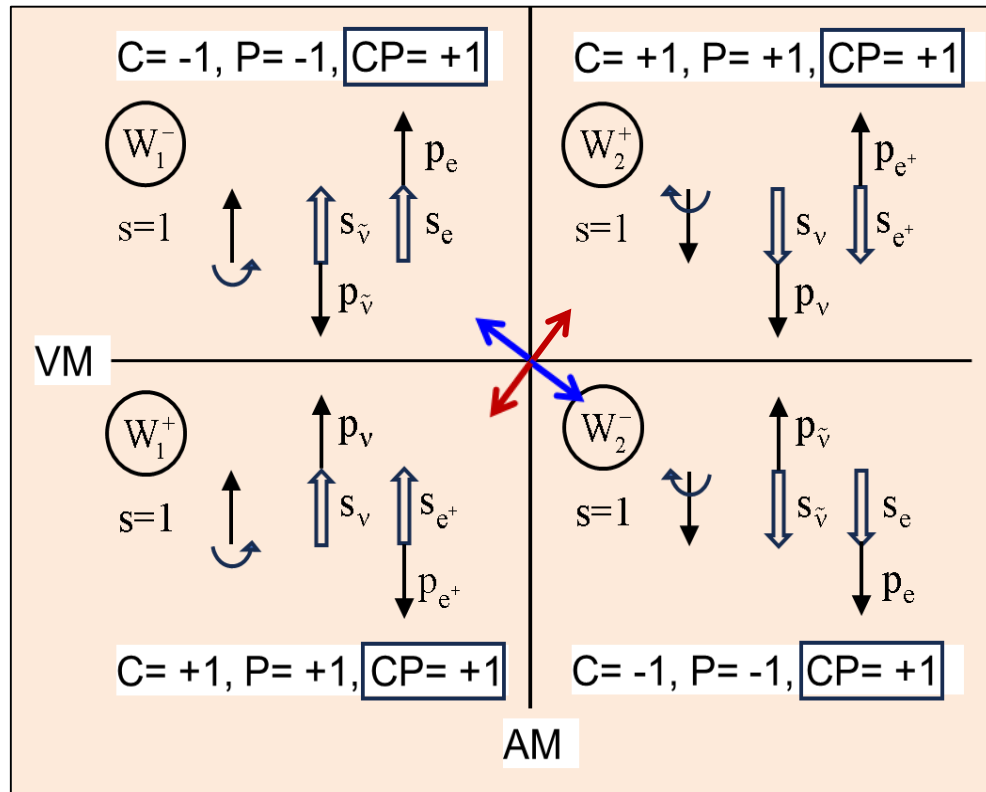
Разница V_{ud} между совпадающими значениями из нейтронного распада и унитарности CKM и значением V_{ud} от переходов 0^+-0^+ составляет **2,6 сигма**



Зависимость элемента матрицы смешивания кварков V_{ud} от λ , рассчитанная с использованием формул СМ из распада нейтрона, из экспериментов с ферми-сверхразрешенными ядерными переходами $0^+ - 0^+$ и из унитарности матрицы CKM с использованием V_{us} измерений [18].

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

**Схема смешивание между левыми и правыми частицами W_1^- и W_2^- ,
и между левыми и правыми античастицами W_1^+ и W_2^+**



VM – зеркало векторов, AM – зеркало аксиальных векторов.

W_1^- — левая частица (C = -1, P = -1),
CP = +1

W_2^- — правая частица (C = -1, P = -1),
CP = +1

W_1^+ — левая античастица (C = +1, P = +1),
CP = +1

W_2^+ — правая античастица (C = +1, P = +1),
CP = +1

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

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

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

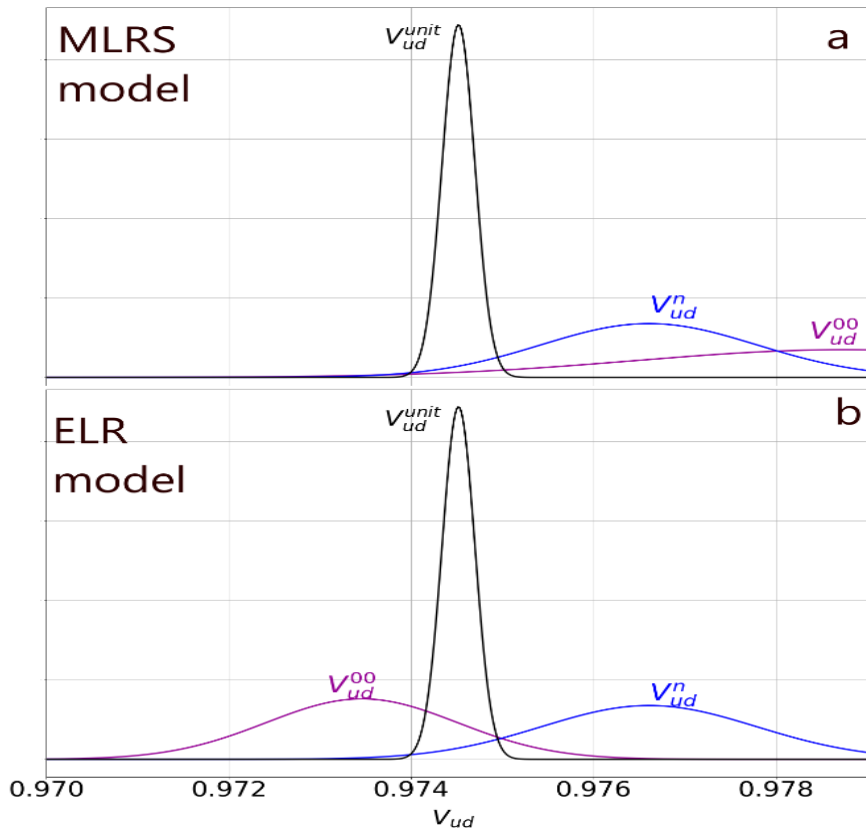
где ζ – угол смешивания токовых состояний W_L и W_R , а δ – отношение квадратов масс состояний W_1 и W_2 .

$$\delta = (M_1/M_2)^2$$

В этой модели, мы рассматриваем W^- и W^+ в качестве частицы и античастицы соответственно, и как следствие, матрицы смешивания для отрицательно и положительно заряженных бозонов являются эрмитово-сопряженными, что объясняет изменение знаков у синусов.

Расширенный вариант лево-правой модели

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



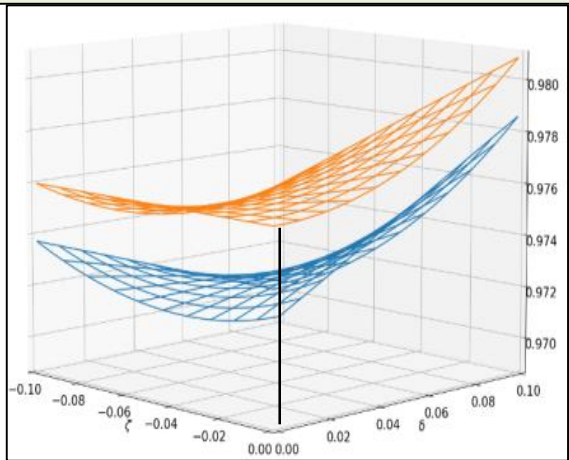
$$\begin{pmatrix} W_L^\pm \\ W_R^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & +\sin \zeta \\ -\sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^\pm \\ W_2^\pm \end{pmatrix}$$

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

(a) Лево-правая манифест модель

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

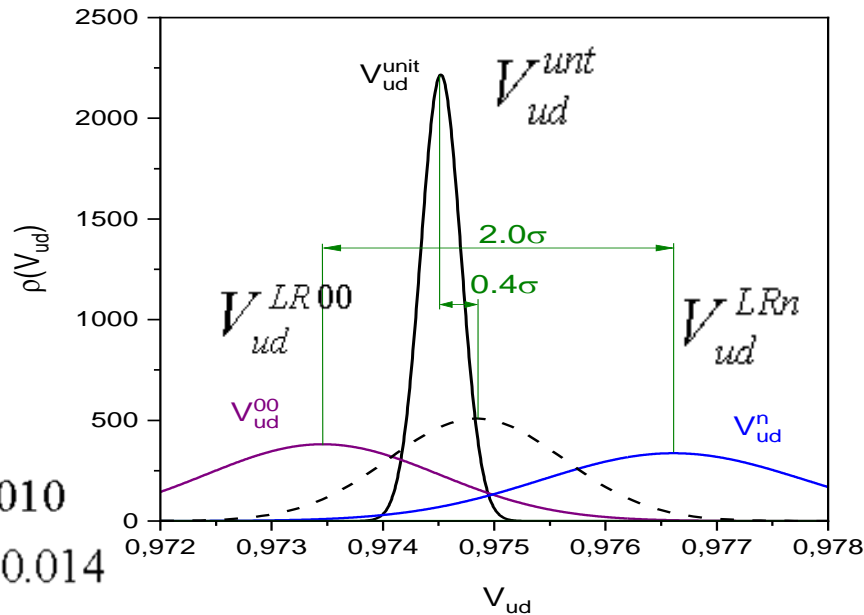
**Схема смешивание между левыми частицами W_1^- и W_2^- ,
и между правыми античастицами W_1^+ и W_2^+**



$$V_{ud}^{00LR} = V_{ud}^{00(V)} \sqrt{\frac{[1 + (\delta + \zeta)^2]}{1 + \zeta^2}}$$

$$\delta = 0.070 \pm 0.010$$

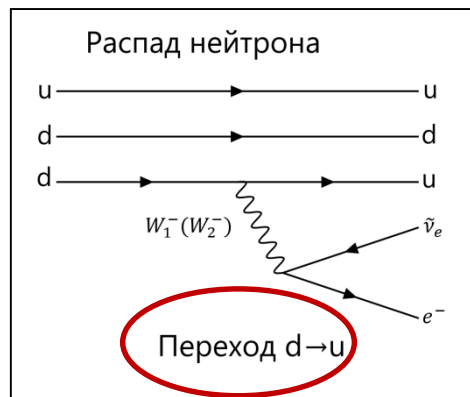
$$\zeta = -0.039 \pm 0.014$$



$$V_{ud}^{nLR} = V_{ud}^{n(V-A)} \times \sqrt{\frac{1 + 3\lambda_{n,V-A}^2}{1 + 3\lambda_{exp,LR}^2} \frac{[1 + (\delta^2 + \zeta^2) + 2 \frac{(3\lambda_{n,V-A}^2 - 1)}{(3\lambda_{n,V-A}^2 + 1)} \delta \zeta]}{(1 + \zeta^2)}}$$

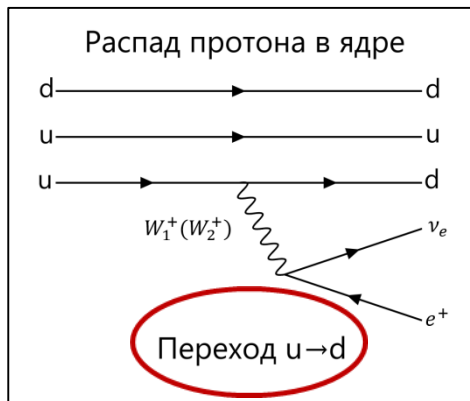
$$(V_{ud}^{LR})^2 = \frac{1}{2} [(V_{ud}^{LR} W^+)^2 + (V_{ud}^{LR} W^-)^2]$$

Нарушения СР-инвариантности в барионах

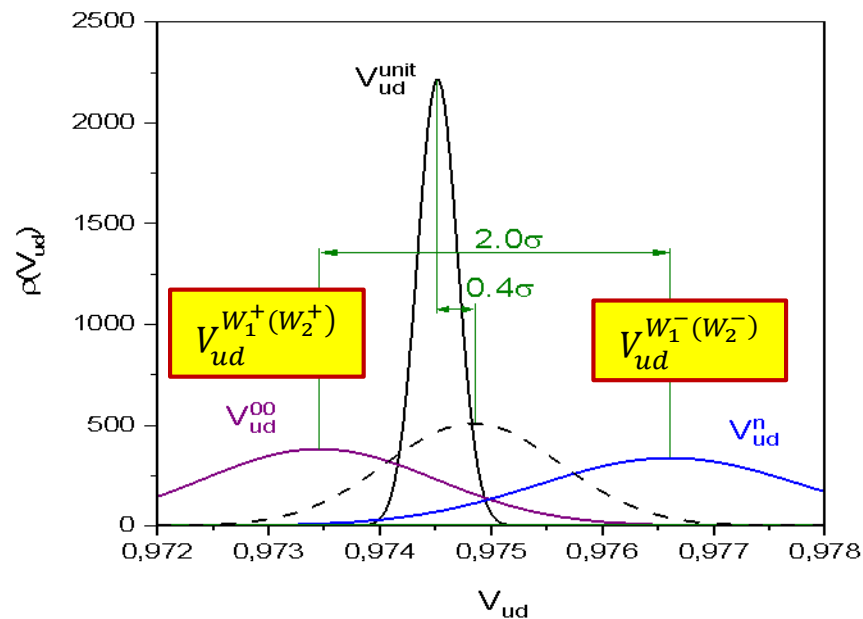


$$A_{p-n} = \frac{(V_{ud}^{00LR})^2 - (V_{ud}^{nLR})^2}{(V_{ud}^{00LR})^2 + (V_{ud}^{nLR})^2} = (-3.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-3} (2.0\sigma)$$

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



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



Нарушения CP-инвариантности в барионах

Параметр CP-нарушение можно определить в соответствии со схемой Стандартной Модели, где для вычисления асимметрии из вероятности процесса происходящего через положительный векторный бозон вычитается вероятность процесса, происходящего через отрицательный векторный бозон:

$$A_{p-n} = \frac{(V_{ud}^{00LR})^2 - (V_{ud}^{nLR})^2}{(V_{ud}^{00LR})^2 + (V_{ud}^{nLR})^2} = (-3.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-3} (2.0\sigma) \quad 95\% \text{ CL}$$

К сожалению, точность определения этого параметра пока недостаточна, но удивительно, что значение напоминает по порядку величины значения параметров CP-нарушения в распадах K-мезонов. **Однако, знак асимметрии противоположный.**

**Важным следствием в рамках лево-правой модели является
различие в силе векторного и аксиально-векторного
взаимодействия
из-за CP-нарушения**

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

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+ \quad \neq \quad n + \nu_e \rightarrow p + e^-$$

Причина возникновения барионной и лептонной асимметрии в космологии.

Нарушение CP-инвариантности в барионах пока не обнаружено в лабораторных условиях. Однако оно необходимо для объяснения барионной асимметрии Вселенной, то есть избытка в ней материи.

В 1967 году А. Д. Сахаров показал, что для появления барионной асимметрии во Вселенной должны выполняться три условия:

1. Нарушение C-инвариантности (наличие асимметрии в свойствах частиц и античастиц на микроскопическом уровне) и нарушение CP-инвариантности (асимметрия физических законов при одновременной замене «левого» на «правое» и замене всех частиц на античастицы).
2. Несохранение барионного (кваркового) числа. Барионное число — это величина, определяемая количеством барионов в системе. В случае его несохранения наблюдался бы либо распад протона, самой лёгкой частицы, имеющей барионное число, либо осцилляции нейтрон — антинейтрон (гипотетические превращения нейтрона в антинейтрон и обратно).
3. Нарушение термодинамического равновесия в ранней Вселенной. Если это условие выполняется, то оно означает, что две вселенные, время в которых течёт в противоположных направлениях, различны.
4. Механизм нарушения CP-инвариантности до сих пор не установлен.

Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe

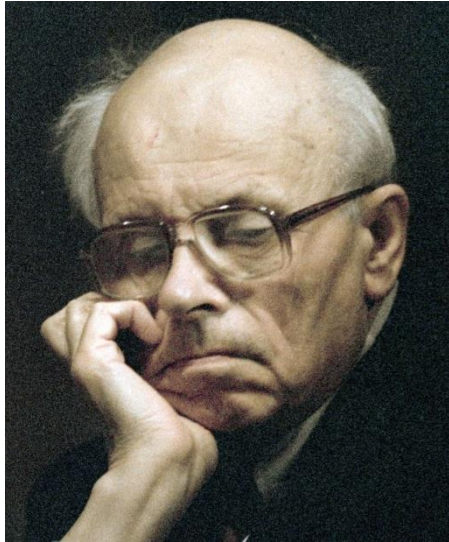
A. D. Sakharov

(Submitted 23 September 1966)

Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **5**, 32–35 (1967) [JETP Lett. **5**, 24–27 (1967)].

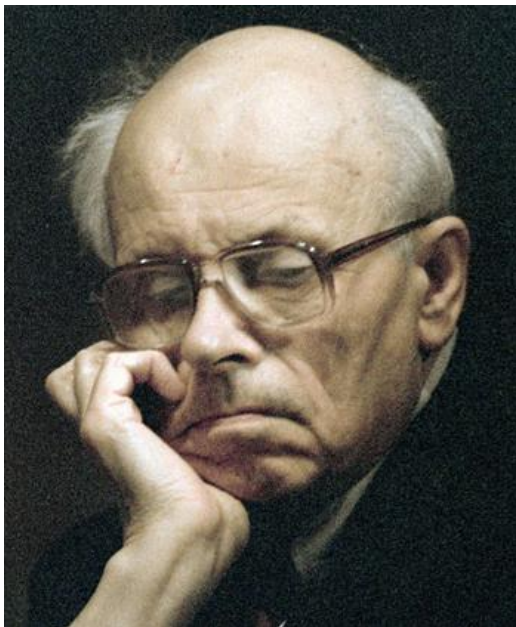
Also S7, pp. 85–88]

Usp. Fiz. Nauk **161**, 61–64 (May 1991)



Из эссе С. Окубо
при большой температуре
для Вселенной с нуля и нуля
по ее кривой форме

Барионная и лептонная асимметрия Вселенной



*Из эффекта С.Окубо
При большой температуре
Для Вселенной сшита шуба
По ее кривой фигуре.*

*Из-за эффекта CP-нарушения
При большой температуре
Возникла барионная
Асимметрия Вселенной*

А.Д. Сахаров

Анализ процессов СР-нарушения в распадах К-мезонов в рамках расширенной лево-правой модели, используя параметры δ и ζ

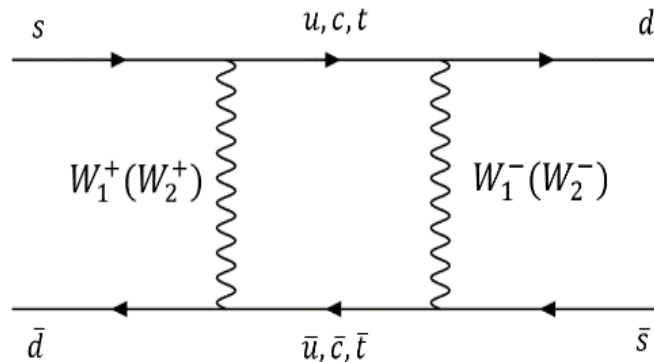
В связи с этим обстоятельством целесообразно провести анализ процессов СР-нарушения в распадах К-мезонов в рамках расширенной лево-правой модели, используя параметры δ и ζ .

В процесс осцилляций системы $K^0 \quad \bar{K}^0$ может произойти распад в состояние

$$e^- \pi^+ \bar{\nu}$$

или в состояние

$$e^+ \pi^- \nu$$



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

Однако, К-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

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

Амплитуду можно записать как:

$$M \simeq f_+ \left(\bar{u}(3) \gamma_\mu (C_A + C'_A \gamma_5) \nu(2) \right) \cdot p^\mu$$

где f_+ - формфактор, p - суммарный импульс пиона и каона,

u - позитрон (электрон), ν - нейтрино (антинейтрино)

$$M^* M \simeq |f_+|^2 \left[u(3) \bar{u}(3) \gamma_\mu (C_A + C'_A \gamma_5) \times \nu(2) \bar{\nu}(2) \gamma^\sigma (C_A^* + C_A'^* \gamma_5) \right] p^\mu p_\sigma$$

$$\Gamma^{W^+} \propto |V_{us}|^2 |f_+|^2 \left[1 + (\delta + \zeta)^2 \right] \quad \Gamma^{W^-} \propto |V_{us}|^2 |f_+|^2 \left[1 + (\delta - \zeta)^2 \right]$$

Таким образом, получаем формулу для Т-нарушающей асимметрии:

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

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

CP-нарушающая асимметрия в распадах K^0 -мезонов

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

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.

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

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

Лептонная
асимметрии

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

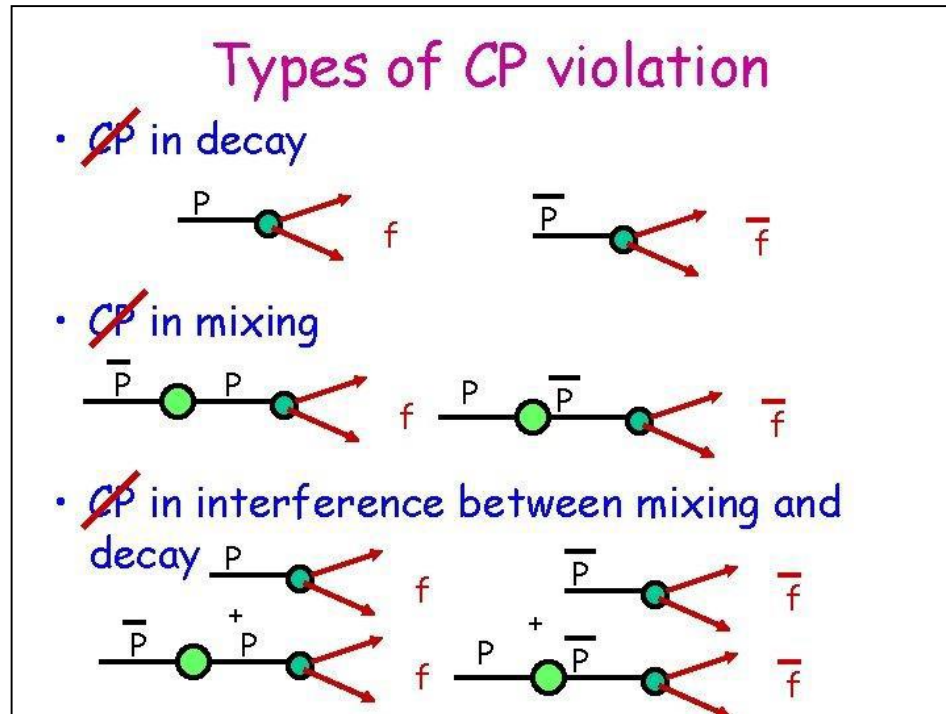
B-L сохраняется

Причина разных знаков

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

Барионная
асимметрии

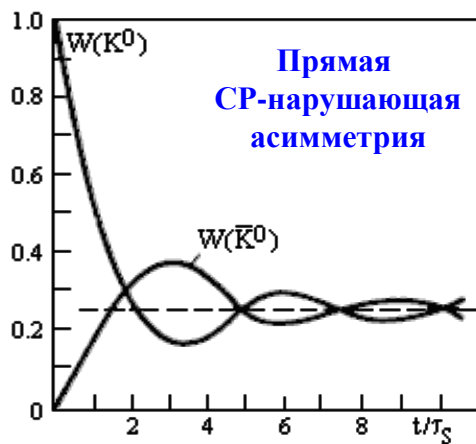
Три способа CP-нарушения в распадах K^0 -мезонов



В распадах нейтральных К-мезонов измерена достаточно точно СР-нарушающая лептонная асимметрия с регистрацией продуктов распада в конечном состоянии

$$A_L = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow e^+ \pi^- \nu) - \Gamma(K_L \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu})}{\Gamma(K_L \rightarrow e^+ \pi^- \nu) + \Gamma(K_L \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu})}$$

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



Эта асимметрия A_T^{exp} в два раза меньше, чем A_L^{exp}

- Дело в том, что эффект прямого СР-нарушения измеряется в ходе развития процесса осцилляций $K^0 \bar{K}^0$ на протяжении 10 периодов времени жизни K_S -состояния, которое составляет $0.86 \cdot 10^{-10} \text{с}$.

- А эффект СР-нарушения в конечном состоянии измеряется при временах жизни K_L -состояния, которое $5.4 \cdot 10^{-8} \text{с}$. К этому моменту эффект связанный с K_S -состоянием вымирает.

- Следовательно, $A_T/A_L = 2$, как показано в работе [47]

CP-нарушающая асимметрия в конечном состоянии в распадах нейтральных K-мезонов

$$A_L = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow e^+ \pi^- \nu) - \Gamma(K_L \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu})}{\Gamma(K_L \rightarrow e^+ \pi^- \nu) + \Gamma(K_L \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu})}$$

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

Лептонная асимметрия

В то время как CP-нарушающая асимметрия из нашего сравнительного анализа

$$V_{ud}^{nLR} \quad \text{и} \quad V_{ud}^{00LR}$$

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

Другой знак у барионной асимметрии

Другой знак барионной асимметрии указывает на то, что, по-видимому, выполняется условие сохранения В-Л, которое указано в знаменитой работе А.Д. Сахарова [49, 50].

Экспериментальные результаты для СР-нарушающих асимметрий в конечном состоянии
в единицах 10^{-3} .

| | $p - n$ | K_L^0 |
|-----------|----------------|-----------------|
| A^{exp} | -3.2 ± 1.6 | 3.32 ± 0.06 |

$A^{exp} < 0 \Rightarrow \mathbf{B} > 0$

$A^{exp} > 0 \Rightarrow \mathbf{L} < 0$

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

Если при температурах, превышающих низкотемпературную область $T = 10^2 - 10^4$ ГэВ, возникает барионно-лептонная асимметрия с $B \neq L$

— то в низкотемпературной области с высокой точностью установится состояние, соответствующее максимальному значению энтропии при заданной постоянной величине $B - L = \text{const}$ (и при выполнении условия электронейтральности) (рис. 12). Движение вдоль линии $B - L = C = \text{const}$. ● — точка равновесия, в которой $S = \text{max}$. При этом

$$\Delta S \sim - \{ 2 \sum (q - \bar{q})^2 + 2 \sum (l - \bar{l})^2 + \sum (b - \bar{b})^2 \}.$$

В состоянии максимальной энтропии B и L имеют разные знаки. В стандартной модели ($n = 3$) $B = (12/37)C$, $L = (-25/37)C$.

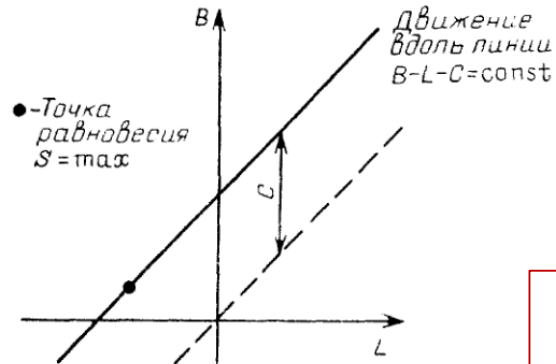


Рис. 12

B-L сохраняется

В состоянии максимальной энтропии B и L имеют разные знаки.

Механизм возникновения барионной асимметрии

Низкотемпературный процесс происходит с одновременным уменьшением барионного и лептонного числа на одну и ту же величину

$$\Delta B = \Delta L,$$

$$B - L = \text{const.}$$

А.Д. Сахаров (6)

Если возникшая при высокой температуре асимметрия одинакова для B и L , то она уменьшается в огромное число раз (10^6 и более) и практически исчезает.

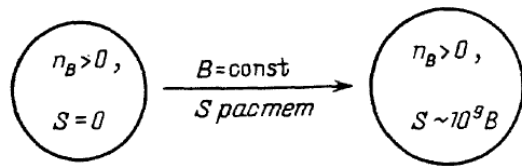


Рис. 3

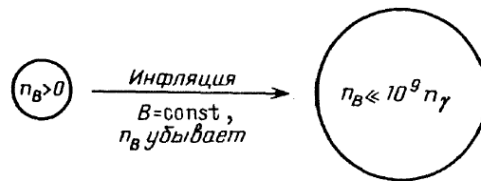
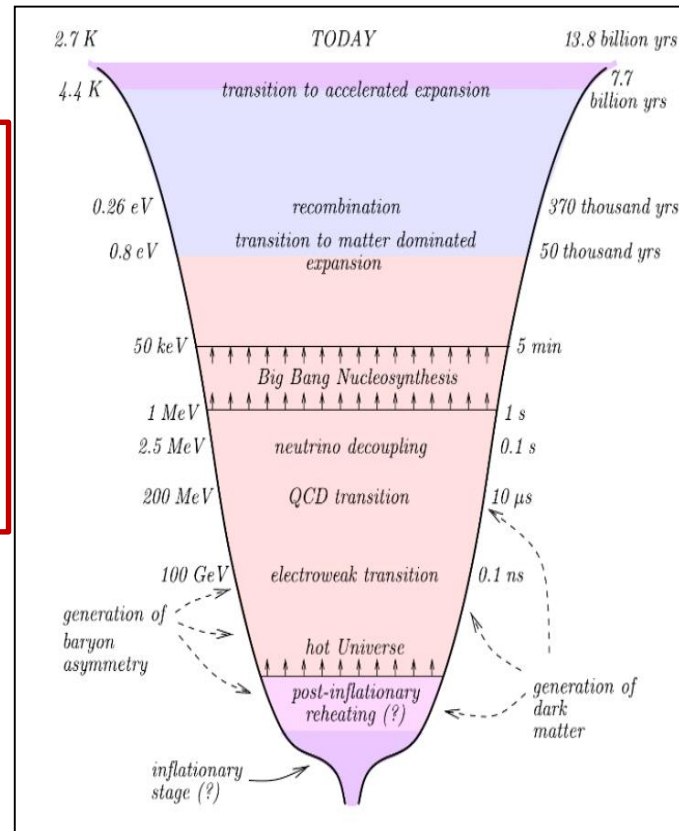
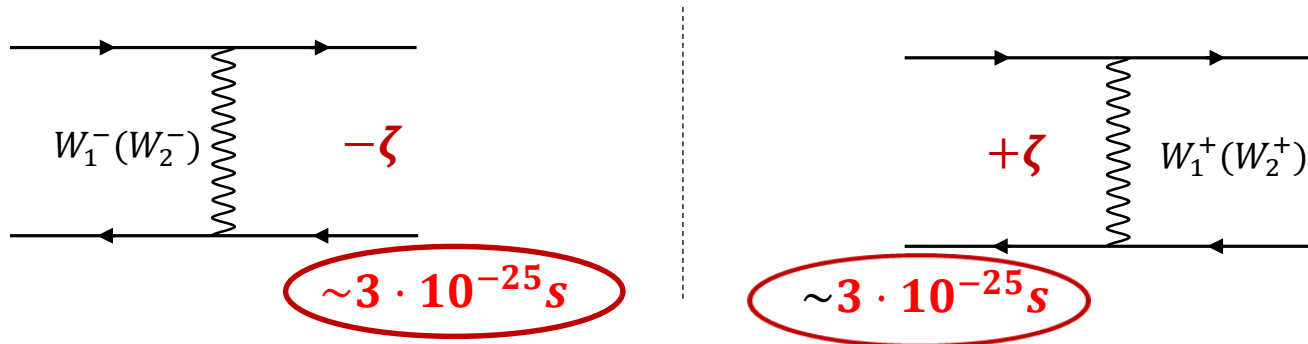


Рис. 4

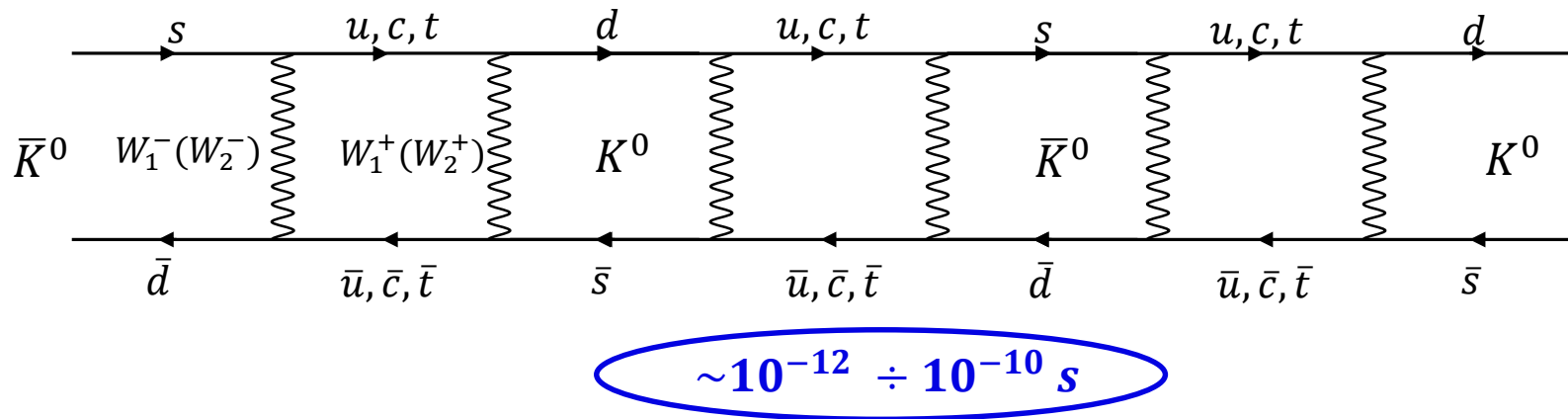


Описание осцилляции нейтральных мезонов в лево-правой модели с CP-нарушением

Смешивание W_1^L и W_2^R



Смешивание K^0 и \bar{K}^0



**Смешивание
 W_1^L и W_2^R
с CP -нарушением**

$$\begin{pmatrix} M - i\frac{\Gamma_0 - \delta\Gamma}{2} & 0 \\ 0 & M - i\frac{\Gamma_0 + \delta\Gamma}{2} \end{pmatrix}$$

(CPT)

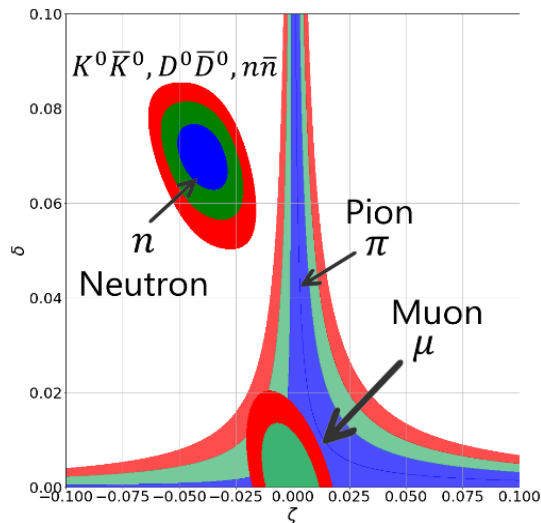
*Стандартная модель
с CP -нарушением*

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

(CPT?)

*Левая-правая модель
с CP -нарушением*

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

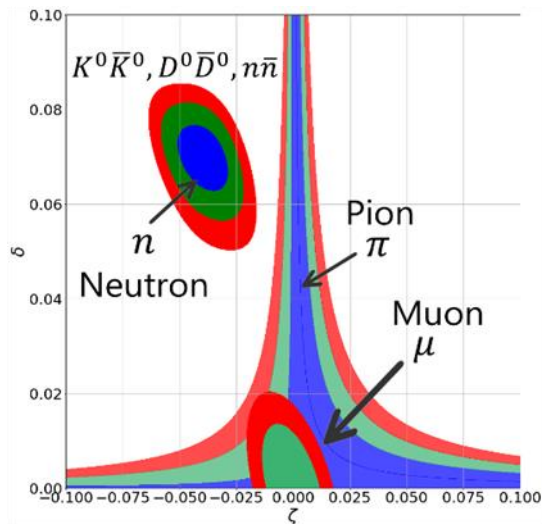


В связи с тем, что смешивание правых и левых W -бозонов происходит с разным знаком угла смешивания для W^+ и W^- , а W^+ является античастицей, а W^- является частицей, то следует ожидать, что в данной лево-правой модели с CP -нарушением **будет нарушено CPT также.**

Таким образом, ограничения для заряженных и нейтральных частиц **не пересекаются** как показано на рисунке..

С Р Т - инвариантность ?

Таким образом, ограничения для заряженных и нейтральных частиц не пересекаются как показано на рисунке. Результат эксперимента TWIST не противоречит результату нашего анализа распада нейтрона, т.к. эксперимент TWIST проводился с заряженными частицами.



Сравнение результатов анализа распада нейтрона, которые применимы также для асимметрий распадов $K^0 \bar{K}^0$, $B^0 \bar{B}^0$ и $D^0 \bar{D}^0$, а также ограничения из СРТ-инвариантности для распадов $\pi^+ \pi^-$ и $\mu^+ \mu^-$. Асимметрия распадов заряженных частиц, таких как μ^\pm и π^\pm невозможна, что показано на графике.

ОДНАКО,

в распадах

$\pi^+ \pi^-$

$$\frac{(\tau_{\pi^+} - \tau_{\pi^-})}{\tau_{average}} = (7.1 \pm 5.5) \times 10^{-4}$$

из распадов

$K^0 \bar{K}^0$

$$\frac{(\Gamma_{K^0} - \Gamma_{\bar{K}^0})}{\Gamma_{average}} = (5.4 \pm 5.4) \times 10^{-4}$$

**Сначала напомним классическое рассмотрение задачи,
но без учёта СР-нарушения.**

Эффективный гамильтониан

$$H\Psi(t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(t)}{\partial t}$$

$$\Psi(t) = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} e^{-i\omega t}$$

$$H = \begin{pmatrix} m_0 - i\frac{\Gamma_0}{2} & \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} & m_0 - i\frac{\Gamma_0}{2} \end{pmatrix}$$

собственные значения - ω собственные вектора - $\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$

Уравнение на собственные частоты $-\omega$ определяется из следующего условия.

$$\begin{pmatrix} m_0 - i\frac{\Gamma_0}{2} & \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} & m_0 - i\frac{\Gamma_0}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \omega \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$$

$$\det \begin{vmatrix} m_0 - i\frac{\Gamma_0}{2} - \omega & \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} & m_0 - i\frac{\Gamma_0}{2} - \omega \end{vmatrix} = 0$$

Собственные частоты

$$\omega_{\pm} = m_0 \pm \Delta m - i \frac{\Gamma_0 \pm \Delta \Gamma}{2}$$

Разность частот

$$\omega_+ - \omega_- = \Delta\omega = 2\Delta m - i\Delta\Gamma.$$

$\Psi_L(t)$ – CP -нечетное состояние

$$\Psi_L(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} e^{-i\omega_+ t}$$

$\Psi_S(t)$ – CP -четное состояние.

$$\Psi_S(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} e^{-i\omega_- t}$$

$$\Psi_L(t) = \frac{e^{-i\omega_+ t}}{\sqrt{2}} (|\psi\rangle + |\bar{\psi}\rangle)$$

$$\Psi_S(t) = \frac{e^{-i\omega_- t}}{\sqrt{2}} (|\psi\rangle - |\bar{\psi}\rangle)$$

Если в момент времени $t = 0$ мы имеем состояние частицы, то

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_L(t) + \Psi_S(t))$$

Если в начальный момент времени состояние античастицы, то

$$\bar{\psi}(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_L(t) - \Psi_S(t))$$

Когда в начальном состоянии частица, то вероятность обнаружить частицу будет

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

а вероятность обнаружить античастицу будет равна

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

Когда в начальном состоянии античастица, то вероятность обнаружить античастицу будет

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

а вероятность обнаружить частицу

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

Видно, что частицы и античастицы ведут себя симметрично: при изменении начальных условий – как бы частица и античастица меняются местами. Это обстоятельство будет использовано нами при оценке величины асимметрии между вероятностями распада частиц и античастиц с учетом смешивания.

С Р Т - инвариантность ?

Следующим шагом нужно ввести в рассмотрение СР-нарушение. В Стандартной Модели СР-нарушение **вводится через комплексную фазу в матрицу СКМ.**

Однако, мы предлагаем ввести СР-нарушение **в диагональные элементы матрицы смешивания.**

При этом мы отчётливо сознаём, что идём на нарушение СРТ-инвариантности.

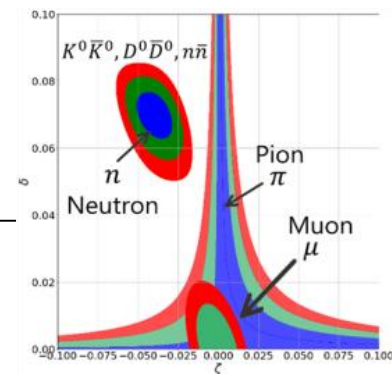
Дело в том, что в связи с тем, что смешивание правых и левых W -бозонов происходит с разным знаком угла смешивания для W^+ и W^- ,

а W^+ является античастицей, а W^- является частицей,

то следует ожидать, что в данной лево-правой модели с СР-нарушением

будет также нарушено СРТ,

но только для нейтральных объектов,
о чём свидетельствует рисунок.



Теперь рассмотрение задачи, но с учётом СР-нарушения

Если в диагональные матричные элементы ввести **различное время жизни для частицы и античастицы**, то можно записать:

$$H = \begin{pmatrix} m_0 - i \frac{\Gamma_0 - \delta\Gamma}{2} & \Delta m - i \frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i \frac{\Delta\Gamma}{2} & m_0 - i \frac{\Gamma_0 + \delta\Gamma}{2} \end{pmatrix}$$

Такая модификация гамильтониана приведет к изменению по сравнению с гамильтонианом без поправок $\delta\Gamma$ как собственных значений, так и собственных векторов

$$\omega_+ = m_0 - i \frac{\Gamma_0}{2} + \frac{\Delta\omega}{2}$$

$$\omega_- = m_0 - i \frac{\Gamma_0}{2} - \frac{\Delta\omega}{2}$$

$$\Delta\omega = \sqrt{(2\Delta m)^2 - [(\Delta\Gamma)^2 + (\delta\Gamma)^2] - 2i(\Delta\Gamma)(2\Delta m)}$$

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.

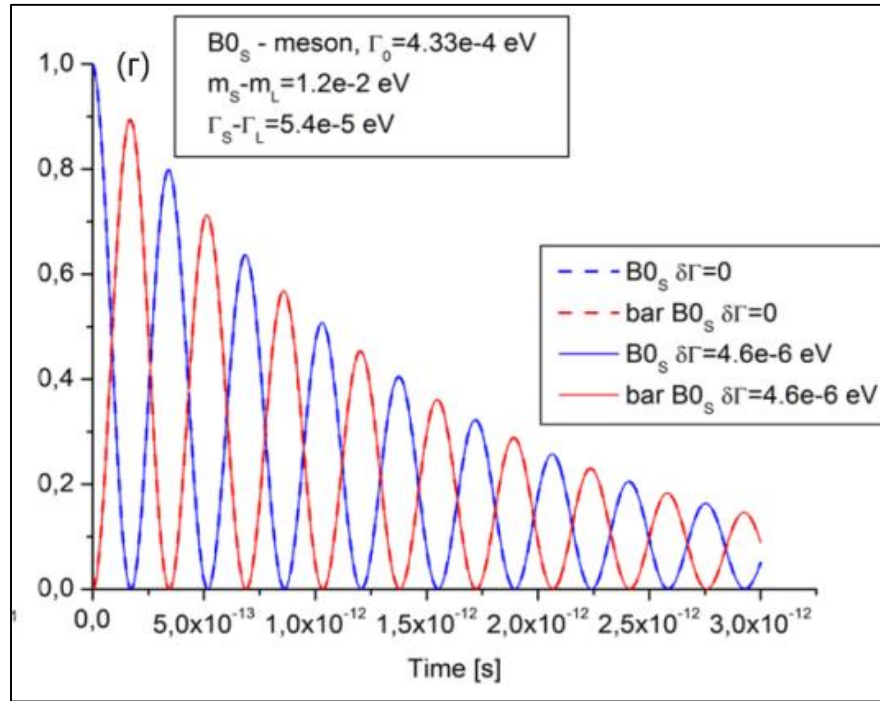
$$\bar{\psi}^*(t)\bar{\psi}(t) \approx \frac{1}{4} e^{-\Gamma_0 t} [e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} + 2\cos(2\Delta m t)] - \varepsilon_{pp}(t)$$

Для приближенных расчетов асимметрии в разложении по параметру малости

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

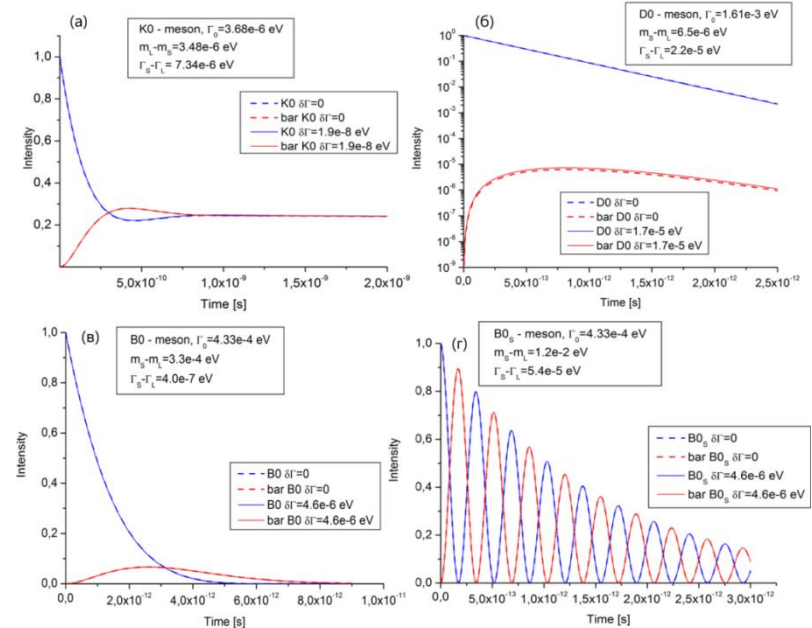
$$\varepsilon_{pp}(t) = \frac{\delta\Gamma \times e^{-\Gamma_0 t} ((\Delta\Gamma) \operatorname{sh}(\Delta\Gamma t) + (2\Delta m) \sin(2\Delta m t))}{(2\Delta m)^2 + (\Delta\Gamma)^2}$$

Процесс осцилляций нейтральных мезонов

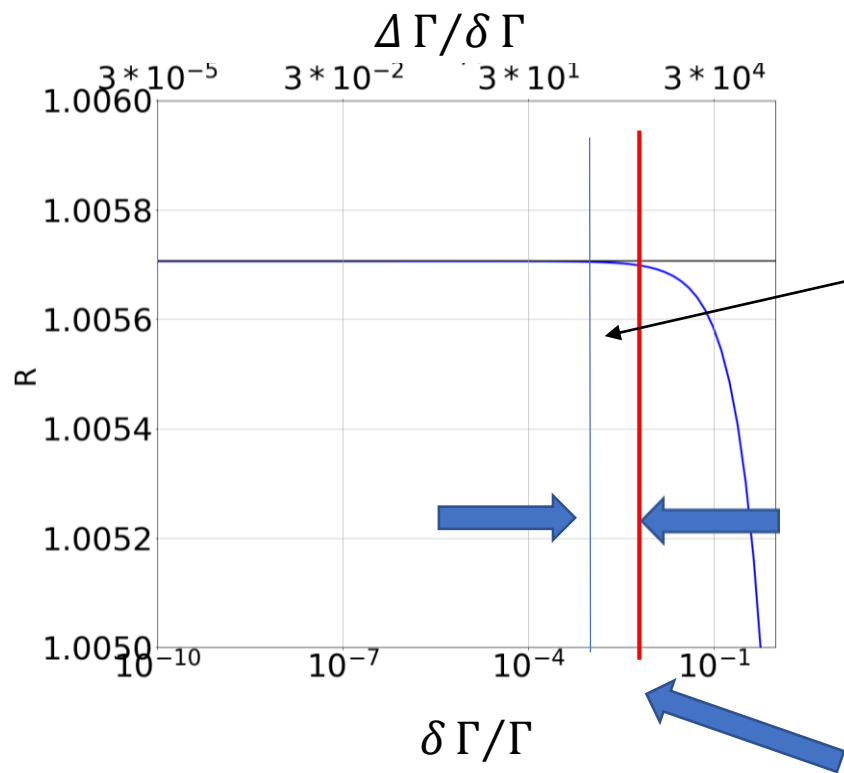


Синие кривые соответствуют состоянию частицы, красные – состоянию античастицы, сплошные кривые соответствуют расчётам проведённым с матрицей (СМ), пунктирные кривые соответствуют расчётам проведённым с матрицей лево-правой модели.

$$\int_0^{\infty} N^{B_0}(t) dt / \int_0^{\infty} N^{\tilde{B}_0}(t) dt = R$$



Отсутствие чувствительности к параметру $\delta\Gamma$ для флейворных осцилляций



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

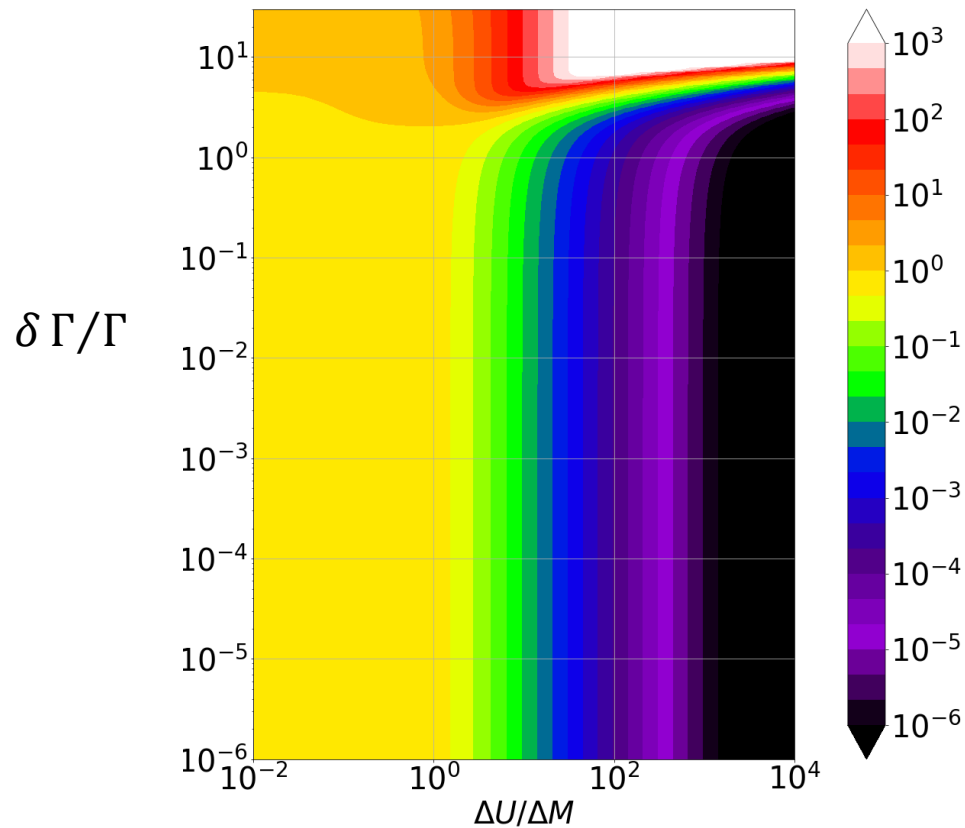
CPT-violation parameter:

$$\frac{(\Gamma_{K^0} - \Gamma_{\bar{K}^0})}{\Gamma_{\text{average}}} = (5.4 \pm 5.4) \times 10^{-4}$$

Экспериментальная точность
измерений времени жизни
K0-мезона

$$\delta\Gamma / \Gamma = (5.5 \pm 21) \cdot 10^{-3}$$

Отсутствие чувствительности к параметру $\delta\Gamma$



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:

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

Вычисления интегральной асимметрии

Для вычисления интегральной асимметрии
берется отношение интегрального ε_{pp} к интегральному ρ_{pp} .

$$A_{pp \bar{p}\bar{p}} = \frac{|\psi_{up,p}|^2 - |\psi_{up,\bar{p}}|^2}{|\psi_{up,p}|^2 + |\psi_{up,\bar{p}}|^2} \quad \tilde{A}_{p\bar{p}} = \frac{\varepsilon_{pp}}{\rho_{pp}} \quad \varepsilon_{pp} = \int_0^\infty \varepsilon_{pp}(t) dt \quad \rho_{pp} = \int_0^\infty |\psi(t)|^2 dt$$

Таблица 5. Коэффициенты при $sh(\Delta\Gamma t)$ и $\sin(2\Delta m t)$ (x_{sh} и x_{sin}) в функции $\varepsilon_{pp}(t)$ для различных нейтральных мезонов.

| мезон | x_{sh} | x_{sin} | x_{sh}/x_{sin} |
|---------|----------------------|----------------------|----------------------|
| K^0 | 2.8×10^{-3} | 2.7×10^{-3} | 1.1 |
| D^0 | 0.57 | 0.34 | 1.7 |
| B^0 | 4×10^{-6} | 7×10^{-3} | 6×10^{-3} |
| B_S^0 | 4×10^{-7} | 1.9×10^{-4} | 2.2×10^{-3} |

Вычисления интегральной асимметрии

Таблица 7 $(2\Delta m = m_S - m_L, 2\Delta\Gamma = \Gamma_S - \Gamma_L)$

| Мезон | $2\Delta m[eV]$ | $2\Delta\Gamma[eV]$ | Γ , $\delta\Gamma[eV]$ | Exact $\tilde{A}_{p\bar{p}}$ | Approx $\tilde{A}_{p\bar{p}}$ | x |
|---------|-----------------------|----------------------|---|--|--|--------------------|
| K^0 | 3.48×10^{-6} | 7.3×10^{-6} | 3.68×10^{-6} (1.9×10^{-8}) | <u>5.6×10^{-3}</u> | <u>5.6×10^{-3}</u> | 4×10^{-3} |
| B^0 | 3.3×10^{-4} | 4.0×10^{-7} | 4.33×10^{-4} (2.3×10^{-6}) | <u>4.1×10^{-3}</u> | <u>4.1×10^{-3}</u> | 7×10^{-3} |
| B_S^0 | 1.2×10^{-2} | 5.4×10^{-5} | 4.33×10^{-4} (2.3×10^{-6}) | <u>1.4×10^{-5}</u> | <u>1.4×10^{-5}</u> | 2×10^{-4} |
| D^0 | 6.5×10^{-6} | 2.2×10^{-5} | 1.61×10^{-3} (8.5×10^{-6}) | <u>5.3×10^{-3}</u> | <u>5.3×10^{-3}</u> | 0.7 |

Обсуждению таблицы 6

Можно видеть, что для K^0 -мезона, B^0 – мезона и D^0 – мезона мы имеем CP-асимметрии практически определяемые значением:

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

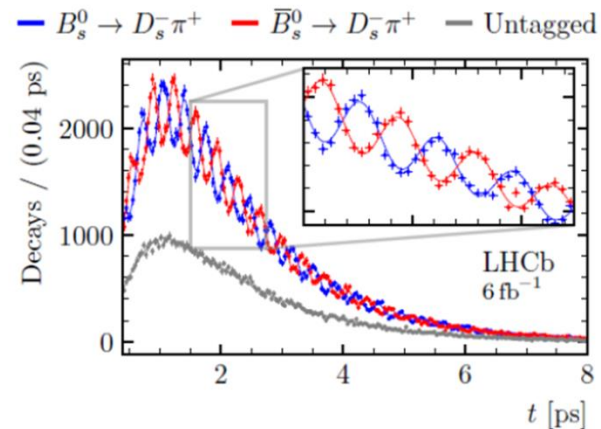
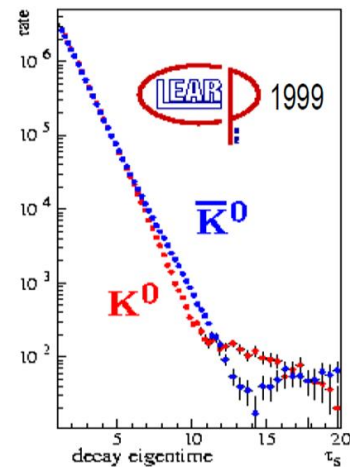
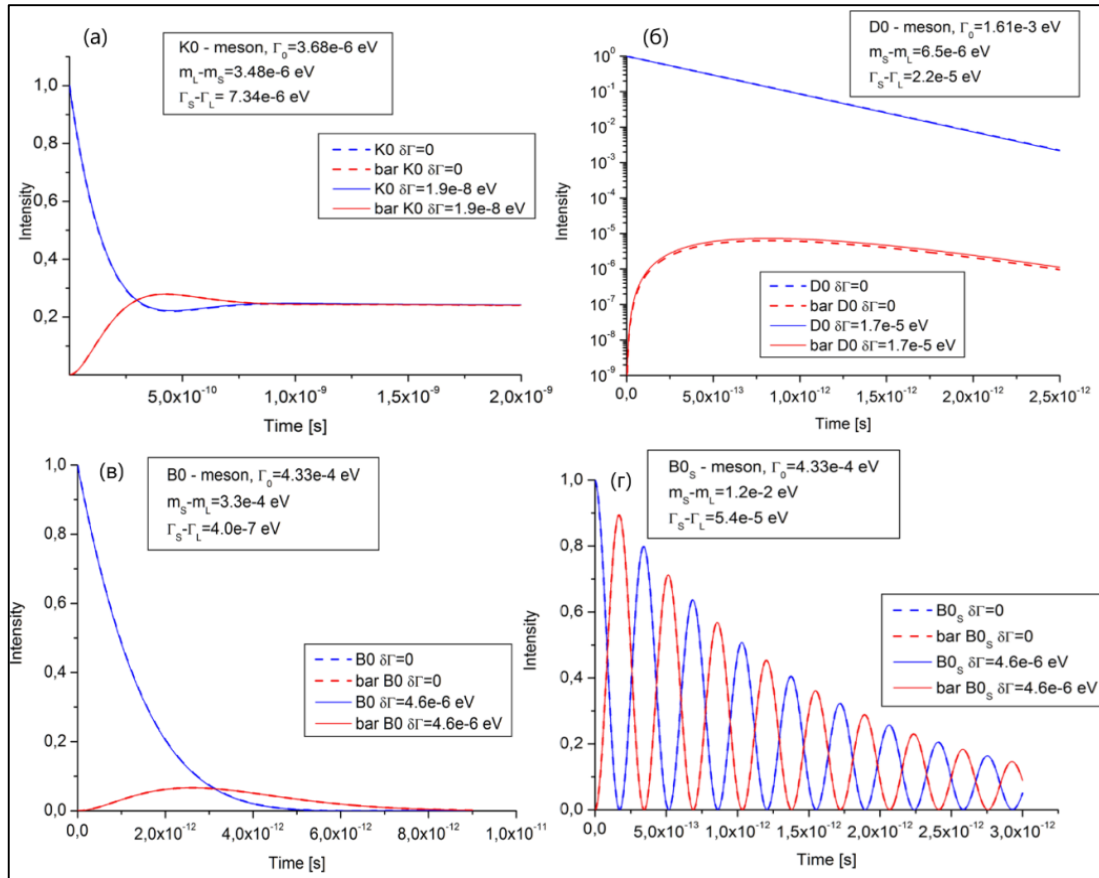
Но для B_S^0 -мезона эффект CP-нарушения равен 1.4×10^{-5} , т.к. в процессе осцилляций B_S^0 –мезона **CP-асимметрия усредняется**. Экспериментальные наблюдения с большей статистикой в 2021 году подтвердили отсутствие асимметрии.

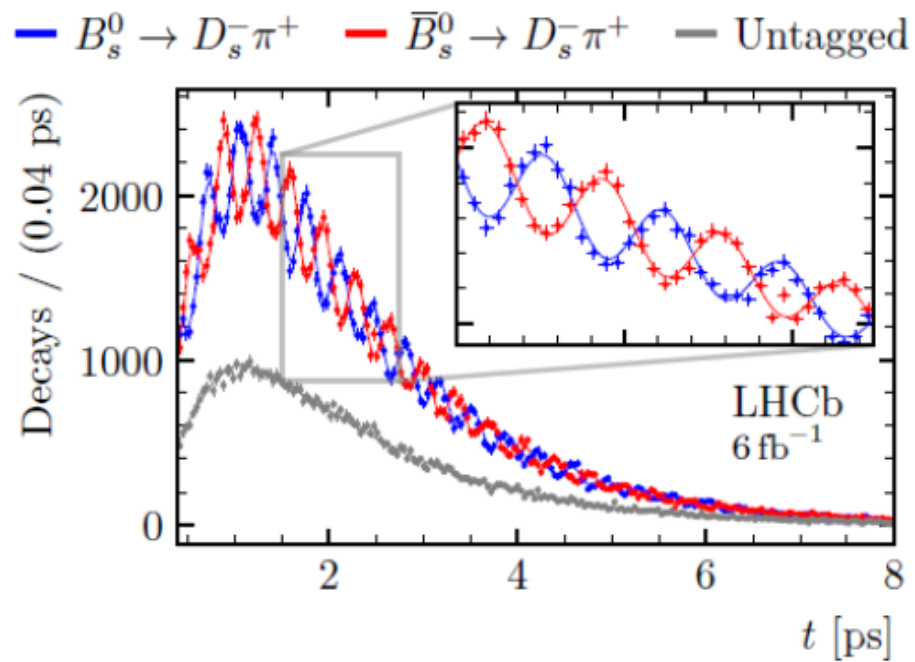
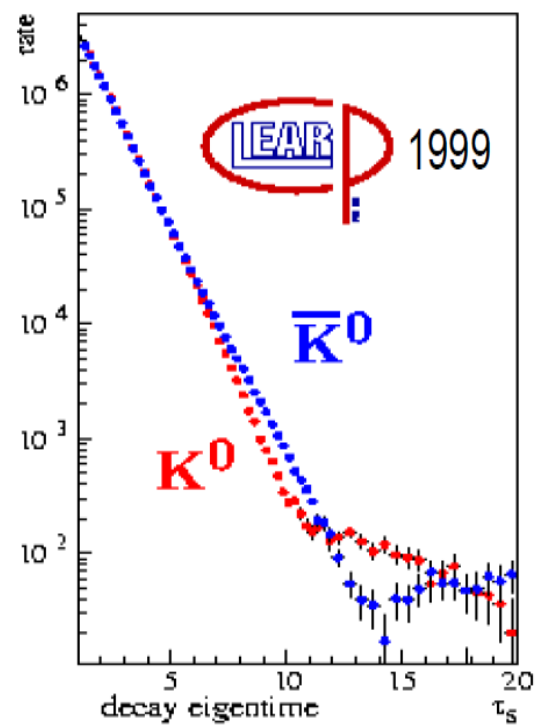
Тем не менее следует заметить, что процесс CP-нарушения существовал на протяжении всего процесса осцилляций. Дело в том, что знак CP-нарушающего воздействия изменялся на противоположный в процессе каждого периода осцилляций, в соответствии с формулой:

$$\varepsilon_{p\bar{p}} \approx e^{-\Gamma_0 t} \sin(2\Delta m t) \left(\frac{\delta\Gamma}{2\Delta m} \right)$$

и поэтому компенсировался.

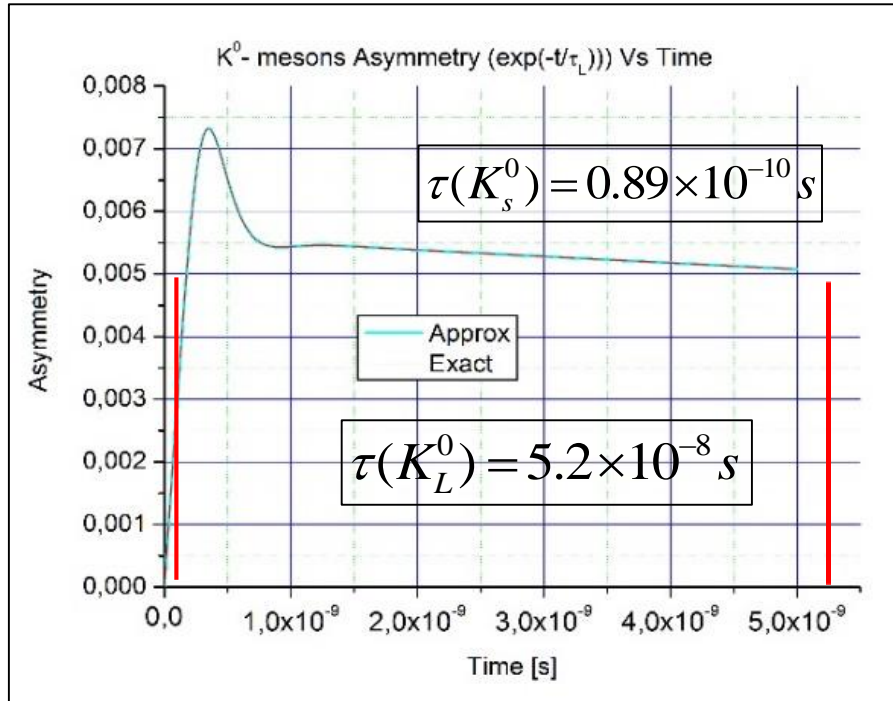
Сравнение расчёта и эксперимента





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 экспериментальный результат для смешивания:

смешивание

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

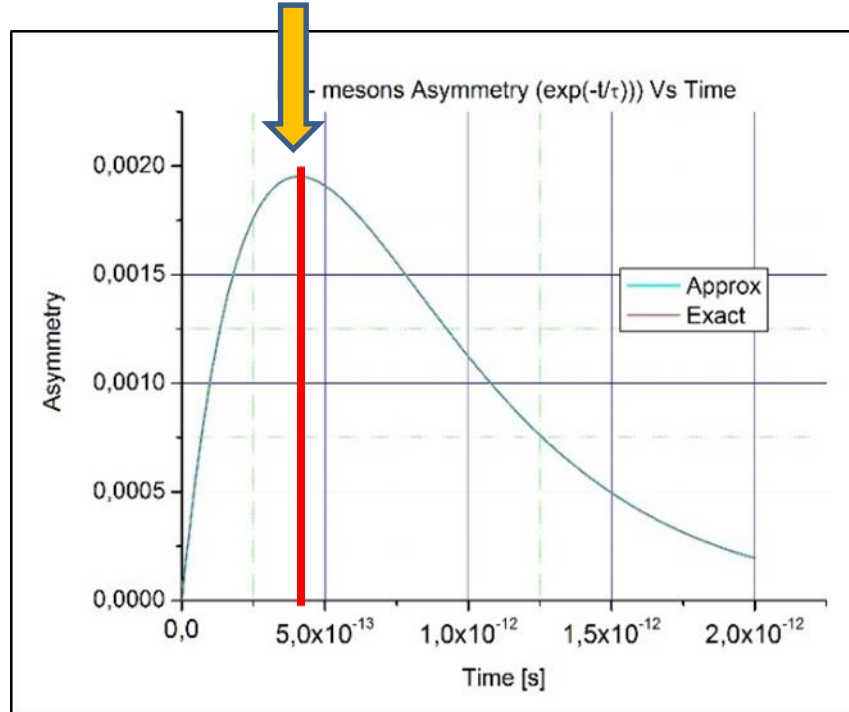
распад в конечном состоянии

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

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

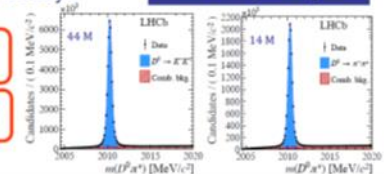
$$\approx 2 \times 10^{-3}$$

First observation of CPV in charm decays

LHCb-PAPER-2019-006

$$\Delta A_{CP} = (-15.4 \pm 2.9) \times 10^{-4}$$

5.3 standard deviations from zero

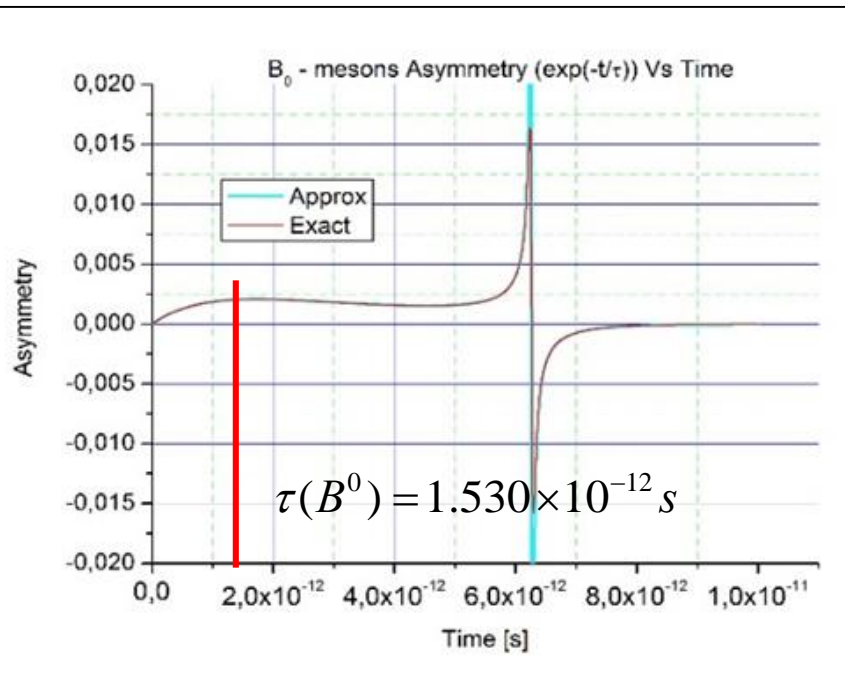


$$\Delta A_{CP} = (-15.4 \pm 2.9) \times 10^{-4}$$

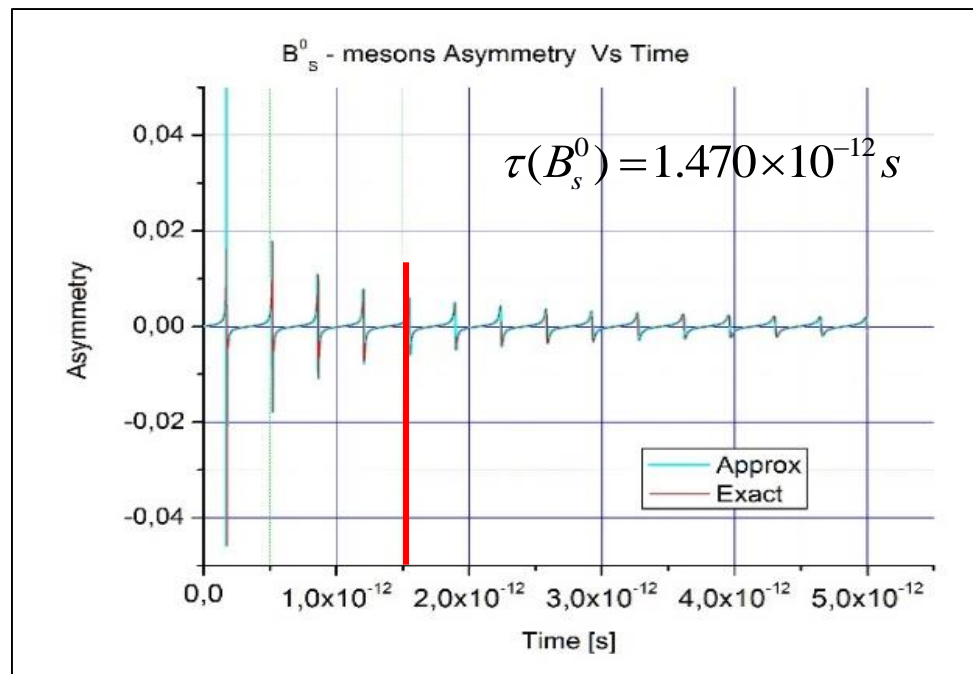
5.3 standard deviations from zero

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

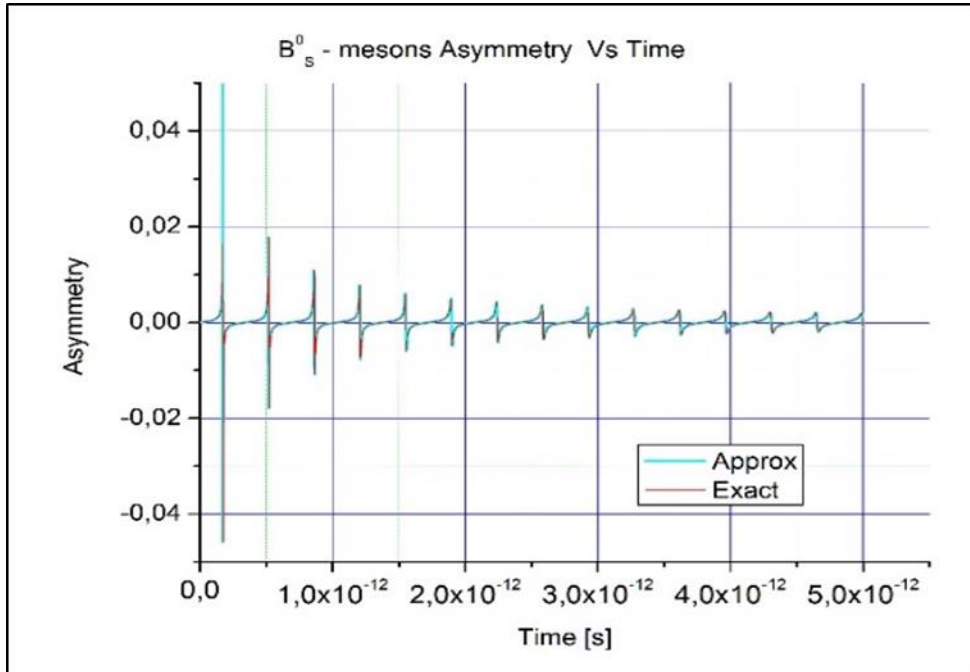
B^0



B_s^0



Обсуждение B_S^0 -мезона



Важно отметить, что расчёт подтверждает эксперимент

Для B_S^0 -мезона нет эффекта
CP-нарушения, т.к. расчёт -

$$1.4 \times 10^{-5}$$

**В процессе осцилляций
CP-асимметрия усредняется.**

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

Дело в том, что знак CP-нарушающего
воздействия изменялся в процессе
каждого периода осцилляций, в
соответствии с формулой:

$$\varepsilon_{p\bar{p}} \approx e^{-\Gamma_0 t} \sin(2\Delta m t) \left(\frac{\partial \Gamma}{\partial \Delta m} \right)$$

и поэтому компенсировался.

Опять про

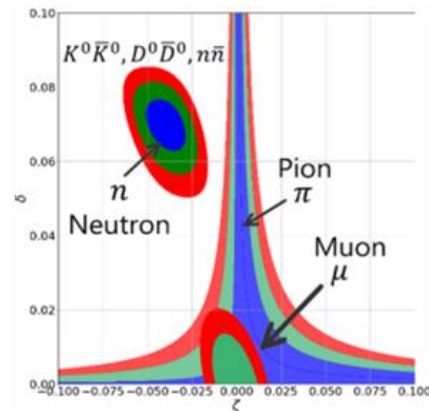
С Р Т - инвариантность ?

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

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

$$A_{CPT} = \frac{\tau_{K^0} - \tau_{\bar{K}^{0-}}}{\tau_{K^0} + \tau_{\bar{K}^{0-}}} = -\frac{2\delta\zeta}{(1 + \delta^2 + \zeta^2)} \simeq -2\delta\zeta$$

Пора определиться – когда СРТ для нейтральных систем нарушается, а когда не нарушается.



Нарушение СРТ-инвариантности, по-видимому, возможно для нейтральных составных систем, таких как $K^0 - \bar{K}^0$, $D^0 - \bar{D}^0$, $B^0 - \bar{B}^0$, $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ мезонов, а также для $n - \bar{n}$ осцилляций.

В заключение следует отметить, что СР-асимметрии нейтральных мезонов, указанные в таблице 6 **совпадают с их СРТ-асимметриями**, рассчитанными как асимметрии во времени жизни для частиц и античастиц в рамках представленной лево-правой модели. Оценка на **СРТ-асимметрии** из таблицы 6 может быть представлена всё той же цифрой $\delta\Gamma / \Gamma = (5.5 \pm 2.1) \times 10^{-3}$. В тоже время как экспериментальный

результат для СРТ-асимметрий для нейтральных К-мезонов, составляет:

$$(\Gamma_{K^0} - \Gamma_{\bar{K}^0}) / \Gamma_{\text{average}} = (0.54 \pm 0.54) \times 10^{-3}$$

Однако, $(\Gamma_{K^0} - \Gamma_{\bar{K}^0}) / (\Gamma_{K^0} + \Gamma_{\bar{K}^0}) = 2 \times (0.54 \pm 0.54) \times 10^{-3} = (1.1 \pm 1.1) \times 10^{-3}$

Расхождение на уровне двух стандартных отклонений.

$$\delta\Gamma / \Gamma - (\Gamma_{K^0} - \Gamma_{\bar{K}^0}) / (\Gamma_{K^0} + \Gamma_{\bar{K}^0}) = (4.4 \pm 2.4) \times 10^{-3} \dots 1.9\sigma$$

Требуется увеличение экспериментальной точности для проверки СРТ

$$\delta\Gamma / \Gamma - (\Gamma_{K^0} - \Gamma_{\bar{K}^0}) / (\Gamma_{K^0} + \Gamma_{\bar{K}^0}) = (4.4 \pm 2.4) \times 10^{-3}$$

$$1.9\sigma$$

Таким образом, для строгой экспериментальной проверки СРТ-нарушения, как и экспериментальной проверки представленной здесь лево-правой модели требуется увеличение экспериментальной точности в эксперименте по распаду нейтрона.

Этот вопрос будет обсуждаться в конце доклада.

**Сохраняется ли СРТ в лево-правой модели
со стерильными нейтрино?**

Наверняка, НЕТ!

К вопросу о барионной и лептонной асимметрии Вселенной

Переходя к следующему вопросу о **барионной и лептонной асимметрии Вселенной**, следует отметить, что объяснить глобальную разницу превосходства частиц над античастицами во Вселенной, оставаясь в рамках строгого выполнения СРТ-инвариантности, т.е. строгой симметрии между частицами и античастицами **едва ли представляется возможным.**

Эволюция Вселенной в лево-правой модели с СР-нарушением

В этом разделе мы рассмотрим роль потенциала слабого взаимодействия в эволюции Вселенной. Для этого необходимо воспользоваться следующей матрицей:

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

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

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

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

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

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. $\eta = 0$

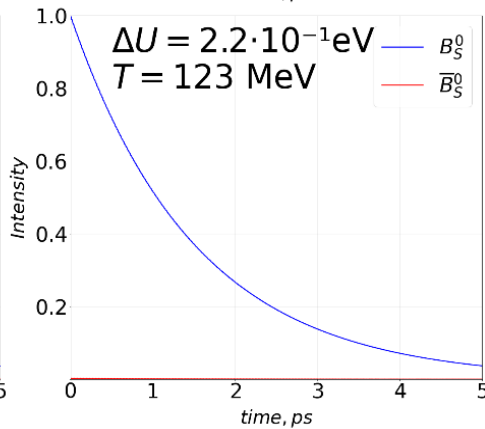
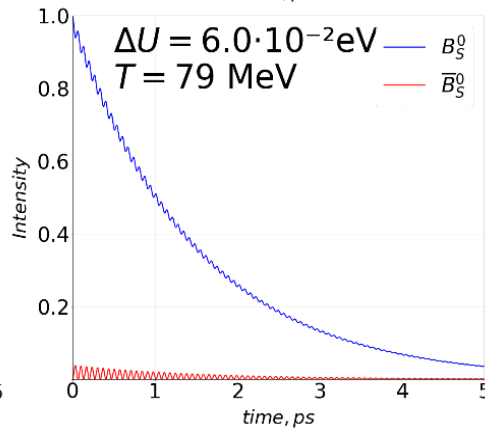
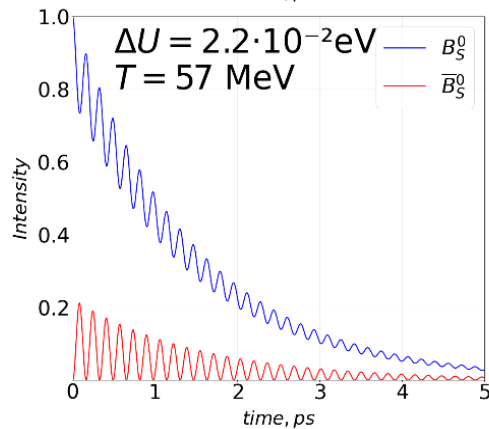
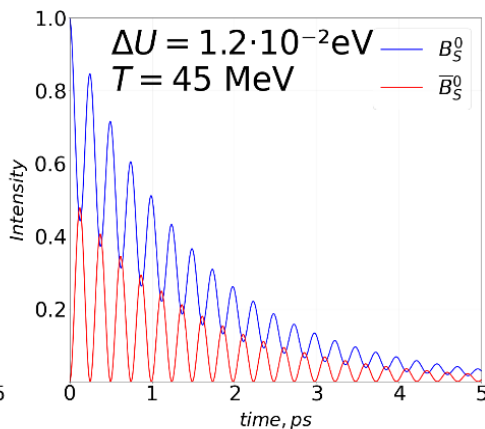
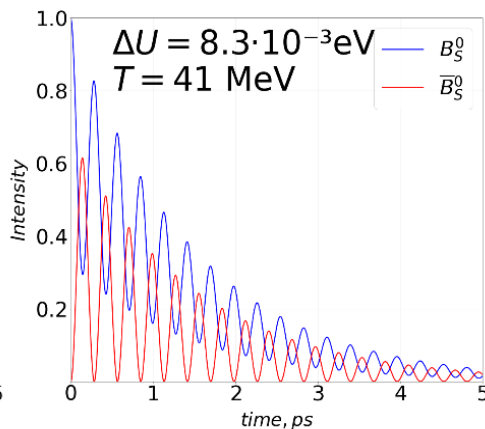
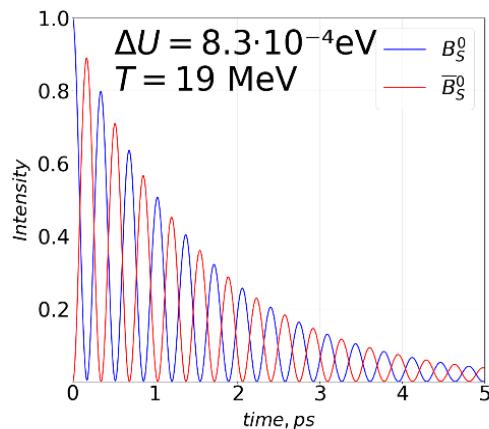
Тогда разность потенциалов для нейтральных мезонов и антимезонов будет равна:

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

или в численном выражении

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

Влияние разности потенциалов на процесс подавления осцилляций

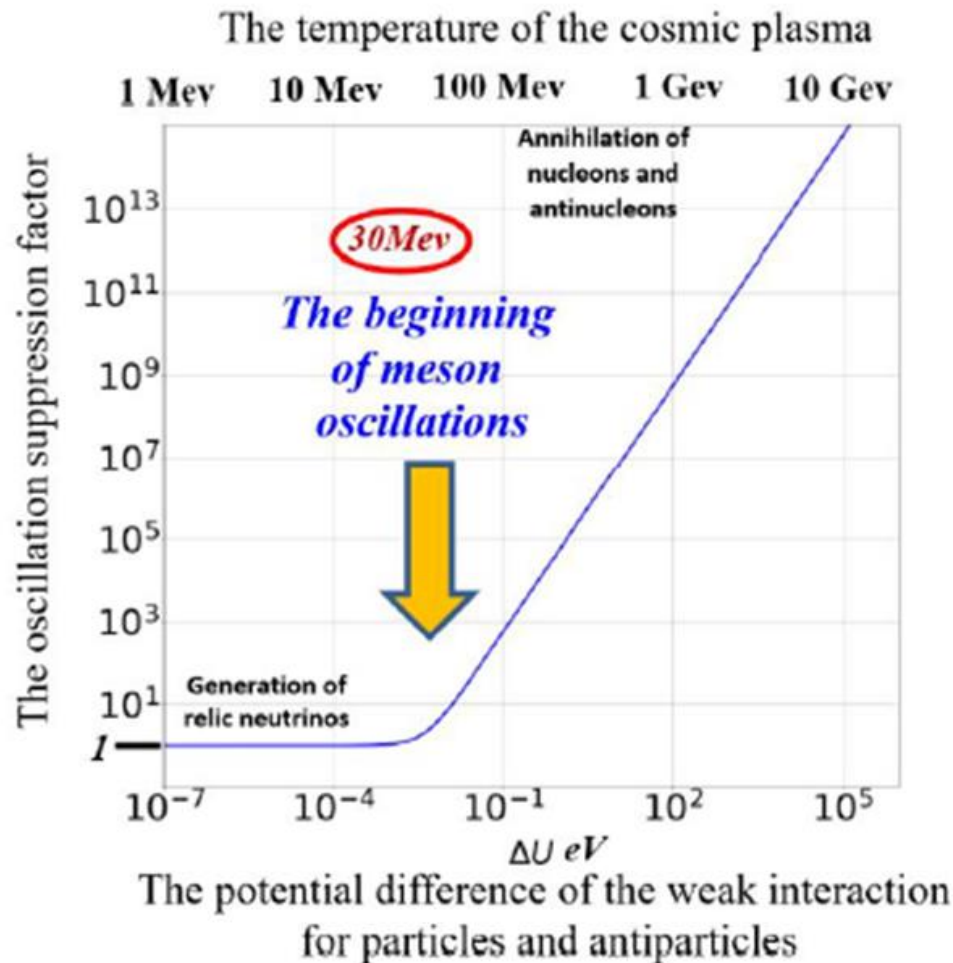
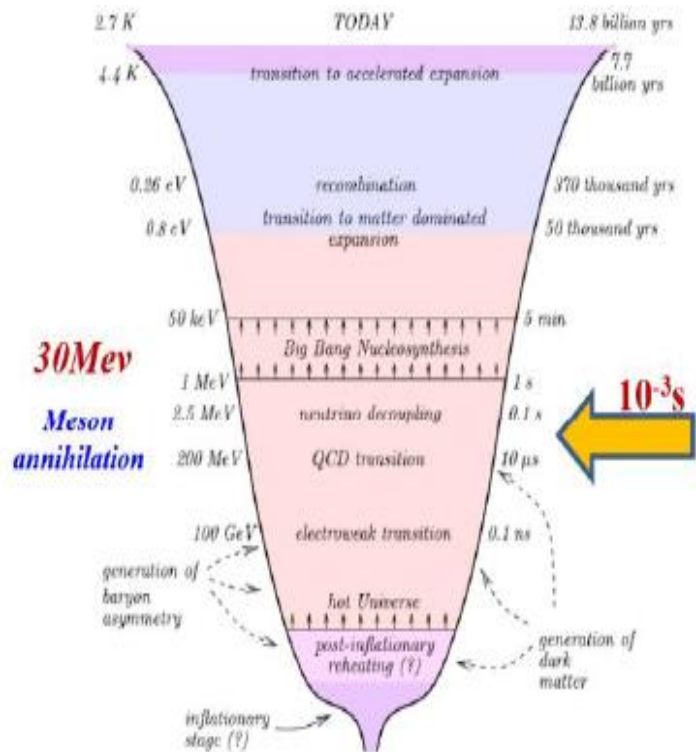


Как можно
видеть, при
увеличение
расстояния
между
уровнями для
частиц и
античастиц
подавляется
процесс
осцилляций.

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 СР-нарушения **происходит преимущественный распад антимезонов**.
3. На следующем этапе при температуре ниже 50 МэВ происходит **аннигиляция** оставшихся мезонов и антимезонов, **увеличивая степень лептонной асимметрии**.

Эволюция Вселенной



Процесс формирования барионной асимметрии

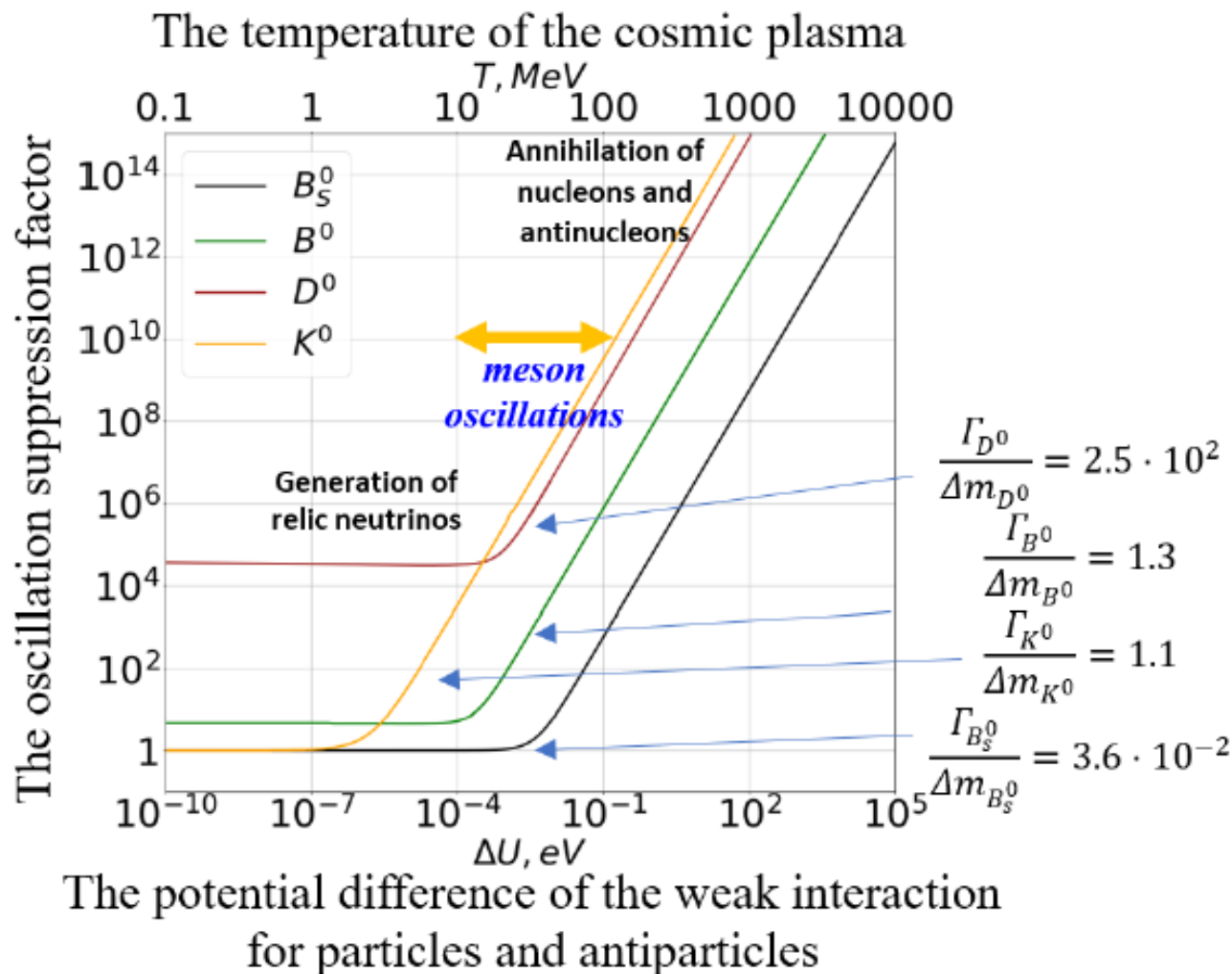
Что касается процесса аннигиляции барионов можно предполагать, что этот процесс происходит при **нейтрон-антинейтронных осцилляциях** в процессе адронизации кварков при температуре 170 МэВ.

Общая картина этапов развития Вселенной

В заключение хотелось бы представить общую картину этапов развития Вселенной, используя основные положения А.Д. Сахарова, дополненные нашими представлениями о нарушении лево-правой симметрии, которая определяет природу её возникновения. При температуре выше 300 ГэВ, т.е. при температуре больше массы правого W_R существовала симметрия слабого взаимодействия относительно правого и левого. При температуре ниже 300 ГэВ происходит бифуркация в выборе типа взаимодействия, определяемого массой левого векторного бозона W_L . Компромисс между левым и правым бозоном был найден благодаря примеси тяжёлого W_R в соотношение квадратов масс с малым углом смешивания. Процесс CP-нарушения, являющийся принципиально важным по теореме А.Д. Сахарова, в нашей модели обеспечен за счёт разных знаков угла смешивания для частиц и античастиц, т.е. для W^- и W^+ .

Последнее обстоятельство является ключевым в рассматриваемой лево-правой модели с CP-нарушением.

| Эры | Время | Этап эволюции | Температура, К | Плотность, г/см³ | Энергия, ГэВ |
|-------------|---------------------------|--|-------------------|-----------------------|--------------------------|
| Планковская | | Неизвестные законы физики, квантовые свойства пространства-времени | | | |
| Адронная | 10^{-43} с | Граница применимости релятивистской теории тяготения | 10^{32} | 10^{94} | $8.6 \cdot 10^{19}$ |
| | 10^{-35} с | Возникновение зарядовой асимметрии | 10^{28} | 10^{78} | $8.6 \cdot 10^{15}$ |
| | 10^{-5} с | Аннигиляция нуклонов и антинуклонов | $3 \cdot 10^{12}$ | 10^{16} | $2.58 \cdot 10^{-1}$ |
| Лептонная | 10^{-4} с | Граница применимости экспериментально проверенных законов физики | 10^{12} | 10^{14} | $8.6 \cdot 10^{-1}$ |
| | 10^{-3} с | Аннигиляция мезонов | $3 \cdot 10^{11}$ | 10^{12} | $2.58 \cdot 10^{-2}$ |
| | 0.2 с | Образование реликтовых нейтрино | $2 \cdot 10^{10}$ | 10^7 | $1.72 \cdot 10^{-3}$ |
| Излучения | 10 с | Аннигиляция электронов и позитронов | 10^{10} | 10^4 | $8.6 \cdot 10^{-3}$ |
| | 100 с | Образование первичного гелия | 10^8 | 10^2 | $8.6 \cdot 10^{-5}$ |
| Вещества | 10^6 лет | Отрыв реликтового излучения от вещества | $4 \cdot 10^3$ | 10^{-20} | $3.44 \cdot 10^{-10}$ |
| | 10^9 лет | Начало возникновения звёзд и галактик | 30 | 10^{-26} | $2.58 \cdot 10^{-12}$ |
| | $1 - 2 \cdot 10^{10}$ лет | Современная эпоха | 2.7 | $10^{-29} - 10^{-30}$ | $2 - 2.2 \cdot 10^{-13}$ |



Аннигиляция нейтральных мезонов

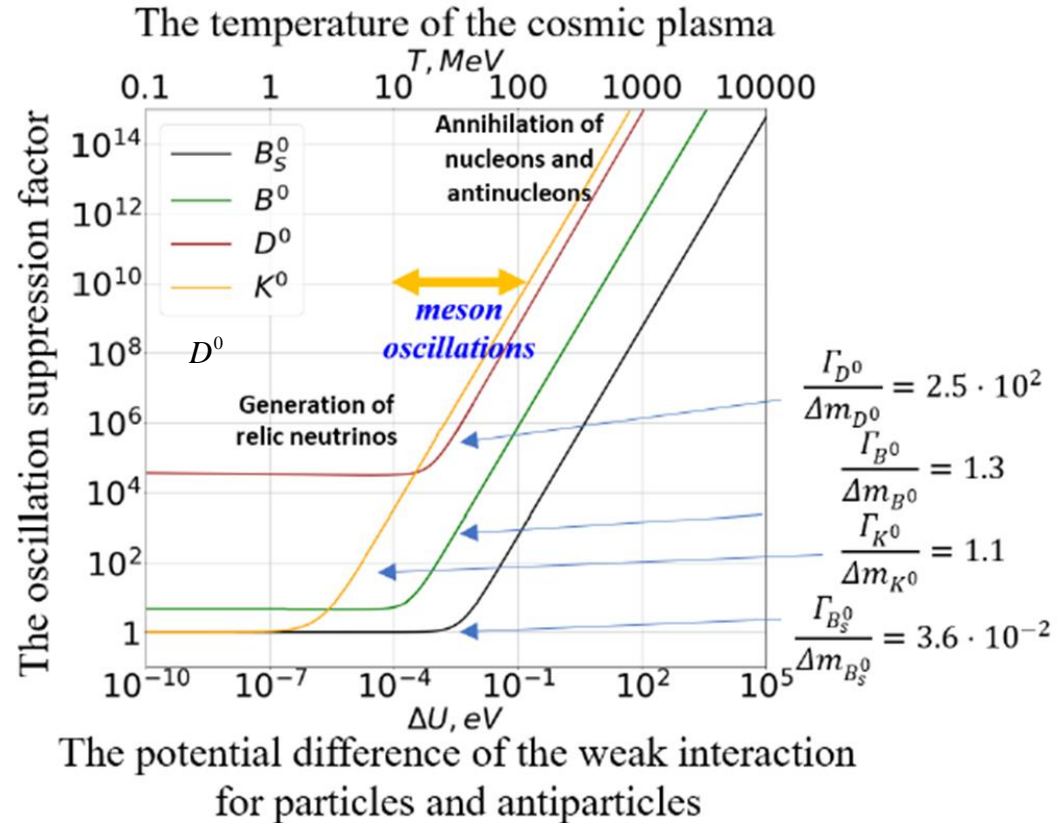
Процесс аннигиляции происходит при температуре приблизительно:

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



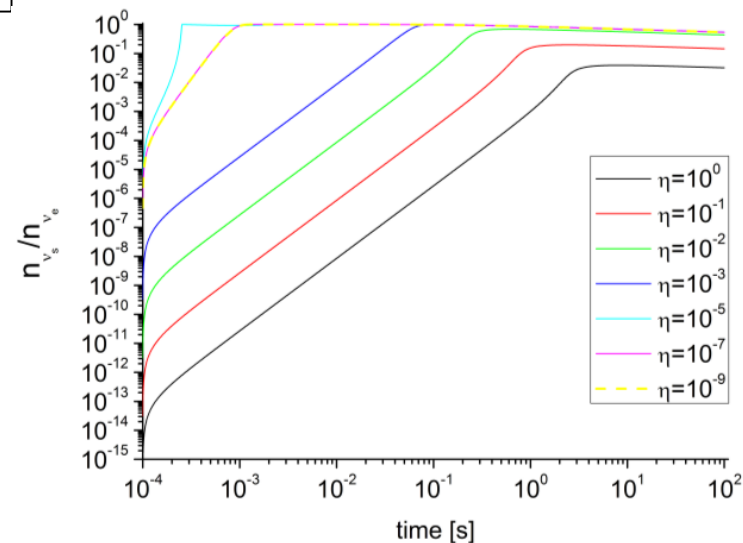
В современной Вселенной мы имеем протоны и нейтроны в ядрах, очевидно, что барионное число положительное. Из заряженных лептонов мы имеем электроны в атомах, что свидетельствует о положительной асимметрии в секторе заряженных лептонов, которая компенсируется с избытком отрицательной асимметрией за счёт значительного количества антинейтрино, поэтому $L < 0$

Если протоны и нейтроны сформировали галактики, то нейтрино и антинейтрино сформировали тёмную материю, расположенную на периферии галактик.

Важно отметить, что существование
правого W_R

предполагает наличие **правых** (так называемых **стерильных**) антинейтрино, которые имеют значительно большую массу, чем активные нейтрино. Они обеспечивают массу темной материи приблизительно в 5 раз большую, чем масса барионной материи. **Требование стабильности тёмной материи** [1] и астрофизические наблюдения [61] **ограничивают массу стерильных нейтрино на уровне ниже нескольких КэВ.**

Стерильные нейтрино



А. П. Серебров, Р. М. Самойлов,
М. Е. Чайковский, О. М. Жеребцов
Письма в ЖЭТФ, **116**:10 (2022), 644–658;
JETP Letters, **116**:10 (2022), 669–682

Нейтрино-4

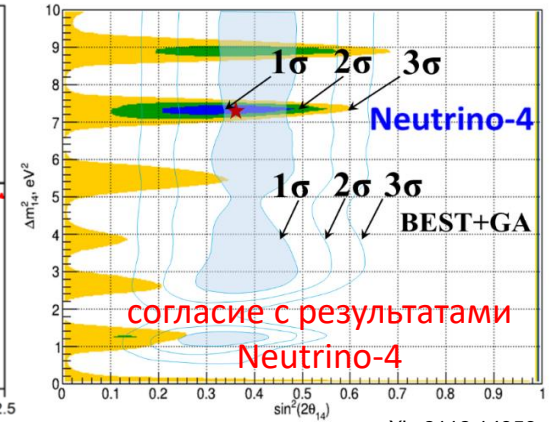
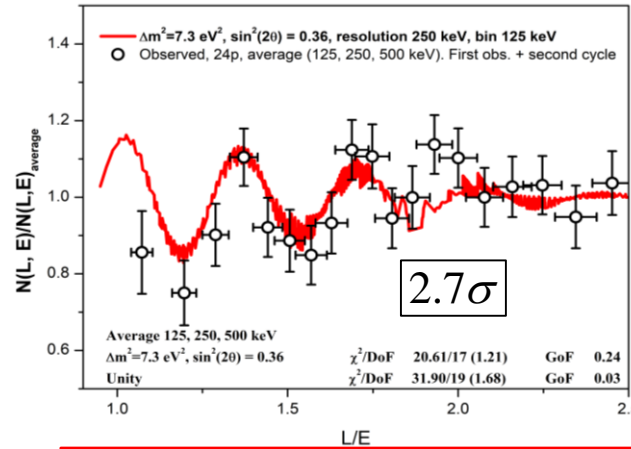
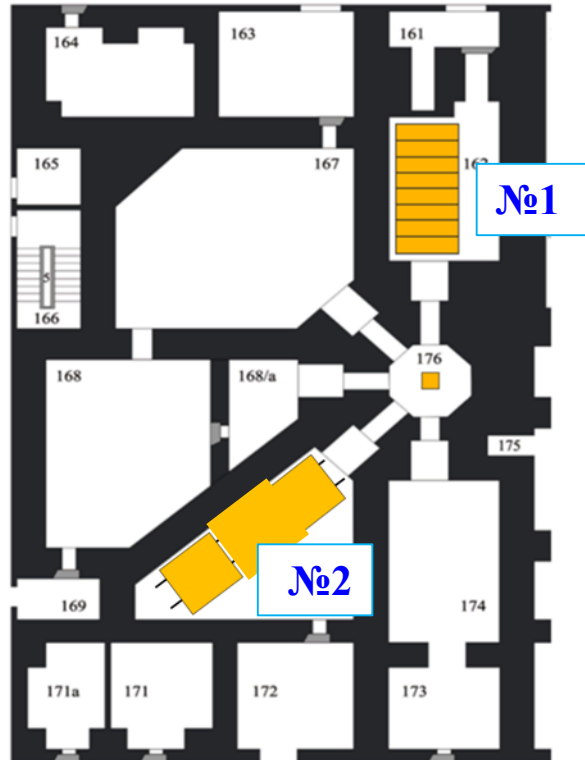
arXiv:2005.05301

BEST + Галлиевая аномалия

arXiv:2201.07364

Реактор CM-3

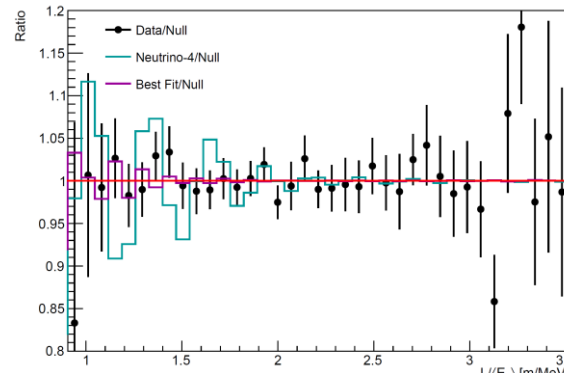
Созданы две нейтринные лаборатории №1 и №2



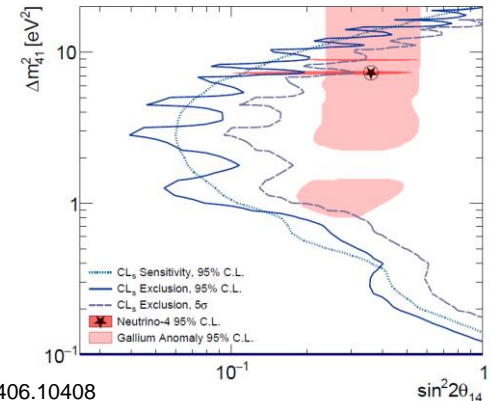
arXiv:2112.14856

Противоречие с результатами Нейтрино-4 и BEST+ГА

Последние результаты PROSPECT



arXiv:2210.07664



arXiv:2406.10408

Часть 3

Перспективы эксперимента

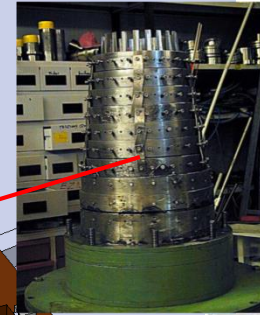
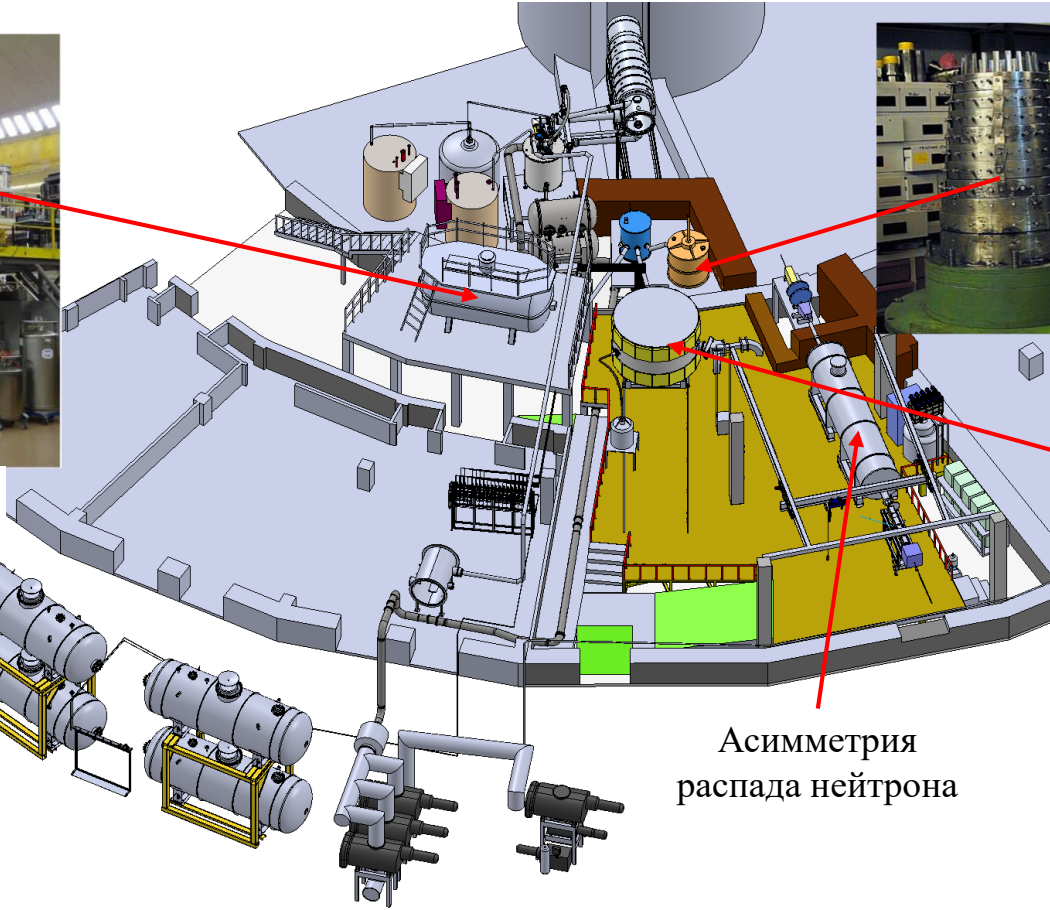
Программа и установки для исследования фундаментальных взаимодействий на реакторе ПИК

1. Источник ультрахолодных нейтронов на основе сверхтекучего гелия с рекордной интенсивностью .
2. ЭДМ нейтрона с точностью 10^{-27} е см.
3. Измерения времени жизни нейтрона с гравитационной и магнитной ловушкой УХН с точностью 0.1 с.
4. Измерения всех трёх асимметрий с точностью 10^{-3} для выяснения вопроса о расхождении со СМ.

НАУЧНАЯ ПРОГРАММА ИССЛЕДОВАНИЙ РАСПАДА НЕЙТРОНА НА РЕАКТОРЕ ПИК



Гравитационная
ловушка УХН

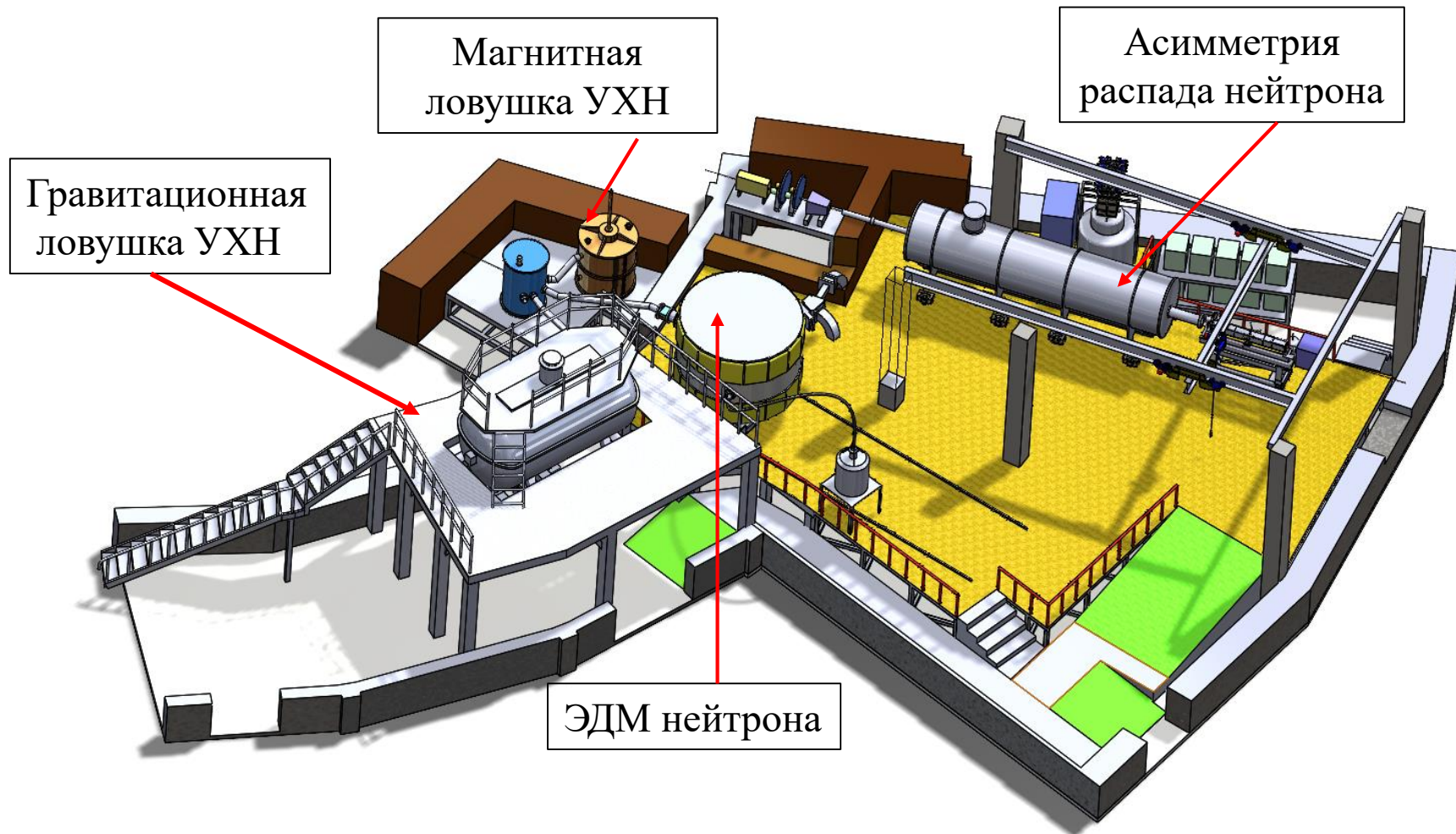


Магнитная
ловушка УХН



ЭДМ нейтрона

Асимметрия
распада нейтрона

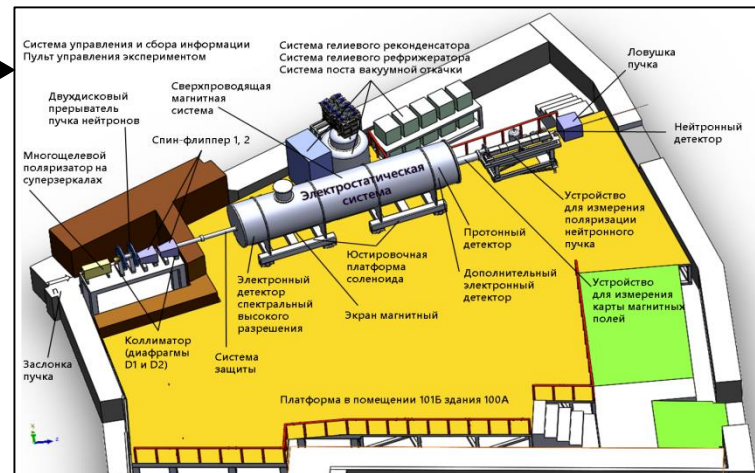


Проект установки для измерения асимметрий распада нейтрона на реакторе ПИК

Изготовление установки «РАСПАД НЕЙТРОНА»

Сверхпроводящий соленоид

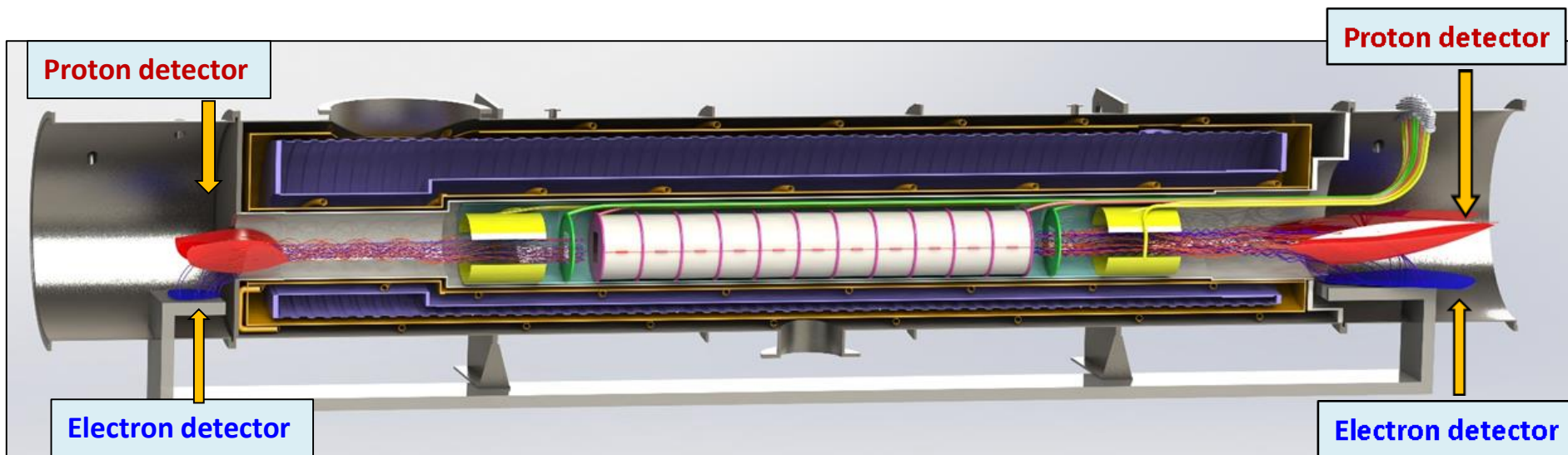
Криостат



**Испытания установки в НИИЭФА 31. 05. 24.
В сверхпроводящий соленоид заведён ток 1050 А.**



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



Повышение точности измерения в 3 раза уже может дать ответ на поставленный вопрос

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Представлены результаты последних наиболее точных экспериментальных данных распада нейтрона. Показано, что точность измерений увеличилась за последние 30 лет более чем на порядок, что позволяет делать анализ на отклонения от Стандартной Модели.

2. Проведён анализ на возможность существования правого векторного бозона W_R . В результате анализа в рамках расширенной лево-правой модели обнаружено, что имеется указание на существование правого векторного бозона W_R с массой $M_{W_R} = 304_{-20}^{+24}$ ГэВ, и углом смешивания с W_L : $\zeta = -0.039 \pm 0.014$.

3. Обнаружено CP-нарушение в барионах на уровне 2 сигма

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

4. Показано, что возможно описание эффектов CP-нарушения в распадах нейтральных K-мезонов, D-мезонов и B-мезонов, используя параметрами расширенной лево-правой модели, которые извлечены из нейтронного распада.

5. Разные знаки барионной и лептонной CP-нарушающей асимметрии связаны с разными знаками барионной и лептонной асимметрией Вселенной. B-L сохраняется.

6. Показано, что в лево-правой модели с CP-нарушением происходит расщепление потенциала взаимодействия для частиц и античастиц с космической плазмой, что является причиной возникновения лептонной асимметрии Вселенной.

7. Наконец, можно провести рассмотрение возможных следствий, полагая, что результат, представленный в этой работе, будет подтверждён. Во-первых, требуется расширение СМ введением правых векторных бозонов W_R^\pm, Z_R и правых нейтрино. Во-вторых, правые нейтрино могут рассматриваться кандидатами на тёмную материю.

Нужно подчеркнуть принципиально новый момент.

Предложена другая модель СР-нарушения,
которая возможно объясняет природу СР-нарушения.

Имеется указание, что СР-нарушающие асимметрии определяются параметрами
лево-правой модели смешивания левых и правых векторных бозонов

где ζ – угол смешивания флейворных состояний W_L и W_R , а δ – отношение квадратов
масс состояний W_1 и W_2 . $M_{W_R} = 304^{+24}_{-20}$ ГэВ, $\zeta = -0.039 \pm 0.014$. $\delta = 0.070 \pm 0.010$

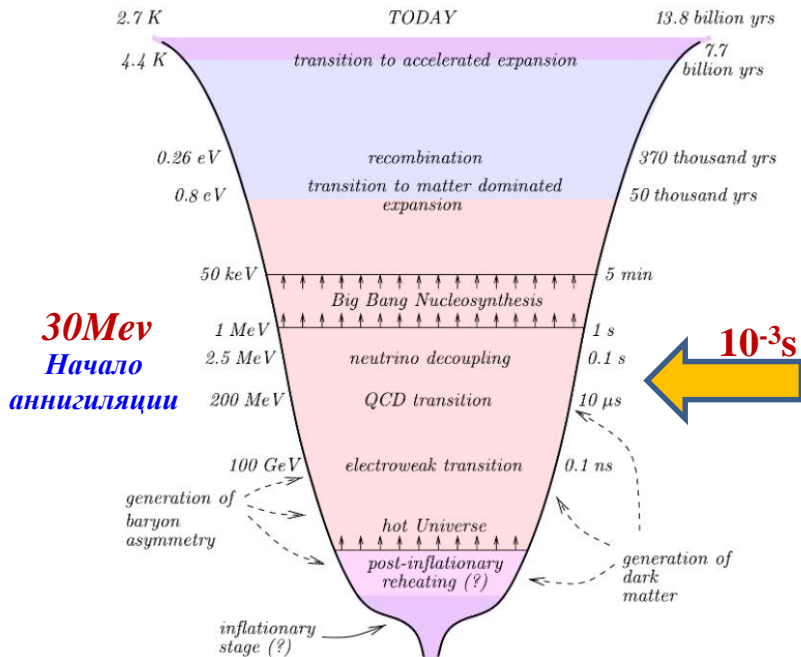
В-Л сохраняется

$$\Delta B = \Delta L$$

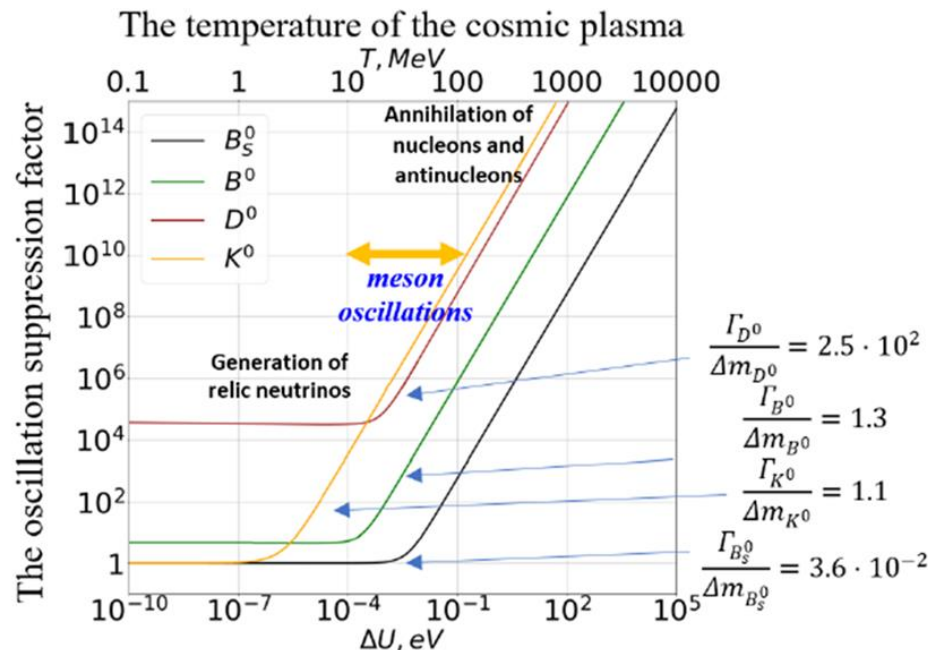
Представлено возможное объяснение барион-лептонной асимметрии Вселенной в лево-правой модели слабого взаимодействия

$$A_{\tau}^{LR} = -2\delta\zeta = (5.5 \pm 2.1) \times 10^{-3} (2.6\sigma)$$

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



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



The potential difference of the weak interaction for particles and antiparticles

Что произойдет дальше, покажут эксперименты.

*Спасибо за Ваше
внимание*

Повышение точности измерений и тенденции изменения времени жизни нейтрона

Время жизни
нейтрона

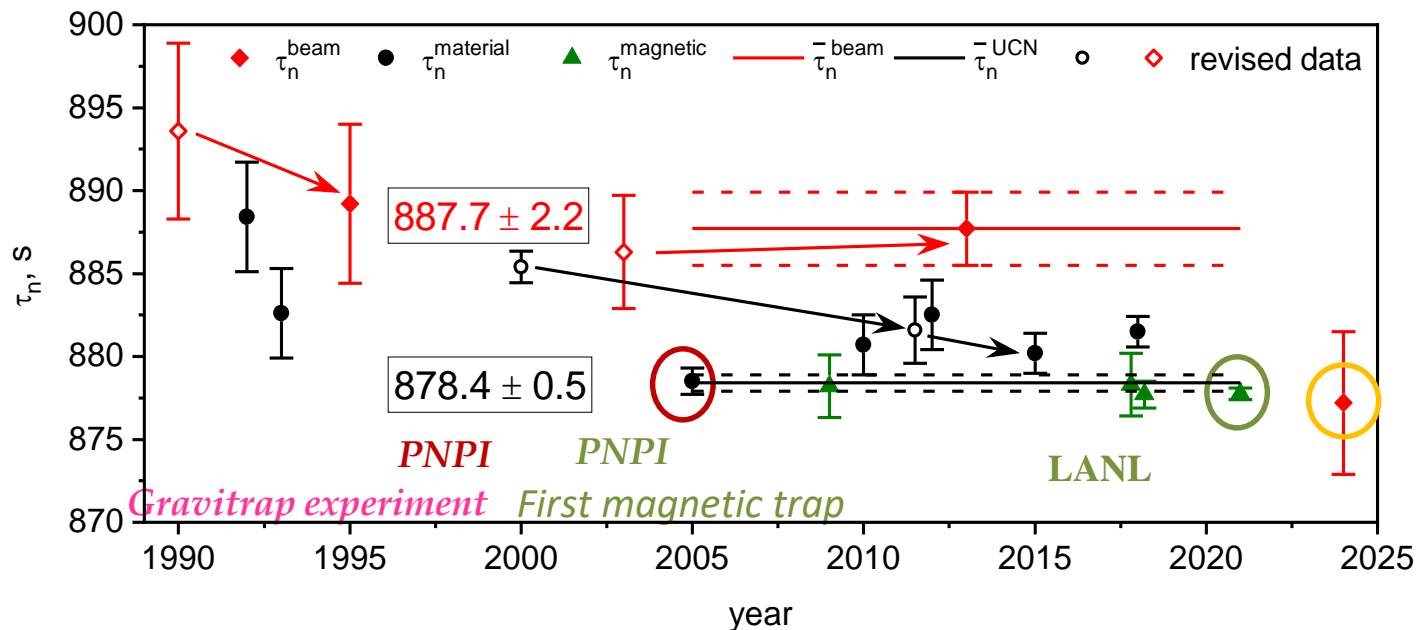
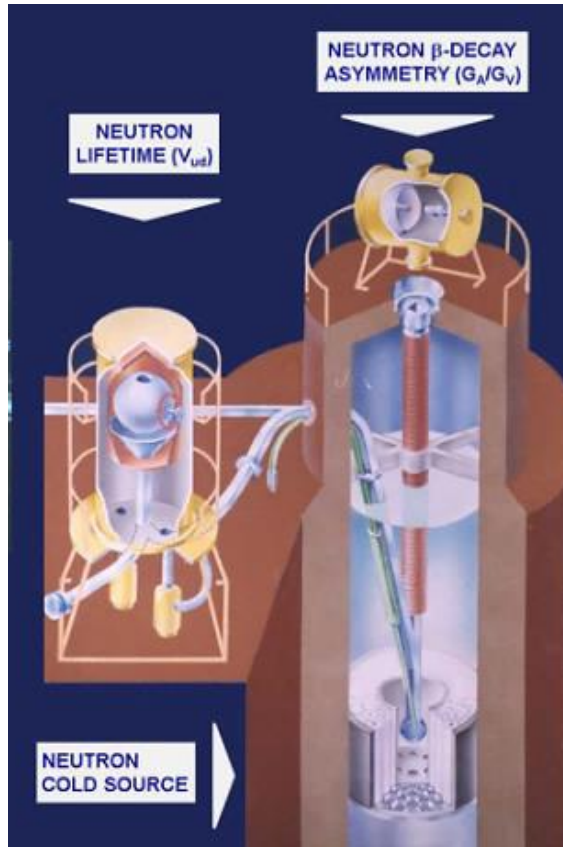


Рис. 1. Данные экспериментальных результатов для времени жизни нейтрона, начиная с 1990 г. из [8], расхождение данных в 2005 году [9] с данными 2000 года [10], новые результаты с магнитной ловушкой (отмеченные зеленым), которые являются определяющими [11-14]. **Новый пучковый эксперимент [15].**

Реактор ВВР-М 1986-1996
ПИАФ-ОИЯИ, Гатчина



Gravitrap experiment

A.Serebrov et al. , Phys Lett B 605,
(2005) 72-78 : **878.5 ± 0.8 s**

2002-2004 (PNPI-JINR-ILL), ILL reactor, Grenoble



First trap of permanent magnets

Technical Physics Letters.
2001. T. 27. C. 1055.

V. F. Ezhov

$$\tau_n = 878.3 \pm 1.9 \text{ s}$$

2001 ПИЯФ РАН

arXiv:1412.7434 [nucl-ex]

2014

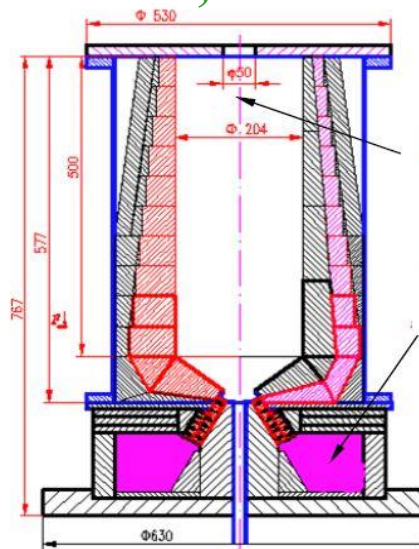
JETP 107 (11)

2018

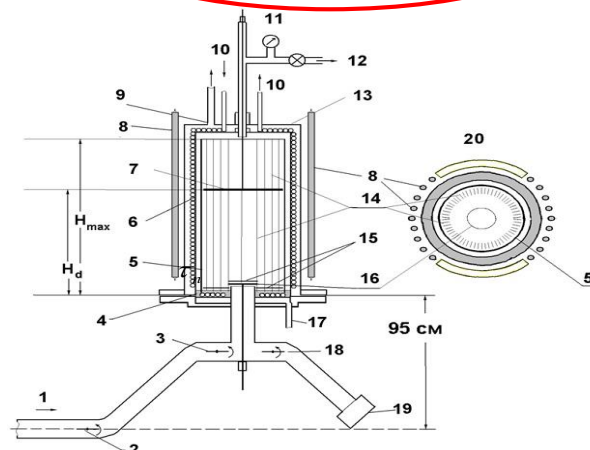
Первый успешный эксперимент
с магнитным хранением УХН



ILL reactor, Grenoble



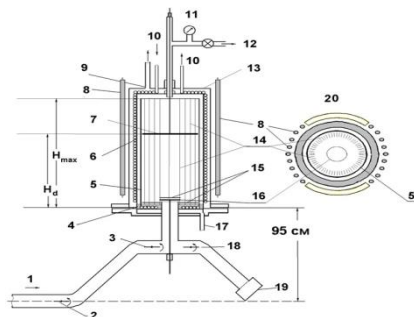
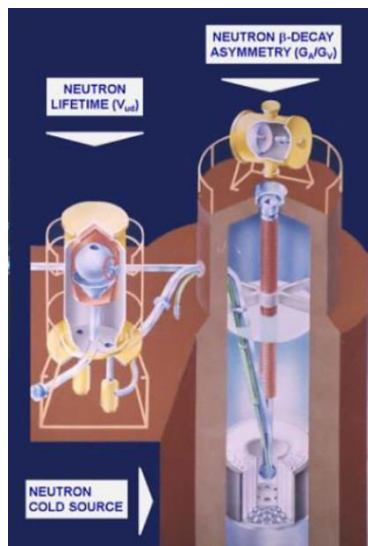
The result of experiment:
 $\tau = (880.2 \pm 1.2) \text{ s}$
Phys. Lett. B. 745 (2015) 79-89
V.I. Morozov 2015



ILL reactor, Grenoble



Реактор ВВР-М 1986-1996
ПНФ-ОИЯИ, Гатчина



Gravitrap experiment

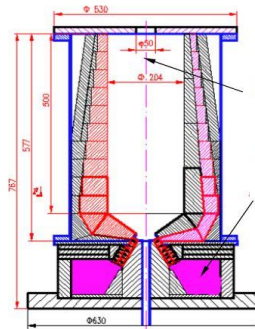
A.Serebrov et al. , Phys Lett B 605,
(2005) 72-78 : 878.5 ± 0.8 s

2002-2004 (PNPI-JINR-ILL), ILL reactor, Grenoble



First trap of permanent magnets

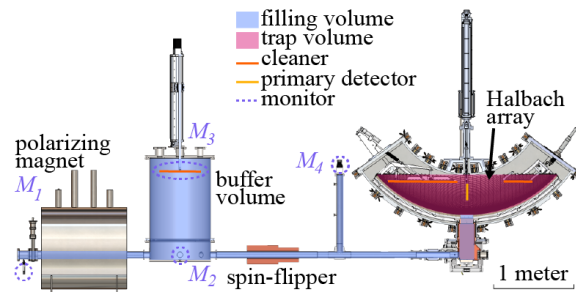
$$\tau_n = 878.3 \pm 1.9 \text{ s}$$



Technical Physics Letters.
2001. T. 27. C. 1055.

V. F. Ezhov

The result of
experiment:
 $\tau = (880.2 \pm 1.2) \text{ s}$
Phys. Lett. B. 745
(2015) 79-89
V.I. Morozov 2015



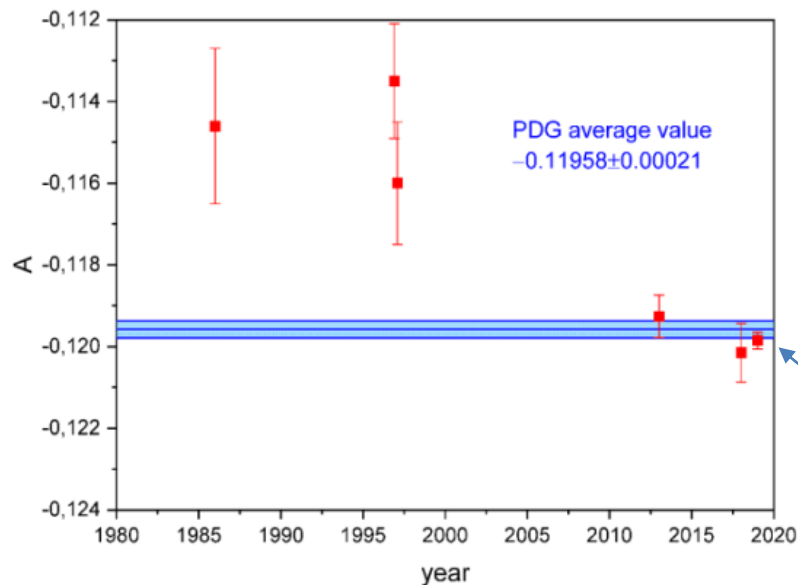
$$877.75 \pm 0.35$$

Phys. Rev. Lett. 2021. V.
127. P. 162501.

$$877.82 \pm 0.30$$

PRC 111, 045501

Измерение электронной асимметрии распада нейтрона - A



Измерения электронной асимметрии распада нейтрона (A) и усредненный результат PDG [18].

В измерениях электронной асимметрии распада нейтрона существенные изменения точности произошли на установках **PERKEO II** [16] и **PERKEO III** [17]. Точность измерений асимметрии распада сначала увеличилась в 3 раза, затем еще в 2,5 раза и в конечном итоге составила 0,17%. При этом абсолютная величина асимметрии распада электронов увеличилась на 2%.

$$\lambda = -1.2757(5)$$

Определяющий результат

Измерение константы слабой аксиально-векторной связи при распаде свободных нейтронов с использованием импульсного пучка холодных нейтронов

Märkisch,^{1,2,*} H. Mest,² H. Saul,^{1,3,4} X. Wang,^{1,3} H. Abele,^{1,2,3,†} D. Dubbers,² M. Klopff,³
A. Petoukhov,⁵ C. Roick,^{1,2} T. Soldner,⁵ and D. Werder²

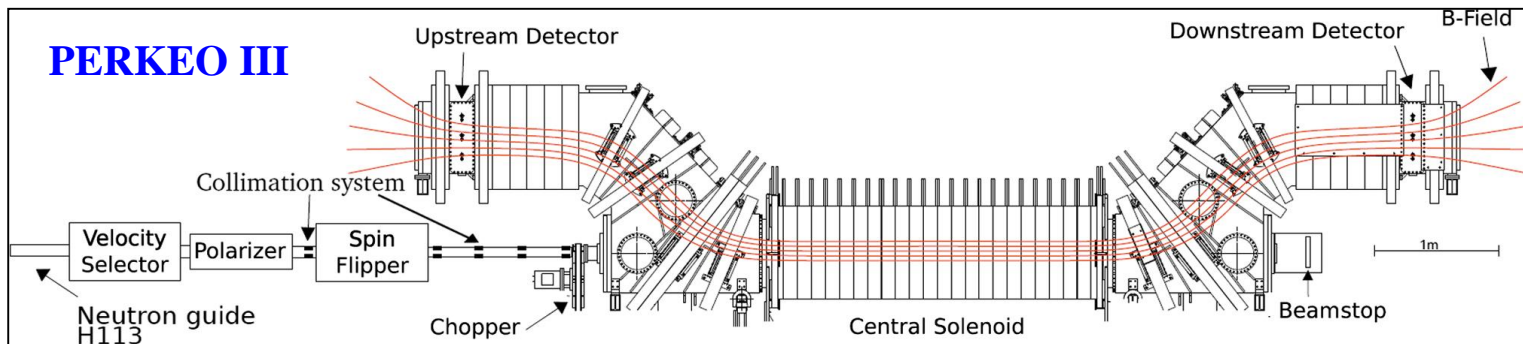
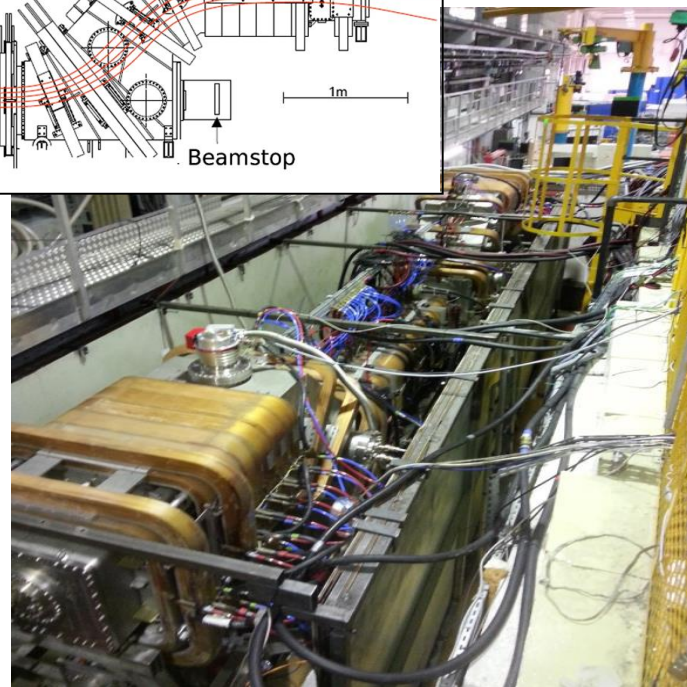
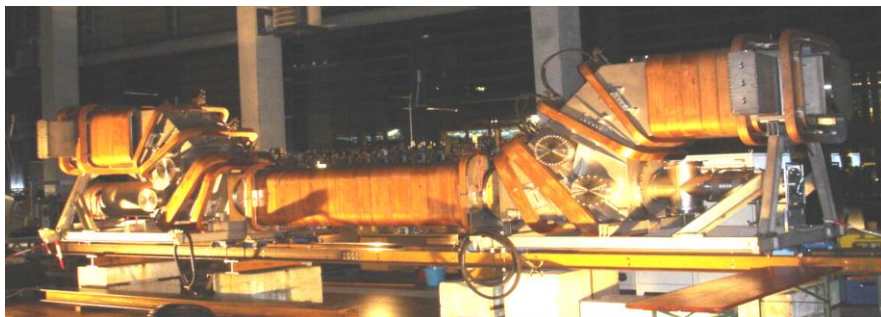
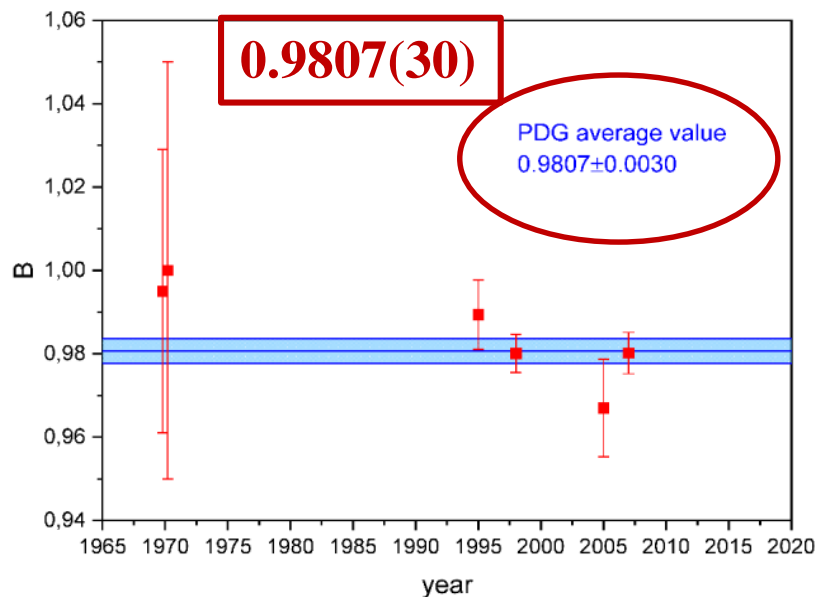


Схема спектрометрической установки PERKEO III, установленной на PF1B. Магнитное поле обозначено красным. Пучок холодных нейтронов из реакторного источника входит в канал с левой стороны.



Экспериментальные результаты нейтринной асимметрии распада нейтрона B и усредненный результат из PDG



| VALUE | DOCUMENT ID |
|----------------------------------|------------------------|
| 0.9807±0.0030 OUR AVERAGE | See the ideogram below |
| 0.9802±0.0034 ±0.0036 | SCHUMANN 07 |
| 0.967 ±0.006 ±0.010 | KREUZ 05 |
| 0.9801±0.0046 | SEREBROV 98 |
| 0.9894±0.0083 | KUZNETSOV 95 |
| 1.00 ±0.05 | CHRISTENSEN70 |
| 0.995 ±0.034 | EROZOLIM... 70c |



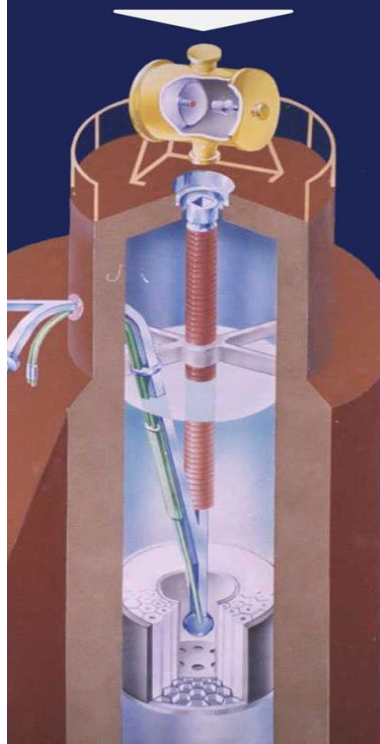
**Эксперименты ПИЯФ РАН на реакторе ВВР-М
и реакторе ИЛЛ**

Наконец, и это самое важное для нашего анализа правых токов, мы должны использовать результаты измерений нейтринной асимметрии распада нейтрона, где точность измерений была существенно повышена в 1998 году экспериментом [19]. Результат был позже подтвержден экспериментом [20] с той же точностью. В результате было определено значение нейтринной асимметрии, представленное в PDG [18].

Установка Борис Григорьевича Ерозолимского,

привезённая из
Курчатовского Института

NEUTRON β -DECAY
ASYMMETRY (G_A/G_V)



Measurement of the antineutrino escape asymmetry with respect to the spin of the decaying neutron

A. P. Serebrov, I. A. Kuznetsov,*) I. V. Stepanenko, A. V. Aldushchenkov, and M. S. Lasakov
B. P. Konstantinov St. Petersburg Nuclear Physics Institute, Russian Academy of Sciences, 188350
Gatchina, Russia

$$B = 0.9821 \pm 0.0040$$

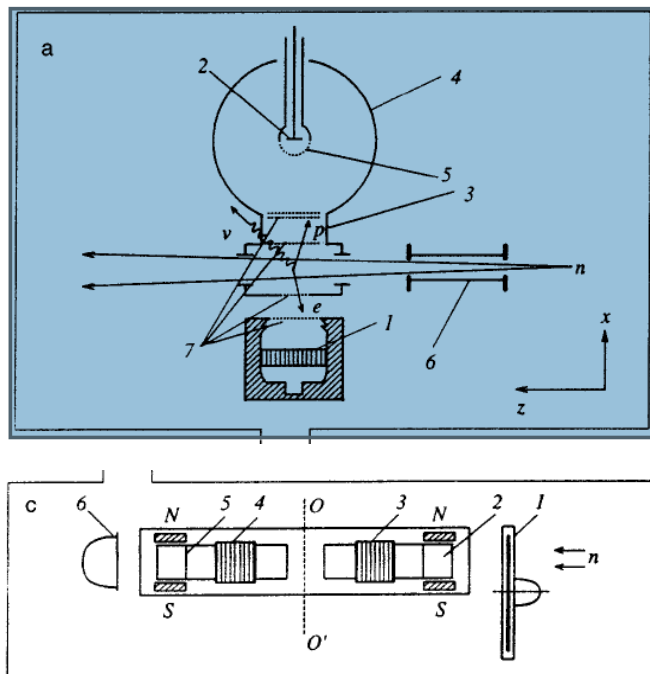
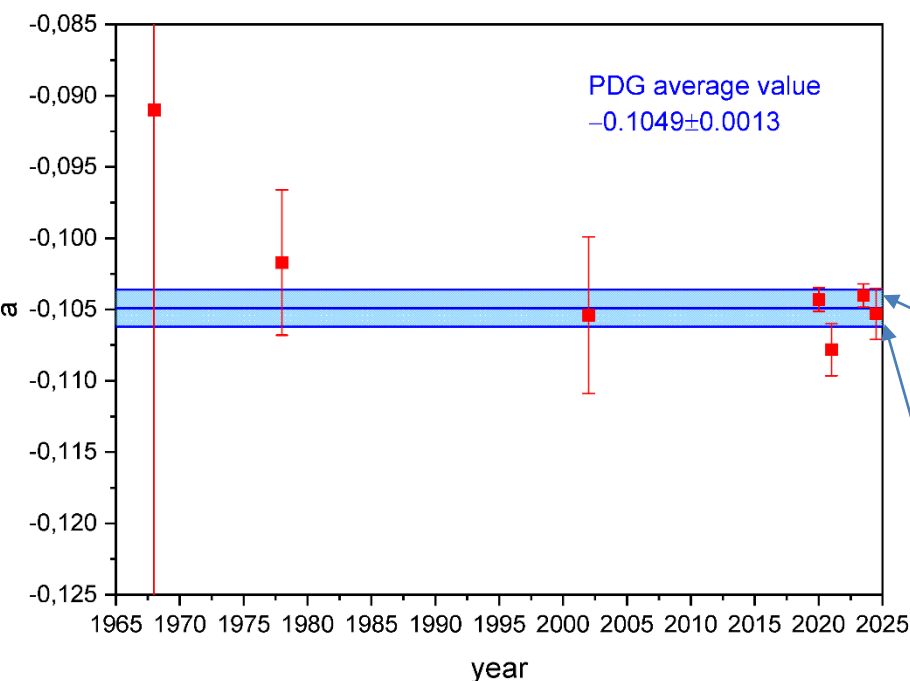


FIG. 1. Overall diagram of the experimental devices and their arrangement in the beam (viewed from above). a) Experimental apparatus for measuring asymmetry: 1 — electron detector, 2 — proton detector, 3 — time-of-flight electrode, 4 — spherical electrode, 5 — spherical grid, 6 — exit neutron guide, 7 — shielding grid. b) Setup of the in-beam experimental equipment: 1 — additional neutron guide section, 2 — polarizer, 3 — neutron guide with nonmagnetic coating, 4 — flipper F_1 , 5 — flipper F_1' , 6 — experimental apparatus for measuring asymmetry, 7 — apparatus for measuring polarization. c) Apparatus for measuring polarization: 1 — beam shutter, 2 — analyzer A_1 , 3 — flipper F_2 , 4 — flipper F_2' , 5 — analyzer A_2 , 6 — neutron detector.



Электронно-нейтринная асимметрия распада нейтрона - а



Экспериментальные результаты электронно-нейтринной асимметрии распада нейтрона и усредненный результат из PDG [18].

| VALUE | DOCUMENT ID |
|-------------------------------------|------------------------|
| -0.1049 ± 0.0013 OUR AVERAGE | Error includes scale |
| -0.10782 ± 0.00124 ± 0.00133 | ¹ HASSAN 21 |
| -0.10430 ± 0.00084 | BECK 20 |
| -0.1054 ± 0.0055 | BYRNE 02 |
| -0.1017 ± 0.0051 | STRATOWA 78 |
| -0.091 ± 0.039 | GRIGOREV 68 |

Reanalysis of the $\beta - \bar{\nu}_e$ Angular Correlation Measurement from the aSPECT Experiment with New Constraints on Fierz Interference

M. Beck,¹ W. Heil^{1,*}, Ch. Schmidt¹, S. Baeßler², F. Glück³, G. Konrad⁴, and U. Schmidt⁵


¹Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität, 55128 Mainz, Germany

²Department of Physics, University of Virginia, Charlottesville, Virginia 22904, USA
and Oak Ridge National Lab, Bethel Valley Road, Oak Ridge, Tennessee 37831, USA

³Institut für Astroteilchenphysik (IAP), Karlsruhe Institute of Technology (KIT), 76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany

⁴Technische Universität Wien, Atominstut, 1020 Wien, Austria

⁵Physikalisches Institut, Ruprecht-Karls-Universität, 69120 Heidelberg, Germany

 (Received 31 August 2023; revised 17 January 2024; accepted 1 February 2024; published 7 March 2024)

Recoil-Order and Radiative Corrections to the aCORN Experiment

F. E. Wietfeldt,¹ W. A. Byron,^{1,*} B. Collett,² M. S. Dewey,³ T. R. Gentile,³ F. Glück,⁴
M. T. Hassan,¹ G. L. Jones,² A. Komives,⁵ J. S. Nico,³ and E. J. Stephenson⁶

¹Department of Physics and Engineering Physics, Tulane University, New Orleans, LA 70118

²Physics Department, Hamilton College, Clinton, NY 13323

³National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899, USA

⁴Karlsruhe Institute of Technology, IAP, 76021 Karlsruhe, POB 3640, Germany

⁵Department of Physics and Astronomy, DePauw University, Greencastle, IN 46135

⁶CEEM, Indiana University, Bloomington, IN 47408

(Dated: March 1, 2024)

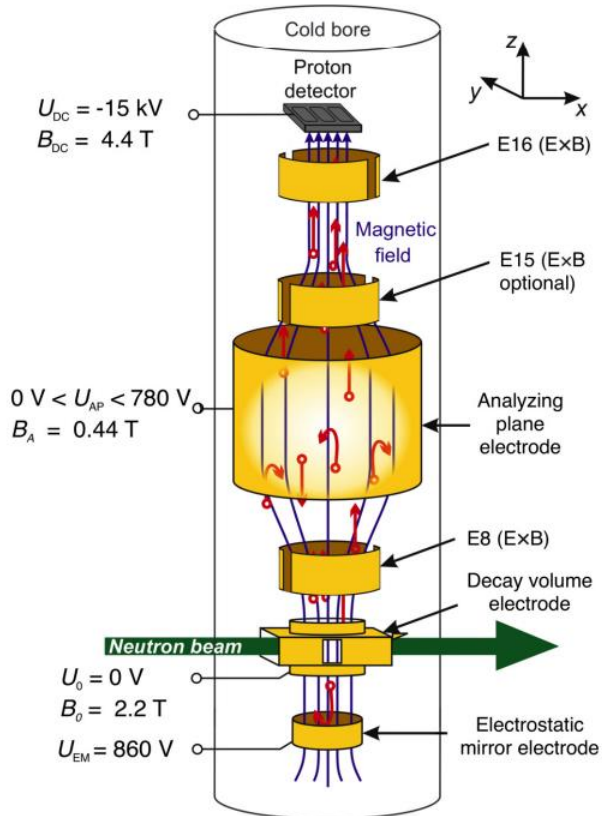


FIG. 2. Schematic of *a*SPECT. Only the most important electrodes are shown. The magnetic field is oriented in vertical direction (blue lines). The whole setup is under ultrahigh vacuum conditions.

Reanalysis of the $\beta - \bar{\nu}_e$ Angular Correlation Measurement from the *a*SPECT Experiment with New Constraints on Fierz Interference

M. Beck,¹ W. Heil^{1,*}, Ch. Schmidt¹, S. Baeßler², F. Glück³, G. Konrad⁴, and U. Schmidt⁵

¹*Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität, 55128 Mainz, Germany*

²*Department of Physics, University of Virginia, Charlottesville, Virginia 22904, USA*
and *Oak Ridge National Lab, Bethel Valley Road, Oak Ridge, Tennessee 37831, USA*

³*Institut für Astroteilchenphysik (IAP), Karlsruhe Institute of Technology (KIT), 76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany*

⁴*Technische Universität Wien, Atominstitut, 1020 Wien, Austria*

⁵*Physikalisches Institut, Ruprecht-Karls-Universität, 69120 Heidelberg, Germany*



(Received 31 August 2023; revised 17 January 2024; accepted 1 February 2024; published 7 March 2024)

Improved determination of the $\beta - \bar{\nu}_e$ angular correlation coefficient a in free neutron decay with the *a*SPECT spectrometer

M. Beck, F. Ayala Guardia, M. Borg, J. Kahlenberg, R. Muñoz Horta, C. Schmidt¹, A. Wunderle, and W. Heil^{1,*}
Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 55128 Mainz, Germany

R. Maisonnobe, M. Simson, T. Soldner², R. Virost², and O. Zimmer
Institut Laue-Langevin, CS 20156, 38042 Grenoble Cedex 9, France

M. Klopff and G. Konrad³
Technische Universität Wien, Atominstitut, 1020 Wien, Austria

S. Baeßler⁴
Department of Physics, University of Virginia, Charlottesville, Virginia 22904, USA
and *Oak Ridge National Lab, Bethel Valley Road, Oak Ridge, Tennessee 37831, USA*

F. Glück⁵
Institut für Kernphysik (IKP), Karlsruhe Institute of Technology (KIT), 76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany

U. Schmidt⁶
Physikalisches Institut, Universität Heidelberg, 69120 Heidelberg, Germany



(Received 14 August 2019; revised manuscript received 19 December 2019; accepted 17 March 2020; published 26 May 2020)

We report on a precise measurement of the electron-antineutrino angular correlation (a coefficient) in free neutron beta decay from the *a*SPECT experiment. The a coefficient is inferred from the recoil energy spectrum of the protons which are detected in 4π by the *a*SPECT spectrometer using magnetic adiabatic collimation with an electrostatic filter. Data are presented from a 100-day run at the Institut Laue Langevin in 2013. The sources of systematic errors are considered and included in the final result. We obtain $a = -0.10430(84)$ which is the most precise measurement of the neutron a coefficient to date. From this, the ratio of axial vector to vector coupling constants is derived giving $|g_A| = 1.2677(28)$.

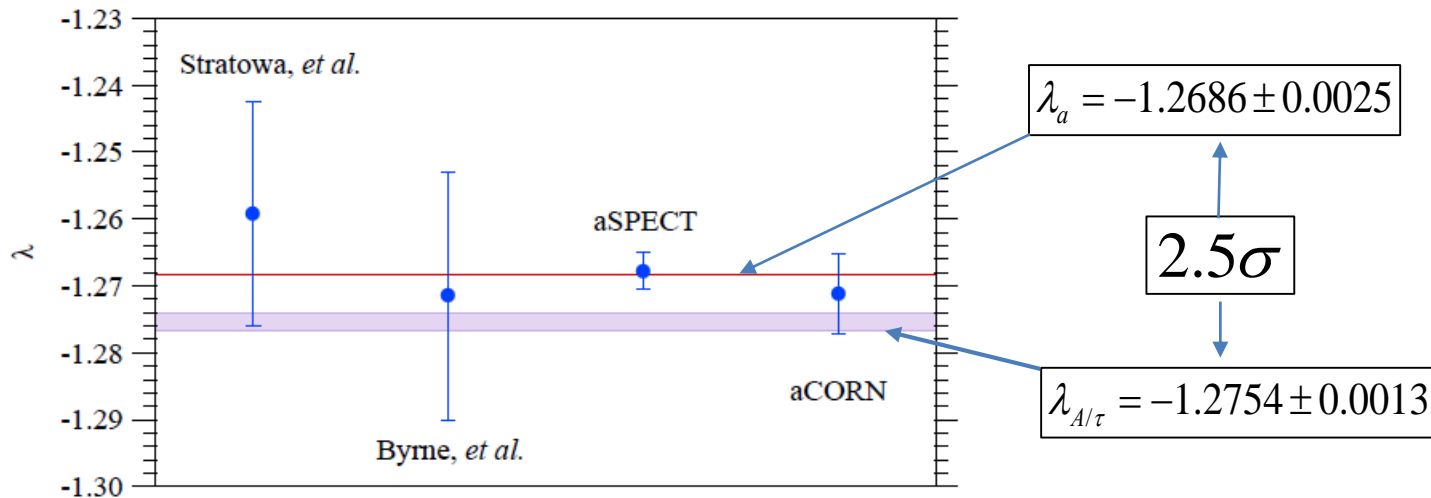
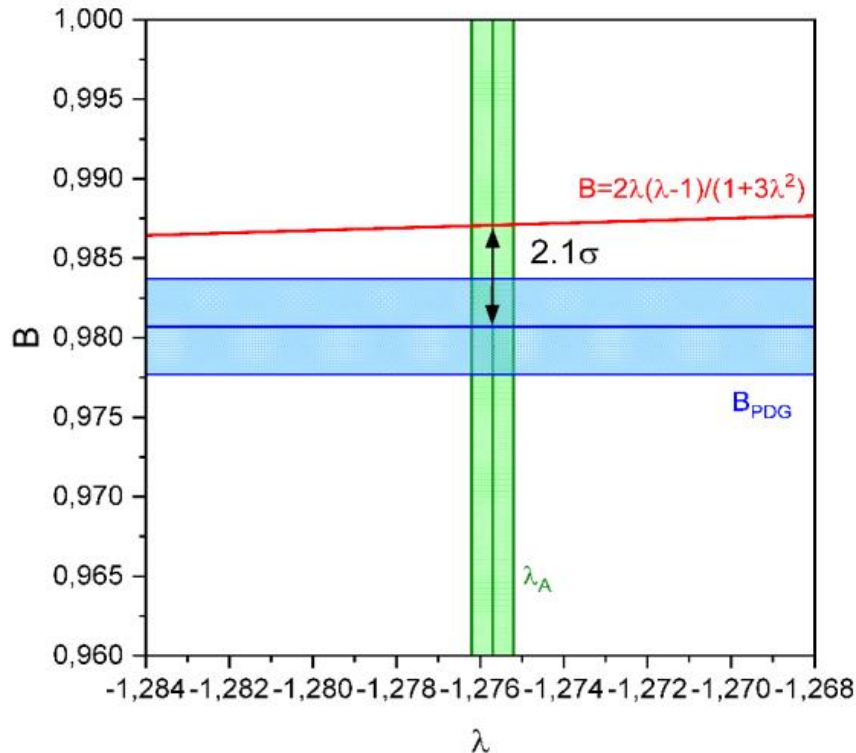


FIG. 10. A summary of the results for $\lambda = G_A / G_V$ from neutron a -coefficient experiments. The horizontal line is the weighted average: $\lambda = -1.2686 \pm 0.0025$. The shaded region shows the 2022 PDG recommended value $\lambda = -1.2754 \pm 0.0013$.

Существует расхождение между экспериментальным значением нейтринной асимметрии и предсказанием СМ.

Разница между этими значениями составляет 2,1 сигма



Сравнение экспериментальной нейтринной асимметрии распада нейтрона и рассчитанной в рамках СМ в зависимости от соотношения аксиальной и векторной констант слабого взаимодействия λ .

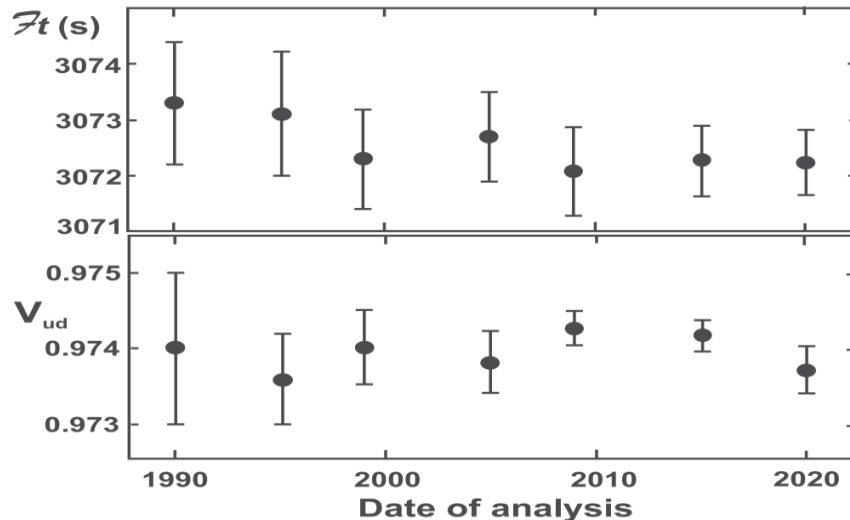
$$\frac{\Delta B}{B} = 6.5 * 10^{-3} (2.1 \sigma)$$

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{B_{\text{exp}} - B_{SM}}{B_{SM}} \quad B_{SM} = \frac{2\lambda_n(\lambda_n - 1)}{(1 + 3\lambda_n^2)}$$

Для дальнейшего анализа следует использовать условие унитарности матрицы СКМ [18] и экспериментальные данные с фермиевскими сверхразрешенными ядерными переходами $0^+ - 0^+$ [18].

Все основные данные взяты из J. C. Hardy и I. S. Towner, Phys. Rev. C 102, 045501.

Статья J. C. Hardy 2020 года содержит таблицу с историческими тенденциями в определении F_t и V_{ud} :




Из полученных данных
получено значение

$$|V_{ud}| = 0.97373 \pm 0.00031$$

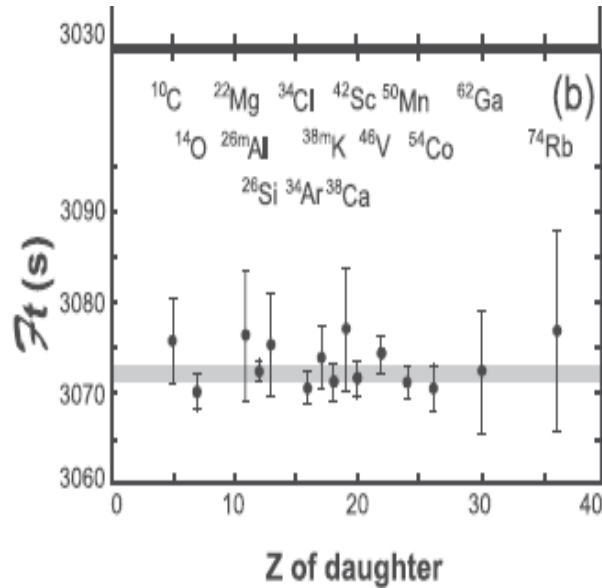
Третий элемент верхней строки, $|V_{ub}|$, очень мал и почти не влияет на тест унитарности. Его значение из оценки Particle Data Group (PDG) равно

$$|V_{ub}| = (3.94 \pm 0.36) \times 10^{-3}.$$

Superaligned $0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β decays: 2020 critical survey, with implications for V_{ud} and CKM unitarity

J. C. Hardy * and I. S. Towner

Cyclotron Institute, Texas A&M University, College Station, Texas 77843, USA

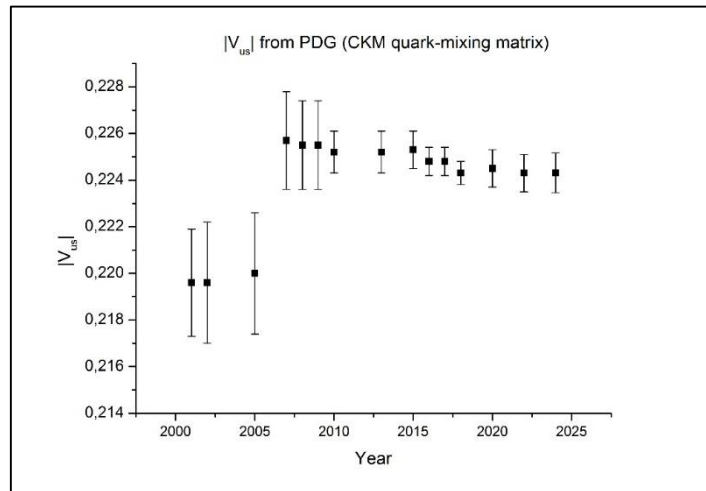


Представлен новый критический обзор всех измерений периода полураспада, энергии распада и отношения ветвления, связанных с 23 сверхразрешенными $0^+ \rightarrow 0^+$. Их среднее значение F_t в сочетании со временем жизни мюона дает элемент смешивания кварков вверх-вниз матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы, **$V_{ud} = 0,97373 \pm 0,00031$** . Это на одно стандартное отклонение ниже нашего результата 2015 года, и его неопределенность увеличилась на 50%. Это не следствие каких-либо сдвигов в экспериментальных данных, а новых расчетов радиационных поправок. **Более низкое значение V_{ud} теперь приводит к более высокому напряжению в тесте унитарности верхней строки в матрице CKM.**

Этот результат приведен в последней строке Таблицы XVII: где сумма унитарности равна **$|V_u|^2 = 0,9985(6)$** , что указывает на **нарушение унитарности 2,4 σ** .

Data $|V_{us}|$ from PDG

$$V_{us} = 0.2243(8)$$



Третий элемент верхней строки, $|V_{ub}|$, очень мал и почти не влияет на тест унитарности. Его значение из оценки Particle Data Group (PDG) равно:

$$|V_{ub}| = (3.94 \pm 0.36) \times 10^{-3}$$

**V_{ud}^{unit} из унитарности
матрицы CKM**

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

Однако матричный элемент V_{ud}^{00} из $0^+ - 0^+$ бета-распадов отличается

$$V_{ud}^{00} = 0.97367(32)$$

$$\frac{V_{ud}^{unit} - V_{ud}^{00}}{V_{ud}^{00}} = 8.6 * 10^{-4} (2.4 \sigma)$$

$$H_{V,A}^N = \bar{e} \gamma_\mu (C_V + C'_V \gamma_5) \nu \cdot \bar{p} \gamma_\mu n - \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 (C_A + C'_A \gamma_5) \nu \cdot \bar{p} \gamma_\mu \gamma_5 n + h.c.$$

$$C_V = g_V \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} (1 - 2\zeta + \delta), \quad C'_V = g_V \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} (1 - \delta)$$

$$|C_V|^2 + |C'_V|^2 = |g_V G_F V_{ud}|^2 (1 - \zeta)^2 (1 + (\delta - \zeta)^2)$$

$$C_A = g_A \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} (1 + 2\zeta + \delta), \quad C'_A = g_A \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} (1 - \delta)$$

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

Для $0^+ - 0^+$ переходов

Фермиевский

Для распада нейтрона

Гамово-Теллеровский

$$(f\tau)_{00}^{-1} = |M_F|^2 (|C_V|^2 + |C'_V|^2) =$$

$$= |M_F|^2 |g_V G_F V_{ud}|^2 (1 + \zeta)^2 (1 + (\delta + \zeta)^2),$$

$$V_{ud}^+ (1 + \zeta) \equiv V_{ud}^{00(V)}$$

$$V_{ud}^{00LR} = V_{ud}^{00(V)} \sqrt{\frac{[1 + (\delta + \zeta)^2]}{1 + \zeta^2}}$$

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

$$(f\tau)_n^{-1} = |M_F|^2 (|C_V|^2 + |C'_V|^2) + |M_{GT}|^2 (|C_A|^2 + |C'_A|^2)$$

$$= |M_F|^2 |g_V G_F V_{ud}|^2 (1 - \zeta)^2 (1 + (\delta - \zeta)^2) +$$

$$+ |M_{GT}|^2 |g_A G_F V_{ud}|^2 (1 + \zeta)^2 (1 + (\delta + \zeta)^2), \quad \text{где } |M_F|^2 = 1, |M_{GT}|^2 = 3$$

$$(f\tau)_n^{-1} = G_F^2 |g_V|^2 (V_{ud}^{n(V-A)})^2 (1 + 3\lambda_{n,V-A}^2) \times (1 + \zeta^2)^{-1} \left\{ 1 + (\delta^2 + \zeta^2) + 2 \frac{(3\lambda_{n,V-A}^2 - 1)}{(3\lambda_{n,V-A}^2 + 1)} \delta\zeta \right\}$$

$$V_{ud}^- (1 - \zeta) \equiv V_{ud}^{n(V-A)}$$

$$V_{ud}^{nLR} = V_{ud}^{n(V-A)} \times \sqrt{\frac{1 + 3\lambda_{n,V-A}^2}{1 + 3\lambda_{\text{exp},LR}^2} \frac{[1 + (\delta^2 + \zeta^2) + 2 \frac{(3\lambda_{n,V-A}^2 - 1)}{(3\lambda_{n,V-A}^2 + 1)} \delta\zeta]}{(1 + \zeta^2)}}$$

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