



**Петербургский институт ядерной физики
Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»**



Прецизионные исследования распада нейтрона и лево-правая асимметричная модель слабого взаимодействия

А.П. Серебров

А.П. Серебров, О.Л. Федин, О.М. Жеребцов, А.К. Фомин, Р.М. Самойлов, Н.С. Буданов, В.А. Каяйкин.

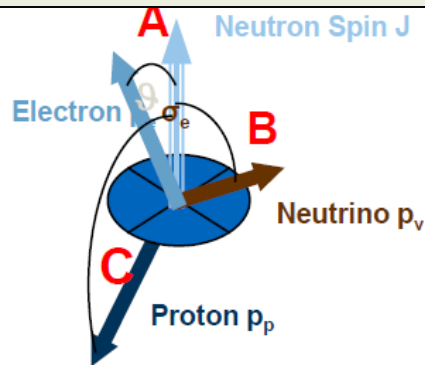
Семинар ОФВЭ 20 октября 2026

Прецизионные исследования распада нейтронов 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

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



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

$$\mathbf{-0.11958(21) \quad 0.17\%}$$

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

$$\mathbf{0.9807(30) \quad 0.3\%}$$

$$\lambda = g_A/g_V$$

$$\mathbf{-1.2757(5) \quad 0.04\%}$$

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

$$\mathbf{-0.10402(82) \quad 1.3\%}$$

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

$$\mathbf{-1.2 \quad (2.0) \times 10^{-4}}$$

Neutron lifetime

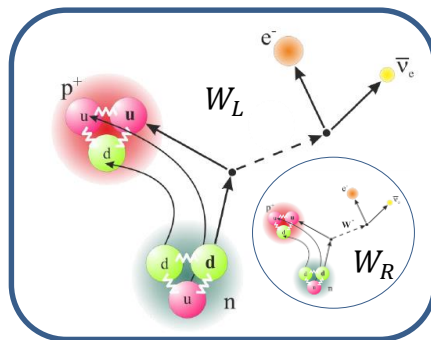
$$\tau^{-1} = G_F^2 |V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2) \frac{f^R m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7}$$

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

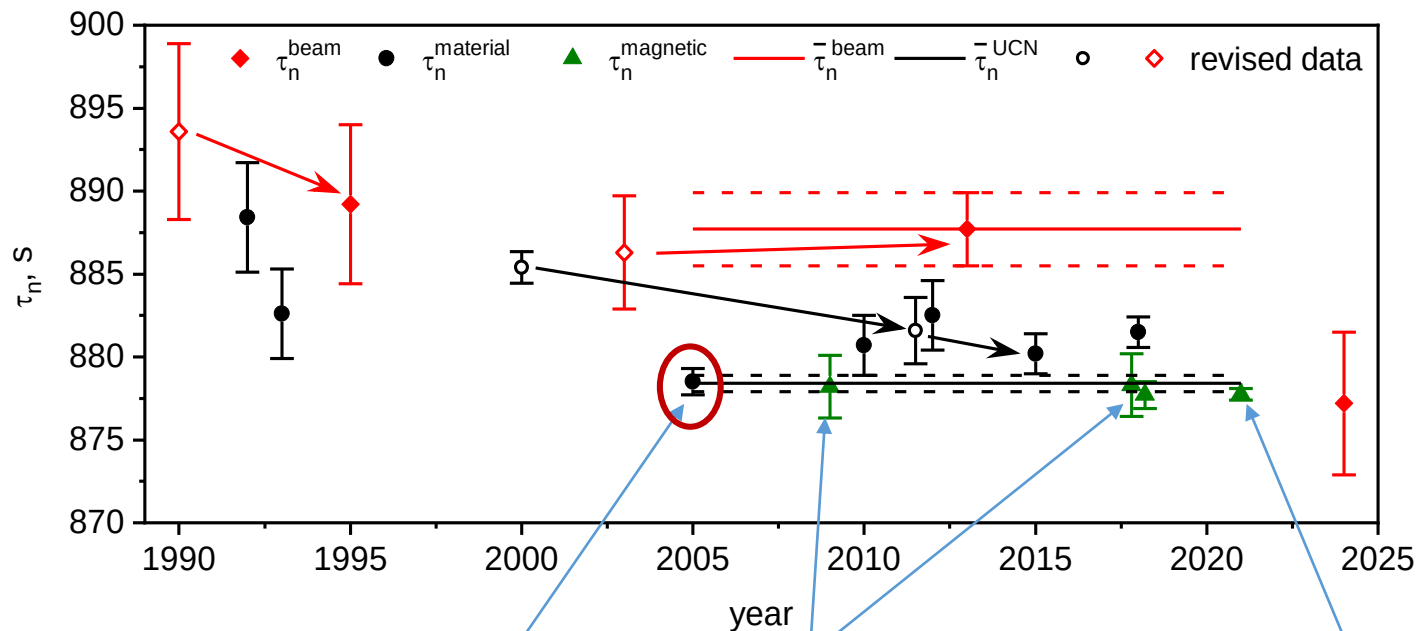
Unitarity CKM

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

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



Повышение точности измерений времени жизни нейтрона



PNPI-JINR-ILL
Gravitrapp experiment

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

PNPI-ILL
First magnetic trap
 $878.3 \pm 1.6_{\text{stat}} \pm 1.0_{\text{syst}}$
V. F. Ezhov et al (2009, 2018)

JETP Letters, 2018, Vol. 107, No.
11, pp. 671–675, (2018).

LANL
Magneto-gravitational traptrap
 877.75 ± 0.35
Phys. Rev. Lett. 2021.
V. 127. P. 162501.

Улучшенные измерения времени жизни нейтрона с помощью пучка холодных нейтронов в J-PARC

arXiv:2412.19519v1

$$\tau_n = 877,2 \pm 1,7 \text{ (стат.)} + 4,0 - 3,6 \text{ (сист.) с}$$

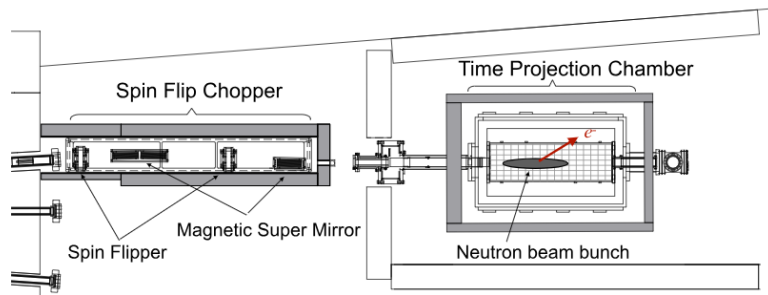


Рисунок 1: Вид сверху на установку BL05/NOP. Импульсные нейтроны, поступающие из пучкового порта слева, группируются в пучки с помощью устройства, переворачивающего спины, а затем направляются в камеру временной проекции.

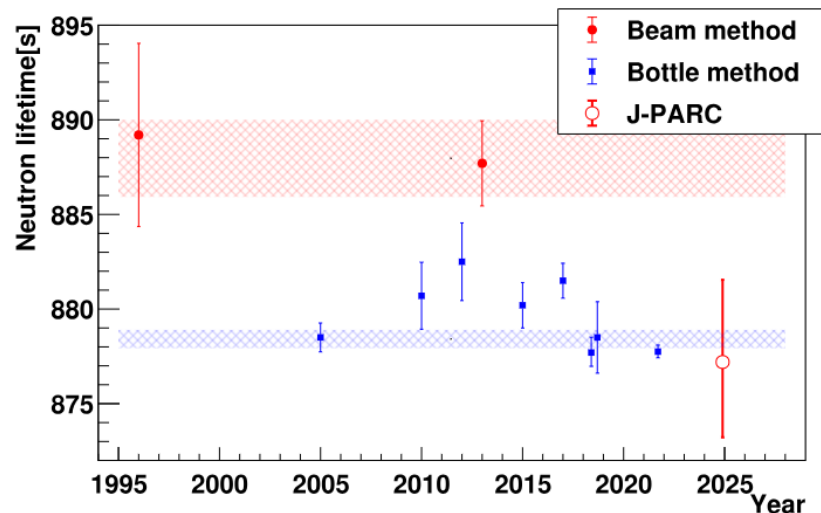


Рисунок 4: Измеренное время жизни нейтронов в этой работе и предыдущих экспериментах [6]. Красные круги обозначают измерения, проведенные с помощью метода пучка на основе детектора протонов, синие квадраты — метод бутылки, а красные и синие полосы — средние значения, полученные с помощью этих двух методов. Незакрашенный круг обозначает результаты измерений, проведенных в рамках этой работы в J-PARC.

Улучшенные измерения времени жизни нейтрона с помощью пучка холодных нейтронов в J-PARC

arXiv:2412.19519v1

Итоговый результат, полученный после анализа всех собранных данных, выглядит так:

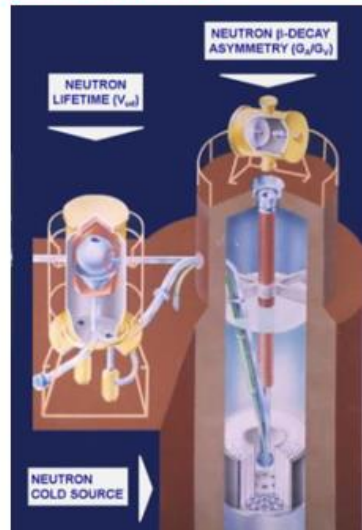
$$\tau_n = 877,2 \pm 1,7 \text{ (стат.)} + 4,0 - 3,6 \text{ (сист.) с}$$

Здесь:

- 1,7 с — статистическая погрешность;
- +4,0 – 3,6 с — систематическая (разные источники ошибок дали немного разный вклад, поэтому указаны отдельно).

Что это значит в контексте загадки? Полученное значение **согласуется с результатами «бутылочного» метода**, но при этом демонстрирует напряжение (около $2,3\sigma$) со средним значением, полученным в предыдущих пучковых экспериментах, где считали протоны. **То есть новый метод подтвердил одну из сторон спора, что сужает круг возможных объяснений расхождения.**

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



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

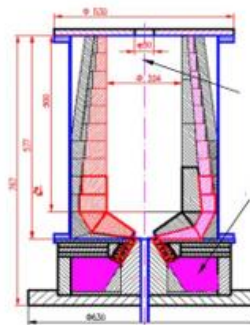
2002-2004 (PNPI-JINR-ILL), ILL reactor, Grenoble



First trap of permanent magnets
 (2009, 2018)

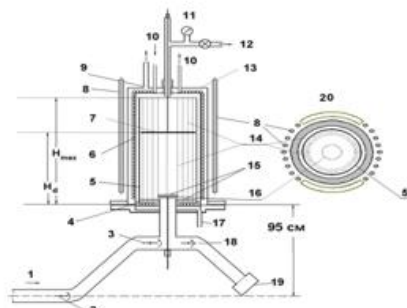
JETP Letters, 2018, Vol. 107 No. 11,

$878.3 \pm 1.6_{\text{stat}} \pm 1.0_{\text{syst}}$

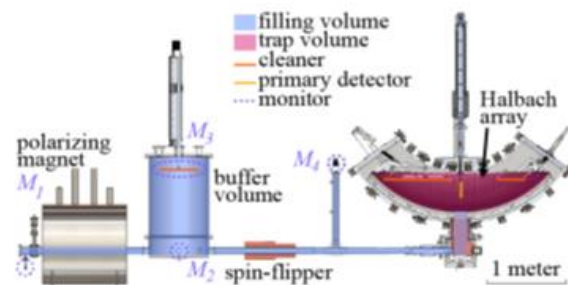


Technical Physics Letters.
 2001. T. 27. C. 1055.

V. F. Ezhov



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



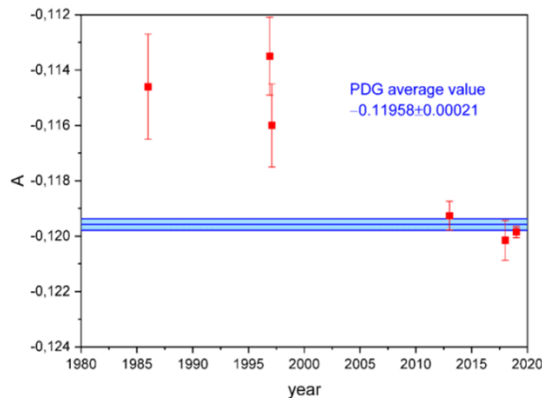
877.75 ± 0.35

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

877.82 ± 0.30

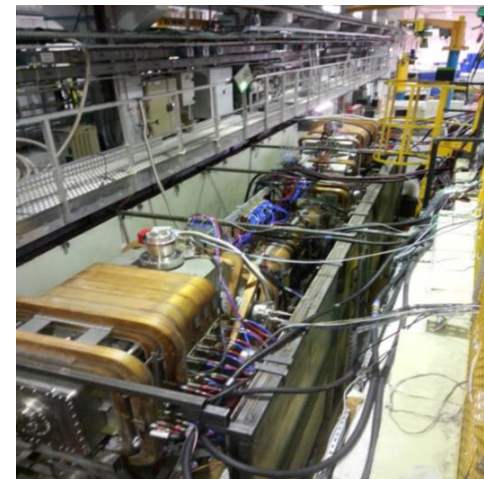
PRC 111, 045501 (2025)

Измерение электронной асимметрии распада нейтронов - A



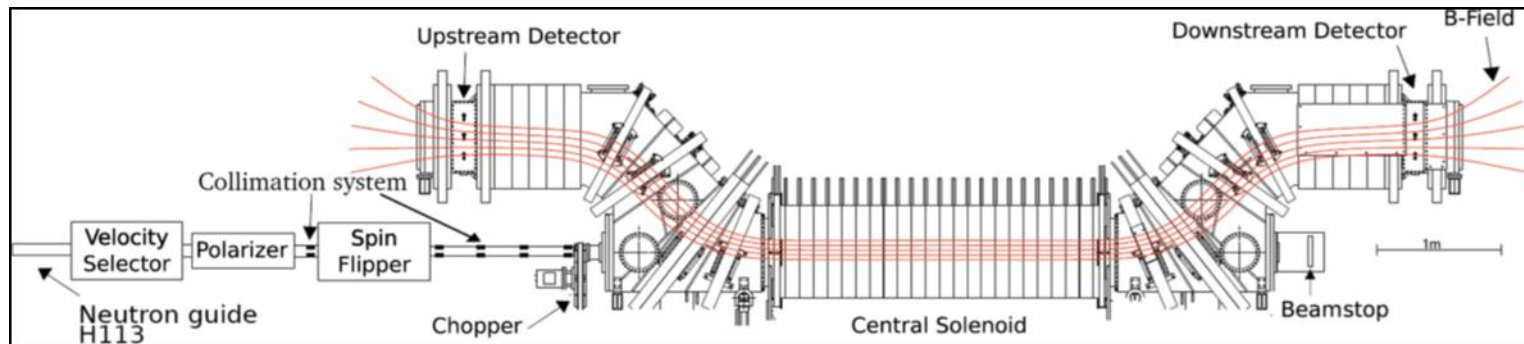
Measurement of the Weak Axial-Vector
Coupling Constant in the Decay
of Free Neutrons Using a Pulsed Cold
Neutron Beam

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

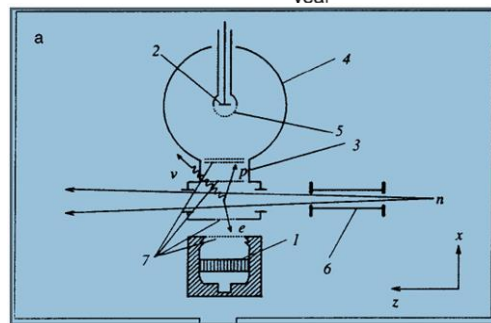
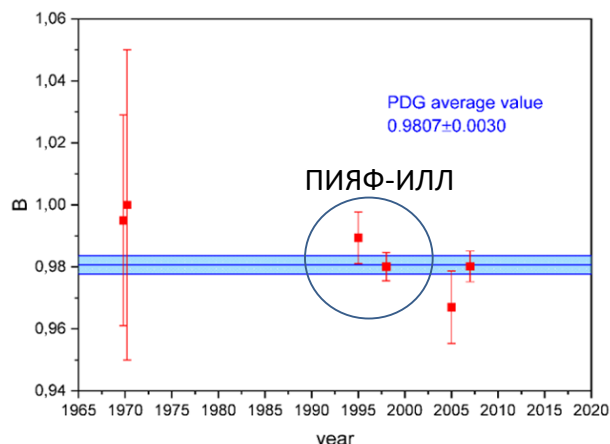


$$A_{\text{exp}} = -0.11958(21)$$

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



Экспериментальные результаты нейтринной асимметрии распада нейтрона ***B***



Установка Б.Г. Ерозолимского, привезённая из Курчатовского института.

Измерение асимметрии антинейтрино относительно
спина распадающегося нейтрона

А.П. Серебров, И. А. Кузнецов, И. В. Степаненко,
А. В. Алдущенков и М. С. Ласаков

Петербургский институт ядерной физики Российской
академии наук, Гатчина, 188350, Россия

VALUE

0.9807 ± 0.0030 OUR AVERAGE

$0.9802 \pm 0.0034 \pm 0.0036$

$0.967 \pm 0.006 \pm 0.010$

0.9801 ± 0.0046

0.9894 ± 0.0083

1.00 ± 0.05

0.995 ± 0.034

DOCUMENT ID

See the ideogram below

SCHUMANN 07

KREUZ 05

SEREBROV 98

KUZNETSOV 95

CHRISTENSEN70

EROZOLIM... 70c



Точность
измерений
поляризации
на уровне
0,25%.

Электронно-нейтринная асимметрия распада нейтрона - а

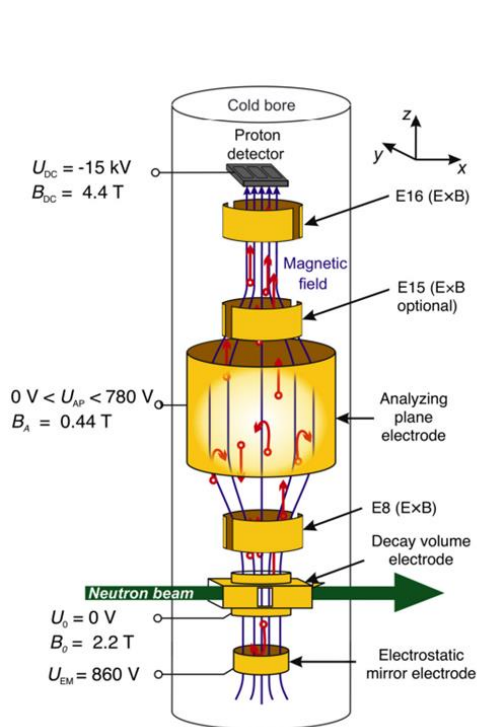
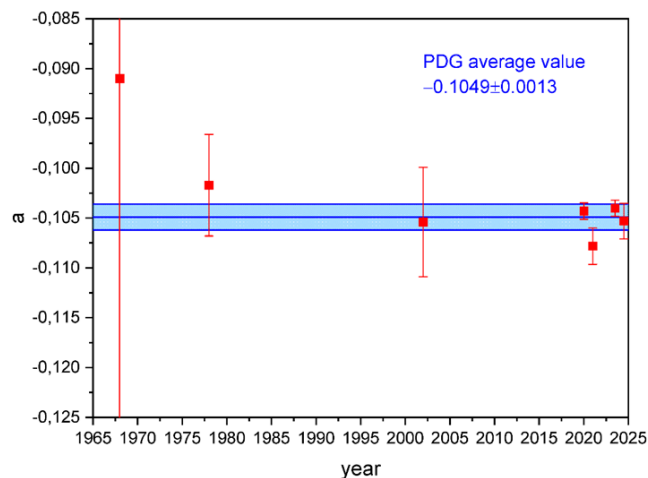


FIG. 2. Schematic of aSPECT. Only the most important electrodes are shown. The magnetic field is oriented in vertical direction (blue lines). The whole setup is under ultrahigh vacuum conditions.



VAI / IF	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

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

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

M. Beck, F. Ayala Guardia, M. Borg, J. Kahlenberg, R. Muñoz Horta, C. Schmidt, A. Wunderle, and W. Heil¹
 Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 55128 Mainz, Germany

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

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

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

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

U. Schmidt
 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 aSPECT experiment. The a coefficient is inferred from the recoil energy spectrum of the protons which are detected in 4π by the aSPECT 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 $|g_A| = 1.2677(28)$.

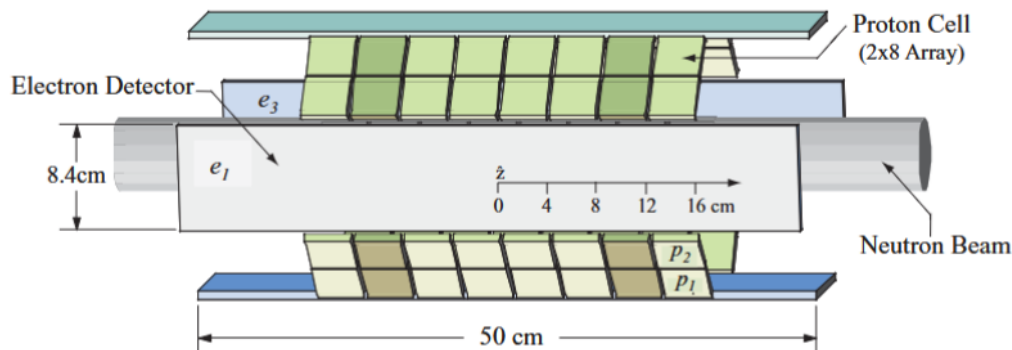
T-нечётная асимметрия распада нейтрона - D

Search for a *T*-odd, *P*-even triple correlation in neutron decay

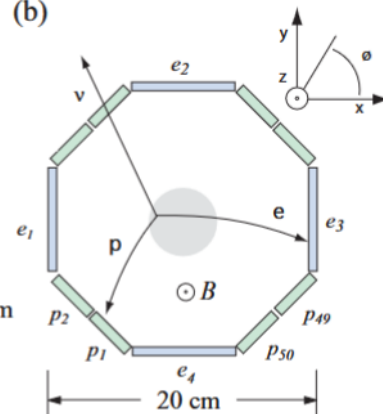
T. E. Chupp,¹ R. L. Cooper,¹ K. P. Coulter,¹ S. J. Freedman,² B. K. Fujikawa,² A. García,^{3,4} G. L. Jones,⁵ H. P. Mumm,⁶
J. S. Nico,⁶ A. K. Thompson,⁶ C. A. Trull,⁷ F. E. Wietfeldt,⁷ and J. F. Wilkerson^{3,8,9}

PHYSICAL REVIEW C **86**, 035505 (2012)

(a)



(b)



PDG

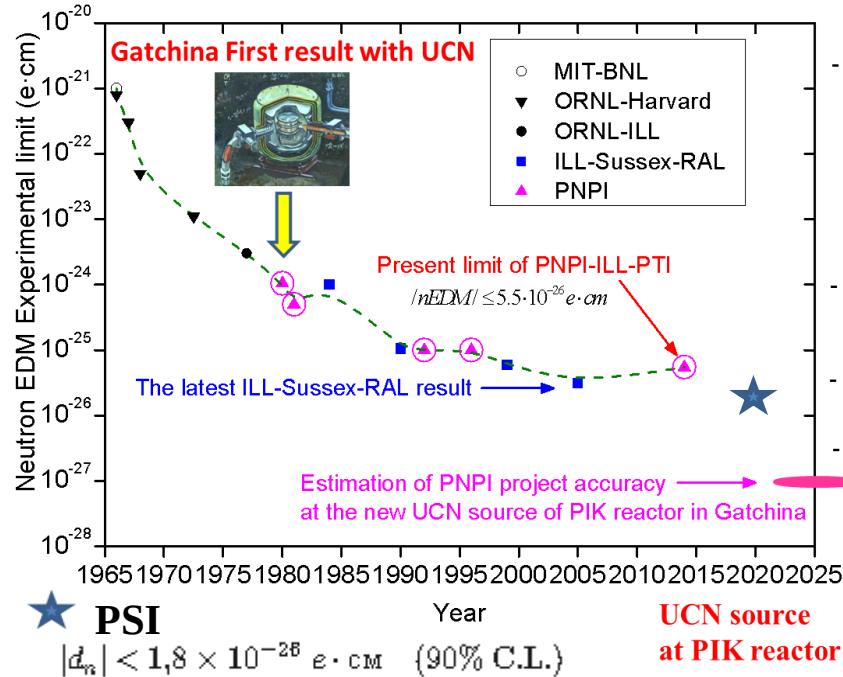
$$D = -1.2 (2.0) \times 10^{-4}$$

Results: We find $D = [-0.94 \pm 1.89(\text{stat}) \pm 0.97(\text{sys})] \times 10^{-4}$.

Это указание на сохранение T-инвариантности

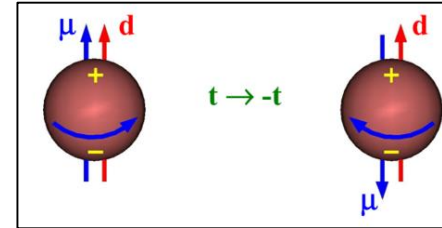
Верхние пределы на EDM нейтрона на два порядка жёстче, чем пределы на D-асимметрию Это тоже указание на сохранение T-инвариантности

CP-violation and search for neutron EDM



Theoretical Prediction:

- Electromagnetic



CPT?

CP

T

VOLUME 68, NUMBER 22

PHYSICAL REVIEW LETTERS

1 JUNE 1992

Ю.Хриплович

New Limits on T-Odd, P-Even Interactions

- Weinberg Multi-Higgs

- Minimal SUSY
Cosmology

- Left-Right Symm.

$10^{-27} \text{ e} \cdot \text{cm}$

Это позволяет использовать экспериментальные верхние пределы на EDM нейтрона, для получения ограничений на ТОРЕ-взаимодействия — и, следовательно, на коэффициент D — **на два порядка жёстче**, чем прямые пределы на ТОРЕ.

Left-right symmetry and electric dipole moments. A global analysis

Michael J. Ramsey-Musolf^{1,2,3,*} and Juan Carlos Vasquez^{2,†}

arXiv:2012.02799v1 [hep-ph] 4 Dec 2020

$$d_n < 2 \cdot 10^{-26} \rightarrow D < 2 \cdot 10^{-6}$$

Результаты измерений ЭДМ нейтрона на реакторе ВВР-М, на реакторе ILL и планы на реакторе ПИК.

**Расхождение экспериментальных результатов
с теоретическим описанием в рамках
Стандартной Модели**

Описание экспериментальных результатов в рамках V-A версии теории оказывается **неудовлетворительным**, поскольку его нельзя представить одним значением параметра. $\lambda = G_A / G_V$

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

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

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

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

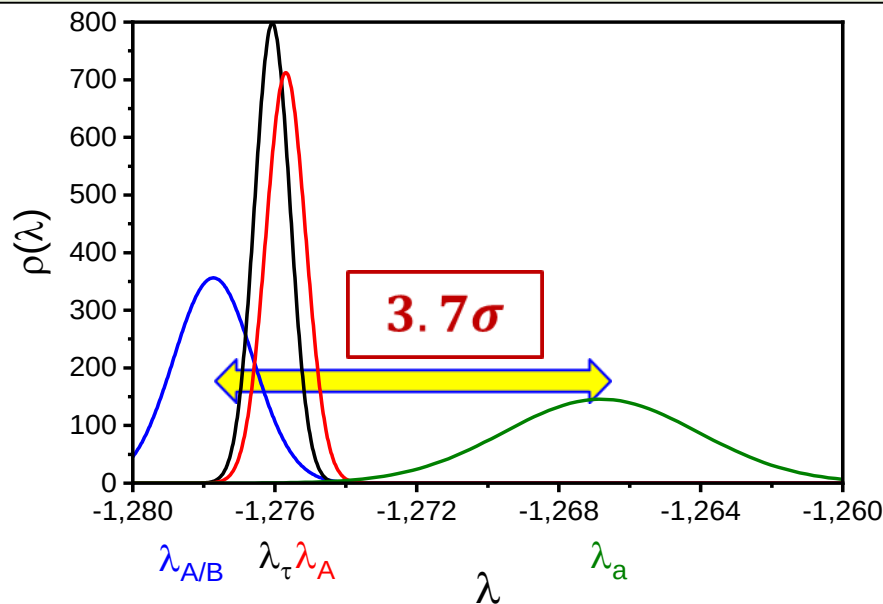
$$\tau_{\text{exp}} = 877.75(35)$$

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

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

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

$$V_{ud}^n = 0.97477(37)$$



**Отклонение от
стандартной
модели
составляет 3,7
сигма.**

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

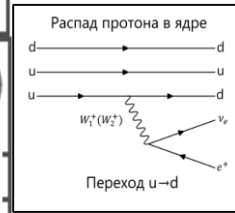
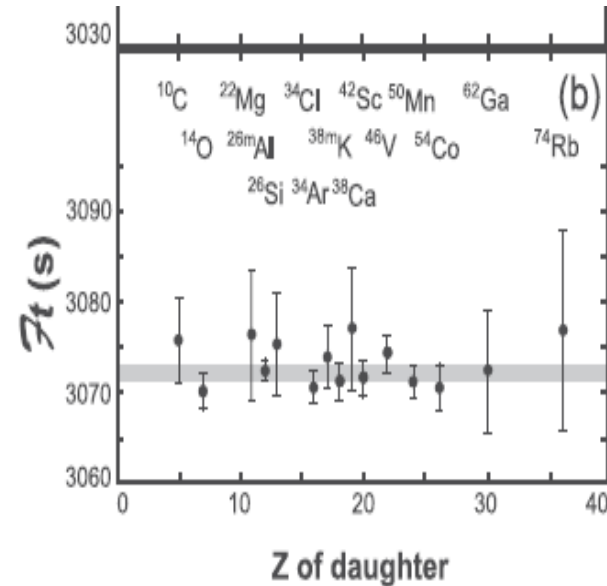
Результаты вычислений значения параметра $\lambda = G_A / G_V$
для а, А, В и τ в V-A версии теории слабого взаимодействия

ПРОБЛЕМА УНИТАРНОСТИ МАТРИЦЫ ККМ

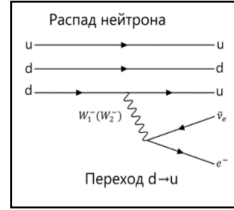
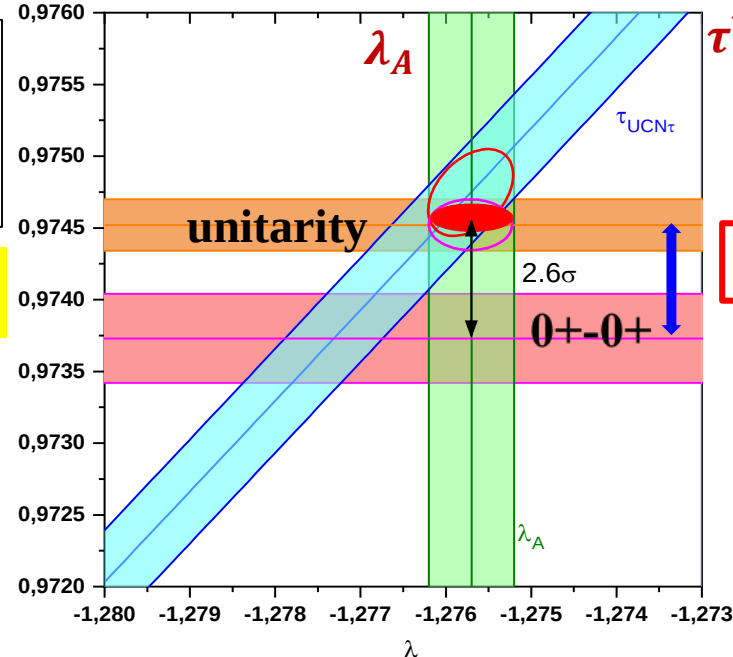
Данные экспериментов с ядерными сверхразрешенными переходами $0^+ \rightarrow 0^+$ позволяют нам независимо определить элемент V_{ud} матрицы СКМ.

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,
Phys. Rev. C **102**, 045501 (2020)



V_{ud}



$8.6 \cdot 10^{-4} (2.6)$

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

Прецизионные исследования распада нейтрона и V-A вариант теории

Чтобы перейти к анализу LRSM необходимо сначала представить экспериментальные данные и провести анализ сначала в рамках V-A варианта теории.

Кинематика распада нейтрона может быть описана с помощью выражения:

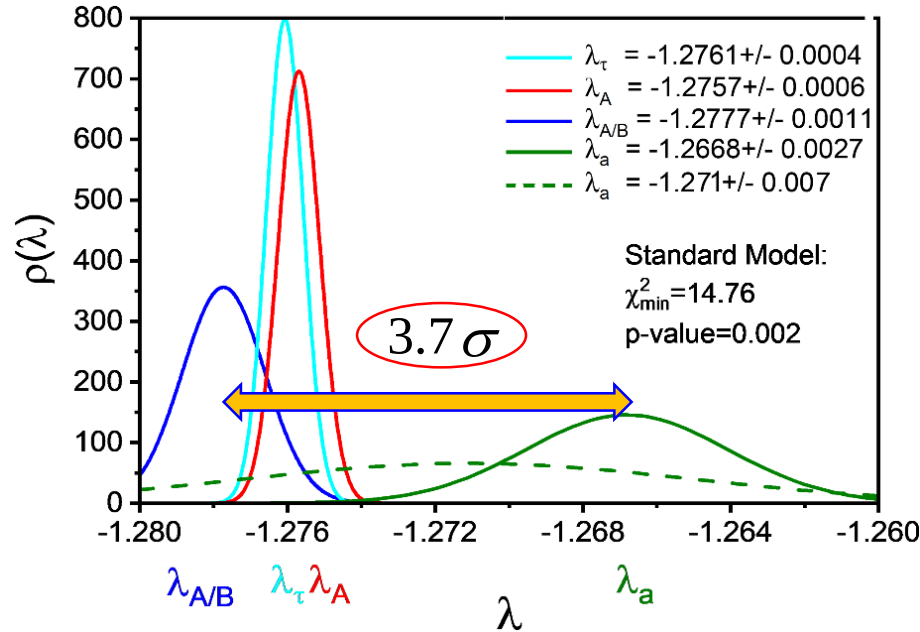
$$\frac{d^3\Gamma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu} = \frac{1}{(2\pi)^5} p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \times \xi \left[1 + \overbrace{a \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu}}^{\text{Р и Т чётная}} + \overbrace{b \frac{m_e}{E_e} + \frac{\langle \vec{\sigma}_n \rangle}{|\sigma_n|} \cdot \left(A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right)}^{\text{Р нечётная и Т чётная}} \right]$$

Р чётная и Т нечётная

В рамках V-A варианта теории слабого взаимодействия все параметры распада нейтрона могут быть выражены через единственный параметр теории $\lambda_n = g_A / g_V$.

$$\tau_n^{V-A} = \frac{K}{G_F^2 |V_{ud}|^2 g_V^2 (1 + 3\lambda_n^2)}, \quad a^{V-A} = \frac{1 - \lambda_n^2}{1 + 3\lambda_n^2}, \quad A^{V-A} = -\frac{2\lambda_n(\lambda_n + 1)}{1 + 3\lambda_n^2}, \quad B^{V-A} = \frac{2\lambda_n(\lambda_n - 1)}{1 + 3\lambda_n^2}, \quad \left(\frac{A}{B}\right)^{V-A} = -\frac{\lambda_n + 1}{\lambda_n - 1}$$

$$D = (-1.2 \pm 2.0) \times 10^{-4}.$$



Описание экспериментальных
 результатов в рамках V-A
 версии теории оказывается
неудовлетворительным,
 поскольку его нельзя
 представить одним значением
 параметра $\lambda = G_A / G_V$

Параметр	Значение	Отн. точ.	PDG	Ссылка
τ_n	877.75^{+36}_{-32}	$4 * 10^{-4}$	878.4(5)	[10]
A	-0.11985(21)	$1.7 * 10^{-3}$	-0.11958(21)	[11]
B	0.9802(49)	$5 * 10^{-3}$	0.9807(30)	[12]
a_{ev}^{aCORN}	-0.1053(18)	$1.7 * 10^{-2}$	-0.1044(7)	[13]
a_{ev}^{aSPECT}	-0.10402(82)	$8 * 10^{-3}$		[14]
A/B	-0.1223(52)	$5.2 * 10^{-3}$	-0.1219(43)	
D	$D = (-1.2 \pm 2.0) \times 10^{-4}$		$D = (-1.2 \pm 2.0) \times 10^{-4}$	[4]

Результаты измерений времени жизни нейтрона и асимметрии распада могут быть **успешно согласованы** в рамках простейшей **лево-правой манифест модели** слабого взаимодействия (LRSM).

M. A. B. Beg, R. V. Budny, R.N. Mohapatra,
and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. 38, 1252
(1977),

B. R. Holstein and S. B. Treiman, Phys. Rev.
D **16**, 2369 (1977),

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

P. Herczeg, Prog. Part. Nucl. Phys. **46**, 413
(2001)

N. Severijns, M. Beck and O. Naviliat-Cuncic,
Rev. Mod. Phys. **78**, 991 (2006)]

Лево-правая симметричная модель слабого взаимодействия (LRSM)

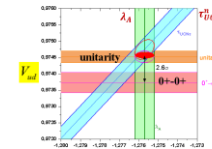
$$\begin{pmatrix} W_L^- \\ W_R^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & +\sin \zeta \\ -e^{-i\omega} \sin \zeta & e^{-i\omega} \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^- \\ W_2^- \end{pmatrix}$$

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

где ζ — угол смешивания состояний W_L и W_R , а δ — отношение квадратов массовых состояний W_1 и W_2 .

$\omega = \pm \pi / 2$ CP- нарушение

Необходимость введения лево-правой асимметричной модели слабого взаимодействия (LRAM)



Попытка согласовать значение матричного элемента V_{ud} , полученное из распада нейтрона и из распада протона в ядрах в рамках простейшей лево-правой манифест модели не удалась.

Однако, оказалось, что лучшее согласие можно получить, если знак угла смешивания изменить на противоположный знак при изменении знака заряда векторного бозона. Таким образом, возник так называемый **асимметричный** вариант лево-правой модели (**LRAM**).

В этой модели возникает CP-нарушение, из-за примеси правого векторного бозона.

$$\begin{pmatrix} W_L^\pm \\ W_R^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & e^{i(-\pi/2 + g^\pm)} \sin \zeta \\ e^{i(-\pi/2 + g^\mp)} \sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^\pm \\ W_2^\pm \end{pmatrix}$$



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

где фаза CP $g^+ = -\pi/2$ $g^- = +\pi/2$

где ζ — угол смешивания состояний W_L и W_R , а δ — отношение квадратов массовых состояний W_1 и W_2 .

А.П. Серебров и др.
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

Serebrov A.P., et al,
Phys . Rev. D 112, 115012

Serebrov A.P., et al,
arxiv: 2605. 15771v5

Приведём сравнение симметричной и асимметричной лево-правой модели (LRSM и LRAM)

LRSM это матрица с одинаковыми знаками угла смешивания для W^+ и W^- , но матрицы комплексно-сопряжённые, как и положено для частиц и античастиц.

$$\begin{pmatrix} W_L^- \\ W_R^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & +\sin \zeta \\ -e^{-i\omega} \sin \zeta & e^{-i\omega} \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^- \\ W_2^- \end{pmatrix} \quad \text{LRSM} \quad \begin{pmatrix} W_L^+ \\ W_R^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & +\sin \zeta \\ -e^{i\omega} \sin \zeta & e^{i\omega} \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^+ \\ W_2^+ \end{pmatrix}$$

$$S_-^* = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta \\ -e^{i\omega} \sin \zeta & e^{i\omega} \cos \zeta \end{pmatrix} = S_+, \quad S_+^* = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta \\ -e^{-i\omega} \sin \zeta & e^{-i\omega} \cos \zeta \end{pmatrix} = S_-$$

Указанные выше матрицы (S^-) и (S^+) являются унитарными. Переход от частицы к античастице осуществляет комплексным сопряжением матрицы. Проверка перехода от частицы к античастице через комплексное сопряжение: показывает, что матрица для частиц переходит в матрицу для античастиц

Проверим эрмитовость:

$$S_-^\dagger = \begin{pmatrix} \cos \zeta & -e^{i\omega} \sin \zeta \\ \sin \zeta & e^{i\omega} \cos \zeta \end{pmatrix} \neq S_- , \quad S_- \text{ неэрмитова}, \quad S_+^\dagger = \begin{pmatrix} \cos \zeta & -e^{-i\omega} \sin \zeta \\ \sin \zeta & e^{-i\omega} \cos \zeta \end{pmatrix} \neq S_+ , \quad S_+ \text{ неэрмитова}$$

Поэтому CP-нарушение вводится через комплексную фазу в матрице ККМ.

Однако, CP-нарушение (Т-нарушение) является асимметричным для частиц и античастиц, так что не позволяет сформировать асимметрию Вселенной.

Приведём сравнение симметричной и асимметричной лево-правой модели (LRSM и LRAM)

LRAM это матрица с разными знаками угла смешивания для W_+ и W_-

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

$$A_- = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta \\ -\sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \quad A_+ = \begin{pmatrix} \cos \zeta & -\sin \zeta \\ \sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix}$$

Указанные выше матрицы A являются унитарными. Переход от частицы к античастице осуществляется комплексным сопряжением матрицы. Проверка перехода от частицы к античастице через комплексное сопряжение:

$$A_-^* = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta \\ -\sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \neq A_+, \quad A_+^* = \begin{pmatrix} \cos \zeta & -\sin \zeta \\ \sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \neq A_-$$

показывает, что матрица для частиц не переходит в матрицу для античастиц при комплексном сопряжении

Проверим эрмитовость:

$$A_-^\dagger = \begin{pmatrix} \cos \zeta & -\sin \zeta \\ \sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \neq A_-, \quad A_- \text{ неэрмитова}, \quad A_+^\dagger = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta \\ -\sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \neq A_+, \quad A_+ \text{ неэрмитова}$$

В этом случае не нарушается Т-инвариантность, но нарушается CP-инвариантность, т.е. становится возможным разное время жизни для нейтральных частиц и античастиц, таких как нейтрон – антинейтрон, нейтральный мезон – антимезон. Это позволяет объяснить барионную и лептонную асимметрию Вселенной.

Лагранжиан заряженного тока

$$L_{CC} = \left(g/\sqrt{2} \right) \begin{pmatrix} W_{L\mu}^+ & W_{R\mu}^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_L^{\mu+} \\ J_R^{\mu+} \end{pmatrix} + h.c.$$

где h.c. – эрмитовски сопряженный член в лагранжиане. Полностью лагранжиан выглядит так

$$L_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} W_{L\mu}^+ & W_{R\mu}^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_L^{\mu+} \\ J_R^{\mu+} \end{pmatrix} + \frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} W_{L\mu}^- & W_{R\mu}^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_L^{\mu-} \\ J_R^{\mu-} \end{pmatrix} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[W_{L\mu}^+ J_L^{\mu+} + W_{R\mu}^+ J_R^{\mu+} \right] + \frac{g}{\sqrt{2}} \left[W_{L\mu}^- J_L^{\mu-} + W_{R\mu}^- J_R^{\mu-} \right]$$

Левые и правые токи определяются суммой токов для кварков (J_q) и лептонов (J_ℓ) следующим образом:

$$J_L^{\mu+} = \bar{u}_i \gamma_\mu P_L (V_L)_{ij} d_j + \bar{\nu}_i \gamma_\mu P_L (U_L)_{ij} \ell_j, \quad J_L^{\mu-} = \bar{d}_i \gamma_\mu P_L (V_L)_{ij} u_j + \bar{\ell}_i \gamma_\mu P_L (U_L)_{ij} \nu_j$$

$$J_R^{\mu+} = \bar{u}_i \gamma_\mu P_R (V_R)_{ij} d_j + \bar{\nu}_i \gamma_\mu P_R (U_R)_{ij} \ell_j, \quad J_R^{\mu-} = \bar{d}_i \gamma_\mu P_R (V_R)_{ij} u_j + \bar{\ell}_i \gamma_\mu P_R (U_R)_{ij} \nu_j$$

где $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)$ - проекционный оператор киральности, $V_{L,R}$ - правая и левая ККМ матрица, $U_{L,R}$ - матрица смешивания легких нейтрино (ν) и тяжелых правых нейтрино (N) . Учитывая, что:

$$W_L^\pm = W_1^\pm \cos \zeta + W_2^\pm \sin \zeta$$

$$W_R^\pm = e^{i\omega} \left(-W_1^\pm \sin \zeta + W_2^\pm \cos \zeta \right)$$

можно записать лагранжиан в следующем виде:

$$L_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} W_{L\mu}^+ & W_{R\mu}^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \zeta & -e^{i\omega} \sin \zeta \\ \sin \zeta & e^{i\omega} \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_L^{\mu+} \\ J_R^{\mu+} \end{pmatrix} + \frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} W_{L\mu}^- & W_{R\mu}^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \zeta & -e^{i\omega} \sin \zeta \\ \sin \zeta & e^{i\omega} \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_L^{\mu-} \\ J_R^{\mu-} \end{pmatrix}$$

Вычисление вероятности распада

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

Для этой матрицы смешивания векторных бозонов можно получить:

$$C_V = g_V \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \left(\cos^2 \zeta + e^{2i\omega} \sin^2 \zeta + \delta \left(\sin^2 \zeta + e^{2i\omega} \cos^2 \zeta \right) - (1 - \delta) e^{i\omega} \sin 2\zeta \right)$$

$$C'_V = g_V \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \left(\cos^2 \zeta - e^{2i\omega} \sin^2 \zeta + \delta \left(\sin^2 \zeta - e^{2i\omega} \cos^2 \zeta \right) \right)$$

$$C_A = g_A \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \left(\cos^2 \zeta + e^{2i\omega} \sin^2 \zeta + \delta \left(\sin^2 \zeta + e^{2i\omega} \cos^2 \zeta \right) + (1 - \delta) e^{i\omega} \sin 2\zeta \right)$$

$$C'_A = g_A \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \left(\cos^2 \zeta - e^{2i\omega} \sin^2 \zeta + \delta \left(\sin^2 \zeta - e^{2i\omega} \cos^2 \zeta \right) \right)$$

$$|C_V|^2 + |C'_V|^2 = g_V^2 G_F^2 |V_{ud}|^2 \left(1 + \delta^2 - (1 - \delta^2) \sin 2\zeta \cos \omega \right), \quad |C_A|^2 + |C'_A|^2 = g_A^2 G_F^2 |V_{ud}|^2 \left(1 + \delta^2 + (1 - \delta^2) \sin 2\zeta \cos \omega \right)$$

Для нейтрона полная вероятность распада пропорциональна ξ

$$\xi = |C_V|^2 + |C'_V|^2 + 3(|C_A|^2 + |C'_A|^2) = g_V^2 G_F^2 |V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2) \left[1 + \delta^2 - \frac{1 - 3\lambda^2}{1 + 3\lambda^2} (1 - \delta^2) \sin 2\zeta \cos \omega \right]$$

Вычисление корреляционных асимметрий распада в LRSM

$$\omega = \pm \pi/2$$

$$\tau_n = \frac{K}{G_F^2 |V_{ud}|^2 g_V^2 (1+3\lambda^2) \left[1 + \delta^2 - \frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta \cos \omega \right]}$$

$$A = \frac{-2\lambda(\lambda+1)}{1+3\lambda^2} \times \left[\frac{1-\delta^2 + \frac{\lambda}{\lambda+1} (1-\delta^2)^2 \sin 2\zeta \cos \omega}{1 + \delta^2 - \frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta \cos \omega} \right] \cos 2\zeta$$

$$a = \frac{1-\lambda^2}{1+3\lambda^2} \times \left[\frac{1 + \delta^2 - \frac{1+\lambda^2}{1-\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta \cos \omega}{1 + \delta^2 - \frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta \cos \omega} \right]$$

$$B = \frac{2\lambda(\lambda-1)}{1+3\lambda^2} \times \left[\frac{1-\delta^2 + \frac{\lambda}{\lambda-1} (1-\delta^2)^2 \sin 2\zeta \cos \omega}{1 + \delta^2 - \frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta \cos \omega} \right] \cos 2\zeta$$

$$\frac{A}{B} = -\frac{\lambda+1}{\lambda-1} \times \left[\frac{1-\delta^2 + \frac{\lambda}{\lambda+1} (1-\delta^2)^2 \sin 2\zeta \cos \omega}{1-\delta^2 + \frac{\lambda}{\lambda-1} (1-\delta^2)^2 \sin 2\zeta \cos \omega} \right]$$

$$D = \pm \frac{2\lambda}{1+3\lambda^2} \times \frac{(1-\delta^2)^2 \sin 2\zeta \cos 2\zeta \sin \omega}{1 + \delta^2 - \frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta \cos \omega}$$

$$\tau_n(\omega = \pm \pi/2) = \frac{K}{G_F^2 |V_{ud}|^2 g_V^2 (1+3\lambda^2) [1 + \delta^2]}$$

$$A(\omega = \pm \pi/2) = \frac{-2\lambda(\lambda+1)}{1+3\lambda^2} \times \left[\frac{1-\delta^2}{1+\delta^2} \right] \cos 2\zeta \cong 1$$

V-A

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

$$B(\omega = \pm \pi/2) = \frac{2\lambda(\lambda-1)}{1+3\lambda^2} \times \left[\frac{1-\delta^2}{1+\delta^2} \right] \cos 2\zeta \cong 1$$

V-A

$$\frac{A}{B}(\omega = \pm \pi/2) = -\frac{\lambda+1}{\lambda-1}$$

$$D(\omega = \pm \pi/2) = \pm \frac{2\lambda}{1+3\lambda^2} \times \frac{(1-\delta^2)^2 \sin 2\zeta \cos 2\zeta}{1+\delta^2} \cong 1$$

$$2.5 \times 10^{-3}$$

эксперимент $< (3.0) 10^{-4}$

Таким образом, ввести полноценное
CP-нарушение не представляется
возможным.

С другой стороны, если ввести
полноценное CP-нарушение, т.е.
положить $\omega = \pm \pi/2$,

то
$$a = \frac{1-\lambda^2}{1+3\lambda^2} = a^{V-A}, \quad \frac{A}{B} = -\frac{\lambda+1}{\lambda-1} = \left(\frac{A}{B}\right)^{V-A}.$$

Но тогда не должно быть расхождения
между $\lambda_{A/B}$ и λ_a , которое наблюдается
экспериментально и составляет 3.7 сигма.

$$\tau_n(\omega = \pm \pi/2) = \frac{K}{G_F^2 |V_{ud}|^2 g_V^2 (1+3\lambda^2) [1+\delta^2]}$$

$$A(\omega = \pm \pi/2) = \frac{-2\lambda(\lambda+1)}{1+3\lambda^2} \times \left[\frac{1-\delta^2}{1+\delta^2} \right] \frac{\cos 2\zeta}{\cong 1}$$

V-A
$$a(\omega = \pm \pi/2) = \frac{1-\lambda^2}{1+3\lambda^2}$$

$$B(\omega = \pm \pi/2) = \frac{2\lambda(\lambda-1)}{1+3\lambda^2} \times \left[\frac{1-\delta^2}{1+\delta^2} \right] \frac{\cos 2\zeta}{\cong 1}$$

V-A
$$\frac{A}{B}(\omega = \pm \pi/2) = -\frac{\lambda+1}{\lambda-1}$$

$$D(\omega = \pm \pi/2) = \pm \frac{2\lambda}{1+3\lambda^2} \times \frac{(1-\delta)^2 \sin 2\zeta \cos 2\zeta}{1+\delta^2} \cong 1$$

$$\tau_n(\omega=0) = \frac{K}{G_F^2 |V_{ud}|^2 g_V^2 (1+3\lambda^2)} \left[1 + \delta^2 - \frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta \right]$$

$$A(\omega=0) = \frac{-2\lambda(\lambda+1)}{1+3\lambda^2} \times \left[\frac{1-\delta^2 + \frac{\lambda}{\lambda+1} (1-\delta)^2 \sin 2\zeta}{1 + \delta^2 - \frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta} \right] \cos 2\zeta$$

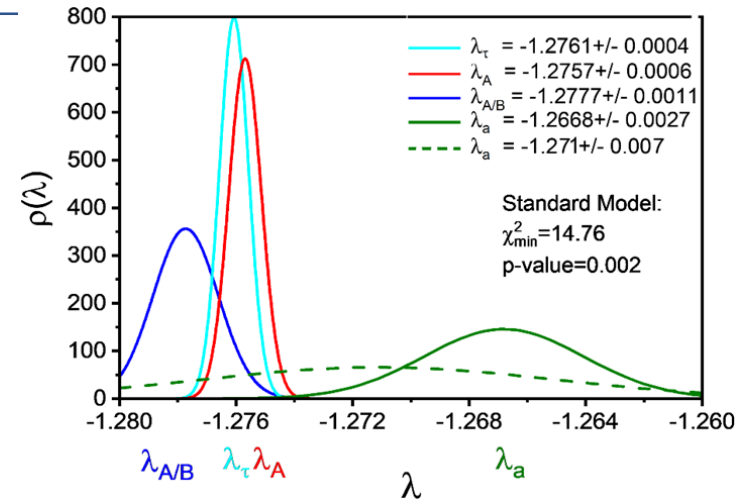
$$a(\omega=0) = \frac{1-\lambda^2}{1+3\lambda^2} \times \left[\frac{1 + \delta^2 - \frac{1+\lambda^2}{1-\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta}{1 + \delta^2 - \frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta} \right]$$

$$B(\omega=0) = \frac{2\lambda(\lambda-1)}{1+3\lambda^2} \times \left[\frac{1-\delta^2 + \frac{\lambda}{\lambda-1} (1-\delta)^2 \sin 2\zeta}{1 + \delta^2 - \frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta} \right] \cos 2\zeta$$

$$\frac{A}{B}(\omega=0) = -\frac{\lambda+1}{\lambda-1} \times \left[\frac{1-\delta^2 + \frac{\lambda}{\lambda+1} (1-\delta)^2 \sin 2\zeta}{1-\delta^2 + \frac{\lambda}{\lambda-1} (1-\delta)^2 \sin 2\zeta} \right]$$

$$D(\omega=0) = 0$$

$$D = (-1.2 \pm 2.0) \times 10^{-4}$$



Однако, в LR**S**M можно объяснить
экспериментальное расхождение в
асимметриях распада

при $\omega = 0$

$$D(\omega=0) = 0$$

Нет CP- нарушение

CP- сохранение

Симметричная **LRSM** не удовлетворяет экспериментальным данным

В LRSM невозможно ввести полноценное CP-нарушение по двум причинам:

- 1) из-за экспериментального ограничения на D-асимметрию

$$D = (-1.2 \pm 2.0) \times 10^{-4}$$

- 2) из-за экспериментального расхождения между $\lambda_{A/B}$ и λ_a .

Если ввести полноценное CP-нарушение, т.е. положить $\omega = \pm\pi/2$,

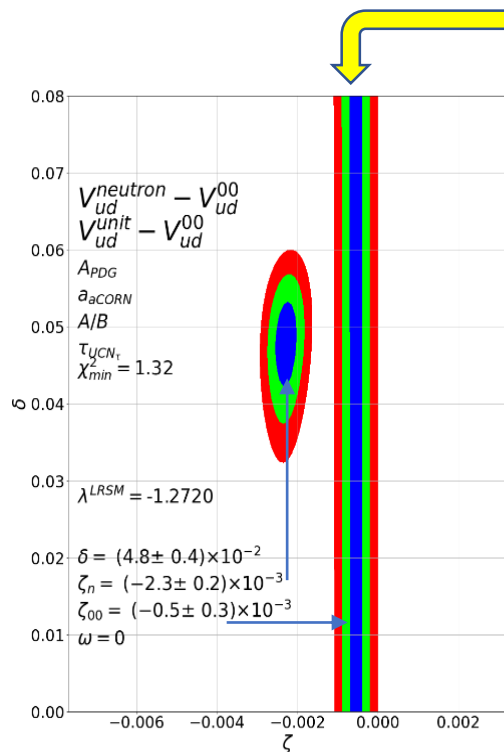
$$\text{то } a = \frac{1 - \lambda^2}{1 + 3\lambda^2} = a^{V-A}, \quad \frac{A}{B} = -\frac{\lambda + 1}{\lambda - 1} = \left(\frac{A}{B}\right)^{V-A}.$$

Но тогда не должно быть расхождения между $\lambda_{A/B}$ и λ_a , которое наблюдается экспериментально и составляет 3.7 сигма.

Экспериментальные данные указывают на сохранение T-инвариантности

В рамках **LRSM** невозможно разрешить противоречие между значениями

V_{ud}^n и V_{ud}^{00}



Формулы в рамках LRSM

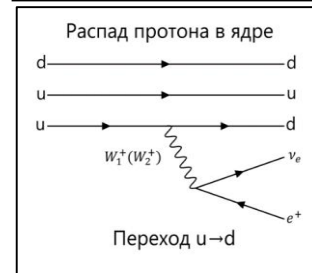
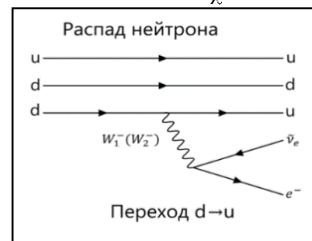
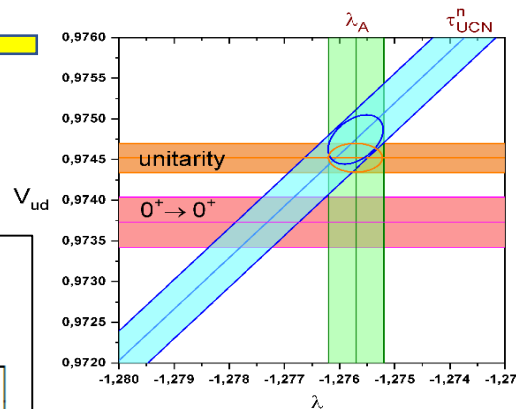
$$(f\tau_{00})^{-1} \approx G_F^2 |V_{ud}|^2 \left[1 + \delta^2 \left(1 - \delta^2 \right) \sin 2\zeta \cos \omega \right],$$

$$(f\tau_n)^{-1} \approx G_F^2 |V_{ud}|^2 \left[1 + \delta^2 \left(1 - \delta^2 \right) \frac{(1 - 3\lambda_n^2)}{(1 + 3\lambda_n^2)} \sin 2\zeta \cos \omega \right]$$

$$\frac{|\tilde{V}_{ud}^{00}|^2 - |\tilde{V}_{ud}^n|^2}{|\tilde{V}_{ud}^{00}|^2 + |\tilde{V}_{ud}^n|^2} \approx \frac{6\zeta\lambda^2}{3\lambda_n^2 + 1} \approx 1.66\zeta,$$

где $\tilde{V}_{ud}^{00} = 0.97373(32)$ и $\tilde{V}_{ud}^n = 0.97477(37)$

экспериментальные значения, полученные в рамках V-A варианта теории.



Однако, в рамках **LRAM** возможно разрешить это противоречие

$$\tau_n = \frac{K}{G_F^2 |V_{ud}|^2 g_V^2 (1+3\lambda^2) \left[1 + \delta^2 - \frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta \right]}$$

$$A = \frac{-2\lambda(\lambda+1)}{1+3\lambda^2} \times \left[\frac{1-\delta^2 + \frac{\lambda}{\lambda+1} (1-\delta)^2 \sin 2\zeta}{1 + \delta^2 - \frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta} \right] \cos 2\zeta$$

$$a = \frac{1-\lambda^2}{1+3\lambda^2} \times \left[\frac{1 + \delta^2 - \frac{1+\lambda^2}{1-\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta}{1 + \delta^2 - \frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta} \right]$$

$$B = \frac{2\lambda(\lambda-1)}{1+3\lambda^2} \times \left[\frac{1-\delta^2 + \frac{\lambda}{\lambda-1} (1-\delta)^2 \sin 2\zeta}{1 + \delta^2 - \frac{1-3\lambda^2}{1+3\lambda^2} (1-\delta^2) \sin 2\zeta} \right] \cos 2\zeta$$

$$\frac{A}{B} = -\frac{\lambda+1}{\lambda-1} \times \left[\frac{1-\delta^2 + \frac{\lambda}{\lambda+1} (1-\delta)^2 \sin 2\zeta}{1-\delta^2 + \frac{\lambda}{\lambda-1} (1-\delta)^2 \sin 2\zeta} \right]$$

$$D = 0$$

$$D = (-1.2 \pm 2.0) \times 10^{-4}$$

В рамках LRAM
случае $0^+ \rightarrow 0^+$ переходов вклад
в вероятность распада дает только
векторный ток и распад идет через W^+ ,
что требует изменения знака при ζ .

$$(f\tau_{00})^{-1} \approx G_F^2 |V_{ud}|^2 \left[1 + \delta^2 \oplus (1-\delta^2) \sin 2\zeta \right]$$

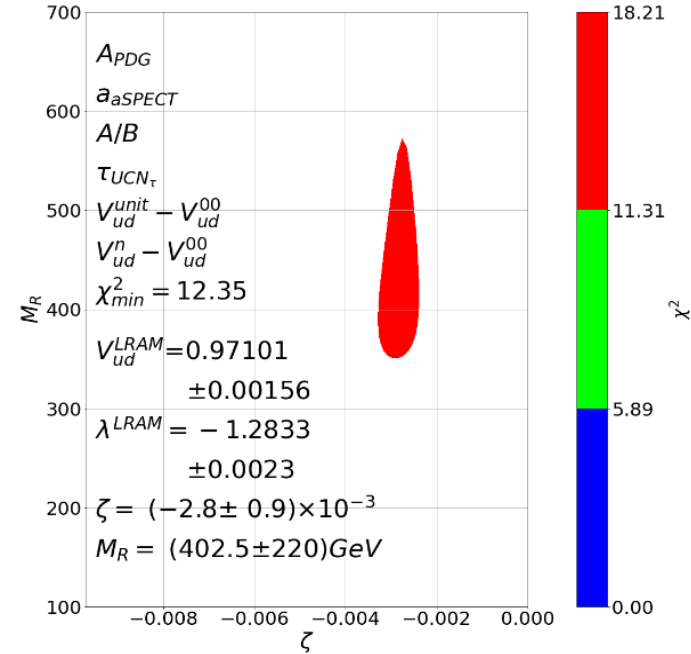
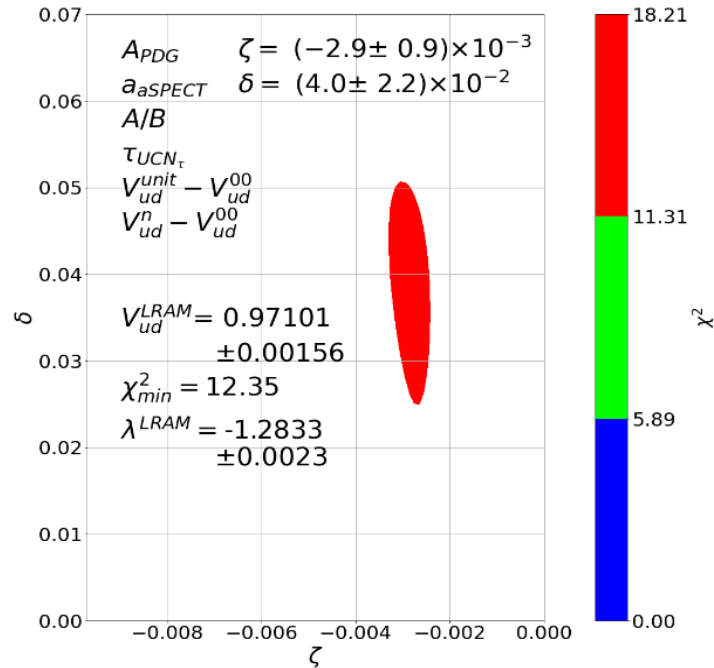
$$(f\tau_n)^{-1} \approx G_F^2 |V_{ud}|^2 \left[1 + \delta^2 \ominus (1-\delta^2) \frac{(1-3\lambda_n^2)}{(1+3\lambda_n^2)} \sin 2\zeta \right]$$

$$\frac{|\tilde{V}_{ud}^{00}|^2 - |\tilde{V}_{ud}^n|^2}{|\tilde{V}_{ud}^{00}|^2 + |\tilde{V}_{ud}^n|^2} \approx \frac{2\zeta}{3\lambda_n^2 + 1} \approx 0.34\zeta$$

Лево-правая асимметричная модель слабого взаимодействия LRAM

совместный анализ распада нейтрона и 0^+-0^+ переходов

(использовались данные эксперимента aSPECT)



Распределение χ^2 для параметров модели: а) На плоскости δ, ζ , б) на плоскости M_{w_R}, ζ . В этом анализе использовались данные эксперимента aSPECT.

Проверки сходимости экспериментальных данных эксперимента aSPECT с расчётными данными

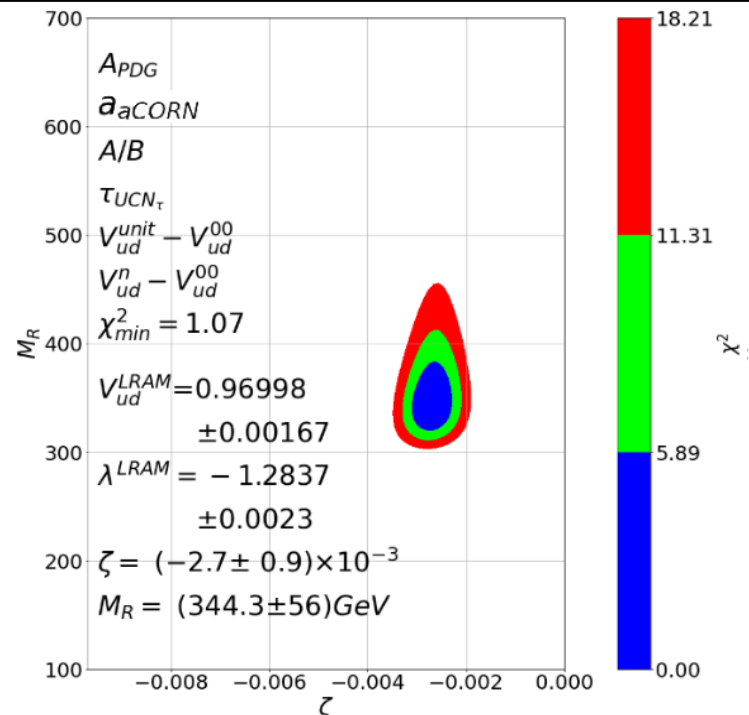
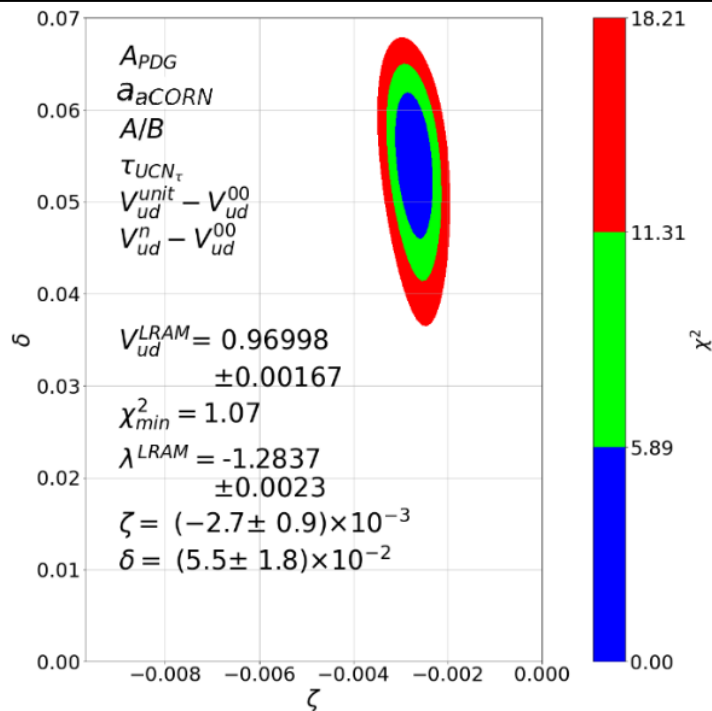
Для проверки сходимости экспериментальных данных с расчётными данными, используя формулы LRAM и оптимальные значения модельных параметров: δ , ζ , λ и V_{ud} (с их ошибками), представлена таблица, где в последней колонке показано расхождение между экспериментальными данными и расчётными данными в числе стандартных отклонений.

Параметр	Эксп. значение	Расчет	Отклонение , σ
τ_n	877.75^{+36}_{-32}	877.75(4.30)	0
A	-0.11958(21)	-0.11954(120)	-0.03
B	0.9802(49)	0.98413(333)	-1.2
$a_{ev}^{aSPECT}(2023)$	-0.10402(82)	-0.10675(38)	2.1
C	-0.2377(26)	-0.23762(93)	0.03
A/B	-0.1223(52)	-0.12147(122)	-0.33

Лево-правая асимметричная модель слабого взаимодействия LRAM

совместный анализ распада нейтрона и $0+0+$ переходов

(использовались данные эксперимента aCORN)



Распределение χ^2 для параметров модели: а) на плоскости δ, ζ , б) на плоскости M_R, ζ при использовании данных эксперимента aCORN.

Проверка сходимости экспериментальных данных (при a_{ev}^{aCORN}) с расчётными данными

Для проверки сходимости экспериментальных данных с расчётными данными, используя формулы LRAM и оптимальные значения модельных параметров: δ , ξ , λ и V_{ud} (с их ошибками), представлена таблица, где в последней колонке показано расхождение между экспериментальными данными и расчётными данными в числе стандартных отклонений.

Параметр	Эксп. значение	Расчет	Отклонение, σ
τ_n	877.75^{+36}_{-32}	877.75(4.46)	0
A	-0.11958(21)	-0.11957(118)	0
B	0.9802(49)	0.9814(37)	-0.2
a_{ev}^{aCORN}	-0.1053(18)	-0.1070(10)	0.83
C	-0.2377(26)	-0.2369(10)	0.3
A/B	-0.1223(52)	-0.1218(12)	-0.05

Лево-правая асимметричная модель слабого взаимодействия **LRAM** совместный анализ распада нейтрона и 0^+-0^+ переходов

Результат анализа

В рамках LRAM возникает CP-нарушение, связанное с наличием примеси правого векторного бозона.

Параметр модели: угол смешивания $\zeta = -(2.7 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$

извлечен из распада нейтрона – времени жизни и асимметрий распада, а также из исследования распада протона в ядрах, так называемых сверхразрешённых $0^+ - 0^+$ переходов.

Оценка на массу W_R $M_{W_R} = (340 \pm 60) \text{ ГэВ}$ даётся соотношением: из параметра $\delta = (5.5 \pm 1.8) \times 10^{-2}$,

который есть отношение квадратов массовых состояний векторных бозонов.

$$\zeta = -(2.7 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$$

$$\delta = (5.5 \pm 1.8) \times 10^{-2}$$

$$M_{W_R} = (340 \pm 60) \text{ ГэВ}$$

Масса примесного правого бозона!

**Анализ процессов СР-нарушения
в осцилляциях нейтральных мезонов**

Анализ процессов CP-нарушения в осцилляциях нейтральных мезонов в рамках лево-правой асимметричной модели LRAM

При распаде через W^+ запишем вероятность для распада $\bar{K}^0$ в финальном состоянии $e^+ \pi^- \nu$ следующем образом:

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

Для распада K^0 когда в финальном состоянии $e^- \pi^+ \bar{\nu}$ (распад через W^-), то получаем:

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

Используя формулы получаем выражение для T - нарушающей асимметрии

$$A_T = \frac{\Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow e^+ \pi^- \nu) - \Gamma(K^0 \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu})}{\Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow e^+ \pi^- \nu) + \Gamma(K^0 \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu})} = -\frac{(1 - \delta^2)}{(1 + \delta^2)} \sin 2\zeta$$

Сначала оценим интегральную оценку эффекта CP-нарушения для системы $K^0 \bar{K}^0$. В процессе осцилляций системы $K^0 \bar{K}^0$ может произойти распад в состояние $e^- \pi^+ \bar{\nu}$ или в состояние $e^+ \pi^- \nu$.

$$A_T = -\frac{(1 - \delta^2)}{(1 + \delta^2)} \sin 2\zeta \approx -(1 - 2\delta^2) \times 2\zeta \approx (5.4 \pm 1.8) \times 10^{-3}$$

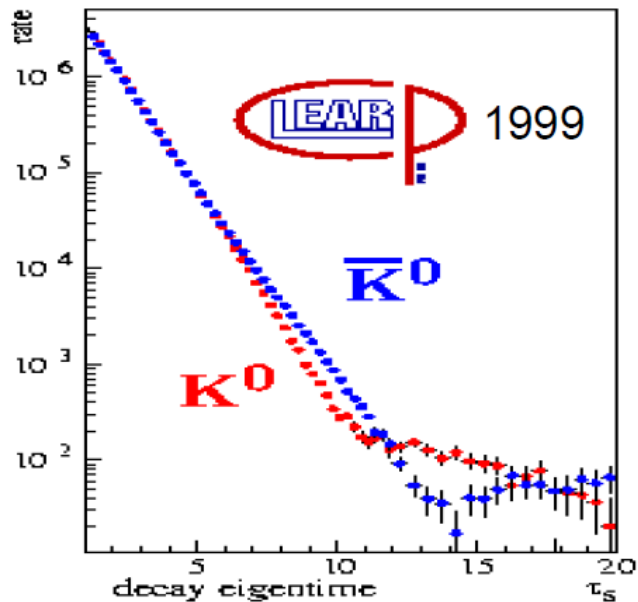
Это значение находится в рамках имеющейся точности в согласии с экспериментально измеренной асимметрией.

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

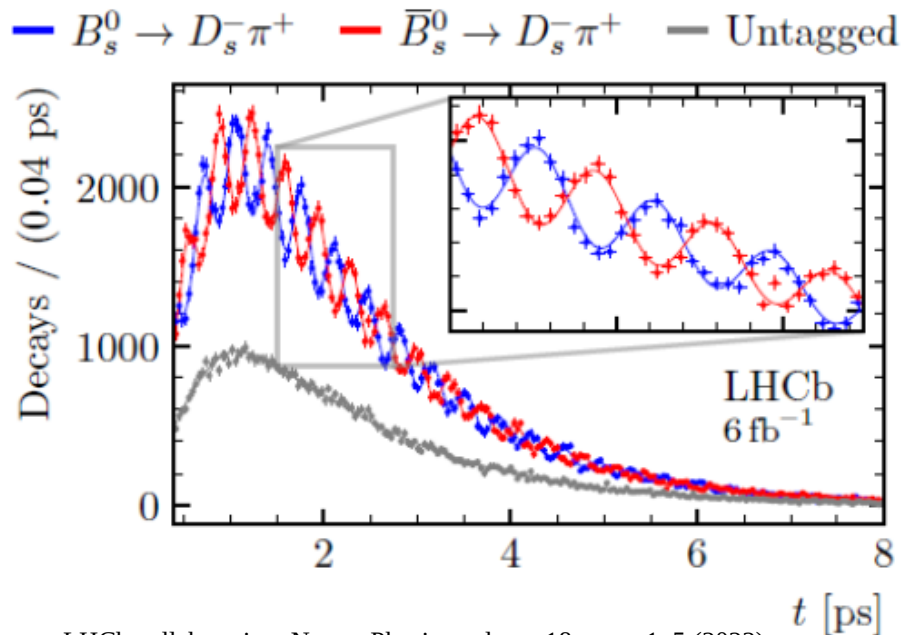
Процесс осцилляций нейтральных мезонов представляет собой переход частиц в античастицы и обратно из античастиц в частицы. Переходы между нейтральными частицами **не нарушают СРТ-инвариантность**, но во время в этих переходах **нарушается СР-инвариантность**.

СР нарушение при сохранение Т-инвариантности

~~C~~ ~~P~~ ~~CP~~ T CPT



Phys. Lett. B 458 (1999) 545-552



LHCb collaboration, Nature Physics volume 18, pages1-5 (2022)

Причиной нарушения
CP-симметрии
является смешивание
кварков

*Стандартная модель
с нарушением CP*

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



Здесь учли смешивание и нарушение CP.
Трудности в разделении процессов.

Причиной нарушения CP-
симметрии является
смещение левосторонних
и правосторонних
бозонов.

*Лево-правая
асимметричная
модель
с нарушением CP*

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

Здесь учитывается
только смешивание

Здесь учитывается
только нарушение
CP-симметрии

Проявление нарушения CP-инвариантности со смешиванием правых и левых W-бозонов возможно для нейтральных мезонов, 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. Конкретная структура переходов между кварковыми состояниями представлена ниже.

$$K^0(d\bar{s}) - \bar{K}^0(\bar{d}s), D^0(c\bar{u}) - \bar{D}^0(\bar{c}u), B^0(d\bar{b}) - \bar{B}^0(\bar{d}b), B_s^0(s\bar{b}) - \bar{B}_s^0(\bar{s}b), n(udd) - \bar{n}(\bar{u}\bar{d}\bar{d})$$

Экспериментальные ограничения на нарушение СРТ-инвариантности.

Прямые ограничения из экспериментов с π^+ и π^- мезонами

$$(\tau_{\pi^+} - \tau_{\pi^-}) / \tau = (5.5 \pm 7.1) \times 10^{-4}, \text{ т.е. } \Delta\tau_{\pi^\pm} / \tau = (2.25 \pm 3.35) \times 10^{-4}$$

D.S. Ayres, et al,
Phys.Rev.D 3, 1051 (1971)

$$\text{или } |\Delta\tau_{\pi^\pm} / \tau| < 0,9 \times 10^{-3} \text{ с CL 95\%}.$$

Косвенные ограничения из эксперимента с $K^0 - \bar{K}^0$ осцилляциями

$$(\Gamma_{K^0} - \Gamma_{\bar{K}^0}) / \Gamma = (5.4 \pm 5.4) \times 10^{-4}, \text{ т.е. } \Delta\Gamma_{K^0} / \Gamma = (2.7 \pm 2.7) \times 10^{-4}$$

A. Angelopoulos, et al, Phys.
Lett. B 471, 332 (1999)

$$\text{или } |\Delta\Gamma_{K^0} / \Gamma| < 0.8 \times 10^{-3} \text{ с CL 95\%}.$$

СР-асимметрия из эксперимента с $K^0 - \bar{K}^0$ осцилляциями

$$A_T = \Delta\Gamma_{K^0} / \Gamma = -(1 - 2\delta^2) \times 2\zeta \approx (5.4 \pm 1.8) \times 10^{-3}$$

Оценка СР-асимметрии превышает экспериментальное СРТ-ограничение в 5 раз

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

Если в диагональных матричных элементах гамильтониана ввести СР-нарушение $\pm \delta\Gamma$ для частицы и античастицы, то можно записать

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

Разный знак $\delta\Gamma$ означает, что знак эффекта СР-нарушения изменяется при переходе от частицы к античастице. Таким образом, при наличии достаточно частых осцилляций среднее время жизни для частиц и античастиц одинаковое, а эффект СР-нарушения усредняется до нуля. Однако, когда время жизни заметно меньше, чем период осцилляций, тогда проявляется эффект СР-нарушения.

Решение задачи об осцилляциях с СР-нарушением в рамках LRAM

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

Когда в начальном состоянии частица (p), то вероятность обнаружить частицу (p) будет (5.21), а вероятность обнаружить античастицу (a) будет равна (5.22). Соответственно, полная вероятность процесса равна (5.23).

$$|\psi(p, p)|^2 = \psi^*(t)\psi(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_0 t}[e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} + 2\cos(2\Delta m t)] + \underline{\varepsilon_{pp}(t)} \quad (5.21)$$

$$|\bar{\psi}(p, a)|^2 = \bar{\psi}^*(t)\bar{\psi}(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_0 t}[e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} - 2\cos(2\Delta m t)] \quad (5.22)$$

$$|\psi(p, p)|^2 + |\bar{\psi}(p, a)|^2 = \frac{1}{2}e^{-\Gamma_0 t}[e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t}] + \varepsilon_{pp}(t) \quad (5.23)$$

Когда в начальном состоянии античастица (a), то вероятность обнаружить античастицу (a) будет (5.24), а вероятность обнаружить частицу (p) (5.25). Соответственно, полная вероятность процесса равна (5.26).

$$|\bar{\psi}(a, a)|^2 = \bar{\psi}^*(t)\bar{\psi}(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_0 t}[e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} + 2\cos(2\Delta m t)] - \underline{\varepsilon_{pp}(t)} \quad (5.24)$$

$$|\psi(a, p)|^2 = \psi^*(t)\psi(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_0 t}[e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} - 2\cos(2\Delta m t)] \quad (5.25)$$

$$|\bar{\psi}(a, a)|^2 + |\psi(a, p)|^2 = \frac{1}{2}e^{-\Gamma_0 t}[e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t}] - \varepsilon_{pp}(t) \quad (5.26)$$

Решение задачи об осцилляциях с CP-нарушением в рамках **LRAM**

Таким образом, CP-асимметрия процесса будет:

$$A_{CP}(t) = \frac{[\psi(p, p)]^2 + [\psi(p, a)]^2 - [\psi(a, a)]^2 - [\psi(a, p)]^2}{[\psi(p, p)]^2 + [\psi(p, a)]^2 + [\psi(a, a)]^2 + [\psi(a, p)]^2} =$$
$$= \frac{2\delta\Gamma}{\sqrt{(\Delta\Gamma)^2 + (2\Delta m)^2}} \times \frac{(\Delta\Gamma)\text{sh}(\Delta\Gamma t) + (2\Delta m)\sin(2\Delta m t)}{\sqrt{(\Delta\Gamma)^2 + (2\Delta m)^2} \text{ch}(\Delta\Gamma t)}$$

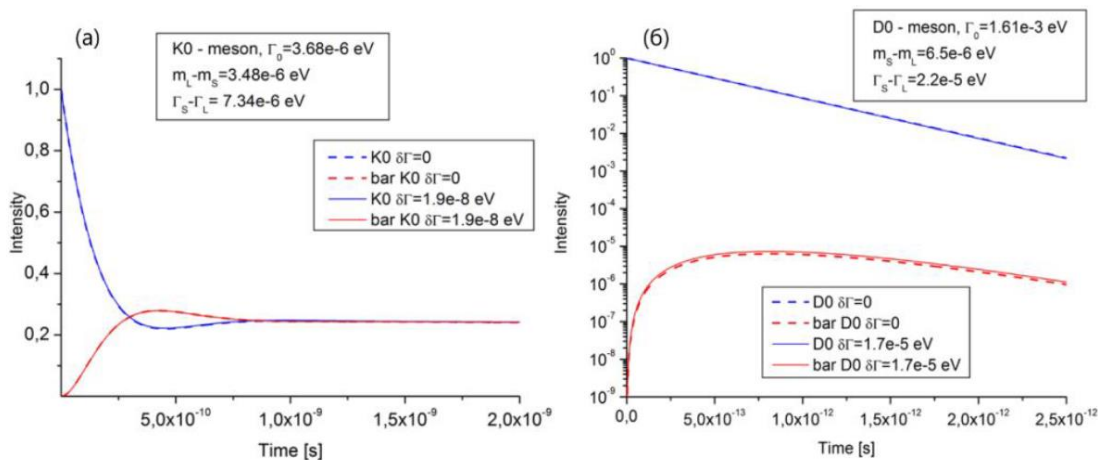
Заметим, что $|\bar{\psi}(p, a)|^2 = |\psi(a, p)|^2$,

что свидетельствует о выполнении T-инвариантности



в процессе осцилляций мезон-антимезон.

Решение задачи об осцилляциях с CP-нарушением в рамках LRAM



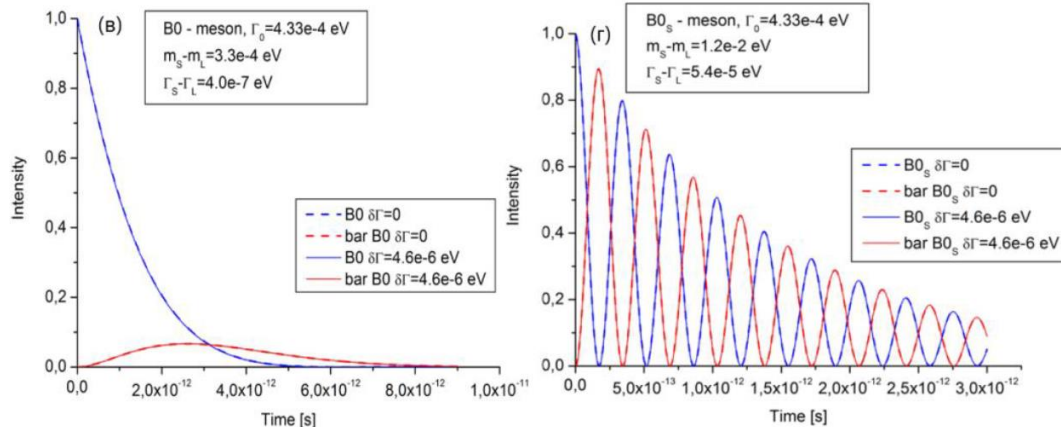
Процесс осцилляций нейтральных мезонов.

Синие кривые соответствуют состоянию частицы,

красные – состоянию античастицы,

сплошные кривые соответствуют расчётам, проведённым с матрицей (CM),

пунктирные кривые соответствуют расчётам, проведённым с матрицей (LRAM).



а) для K^0 -мезона,

б) для D^0 -мезона,

в) для B^0 -мезона,

г) для B^0_s -мезона.

Критерии достоверности схемы нарушения CP-инвариантности в LRAM

№1. Интегральный эффект нарушения CP-симметрии (среднее значение за несколько периодов затухания) **практически равен нулю**, когда период колебаний значительно короче времени затухания.

№2. Интегральный эффект нарушения CP-симметрии **проявляется**, когда период осцилляций значительно превышает время затухания.

№3. Дифференциальный эффект нарушения CP-симметрии (зависимость от времени распада) **меняет знак** эффекта на противоположный при переходе от частицы к античастице, когда период колебаний значительно короче времени распада.

Наша задача — **рассчитать** поведение интегральных и дифференциальных эффектов нарушения CP в зависимости от вышеуказанных условий и **сравнить** их с экспериментальными результатами.

Решение задачи об осцилляциях с CP-нарушением в рамках LRAM

Интегральные эффекты CP-нарушения

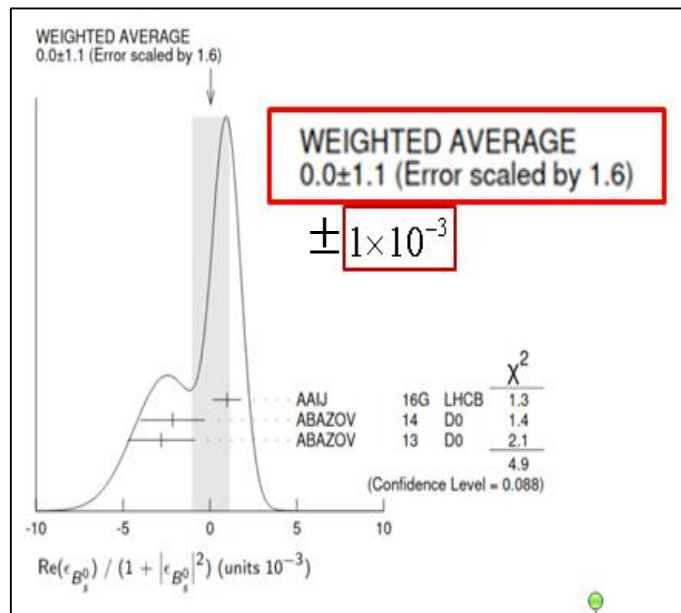
Мезон	$2\Delta m[eV]$	$2\Delta\Gamma[eV]$	Γ , $\delta\Gamma[eV]$	Exact A_{CP}	Approx A_{CP}	$\Gamma / 2\Delta m =$ $= T_{осц} / \tau_{расп}$
K^0	3.48×10^{-6}	7.3×10^{-6}	3.68×10^{-6} (1.9×10^{-8})	5.5×10^{-3}	5.6×10^{-3}	2.13
D^0	6.5×10^{-6}	2.2×10^{-5}	1.61×10^{-3} (8.5×10^{-6})	5.3×10^{-3}	5.3×10^{-3}	250
B^0	3.3×10^{-4}	4.0×10^{-7}	4.33×10^{-4} (2.3×10^{-6})	3.3×10^{-3}	3.4×10^{-3}	1.32
B_S^0	1.2×10^{-2}	5.4×10^{-5}	4.33×10^{-4} (2.3×10^{-6})	6.9×10^{-6}	6.9×10^{-6}	0.036

№1. Интегральный эффект нарушения CP-симметрии (среднее значение за несколько периодов затухания) **для B_S^0 -мезона практически равен нулю**, когда период колебаний значительно короче времени затухания.

**Решение задачи об осцилляциях с
CP-нарушением в рамках LRAM
Эффекты CP-нарушающей
асимметрии от момента распада**

Выполнение критерия №1 для B_s^0 -мезона

При частых осцилляциях эффект равен нулю.



LHCb collaboration, Nature Physics
volume 18, pages1–5 (2022)

отношение скорости затухания
к частоте колебаний

$$3.6 \times 10^{-2}$$

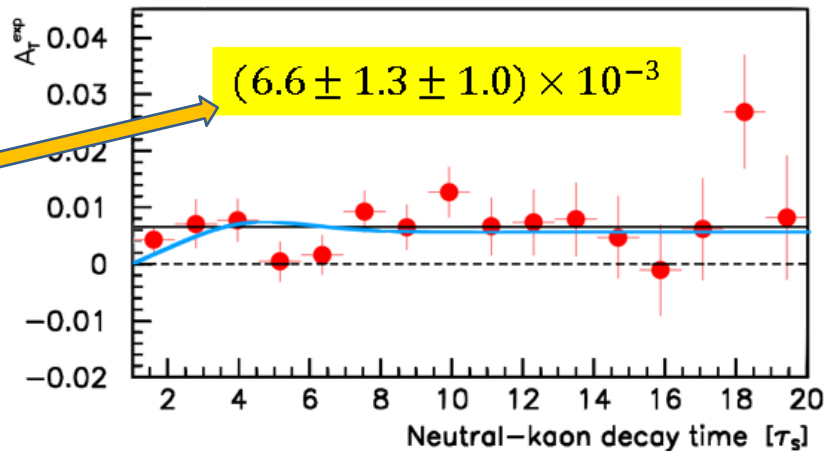
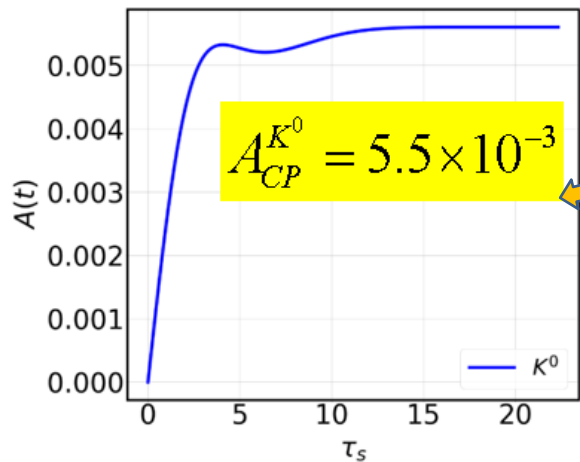
Для мезона B_s^0 рассчитанный интегральный эффект нарушения CP-симметрии равен 6.9×10^{-6} поскольку во время осцилляций мезона B_s^0 CP-асимметрия усредняется.

Суть в том, что знак эффекта нарушения CP-симметрии меняется на противоположный в течение каждого периода колебаний в соответствии с формулой:

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

Экспериментальные наблюдения с использованием больших статистических данных в 2021 году подтвердили отсутствие асимметрии с точностью $\pm 1.1 \times 10^{-3}$

Для K^0 мезона расчет интегральной асимметрии дал следующий результат: $A_{CP}^{K^0} = 5.5 \times 10^{-3}$

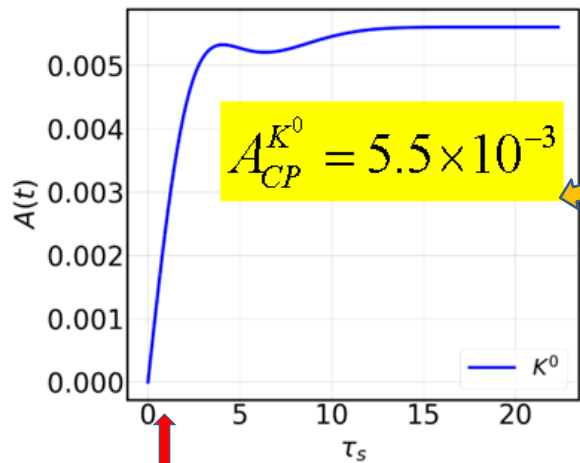


A. Angelopoulos et al. Eur. Phys. J. C 22 (2001) 55-79

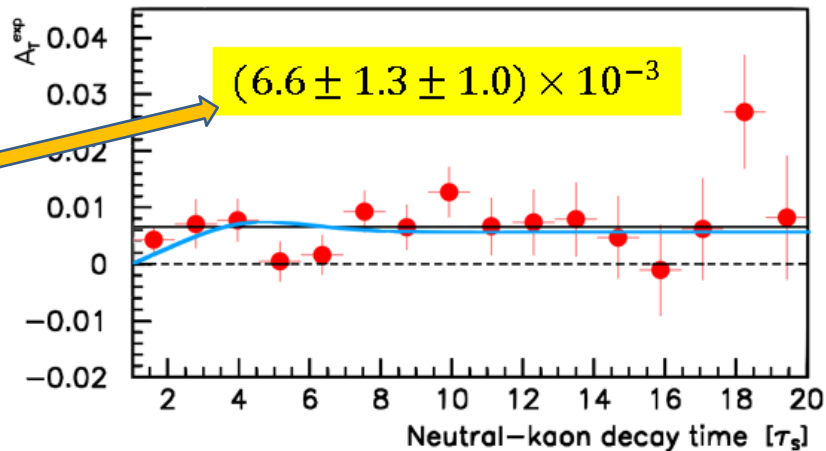
Расчетная и экспериментальная зависимость эффекта асимметрии, нарушающей CP-симметрию, от времени распада K^0 мезона.

Можно сделать вывод, что экспериментальные результаты для K^0 -мезона, в пределах имеющейся точности, могут быть описаны моделью LRAM.

Для K^0 мезона расчет интегральной асимметрии дал следующий результат: $A_{CP}^{K^0} = 5.5 \times 10^{-3}$



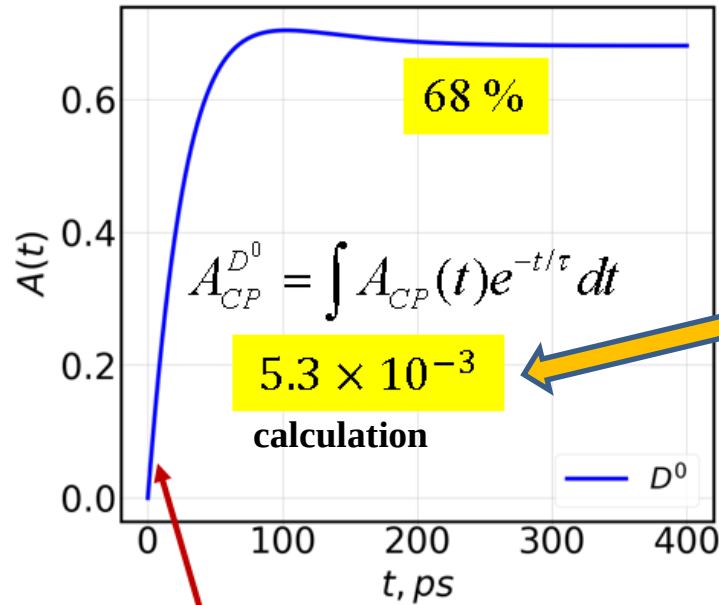
$1\tau_s$



A. Angelopoulos et al. Eur. Phys. J. C 22 (2001) 55-79

Расчетная и экспериментальная зависимость эффекта асимметрии, нарушающей CP-симметрию, от времени распада K^0 мезона.

Время жизни K_S^0 -мезона и анти $\bar{K}_S^0$ -мезона отличается из-за CP-нарушения.



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

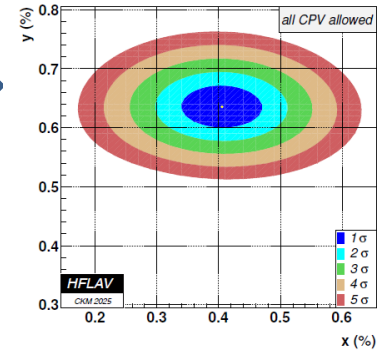
Для D^0 мезона отношение скорости распада к частоте осцилляций равно: 2.5×10^2

$$A = (6.36 \pm 0.24) \cdot 10^{-3}$$

experiment

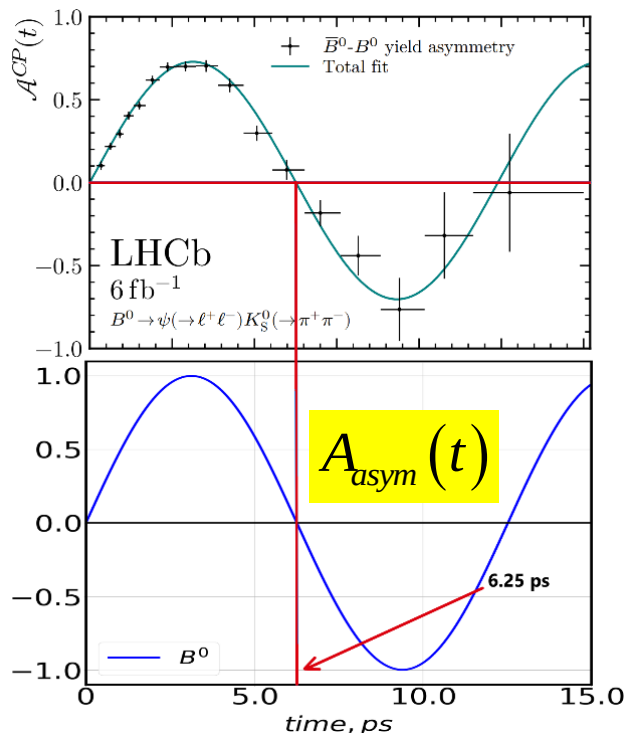
$$y = \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma} = 0.636 \pm 0.024 (\%)$$

PDG 2026



В результате получается, что времена жизни частиц и античастиц отличаются. Это экспериментально показано для D^0 мезона с точность 5%. Это прямое подтверждение асимметричной модели!

Время жизни D^0 -мезона и анти D^0 -мезона отличается из-за CP-нарушения.
Следствие для нейтрона и антинейтрона!

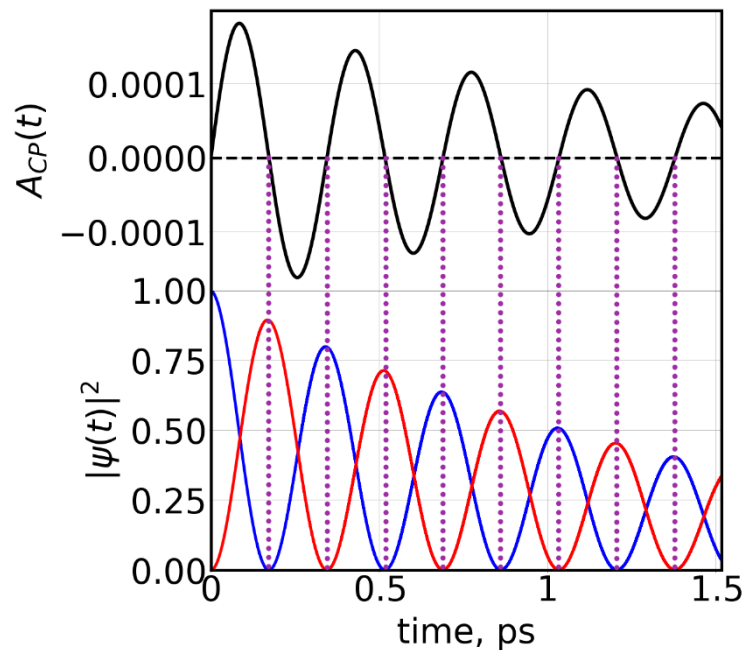


Для B^0 мезона у нас есть достаточно четкое экспериментальное подтверждение того, что критерий №3 выполняется, т.е. изменение знака нарушения CP-симметрии происходит при переходе от B^0 к $\bar{B}^0$.

Экспериментальный результат зависимости CP-асимметрии от времени представлен амплитудой 75% для моды распада, что составляет всего 5×10^{-5} от общей вероятности распада, а среднее интегральное значение CP-нарушающей асимметрии для B^0 мезона в данных PDG равно:

$$0.005 \pm 0.012 \pm 0.014.$$

Сравнение результатов измерения временной зависимости асимметрии распада $B^0 \rightarrow \psi K_S^0$ и расчета зависящей от времени компоненты асимметрии: $A_{asym}(t)$



Асимметрия, нарушающая CP-симметрию B_s^0 мезона, и вероятности состояний во время осцилляций для частицы (синяя кривая) и античастицы (красная кривая).

Наконец, для B_s^0 мезона отношение скорости распада к частоте колебаний, 3.6×10^{-2}

Чёткая синхронизация в изменении знака нарушения CP-симметрии для B_s^0 мезона

В этом и заключается суть процесса нарушения CP-симметрии, поскольку **знак нарушения CP-симметрии** зависит от **знака зарядового сопряжения** (частица – античастица).

**CP нарушение при сохранение
Т-инвариантности**

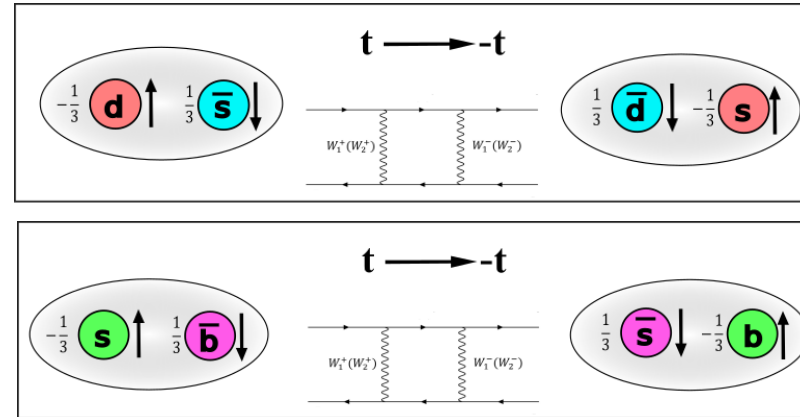
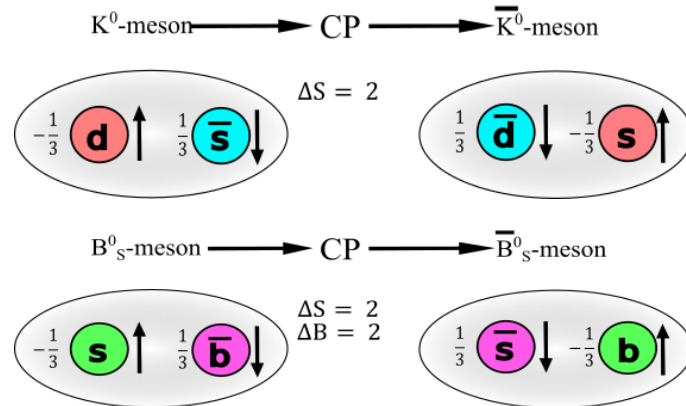
~~C~~ ~~P~~ ~~CP~~ T CPT

CPT не нарушается, т.к. при смене знака T изменяется знак CP-нарушения

Вопрос о С-инвариантности, Р-инвариантности, Т-инвариантности и СРТ-инвариантности

Прежде всего, напомним, что СРТ-инвариантность должна строго выполняться для истинно элементарных и заряженных частиц – таких как электрон, позитрон и мюон, антимюон, что является следствием их элементарности и закона сохранения заряда, запрещающего взаимные переходы.

Совсем другая ситуация с нейтральными и составными частицами – такими как нейтрон - антинейтрон и мезон - антимезон.



Схемы иллюстрирующие СР-переход для систем мезон-антимезон и переход $t \longrightarrow -t$ с сохранением Т-инвариантности в процессе осцилляций антимезон-мезон.

Вопрос о С-инвариантности, Р-инвариантности, Т-инвариантности и СРТ-инвариантности

Первым было нарушено положение о пространственной **инверсии Р** (опыт мадам Ву был выполнен в 1956 году). Но тогда было сказано, что сохраняется **комбинированная чётность (Лев Ландау 1957 год)**. Однако, это положение было затем опровергнуто экспериментально в 1964 году Крониным и Фитчем в распаде каонов. Тогда было сказано, что, **если нарушается СР, тогда нарушается и Т-инвариантность**, потому что нарушать **СРТ-инвариантность** ни в коем случае нельзя из-за Лоренц инвариантности и теоремы Людерса - Паули.

Как мы видим происходит пересмотр теоретических положений по мере развития эксперимента. В настоящее время мы имеем следующий этап развития эксперимента, который требует пересмотра теоретических положений. Дело в том, что анализ экспериментальных данных показывает, что ситуация другая – **нарушается С-инвариантность и СР-инвариантность, но сохраняется Т-инвариантность.**

**СРТ не нарушается, т.к. при смене знака времени изменяется знак СР-нарушения.
Всё восстанавливается!**

**Новое теоретическое обобщение данной ситуации – задача теоретиков.
Хотя, надо заметить, что асимметричная лево-правая модель вполне успешно
работает.**

Renormalizable and unitary nonlocal quantum field theory with CPT violation and its implication[†]

Moshe M. Chaichian,^[1] Markku A. Oksanen,^[2] and Anca Tureanu^[3]

Перенормируемая и унитарная нелокальная квантовая теория поля с нарушением CPT-симметрии и её следствие[†]

Аннотация

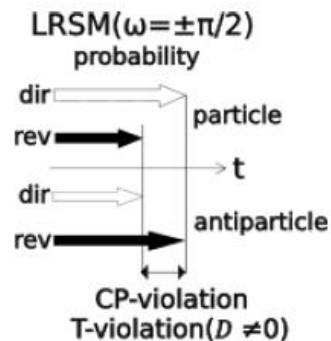
Распространено мнение, что любая релятивистская нелокальная квантовая теория поля сталкивается либо с проблемой перенормируемости, либо с проблемой унитарности, либо с обеими. Также известно, что любая локальная релятивистская квантовая теория поля (КТП) обладает симметрией CPT. В этом письме мы показываем, что ранее предложенная нелокальная лоренц-инвариантная КТП, нарушающая теорему CPT, является одновременно перенормируемой и унитарной, представляя собой первый пример такой нелокальной теории в литературе. Теория также удовлетворяет требованию причинности. Предполагается также дальнейшее обобщение такой нелокальной КТП для включения калибровочных теорий. В частности, добавление к такой Стандартной модели фазы, нарушающей CP-симметрию, позволит теории удовлетворять большинству необходимых критериев для окончательного объяснения барионной асимметрии Вселенной с помощью жизнеспособной КТП. Что касается необходимости нарушения барионного числа, то, будем надеяться, существует несколько вариантов, таких как теория объединения (GUT) и электрослабый бариогенез, лептогенез или сфалероны.

Но нам этого не надо!

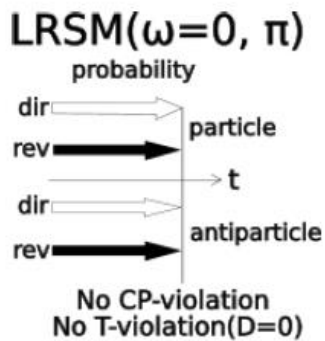
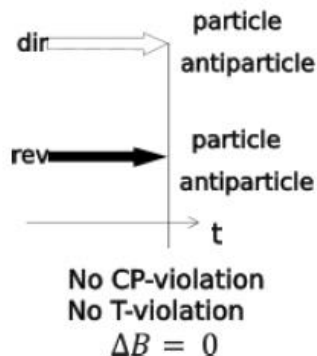
Схема, показывающая различия CP-нарушения в LRSM при $\omega = 0, \pi/2$ и в LRAM.

$\Delta B = 0$ означает отсутствие барионной асимметрии Вселенной

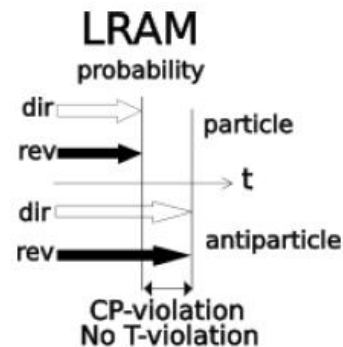
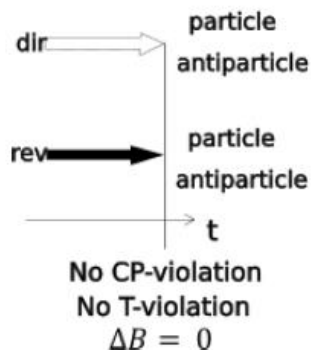
A.P. Serebrov et al, [arXiv:2605.15771v5](https://arxiv.org/abs/2605.15771v5)



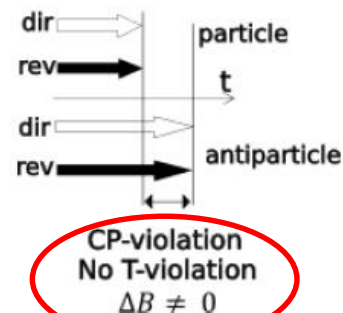
=



=



=



Мезон-антимезонная, нейтрино-антинейтринная и нейтрон-антинейтронная асимметрии
Обобщение: CP -нарушение в LRAM устроено так, что даёт CP -фазу $\pm \pi/2$

CP -асимметрию в мезонах,

$$A_{CP}^M = \frac{P(M^0 \rightarrow f) - P(\bar{M}^0 \rightarrow f)}{P(M^0 \rightarrow f) + P(\bar{M}^0 \rightarrow f)}$$

и CP -нарушение в нейтринных осцилляциях,

$$A_{CP}^\nu = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}$$

T2K и NOvA — это эксперименты по изучению нейтринных осцилляций. Они измеряют вероятности переходов: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, и сравнивают их, чтобы найти CP -асимметрию.

Лево-правая модель даёт единый механизм CP -нарушения, который работает и для кварков (мезоны, нуклоны), и для лептонов (нейтрино). Это не просто совпадение: в обеих системах CP -нарушение возникает из-за одной и той же структуры — смешивания лево- и правосторонних токов. Поэтому, если в модели есть параметр ζ , который имеет фазу $\pm \pi/2$, то он может одновременно объяснить оба эффекта.

Наконец, эта аналогия может быть продолжена для случая нейтрон-
антинейтронной асимметрии,

$$A_{CP}^n = \frac{P(n \rightarrow p, e^-, \bar{\nu}_e) - P(\bar{n} \rightarrow \bar{p}, e^+, \nu_e)}{P(n \rightarrow p, e^-, \bar{\nu}_e) + P(\bar{n} \rightarrow \bar{p}, e^+, \nu_e)}$$

Действительно, мы имеем пример такой ситуации для D^0 мезона, которую предполагаем для нейтрона. В этом разделе было показано, что для D^0 мезона период осцилляций в 250 раз больше времени жизни, а CP -нарушение наблюдается за счёт разности времени жизни для D^0 и $\tilde{D}^0$.

Барионная асимметрия Вселенной

Четверг 22 октября 2026 г. 14:30

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

А.П. Серебров, НИЦ КИ - ПИЯФ, Гатчина

Объединенный семинар ОФВЭ и ОТФ
НИЦ "Курчатовский институт" ПИЯФ, Гатчина

Заключение

1. Прецизионные исследования распада нейтрона указывают на наличие примесного состояния правого векторного бозона W_R к левому векторному бозону W_L , причём знак угла смешивания W_R и W_L изменяется на противоположный при переходе от W^- к W^+ , что приводит к CP-нарушению.
2. Предложена лево-правая асимметричная модель слабого взаимодействия, объясняющая природу CP-нарушения. В рамках асимметричной модели возникает 100-процентное CP-нарушение, т.к. знак CP-нарушения изменяется на противоположный при переходе от частиц к античастицам или, другими словами, фаза CP-нарушения равна $\pm \pi/2$.
3. Параметр модели: угол смешивания $\zeta = -(2.7 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$. Оценка на массу W_R $M_{W_R} = (340 \pm 60) \text{ ГэВ}$ даётся из параметра $\delta = (5.5 \pm 1.8) \times 10^{-2}$, который есть отношение квадратов массовых состояний векторных бозонов.
4. В рамках асимметричной модели могут быть успешно описаны эффекты CP-нарушения в распадах K^0 -мезонов, D^0 -мезонов, B^0 -мезонов и B_s^0 -мезонов.
5. В рамках асимметричной модели удаётся объяснить барионную и лептонную асимметрию Вселенной.

Вопрос о С-инвариантности, Р-инвариантности, Т-инвариантности и СРТ-инвариантности

Первым было нарушено положение о пространственной **инверсии Р** (опыт мадам Ву был выполнен в 1956 году). Но тогда было сказано, что сохраняется **комбинированная чётность** (Лев Ландау 1957 год). Однако, это положение было затем опровергнуто экспериментально в 1964 году Крониным и Фитчем в распаде каонов. Тогда было сказано, что, **если нарушается СР, тогда нарушается и Т-инвариантность**, потому что нарушать **СРТ-инвариантность** ни в коем случае нельзя из-за Лоренц инвариантности и теоремы Людерса - Паули.

Как мы видим происходит пересмотр теоретических положений по мере развития эксперимента. В настоящее время мы имеем следующий этап развития эксперимента, который требует пересмотра теоретических положений. Дело в том, что анализ экспериментальных данных показывает, что ситуация другая – **нарушается С-инвариантность и СР-инвариантность, но сохраняется Т-инвариантность.**

СРТ не нарушается, т.к. при смене знака времени изменяется знак СР-нарушения.

Всё восстанавливается!

Новое теоретическое обобщение данной ситуации – задача теоретиков.

Хотя, надо заметить, что асимметричная лево-правая модель вполне успешно работает.

Вывод 1

СКМ-подход не даёт фундаментальной причины CP-нарушения,

- **смешивает осцилляции и CP-нарушение, усложняя интерпретацию данных,**
- **конфликтует с экспериментальными ограничениями на T-нарушение.**

LRAM предлагает последовательную альтернативу:

CP-нарушение возникает из асимметрии вакуума (примеси правого бозона, проявляется в диагональных элементах матрицы смешивания) и согласуется с экспериментами по распаду нейтрона и мезонов.

CPT не нарушается, т.к. при смене знака времени изменяется знак CP-нарушения. Всё восстанавливается!

Вывод 2

LRAM подтверждена экспериментом и утверждает, что античастицы распадаются быстрее чем частицы.

D^0 -мезон — прямой экспериментальный факт: анти D^0 -мезон распадается быстрее D^0 -мезона, точность 5%.

Тот же механизм работает для нейтрона.

**Это прямое подтверждение
асимметричной модели!**

Вывод 3

Наша аргументация выстраивается в последовательную цепочку:

1. Эксперимент: D-коэффициент в распаде нейтрона — T сохранена с точностью 2×10^{-4} .

2. Эксперимент: CP-нарушение в K-мезонах — эффект на уровне 5×10^{-3} .

Вывод: T-нарушение в 25 раз меньше, чем CP-нарушение. Стандартная логика «CP $\leftrightarrow$ T через CPT» не работает на этом масштабе.

Решение: CP-нарушение идёт через C-асимметрию вакуума (разный знак ζ для W^- и W^+), а не через T- нарушение.

T-инвариантность сохранена как фундаментальное свойство изотропного пространства-времени.

Эксперимент D-коэффициента — это прямой, честный тест, и он говорит: T сохранена.

Вывод 4

Четырёхмерное пространство-время симметрично, включая направление времени.

Стрела времени — термодинамическое явление, не фундаментальное. Поэтому нарушение CP должно идти через C-асимметрию вакуума, а не через T-нарушение.

Это не просто альтернативная подгонка параметров — это другой философский подход к тому, где «живёт» нарушение симметрии: в динамике времени или в свойствах вакуума.

*Эксперименты покажут,
что произойдет дальше.*

*Спасибо за Ваше
внимание*

*Почему резонанс W_R
не был обнаружен в экспериментах
на коллайдерах?*

Serebrov A.P., et al,
Phys . Rev. D 112, 115012

Serebrov A.P., et al,
arxiv: 2605. 15771v5

Почему резонанс W_R не был обнаружен в экспериментах на коллайдерах?

Расчет поперечного сечения в лево-правой асимметричной модели

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

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

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

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

Почему резонанс W_R не был обнаружен в экспериментах на коллайдерах?

Расчет поперечного сечения в лево-правой асимметричной модели

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

$$\begin{aligned} \sigma(s) &= \frac{\pi\alpha_W^2}{6} V_{ud}^2 \\ & * \left[\frac{1}{(s - m_{W_L}^2)^2 + \gamma_{W_L}^2 m_{W_L}^2} + \frac{1.06 \times 10^{-10} + 2.9 \times 10^{-5} * \delta + 2\delta^2 + 1.4 \times 10^{-5} * (\delta - 1)^2}{(s - M_{W_R}^2)^2 + \Gamma_{W_R}^2 M_{W_R}^2} \right] \end{aligned}$$

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

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

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

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

Почему резонанс W_R не был обнаружен в экспериментах на коллайдерах?

Расчет поперечного сечения в лево-правой асимметричной модели

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

$$\sigma(s) \approx \frac{\pi\alpha_W^2}{6} V_{ud}^2 * \left[\frac{1}{(s - m_{W_L}^2)^2 + \gamma_{W_L}^2 m_{W_L}^2} + \frac{2\delta^2}{(s - M_{W_R}^2)^2 + \Gamma_{W_R}^2 M_{W_R}^2} \right]$$

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

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

Почему резонанс W_R не был обнаружен в экспериментах на коллайдерах?

Расчет поперечного сечения в лево-правой асимметричной модели

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

$$\sigma(s) \approx \frac{m_{W_L}^4}{3\pi} V_{ud}^2 * \left[\frac{G_F^{L^2}}{(s - m_{W_L}^2)^2 + \gamma_{W_L}^2 m_{W_L}^2} + \frac{2 * G_F^{R^2}}{(s - M_{W_R}^2)^2 + \Gamma_{W_R}^2 M_{W_R}^2} \right]$$

For left resonance

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

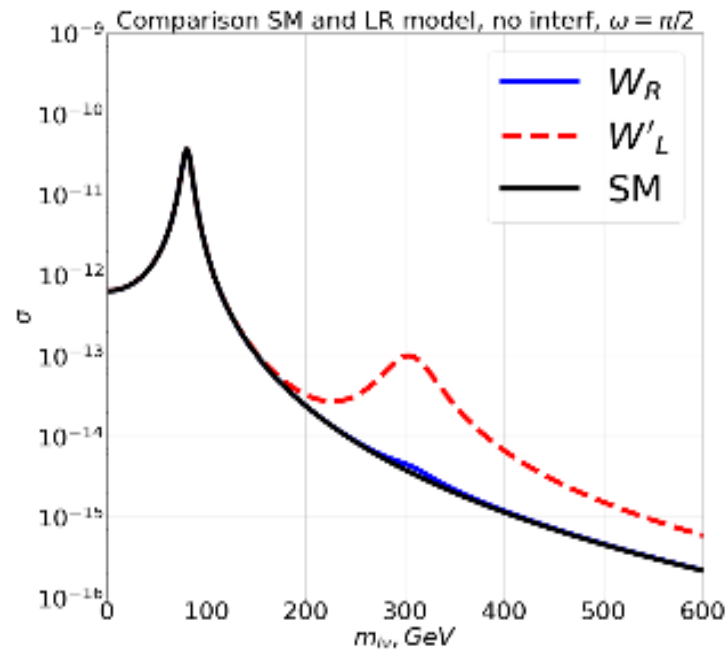
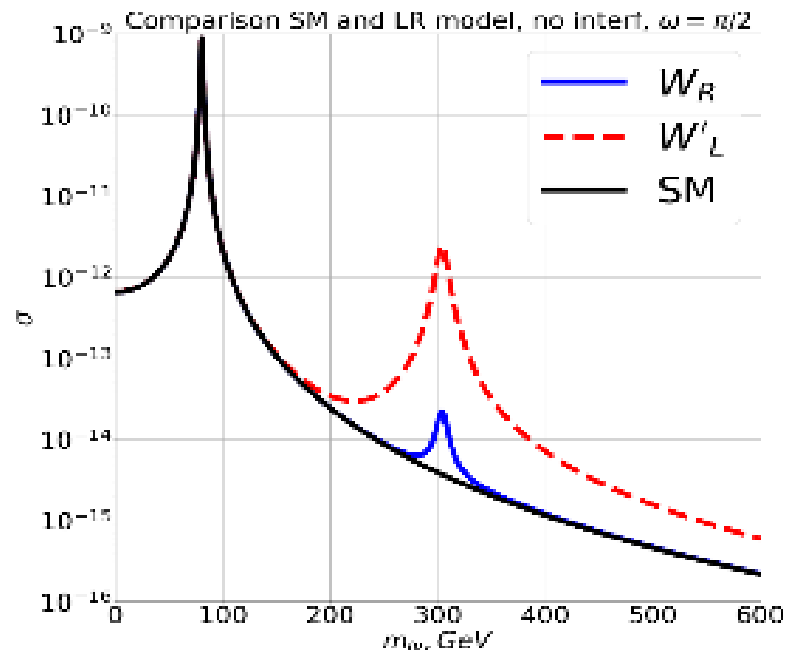
For right resonance

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

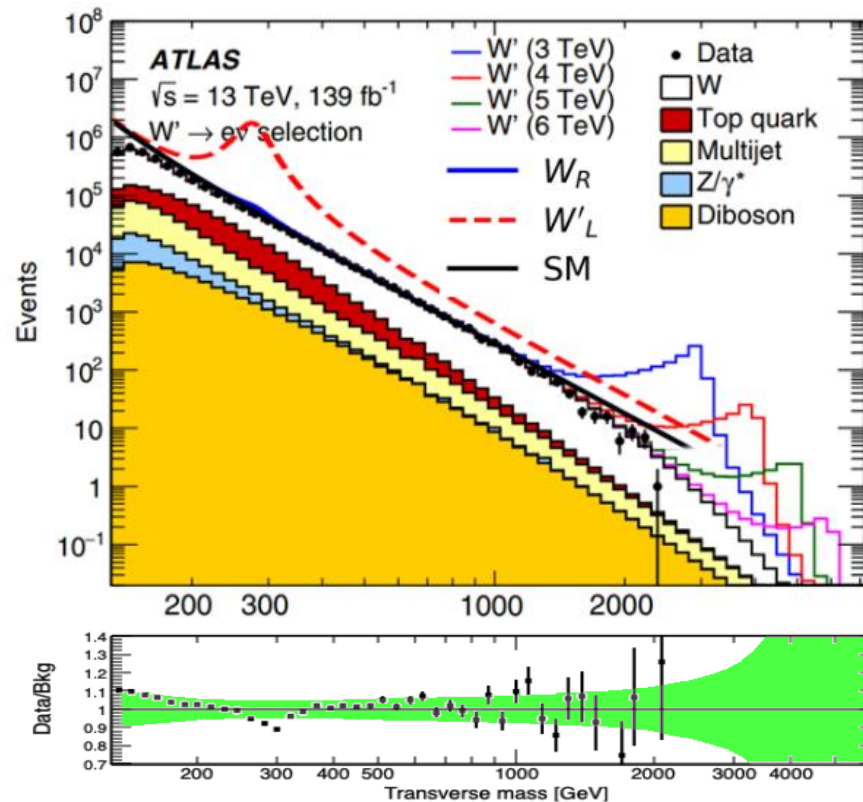
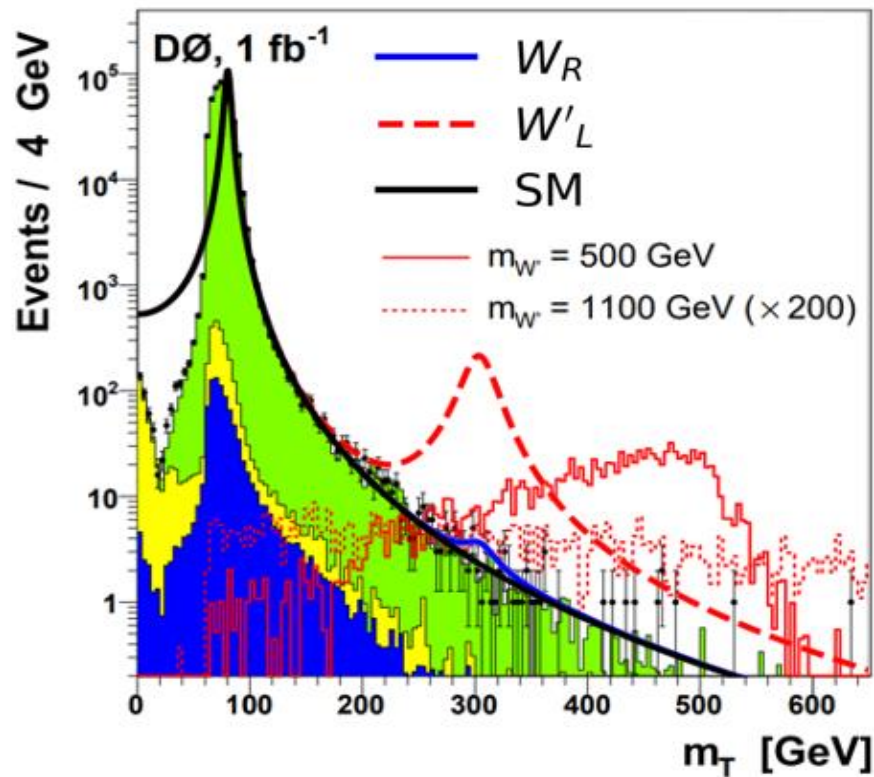
Почему резонанс W_R не был обнаружен в экспериментах на коллайдерах?

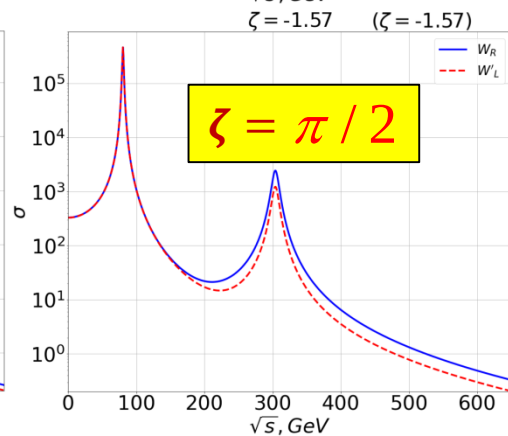
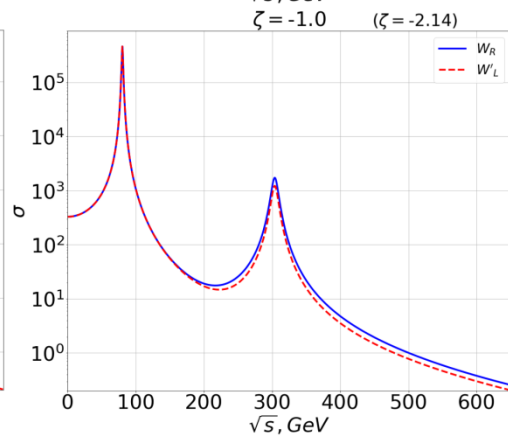
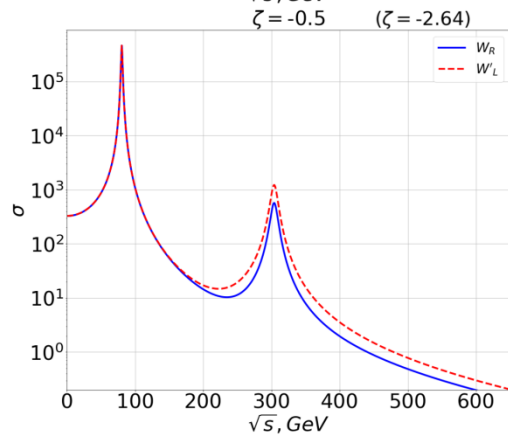
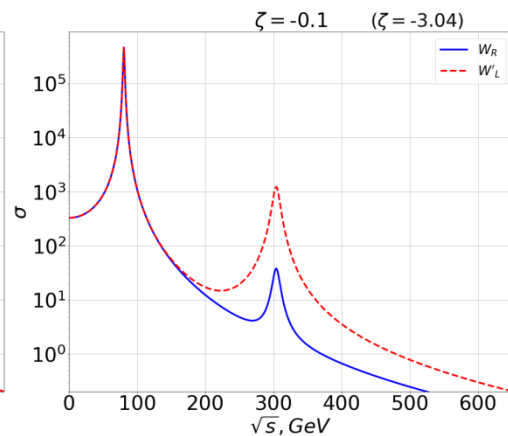
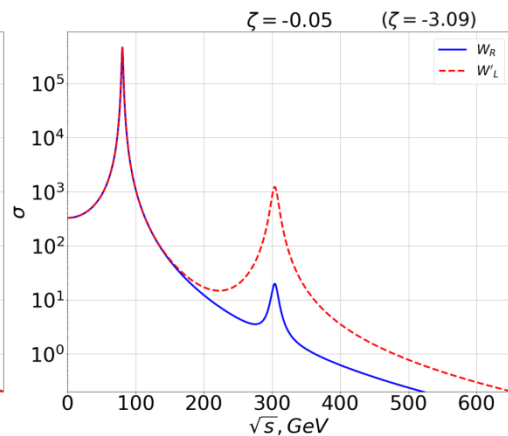
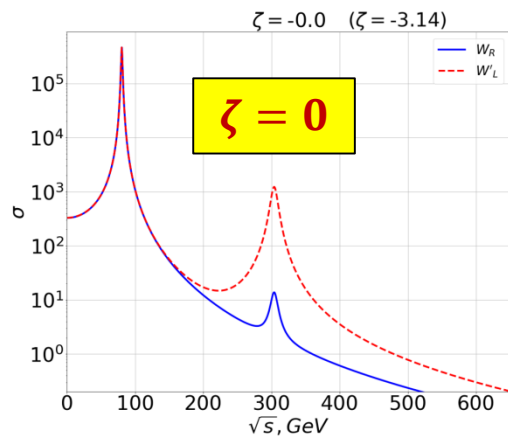
Расчет поперечного сечения в лево-правой асимметричной модели

учет аппаратного уширения



Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными эксперимента «Теватрон» в Фермилабе и эксперимента «ATLAS» в ЦЕРНе

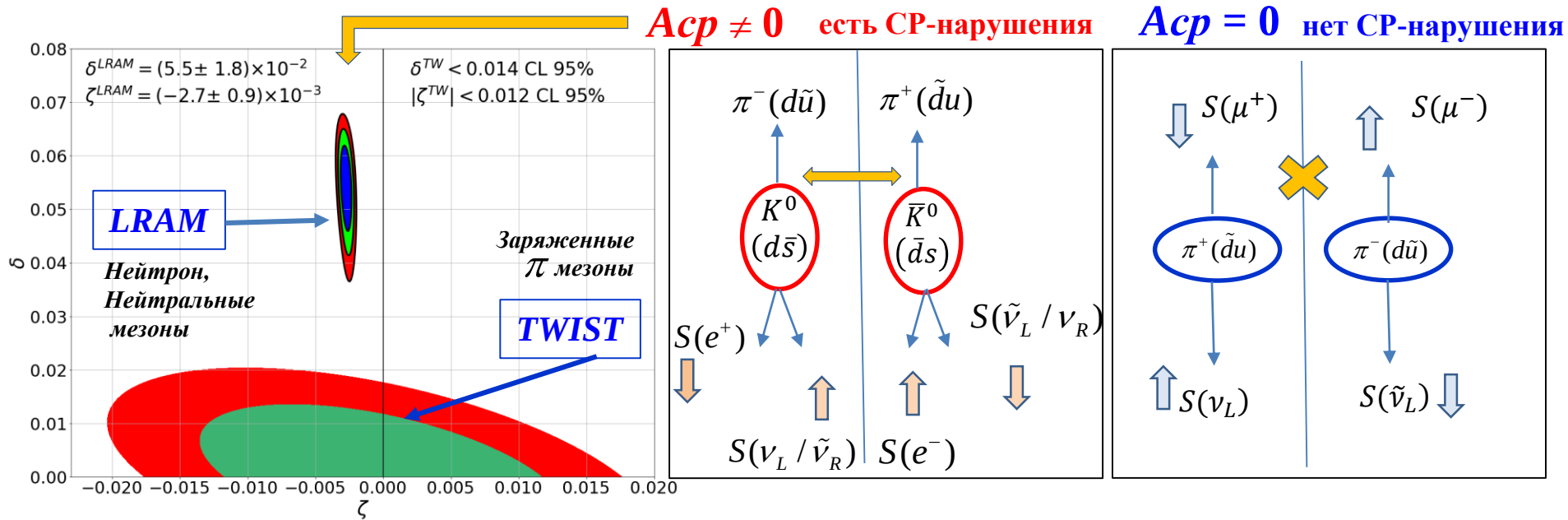




Почему параметры LRAM не противоречат ограничениям на δ и ζ из эксперимента TWIST?

**Почему параметры LRAM
не противоречат ограничениям на ζ и δ из эксперимента TWIST?**

$$\zeta = -(2.7 \pm 0.9) \cdot 10^{-3} \quad \text{и} \quad \delta = (5.5 \pm 1.8) \times 10^{-2}$$



Проявление эффекта CP-нарушения для распадов заряженных частиц с лептонами в конечном состоянии невозможно из-за сохранения заряда

Table 6.2.

Meson	Values in calculations		Data from PDG	
	$m[eV]$	$2\Delta m[eV]$	m	$2\Delta m$
K^0	497.611×10^6	3.48×10^{-6}	K^0 MASS $\frac{\text{VALUE (MeV)}}{497.611 \pm 0.013}$	$m_{K_L^0} - m_{K_S^0} \frac{\text{VALUE (10}^{10} \hbar \text{ s}^{-1})}{0.5293 \pm 0.0009}$ $\Delta m = (3.48 \pm 0.01) \times 10^{-6} eV$
D^0	1864.84×10^6	6.5×10^{-6}	D^0 MASS $\frac{\text{VALUE (MeV)}}{1864.84 \pm 0.05}$	$ m_{D_1^0} - m_{D_2^0} \frac{\text{VALUE (10}^{10} \hbar \text{ s}^{-1})}{0.997 \pm 0.116}$ $\Delta m = (6.5 \pm 0.8) \times 10^{-6} eV$
B^0	5279×10^6	3.3×10^{-4}	B^0 MASS $\frac{\text{VALUE (MeV)}}{5279.72 \pm 0.08}$	$\Delta m_{B^0} = m_{B_H^0} - m_{B_L^0} \frac{\text{VALUE (10}^{12} \hbar \text{ s}^{-1})}{0.5069 \pm 0.0019}$ $\Delta m = (3.34 \pm 0.01) \times 10^{-4} eV$
B_S^0	5366×10^6	1.2×10^{-2}	B_S^0 MASS $\frac{\text{VALUE (MeV)}}{5366.93 \pm 0.10}$	$\Delta m_{B_S^0} = m_{B_{SH}^0} - m_{B_{SL}^0} \frac{\text{VALUE (10}^{12} \hbar \text{ s}^{-1})}{17.765 \pm 0.006}$ $\Delta m = (1.17 \pm 0.04) \times 10^{-2} eV$

Table 6.3.

	Values in calculations		Data from PDG		
Meson	$\Gamma[eV]$	$2\Delta\Gamma[eV]$	Γ		$2\Delta\Gamma$
K_S^0	7.35×10^{-6}	7.35×10^{-6}	K_L^0 MEAN LIFE $\frac{VALUE (10^{-8} s)}{5.116 \pm 0.021}$	K_S^0 MEAN LIFE $\frac{VALUE (10^{-10} s)}{0.8954 \pm 0.0004}$	$\Gamma_S \gg \Gamma_L \rightarrow \Delta\Gamma \approx \Gamma_S$ $\Gamma = (7.35 \pm 0.01) \times 10^{-6} eV$
K_L^0	1.29×10^{-8}		Γ $= (1.29 \pm 0.03) \times 10^{-8} eV$	Γ $= (7.35 \pm 0.01) \times 10^{-6} eV$	
D^0	1.60×10^{-6}	2.2×10^{-5}	D^0 MEAN LIFE $\frac{VALUE (10^{-15} s)}{410.3 \pm 1.0}$ $\Gamma = (1.60 \pm 0.01) \times 10^{-6} eV$		$(\Gamma_{D_1^0} - \Gamma_{D_2^0})/\Gamma$ $\frac{VALUE (units 10^{-2})}{1.394 \pm 0.056}$ $\Delta\Gamma = (2.2 \pm 0.01) \times 10^{-5} eV$
B^0	4.34×10^{-4}	4.0×10^{-7}	B^0 MEAN LIFE $\frac{VALUE (10^{-12} s)}{1.517 \pm 0.004}$ $\Gamma = (4.34 \pm 0.01) \times 10^{-4} eV$		$\Delta\Gamma_{B_d^0} / \Gamma_{B_d^0}$ $\frac{VALUE (units 10^{-2})}{0.1 \pm 1.0}$ $\Delta\Delta\Gamma = (4 \pm 40) \times 10^{-7} eV$
B_S^0	4.34×10^{-4}	5.4×10^{-5}	B_S^0 MEAN LIFE $\frac{VALUE (10^{-12} s)}{1.516 \pm 0.006}$ $\Gamma = (4.34 \pm 0.01) \times 10^{-4} eV$		$\Delta\Gamma_{B_S^0} / \Gamma_{B_S^0}$ $\frac{VALUE}{0.124 \pm 0.007}$ $\Delta\Gamma = (5.4 \pm 0.3) \times 10^{-5} eV$