

УДК 539.12.132

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МИШЕЛЯ
 $\xi', \xi'', \eta'', \alpha'/A$ И β'/A В РАСПАДЕ $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$
НА БУДУЩЕЙ СУПЕР ЧАРМ-ТАУ ФАБРИКЕ

Д. А. Бодров^{1,2}, П. Н. Пахлов^{1,3}

В статье обсуждается метод измерения всех параметров Мишеля, отвечающих за поляризацию дочернего мюона в распаде $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$: $\xi', \xi'', \eta'', \alpha'/A$ и β'/A . Рассматривается применение описанного метода в будущем эксперименте на Супер чарм-тау фабрике. Ожидаемые на полной статистике данных в 10 аб^{-1} статистические погрешности оцениваются как $\sigma_{\xi'} = 0.006$, $\sigma_{\xi''} = 0.03$, $\sigma_{\eta''} = 0.02$, $\sigma_{\alpha'/A} = 0.014$ и $\sigma_{\beta'/A} = 0.007$. На их основе оцениваются верхние пределы на абсолютные значения констант связи взаимодействий за пределами Стандартной модели. Рассматривается сценарий Новой физики, который потенциально можно будет надежно обнаружить в случае достижения оцененной точности измерения параметра ξ' .

Ключевые слова: параметры Мишеля, физика τ -лептона, Супер чарм-тау фабрика.

Введение. Стандартная модель (СМ) доказала свою способность описывать фундаментальную природу мира в многочисленных экспериментальных проверках. Однако, несмотря на прекрасное согласие предсказаний СМ с экспериментом, не возникает сомнений в существовании так называемой Новой физики (НФ) за пределами СМ ввиду неполноты и неестественности последней. Например, Стандартная модель не способна объяснить наличие темной материи и доминирование вещества над антивеществом в нашей Вселенной.

В Стандартной модели постулируется, и таким образом выводится за рамки рассмотрения этой теории, полное нарушение Р-четности в заряженном секторе слабого

¹ Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Россия, Москва, Мясницкая улица, 20; e-mail: dbodrov@hse.ru.

² Университет Сучжоу, 215006 Китай, Сучжоу.

³ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53.

взаимодействия: в векторном взаимодействии участвуют только левые фермионы. Из этого постулата следует предположение точной $V - A$ лоренц-структуры заряженного тока, сформулированное для согласия с экспериментальными результатами, в основном полученными в распадах мюонов. Оно требует проверки во всевозможных других процессах, поскольку во многих моделях Новой физики предсказываются дополнительные взаимодействия с отличной от $V - A$ лоренц-структурой [1, 2].

В распадах τ -лептонов некоторые модели предсказывают усиленный по сравнению с распадами мюонов вклад НФ, поскольку τ -лептон значительно тяжелее мюона [3–5]. Однако масса τ -лептона значительно меньше массы W -бозона, и приближение четырехфермионного взаимодействия также выполняется с высокой точностью. Для полного изучения лоренц-структуры слабого взаимодействия в распаде $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$ ¹ ($\ell = e$ и μ) используется лоренц-инвариантный, локальный, не содержащий производных, сохраняющий лептонное число гамильтониан четырехфермионного взаимодействия [6]. Он включает 10 нетривиальных вкладов, состоящих из скалярного, векторного и тензорного взаимодействий между лептонами с определенной киральностью. Их относительные вклады определяются константами связи $g_{\varepsilon\mu}^\rho$ ($\rho = S, V, T; \varepsilon, \mu = L, R$), нормированными так, чтобы полная сила взаимодействия определялась константой Ферми G_F [7].

Дифференциальная ширина распада $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$ задается билинейными комбинациями констант связи, которые удобно выражать через так называемые параметры Мишеля (ПМ). Их измерение в эксперименте позволяет получить информацию о лоренц-структуре взаимодействия. Все параметры Мишеля были измерены в распаде мюона с высокой точностью, в то время как в лептонных распадах τ -лептона только четыре ρ , η , ξ и $\xi\delta$ были получены с точностью порядка процента [8]. Чтобы получить остальные параметры, требуется измерение поляризации дочерних заряженных лептонов. Два из них, ξ' и ξ'' , были получены недавно коллаборацией Belle в радиационном распаде τ -лептона (они пересчитываются из ПМ $\bar{\eta}$ и $\xi\kappa$) [9]. Однако точность измерения этих параметров не позволяет хоть как-то ограничить вклад Новой физики. Также для измерения параметров Мишеля можно использовать пятилептонные распады τ -лептона [10]. На данный момент коллаборацией Belle проведены только оценки чувствительности этого метода [11, 12].

В данной статье обсуждается метод измерения оставшихся параметров Мишеля в распаде $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ за счет восстановления распада мюона на лету в трековой системе детектора на будущей Супер чарм-тау фабрике (СЧТФ) [13, 14]. Изначально

¹Здесь и далее подразумевается зарядовое сопряжение, если не указано обратное.

использовать распады мюона для измерения его поляризации и параметров Мишеля в $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ предлагалось в работе [15]. Однако из-за технической сложности реализации предложенного метода он так и не был использован. Недавно независимо было предложено использовать распады мюона на лету в трековой системе детектора СЧТФ для измерения параметра ξ' [16, 17]. Здесь приводится развитие этого метода для получения всех параметров, описывающих поляризацию мюона из распада $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$: ξ' , ξ'' , η'' , α'/A и β'/A . Более подробное описание метода и исследования чувствительности к нему различных экспериментов приведено в статье [18].

Метод. Дифференциальная ширина каскадного распада $\tau^- \rightarrow (\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu) \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ получается из свертки по спину мюона дифференциальной ширины распада $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ с дифференциальной шириной распада $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$. Первая записывается в наиболее общем виде через параметры Мишеля и имеет следующий вид

$$\frac{d^2\Gamma}{dx d\cos\theta} = \frac{m_\tau}{4\pi^3} W_{\mu\tau}^4 G_F^2 \sqrt{x^2 - x_0^2} [G_0 + (\vec{G} \cdot \vec{\zeta})], \quad (1)$$

где $W_{\mu\tau} = (m_\tau^2 + m_\mu^2)/(2m_\tau)$ – это максимальная энергия мюона в системе покоя τ -лептона, $x = E_\mu/W_{\mu\tau}$ и $x_0 = m_\mu/W_{\mu\tau}$ – приведенные энергия и масса мюона, соответственно, $\vec{\zeta}$ – вектор спина мюона. Функции G_0 и \vec{G} выражаются через функции от x , параметризованные через ПМ, и через угол θ между импульсом мюона в системе покоя τ -лептона и поляризацией τ -лептона \vec{P}_τ :

$$\begin{aligned} G_0 &= F_{IS}(x) \pm F_{AS}(x) P_\tau \cos\theta, \\ \vec{G} &= (F_{T_1}(x) P_\tau \sin\theta, F_{T_2}(x) P_\tau \sin\theta, \pm F_{IP}(x) + F_{AP}(x) P_\tau \cos\theta). \end{aligned} \quad (2)$$

Явный вид функций $F_i(x)$ может быть найден в работе [18]. Для записи дифференциальной ширины распада $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ мы использовали общепринятую систему координат: ось z сонаправлена с импульсом мюона в системе покоя τ -лептона, ось y перпендикулярна оси z и \vec{P}_τ , а ось x образует правую тройку с осями y и z .

Поскольку все параметры Мишеля были измерены с высокой точностью в распаде мюона и отклонений от СМ не было обнаружено, мы используем дифференциальную ширину распада мюона в виде

$$\frac{d^2\Gamma}{dy d\Omega_e} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{384 \pi^4} y^2 [(3 - 2y) \pm (2y - 1)(\vec{n}_e \cdot \vec{\zeta})]. \quad (3)$$

Здесь $y = 2E_e/m_\mu$ и \vec{n}_e – приведенная энергия и направление вылета электрона в системе покоя мюона, соответственно; $d\Omega_e$ – элемент телесного угла в направлении вылета электрона.

Поскольку мюон перед распадом пролетает сквозь объем детектора с магнитным полем, его импульс и спин поворачиваются, и этот эффект необходимо учитывать при свертке. На СЧТФ τ -лептоны будут рождаться практически в покое, что значительно упрощает учет поворота спина мюона: он поворачивается на тот же угол, что и импульс мюона в лабораторной системе отсчета (ЛСО)². Поворот системы координат вслед за импульсом мюона позволяет получить простое выражение для дифференциальной ширины каскадного распада $\tau^- \rightarrow (\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu) \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$:

$$\frac{d^5\Gamma}{dx d\cos\theta dy d\cos\theta_e d\psi_e} = \mathcal{B}(\mu \rightarrow e\nu\nu) \frac{\Gamma_{\tau \rightarrow \mu\nu\nu}}{1 - 3x_0^2} \frac{3}{\pi} y^2 \sqrt{x^2 - x_0^2} [(3 - 2y)G_0 \pm (2y - 1)(G_1 \sin\theta_e \cos\psi_e + G_2 \sin\theta_e \sin\psi_e + G_3 \cos\theta_e)]. \quad (4)$$

Здесь $\Gamma_{\tau \rightarrow \mu\nu\nu}$ и $\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\nu\nu)$ – парциальная ширина распада $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ и относительная ширина распада $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$, соответственно. Вектор $\vec{n}'_e = (\sin\theta_e \cos\psi_e, \sin\theta_e \sin\psi_e, \cos\theta_e)$ – направление вылета электрона в системе покоя мюона, разложенное в повернутой системе координат.

Выражение (4) записано для энергии порога рождения $\tau^+\tau^-$ -пары, при этом большая часть событий на СЧТФ будет набрана при более высоких энергиях. Для этих событий дифференциальная ширина каскадного распада $\tau^- \rightarrow (\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu) \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ также может быть достаточно просто записана [18], при этом чувствительность к параметрам Мишеля слабо зависит от скорости τ -лептона во всем диапазоне энергий СЧТФ.

Для оценки потенциальной точности измерения параметров Мишеля (а в будущем для их извлечения из экспериментальных данных) используется метод максимизации небинированной функции правдоподобия в полном фазовом пространстве.

Оценка чувствительности на СЧТФ. Для оценки ожидаемой статистической точности измерения параметров Мишеля ξ' , ξ'' , η'' , α'/A и β'/A на СЧТФ используется моделирование методом Монте-Карло (МК) с параметрами эксперимента, приведенными в работе [13]. На СЧТФ планируется использовать сильно поляризованный пучок электронов со степенью поляризации вплоть до $\xi_{\text{beam}} = 0.8$. Близость энергии в системе центра масс пучков (СЦМ) к порогу рождения $\tau^+\tau^-$ -пары позволяет считать поляризацию τ -лептона постоянной, направленной вдоль электронного пучка и равной по модулю ξ_{beam} [19]. На СЧТФ планируется набрать интегральную светимость 10 аб^{-1} , что соответствует примерно $2.1 \cdot 10^{10}$ $\tau^+\tau^-$ -пар.

²Мы можем пренебречь аномальным магнитным моментом мюона без потери точности.

Поскольку проект СЧТФ находится на этапе разработки и на момент написания данной работы отсутствует моделирование детектора, используются простые предположения о программе реконструкции треков и эффективности восстановления сигнальных событий. Эффективность отбора $\tau^+\tau^-$ -событий оценивается в 30% как для эксперимента BES III со схожими параметрами [20]. Распад $\mu^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$ восстанавливается по двум трекам (материнского мюона и дочернего электрона), пересекающимся в ≥ 10 см от внешних стенок дрейфовой камеры СЧТФ, с эффективностью порядка 90%. Вероятность мюону распасться, удовлетворяя этим условиям, оценивается из моделирования, равной $3.2 \cdot 10^{-4}$.

Наконец, необходимо учесть эффективность подавления фоновых событий. Для эксперимента BES III было оценено, что фон от событий, отличных от $\tau^+\tau^-$, составляет 6%, и им можно пренебречь. Основной фон состоит из событий, имитирующих сигнальный распад $\mu^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$ в $\tau^+\tau^-$ событиях: это распады каонов и пионов на лету и упругое рассеяние заряженных частиц. На эти события можно наложить вето, используя кинематику соответствующих процессов: легкие мезоны распадаются в основном на две монохроматические частицы, образующие узкую линию в импульсном спектре в системе покоя распавшейся частицы, а упругое рассеяние сохраняет модуль импульса в ЛСО. Таким образом, фон может быть подавлен до пренебрежимо низкого уровня с эффективностью для сигнала порядка 80% [17].

Число восстановленных событий $\tau^- \rightarrow (\mu^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu)\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ оценивается для полной статистики СЧТФ с учетом эффективности реконструкции как $N \approx 5 \cdot 10^5$, а статистическая точность измерения параметров – как $\sigma_{\xi'} \approx 6 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_{\xi''} \approx 3 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_{\eta''} \approx 2 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_{\alpha'/A} \approx 14 \cdot 10^{-3}$ и $\sigma_{\beta'/A} \approx 7 \cdot 10^{-3}$. Оцененная точность сопоставима с экспериментальной точностью, полученной для соответствующих параметров в распаде мюона.

Полученные погрешности позволяют оценить потенциальное улучшение верхних пределов на абсолютные значения констант связи $g_{e\mu}^{\rho}$ в предположении, что параметры ρ , η , ξ и $\xi\delta$ будут измеряться с погрешностью порядка 10^{-3} [21, 22]. Результаты оценки для СЧТФ на 90% уровне достоверности (УД) с использованием только одного знака τ -лептона приведены в табл. 1 вместе с экспериментальными результатами (95% УД с усреднением по обоим знакам τ -лептона).

Также исследуется возможность открыть Новую физику на полной статистике данных СЧТФ. Для этого по аналогии с оценкой потенциальной точности измерения ПМ используется моделирование методом МК с примесью НФ. В качестве примера используется скалярная добавка к взаимодействию СМ, не меняющая G_F и приводящая к

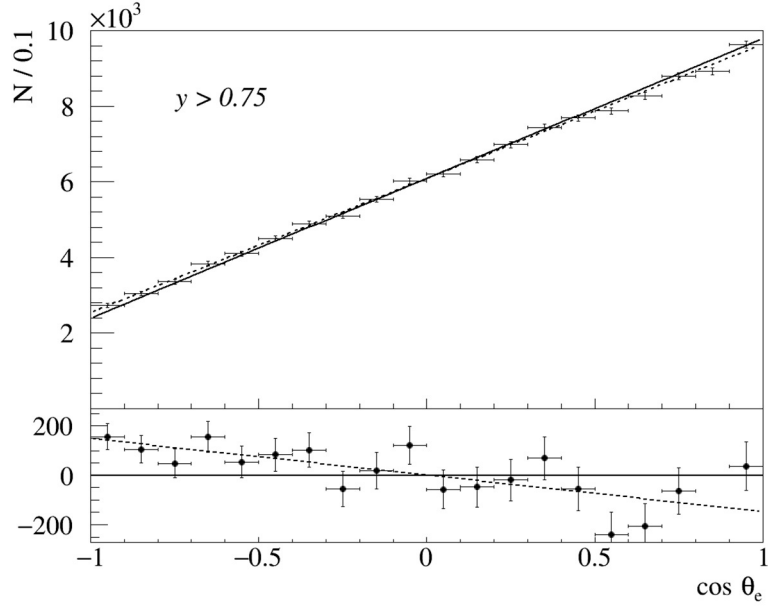


Рис. 1: Распределение по $\cos \theta_e$ событий моделирования для $y > 0.75$ и проекция функции подгонки. Точки с ошибками – смоделированные данные с $\xi' = 0.96$, сплошная линия – предсказание СМ, пунктирная линия – проекция функции подгонки. Нижний график показывает результат вычитания предсказания СМ.

$\xi' = 0.96$ (значения остальных параметров остаются как в СМ)³. Точность измерения ξ' на СЧТФ позволяет обнаружить этот эффект (отличие от $\xi'_{\text{SM}} = 1$) со значимостью 5σ . Иллюстрация подгонки смоделированных с $\xi' = 0.96$ событий теоретической функцией показана на рис. 1.

Т а б л и ц а 1

Верхние пределы на абсолютное значение констант связи $g_{\epsilon\mu}^p$:
95% УД для эксперимента и 90% УД оценка для СЧТФ

	Эксп. [8]	СЧТФ	Эксп. [8]	СЧТФ	Эксп. [8]	СЧТФ		
$ g_{RR}^S $	< 0.72	< 0.18	$ g_{RR}^V $	< 0.18	< 0.09	$ g_{RR}^T $	$\equiv 0$	$\equiv 0$
$ g_{LR}^S $	< 0.95	< 0.18	$ g_{LR}^V $	< 0.12	< 0.05	$ g_{LR}^T $	< 0.079	< 0.03
$ g_{RL}^S $	< 2.01	< 0.19	$ g_{RL}^V $	< 0.52	< 0.05	$ g_{RL}^T $	< 0.51	< 0.03
$ g_{LL}^S $	< 2.01		$ g_{LL}^V $	< 1.005		$ g_{LL}^T $	$\equiv 0$	$\equiv 0$

³Константы связи принимают следующие значения: $|g_{LL}^V|^2 = 0.98$ и $|g_{RL}^S|^2 = 0.08$, а остальные равны нулю как в СМ.

Заключение. В данной работе изложен метод первого прямого измерения всех параметров Мишеля, описывающих поляризацию дочернего мюона из распада $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$, на будущей Супер чарм-тау фабрике. Оцененная потенциальная точность измерения параметров Мишеля на полной статистике СЧТФ ($\sigma_{\xi'} = 0.006$, $\sigma_{\xi''} = 0.03$, $\sigma_{\eta''} = 0.02$, $\sigma_{\alpha'/A} = 0.014$ и $\sigma_{\beta'/A} = 0.007$) сравнима с точностью, достигнутой в распаде мюона. Оценено потенциальное улучшение верхних пределов на абсолютные значения констант связи взаимодействий, отличных от СМ. Также рассмотрен сценарий Новой физики, который можно будет надежно обнаружить в случае достижения оцененной точности измерения параметра ξ' .

Работа Д. А. Бодрова выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ. П. Н. Пахлов благодарит Российский научный фонд за поддержку по договору 22-22-00564.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Douglas Bryman, Vincenzo Cirigliano, Andreas Crivellin, Gianluca Inguglia, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **72**, 69 (2022). DOI: 10.1146/annurev-nucl-110121-051223.
- [2] P. Herczeg, Phys. Rev. D **34**, 3449 (1986). DOI: 10.1103/PhysRevD.34.3449.
- [3] Maria Krawczyk, David Temes, Eur. Phys. J. C **44**, 435 (2005). DOI: 10.1140/epjc/s2005-02370-2.
- [4] Eung Jin Chun, Jinsu Kim, JHEP **07**, 110 (2016). DOI: 10.1007/JHEP07(2016)110.
- [5] Juan Manuel Márquez, Gabriel López Castro, Pablo Roig, JHEP **11**, 117 (2022). DOI: 10.1007/JHEP11(2022)117.
- [6] L. Michel, Proc. Phys. Soc. A **63**, 514 (1950). DOI: 10.1088/0370-1298/63/5/311.
- [7] W. Fetscher, H. J. Gerber, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **14**, 657 (1995). DOI: 10.1142/9789814503662_0017.
- [8] R. L. Workman (Particle Data Group), PTEP **2022**, 083C01 (2022). DOI: 10.1093/ptep/ptac097.
- [9] N. Shimizu et al. (Belle), PTEP **2018**(2), 023C01 (2018). DOI: 10.1093/ptep/pty003.
- [10] A. Flores-Tlalpa, G. López Castro, P. Roig, JHEP **04**, 185 (2016). DOI: 10.1007/JHEP04(2016)185.
- [11] Junya Sasaki (Belle), Nucl. Part. Phys. Proc. **287-288**, 212 (2017). DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2017.03.079.

- [12] Junya Sasaki (Belle), J. Phys. Conf. Ser. **912**(1), 012002 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/912/1/012002.
- [13] A. E. Bondar et al. (Charm-Tau Factory), Phys. Atom. Nucl. **76**, 1072 (2013). DOI: 10.1134/S1063778813090032.
- [14] Qing Luo, Derong Xu, *Progress on Preliminary Conceptual Study of HIEPA, a Super Tau-Charm Factory in China*. In *9th International Particle Accelerator Conference, page MOPML013, 2018*. DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2018-MOPML013.
- [15] Wulf Fetscher, Phys. Rev. D **42**, 1544 (1990). DOI: 10.1103/PhysRevD.42.1544.
- [16] Д. А. Бодров, Краткие сообщения по физике ФИАН **48**(1), 30 (2021). DOI: 10.3103/S1068335621010024.
- [17] D. A. Bodrov, Phys. Atom. Nucl. **84**(2), 212 (2021). DOI: 10.1134/S1063778821010075.
- [18] D. Bodrov, P. Pakhlov, JHEP **10**, 035 (2022). DOI: 10.1007/JHEP10(2022)035.
- [19] Yung Su Tsai, Phys. Rev. D **51**, 3172 (1995). DOI: 10.1103/PhysRevD.51.3172.
- [20] D. M. Asner et al. (BES-III), Int. J. Mod. Phys. A **24**, S1–794 (2009).
- [21] D. A. Epifanov (SCTF), Phys. Atom. Nucl. **83**(6), 944 (2020). DOI: 10.1134/S1063778820060137.
- [22] D. A. Epifanov (Belle), Nucl. Part. Phys. Proc. **287-288**, 7 (2017). DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2017.03.033.

Поступила в редакцию 8 декабря 2022 г.

После доработки 7 марта 2023 г.

Принята к публикации 9 марта 2023 г.

Публикуется по рекомендации оргкомитета Московской международной школы физики 2022 (<http://mosphys.ru>)