

ПОИСК НОВОЙ ФИЗИКИ В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

© 2023 г. Н. А. Бурмасов^{1),2)}*

Поступила в редакцию 15.09.2022 г.; после доработки 15.09.2022 г.; принята к публикации 15.09.2022 г.

Ультрапериферические столкновения — особый тип столкновений тяжелых ионов, в которых сильные взаимодействия подавляются благодаря большим прицельным параметрам между налетающими ядрами. Такие условия дают уникальную возможность для исследования двухфотонных взаимодействий. В частности, в последнее время растет интерес к изучению таких процессов, как рождение пар тау-лептонов и рассеяние света на свете: отклонение сечений этих процессов от предсказаний Стандартной модели могло бы указывать на проявление новой физики. Кроме того, отдельный интерес представляет поиск рождения аксионоподобных частиц в рассеянии света на свете при достаточно малых инвариантных массах. В данной работе обсуждаются последние результаты из экспериментов на Большом адронном коллайдере по измерению аномального магнитного момента тау-лептона, сечений рассеяния света на свете и поиску аксионоподобных частиц, а также перспективы для будущих измерений в эксперименте ALICE.

DOI: 10.31857/S0044002723010142, EDN: RAUOWN

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультрапериферические столкновения тяжелых ионов (УПС) — это уникальный инструмент для исследования двухфотонных взаимодействий при высоких энергиях [1, 2]. Сильные взаимодействия между налетающими ионами в значительной степени подавляются благодаря большим прицельным параметрам, при этом роль электромагнитных процессов усиливается. Ультрарелятивистские ядра создают мощное электромагнитное поле, которое обычно описывают в терминах формализма Вайцзеккера–Вильямса. Поля заменяют на потоки квазиреальных фотонов с очень малыми виртуальностями $q^2 < (\hbar/R)^2$, где R — радиус налетающих ядер. Величина потоков зависит от квадрата заряда налетающих частиц Z^2 , и поэтому сечение двухфотонных процессов пропорционально Z^4 , что приводит к гораздо большей вероятности возникновения таких процессов в ядро-ядерных столкновениях, чем в протон-протонных pp или электрон-позитронных e^+e^- .

Среди двухфотонных процессов, которые можно исследовать с помощью УПС, рассеяние света на свете $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ представляет особый интерес. В

рамках Стандартной модели процесс описывается однопетлевыми диаграммами Фейнмана, включающими W^\pm -бозоны, лептоны и кварки. В диаграммы также могут давать вклад и еще не открытые заряженные виртуальные частицы, поэтому рассеяние света на свете считается чувствительным к некоторым расширениям Стандартной модели, включая теорию Борна–Инфельда [3], суперсимметрию [4], теории с монополями [5], гравитацию на малых масштабах [6], некоммутативные взаимодействия [7].

Повышенный интерес также вызывают поиски рождения аксионоподобных частиц (АПЧ) в процессе $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$. В ряде расширений Стандартной модели, включающих суперсимметрию, составные лептоны и модификации с бозоном Хиггса, АПЧ вводятся, как псевдоголдстоуновские бозоны новой спонтанно нарушаемой глобальной симметрии. Предполагается, что легкие псевдоскалярные АПЧ могут быть кандидатами в частицы темной материи [8–10]. Кроме того, выдвигаются теории, согласно которым факт обнаружения АПЧ с массой $m_a < 5 \text{ ГэВ}/c^2$ мог бы объяснить расхождение измерений аномального магнитного момента мюона с предсказанием Стандартной модели (“ μ on $g - 2$ puzzle”) [8, 11]. В расширениях Стандартной модели взаимодействие АПЧ с фотонами описывается эффективным лагранжианом:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}g_{a\gamma}aF^{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu},$$

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

²⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

*E-mail: nazar.burmasov@cern.ch

где a — поле АПЧ, $F^{\mu\nu}$ — тензор поля фотонов, $g_{a\gamma} = 1/\Lambda_a$ — константа связи АПЧ с фотонами (АПЧ- γ). Таким образом, рождение аксиноподобных частиц и их распад на фотоны полностью определяются в двухпараметрическом пространстве масс АПЧ m_a и констант связи $g_{a\gamma}$.

Уточнение значений аномальных магнитных моментов лептонов представляет отдельный интерес, так как отклонение их значений от теоретических предсказаний могло бы указывать на присутствие новой физики, например, на вклад суперсимметричных частиц [12] или на составную природу лептонов [13]. В частности, особенно плохо известно значение аномального магнитного момента τ -лептона, для измерения которого было предложено использовать ультрапериферические столкновения ядер на Большом адронном коллайдере (БАК) [14, 15].

В данной работе рассматриваются последние результаты исследований процесса рассеяния света на свете, поисков аксиноподобных частиц и измерений аномального магнитного момента τ -лептона, выполненных с помощью ультрапериферических столкновений на Большом адронном коллайдере. Кроме того, в работе обсуждаются перспективы проведения данных исследований в эксперименте ALICE и новом эксперименте — ALICE 3.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА СВЕТЕ

Первые свидетельства процесса рассеяния света на свете были получены коллаборациями ATLAS и CMS [16, 17]. Более полные измерения дифференциальных сечений были проведены в области инвариантных масс дифотонов $m_{\gamma\gamma}$ между 5 и 100 ГэВ/ c^2 . Полученное ATLAS сечение в чувствительном объеме $\sigma = 120 \pm 17(\text{stat.}) \pm 13(\text{syst.}) \pm 4(\text{lumi.})$ нбн хорошо согласуется со значением, полученным CMS, $\sigma = 120 \pm 46(\text{stat.}) \pm 28(\text{syst.}) \pm 12(\text{theo.})$ нбн. Оба результата согласуются с теоретическими предсказаниями [18]. Однако точность этих измерений ограничена объемом данных, который может быть набран в измерениях в области инвариантных масс выше 5 ГэВ/ c^2 , а измерения ниже этого порога очень затруднительны из-за конструктивных ограничений в детекторах ATLAS и CMS.

Измерения в области малых масс могут быть произведены с ALICE 3 — будущим экспериментом нового поколения на Большом адронном коллайдере [19]. Предлагаемая конструкция детектора направлена на измерения фотонов при очень низких поперечных импульсах вплоть до

$p_T \sim 10$ МэВ/ c . Учитывая широкий охват по псевдобыстроте $|\eta| < 4$ и высокие возможности трекинга частиц, ALICE 3 предоставляет уникальную возможность для прецизионных измерений рассеяния света на свете.

Однако измерения при малых инвариантных массах становятся затруднительными из-за присутствия комбинаторного фона, возникающего из-за распадов нейтральных π -мезонов $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ [20]. Для изучения возможных способов подавления этого источника фоновых событий был разработан специализированный Монте-Карло генератор для моделирования ультрапериферических столкновений, Ursgen [21]. Для данного исследования в программу были добавлены процессы рассеяния света на свете и рождения пар π^0 -мезонов. Моделирование LbyL основано на расчете сечений на уровне однопетлевых диаграмм, который был проведен с помощью программы FormCalc [22]. Рождение пар нейтральных π -мезонов основано на одной из наиболее полных моделей этого процесса, которая учитывает вклад промежуточных резонансных состояний и КХД-механизмов [23].

Мы оценили спектры по инвариантной массе дифотонов для рассеяния света на свете и фона, состоящего из фотонов распада пар π^0 -мезонов, в Pb–Pb УПС при энергии столкновений $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ для чувствительного объема ALICE 3 с учетом предполагаемой интегральной светимости $L = 35$ нбн $^{-1}$. Как видно из рис. 1, измерения LbyL едва ли возможны без специальной стратегии отбора событий в диапазоне инвариантных масс ниже 3 ГэВ/ c^2 .

Уменьшить присутствие фоновых событий возможно с помощью наложения требований на скалярную и векторную асимметрии, которые определяются выражениями (1) и (2) соответственно:

$$A_s = \frac{|\mathbf{p}_T^1| - |\mathbf{p}_T^2|}{|\mathbf{p}_T^1| + |\mathbf{p}_T^2|}, \quad (1)$$

$$A_v = \frac{|\mathbf{p}_T^1 - \mathbf{p}_T^2|}{|\mathbf{p}_T^1 + \mathbf{p}_T^2|}, \quad (2)$$

где \mathbf{p}_T^1 и \mathbf{p}_T^2 — поперечные импульсы фотонов в конечном состоянии. В процессе рассеяния света на свете импульсы большинства пар фотонов в конечном состоянии направлены практически противоположно, поэтому их асимметрии очень близки к нулю, тогда как относительное угловое распределение нескоррелированных фотонов из комбинаторного фона оказывается более широким. Действительно, это отличие можно увидеть на рис. 2, где показаны нормированные распределения по асимметриям для рассеяния света на свете и комбинаторного фона, полученные моделированием

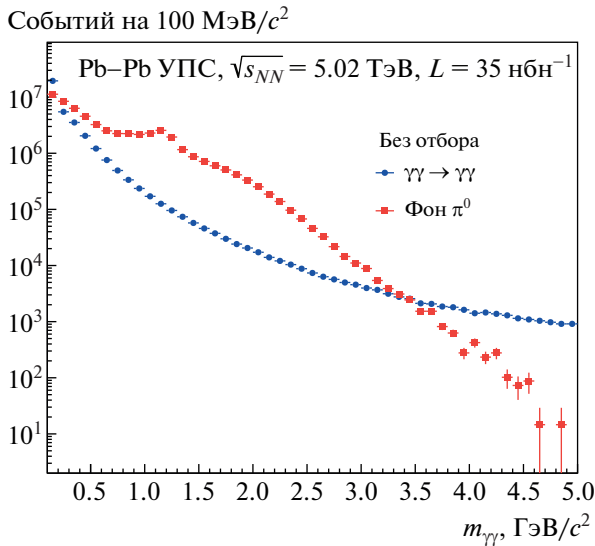


Рис. 1. Спектры по инвариантной массе, рассчитанные для чувствительного объема ALICE 3 для событий рассеяния света на свете (круглые маркеры) и комбинаторного фона, состоящего из фотонов распада нейтральных π -мезонов (квадратные маркеры).

10^8 событий каждого вида с помощью генератора Urqgen. Учитывая различия в относительных направлениях фотонов в конечном состоянии для сигнальных событий рассеяния света на свете и комбинаторного фона, выдвинуты два подхода к отбору событий.

Первый подход основан на наложении простого ограничения на скалярную асимметрию, как предложено в работе [20]. Используя такой отбор, можно в значительной степени подавить фон из нескоррелированных фотонов при достаточно малых инвариантных массах (см. рис. 3а). Однако такой грубый подход также заметно снижает количество сигнальных событий, что является существенным недостатком.

Для того, чтобы улучшить качество отбора событий и в полной мере использовать топологические отличия сигнальных и фоновых событий, нами была применена техника машинного обучения (МО) для классификации событий на основе алгоритма усиленного дерева решений. В этом подходе была использована реализация алгоритма, выполненная разработчиками из Yandex, а именно программный пакет CatBoost [24]. Согласно результатам контрольных тестирований разработчиков, пакет обеспечивает большую скорость обучения модели и скорость предсказаний в сравнении с другими современными аналогами. Данный программный пакет был успешно использован в ряде исследований в области физики высоких энергий, например, в работах [25] и [26], что также подтверждает его надежность.

Для обучения модели были использованы кинематические параметры сигнальных и фоновых событий: импульсы фотонов в конечном состоянии, инвариантные массы и быстроты пар фотонов, а также скалярные и векторные асимметрии. Обучающие выборки состояли из 10^8 событий рассеяния света на свете и такого же количества фоновых событий. Обе выборки были получены моделированием в генераторе Urqgen с последующим отбором фотонов для чувствительного объема ALICE 3: по псевдобыстроте $|\eta_\gamma| < 4$ и энергии $E_\gamma > 50$ МэВ.

Для проверки качества классификации обученной модели были построены характеристические кривые в зависимости от барьера классификации с использованием контрольной выборки событий, сгенерированной отдельно:

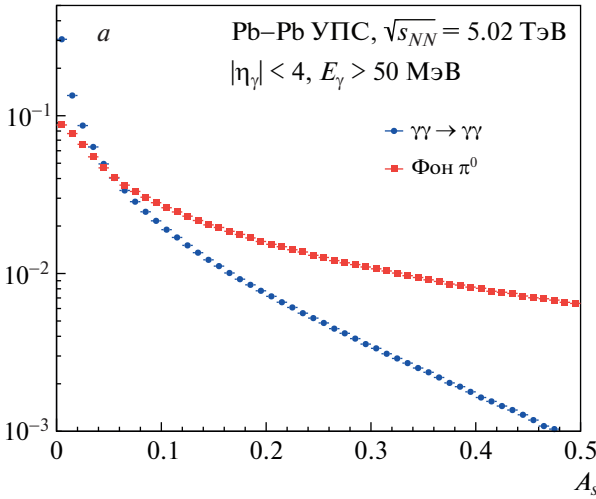
- доля истинно-положительных классификаций в зависимости от барьера (в терминологии машинного обучения — чувствительность);
- доля ложно-положительных классификаций в зависимости от барьера (в терминологии машинного обучения — специфичность);
- кривая ошибок — показывает соотношение чувствительности к специфичности.

Результат работы обученной модели для данного события, т.е. набора кинематических параметров, определяющих свойства события, — вероятность того, что это событие сигнальное. Барьер классификации определяет значение вероятности, выше которой события классифицируются, как сигнальные. Таким образом возможно регулировать чистоту отбора и отношение сигнала к фону в отобранных событиях.

Полученные кривые показаны на рис. 4. Отметим отдельно, что площадь под кривой ошибок приблизительно равна 0.96, что свидетельствует о высоком качестве обученной модели. Используя кривые чувствительности и специфичности, можно подобрать такой барьер классификации, при котором во время отбора теряется минимальное число сигнальных событий и при этом подавляется как можно больше фоновых событий. В нашем случае таким барьером является 0.5.

Модель МО была применена для отбора событий в контрольной выборке, имеющей такую же структуру, как и обучающая, и сгенерированной отдельно от нее. Полученные в результате спектры по инвариантной массе показаны на рис. 3б. Как можно видеть из рисунка, результаты отбора значительно лучше в сравнении с первым методом: фон подавлен во всем диапазоне масс, при этом

Плотность распределения



Плотность распределения

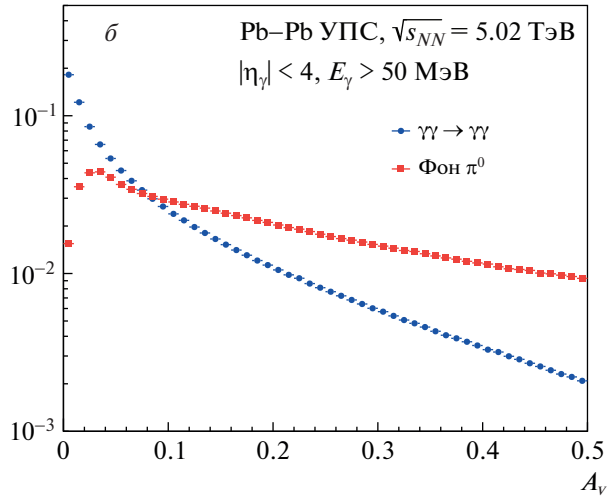
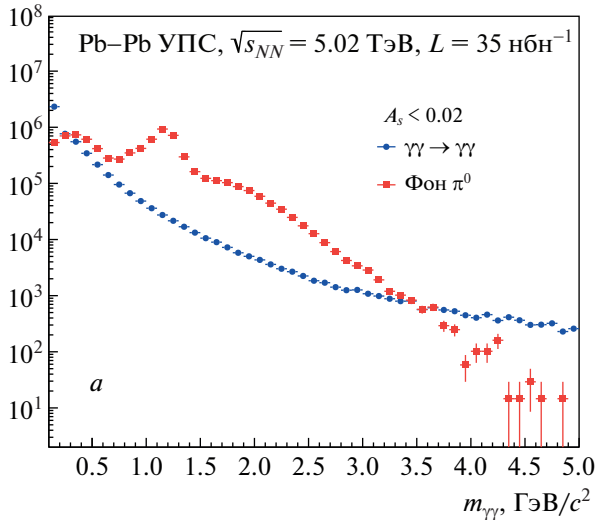


Рис. 2. Нормированные распределения по скалярной (*a*) и векторной (*б*) асимметриям для событий рассеяния света на свете (круглые маркеры) и комбинаторного фона (квадратные маркеры).

Событий на 100 МэВ/ c^2



Событий на 100 МэВ/ c^2

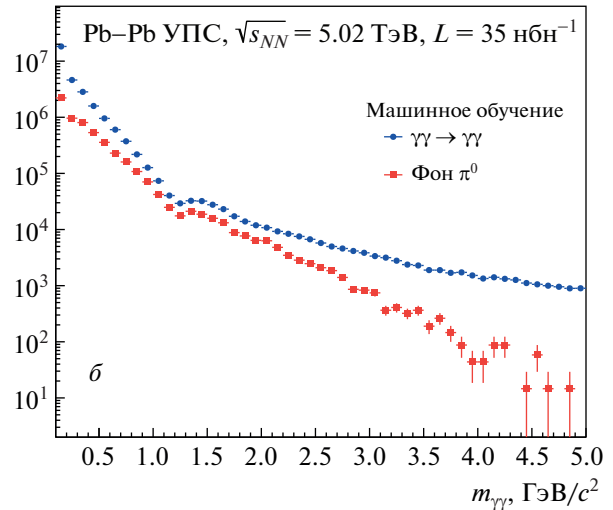


Рис. 3. Спектры по инвариантным массам дифотонов для рассеяния света на свете (круглые маркеры) и комбинаторного фона (квадратные маркеры). *a* — результат отбора с ограничением на скалярную асимметрию. *б* — результат отбора с использованием машинного обучения.

большая часть сигнальных событий сохранена. Таким образом, существует возможность в значительной степени подавить комбинаторный фон при измерении рассеяния света на свете с использованием методов машинного обучения.

3. ПОИСКИ АКСИОНОПОДОБНЫХ ЧАСТИЦ

Наиболее сильные к настоящему времени ограничения на возможные константы связи АПЧ с фотонами в диапазоне масс АПЧ m_a между 5 и 100

ГэВ/ c^2 были получены коллаборациями ATLAS и CMS с помощью измерений рассеяния света на свете в ультрапериферических столкновениях ядер свинца [16, 17]. Улучшить эти ограничения будет возможно с помощью новых данных, которые будут получены в течение этапов работы Run 3 и Run 4 на Большом адронном коллайдере [27], а продвинуть измерения в область малых масс будет возможно с будущим экспериментом ALICE 3 [19].

С экспериментальной точки зрения, двухфотонное взаимодействие с рождением промежуточной аксионоподобной частицы, $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$, очень

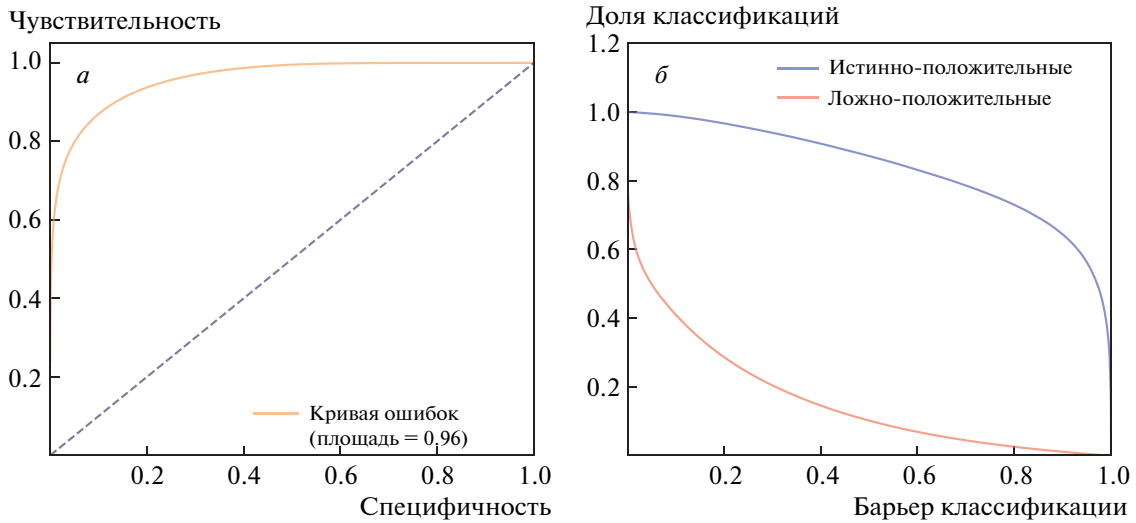


Рис. 4. Характеристические кривые для модели CatBoost: кривая ошибок (а), чувствительность и специфичность (б).

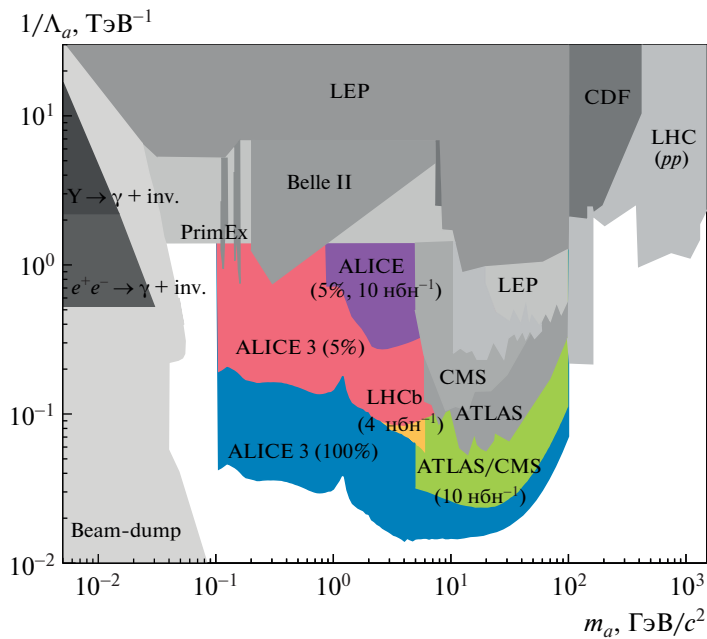


Рис. 5. Существующие ограничения на константу связи АПЧ- γ из разных экспериментов и ожидаемые пределы для экспериментов на Большом адронном коллайдере. В скобках для экспериментов на БАК указаны эффективности реконструкции фотонов (в процентах) и интегральные светимости (в nb^{-1}).

похоже на процесс рассеяния света на свете [28]. Рождение АПЧ можно зафиксировать по выраженному пику в распределении по инвариантной массе дифотонов на фоне других процессов. При поиске рождения АПЧ рассеяние света на свете является основным источником фоновых событий, наравне с распадами π^0 -мезонов, поэтому применение машинного обучения не приведет к заметному улучшению в сравнении с простым ограничением на асимметрию.

Для оценки сечения рождения АПЧ и получения

ограничений на константу связи АПЧ- γ для будущего эксперимента ALICE 3 генератор Urqgem был модифицирован и дополнен каналом $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$, расчет сечения которого выполнен в приближении узкого резонанса [29]. Сечение, полученное после отбора по асимметрии, было использовано для расчета верхних пределов для констант связи $g_{a\gamma} = 1/\Lambda_a$ в зависимости от массы АПЧ m_a с доверительным интервалом 95% по стандартной процедуре, описанной в [30]. Пределы были вычислены в предположении интегральной светимости

$L = 35 \text{ нбн}^{-1}$ для двух случаев, соответствующих реалистичной (5%) и идеальной (100%) эффективности реконструкции единичного фотона. На рис. 5 показано сравнение полученных оценок с уже существующими ограничениями и ожидаемыми верхними пределами для экспериментов на Большом адронном коллайдере из работ [19, 27, 28].

4. ИЗМЕРЕНИЕ АНОМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА τ -ЛЕПТОНА

Согласно последним результатам эксперимента Muon $g - 2$ (Fermilab, США), экспериментальное значение аномального магнитного момента мюона и его теоретическое предсказание расходятся более, чем на 4 стандартных отклонения [31]. Значительное отклонение значений аномальных магнитных моментов может указывать на присутствие эффектов за пределами Стандартной модели. Таким образом, прецизионное измерение аномальных магнитных моментов лептонов a_ℓ является актуальным направлением поиска новой физики.

Уточнение значения аномального магнитного момента τ -лептона a_τ представляет особый интерес, так как, согласно расширениям Стандартной модели, рождение суперсимметричных частиц на масштабах масс порядка M_s может приводить к радиационным поправкам в процесс рождения пар лептонов $\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell$ порядка $\delta a_\ell \sim m_\ell^2/M_s^2$, где m_ℓ — масса лептона. Так, аномальный магнитный момент τ -лептона a_τ может быть в $m_\tau^2/m_\mu^2 \simeq 280$ раз более чувствительным к эффектам новой физики, чем a_μ [12].

Хотя малое время жизни τ -лептона $\simeq 10^{-13}$ с не позволяет применять измерение прецессии спина лептона в магнитном поле для определения аномального магнитного момента [32], в качестве альтернативы можно использовать измерения сечений рождения пар τ -лептонов, которые также чувствительны к a_τ [33]. Коллаборацией DELPHI с помощью такого подхода были получены одни из наиболее сильных ограничений, для которых были проведены измерения сечений рождения пар τ -лептонов в столкновениях электрон-позитронных пучков ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau\tau$) на коллайдере LEP [34]:

$$-0.052 < a_\tau < 0.013 \text{ (95\% CL)}. \quad (3)$$

В рамках Стандартной модели теоретическое значение аномального магнитного момента $a_\tau^{\text{th}} = 0.00117721$ известно с гораздо большей точностью, поэтому уточнение экспериментального значения становится особенно важным ввиду наблюдаемых расхождений для аномального магнитного момента мюона.

С точки зрения эксперимента, для измерения сечения рождения τ -лептонных пар в ультрапериферических столкновениях ионов свинца $\text{Pb} + \text{Pb} \rightarrow \text{Pb} + \text{Pb} + \tau\tau$ нужно производить отбор событий с продуктами распада τ -лептонов без дополнительной активности в детекторе для исключения перекрытия с центральными столкновениями.

Приблизительно в $\simeq 80\%$ случаев τ -лептон распадается на одну заряженную (электроны, мюоны, адроны) и несколько нейтральных частиц:

$$\begin{aligned} \tau^\pm &\rightarrow \ell + \nu_\ell + \nu_\tau, \\ \tau^\pm &\rightarrow \pi^\pm + n\pi^0 + \nu_\tau, \end{aligned} \quad (4)$$

а в остальных $\simeq 20\%$ случаев — на 3 заряженных частицы:

$$\tau^\pm \rightarrow \ell + \nu_\tau + \pi^\pm + \pi^\mp + \pi^\pm + n\pi^0. \quad (5)$$

В экспериментах на БАК запись событий производится при выполнении определенных триггерных условий — например, присутствие в событии одного или нескольких лептонов с достаточным поперечным импульсом [35–37]. Поэтому для отбора событий с продуктами распада τ -лептонных пар целесообразно отбирать события, в которых один из τ -лептонов распадается на электрон или мюон, а второй — на одну или три заряженных частицы.

4.1. Результаты экспериментов ATLAS и CMS

Теоретические исследования для ATLAS и CMS были проведены группой М. Диндала на основе расчетов в терминах обобщенных вершин взаимодействия фотонов с лептонами [15]. Группа рассматривала возможность измерения сечений рождения лептонов в УПС в сопровождении одной или трех заряженных частиц с поперечным импульсом $p_T \gtrsim 0.5$ ГэВ/с и представила оценки возможных пределов на a_τ , которые могут быть получены коллаборациями ATLAS и CMS с использованием уже набранной статистики Pb–Pb-столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ, соответствующей интегральной светимости $L = 2 \text{ нбн}^{-1}$. Ожидаемые пределы, полученные группой М. Диндала в предположении реалистичных систематических ошибок на уровне 5%, составляют $-0.021 \lesssim a_\tau \lesssim 0.017$ (95% CL), что приблизительно в два раза лучше результата DELPHI. Полученные этой группой оценки показаны на рис. 6.

Коллаборация ATLAS представила предварительные результаты измерений аномального магнитного момента τ -лептона [38]. Эксперименту ATLAS удалось отобрать 532 события в канале с одной заряженной частицей, 85 событий в канале с тремя заряженными частицами и 39 событий в канале с мюоном и электроном в выборке данных, полученных в течение этапа Run 2 работы

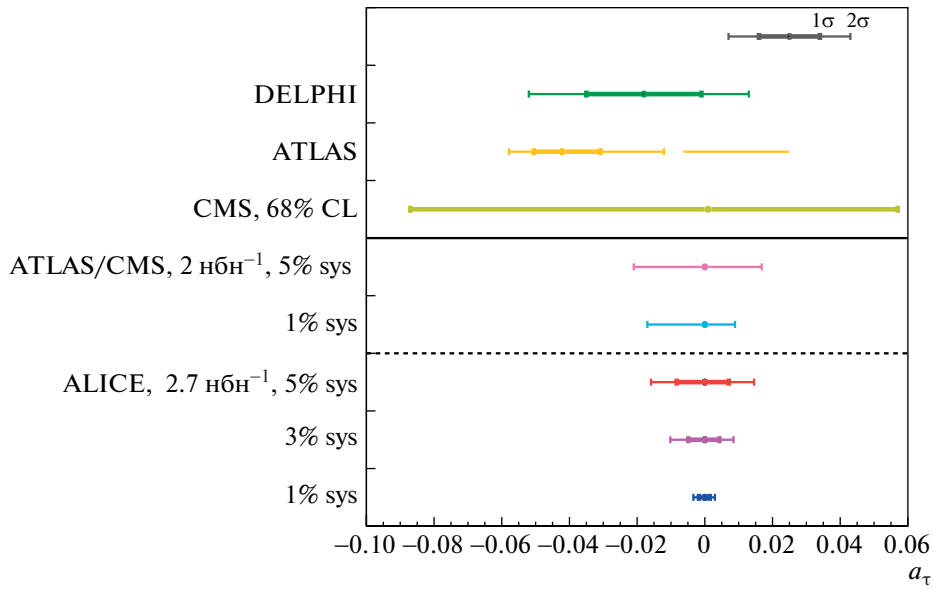


Рис. 6. Возможные пределы на a_τ в сравнении с результатами DELPHI и последними результатами ATLAS и CMS. Под сплошной линией показаны теоретические предсказания, над — экспериментальные результаты.

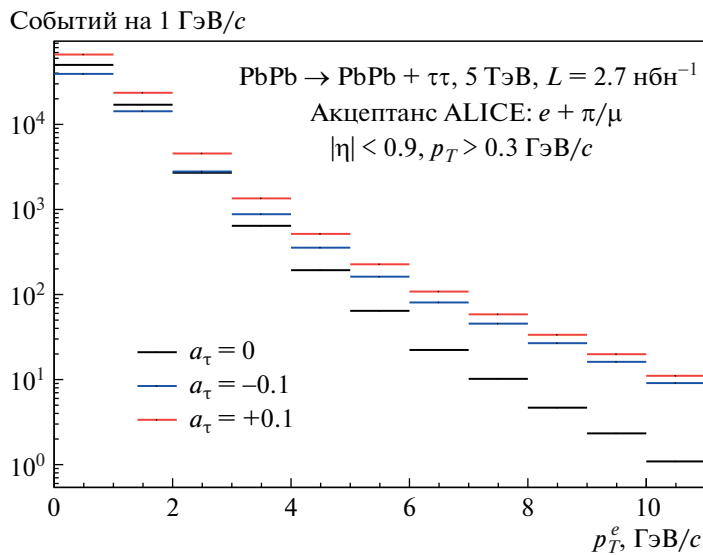


Рис. 7. Распределение событий в зависимости от поперечного импульса лидирующих электронов в ультрапериферических Pb–Pb-столкновениях при различных значениях a_τ . Рисунок заимствован из [40].

БАК, которой соответствует интегральная светимость $L = 1.44 \text{ нбн}^{-1}$. После обработки всех отобранных событий в ATLAS получены ограничения на a_τ : $(-0.051, -0.031)$ и $(-0.058, -0.012) \cup (-0.006, 0.025)$ при 68% и 95% доверительных интервалах соответственно (см. рис. 6). Результат согласуется с предсказанием Стандартной модели в пределах погрешностей и находится на одном уровне с результатом DELPHI. Стоит отметить, что, по всей видимости, данные, собранные во время Run 2, еще не были обработаны полностью, поэтому можно ожидать некоторое улучшение

пределов для a_τ . Однако полная светимость $L = 2 \text{ нбн}^{-1}$ соответствует приблизительно 1200 событиям в канале с одной заряженной частицей, поэтому точность измерения, возможно, все же останется ограниченной значительными статистическими ошибками, о которых также сообщает ATLAS.

Коллаборация CMS также сообщила об измерении аномального магнитного момента τ -лептона [39]. CMS удалось отобрать в общей сложности приблизительно 100 событий в выборке, соответствующей интегральной светимости

$L = 0.4 \text{ нбн}^{-1}$, и установить пределы с 68% доверительным интервалом на уровне $(-0.088, 0.056)$ (см. рис. 6). Данный результат значительно хуже результата DELPHI, однако есть возможность, что он улучшится после обработки большего числа событий, так как точность в данный момент сильно ограничена статистическими ошибками.

4.2. Перспективы эксперимента ALICE

Для определения возможных перспектив проведения измерений с экспериментом ALICE нами было проведено моделирование рождения пар τ -лептонов в ультрапериферических столкновениях ядер свинца. Конструктивные особенности детектора ALICE позволяют лучше отбирать продукты распада τ -лептонов в канале “электрон + мюон или π -мезон”, поэтому при моделировании рассматривался именно такой тип событий. После отбора треков по псевдобыстроте и поперечному импульсу для чувствительного объема ALICE, $|\eta| < 0.9$ и $p_T > 300 \text{ МэВ/с}$, получены распределения по поперечному импульсу электронов для различных значений a_τ в Pb–Pb-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ ТэВ}$ и интегральной светимости $L = 2.7 \text{ нбн}^{-1}$, соответствующей ожидаемому значению в первый год работы эксперимента на этапе Run 3. На рис. 7 представлены примеры таких распределений для трех значений a_τ . Проведенные расчеты показывают, что в течение одного года эксперимент ALICE может отобрать, в лучшем случае, без учета эффективности реконструкции событий, приблизительно 70000 сигнальных событий, что заметно лучше объема данных, который имеется на данный момент в экспериментах ATLAS и CMS.

Полученные распределения использованы для оценки возможных ограничений на значение a_τ , которые могут быть получены экспериментом ALICE. Результаты расчетов для трех значений систематических ошибок (1%, 3%, 5%) показаны на рис. 6. Как видно из сравнения возможных пределов с другими теоретическими предсказаниями и экспериментальными результатами, у ALICE есть возможность получить конкурентоспособные результаты даже при самом пессимистичном уровне ошибки. Самый оптимистичный сценарий, для которого систематические ошибки найдутся на уровне 1%, можно попытаться реализовать путем измерения отношения сечения процесса $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ к сечению рождения пар других лептонов $\gamma\gamma \rightarrow ee(\mu\mu)$ для исключения дополнительных систематических погрешностей, связанных, например, с определением светимости.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведен анализ текущих результатов и будущих перспектив в области поиска проявлений новой физики в УПС. В частности, рассмотрены актуальные результаты измерений сечений рассеяния света на свете и поиска аксионоподобных частиц в экспериментах ATLAS и CMS, проведены расчеты для оценки перспектив таких исследований на будущем эксперименте нового поколения на Большом адронном коллайдере — ALICE 3. К настоящему моменту ATLAS и CMS провели наиболее полные измерения рассеяния света на свете в области масс дифотонов от 5 до 100 ГэВ/ c^2 , и результаты предварительного исследования показывают, что у ALICE 3 есть хорошие перспективы для расширения измерений в область малых масс.

Представленные ATLAS и CMS экспериментальные результаты по измерению аномального магнитного момента τ -лептона показывают, что эксперименты на Большом адронном коллайдере могут получить значения, сравнимые с результатом DELPHI. Предварительное исследование для эксперимента ALICE также указывает на возможность получения конкурентоспособных результатов, особенно в случае, если удастся снизить систематические погрешности.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта № 21-52-14006, Российского научного фонда в рамках проекта № 22-42-04405 и Австрийского научного фонда в соответствии с проектом № I 5277-N.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. J. Baltz, G. Baur, D. d’Enterria, L. Frankfurt, F. Gelis, V. Guzey, K. Hencken, Yu. Kharlov, M. Klasen, S. R. Klein, V. Nikulin, J. Nystrand, I. A. Pshenichnov, S. Sadovsky, E. Scapparone, and J. Seger, Phys. Rept. **458**, 1 (2008).
2. J. G. Contreras and J. D. Tapia Takaki, Int. J. Mod. Phys. A **30**, 1542012 (2015).
3. J. Ellis, N. E. Mavromatos, and T. You, Phys. Rev. Lett. **118**, 261802 (2017).
4. J. Ohnemus, T. F. Walsh, and P. M. Zerwas, Phys. Lett. B **328**, 369 (1994).
5. I. F. Ginzburg and A. Schiller, Phys. Rev. D **57**, 6599 (1998).
6. K.-M. Cheung, Phys. Rev. D **61**, 015005 (2000).
7. J. L. Hewett, F. J. Petriello, and T. G. Rizzo, Phys. Rev. D **64**, 075012 (2001).
8. M. Bauer, M. Neubert, and A. Thamm, JHEP **1712**, 044 (2017).
9. L. D. Duffy and K. van Bibber, New J. Phys. **11**, 105008 (2009).
10. D. J. E. Marsh, Phys. Rept. **643**, 1 (2016).

11. W. J. Marciano, A. Masiero, P. Paradisi, and M. Passera, *Phys. Rev. D* **94**, 115033 (2016).
12. S. P. Martin and J. D. Wells, *Phys. Rev. D* **64**, 035003 (2001).
13. D. J. Silverman and G. L. Shaw, *Phys. Rev. D* **27**, 1196 (1983).
14. L. Beresford and J. Liu, *Phys. Rev. D* **102**, 113008 (2020).
15. M. Dyndal, M. Kłusek-Gawenda, A. Szczurek, and M. Schott, *Phys. Lett. B* **809**, 135682 (2020).
16. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), *JHEP* **2111**, 050 (2021).
17. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), *Phys. Lett. B* **797**, 134826 (2019).
18. M. Kłusek-Gawenda, P. Lebiedowicz, and A. Szczurek, *Phys. Rev. C* **93**, 044907 (2016).
19. ALICE Collab., *Letter of intent for ALICE 3: A next generation heavy-ion experiment at the LHC* (2022), <https://cds.cern.ch/record/2803563>
20. M. Kłusek-Gawenda, R. McNulty, R. Schicker, and A. Szczurek, *Phys. Rev. D* **99**, 093013 (2019).
21. N. Burmasov, E. Kryshen, P. Bühler, and R. Lavicka, *Comput. Phys. Commun.* **277**, 108388 (2022).
22. T. Hahn and M. Pérez-Victoria, *Comput. Phys. Commun.* **118**, 153 (1999).
23. M. Kłusek-Gawenda and A. Szczurek, *Phys. Rev. C* **87**, 054908 (2013).
24. A. V. Dorogush, V. Ershov, and A. Gulín, arXiv: 1810.11363.
25. L. Anderlini *et al.*, *JINST* **15**, T12005 (2020).
26. E. Khairullin and A. Ustyuzhanin, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1085**, 042009 (2018).
27. V. P. Goncalves, D. E. Martins, and M. S. Rangel, *Eur. Phys. J. C* **81**, 522 (2021).
28. S. Knapen, T. Lin, H. K. Lou, and T. Melia, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 171801 (2017).
29. S. J. Brodsky, T. Kinoshita, and H. Terazawa, *Phys. Rev. D* **4**, 1532 (1971).
30. K. A. Olive *et al.* (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **38**, 090001 (2014).
31. B. Abi *et al.* (Muon g-2 Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **126**, 141801 (2021).
32. G. W. Bennett *et al.* (Muon g-2 Collab.), *Phys. Rev. D* **73**, 072003 (2006).
33. F. del Aguila, F. Cornet, and J. Illana, *Phys. Lett. B* **271**, 256 (1991).
34. J. Abdallah *et al.* (DELPHI Collab.), *Eur. Phys. J. C* **35**, 159 (2004).
35. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), *JINST* **3**, S08003 (2008).
36. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), *JINST* **3**, S08004 (2008).
37. K. Aamodt *et al.* (ALICE Collab.), *JINST* **3**, S08002 (2008).
38. ATLAS Collab., arXiv: 2204.13478.
39. CMS Collab., arXiv: 2206.05192.
40. N. Burmasov, E. Kryshen, P. Buehler, and R. Lavicka, arXiv: 2203.00990.

SEARCH FOR NEW PHYSICS WITH ULTRA-PERIPHERAL COLLISIONS AT THE LHC

N. A. Burmasov^{1),2)}

¹⁾*National Research Center “Kurchatov Institute” — PNPI, Gatchina, Russia*

²⁾*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia*

Ultra-peripheral collisions are a special type of heavy-ion collisions in which strong interactions are suppressed due to large impact parameters between the incoming nuclei. Such conditions provide a unique opportunity to study two-photon interactions. In particular, recently there has been growing interest in studying processes such as tau-lepton pair production and light-by-light scattering, since deviations of the cross sections of these processes from the predictions of the Standard Model could indicate the effects of new physics. In addition, there is an interest in the search for the possible production of axion-like particles in light-by-light scattering at small invariant masses. In this paper, we discuss the latest results from the Large Hadron Collider experiments on measurements of the anomalous magnetic moment of tau lepton, light-by-light scattering measurements and search for axion-like particles. The prospects for the future measurements with the ALICE experiment are considered.