

КАК ОБНАРУЖИТЬ ЛЕГЧАЙШИЙ ГЛЮБОЛ

M. A. Вронский^{a,b}, Б. П. Косяков^{a,c}, Е. Ю. Попов^a*

^a Российский федеральный ядерный центр — ВНИИЭФ
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия

^b Саровский физико-технический институт
607190, Саров, Нижегородская обл., Россия

^c Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 28 января 2021 г.

после переработки 19 апреля 2021 г.

Принята к публикации 21 апреля 2021 г.

Предложен способ обнаружения легчайшего глюболя в лобовом столкновении фотонов при энергии в системе центра инерции 1.3–2 ГэВ. Феноменологическим обоснованием служит недавнее экспериментальное открытие рассеяния света на свете в опытах на Большом адронном коллайдере. С учетом этого открытия сечение рождения легчайшего глюболя в $\gamma\gamma$ -столкновении составляет приблизительно 60 нб. Доминирующей модой распада легчайшего глюболя, предсказанной на основе калибровочно-гравитационной дуальности, оказывается распад на пару нейтральных векторных мезонов $\rho^0\rho^0$. Так как ρ^0 распадается на $\pi^+\pi^-$, то при энергии в системе центра инерции, равной массе легчайшего глюболя, следует ожидать резкого усиления выхода $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Этот факт будет однозначным сигналом обнаружения легчайшего глюболя.

DOI: 10.31857/S0044451021080046

1. ВВЕДЕНИЕ

Адроны, не содержащие кварков и состоящие из одних глюонов, были предсказаны на заре развития квантовой хромодинамики (КХД) — современной теории сильных взаимодействий [1–4]. В истекшие полвека велся настойчивый поиск таких частиц, ныне известных как глюболы. Но усилия пока не увенчались успехом; существование глюболов с определенностью в эксперименте не установлено [5, 6]. Почему? Может быть, глюболов вообще нет в природе? Сегодня преобладает другая точка зрения [7–11]: поле глюболя перемешивается с полями кварков и антикварков, $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ и $s\bar{s}$, образуя экспериментально наблюдаемые мезонные резонансы.

Впрочем, мнение о неизбежности перемешивания глюболов и кварков разделяют не все. Например, авторы работ [12–14] утверждают, что кварк-глюонная плазма, образующаяся в реляти-

вистских столкновениях тяжелых ионов, является средой, благоприятной для рождения глюболов в чистом виде. Для проверки этой идеи мы должны уметь идентифицировать треки распадов глюболя на фоне многих тысяч посторонних треков, характерных для разлета капли кварк-глюонной плазмы. А это непростая задача. Множественность рождения глюболов, оцениваемая в работе [15] из анализа $(\text{Pb} + \text{Pb})$ -столкновений при различных энергиях на Большом адронном коллайдере (БАК), составляет 1.5–4 глюбола на одно лобовое столкновение.

В настоящей работе предлагается иной способ обнаружения глюболя в чистом виде. Конкретно, речь идет о легчайшем глюбOLE — бесцветном связанным состоянию двух глюонов с нулевым полным моментом импульса и положительными четностью и зарядовой четностью, $J^{PC} = 0^{++}$. Будем обозначать эту частицу символом \mathbb{G} . Для нее, как указывалось уже в пионерских работах [1–4], в принципе допустим распад на два фотона с противоположными поляризациями. Обращая этот процесс во времени, мы получаем один из способов рождения легчайшего глюболя в чистом виде: $\gamma + \gamma \rightarrow \mathbb{G}$. Мы

* E-mail: kosyakov.boris@gmail.com

опишем и попытаемся практически и феноменологически обосновать эту идею в разд. 2. Однако наиболее серьезная теоретическая проблема состоит в предсказании продуктов распада G . Этому посвящен разд. 3.

В отличие от кварка, глюон электронейтрален и обладает нулевыми значениями констант связи слабого изоспина и слабого гиперзаряда. Поэтому G не вступает ни в электромагнитные, ни в слабые взаимодействия. Таким образом, следует ожидать, что за распад G отвечает сильное взаимодействие. Иначе говоря, глюбол испытывает деконфайнмент, расщепляясь на два глюона. Здесь мы вступаем в область низких энергий, где бегущая константа связи КХД $\alpha_s(\mu)$ велика, и теория возмущений неприменима. Приведем три основных способа описания явлений в этой области:

- 1) квазиклассический подход,
- 2) моделирование КХД на решетках,
- 3) калибровочно-гравитационная дуальность.

Согласно устоявшейся квазиклассической картине кварки, связанные в адронах, предстают в виде точечных частиц, соединенных тонкими трубками, внутри которых заключен весь поток глюонного поля. Нуклоны — бесцветные объекты, состоящие из трех валентных кварков. Считается, что они удерживаются в ядрах остаточных цветными силами, вроде мультипольных сил Ван дер Ваальса между молекулами. Между тем возможность придать точный смысл понятию остаточных цветных сил оказывается довольно проблематичной [16]. Поэтому в ядерной физике продолжает господствовать юкавский механизм ядерных сил, представляющий собой механизм мезонных обменов, но с новым техническим оснащением — спонтанно нарушенной киральной симметрией, эффективными лагранжианами, разложением по производным [17–19]. Впрочем, описание ядра в терминах кварков остается наущной повесткой дня в стратегии развития КХД. Мы не останавливаемся на попытках решения этой задачи в рамках различных квазиклассических подходов (мешки, потенциальные модели), адресуя интересующегося читателя к работе [20] и содержащимся в ней ссылкам.

Существенный заслон квазиклассическому описанию глюболова ставит теорема Коулмена [21], согласно которой не существует локализованных (солитоноподобных) решений с конечной энергией в чистой янг-миллсовской теории. Строго говоря, мы лишены наглядного образа глюболова как локализованного объекта; нам не известны ни его размер, ни

структуря. Из-за отсутствия центров взаимопогашаемых цветных полей понятие остаточных цветных сил, отвечающих за взаимодействие глюболова с окружающей средой, становится совсем уж надуманным. В итоге мы вынуждены констатировать, что легчайший глюбол вообще не взаимодействует с окружающей средой как связанное адронное состояние — до его расщепления на два глюона.

Вычисления на решетке (и по правилам сумм) предсказывают массу легчайшего глюболова в диапазоне 1.3–2 ГэВ [7–11]. Из решеточных расчетов мы знаем также спектр всех глюболовых состояний. Что же касается взаимодействия глюболовов с обычными адронами, то на сегодняшнем этапе развития решеточного подхода эта проблема пока не поддается надежному анализу.

Распад G мы рассмотрим в контексте калибровочно-гравитационной дуальности, подхода, известного также под названиями соответствие между антидеситтеровским пространством и конформной теорией поля, AdS/CFT, и hologрафический принцип [22–24]; соответствующие идеи и методы систематически изложены в [25, 26].

В широком смысле калибровочно-гравитационная дуальность — это доктрина, согласно которой значительную часть субъядерной физики в четырехмерном мире удается понять с помощью физики черных дыр и подобных объектов (черных бран, черных колец) в пятимерном антидеситтеровском пространстве, (AdS_5) , границей которого является этот четырехмерный мир. Однако такое ее понимание выдавало бы желаемое за действительное. Клебанов и Малдацена в научно-популярной статье [27], вспомнив любимый у физиков анекдот о сферическом коне как идеализации живого коня, признают, что «AdS/CFT соответствие — это всего-навсего отыскание гиперболического коня»¹⁾. Для исправления ситуации требуется понять, какая часть голографического отображения физически существенна, а какая подлежит отсечению.

В основном потоке теоретических исследований развивается представление о том, что черная дыра в AdS_5 голографически отображается на сгусток кварк-глюонной плазмы в четырехмерном мире [28]. Эта трактовка голографии была предложена в работе [29] в рамках термодинамического описания гравитационных явлений в AdS_5 . Аргументация такова. Если сравнивать значения, которые гравитационное действие

¹⁾ В [27] говорится о корове (cow), но в пересказе с конем шутка по-русски звучит интереснее.

$$I = -\frac{1}{2\kappa^2} \int d^5x \sqrt{g} \left(R + \frac{12}{L^2} \right) \quad (1)$$

принимает при подстановке в него решения для пустого AdS_5 и решения для AdS_5 при наличии шварцшильдовской черной дыры²⁾, то выясняется, что первое меньше второго при $T < T_c$, где T_c — температура фазового перехода Хокинга–Пейджа, а при $T > T_c$ второе становится меньше первого. Отсюда следует термодинамическая неустойчивость пустого пространства AdS_5 при $T > T_c$, приводящая к формированию черной дыры. Голографическим изображением этого процесса на четырехмерной границе AdS_5 является фазовый КХД-переход с формированием кварк-глюонной плазмы при критической температуре, соответствующей T_c .

В другом подходе [30–33] черные Dp-браны голографически отображаются на субъядерный мир в фазе конфайнмента. В работе [34] уточнено множество значимых физических сущностей, допущенных к участию в голографическом отображении: экстремальным черным дырам и другим экстремальным черным объектам ставятся в соответствие стабильные микроскопические системы.

Эти две, казалось бы, несовместимые концепции калибровочно-гравитационной дуальности на самом деле не противоречат друг другу. В основе первой из них лежит термодинамическое описание гравитационных явлений в духе Бекенштейна–Хокинга. Во второй концепции термодинамика не играет вообще никакой роли; экстремальные черные объекты являются объектами холодного мира, $T = 0$, они не испытывают хокинговского испарения. Соответствующие системы из разных фаз КХД могут принадлежать разным секторам голографического отображения.

В разд. 3, следуя в целом идеологии работы [34], сужающей голографический контекст до экстремальных черных дыр и их стабильных субъядерных партнеров, мы все же попытаемся извлечь полезные сведения из пограничной зоны, отделяющей область действия голографического принципа от области, где он не имеет силы.

2. РОЖДЕНИЕ ЛЕГЧАЙШЕГО ГЛЮБОЛА

Как уже отмечалось, кинематика и симметрии совместимы с распадом \mathbb{G} на два γ -кванта с про-

²⁾ Для устранения расходности действия (1) при таких подстановках его нужно регуляризовать, например, с помощью обрезания или введения конечного дилатонного вакумного ожидания [29].

тивоположными спиральностями. Такой процесс в низшем порядке теории возмущений по α и α_s представлен на рис. 2 диаграммой в (см. ниже). Перевернутая диаграмма соответствует обратному процессу: лобовое $\gamma\gamma$ -столкновение с энергией в системе центра инерции \sqrt{s} в диапазоне 1.3–2 ГэВ при условии, что спиральность $\gamma\gamma$ -системы равна нулю, может привести к рождению \mathbb{G} ³⁾.

Для проверки этого замысла идеально подошел бы фотонный коллайдер — уже тщательно проработанный и готовый к воплощению прибор (например, техническая документация фотонного коллайдера TESLA представлена в докладе [35]), в основе которого лежит процесс конверсии лазерных фотонов в γ -кванты высокой энергии в результате рассеяния фотонов на электронах высокой энергии, т. е. так называемый обратный эффект Комптона [36]. Схематически прибор состоит из двух пучков электронов, движущихся навстречу друг другу к точке их встречи \mathbf{x}_* . Электроны сталкиваются с лазерными фотонами на расстоянии примерно 1–5 мм от \mathbf{x}_* . После рассеяния фотоны превращаются в γ -кванты, энергия которых сравнима с энергией электронов, и движутся в направлении \mathbf{x}_* , где они сталкиваются с такими же, но направленными им навстречу γ -квантами. Максимально достижимая энергия ω для γ -квантов составляет

$$\omega = \frac{x}{x+1} E, \quad x \approx \frac{4E\omega_0}{m^2}, \quad (2)$$

где E и ω_0 — энергия соответственно электронов и лазерных фотонов, m — масса электрона. Например, требуется $E = 7.5$ ГэВ, чтобы увеличить энергию фотона $\omega_0 = 1.17$ эВ (лазер на неодимовом стекле) до энергии γ -кванта $\omega = 0.85$ ГэВ.

Используя лазер с энергией вспышки в несколько джоулей, можно получить размер пятна γ -квантов в \mathbf{x}_* , почти равным размеру пятна электронов в этой точке, полная светимость $\gamma\gamma$ -столкновения будет сравнима с «геометрической» светимостью пучка электронов. Спектр энергии γ -квантов приобретает резко пикообразный вид, если электроны продольно поляризованы, а лазерные фотоны циркулярно поляризованы. Это почти вчетверо увеличивает светимость в высокогенергетическом пике. Од-

³⁾ Мы говорим об этом событии в предположительной модальности, ибо речь идет не просто о конверсии $\gamma\gamma \rightarrow gg$, рис. 1б, которая описывается в рамках обычной теории возмущений, а о возникновении связанного состояния двух глюонов. Мы не в состоянии детально проанализировать формирование глюонного конфайнмента, однако качественные соображения об изучаемом процессе будут получены из калибровочно-гравитационной дуальности в следующем разделе.

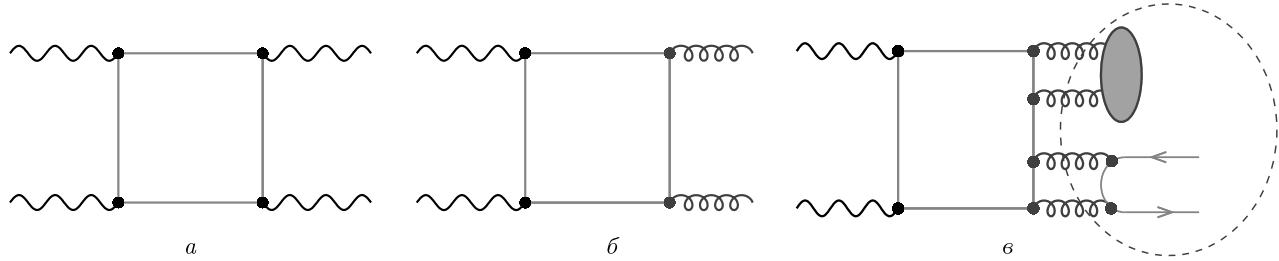


Рис. 1. $\gamma\gamma$ -столкновения, приводящие к возникновению а) двухфотонной системы, б) двухглюонной системы, в) агрегата из глюболов и мезона

ним словом, сегодняшние лазерные технологии имеют все необходимые элементы для скорейшего создания фотонных коллайдеров [35].

Чтобы оценить вероятность превращения $\gamma\gamma \rightarrow gg$ в предложенной схеме опыта, обратимся к недавним свидетельствам рассеяния света на свете, осуществленном во взаимодействии квазиреальных фотонов в ультрапериферических столкновениях $Pb + Pb$ с прицельным параметром, вдвое большим радиуса ядер, и с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ в экспериментах коллаборации ATLAS на БАК [37, 38]. Сечение рассеяния процесса

$$Pb + Pb(\gamma\gamma) \rightarrow Pb^{(*)} + Pb^{(*)}\gamma\gamma,$$

измеренное для двухфотонной инвариантной массы свыше 6 ГэВ, имеет значение 78 ± 13 (стат.) ± 7 (систем.) нб. Этот результат согласуется со Стандартной моделью [39], где рассеяние света на свете в главном порядке по α дает петлевая диаграмма, условно изображенная на рис. 1а. Для нас здесь важно, что пересчет результатов измерений ATLAS на элементарное сечение рассеяния света на свете в вакууме при $\sqrt{s} = 1.5$ ГэВ дает $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma} \approx 70$ пб — в согласии с [40–42].

Другую порцию информации доставляют стандартные вычисления кваркониевых парциальных ширина в КХД [43, 44]. Правило замены двух внешних фотонных линий двумя внешними глюонными линиями (см. на рис. 1 соответственно диаграммы а и б) определяется множителем

$$\frac{9}{8} \frac{\alpha_s^2(m_c)}{\alpha^2} \approx 845, \quad (3)$$

где $\alpha_s(\mu)$ при μ , равном массе очарованного кварка $m_c = 1.28$ ГэВ, составляет $\alpha_s \approx 0.2$. В самом деле, это значение α_s может быть получено [45, 46] из отношения

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{hadrons})}{\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} = \frac{5(\pi^2 - 9)\alpha_s^3}{18\pi\alpha^2}, \quad (4)$$

экспериментальное значение которого приблизительно равно 10.

С учетом сказанного можно ожидать, что сечение рождения G в $\gamma\gamma$ -столкновениях с энергией \sqrt{s} в диапазоне 1.3–2 ГэВ составляет $845\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma} \approx 60$ нб.

Примечательно, что схема предлагаемого эксперимента особо благоприятна для рождения легчайшего глюбала в чистом виде, не смешанного с кварк-антикварковой компонентой. В этом легко убедиться, сравнивая вероятности рождения чистого глюбала и агрегата, состоящего из глюбала и мезона (на рис. 1 соответственно диаграммы б и в): последняя, представленная более высоким порядком теории возмущений, подавлена по сравнению с первой за счет множителя $\alpha_s^4 \approx 1.6 \cdot 10^{-3}$.

Наконец, еще один важный довод в пользу указанной постановки эксперимента состоит в том, что светимость ускорителя электронов, а значит, и $\gamma\gamma$ -коллайдера может значительно превосходить светимость в экспериментах по рассеянию света на свете. Например, светимость Стэнфордского линейного коллайдера ($\approx 3 \cdot 10^{30} \text{ см}^2/\text{с}$) на четыре порядка величины выше светимости ($\approx 5 \cdot 10^{26} \text{ см}^2/\text{с}$) в опыте по рассеянию света на свете в столкновениях $Pb + Pb$ на БАК [37, 38].

3. РАСПАД G

Предполагая, что легчайший глюбол нестабилен, мы должны установить каналы его распада. Нас интересует главным образом продукты распада в доминирующем канале. Регистрация этих частиц в эксперименте на фотонном коллайдере могла бы подтвердить, что в $\gamma\gamma$ -столкновении рожден именно легчайший глюбол.

В работе [34] предложен следующий критерий по различию нестабильных и стабильных систем субъядерного мира: система стабильна, если дуальная ей черная дыра экстремальна. Можно подумать, что верно и обратное утверждение, а именно: если

система нестабильна, то ее гравитационным двойником является черная дыра обычного типа, подверженная испарению в виде хокинговского излучения. Но это не так. Голографическому соответствуанию между нестабильными микроскопическими системами и испаряющимися черными объектами препятствуют фундаментальные принципы квантовой механики — принцип обратимости и принцип тождественности и неразличимости частиц.

Кvantovomechanicheskie processy obrazimy. V chastyosti, raspad i rekombinatsiya imyeut odinakovye amplitudy veroyatnosti. Naprotiv, isparenie chernoy dyry — process neobrazimyy.

Vse mikroskopicheskie sistemy danogo roda tozhdestvenny i nerazlichimy. Ix gravitacionnye dvoyniki dolzhny proyavlyat tozhdestvennye svoystva. Predstavim sebe dve inerциalnye sistemy otsceta, \mathcal{O} i \mathcal{O}' , dvizhushchiyeся odna mimo drugoy so skorostyu V ; chasy v nix sinchronizovani standardnym obrazom. Pust' v moment ih vstrechi, $t = t' = 0$, v kachdoi iz nix pokoitsya po chernoy dyre s odinakovymi xarakteristikami — massoy, zarydom i spinom. Skorost' isparenia, izmerяемaya po sobstvennomu vremeni, u kachdoi iz tix chernykh dyr odinakova. Esto oznachaet, chto v moment $t > 0$ massa chernoy dyry v \mathcal{O} budet otlichatsya ot massy chernoy dyry v \mathcal{O}' ; effekt reljativistskogo zamedleniya vremeni ne pozvоляet считать isparяющиiseя chernye dyry v \mathcal{O} i \mathcal{O}' tozhdestvennymi obyektsami⁴⁾.

Mы предполагаем, что G — нестабильная частица. На первый взгляд, этот факт запрещает апеллировать к голографии: в микромире голография приложима лишь к стабильным системам и недействительна для нестабильных систем. Тем не менее существует пограничная зона, где голографию можно осторожно использовать как руководящий принцип для выяснения общих черт механизма распада нестабильных частиц. Какие для этого имеются доводы?

Raspadu partiцы можно сопоставить ne nepromyvnoe isparenie chernoy dyry, a edinichnyy akt spontannogo raspashcheleniya chernoy dyry na dva ili nekol'sko chernykh dyr. Esli esto raspashchelenie privedit k obrazovaniju ekstremalnykh chernykh dyr⁵⁾, to process, очевидно, obrazim vo vremenii: izoliro-

⁴⁾ Chitatel' legeko uznayet zdes' variant paradoksa bliznezzov, v kotorom bliznezzami yavlyayutsya isparяющiiseя chernye dyry, a ikh identifikatsiyu osuchestvlyayet kvantovomechanicheskiy princip tozhdestvennosti i nerazlichimosti partiц.

⁵⁾ Takoy akt — один iz vozmozhnykh scenariyev zaversheniya istorii isparяющейся chernoy dyry. Obsuzhdeniu predlazhishchixsya v literaturu scenariyev posvyashchen obzor [47].

vannyye ekstremalnye chernye dyry zhivot v neizmennom vide skol' ugodno dolgo, a ikh stolknovenie vozvrazaet k sushchestvovaniyu isходnuyu chernuyu dyru.

Pust' dal'ee v pentimernoi antidesitterovskoy veselennoi imyeetsya единствennaya chernaya dyra ili же eta chernaya dyra udalena ot ostal'noi materii naстолько, chto ee можно считать pochti svobodnoi ot fizicheskikh vozdeystviy. Togda vopros o kvantovomechanicheskoy tozhdestvennosti etoy chernoy dyry obyektsam takogo же roda utrachivayet svoyu ostrotu. Golograficheskym partnerom takoy chernoy dyry mozhet byt' mikroskopicheskaya sistema, u kotoroy po tem ili inym pričinam zaprещeno большинство putey raspada ili dache vse puti, кроме единственного.

My сосредоточим внимание на raspade nейтральной бессpinovoy частицы, pri этом будем считать ee gravitacionnym dvoynikom shvarcshil'dovskoy chernoy dyry.

Takaya chernaya dyra imyeet gruppu maksimalnoi prostранstvennoi izometrii $SO(4)$, ekvivalentnuyu gruppe $SO(3) \times SO(3)$, kotoraya golograficheski otobrazhaysya na gruppu kiral'noi $SU(2)_L \times SU(2)_R$ invariantnosti KХД c $N_f = 2$ aromatami. No v faze konfайнmenta kiral'naya invariantnost' spontanno narushaysya do $SU(2)_V$ izospinovoy simmetrii. Poetomu razumno ozhidat', chto dual'naya izometriya $SO(4)$ takже narushaysya do $SO(3)$. Drugimi slovami, shvarcshil'dovskaya chernaya dyra v AdS_5 podverzhena spontannomu raspashcheleniju na dva chernykh obyekta, simmetriya kotorых ogranicena do $SO(3)$, naprimjer, na vraчающiiseя chernye dyry Mайерса — Перри [48]⁶⁾.

Nейтральная бессpinovaya partiца, dual'naya takoy shvarcshil'dovskoy chernoy dyry, должна raspadatsya na dva partiцы so spinom. Vновь подчеркнем, chto eto pravilo imyeet silu lišch v otntoshenii mnожestva partiц iz pogranichnoi zony. U legchajshego nейtral'nogo besspinovogo mezona, π^0 , zakrytye vzmossnosti raspada po sil'nomu i slabomu vzmashchijam, poetomu π^0 raspadaetsya elektrromagnitnym obrazom, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Legchajshaya skaliarnaya partiца, ne podverzhennaya sil'nym i elektrromagnitnym vzmashchijam, bozon Higgsa H^0 , raspadaetsya лишь na parы partiц so spinom: tяжel'ye fermiony ($b\bar{b}, \tau\bar{\tau}$) ili kaliibrovochnye vek-

⁶⁾ Очевидное возражение может состоять в tom, chto v klassicheskoy kartine shvarcshil'dovskaya geometriya ustoychiva k malym vozmushcheniyam. Rечь, однако, идет о tunnelyirovaniyu odnoi chernoy dyry skvz' horizont drugoy chernoy dyry — yavlenii, vplisivaющemsi v hokingsovskuyu schemu.

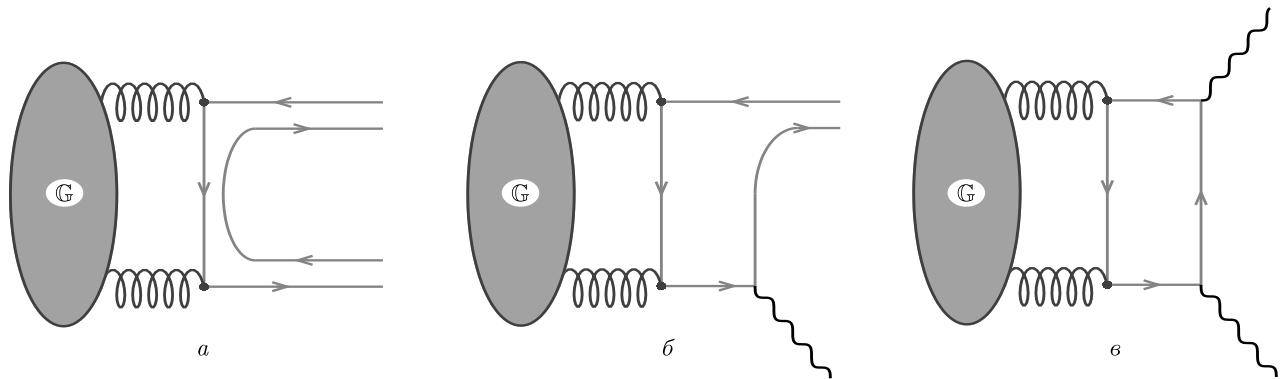


Рис. 2. Каналы распада легчайшего глюболя

торные бозоны (W^+W^- , ZZ , gg , $\gamma\gamma$). Легчайший глюбол, вероятно, попадает в ту же категорию, поскольку единственный мыслимый вариант его распада связан с расщеплением на две векторные частицы: $\mathbb{G} \rightarrow gg$.

Наблюдаемые проявления этого правила для распада \mathbb{G} нетрудно установить в рамках теории возмущений. Ее низшие порядки по α и α_s представлены на рис. 2 планарными диаграммами. Глюоны, кварки и фотонны изображены соответственно в виде спиралей, направленных и волнообразных линий. Произведенные в распаде векторные мезоны, состоящие из пар кварков и антакварков, изображены в виде пар антипараллельных лучей. На диаграмме *a* показана распадная мода, результатом которой оказывается пара нейтральных векторных мезонов, $\rho^0\rho^0$ или $\omega\omega$. Их массы равны соответственно $m_{\rho^0} = 775$ МэВ и $m_\omega = 783$ МэВ. Диаграмма *b* представляет распад \mathbb{G} в виде фотона и нейтрального векторного мезона, которым может быть ρ^0 или ω или ϕ ($m_\phi = 1019$ МэВ). Диаграмма *c* изображает двухфотонный распад. Отношение вероятностей этих каналов дается оценкой $1 : \alpha : \alpha^2$.

Мы видим, что преобладающий голограммически мотивированный путь распада легчайшего глюболя представлен процессом $\mathbb{G} \rightarrow \rho^0\rho^0$. Как известно [6], векторный мезон ρ^0 распадается на $\pi^+\pi^-$ ($\approx 100\%$ фракция; $\Gamma = 149.1 \pm 0.8$ МэВ). Это означает, что, как только энергия в системе центра инерции \sqrt{s} достигает массы легчайшего глюболя $m_{\mathbb{G}}$, следует ожидать резкого усиления выхода $\rho^0\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, причем орбитальное квантовое число l каждой пары $\pi^+\pi^-$ будет равно 1.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Идея применения $\gamma\gamma$ -столкновений для возможного рождения глюболов не является совсем новой и

была реализована как ингредиент экспериментальных исследований в ee - и $e\bar{e}$ -столкновениях [49–51]. Но в основе этих экспериментов лежит физика, отличная от той, которая предложена здесь для обнаружения легчайшего глюболя. В первом случае мы имеем дело с виртуальными фотонами, во втором — с реальными. Согласно концепции векторной доминантности виртуальный фотон способен родить нейтральный векторный мезон, рис. 3*a*. Столкновение виртуальных фотонов (по наиболее вероятному сценарию) ведет к превращению рожденных ими векторных мезонов в пару скалярных мезонов⁷⁾, как это видно из планарной диаграммы на рис. 3*b*. Если учесть диаграммы более высокого порядка с глюонными линиями, то резонанс в сечении рассеяния можно трактовать как глюбол в промежуточном состоянии. В самом деле, эффект смешения глюболя с кварковой $q\bar{q}$ -компонентой яствует из рис. 3*c*; история рождения и распада глюболя сопутствует мировым линиям кварка q и антакварка \bar{q} .

С другой стороны, вероятность спонтанного превращения реального фотона в массивную частицу очень мала, а вот лобовое столкновение реальных фотонов может привести к появлению массивного объекта. Если суммарная спиральность фотонов равна нулю, а энергия в системе центра инерции равна массе легчайшего глюболя $m_{\mathbb{G}}$, то возникший объект как раз является легчайшим глюбolem. Хотя в упомянутых экспериментах комплект реакций $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \phi\phi \rightarrow K\bar{K} \rightarrow 4\pi$ на выходе может иметь тот же набор частиц, что и на выходе комплекта реакций $\gamma\gamma \rightarrow \mathbb{G} \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow 4\pi$, предлагаемого в настоящей работе, содержание сравниваемых процессов разное.

⁷⁾ Например, в паре $K\bar{K}$, характерную для опытов, анализируемых в работах [49–51].

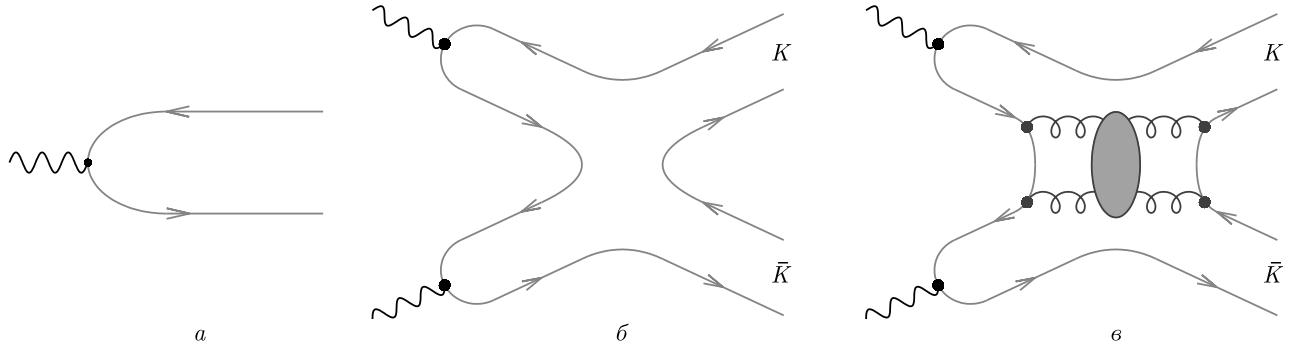


Рис. 3. Сильное взаимодействие фотонов: а) виртуальный фотон превращается в векторный мезон; б) столкновение двух виртуальных фотонов приводит к рождению $K\bar{K}$ -системы; в) столкновение двух виртуальных фотонов приводит к рождению $K\bar{K}$ -системы с промежуточным участием глюбала

Вероятно, следует упомянуть и о недавнем событии [52], косвенно затрагивающем тему нашего обсуждения, — экспериментальном открытии оддерона (виртуальной бесцветной частицы, состоящей из нечетного числа глюонов), который может играть важную роль в динамике трехглюонного векторного глюбала.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Глюбол — загадочный объект. Большинство его свойств связано с инфракрасными эффектами, поэтому не описывается в рамках обычной теории возмущений. Техника производных по киральным разложениям здесь тоже неприменима, ибо легчайший глюбол G тяжелее 1 ГэВ.

Использование квазиклассических методов блокируется теоремой Коулмена [21], согласно которой не существует наглядного образа глюбала как локализованного объекта, иначе говоря, мы не имеем представления ни о его размерах, ни о структуре. Решеточная КХД предсказывает глюбольный спектр масс, но для создания точной картины взаимодействия глюбала с обычной адронной матерней эта техника еще недостаточно совершенна.

Остается попытаться обратиться к калибровочно-гравитационной дуальности или, что то же, к голографии. Как выяснено в разд. 3, дуальность неприменима к нестабильным микроскопическим системам. Однако существует пограничная зона, отделяющая область действия голографии от области, где голография не имеет силы. Ряд доводов убеждает нас в том, что для частиц из пограничной зоны голографию можно использовать как наводящее со-

общение для выяснения качественных черт механизма их распада. Легчайший глюбол как раз принадлежит множеству частиц из пограничной зоны. Голографические соображения в комбинации с расчетными данными о m_G предсказывают доминирующую моду его распада $G \rightarrow \rho^0 \rho^0$.

В разд. 2 предложен и феноменологически обоснован способ обнаружения G в эксперименте на фотонном коллайдере. Практическая привлекательность нашего предложения состоит в том, что речь идет о тщательно проработанном и готовом к воплощению проекте (состояние дел описано, например, в [35]).

Идея обнаружения легчайшего глюбала в любом $\gamma\gamma$ -столкновении имеет и чисто теоретические достоинства. В предлагаемом опыте ожидается рождение легчайшего глюбала в чистом виде, не смешанного с кварк-антикварковой компонентой, о чем свидетельствуют оценки сечения рождения G и реально достижимых светимостей на $\gamma\gamma$ -коллайдере. Сегодня известно существование пяти изоскалярных резонансов $f_0(500)$, $f_0(980)$, $f_0(1370)$, $f_0(1500)$, $f_0(1710)$ ⁸⁾ [6]. Среди них только на $f_0(1710)$ падает подозрение, что это скалярный глюбол без смешивания [53, 54], но такой вариант подвергается критике [55]. Если в предлагаемом опыте обнаружится сравнительно узкое состояние при энергии \sqrt{s} , не равной массе ни одного из этих изоскалярных резонансов, то это с полной определенностью будет означать открытие нового вида адронной материи — легчайшего глюбала. Точное измерение m_G укажет путь и даст стимул к дальнейшему усовершенствованию решеточной

⁸⁾ Отметим, что эти резонансы распадаются на бессpinовые частицы $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta'$ [6].

версии КХД. Ожидаемое резкое усиление выхода $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при $\sqrt{s} = m_{\mathbb{G}}$ будет прямым экспериментальным подтверждением предсказания калибровочно-гравитационной дуальности.

Благодарности. Мы выражаем признательность Висенте Венто (Vicente Vento), Вольфгангу Охсу (Wolfgang Ochs), Валерию Тельнову и Масуду Чачану (Masud Chaichian) за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Fritzsch and M. Gell-Mann, EConf C720906V2 **2**, 135 (1972); arXiv:hep-ph/0208010.
2. H. Fritzsch and P. Minkowski, Nuovo Cim. A **30**, 393 (1975).
3. P. G. O. Freund and Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **34**, 1645 (1975).
4. R. L. Jaffe and K. Johnson, Phys. Lett. B **60**, 201 (1976).
5. V. Crede and C. A. Meyer, Prog. Part. Nucl. Phys. **63**, 74 (2009); arXiv:hep-ex/0812.0600v3.
6. P. A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
7. Б. В. Анисович, УФН **165**, 1225 (1995); *ibid* **168**, 481 (1998); *ibid* **174**, 49 (2004).
8. F. E. Close and N. A. Törnqvist, J. Phys. G **28**, R249 (2002); arXiv:hep-ph/0204205v3.
9. C. Amsler and N. A. Törnqvist, Phys. Rep. **389**, 61 (2004).
10. V. Mathieu, N. Kochelev, and V. Vento, Int. J. Mod. Phys. E **18**, 1 (2009); arXiv:hep-ph/0810.4453.
11. W. Ochs, J. Phys. G **40**, 043001 (2013); arXiv:hep-ph/1301.5183.
12. S. Kabana and P. Minkowski, Phys. Lett. B **472**, 155 (2000); arXiv:hep-ph/9907570.
13. N. Kochelev and D.-P. Min, Phys. Lett. B **650**, 239 (2007); arXiv:hep-ph/0611250.
14. V. Vento, Phys. Rev. D **75**, 055012 (2007); arXiv:hep-ph/0609219.
15. I. N. Mishustin, L. M. Satarov, and W. Greiner, J. Phys. G **32**, L59 (2006); arXiv:hep-ph/0606251.
16. B. P. Kosyakov, E. Yu. Popov, and M. A. Vronskii, Phys. Lett. B **744**, 28 (2015).
17. S. Weinberg, Phys. Lett. B **251**, 288 (1990).
18. E. Epelbaum, H.-W. Hammer, and U.-G. Meißner, Rev. Mod. Phys. **81**, 1773 (2009); arXiv:nucl-th/0811.1338.
19. R. Machleidt and D. R. Entem, Phys. Rep. **503**, 1 (2011); arXiv:nucl-th/1105.2919.
20. B. P. Kosyakov, E. Yu. Popov, and M. A. Vronskii, Eur. Phys. J. A **53**, 82 (2017); arXiv:hep-ph/1604.06613.
21. S. Coleman, Commun. Math. Phys. **55**, 113 (1977).
22. J. Maldacena, Adv. Theor. Math. Phys. **2**, 231 (1998); arXiv:hep-th/9711200.
23. E. Witten, Adv. Theor. Math. Phys. **2**, 253 (1998); arXiv:hep-th/9802150.
24. S. S. Gubser, I. R. Klebanov, and A. M. Polyakov, Phys. Lett. B **428**, 105 (1998); arXiv:hep-th/9802109.
25. M. Ammon and J. Erdmenger, *Gauge/Gravity Duality*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2015).
26. H. Năstase, *Introduction to the AdS/CFT Correspondence*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2015).
27. I. R. Klebanov and J. M. Maldacena, Phys. Today **62**(1), 28 (2009).
28. И. Я. Арефьевая, УФН **184**, 569 (2014).
29. C. P. Herzog, Phys. Rev. Lett. **98**, 091601 (2007); arXiv:hep-ph/0608151.
30. T. Sakai and S. Sugimoto, Prog. Theor. Phys. **113**, 843 (2005); arXiv:hep-ph/0412141.
31. T. Sakai and S. Sugimoto, Prog. Theor. Phys. **114**, 1083 (2005); arXiv:hep-ph/0507073.
32. K. Hashimoto, Ch.-I Tan, and S. Terashima, Phys. Rev. D **77**, 086001 (2008); arXiv:hep-ph/0709.2208.
33. F. Bruenner, D. Parganlija, and A. Rebhan, Phys. Rev. D **91**, 106002 (2015); arXiv:hep-ph/1501.07906.
34. B. P. Kosyakov, E. Yu. Popov, and M. A. Vronskii, Class. Quant. Grav. **36**, 135001 (2019); arXiv:hep-th/1802.03545.
35. B. Badelek et al., Int. J. Mod. Phys. A **19**, 5097 (2004); arXiv:hep-ex/0108012.
36. И. Ф. Гинзбург, Г. Л. Коткин, В. Г. Сербо, В. И. Тельнов, Письма в ЖЭТФ **34**, 514 (1981).

- 37.** ATLAS Collaboration, Nature Phys. **13**, 852 (2017); arXiv:hep-ex/1702.01625v2.
- 38.** G. Aad et al., Phys. Rev. Lett. **123**, 052001 (2019); arXiv:hep-ex/1904.03536.
- 39.** D. d'Enterria and G. G. Silveira, Phys. Rev. Lett. **111**, 080405 (2013) [Erratum: *ibid* **116**, 129901 (2016)]; arXiv:hep-ph/1305.7142.
- 40.** G. Jikia and A. Tkabladze, Phys. Lett. B **323**, 453 (1994); arXiv:hep-ph/9312228.
- 41.** G. J. Gounaris, P. I. Porfyriadis, and F. M. Renard, Phys. Lett. B **452**, 76 (1999); arXiv:hep-ph/9812378.
- 42.** Z. Bern et al., JHEP **0111**, 031 (2001); arXiv: hep-ph/0109079.
- 43.** T. Appelquist and H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **34**, 43 (1975).
- 44.** R. Barbieri, R. Gatto, and R. Kögerler, Phys. Lett. B **60**, 183 (1976).
- 45.** T. Appelquist, A. De Rujula, S. L. Glashow, and H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **34**, 365 (1975).
- 46.** А. И. Вайнштейн и др., УФН **123**, 217 (1977).
- 47.** P. Chen, Y. C. Ong, and D.-H. Yeom, Phys. Rep. **603**, 1 (2015); arXiv:gr-qc/1412.8366.
- 48.** R. C. Myers and M. J. Perry, Ann. Phys. **172**, 304 (1986).
- 49.** L3 Collaboration, B. Acciarri et al., Phys. Lett. B **501**, 173 (2001); arXiv:hep-ex/0011037.
- 50.** Belle Collaboration, B. Abe et al., Eur. Phys. J. C **32**, 323 (2003); arXiv:hep-ex/0309077.
- 51.** S. Uehara et al., Prog. Theor. Exp. Phys. **2013**, 123C01 (2013); arXiv:hep-ex/1307.7457.
- 52.** T. Csörgő et al., Eur. Phys. J. C **81**, 180 (2021); arXiv:hep-ph/1912.11968.
- 53.** S. Janowski, F. Giacosa, and D. H. Rischke, Phys. Rev. D **90**, 114005 (2015); arXiv:hep-ph/1408.4921.
- 54.** M. Albaladejo and J. A. Oller, Phys. Rev. Lett. **101**, 252002 (2008); arXiv:hep-ph/0801.4929.
- 55.** L. S. Geng and E. Oset, Phys. Rev. D **79**, 074009 (2009); arXiv:hep-ph/0812.1199.