

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Ультрапериферические взаимодействия ядер

И.М. Дрёмин

Рассмотрены ультрапериферические взаимодействия при столкновении двух релятивистских ионов. Фотонные облака, окружающие ионы, ответственны за их электромагнитные взаимодействия на больших расстояниях. Описаны подходы, использующие методы теории возмущений и приближения эквивалентных фотонов. Показано, что полное сечение таких столкновений быстро возрастает с увеличением энергии и становится особенно большим в случае соударений тяжёлых ионов. Описаны и сопоставлены с теоретическими выводами некоторые экспериментальные данные. Обсуждаются дальнейшие предложения.

Ключевые слова: протон, ядро, ультрапериферические взаимодействия, формфактор, прицельный параметр, сечение

PACS numbers: 12.20. – m, 25.75. – q, 34.50. – s

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2020.03.038741>

Содержание

1. Введение (811).
 2. Начальный этап (812).
 3. Рождение электрон-позитронных пар в ультрапериферических соударениях согласно теории возмущений (812).
 - 3.1. Дифференциальные распределения.
 - 3.2. Связанные-свободные процессы.
 4. Приближение эквивалентных фотонов (814).
 5. Преасимптотическое поведение сечений (815).
 6. Теоретический анализ эксклюзивного рождения дилептонов (815).
 7. Сравнение с экспериментальными результатами (816).
 8. Поиски новой физики (818).
 9. Заключение (818).
- Список литературы (818).

1. Введение

Ультрапериферические столкновения ядер отличаются от других столкновений природой взаимодействующих полей. Ультрапериферические столкновения происходят, когда ионы приближаются друг к другу не настолько близко, чтобы сильно взаимодействовать. Тогда в игру вступают электромагнитные поля, окружающие эти ионы. Здесь мы рассмотрим именно такие чисто ультрапериферические столкновения, в которых взаимодействуют два фотона из каждого электромагнитного облака, окружающего ионы¹. Интерес к ним связан прежде

¹ Такие взаимодействия называют двухфотонными процессами. В процесс взаимодействия может быть вовлечено и большее число фотонов (радиационные поправки к двухфотонным диаграммам).

И.М. Дрёмин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: dremin@lpi.ru

Статья поступила 19 февраля 2020 г.,
после доработки 24 марта 2020 г.

всего с тем, что электромагнитные поля очень сжимаются в продольном направлении и становятся весьма сильными при высоких энергиях ионов. Поперечные сечения таких процессов возрастают с увеличением энергии при высоких энергиях даже быстрее, чем сечения сильных взаимодействий. Становятся доступными исследования интенсивных электромагнитных полей и их возможных нелинейных проявлений.

Степень периферичности взаимодействия характеризуется расстоянием между траекториями движения центров ионов в плоскости, поперечной к ним, которое называется прицельным параметром b . При ультрапериферическом соударении прицельный параметр должен быть заведомо больше суммы радиусов ионов, $b > R_1 + R_2$. В противном случае начнутся сильные адронные взаимодействия. Полные сечения таких взаимодействий велики при современных энергиях. Соударения ядер с малыми прицельными параметрами используются, например, для поиска эффектов, связанных с образованием кварк-глюонной плазмы. Средние множественности частиц, рождающихся при сильных взаимодействиях, велики. Поэтому частицы, рождённые в ультрапериферических столкновениях, окажутся затерянными среди большого фона от сильных взаимодействий, если не налагать специальных критериев отбора, диктуемых кинематикой ультрапериферических процессов. К заметному фону могут привести и такие процессы, в которых обмениваемый фотон возбуждает один из ионов, взаимодействуя непосредственно с его кварками. При этом рождаются новые бозоны. Сильные взаимодействия оказываются частично вовлечёнными в этот процесс. Теоретическое описание таких процессов, носящих название фотоядерных реакций (или фоторождения), за счёт этого усложняется. Поэтому мы их тоже здесь не рассматриваем.

Настоящая статья является весьма краткой. Она предназначена в основном для тех, кто только начинает знакомиться с этой проблемой. Основная цель настоящей статьи состоит в том, чтобы дать путеводитель по работам, в которых обсуждаемые проблемы рассмотре-

ны более подробно. Описываются некоторые конкретные аспекты ультрапериферических столкновений, связанные с экспериментами на коллайдерах. В основном обсуждаются работы, сделанные в последнее десятилетие, но приводятся также ссылки на более ранние исследования. Для компактности статьи было решено не воспроизводить многочисленные рисунки и графики, содержащиеся в оригинальных статьях, а ограничиться ссылками на них с обсуждением полученных выводов.

Изложение начинается с краткого напоминания ранней истории проблемы ультрапериферических соударений ядер. Описывается пертурбативный подход к решению этой проблемы. Приведена асимптотическая зависимость от энергии полного сечения рождения электрон-позитронных пар в ультрапериферических процессах. Обсуждаются поправки высших порядков по константе связи в связи с предасимптотической зависимостью сечений от энергии. Сформулирован метод эквивалентных фотонов и применён к вычислению поперечных сечений. Рассмотрены особые характеристики так называемых связанных-свободных процессов, в которых рождённый электрон оказывается связанным с одним из ионов. Обсуждаются формфакторы ядер и механизм подавления. Некоторые экспериментальные данные сопоставляются с теоретическими предсказаниями. Это сравнение стимулирует дальнейший анализ основных предположений, лежащих в основе теоретических подходов. Описаны поиски новой физики в таких процессах.

2. Начальный этап

Почти столетие минуло с тех пор, когда Э. Ферми [1, 2] в 1924 г. занялся изучением проблемы взаимодействия электрически заряженных тел с веществом: "Давайте вначале вычислим спектральные распределения, соответствующие электрическому полю, создаваемому частицей с электрическим зарядом e , движущейся со скоростью v , на минимальном расстоянии b от точки P ". Ферми вывел формулу для интенсивности электромагнитного поля в таком процессе, которая была использована в 1934 г. Вайцеккером [3] и Вильямсом [4] для их формулировки приближения эквивалентных фотонов, обсуждаемого ниже.

В том же году Ландау и Лифшиц [5], поражённые предсказанием существования позитронов в теории моря Дирака, использовали уравнение Дирака и вычислили асимптотическое поведение поперечного сечения рождения электрон-позитронной пары в электромагнитных полях сталкивающихся релятивистских ядер. Оказалось, что сечение возрастает очень быстро по мере увеличения энергии E — как $\ln^3 \gamma$, где $\gamma = E/M$ является лоренц-фактором столкновения ионов массой M . Это было одним из тестов новорождённой теории позитрона Дирака. Замечательно, что статья [5] была опубликована практически немедленно после открытия позитронов в процессах взаимодействия космического излучения в 1932 г. (опубликовано в 1933 г. [6]).

Тремя годами позднее Рака [7] вывел выражение для этого сечения в низшем порядке теории возмущений (борновское приближение), которое содержало некоторые предасимптотические члены, возрастающие с увеличением энергии слабее, чем $\ln^3 \gamma$.

Эти работы и положили начало дальнейшему детальному теоретическому изучению таких процессов. Экспе-

риментальные исследования стали особенно интенсивными после появления коллайдеров частиц и ионов высоких энергий.

Очень последовательный и детальный обзор теоретических предсказаний и некоторых ранних экспериментальных результатов был опубликован в 1975 г. группой физиков из Новосибирска [8]. Упомянем также некоторые более поздние обзорные статьи [9–14].

3. Рождение электрон-позитронных пар в ультрапериферических соударениях согласно теории возмущений

Как упоминалось в разделе 2, процесс рождения пары электрона и позитрона в ультрапериферических столкновениях тяжёлых ядер был ранее других описан теоретически. В таких соударениях два сталкивающихся протона или ядра взаимодействуют посредством своих электромагнитных полей, а не адронных сил. Фактически частицы проскакивают мимо друг друга, зацепляясь только своими фотонными облаками, в которых и рождаются электрон-позитронные пары. При малых передачах импульса ядра не переходят в возбуждённые состояния. Большая пространственная протяжённость электромагнитных полей и их высокая интенсивность при больших скоростях столкновения приводят к сильноному возрастанию полных сечений таких процессов, пропорциональному $\ln^3 \gamma$, с увеличением энергии. Высокая плотность фотонных облаков, окружающих тяжёлые ионы, приводит к появлению стоящих перед этим выражением больших численных коэффициентов, пропорциональных произведению квадратов электрических зарядов тяжёлых ионов $Z_1 e$ и $Z_2 e$. Для протонных (ядер атома водорода!) соударений такие коэффициенты в Z^4 раз меньше! Эти поля проявляют себя только за очень короткое время, и здесь могут быть использованы методы теории возмущений. Известная формула Рака [7] для полного сечения ультрапериферического рождения электрон-позитронных пар при соударениях быстрых ядер, полученная в борновском приближении, имеет вид

$$\sigma_{Z_1 Z_2 \rightarrow Z_1 Z_2 e^+ e^-} = \frac{28(Z_1 Z_2 \alpha^2)^2}{27\pi m_e^2} \times \\ \times (l^3 - 6,36l^2 + 15,7l - 13,8), \quad (1)$$

где

$$l = \ln \frac{2p_1 p_2}{M_1 M_2} = \ln \frac{s_{mn}}{m^2} = \ln (4\gamma_c^2), \quad (2)$$

m_e — масса электрона, m — масса нуклона, p_i — 4-импульсы сталкивающихся ядер с массами M_i (полагаемыми равными в правой части последнего равенства), γ_c — лоренц-фактор в системе центра масс, s_{mn} — квадрат полной энергии, приходящейся на пару нуклонов. Формула (1) содержит предасимптотические члены, пропорциональные l^2 и l , которые возрастают с увеличением энергии медленнее, чем основной член. Малость массы электрона в знаменателе приводит к большим значениям сечений. Сечения рождения пар тяжёлых лептонов ($\mu^+ \mu^-$ или $\tau^+ \tau^-$) в ультрарелятивистских соударениях ионов можно получить из формулы Рака (1) без учёта формфакторов простой подстановкой значений их масс вме-

сто массы электрона². Эти сечения оказываются намного меньше сечений рождения электрон-позитронных пар, поскольку, согласно (1), являются обратно пропорциональными квадратам масс рождённых лептонов.

При использовании выражений для энергии, относящейся на пару сталкивающихся нуклонов, $\sqrt{s_{nn}}$, формулу Рака (1) можно представить в более компактном виде:

$$\sigma_{Z_1 Z_2 \rightarrow Z_1 Z_2 e^+ e^-} = \frac{28(Z_1 Z_2 \alpha^2)^2}{27\pi m_e^2} \times \left(\ln^3 \frac{s_{nn}}{8,3m^2} + 2,2 \ln \frac{s_{nn}}{8,3m^2} + 0,4 \right). \quad (3)$$

В этом выражении наиболее значимый предасимптотический член l^2 формулы (1) включён в лидирующий член. Численный множитель в аргументе логарифма отвечает за учёт этого члена. Поэтому формулу (3) удобнее использовать непосредственно для изучения предасимптотического поведения сечений. Это важно в связи со строительством новых коллайдеров NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) и FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research), в которых энергии $\sqrt{s_{nn}}$ будут близки к 10 ГэВ. Конечно, лидирующий член доминирует в данных коллайдеров RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) и LHC (Large Hadron Collider) с доступными энергиями в несколько сотен и тысяч ГэВ.

Все слагаемые в формуле (3) положительны при $\sqrt{s_{nn}} > 3$ ГэВ и ведущий член доминирует при $\sqrt{s_{nn}} > 6$ ГэВ. Эти энергии ниже тех, которые станут доступными на NICA и FAIR. Таким образом, формула Рака предсказывает весьма заметный эффект уже при энергиях около 10 ГэВ. В частности, для соударений ядер свинца значения сечений таковы: 1,4 кб при $\sqrt{s_{nn}} = 10$ ГэВ, 22,8 кб при 100 ГэВ и 97,5 кб при 1 ТэВ. Столь большие величины сечений определяются малостью массы электрона.

Формула (3) была проверена и подтверждена при рассмотрении фейнмановских диаграмм с двумя испускаемыми сталкивающимися ядрами фотонами, рождающими электрон-позитронную пару. Поэтому ультрапериферические столкновения часто называют двухфотонными процессами. Кроме того, были рассмотрены поправки высшего порядка, обусловленные дополнительными фотонами, испущенными ионами. Соответствующие диаграммы приводятся во многих статьях на эту тему. Вычисленная часть кулоновской поправки к формуле Рака, пропорциональная l^2 , оказалась отрицательной [15–18]:

$$\sigma_C = -\frac{56}{9\pi} \frac{Z^4 \alpha^4}{m_e^2} f(Z) l^2, \quad (4)$$

где

$$f(Z) = (Z\alpha)^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n^2 + (Z\alpha)^2)}. \quad (5)$$

Эта поправка пренебрежимо мала в случае протонных соударений, но становится заметной при соударении тяжёлых ионов. Учёт σ_C в случае ядер свинца приводит к замене множителя 8,3 в формуле (3) множителем, равным приблизительно 16. Поправка довольно велика,

и предасимптотическое поведение сечений меняется. Соответственно надо изменить и приведённые выше оценки при разных энергиях. При энергии 10 ГэВ сечение уменьшается более чем вдвое. Оценки становятся менее надёжными, поскольку член l^3 перестаёт доминировать. Даже при энергиях LHC поправка может уменьшить сечения примерно на 13%. Энергии NICA и FAIR оказываются ближе к пороговым значениям.

Ультрапериферических процессах рождения электрон-позитронных пар поправки за счёт унитаризации (учёта петель с рассеянием света на свете) малы. В отличие от этого, кулоновская поправка оказывается меньше для процесса рождения мюонных пар, тогда как роль унитаризации возрастает [19]. Вместе с тем сделанные выводы и количественные оценки сечений по формулам (3) и (4) могут измениться при учёте формфакторов ядер [20]. Эти проблемы важны в связи с обсуждаемым ниже параметром ультрапериферичности. Последний в свою очередь связан с обсуждавшимися численными множителями.

Множественное рождение пар было также изучено в разных теоретических подходах (см., например, [12, 15, 16]). При малых прицельных параметрах множественное рождение пар оказывается даже заметнее рождения одиночной пары. Однако полное сечение не очень чувствительно к области малых прицельных параметров, а основной вклад в него вносят большие прицельные параметры. Поэтому в полном сечении доминирует вклад от одиночных пар.

3.1. Дифференциальные распределения

Точные формулы для дифференциальных распределений электрон-позитронных пар, рождённых в двухфотонных столкновениях, оказываются довольно сложными — они содержат 20 слагаемых, отвечающих независимым амплитудам с разной спиральностью [21]. Квадрирование матричных элементов пертурбативного приближения приводит к их перемешиванию в дифференциальных распределениях. Некоторые упрощённые выражения для них приведены в обзоре [8]. В качестве примера приведём вид лидирующего слагаемого в распределении по массе * W рождающихся пар e^+e^- (формула (5.27) в [8]):

$$\frac{d\sigma}{dW^2} = \frac{2(Z_1 Z_2 \alpha)^2 \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-}(W^2)}{3\pi^2 W^2} \ln^3 \frac{p_1 p_2}{M_1 M_2}. \quad (6)$$

Детальное изучение характеристик процессов рождения дилептонных пар, можно сказать, ещё только начинается. Их анализ показывает, что определяющий вклад в полное сечение при релятивистских энергиях даёт область с малыми углами вылета рождённых электронов, малыми поперечными импульсами и малыми псевдобыстродами пары³. Поэтому основную роль играют фотоны с малым квадратом 4-импульса (виртуальности). Такие фотоны можно рассматривать как практически реальные (безмассовые). Тогда дифференциальные распределения можно аппроксимировать произведением полного поперечного сечения $\gamma\gamma$ -рассеяния и дифференциальных потоков фотонов, которые следовали уже из

* Массы пар, рождённых в периферических процессах, оказываются особенно малыми. Этим можно объяснить избыток мягких электронов и позитронов, регистрируемый как в ускорительных экспериментах, так и в астрофизических наблюдениях [48]. (Примеч. автора при корректуре.)

³ Вопрос об уширении этих распределений по сравнению с результатами пертурбативного подхода рассмотрен в недавней работе [22].

² Учёт формфакторов ведётся обычно в рамках приближения эквивалентных фотонов.

работ Ферми [1, 2]. Именно так и возникает приближение эквивалентных фотонов (см. раздел 4) [3, 4]. Максимальные энергии фотонов $\omega_{\max} = \sqrt{s_{nn}}/(mb)$ возрастают с увеличением энергии соударения и уменьшаются при больших прицельных параметрах. Выражения (1) и (6) справедливы только для точечных источников электромагнитного излучения. В случае соударений протонов и тяжёлых ядер необходимо учитывать распределение в них электрического заряда. Помимо того, интенсивность фотонных полей зависит от поперечного расстояния (прицельного параметра b) между центрами сталкивающихся ядер. Поэтому начинают играть заметную роль их радиусы R_i в силу требования $b > R_1 + R_2$. Все эти проблемы и приходится решать в рамках приближения эквивалентных фотонов.

3.2. Связанные-свободные процессы

Прежде всего упомянем о так называемых связанных-свободных процессах, происходящих иногда при рождении электрон-позитронных пар. Так называют процессы, в которых рождённый электрон захватывается одним из ионов, а его напарник-позитрон улетает прочь. Такие процессы приводят к заметной потере ионов пучка ускорителя. Отношение Z/A изменяется, и вновь образованный ион уже не движется по прежней траектории. Эти потери накладывают определённые ограничения на светимость ускорителя. Такие ионы могут повредить магниты, стенки камеры и внешнее ограждение ускорителя на расстояниях даже в несколько сотен метров. Ионы также теряют энергию в локализованных областях стенок камеры, нагревая их. Всё это практически важно для поддержания работы ускорителя тяжёлых ионов. Сечения процессов с захватом электрона больше для более тяжёлых ионов. Вместе с тем сечение таких процессов возрастает с увеличением энергии лишь логарифмически [9, 23], т.е. заметно медленнее сечения основного процесса, возрастающего как куб логарифма. При энергиях ЛНС сечения ультрапериферических соударений ядер свинца могут достигать 200 кб, а сечения с захватом электрона — 200 б. В то же время сечение процессов с захватом электрона станет сопоставимым с сечением основного процесса с рождением свободных пар при более низких энергиях NICA и FAIR**.

4. Приближение эквивалентных фотонов

Основное содержание приближения эквивалентных фотонов ясно уже из формулы (6). Фейнмановские диаграммы всех процессов с двухфотонным взаимодействием содержат блок, описывающий превращение этих двух фотонов в некоторые конечные состояния (например, в рассмотренную ранее пару электрона и позитрона). Этот блок может быть представлен сечением соответствующего процесса. Недостающим элементом такой картины являются потоки фотонов в областях между сталкивающимися заряженными объектами. Именно они и были основной целью работ Ферми, как это наглядно видно из цитаты, приведённой в разделе 2. В этих потоках доминируют фотоны, несущие малые доли x энер-

гий нуклонов. Распределение эквивалентных фотонов, рождённых ядром (точечным!), несущим долю нуклонной энергии x с электрическим зарядом Ze , проинтегрированное по переданному поперечному импульсу вплоть до определённой величины (см., например, [24]), приводит в приближении эквивалентных фотонов к потоку

$$\frac{dn}{dx} = \frac{2Z^2\alpha}{\pi x} \ln \frac{u(Z)}{x}. \quad (7)$$

Параметр ультрапериферичности $u(Z)$ зависит от природы сталкивающихся объектов и рождающихся состояний. Его физический смысл определяется отношением максимально приемлемого переданного поперечного импульса к массе нуклона как единственного безразмерного параметра задачи. В пертурбативном подходе параметр $u(Z)$ должен учитывать и радиационные поправки, которые изменяют предасимптотическое поведение сечений (см. замечания после формулы (4)). Величина этого параметра принимается разной в различных работах [8, 25–34]. Он зависит от рассматриваемых процессов, размеров и зарядов Zie ионов, а также от прицельных параметров (формфакторы и поправки на поглощение).

Прицельные параметры не могут быть измерены, но они, конечно, должны быть больше, чем сумма радиусов сталкивающихся ионов. В противном случае в игру вступают сильные (квантово-хромодинамические) и фотоядерные взаимодействия. Это требование можно сформулировать как ограничение на обмениваемые поперечные импульсы, при которых объекты не разрушаются, а немного отклоняются в процессе столкновения без какого-либо возбуждения и ядерных переходов. Соответствующая граница зависит от внутреннего строения объектов, т.е. от сил, их скрепляющих. Эти силы оказываются больше в протонах по сравнению с таковыми в тяжёлых ядрах. Поэтому протоны выдерживают обмен большими поперечными импульсами, чем тяжёлые ядра. Количественные оценки параметра ультрапериферичности для разных процессов получают сопоставлением экспериментальных результатов с теоретическими формулами, полученными при разных предположениях, описанных более подробно в разделе 5.

В приближении эквивалентных фотонов проводится чёткое разделение чисто кинематических эффектов, обусловленных потоками фотонов, и динамических сечений взаимодействия фотонов. Помимо электрон-позитронных пар, которые были рассмотрены теоретически ещё в ранних работах [5, 7] и наблюдались, скажем, в работах [35, 36], могут рождаться в двухфотонных столкновениях и другие C -чётные пары заряженных частиц. Например, пары мюонов, рождённые в ультрапериферических соударениях, уже наблюдались на ЛНС [37–41]. Там же впервые зарегистрировано и исследовано рассеяние света на свете [42–44], теоретически описываемое диаграммой с петлёй заряженных частиц. В двухфотонных столкновениях могут рождаться и C -чётные бозоны, состоящие из пары кварка и антикварка. Такие процессы особенно удобны для краткой теоретической демонстрации [33] проявления закона $\ln^3 \gamma$ в рамках приближения эквивалентных фотонов.

Эксклюзивное сечение рождения резонанса R в двухфотонных соударениях ядер A можно записать в виде

$$\sigma_{AA}(R) = \int dx_1 dx_2 \frac{dn}{dx_1} \frac{dn}{dx_2} \sigma_{\gamma\gamma}(R), \quad (8)$$

** При намного более низких энергиях коллайдера NICA вблизи 10 ГэВ величина сечения с захватом электрона ионом золота оценивается согласно недавней работе [86] в пределах от 10 до 70 б. (Примеч. автора при корректуре.)

где потоки фотонов dn/dx_i от сталкивающихся объектов 1 и 2 задаются уравнением (7) и (см. обзор [8])

$$\sigma_{\gamma\gamma}(\mathbf{R}) = \frac{8\pi^2 \Gamma_{\text{tot}}(\mathbf{R})}{m_{\mathbf{R}}} \text{Br}(\mathbf{R} \rightarrow \gamma\gamma) \text{Br}_d(\mathbf{R}) \delta(x_1 x_2 s_{\text{cm}} - m_{\mathbf{R}}^2). \quad (9)$$

Здесь $m_{\mathbf{R}}$ — масса резонанса \mathbf{R} , $\Gamma_{\text{tot}}(\mathbf{R})$ — его полная ширина распада, $\text{Br}_d(\mathbf{R})$ обозначает долю его распада по соответствующему каналу, $s_{\text{cm}} = (2m\gamma)^2$, m — масса нуклона. Используется аппроксимация δ -функцией для резонансов, у которых ширины распада заметно меньше их масс. Регистрация резонанса определяется по продуктам распада наличием пика в распределении по их суммарной массе $\sqrt{x_1 x_2 s_{\text{cm}}}$. Из формулы (9) ясно видно, как подход с пертурбативными матричными элементами заменяется в приближении эквивалентных фотонов полуклассической вероятностной схемой, учитывающей структуру фейнмановских диаграмм.

Интеграл в соотношении (8) можно легко вычислить и получить окончательную формулу в аналитическом виде

$$\sigma_{\text{AA}}(\mathbf{R}) = \frac{128}{3} Z^4 \alpha^2 \text{Br}(\mathbf{R} \rightarrow \gamma\gamma) \text{Br}_d(\mathbf{R}) \frac{\Gamma_{\text{tot}}(\mathbf{R})}{m_{\mathbf{R}}^3} \ln^3 \frac{2um\gamma}{m_{\mathbf{R}}}. \quad (10)$$

Асимптотическое поведение $\ln^3 \gamma$ воспроизводится вновь. Множитель $2mu/m_{\mathbf{R}} = 1/\gamma_0$ в аргументе логарифма задаёт предасимптотическое поведение сечения ультрапериферического рождения резонанса \mathbf{R} . По структуре формула (10) весьма похожа на выражение (3), использовавшееся для описания рождения e^+e^- . Изменение параметра u приводит к изменению нелидирующих членов, пропорциональных $\ln^2 \gamma$. Асимптотический предел достигается при условии

$$\gamma \gg \frac{m_{\mathbf{R}}}{2um}, \quad (11)$$

когда можно пренебречь членами, возрастающими с увеличением энергии медленнее, чем $\ln^3 \gamma$.

Параметр u можно определить по формуле (10), измеряя эксклюзивные сечения рождения π^0 -мезонов или парапозитрония в ультрапериферических взаимодействиях. Аналогичные формулы получены [45, 46] и для процессов рождения C -нечётных состояний (например, ρ^0 -мезона или ортопозитрония).

5. Предасимптотическое поведение сечений

Быстрое асимптотическое возрастание полного сечения ультрапериферических процессов по закону $\ln^3 \gamma$ приводит к вопросу о его сравнении с полными сечениями чисто адронных взаимодействий. Последние, согласно теореме Фруассара [47], вытекающей из основополагающих принципов теории, не могут возрастать быстрее, чем $\ln^2 \gamma$. Согласно экспериментальным данным о протон-протонных взаимодействиях, их возрастание оказывается даже более медленным при современных энергиях.

В работе [48] проведено сравнение полного сечения ультрапериферического рождения нейтрального пиона при соударении двух протонов, согласно формуле (10), с экспериментальными данными при ТэВ-ных энергиях о таком же канале в случае сильных взаимодействий. Это сечение оказывается равным примерно 0,6 нб, тогда как сечение рождения одиночного π^0 -мезона за счёт сильных pp -взаимодействий порядка 0,3 мб. Показано, что допол-

нительного усиливающего множителя типа $\ln \gamma$ явно недостаточно для того, чтобы ультрапериферические процессы стали доминировать при разумно высоких энергиях над сильными протон-протонными взаимодействиями. Фон в рождении π^0 за счёт сильных pp -взаимодействий при малых прицельных параметрах будет исключительно высоким. Для выделения ультрапериферических событий необходимо накладывать жёсткие обрезания. В связи с этим надо использовать специфическую кинематику ультрапериферических процессов, как показано в разделе 7.

Соответствующие оценки для случая соударения тяжёлых ядер затруднены из-за отсутствия информации о конкретных каналах реакции. Можно лишь сказать, что в отношении сечений ультрапериферических и чисто ядерных (сильных) взаимодействий тяжёлых ядер появится большой численный множитель, порядка $Z^4/A^{2/3} \approx 10^6$, по сравнению с таковым в случае соударений протонов.

Другая предасимптотическая проблема связана с энергетическим поведением сечений ультрапериферических процессов в области более низких энергий. Формула Рака, записанная в виде (3), явно демонстрирует асимптотическое поведение типа $\ln^3 \gamma$, а числовой множитель 8,3 определяет предасимптотическое поведение ультрапериферического сечения. Вместе с тем этот множитель изменяется при учёте радиационных поправок. В приближении эквивалентных фотонов он превращается в параметр ультрапериферичности $u(Z)$, носящий смысл отношения максимально возможного переданного импульса к массе нуклона, и поэтому зависит от формфакторов и прицельных параметров. Для оценки сечений, особенно в области низких энергий, в частности при энергиях NICA и FAIR, важно, чтобы этот параметр был известен. Оценки показывают [48], что процессы рождения электрон-позитронной пары (а также пара- и ортопозитрониев) в ультрапериферических соударениях окажутся доступными для наблюдения на NICA и FAIR, если принять во внимание и экстраполировать оптимистические результаты экспериментов на LHC [34, 50, 51]. Процессы рождения π^0 -мезона оказываются очень близкими к порогу NICA и весьма критичными к оценкам параметра u .

6. Теоретический анализ эксклюзивного рождения дилептонов

Анализ матричных элементов ультрапериферического рождения электрон-позитронных пар в рамках теории возмущений (1), (4) ясно показал, что поправки высших порядков по константе связи могут изменить предасимптотические значения вычисленных сечений, изменяя численный множитель в аргументе члена с кубом логарифма. Предсказательная сила этого члена явно снижается от того, что сталкивающиеся объекты рассматриваются в фейнмановских диаграммах в виде бесструктурных точечных частиц. Эта трудность частично устраняется при использовании приближения эквивалентных фотонов посредством введения и интерпретации параметра ультрапериферичности $u(Z)$.

Для учёта размеров и распределений электрического заряда внутри сталкивающихся адронов и ядер необходимо несколько обобщить формулу (8).

Плотность потока фотонов зависит от структуры сталкивающихся объектов и от прицельного параметра

между ними⁴. С учётом формфакторов F сталкивающихся объектов эта плотность имеет вид [10, 34, 53]

$$\frac{d^3n}{d^2b dx} = \frac{Z\alpha}{\pi^2 x} \left[\int dq_{\perp} q_{\perp}^2 J_1(bq_{\perp}) \frac{F(q_{\perp}^2 + m^2 x^2)}{q_{\perp}^2 + m^2 x^2} \right]^2. \quad (12)$$

Электромагнитные поля релятивистских ионов выглядят наподобие тонких перпендикулярных к их траекториям блинов, движущихся вместе с ионами. Их взаимодействие можно аппроксимировать дельта-функцией в этой плоскости при малых $x < 0,1/(mb)$ [27]. Оно наиболее сильно, когда ионы заметно приближаются друг к другу. Однако прицельный параметр между ионами должен быть больше суммы их радиусов. Иначе начнутся сильные взаимодействия ионов, и это приведёт к появлению огромного фона частиц, помимо рождённых в ультрапериферических процессах. Для того чтобы не допустить такой возможности, дополнительно вводится фактор обрезания $P(|\mathbf{b}_1 - \mathbf{b}_2|)$, который связан с физикой процессов с малыми передачами импульсов, а потому является непертурбативным и задаётся феноменологически. Если рассматривать сталкивающиеся ионы как чёрные диски, то этот фактор полностью запрещает прицельные параметры, меньшие суммы радиусов, и имеет вид

$$P = \theta(|\mathbf{b}_1 - \mathbf{b}_2| - R_1 - R_2), \quad (13)$$

где R_i — радиусы ионов.

Обобщение формулы (8) выражается следующим образом⁵:

$$\sigma_{AA \rightarrow AAX} = \int dx_1 dx_2 d^2b_1 d^2b_2 \frac{d^3n}{d^2b_1 dx_1} \times \frac{d^3n}{d^2b_2 dx_2} \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X} P(|\mathbf{b}_1 - \mathbf{b}_2|). \quad (14)$$

Выбор фактора обрезания определяет и величину параметра ультрапериферичности. Если накладывается условие, чтобы тяжёлые ионы оставались неизменными после соударения, то, скорее всего, следует использовать выражение (13). Иначе они могут развалиться. Надежда на то, что формфакторы в формуле (12) автоматически учтут это условие, вряд ли оправдана. Поток фотонов, рассчитанный в работе [50] для PbPb-взаимодействий при энергии 5,02 ТэВ на пару нуклонов (см. рис. 3а в [50]), оказывается намного меньше расчётного, если провести обрезание по формуле (13) даже при выборе реалистического формфактора. Протоны при соударениях могут рассеяться упруго даже при малых прицельных параметрах. Пространственное распределение спектра их поглощения зависит от энергии соударения [54]. Фактор обрезания можно попытаться обобщить с помощью учёта прозрачности протонов, как это предлагается, например, в работе [55], или глауберовским обобщением формулы (13) в [50]. Для количественной оценки влияния обрезания по прицельным параметрам используют фактор подавления сечения ультрапериферического взаимо-

действия

$$S^2 = \frac{\int \int_{b_1 > 0} \int_{b_2 > 0} d^2b_1 d^2b_2 (d^3n/d^2b_1 dx_1)(d^3n/d^2b_2 dx_2) P(|\mathbf{b}_1 - \mathbf{b}_2|)}{\int_{b_1 > 0} \int_{b_2 > 0} d^2b_1 d^2b_2 (d^3n/d^2b_1 dx_1)(d^3n/d^2b_2 dx_2)}. \quad (15)$$

Оценка этого фактора зависит от выбора нижних пределов обрезания по прицельному параметру в числителе (ср., например, формулу (7) в работе [53] и приложение 3 к работе [34]). Именно с этим связаны неопределённости в выборе параметра ультрапериферичности, упомянутые в разделе 4 [8, 25–34].

Следует, однако, заметить, что хотя рассмотренные выше формулы для полных сечений полезны для понимания энергетической зависимости ультрапериферических процессов и некоторых общих оценок, они недостаточно практичны в прямом применении к экспериментальным результатам. Измеряемый в эксперименте фазовый объём обычно намного меньше полного объёма. Строение детектора и возможные фоновые условия существенно его ограничивают. Практически в эксперименте измеряются так называемые выборочные⁶ сечения, в которых учтены все эти проблемы и условия ультрапериферичности. Часто используются программы Монте-Карло (например, STARlight [56] или SuperChic [57]) с целью выбора наиболее благоприятных и доступных условий для последующего сравнения с экспериментальными результатами.

При теоретических расчётах выборочных сечений на матричные элементы или формулы, записываемые в приближении эквивалентных фотонов, накладываются соответствующие обрезания. Преимущество этого приближения по сравнению с диаграммным подходом состоит в том, что аналогичные вычисления удаётся провести аналитически вплоть до компьютерного расчёта некоторых простых интегралов. Таким образом, появляется возможность сопоставить разные подходы и параметризации с экспериментальными данными, проверить применимость приближения эквивалентных фотонов. Такие ограничения со стороны эксперимента принимались во внимание, в частности, в работах [34, 50, 51], обсуждаемых в разделе 7.

Более общая проблема связана с пространственно-временной неоднородностью рассматриваемых электромагнитных полей, которая может играть существенную роль в рождении вторичных частиц. В частности, как показано в работе [58], она может приводить к увеличению числа мягких фотонов, а значит, и к повышенной плотности фотонных потоков. Нелинейные эффекты в сильных электродинамических полях связаны и с проблемой струн [59], а потому могут стать особенно важными в соударениях тяжёлых ионов.

7. Сравнение с экспериментальными результатами

Предсказание больших значений сечений ультрапериферических процессов в столкновениях тяжёлых ионов стимулировало их экспериментальное изучение на кол-

⁴ В формуле (7) приведено значение потока, проинтегрированное по поперечному импульсу и прицельным параметрам.

⁵ При рассмотрении дилептонов символ R следует заменить символом $X = 1^{+1-}$. Сечение $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow 1^{+1-}}$ даётся формулой Брейта–Уилера [52].

⁶ Этот термин (по-английски — fiducial) пока ещё не устоялся в русскоязычной литературе. Обычно имеются в виду сечения с учётом экспериментальных обрезаний (ограничений).

лайдерах RHIC [35] и LHC [36–41]. У этих процессов имеются характерные признаки. Рождённые пары дилептонов обладают очень малыми поперечными импульсами. Они отделены от ионов, практически не отклонившихся от начальных направлений, двумя большими интервалами быстроты. С теоретической точки зрения основная проблема заключается в правильной оценке величины фотонных потоков, т.е. в оценке параметра ультрапериферичности $u(Z)$.

Рождение e^+e^- -пар в соударениях тяжёлых ионов было изучено вначале на коллайдере RHIC коллаборацией STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) [35] и затем на LHC коллаборацией ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [36]. Результаты вычислений двухфотонного рождения пар оказались в хорошем согласии [49] с данными STAR. При более высоких энергиях измеренные распределения по быстроте и инвариантным массам пары для эксклюзивного рождения пар e^+e^- при $\gamma\gamma$ -взаимодействии в соударениях ядер свинца при энергии $\sqrt{s} = 2,76$ ТэВ были сопоставлены в работах [50, 51] с теоретическими результатами, полученными с использованием приведённых выше формул. Помимо жёсткого фактора поглощения с чёрными дисками (13) использовалась и его модификация глауберовского типа. Что касается формфакторов, то с целью сопоставления были использованы три варианта: точечный, монополярный и реалистичный, полученный с помощью преобразования Фурье из распределения заряда в ядрах по формуле Вуда–Саксона. Общее поведение обоих распределений воспроизводится теоретическими расчётами довольно хорошо, за исключением области малых инвариантных масс пары, меньших 2,3 ГэВ (см. рис. 5 в работе [50]). В теоретических вычислениях были учтены все экспериментальные обрезания. Из проведённого сопоставления был сделан вывод о том, что модификация фактора поглощения не играла заметной роли. Экспериментальные распределения при больших массах хорошо описываются в пределах ошибок измерений с помощью как монополярного, так и реалистичного формфакторов. Однако точечный формфактор не описывает полученные результаты. Экспериментальные данные лежат выше расчётных значений при массах ниже 2,3 ГэВ, согласно работе [50]. Однако в работе [51] отклонение от эксперимента отмечено только в одной точке — 2,3 ГэВ (см. в [51] рис. 3). Область малых масс станет особенно актуальной в экспериментах при более низких энергиях на коллайдерах NICA и FAIR. Эту область следует изучить детальнее.

Рождение $\mu^+\mu^-$ -пар в pp-соударениях впервые наблюдалось в 1990 г. на коллайдере ISR (Intersecting Storage Rings) в ЦЕРНе [60]. Однако подробные экспериментальные исследования [37, 39–41] и сопоставление их результатов с теоретическими [34, 50, 51] стали возможными совсем недавно.

Результаты коллаборации ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), представленные в работе [37], были сопоставлены с теоретическими выводами в работах [50, 51], аналогично тому, как это описано выше для случая данных о e^+e^- -парах. Приводятся распределения по быстроте и инвариантным массам пары для процесса эксклюзивного рождения $\mu^+\mu^-$ за счёт $\gamma\gamma$ -взаимодействий в соударениях PbPb при энергии $\sqrt{s} = 5,02$ ТэВ (см. рис. 4 в работах [50, 51]). Согласие с теорией оказывается в пределах ошибок измерений менее впечатляющим, чем в случае электрон-позитронных пар, с

особенно большим различием при использовании точечного формфактора, что и ожидалось.

Весьма подробное сравнение результатов теории и эксперимента проведено в работе [34]. На основе этого сравнения получены более определённые оценки параметра ультрапериферичности $u(Z)$. Рассматривались экспериментальные данные pp-взаимодействий при энергии 13 ТэВ [39] и PbPb-столкновений при энергии 5,02 ТэВ на пару нуклонов [40].

Полное сечение процесса ультрапериферического рождения пары мюонов в приближении эквивалентных фотонов имеет вид

$$\sigma(ZZ(\gamma\gamma) \rightarrow ZZ(\mu^+\mu^-)) = \frac{28}{27} \frac{Z^4 \alpha^4}{\pi m_\mu^2} \ln^3 \frac{u^2 s_{mm}}{4m_\mu^2}. \quad (16)$$

Заметим, что, как и ожидалось, зависимость от энергии в формулах (10) и (16) одинакова при условии $m_R = 2m_\mu$. Предасимптотическое поведение определяется параметром u .

В уравнении (14) были наложены обрезания по инвариантной массе пары $\mu^+\mu^-$ (т.е. на величину x в формуле (7)), на поперечный импульс мюонов (на дифференциальное распределение по p_T в $\gamma\gamma$ -взаимодействии) и на псевдобыстроту (вытекающее из геометрии детектора) как для pp-взаимодействий при энергии 13 ТэВ ($Z=1$), так и для PbPb-взаимодействий при энергии 5,02 ТэВ на пару нуклонов. Получающиеся интегралы легко вычисляются на компьютерах. Наложённые обрезания очень сильно уменьшают величины сечений.

Например, в случае pp-взаимодействий величина сечения 0,22 мкб, полученная из уравнения (16) без обрезаний, уменьшается до 3,35 пб. При дополнительной коррекции, учитывающей эффект поглощения [53], получается значение $3,06 \pm 0,05$ пб. Наложённые обрезания в точности воспроизводят условия эксперимента, проведённого коллаборацией ATLAS [39], которая приводит измеренное значение сечения $3,12 \pm 0,07$ (стат.) $\pm 0,10$ (сист.) пб. Программа Монте-Карло SuperChic [57], в которой в принципе должны учитываться как обычные, так и ультрапериферические процессы, предсказывает значение $3,45 \pm 0,06$ пб. Теоретические результаты находятся в согласии с экспериментальными данными и показывают, что ультрапериферические соударения вносят преобладающий вклад в выбранный фазовый объём по сравнению с вкладами других процессов. Аналогичные заключения получены и в случае соударений ядер свинца [34]. Измеренные сечения в выбранном фазовом объёме оказываются порядка нескольких микробарн, в отличие от пикобарных сечений в случае pp-соударений, вследствие Z^4 -усиления.

Параметр ультрапериферичности $u(Z)$ является наименее точно определённым элементом приближения эквивалентных фотонов. Как отмечалось, его оценка существенно зависит от двух основных факторов, учитывающих подавление малых прицельных параметров, $P(b)$, и распределение электрического заряда внутри ионов (формфакторы $F(q)$). Аккуратный учёт формфакторов протонов и ядер, а также виртуальности фотонов (см. подробнее работы [25, 27], в которых этот вопрос изучен детально) и фактора подавления привёл в работе [34] к следующим значениям параметра ультрапериферичности: $u_{pp} \approx 0,2$ для pp и $u_{PbPb} \approx 0,02$ для ядер свинца с точностью до множителя порядка 1,5, зависящего от

конкретного выбора вида формфакторов. Вначале, как уже говорилось, были проведены качественные оценки параметра $u(Z)$ из общих физических соображений, и затем они были подтверждены при успешном сравнении теоретических предсказаний с экспериментальными данными.

Примечательно, что указанные значения параметра ультрапериферичности u достаточно хорошо согласуются с полученными в работе [46] оценками сечений ультрапериферического рождения π^0 -мезона по формуле (10) при энергиях RHIC и LHC. Из приведённых в таблице в работе [46] величин сечений (28 мб, LHC) легко найти $u_{\text{PbPb}} \approx 0,013$. С точностью до множителя 1,5 это значение согласуется с величиной 0,02, приведённой выше.

Если указанные параметры известны, то это помогает в оценке возможных эффектов при более низких энергиях NICA и FAIR. Ультрапериферические процессы рождения e^+e^- -пар и позитрониев оказываются возможными [48] при этих энергиях, а вопрос о рождении π^0 -мезонов остаётся открытым ввиду близости аргумента логарифма в формуле (10) к единице и, следовательно, необходимости учёта нелидирующих слагаемых, наподобие проведённого в формуле (3) (доступно вблизи порога при оценках [34] и недоступно при оценках [46])⁷.

8. Поиски новой физики

Чистый канал рождения частиц в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях при ультрапериферических столкновениях протонов и тяжёлых ядер часто рассматривается в связи с поисками проявлений новой физики. Прежде чем удалось открыть бозон Хиггса, ультрапериферия активно обсуждалась в качестве одного из каналов его появления (см., например, [61, 62]). Сейчас основные направления исследований включают в себя поиски суперсимметричных частиц (кандидатов на роль частиц тёмной материи) [61, 63–70], магнитных монополей [71–73], гравитонов и возможных пространственных размерностей теории Калуцы–Клейна с их компактификацией в дополнение к четырём размерностям пространства-времени Минковского [62, 74], аксион-подобных псевдоскалярных частиц [75–81], которые приведут к аномалиям в процессе рассеяния света на свете, радионов [82], нечастиц (unparticles) [83], изучение влияния суперсимметрии на свойства обычных наблюдаемых частиц (например, выяснение роли виртуальных суперсимметричных частиц в фейнмановских диаграммах для аномального магнитного момента тау-лептона [84]). До сих пор никаких экспериментальных свидетельств проявления указанных явлений нет. Существуют лишь возможные ограничения на них, в частности на массы суперсимметричных частиц [85] или массы дираковских монополей со спинами 0, 1/2 или 1 [72].

Очень подробное предложение по поиску суперсимметричных частиц в ультрапериферических процессах протон-протонных столкновений на LHC выдвинуто в работе [70]. Предлагается провести поиски чарджино⁸ с

массами в области 100 ГэВ. Несмотря на то что экспериментальные данные, полученные на LHC, казалось бы, исключают, согласно [85], такую возможность в интервале масс вплоть до 1 ТэВ при широком наборе теоретических параметров, это заключение оставляет лазейку для случая, когда массы наилегчайшего чарджино и наилегчайшего нейтралино приблизительно равны. Именно эта довольно экзотическая возможность с легчайшим чарджино, немного более тяжёлым, чем легчайший нейтралино, и положена в основу предложения. Диаграммы Фейнмана для рождения пар чарджино в ультрапериферических процессах в лидирующем приближении по константе связи имеют такое же строение, как и в случае рождения электрон-позитронных пар, рассмотренном ранее. Оценки полных сечений тогда приводят к значениям 2,84 фб для pp-соударений при энергии 13 ТэВ и 21,2 пб для PbPb-соударений при энергии 5,02 ТэВ на пару нуклонов. Если потребовать, чтобы оба протона были зарегистрированы невредимыми с помощью детекторов в "передних" направлениях⁹, а также наложить экспериментальные ограничения, подобные описанным выше для мюонных пар, то выборочное сечение в протон-протонных процессах уменьшится до 0,72 фб. Был также оценён фон от мюонных пар и наложения посторонних событий (pile-up). Показано, что пики в распределениях от чарджино и мюонов хорошо разделены, а пик от чарджино выделяется из фона от посторонних событий, если наложить специальные условия на продольные импульсы образующейся системы (см. рис. 6 в работе [70]).

9. Заключение

Ультрапериферические процессы содержат очень важную информацию о сильных *электромагнитных* полях. Экспериментальные данные о рождении пар дилептонов успешно описываются в рамках приближения эквивалентных фотонов. Исследование взаимодействия фотонов высоких энергий в плотных электромагнитных облаках, окружающих сталкивающиеся релятивистские протоны и тяжёлые ионы, открывает новые возможности для изучения новой физики в процессах с рождением новых частиц. Теоретические методы их описания хорошо развиты, и они показали свою работоспособность при успешном сравнении с экспериментальными данными.

Автор благодарен за поддержку грантом Российского фонда фундаментальных исследований 18-02-40131 и программой РАН-ЦЕРН.

Список литературы

1. Fermi E Z. *Phys.* **29** 315 (1924)
2. Fermi E *Nuovo Cimento* **2** 143 (1925); пер. с итал. яз. на англ. яз.: hep-th/0205086
3. Weizsäcker C F V Z. *Phys.* **88** 612 (1934)
4. Williams E J *Phys. Rev.* **45** 729 (1934)
5. Landau L D, Lifshitz E M *Phys. Z. Sowjetunion* **6** 244 (1934)
6. Anderson C D *Phys. Rev.* **43** 491 (1933)
7. Racah G *Nuovo Cimento* **14** 93 (1937)
8. Budnev V M et al. *Phys. Rep.* **15** 181 (1975)
9. Bertulani C A, Baur G *Phys. Rep.* **163** 299 (1988)
10. Baur G et al. *Phys. Rep.* **364** 359 (2002)

⁷ Более ранние оценки [33] для π^0 , основанные на результатах, полученных при слишком сильном обрезании по прицельному параметру [32], приводили к завышенному порогу по энергии столкновений.

⁸ Два чарджино и четыре нейтралино являются суперсимметричными партнёрами электрослабых бозонов.

⁹ Это позволяет заметно подавить фоновые события и полностью восстановить кинематику события.

11. Bertulani C A, Klein S R, Nystrand J *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **55** 271 (2005)
12. Baur G, Hencken K, Trautmann D *Phys. Rep.* **453** 1 (2007)
13. Ruffini R, Vereshchagin G, Xue S-S *Phys. Rep.* **487** 1 (2010)
14. Di Piazza A et al. *Rev. Mod. Phys.* **84** 1177 (2012)
15. Ivanov D Yu, Schiller A, Serbo V G *Phys. Lett. B* **454** 155 (1999)
16. Lee R N, Milstein A I, Serbo V G *Phys. Rev. A* **65** 022102 (2002)
17. Gevorkyan S R, Kuraev E A *J. Phys. G* **29** 1227 (2003)
18. Baltz A J *Phys. Rev. C* **71** 024901 (2005)
19. Hencken K, Kuraev E A, Serbo V G *Phys. Rev. C* **75** 034903 (2007)
20. Baltz A J *Phys. Rev. C* **80** 034901 (2009)
21. Carlson C E, Tung W-K *Phys. Rev. D* **6** 147 (1972)
22. Klein S R et al., arXiv:2003.02947
23. Meier H et al. *Phys. Rev. A* **63** 032713 (2001)
24. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Квантовая электроника* (М.: Физматлит, 2001); Пер. на англ. яз.: Berestetskii V B, Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Quantum Electrodynamics* (Oxford: Pergamon Press, 1982)
25. Baur G, Bertulani C A *Z. Phys. A* **330** 77 (1988)
26. Klein S R, Nystrand J *Phys. Rev. Lett.* **84** 2330 (2000)
27. Güçlü et al. *Ann. Physics* **272** 7 (1999)
28. Baltz A J et al. *Phys. Rev. C* **80** 044902 (2009)
29. Klusek-Gawenda M, Szczyrek A *Phys. Lett. B* **763** 416 (2016)
30. Sengül M Y et al. *Eur. Phys. J. C* **76** 428 (2016)
31. Zha W et al. *Phys. Lett. B* **789** 238 (2019)
32. Khoze V A, Martin A D, Ryskin M G *J. Phys. G* **46** 085002 (2019)
33. Dremin I M *Int. J. Mod. Phys. A* **34** 1950068 (2019)
34. Высоцкий М И, Жемчугов Е В *УФН* **189** 975 (2019); Vysotsky M I, Zhemchugov E V *Phys. Usp.* **62** 910 (2019)
35. Adams J et al. (STAR Collab.) *Phys. Rev. C* **70** 031902(R) (2004)
36. Abbas E et al. (ALICE Collab.) *Eur. Phys. J. C* **73** 2617 (2013)
37. Dyndal M (ATLAS Collab.) *Nucl. Phys. A* **967** 281 (2017)
38. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **772** 489 (2017)
39. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **777** 303 (2018)
40. ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2016-025 (2016)
41. Arratia M *AIP Conf. Proc.* **1819** 070001 (2017)
42. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *Nat. Phys.* **13** 852 (2017)
43. d'Enterria D (for the CMS Collab.) *Nucl. Phys. A* **982** 791 (2019)
44. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **123** 052001 (2019)
45. Kotkin G L et al. *Phys. Rev. C* **59** 2734 (1999)
46. Bertulani C A, Navarra F S *Nucl. Phys. A* **703** 861 (2002)
47. Froissart M *Phys. Rev.* **123** 1053 (1961)
48. Dremin I M *Universe* **6** (1) 4 (2020); *Universe* **6** (7) 94 (2020)
49. Klein S R *Phys. Rev. C* **97** 054903 (2018)
50. Azevedo C, Gonçalves V P, Moreira B D *Eur. Phys. J. C* **79** 432 (2019)
51. Szczurek A, arXiv:1810.06249
52. Breit G, Wheeler J A *Phys. Rev.* **46** 1087 (1934)
53. Dyndal M, Schoeffel L *Phys. Lett. B* **741** 66 (2015)
54. Dremin I *Physics* **1** (1) 33 (2019)
55. Harland-Lang L A, Khoze V A, Ryskin M G *J. High Energ. Phys.* **2016** 182 (2016)
56. Klein S R et al. *Comput. Phys. Commun.* **212** 258 (2017)
57. Harland-Lang L A, Khoze V A, Ryskin M G *Eur. Phys. J. C* **79** 39 (2019)
58. Aleksandrov I A, Plunien G, Shabaev V M *Phys. Rev. D* **100** 116003 (2019)
59. Fradkin E S, Tseytlin A A *Phys. Lett. B* **163** 123 (1985)
60. Antreasyan D et al., Preprint CERN-EP-80-82 (Geneva: CERN, 1980)
61. Greiner M, Vidović M, Soff G *Phys. Rev. C* **47** 2288 (1993)
62. Piotrkowski K *Phys. Rev. D* **63** 071502(R) (2001)
63. Ohnemus J, Walsh T F, Zerwas P M *Phys. Lett. B* **328** 369 (1994)
64. Schul N, Piotrkowski K *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **179–180** 289 (2008)
65. Khoze V A et al. *Eur. Phys. J. C* **68** 125 (2010)
66. Harland-Lang L A et al. *Eur. Phys. J. C* **72** 1969 (2012)
67. Khoze V A, Martin A D, Ryskin M G *J. Phys. G* **44** 055002 (2017)
68. Harland-Lang L A et al. *J. High Energ. Phys.* **2019** 10 (2019)
69. Beresford L, Liu J *Phys. Rev. Lett.* **123** 141801 (2019)
70. Godunov S I et al. *J. High Energ. Phys.* **2020** 143 (2020)
71. 't Hooft G *Nucl. Phys. B* **79** 276 (1974)
72. Abbott B et al. (D0 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 524 (1998)
73. Acharya B et al. (MoEDAL Collab.) *Phys. Lett. B* **782** 510 (2018)
74. Ahern S C, Norbury J W, Poyser W J *Phys. Rev. D* **62** 116001 (2000)
75. Knapen S et al. *Phys. Rev. Lett.* **118** 171801 (2017)
76. Bruce R et al. *J. Phys. G* **47** 060501 (2020)
77. Baldenegro C et al. *Phys. Lett. B* **795** 339 (2019)
78. Shakeri S, Marsh D J E, Xue S-S, arXiv:2002.06123
79. Coelho R O et al. *Phys. Lett. B* **806** 135512 (2020)
80. Sikivie P, arXiv:2003.02206
81. Inan S C, Kisselev A V *J. High Energ. Phys.* **2020** 183 (2020)
82. Richard F, arXiv:1712.06410
83. Çakir O, Ozansoy K O *Eur. Phys. J. C* **56** 279 (2008)
84. Beresford L, Liu J, arXiv:1908.05180
85. Tanabashi M et al. (Particle Data Group) *Phys. Rev. D* **98** 030001 (2018)
86. Bauer D A, Karlovets D V, Serbo V G, arXiv:2006.01377

Ultrapерipheral nuclear interactions

I.M. Dremin

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
E-mail: dremin@lpi.ru

Long-distance ultraperipheral collisions of two relativistic ions are considered. Clouds of photons surrounding the ions are responsible for their distant electromagnetic interaction. The perturbative approach and the method of equivalent photons are described. It is shown that the total cross section of these collisions increases fast with an energy increase and is especially large for heavy ions. Some experimental data and their comparison with theoretical approaches are described. Further proposals are discussed.

Keywords: proton, nucleus, ultraperipheral interactions, cross section, form factor, impact parameter

PACS numbers: **12.20. – m**, **25.75. – q**, **34.50. – s**

Bibliography — 86 references

Received 19 February 2020, revised 24 March 2020

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (8) 811 – 819 (2020)

Physics – Uspekhi **63** (8) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.03.038741>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.03.038741>