

Низкоэнергичные позитроны и гамма-кванты в Галактике

И.М. Дрёмин, Д.О. Чернышов

Проблема рождения низкоэнергичных позитронов в Галактике и последующей электрон-позитронной аннигиляции с образованием гамма-квантов вызвала появление разных гипотез об их источниках. Высокая интенсивность гамма-излучения накладывает определённые ограничения на свойства таких источников. Приводятся оценки вклада космических лучей в производство низкоэнергичных позитронов, ответственных за формирование аннигиляционной линии с энергией 511 кэВ. Хотя темп рождения позитронов в космических лучах не может обеспечить аннигиляционное излучение всей Галактики, их вклад в производство позитронов не является пренебрежимо малым.

Ключевые слова: позитрон, гамма-квант, протон, ядро, излучение, Галактика

PACS numbers: 13.75 Cs, 13.85 Dz, 96.50.S –

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.06.039942>

Содержание

1. Введение (713).
 2. Взаимодействия фотонов (714).
 3. Распады радиоактивных ядер (715).
 4. Взаимодействия космических лучей (716).
 - 4.1. Пороги рождения позитронов в ультрапериферических и сильных взаимодействиях протонов.
 - 4.2. Ультрапериферические электрон-позитронные пары в pp-соударениях.
 - 4.3. Доли рождения позитронов в ультрапериферических и сильных взаимодействиях протонов космических лучей.
 5. Заключение (719).
- Список литературы (720).

1. Введение

Электромагнитное взаимодействие частиц является вторым по значимости после гравитационного взаимодействием во Вселенной. Оно проявляется на многих пространственных и энергетических масштабах: на квантовых масштабах оно отвечает за ионизацию и рекомбинацию, за химические реакции, стимулируя процессы звездообразования. На классических масштабах электромагнитное взаимодействие формирует магнитные поля, которые могут удерживать плазму от разлёта или коллапса, а также переменные магнитные поля могут ускорять заряженные частицы до высоких энергий, создавая космические лучи. На релятивистских квантовых масштабах электромагнитное взаимодействие приводит к появлению новых частиц.

Одним из наиболее интересных и загадочных проявлений электромагнитного взаимодействия является электрон-позитронная аннигиляция в центре Галактики. Интенсивность наблюдаемого аннигиляционного излучения из галактического центра настолько велика, что его открытие произошло более 50 лет назад в экспериментах, выполненных на аэростатах.

Настолько высокий темп аннигиляции позитронов в области нашей Галактики достаточно небольшого размера свидетельствует о каких-то крайне интенсивных процессах генерации позитронов, характерных только для галактического центра. И природа этих процессов, несмотря на более чем полувековую историю наблюдения аннигиляционного излучения, до сих пор остаётся не до конца разрешённой загадкой (см. обзор [1]).

Современные наблюдения за аннигиляционным излучением позволили установить его спектр, что помогло выяснить подробности о жизни и смерти галактических позитронов. Спектральный анализ показал, что аннигиляционное излучение состоит из узкой линии электрон-позитронной аннигиляции, находящейся на энергии 511 кэВ, а также из протяжённого излучения на энергиях ниже 511 кэВ [2]. В то же время протяжённое излучение на энергиях выше 511 кэВ крайне мало [3].

Поскольку линия электрон-позитронной аннигиляции очень узкая, это означает, что аннигилирующие позитроны обладают очень низкой энергией — в противном случае эффект Доплера привёл бы к серьёзному уширению линии. Ширина линии позволяет оценить характерную температуру среды, где происходит аннигиляция, и она оценивается в несколько тысяч градусов, что по галактическим меркам отвечает "тёплой" среде [2, 4–6]. Данная температура недостаточно велика, чтобы полностью ионизовать газ, и, как следствие, нагретый до такой температуры газ может быть как полностью ионизованным, так и нейтральным — в зависимости от физических условий, в которых он находится.

И.М. Дрёмин, Д.О. Чернышов^(*)

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: ^(*)chernyshov@lpi.ru

Статья поступила 25 апреля 2025 г.,
после доработки 2 июня 2025 г.

Ответить на вопрос, в какой фазе находится газ, где аннигилируют позитроны, позволяет аннигиляционное излучение с энергией ниже 511 кэВ. Непрерывный спектр излучения, наблюдаемый ниже 511 кэВ, создаётся аннигиляцией электрона и позитрона с образованием трёх фотонов. Для того чтобы такое явление происходило достаточно часто, электрон и позитрон должны сформировать состояние, называемое (орто)позитронием.

Аннигиляция электрона и позитрона, входящих в состав позитрония, отличается от аннигиляции свободных частиц, поскольку в такой системе должен сохраняться суммарный спин. Поэтому если электрон и позитрон в позитронии имеют сонаправленные спины, и, как следствие, суммарный спин позитрония равен $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$, то и суммарный спин рождённых фотонов тоже должен быть равен 1. Поскольку фотоны обладают спином 1, то полный спин, равный 1, может появиться только в случае аннигиляции в нечётное число фотонов, и наиболее вероятной реализацией будет три фотона (аннигиляция в один фотон запрещена законом сохранения импульса). В случае противоположно направленных спинов электрона и позитрона, аналогичным образом, аннигиляция будет идти в чётное число фотонов, и наиболее вероятной является аннигиляция в два фотона.

Статистическая физика позволяет установить, как часто будет образовываться позитроний с тем или иным взаимным расположением спинов, и оказывается, что (орто)позитроний с сонаправленными спинами образуется в три раза чаще (пара)позитрония. Соответственно, число фотонов в непрерывном спектре будет в $3 \times 3/2 = 4,5$ раза больше, чем в аннигиляционной линии.

Спектральный анализ показал, что соотношение интенсивности аннигиляционного непрерывного спектра и аннигиляционной линии составляет примерно те же самые 4,5 [1], т.е. вся аннигиляция идёт с формированием позитрония. Время жизни позитрония крайне мало (наносекунды от рождения до аннигиляции), и, как мы отметили выше, аннигилирующие частицы должны обладать низкой энергией, поэтому позитроний должен формироваться уже остывшими, низкоэнергичными позитронами.

Формирование позитрония может идти двумя способами: во-первых, позитрон может рекомбинировать со свободным электроном точно так же, как это делает "обычный" ион. Характерный масштаб, на котором происходит взаимодействие, сопоставим с классическим радиусом электрона. Поэтому сечение такого процесса довольно мало и сопоставимо с сечением прямой аннигиляции позитрона и электрона. Чтобы процесс был возможен, в среде должны присутствовать свободные электроны, т.е. среда должна быть ионизована.

Во-вторых, позитрон может перезарядиться, т.е. оторвать электрон у нейтрального атома, например у водорода. Так как энергия связи у электрона в водороде больше, чем в позитронии, то позитрон должен обладать некоторой кинетической энергией, чтобы суметь оторвать электрон от атома. С другой стороны, взаимодействие в таком процессе идёт на масштабах, сопоставимых с размером атома, и поэтому сечение перезарядки на несколько порядков превосходит сечение прямой аннигиляции. Среда, в которой может происходить перезарядка, должна быть нейтральной.

Поскольку мы знаем, что аннигиляция происходит практически исключительно с формированием позитро-

ния, то можно сделать вывод о свойствах среды, в которой позитроны аннигилируют: она должна быть тёплой и слабоионизованной.

Излучение ниже 511 кэВ позволяет сделать вывод о том, как позитроны умирают, а излучение выше 511 кэВ (точнее, его почти полное отсутствие) несёт информацию о том, как позитроны рождаются и остывают. Быстрые позитроны, с энергиями, сильно превосходящими те, которыми они обладают на момент формирования наблюдаемой аннигиляционной линии, также могут аннигилировать с фоновыми электронами. Однако из-за больших скоростей линия аннигиляции таких позитронов будет настолько широкой, что будет представлять из себя непрерывный спектр в диапазоне выше 256 кэВ.

Высокоэнергичные позитроны будут участвовать в двух процессах: они будут терять свою энергию, постепенно остывая до тепловых скоростей, а также они будут аннигилировать в процессе остывания. Чем большей энергией обладают позитроны, тем дольше они будут остывать до тепловых энергий и тем большая их доля будет уничтожена аннигиляцией до того, как они смогут сформировать аннигиляционную линию. Таким образом, чем больше энергия позитрона, тем больше будет поток в непрерывном спектре, созданном позитронами, и в частности в той его части, что расположена выше 511 кэВ [7].

Так как заметного излучения выше 511 кэВ от позитронов не наблюдается, это позволяет серьёзно ограничить их энергию: в зависимости от параметров среды, где проходит охлаждение позитронов (охлаждаться и аннигилировать позитроны могут в разной среде), максимальная энергия позитронов не может превышать 3–10 МэВ [3, 8]. Стоит, правда, отметить, что данные об отсутствии аннигиляционного излучения выше 511 кэВ обладают большой погрешностью, поэтому к полученному выше ограничению надо относиться с осторожностью [1].

Зная свойства аннигиляционного излучения, можно обсудить потенциальные процессы рождения позитронов, что и будет сделано ниже.

2. Взаимодействия фотонов

Один из самых простых процессов, который приводит к рождению позитронов, — процесс, обратный аннигиляции: рождение электрон-позитронной пары при взаимодействии двух фотонов. При этом данные фотоны не обязательно должны быть реальными: так, реальный фотон может взаимодействовать с виртуальным фотоном, созданным ядром или фоновым электроном, или с виртуальным фотоном магнитного поля. Также рождение пары возможно и при взаимодействии двух виртуальных фотонов, рождённых при взаимодействии двух ядер — подробно такой процесс мы обсудим в разделе о космических лучах.

Сечение процесса рождения электрон-позитронной пары при взаимодействии фотонов довольно мало, поэтому требуется высокая концентрация как реальных (большая интенсивность рентгеновского и гамма-излучения и маленький размер объекта), так и виртуальных (сильное магнитное поле, большая плотность плазмы) фотонов.

Таким критериям соответствуют активные [9] или потухшие [10] пульсары (сильное магнитное поле) и

струи от чёрных дыр [11] и двойных систем [12] (высокая концентрация плазмы и излучения). Данные источники сконцентрированы в окрестности центра Галактики, и это может естественным образом объяснить, почему аннигиляционное излучение локализовано в основном в галактическом центре. Однако открытыми остаются вопросы относительно количества производимых ими позитронов, а также энергии этих позитронов.

Пульсары способны рождают электрон-позитронные пары в своей магнитосфере за счёт взаимодействия фотонов с сильным ($10^{11} - 10^{12}$ Гс) магнитным полем. Исходные фотоны при этом должны обладать достаточной энергией для рождения пары (более 1 МэВ) и могут возникать как при магнитотормозном излучении электронов и позитронов в изогнутых магнитных полях пульсара, так и за счёт внешнего гамма-излучения. Интересно, что пульсары, по-видимому, являются источником позитронов высоких энергий (более 10 ГэВ), входящих в состав космических лучей, однако для объяснения линии электрон-позитронной аннигиляции такие энергии слишком велики. В целом не ясно, с какими энергиями позитроны покидают магнитосферу пульсаров, и поэтому сложно сказать, могут ли на них распространяться ограничения по максимальной энергии. В то же время можно с точностью до порядка оценить темп производства позитронов пульсарами. Если вся энергия, которую пульсар тратит на дипольные потери, замедляющие его вращение, уходит на рождение электрон-позитронных пар, то общий темп производства позитронов всеми пульсарами галактического центра составляет около 25 % от наблюдаемого. Потухшие пульсары хуже поддаются оценкам, поскольку их количество нам неизвестно, поэтому их вклад может быть как сопоставим с активными пульсарами, так и пренебрежимо мал.

В двойных системах производство позитронов происходит в джетах — струях плазмы, выбрасываемой системой при аккреции вещества. В такой двойной системе наблюдается высокая плотность вещества и высокая концентрация фотонов, за счёт чего возможно формирование электрон-позитронных пар. На данный момент нет чётких указаний на то, что составляет основную массу джета — протоны или электрон-позитронные пары. Хотя наличие радиоизлучения говорит о присутствии высокоэнергичных электронов и магнитного поля в джетах двойных систем, о частицах низких энергий что-либо сказать сложно.

Модели производства позитронов в двойных системах обходят ограничение по максимальной энергии позитронов, предполагая, что плазма в самом джете холодная, а вся его энергия заключена лишь в непосредственном гидродинамическом движении вещества джета как целого. В таком случае, если джет не сильно релятивистский, то кинетическая энергия входящих в него позитронов также будет достаточно мала. Поскольку электроны джета соседствуют с достаточно холодными позитронами, то из двойных систем должно наблюдаться аннигиляционное излучение. Данное излучение не вносит вклад в наблюдаемую линию электрон-позитронной аннигиляции на 511 кэВ, поскольку излучение джета должно быть сдвинуто по Доплеру из-за движения джета как целого. Однако обнаружение аннигиляционного излучения из двойной системы позволило бы узнать её темп производства позитронов, но, к сожалению, на данный момент надёжного

экспериментального обнаружения такого излучения нет.

Из-за отсутствия экспериментальных данных оценка темпа производства позитронов двойными системами сильно затруднена. Нам не известно ни количество позитронов в джетах, ни темп убегания позитронов из джетов в межзвёздную среду Галактики. Также не ясно, сколько времени двойные системы проводят в активном состоянии и сколько таких систем существует в центре Галактики. Оптимистичные оценки говорят о том, что темп производства позитронов в двойных системах соответствует полному темпу аннигиляций в центре Галактики [13], однако более аккуратные оценки потенциально могут сильно уменьшить их вклад [1].

3. Распады радиоактивных ядер

Если нестабильное атомное ядро обладает избытком протонов, то одним из вариантов его распада будет так называемый β^+ -распад, при котором полный заряд ядра понижается за счёт рождения ядром позитрона. Позитроны, рождённые в таком распаде, обладают небольшими энергиями (как правило, менее 1 МэВ), а нестабильные ядра регулярно производятся в Галактике в ядерных реакциях.

Самым долгоживущим изотопом из распространённых является ^{26}Al с периодом полураспада, равным около 1 млн лет. Данный изотоп производится массивными звёздами, достаточно хорошо распространёнными в Галактике, и за счёт своего огромного времени жизни он может накапливаться в межзвёздной среде. Однако его распад сопровождается гамма-излучением на энергии примерно 1,8 МэВ, и данное излучение Галактики хорошо изучено. Следовательно, и темп распада алюминия-26, и темп производства им позитронов известен с достаточно высокой точностью. В галактическом диске данный изотоп может быть ответственен за 10–20 % наблюдаемого аннигиляционного излучения, однако для объяснения аннигиляционного излучения распадом радиоактивного алюминия требуется предположить, что концентрация данного изотопа была гораздо выше в прошлом и позитроны той эпохи дожили до наших дней, тогда как сам алюминий-26 весь распался [6].

Более короткоживущие изотопы не могут накапливаться в Галактике и, вообще говоря, не могут покинуть ту область газа, где были произведены. Так, образующиеся при вспышках сверхновых помимо ^{26}Al изотопы титана ^{44}Ti и кобальта ^{56}Co обладают временами жизни в 80 лет и 111 дней соответственно. Этого недостаточно для убегания из оболочки сверхновой, и поэтому позитроны будут рождены непосредственно в самой плотной оболочке.

Темп производства этих изотопов надёжно можно установить лишь для сверхновых с коллапсирующим ядром, поскольку имеется наблюдение гамма-линии, образующейся при распаде титана, правда, лишь из одной сверхновой — Кассиопеи А. Зная полную массу титана-44, который образуется в сверхновых данного типа, оценивая их темп взрыва как две сверхновые в 100 лет на Галактику, можно вычислить темп производства позитронов. По таким оценкам он оказывается сопоставим с темпом, получаемым при распаде алюминия-26 [1]. Стоит, правда, отметить, что аналогичная

нестационарная модель в случае с титаном-44 реализуется проще из-за его короткого времени жизни.

Кобальт-56 образуется из ^{56}Ni , который производится в основном в сверхновых типа Ia. Как отмечалось ранее, оба изотопа обладают крайне малым временем жизни и не покидают остаток до своего распада. Так же как и в случае со сверхновыми с коллапсирующим ядром, имеется всего одно наблюдение, позволяющее оценить количество никеля-56 в остатке, полученное для остатка сверхновой SN2014J. Из-за неточной информации о вероятности убегания позитронов из оболочки оценки количества позитронов, производимых сверхновыми первого типа, сильно затруднены. По самым оптимистичным расчётам такие сверхновые могут обеспечить весь наблюдаемый поток аннигиляционного излучения. А в самом консервативном случае их вклад оказывается сопоставим с вкладом алюминия-26 и титана-44 [1].

Другие объекты, которые могут также вносить свой вклад в производство нестабильных ядер, такие как новые звёзды, гиперновые, не наблюдаются в гамма-линиях, поэтому темп производства ими позитронов оценить затруднительно.

Также свой вклад как в нуклеосинтез, так и в непосредственное производство позитронов могут вносить и космические лучи [14] (самым известным примером такого взаимодействия является производство нестабильного ^{14}C в атмосфере Земли). Как правило, вносить свой вклад в производство нестабильных ядер будут низкоэнергетические космические лучи, спектр которых слабо изучен, что вносит неопределённость в результат. В следующем разделе мы рассмотрим, какие оценки вклада космических лучей можно сделать.

4. Взаимодействия космических лучей

Выше мы рассмотрели основные механизмы производства позитронов в Галактике, на данный момент считающиеся доминирующими. Как было отмечено, оценки темпов производства позитронов содержат большую долю неопределённости: если по оптимистичным прогнозам указанные механизмы с запасом обеспечивают необходимый темп производства позитронов в Галактике, то более консервативные оценки оставляют свободу для дополнительных источников позитронов. Таким образом, могут потребоваться дополнительные источники космических лучей в Галактике, в роли которых могут выступать и космические лучи.

Известно, что позитроны входят в состав космических лучей. Так, позитрон был открыт Андерсеном в 1932 г. именно благодаря космическому излучению. При этом позитроны в космических лучах с энергиями ниже 10 ГэВ появляются в результате взаимодействий компонент первичных космических лучей со средой. Среди таких компонент наиболее широко представлены протоны. Их свойства в основном и определяют результаты.

На высоких энергиях доминируют сильные взаимодействия протонов, приводящие к рождению π -мезонов. В частности, распады π^0 -мезонов на два гамма-кванта ответственны за существенную долю гамма-излучения Галактики. Другим продуктом сильных взаимодействий являются π^+ -мезоны, распады которых приводят к появлению позитронов. Высокие пороги рождения и массы мезонов указывают на то, что энергии

образующихся гамма-квантов оказываются также довольно высокими.

Наряду с этим взаимодействие электромагнитных полей протонов в ультрапериферических процессах при столкновениях с большими прицельными параметрами¹ приводит к рождению позитронов (электрон-позитронных пар). Их роль подробно изучалась в работах [15–17].

Характерным отличием электромагнитных и сильных процессов является разница в энергиях, при которых они начинают проявлять себя. За счёт малости электронных масс по сравнению с массами пионов позитроны начинают рождаться электромагнитно при заметно меньших энергиях протонов, чем необходимые для рождения π^+ -мезонов, распадающихся затем на позитроны. Конкуренция степенного спада спектра энергий протонов в космических лучах с энергетическим ростом сечений соответствующих процессов становится решающей в определении их относительной роли при формировании спектра гамма-квантов. Поэтому именно аннигиляция "ультрапериферических" позитронов с электронами среды приводит к появлению наблюдаемого излучения гамма-квантов с энергией 511 кэВ.

4.1. Пороги рождения позитронов в ультрапериферических и сильных взаимодействиях протонов

Необходимым условием рождения новых частиц при столкновении протонов является наличие достаточной энергии. Это условие формулируется естественным образом в их системе центра масс (с.ц.м.) в виде равенства на пороге полной энергии соударения $\sqrt{s_{\text{th}}}$ сумме масс всех частиц в конечном состоянии

$$\sqrt{s_{\text{th}}} = \sum_i m_i. \quad (1)$$

В астрофизических приложениях удобнее использовать лабораторную систему (л.с.) покоя мишени. Лоренц-инвариантность s приводит к пороговой энергии налетающего протона в этой системе, равной

$$E_{\text{lab}} = \frac{s_{\text{th}}}{2m_p} - m_p = m_p \gamma = E_k + m_p = \sqrt{p_{\text{lab}}^2 + m_p^2}, \quad (2)$$

где m_p — масса протона, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ и β обозначают лоренц-фактор и скорость протона в л.с., а E_k и p_{lab} — его кинетическую энергию и импульс соответственно.

Используя эти формулы и значения масс частиц, легко вычислить пороги процессов рождения позитронов в ультрапериферических и сильных взаимодействиях протонов.

- $pp \rightarrow ppe^+e^-$

Процесс возможен уже при очень низких нерелятивистских значениях кинетической энергии и импульса налетающего протона $E_k = 2,05$ МэВ и $p_{\text{lab}} = 60$ МэВ. Соответственно, $\beta = 0,066$, $\gamma = 1,0022$. Аннигиляция позитронов с атомными электронами будет давать вклад гамма-квантов в районе 511 кэВ.

¹ Прицельный параметр — минимальное расстояние между траекториями движения центров соударяющихся протонов. В ультрапериферии он заведомо больше диаметра протона.

• $pp \rightarrow p\pi\pi^+$

Пороговые значения кинетической энергии и импульса заметно выше из-за более высокой массы пиона — $E_k = 290$ МэВ и $p_{\text{lab}} = 780$ МэВ. Соответственно, $\beta = 0,64$, $\gamma = 1,30$, т.е. процесс начинается при субрелятивистских энергиях. Сечение равно нулю на пороге. С увеличением энергии начинается его рост, вызванный обменом виртуальным π^+ -мезоном и образованием $(3/2^+)$ -резонанса $\Delta(1232)$. В результате эффективная область рождения пионов сдвигается от пороговой E_k к более высоким энергиям на его полуширину (около 60 МэВ). Значит, аннигиляция позитронов от их распада будет приводить к гамма-квантам в хвосте их распределения.

4.2. Ультрапериферические электрон-позитронные пары в pp-соударениях

Взаимодействие электромагнитных полей (виртуальных гамма-квантов) сталкивающихся протонов может приводить к рождению позитронов за счёт вылета электрон-позитронных пар в свободном или связанном (позитроний) состоянии, а также с образованием атома водорода и свободного позитрона. С наибольшей вероятностью протекает первый из указанных процессов, поскольку в других необходимо участие дополнительных квантов с подавлением малой константой связи α (см. обзоры [18, 19]). Именно эти (free–free) процессы и рассматриваются в дальнейшем.

4.2.1. Борновское приближение. Борновское приближение квантовой теории поля было использовано в работе Ландау и Лифшица [20] для пертурбативных расчётов асимптотического поведения сечения ультрапериферического рождения электрон-позитронных пар. Как оказалось, это сечение растёт пропорционально кубу логарифма энергии. Для сечения pp-взаимодействий асимптотическая ($\gamma \gg 1$) формула имеет вид

$$\sigma_{\text{up}}(e^+e^-) = \frac{28}{27\pi m_e^2} \alpha^4 \ln^3 \gamma. \quad (3)$$

Здесь m_e — масса электрона, γ — лоренц-фактор налетающего протона в системе покоя партнёра, α — электромагнитная константа связи. При столкновении двух более тяжёлых ядер с зарядами Z_p и Z_t соответственно сечение возрастает в $Z_p^2 Z_t^2$ раз. Асимптотическое выражение (3) подразумевает отсутствие предасимптотических поправок и, в частности, отсутствие какого-либо численного фактора a перед γ в логарифмическом множителе. Значения $a \gg 1$ отвечают позднему наступлению асимптотики, тогда как $a < 1$ приводят к отрицательным сечениям ниже порогов реакций. Попытки оценить этот фактор [22–25] оказались неудачными и приводили к предсказаниям отрицательных значений сечений при субрелятивистских энергиях. Непосредственное использование формулы (3) в монографии [21] для экстраполяции отвечает выбору $a = 1$ и приводит к пренебрежению малым отличием порога реакции γ от единицы. Соответствующая кривая приведена на рис. 1 серой линией. В обзоре [18] было высказано мнение о том, что пертурбативные расчёты приводят лишь к нижним оценкам сечений.

4.2.2. Метод эквивалентных фотонов. Более 100 лет тому назад Ферми [26, 27] вывел формулу для интенсивности

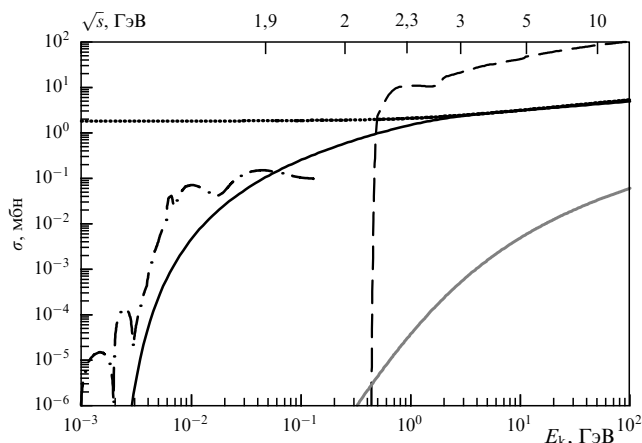


Рис. 1. Сечения производства позитронов различными реакциями как функция кинетической энергии протона. Ультрапериферические столкновения протонов показаны сплошной чёрной линией (метод эквивалентных фотонов с учётом ограничений по энергии), чёрной пунктирной линией (метод эквивалентных фотонов без учёта ограничений по энергии) и серой линией (борновское приближение). Штриховая линия — сильные протон-протонные столкновения. Штрихпунктирная линия — сечения производства β^+ -нестабильных изотопов протонами. Сверху для сравнения также приведена полная энергия в системе центра масс $\sqrt{s}$.

электромагнитного поля, создаваемого движущимся заряженным объектом. Впоследствии Вайцеккер [28] и Вильямс [29] независимо использовали её для разработки метода эквивалентных фотонов. Сейчас этот метод широко применяется при описании ультрапериферических процессов [30, 31].

Распределение эквивалентных фотонов, рождённых полем движущегося ядра с зарядом Ze , является исходным элементом метода. Фотоны несут совсем небольшую долю x начальной энергии ядра. После интегрирования по поперечным импульсам до определённого предела [21, 30] поток эквивалентных фотонов имеет вид

$$\frac{dn}{dx} = \frac{2Z^2\alpha}{\pi x} \ln \frac{u(Z)}{x}. \quad (4)$$

Фактор $u(Z)$ учитывает структуру ядра. Наличие множителя $1/x$ перед и под логарифмом подчёркивает преимущество рождения лептонных пар с малыми массами. Фактически он определяет, насколько легко создать виртуальную лептонную пару внутри адрона и оказывается порядка отношения адронных масс к лептонным.

Сечение рождения электрон-позитронной пары можно записать в виде свёртки потоков фотонов в сталкивающихся ядрах с полным сечением их превращения в e^+e^- -пару:

$$\sigma_{\text{up}}(e^+e^-) = \int dx_1 dx_2 \frac{dn}{dx_1} \frac{dn}{dx_2} \sigma_{\gamma\gamma}^{e^+e^-}. \quad (5)$$

Как и в формуле (3), сечение оказывается обратно пропорциональным квадрату массы партнёров лептонной пары, что определяет преимущество e^+e^- -пар. Опушенный там фактор a перед γ для e^+e^- довольно большой, что указывает на медленное приближение к асимптотике. Попытка экстраполировать получающиеся результаты в область более низких энергий сталкивающихся протонов оказывается неудачной (см.

пунктирную кривую на рис. 1), так как явно не учитывает поведение сечений вблизи порога. Простейшее необходимое условие такого учёта состоит в требовании, чтобы энергия виртуальных фотонов не превышала кинетическую энергию протона. Для вычисления спектра виртуальных фотонов можно использовать уравнение (1) из работы [31], наложив ограничение на полную энергию фотонов в виде условия

$$\sqrt{q_{\perp}^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2} \leq (\gamma - 1)m_p, \quad (6)$$

где $q_{\perp}$ — поперечная компонента импульса фотона, m_p — масса протона. Соответствующее сечение показано на рис. 1 сплошной чёрной линией. Оно оказывается заметно выше экстраполяции сечений борновского приближения и будет использовано в дальнейшем для расчётов доли рождения позитронов в ультрапериферических процессах.

Для сравнения на рис. 1 также приведено сечения производства позитронов космическими лучами за счёт нуклеосинтеза нестабильных изотопов из распространённых фоновых ядер (штрихпунктирная линия) [14, 41]. Видно, что данное сечение на низких энергиях сопоставимо с сечением ультрапериферических процессов.

4.3. Доли рождения позитронов в ультрапериферических и сильных взаимодействиях протонов космических лучей

Для расчёта долей позитронов, производимых космическими лучами, надо вычислить произведение инклюзивных сечений соответствующих процессов на энергетический спектр космических лучей.

Для сильных взаимодействий задача определения спектра космических лучей не представляет сложности: помимо производства позитронов, данный тип взаимодействия также сопровождается производством гамма-фотонов. Путём непосредственного измерения яркости гамма-излучения тех или иных объектов Галактики можно установить как темп производства в них позитронов, так и спектр протонов космических лучей [32, 33] в диапазоне энергий выше порога производства гамма-излучения сильными взаимодействиями.

В то же время определение спектра протонов для ультрапериферических взаимодействий является более сложной задачей. Как видно из рис. 1, наиболее интересным для производства позитронов диапазоном энергий является диапазон от 10 до 400 МэВ: на данных энергиях сечение ультрапериферического процесса всё ещё достаточно велико, а порог запуска сильных взаимодействий всё ещё не достигнут. В то же время, из-за того что сильные взаимодействия на этих энергиях не работают, использовать гамма-излучение для оценки спектра протонов на данных энергиях затруднительно.

Поскольку протоны в диапазоне энергий ниже 400 МэВ не производят интенсивного гамма-излучения, определение их спектра является непростой задачей. Непосредственные измерения спектра космических лучей в окрестности Земли на низких энергиях осложнены их взаимодействием с солнечным ветром, который буквально "выметает" низкоэнергетические космические лучи из Солнечной системы (солнечная модуляция). В выбранным нами диапазоне от 10 до примерно 100 МэВ также появляется так называемая "аномальная" компо-

нента космических лучей [34], которая не связана с галактическими космическими лучами, а появляется из-за ускорения космических лучей в Солнечной системе. Поскольку нас интересует производство позитронов в Галактике, то интерес представляет именно галактическая компонента космических лучей, а влияние Солнца на спектр при оценках темпа производства позитронов необходимо свести к минимуму.

На данный момент единственным источником прямых измерений спектра космических лучей за пределами сферы влияния Солнца являются космические аппараты Вояджер-1 [35] и Вояджер-2 [36]. Измерения, выполненные на данных аппаратах, показали, что спектр протонов космических лучей становится более пологим на низких энергиях в сравнении со спектром на энергиях выше 10 ГэВ [27], где, вплоть до 3×10^{15} эВ, протоны следуют практически точному степенному спектру с показателем $-2,7$.

Уплотнение спектра космических лучей на низких энергиях может быть связано со множеством факторов: на спектр могут влиять как особенности ускорения и распространения космических лучей в Галактике, так и процессы в локальной окрестности Солнечной системы. По этим причинам вояджеровский спектр космических лучей может быть характерен только для нашей локальной окрестности, а в других областях Галактики спектр протонов может существенно отличаться. Поскольку данный факт создаёт неопределённость в выборе спектра протонов, мы будем использовать две оценки.

В качестве разумной оценки спектра протонов "сверху" мы будем использовать экстраполяцию спектра высокоэнергетических протонов из области высокой энергии, считая, что их спектральный индекс (в импульсном пространстве) сохраняется равным $-2,7$:

$$\frac{dn}{dp_{\text{lab}}} \approx A p_{\text{lab}}^{-2,7}, \quad (7)$$

где нормировка A взята из соответствия на высоких энергиях спектру из работы [37].

В качестве разумной оценки "снизу" мы будем использовать аппроксимацию вояджеровского спектра, взятую из работы [38] (модель L). Помимо прочего, данный спектр хорошо воспроизводит наблюдаемый темп ионизации молекулярного газа в близких к нам молекулярных облаках [39].

Для оценки вклада сильных взаимодействий использовалась свёртка значений инклюзивных сечений рождения π^+ , известных из экспериментов (см. [40]), с указанным выше спектром. Результат приведён на рис. 2 справа.

К сожалению, экспериментальных данных о сечении ультрапериферических процессов в этой области энергий нет. Поэтому приходится использовать теоретические оценки, но и они достоверны только при асимптотически высоких энергиях. Экстраполяции известных аналитических выражений в область низких энергий неоднозначны и отличаются для результатов, полученных в борновском приближении (оценки снизу) и приближении эквивалентных фотонов (оценки сверху). Если использовать сечения, полученные нами (см. чёрную сплошную кривую на рис. 1) в приближении эквивалентных фотонов, наиболее благоприятствующие вкладу ультрапериферических процессов, то в результате их свёртки с упомянутым спектром получаются кривые, приведённые

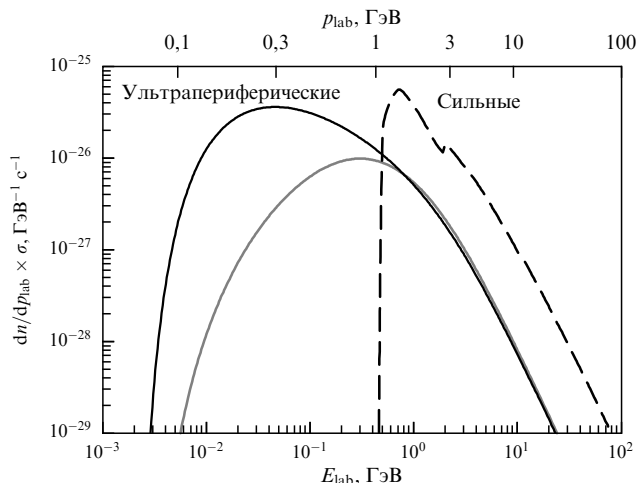


Рис. 2. Доли рождения позитронов в ультрапериферических (слева) и сильных (справа) взаимодействиях протонов космических лучей с энергией E_{lab} с галактическими протонами. Чёрные кривые соответствуют степенному спектру протонов с показателем $-2,7$, серая кривая — вояджеровскому спектру. Сверху приведён соответствующий импульс протонов.

слева на рис. 2. Чёрная линия соответствует степенному спектру протонов, а серая — вояджеровскому.

Наглядно видно, что позитроны рождаются в ультрапериферических процессах, протекающих при значительно меньших энергиях протонов, нежели процессы сильных взаимодействий. Максимумы кривых сдвинуты по импульсам почти на 1 ГэВ. Значит, и рождённые позитроны обладают заметно меньшей энергией в ультрапериферии. Максимум рождения позитронов на правой кривой расположен при импульсах протонов вблизи 1,1 ГэВ. Его положение определяется резонансом $\Delta(1232)$. За счёт этого эффективный порог рождения пионов в сильных взаимодействиях оказывается существенно выше приведённой ранее оценки в 290 МэВ. Рост неупругого сечения начинается фактически вплотную к максимуму при $p_{\text{lab}} = 1,07$ ГэВ из-за малой ширины резонанса 60 МэВ, что ясно видно на рис. 2.

Относительные доли ультрапериферических и сильных взаимодействий протонов получаются в виде отношения площадей под соответствующими кривыми, которое равно примерно

$$R \approx 0,3 \quad (8)$$

для степенного спектра частиц и примерно 0,2 для вояджеровского спектра. Таким образом, ультрапериферические процессы рождения электрон-позитронных пар способны внести заметный вклад в долю позитронов в космических лучах даже при учёте только протон-протонных взаимодействий. При этом, как видно, от выбора спектра протонов результат зависит довольно слабо.

Особо отметим, что разница в спектрах позитронов из двух обсуждаемых источников проявится и в различии спектров гамма-квантов при аннигиляции позитронов с электронами среды. В частности, мягкие позитроны будут давать заметный вклад в наблюдаемый пик гамма-квантов с энергией 511 кэВ. Как видно на рис. 2, максимум рождения ультрапериферических пар приходится на протоны с импульсом около 300 МэВ, т.е. со скоростью $\beta \approx 0,3$. Компоненты пары движутся примерно с той же скоростью. Если позитрон рождённой пары

аннигилирует с покоящимся атомным электроном среды, то их полная энергия переходит к гамма-квантам. Массы аннигилирующих частиц и начальный импульс позитрона p_p обеспечивают продольные p_l и поперечные p_t компоненты импульсов гамма-квантов, которые согласно законам сохранения равны $p_l = p_p/2$ и $p_t = \sqrt{s_{\text{ep}}}/2$, где $s_{\text{ep}} = p_p^2 + 4m_e^2$. Соответственно, энергии рождённых фотонов ω_γ будут равны

$$\omega_\gamma = 0,5 \sqrt{s_{\text{ep}} + p_p^2} = m_e \sqrt{1 + \frac{\beta^2}{2}} \approx 1,02 m_e. \quad (9)$$

Таким образом, данные гамма-кванты дают существенный вклад в наблюдаемый пик. Возможные потери импульса позитроном на пути до встречи с электроном среды приводят к уменьшению величины скорости β и приближению энергий гамма-квантов к 511 кэВ.

Важно отметить, что сечения ультрапериферических взаимодействий протонов космических лучей пропорциональны квадратам электрических зарядов сталкивающихся партнёров. Соответственно, оценку в формуле (8) следует заметно увеличить, если в качестве таких партнёров выступают более тяжёлые ядра.

5. Заключение

Как видно из этого краткого обзора, количественное описание формы энергетического спектра гамма-квантов в Галактике до сих пор вызывает серьёзные проблемы. Высокая интенсивность излучения и наличие в его спектре пика при энергии 511 кэВ требуют объяснения. Оценки мощности предполагаемых источников содержат много неопределённости и часто оказываются ниже того, что требуют наблюдения аннигиляционной линии.

Наиболее распространённой точкой зрения является предположение, что основная доля аннигилирующих позитронов в Галактике производится при аккреции в двойных системах, а также при распаде радиоактивных ядер, которые создаются при взрывах сверхновых. Хотя космические лучи бесспорно являются источником ультрапериферических позитронов, обычно они не рассматриваются как источник позитронов, ответственных за аннигиляционное излучение. При этом для оценки вклада космических лучей в литературе обычно исследуется релятивистская компонента космических лучей, а нерелятивистская часть их спектра игнорируется.

В данном обзоре мы рассмотрели, как космические лучи низких, нерелятивистских энергий могут производить позитроны. В отличие от релятивистских частиц, которые участвуют в сильных взаимодействиях и производят заряженные пионы, распадающиеся впоследствии на позитроны, нерелятивистские частицы производят электрон-позитронные пары напрямую, вступая в электромагнитное взаимодействие.

Хотя сечение рождения электрон-позитронных пар при электромагнитном взаимодействии очень мало, оно может быть скомпенсировано тем, что концентрация нерелятивистских космических лучей превосходит концентрацию релятивистских космических лучей и может быть достаточно велика, чтобы их вклад в общее производство позитронов был заметным.

Благодарности. Авторы благодарны В.Г. Терзиеву за помощь в редактировании статьи.

Список литературы

1. Siegert T *Astrophys. Space Sci.* **368** 27 (2023)
2. Churazov E et al. *New Astron. Rev.* **90** 101548 (2020)
3. Beacom J F, Yüksel H *Phys. Rev. Lett.* **97** 071102 (2006)
4. Churazov E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **357** 1377 (2005)
5. Churazov E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411** 1727 (2011)
6. Prantzos N et al. *Rev. Mod. Phys.* **83** 1001 (2011)
7. Агаронян Ф А, Атоян А М *Письма в Астрон. журн.* **7** 714 (1981); Agaronyan F A, Atoyan A M *Astron. Lett.* **7** 395 (1981)
8. Sizun P, Cassé M, Schanne S *Phys. Rev. D* **74** 063514 (2006)
9. Wang W, Pun C S J, Cheng K S *Astron. Astrophys.* **446** 943 (2006)
10. Istomin Ya N, Chernyshov D O, Sob'yanin D N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **498** 2089 (2020)
11. Liang E P, Dermer C D *Astrophys. J. Lett.* **325** L39 (1988)
12. Bartels R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **480** 3826 (2018)
13. Panther F H *Galaxies* **6** (2) 39 (2018)
14. Pshirkov M S *Phys. Rev. D* **94** 103002 (2016)
15. Dremine I M *Universe* **7** (2) 42 (2021)
16. Chernyshov D, Dogiel V, Dremine I *Physics* **6** (1) 251 (2024)
17. Дремин И М, Чернышов Д О *Письма в ЖЭТФ* **120** 79 (2024); Dremine I M, Chernyshov D O *JETP Lett.* **120** 79 (2024)
18. Budnev V M et al. *Phys. Rep.* **15** 181 (1975)
19. Дрёмин И М *УФН* **190** 811 (2020); Dremine I M *Phys. Usp.* **63** 758 (2020)
20. Landau L D, Lifshitz E M *Phys. Z. Sowjetunion* **6** 244 (1934)
21. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Релятивистская квантовая теория* Ч. 1 (М.: Наука, 1968) с. 458, 461; Пер. на англ. яз.: Berestetskii V B, Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Relativistic Quantum Theory* Vol. 1 (Oxford: Pergamon Press, 1971)
22. Racah G *Nuovo Cimento* **14** 93 (1937)
23. Bertulani C A, Baur G *Phys. Rep.* **163** 299 (1988)
24. Lee R N, Mingulov K T *Phys. Lett. B* **757** 207 (2016)
25. Obratsov I V, Milstein A I *Phys. Lett. B* **820** 136514 (2021)
26. Fermi E *Nuovo Cimento* **2** 143 (1925)
27. Fermi E Z. *Phys.* **29** 315 (1924)
28. Weizsäcker C F v. Z. *Phys.* **88** 612 (1934)
29. Williams E J *Phys. Rev.* **45** 729 (1934)
30. Высоцкий М И, Жемчугов Е В *УФН* **189** 975 (2019); Vysotsky M I, Zhemchugov E V *Phys. Usp.* **62** 910 (2019)
31. Godunov S I et al. *Eur. Phys. J. C* **82** 1055 (2022)
32. Aharonian F A, Atoyan A M *J. Phys. G* **17** 1769 (1991)
33. Black J H, Fazio G G *Astrophys. J.* **185** L7 (1973)
34. Cummings A C, Stone E C, Steenberg C D *Astrophys. J.* **578** 194 (2002)
35. Cummings A C et al. *Astrophys. J.* **831** 18 (2016)
36. Stone E C et al. *Nat. Astron.* **3** 1013 (2019)
37. Aguilar M et al., AMS Collab. *Phys. Rep.* **894** 1 (2021)
38. Padovani M et al. *Astron. Astrophys.* **614** A11 (2018)
39. Obolentseva M et al. *Astrophys. J.* **973** 142 (2024)
40. Kamae T et al. *Astrophys. J.* **647** 692 (2006)
41. Чернышов Д О и др. *Письма в Астрон. журн.* **50** 627 (2024); Chernyshov D O et al. *Astron. Lett.* **50** 593 (2024)

Low-energy positrons and gamma photons in the Galaxy

I.M. Dremine, D.O. Chernyshov^(*)*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation**E-mail: ^(*)chernyshov@lpi.ru*

The problem of low-energy positron production in the Galaxy and subsequent annihilation of these positrons into gamma rays have produced many different hypotheses on the sources. The high intensity of gamma-ray emission sets certain limitations on the properties of these sources. In this review, we provide estimations of the contribution of cosmic rays to the production of low-energy positrons responsible for the formation of the 511-keV annihilation line. Despite cosmic rays being unable to provide a sufficient positron production rate to explain the annihilation emission of the whole Galaxy, their contribution is not negligible.

Keywords: positrons, gamma photons, protons, nuclei, emission, Galaxy

PACS numbers: 13.75 Cs, 13.85 Dz, 96.50.S–

Bibliography — 41 references

*Received 25 April 2025, revised 2 June 2025**Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **195** (7) 713–720 (2025)*Physics – Uspekhi* **68** (7) (2025)DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.06.039942>DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.06.039942>