

# Рождение позитронов космическими лучами

И. М. Дремин, Д. О. Чернышов<sup>1)</sup>

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 мая 2024 г.

После переработки 14 июня 2024 г.

Принята к публикации 20 июня 2024 г.

Показано, что электромагнитные взаимодействия протонов космических лучей дают заметный вклад в рождение позитронов. Это обусловлено малостью порога появления электрон-позитронной пары по сравнению с порогами рождения пионов в сильных взаимодействиях в сочетании с быстрым падением энергетического спектра космических лучей. При этом рожденные позитроны оказываются мягкими, а их аннигиляция с электронами среды приводит к появлению наблюдаемой линии 511 кэВ в спектре гамма-квантов.

DOI: 10.31857/S1234567824140015, EDN: AYCLBQ

**1. Введение.** Наблюдения галактических гамма-квантов выявили заметную структурность их спектра с резким пиком при энергии 511 кэВ и плавным спадом при более высоких энергиях (см. недавний обзор [1]). Появление пика естественным образом связывается с рождением мягких позитронов и их последующей аннигиляцией с атомными электронами окружающей среды. Общее число аннигиляций позитронов в Галактике, в соответствии с измеренной интенсивностью электрон-позитронной линии 511 кэВ, составляет около  $5 \times 10^{43}$  анн/с. При этом примерно  $2 \times 10^{43}$  аннигиляций приходится на галактический балдж, и  $3 \times 10^{43}$  соответствуют диску Галактики. Происхождение таких позитронов на данный момент точно не известно.

Одним из источников могут служить распады радиоактивных изотопов  $^{26}\text{Al}$  и  $^{44}\text{Tl}$  при взрывах сверхновых. Темпы производства позитронов в Галактике путем распада этих ядер составляют, соответственно,  $3 \times 10^{42}$  и  $2 \times 10^{42} e^+/с$ , что на порядок ниже темпа, требуемого для обеспечения наблюдаемой интенсивности линии 511 кэВ. В отношении же других источников, включающих распад  $^{56}\text{Ni}$ , а также рождение электрон-позитронных пар в магнитосферах пульсаров и компактных двойных систем, существуют лишь теоретические оценки [1].

Другим источником могут быть взаимодействия космических лучей со средой, в составе которых наиболее широко представлены протоны. Поэтому здесь мы ограничимся анализом протон-протонных взаимодействий. При этом новым элементом будет утверждение о том, что помимо сильных взаимодействий с рождением пионов важную роль могут

играть и ультрапериферические процессы с образованием электрон-позитронных пар в электромагнитных полях сталкивающихся протонов. Такая гипотеза высказывалась нами и ранее [2, 3]. Основные оценки приведены ниже.

Производство позитронов космическими лучами за счет сильных взаимодействий поддается ограничению по генерации сопутствующего гамма-излучения из-за распада нейтральных пионов. В работе [4] дана его оценка, равная  $1-2 \times 10^{42} e^+/с$ . Поскольку данная оценка привязана к экспериментально наблюдаемой интенсивности гамма-излучения, ее можно считать достаточно надежной. При этом, как видно, такой вклад космических лучей в производство позитронов даже в диске составляет не более 10 % от требуемых значений.

Характерным отличием ультрапериферических и сильных процессов является разница в энергиях, при которых они начинают проявлять себя. За счет малости электронных масс по сравнению с массами пионов позитроны начинают рождаться электромагнитно при заметно меньших энергиях протонов, нежели те, которые возникают из распадов  $\pi^+$ -мезонов. Конкуренция степенного спада спектра энергий протонов в космических лучах с ростом сечений соответствующих процессов становится решающей в определении их относительной роли.

Помимо этого, важно отметить, что “ультрапериферические” позитроны оказываются намного мягче “сильных”. Поэтому они будут аннигилировать с образованием наблюдаемой линии 511 кэВ, тогда как для позитронов, рожденных в сильных взаимодействиях, для образования линии требуется охлаждение до нерелятивистских энергий. В результате сформируется континуум при более высоких энергиях

<sup>1)</sup>e-mail: chernyshov@ipi.ru

ях (см., например, [5]). Таким образом, в отличие от “ультрапериферических” позитронов, лишь малая доля произведенных “сильных” позитронов вносит вклад в излучение в линии 511 кэВ.

**2. Пороги рождения позитронов в ультрапериферических и сильных взаимодействиях.** 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  $\sqrt{s_{th}}$  сумме масс всех частиц в конечном состоянии

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

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

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

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

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  $p_{lab} = 60$  МэВ. Соответственно,  $\beta = 0.066$ ,  $\gamma = 1.0022$ .

- $pp \rightarrow pn\pi^+$

Пороговые значения кинетической энергии и импульса заметно выше из-за более высокой массы пиона –  $E_k = 290$  МэВ и  $p_{lab} = 780$  МэВ. Соответственно,  $\beta = 0.64$ ,  $\gamma = 1.30$ , т.е. процесс начинается при субрелятивистских энергиях.

**3. Позитроны в ультрапериферических и сильных взаимодействиях космических лучей.** Для расчета долей позитронов в космических лучах надо вычислить произведение инклюзивных сечений соответствующих процессов на энергетический спектр космических лучей.

В данной работе мы воспользуемся консервативной оценкой “сверху” на спектр галактических космических лучей, взяв его в степенном виде:

$$dn/dp_{lab} \propto p_{lab}^{-2.7}. \quad (3)$$

Очевидно, что данная аппроксимация спектра космических лучей корректна лишь в ограниченной об-

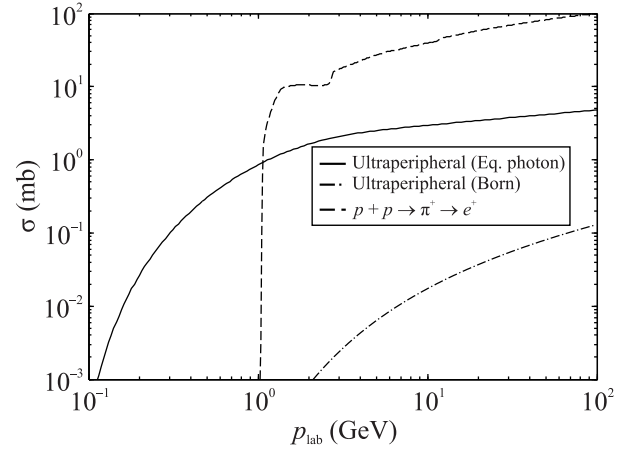


Рис. 1. Сплошная кривая воспроизводит сечение рождения электрон-позитронной пары, вычисленное нами [3] с помощью метода эквивалентных фотонов. Пунктирная кривая отвечает инклюзивному сечению неупругого рождения  $\pi^+$ -мезонов в сильных взаимодействиях, широко используемому при расчетах в космических лучах [6, 7]. Наглядно видно большое отличие пороговых импульсов. Штрих-пунктирная кривая соответствует сечению рождения электрон-позитронной пары, полученному в борновском приближении [8]

ласти энергий. Однако, как мы покажем ниже, из-за сильной зависимости сечения производства позитронов от энергии протонов важными являются импульсы протонов выше 100 МэВ, где формула (3) верна по порядку величины.

Инклюзивные сечения рождения  $\pi^+$  доступны из экспериментов (см. рис. 1). К сожалению, экспериментальных данных о сечении ультрапериферических процессов в этой области энергий нет. Поэтому приходится использовать теоретические оценки, но и они существуют 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) (см. [3]). В результате свертки сечений со спектром космических лучей получаются кривые, приведенные на рис. 2. 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, т.е. и рожденные позитроны обладают заметно меньшей энергией в ультрапериферии. Максимум рождения позитронов на правой кривой рас-

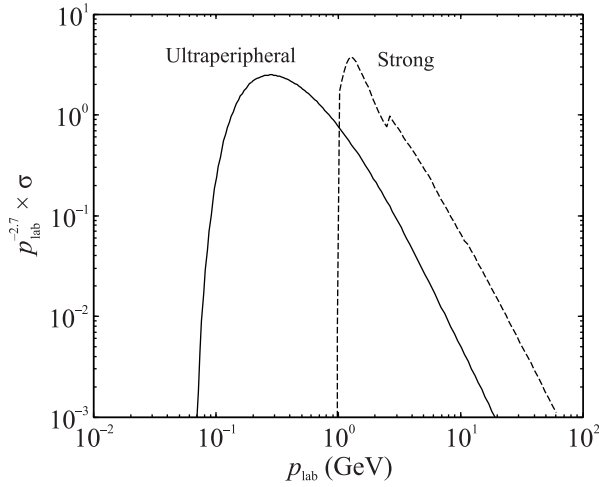


Рис. 2. Доли рождения позитронов в ультрапериферических (слева) и сильных (справа) взаимодействиях протонов космических лучей с импульсом  $p_{\text{lab}}$  с протонами среды

положен при импульсах протонов вблизи 1.1 ГэВ. Его положение определяется резонансом  $\Delta(1232)$ . Порог рождения пионов в сильных взаимодействиях оказывается даже выше приведенной ранее оценки импульса в 780 МэВ. Рост неупругого сечения начинается фактически слева от максимума при  $p_{\text{lab}} = 1.07$  ГэВ, если в приводимых выше оценках учесть ширину резонанса 60 МэВ, Это ясно видно и на рис. 1.

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

$$R \approx 0.38. \quad (4)$$

Таким образом, если оценка методом эквивалентных фотонов верна, ультрапериферические процессы рождения электрон-позитронных пар способны внести заметный вклад в долю позитронов в космических лучах. Роль ультрапериферического процесса усиливается при учете взаимодействий тяжелых ионов (за счет пропорциональности сечений квадратам их зарядов) примерно на 20 %, если оценить ее как  $\sum_i \rho_i (Z_i^2 - 1)$ , где  $\rho_i$  – доли ионов с зарядом  $Z_i$  в космических лучах.

Следует особо отметить важную разницу в спектрах позитронов из двух обсуждаемых источников. Соответственно этому проявится и различие в спектрах гамма-квантов при аннигиляции позитронов с электронами среды. В частности, мягкие позитроны будут давать заметный вклад в наблюдаемый (но пока необъясненный) 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 рожденной 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  $p_t = \sqrt{s_{ep}}/2$ , где  $s_{ep} = p_p^2 + 4m_e^2$ . Соответственно, энергии рожденных фотонов  $\omega_\gamma$  будут равны

$$\omega_\gamma = 0.5 \sqrt{s_{ep} + p_p^2} = m_e \sqrt{1 + \frac{\beta^2}{2}} \approx 1.02 m_e. \quad (5)$$

Значит, такие гамма-кванты дают существенный вклад в наблюдаемый пик. Возможные потери импульса позитроном на пути до встречи с электроном среды приводят к уменьшению величины скорости  $\beta$  и приближению энергий гамма-квантов к 511 кэВ.

В работе [3] мы подробно сопоставили результаты вычислений ультрапериферических сечений в борновском приближении и методом эквивалентных фотонов. Их экстраполяции в область субрелятивистских энергий протонов неоднозначны и позволяют говорить лишь о верхнем и нижнем пределах в этой области. Это наглядно видно на рис. 1. В случае борновского приближения (т.е. при оценке по нижнему пределу) отношение  $R$  становится пренебрежимо малым и заметного влияния ультрапериферический процесс оказывать не будет.

**4. Заключение.** Мы сравнили два процесса, приводящих к рождению позитронов при взаимодействии космических лучей с фоновой плазмой: производство позитронов при сильных взаимодействиях через распад заряженных пионов и производство электрон-позитронных пар в электромагнитных взаимодействиях. Приведенные в рамках метода эквивалентных фотонов оценки показывают, что рождение  $e^+e^-$ -пар при взаимодействии космических лучей с веществом способно приводить к потокам позитронов, сопоставимым с рожденными при сильных взаимодействиях. Важным отличием является то, что электромагнитные взаимодействия рождают пары с низкой энергией, не превышающей нескольких МэВ, тогда как при сильных взаимодействиях позитроны получают энергию 100 МэВ и выше. Таким образом, электромагнитные взаимодействия космических лучей с плазмой могут оказывать вклад в электрон-позитронную аннигиляционную линию, сопоставимый или даже превосходящий вклад от их сильных взаимодействий.

**Финансирование работы.** Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект #23-22-00068, <https://rscf.ru/project/23-22-00068/>).

**Конфликт интересов.** Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. T. Siegert, *Astrophys. Space Sci.* **368**, 27 (2023).
2. I. M. Dremin, *Universe* **7**, 42 (2021).
3. D. Chernyshov, V. Dogiel, and I. Dremin, *Physics* **6**, 251 (2024).
4. T. A. Porter, I. V. Moskalenko, A. W. Strong, E. Orlando, and L. Bouchet, *Astrophys. J.* **682**, 400 (2008).
5. N. Guessoum, P. Jean, and W. Gillard, *Astron. Astrophys.* **436**, 171 (2005).
6. T. Kamae, N. Karlsson, T. Mizuno, T. Abe, and T. Koi, *Astrophys. J.* **647**, 692 (2006).
7. S. R. Kelner, F. A. Aharonian, and V. V. Bugayov, *Phys. Rev. D* **74**, 034018 (2006).
8. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Теоретическая физика. Квантовая электродинамика*, Наука, М. (1989).