

ПРОИЗВОДСТВО ПОЗИТРОНОВ В ЦЕНТРЕ ГАЛАКТИКИ СУБРЕЛЯТИВИСТСКИМИ ПРОТОНАМИ И ЯДРАМИ

© 2024 г. Д. О. Чернышов^{1*}, В. А. Догель¹, И. М. Дремин¹, А. М. Киселев¹, А. В. Копьев¹

¹Физический институт им. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 08.11.2024 г.

После доработки 28.11.2024 г.; принята к публикации 12.12.2024 г.

Предложены альтернативные процессы генерации позитронов, производящих аннигиляционную линию 511 кэВ в балдже Галактики, космическими лучами. Поскольку релятивистские космические лучи, помимо позитронов, производят и вторичные гамма-кванты, поток которых ограничен экспериментально, мы рассматриваем субрелятивистские частицы. Частицы с энергиями ниже порога производства заряженных пионов могут рождать позитроны в двух процессах: непосредственным производством электрон-позитронных пар при электромагнитном взаимодействии (ультрапериферические столкновения) и путем создания нестабильных изотопов за счет реакции скалывания или протонного захвата. Данные процессы характеризуются сечениями, которые малы на нерелятивистских энергиях и быстро возрастают с увеличением скорости частиц. Оптимальные скорости протонов лежат в диапазоне примерно 0.1–0.3 скорости света. При таких скоростях сечение рождения позитронов достаточно велико, но производство гамма-квантов все еще мало. Следовательно, для производства позитронов требуются специальные источники космических лучей, в которых рождается большое количество субрелятивистских частиц в указанном диапазоне скоростей. В качестве таких источников мы рассматриваем быстрые оптические транзиенты и приливные разрушения звезд центральной черной дырой. Характерные скорости ветров в данных объектах составляют десятки доли скорости света. Если эффективность ускорения заряженных частиц до релятивистских энергий невелика, то данные ветра способны производить требуемое количество позитронов. Также мы показываем, что энергии, выделяемой в процессах приливных разрушений звезд, достаточно для производства требуемого числа позитронов.

Ключевые слова: аннигиляционная линия, космические лучи, оптические транзиенты.

DOI: 10.31857/S0320010824100012, EDN: NBUBMS

ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения Галактики в гамма-диапазоне обнаружили излучение линии электрон-позитронной аннигиляции с характерной энергией 511 кэВ. При этом аннигиляционное излучение из балджа Галактики выделяется на фоне излучения других частей Галактики как по интенсивности, так и морфологически. Излучение балджа сосредоточено в квази-сферической области размером $6^\circ - 8^\circ$, а темп электрон-позитронной аннигиляции в этой области оценивается в 10^{43} анн/с (см., например, обзор Чуразова и др., 2020).

Поскольку линия 511 кэВ довольно узкая, то позитроны должны быть тепловыми, с малым характерным временем аннигиляции (Буссард и др., 1979). В таком случае в Галактике должны быть объекты, которые постоянно производят позитроны.

Таковыми источниками позитронов могут быть пульсары (Ванг и др., 2006; Истомин и др., 2020), джеты черных дыр (Лианг, Дермер, 1988), двойные системы (Бартелс и др., 2018), взрывы сверхновых (см., например, Крокер и др., 2017). Данные процессы рассмотрены, например, в обзоре Пранцзоса и др. (2011).

Также одним из естественных процессов может

быть генерация позитронов за счет взаимодействия космических лучей (КЛ) с межзвездным газом. Наиболее известным процессом такого рода являются сильные протон-протонные столкновения, которые, в частности, вносят существенный вклад в производство высокоэнергичных позитронов, входящих в состав КЛ. При данном взаимодействии протонов происходит рождение нейтральных и заряженных пионов, которые впоследствии распадаются на гамма-кванты и позитроны соответственно, причем количество произведенных квантов и заряженных частиц примерно одинаково (см., например, оценки в работе Атояна, 1992). Эта оценка затрудняет объяснение аннигиляционного излучения из галактического балджа протон-протонными столкновениями, поскольку наблюдаемый темп производства гамма-квантов от распада нейтральных пионов более чем на порядок меньше наблюдаемого темпа электрон-позитронной аннигиляции. С другой стороны, нестационарность процесса производства позитронов может частично решить данную проблему (Ченг и др., 2006, 2007).

Масса покоя заряженного пиона составляет около 140 МэВ, поэтому рожденные при его распаде вторичные позитроны обладают энергией, превышающей 30 МэВ. Таким образом, для формирования

*Электронный адрес: chernyshov@lpi.ru

аннигиляционной линии 511 кэВ позитроны должны остыть от 30 МэВ до тепловых энергий, необходимых для формирования линии 511 кэВ. В процессе охлаждения позитроны будут аннигилировать “на лету” и излучать гамма-кванты в диапазоне энергий 1–30 МэВ. Интенсивность этого излучения оказывается выше наблюдаемой по данным телескопа COMPTEL (Агаронян, Атоян, 1981; Биком, Юксель, 2006; Сижан и др., 2006). Таким образом, экспериментальные данные ограничивают пороговую энергию позитронов величиной, не превосходящей 3–10 МэВ, из-за чего сильные протон-протонные взаимодействия, как источник аннигилирующих позитронов, исключаются. Впрочем, в связи с низкой надежностью данных COMPTEL, данное ограничение не является окончательным (см., например, обсуждение в обзоре Зигерта, 2023).

Однако существуют иные процессы взаимодействия протонов и ядер, которые также могут приводить к производству позитронов. Особый интерес представляют процессы, которые могут протекать на низких энергиях взаимодействующих частиц и не сопровождаются рождением нейтральных пионов. Как следствие, такие процессы не производят высокоэнергичные гамма-кванты. В частности, при столкновениях на низких энергиях возможны ядерные реакции (реакция скалывания или захват протона), которые приводят к рождению нестабильных изотопов, распадающихся по β^+ каналу. Рожденные в результате распада позитроны обладают низкой энергией, а порог такой реакции, как правило, составляет десятки МэВ. Данный механизм, в частности, был предложен в работе Пширкова (2016) для объяснения аннигиляционного излучения в виде точечного источника в центре Галактики.

Еще одним механизмом рождения позитронов может быть рождение пар при кулоновском взаимодействии протонов и ядер. Данный процесс также имеет низкую пороговую энергию, производит позитроны с низкими энергиями и не сопровождается гамма-излучением. Подробнее с данным процессом, называемым ультрапериферическими столкновениями, можно ознакомиться в обзорах Бертулани и др. (2005), Дрёмин (2020). Ранее мы уже применяли данный процесс для описания аннигиляционного излучения из балджа Галактики (Чернышов и др., 2024) и получили оценки спектров протонов, которые требуются для производства необходимого количества позитронов. В настоящей работе мы проанализируем, какие источники КЛ могут сформировать указанные спектры протонов.

БЫСТРЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ТРАНЗИЕНТЫ В ГАЛАКТИКЕ

Открытие нового класса галактических источников космических лучей (быстрых голубых оптических

транзентов, FBOTs) заполнило пробел между релятивистскими и нерелятивистскими взрывами сверхновых. Эти источники характеризуются ветрами с промежуточными значениями скоростей в диапазоне от 0.1c до 0.7c, при этом пиковая мощность ветра составляет около 10^{44} эрг/с. Моделирование этих источников было выполнено в работе Быкова и др. (2022), где было продемонстрировано ускорение частиц до энергии в несколько ПэВ. Для описания ускоренных протонов в данной работе используется модель Монте-Карло, которая учитывает рассеяние частиц на МГД турбулентности и их распространение из области до ударной волны в область после ударной волны и обратно. При этом диссипация энергии турбулентности ведет к нагреву фоновой плазмы и искажает максвелловское распределение.

В упомянутой работе Быкова и др. (2022) спектры протонов в ветре транзентов были смоделированы для четырех значений скорости ветра: 0.1c, 0.3c, 0.5c и 0.5c, которые названы моделями A1, B1, C1 и D1 соответственно. Мы используем полученные спектры в нашей работе и вычислим темп рождения позитронов для каждого спектра. В работе Чернышова и др. (2024) предполагалось, что только ускоренные частицы с нетепловым спектром участвуют в производстве позитронов. Как мы покажем дальше, спектры транзентов, из-за своей высокой температуры и скорости истечения генерируют позитроны даже максвелловской частью спектра. Основной вопрос заключается в том, смогут ли низкоэнергетичные процессы производства позитронов, такие как ультрапериферические столкновения, обеспечить достаточный темп производства позитронов. При этом гамма-излучение от ускоренных частиц не должно превышать экспериментальные ограничения.

СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ ПОЗИТРОНОВ

Перечислим сечения рождения частиц, которые используются в настоящей работе. Для определения темпа рождения позитронов и гамма-квантов за счет сильного взаимодействия мы пользовались формулами, приведенными в работе Камае и др. (2006). Полное сечение производства позитронов в зависимости от энергии налетающего протона показано на рис. 1 штриховой линией.

Для вычисления сечения протон-индуцированных ядерных реакций, которые приводят к рождению β^+ -нестабильных изотопов, мы так же, как в работе Пширкова (2016), используем каталоги JENDL (Ивамото и др., 2023) и TENDL (Конинг и др., 2019). Нами рассматривались сечения изотопов, которые наиболее распространены в Солнечной системе, при этом использовались следующие значения распространенности: $4.77 \times 10^{-5} \times {}^{16}\text{O}$, $3.26 \times 10^{-5} \times {}^{12}\text{C}$, $1.02 \times 10^{-5} \times {}^{14}\text{N}$, $10^{-5} \times {}^{20}\text{Ne}$, $3 \times 10^{-6} \times {}^{28}\text{Si}$, $2.8 \times 10^{-5} \times {}^{24}\text{Mg}$, $2.7 \times 10^{-5} \times {}^{56}\text{Fe}$,

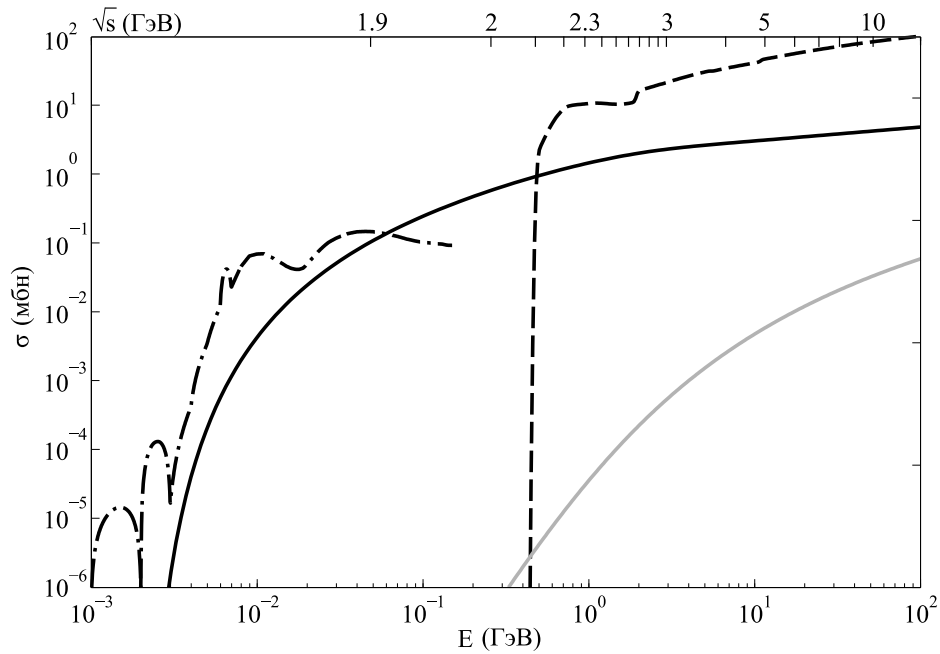


Рис. 1. Сечения производства позитронов различными реакциями как функция кинетической энергии протона. Сплошные линии — ультрапериферические столкновения протонов: верхняя (черная линия) и нижняя (серая линия) оценки. Штриховая линия — сильные протон-протонные столкновения. Штрихпунктирная линия — сечения производства β^+ -нестабильных изотопов протонами. Сверху для сравнения также приведена полная энергия в системе центра масс $\sqrt{s}$.

$1.6 \times 10^{-6} \times {}^{32}\text{S}$, $1.2 \times 10^{-6} \times {}^{22}\text{Ne}$, $4 \times 10^{-7} \times {}^{26}\text{Mg}$, $4 \times 10^{-7} \times {}^{13}\text{C}$, $4 \times 10^{-7} \times {}^{25}\text{Mg}$. Стоит отметить, что галактический центр обладает большей концентрацией тяжелых ядер, чем Солнечная система, поэтому полное сечение рождения необходимо пропорционально увеличить. В частности, в работе Шульгайса и др. (2019) показано, что концентрация тяжелых элементов в галактическом центре выше, чем в Солнечной системе, в 1.5–2 раза. Полное сечение в пересчете на один атом водорода показано на рис. 1 штрихпунктирной линией.

Сечение обрывается на энергии протона 200 МэВ из-за нехватки данных в каталогах JENDL и TENDL для энергий выше 200 МэВ. Однако для используемых нами спектров протонов производство β^+ -нестабильных изотопов вносит существенный вклад только при рассмотрении максвелловской части спектра: в нетепловом хвосте доминируют сильные протон-протонные столкновения. Максимум максвелловского распределения находится в диапазоне десятков МэВ, поэтому поведение сечения на энергиях выше 200 МэВ слабо влияет на результат.

Сечение ультрапериферических взаимодействий, приведены, например, в обзоре Бертулани и др. (2005). Поскольку вычисление сечения обладает некоторыми особенностями, ниже мы подробно обсудим способ его вычисления.

Сечение рождения пар при кулоновском взаимодействии частиц вычисляется методом эквивалентных фотонов, при котором электрические поля стал-

кивающих частиц рассматриваются как поля виртуальных фотонов. Данный метод хорошо работает для ультрарелятивистских частиц, электрическое поле которых практически точно перпендикулярно направлению распространения, однако мы применяем его в том числе к субрелятивистским частицам, из-за чего в результате могут возникнуть серьезные неточности.

Сечение в рамках метода эквивалентных фотонов определяется следующим выражением

$$\sigma_{UP} = \int n_1(\omega_1) d\omega_1 \int n_2(\omega_2) d\omega_2 \sigma_{\gamma\gamma}(\omega_1, \omega_2), \quad (1)$$

где $\sigma_{\gamma\gamma}$ — сечение рождения пары при взаимодействии двух фотонов (Брейт, Уиллер, 1934), а $n_i(\omega_i)$ — спектр эквивалентных фотонов. Последний может быть вычислен, например, в следующем виде (Джексон, 1965):

$$n(\omega) = \frac{2Z^2\alpha}{\omega\pi\beta^2} \left(\xi^2 K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\beta^2 \xi^2}{2} (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right), \quad (2)$$

где $\xi = \omega b_{\min}/\gamma v$, а $\beta = v/c$. В данном выражении учитывается, что эквивалентные фотоны поляризованы (первый член отвечает за поперечную поляризацию, второй — за продольную), причем в ультрарелятивистском случае излучение становится линейно поляризованным.

Минимальный прицельный параметр $b_{\min}$, фигурирующий в выражении (2), возникает из-за того, что

кулоновское сечение расходуется на малых масштабах, и имеет такой же физический смысл, что и, например, кулоновский логарифм в формулах для кулоновских потерь или для сечения рождения тормозного фотона. Для определения минимального прицельного параметра можно использовать два подхода.

Во-первых, можно учесть форм-фактор протона, из-за которого сечение становится некулоновским на малых расстояниях. Этот метод используется, в частности, при определении сечения рождения тяжелых частиц, таких как мюоны (Высоцкий, Жемчугов, 2019), и именно этот метод использовался нами в работе Чернышова и др. (2024). В таком случае $b_{\min} \approx 0.7$ фм. Во-вторых, можно учесть, что рождение электрон-позитронной пары в поле ядра не может произойти на расстоянии ближе, чем комптоновская длина электрона, и тогда $b_{\min} = \bar{\lambda}_e \equiv \hbar/m_e c$ (Лии, Мингулов, 2016). Две оценки прицельного параметра дают соответственно верхний и нижний предел сечения рождения пар. Они показаны на рис. 1, сплошными черной и серой кривыми соответственно. Как видно, нижний предел сечения настолько мал, что ядерное и сильное сечения многократно его превосходят. Поэтому в дальнейшем мы будем использовать в качестве сечения ультрапериферических реакций только верхний предел.

Сечение ультрапериферических столкновений сильно зависит от заряда частиц, участвующих во взаимодействии. В первом приближении сечение пропорционально квадрату заряда каждой из частиц, $Z_t^2 Z_p^2$. Для того чтобы оценить влияние заряда частиц более точно, мы переписали выражение (1) в следующем виде

$$\sigma_{UP}(\gamma) = \int n(\omega, \gamma) \sigma_{A\gamma}(\omega) d\omega, \quad (3)$$

где $\sigma_{A\gamma}(\omega)$ — сечение фотопроизводства пары фотоном на покоящемся ядре. Данное сечение было взято

из каталога ХСОМ (Бергер и др., 2010). Наши расчеты показали, что, помимо множителя Z^2 , влияние массы и заряда ядра на сечение незначительно, и может быть с большой точностью проигнорировано.

ТЕМП ПРОИЗВОДСТВА ПОЗИТРОНОВ

Мы используем результаты работы Быкова и др. (2022) для спектра протонов. Четыре модели ветра в транзиенте, рассмотренные в данной работе, отличаются скоростями ударной волны: 0.1c, 0.3c, 0.5c, 0.7c. Мы также обозначаем эти модели A1, B1, C1, D1 соответственно (см. табл. 1).

Поскольку полный спектр протонов, полученный Быковым и др. (2022), является модельно-зависимым, мы разделили полный спектр на максвелловскую и нетепловую части. Таким образом, мы учтем тот факт, что при других параметрах ускорения заряженных частиц соотношение между тепловыми и ускоренными частицами может быть иным.

Мы хотим вычислить темп генерации позитронов в расчете на 1 ускоренный протон и на 1 атом окружающего газа

$$Q = \frac{1}{N} \cdot \frac{1}{N_H} \cdot \frac{\Delta N_{e^+}}{\Delta t}, \quad (4)$$

где N_{e^+} — концентрация образующихся позитронов, N — полная концентрация ускоренных протонов и N_H — концентрация атомов водорода в окружающем газе. Для вычисления темпа генерации Q мы проинтегрировали максвелловскую и нетепловую части спектра с сечениями, описанными в предыдущем разделе:

$$Q = \int q(E) dE, \quad q = \frac{1}{N} \frac{dN_i}{dE} \sigma v. \quad (5)$$

Здесь dN_i/dE — дифференциальный спектр протонов (отдельно максвелловская и нетепловая части), а N — полное число протонов в спектре. Подынтегральное выражение, $q(E)$ для моделей A1 и B1 показано

Таблица 1. Темпы производства позитронов различными процессами и различными частями спектра в пересчете на 1 фоновый атом водорода в предположении, что полный спектр КЛ нормирован на 1 см^{-3} , в единицах $10^{-18} \text{ поз} \cdot \text{см}^3/\text{с}$

Модель ^а	u_0 ^б	Максвелловская часть			Нетепловая часть		
		УП ^в	Ядерные ^г	Сильные ^д	УП ^в	Ядерные ^г	Сильные ^д
A1	0.1c	0.01	0.18	0	0.04	0.05	0.1
B1	0.3c	2.6	1.2	0	0.8	0.08	1.9
C1	0.5c	15	— ^е	11	0.8	— ^е	7
D1	0.7c	37	— ^е	260	0.9	— ^е	12

^аНомер модели в соответствии со статьей Быкова и др. (2022).

^бСкорость течения плазмы в ударной волне.

^вТемп производства позитронов ультрапериферическими реакциями.

^гТемп производства позитронов за счет β^+ распада изотопов, произведенных КЛ.

^дТемп производства позитронов сильными протон-протонными реакциями.

^еНедостаточно данных по сечению на высоких энергиях, чтобы получить результат.

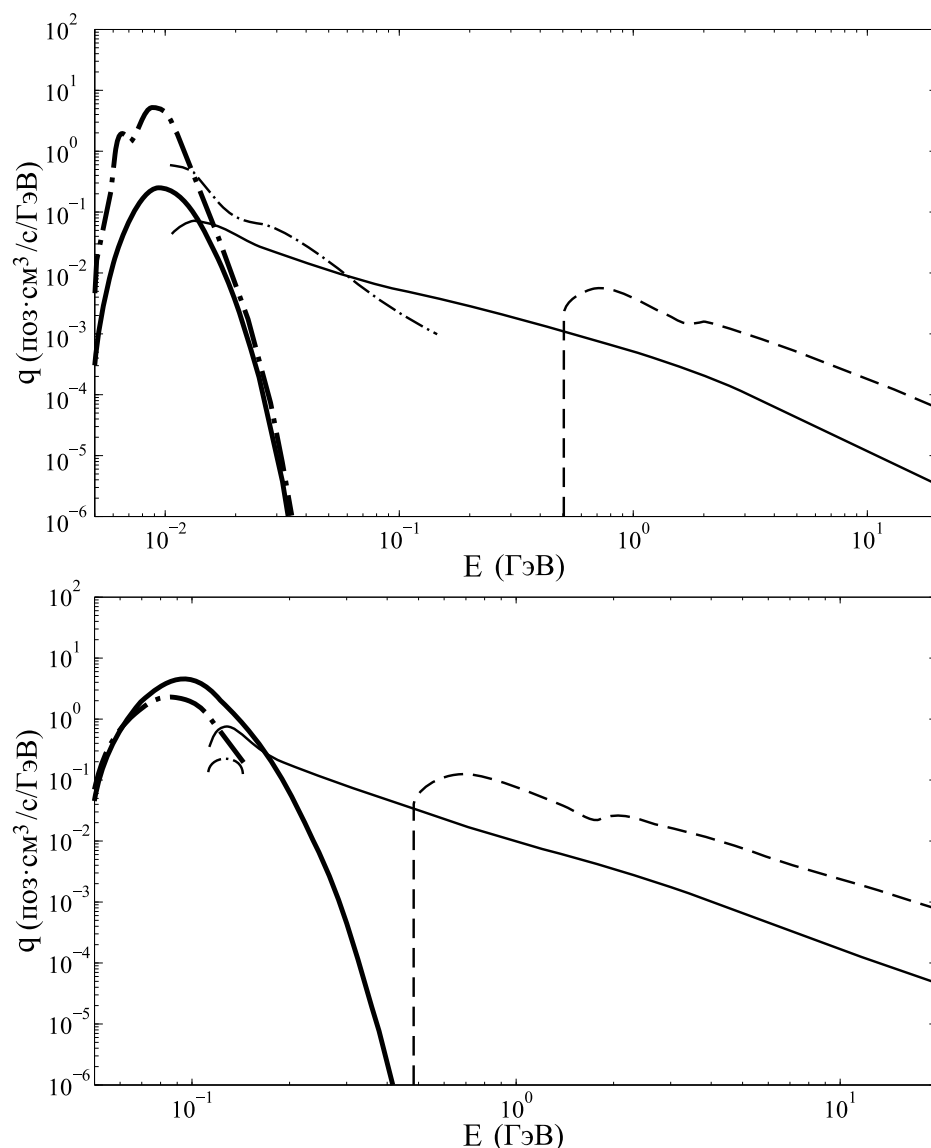


Рис. 2. Подынтегральное выражение в формуле (5). Сверху — модель A1, снизу — модель B1. Начертание кривых совпадает с рис. 1. Жирные кривые соответствуют максвелловской части спектра протонов.

на рис. 2. Результаты вычисления Q для разных частей спектра и разных сечений представлены в соответствующих столбцах табл. 1.

Как следует из табл. 1, скорость течения сильно влияет на результат. Так, при скоростях менее $0.3c$, энергии частиц в максвелловской части распределения не хватает, чтобы запустить существенную долю сильных протон-протонных реакций, поэтому низкоэнергетичные процессы доминируют. Ядерные реакции доминируют при низких скоростях потока, а при более высоких все большую роль начинают играть ультрапериферические столкновения. При существенно более высоких скоростях, выше $0.5c$, максвелловское распределение попадает в область выше порога сильных реакций, и производство пионов начинает доминировать над остальными процессами.

В области нетепловых частиц образование пионов доминирует над остальными процессами, поскольку сечение этого процесса существенно превосходит соответствующие сечения низкоэнергетичных процессов. При этом для полного спектра протонов, если брать те же параметры ускорения, что и в статье Быкова и др. (2022), темпы производства позитронов низкоэнергетичными процессами и сильными взаимодействиями в случае низких скоростей течения соотносятся как 2 : 1–3 : 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поток гамма-излучения, зарегистрированный из центра Галактики, приходящийся на распад нейтральных пионов, в диапазоне больше 1 ГэВ составляет около 10^{-6} фот/с/см² (Аелло и др., 2016). При

сильных столкновениях для степенного спектра протонов с показателем -2.7 отношение полного числа гамма-квантов к числу гамма-квантов с энергией выше 1 ГэВ равно 32. В таком случае полный поток гамма-квантов равен 3×10^{-5} фот/с/см², а полный темп производства гамма-квантов равен 2×10^{41} фот/с.

В сильных взаимодействиях число образующихся гамма-квантов и число позитронов примерно одинаково. Следовательно, отношение числа позитронов, рожденных низкоэнергетичными процессами, к числу позитронов, рожденных в сильных взаимодействиях, должно быть как минимум 100 : 1.

Как следует из табл. 1, для наиболее перспективных моделей ускорения протонов, со скоростями течения ниже $0.3c$, достичь необходимого соотношения темпов производства позитронов не удастся. В то же время из табл. 1 видно, что для течений с такими скоростями низкоэнергетичные процессы становятся заметными уже в максвелловской части спектра, тогда как сильные взаимодействия проявляют себя только в нетепловом хвосте.

Таким образом, если эффективность ускорения протонов в транзиентах окажется ниже, чем была вычислена Быковым и др. (2022), и нетепловой хвост окажется примерно в 30 раз слабее, чем приводится в моделях A1 и B1, то данные источники смогут производить достаточное количество низкоэнергетичных позитронов (с энергией не более нескольких МэВ) без нарушения ограничений по гамма-излучению.

Отметим также, что схожим механизмом производства позитронов могут обладать и приливные разрушения звезд центральной черной дырой. В наших ранних работах (Ченг и др., 2006, 2007) мы рассматривали релятивистский джет в качестве источника позитронов, которые образовались в сильных протон-протонных взаимодействиях. Однако, приливные разрушения могут также быть источниками субрелятивистских частиц.

Так, наблюдения приливных разрушений в рентгеновском диапазоне (Кара и др., 2016; Лин и др., 2017) свидетельствуют о наличии быстрых течений, вызванных супер-Эддингтоновской аккрецией. Процессы аккреции были смоделированы в работах Дай и др. (2018, 2021), где было показано, что полная энергия выделяется по следующим каналам: 3% уносит излучение, 20% уносят релятивистские частицы в джете, и 20% приходится на быстрый ветер. При этом скорость ветра достигает десятых долей скорости света. Точные значения эффективности переработки поглощенной черной дырой массы в энергию и значения скорости ветра зависят от выбора параметров модели, таких как масса черной дыры и ее спин. Однако, независимо от параметров, по порядку величины результаты моделирования супер-Эддингтоновской аккреции хорошо согласуются между собой (Садовский, Нараян, 2016): скорость быстрого ветра составляет

$0.1c-0.3c$, и ветер уносит 10–20% энергии аккреции.

В работе Чернышова и др. (2024) мы оценили требуемую энергию для производства позитронов за счет ультрапериферических процессов в 10^{42} эрг/с. С учетом ядерных взаимодействий, данная энергия может быть снижена примерно в 1.5–2 раза (см. табл. 1). Мы не знаем общее количество транзиентов и характерное время их жизни, однако для приливного разрушения звезд энергетическую оценку произвести можно. Приливные разрушения происходят примерно 1 раз в 10 тыс. лет. Полная энергия ветра в одном событии составляет около 10^{53} эрг (выброс примерно 1 солнечной массы со скоростью 0.3). Таким образом, полная энергия приливных разрушений звезд в Галактическом центре, выделяющаяся в субрелятивистском ветре, составляет 3×10^{41} эрг/с. Эта величина сопоставима с энергией, необходимой для производства позитронов.

Отметим, что по крайней мере часть позитронов будет производиться в очень горячей ионизованной среде с температурой, сопоставимой с температурой ветра. При этом для оценок энергии, полученных выше, использовалось предположение, что фоновая среда холодная. В горячей среде потери протонов на кулоновские столкновения (разогрев среды) и ионизацию, могут быть несколько ниже. Точное значение требуемой мощности зависит от того, насколько быстро субрелятивистские протоны покидают горячую среду.

Поскольку транзиенты являются источником позитронов, они также могут являться источником аннигиляционного излучения. В то же время, поскольку, как мы упомянули выше, позитроны производятся в очень горячей среде, то сечение их аннигиляции в окрестности транзиента мало. Кроме того, линия электрон-позитронной аннигиляции в такой среде станет очень широкой либо вообще превратится в континуум, что затруднит ее экспериментальное обнаружение. Задача об эволюции позитронов в остывающей горячей среде была рассмотрена Чуразовым и др. (2011), и было показано, что большая часть позитронов аннигилирует в уже остывшей, теплой среде — т.е., возможно, уже не в окрестности источника.

В данной работе использовалась верхняя оценка сечения ультрапериферических процессов. Если эта оценка неверна, и корректной является оценка сечения снизу, то ультрапериферические взаимодействия не вносят заметного вклада в производство позитронов. В этом случае доминирующим процессом рождения позитронов субрелятивистскими частицами будут ядерные взаимодействия, а энергетические оценки, выполненные выше, изменятся не более чем в 2 раза.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А.М. Быкову и анонимным рецензентам за ключевые замечания в

процессе обсуждения нашей работы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана грантом Российского научного фонда 23-22-00068 (<https://rscf.ru/project/23-22-00068/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аелло и др. (M. Ajello, A. Albert, W.B. Atwood, G. Barbiellini, D. Bastieri, K. Bechtol, R. Bellazzini, E. Bissaldi, et al.), *Astrophys. J.* **819**, 44A (2016).
2. Агаронян, Атоян (F.A. Aharonian and A.M. Atoyan), *Astron. Lett.* **7**, 395 (1981).
3. Атоян (A.M. Atoyan), *Astron. Astrophys.* **257**, 476 (1992).
4. Бартелс и др. (R. Bartels, F. Calore, E. Storm, and C. Weniger), *MNRAS* **480**, 3826 (2018).
5. Бергрер и др. (M.J. Berger, J.H. Hubbell, S.M. Seltzer, et al.), XCOM: Photon Cross Section Database, <http://physics.nist.gov/xcom> (2010).
6. Бертулани и др. (C.A. Bertulani, S.R. Klein, and J. Nystrand), *ARNPS* **55**, 271 (2005).
7. Биком, Юксель (J.F. Beacom and H. Yuksel), *Phys. Rev. Letters* **97**, 071102 (2006).
8. Брейт, Уиллер (G. Breit and J.A. Wheeler), *Phys. Rev.* **46**, 1087 (1934).
9. Буссард и др. (R.W. Bussard, R. Ramaty, and R.J. Drachman), *Astrophys. J.* **228**, 928, (1979).
10. Быков и др. (A. Bykov, V. Romansky, and S. Osipov), *Universe* **8**, 32 (2022).
11. Ванг и др. (W. Wang, C.S.J. Pun, and K.S. Cheng), *Astron. Astrophys.* **446**, 943 (2006).
12. Высоцкий, М.И., Жемчугов, Е.В., *УФН* **189**, 975 (2019).
13. Дай и др. (L. Dai, J.C. McKinney, N. Roth, E. Ramirez-Ruiz, and M.C. Miller), *Astrophys. J. (Lett.)* **859**, L20 (2018).
14. Дай и др. (L. Dai, G. Lodato, and R. Cheng), *SSRv* **217**, 12 (2021).
15. Джексон Дж., *Классическая электродинамика* (М.: Мир, 1965).
16. Дрёмин И.М., *УФН* **190**, 811 (2020).
17. Зигерт (Th. Siebert), *Astrophys. Suppl. Ser.* **368**, 27 (2023).
18. Ивамоторо и др. (O. Iwamoto, N. Iwamoto, S. Kunieda, et al.), *J. Nucl. Sci. Technol.* **60**, 1 (2023).
19. Истомина и др. (Y.N. Istomin, D.O. Chernyshov, and D.N. Sob'yanin), *MNRAS* **498**, 2089 (2020).
20. Камае и др. (T. Kamae, N. Karlsson, T. Mizuno, T. Abe, and T. Koi), *Astrophys. J.* **647**, 692 (2006).
21. Кара и др. (E. Kara, J.M. Miller, C. Reynolds, and L. Dai), *Nature* **535**, 388 (2016).
22. Конинг и др. (A.J. Koning, D. Rochman, J. Sublet, et al.), *Nuclear Data Sheets* **155**, 1 (2019).
23. Крокер и др. (R.M. Crocker, A.J. Ruiter, I.R. Seitenzahl, F.H. Panther, S. Sim, H. Baumgardt, A. Moller, D.M. Nataf, et al.), *Nat. Astron.* **1**, 0135 (2017).
24. Ли, Мингулов (R.N. Lee and K.T. Mingulov), *Phys. Lett. B* **757**, 207 (2016).
25. Лианг, Дермер (E.P. Liang and C.D. Dermer), *Astrophys. J.* **325**, L39 (1988).
26. Лин и др. (D. Lin, J. Guillochon, S. Komossa, et al.), *Nat. Astron.* **1**, 33 (2017).
27. Пранцзос и др. (N. Prantzos, C. Boehm, A.M. Bykov, et al.), *RvMP* **83**, 1001 (2011).
28. Пширков (M.S. Pshirkov), *Phys. Rev. D* **94**, 103002 (2016).
29. Садовский, Нараян (A. Sadowski and R. Narayan), *MNRAS* **456**, 3929 (2016).
30. Сижан и др. (P. Sizun, M. Casse, and S. Schanne), *Phys. Rev. D* **74**, 063514 (2006).
31. Ченг и др. (K.S. Cheng, D.O. Chernyshov, and V.A. Dogiel), *Astrophys. J.* **645**, 1138 (2006).
32. Ченг и др. (K.S. Cheng, D.O. Chernyshov, and V.A. Dogiel), *Astron. Astrophys.* **473**, 351 (2007).
33. Чернышов и др. (D. Chernyshov, V. Dogiel, and I. Dremin), *Physics* **6**, 251 (2024).
34. Чуразов и др. (E. Churazov, L. Bouchet, P. Jean, et al.), *New Astron. Rev.* **90**, 101548 (2020).
35. Чуразов и др. (E. Churazov, S. Sazonov, S. Tsygankov, R. Sunyaev, and D. Varshalovich), *MNRAS* **411**, 1727 (2011).
36. Шульгайс и др. (M. Schultheis, R.M. Rich, L. Origlia, et al.), *Astron. Astrophys.* **627**, A152 (2019).