

# Генерация позитронов при взаимодействии фотонов фонового излучения

© А.Н. Попов, Д.П. Барсуков, А.В. Иванчик, С.В. Бобашев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: bars.astro@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 11 мая 2023 г.  
В окончательной редакции 12 июля 2023 г.  
Принято к публикации 30 октября 2023 г.

Рассмотрено взаимодействие гамма-квантов космологического фонового излучения с фотонами оптического фонового излучения с образованием электрон-позитронных пар. Показано, что в этом случае большинство позитронов рождаются с энергией 10 GeV–1 TeV.

**Ключевые слова:** космология, фоновое излучения, позитроны

DOI: 10.61011/JTF.2023.12.56809.f208-23

## Введение

Космологическое фоновое излучение — это однородное, изотропное излучение, заполняющее всю Вселенную. Основным компонентом космологического фонового излучения является микроволновое реликтовое излучение (СМВ), которое представляет собой след эпохи реионизации и несет информацию о процессах, протекавших в те времена [1]. Помимо СМВ-излучения имеется фоновое излучение в других диапазонах. Так, в фоновое излучение в оптическом диапазоне (EBL) несет с собой информацию о темпе звездообразования [1–3]. Фоновое излучение в гамма-диапазоне (СГВ) дает нам информацию об активности галактических ядер и темпах вспышек сверхновых [1,4]. Фоновое рентгеновское излучение в основном связано с процессом аккреции в галактических ядрах [1,5], а фоновое ультрафиолетовое излучение связано с излучением молодых звезд и туманностей [1] и соответственно несет информацию об этих объектах. Одним из основных процессов, приводящих к искажению спектра фонового излучения является взаимодействие двух фотонов с рождением электрон-позитронной пары [4,6]. В результате в межгалактическом пространстве, включая и огромные войды, постоянно рождается небольшое количество позитронов. Больше всего позитронов рождается при взаимодействии фотонов СГВ-излучения с фотонами EBL-излучения, см. например, [4–7]. Поэтому в работе мы ограничились рассмотрением только этого процесса.

## 1. Модель

Рассмотрим взаимодействие СГВ-фотона с EBL-фотон с рождением электрон-позитронной пары. Се-

чение этого процесса  $\sigma$  имеет вид [11]:

$$\sigma = \sigma(s) = \frac{\pi}{2} r_e^2 \cdot (1 - v^2) \cdot \left( (3 - v^4) \ln\left(\frac{1+v}{1-v}\right) - 2v(2 - v^2) \right) \cdot h(s - 1), \quad (1)$$

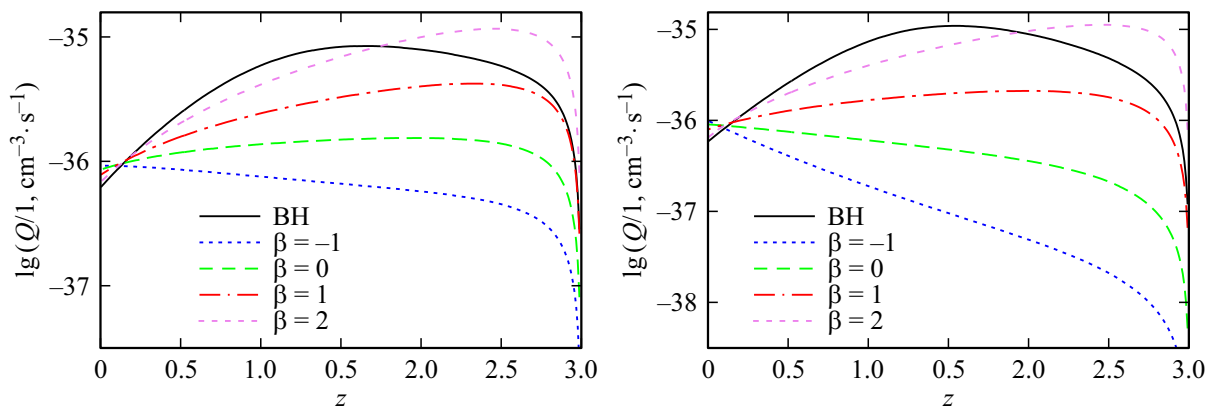
где  $r_e = \frac{e^2}{mc^2}$  — классический радиус электрона,  $m$  — масса покоя электрона,  $h(x)$  — функция Хевисайда ( $h(x) = 1$  при  $x > 0$  и  $h(x) = 0$  при  $x < 0$ ),

$$v = \sqrt{1 - 1/s} \quad \text{и} \quad s = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_l \varepsilon_\gamma}{m^2 c^4} (1 - \cos \Psi), \quad (2)$$

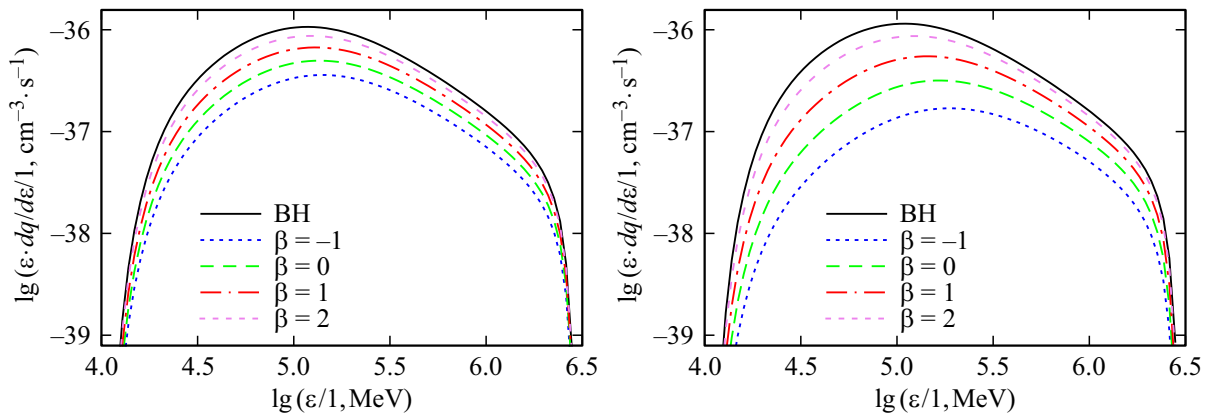
где  $\varepsilon_l$  — энергия EBL-фотона и  $\varepsilon_\gamma$  — энергия СГВ-фотона,  $\Psi$  — угол между их импульсами. В качестве спектра EBL-фотонов брался их наблюдаемый на  $z = 0$  спектр из работы [3], где  $z$  — красное смещение. Были рассмотрены два предельных случая: случай, когда локальная плотность EBL-фотонов на красном смещении  $z$  просто возрастает в  $(1+z)^3$  раз по сравнению со своим значением на  $z = 0$ , и случай, когда локальная плотность EBL-фотонов пропорциональна среднему темпу звездообразования  $S(z)$  на данном  $z$ . Для нахождения спектра СГВ-фотонов использовалась модель, предложенная в работе [4]. Согласно ей, спектр, излучаемый источниками СГВ-фотонов  $\frac{dN_\gamma}{d\varepsilon_\gamma dt}$ , считается равным [4]:

$$\frac{dN_\gamma}{d\varepsilon_\gamma dt}(\varepsilon_\gamma) = N_0 \cdot S(z) \cdot \left(\frac{\varepsilon_\gamma}{\varepsilon_0}\right)^{-\gamma} \cdot h(\varepsilon_{\max} - \varepsilon_\gamma), \quad (3)$$

где показатель степени  $\gamma$  и нормировочные константы  $N_0$  и  $\varepsilon_0$  считались не зависящими от  $z$  [4], энергия  $\varepsilon_{\max}$  также считалась не зависящей от  $z$ . Константа  $N_0$  подбиралась так, чтобы интенсивность СГВ-фотонов при  $\varepsilon_\gamma = 20$  GeV на  $z = 0$  совпадала с наблюдаемой интенсивностью, взятой из работы [4]. Выбор именно этого значения для нормировки спектра связан с тем, что в работе [4] применение данной модели ограничено интервалом энергий  $20 \text{ GeV} < \varepsilon_\gamma < 1 \text{ TeV}$  и при малых



**Рис. 1.** Зависимость темпа генерации позитронов  $Q$  от красного смещения  $z$  для различных  $\beta$ . Знаком ВН помечен случай темпа звездообразования (4). Левый график на рисунках соответствует случаю, когда плотность EBL-фотонов просто возрастает как  $(1+z)^3$ , правый график — случаю, когда она пропорциональна среднему темпу звездообразования  $S(z)$ .



**Рис. 2.** Профиль интенсивности генерации позитронов  $\frac{dq}{d\epsilon}$  от их энергии  $\epsilon$  при  $z = 0.5$ . Обозначения те же, что на рис. 1

значениях энергий CGB-фотонов их поток слабее зависит от параметров модели. Так же считалось, что при  $z > z_{\max}$  источников CGB фотонов нет. Зависимость среднего темпа звездообразования  $S(z)$  от красного смещения либо считалась степенной  $S(z) = (1+z)^\beta$  [4,9], либо использовалась ее аппроксимация [9]:

$$S(z) = \frac{C}{10^{A(z-z_0)} + 10^{B(z-z_0)}}, \tag{4}$$

где  $z_0 = 1.243$ ,  $A = -0.997$ ,  $B = 0.248$  и постоянная  $C$  считалась равной  $C = 0.180 M_\odot \text{ year}^{-1}$  в 1 Мпс в сопутствующей системе отсчета [9]. При этом при нахождении спектра CGB-фотонов учитывалось только их поглощение на фотонах EBL-спектра с образованием электрон-позитронных пар. Расчет темпа генерации электрон-позитронных пар производился так же как в [7].

## 2. Результаты

На рис. 1 показана зависимость темпа генерации  $Q$  позитронов в зависимости от красного смещения  $z$

для разных профилей среднего темпа звездообразования  $S(z)$ , где  $Q$  — число позитронов, рождающихся за 1s в  $1 \text{ cm}^3$  в сопутствующей системе отсчета. Левый график соответствует случаю, когда плотность EBL-фотонов просто возрастает как  $(1+z)^3$ , правый график — случаю, когда она пропорциональна среднему темпу звездообразования  $S(z)$ . Видно, что в случае использования аппроксимации (4) максимальный темп генерации позитронов достигается при  $z \sim 1.5$  и после уменьшается в связи с уменьшением темпа звездообразования. На рис. 2 и 3 показана интенсивность  $\frac{dq}{d\epsilon}$  генерации позитронов в зависимости от их энергии  $\epsilon$  для красных смещений  $z = 0.5$  и  $1.5$  соответственно, где  $\frac{dq}{d\epsilon}$  — количество позитронов, рождающихся в сопутствующей системе отсчета за 1s в  $1 \text{ cm}^3$  с энергией  $\epsilon$ , лежащей в интервале энергий 1MeV. На всех рисунках показатель  $\gamma$  считался равным  $\gamma = -2.3$ , а энергия  $\epsilon_{\max} = 3 \text{ TeV}$ . Это связано с тем, что в работе [4] показано, что эти значения параметров обеспечивают одно из наилучших согласований спектра CGB-фотонов, рассчитанного в рамках рассматриваемой модели, с наблюдаемым на  $z = 0$  спектром CGB-фотонов. В качестве

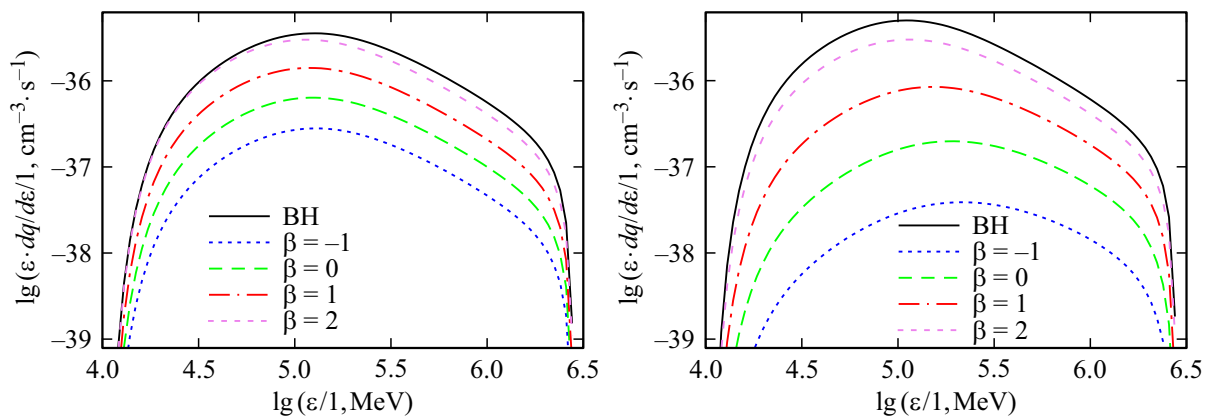


Рис. 3. То же самое, что на рис. 3, но для  $z = 1.5$ .

величины  $z_{\max}$  было взято значение  $z_{\max} = 3$ . Именно с таким выбором величины  $z_{\max}$  связано резкое уменьшение темпа генерации позитронов  $Q$  при  $z$  близким к  $z = 3$  для случаев  $\beta = 1$  и  $2$ . Видно, что при взаимодействии СГВ-фотонов с ЕВЛ-фотонами в основном рождаются позитроны с энергией  $\varepsilon \sim 10 \text{ GeV} - 1 \text{ TeV}$ . Для позитронов таких энергий время аннигиляции в межгалактической среде превышает время существования Вселенной [10]. Подобные позитроны фактически не аннигилируют и соответственно постепенно накапливаются в межгалактической среде [10]. И, следовательно, такие позитроны практически не дают вклада в возможную аннигиляционную линию позитронов в межгалактическом пространстве. Наблюдаемый поток аннигиляционных фотонов от них можно грубо оценить как  $\sim 10^{-19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , что заметно ниже нижней границы доступных в настоящее время для наблюдения потоков, которая составляет  $\sim 10^{-4} - 10^{-12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  в зависимости от энергии аннигиляционного фотона [10–13].

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов

### Список литературы

- [1] R. Hill, K.W. Masui, D. Scott, *App. Spectr.*, **72** (5), 663 (2018). DOI: 10.1177/0003702818767133
- [2] A. Cooray. *Royal Society Open Science*, **3** (3), 150555 (2016). DOI: 10.1098/rsos.150555
- [3] A. Franceschini, G. Rodighiero, M. Vaccari. *A & A*, **487** (3), 837 (2008). DOI: 10.1051/0004-6361:200809691
- [4] M. Ackermann, M. Ajello, A. Albert, W.B. Atwood, L. Baldini et al., *ApJ*, **799** (1), id. 86 (2015). DOI: 10.1088/0004-637X/799/1/86
- [5] M. Ajello, J. Greiner, G. Sato, D.R. Willis, G. Kanbach, A.W. Strong, R. Diehl, G. Hasinger, N. Gehrels, C.B. Markwardt, J. Tueller. *ApJ*, **689** (2), 666 (2008). DOI: 10.1086/592595
- [6] R.J. Gould, G.P. Schreder. *Phys. Rev.*, **155** (5), 1408 (1967) DOI: 10.1103/PhysRev.155.1408
- [7] R.J. Gould, G.P. Schreder, *Phys. Rev.*, **155** (5), 1404 (1967). DOI: 10.1103/PhysRev.155.1404
- [8] P.S. Behroozi, R.H. Wechsler, C. Conroy. *ApJ*, **770** (1), id. 57 (2013). DOI: 10.1088/0004-637X/770/1/57
- [9] A.N. Popov, D.P. Barsukov, A.V. Ivanchik, S.V. Bobashev. *J. Phys. Conf. Series*, **2103** (1), id. 012042 (2021) DOI: 10.1088/1742-6596/2103/1/012042
- [10] B.A. Nizamov, M.S. Pshirkov. *Eprint arXiv:2303.03526* (2023). DOI: 10.48550/arXiv.2303.03526
- [11] A. de Angelis, V. Tatischeff, I.A. Grenier, J. McEnery, M. Mallamaci et al. *High Energy Astrophys.*, **19**, 1 (2018). DOI: 10.1016/j.jheap.2018.07.001
- [12] W.B. Atwood, A.A. Abdo, M. Ackermann, W. Althouse, B. Anderson et al. *ApJ*, **697** (2), 1071 (2009). DOI: 10.1088/0004-637X/697/2/1071
- [13] J.A. Hinton. *HESS Collaboration, New Astronomy Reviews*, **48** (5-6) 331 (2004). DOI: 10.1016/j.newar.2003.12.004