

УДК: 524.1:524.6

О ФОРМИРОВАНИИ СПЕКТРА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ЯДРАХ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК

Ф. А. АГАРОНЯН, А. С. АМБАРЦУМЯН

Поступила 19 января 1984

Принята к печати 10 мая 1984

Исследуются энергетические потери протонно-ядерной компоненты космических лучей сверхвысоких энергий при взаимодействии с полем рентгеновских фотонов в ядрах активных галактик.

1. *Введение.* С точки зрения современных представлений многокомпонентные модели происхождения космических лучей сверхвысоких энергий (к. л. с. э.) являются наиболее приемлемыми. Согласно экспериментальным данным, при энергиях $E \sim 10^{17} \div 10^{19}$ эВ космические лучи имеют крутой степенной спектр с показателем $\alpha_x \sim 2$; при энергиях $E > 10^{19}$ эВ спектр уплощается, становясь степенным с $\alpha_x \sim 1.3 \div 1.5$ (см., например, [1]). С ростом энергии наблюдается также изменение химсостава: если при $E < 10^{17}$ эВ химсостав является или стандартным [2], или обогащен тяжелыми ядрами [3], то при $E \sim 10^{18} \div 10^{19}$ эВ излучение, по-видимому, состоит преимущественно из протонов [3]. В этой же области имеет место изменение поведения амплитуды анизотропии (см., например, [3]). Эти три экспериментальных факта свидетельствуют о наличии по крайней мере двух компонентов в наблюдаемом спектре к. л. с. э.

Полбóгий компонент спектра, доминирующий в области $E > 10^{19}$ эВ, скорее всего имеет метагалактическое происхождение, т. к. для столь высокоэнергичных частиц рассеяние на магнитных неоднородностях с характерным масштабом $\sim 10^{20}$ см несущественно, и, следовательно, в случае галактического происхождения, в силу квазипрямолинейного распространения к. л. с. э., мы вправе были бы ожидать «дисковую» анизотропию. Наблюдается же совершенно противоположная зависимость: интенсивность от больших галактических широт оказывается существенно больше, чем в направлении галактического экватора [3].

В то же время, из отсутствия ожидаемого «чернотельного» обрезания спектра при $E > 3 \cdot 10^{19}$ эВ из-за взаимодействия к. л. с. э. с реликтовым

микроволновым излучением 2.7 К [4, 5], следует, что частицы ускоряются в относительно близкой области с характерным размером порядка масштаба местного сверхскопления (≤ 100 Мпс). В качестве возможных источников к. л. с. э. в пределах местного сверхскопления чаще всего обсуждаются активные галактики [6].

В настоящее время считается установленным, что бурные явления в активных галактиках обусловлены деятельностью их ядер, в которых, как предполагается, и происходит ускорение частиц сверхвысоких энергий. Наблюдения на НЕАО I показали, что ядра практически всех активных галактик являются источниками мощного рентгеновского излучения, причем спектр излучения простирается вплоть до области жесткого рентгена (~ 150 КэВ) по единому степенному закону с характерным дифференциальным показателем $\gamma_x \sim 1 \div 2$ [7]. Большая величина рентгеновской светимости ($\geq 10^{44}$ эрг/с) наряду с быстрой переменностью излучения (характерный масштаб времени достигает $\sim 10^2$ с, например, для NGC 4051 [8] и NGC 6814 [9]) свидетельствует об огромной плотности рентгеновских фотонов в источниках ($\geq 10^7$ эрг/см³). В этих условиях генерация частиц сверхвысоких энергий, даже при наличии эффективного механизма ускорения, представляется проблематичной из-за существенных энергетических потерь при взаимодействии с окружающим полем рентгеновских фотонов.

В настоящей работе исследуется влияние этих процессов на формирование спектров протонно-ядерного компонента к. л. с. э. в ядрах активных галактик.

2. *Взаимодействие к. л. с. э. с рентгеновскими фотонами.* Наиболее существенными процессами при взаимодействии протоно-ядерного компонента к. л. с. э. с электромагнитным излучением являются: а) рождение e^+e^- — пар, б) фоторождение π -мезонов, в) фоторасщепление ядер. Все три реакции являются пороговыми с соответствующими характерными значениями 1, 140, 10 МэВ (в системе покоя протона или ядра). Хотя комптоновское рассеяние фотона на протоне — беспороговая реакция, однако из-за большой массы последнего вкладом комптоновских энергетических потерь в рассматриваемом случае можно пренебречь. Ниже мы ограничимся рассмотрением первых двух процессов с участием протонов.

а. Рождение e^+e^- — пар. Процесс подробно рассмотрен в работе [10]. Скорость энергетических потерь при прохождении протона с энергией E и зарядом Z через облако изотропно распределенных фотонов со спектральным распределением $n(\omega)$ равна:

$$\frac{dE}{dt} = -acr_0^2 Z^2 (mc^2)^2 \int_{\frac{1}{2}}^{\infty} dx n \left(\frac{xmc^2}{2\gamma} \right) \frac{\Phi(x)}{x^2}, \quad (1)$$

где c — скорость света, $\alpha = 1/137$, r_0 и m — классический радиус и масса электрона, mc^2 — энергия покоя электрона, $\gamma \equiv E/m_p c^2$ — лоренц фактор протона. Функция $\Phi(x)$ протабулирована в работе [10].

6. Фоторождение π -мезонов. Скорость энергетических потерь при этом процессе записывается в виде [10].

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{cE}{2\gamma^3} \int_{\omega_0}^{\infty} d\omega^* \sigma(\omega^*) f(\omega^*) \omega^* \int_{\omega^*/2\gamma}^{\infty} d\omega \frac{n(\omega)}{\omega^2}, \quad (2)$$

где ω^* — энергия фотона в системе покоя протона, $\sigma(\omega^*)$ — сечение фоторождения π -мезонов, $f(\omega^*)$ — доля энергии в л. с., теряемая протоном в одном столкновении, усредненная по всем направлениям вылета рожденных частиц (коэффициент неупругости).

К настоящему времени сечение фоторождения измерено вплоть до энергий 200 ГэВ. Начиная с порогового значения ($E \sim 140$ МэВ) сечение быстро растет, достигая максимума (~ 0.4 мб) при $E \sim 300$ МэВ, после чего немонотонно падает вплоть до энергий ~ 2 ГэВ; в нерезонансной области поведение сечения плавное, с почти постоянной величиной ~ 0.1 мб [12]. В области $E > 50$ ГэВ начинается медленный рост сечения [13]. В области $E > 200$ ГэВ, попадающей в интересующий нас диапазон энергий (например, фоторождение протона с энергией 10^{20} эВ на фотоне с энергией 10 КэВ соответствует энергии фотона в системе покоя протона $\omega^* \sim 10^{15}$ эВ), измерения отсутствуют, и сечение можно оценить основываясь на модели доминантности векторных мезонов (МДВМ), позволяющей выразить сечение процесса $\gamma\pi$ через сечение неупругого процесса πp (см., например, [14]). О последнем же процессе в этой области энергий имеется информация, полученная в исследованиях по взаимодействиям к. л. с веществом.

3. Скорость энергетических потерь. На рис. 1 приведены графики скоростей энергетических потерь, обусловленных фоторождением π -мезонов и рождением электронно-позитронных пар в случае степенного спектра рентгеновских фотонов для трех значений показателя $\gamma_x = 1.2$ (рис. 1а) и 1.5 (рис. 1б) в интервале энергий $1 \div 100$ КэВ. Приведенные кривые нормированы на плотность энергии рентгеновских фотонов:

$$W_x = \int_{1 \text{ КэВ}}^{100 \text{ КэВ}} n(\omega) \omega d\omega = 1 \text{ эрг/см}^3. \quad (3)$$

В области энергий протонов $E < 10^4$ ГэВ основным является процесс образования пар, что обусловлено большой величиной порога реакции фоторождения пионов. При больших энергиях основную роль начинает играть процесс фоторождения пионов.

Из рис. 1 видно, что с увеличением показателя спектра фотонов γ_x (при одной и той же нормировке на энергетическую плотность фотонов W_x) скорость энергетических потерь растет.

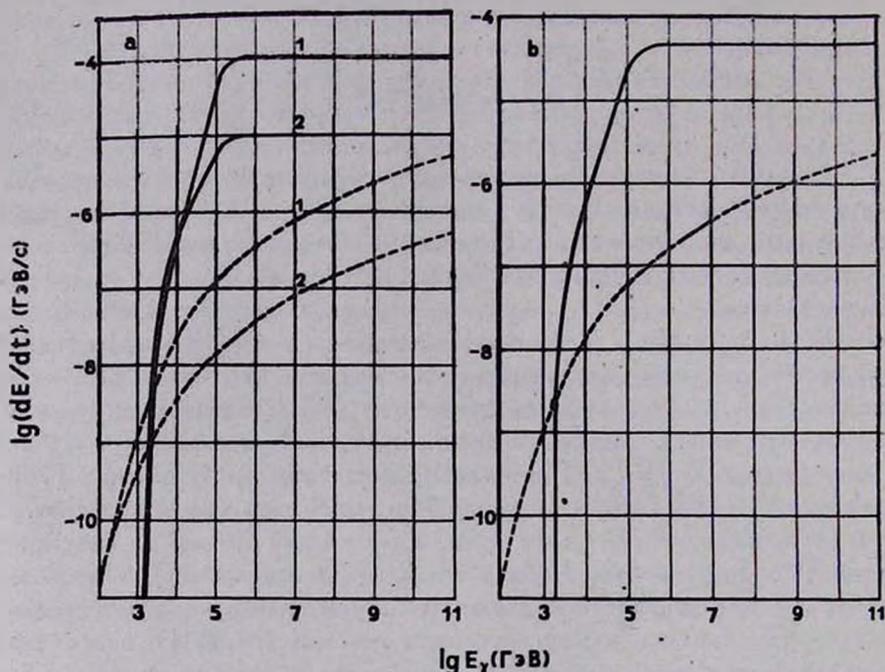


Рис. 1а. Скорость энергетических потерь при фоторождении π -мезонов (сплошные кривые) и рождения e^+e^- -пар (штрихованные кривые для $\gamma_x = 1$ (кривые 2) и $\gamma_x = 2$ (кривые 1)). 1б. То же, что и на рис. 1а для $\gamma_x = 1.5$.

Оценим теперь скорость энергетических потерь в реальных условиях в ядрах активных галактик. Предполагая почти изотропное распределение фотонов в источнике, можно оценить их спектральную плотность по формуле [15]:

$$n(\omega) = \frac{4\pi d^3 F_x(\omega)}{(4/3)\pi R^3 c} (1 + \tau_T), \quad (4)$$

где $F_x(\omega)$ — наблюдаемый поток фотонов, d — расстояние до источника, R — характерный размер источника, $\tau_T = \sigma_T \cdot n_e \cdot R$ — оптическая толщина по томпсоновскому рассеянию (n_e — концентрация тепловых электронов в источнике). Наблюдаемые жесткие степенные спектры ядер активных галактик удовлетворительно описываются как в рамках нетепловых (синхротронных) моделей (в этом случае $\tau_T \ll 1$), так и комптоновских

низкочастотных фотонов в аккреционной плазме с температурой $3 \cdot 10^8 \div 10^9$ К и $\tau_T \gg 1$ вблизи массивных черных дыр (см., например, [16]), которые согласно некоторым моделям являются источниками к. л. с. в. [17, 18]. Из-за отсутствия данных в настоящее время невозможно однозначно выбрать одну из этих моделей, что приводит к неопределенности величины плотности фотонов в источнике на фактор $(1 + \tau_T)$. К сожалению, к еще большей неопределенности приводит незнание размеров источника. Единственную информацию о верхнем пределе размеров источника можно получить из наблюдаемой переменности рентгеновского излучения. Как правило, ядра активных галактик обнаруживают переменность в рентгеновском диапазоне за масштаб времени $t \sim 10^5$ с. Однако от некоторых источников обнаружена переменность за существенно более короткие времена: $t \sim 7 \cdot 10^3$ с для NGC 4151 [19], $t \sim 6 \cdot 10^3$ с для квазара OX 165 [20] и $t \sim 10^3$ с для NGC 4051 [8] и NGC 6814 [9]. Для дальнейших оценок возьмем значения для светимости $L_x \sim 5 \cdot 10^{44}$ эрг/с и размера $R \sim 2 \cdot 10^{13}$ см, характеризующие хорошо изученный объект NGC 4151. Тогда получим для энергетической плотности рентгеновского излучения:

$$W_x \geq \frac{L_x}{(4/3) \pi R^2 c} (1 + \tau_T) \approx 10^7 (1 + \tau_T) \text{ эрг/см}^3. \quad (5)$$

Допустив для определенности $\tau_T \ll 1$, оценим свободный пробег протонов в источнике $\lambda = E/c(dE/dt)$. На рис. 2 построена зависимость λ от E для спектра фотонов с $\gamma_x = 1.5$, характеризующего спектр NGC 4151 [7]. Из графика следует, что к. л. с. в. могут выйти из источника только если они эффективно ускоряются, достигая сверхвысоких энергий на расстояниях, незначительно превышающих радиус области генерации рентгеновского излучения. Для частиц с энергией $E > 10^{17}$ эВ утечка более вероятна, поскольку их свободный пробег превосходит характерный размер источника более чем на три порядка. Полученный результат, в принципе, не противоречит существующим моделям ускорения к. л. с. в. в ядрах активных галактик. Подчеркнем при этом, однако, следующее обстоятельство.

До сих пор мы обсуждали лишь процессы фоторождения на рентгеновских фотонах. Однако при энергиях $E > 10^{17}$ эВ становится возможным фоторождение пионов на оптических и инфракрасных фотонах (≤ 1 эВ). Хотя оптическая светимость ядер активных галактик, как правило, не превосходит рентгеновской светимости, однако, при сравнимых размерах областей генерации, энергетические потери на оптических фотонах могут оказаться существенно больше. Действительно, отношение свободных пробегов протонов на оптических и рентгеновских фотонах по порядку величины равно:

$$\frac{\lambda_x}{\lambda_{\text{опт}}} \approx \frac{L_{\text{опт}}/\omega_{\text{опт}}R_{\text{опт}}^2}{L_x/\omega_x R_x^2} \approx \left(\frac{R_x}{R_{\text{опт}}}\right)^2 \left(\frac{L_{\text{опт}}}{L_x}\right) (10^3 \div 10^4). \quad (6)$$

Таким образом, при $L_{\text{опт}} \sim L_x/10$ длины свободных пробегов становятся одного порядка, если $R_{\text{опт}} < 10 \cdot R_x$.

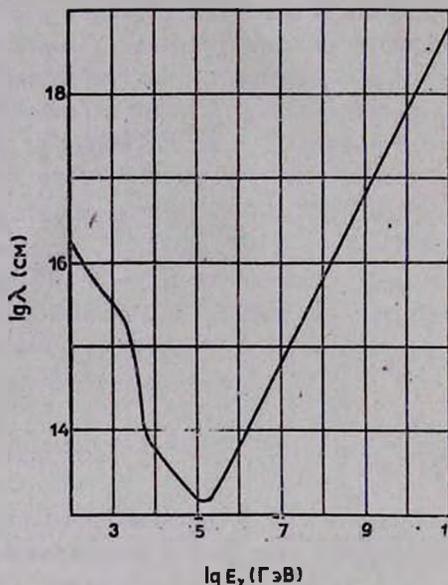


Рис. 2. Зависимость свободного пробега λ от энергии E для $\gamma_x = 1.5$.

Исследования активных галактик, проведенные в последние годы, свидетельствуют о наличии у ряда объектов переменности в оптическом и инфракрасном диапазонах за существенно меньшие масштабы времени (например, ~ 40 с для OJ 287 [21]), при сравнимых светимостях в рентгеновском и оптическом диапазонах. Очевидно, что при этом энергетические потери на оптических фотонах становятся больше, чем на рентгеновских, и, следовательно, возможность выхода частиц сверхвысоких энергий ($E > 10^{17}$ эВ) из объектов будет сильно подавлена.

Следует отметить, что все приведенные выше оценки относятся к случаю изотропного поля излучения, что само по себе в ядрах активных галактик не очевидно. Более того, последние наблюдательные данные по масштабам переменности излучения для ряда активных галактик и квазаров, в частности для B2 1308+32, 3C 66A и OJ 287, указывают, что их размеры могут быть меньше шварцшильдовского радиуса черных дыр (обеспечивающих максимально возможную компактность источников), с массой, необходимой для объяснения наблюдаемой болометрической све-

тмости [22]. Таким образом, если эти результаты будут подтверждены, требование анизотропии излучения становится неизбежным в любой модели, претендующей на объяснение электромагнитного излучения ядер активных галактик и квазаров. Это, очевидно, приведет к ослаблению полученных выше ограничений, однако количественные оценки представляются преждевременными, ввиду существенных неопределенностей, связанных с возможным наличием анизотропии.

Ереванский физический институт

ON THE FORMATION OF SUPERHIGH ENERGY SPECTRUM OF COSMIC RAYS IN THE NUCLEI OF ACTIVE GALAXIES

F. A. ANARONIAN, A. S. AMBARTSUMIAN

The superhigh energy cosmic rays proton-nuclei component energy loss due to the interaction with the X-ray photon field in nuclei of active galaxies is investigated.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Б. Христиансен, УФН, 136, 351, 1982.
2. С. И. Никольский, Н. В. Кабанова, И. Н. Стаменов и др., Изв. АН СССР, сер. физ., 44, 525, 1980.
3. А. М. Hillas, Proc. 17-th Inter. Cosmic Ray Conf., v. 13, Paris, 1981, p. 69.
4. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, Письма ЖЭТФ, 4, 114, 1966.
5. К. А. Griseon, Phys. Rev. Lett., 16, 748, 1966.
6. V. S. Berazinsky, S. I. Grigorova, Proc. 15-th Inter. Cosmic Ray Conf., v. 2, Plovdiv, 1977, p. 309.
7. R. E. Rotshild, R. E. Mushotzky, W. A. Barty, Preprint SP-82-23, USCD, La Jolla, 1982.
8. F. E. Marshall, R. H. Becker, S. S. Holt, Bul. AAS, 12, 796, 1980.
9. A. F. Tennant, R. E. Mushotzky, Ap. J., 264, 92, 1983.
10. G. R. Blumental, Phys. Rev. D, 1, 1596, 1970.
11. В. С. Березинский, Г. Т. Зацепин, Ядерная физика, 13, 797, 1971.
12. F. W. Stecker, Phys., Rev. Lett., 21, 1018, 1968.
13. Phys. Lett., v. 111B, April 1972, "Review of Particle Properties".
14. Р. Фейнман, Взаимодействие фотонов с адронами, Мир, М., 1975.
15. G. B. Ribitsky, A. P. Lightman, "Radiative Processes in Astrophysics", New York, Interscience, 1981.
16. A. C. Fabian, Proc. R. Soc., London, 336, 449, 1979.
17. V. S. Berazinsky, V. L. Ginzburg, M. N. RAS, 194, 3, 1981.
18. M. Kafatos, M. M. Shapfro, R. Silberberg, Comm. Astrophys., 9, 179, 1981.
19. A. P. Lightman, R. Giacconi, H. Tenanbaum, Ap. J., 224, 375, 1978.
20. H. Tananbaum, Y. Avni, G. Branduardi et. al., Ap. J., 234, L9, 1979.
21. R. E. Griffiths, S. Tapia, U. Brlel, et. al., Ap. J., 234, 810, 1979.
22. L. Bassani, A. J. Dean, S. Semb, Astron. Astrophys., 125, 52, 1983.