

УДК 523.11

## МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КАСКАДЫ КАК ВОЗМОЖНЫЙ ИНСТРУМЕНТ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОНОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

А. В. Урысон

*Проанализировано диффузное гамма-излучение, которое образуется при взаимодействиях космических лучей ультравысоких энергий с фоновым излучением в межгалактическом пространстве. Вычислена, в рамках упрощенной модели, интенсивность гамма-излучения в области энергий  $E \approx 10^{14}$  эВ в разных предположениях об источниках космических лучей и с использованием разных оценок величины нетеплового фонового радиоизлучения. Показано, что интенсивность гамма-излучения при этих энергиях зависит от фонового радиоизлучения – при разных предположениях о радиофоне она может различаться в десятки раз. Сделан вывод о том, что гамма-излучение может служить тестом для моделей фонового радиоизлучения.*

Взаимодействие космических лучей (КЛ) ультравысоких энергий (УВЭ) с микроволновым фоновым излучением в межгалактическом пространстве, или ГЗК-эффект [1, 2], проявляется на Земле, во-первых, в возможном отсутствии частиц с  $E > 10^{20}$  эВ и, во-вторых, в изменении формы спектра КЛ УВЭ [3]. Еще одним следствием ГЗК-эффекта являются электромагнитные каскады, которые КЛ УВЭ инициируют в межгалактическом пространстве [4, 5]. Попытка обнаружения гамма-излучения, рожденного в таком каскаде, в области энергий  $E > 350$  ГэВ была предпринята в работе [6], но найдено оно не было.

Мы пытались найти возможные “следы” межгалактических каскадов в ливнях, инициированных квантами с энергией  $E > 5 \cdot 10^{14}$  эВ [7–9]. Эти ливни были зарегистрированы на Тянь-Шаньской и Боливийской высокогорных установках [10–12]. (Вопрос о происхождении

квантов оставался открытым.) Здесь мы приводим оценки интенсивности гамма-излучения, образованного в межгалактических каскадах. Оценки получены для гамма-излучения с энергией  $E \approx 10^{14}$  эВ. (Реально эта область определяется энергетическим разрешением установки и составляет  $E \sim (0.8-1.5) \cdot 10^{14}$  эВ.)

Область энергий  $E \approx 10^{14}$  эВ выбрана по следующей причине. Вселенная практически прозрачна для квантов с такой энергией [13], и они не поглощаются в межгалактическом пространстве. Поэтому можно ожидать, что в этой области энергий интенсивность гамма-излучения максимальна, если источники КЛ УВЭ расположены достаточно далеко от нас.

Гамма-излучение такой энергии может рождаться в других процессах. Во-первых, оно образуется в Галактике во взаимодействиях КЛ с межзвездным газом (энергия КЛ  $E < 10^{15}$  эВ). Во-вторых, гамма-излучение этой энергии генерируется в пульсарах. В третьих, источниками гамма-излучения могут быть активные галактические ядра. Гамма-излучение, рожденное во взаимодействиях КЛ с межзвездным газом, максимально в плоскости галактического диска. Если излучение испускают отдельные источники на небесной сфере, то в интенсивности ливней наблюдаются пики в направлении на эти источники. По таким признакам можно выделить излучение, рожденное в Галактике, и излучение от точечных источников. Вклад в гамма-излучение от неразрешенных источников оценивается теоретически.

Ливни [10–12] пришли преимущественно с высоких галактических широт ( $|b| > 25^\circ$  у боливийских ливней и  $|b| \geq 30^\circ$  у тьянь-шаньских ливней). В их интенсивности не были найдены пики в каких-либо направлениях. Исходя из этого, мы приняли гипотезу о генерации гамма-излучения в межгалактических каскадах. Здесь мы не касаемся оценки интенсивности гамма-излучения от неразрешенных источников. Рассмотрим, влияет ли на интенсивность гамма-излучения, рожденного в каскадах, начальный спектр частиц УВЭ в источниках и форма спектра внегалактического фонового радиоизлучения, которая в настоящее время не выяснена до конца.

Расчеты интенсивности гамма-излучения с энергией  $E \approx 10^{14}$  эВ проведены для разных моделей источников КЛ УВЭ и с использованием разных оценок радифона в межгалактическом пространстве.

*Электромагнитные каскады.* Каскады в межгалактическом пространстве исследовались в работах [4, 5] (см. также ссылки в [3]). Опишем качественно основные черты каскадного процесса.

Космические протоны УВЭ взаимодействуют с реликтовыми фотонами в реакциях

$$p + \gamma_{\text{rel}} \rightarrow p + \pi^0, \quad (1)$$

$$p + \gamma_{\text{rel}} \rightarrow n + \pi^+. \quad (2)$$

Рожденные пионы дают начало электронно-фотонной компоненте

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \quad (3)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu, \quad (4)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \nu, \quad (5)$$

которая порождает каскад на фотонах фонового излучения  $\gamma_b$  в последовательном цикле реакций рождения пар

$$\gamma + \gamma_b \rightarrow e^+ + e^- \quad (6)$$

и обратного комптоновского рассеяния

$$e + \gamma_b \rightarrow e' + \gamma'. \quad (7)$$

Процесс рождения пар (6) – пороговый, он возможен, если энергия фотона  $E_\gamma > E_t$ , где пороговая энергия равна

$$E_t = (mc^2)^2 / \epsilon_b. \quad (8)$$

Здесь  $mc^2$  – масса электрона,  $mc^2 = 0.5$  МэВ,  $\epsilon_b$  – энергия фонового фотона.

Кроме реакции рождения пар (6), фотоны могут участвовать в процессе двойного рождения пар  $\gamma + \gamma_b \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$ . Двойное рождение пар мы не учитывали, так как при рассматриваемых энергиях (в нашей модели максимальная энергия квантов составляет  $1.5 \cdot 10^{20}$  эВ) вклад этого процесса мал по сравнению с вкладом процесса (6) [14]. Электроны участвуют, кроме обратного комптоновского рассеяния, в процессе  $e + \gamma_b \rightarrow e' + e^+ + e^-$ . В рассматриваемой области энергий вклад этого процесса несущественен из-за малой передачи энергии частицам пары ( $< 10^{-3}$ ) [14], и мы его не рассматривали.

Процессы (6), (7) при высоких энергиях имеют две характерные черты. Во-первых, энергия вторичного электрона в (6) или рассеянного фотона  $\gamma'$  в (7) почти равна энергии первичного электрона или фотона:  $E_e \approx E_\gamma$ ,  $E_{\gamma'} \approx E_e$ , а энергия второй частицы сравнительно мала:  $E_e \approx E_{e'} \approx E_t$ . Вследствие этого в каскаде может сохраняться лидирующая частица в виде электрона или кванта, которая несет высокую энергию – порядка энергии  $E_p$  протона, инициировавшего реакции (3–5),  $E \sim E_p$ . Другие частицы в каскаде имеют значительно меньшие энергии:  $E \approx E_t$ . Во-вторых, сечения этих процессов уменьшаются с ростом энергии как  $\sim 1/(E\epsilon_b)$ .

Сечение процесса (6)  $\sigma_{\gamma\gamma}$  равно [15]

$$\sigma_{\gamma\gamma} \approx 3/8\sigma_T a^2 / \{ [2 + 2a^2 - a^4] \ln(a^{-1} + (a^{-2} - 1)^{1/2}) - (1 - a^2)^{1/2} (1 + a^2) \}, \quad (9)$$

где  $a = mc^2/E_{ec}$ ,  $E_{ec}$  – энергия фотонов в системе центра инерции,

$$E_{ec} = [E_e \epsilon_b (1 - \cos \Psi)]^{1/2}, \quad (10)$$

$\Psi$  – угол между импульсами фотонов в системе наблюдателя.

Сечение  $\sigma_{IC}$  процесса (7) при  $E_e > E_t$  равно [15]

$$\sigma_{IC} \approx 3/8\sigma_T(mc^2)^2/(E_e\epsilon_b)\{\ln[2E_e\epsilon_b/(mc^2)^2] + 0.5\}. \quad (11)$$

При энергии  $E_e < E_t$  сечение (7) равно томсоновскому,  $\sigma_{IC} = \sigma_T \approx 6.65 \cdot 10^{-25}$  см<sup>2</sup>, и электрон рассеивает сравнительно мягкие фотоны со средней энергией, равной [15]

$$E_\gamma = 4/3\epsilon_b(E_e/mc^2)^2. \quad (12)$$

Поэтому каскад может развиваться с сохранением лидирующей частицы только при достаточно высокой энергии фонового излучения. (Поясним, что в процессе (6)  $E_t$  – это пороговая энергия, с которой начинается рождение пар. В процессе (7) энергия  $E_t$  – это граничная энергия, ниже нее сечение рассеяния постоянно и равно томсоновскому, а выше нее растет с энергией в соответствии с (11).)

Наиболее низкоэнергичное фоновое излучение в межгалактическом пространстве – это нетепловое радиоизлучение, средняя энергия которого  $\epsilon_b \sim 10^{-7}$  эВ. (Пороговая энергия  $E_t \geq 10^{19}$  эВ.) Лидирующий электрон взаимодействует с радиофоном (а не с реликтовым излучением, поскольку  $\sigma_T < \sigma_{IC}$ ), в результате теряя энергию, и пронос энергии лидирующей частицей отсутствует.

Кроме “высвечивания” на радиопотонах, лидирующий электрон будет терять энергию на синхротронное излучение в межгалактических магнитных полях. Величину поля, в котором синхротронные потери незначительны, можно оценить либо из условия, что синхротронные потери электронов меньше комптоновских, как было сделано в работе [8], либо из следующих соображений. Электрон рассеивает жесткий фотон в процессе (7) в течение времени  $\Delta t_{IC}$ . Время  $T_s$ , за которое электрон теряет на синхротронное излучение менее половины энергии, равно [15]

$$T_s = 5 \cdot 10^8 mc^2 / (B_\perp^2 E_e), \quad (13)$$

где  $B_\perp$  – компонента магнитного поля, перпендикулярная вектору скорости электрона, магнитное поле измеряется в гауссах, энергия – в электрон-вольтах. Отрезок времени  $\Delta t_{IC}$ , в течение которого электрон передает энергию жесткому фотону, составляет  $\Delta t_{IC} = \lambda_{IC}/c$ , здесь  $\lambda_{IC}$  – средний свободный пробег электрона, равный  $\lambda_{IC} = (\sigma_{IC} n_b)^{-1}$ ,  $n_b$  – плотность фоновых фотонов,  $c$  – скорость света. Синхротронные потери будут незначительны, если

$$\Delta t_{IC} < T_s. \quad (14)$$

Отсюда получаем для электронов с энергией  $10^{20}$  эВ:  $B < 5 \cdot 10^{-10}$  Гс при рассеянии на радиопотонах,  $B < 10^{-11}$  Гс при рассеянии на реликтовых фотонах.

Для электронов с энергиями  $E \approx 10^{14} - 10^{17}$  эВ развитие каскада не нарушается в магнитном поле  $B < 2 \cdot 10^{-8}$  Гс [8]. Наконец, для электронов самых низких энергий  $E \approx 10^{14}$  эВ, которые мы будем рассматривать, синхротронные потери незначительны в магнитном поле величиной  $B < 5 \cdot 10^{-6}$  Гс.

Каковы магнитные поля во внегалактическом пространстве? В работе [16] приведена оценка магнитного поля, полученная из измерений меры вращения для радиоисточников:  $B < 10^{-9}$  Гс. Кроме того, в работе [17] показано, что во внегалактическом пространстве существуют области, где поле  $B < 10^{-11}$  Гс. Таким образом, магнитное поле во внегалактическом пространстве не нарушает развития электромагнитного каскада.

В Галактике магнитное поле имеет величину  $B \approx 3 \cdot 10^{-6}$  Гс, в нем электроны УВЭ сравнительно быстро теряют энергию на синхротронное излучение. Поэтому мы считали, что каскад в Галактике перестает развиваться.

Перейдем к описанию модели, принятой для расчетов.

*Описание модели.* Мы принимали, что источники КЛ УВЭ – это активные ядра галактик, и рассматривали следующие варианты:

1) Источники – лацертиды с красными смещениями вплоть до  $z = 1.1$ , распределенные по  $z$  в соответствии с данными каталога [18], исходный спектр КЛ – моноэнергетический с начальной энергией  $E_0 = 10^{21}$  эВ.

2) Источники – лацертиды с таким же пространственным распределением, но исходный спектр – степенной с показателем  $\chi = 2, 2.6$  или 3.

3) Источники – сейфертовские ядра с красными смещениями  $0 \leq z \leq 0.0092$ , распределенные по  $z$  в соответствии с данными каталога [18]. Исходный спектр КЛ в источниках – степенной с показателем  $\chi = 2, 2.6$  или 3.

Мы предполагали, что все КЛ с энергией  $E \geq 4 \cdot 10^{19}$  эВ излучаются внегалактическими источниками (КЛ с энергией  $E < 10^{19}$  эВ образуются в Галактике), поэтому интегральная интенсивность КЛ в источниках считалась равной измеренной интегральной интенсивности КЛ УВЭ  $I_{CR}(E \geq 4 \cdot 10^{19}$  эВ).

Причины, по которым в качестве источников КЛ были выбраны эти активные ядра, проанализированы в работах [19, 20].

Вид исходного спектра КЛ обусловлен возможными условиями ускорения частиц [21–23]. Пространственные распределения источников КЛ, использовавшиеся в расчетах, приведены в статье [24].

В расчете мы принимали, что реликтовые фотоны имеют среднюю энергию  $\epsilon_r = 6.7 \cdot 10^{-4}$  эВ, их средняя плотность  $n_r = 400$  см<sup>-3</sup>. У фотонов высокоэнергетического “хвоста” энергия  $\epsilon_t = 1 \cdot 10^{-3}$  эВ, их средняя плотность  $n_t = 42$  см<sup>-3</sup>. Энергия  $E_t$  во взаимодействиях (6), (7) с реликтовым излучением равна  $E_t \approx 10^{14}$  эВ. В эпоху с красным смещением  $z$  плотность

реликтовых фотонов была в  $(1+z)^3$  выше, а их энергия – в  $(1+z)$  раз выше, чем при  $z = 0$  [3].

Результаты измерений внегалактического радиодифона приведены в работе [25]. По данным этой работы энергия радиодифонов не менее  $\epsilon_b \approx 2 \cdot 10^{-8}$  эВ, их плотность равна  $n_b \approx 0.1 \text{ см}^{-3}$ . По теоретическим оценкам [26], сделанным с учетом эволюции источников радиоизлучения, радиодифон существует и при значительно более низких энергиях  $\epsilon_b \approx 4 \cdot 10^{-10}$  эВ, плотность фотонов при этой энергии составляет  $n_b \approx 1 \text{ см}^{-3}$ .

Анализировалось развитие каскада в двух случаях: (I), когда фоновое радиоизлучение бралось по измерениям [25], и (II), когда радиодифон соответствовал теоретическим результатам [26]. Плотность радиодифонов  $n_b(\epsilon_b)$  при разных энергиях фотонов  $\epsilon_b$  приведена в табл. 1–5. В случае (I) пороговая энергия равна  $E_{t1} \approx 1.5 \cdot 10^{19}$  эВ, в случае (II) она составляет  $E_{t2} \approx 6 \cdot 10^{20}$  эВ.

Мы принимали, что межгалактическое магнитное поле имеет величину  $B \approx 10^{-11}$  Гс, и синхротронными потерями электронов можно пренебречь. Электроны УВЭ, дошедшие до Галактики, не учитывались вследствие того, что они сравнительно быстро теряют энергию в галактическом магнитном поле.

*Вычисления.* Цель нашего расчета – определить число квантов  $N_\gamma$  с энергией  $E_\gamma \approx 10^{14}$  эВ в принятых моделях источников и радиодифона. Вычисления проводились по следующей схеме.

Таблица 1–5

*Плотность внегалактических радиодифонов  $n_b(\epsilon_b)$  при разных энергиях фотонов  $\epsilon_b$ , которая принималась в расчетах; (I) – по измерениям [25], (II) – по результатам [26]*

$\epsilon_b \cdot 10^{11}$ , эВ	5.4E-3	8.5E-3	1.345E-3	2.13E-2	3.37E-2
$n_b$ , $\text{см}^{-3}$ (II)	1.2E-3	2.9E-3	7.8E-3	1.9E-2	3.6E-2

$\epsilon_b \cdot 10^{11}$ , эВ	5.38E-2	8.5E-2	13	21	34	54	85
$n_b$ , $\text{см}^{-3}$ (II)	7.8E-2	0.135	0.23	0.32	0.41	0.44	0.42

$\epsilon_b \cdot 10^{11}$ , эВ	1.3	2.1	3.4	5.4	8.5	13	21
$n_b$ , $\text{см}^{-3}$ (I)	0	0	0	0.1	0.12	0.1	0.7
$n_b$ , $\text{см}^{-3}$ (II)	0.44	0.4	0.33	0.28	0.24	0.2	0.15

$\epsilon_b \cdot 10^{11}$ , эВ	34	54	85	130	210	340	540	850
$n_b$ , $\text{см}^{-3}$ (I,II)	0.12	0.0905	0.06	0.05	0.03	0.016	0.01	0.0096

$\epsilon_b \cdot 10^{11}$ , эВ	1340	2100	3400	5400	8500	1.34E4	2.1E4	3.4E4
$n_b$ , $\text{см}^{-3}$ (I,II)	0.0089	0.01	0.014	0.031	0.087	0.29	0.65	1.3

Сначала методом Монте–Карло определялся пробег протона в реакции (1). Учитывалась зависимость сечения реакции от энергии протона, а также уменьшение энергии протона вследствие расширения Вселенной. (Реакции, в которых космические протоны рожают  $e^+e^-$  – пары, в этой области энергий несущественны [3].)

Затем определялась энергия нейтрального пиона, рожденного в реакции (1) при заданной энергии протона  $E_p: E_{\pi^0} = K E_p$ , и энергия, оставшаяся у протона. Коэффициент неупругости  $K$  зависит от энергии протона. Он вычислялся с учетом этой зависимости. Энергия каждого кванта, рожденного в распаде (3), равна:  $E_\gamma = 0.5 E_{\pi^0}$ . Детали вычислений энергетических потерь и пробегов протонов приведены в статье [24].

Кроме реакции (1), космический протон взаимодействует с реликтовым излучением в реакции (2). В результате взаимодействий (2) и, соответственно, (4) и (5), образуется позитрон, энергия которого  $E_e$  лежит в широком интервале  $1.3 \cdot 10^{-5} K E_p \leq E_e \leq K E_p$ . Мы предполагали для простоты, что позитрон рождается со сравнительно небольшой энергией и порождаемый им электромагнитный каскад дает несущественный вклад в интенсивность гамма-излучения при  $E \approx 10^{14}$  эВ. По этой причине мы пренебрегали вкладом реакции (2) в каскад и не рассматривали ее.

Сечения процессов (1) и (2) различаются примерно на 25% [27]. Мы не учитывали это различие и полагали, что взаимодействия (1) и (2) равновероятны, а электромагнитный каскад инициируется в половине взаимодействий (1). Мы учитывали это, рассматривая каскад только от одного из двух квантов, образованных во взаимодействиях (1), (3).

Взаимодействие кванта (6) рассматривалось так. Генерировался угол  $\Psi$  между импульсами фотонов в системе наблюдателя и вычислялась по формуле (10) энергия фотона  $E_{ec}$  в системе центра инерции. Далее по формуле (9) вычислялось сечение  $\sigma_{\gamma\gamma}$  и пробег  $\lambda_{\gamma\gamma} = 1/(n_b \sigma_{\gamma\gamma})$ , где в качестве фонового фотона брались последовательно радиофотоны (для которых выполняется условие  $E_\gamma > E_t$ ) с энергией и плотностью  $\epsilon_b, n_b$  из табл. 1–5 и реликтовые фотоны. Из полученной совокупности пробегов  $\lambda_{\gamma\gamma}$  выбирался минимальный. Считалось, что взаимодействие (6) произошло с фотоном того типа, которому соответствует минимальный пробег, и определялась по формуле (8) соответствующая энергия  $E_t$ . Энергия частиц в рожденной электрон-позитронной паре (6) была фиксирована. Энергия одной частицы бралась равной пороговой энергии  $E_t$ , а энергия второй составляла  $(E_\gamma - E_t)$ . Эта процедура проделывалась для  $N = 1000$  квантов, затем строилась гистограмма числа электронов по энергии и определялся вес каждого энергетического интервала.

Затем прослеживалась судьба электрона в каждом энергетическом интервале. Вычислялось сечение  $\sigma_{IC}$  обратного комптоновского рассеяния электрона последовательно на радиофотонах с энергией и плотностью  $\epsilon_b, n_b$  из табл. 1–5 и реликтовых фотонах. (Сечение  $\sigma_{IC}$  вычислялось по формуле (11) при  $E_e > E_t$ , при меньших энергиях принималось, что  $\sigma_{IC} = \sigma_T$ .)

Определялся пробег  $\lambda_{IC} = 1/(n_b \sigma_{IC})$  для каждого сорта фонового фотона, из множества пробегов выбирался минимальный, и считалось, что рассеяние произошло на фотоне того сорта, которому соответствует минимальный пробег. Если оказывалось, что рассеяние произошло с сечением  $\sigma_T$ , то энергия рассеянного кванта  $E_{\gamma'}$  определялась по формуле (12), у электрона оставалась энергия  $(E_e - E_{\gamma'})$ . Если нет, то вычислялась соответствующая энергия  $E_t$ , и энергия, переданная рассеянному кванту, считалась равной  $(E_e - E_t)$ , а у электрона оставалась энергия  $E_t$ .

Процедура повторялась до тех пор, пока энергия электрона не уменьшалась до  $10^{14}$  эВ. Вклады в гамма-излучение электронов из разных энергетических интервалов суммировались с весом каждого интервала. Далее мы рассматривали взаимодействие (6) рассеянных жестких квантов с фоновым излучением, как описано выше. В итоге определялось число квантов  $N_\gamma$  с энергией  $E_\gamma \approx 10^{14}$  эВ, порожденных в каскаде от первого взаимодействия космического протона с реликтовым фоном.

Точно так же рассматривались каскады, порожденные в результате второго и последующих взаимодействий (1) протона с реликтовым газом. Вклады всех каскадов суммировались, и определялось полное число квантов  $N_\gamma$  с энергией  $E_\gamma \approx 10^{14}$  эВ, образованных при прохождении космического протона УВЭ от источника до нашей Галактики.

Подчеркнем еще раз, что вычисления проводились с использованием усредненных величин, без учета флуктуаций. Обратим также внимание на следующее упрощающее предположение. Мы считали, что каскадные кванты с энергией  $E_\gamma < 10^{15}$  эВ, снижая свою энергию в последовательном цикле реакций (6), (7), всегда попадают в "окно прозрачности". Однако возможно, что энергия кванта снизится и до значений меньших, чем  $10^{14}$  эВ, например, до  $5 \cdot 10^{13}$  эВ. Такой квант будет взаимодействовать с оптическими фотонами, и его пробег может уменьшиться в 5–10 раз по сравнению с квантом из "окна прозрачности" [13]. В результате интенсивность гамма-излучения с энергией  $E \approx 10^{14}$  эВ будет ниже, чем получено в нашей упрощенной модели.

*Основные количественные черты каскада в принятых моделях.* Проанализируем, в основных чертах, развитие электромагнитного каскада и рассмотрим, какие характеристики наиболее сильно зависят от модели фонового излучения.

Вычисленные пробеги протонов при энергиях первого и последующих взаимодействий (1) показаны на рис. 1. (В каждом взаимодействии рождается квант и начинает развиваться электромагнитный каскад.) Суммируя длины свободных пробегов протона в последовательных взаимодействиях, получаем, что протон с начальной энергией  $E_0 = 10^{21}$  эВ передает значительную часть энергии в электромагнитный каскад сравнительно близко от источника – на расстоянии  $R \leq 70$  Мпк. В нашей модели с моноэнергетическим начальным спектром протоны имеют такую энергию. Если же исходный спектр КЛ в источнике степенной, то



подавляющая часть протонов имеет энергию  $E_0 < 10^{20}$  эВ. Свободный пробег протонов таких энергий достигает сотни Мпк, и диссипация начальной энергии происходит дальше от источника.

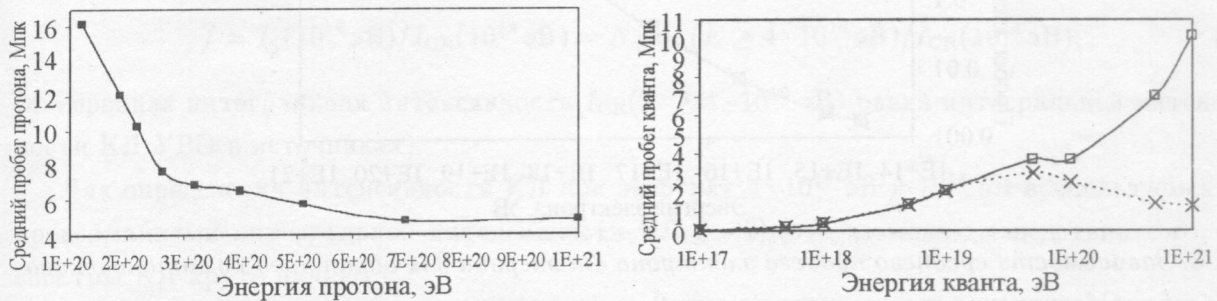


Рис. 1. Энергетическая зависимость среднего пробега протона с начальной энергией  $E_0 = 10^{21}$  эВ для нескольких первых взаимодействий с реликтовым излучением.

Рис. 2. Зависимость среднего пробега кванта от энергии для процесса рождения пар. Крестами обозначены результаты расчета по модели (I), когда радиотфон соответствовал измерениям [25]. Квадратами обозначены результаты вычислений по модели (II), когда радиотфон соответствовал теоретическим оценкам [26].

Рассмотрим, каковы длины пробегов фотонов и электронов в каскаде.

Зависимость средних свободных пробегов квантов от энергии  $E_\gamma$  для процесса рождения пар (6) представлена на рис. 2. Образование пары и, соответственно, передача энергии от кванта к одной из рожденных частиц происходит на длинах, не превышающих 10 Мпк для квантов самых высоких энергий.

Наконец, пробеги электронов разных энергий для процесса обратного комптоновского рассеяния показаны на рис. 3. Обратное комптоновское рассеяние происходит сначала на радиотфотонах, а при уменьшении энергии электрона до  $\sim 10^{19} - 5 \cdot 10^{18}$  эВ – на реликтовом излучении. В случае (I) электрон передает значительную часть своей энергии радиотфотонам, а затем реликтовым фотонам и не рассеивает кванты сравнительно низких энергий (12). В случае (II) электрон рассеивает значительное число радиотфотонов с энергией (12), прежде чем его энергия уменьшится до  $\sim 5 \cdot 10^{18}$  эВ. После этого он начинает рассеивать реликтовые фотоны с энергией  $E_\gamma \approx E_e$ . Таким образом, диссипация энергии в каскаде в модели (I) оказывается существенно ниже, чем в модели (II).

Приведем для иллюстрации характерные значения  $N_\gamma$ , полученные в наших моделях.

Рассмотрим сначала модель “дальних” источников – лацертид с моноэнергетическим исходным спектром протонов. В этой модели  $E_0 = 10^{21}$  эВ [23]. Протон с энергией  $E_0 = 10^{21}$  эВ



Рис. 3. Зависимость среднего пробега электрона от энергии для обратного комптоновского рассеяния. Обозначения те же, что на рис. 2.

взаимодействует с реликтовым фоном (число взаимодействий примерно восемь), порождая в каждом взаимодействии электромагнитный каскад. Если источник протонов находится на расстоянии  $R \sim 1000$  Мпк от установки, то в каждом каскаде от последовательных протонных взаимодействий (1) рождается  $N_\gamma \sim 10^4$  квантов в случае радиодиффузии (I), и  $N_\gamma \sim 10^5$  квантов в случае радиодиффузии (II). Для источников, удаленных на  $R \sim 100$  Мпк, число квантов в каждом каскаде составляет  $N_\gamma < 10^3$  и  $N_\gamma < 10^4$ , соответственно.

В моделях со степенным исходным спектром КЛ значения  $N_\gamma$  существенно ниже. Причины этого следующие. Во-первых, подавляющая часть протонов имеют энергии  $E_0 \approx 5 \cdot 10^{19}$  эВ и вследствие сравнительно длинных пробегов они взаимодействуют с реликтовым фоном всего 1–2 раза, порождая меньшее число электромагнитных каскадов. Кроме того, последовательные реакции (6), (7) происходят в основном на реликтовом фоне. В результате диссипация энергии в таких каскадах невелика по сравнению с каскадами на радиодиффузии. Если источник удален на  $R \sim 1000$  Мпк, то в каждом каскаде генерируется  $N_\gamma \sim 10^3$  и  $N_\gamma \sim 10^4$  квантов в случае радиодиффузии (I) и (II), соответственно. Для источников, удаленных на расстояния  $R < 100$  Мпк, значения  $N_\gamma$  близки к 0, вследствие того, что каскады не успевают развиваться.

Перейдем к результатам расчетов и сравнению с экспериментальными данными.

**Результаты.** Рассмотрим сначала модель “дальних” источников – лазертид с моноэнергетическим исходным спектром КЛ. Число рожденных в каскадах квантов с энергией  $E_\gamma \approx 10^{14}$  эВ равно  $N_\gamma \approx 3.3 \cdot 10^4$  в случае радиодиффузии (I) и  $N_\gamma \approx 10^6$  в модели радиодиффузии (II).

Перейдем к моделям со степенным исходным спектром частиц. В них, как уже было отмечено, основная часть протонов имеет энергию около  $5 \cdot 10^{19}$  эВ. При степенном исходном спектре КЛ в “дальних” источниках  $N_\gamma \approx 1.5 \cdot 10^3$  независимо от модели радиодиффузии.

Наконец, в модели ближних сейфертовских ядер со степенным исходным спектром частиц  $N_\gamma \approx 0$ .

На эксперименте для определения интенсивности гамма-излучения выделяют ливни, порожденные квантами, из фона ливней, инициированных протонами и ядрами КЛ УВЭ. Доля ливней, порожденных квантами с энергией  $E_\gamma \approx 10^{14}$  эВ, от общего числа ливней такой энергии равна:

$$f = I_\gamma(10^{14} \text{ эВ})/I_{\text{CR}}(10^{14} \text{ эВ}) = N_\gamma I_{\text{CR}}(E \geq 4 \cdot 10^{19} \text{ эВ})/I_{\text{CR}}(10^{14} \text{ эВ}), \quad (15)$$

(измеренная интегральная интенсивность  $I_{\text{CR}}(E \geq 4 \cdot 10^{19} \text{ эВ})$  равна интегральной интенсивности КЛ УВЭ в источниках).

Для определения интенсивности КЛ при энергиях  $4 \cdot 10^{19}$  эВ и  $10^{14}$  эВ воспользуемся аппроксимациями интегральной интенсивности КЛ из [3] (это возможно вследствие того, что спектры КЛ круто падают):

$$I_{\text{CR}}(> E) = 1 \cdot (E(\text{ГэВ}))^{-1.7} \text{ частиц}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}) \quad (16)$$

при  $10 \text{ ГэВ} < E < 3 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}$ ;

$$I_{\text{CR}}(> E) = 3 \cdot 10^{-10} (E(\text{ГэВ})/10^6)^{-2.1} \text{ частиц}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}) \quad (17)$$

при  $E > 3 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}$ .

Доля ливней  $f$ , порожденных квантами, в разных моделях такова.

В модели источников-лацертид с моноэнергетическим исходным спектром доля ливней, порожденных каскадными квантами при  $10^{14}$  эВ, составляет  $f \approx 8 \cdot 10^{-7}, 3 \cdot 10^{-5}$  в случае радифона (I), (II), соответственно. В модели лацертид со степенным исходным спектром частиц доля таких ливней составляет  $f \approx 1.3 \cdot 10^{-13}$ . Наконец, в модели ближних сейфертовских ядер со степенным исходным спектром такие ливни отсутствуют.

*Обсуждение и выводы.* Эти результаты получены при следующих упрощающих предположениях. Мы проводили расчет электромагнитного каскада в среднем, без учета флуктуаций. Мы считали, что каскадные кванты с энергией  $E_\gamma < 10^{15}$  эВ снижают свою энергию в последовательном цикле реакций (6), (7) до  $E_\gamma \approx 10^{14}$  эВ и всегда попадают в "окно прозрачности". Однако возможно, что энергия кванта снизится и до меньших значений, например, до  $5 \cdot 10^{13}$  эВ. Такой квант будет взаимодействовать с оптическими фотонами, и его пробег может уменьшиться в 5–10 раз по сравнению с квантом из "окна прозрачности". Это приведет к снижению доли  $f$  обсуждавшихся ливней. Мы не учитывали взаимодействий каскадных квантов с оптическими фотонами ни в одной из моделей. Поэтому относительное различие в них доли ливней останется тем же самым, но для отбора моделей потребуется, возможно, большая общая статистика ливней.

Кроме того, при расчете электромагнитных реакций (6, 7) не учитывалось увеличение плотности и энергии фоновых фотонов в эпоху с красным смещением  $z$ . В модели лацертид не учитывался вклад в каскады от источников, расположенных на расстояниях меньших

500 Мпк. Учет этих факторов приведет к увеличению числа ливней, инициированных квантами.

Таким образом, если спектр КЛ в источниках моноэнергетический, то в разных моделях внегалактического радифона – по измерениям [25] и по теоретическим результатам [26] – доля  $f$  ливней от каскадных квантов с энергией  $E_\gamma \approx 10^{14}$  эВ отличается в  $\sim 40$  раз ( $f \approx 8 \cdot 10^{-7}$ ,  $3 \cdot 10^{-5}$ ). Найденное различие достаточно для того, чтобы попытаться сравнить полученные результаты с экспериментальными данными.

Принимая, что статистика ливней при энергии  $10^{14}$  эВ составляет  $N_{\text{shower}} \approx 10^8$  (такова статистика Тянь-Шаньской установки [28]), получаем, что число ливней, инициированных квантами, равно в случае измеренного радифона (I)  $N_{(I)} = 80$ , в случае теоретического радифона (II)  $N_{(II)} = 3 \cdot 10^3$ . Поэтому ливни, порожденные каскадными квантами с энергией  $E_\gamma \approx 10^{14}$  эВ, могут быть использованы в качестве теста внегалактического фонового радиоизлучения.

Если же исходный спектр КЛ в источниках степенной, то доля ливней от каскадных квантов рассматриваемой энергии не превышает  $1.3 \cdot 10^{-13}$  и, при общей статистике ливней  $\sim 10^8$ , число ливней, порожденных квантами, равно 0. Но и в этом случае исследование не будет безрезультатным: если  $N = 0$ , то это значит, что частицы в источниках ускоряются со степенным спектром. Этот вывод представляет интерес для выяснения условий ускорения КЛ в источниках.

В заключение заметим следующее. Ранее в работах [7–9] мы исследовали ливни, порожденные квантами с энергией  $(5 - 8.5) \cdot 10^{14}$  эВ, которые были зарегистрированы на разных установках. Мы высказали предположение, что зарегистрированные кванты могли быть рождены в межгалактических электромагнитных каскадах. Однако доля квантов от общего числа КЛ, по этим данным, слишком высока ( $\sim 10^{-3}$ ) по сравнению с результатами, полученными здесь, и вопрос о происхождении этих ливней остается открытым.

Я признательна А. И. Никишову, сделавшему замечания по рукописи статьи, и Д. Семикозу за обсуждение данных о внегалактическом фоновом радиоизлучении.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966).
- [2] Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, Письма в ЖЭТФ **4**, 114 (1966).
- [3] В. С. Березинский, В. С. Буланов, В. Л. Гинзбург и др., Астрофизика космических лучей (Наука, М., 1990).
- [4] S. Hayakawa, Progr. Theor. Phys. Suppl. **37**, 594 (1966).
- [5] О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, Изв. АН, сер. физ., **33**, 1776 (1969).
- [6] C. W. Akerlof, S. Biller, P. Boyle, et al., Astrophys. J. **586**, 1232 (2003).

- [7] А. В. Урысон, Краткие сообщения по физике ФИАН N 3-4, 30 (1996).
- [8] А. В. Урысон, ЖЭТФ **113**, 385 (1998).
- [9] А. В. Урысон, Изв. АН, сер. физ. **63**, 624 (1999).
- [10] S. I. Nikolsky, J. N. Stamenov, and S. Z. Ushev, J. Phys.G: Nucl. Phys. **13**, 883 (1987).
- [11] F. Kakimoto, T. Kaneko, H. Yoshii et al., Proc. 20<sup>th</sup> ICRC, Moscow, **1**, 307 (1987).
- [12] K. Suga, Y. Toyoda, K. Kamata et al., Proc. 20<sup>th</sup> ICRC, Moscow, **1**, 310 (1987).
- [13] R. J. Gould and G. P. Schreder, Phys. Rev. **155**, 1408 (1967).
- [14] P. Bhattacharjee and G. Sigl, Phys. Rep. **327**, 109 (2000).
- [15] В. Л. Гинзбург, Теоретическая физика и астрофизика, (М., Наука, 1990).
- [16] P. Blasi, S. Burles, and A.V. Olinto, Ap. J. **514**, L79 (1999).
- [17] K. Dolag, D. Grasso, V. Springel, and I. Tkachev, Письма в ЖЭТФ **79**, 719 (2005); ArXiv astro-ph/0410419 v2 (2005).
- [18] M.-P. Veron-Cetty and P. Veron, Astron. & Astrophys. **374**, 92 (2001); <http://www.obs-hp.fr> (2003).
- [19] А. В. Урысон, АЖ, **78**, 686 (2001).
- [20] П. Г. Тиняков, И. И. Ткачев, Письма в ЖЭТФ **74**, 499 (2001).
- [21] N. S. Kardashev, MNRAS, **276**, 515 (1995).
- [22] А. В. Урысон, Письма в АЖ, **27**, 901 (2001).
- [23] А. А Шацкий, Н.С. Кардашев, АЖ **79**, 708 (2002).
- [24] А. В. Урысон, Письма в АЖ, **30**, 897 (2004).
- [25] T. A. Clark, L. W. Brown, and J. K. Alexander, Nature **228**, 847 (1970).
- [26] R. J. Protheroe and P. L. Biermann, Astropart. Phys. **6**, 45 (1996); erratum, *ibid.*, **7**, 181 (1997).
- [27] S. Hayakawa, Cosmic Ray Physics. (John Wiley & sons. New York, 1969; Перевод: С. Хаякава. Физика космических лучей. ч. 1. М., Мир, 1973.)
- [28] Н. М. Нестерова, Частное сообщение, (2007).

Поступила в редакцию 27 июля 2007 г.