

ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В МАРТЕ 1873 ГОДА
ВЫХОДИТ 12 РАЗ В ГОД
МОСКВА

ТОМ 113, ВЫПУСК 2
ФЕВРАЛЬ, 1998
«НАУКА»

ВОЗМОЖНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАСКАДОВ В МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

© 1998

А. В. Урысон

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 1 ноября 1996 г.

Проанализированы направления прихода ливней от γ -квантов с энергией выше 10^{14} эВ, зарегистрированных на Боливийской и Тянь-шаньской высокогорных установках. Найдено, что их распределение по небесной сфере неоднородно и согласуется в области галактических широт $b \geq 30^\circ$ с распределением сейфертовских галактик, удаленных от нас на расстояния $\sim (1.5-200)$ Мпк, если постоянная Хаббла равна 75 км/с·Мпк. Исходя из того, что сейфертовские галактики являются возможными источниками протонов с энергией выше $3 \cdot 10^{19}$ эВ, показано, что γ -кванты могли быть рождены в результате взаимодействий внегалактических протонов с реликтовым излучением и в последующих электромагнитных каскадах в межгалактическом пространстве. На основании этого получено ограничение на величину межгалактического магнитного поля $B \ll 10^{-9}$ Гс.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из проявлений взаимодействия протонов с реликтовым излучением в межгалактическом пространстве должно быть обрезание спектра космических лучей в области энергий $E > 3 \cdot 10^{19}$ эВ [1, 2]. Однако, если источники космических протонов расположены сравнительно близко от нас — в радиусе нескольких десятков Мпк, — спектр не будет иметь чернотельного обрезания [3]. Как было показано в [4], возможными источниками протонов с энергией $E > 3 \cdot 10^{19}$ эВ являются ядра активных галактик, удаленных от нас на расстояния не более 40 Мпк при постоянной Хаббла 75 км/с·Мпк. Если это так, то спектр протонов не имеет чернотельного обрезания.

В настоящей работе показано, что другим возможным проявлением взаимодействия протонов с реликтовым излучением является γ -излучение сверхвысоких энергий, которое регистрируется наземными установками.

Ливни, инициированные γ -квантами, исследовались на Тянь-шаньской высокогорной установке [5, 6] и на высокогорной установке в Боливии [7, 8]. На фоне большого числа ливней от космических лучей эти ливни, по-видимому, отличаются тем, что содержат значительно меньшее число мюонов и адронов. По этому признаку были выделены ливни на Боливийской установке. Основным критерием отбора ливней на Тянь-шаньской установке был низкий поток энергии в адронной компоненте по отношению к электронам и фотонам.

Энергия γ -квантов, зарегистрированных в [5, 6], составила $(5-8.5) \cdot 10^{14}$ эВ, в [7, 8] — $(10^{14}-10^{17})$ эВ. Направления прихода ливней не совпали с какими-либо галактическими источниками γ -излучения. Измеренные потоки превосходили в десятки раз теоретические оценки диффузного γ -излучения, которое образуется во взаимодействиях космических лучей с межзвездным газом [9, 10]. Поэтому в работах [5–8, 11, 12] зарегистрированные γ -кванты интерпретировались как излучение неразрешенных галактических источников. Из такого предположения следует, что большое число точечных источников должно быть сосредоточено на небольших участках небесной сферы. Тогда скорее всего они были бы зарегистрированы в рентгеновском диапазоне. Однако избытка рентгеновского излучения из предполагаемых участков с повышенной плотностью источников не наблюдалось [10]. В дальнейшем ливни от γ -квантов не исследовались.

В настоящей работе проанализировано распределение по небу направлений прихода квантов и предложена модель, объясняющая особенности этого распределения, а также интенсивность зарегистрированного излучения.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЛИВНЕЙ ОТ γ -КВАНТОВ ПО НЕБЕСНОЙ СФЕРЕ

Рассмотрим распределение по небу направлений прихода ливней в координатах (α, δ) из работы [5]. Оно показано на рисунке. Ливни пронумерованы нами. У этого распределения есть особенности. Во-первых, координаты γ -квантов 2, 3, 4, 6 совпадают в области меньшей, чем их 1.5-кратные ошибки. Координаты кванта 5 совпадают с ними с учетом трехкратной ошибки. Согласно статистике при случайном распределении ошибок координат γ -квант находится в области трехкратной ошибки с вероятностью 99.8%. Вероятность P случайного совпадения координат пяти квантов из восьми оценим следующими способами. Эти γ -кванты пришли из полосы $\alpha = (13-16)$ ч. Вероятность случайного попадания пяти из восьми квантов в полосу шириной $\Delta\alpha = 3$ ч мала:

$$P = C_8^5 (\Delta\alpha/24)^5 (1 - \Delta\alpha/24)^3 \approx 1.1 \cdot 10^{-3}.$$

Кроме того, эти кванты пришли из области, которая занимает $\Delta S \approx 0.19$ полосы обзора установки, если учитывать трехкратную ошибку их координат. Вероятность случайного попадания пяти из восьми квантов в участок такой величины также невелика:

$$P = C_8^5 (\Delta S)^5 (1 - \Delta S)^3 \approx 7 \cdot 10^{-3}.$$

Во-вторых, кванты 2–6 пришли из области галактических широт $b \geq 30^\circ$. Это означает, что, по-видимому, они не являются диффузными, так как в этом направлении

интенсивность диффузного излучения меньше, чем вдоль галактического диска [10], и преимущественное число γ -квантов следует ожидать из области низких широт. (Поглощением γ -излучения таких энергий в галактическом диске можно пренебречь [10].) В измерениях [8] избыток ливней (на уровне 3.8σ) от γ -квантов с энергией выше 10^{14} эВ наблюдался из области $\alpha = 180\text{--}210^\circ$, $\delta = 0\text{--}(-40)^\circ$. Эта область также соответствует высоким широтам $b < -25^\circ$. (Распределение небесных координат этих ливней не публиковалось.) Направления прихода со стороны высоких галактических широт указывают на возможное внегалактическое происхождение квантов — они могли быть рождены в результате взаимодействий внегалактических протонов с реликтовым излучением и в последующих электромагнитных каскадах в межгалактическом пространстве. Это предположение было сделано в работе [13].

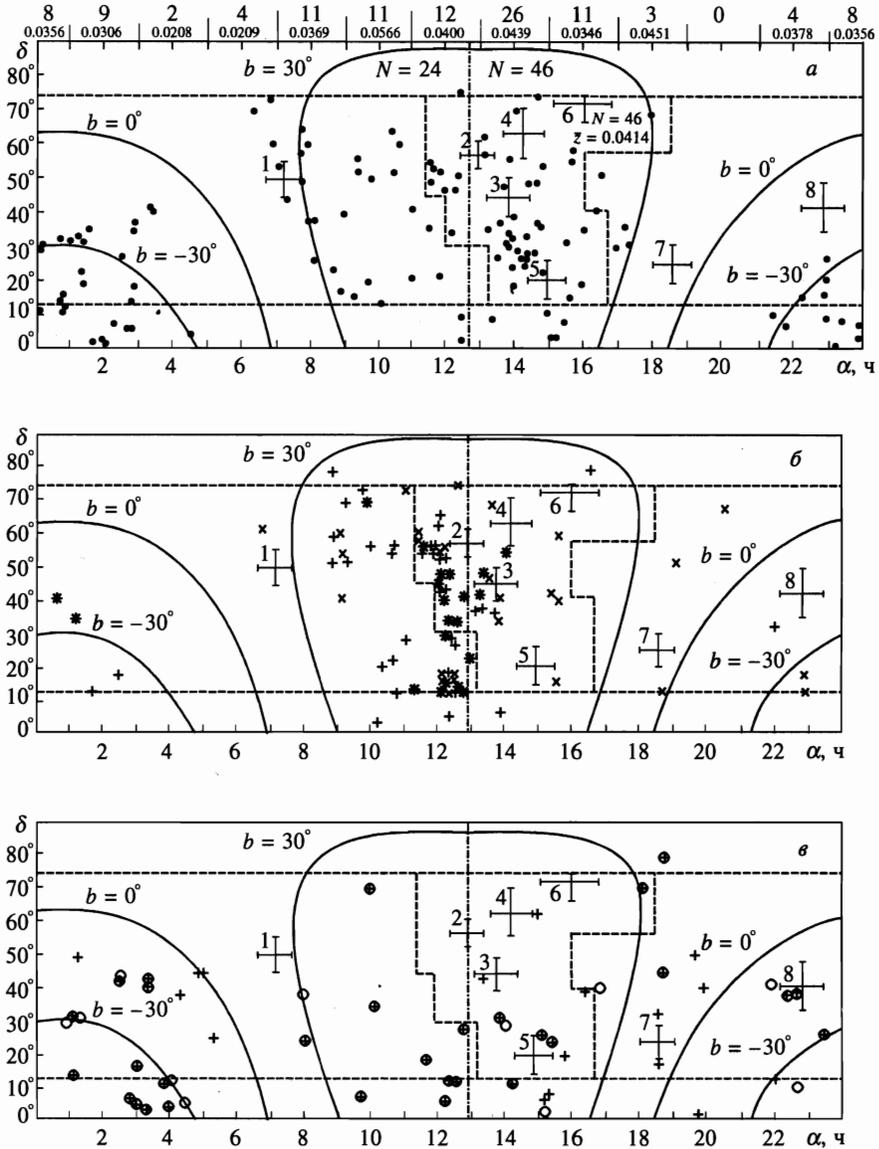
3. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЗМОЖНЫХ ИСТОЧНИКОВ КОСМИЧЕСКИХ ПРОТОНОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Возможными источниками протонов сверхвысоких энергий являются, по-видимому, ядра активных галактик [4] и/или мощные радиогалактики [10, 14]. Будем считать, что протоны с энергиями $E > 3 \cdot 10^{19}$ эВ распространяются в межгалактическом пространстве прямолинейно, и сравним распределения по небу их источников с распределением γ -квантов из [5]. Точность в определении оптических координат галактик составляет секунды, поэтому ошибки в их распределении по небу учитывать не будем.

Для анализа распределения сейфертовских галактик был взят полный бюраканский обзор [18]. Число галактик в обзоре $N_{FBS} = 127$, средняя величина красного смещения $\bar{z}_{FBS} = 0.048$. Их распределение приведено на рис. а. Для поиска возможной неоднородности в распределении галактик область $b > 30^\circ$ была разбита линией $\alpha = 12$ ч 49 мин на два равных по площади участка, и в каждом из них подсчитано число галактик N . Линия $\alpha = 12$ ч 49 мин является осью симметрии области $b > 30^\circ$ в координатах (α, δ) . Кроме того, были подсчитаны числа галактик в полосах $\Delta\alpha = 2$ ч и в области прихода ливней (2–6), взятой с учетом трехкратной ошибки в определении их координат. Эти числа приведены на рис. а. Из него следует, что распределение галактик в области $b > 30^\circ$ неоднородно, а область прихода квантов (2–6) совпадает с участками, где число галактик максимально.

Дополнительно было проанализировано распределение по небу сейфертовских галактик с $z \leq 0.0089$ из каталога [19], который также пригоден для статистических исследований. В распределение были включены галактики с активными ядрами из каталога [20], не вошедшие в [19]. (Галактики из [20] не попали в область (2–6).) Распределение галактик показано на рис. б. Числа галактик с разными z были подсчитаны на участках неба: (1) — $\alpha = 0\text{--}24$ ч, $\delta = (0\text{--}90)^\circ$, (2) — область $b > 30^\circ$ в полосе обзора тянь-шаньской установки, (3) — область квантов (2–6). Эти числа и доля галактик в области (2–6) относительно участков (1) и (2) приведены в табл. 1. Из нее следует, что значительная часть близких галактик также попадает в область (2–6).

Для анализа распределения по небу мощных радиогалактик были использованы каталоги для частот 178 МГц и 5 ГГц [21, 22]. Оказалось, что число галактик с $z < 0.1$ в области $b > 30^\circ$ на участках неба справа и слева от линии $\alpha = 12$ ч 49 мин различно: $N = 14$ и $N = 8$. Однако в области квантов (2–6) их число равно числу галактик на участках $b > 30^\circ$, свободных от γ -квантов. Распределение радиогалактик с $z < 0.1$



Распределение по небу направлений прихода ливней от γ -квантов из [5]. Сплошной линией показаны галактические широты $b = \pm 30^\circ$ и плоскость Галактики $b = 0^\circ$. Штриховая линия ограничивает область обзора тянь-шаньской установки и область прихода квантов (2–6) с учетом трехкратной ошибки в определении их координат. Штрихпунктирная линия $\alpha = 12$ ч 49 мин — ось симметрии области $b > 30^\circ$. а — Распределение по небу сейфертовских галактик из полного бюраканского обзора [18]. Показано число галактик N и их \bar{z} в полосах $\Delta\alpha = 2$ ч и в области (2–6), а также числа N в области $b > 30^\circ$ справа и слева от линии $\alpha = 12$ ч 49 мин; б — распределение по небу сейфертовских галактик и галактик с активными ядрами из [19, 20] с $z \leq 0.0022$ (*), $0.0022 < z \leq 0.0049$ (+) и с $0.0049 < z \leq 0.0089$ (x); в — распределение по небу мощных радиогалактик с $z < 0.1$ на частоте 178 МГц из [21] (+) и на частоте 5 ГГц из [22] (o)

Таблица 1

Число галактик с $z \leq 0.0089$ из [19, 20] на разных участках неба

	Число галактик N			
	$z \leq 0.0089$	$z \leq 0.0022$	$0.0022 < z \leq 0.0049$	$0.0049 < z \leq 0.0089$
(1) $\alpha = (0-24)h,$ $\delta = (0-90^\circ)$	67	24	32	26
(2) Область $b > 30^\circ$ в полосе обзора установки	59	20	23	16
(3) область (2-6)	38	13	14	11
Доля галактик в (3) относительно (1)	0.57	0.54	0.44	0.48
Доля галактик в (3) относительно (2)	0.64	0.65	0.61	0.68

Примечание. Область (3) занимает ≈ 0.19 площади (1) и ≈ 0.52 площади (2).

показано на рис. в.

Отсюда следует, что если γ -кванты (2-6) имеют внегалактическое происхождение, то основными источниками инициировавших их протонов являются, по-видимому, сейфертовские галактики, а не радиогалактики. Это согласуется с результатами [4].

4. ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ γ -КВАНТОВ

Рассмотрим, как развиваются электромагнитные каскады, следуя [15-17], и на каких расстояниях от источников протонов в них образуются γ -кванты с энергией $(5-8.5) \cdot 10^{14}$ эВ. Пробег таких квантов в поле реликтовых фотонов составляет 10-20 кпк [23], поэтому, для того чтобы быть зарегистрированными на установке, они должны родиться на границе Галактики. Численные оценки приведем для электромагнитных каскадов, инициированных протонами с энергией $E = 6 \cdot 10^{19}, 3 \cdot 10^{20}, 10^{22}$ эВ.

Протоны энергий $E > 3 \cdot 10^{19}$ эВ взаимодействуют с реликтовыми фотонами в реакциях



$$p + \gamma_{rel} \rightarrow n + \pi^+ \tag{II}$$

В системе протона сечение $\sigma_{p\gamma}$ имеет резонанс при энергии фотона $\varepsilon' \approx 300$ МэВ с максимумом $\sigma_{p\gamma}(300 \text{ МэВ}) \approx 5.5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ и уменьшается с ростом ε' до $\sigma_{p\gamma}(5 \text{ ГэВ}) \approx 0.8 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ [24]. Энергия фотона $\varepsilon' = \gamma\varepsilon(1 - \beta \cos \vartheta)$, лоренц-фактор протона $\gamma = E/m_p$, масса протона $m_p \approx 938$ МэВ, энергия реликтового фотона в L -системе $\varepsilon \approx 6.7 \cdot 10^{-4}$ эВ, $\beta = (1 - 1/\gamma^2)^{1/2}$, ϑ — угол между импульсами протона и фотона в L -системе [3]. Поскольку $\beta \approx 1$, $-1 \leq \cos \vartheta \leq 1$, то $0 < \varepsilon' < 2\gamma\varepsilon$. При лобовом столкновении ($\cos \vartheta = -1$) величина $\varepsilon' = 300$ МэВ соответствует энергии $E \approx 3 \cdot 10^{20}$ эВ, а $\varepsilon' = 5$ ГэВ — энергии $E \approx 10^{22}$ эВ. Средняя длина свободного пробега протона равна $\bar{\lambda}_{p\gamma} = (n_{rel}\sigma_{p\gamma})^{-1}$, где плотность реликтовых фотонов $n_{rel} \approx 400 \text{ см}^{-3}$ [10]. Величина $\bar{\lambda}_{p\gamma}$ может принимать значения $1.5 \leq \bar{\lambda}_{p\gamma} < 150$ Мпк для $E = 3 \cdot 10^{20}$ эВ и $10 \leq \bar{\lambda}_{p\gamma} < 150$ Мпк для $E = 6 \cdot 10^{19}$ эВ и $E \gg 3 \cdot 10^{20}$ эВ. Доля энергии K_p , которую протон передает пиону в (I), (II), увеличивается с энергией ε' : $0.126 \leq K_p < 0.4$ при $\varepsilon' = 145$ МэВ–2 ГэВ [3]. Для оценок примем среднее значение $\bar{K}_p = 0.2$, если $E \ll 10^{22}$ эВ, $\bar{K}_p = 0.4$, если $E = 10^{22}$ эВ.

Пионы, образованные в (I), (II), распадаются:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \tag{III}$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu, \tag{IV}$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \nu. \tag{V}$$

Из кинематики [25] этих распадов средняя энергия γ -квантов в (III) равна $\bar{\varepsilon}_\gamma = \varepsilon_\pi/2$, где энергия пиона $\varepsilon_\pi = K_p E$, энергия мюона в (IV) лежит в интервале $(m_\mu/m_\pi)^2 \varepsilon_\pi \leq \varepsilon_\mu < \varepsilon_\pi$, энергия позитрона e^+ в (V) — в интервале $(m_e/m_\mu)^2 \varepsilon_\mu \leq \varepsilon_e < \varepsilon_\mu$ или $(m_e/m_\pi)^2 K_p E \leq \varepsilon_e < K_p E$; масса мюона $m_\mu \approx 106$ МэВ, масса заряженного пиона $m_\pi \approx 140$ МэВ, масса электрона $m_e \approx 0.5$ МэВ.

Полученные таким образом значения $\bar{\varepsilon}_\gamma$ и граничные значения энергии позитрона $\varepsilon_1 \leq \varepsilon < \varepsilon_2$ приведены в табл. 2.

Таблица 2

Значения энергии γ -квантов $\bar{\varepsilon}_\gamma$, рожденных в (I), (III), и граничные значения энергии ε_1 и ε_2 позитронов, образованных в (II), (IV), (V), для разных значений энергии первичного протона

E , эВ	$\bar{\varepsilon}_\gamma$, эВ	ε_1 , эВ	ε_2 , эВ
$6 \cdot 10^{19}$	$6 \cdot 10^{18}$	$1.5 \cdot 10^{14}$	$1.2 \cdot 10^{19}$
$3 \cdot 10^{20}$	$3 \cdot 10^{19}$	$8 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{19}$
10^{22}	$2 \cdot 10^{21}$	$5 \cdot 10^{16}$	$4 \cdot 10^{21}$

Распадная длина пионов и мюонов меньше 1000 м, поэтому будем считать, что эти частицы распадаются мгновенно.

Проследим сначала за позитроном. (Здесь и дальше мы будем следить только за теми частицами, которые могут инициировать γ -кванты с энергией $\varepsilon_\gamma \geq 5 \cdot 10^{14}$ эВ.) Он рассеется на реликтовых фотонах, а если $\varepsilon_e > 10^{15}$ эВ, то и на радиofотонах:

$$e + \gamma_b \rightarrow e' + \gamma'. \quad (\text{VI})$$

Сечение (VI) равно

$$\sigma_{IC} = (3/8)\sigma_T q \ln(2/q + 0.5), \quad \text{если } \varepsilon_e > \varepsilon_{min} \approx m_e^2/\varepsilon_b;$$

$q = m_e^2/\varepsilon_e \varepsilon_b$, $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25}$ см² — томсоновское сечение, ε_b — энергия фонового фотона. Энергия радиofотонов $\varepsilon_b = 3 \cdot 10^{-9}$ – 10^{-6} эВ, плотность энергии $w_b \approx 10^{-7}$ эВ/см⁻³ [17]. Для оценок рассмотрим поле r_1 радиofотонов с $\varepsilon_b = 3 \cdot 10^{-9}$ эВ, $n \approx 30$ см⁻³ и поле r_2 с $\varepsilon_b = 10^{-6}$ эВ, $n \approx 0.1$ см⁻³. Для полей реликтового излучения, полей r_1 и r_2 радиofотонов значения ε_{min} равны соответственно $\varepsilon_{min} \approx 4 \cdot 10^{14}$, $8.3 \cdot 10^{19}$, $2.6 \cdot 10^{17}$ эВ. Энергия вторичного позитрона в (VI) составляет $\varepsilon_{e'} \sim \varepsilon_{min}$, энергия рассеянного γ -кванта $\varepsilon_{\gamma'} \sim \varepsilon_e$. Если энергия протона $E \ll 10^{22}$ эВ, то энергия позитрона лежит в интервале

$$1.5 \cdot 10^{14}$$
– $10^{15} < \varepsilon_e < 6 \cdot 10^{18}$ – 10^{20} эВ.

Позитрон с энергией $\varepsilon_e \approx 5 \cdot 10^{14}$ – 10^{15} эВ рассеет в поле реликтовых фотонов γ -квант с энергией $5 \cdot 10^{14}$ – 10^{15} эВ. Средний пробег позитрона в поле реликтового излучения равен $\bar{\lambda}_{IC} = (n_b \sigma_{IC})^{-1}$ и составляет $\bar{\lambda}_{IC} \approx 5$ кпк для $\varepsilon_e = 5 \cdot 10^{14}$ – 10^{15} эВ. Таким образом, γ -кванты с энергией $5 \cdot 10^{14}$ – 10^{15} эВ будут рождены в однократном взаимодействии (II) и однократной цепочке (IV), (V), (VI) в поле реликтовых фотонов, если энергия протона $E \ll 10^{22}$ эВ. Это произойдет на среднем расстоянии \bar{R} от источника $\bar{R} = \bar{\lambda}_{p\gamma} + \bar{\lambda}_{IC}$, что составляет $1.5 \leq \bar{R} < 150$ Мпк.

Кроме того, позитроны с энергией $\varepsilon_e \approx 2 \cdot 10^{17}$ эВ рассеют γ -кванты с энергией $5 \cdot 10^{14}$ – 10^{15} эВ в поле r_1 , а позитроны с $\varepsilon_e \approx 10^{16}$ эВ — в поле r_2 . Здесь $\varepsilon_e < \varepsilon_{min}$ и сечение рассеяния равно $\sigma_{IC} \approx \sigma_T$, средняя энергия рассеянных γ -квантов $\bar{\varepsilon}_\gamma$ и энергия позитрона ε_e связаны соотношением

$$\bar{\varepsilon}_\gamma = (4/3)\varepsilon_b(\varepsilon_e/m_e^2).$$

Позитроны таких энергий рождены протонами с $6 \cdot 10^{19} < E \leq 10^{22}$ эВ. Средние пробеги позитронов равны $\bar{\lambda}_{IC} = (n_b \sigma_T)^{-1}$ и составляют $\bar{\lambda}_{IC} \approx 16$ кпк, 5 Мпк в полях r_1 , r_2 соответственно. Таким образом, кванты с энергией $5 \cdot 10^{14}$ – 10^{15} эВ будут также рождаться во взаимодействии (II) и цепочке (IV)–(VI) в поле радиofотонов на расстояниях $1.5 < \bar{R} < 155$ Мпк от источника протонов с энергией $6 \cdot 10^{19} < E \leq 10^{22}$ эВ.

Оценки пробегов $\bar{\lambda}_{IC}$ позитронов с энергией ε_e из табл. 2 в полях фоновых фотонов приведены в табл. 3. Рожденные в (VI) вторичные позитроны с энергией ε_{min} рассеют γ -кванты с энергией $5 \cdot 10^{14}$ – 10^{15} эВ, как показано выше. Как видно из табл. 3, в этом случае они будут рождены на расстоянии от источника $\bar{R} = \bar{\lambda}_{p\gamma} + \bar{\lambda}_{IC}$, что составляет $1.5 < \bar{R} < 200$ Мпк, если $E \ll 10^{22}$ эВ, и $\bar{R} \leq (1-2) \cdot 10^3$ Мпк, если $E = 10^{22}$ эВ.

Проследим за γ -квантами из (III) и (VI). В поле фоновых фотонов они порождают электрон-позитронные пары, если $\varepsilon_\gamma \geq \varepsilon_{min}$:

$$\gamma + \gamma_b \rightarrow e^+ + e^-. \quad (\text{VII})$$

Таблица 3

Оценки средних пробегов позитронов $\bar{\lambda}_{IC}$ в поле реликтовых и радиофотонов

$\varepsilon_e, \text{эВ}$	$\bar{\lambda}_{IC}$		
	Поле реликтовых фотонов	Поле r_2	Поле r_1
$1.5 \cdot 10^{14}$	5 кпк	5 Мпк	17 кпк
$8 \cdot 10^{14}$	5 кпк	5 Мпк	17 кпк
$5 \cdot 10^{16}$	70 кпк	5 Мпк	17 кпк
$1.2 \cdot 10^{19}$	6 Мпк	122 Мпк	17 кпк
$6 \cdot 10^{19}$	40 Мпк	510 Мпк	17 кпк
$4 \cdot 10^{21}$	2100 Мпк	$2.1 \cdot 10^4$ Мпк	470 кпк

Сечение (VII) равно

$$\sigma_{\gamma\gamma} = (3/8)\sigma_T a^2 \left[(2 + 2a^2 - a^4) \ln \left(a^{-1} + \sqrt{a^{-1} - 1} \right) - \sqrt{1 - a^2} (1 + a^2) \right],$$

где $a = m_e/\varepsilon_\gamma^*$ ($\varepsilon_\gamma^* \geq m_e$); энергия фотонов в системе, в которой сумма их импульсов равна 0,

$$\varepsilon_\gamma^* = [(\varepsilon_\gamma \varepsilon_b / 2) (1 - \cos \psi)]^{1/2},$$

ψ — угол между импульсами фотонов в L -системе. Энергия частиц пары в (VII) составляет $\varepsilon_{e_1} \sim \varepsilon_\gamma$, $\varepsilon_{e_2} \sim \varepsilon_{min}$. Средний свободный пробег γ -квантов в (VII) равен $\bar{\lambda}_{\gamma\gamma} = (n_b \sigma_{\gamma\gamma})^{-1}$. Оценки $\bar{\lambda}_{\gamma\gamma}$ для γ -квантов с энергией $\bar{\varepsilon}_\gamma$ из табл. 2 приведены в табл. 4.

Таблица 4

Оценки пробегов γ -квантов $\bar{\lambda}_{\gamma\gamma}$ в поле реликтовых и радиофотонов ($\psi = 90^\circ$)

$\varepsilon_\gamma, \text{эВ}$	$\bar{\lambda}_{IC}$		
	Поле реликтовых фотонов	Поле r_2	Поле r_1
$6 \cdot 10^{18}$	3.3 Мпк	—	—
$3 \cdot 10^{19}$	13.6 Мпк	211 Мпк	—
$2 \cdot 10^{21}$	667 Мпк	7100 Мпк	212 кпк

Рожденные электроны с энергией $\varepsilon_e \sim \varepsilon_{min} = 4 \cdot 10^{14} - 2.6 \cdot 10^{17}$ эВ рассеют в процессе (VI) γ -кванты с энергией $5 \cdot 10^{14} - 10^{15}$ эВ, как описано выше. Эти кванты будут рождены на средних расстояниях $\bar{R} = \bar{\lambda}_{p\gamma} + \bar{\lambda}_{\gamma\gamma} + \bar{\lambda}_{IC}$ от источника протонов. Если рождение пары (VII) произойдет в поле реликтовых фотонов, то γ -кванты будут рождены на расстоянии от источника $1.5 < \bar{R} < 160$ Мпк при $E = 6 \cdot 10^{19}$ эВ, $100 \leq \bar{R} < 250$ Мпк при $E = 3 \cdot 10^{20}$ эВ и $\bar{R} \leq 10^3$ Мпк при $E = 10^{22}$ эВ. Если $E = 10^{22}$ эВ, то рождение пары (VII) может произойти также в поле r_2 , и кванты будут рождены на расстоянии $4 < \bar{R} < 155$ Мпк от источника.

Полученные оценки $\bar{R} \approx 200$ Мпк совпадают с расстояниями до сейфертовских галактик из полного обзора [18], попавших в область прихода квантов (2–6), если постоянная Хаббла $H = 75$ км/с·Мпк. Из оценок также следует, что кванты с энергией $(5-8.5) \cdot 10^{14}$ эВ могут рождаться в рассмотренных цепочках на расстояниях $\sim (1-2) \cdot 10^3$ Мпк от источника.

В результате большого числа реакций (I), (II), которые происходят, пока $E > 3 \cdot 10^{19}$ эВ, и реакций (III)–(VII) возникнут электромагнитные каскады. Аналогично ливням в атмосфере [26] каскады могут развиваться на длине, значительно меньшей, чем средняя. Это происходит из-за флуктуаций величин ϑ , K_p , $\lambda_{p\gamma}$, $\lambda_{\gamma\gamma}$, λ_{IC} , ε_e , ε_2 : начальный протон испытает несколько столкновений под углом ϑ , соответствующим максимальной величине сечения $\sigma_{p\gamma}$ с передачей энергии $K_p < \bar{K}_p$, пробеги $\lambda < \bar{\lambda}$, в (V) $\varepsilon_e \ll \varepsilon_2$, в (VII) $\varepsilon_e \ll \varepsilon_{min}$. Вследствие этого в каскаде также будут рождаться кванты с энергией $(5-8.5) \cdot 10^{14}$ эВ на расстояниях $1.5 \leq \bar{R} < 200$ Мпк от источника. Схемы каскадов, в которых γ -кванты с энергией $5 \cdot 10^{14}-10^{15}$ эВ рождаются на расстояниях $R \leq 10$ Мпк от источников, рассматривались в [13].

Предложенный механизм образования γ -излучения объясняет распределения квантов по небесной сфере, полученные в [5–8].

5. ИНТЕНСИВНОСТЬ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Перейдем к анализу интенсивности γ -излучения с точки зрения развития электромагнитных каскадов в межгалактическом пространстве. Будем считать, что межгалактические магнитные поля слабые и электроны, рожденные в каскаде, не теряют энергию на синхротронное излучение.

Сопоставим спектры γ -квантов I_γ , измеренные на тянь-шаньской и боливийской установках. Они составляют

$$I_\gamma(\geq 5 \cdot 10^{14} \text{ эВ}) = (3.4 \pm 1.1) \cdot 10^{-13} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1} [6]$$

и

$$I_\gamma(> 10^{14} \text{ эВ}) = 6.10^{-12} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1} [8].$$

В рамках предложенного механизма различие в потоках [6, 8] объясняется качественно так. В поле реликтовых фотонов кванты с энергией 10^{14} эВ имеют пробеги ~ 30 Мпк, а кванты с энергией $(5-8.5) \cdot 10^{14}$ эВ — $\approx 10-20$ кпк [23]. Поэтому боливийская установка регистрировала кванты, собранные с расстояний ~ 30 Мпк от нее, а тянь-шаньская — кванты, рожденные только на границе Галактики, число которых значительно меньше. (Внутри Галактики каскад перестает развиваться, так как в галактических магнитных полях электроны будут терять энергию на синхротронное излучение.) Для подробного анализа потоков [6, 8] необходимо детальное сопоставление критериев отбора ливней от γ -квантов, применявшихся на этих установках, и моделирование искусственных электромагнитных каскадов в межгалактическом пространстве.

Проходя межгалактическое пространство, протон взаимодействует с реликтовым излучением до тех пор, пока его энергия не уменьшится до величины $E \approx 3 \cdot 10^{19}$ эВ. В результате каждого взаимодействия будут рождены высокоэнергичные кванты — два, если произошло взаимодействие (I) и распад (III), и один, если имела место реакция (II)

с последующей цепочкой (IV)–(VI). Для оценок примем, что в одном взаимодействии рождается $\bar{l} = 1.5$ кванта. Каждый квант даст начало ветви каскада, который развивается благодаря реакциям (VI), (VII). Из-за резко неравномерного распределения энергии между частицами пары (VII) каскад имеет характерную особенность [17]: в нем одна из частиц (электрон или фотон) сохраняет высокую энергию порядка энергии частицы, которая его инициировала, а другие образующиеся частицы имеют энергию $\varepsilon_{e'} \sim \varepsilon_{min}$. Поскольку эти частицы рассеивают γ -кванты с энергией $\sim 5 \cdot 10^{14}$ – 10^{15} эВ на длине ~ 5 кпк, то для анализа интенсивности излучения оценим число M таких частиц на границе Галактики. Будем считать, что вблизи Галактики в каждой ветви каскада присутствует одна такая частица и среднее число ветвей равно \bar{k} . Тогда $M = \bar{k}$, а число ветвей равно $\bar{k} = \bar{m} \bar{l}$, где \bar{m} — среднее число взаимодействий, которое испытывает протон, пока его энергия $E > 3 \cdot 10^{19}$ эВ. Полагая, что в каждом взаимодействии протон теряет среднюю долю энергии \bar{K}_p , получим

$$E(1 - \bar{K}_p)^m = 3 \cdot 10^{19} \text{ эВ.}$$

Отсюда $\bar{m} = 5.4$, $M \approx 8$ для $E = 10^{20}$ эВ и $\bar{K}_p = 0.2$. Мы выбрали для оценок энергию $E = 10^{20}$ эВ, так как сечение $\sigma_{p\gamma}$ имеет в этой области резонанс и резко падает с уменьшением энергии [24].

Возможные источники регистрируемых протонов с $E > 3 \cdot 10^{19}$ эВ удалены от нас на расстояния $R \leq R_1 = 37$ Мпк [4]. Протоны, инициирующие γ -излучение, могут проходить значительно большие длины $R_2 > R_1$ [13], т. е. их источники удалены от нас на расстояния $R \leq R_2$. Полагая, что число источников N в сфере радиуса R составляет $N \sim R^3$, получим соотношение между интегральной интенсивностью γ -квантов I_γ и спектром протонов I :

$$I_\gamma(> 10^{14} \text{ эВ}) \approx I(> 10^{20} \text{ эВ})M(R_2/R_1)^3.$$

Отсюда найдем оценку расстояния R_2 .

Спектры космических лучей в области $E > 10^{20}$ эВ, измеренные на разных установках, различаются [10, 27]. Для оценок используем интегральную интенсивность [28]

$$I(> 10^{20} \text{ эВ}) = \left(3 \begin{matrix} +2 \\ -1 \end{matrix} \right) 10^{-20} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}$$

и будем считать, что в области рассматриваемых энергий основная часть космических лучей — протоны. Чем больше энергия первичного протона, тем больше и число M ; для сравнения, $M = 24$ при $E = 10^{21}$ эВ. Поскольку спектр частиц является степенным, а его показатель равен примерно 2 в рассматриваемой области [10, 27], то с увеличением энергии число частиц убывает быстрее, чем возрастает число M . Поэтому, оценивая R_2 , вкладом протонов с $E \gg 10^{20}$ эВ пренебрежем и примем $M = 8$. Кроме того, учтем, что на тьянь-шаньской установке поток из области $b \geq 30^\circ$ составляет 0.625 измеренного потока I_γ . Взяв для оценки R_2 значения (в пределах ошибок) I_γ [6, 8] и I [28], получим $R_2 > 10^3$ Мпк. Следовательно, источники протонов, инициировавших электромагнитные каскады, могут быть удалены от нас на расстояния до нескольких тысяч мегапарсек. Эта оценка расстояний, которые могут проходить протоны с энергией $E > 3 \cdot 10^{19}$ эВ, рождая кванты в рассматриваемой области энергий, согласуется с результатами расчета [3] и с оценками из предыдущего раздела.

Рассмотрим развитие электромагнитного каскада в области энергий $\varepsilon_e < 10^{14}$ эВ. Такие электроны рассеивают γ -кванты со средней энергией [10] $\bar{\varepsilon}_\gamma \approx 3.6 \cdot 10^{-16} \varepsilon_e^2$, а их средний пробег составляет $\bar{\lambda}_e \sim 1$ кпк. Потери электрона в каждом рассеянии малы: $\Delta\varepsilon_e/\varepsilon_e \approx 10^{-4}, 10^{-6}$ при $\varepsilon_e = 10^{12}, 10^{10}$ эВ соответственно. В системе покоя электрона кванты с энергией $\varepsilon_\gamma < 10^{14}$ эВ рассеиваются практически изотропно [29]. Вследствие этого поперечное расстояние между двумя квантами, последовательно рассеянными на длине 1 кпк, составляет ~ 0.3 кпк, т. е. их плотность очень мала. Поэтому регистрация каскадных квантов в области энергий, доступных для приборов на спутниках, представляется затруднительной.

6. МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

Мы предполагали, что межгалактические магнитные поля достаточно слабые. Синхротронные потери энергии электронов должны быть меньше комптоновских, для того чтобы они не нарушали развитие электромагнитного каскада. Выражения для этих потерь приведены в [30]. Из этого условия получаем ограничение на величину магнитного поля B :

$$B < (3 \cdot 10^{-11} w_b)^{1/2}, \quad \varepsilon_e < \varepsilon_{min},$$

$$B < 3.87 \cdot 10^{-6} ((mc^2)^2/\varepsilon_e \varepsilon_b) [w_b \ln(2\varepsilon_e \varepsilon_b/(mc^2)^2)]^{1/2}, \quad \varepsilon_e > \varepsilon_{min}.$$

Здесь B измеряется в Гс, w_b — плотность энергии фотонов — в эВ/см³. Из оценок разд. 4 следует, что γ -кванты в интересующей нас области энергий $5 \cdot 10^{14} - 10^{17}$ эВ рассеиваются электронами (позитронами) с энергиями $\varepsilon_e \approx 5 \cdot 10^{14} - 10^{17}$ эВ в поле реликтовых фотонов, с энергиями $\varepsilon_b \leq 2 \cdot 10^{17}$ эВ — в поле r_1 , и с $\varepsilon_e \leq 10^{16}$ эВ — в поле r_2 . Отсюда $B < 2 \cdot 10^{-8}$ Гс, если комптоновское рассеяние происходит на реликтовых фотонах, и $B < 2 \cdot 10^{-9}$ Гс, если оно происходит на радиofотонах. Ранее были получены следующие теоретические ограничения на величину магнитного поля [31]: $B < 10^{-9}$ Гс на основе измерений меры вращения квазаров с $z = 2.5$; $B \ll 10^{-9}$ Гс, если протоны сверхвысоких энергий распространяются в межгалактическом пространстве прямолинейно; упорядоченное магнитное поле, если оно существует, имеет величину $B < 10^{-11}$ Гс. Из приведенных ограничений на величину межгалактического магнитного поля следует, что оно не препятствует развитию электромагнитных каскадов. Поскольку мы предполагали, что протоны распространяются в межгалактическом пространстве прямолинейно, то $B \ll 10^{-9}$ Гс.

Если в некоторых направлениях наблюдения межгалактические магнитные поля или их неоднородности выше, чем приведенные оценки, то в этих направлениях ливни от γ -квантов не будут регистрироваться. Этим тоже можно объяснить наблюдаемое неоднородное распределение γ -квантов по небесной сфере. Однако, в отличие от крупномасштабной неоднородности в распределении активных галактик, величину и характер неоднородностей межгалактических магнитных полей в настоящее время трудно установить из измерений.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали, что высокоэнергичное γ -излучение, зарегистрированное на Тяньшаньской и Боливийской установках [5–8], могло быть рождено в результате взаимодействий внегалактических протонов с реликтовым излучением и в последующих элек-

ромагнитных каскадах в межгалактическом пространстве. Такой механизм объясняет характерные особенности этого излучения: 1) преимущественные направления прихода квантов со стороны высоких галактических широт $|b| \geq 30^\circ$; 2) обнаруженную неоднородность в распределении квантов по небесной сфере, зарегистрированных на Тянь-шаньской установке.

В рамках предложенного механизма различие в потоках, измеренных на этих установках, легко объясняется качественно. Для количественного анализа требуется детальное сопоставление критериев отбора ливней, которые на них использовались, и исследование искусственных электромагнитных каскадов в межгалактическом пространстве.

Для развития каскада необходимо, чтобы электроны не теряли энергию на синхротронное излучение в межгалактических магнитных полях. Анализируя рожденное в них γ -излучение, мы предполагали, что протоны распространяются в межгалактическом пространстве прямолинейно. На этих основаниях получено ограничение на величину магнитного поля в межгалактическом пространстве: $B \ll 10^{-9}$ Гс. Эти ограничения не противоречат ограничениям, приведенным в [31]. Наблюдаемое неоднородное распределение γ -квантов по небесной сфере можно объяснить тем, что величина магнитного поля или его неоднородностей удовлетворяет этому условию только в области высоких широт $|b| \geq 30^\circ$. В настоящее время такое предположение трудно проверить экспериментально.

В области энергий, доступной для измерений на спутниках, регистрация каскадных γ -квантов представляется затруднительной из-за их малой плотности.

Сделанные выводы могут быть проверены в исследованиях ливней от γ -квантов на высокогорной установке АНИ [32] и на Тянь-шаньской высокогорной установке [33]. Ливни в них будут отбираться по методике [5]. Измерения спектра протонов сверхвысоких энергий и направлений их прихода будут проводиться помимо установок, перечисленных в [10, 27], на новых установках ШАЛ-1000 [34] и [35, 36]. Кроме того, для проверки полученных результатов требуется моделирование искусственных электромагнитных каскадов в межгалактическом пространстве.

Я признательна Г. Т. Зацепину за поддержку, а также Ю. Н. Ветухновской, В. А. Догелю, А. В. Засову, И. М. Митрофанову, А. И. Никишову, И. Л. Розенталю и О. К. Сильченко за обсуждения. Я также благодарна Б. В. Комбергу и рецензенту за некоторые замечания.

Литература

1. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, Письма в ЖЭТФ **4**, 414 (1966).
2. K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966).
3. F. W. Stecker, Phys. Rev. Lett. **21**, 1016 (1968).
4. А. В. Урысон, Письма в ЖЭТФ **64**, 71 (1996).
5. С. И. Никольский, Й. Н. Стаменов, С. З. Ушев, ЖЭТФ **60**, 10 (1984).
6. S. I. Nikolsky, J. N. Stamenov, and S. Z. Ushev, J. Phys. G: Nucl. Phys. **13**, 883 (1987).
7. F. Kakimoto, T. Kaneko, H. Yoshii et al., Proc. 20th ICRC, Moscow, **1**, 307 (1987).
8. K. Suga, Y. Toyoda, K. Kamata et al., Proc. 20th ICRC, Moscow, **1**, 310 (1987).
9. А. В. Урысон, Кр. сообщ. физ. ФИАН, № 10, 56 (1988).
10. В. С. Березинский, С. В. Буланов, В. Л. Гинзбург, В. А. Догель, В. С. Птускин, *Астрофизика космических лучей*, Наука, Москва (1990).
11. S. Karakula, J. N. Stamenov, and W. Tkaszyk, Proc. 19th ICRC, La Jolla, **1**, 268 (1985).
12. Ф. А. Агаронян, Э. А. Мамиджян, С. И. Никольский, Е. И. Тукиш, *Астрофизика* **23**, 55 (1985).

13. А. В. Урысон, Кр. сообщ. физ. ФИАН, № 3–4, 30 (1996).
14. J. Rachen, T. Stanev, and P. Biermann, *Astron. Astrophys.* **273**, 377 (1993).
15. S. Hayakawa, *Progr. Theor. Phys.* **37**, 594 (1966).
16. O. Prilutsky and I. L. Rozental, *Acta Phys. Hungar. Suppl.* **1** **29**, 51 (1970).
17. Л. М. Озерной, О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, *Астрофизика высоких энергий*, Атомиздат, Москва (1973).
18. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Й. А. Степанян, *Астрофизика* **21**, 35 (1984).
19. В. А. Липовецкий, С. Н. Неизвестный, О. М. Неизвестная, *Сообщения САО*, № 55, САО АН СССР (1987).
20. M. P. Veron-Cetty and P. Veron, *ESO Scientific report*, № 10 (1991).
21. H. Spinrad, S. Djorgovski, J. Marr et al., *PASP* **97**, 932 (1985).
22. H. Kühn, A. Witzel, I. I. K. Pauliny-Toth et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **45**, 367 (1981).
23. J. V. Jelly, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 749 (1966).
24. Particle Group Data, *Phys. Rev. D* **50**, Part II (1994).
25. В. И. Гольданский, Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь, *Кинематические методы в физике высоких энергий*, Наука, Москва (1987).
26. S. Hayakawa, *Cosmic Ray Physics*, J. Willey & Sons, N. Y. (1969).
27. М. Н. Дьяконов, Т. А. Егоров, Н. Н. Ефимов и др., *Космическое излучение предельно высокой энергии*, Наука, Сиб. отд., Новосибирск (1991).
28. G. Brooke, G. Cunningham, P. J. V. Eames et al., *Proc. 19th ICRC, La Jolla*, **2**, 150 (1985).
29. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Пятаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, Москва (1985).
30. В. Л. Гинзбург, *Теоретическая физика и астрофизика*, Наука, Москва (1987).
31. P. P. Kronberg, *Rep. on Progr. in Physics* **57**, 325 (1994); 809 (1995).
32. A. Arzumanian, A. A. Chilingarian, V. S. Eganov et al., *Proc. 24th ICRC, Rome* **1**, 482 (1995).
33. Л. И. Вильданова, П. А. Дятлов, Н. М. Нестерова и др., *Изв. АН, сер. физ.* **12**, 79 (1994).
34. S. S. Ameev, I. V. Chasnikov, Yu. A. Fomin et al., *Proc. 24th ICRC, Rome* **1**, 466 (1995).
35. M. Teshima et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **28**, 169 (1992).
36. J. W. Cronin, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **28**, 213 (1992).