

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ: ВОЗМОЖНОЕ ПРОИСХОЖДЕНИЕ И СПЕКТР

А. В. Урысон

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

Поступила в редакцию 30 июня 1997 г.

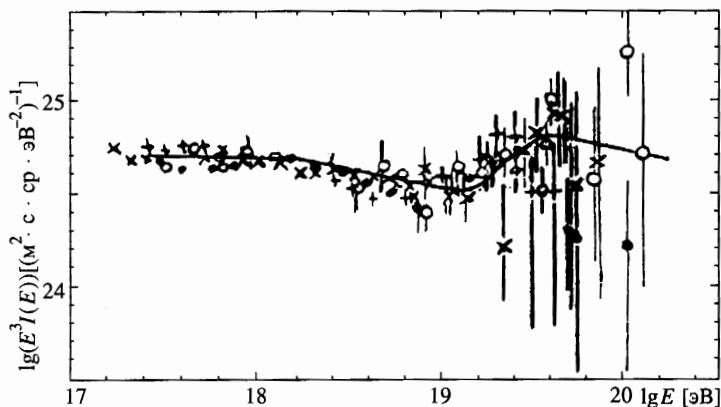
Проанализирована сложная форма спектра космических лучей, регистрируемых гигантскими установками в области энергий порядка 10^{17} – 10^{20} эВ. Показано, что в области $\sim 10^{18}$ – 10^{19} эВ спектр, по-видимому, совпадает со спектром инжекции, показатель которого равен приблизительно 3.2–3.3. Пологая компонента в области $(3.2\text{--}5.0) \cdot 10^{19}$ эВ обусловлена торможением внегалактических протонов на реликтовых фотонах. При энергиях, превышающих $3.2 \cdot 10^{19}$ эВ, спектр не имеет чернотельного обрезания. Обсуждается возможность исследования расстояний, с которых приходят космические лучи, и эволюции их источников на основе данных о космических лучах сверхвысоких энергий.

1. ВВЕДЕНИЕ

Происхождение космических лучей сверхвысоких энергий, $E > 10^{17}$ эВ, до конца не выяснено. Экспериментальные данные свидетельствуют, что космические лучи с энергией $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ являются, по-видимому, внегалактическими [1–3]. Если это так, то их спектр может иметь чернотельное обрезание [4, 5]: регистрируемый поток частиц с энергией $6 \cdot 10^{19}$ эВ будет вдвое меньше, чем ожидается из степенной экстраполяции спектра, вследствие взаимодействий космических лучей с реликтовыми фотонами в межгалактическом пространстве. Однако, если источники протонов удалены от нас не дальше чем на 40–50 Мпк, чернотельное обрезание будет отсутствовать, так как такие расстояния преодолевают практически свободно протоны любых энергий вплоть до $E \approx 10^{22}$ эВ [6]. В работе [7] было показано, что основными источниками протонов с энергией $E > E_{bb} \approx 3.2 \cdot 10^{19}$ эВ являются, по-видимому, ядра активных галактик, удаленные от нас не дальше чем на 40 Мпк, если постоянная Хаббла равна 75 км/(с Мпк). В таком случае спектр протонов не имеет чернотельного обрезания. В настоящее время экспериментальные данные, полученные на разных установках — Якутской [8], Аке-но и AGASA [9], «Мушиный глаз» [10], Хавера Парк [11], Сиднейской [12] и Волкано Ренч [13], — не подтверждают и не опровергают его наличие.

Происхождение космических лучей в области $10^{17} < E \leq 10^{19}$ эВ определяют на основе не только спектра, но и анизотропии и химического состава [1–3]. Однако существующие экспериментальные данные недостаточно однозначны для того, чтобы выяснить, галактическими или внегалактическими являются космические лучи таких энергий.

Для объяснения формы спектра в области $E > 10^{17}$ эВ исследовались разные модели. Согласно результатам [14–17], спектр может иметь сложную форму, если он формируется внегалактическими протонами, источники которых удалены от нас на расстояния до сотен Мпк. С другой стороны, моделирование траекторий заряженных частиц в



Спектры космических лучей при $E > 10^{17}$ эВ, нормированные по энергии так же, как в [3]; данные измерений на установках: ● — Якутской [8], × — Акено и AGASA [9], + — «Мушинный глаз» [10], ○ — Хавера Парк [11]. Сплошная линия — теоретический спектр, полученный в модели галактического происхождения космических лучей при $E < E_{bb}$ и внегалактического при $E > E_{bb}$

галактических магнитных полях показало, что космические лучи в области 10^{17} – 10^{18} эВ являются галактическими, либо имеют смешанное происхождение — они ускоряются в Галактике и в Местном Сверхскоплении [18, 19].

В данной работе предложены две модели для объяснения спектра протонов. В первой модели предполагается, что космические лучи являются галактическими в области $E < 10^{19}$ эВ и внегалактическими при $E > 10^{19}$ эВ, во второй они предполагаются внегалактическими, начиная с энергий $E > 10^{17}$ эВ. На основе этих моделей обсуждается возможность исследования эволюции источников космических лучей сверхвысоких энергий.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Спектр космических лучей в области $E > 10^{17}$ эВ имеет сложную форму [3, 8, 10]: при энергии $E \approx 5 \cdot 10^{17}$ эВ наклон спектра γ возрастает от $\gamma \approx 3.0$ – 3.1 до $\gamma \approx 3.2$ – 3.3 (ошибка в определении γ составляет 0.02–0.06), а в области $E \approx 10^{19}$ эВ уменьшается до значения $\gamma \approx 2.6$ – 2.7 — в спектре появляется пологая компонента. Ошибка в определении наклона пологой компоненты составляет 0.1. (Наклоны спектров в [11–13] не приводятся.) Спектры космических лучей, измеренные на различных установках [8–12] и нормированные по энергии так же, как это было сделано в [3], приведены на рисунке.

3. СПЕКТР КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРИ $E < 10^{19}$ ЭВ В МОДЕЛИ ИХ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

Распространение космических частиц в Галактике можно описать в рамках диффузионного приближения, если их энергия не превышает 10^{17} – 10^{18} эВ [18]. Кроме того, в работах [20–22] было показано, что частицы с зарядом Z перестают распростра-

няться диффузионно, если их энергия превышает некоторое значение $E_0 Z$, причем в области энергий $E > E_0 Z$ спектр частиц совпадает со спектром инжекции, наклоны спектров равны $\gamma = \gamma_0$. (Отметим, что в [20–22] этот результат получен разными методами: в [20, 21] он обусловлен дрейфом космических лучей сверхвысоких энергий в крупномасштабных магнитных полях, в [22] — переходом к бесстолкновительному распространению частиц в среде, где они возбуждают МГД-волны.) Оценка энергии E_0 была получена из численного моделирования траекторий частиц в галактическом магнитном поле [1]: $E_0 \approx 2 \cdot 10^{18}$ эВ.

Химический состав космических лучей в области 10^{18} – 10^{19} эВ пока не выяснен. Согласно результатам измерений [23], доля протонов систематически увеличивается, начиная с энергии $\sim 10^{16}$ эВ, так что в области $E \geq 10^{18}$ эВ в составе космических лучей преобладают протоны. По данным работы [10] состав изменяется в диапазоне $4 \cdot 10^{17}$ – $4 \cdot 10^{19}$ эВ следующим образом: вначале в нем преобладают ядра железа, а затем в нем имеются только протоны.

Примем, что при энергиях $E \geq 10^{18}$ эВ в составе космических лучей преобладают протоны. Тогда спектр протонов совпадает со спектром их инжекции при энергиях $E \geq 2 \cdot 10^{18}$ эВ.

Область $E \geq 2 \cdot 10^{18}$ эВ — это та область, в которой наклон измеренного спектра возрастает. Это означает, что, по-видимому, при энергии $E > 10^{18}$ эВ наклон спектра инжекции протонов γ_0 примерно равен 3.2–3.3: $\gamma_0 \approx 3.2$ –3.3.

По-видимому, частицы с энергией $E > E_{bb}$ ускоряются в основном в источниках, удаленных от нас не дальше, чем на 40–50 Мпк [7, 24, 25], и вследствие этого их спектр не имеет чернотельного обрезания. Если это так, то показатель спектра в этой области совпадает с показателем спектра инжекции γ_0 . Примем, что в области $E > E_{bb}$ спектр инжекции такой же, как при $E \geq 2 \cdot 10^{18}$ эВ. Тогда в области $E > E_{bb}$ наклон спектра равен $\gamma = 3.2$ –3.3.

Частицы с энергией $E > E_{bb}$, распространяющиеся от источников, удаленных от нас на расстояния больше 40 Мпк, будут взаимодействовать с реликтовым излучением до тех пор, пока их энергия не уменьшится до величины $E \approx (3.2$ – $5.0) \cdot 10^{19}$ эВ. Частицы таких энергий могут не испытать ни одного взаимодействия в межгалактическом пространстве, так как их пробеги в поле реликтового излучения будут достаточно велики: $\lambda > 1000$ Мпк [6]. Это приведет к тому, что протоны с энергией $E > 3.2 \cdot 10^{19}$ эВ «перекачаются» в область $E \approx (3.2$ – $5.0) \cdot 10^{19}$ эВ, и в результате наклон спектра в ней изменится от $\gamma > 3.1$ до значения γ_1 такого, что

$$\int_{E_{bb}}^{\infty} E^{-\gamma} dE = \int_{E_{bb}}^{E_3} E^{-\gamma_1} dE,$$

где E_3 — верхняя граница диапазона энергий пологой компоненты. Величину γ_1 найдем из данных [3, 8–13]. Измеренное значение E_3 составляет $\approx 4 \cdot 10^{19}$ эВ, а энергия частиц определяется с ошибкой ≈ 20 –30% [8, 10]. Поэтому мы оценили показатель γ_1 для нескольких значений E_3 в интервале $4 \cdot 10^{19} < E_3 < 5 \cdot 10^{19}$ эВ и нескольких значений γ в интервале $3.1 < \gamma \leq 3.3$. Вычисленные значения γ_1 приведены в таблице. Энергетический диапазон пологой компоненты с учетом ошибки в определении энергии 30% составляет $E \approx (2$ – $5) \cdot 10^{19}$ эВ. Он согласуется с результатами измерений [8, 9, 11–13] и не противоречит данным моноизмерений [10].

Вычисленный показатель γ_1 пологой компоненты при различных значениях (в пределах экспериментальных ошибок) ее верхней границы E_3 и наклона спектра γ

γ	$E_3, \text{эВ}$	γ_1
3.0	$4.9 \cdot 10^{19}$	2.6
3.05	$4.8 \cdot 10^{19}$	2.65
3.05	$4.9 \cdot 10^{19}$	2.7
3.1	$4.5 \cdot 10^{19}$	2.6
3.2	$4.5 \cdot 10^{19}$	2.7
3.3	$4.2 \cdot 10^{19}$	2.7

Возможное существование в спектре пологой компоненты такой природы предсказывалось в работах [14–16].

Теоретический спектр, полученный на основе предложенной модели происхождения космических лучей, показан на рисунке. Он нормирован по измеренной интенсивности при $E \approx 10^{19}$ эВ. Кроме того, в расчетах было принято, что область энергии пологой компоненты составляет $E \approx (3.2\text{--}5.0) \cdot 10^{19}$ эВ. Теоретический спектр согласуется с данными измерений в пределах ошибок.

Рассмотрим наклоны спектров в области $E \geq 10^{19}$ эВ. Из таблицы видно, что на основе предложенной модели можно получить показатель γ_1 , который согласуется с наклоном пологой компоненты.

Для оценки наклона измеренного спектра в области $E > E_{bb}$ воспользуемся сводкой экспериментальных данных из работы [3]: к 1993 г. всего было зарегистрировано 881 событие с энергией $E \geq 10^{19}$ эВ, 7 событий с $E \geq 10^{20}$ эВ и 2 события с $E \geq 2 \cdot 10^{20}$ эВ. Для степенного спектра с числом частиц N , у которых энергия не меньше E , $N(\geq E)$, выполняется соотношение $N_1(\geq E_1)/N_2(\geq E_2) = (E_1/E_2)^{\gamma+1}$, и из него получаем $\gamma = 3.1_{-0.1}^{+0.2}$ при $E_1 = 10^{19}$ эВ, $E_2 = 10^{20}$ эВ.

Некоторые из 881 события имеют энергию в интервале $\approx (1.0\text{--}3.2) \cdot 10^{19}$ эВ и составляют пологую компоненту. Поэтому в области $E > 3.2 \cdot 10^{19}$ эВ показатель спектра будет больше, чем полученная оценка: $\gamma > 3.1$ и, следовательно, $\gamma_0 > 3.1$.

Если чернотельное обрезание отсутствует, то спектр протонов совпадает со спектром инжекции в двух областях: $2 \cdot 10^{18} \leq E < 10^{19}$ эВ и $E > 3.2 \cdot 10^{19}$ эВ. Оценки наклона спектра в этих интервалах согласуются между собой $\gamma = 3.2\text{--}3.3$ и $\gamma > 3.1$; следовательно, измеренный спектр, по-видимому, не имеет чернотельного обрезания. (В работе [3] на основе этих же экспериментальных данных был сделан вывод о его возможном существовании. В ней предполагалось, что если обрезания нет, то наклон спектра при $E > E_{bb}$ совпадает с наклоном пологой компоненты.)

Спектр инжекции космических лучей

Рассмотрим, как меняется спектр инжекции космических лучей в разных энергетических интервалах, пользуясь результатами, приведенными выше.

В области $E < 10^{17}$ эВ спектр протонов связан со спектром инжекции соотношением [1] $N(> E) \propto E^{-\gamma-\mu}$, где параметр μ описывает зависимость коэффициента диффузии D от энергии, $D \propto E^\mu$. По измерениям [26] значение μ составляет 0.3–0.7 при энергии несколько ГэВ/нуклон, по измерениям [27] $\mu = 0.6$ при энергии ≈ 1 ТэВ/нуклон,

а из анализа диффузионной модели [18] $\mu = 0.15-0.20$ в диапазоне $E = 10^9-10^{17}$ эВ. Наклон спектра γ космических лучей при $E < 3 \cdot 10^{15}$ эВ равен приблизительно 2.75 и тогда показатель спектра инжекции в этой области составляет $\gamma_0 \approx 2.2$ при $\mu = 0.6$ и $\gamma_0 \approx 2.6$ при $\mu = 0.15-0.2$.

Спектральный индекс γ_0 в области $3 \cdot 10^{15}-10^{18}$ эВ определить трудно, так как пока не ясно, по каким причинам меняется наклон спектра космических лучей при $E > 3 \cdot 10^{15}$ эВ. Частицы с зарядом Z ускоряются до энергий $E \leq 10^{15} Z^{-1}$ эВ, по-видимому, при взрывах сверхновых [28]. Согласно [18, 29, 30], наклон спектра меняется вследствие распространения и последующего доускорения частиц в Галактике. Кроме того, возможно [3], что при больших энергиях протоны ускоряются в других (пока не установленных процессах), и их спектр инжекции изменяется.

Таким образом, если в области $E > 10^{18}$ эВ в составе космических лучей преобладают протоны [23], то, возможно, наклон спектра инжекции меняется следующим образом: он увеличивается до значения $\gamma_0 \approx 3.2-3.3$ при $E > 10^{18}$ эВ по сравнению с областью $E < 3 \cdot 10^{15}$ эВ, где наклон не превышал значения 2.6, $2.2 \leq \gamma_0 \leq 2.6$.

4. ВНЕГАЛАКТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОИСХОЖДЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОБЛАСТИ $E > 10^{17}$ эВ

Предположим, что частицы с энергией $E > 10^{18}$ эВ являются в основном внегалактическими, их спектр имеет единый показатель $\gamma \approx 3.0-3.1$, найденный в области $E \approx (2-4) \cdot 10^{17}$ эВ [3, 8, 10], а при энергиях $E > 10^{18}$ эВ спектр искажается в результате взаимодействия частиц с реликтовым излучением в межгалактическом пространстве.

Возможное изменение формы спектра в области $E \leq 3.2 \cdot 10^{19}$ эВ было отмечено в [14] и исследовалось в [15-17]. Согласно результатам этих работ, спектр может иметь сложную форму, если он формируется внегалактическими протонами: взаимодействуя с реликтовым излучением, они теряют энергию вследствие красного смещения, в процессах образования e^+e^- -пар, если их энергия $E < 10^{19}$ эВ, и фоторождения пионов при $E > E_{bb}$. В результате в дифференциальном спектре протонов, излученных одиночным источником, могут появиться горб и провал от образования e^+e^- -пар, фотопионный горб и чернотельное обрезание. Однако, если источники равномерно заполняют Вселенную, горб и провал от образования e^+e^- -пар будут выражены слабо. Источники должны заполнять сферу радиусом, соответствующим красному смещению $z \approx 0.2$. Фотопионный горб (без провала) будет присутствовать в спектре, если источники протонов равномерно заполняют сферу радиусом, соответствующим $z \leq 0.085$.

Отсюда можно предположить, что при неоднородном распределении источников спектр будет иметь не только фотопионный горб, но и другие особенности. Тогда измеренный спектр можно было бы объяснить, варьируя форму распределения источников. Данные наблюдений действительно указывают на то, что ядра активных галактик распределены неоднородно на масштабах, достигающих $\sim 10^2$ Мпк [31], а именно они, скорее всего, являются основными источниками протонов сверхвысоких энергий [1, 7].

Проанализируем спектр в рамках этой гипотезы. Если, согласно [7, 24, 25], частицы с энергией $E > E_{bb}$ ускоряются в основном в источниках, удаленных от нас на расстояния, не превышающие 40-50 Мпк, то их спектр не имеет чернотельного обрезания. Тогда показатель спектра в этой области равен $\gamma \approx 3.0-3.1$. Именно такая грубая оценка наклона спектра в области $E > E_{bb}$ была получена выше. Она совпадает с наклоном

спектра при $E \approx (1-5) \cdot 10^{17}$ эВ, следовательно, и в этой модели измеренный спектр не имеет чернотельного обрезания.

Пологая компонента при энергии $E \approx (3.2-5.0) \cdot 10^{19}$ эВ в данной модели также обусловлена «перекачиванием» в эту область протонов с энергией $E > E_{bb}$. Значения спектрального индекса γ_1 пологой компоненты, если $\gamma \approx 3.0-3.1$, приведены в таблице.

В спектре частиц, ускоренных в источниках с $z \approx 0.2$, может появиться выемка в области $E < 10^{19}$ эВ вследствие того, что частицы с $E \approx 2 \cdot 10^{18}-3 \cdot 10^{19}$ эВ теряют энергию, рождая e^+e^- -пары в поле реликтового излучения [16].

Эту модель можно проверить, вычисляя спектры протонов от источников, распределенных неоднородно на расстояниях $r > 40$ Мпк от нас с масштабом неоднородности до ~ 100 Мпк.

5. ВОЗМОЖНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ, НАЛАГАЕМЫЕ НА ИСТОЧНИКИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

По-видимому, частицы с энергиями $E > 10^{18}$ эВ распространяются прямолинейно и в Галактике [21, 22], и за ее пределами [32].

Энергия протона, испущенного в эпоху с красным смещением z , уменьшается в межгалактическом пространстве из-за красного смещения, образования e^+e^- -пар и пионов [1]. Пусть $E_0(z)$ — энергия, которую должен иметь протон в эпоху генерации, для того чтобы при $z = 0$ его энергия была равна E . Учтем, что светимость и плотность источников в сопутствующем объеме увеличиваются с ростом их красного смещения z . Тогда плотность энергии внегалактических частиц в интервале $(E, E + dE)$ равна

$$w_{eg}(E)dE = \int_{z_{min}}^{z_{max}} n_{eg}(z)L_{CR}(E_0(z))\tau(z)dE dz,$$

где $n_{eg}(z)$ — плотность внегалактических источников, $L_{CR}(E_0)dE$ — их светимость в космических лучах в интервале $(E_0, E_0 + dE)$, $\tau(z)$ — время распространения частиц. Предел интегрирования z_{min} соответствуют расстоянию, которое частицы могут пройти практически без потерь. Согласно [6], оно составляет ~ 10 кпк, и поэтому $z_{min} \approx 0.003$. Верхний предел z составляет, по-видимому, $z_{max} \approx 3-4$ [33, 34].

Плотность энергии $w_{eg}(> E)$ можно найти из спектра космических лучей:

$$w_{eg}(> E) = \int I(E)E dE \frac{4\pi}{c},$$

где $I(> E)$ — интегральная интенсивность космических лучей с энергиями $> E$, $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с. (Энергетические требования к источникам частиц сверхвысоких энергий обсуждаются в [1].)

В настоящее время модели космологической эволюции источников не являются достаточно определенными [35, 36], чтобы из них можно было получить оценки плотности и светимости источников $n_{eg}(z)$ и $L_{CR}(z)$. Неясно также, связана ли энергетика источника с эффективностью ускорения частиц. Наиболее мощные внегалактические источники пока не удалось отождествить с возможными источниками космических протонов

с $E \approx 10^{20}$ эВ [32]. Наоборот, в [7] с источниками таких протонов были отождествлены ядра активных галактик, излучающие умеренные потоки в радио- и рентгеновском диапазонах. Из предложенных моделей можно получить оценку

$$w_{eg}(> E) = \int n_{eg}(z)L_{CR}(E_0(z)) \tau(z)dz.$$

Например, согласно рисунку, при энергии $E = E_{bb}$ имеем $I(E_{bb})E_{bb}^3 \approx 10^{24.5} (\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{эВ}^{-2})^{-1}$, и отсюда $w_{eg}(> E_{bb}) \approx 4 \cdot 10^{-21}$ эрг/см³. Во второй модели величину $w_{eg}(> E)$ можно оценить при меньших энергиях: из рисунка при $E \approx 2 \cdot 10^{18}$ эВ следует $I(2 \cdot 10^{18} \text{ эВ}) \cdot (2 \cdot 10^{18} \text{ эВ})^3 \approx 10^{24.7} (\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{эВ}^{-2})^{-1}$ и отсюда $w_{eg}(> E) \approx 1 \cdot 10^{-19}$ эрг/см³.

Возможно, что наклон пологой компоненты отражает, насколько удалены источники протонов, которые ее формируют. Чем дальше от нас находится источник, тем большую энергию в среднем теряет протон, проходя межгалактическое пространство. Размеры пустот между галактиками составляют $(2.5-100)h^{-1}$ Мпк, между кластерами галактик — $(100-250)h^{-1}$ Мпк при постоянной Хаббла $H = 100h \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$ [31]. Поэтому, если источники за пределами Местного Сверхскопления удалены на расстоянии $r \geq 100$ Мпк, наклон пологой компоненты будет больше, чем в случае, когда $r \leq 100$ Мпк. Тогда, исследуя пологую компоненту, можно найти оценку расстояний, с которых приходят протоны. Пока такой анализ провести трудно из-за большой экспериментальной ошибки в наклоне спектра при $E > E_{bb}$. Если подтвердится вторая модель, то из нее можно будет получить оценку расстояний, с которых приходят космические лучи, используя спектр в области не только пологой компоненты, но и при $E \approx 2 \cdot 10^{18}-10^{19}$ эВ, где экспериментальные ошибки значительно меньше.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложены две модели происхождения космических лучей сверхвысоких энергий. В первой модели космические лучи предполагаются внегалактическими при $E \geq 3 \cdot 10^{19}$ эВ и галактическими при меньших энергиях. Во второй модели они предполагаются внегалактическими начиная с $E > 10^{17}$ эВ. Из обеих моделей следует, что измеренный спектр, по-видимому, не имеет чернотельного обрезания, а пологая компонента в области $(3-5) \cdot 10^{19}$ эВ обусловлена торможением протонов на реликтовых фотонах.

Кроме того, из первой модели следует, что, возможно, в области выемки галактические космические лучи сменяются внегалактическими. Данные об анизотропии и химическом составе в этой области пока недостаточно определены, чтобы надежно подтвердить этот вывод.

В первой модели также получено, что спектр инжекции космических лучей с энергией $E > 10^{18}$ эВ меняется по сравнению с более низкими энергиями. Его показатель увеличивается до значения $\gamma_0 \approx 3.2-3.3$, в то время как при $10^{10} \leq E < 3 \cdot 10^{15}$ эВ он лежит в интервале $2.2 \leq \gamma_0 \leq 2.6$. Спектр протонов имеет показатель $\gamma_0 \approx 3.2-3.3$ в области $\sim 10^{18}-10^{19}$ эВ. Этот результат получен на основе измерений [23], из которых следует, что в области $E \geq 10^{18}$ эВ в составе космических лучей преобладают протоны.

Для проверки второй модели нужно вычислить спектры протонов с $E > 10^{17}$ эВ от

источников, удаленных от нас на расстояния $r > 40$ Мпк и неоднородно распределенных на масштабах до ~ 100 Мпк.

Используя данные о космических лучах сверхвысоких энергий, можно получить оценки эволюции источников и расстояний, с которых приходят космические лучи. Вычисления спектров протонов с учетом эволюции источников проводились в [1, 16]. Принималась простая зависимость плотности и светимости источников от z . В дальнейшем было показано, что эволюция источников имеет более сложный вид [35,36]. Из предложенных моделей следует, что эволюцию источников можно исследовать, пользуясь спектром внегалактических частиц:

$$\int I(E)E dE \frac{4\pi}{c} = \int n_{eg}(z)L_{CR}(E_0(z))\tau(z)dz.$$

Оценку расстояний, с которых приходят космические лучи, можно получить, анализируя наклон пологой компоненты. Размеры пустот между галактиками составляют $(2.5-100)h^{-1}$ Мпк, между кластерами галактик — $(100-250)h^{-1}$ Мпк [31]. Наклон пологой компоненты будет больше, если расстояние до источников за пределами Местного Сверхскопления превышает 100 Мпк, чем в случае, когда $r < 100$ Мпк. Однако пока такой анализ провести трудно из-за большой ошибки в наклоне измеренных спектров при $E > E_{bb}$. Если подтвердится вторая модель, то из нее можно будет получить оценку расстояний, с которых приходят космические лучи, используя спектр в области не только пологой компоненты, но и при $E \approx 2 \cdot 10^{18}-10^{19}$ эВ, где экспериментальные ошибки значительно меньше.

Полученные выводы могут быть проверены в дальнейших измерениях спектра космических лучей в области $E > 10^{17}$ эВ на установках, описанных в [8-11], а также в [37, 38] и на установке ШАЛ-1000 [39], которые будут иметь значительно лучшее энергетическое разрешение. Проекты новых установок, предназначенных для регистрации космических частиц с энергией $E > 10^{19}$ эВ, описаны в [40].

Я признательна С. И. Никольскому и Г. Б. Христиансену за обсуждение экспериментальных данных, В. А. Догелю и В. С. Птускину за обсуждения моделей распространения галактических космических лучей, Ю. Н. Ветухновской, Б. В. Комбергу и О. К. Сильченко за некоторые замечания о внегалактических источниках.

Литература

1. В. С. Березинский, С. В. Буланов, В. Л. Гинзбург, В. А. Догель, В. С. Птускин, *Астрофизика космических лучей*, Наука, Москва (1990).
2. М. Н. Дьяконов, Т. А. Егоров, Н. Н. Ефимов и др., *Космическое излучение предельно высокой энергии*, Наука, Сиб. отд., Новосибирск (1991).
3. M. Teshima, in *Proc. 23rd ICRC, Calgary. Invited, Rapporteur and Highlight Papers*, ed. by D. A. Leakhy, R. B. Hicks, and D. Venkatesan, World Scientific, Singapore, N. Y., London, Hong-Kong, p. 257 (1993).
4. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, *Письма в ЖЭТФ* **4**, 114 (1966).
5. K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 748 (1966).
6. F. W. Stecker, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1016 (1968).
7. А. В. Урысон, *Письма в ЖЭТФ* **64**, 71 (1996).

8. B. N. Afanasiev, M. N. Dyakonov, T. A. Egorov et al., in *Proc. 24th ICRC*, Rome (1995), Vol. 2, p. 756.
9. M. Nagano et al. *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **18**, 423 (1992).
10. O. J. Bird, S. C. Corbato, H. Y. Dai et al., *Astrophys. J.* **424**, 491 (1994).
11. M. A. Lawrence, R. J. O. Reid, and A. A. Watson, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **17**, 733 (1991).
12. M. M. Winn, J. Ulrichs, L. S. Deak et al., *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **12**, 653 (1986).
13. J. Linsley, G. Cunnigam, D. M. Edge et al., *Catalogue of Highest Energy Cosmic Rays*, № 1, World Data Center C2, Japan (1980).
14. A. M. Hillas, *Can. J. Phys.* **21**, 1016 (1968).
15. C. T. Hill and D. N. Schramm, *Phys. Rev. D* **31**, 564 (1985).
16. В. С. Березинский, С. И. Григорьева, *ЖЭТФ* **93**, 812 (1987).
17. В. С. Березинский, С. И. Григорьева, В. А. Догель, *ЖЭТФ* **96**, 798 (1989).
18. V. S. Ptuskin, S. I. Rogovaya, V. N. Zirakashvili et al., *Astron. Astrophys.* **268**, 726 (1993).
19. D. N. Pochepkin, V. S. Ptuskin, S. I. Rogovaya et al., in *Proc. 24th ICRC*, Rome (1995), Vol. 3, p. 136.
20. S. I. Syrovatskii, *Comm. Astrophys. Space Phys.* **3**, 155 (1971).
21. V. S. Berezinsky, A. A. Mikhailov, and S. I. Syrovatskii, in *Proc. 16th ICRC*, Kyoto (1979), Vol. 2, p. 86.
22. V. A. Dogiel, A. V. Gurevich, and K. P. Zybin, *Astron. Astrophys.* **281**, 937 (1994).
23. М. Н. Дьяконов, В. П. Егорова, А. А. Иванов и др., *Письма в ЖЭТФ* **50**, 408 (1989), M. N. Dyakonov, A. A. Ivanov, S. P. Knurenko et al., in *Proc. 23rd ICRC*, Calgary (1993), Vol. 4, p. 303.
24. J. Rachen, T. Stanev, and P. Biermann, *Astron. Astrophys.* **273**, 377 (1993).
25. R. J. Protheroe and P. A. Johnson, in *Proc. 24th ICRC*, Rome (1995), Vol. 3, p. 309.
26. W. R. Webber, *Composition and Origin of Cosmic Rays*, ed. by M. M. Shapiro, D. Reidel, P.C., Dordrecht (1983).
27. S. P. Swordy, D. Muller, P. Meyer et al., *Astrophys. J.* **349**, 625 (1990).
28. E. G. Berezhko, in *Proc. 24th ICRC*, Rome (1995), Vol. 3, p. 372.
29. W. I. Axford, *Astrophys. J. Suppl.* **90**, 937 (1994).
30. R. A. Bell, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **257**, 500 (1992).
31. J. Einasto, M. Einasto, and M. Gramann, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **238**, 155 (1989).
32. N. Hayashida, K. Honda, and M. Honda, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1000 (1996).
33. H. Kuhr, A. Witzel, and I. I. K. Pauliny-Toth, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **45**, 367 (1981).
34. A. Hewitt and G. Berbidge, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **69**, 1 (1988).
35. B. V. Komberg, A. V. Kravtsov, and V. N. Lukash, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **282**, 713 (1996).
36. A. K. Singal, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **263**, 139 (1993).
37. M. Teshima et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **28**, 169 (1992).
38. J. W. Cronin, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **28**, 213 (1992).
39. S. S. Ameev, I. Y. Chasnikov, Yu. A. Fomin et al., in *Proc. 24th ICRC*, Rome (1995), Vol. 1, p. 466.
40. *Proc. 25th ICRI*, Durban (1997), Vol. 5.