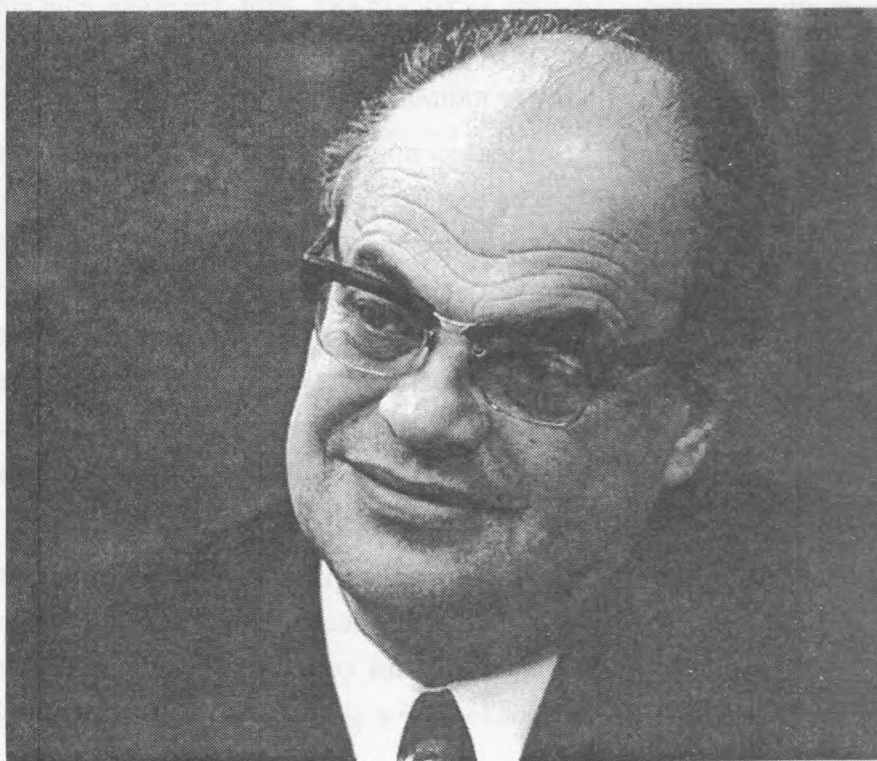


Николай Геннадиевич БАСОВ (К 75-летию со дня рождения)



14 декабря 1997 г. исполняется 75 лет со дня рождения выдающегося русского ученого, академика Российской академии наук Николая Геннадиевича Басова.

Н. Г. Басов родился в г. Усмани Воронежской области. Он участник Великой Отечественной войны. В 1946 г. Н. Г. Басов поступил в Московский механический институт боеприпасов (ныне Московский инженерно-физический институт), который и закончил в 1950 г. В Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН Николай Геннадиевич работает с 1949 г. по сей день.

В начале 50-х годов Н. Г. Басов и А. М. Прохоров создали новую область науки – квантовую электронику. Затем Н. Г. Басов со своими сотрудниками открыли и исследовали многие новые направления квантовой электроники. Невозможно перечислить все достижения Н. Г. Басова и его школы. Упомянем только некоторые из них. Прежде всего, это полупроводниковые лазеры и, в первую очередь, с инжекционным возбуждением, без которых невозможно представить ни современную связь, ни современную вычислительную и бытовую технику. Лазерный термоядерный синтез – это направление,

которое активно развивается во всех высокоразвитых странах мира. Мощные лазерные системы – фотодиссоционные, химические, электроионизационные, эксимерные, твердотельные, на вынужденных рассеяниях, которые находят широчайшее применение в научных исследованиях, измерительных устройствах, при технологической обработке материалов. Оптические стандарты частоты, которые используются как в службе времени России, так и для сличения частот национальных стандартов различных стран.

Н. Г. Басов всегда стремится к решению практических задач. Но задачи эти, как правило, носят столь глобальный характер (как, например, лазерный термоядерный синтез), что для их решения проводится широчайший научный поиск, в ходе которого открываются и новые направления в квантовой электронике, и новые физические явления. В качестве примеров можно привести явление хаоса в динамических системах, закономерности взаимодействия плазмы с лазерным излучением, высокочувствительную внутрирезонаторную лазерную спектроскопию, вынужденное энтальпийное рассеяние света в термодинамически неравновесных системах, обращение волнового фронта, электроионизационный синтез полимеров и другие.

Н. Г. Басов не только выдающийся ученый, но и выдающийся организатор науки. В течение многих лет он возглавлял ФИАН, способствуя его росту и развитию. По его инициативе и при деятельном участии были созданы крупнейшие ведомственные лазерные институты, что привело к созданию и развитию лазерной промышленности СССР.

Ряд лет Н. Г. Басов являлся членом высших органов управления Академии наук СССР и Страны, неизменно отстаивая в них интересы науки. Большое внимание он уделял популяризации научных знаний, возглавлял научно-популярный журнал "Природа" и Всесоюзное общество "Знание". Н. Г. Басовым был создан специальный факультет физики при МИФИ, и до сих пор он возглавляет кафедру квантовой электроники этого института. С 1975 г. является редактором журнала "Краткие сообщения по физике ФИАН".

Заслуги Н. Г. Басова перед наукой и обществом оценены многими высшими научными и государственными наградами. Он лауреат Нобелевской премии, лауреат Ленинской и Государственной премий СССР. Н. Г. Басов награжден Золотой медалью им. М. В. Ломоносова АН СССР, медалями ряда Академий и научных обществ различных стран мира. Он является почетным членом свыше двух десятков национальных Академий, научных обществ и институтов. Н. Г. Басов – дважды Герой Социалистического Труда, награжден пятью орденами Ленина, орденом Отечественной войны II степени,

а также орденами и медалями ряда зарубежных стран.

Поздравляя Николая Геннадиевича с юбилеем, его коллеги и редколлегия журнала "Краткие сообщения по физике" желают ему крепкого здоровья, благополучия в семье, а также дальнейших научных успехов ему и возглавляемому им коллективу.

Редколлегия журнала "Краткие сообщения по физике"

УДК 539.1

ВОЗМОЖНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА ИСТОЧНИКИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А. В. Урысон

Предложена модель, объясняющая спектр космических лучей, регистрируемых гигантскими установками в области энергий $10^{17} - 10^{20}$ эВ. Показано, что в области $10^{18} - 10^{19}$ эВ спектр, по-видимому, совпадает со спектром инжекции, показатель которого равен $\approx 3,2 - 3,3$. Пологая компонента в области $(3,2 - 5) \cdot 10^{19}$ 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 эволюции внегалактических источников на основе данных о космических лучах сверхвысоких энергий.

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]. Если же источники протонов удалены от нас не более чем на 40 – 50 Мпк, чернотельное обрезание будет отсутствовать, т.к. 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 более чем на 40 Мпк, если постоянная Хаббла $75 \text{ км/с} \cdot \text{Мпк}$. В таком случае спектр протонов не имеет чернотельного обрезания. В настоящее время экспериментальные данные, полученные на разных установках [8 – 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 также анизотропии и химического состава [1 – 3]. Однако существующие экспериментальные данные недостаточно определены 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. Следуя 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 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 предложена модель для объяснения спектра протонов с энергиями $10^{17} - 10^{20}$ эВ и обсуждается возможность исследования эволюции источников космических лучей на основе спектра в области сверхвысоких энергий.

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 спектра в [11 – 13] не приводятся.) Спектры космических лучей, измеренные на установках [8 – 12] и нормированные по энергии так же, как это было сделано в [3], приведены на рис. 1.

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 распространяться диффузионно, если их энергия превышает некоторое значение $E_0 Z$, причем в области энергий $E > E_0 Z$ спектр частиц совпадает со спектром инжекции, $\gamma = \gamma_0$. (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 $E_0 \approx 2 \cdot 10^{18}$ эВ была получена из численного моделирования траекторий частиц в галактическом магнитном поле [1].

Химический состав космических лучей в области $10^{18} - 10^{19}$ эВ пока не выяснен.

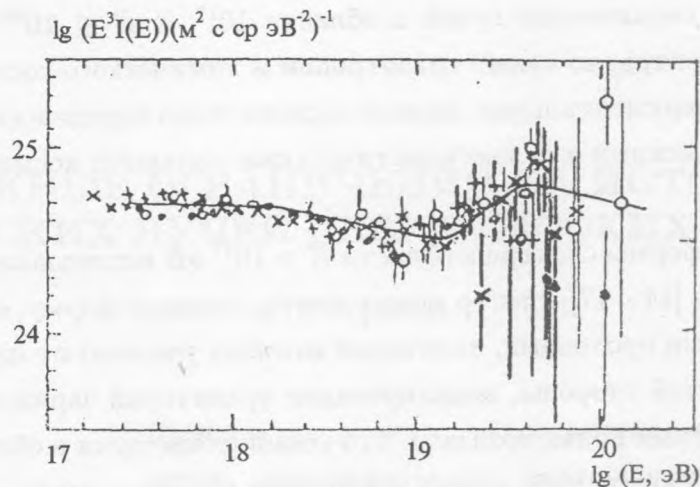


Рис. 1. Спектры космических лучей при $E > 10^{17}$ эВ, нормированные по энергии так же, как в [3], по измерениям на установках: \times – Якутской [8], \bullet – Акено и AGASA [9], \square – Мушиный глаз [10], \odot – Хавера Парк [11]. Сплошная линия – теоретический спектр, полученный в модели галактического происхождения космических лучей при $E < E_{bb}$ и внегалактического при $E > E_{bb}$.

По измерениям [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 [10] состав изменяется в диапазоне $4 \cdot 10^{17} - 4 \cdot 10^{19}$ эВ следующим образом: вначале в нем преобладают ядра железа, а затем остаются 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.

В области $E \geq 2 \cdot 10^{18}$ эВ 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.

По-видимому, частицы с энергией $E > E_{bb}$ ускоряются в основном в источниках, удаленных от нас не более 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 более 40 Mпк , будут взаимодействовать с реликтовым излучением до тех пор, пока их энергия не уменьшится до величины $E \approx (3,2 - 5) \cdot 10^{19} \text{ эВ}$. Частицы таких энергий могут не испытать ни одного взаимодействия в межгалактическом пространстве, т.к. их пробеги в поле реликтового излучения будут достаточно велики, $\lambda > 1000 \text{ Mпк}$ [6]. Это приведет к тому, что протоны с энергией $E > 3,2 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$ "перекачаются" в более узкую область $E \approx (3,2 - 5) \cdot 10^{19} \text{ эВ}$, и в результате наклон спектра в ней изменится от $\gamma > 3,1$ до γ_1 :

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

где E_3 – верхняя граница диапазона энергий пологой компоненты. Величину γ_1 найдем из данных [3, 8 – 13]. Измеренное значение E_3 составляет $\sim 4 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$, а энергия частиц определяется с ошибкой $\sim 20 - 30\%$ [8, 10]. Поэтому мы оценили показатель γ_1 для нескольких значений E_3 в интервале $4 \cdot 10^{19} < E_3 < 5 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$ и нескольких значений γ в интервале $3,1 < \gamma \leq 3,3$. Вычисленные значения γ_1 приведены в табл. 1. Энергетический диапазон пологой компоненты с учетом ошибки в определении энергии 30% составляет $(2 - 5) \cdot 10^{19} \text{ эВ}$. Он согласуется с результатами измерений [8, 9, 11 – 13] и не противоречит данным моноизмерений, приведенным в [10].

Т а б л и ц а 1

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 рис. 1. Он нормирован по измеренной интенсивности

при $E \approx 7 \cdot 10^{19}$ эВ. В расчетах было принято, что область энергии пологой компоненты составляет $E \approx (3,2 - 5) \cdot 10^{19}$ эВ. Теоретический спектр согласуется с данными измерений в пределах ошибок.

Рассмотрим наклоны спектров в области $E \geq 10^{19}$ эВ. Из табл. 1 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, в котором N частиц имеют энергию 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 $\approx (1 - 3,2) \cdot 10^{19}$ 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, 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: $\gamma = (3,2 - 3,3)$ 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.)

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]: $N(> E) \propto E^{-(\gamma_0+\mu)}$, где параметр μ описывает зависимость коэффициента диффузии D от энергии, $D \propto E^\mu$. По измерениям [26] $\mu = 0,3 - 0,7$ при энергии несколько Γ эВ/н, по измерениям [27] $\mu = 0,6$ при энергии ≈ 1 ТэВ/н, а из анализа диффузионной модели [18] $\mu = 0,15 - 0,20$ в диапазоне $E = 10^9 - 10^{17}$ эВ. Наклон спектра космических лучей при $E < 3 \cdot 10^{15}$ эВ равен 2,75, и отсюда 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, т.к. пока неясно, по каким причинам меняется наклон спектра космических лучей при $E > 3 \times 10^{15}$ эВ. Частицы с зарядом Z ускоряются до энергий $E \leq 10^{15}/Z$ эВ, по-видимому,

при взрывах сверхновых [28]. Согласно работам [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 неустановленных) процессах, и их спектр инжекции изменяется.

Таким образом, если в области $E > 10^{18}$ эВ в составе космических лучей преобладают протоны [23], то возможно, что 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 превосходит значения 2,6 ($2,2 \leq \gamma_0 \leq 2,6$).

По-видимому, частицы с энергиями $E > 10^{18}$ эВ распространяются прямолинейно и в Галактике [21, 22], и за ее пределами [31]. 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 $w_{eg}(E)dE$ в интервале $E, E + dE$ равна

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

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} соответствует расстоянию, которое частицы могут пройти практически без потерь. По [6] оно составляет ~ 10 кпк, и поэтому $z_{min} \approx 0,003$. Верхний предел z_{max} составляет, по-видимому, 3-4 [32, 33].

Плотность энергии $w_{eg}(E)dE$ можно найти из спектра космических лучей: $w_{eg}(E) = (4\pi/c) \int I(E)EdE$, где $I(E)$ – 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 недостаточно определены [34, 35], чтобы из них можно было получить оценки плотности и светимости источников $n_{eg}(z)$ и $L_{cr}(z)$. Неясно также, связано ли энергетическое излучение источника с эффективностью ускорения частиц. Наиболее мощные внегалактические источники пока не удалось отождествить с возможными источниками космических протонов с $E \approx 10^{20}$ эВ [31]. Наоборот, в [7] с источниками таких протонов были отождествлены ядра активных галактик, излучающие умеренные потоки в радио- и рентгеновском

диапазонах. Из предложенной модели можно получить оценку интеграла

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

Например, согласно рис. 1 при энергии $E = E_{bb} I(E_{bb}) E_{bb}^3 \approx 10^{24,5} (m^2 \cdot c \cdot \text{ср} \cdot \text{эВ}^{-2})^{-1}$, и отсюда $w_{eg}(> E_{bb}) \approx 4 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/см}^3$.

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 $2,5 - 100 h^{-1} \cdot \text{Мпк}$, между кластерами галактик $- 100 - 250 h^{-1} \cdot \text{Мпк}$ [36]. Поэтому, если источники за пределами Местного Сверхскопления удалены на расстояния $r \geq 100 \text{ Мпк}$, наклон пологой компоненты будет больше, чем в случае, когда $r \leq 100 \text{ Мпк}$. 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 $E > E_{bb}$.

Перечислим кратко полученные нами выводы.

Несмотря на сравнительно большие статистические ошибки, из результатов измерений следует, что спектр космических лучей не имеет чернотельного обрезания, а пологая компонента образуется в результате торможения внегалактических протонов с $E > 3,2 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$ в поле реликтовых фотонов. Это заключение сделано на основе следующих экспериментальных фактов и предположений.

1) В области $E < 10^{19} \text{ эВ}$ космические лучи являются галактическими, а при $E > 10^{19} \text{ эВ}$ – внегалактическими. Внегалактическая природа космических лучей подтверждена экспериментально в области $E > 4 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$ [1 – 3, 8 – 13].

2) Спектр инжекции внегалактических протонов имеет такой же наклон, как и спектр инжекции галактических протонов при $E > 10^{18} \text{ эВ}$.

3) Наклон спектра инжекции галактических протонов при $E > 10^{18} \text{ эВ}$ составляет $3,2 - 3,3$, что следует из теоретических работ [20 – 22], посвященных распространению галактических космических лучей.

4) В области $E > 10^{18} \text{ эВ}$ в составе космических лучей преобладают протоны в соответствии с результатами измерений на Якутской установке [23]. Такое изменение химического состава с энергией не подтверждено на установке Мушиный глаз [10].

В предыдущих исследованиях (см., например, [3]) делается противоположный вывод о существовании чернотельного обрезания в спектре космических лучей, но тогда трудно объяснить происхождение протонов с энергией $E \geq 10^{20} \text{ эВ}$, которые были зарегистрированы на установках [8 – 13].

Предположение о том, что полагая компонента может иметь указанную выше природу, высказывалось в теоретических работах [14 – 17].

Кроме того, мы предложили использовать космические лучи сверхвысоких энергий для исследования эволюции внегалактических источников, именно, на основе спектра космических протонов сверхвысоких энергий определять расстояния до источников, их интегральную по z плотность и светимость. Ранее вычисления спектра протонов проводились с учетом простой зависимости светимости и плотности источников от z , для того, чтобы объяснить измеренный спектр [1]. Однако оказалось, что эволюция источников имеет более сложный вид, и пока она количественно не выяснена [34, 35].

Полученные выводы могут быть проверены в дальнейших измерениях спектра космических лучей в области $E > 10^{17}$ эВ на установках [8 – 11], а также на установках [37, 38] и ШАЛ-1000 [39], которые будут иметь значительно лучшее энергетическое разрешение.

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] Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л. и др. Астрофизика космических лучей. М., Наука, 1990.
- [2] Дьяконов М. Н., Егоров Т. А., Ефимов Н. Н. и др. Космическое излучение предельно высокой энергии. Новосибирск, Наука, Сиб. отд. АН, 1991.
- [3] Teshima M. Proc. 23rd ICRC, Calgary. Invited, Rapporteur and Highlight Papers, 257 (1993). Eds. D. A. Leachy, R. B. Hicks, D. Venkatesan. Singapore-N.Y.-London-Hong-Kong: World Scientific.
- [4] Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А. Письма в ЖЭТФ, 4, 114 (1966).
- [5] Greisen K. Phys. Rev. Lett., 16, 748 (1966).
- [6] Stecker F. W. Phys. Rev. Lett., 21, 1016 (1968).
- [7] Урысон А. В. Письма в ЖЭТФ, 64, 71 (1996).
- [8] Afanasiev B. N., Dyakonov M. N., Egorov T. A. et al. Proc. 24th ICRC, Rome, 2, 756 (1995).
- [9] Nagano M. et al. J. Phys. G: Nucl. Phys., 18, 423 (1992).

- [10] Bird O. J., Corbato S. C., Dai H. Y. et al. *Ap. J.*, **424**, 491 (1994).
- [11] Lawrence M. A., Reid R. J. O., Watson A. A. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, **17**, 733 (1991).
- [12] Winn M. M., Ulrichs J., Deak L. S. et al. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, **12**, 653 (1986).
- [13] Linsley J., Cunningham G., Edge D. M. et al. *Catalogue of Highest Energy Cosmic Rays*, N 1. World Data Center C2, Japan, 1980.
- [14] Hillas A. M. *Can. J. Phys.*, **21**, 1016 (1968).
- [15] Hill C. T., Schramm D. N. *Phys. Rev.*, **D31**, 564 (1985).
- [16] Березинский В. С., Григорьева С. И. *ЖЭТФ*, **93**, 812 (1988).
- [17] Березинский В. С., Григорьева С. И., Догель В. А. *ЖЭТФ*, **96**, вып. 3, 798 (1989).
- [18] Ptuskin V. S., Rogovaya S. I., Zirakashvili V. N. et al. *A&Ap.*, **268**, 726 (1993).
- [19] Pochepkin D. N., Ptuskin V. S., Rogovaya S. I. et al. *Proc. 24th ICRC, Rome*, **3**, 136 (1995).
- [20] Syrovatskii S. I. *Comm. Astrophys. Space Phys.*, **3**, 155 (1971).
- [21] Berezinsky V. S., Mikhailov A. A., Syrovatskii S. I. *Proc. 16th ICRC, Kyoto*, **2**, 86 (1979).
- [22] Dogiel V. A., Gurevich A. V., Zybin K. P. *A&Ap.*, **281**, 937 (1994).
- [23] Дьяконов М. Н., Егорова В. П., Иванов А. А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **50**, 408 (1989). Дьяконов М. Н., Иванов А. А., Кнуренко С. Р. et al. *Proc. 23rd ICRC, Calgary*, **4**, 303 (1993).
- [24] Rachen J., Stanev T., Biermann P. *A&Ap.*, **273**, 377 (1993).
- [25] Protheroe R. J., Johnson P. A. *Proc. 24th ICRC, Rome*, **3**, 309 (1995).
- [26] Webber W. R. *Composition and Origin of Cosmic Rays*. Ed. M. M. Shapiro. Dordrecht: D. Reidel, P. C. 1983.
- [27] Swordy S. P., Muller D., Meyer P. et al. *Ap. J.*, **349**, 625 (1990).
- [28] Berezhko E. G. *Proc. 24th ICRC, Rome*, **3**, 372 (1995).
- [29] Axford W. I. *Ap. J. Suppl.*, **90**, 937 (1994).
- [30] Bell R. A. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **257**, 500 (1992).
- [31] Hayashida N., Honda K., Honda M. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1000 (1996).
- [32] Kuhr H., Witzel A., Pauliny-Toth I. I. K. *A&Ap. Suppl. Ser.*, **45**, 367 (1981).

- [33] Hewitt A. H., Berbridge G. *A&Ap. Suppl. Ser.*, **69**, 1 (1988).
- [34] Komberg B. V., Kravtsov A. V., Lukash V. N. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **282**, 713 (1996).
- [35] Singal A. K. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **263**, 139 (1993).
- [36] Einasto J., Einasto M., Gramann M. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **238**, 155 (1989).
- [37] Teshima M. et al. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, **28B**, 169 (1992).
- [38] Cronin J. W. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, **28B**, 213 (1992).
- [39] Ameev S. S., Chasnikov I. Y., Fomin Yu. A. et al. *Proc. 24th ICRC, Rome*, **1**, 466 (1995).

Поступила в редакцию 9 июля 1997 г.