

О составе космических лучей с энергией $E_0 \geq 10^{17}$ эВ по данным Якутской установки ШАЛ

А. В. Глушков¹⁾, М. И. Правдин

Институт космофизических исследований и аэрономии Якутского научного центра им. Ю.Г. Шафера Сибирского отд. РАН,
677891 Якутск, Россия

Поступила в редакцию 24 марта 2006 г.

После переработки 26 мая 2006 г.

Приведены энергетический спектр и анизотропия первичного космического излучения (ПКИ) совместно с функциями пространственного распределения (ФПР) электронов и мюонов в широких атмосферных ливнях (ШАЛ) с энергией $E_0 \geq 10^{17}$ эВ по данным Якутской установки. Показано, что спектр и ФПР имеют в отдельных интервалах энергии разную форму для событий, приходящих из диска Сверхгалактики (Местного сверхскопления галактик) и остальной части неба. Это интерпретируется как проявление взаимодействия внегалактического ПКИ с газом Сверхгалактики, при котором, возможно, рождаются новые частицы сверхвысоких энергий.

PACS: 95.30.-k, 96.40.-z, 98.70.-f

1. Введение. Пространственная структура широких атмосферных ливней (ШАЛ) является одним из наиболее информативных каналов при исследовании ядерно-физических характеристик развития ШАЛ и состава первичного космического излучения (ПКИ) в области сверхвысоких энергий ($E_0 \geq 10^{15}$ эВ). В [1–7] приведены результаты исследования функций пространственных распределений (ФПР) мюонов с пороговой энергией $E_\mu \approx 1.0 \cdot \sec\theta$ ГэВ и всех заряженных частиц (электронов и мюонов). В этих работах обнаружено аномальное поведение ФПР обеих компонент в ШАЛ с $E_0 \geq (3–5) \cdot 10^{18}$ эВ. Оно связано с какими-то новыми процессами развития ШАЛ в этой области энергий. Исследования [8–17] направлений прихода ШАЛ при $E_0 \geq 10^{17}$ эВ выявили ряд астрофизических особенностей, которые указывают на возможное существование двух компонент ПКИ: галактической и внегалактической. Имеются экспериментальные указания [8–17], что внегалактическая компонента образована, в основном, нейтральными частицами. Она преобладает при $E_0 \geq (3–5) \cdot 10^{18}$ эВ, где наблюдаются упомянутые выше нерегулярности развития ШАЛ. Ниже приведены результаты совместного анализа астрофизических и ядерно-физических характеристик ШАЛ, которые содержат новые сведения о природе ПКИ.

2. Исследуемые характеристики. В [17] показано, что форма энергетического спектра зависит от областей неба, откуда приходит ПКИ. Это видно на рис.1, где светлыми кружками изображен ин-

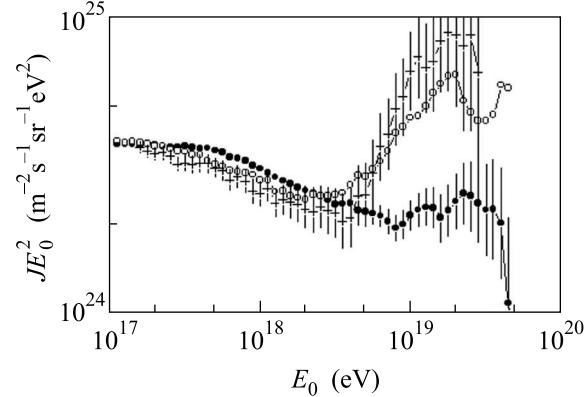


Рис.1. Интегральные энергетические спектры: ● – для 22465 ливней с направлениями прихода вне экваториальных областей Галактики и Сверхгалактики ($|b_G| > 10^\circ$) и ($|b_{SG}| > 10^\circ$); ○ – для 4295 ливней в полосе широт $-8^\circ < b_{SG} < 2^\circ$ Сверхгалактики; + – для ливней из области неба с $-8^\circ < b_{SG} < 2^\circ$ и $100^\circ < l_{SG} < 130^\circ$

тегральный спектр первичных частиц, приходящих непосредственно из экваториальной области Сверхгалактики (Местного сверхскопления галактик). Мы рассмотрели выборку из 4295 событий в полосе сверхгалактических широт $-8^\circ < b_{SG} < 2^\circ$. Ошибки интенсивностей не приведены, чтобы не загромождать рисунок (они примерно такие же, как и у других спектров на рис.1). Темными кружками изображен “фоновый” спектр, построенный точно так же из 22465 ливней, направления прихода которых имеют широту $|b_G| > 10^\circ$, то есть лежат вне экваториальной области Сверхгалактики. Мы исключили также из “фонового” спектра все события с $|b_G| \leq 10^\circ$, попа-

¹⁾ e-mail: a.v.glushkov@ikfia.ysn.ru

дающие в экваториальную область Галактики, вклад которой при $E_0 > (5-7) \cdot 10^{18}$ эВ весьма ощутим [17]. Здесь сразу же обращают на себя внимание некоторые важные, на наш взгляд, моменты. Во-первых, при $E_0 \geq 5 \cdot 10^{18}$ эВ в диске Сверхгалактики отчетливо видно избыточное излучение, превышающее "фоновый" спектр. Оно заметно усиливается (крестики), если в диске Сверхгалактики взять более узкий сектор ($100^\circ < l_{SG} < 130^\circ$), с максимумом потока частиц в направлении с экваториальными координатами $\alpha \approx 79^\circ$ и $\delta \approx 74^\circ$. Во-вторых, при $5 \cdot 10^{17} < E_0 < 2 \cdot 10^{18}$ эВ из диска Сверхгалактики приходит на $\approx (10-15)\%$ меньше частиц, чем наблюдается в целом для остальной части неба.

Рассмотрим дополнительно некоторые особенности пространственного распределения ПКИ. Проанализируем их глобальное распределение на небесной сфере в экваториальных координатах. Для этого воспользуемся методом гармонического анализа [18], суть которого заключается в выборе наилучших значений амплитуды A_1 и фазы α_1 функции

$$f(\alpha) = f_0(1 + A_1 \cos(\alpha - \alpha_1)) \quad (1)$$

путем минимизации величины

$$X^2 = \sum_{i=1}^n (f_i - N_i)^2 / f_i, \quad (2)$$

где N_i – число ливней в i -м секторе $(\Delta\alpha)_i$;

$$f_0 = \left(\sum_{i=1}^n N_i \right) / n = N/n$$

и

$$A_1 = (f_{\max} - f_{\min}) / (f_{\max} + f_{\min}). \quad (3)$$

Мы разбили небо на $n = 36$ сферических секторов. Анизотропия изучалась в интервалах $h = \Delta \lg E_0 = 0.5$ путем последовательного их сдвига по энергии на $0.1h$. Это делалось для более детального исследования поведения фазы первой гармоники α_1 , характеризующей направление максимума глобального потока ПКИ.

На рис.2 показаны изменения фазы α_1 для выборки ливней, вошедших в спектры на рис.1. Относительный разброс соседних точек характеризует статистические ошибки определения величины α_1 , а устойчивые значения и определенная последовательность ее смены указывают на реальное существование самой анизотропии ПКИ. Видно, что большинство фаз для событий с $6 \cdot 10^{18} \leq E_0 \leq 3 \cdot 10^{19}$ эВ сгруппировано возле $\alpha_1 \approx 40^\circ$ (штриховая линия 1),

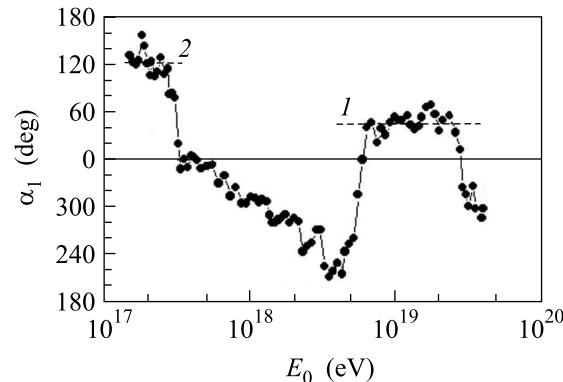


Рис.2. Изменение фазы первой гармоники соотношения (1) для выборки ливней, вошедших в спектры на рис.1, в интервалах $h = \Delta \lg E_0 = 0.5$ путем последовательного их сдвига по энергии на $0.1h$

где на рис.1 наблюдается так называемый bump – относительно пологий участок спектра

$$J(\geq E_0) \sim E_0^{-\gamma} \quad (4)$$

с показателем $\gamma \approx 2.5$, который сменяется в области предельно высоких энергий $E_0 \geq 5 \cdot 10^{19}$ эВ резким обрывом спектра. В [8–17] мы отмечали, что эта фаза указывает на место пересечения плоскостей Галактики и Сверхгалактики, где по данным [19] имеется абсолютный максимум потока ПКИ при $E_0 \approx 2 \cdot 10^{19}$ эВ, с экваториальными координатами $\alpha_{\max} \approx 35^\circ \pm 20^\circ$ и $\delta_{\max} \approx 52.5^\circ \pm 7.5^\circ$.

При $E_0 \approx (4-6) \cdot 10^{18}$ эВ фаза почти скачком принимает значение $\alpha_1 \approx 240^\circ$, а далее при уменьшении энергии до $E_0 \approx 3 \cdot 10^{17}$ эВ она постепенно увеличивается до $\alpha_1 \approx 360^\circ$. Этот диапазон относится на рис.1 к более крутому участку спектра (4), с показателем $\gamma \approx 3.2$. В интервале энергий $5 \cdot 10^{17} < E_0 < 2 \cdot 10^{18}$ эВ средняя величина фазы равна $\alpha_1 \approx 300^\circ$. Она совпадает с экспериментальным результатом [20], полученным на установке AGASA (Akeda Giant Air Shower Array). Авторы [20] связывают это направление с центром Галактики, откуда, по их мнению, может идти повышенный поток нейтронов. Высказывается даже предположение [21], что такие нейтроны могут образоваться в результате нескольких последних гамма-вспышек в центре Галактики. Однако прямые наблюдения Auger Collaboration [22] не обнаружили никакого избытка ПКИ из центра Галактики. В [23] приведена альтернативная [20] интерпретация возможного образования фазы $\alpha_1 \approx 300^\circ$.

В области энергий $10^{17} \leq E_0 < 3 \cdot 10^{17}$ эВ на рис.2 имеется еще одна устойчивая фаза $\alpha_1 \approx 120^\circ$ (штриховая линия 2), которая на рис.1 соответствуетциальному участку спектра с показателем $\gamma \approx 3$. Это

направление никак не связано с плоскостью Галактики, откуда, казалось бы, в рамках диффузионной модели может приходить избыток ядер различных химических элементов.

Обратим еще раз внимание на то место рис.1, где спектр из диска Сверхгалактики идет выше “фонового” спектра. Примерно в этом же месте на рис.2 происходит быстрая смена фазы α_1 . Вероятно, такое изменение формы спектра и глобальной анизотропии ПКИ обусловлено какой-то общей причиной. Чтобы понять ее, рассмотрим дополнительно некоторые особенности развития ШАЛ.

Рассмотрим вначале глубину максимума развития ливня X_m . В расчетах для ядер обычно используется модель суперпозиции: предположение о том, что ливень с энергией E_0 от первичного ядра A развивается точно так же, как это происходит при одновременном развитии A каскадов от протонов с энергией E_0/A . В этом случае глубина максимума развития ливня X_m равна

$$X_m^A \cong X_m^0 + ER(\lg E_0 - \lg A) = X_m^P - ER \lg A \text{ [г/см}^2\text]}, \quad (5)$$

где $ER = \partial X_m / \partial \lg E_0$ – скорость смещения максимума от первичных протонов; X_m^A и X_m^P – глубины максимумов ливней соответственно от первичных ядер и протонов; X_m^0 – константа (зависит от модели развития ШАЛ). При $ER \approx 60 \text{ г/см}^2$ различие X_m для протона и железа составляет $\approx 105 \text{ г/см}^2$, что легко можно обнаружить на эксперименте. Это обстоятельство широко используется многими исследователями для определения химического состава ПКИ (см., например, [24–28]).

Звездочками на рис.3 показаны результаты [24], полученные на Якутской установке из ФПР черенковского излучения ШАЛ. Светлыми кружками приведены экспериментальные данные [25]. Они получены на гибридной установке, состоящей из High Resolution Fly's Eye Air Fluorescence Detector (HiRes) и Michigan Muon Array (MIA). HiRes регистрирует ионизационное свечение ШАЛ вблизи максимума каскадной кривой и “видит” непосредственно X_m , а MIA используется для повышения точности определения этого параметра. Светлыми треугольниками изображены экспериментальные данные [26], полученные отдельно на установке HiRes. Заметим, что оценка энергии ШАЛ в [25, 26] меньше нашей в ≈ 1.5 раза. Чтобы исключить эту неопределенность, мы изобразили данные [25, 26] с увеличенными в 1.5 раза значениями E_0 . Линиями показаны зависимости $X_m(E_0)$, найденные в [4] по модели QGSJET для первичного протона (p) и ядра железа (Fe).

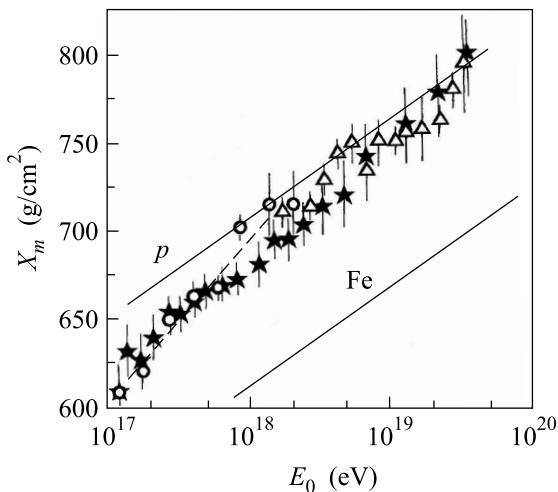


Рис.3. Зависимость глубины максимума ливней от первичной энергии: \star – данные Якутской установки [24]; \circ – данные HiRes + MIA [25]; \triangle – данные HiRes [26]; линии – расчеты по модели QGSJET для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe) [4]

На рис.3 видно, что экспериментальные результаты Якутской и американской установок в пределах ошибок измерений согласуются между собой. В целом они не противоречат предположению о том, что состав ПКИ в области энергий $10^{17} \leq E_0 \leq 3 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ постепенно меняется в сторону более легкого (штриховая линия), а при $E_0 \geq 3 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ остается неизменным, с высоким содержанием легких ядер (возможно чисто протонным). В [27] показано, что этот вывод может измениться в сторону общего увеличения состава на $\Delta \ln A \approx 0.7$, если воспользоваться одной из модификаций модели QGSJET.

Исследуем далее поведение ФПР мюонов с пороговой энергией $E_\mu \approx 1.0 \cdot \sec \theta \text{ ГэВ}$ и всех заряженных частиц (электронов и мюонов). В анализе использованы ливни с зенитными углами $\cos \theta \geq 0.9$, направления прихода которых находились по ≥ 4 станциям с точностью не хуже 3° , а ошибки локации оси не превышали 20–50 м в зависимости от энергии первичной частицы. Эта методика подробно изложена нами в работе [4]. Воспользуемся методикой построения ФПР обеих компонент, изложенной в [4]. Будем рассматривать не все ливни, а лишь те из них, которые были зарегистрированы на Якутской установке после 1995 г., когда ее мастерная система стала достаточно однородной по всей площади: станции образуют однотипные треугольники со сторонами 500 м. И только в области энергий $E_0 \geq 5 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$, где статистика все еще пока недостаточна, будем использовать все данные за период 1974–2005 гг. Энергия первичных частиц находилась аналогично [1–17].

Одними из наиболее чувствительных к моделям развития ШАЛ и составу ПКИ являются структурные параметры ФПР b_s и b_μ :

$$\rho_s(R) \propto (R/R_M)^{-1.3} (1 + R/R_M)^{1.3 - b_s} (1 + R/2000)^{-1}, \quad (6)$$

$$\rho_\mu(R) \propto (R/R_0)^{-0.75} (1 + R/R_0)^{0.75 - b_\mu} (1 + R/2000)^{-6.5}, \quad (7)$$

где R_M – мольеровский радиус (для Якутска $\langle R_M \rangle \approx 70$ м), $R_0 = 280$ м. Их зависимости от E_0 показаны на рис.4 темными и светлыми кружками соответ-

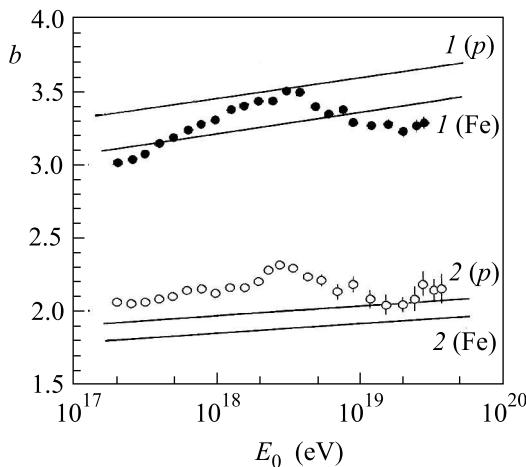


Рис.4. Зависимости параметров b_s (●) и b_μ (○) аппроксимаций (6) и (7) от E_0 в ливнях с зенитными углами $\langle \cos \theta \rangle = 0.95$. Линии – расчет по модели QGSJET для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe) [4]: 1 – все заряженные частицы, 2 – мюоны

ственno. Они находились из средних ФПР, включающих в себя сотни и тысячи ливней. Ошибки этих параметров меньше самих кружков и видны лишь при самых больших энергиях. Прямыми линиями 1 и 2 изображены расчетные зависимости по модели QGSJET для первичного протона (p) и ядра железа (Fe) [4]. Видно, что параметр b_s грубо согласуется с моделью QGSJET в предположении того, что состав ПКИ меняется от ядер железа при $10^{17} < E_0 < 3 \cdot 10^{18}$ эВ к протонному при $E_0 \approx 3 \cdot 10^{18}$ эВ, а далее с ростом энергии вновь быстро возвращается к ядрам железа. Параметр b_μ , напротив, противоречит такому изменению состава ПКИ и самой модели QGSJET в целом.

Обратим, однако, внимание на тот факт, что оба параметра, b_s и b_μ , резко меняют свою зависимость от энергии на рис.4 примерно в том же месте, где на рис.1 и рис.2 наблюдаются отмеченные выше изменения энергетического спектра и фазы первой гармоники ПКИ, а на рис.3 – скорости смещения мак-

симума ливня с $\partial X_m / \partial \lg E_0 \approx 87$ г/см² на величину ≈ 60 г/см². Мы полагаем, что это не случайное совпадение, а отражение реального изменения состава ПКИ. На установке AGASA также зафиксировано аномальное поведение ФПР всех заряженных частиц в ШАЛ с $E_0 \geq 2 \cdot 10^{18}$ эВ [29]. Оно выражается в том, что форма ФПР перестает меняться выше указанной энергии.

В связи с совпадением энергии, при которой на рис.1–4 наблюдаются существенные изменения поведения разных характеристик ШАЛ, любопытно получить ФПР для событий из разных областей неба. Мы рассмотрим здесь лишь ФПР мюонов, которая наиболее чувствительна к изменениям развития ШАЛ [1–4]. Построим ее отдельно для двух участков неба, относящихся к разным спектрам рис.1. Чтобы исключить какие-либо методические искажения ФПР, связанные с сильным изменением числа событий на малых и больших расстояниях от оси ливня в зависимости от E_0 , будем изучать ФПР лишь в интервале расстояний $\Delta R = 150$ –600 м, который статистически достаточно полно представлен во всем диапазоне первичной энергии.

На рис.5 темными кружками показан параметр b_μ у ФПР мюонов с $\cos \theta \geq 0.9$, относящийся к “фоново-

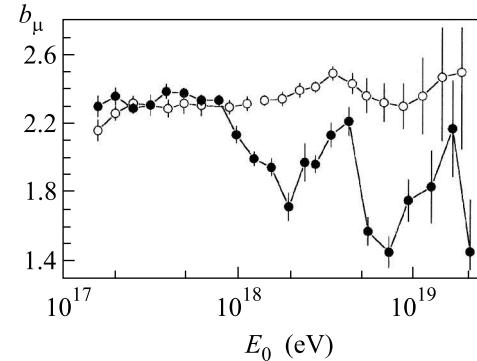


Рис.5. Изменения параметра b_μ аппроксимации (7) в зависимости от энергии ШАЛ с зенитными углами $\langle \cos \theta \rangle = 0.95$: ○ – ливни с направлениями прихода из экваториальной области Сверхгалактики ($|b_{SG}| \leq 10^\circ$); ● – ливни с направлениями прихода извне этой области (входят в “фоновый” спектр рис.1)

вому” спектру рис.1, то есть к ливням, направления прихода которых лежат вне экваториальных областей Сверхгалактики и Галактики (с широтой $|b_{SG}| \geq 10^\circ$ и $|b_G| \geq 10^\circ$). Светлыми кружками изображен параметр b_μ , который, наоборот, относится к ФПР мюонов для событий с $|b_{SG}| < 10^\circ$. Здесь еще раз подчеркнем, что на рис.5 (как и на рис.4) изображены не $\langle b_\mu \rangle$, найденные усреднением индивидуальных

в каждом ливне значений этого параметра, а b_μ из средних ФПР, включающих все события в интервале по энергии $\Delta \log E_0 = 0.2$ при последовательном сдвиге этого интервала на $\log E_0 = 0.1$. Видно, что при $E_0 \leq 10^{18}$ эВ обе выборки ливней дают примерно один и тот же результат. А вот в области энергий $E_0 > 10^{18}$ эВ картина совершенно другая, свидетельствующая о разном развитии ШАЛ для событий из разных областей неба. Результаты рис.5 можно интерпретировать как подтверждение высказанного в [17] предположения о том, что в процессе соударения внегалактического ПКИ с газом Сверхгалактики рождаются, по-видимому, какие-то новые частицы.

3. Обсуждение. Результаты рис.1 и 3 не противоречат широко распространенному мнению о том, что состав ПКИ в области энергий $E_0 \leq 10^{18}$ эВ является преимущественно смешанным, с относительно высоким содержанием тяжелых ядер, а при $E_0 \geq (1-2) \cdot 10^{18}$ эВ он становится значительно легче (возможно, чисто протонным). В рамках такого предположения удается объяснить сложную форму энергетического спектра. На рис.6 показаны измеренный на Якутской установке [30] (темные и

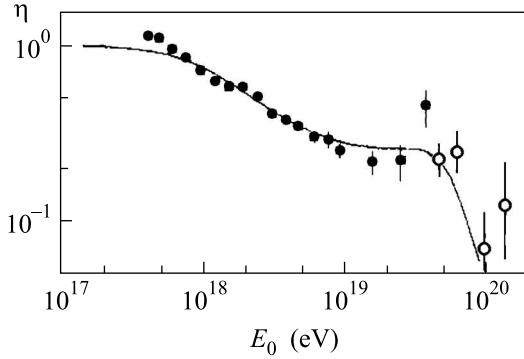


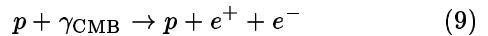
Рис.6. Сравнение между собой формы измеренного на Якутской установке [30] (темные и светлые кружки) и теоретического [31] (кривая линия) спектров в единицах модификационного коэффициента (9)

светлые кружки) и теоретический [31] спектры (кривая линия), нормированные между собой при $E_0 = 10^{18}$ эВ. Они представлены в единицах модификационного коэффициента:

$$\eta(E_0) = J_p(E_0)/J_p^{\text{unrm}}(E_0), \quad (8)$$

где спектр $J_p(E_0)$ учитывает все потери энергии первичных протонов, а спектр $J_p^{\text{unrm}}(E_0)$ – только потери энергии протонов за счет адиабатического расширения Вселенной (red shift). В расчетах предполагается, что протоны образуются внегалактическими источниками, равномерно распределенными в окружаю-

щем нас объеме пространства с радиусом ≈ 100 Мпк. Провал в спектре на рис.6 при $E_0 \approx 8 \cdot 10^{18}$ эВ (dip) объясняется, главным образом, за счет реакции



рождения электрон-позитронных пар в процессе соударения протона с микроволновым фоновым излучением. А максимум при $E_0 \approx 5 \cdot 10^{19}$ эВ (bump) образуется за счет обрезания Зацепина–Кузьмина–Грейзена [32, 33]. В [31] обращается внимание на энергию $E_C \approx 2.3 \cdot 10^{18}$ эВ, которая является своего рода критической: при ней потеря энергии внегалактическими протонами за счет адиабатического расширения Вселенной и на образование электрон-позитронных пар равны между собой. Формально E_C близка к той энергии, которая отмечена нами на рис.1–5 как особая точка. По обе стороны от нее наблюдаются разные астрофизические и структурные характеристики ШАЛ.

И все же гипотезу о преобладающих при $E_0 \geq (1-2) \cdot 10^{18}$ эВ внегалактических протонах вряд ли можно рассматривать как удовлетворительную. Она не объясняет рис.3 и не согласуется с результатами рис.4 и 5. Кроме того, эта гипотеза противоречит приведенной в обзоре [28] (взятой из [34]) доли ядер железа (рис.7), обобщенной по данным разных ми-

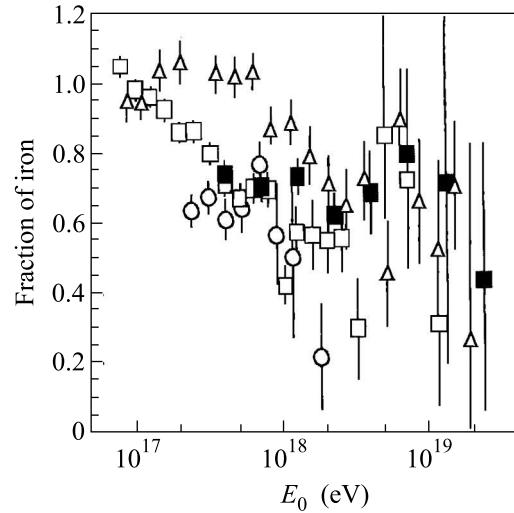


Рис.7. Доля железа в зависимости от энергии первичных частиц по данным разных экспериментов: Fly's Eye (Δ), AGASA A100 (\blacksquare), AGASA A1 (\square), Haverah Park (\circ) (рисунок взят из обзора [28])

ровых установок. Мы не будем подробно останавливаться на этих результатах, которые демонстрируют существенное разногласие между собой, а отметим лишь один любопытный, на наш взгляд, момент. На

рис.7 видно, что по обе стороны от энергии $\approx 10^{18}$ эВ, как и на рис.5, состав ПКИ имеет разную зависимость от E_0 . Не исключено, что это проявление более сложных астрофизических и ядерно-физических процессов образования ШАЛ, чем полагает большинство исследователей.

В [8–17] неоднократно сообщалось, что ПКИ с $E_0 \geq 10^{17}$ эВ состоит, вероятно, из двух компонент. Одна из этих компонент имеет внегалактическое происхождение и может генерироваться квазарами [16]. На своем пути к Земле частицы сверхвысоких энергий “просвечивают” Сверхгалактику. Можно предположить, что какая-то их часть вступает в ядерные реакции. Наиболее плотно газ сконцентрирован в диске Сверхгалактики, в областях с угловыми размерами по широте $|b| \approx 5^\circ\text{--}10^\circ$ [35]. Избыточные потоки ПКИ при $E_0 \geq 5 \cdot 10^{18}$ эВ на рис.1 и анизотропия на рис.2, а также нерегулярности ФПР электронов и всех заряженных частиц на рис.4 и 5 могут быть обусловлены этим обстоятельством. Что касается энергий $(3\text{--}5) \cdot 10^{17} \leq E_0 \leq 3 \cdot 10^{18}$ эВ, то и здесь, по-видимому, имеется заметная доля внегалактического ПКИ. Спад интенсивностей на рис.1 по сравнению с “фоновым” спектром можно интерпретировать как поглощение внегалактических частиц веществом Сверхгалактики.

4. Заключение. Мы провели комплексное исследование ряда характеристик ШАЛ с целью дальнейшего уточнения возможного состава ПКИ. В результате обнаружили некоторые астрофизические и структурные особенности ШАЛ, которые выражаются в следующем. В области энергий $E_0 \geq (3\text{--}5) \times 10^{18}$ эВ спектр из диска Сверхгалактики на рис.1 идет выше “фонового” спектра. Примерно в том же месте на рис.2 происходит быстрая смена фазы первой гармоники α_1 . Это сопровождается аномальным изменением скорости смещения глубины максимума ливня на рис.3 и формы ФПР мюонов и всех заряженных частиц (в виде уменьшения структурных параметров b_s и b_μ аппроксимаций (6) и (7)) на рис.4. ФПР мюонов от первичных частиц с $E_0 \geq 10^{18}$ эВ, приходящих из диска Сверхгалактики, оказалась совершенно иной, чем для событий из остальной части неба (рис.5). Мы полагаем, что это можно рассматривать как проявление взаимодействия некоторой доли внегалактических частиц с веществом Сверхгалактики.

Нужно заметить, что анализ отдельных астрофизических или структурных характеристик ШАЛ, по-видимому, себя уже не оправдывает. Он неизменно приводит к противоречивым выводам о составе ПКИ. Это связано не столько с методическими осо-

бенностями того или иного эксперимента, сколько с принципиальной неопределенностью самого такого подхода. Ведь большинство методов определения состава ПКИ являются косвенными. Они основаны на сравнении наблюдаемых характеристик с расчетными, найденными из модельных представлений о развитии ШАЛ с тем или иным предполагаемым составом ПКИ. Здесь возникает почти неразрешимый замкнутый круг: для определения состава ПКИ нужно иметь правильную модель развития ШАЛ, а для выбора правильной модели нужно знать состав первичных частиц. В этой ситуации единственным возможным, на наш взгляд, является комплексный подход, основанный на совместном анализе максимального широкого круга астрофизических характеристик ПКИ и структурных характеристик развития ШАЛ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки России Якутской комплексной установки ШАЛ (рег. № 01-30), включенной в “Перечень уникальных научно-исследовательских и экспериментальных установок национальной значимости”, и поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 05-02-17857.

1. A. V. Glushkov, I. T. Makarov, E. S. Nikiforova et al., *Astropart. Phys.* **4**, 15 (1995).
2. А. В. Глушков, В. Б. Касарев, И. Т. Макаров и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 361 (1998).
3. А. В. Глушков, И. Т. Макаров, М. И. Правдин и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 145 (2000).
4. А. В. Глушков, М. И. Правдин, И. Е. Слепцов и др., ЯФ **63**, 1557 (2000).
5. А. В. Глушков, М. И. Правдин, И. Е. Слепцов и др., ЯФ **65**, 1346 (2002).
6. А. В. Глушков, Письма в ЖЭТФ **78**, 1265 (2003).
7. А. В. Глушков, Л. Г. Деденко, М. И. Правдин и др., ЖЭТФ **126**, 5 (2004).
8. А. В. Глушков, М. И. Правдин, Письма в Астрон. журн. **27**, 577 (2001).
9. А. В. Глушков, Изв. РАН, сер. физ. **66**, 1599 (2002).
10. А. В. Глушков, М. И. Правдин, Письма в Астрон. журн. **28**, 341 (2002).
11. А. В. Глушков, М. И. Правдин, ЯФ **66**, 886 (2003).
12. А. В. Глушков, ЯФ **66**, 1292 (2003).
13. А. В. Глушков, Письма в Астрон. журн. **29**, 172 (2003).
14. А. В. Глушков, ЯФ **67**, 983 (2004).
15. А. В. Глушков, Изв. РАН, сер. физ. **69**, 366 (2005).
16. А. В. Глушков, ЯФ **68**, 262 (2005).
17. А. В. Глушков, М. И. Правдин, ЖЭТФ **128**, 103 (2005).
18. J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1530 (1975).
19. A. A. Ivanov, A. D. Krasilnikov, and M. I. Pravdin, in *Proc. 28th ICRC, Tsukuba, 2003*, vol. 1, p. 341.

20. N. Hayashida, M. Nagano, D. Nishikawa et al., *Astropart. Phys.* **10**, 303 (1999).
21. P. L. Biermann, G. M. Tanco, R. Engel, and G. Pugliese, *Ap. J.* **604**, L29 (2004).
22. Auger Collaboration, in *Proc. 29th ICRC, Pune, 2005, He, Abstracts*, p. 115.
23. А. В. Глушков, *ЯФ* **70**, № 1, в печати (2007).
24. M. N. Dyakonov, A. A. Ivanov, S. P. Knurenko et al., in *Proc. 23th ICRC, Calgary, 1993*, vol. 4, p. 303.
25. T. Abu-Zayyad, K. Belov, D. J. Clay et al., *astro-ph/0010652* (2000).
26. R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, G. Archbold et al., *astro-ph/0407622* (2004).
27. J. R. Horandel, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **151**, 75 (2004).
28. A. A. Watson, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **151**, 83 (2004).
29. S. Yashida, N. Hayashida, K. Honda et al., *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **20**, 651 (1994).
30. A. V. Glushkov, V. P. Egorova, A. A. Ivanov et al., in *Proc. 28th ICRC, Tsukuba, 2003*, vol. 1, p. 389.
31. V. S. Berezinsky, private communication (2006).
32. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, *Письма в ЖЭТФ* **4**, 114 (1966).
33. K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 748 (1966).
34. M. T. Dova et al., in *Proc. 28th ICRC, Tsukuba, 2003*, vol. 1, p. 377.
35. *Физика космоса. Маленькая энциклопедия*, под ред. Р. А. Сюняева, М.: Советская Энциклопедия, 1986.