Письма в ЖЭТФ, том 91, вып. 5, с. 227 – 232 © 2010 г. 10 марта

Об оценке энергии ядер первичного космического излучения, порождающих широкие ливни частиц в атмосфере

А. А. Иванов[1)]

Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю.Г. Шафера Сибирского отд. РАН, 677980 Якутск, Россия

Поступила в редакцию 8 декабря 2009 г.
После переработки 11 января 2010 г.

Анализ систематических ошибок в определении энергии частиц первичного космического излучения (ПКИ), присущих методу измерения широких атмосферных ливней (ШАЛ), показывает необходимость точного учета фрагментации во взаимодействиях ядер. Применение такой модели, разработанной для описания результатов экспериментов на релятивистском коллайдере тяжелых ионов, приводит к лучшему согласию между энергетическими спектрами космических лучей (КЛ) сверхвысоких энергий (СВЭ), измеренных на гигантских установках ШАЛ. Показано, что расхождение между измеренными интенсивностями потока ПКИ и энергиями первичных частиц находится в пределах методических и аппаратурных ошибок. По данным шести установок получена оценка реальной точности метода ШАЛ изучения КЛ СВЭ.

1. Введение. В области исследования космических лучей сверхвысоких энергий ($E > 10^{18}$ эВ $=$ $= 1$ ЭэВ) единственным методом экспериментального их изучения является метод широких атмосферных ливней (ШАЛ). Имеется два различных подхода к измерению параметров ШАЛ с помощью наземных приборов: измерение распределения частиц, достигающих поверхности земли, и получение сведений о развитии ливня в атмосфере, в частности, изменения числа электронов с глубиной в атмосфере. Оба этих подхода позволяют определить по измеряемым величинам энергию первичной частицы, порождающей ШАЛ, направление ее входа в атмосферу и т.д.

Типичным примером установки, использующей первый подход, являлась AGASA, состоявшая из сцинтилляционных детекторов, размещенных на площади 100 км^2 с раздвижением около 1 км [1]. Примером применения второго подхода являлась установка HiRes: два телескопа, одновременно регистрирующих флуоресцентное свечение следа ливня в атмосфере [2]. Современные установки совмещают использование обоих методов: Pierre Auger Observatory (PAO) [3] и Telescope Array (TA) [4] составлены как из детекторов частиц на поверхности земли, так и детекторов флуоресцентного свечения, обозревающих атмосферу поверх установок. На Якутской установке [5] также используются оба подхода с тем отличием, что вместо детекторов флуоресцентного свечения здесь используются детекторы излучения Вавилова-Черенкова.

Проблема состоит в том, что два подхода приводят к различию в оценке энергии первичной частицы ШАЛ, превышающему аппаратурную ошибку. В результате, энергетические спектры космических лучей сверхвысоких энергий (КЛ СВЭ), измеренные на установках, расходятся по измеренной интенсивности, или по энергии. Поэтому, несмотря на то, что все измеренные спектры демонстрируют качественно одинаковые особенности – ankle и “обрезание” из-за эффекта Грейзена-Зацепина-Кузьмина (ГЗК) [6, 7], окончательное признание результатов измерений затруднительно.

На двух установках, где результаты получены двумя методами, имеются расхождения оценок энергии. Так, в статье [8] показано, что спектры, построенные по данным сцинтилляционных и черенковских детекторов Якутской установки по отдельности, заметно различаются, и их можно согласовать только введением поправки к оценке энергии. А на установке PAO, по-видимому, имеющиеся разночтения в определении энергии привели к тому, что измерения заряженной компоненты стали калибровать к энергии первичной частицы ШАЛ, определенной флуоресцентным методом.

В данной работе проанализированы возможные причины имеющихся расхождений. Предлагается механизм возникновения ошибки в оценке энергии, конкретно в оценке энергии ядер первичного космического излучения (ПКИ), порождающих ШАЛ, вызванной упрощениями в моделировании каскада.

2. Ошибки моделирования развития ШАЛ. Определение энергии КЛ является нетривиальной задачей, основанной на модельных расчетах развития ШАЛ в атмосфере. Для частиц сверхвысоких энергий параметры взаимодействия, измеренные на ускорителях, экстраполируются в моделях на несколько

1)e-mail: ivanov@ikfia.ysn.ru

порядков величины по энергии. Это неизбежно порождает систематические ошибки в оценке энергии КЛ. Оценка величины разброса параметров ШАЛ при одинаковой энергии первичной частицы выполнена, например, в работе [9] для распространенных моделей.

Так, если значение ионизационного интеграла различается в моделях QGSJET 01, SIBYLL 2.1 и DPMJET 2.5 на 2%, то плотность частиц на периферии ливня ($r > 600$ м) отличается на 15% для фотонов и электронов с позитронами, и на 30% для мюонов. Это означает неопределенность в оценке энергии КЛ по измерениям в водных баках установок Haverah Park (HP) и PAO около 20%; и неопределенность в 15% для вертикальных и $\sim 30\%$ для наклонных ливней в оценках по измерениям сцинтилляционных детекторов установок AGASA и Якутска.

Ошибки должны еще возрасти, если учесть неопределенности разного рода во взаимодействиях адронов и ядер малой энергии, а также вычислительные ошибки. В этой связи авторы работы [9] сравнивают результаты расчетов для одной и той же модели развития ШАЛ (QGSJET) с использованием программных пакетов CORSIKA и AIRES. Оказалось, что средняя глубина максимума ливня различается на 25 г/см^2, число частиц в максимуме на 6% и плотности фотонов и электронов на периферии ливня – на $\sim$ 20%, то есть сопоставимо с модельной неопределенностью.

Однако эти ошибки моделирования развития ШАЛ не дают оснований для предпочтения какого-либо подхода к оценке энергии КЛ СВЭ[2)], так как мы не знаем, какая из моделей неправильно описывает физику явления или какая из программ неправильно закодирована.

Другое дело – оценка энергии ядер ПКИ. Результаты расчетов с использованием моделей QGSJET и SIBYLL показывают, что для установок AGASA и Якутска необходимо уменьшить оценку энергии первичного ядра[3)], инициирующего ШАЛ, на $\sim 10\%$ для AGASA [10] и на $\sim$ 15% для Якутска [11] по отношению к энергии ливня, инициированного протоном. Соответствующая поправка к данным HP применена в статье [12].

Еще одна систематическая поправка к E_0 связана с моделированием взаимодействия ядро-ядро. Здесь утвердилось мнение, что для моделирования взаимодействия ядер с ядрами достаточно точные результаты дает "приближение суперпозиции" для ШАЛ[4)]. Оно состоит в том, что все нуклоны налетающего ядра считаются взаимодействующими одновременно и независимо, так что ШАЛ, порожденный ядром с массовым числом A, является суперпозицией A ливней от одного нуклона/протона с энергией E_0/A. Сравнение моделей суперпозиции и фрагментации ядер, проведенное Калмыковым и Остапченко [13], сконцентрировано, к сожалению, только на различии в флуктуации параметров ШАЛ.

Это мнение привело к тому, что многие группы экспериментаторов используют суперпозицию для моделирования измеряемых величин. Кроме того, в некоторых пакетах программ для моделирования ШАЛ, например в связке CORSIKA-SIBYLL или CORSIKA-HDPM, другие модели взаимодействия ядер, кроме суперпозиции, не предусмотрены вовсе [14].

В результате получается, что модель фрагментации ядер, более точно описывающая развитие ливня, должна привести к однозначно трактуемым поправкам к имеющимся оценкам энергии КЛ для установок ШАЛ. Далее изложены результаты применения простой модели такого типа к развитию ШАЛ от ядра.

3. Оптическая модель фрагментации ядер. Оптическое (эйкональное) приближение в реализации Глауберовской модели неупругого взаимодействия ядер предполагает вычисление прицельного параметра, числа участвующих ("раненых") нуклонов и других параметров столкновения, исходя из чисто геометрических представлений, игнорируя коллективное взаимодействие нуклонов, внутриядерные каскады и др. Исходя из этого, здесь использована методика, описанная в [15]. Обоснованием приближения служит то, что оно хорошо описывает результаты столкновения D–Au, по крайней мере, при энергиях, достигнутых в экспериментах коллаборации PHOBOS на RHIC[5)].

Здесь рассматривается только фрагментация налетающих ядер, так как фрагменты ядра-мишени не играют заметной роли в развитии каскада СВЭ. На рис.1 показано распределение вероятности по доле участвующих нуклонов ядер железа и азота, взаимодействующих с ядрами в воздухе. Рисунок иллюстрирует периферический, в основном, характер столкновений в противовес приближению суперпозиции.

---

2) Кроме общих соображений "модельной независимости".

3) Для определенности возьмем ядро железа.

4) Или модель суперпозиции; в дальнейшем, для краткости, – суперпозиция.

5) The Relativistic Heavy Ion Collider – релятивистский коллайдер тяжелых ионов, расположенный в Брукхейвенской национальной лаборатории.

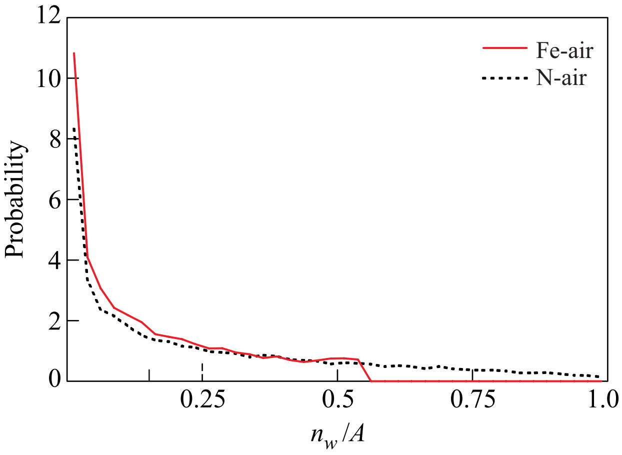

Рис.1. Распределение по доле раненых нуклонов ядра (wounded, n_w) в оптическом приближении. Средние значения показаны вертикальными черточками

Сечения неупругого взаимодействия ядер в воздухе вычислены методом Глаубера [14]. Сумма парциальных каскадов с началом на разных уровнях по глубине атмосферы, образованных фрагментами первичного ядра в последовательных взаимодействиях, образует ШАЛ. Дополнительное упрощение здесь состоит в допущении, что нуклоны-спектаторы, не участвующие в i-м взаимодействии ядра, взаимодействуют в $i+1$ раз как ядро с массовым числом $A_{i+1} = A_i - n_i^w$. Парциальные же ливни образуются от каждого из участвующих во взаимодействии нуклонов n_w независимо. Для первичного ядра азота, к примеру, имеем сумму парциальных лавин от цепочки взаимодействия ядер N-B-Li-He-D-H с ядрами атомов в атмосфере.

Наблюдаемые параметры ШАЛ, скажем, ионизационный интеграл E_i, вычисляются как сумма по парциальным ливням в модели фрагментации:

$$E_i^f = \sum_k E_i^k(\frac{n_w^k E_k}{A_k}, x_{ini}^k),$$

или суперпозиции

$$E_i^s = AE_i(\frac{E_0}{A}, x_{ini}^1),$$

образованным нуклонами с энергией E_k/A_k, участвующими в k-м/первом взаимодействии ядер на глубине x_{ini}^k. В качестве решения для парциальных лавин, инициированных нуклонами, можно использовать известные решения уравнений переноса, полученные с помощью программы CORSIKA для первичных протонов, например результаты, описанные в [10, 16]. Остается только разыграть методом Монте-Карло точки взаимодействия и число раненых нуклонов ядра.

Для ионизационного интеграла, используемого для пересчета к первичной энергии результатов измерения флуоресцентного света от ШАЛ (E_i/E_0), как было показано ранее [17], наблюдается слабая зависимость как от энергии первичных протонов в интервале $0.1 < E_0 < 10$ ЭэВ, так и от координаты начала ливней в атмосфере $x_{ini} \in (0, 200)$ г/см^2. Сравнение суммы парциальных лавин в моделях суперпозиции и фрагментации показывает, что отличие $(E_i^f - E_i^s)/E_0$ не превышает 0.5% для первичных ядер с $A \in (1, 56)$. В этом случае, в самом деле, нет особой разницы в результатах моделей суперпозиции и фрагментации ядер.

Напротив, в случае измерения распределения частиц на поверхности земли[6)] имеется заметная разница в двух наших моделях. Основываясь на результатах расчетов в моделях SIBYLL и QGSJET, с использованием пакета CORSIKA для первичных протонов КЛ, заключающихся в приблизительной пропорциональности энергии и плотности: $dlgE_0/dlgS_{600}^{\theta=0} = 1.015 \pm 0.015$ [10], а также возрастании S_{600} с ростом x_{ini} с характеристической длиной $\lambda_{S600} \sim 300$ г/см^2 для моделей с малой множественностью [16], получаем отношение S_{600}^f/S_{600}^s, в пределах от 1 до 1.2 в зависимости от массы ядер в моделях фрагментации и суперпозиции (рис.2). Отклик сцинтилляционных

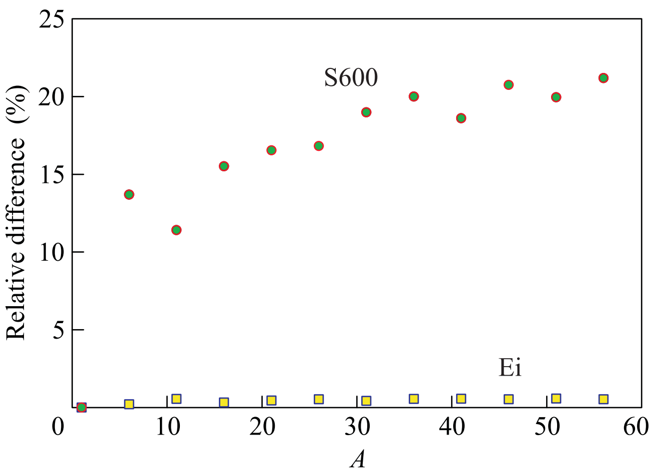

Рис.2. Относительная разность отклика сцинтилляционных детекторов $S_{600}^f/S_{600}^s - 1$ и ионизационного интеграла $(E_i^f - E_i^s)/E_0$ в моделях фрагментации и суперпозиции ядер

детекторов, S_{600}, установок AGASA и Якутска вычислен в работах [10, 16] как энерговыделение фотонов, электронов, позитронов и мюонов в сцинтилля-

6) Возьмем для определенности отклик сцинтилляционных детекторов на расстоянии 600 м от оси ливня, S_{600}.

торе. Отклик водных баков установки HP вычислен в работе [12]; в случае же установки PAO здесь используется лишь оценка энергии КЛ СВЭ, основанная на данных флуоресцентных детекторов.

Использование модели суперпозиции для оценки энергии ядер приводит к адекватной оценке энергии КЛ по измерениям флуоресцентного свечения ШАЛ, и к завышению до 20% в случае измерения распределения частиц на уровне моря. Конкретная величина завышения зависит от средней массы ядер в потоке КЛ.

4. Сравнение энергетических спектров КЛ СВЭ, измеренных гигантскими установками ШАЛ. Применим полученную поправку к энергетическому спектру КЛ, наблюдаемому на установках ШАЛ. Прежде всего, необходимо исправить измеренную интенсивность потока ПКИ[7] – применить известный "Московский множитель", выведенный в работах [18 – 20]. Дело в том, что наблюдаемая интенсивность КЛ выше истинной на множитель $\exp(0.5\sigma_E^2\kappa^2)$, определяемый ошибкой измеряемого параметра, в нашем случае с.к.о. энергии σ_E, и крутизной энергетического спектра (κ – показатель степенного интегрального спектра). Поэтому наблюдаемые интенсивности уменьшаем на этот множитель (для установок AGASA и Якутск), используя кусочно-степенную аппроксимацию спектра с показателями 3.24, 2.81 и 5.1 в области ниже 4.47 ЭэВ между 4.47 и 56.2 ЭэВ и выше 56.2 ЭэВ, соответственно (согласно результатам HiRes [22]), и аппаратурные ошибки определения энергии, взятые из оригинальных работ. Для сравнения точности измерения интенсивности КЛ СВЭ на установках ШАЛ в табл.1 показаны ошибки оценки энергии и поправочные множители к интенсивности КЛ для всех анализируемых здесь установок ШАЛ.

Таблица 1

Аппаратурные ошибки определения энергии (σ_E), и коррекционные множители для интенсивности КЛ: R_{J1} для энергии $E_0 < 4.47$ ЭэВ, R_{J2} в интервале энергии $(4.47 < E_0 < 56.2)$ ЭэВ, R_{J3} для $E_0 > 56.2$ ЭэВ

Array	AGASA	HiRes/TA	HP	PAO	Yakutsk
σ_E, %	25	23	12	22	32
R_{J1}	0.85	0.88 (0.94)	0.96	0.89	0.77
R_{J2}	0.90	0.92 (0.96)	0.98	0.92	0.85
R_{J3}	0.59	0.64 (0.82)	0.89	0.67	0.42

[7] В тех случаях, когда не использовалось моделирование экспозиции установок методом Монте-Карло.

Исключение здесь – установки HiRes и TA[8], для которых взята оценка $\sigma_E \simeq \sqrt{0.5(\sigma_{HR1}^2+\sigma_{HR2}^2)} = 0.23 \pm 0.01$, основанная на сопоставлении разброса значений энергии КЛ, определенной независимо двумя "глазами" HR1 и HR2 в одних и тех же ливнях, в моно-моде [22]. Это несколько больше ошибки определения энергии, использованной в работах коллаборации HiRes ($\sigma_E = 0.17$). Поэтому здесь применена поправка к интенсивности КЛ[9], дополняющая поправку в исходной работе [2].

Энергетические спектры КЛ, измеренные на установках ШАЛ, показаны на рис.3. Необходимо отметить, что приведенный здесь предварительный спектр TA построен по данным флуоресцентного детектора [4].

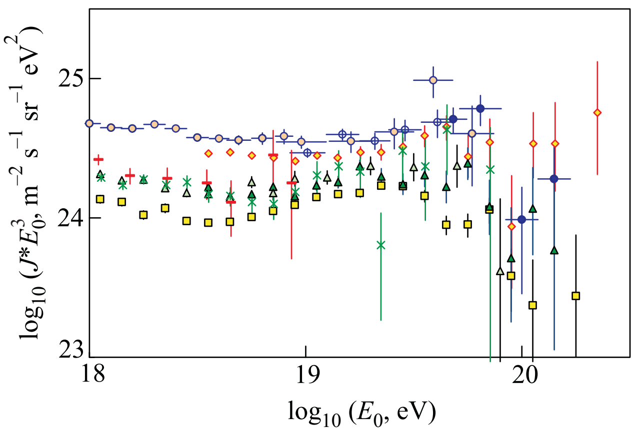

Рис.3. Дифференциальные интенсивности КЛ СВЭ (умноженные на E_0^3 и поправленные, где необходимо, на множители из табл.1), измеренные на установках ШАЛ. Показаны данные установок AGASA (ромбики [1]), HiRes I, II (светлые и черные треугольники [2]), TA (косые крестики [4]), Haverah Park (HP, горизонтальные черточки [12]), PAO (квадратики [3]), Якутск (светлые, перечеркнутые и черные кружочки [21])

Экспериментальные оценки состава КЛ СВЭ неоднозначны; последние данные PAO по $X_{\max}$ говорят в пользу утяжеления с E смешанного состава КЛ в области энергии выше 2 ЭэВ [23], тогда как результаты HiRes указывают на протонный, в основном, состав КЛ выше $E_0 = 1.6$ ЭэВ [24]. Результаты анализа данных детекторов мюонов Якутской установки приводят к заключению, что доля тяжелых ядер в потоке КЛ превышает 29% в области энергий выше 10 ЭэВ

[8] Для вывода предварительных результатов TA использована методика HiRes. Поэтому здесь для TA принята та же ошибка оценки энергии, что в HiRes.

[9] Показана в скобках в табл.1.

[25], что согласуется с данными PAO и противоречит данным HiRes.

В этих условиях мы можем лишь обозначить два крайних случая – чисто протонный состав КЛ при $E_0 > 1$ ЭэВ, в этом случае измеренные спектры соответствуют рис.3, и поток КЛ, состоящий из ядер железа; спектры в этом случае имеют вид, показанный на рис.4.

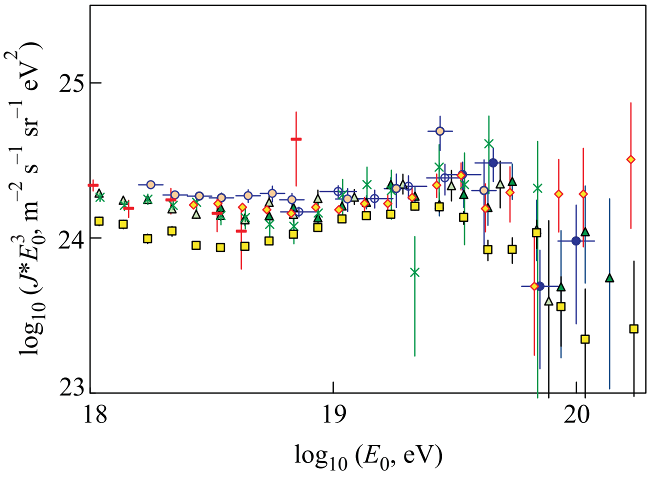

Рис.4. Энергетические спектры КЛ СВЭ, измеренные установками ШАЛ, если поток ПКИ состоит из ядер железа. Обозначения те же, что на рис.3

Для пересчета S_{600} к энергии E_0 на установке AGASA использованы расчеты по модели QCD в программе COSMOS [26]. Хотя из описания программы неясно, использована ли модель фрагментации или суперпозиции ядер, а в случае Якутской установки используется квази-калориметрический метод оценки энергии, который слабо зависит от модели, здесь, для иллюстрации двух предельных случаев – с максимальным и минимальным расхождениями спектров (рис.3 и 4), применена поправка в 20% к этим двум спектрам для первичных ядер железа.

Остающийся разброс в оценке энергии КЛ, приводящий к расхождению измеренных спектров на рисунках, находится в пределах ошибок моделирования ШАЛ, обсуждавшихся выше. Выборка из 6 экспериментов (табл.1 и 2) позволяет оценить среднеквадратичную ошибку энергии, присущей методу ШАЛ в изучении КЛ СВЭ. Другими словами, если каждая установка имеет свою "модельную" систематическую ошибку $\delta \ln E_0$, постоянную при $E_0 > 1$ ЭэВ, то имеем поправочные коэффициенты, показанные в табл.2 для протонного состава КЛ и ядер железа. Коэффициенты подобраны для каждой установки так, чтобы суммарный спектр по данным всех установок

Таблица 2

Поправочные множители для энергии КЛ, измеренных установками ШАЛ, полученные из условия согласования наблюдаемых спектров

Array	AGASA	HP	Yakutsk	PAO	HiRes/TA
R_E^{Fe}	0.99	0.98	0.88	1.16	1.00
R_E^{P}	0.81	1.00	0.71	1.30	1.09

имел минимальный разброс, в то время как среднее значение коэффициентов равно единице.

В итоге получаем оценку относительной ошибки определения энергии КЛ СВЭ методом ШАЛ, которая находится в пределах $8 < \delta E_0/E_0 < 19\%$.

Соответствующие энергетические спектры с поправками[10)] показаны на рис.5. Совмещенный спектр

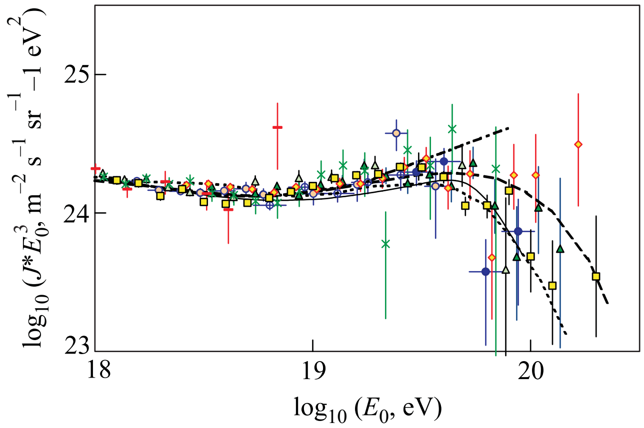

Рис.5. Энергетические спектры КЛ СВЭ с поправками энергии. Множители взяты из табл.2. Обозначения такие же, как на рис.3. Ожидаемые в моделях ускорения и распространения КЛ СВЭ спектры: сплошная кривая [27]; штрих-пунктир [28]; модель [29] в сценариях dip (точки) и ankle (пунктир)

демонстрирует явным образом особенность спектра "ankle" ниже 10 ЭэВ, и эффект ГЗК выше 40 ЭэВ, если отбросить самые энергичные ливни AGASA.

Наблюдаемые особенности энергетического спектра хорошо согласуются с ожидаемыми в моделях ускорения и распространения КЛ СВЭ. В модели Березинского и др. [27] предсказывается так называемый "dip", возникающий из-за образования пар внегалактическими протонами от космологических источников на реликтовом излучении. А фотообразование пионов приводит к эффекту ГЗК.

10) Приведены к выборочному среднему.

Альтернативное объяснение происхождения наблюдаемой особенности спектра (ankle) дается в работе [28]: авторы считают это переходной областью от галактической к внегалактической компоненте КЛ с разными показателями спектра.

Спектр КЛ СВЭ, ускоренных в окрестности активных ядер галактик, совместно с галактическими КЛ от остатков сверхновых для двух сценариев – dip и ankle, приводится в работе Бережко [29].

Сравнение с результатами этих модельных расчетов, показанными на рис.5, приводит к заключению, что экспериментальные ошибки измерения ПКИ не позволяют в настоящее время выбрать между альтернативными сценариями перехода от галактической к внегалактической компоненте КЛ.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант #09-02-12028), ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" (контракт 02.740.11.0248) и программы Президиума РАН "Физика нейтрино и нейтринная астрофизика" (Программа 8.1).

---

1. M. Takeda, N. Sakaki, K. Honda et al., Astropart. Phys. **19**, 447 (2003).
2. R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, J. F. Amman et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 101101 (2008).
3. F. Schussler for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 31^{st} ICRC, Lodz, 2009.
4. D. R. Bergman, G. B. Thomson, L. M. Scott et al., Proc. 31^{st} ICRC, Lodz, 2009.
5. М. Н. Дьяконов, Т. А. Егоров, Н. Н. Ефимов и др., *Космическое излучение предельно высокой энергии*, Новосибирск: Наука, 1991.
6. K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966).
7. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, Письма в ЖЭТФ **4**, 78 (1966).
8. A. A. Ivanov, S. P. Knurenko, and I. Ye. Sleptsov, New Journ. Phys. **11** 065008 (2009).
9. J. Knapp, D. Heck, S. J. Sciutto et al., Astropart. Phys. **19**, 77 (2003).
10. M. Nagano, D. Heck, K. Shinozaki et al., Astropart. Phys. **13**, 277 (2000).
11. Л. Г. Деденко, А. В. Глушков, С. П. Кнуренко и др., Письма в ЖЭТФ **90**, 787 (2009).
12. M. Ave, J. Knapp, J. Lloyd-Evans et al., Astropart. Phys. **19**, 47 (2003).
13. Н. Н. Калмыков, С. С. Остапченко, Ядер. физ. **56**, 105 (1993).
14. D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle et al., *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate EAS*, Karlsruhe: Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1998).
15. B. Alver, M. Baker, C. Loizides et al., arXiv:nucl-ex/0805.4411.
16. J. N. Capdevielle, F. Cohen, B. Szabelska et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **36**, 075203 (2009).
17. А. А. Иванов, ДАН **415**, 1 (2007).
18. Г. Т. Зацепин, Тр. 6 МККЛ, Москва **2**, 212 (1959).
19. V. S. Murzin, Proc. 9^{th} ICRC, London, **2**, 872 (1965).
20. Н. Н. Калмыков, ЯФ **10**, 121 (1969).
21. V. P. Egorova, A. V. Glushkov, A. A. Ivanov et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **136**, 3 (2004).
22. R. U. Abbasi et al., Astropart. Phys. **32**, 53 (2009).
23. M. Unger et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **190**, 240 (2009).
24. R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, M. Al-Seady et al., arXiv:astro-ph/0910.4184.
25. A. V. Glushkov, I. T. Makarov, M. I. Pravdin et al., Письма в ЖЭТФ **87**, 220 (2008).
26. H. Y. Dai, K. Kasahara, Y. Matsubara et al., J. Phys. G: Nucl. Phys. **14**, 793 (1998).
27. R. Aloisio, V. Berezinsky, P. Blasi et al., Astropart. Phys. **27**, 76 (2007).
28. T. Wibig and A. Wolfendale, J. Phys. G: Nucl. Phys. **31**, 255 (2005).
29. E. G. Berezhko, Astrophys. J. **698**, L138 (2009).