

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ

Физический
ИНСТИТУТ
имени
П.Н.Лебедева



Российской академии наук

Ф И А Н

ПРЕПРИНТ

16

В.И. ЯКОВЛЕВ

**МНОГОКОМПОНЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ
НА ТЯНЬ-ШАНЕ**

Москва 2012

МНОГОКОМПОНЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ НА ТЯНЬ-ШАНЕ

В.И. Яковлев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

В течение ряда лет на Тянь-Шанской высокогорной научной станции ФИАН проводились многокомпонентные исследования широких атмосферных ливней. Регистрировалось число электронов, число мюонов, адронная компонента, гамма кванты высокой энергии, а также излучение Вавилова-Черенкова. В настоящей работе приводится анализ некоторых полученных результатов.

УСТАНОВКА

Тянь-Шанская комплексная установка [1,2] представляла из себя ряд независимых установок, предназначенных для комплексного исследования параметров широких атмосферных ливней (ШАЛ). Отдельные установки могли работать автономно от других, поэтому временный выход из строя одной из установок позволял продолжать те измерения, на качество которых данная отключенная установка не оказывает существенного влияния.

Ливневая установка включала в себя сцинтилляционную, годоскопическую и мюонную установки. Она предназначена для определения таких параметров ШАЛ, как положение его оси (x, y), возраст (S), полное число заряженных частиц (N_e) и полное число мюонов (N_μ), а также определять направление прихода ливня (углы θ и φ). Для определения точного положения оси ливня была создана плотная центральная часть установки, где на площади $30 \times 30 \text{ м}^2$ находится «ковёр» из 51 сцинтиллятора размером $50 \times 50 \times 5 \text{ см}^3$ каждый. Эти сцинтилляторы размещены в 17 пунктах, по 3 сцинтиллятора в каждом пункте для более надежного и точного определения плотности потока частиц в индивидуальном ливне. 9 сцинтилляторов размером $100 \times 100 \times 10 \text{ см}^3$ размещены - один в центре и по два в 4-х вершинах квадрата. Длина диагонали квадрата составляет 40 метров, а его центр совмещен с центром «ковра». Эти детекторы включены в систему управления и в систему хронотрона. На расстояниях около 40 метров от центра установки размещены 4 пункта с тремя детекторами размером $100 \times 100 \times 5 \text{ см}^3$ каждый. Еще 3 таких же пункта расположены на расстояниях 70 метров от центра установки. Кроме того, в четвертом пункте, удаленном на расстояние 70 метров от центра, находятся 10 детекторов площадью $150 \times 150 \times 5 \text{ см}^3$ каждый.

Помимо сцинтилляторов для регистрации плотности потока заряженных частиц используются годоскопические детекторы из счетчиков Гейгера-Мюллера. Непосредственно над толчковой установкой располагается центральный годоскоп, состоящий из 576 каналов по 2 счетчика СИ-5Г в каждом. Он служит для регистрации малых ливневых сопровождений. Периферийная система годоскопических счетчиков включает в себя 10 пунктов, расположенных на расстояниях 5, 10, 15, 20, 40, 55, 70, 73, 130 и 180 метров от центра. Она предназначена, в основном, для калибровки сцинтилляционных детекторов, поскольку из-за своей достаточно большой толщины они чувствительны не только к заряженным частицам, но и к гамма квантам. При этом примесь регистрируемых гамма квантов зависит от расстояния до оси ливня.

Мюонный годоскоп площадью 44 м^2 , расположенный в подземной лаборатории и тоннеле, регистрировал мюоны с энергией выше 5 ГэВ.

Четырехрядная толчковая установка площадью 150 м^2 , расположенная в центре, позволяла измерять энергию электронно-фотонной компоненты (E_γ) в центральной части ствола ШАЛ и оценивать энергию адронной компоненты (E_h) по величине ионизационного толчка. Ранее в составе комплексной установки работал 17-ти рядный ионизационный калориметр, 48 каналов на ряд, площадью 36 м^2 со свинцовым поглотителем толщиной 850 г/см^2 [1].

Рентген-эмульсионная камера в стволе ШАЛ регистрировала высокоэнергичные гамма кванты, приходящие из атмосферы и часть высокоэнергичных гамма квантов, образованных адронами ствола ШАЛ в толчковой установке.

Установка для регистрации излучения Вавилова-Черенкова позволяет наиболее адекватно оценить начальную энергию частицы, образовавшей ШАЛ, и получать ценную информацию о различии параметров ШАЛ при отборе их по числу частиц или по потоку излучения Вавилова-Черенкова (В-Ч). Установка имела в своем составе 10 детекторов, размещенных на расстояниях от 0 до 300 метров от центра комплексной установки. 7 ближних детекторов представляют собой один фотоумножитель ФЭУ-49, смотрящий фотокатодом вверх. Детектор на расстоянии 110 метров состоял из 9 запараллеленных ФЭУ-49, а детекторы на расстояниях 240 и 300 метров соответственно из 18 и 36 аналогичных ФЭУ. Поток этого излучения Q , измерялся в кольце с радиусами 50-150 м от центра установки.

КАЛИБРОВКА

Для оценки энергии частицы, образовавшей ШАЛ, по потоку излучения В-Ч в кольце с радиусами $R_1 = 50$ м и $R_2 = 150$ м мы воспользовались расчетами А.А. Лагутина и др. [3] пространственного распределения этого излучения в ливне, образованном первичным протоном с энергией 10^{16} эВ. Расчет был выполнен по модели кварк-глюонных струн (КГС). Для сравнения было отобрано 68 ливней в узком интервале по $N_e = (5,69--10,1) \times 10^6$ частиц. Результат сравнения (без нормировки) приведен на рис.1. Из рисунка видно удовлетворительное согласие экспериментального и расчетного пространственных распределений излучения В-Ч. При этом среднее значение потока излучения В-Ч в вышеуказанном кольце для этих ливней $\langle Q \rangle = 1.58 \times 10^{11}$ фотонов. Таким образом, в дальнейшем для оценки первичной энергии частицы, образовавшей ливень, по потоку излучения В-Ч, мы использовали формулу $E = 6.33 \times 10^4 \times Q$ [эВ]. Неопределенность этого коэффициента пересчета при энергии 10^{16} эВ не превышает $\pm 10\%$.

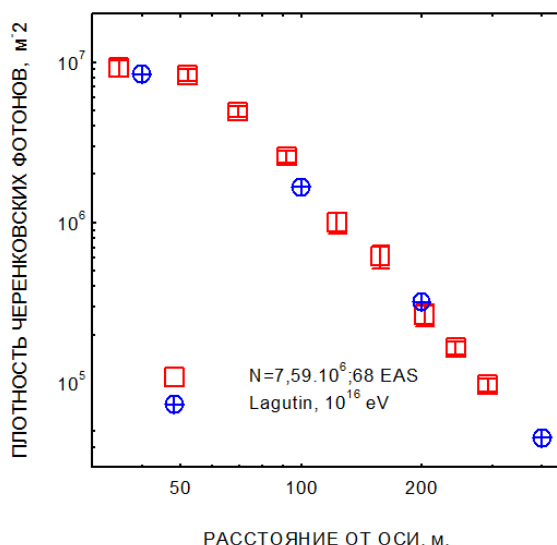


Рис. 1. Пространственные распределения излучения В-Ч: Квадраты - $\langle N_e \rangle = 7.59 \times 10^6$; кружки – расчеты из [3].

ОТБОР СОБЫТИЙ

Для анализа отбирались ливни, зарегистрированные в круге радиусом 30 м от центра установки, для которых были определены число частиц и поток излучения В-Ч. Зенитный угол ливней Θ не должен был превышать

45°. При этом $\langle \Theta_{\text{макс}} \rangle$ оказался равным $(24.3 \pm 0.9)^0$ при отборе ливней по числу частиц, и $(35.8 \pm 1.1)^0$ при отборе ливней по потоку излучения В-Ч.

Дифференциальные спектры ливней по числу частиц N_e и по потоку излучения В-Ч не искажаются при числе частиц $N_e > 3 \times 10^5$ и $Q > 3 \times 10^{10}$ фотонов.

СРАВНЕНИЕ ЛИВНЕЙ ПО ЧИСЛУ ЧАСТИЦ И ПОТОКУ ИЗЛУЧЕНИЯ В-Ч

Было проведено сравнение ливней при отборе по числу частиц и по потоку излучения В-Ч. Зависимости $N_e(Q)$ и $Q(N_e)$ показаны на рис. 2. Здесь квадратами представлена зависимость $N_e(Q)$, а кружками - зависимость $Q(N_e)$. Из рисунка видно, что на уровне гор при одном и том же значении первичной энергии (поток излучения В-Ч) ливневая установка выбирает, в среднем, ливни с большим числом частиц, а черенковская установка – ливни с меньшим числом частиц. Это происходит потому, что ливневая установка дискриминирует ливни, начавшиеся высоко в атмосфере (в основном от тяжелых ядер) и поглотившиеся в ней, хотя они имеют ту же начальную энергию, что и ливни, образованные глубже в атмосфере.

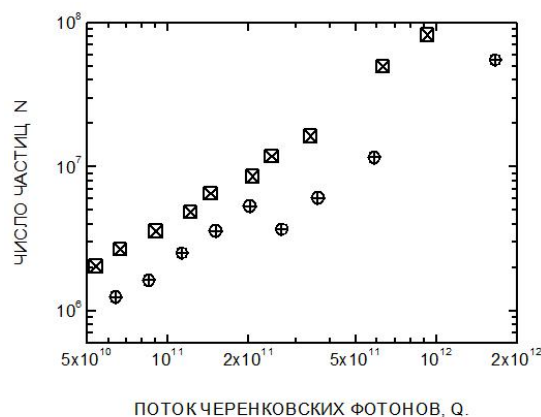


Рис.2. Зависимости $N_e(Q)$ - (квадраты) и $Q(N_e)$ – (кружки)

Обращает внимание, что если при $Q < 2.1 \times 10^{11}$ фотонов, ливневая установка регистрирует, в среднем в 1,9 раз большее число частиц, по сравнению с установкой, регистрирующей излучение В-Ч, то при $Q > 2.4 \times 10^{11}$ фотонов ливневая установка регистрирует, в среднем в 4 раза больше частиц.

СРАВНЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ $n(N_e)$ И $n(Q)$ ПРИ ОДИНАКОВЫХ $\langle Q \rangle$

Были отобраны 1221 ливней в узком интервале по потоку излучения Вавилова-Черенкова $Q = (3.16 - 4.21) \times 10^{10}$ фотонов, зарегистрированному в кольце с радиусами 50 и 150 метров от оси ливня, при $\langle Q \rangle = 3.6 \times 10^{10}$

$\langle N_e \rangle = 8.12 \times 10^5$ частиц. Также были отобраны 695 ливней в узком интервале по числу частиц $N_e = (1--1.33) \times 10^6$, при $\langle N_e \rangle = 1.15 \times 10^6$ частиц и $\langle Q \rangle = 3.54 \times 10^{10}$ фотонов (рис.3).

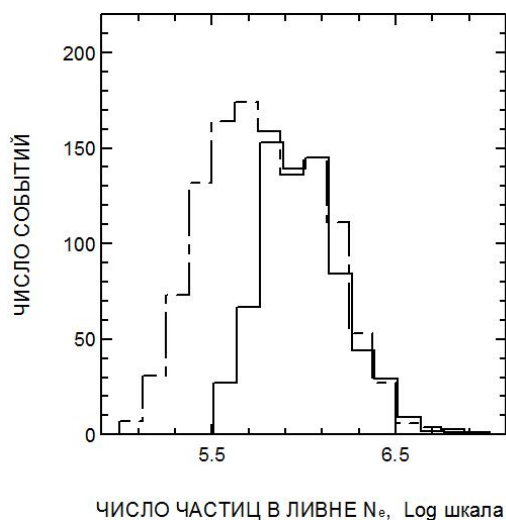
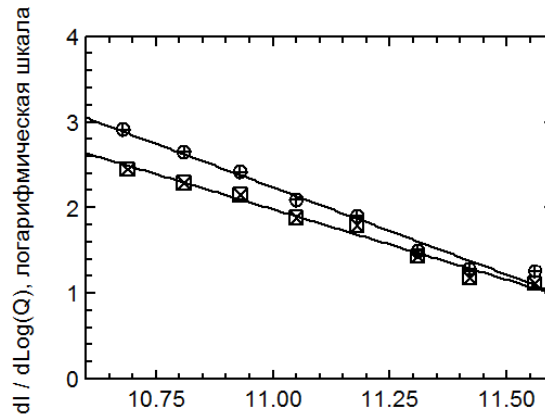


Рис.3. Распределения $n(N_e)$ и $n(Q)$ при одинаковых $\langle Q \rangle$

Положение по оси абсцисс на этом рисунке (число частиц в ливне) для распределения $n(Q)$ выбрано следующим образом: значение $\langle Q \rangle$ помещено при значении $\langle N_e \rangle$ из распределения $n(N_e)$. Средние потоки излучения Вавилова-Черенкова в этих группах ливней совпадают, и они соответствуют первичной энергии частиц $E_0 = 2.3 \times 10^{15}$ эВ. Таким образом, анализируемые события относятся к области так называемого излома первичного энергетического спектра. Как видно из рисунка правая часть обоих распределений полностью совпадает. Однако, распределение по N_e при Q фиксированном намного шире распределения по Q при N_e фиксированном. Средний возраст для правой и левой части распределения $n(Q)$ сильно различаются: при Q большем, чем $\langle Q \rangle$ ливни более молодые – средний их возраст $\langle S \rangle = 0,83 \pm 0,016$, а при Q меньшем, чем $\langle Q \rangle$ ливни более старые – их средний возраст $\langle S \rangle = 0,92 \pm 0,016$.

Из приведенного сравнения распределений можно заключить, что на уровне гор ливневые установки в данном энергетическом интервале отбирают преимущественно ливни, образованные протонами и, вероятно, ядрами атомов гелия. Такая выборка может приводить к формированию спектра ливней по числу частиц, отличающегося от энергетического спектра первичного космического излучения. Это соображение подтверждается сравнением спектров ливней по потоку излучения В-Ч для всех ливней с $N_e > 10^5$ частиц и для ливней с числом частиц, свыше 10^6 . В об-

ласти $Q > 4 \times 10^{10}$ фотонов показатель спектра для всех ливней $\gamma(Q, N_e > 10^5) = 2.09 \pm 0.08$, а $\gamma(Q, N_e > 10^6) = 1.71 \pm 0.12$. При этом во всех интервалах по Q ливни из интервала $N_e = 10^5$ -- 10^6 старше ливней с $N_e \geq 10^6$ примерно на $\Delta S = 0.1$.



ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ В-Ч, логарифмическая шкала

Рис.3. Спектр ливней по потоку излучения В-Ч: кружки – $N_e > 10^5$; квадраты – $N_e > 10^6$.

ПАРАМЕТРЫ ЛИВНЕЙ, ОБРАЗОВАННЫХ ЛЕГКИМИ И ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ

Если допустить [4], что все ливни, отобранные ливневой установкой, образованы протонами и легкими ядрами, тогда можно определить параметры ливней, образованных тяжелыми ядрами. Они определялись как разница параметров всех ливней, отобранных установкой, регистрирующей излучение Вавилова-Черенкова, и ливней, образованных легкими ядрами (т.е. отобранных ливневой установкой), с учетом статистики событий. Полученные результаты приведены в таблице 1.

Таблица 1

Параметр	Все ливни	Легкие	Тяжелые
Число событий	1221	695 (56.9±7.6)%	526
$\langle Q \rangle$	3.6×10^{10}	$(3.54 \pm 0.09) \times 10^{10}$	3.62×10^{10}
$\langle N_e \rangle$	$(8.12 \pm 0.20) \times 10^5$	1.15×10^6	$(3.65 \pm 0.09) \times 10^5$
$\langle S \rangle$	0.88 ± 0.01	0.85 ± 0.01	0.92 ± 0.022
$\langle a \rangle = \rho_{50}/\rho_{150}$	5.68 ± 0.18	7.67 ± 0.26	3.05 ± 0.20
$\langle Q \rangle / \langle N \rangle$	44334 ± 1092	30782 ± 783	99178 ± 3116

Как видно из таблицы, легкие ядра в области так называемого излома энергетического спектра первичного космического излучения составляют

более половины от его полного потока. Параметры этих ливней существенно отличаются от параметров ливней, образованных тяжелыми ядрами.

О ВОЗМОЖНОЙ ПРИРОДЕ «ИЗЛОМА» В СПЕКТРЕ ЛИВНЕЙ ПО ЧИСЛУ ЧАСТИЦ

Как показано в работе Patterson&Hillas [5], отношение плотностей излучения В-Ч на расстояниях 50 и 150 метров от оси ливня ($a = \rho_{50}/\rho_{150}$) не только характеризует крутизну пространственного распределения черенковских фотонов, но и отражает расстояние от уровня наблюдения до максимума ливня: чем больше это отношение, тем ближе максимум ливня. Зависимости $a(Q)$ и $a(N_e)$ показаны на рисунках 4 и 5.

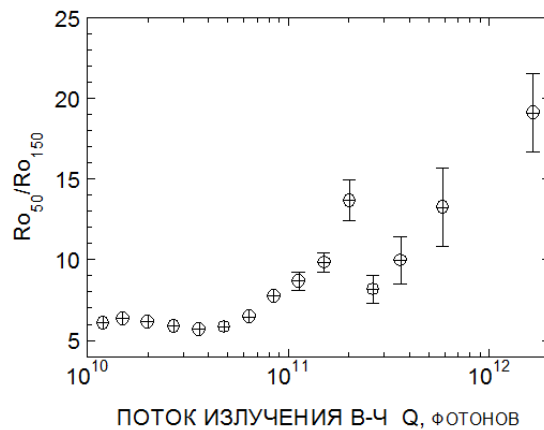


Рис.4. Зависимость величины $a_q(Q)$

Из рисунков следует, что ливни умеренных энергий ($N_e < 10^6$ частиц, $Q < 7 \times 10^{10}$ фотонов излучения В-Ч) рождаются высоко в атмосфере, что подтверждается также их большим возрастом. Затем максимум ливней быстро приближается к уровню наблюдения вплоть до $E \sim 1.6 \times 10^{16}$ эВ и $N_e \sim 10^7$ частиц, где происходит его скачкообразное удаление от уровня наблюдения.

Если принять, что на уровне гор ливни умеренных энергий с $N_e < 10^6$ образованы тяжелыми ядрами (рис. 5 и большой возраст этих ливней), то можно предположить, что так называемый излом в спектре ливней по числу частиц имеет вторичное происхождение, и не связан с изломом первичного энергетического спектра, тем более, что $\gamma(Q, N_e > 10^6) = 1.71 \pm 0.12$, а резкость этого излома всегда была головной болью теоретиков.

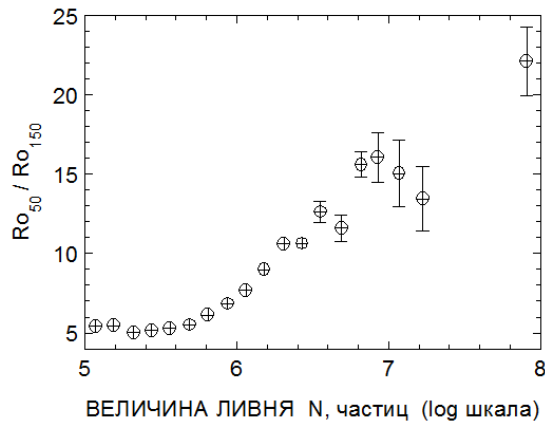


Рис. 5. Зависимость $a_e(N_e)$

НОРМИРОВАННЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ КРИВЫЕ И ДОЛЯ ГАММА-КВАНТОВ ПРИ РАЗНЫХ ПЕРВИЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Нормированные на число частиц в ливне ионизационные кривые в большом ионизационном калориметре [6] приведены на рис. 6.

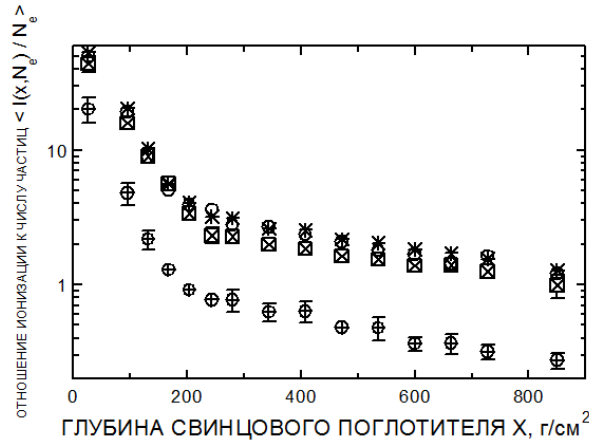


Рис.6 . Ионизационные кривые, нормированные на число частиц в ливне:

*- $N_e = (1.78-3.15) \times 10^5$; $\circ - N_e = (1.78-3.15) \times 10^6$; $\square - N_e = (3.16-5.62) \times 10^6$; $\diamond - N_e = (5.62-10) \times 10^6$.

Из рисунка видно, что в интервале $N_e = 1.8 \times 10^5$ -- 5.6×10^6 (30-ти кратный диапазон!) ионизационные кривые, нормированные на число частиц в ливне, очень слабо изменяются. Однако в области $N_e = (5.62--10) \times 10^6$ кривая резко проседает.

В этой же области энергий (числа частиц в ливне) происходит резкое уменьшение отношения $\sum E_\gamma / E_0$, нормированного на одно семейство в ливне (рис.7) [7].

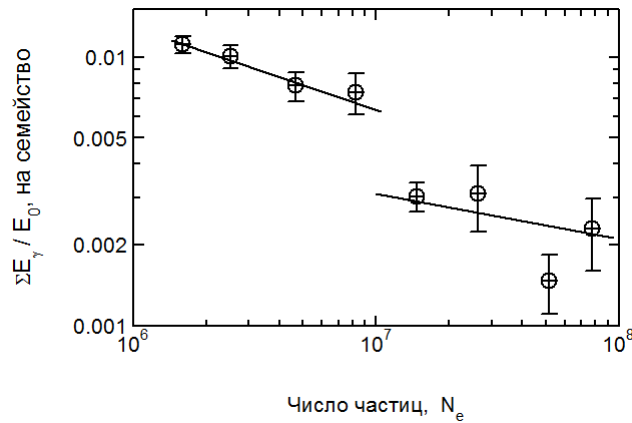


Рис.7. Зависимость $\Sigma E_\gamma / E_0$ на одно семейство от размера ливня

ДОЛЯ МЮОНОВ ОТ ЭНЕРГИИ ЛИВНЯ

На рис. 8 представлена зависимость доли мюонов от энергии ливня. Из рисунка видно, что при энергии $\sim 10^{16}$ эВ доля мюонов резко возрастает [4].

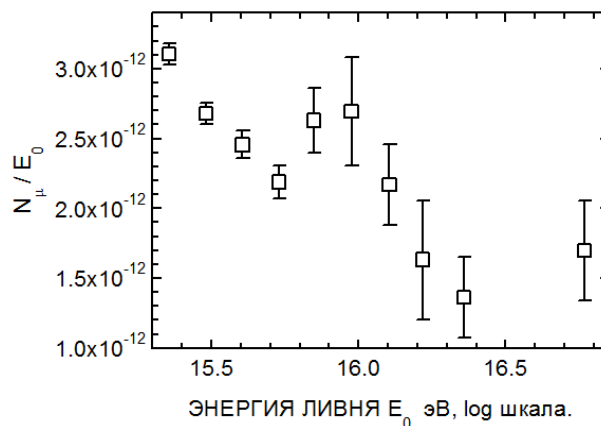


Рис. 8. Доля мюонов в зависимости от энергии.

ЧТО ПРОИСХОДИТ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ $> 10^{16}$ эВ?

Из рисунков 2, 4, 5, 6, 7 и 8 видно, что в области энергий $> 10^{16}$ эВ ($N_e > 10^7$ частиц, $Q > 2 \times 10^{11}$ фотонов) резко исчезают ливни, образованные протонами и легкими ядрами. В связи с этим можно было бы предположить, что происходит быстрое утяжеление массового состава первичного космического излучения.

Однако, скачкообразное утяжеление массового состава не может быть согласовано с диффузионной моделью распространения первичного космического излучения [8].

Чтобы избежать этой трудности некоторые авторы [9] высказывают гипотезу о наличии близкого источника первичного космического излучения, причем, этот источник должен испускать преимущественно тяжелые ядра. Такой источник должен обладать заметной светимостью в области сравнительно высоких энергий и, следовательно, должен быть обнаружен при изучении анизотропии космического излучения. Однако исследования анизотропии широких атмосферных ливней, выполненные в Якутске [10,11], и на Баксане [12] свидетельствуют об отсутствии такой анизотропии с точностью $\approx (0,1 \div 0,15)\%$.

Таким образом, необходимо допустить, что это локальный источник, который пропускают при сканировании небесной сферы. Выше уже отмечалось, что распределения пространственных распределений излучения В-Ч в области умеренных энергий ($\leq 10^{15}$ эВ) указывают на наличие тяжелых ядер при таких энергиях (см рис. 4, 5), что, по крайней мере, не противоречит выводам работы [9], а также и работы [5].

Существуют и другие подходы к объяснению указанных нерегулярностей в параметрах широких атмосферных ливней. В работе [13] предположено, что при энергиях выше $\sim 10^{16}$ эВ меняется акт взаимодействия протонов с ядрами атомов воздуха. Например, резко увеличивается множественность вторичных частиц, что делает каскад, инициированный протоном, похожим на каскад, инициированный тяжелым ядром. Основной трудностью здесь является пороговое изменение параметров взаимодействия протонов. К тому же, при энергиях выше 10^{16} эВ появляются, так называемые, выстроенные события с энергетически выделенными центрами [14], что противоречит резкому пороговому увеличению множественности.

Другое объяснение было выдвинуто в работе [15]. В этой работе говорится о том, что при исследовании поглощения высокоэнергичных адронных каскадов в Тянь-Шанском ионизационном калориметре со свинцовым поглотителем было обнаружено, что при энергиях каскадов 20-30 ТэВ появляется длиннопробежная компонента, приводящая к замедлению поглощения потока выделенной в калориметре энергии. Эта компонента была названа длиннопробежной для того, чтобы отличить ее от проникающих мюонной и нейтринной компонент. Специальный эксперимент, поставленный в рамках коллаборации ПАМИР, для проверки этих результатов подтвердил наличие длиннопробежной компоненты в виде избыточных высокоэнергичных каскадов на больших глубинах (свыше 50 санти-

метров) свинцовой рентген-эмульсионной камеры [16]. Появление длиннопробежной компоненты в указанных экспериментах было объяснено возможной возросшей ролью частиц со свойствами, близкими к параметрам очарованных частиц. Согласно работе [17] Борескова и Кайдалова при ассоциативном рождении Λ_c -бариона и анти-D мезона они уносят подавляющую долю энергии взаимодействующего протона. Из-за наличия в очарованных частицах тяжелого кварка они практически сохраняют свой импульс вплоть до распада. Поэтому, даже если очарованные частицы рождаются только в первом акте взаимодействия протона, развитие каскада должно затянуться, по крайней мере, на один пробег для ядерного взаимодействия. Вполне вероятно, что рождение очарованных частиц происходит и в последующих актах взаимодействия первичной частицы. Поскольку пробег для распада нестабильных частиц растет пропорционально их энергии, максимум ливня должен быстро смещаться вглубь атмосферы и приводить к увеличению доли молодых ($S \leq 0,4$) ливней. Эксперимент, выполненный в [18], показывает, что эта доля увеличивается от нескольких процентов при числе частиц в ливне с $N_e \sim 10^5$ до 100% при $N_e \sim 10^7$ (см. рис. 9). При некоторой энергии, определяемой массой и временами жизни нестабильных частиц, пробег для распада этих частиц превосходит расстояние до уровня наблюдения, и они избегают регистрации. В этом случае и должны наблюдаться скачкообразные изменения параметров ШАЛ с $N_e > 10^7$ частиц, не связанные, однако, ни со скачкообразным изменением массового состава первичного космического излучения, ни с пороговым изменением параметров взаимодействия протонов.

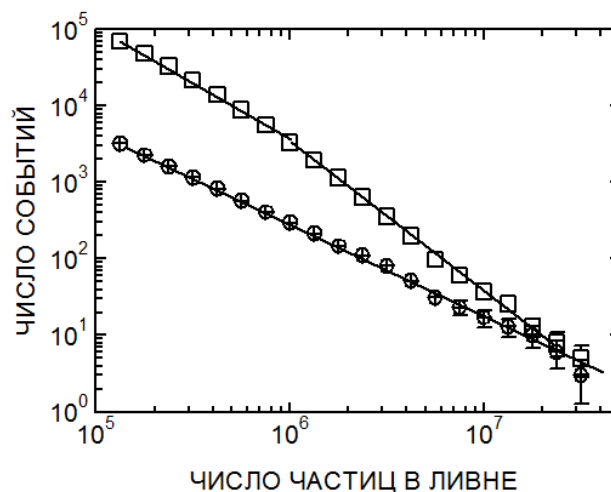


Рис.9. Зависимость доли молодых ливней ($S \leq 0,4$) от числа частиц в ливне.

Конечно, последнее объяснение требует дополнительных проверок большой роли очарованных частиц (или других нестабильных частиц с параметрами, достаточно близкими к параметрам очарованных частиц). Эксперименты для подтверждения большой роли нестабильных частиц с тяжелыми кварками при изучении взаимодействий частиц при высоких энергиях были предложены в работах [19,20].

Отсутствие ускорительных данных о сечении генерации чарма при высоких энергиях, и теоретические предсказания, дававшие слишком малые значения этого сечения, долгое время вызывали недоверие к данным, полученным в космических лучах. Однако в 2005 году в экспериментах на коллайдере RHIC при энергии $\sqrt{S} = 200$ ГэВ было получено сечение генерации чарма $1,4 \pm 0,2 \pm 0,4$ мб/нукл в эксперименте STAR [21] и $0,92 \pm 15 \pm 0,92$ мб/нукл в эксперименте PHENIX [22]. Таким образом, результаты, полученные в космических лучах, были подтверждены или, по крайней мере, перестали быть одиозными.

Если принять [23], что сечение генерации чарма достигает предельной величины в 5 мб/нукл при энергиях свыше 100 ТэВ, и оно пропорционально атомному номеру, тогда для взаимодействия нуклон-ядро атома воздуха при энергии $E > 3 \times 10^{18}$ эВ доля ливней с очарованными частицами, образованными в первом взаимодействии, составит $5 \times 14,6 / 456 = 0,16$. Здесь 14,6 - средний атомный номер воздуха, а 456 мб – сечение неупругого взаимодействия нуклон-ядро атома воздуха при энергии 3×10^{18} эВ [24]. Из-за высокой множественности генерации вторичных частиц 0,16 из них образуют очарованные частицы в следующем взаимодействии. Поэтому при высоких энергиях каждый ШАЛ будет содержать большое количество очарованных частиц. Из-за присутствия тяжелого кварка очарованная частица практически сохраняет свой импульс во взаимодействии и, таким образом, пронесет энергию вглубь каскада. Развитие ШАЛ замедляется! Однако, при достаточно высоких энергиях очарованные частицы проскакивают уровень наблюдения и избегают регистрации (железо в эксперименте Pierre Auger [25]).

О необходимости учитывать новые ускорительные данные при анализе развития ШАЛ говорится в работе [26].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Многокомпонентные исследования широких атмосферных ливней, впервые выполненные на Тянь-Шанской высокогорной комплексной установке, показали: 1) Ливневые установки отбирают преимущественно ШАЛ, образованные протонами и легкими ядрами, доля которых в области энергий $\approx 2 \times 10^{15}$ эВ составляет $(56.9 \pm 7.6)\%$; 2) Параметры ШАЛ, образованных легкими и тяжелыми ядрами, резко различаются; 3) Так называемый излом в спектре ливней по числу частиц может образовываться первичными тяжелыми ядрами от локального источника, о чем свидетельствует высоко расположенный максимум и большой возраст ливней умеренных энергий ($N_e < 7 \times 10^5$ частиц); 4) При энергиях выше 10^{16} эВ (число частиц в ливне больше 10^7) в узком энергетическом интервале происходит резкое (скачкообразное) изменение шести параметров ШАЛ, указывающее на внезапное исчезновение протонов, что противоречит диффузионной модели распространения ШАЛ, модели нелокальных близких источников (высокая изотропия), а также предположению о пороговом изменении параметров взаимодействия протонов; 5) Предположение о большой роли очарованных частиц не противоречит кажущемуся внезапному исчезновению протонов. Оно связано с достаточно большим сечением рождения очарованных частиц, быстрым ростом пробега до их распада, и проскоку за пределы уровня наблюдения.

Автор выражает благодарность большому коллективу сотрудников лаборатории космических лучей и Тянь-Шанской высокогорной научной станции ФИАН, принимавшему участие в настоящих исследованиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. Д. Ерлыкин, Н. М. Нестерова, и др. Сборник "Космические лучи", изд. Наука, No 10, 104-115, (1969).
2. С. Ф. Абдрашитов, и др. (всего 37 авторов). Изв. АН СССР, сер. физ. N 11, 2199-2203, (1986).
3. А. А. Лагутин, В. В. Учайкин, и др. Препринт ЛИЯФ № 1289, (1989).
4. В. В. Жуков. Автореферат дисс. канд. ф-м наук, Респ. Казахстан, Алматы (2009).
5. J. R. Patterson, A. M. Hillas, J. Phys. G, v. 9, 1433, (1982).
6. Е. В. Данилова, Н. В. Кабанова, и др., Изв. РАН, сер. физ., т. 58, № 12, с. 67, (1994).

7. S. B. Shaulov, *Proc. of VI-th ISVHECRI, Tokyo, p.228, (1991).*
8. G. B. Khristiansen. *Proc. of 24-th ICRC, Roma, Vol. 1, pp. 772-775,(1995).*
9. A. D. Erlykin, A. A. Wolfendale. *Journal of Physics G: Nuclear and Partical Physics. V. 23, p.979, (1997).*
10. Н. Н. Ефимов. Дисс. канд. физ.-мат. наук: М. НИИЯФ МГУ. (1967).
11. Д. Д. Красильников, А. Д. Красильников, и др. Сборник «Космические лучи с энергией выше 10^{17} эВ» Якутский филиал СО АН СССР. стр. 82, (1983).
12. V. Kozyarivsky, A. Lidvansky, *et al. Proc. of 29-th ICRC. Pune. August 3-10. V. 2., p. 93-96, (2005).*
13. S. Nikolsky. *Proc. of 27-th ICRC. Hamburg. p.1389, (2001).*
14. Pamir collaboration, *Proc. of IV-th ISVHECRI, Beijin (1986).*
15. В.И.Яковлев. ВАНиТ, техн.физ.эксп.,1984, 3/20/, 3-19.
16. Эксперимент «ПАМИР». Изв. АН СССР. сер.физ., т. 53, № 2, с. 277, (1989).
17. К. Г. Боресков, А. Б. Кайдалов. ЯФ, т. 37, с .174, (1983).
18. Е. В. Данилова, Н. В. Кабанова и др., Изв. РАН, сер. физ., т. 58, № 12, с. 67 (1994).
19. I. M. Dremin, D. T. Madigozhin, V. I. Yakovlev. *Proc. of 7-th Int. Symp. On VHECRI, Ann Arbor MI, 21-27 Jun 1992. Published in AIP Conf. Proc. v. 276, p. 534 (1993).*
20. L. G. Sveshnikova, O. P. Strogova. *Proc. of 23-th ICRC, Calgary, v. 4, p. 33 (1993).*
21. H. Zhang. Available from: <nucl-ex/0510063>.
22. S. Kelly, *J. Phys. G 30, p. 1189 (2004).*
23. I. M. Dremin, V. I. Yakovlev. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) V. 165, p. 81 (2007).*
24. K. Belov. *29-th ICRC, Pune, p. 101 (2005).*
25. The Pierre Auger Collaboration, *Phys. Lett. B 685, 239 (2010).*
26. Spencer R. Klein. Available from: <arXiv: nucl-ex/0611040 v1>, 29 Nov. (2006).

Подписано в печать 14.06.2012 г.
Формат 60x84/16. Заказ №44. Тираж 140 экз. П.л 1.
Отпечатано в РИИС ФИАН с оригинал-макета заказчика
119991 Москва, Ленинский проспект, 53. Тел. 499 783 3640