

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПЕРВИЧНЫХ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПО ПОЛНОМУ ПОТОКУ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА – ЧЕРЕНКОВА, ИЗМЕРЕННОМУ НА ЯКУТСКОЙ УСТАНОВКЕ ШАЛ

*А. А. Иванов**, *С. П. Кнуренко*, *И. Е. Слепцов*

*Институт космофизических исследований и астрономии им. Ю. Г. Шафера
677891, Якутск, Россия*

Поступила в редакцию 15 августа 2006 г.

Изложен метод определения энергии первичной частицы, порождающей широкий атмосферный ливень космических лучей, основанный на измерении полного потока излучения Вавилова – Черенкова от ливня. Применение метода к данным наблюдений черенковского излучения на Якутской установке ШАЛ позволило построить энергетический спектр космических лучей в интервале $10^{15} - 3 \cdot 10^{19}$ эВ.

PACS: 95.85.Ry, 96.50.sd, 98.70.Sa

1. ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи, генерируемые галактическими и внегалактическими объектами, имеют энергетический спектр, простирающийся вплоть до очень высоких энергий ($E > 10^{20}$ эВ). Из-за быстрого падения их интенсивности с ростом энергии единственным экспериментальным методом исследования космических лучей в области $E > 10^{15}$ эВ является метод регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ), образуемых первичными частицами в атмосфере. Для самых высоких энергий (выше 10^{17} эВ) в настоящее время в мире действуют три гигантские по площади обзора установки — High Resolution Fly's Eye (HiRes) в штате Юта (США), Обсерватория им. Пьера Оже (РАО) в Аргентине и Якутская комплексная установка (Якутск) в России.

В ходе развития каскада частиц в атмосфере энергия первичной частицы E_0 передается во вторичные компоненты ШАЛ, диссипирует в среде, и на уровень наблюдения, где расположены установки, приходит лишь небольшая ее часть. Поэтому на первых двух установках для оценки E_0 используются измерения флуоресцентного свечения следа ливня в атмосфере. Энергия, растрачиваемая электронами на ионизацию атомов в атмосфере, составляет

свыше 90% энергии в наклонных ШАЛ. На Якутской установке для этой же цели используется регистрация излучения Вавилова – Черенкова (ИВЧ), индуцируемого каскадными электронами в атмосфере. Это излучение несет информацию о развитии ливня и об энергии первичной частицы ШАЛ. Из-за слабого поглощения света в атмосфере его пространственное распределение на уровне наблюдения шире распределения заряженных частиц, а интенсивность выше. Поэтому измерение ИВЧ от ШАЛ обеспечивает большее отношение полезного сигнала к фону даже на периферии ливня. На Якутской установке такие измерения используются не только для оценки энергии первичных частиц, но и для определения глубины максимума развития ШАЛ [1].

Ввиду особой важности оценки энергии первичной частицы, порождающей ливень, ее достоверности и надежности, мы заново проанализировали методику, используемую на Якутской установке, с привлечением всей совокупности данных наблюдений, накопленных здесь, а также последних достижений в численном моделировании развития ШАЛ в атмосфере.

Статья имеет следующую структуру. Во втором разделе представлена Якутская установка с более подробным описанием наблюдений черенковского излучения от ШАЛ. В третьем разделе приведены ме-

*E-mail: ivanov@ikfia.ysn.ru

тоды оценки энергии космических лучей, используемые на установках ШАЛ. В следующих трех разделах подробно анализируется методика, применяемая на Якутской установке. Полученная оценка энергии первичных частиц использована для построения дифференциального спектра космических лучей из данных наблюдений ИВЧ на установке, который приведен в седьмом разделе. Основные выводы сформулированы в **Заключении**.

2. ЯКУТСКАЯ УСТАНОВКА ШАЛ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Якутская комплексная установка расположена в долине реки Лена, географические координаты ее 61.7° с.ш., 129.4° в.д., высота над уровнем моря 105 м (глубина атмосферы $x_0 = 1020$ г/см²). Основу установки составляют станции наблюдения, в которых находятся по два пластмассовых сцинтилляционных детектора, работающих по принципу совпадения, и детектор черенковского света, состоящий из одного или трех фотоумножителей, работающих независимо или суммируя сигнал, что выгодно для регистрации света на периферии ливня.

За время работы установки конфигурация ее несколько раз менялась, добавлялись новые детекторы, в отдельные годы велись опытно-экспериментальные работы с детекторами радиоизлучения, нейтронов низких энергий и др. В табл. 1 приводится список основных детекторов установки, работающих в настоящее время, с указанием количества и приемной площади детекторов на станциях наблюдения, количества таких станций и расстояния между ними. Более подробные сведения можно найти в работе [1]. Полная площадь установки поэтапно возрастала по мере ввода в действие новых детекторов, достигнув к 1973 году приблизительно 17 км². В 1990 году были демонтированы 10 периферийных станций и геометрическая площадь установки уменьшилась примерно до 10 км². Такова она и в настоящее время. Тогда же, в 1991 году было завершено строительство второй очереди установки — 18 станций наблюдения, находящихся на расстоянии 500 метров друг от друга. В результате общая площадь установки уменьшилась, но плотность расположения станций увеличилась (расстояние между соседними пунктами уменьшилось с 1000 м до 500 м почти на всей действующей площади). Благодаря этому точность определения индивидуальных параметров в ливнях значительно возросла, что имеет большое значение при изучении флуктуаций в ШАЛ, по

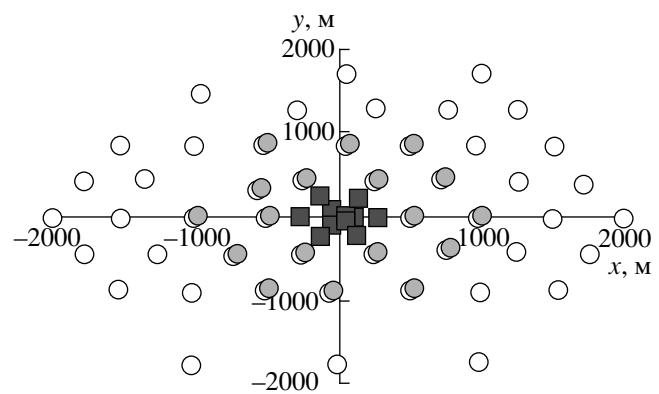


Рис. 1. Схема расположения детекторов черенковского излучения в составе Якутской установки ШАЛ в настоящее время. Темные квадратики — детекторы малой автономной установки, темные кружки — ФЭУ на станциях большой установки, светлые кружки — сцинтилляционные детекторы

которым можно сделать оценку массового состава первичного космического излучения.

Отбор событий ливней на установке проводится методом совпадений, чтобы отличить истинные ливни от случайных срабатываний детекторов и сигналов, вызванных регистрацией фона космических лучей малой энергии (совпадения сигналов в пределах 2 мкс от двух детекторов в станциях наблюдения); кроме того, требуется, чтобы совпали сигналы по крайней мере от трех соседних станций (в пределах 40 мкс). Из-за неравномерного расположения станций на установке реализуются два вида треугольников, составленных из соседних станций. Так называемый «триггер-500» образуют станции, находящиеся на расстоянии примерно 500 м друг от друга, и «триггер-1000» составлен из станций на расстоянии 1000 м. Таблица 2 иллюстрирует объем выборки событий ШАЛ, полученных по критериям после отбраковки событий по различным причинам, за период наблюдений около 30 лет.

Направление прихода ливня вычисляется по разности времен срабатывания детекторов в станциях. Для этого имеется передатчик синхроимпульсов в центре установки, работающий непрерывно. В каждой станции фиксируется отрезок времени (с точностью 100 нс) между приходом первой частицы ливня на сцинтиллятор и очередным синхроимпульсом (период 100 мкс); по совокупности данных сработавших от ливня станций вычисляется направление его прихода в приближении плоского фронта.

Для измерения черенковского света, излучаемо-

Таблица 1. Детекторы Якутской установки ШАЛ

Тип детектора	Площадь, м ²	Количество, шт.	Расстояние между станциями, м
Наземный детектор заряженных частиц	2 × 2	60	500, 1000
	1 × 2	11	50–250
Детектор атмосферного черенковского света	1 × 0.0176	25	500
	3 × 0.0176	10	500
	1 × 0.0176	14	50–250
Подземный детектор мюонов	90 × 2	1	50
	16 × 2.25	2	500
	10 × 2	3	1000

Таблица 2. Количество событий ШАЛ, зарегистрированных на Якутской установке

Периоды регистрации, гг.	$E > 10^{17}$, эВ	$E > 10^{18}$, эВ	$E > 10^{19}$, эВ
1974–1978	5297	1897	89
1979–1983	11868	2871	74
1984–1988	54628	6427	75
1989–1993	73323	5477	52
1994–1998	139549	7222	47
1999–2002	150974	5946	27
Всего	435639	29840	364

Примечание. Приведено число ливней с энергией выше указанных значений, зенитным углом $\theta \leq 60^\circ$ и осью ливня в пределах периметра установки.

го релятивистскими электронами ливня при прохождении через атмосферу, на установке применяются детекторы на основе фотоэлектронных умножителей (ФЭУ-49), которые расположены на крышах станций с сцинтилляционными детекторами. План расположения этих детекторов показан на рис. 1. Все черенковские детекторы разбиты на два подмножества, различающиеся способом отбора событий ШАЛ [2]. Малая автономная установка отбирает ливни, где сработали хотя бы три ФЭУ одновременно — мы называем это черенковским триггером. А на большой установке, содержащей открытые ФЭУ на 18 станциях, отбор событий ШАЛ ведется по совпадению срабатывания не менее трех сцинтилляционных детекторов и одновременно черенковских детекторов.

В настоящее время в составе установки работа-

ют пять подземных детекторов мюонов, расположенных в центральном круге радиусом 1 км. В них установлены пластмассовые сцинтилляционные детекторы такие же, как на основных станциях наблюдения. В каждом мюонном пункте наблюдения содержатся детекторы общей площадью около 20 м². Количество грунта, насыпанного над детекторами мюонов, соответствует пороговой энергии $E_\mu^{thr} \sim 1$ ГэВ. В 1998 году запущен в эксплуатацию большой детектор мюонов, содержащий 90 сцинтилляционных счетчиков площадью 2 м². Пороговая энергия мюонов для этого детектора 0.5 ГэВ.

2.1. Калибровка детекторов излучения Вавилова – Черенкова

Для калибровки детекторов черенковского света была использована методика, предложенная в рабо-

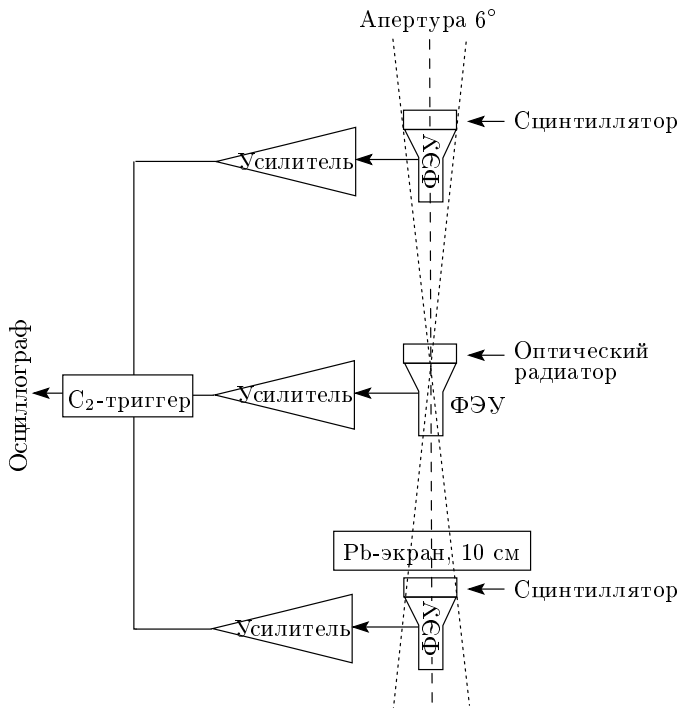


Рис. 2. Схема калибровки фотоумножителя

тах [3, 4]. Схема установки с оптическим радиатором показана на рис. 2. Здесь используется излучение в плексигласе вертикально падающего релятивистского мюона, отобранного из фона космических лучей по совпадению сигналов от верхнего и нижнего ФЭУ (разнесенных на расстояние 1 м от радиатора, над нижним имеется экран из 10 см свинца). На калибруемый ФЭУ помещен оптический радиатор из плексигласа толщиной $l = 5.5$ см, диаметром 15 см, с полированной боковой поверхностью. Оптический контакт обеспечивает тонкая пленка глицерина. Черенковский угол в плексигласе равен 48° , а в глицерине — 47° . Число фотонов, излучаемых в радиаторе в интервале длин волн чувствительности фотокатода ФЭУ-49 ($3 \cdot 10^{-5}, 8 \cdot 10^{-5}$) см, в классической теории Франка – Тамма равно [5]

$$N_\gamma = 2\pi\alpha l \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{n_{rad}^2} \right), \quad (1)$$

где α — постоянная тонкой структуры, $n_{rad} = 1.49$ — коэффициент преломления в плексигласе. Усреднение по спектру мюонов с пороговой энергией 0.25 ГэВ с учетом неопределенности в границах спектральной чувствительности ФЭУ-49 приводит к числу фотонов, излучаемых на 1 г/см^2 плексигласа,

равному

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = 445 \pm 62. \quad (2)$$

Спектральная чувствительность фотокатода $S(\lambda)$ определяет число фотоэлектронов в ФЭУ

$$N_e = 2\pi\alpha\eta_0\kappa \left(1 - \frac{1}{n_{rad}^2} \right) \int S(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda^2},$$

где η_0 — квантовая чувствительность фотокатода в максимуме спектральной характеристики, κ — оптическая эффективность сбора света на катод. Благодаря тому, что спектр черенковского излучения не зависит от других свойств среды, кроме показателя преломления, нет необходимости вычислять интеграл по спектральной характеристике, так как он сокращается вместе с множителями, если измерять черенковскую светимость ливня в единицах светимости радиатора, на котором проводится калибровка ФЭУ:

$$\frac{N_\gamma^{air}}{N_\gamma^{rad}} = \frac{1 - 1/\beta^2 n^2}{1 - 1/n_{rad}^2}.$$

Необходимо лишь учесть поглощение света в радиаторе, а также отражение света в оптическом переходе воздух–стекло.

2.2. Оценка рассеяния света в атмосфере

Для того чтобы правильно оценить по измерениям на уровне моря интенсивность света, излучаемого на разных глубинах в атмосфере электронами ливня, необходимо учесть основные процессы, влияющие на коэффициент пропускания света атмосферой — рэлеевское молекулярное рассеяние и аэрозольное рассеяние света. Более того, из-за сильной изменчивости содержания аэрозоля в атмосфере в зависимости от сезона, состояния погоды и т. д., необходимо постоянно контролировать прозрачность атмосферы во время проведения экспериментов.

Для оценки коэффициента пропускания черенковского света в атмосфере на Якутской установке используется частота событий ШАЛ малых энергий $E_0 = 10^{15} - 10^{16}$ эВ [1]. Способ основан на том, что изменение средней частоты событий (по часовым или пятнадцатиминутным интервалам), регистрируемых по их черенковскому излучению, определяется изменением прозрачности атмосферы над установкой:

$$\tau = \tau_0 \left(\frac{N}{N_0} \right)^{1/\kappa},$$

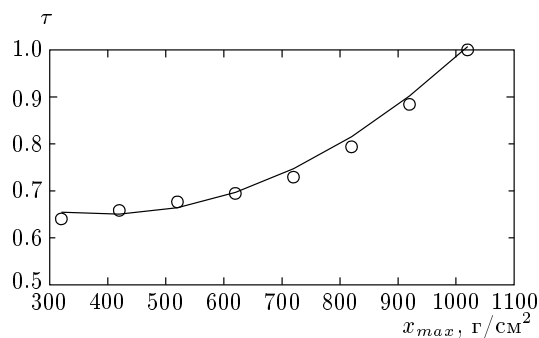


Рис. 3. Зависимость коэффициента пропускания света в атмосфере от глубины максимума ливня. Кружки — результаты данной работы, сплошная кривая — аппроксимация (3)

где τ — коэффициент пропускания черенковского света, κ — показатель интегрального энергетического спектра космических лучей. Соотношение следует из того, что количество черенковских фотонов пропорционально энергии первичной частицы ШАЛ. Абсолютный максимум прозрачности атмосферы, τ_0 , соответствует минимуму содержания аэрозоля.

Для оценки рассеяния света на частицах аэрозоля при его минимальном содержании в атмосфере можно использовать экспериментальное распределение плотности аэрозоля по высоте, измеренное на установке HiRes в штате Юта и в пампе около Лос-Леонес (РАО) [6] с помощью лидаров. Результаты этих измерений показали, что выше 1.5 км содержание аэрозоля в атмосфере практически постоянно (длина поглощения фотонов $\Lambda_M \approx 200$ км), а ниже — приблизительно пропорционально плотности воздуха. Используя линейную аппроксимацию данных [6] по высоте при $h < 1.5$ км и значение постоянной Λ_M выше 1.5 км, мы получили коэффициент пропускания света, показанный на рис. 3, при излучении света на глубине x_{max} . Концентрация аэрозоля в приповерхностном слое воздуха в этом случае подбиралась так, чтобы полный коэффициент пропускания соответствовал нашим измерениям.

По результатам измерения частоты ливней в Якутске получен средний коэффициент пропускания атмосферы для ИВЧ от ШАЛ за все периоды времени, когда велись черенковские наблюдения:

$$\tau = 0.765 \pm 0.015$$

при $\langle \theta \rangle = 20^\circ$, $\langle E_0 \rangle = 7 \cdot 10^{16}$ эВ.

Значение среднего коэффициента пропускания света аппроксимируется выражением

$$\tau = (0.79 \pm 0.02) - \frac{x_{max}}{1400 \pm 30} + \frac{x_{max}^2}{(1.11 \pm 0.02) \cdot 10^6}, \quad (3)$$

где x_{max} измеряется в г/см², а ошибки соответствуют статистическим ошибкам измерений.

3. МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ЭНЕРГИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ НА УСТАНОВКАХ ШАЛ

Определение энергии первичной частицы, порождающей ядерно-электромагнитный каскад вторичных частиц в атмосфере, является одной из основных задач, решаемых на установках ШАЛ. Гигантские установки с наземными детекторами, далеко разнесенными друг от друга (около километра), измеряют плотность частиц на периферии ливня. Такая плотность на выбранном расстоянии от оси (как правило, 600 м или 1000 м) используется здесь для классификации ливней, а также для оценки энергии первичной частицы на основе модельных расчетов развития ШАЛ в атмосфере.

Данная методика применялась на установках Volcano Ranch в штате Нью-Мексико, Naverah Park в Англии, SUGAR в Австралии и AGASA в Японии (все они прекратили наблюдения; экспериментальные данные по ливням опубликованы в каталогах ШАЛ [7]). Рассмотрим эту методику на примере установки AGASA, где измерялись электронная и мюонная компоненты ливней с помощью 111 сцинтилляционных детекторов с площадью 2.2 м², расположенных на поверхности земли на площади около 100 км². Среднее расстояние между соседними детекторами порядка 1 км; детекторы мюонов разной площади (2.4–10 м²) размещались возле 27 основных детекторов.

Для оценки энергии первичной частицы на установке AGASA использовались результаты моделирования ШАЛ, связывающие E_0 с плотностью S_{600} заряженных частиц на расстоянии 600 м от оси ливня [8]:

$$E_0[\text{эВ}] = 2.03 \cdot 10^{17} S_{600}(\theta = 0). \quad (4)$$

В каждом зарегистрированном ливне подбирается значение S_{600} , обеспечивающее наилучшее описание измеренных плотностей в детекторах с помощью феноменологической функции пространственного распределения (ФПР):

$$f(r) \propto \left(\frac{r}{R_M}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{r}{R_M}\right)^{-(\eta-1.2)} \times \left\{1 + \left(\frac{r}{1000}\right)^2\right\}^{-0.6}, \quad (5)$$

где r [м] — расстояние до оси ливня. Мольеровская единица длины принята равной $R_M = 91.6$ м для наблюдений на установке AGASA в Акепо (Япония). Параметр η наклона ФПП на расстоянии $r > R_M$ от оси зависит от зенитного угла ливня:

$$\eta = (3.97 \pm 0.13) - (1.79 \pm 0.62) (\sec \theta - 1).$$

Утверждается, что формула (5) описывает экспериментальные данные в ливнях с первичной энергией вплоть до $10^{19.8}$ эВ, в интервале зенитных углов $(0, 45^\circ)$, на расстояниях от оси до 3 км, с точностью не хуже 7%. Правда, недавняя переобработка данных AGASA с использованием результатов расчетов развития ШАЛ от первичных протонов и ядер железа в моделях QGSJET и Sibyll в программе CORSIKA [9] показала, что имеется расхождение в плотности S_{600} , полученной двумя способами, которое резко возрастает с увеличением зенитного угла. Это приводит к изменению оценки энергии космических лучей на 10% при энергии 10^{19} эВ и 15% при 10^{20} эВ. Если при обработке данных с эмпирической ФПП (5) было получено 11 событий ШАЛ с энергией выше $E_0 = 10^{20}$ эВ, то при использовании программы CORSIKA получается только 5–6, что делает статистически менее значимым высказывавшееся утверждение об отсутствии ГЗК-обрезания спектра (Грайзена–Зацепина–Кузьмина) [8].

Другой метод определения энергии первичной частицы ШАЛ основан на регистрации флуоресцентного свечения атомов азота, попавших на пути ливня. Первоначально этот метод был реализован на установке Fly’s Eye в штате Юта (США), в настоящее время используется при измерениях в обсерватории им. Пьера Оже в Аргентине, а также планируется его использование в будущих экспериментах на Telescope Array и орбитальных телескопах EUSO, TUS и OWL.

Рассмотрим реализацию этого метода на установке HiRes [10]. Здесь измеряется излучение атмосферного азота, индуцированное заряженными частицами ливня. Установку образуют два детектора HiRes-I и HiRes-II, отстоящие друг от друга на расстоянии 12.6 км. Первый из них состоит из 22 блоков со сферическими зеркалами площадью 5 м^2 , с 256 фотоумножителями в фокусе каждого, обозревающими 360° по азимуту и 3° – 17° от горизонта. Второй детектор содержит 42 таких же зеркала, но в два

яруса, обозревающих 3° – 31° над горизонтом. Оба детектора работают независимо, но наибольший интерес представляют ливни, регистрируемые одновременно двумя «глазами», что позволяет существенно улучшить геометрическую точность реконструкции координат ливня.

Регистрация флуоресцентных фотонов позволяет определить положение максимума развития ливня в атмосфере, а также оценить интеграл от полного числа частиц по траектории ливня, который связан с ионизационными потерями электронов в атмосфере. Фактически атмосфера здесь используется как калориметр для электронов.

Измеряемый сигнал пропорционален энергии, теряемой электронами на ионизацию. С другой стороны, интеграл по глубине атмосферы от N_e также выражается через долю энергии первичной частицы, R_i , теряемую на ионизацию в наклонном ливне [11]:

$$R_i E_0 = \frac{\varepsilon_0}{t_0} \int_0^\infty N_e(x) dx,$$

где $\varepsilon_0 = 86 \text{ МэВ}$ — критическая энергия, $t_0 = 36.7 \text{ г/см}^2$ — радиационная единица длины в воздухе [12]. Поэтому развертка измеренного сигнала дает каскадную кривую электронов, если известна доля энергии R_i :

$$\frac{N_e(x)}{\int_0^\infty N_e(x) dx} = \frac{1}{R_i E_0} \frac{dE_i(x)}{dx}.$$

Энергию, уносимую остальными компонентами, оценивают на основе модельных расчетов в программе CORSIKA. Для ливня, образованного первичным нуклоном, получена доля первичной энергии, уходящая на ионизационные потери в атмосфере [10]:

$$R_i = (0.959 \pm 0.003) - (0.082 \pm 0.003) E_{em}^{-(0.150 \pm 0.006)},$$

где энергия электронно-фотонной компоненты E_{em} измеряется в единицах 10^{18} эВ. Эта формула справедлива в области энергий $3 \cdot 10^{16} < E_0 < 10^{20}$ эВ. Для практического применения метода необходимо учесть эффективность высвечивания флуоресцентных фотонов в атмосфере, рассеяние и поглощение фотонов, вычесть вклад черенковского свечения в узком конусе вдоль оси ливня.

Точность оценки энергии в этом эксперименте ограничивается, кроме аппаратных ошибок и прозрачности атмосферы, ее модельной зависимостью, так как здесь измеряется только флуоресцентное свечение ШАЛ. Ситуацию можно улучшить, привлекая

измерения доли мюонов в ливнях, выполненные на Якутской установке и установке AGASA. При этом в обсерватории им. П. Оже и на телескопе Telescope Array с самого начала были предусмотрены измерения заряженной компоненты в дополнение к оптическим наблюдениям. Планируемое «уплотнение» обсерватории Оже с добавлением детекторов мюонов (проект Амига) позволит улучшить точность измерения ФПР, оценки энергии, а также расширить интервал энергии наблюдаемых космических лучей, сдвинув вниз его нижнюю границу.

На Якутской установке применяется метод оценки энергии, основанный на измерении полного потока ИВЧ и дополненный измерениями числа электронов и мюонов на уровне моря. В следующих разделах дано подробное описание этого метода.

4. КВАЗИКАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Методика, применяемая на Якутской установке, основана на измерении доли энергии первичной частицы ШАЛ, передаваемой в основные компоненты:

$$E_0 = E_i + E_l + E_\mu + E_\mu^i + E_\mu^d + E_\nu + E_h + E_{spl},$$

где E_i — ионизационные потери электронов в атмосфере; E_l — энергия электронно-фотонной компоненты, проносимая за уровень наблюдения $x_0 \sec \theta$; E_μ — энергия мюонов на уровне наблюдения; E_μ^i — ионизационные потери мюонов в атмосфере; E_μ^d — энергия мюонов, распавшихся до уровня $x_0 \sec \theta$; E_ν — энергия нейтринной компоненты; E_h — энергия адронной компоненты на уровне $x_0 \sec \theta$; E_{spl} — энергия, теряемая адронами на расщепление ядер в атмосфере.

Полный поток ИВЧ, измеряемый установкой, связан с величиной E_i ; это позволяет оценить основную долю энергии первичной частицы модельно независимым способом [13]. Дополняя измерения черенковского света данными других детекторов установки — электронов и мюонов, — мы получаем возможность экспериментально определять также соответственно E_l, E_μ . Часть энергии, не контролируемая установкой,

$$E_{unobs} = E_\mu^i + E_\mu^d + E_\nu + E_h + E_{spl}$$

составляет менее 10% энергии первичной частицы ШАЛ; она может быть оценена на основе модельных

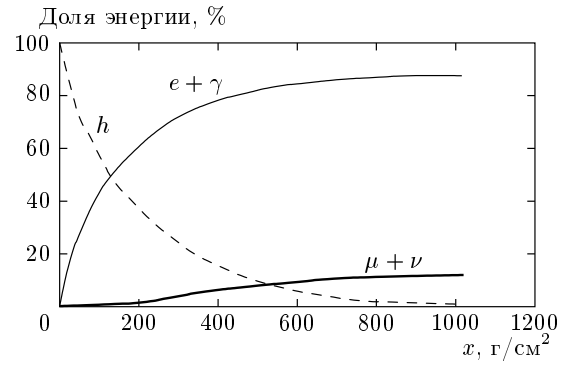


Рис. 4. Доли энергии первичной частицы ($E_0 = 100\%$, $\theta = 0$), переданные в компоненты ШАЛ: адроны (h), мюоны и нейтрино ($\mu + \nu$), электроны и фотоны ($e + \gamma$)

расчетов развития ливня в атмосфере. Пример вычисления энергии основных компонент ливня, инициированного протоном с энергией 10^{18} , в модели QGSJET показан на рис. 4. Такой метод определения E_0 можно назвать квазикалориметрическим [1]. Ни на одной из действующих в мире гигантских установок ШАЛ такой возможности нет.

4.1. Связь полного потока черенковского света с ионизационными потерями ШАЛ в атмосфере

Число фотонов, излучаемых электроном ливня, зависит от его скорости и показателя преломления в воздухе n :

$$\frac{dN_\gamma}{dh} = \frac{dN_r}{dh} \frac{1}{1 - 1/n_{rad}^2} \left(1 - \left(\frac{1}{vn} \right)^2 \right),$$

где N_r — число фотонов, излучаемых в радиаторе; $c = 1$, h — высота в атмосфере. Используя выражение для пороговой энергии излучения в воздухе,

$$E_{thr}^2 = \frac{m^2}{1 - 1/n^2},$$

и соотношение

$$(n - 1)\rho_0 = (n_0 - 1)\rho$$

для коэффициента преломления и плотности воздуха (n_0, ρ_0 — значения на уровне наблюдения), получаем число фотонов на 1 г/см² пройденного вещества в атмосфере:

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = \zeta \left(1 - \frac{E_{thr}^2}{E^2} \right), \tag{6}$$

где

$$\zeta = 2 \frac{dN_r}{dx} \frac{\rho_r}{\rho_0} \frac{n_0 - 1}{1 - 1/n_{rad}^2}.$$

Полный поток черенковского света выражается через интеграл от числа электронов по глубине атмосферы и энергии выше порога излучения в ШАЛ:

$$Q_{tot}(x_0) = \int_0^{x_0} dx \tau(x_0 - x) \times \int_{E_{thr}}^{E_0} dE \zeta \left(\frac{E_{thr}^2}{E^2} - 1 \right) \frac{dN(x, E, E_0)}{dE}, \quad (7)$$

где $N(x, E, E_0)$ — число электронов с энергией выше E на глубине x в ливне, образованном первичной частицей с энергией E_0 ; $\tau(x_0 - x)$ — коэффициент пропускания атмосферы для фотонов, излученных на глубине x . Интегрирование по частям приводит к выражению

$$Q_{tot} = 2\zeta E_{thr}^2 \int_0^{x_0} dx \tau(x_0 - x) \int_{E_{thr}}^{E_0} N(x, E, E_0) \frac{dE}{E^3}$$

с учетом граничных условий для E_{thr} и E_0 . Используем равновесный спектр электронов $\chi(E)$ из электромагнитной каскадной теории: $N(x, E, E_0) \approx N(x, E_0)\chi(E)$, где $N(x, E_0)$ — каскадная кривая электронов с $E > 0$ в ШАЛ; $\chi(0) = 1$, и приближенно представим число электронов в виде

$$Q_{tot} = 2\zeta E_{thr}^2 \int_0^{x_0} dx \tau(x_0 - x) N(x, E_0) \times \int_{E_{thr}}^{E_0} \chi(E) \frac{dE}{E^3}. \quad (8)$$

Численное определение интеграла

$$J_B = E_{thr}^2 \int_{E_{thr}}^{E_0} \chi(E) \frac{dE}{E^3}$$

со спектром

$$\chi(E_{thr}) = \int_{E_{thr}}^{E_0} \exp\left(-2.29E_{thr} \frac{E_0 - E}{E}\right) \frac{dE}{E_0},$$

полученным Беленьким [14], показало, что J_B практически не зависит от $E_0 \gg E_{thr}$. Интеграл аппроксимируется выражением $J_B = 0.275 - 0.283E_{thr}/\beta$ с

точностью не хуже 1% в интервале $E_{thr} \in (20, 30)$ МэВ, соответствующем глубине максимума ливня $x_{max} \in (500, 1000)$ г/см². Тогда полный поток $Q_{tot}^{\tau=1}$ без учета поглощения света связан с ионизационными потерями электронов в атмосфере, $E_i = \varepsilon_0 \int_0^{x_0} N(x, E_0) dx/t_0$, следующим образом:

$$Q_{tot}^{\tau=1} \approx 2\zeta t_0 \left(0.275 - 0.283 \frac{E_{thr}^{max}}{\varepsilon_0} \right) \frac{E_i}{\varepsilon_0}. \quad (9)$$

Точность «равновесного» приближения, использованного в формуле (8), проверялась в работе [15] вычислением интегралов с точными спектрами электронов в нескольких моделях развития ШАЛ. Она оказалась приблизительно равной 3% для этих моделей.

Чтобы получить отношение E_i/Q_{tot} с учетом поглощения ИВЧ в атмосфере, воспользуемся тем, что наибольший вклад в интеграл по глубине атмосферы (8) дает окрестность x_{max} , так как каскадная кривая ливня имеет явно выраженный максимум. Вблизи x_{max} как коэффициент пропускания света, так и интеграл $J_B(E_{thr})$ от спектра электронов можно аппроксимировать линейной функцией x , а каскадную кривую считать симметричной функцией величины $x - x_{max}$. Тогда вклады от электронов выше и ниже максимума компенсируются, поэтому полный поток черенковского света можно оценить как

$$Q_{tot} \approx 2\zeta J_B(E_{thr}^{max}) \tau(x_0 - x_{max}) t_0 \frac{E_i}{\varepsilon_0}.$$

Для $x_{max} \in (500, 1000)$ г/см², $\langle T \rangle = -30^\circ\text{C}$, $P = 754$ мм рт. ст. получается аппроксимация

$$\frac{E_i}{Q_{tot}} \left[\frac{\text{эВ}}{\text{фотон}} \right] \approx \approx (3.01 \pm 0.36) \cdot 10^4 \left(1 - \frac{x_{max} [\text{г/см}^2]}{1700 \pm 270} \right). \quad (10)$$

Наш результат отличается от ранних оценок [16, 17], приведенных на рис. 5, и согласуется в пределах ошибок с оценкой, полученной в работе [15]. Отличие от результатов японской группы [17] объясняется, в основном, учетом реального коэффициента пропускания атмосферы для условий Якутска. Оценка же [16] была получена в довольно грубом приближении — считалось, что свет излучается точечным источником с равновесным спектром, находящимся в максимуме ливня; зато оно позволило обойтись без интегрирования по глубине атмосферы.

Следует заметить, что отношение (10) получено для средней температуры и давления атмосферы за

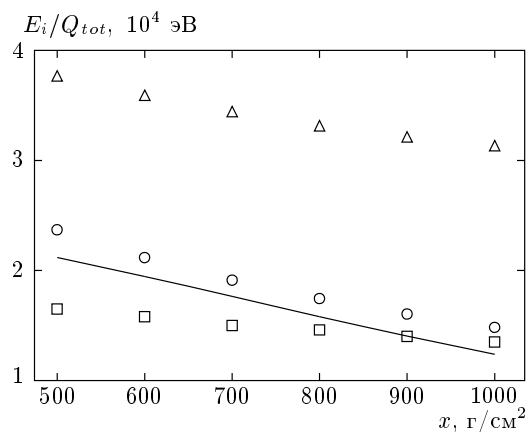


Рис. 5. Отношение ионизационных потерь электронов ШАЛ в атмосфере к полному потоку ИВЧ на уровне моря в зависимости от глубины максимума ливня: Δ — оценка работы [16], \circ — [15], \square — [17], сплошная линия — результат данной работы

весь период черенковских наблюдений в Якутске. На самом же деле имеются значительные сезонные колебания температуры и давления, которые приводят к заметному изменению плотности и коэффициента преломления воздуха, что необходимо учитывать в коэффициенте пересчета от Q_{tot} к E_i , наряду с глубиной максимума конкретного ливня. Так, если изменение x_{max} в пределах 500–1000 г/см² приводит к изменению E_i/Q_{tot} на 74 %, то вариация температуры в пределах (+15°, -55°) и давления в пределах (670, 830) мм рт. ст. приводит к изменению этого отношения соответственно на 34 % и 27 %. Мы планируем ввести в обработку ливневых событий учет зависимости коэффициента пересчета от температуры и давления в реальном времени в дополнение к учету зависимости от x_{max} .

Из полученных соотношений, связывающих полный поток черенковского света с ионизационными потерями электронов в атмосфере, следует, что поток Q_{tot} определяется только условиями пропускания света и глубиной максимума ливня в атмосфере, через которую параметризуется зависимость от модели развития ШАЛ, химического состава первичного космического излучения и др. В этом состоит преимущество измерения черенковского света от ШАЛ, используемого для оценки энергии, теряемой ливнем в атмосфере.

4.2. Оценка энергии, проносимой электронно-фотонной компонентой ниже уровня наблюдения

Ионизационные потери электронов в атмосфере над уровнем моря составляют часть энергии, переданной в электронно-фотонную компоненту ливня. Полная энергия этой компоненты равна энергии фотонов, образуемых при распаде нейтральных пионов и каонов в ШАЛ. Для ее оценки можно разделить энергию компоненты в вертикальном ливне на ионизационные потери в атмосфере, E_i^0 , и на энергию, уносимую ниже уровня моря, E_l^0 , и воспользоваться тем, что электромагнитный каскад зависит только от количества пройденного вещества, т. е. развитие электронно-фотонной компоненты практически не зависит от зенитного угла оси ливня в отличие от других компонент. Тогда для оценки E_l^0 можно привлечь измерения полного числа электронов в наклонных ливнях с разными зенитными углами, которые можно связать с ионизационными потерями в наклонном ливне при $x = x_0 \sec \theta > x_0$:

$$E_l^0 \approx E_i^\theta(x > x_0) = \frac{\varepsilon_0 x_0}{t_0} \int_0^{\pi/2} d\theta N_e(\theta) \frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta}.$$

Такие измерения, проведенные на Якутской установке, показали, что для зенитных углов, меньших 45° можно пренебречь вкладом мюонов в полное число заряженных частиц ливня N_{ch} . Поэтому для оценки N_e можно использовать данные сцинтилляционных детекторов. Зависимость от x хорошо аппроксимируется экспоненциальным поглощением с параметром $\lambda_{N_e} = 204 \pm 25$ г/см² (при $E = 10^{18}$ эВ, $x_0 = 1020$ г/см²) [1]. Тогда

$$E_l^0 = \frac{\varepsilon_0 \lambda_{N_e} N_e(x_0)}{t_0}.$$

Полученную на Якутской установке длину поглощения полного числа частиц можно сравнить с соответствующей величиной для «хвоста» каскадной кривой электронов, измеренной на установке Fly's Eye. На рис. 6 показана средняя каскадная кривая в интервале энергии первичных частиц 10^{17} – 10^{18} эВ [18], на которую наложена каскадная кривая, вычисленная в модели QGSJET (усреднена в интервале $E \in (10^{17}, 10^{18})$ эВ с учетом степенного спектра космических лучей). Глубина максимума в обоих случаях приведена к величине 700 г/см², соответствующей измерениям HiRes ($E = 10^{18}$ эВ) [19]. Видно, что форма средней каскадной кривой электронов, измеренной на установке, и результат вычислений в модели QGSJET заметно различаются.

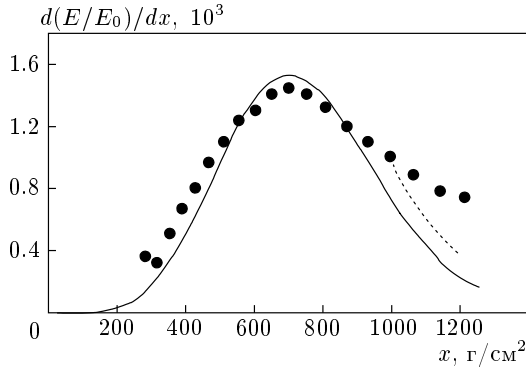


Рис. 6. Средняя каскадная кривая электронов в ШАЛ при энергии первичной частицы $E_0 \in (10^{17}, 10^{18})$ эВ. Результаты измерения флуоресцентного свечения на установке HiRes — •. Сплошная линия — результат вычисления в модели QGSJET, пунктирная — экспоненциальное поглощение частиц с $\lambda_{N_e} = 204$ г/см² в области $x > x_0$

Различие в длине поглощения полного числа электронов в интервале глубин 1000–1100 г/см² экспериментальной кривой ($\lambda_{N_e} = 583 \pm 40$ г/см²) [18] и модели ($\lambda_{N_e} = 191$ г/см²) значительно больше ошибки измерения. В то же время длина поглощения λ_{N_e} , измеренная в Якутске, согласуется в пределах ошибок с результатом модельных расчетов. Экспоненциальная аппроксимация с $\lambda_{N_e} = 204$ г/см² показана на каскадной кривой HiRes пунктирной линией (рис. 6) для $x > 1000$ г/см².

Отсюда можно сделать вывод, что измерения числа электронов на установке High Resolution Fly’s Eye на глубинах атмосферы, находящихся вдали от максимума каскадной кривой, по-видимому, не отражают истинного числа электронов в ШАЛ. Это может быть связано с возрастанием как ошибок измерения слабого свечения вдали от x_{max} , так и относительного вклада «фонового» черенковского свечения в полезный сигнал.

4.3. Оценка энергии мюонной компоненты и доли энергии, не измеряемой на Якутской установке ШАЛ

Для развития мюонной компоненты существенное значение имеют ионизационные потери и распад мюонов. Чтобы оценить доли энергии каскада, уносимые мюонами и нейтрино, теряемые на ионизационные потери, нужно воспользоваться решением уравнения переноса для плотности мюонов $\mu(x, E)$,

которое имеет вид

$$\frac{\partial \mu}{\partial x} + \frac{b\mu}{xE} - \varepsilon \frac{\partial \mu}{\partial E} = F, \quad (11)$$

где

$$F(x, E) = \frac{B_\pi \pi(x, E_\pi)}{xE_\pi} \frac{dE_\pi}{dE} + \frac{B_K K(x, E_K)}{xE_K} \frac{dE_K}{dE}$$

— функция источника мюонов, образующихся при распаде заряженных пионов и каонов; $\pi(x, E)$, $K(x, E)$ — плотности заряженных пионов и каонов; $dE_\pi/dE = 1.28$, $dE_K/dE = 1.91$ — средние доли энергии мюонов от их распада; $b = 1.074/\cos\theta$ ГэВ — постоянная распада, $\varepsilon = 2.2$ см²·МэВ/г — ионизационные потери мюонов.

Уравнение вдоль характеристики,

$$E + \varepsilon x = E_L + \varepsilon x_L = E_c - \text{const}$$

($x_L = x_0/\cos\theta$, E_L — энергия мюона на глубине x_L), на которой энергия мюона является функцией глубины в атмосфере, имеет решение

$$\mu = c(E_c - \varepsilon x)^{b/E_c} x^{-b/E_c}. \quad (12)$$

Решение неоднородного уравнения для числа мюонов с энергией E_L на глубине x_L получается в виде интеграла вдоль характеристики от функции источников:

$$\mu(x_L, E_L) = \int_0^{x_L} \frac{dx}{x} \left(\frac{x E_L}{x_L(E_L + \varepsilon(x_L - x))} \right)^{b/E_c} \times \frac{B_\pi \pi(x, E_\pi) + B_K K(x, E_K)}{E_L + \varepsilon(x_L - x)}. \quad (13)$$

Возьмем уравнение вдоль характеристики,

$$\frac{d\mu}{dx} = -\frac{b\mu}{xE} + \frac{B_\pi \pi(x, E_\pi)}{xE_\pi} \frac{dE_\pi}{dE} + \frac{B_K K(x, E_K)}{xE_K} \frac{dE_K}{dE},$$

и проинтегрируем обе части равенства по $E dE$, где нижний предел $E_{th} = E_L + \varepsilon(X_L - x)$, $E_\pi^{th} = 1.28E_{th}$, $E_K^{th} = 1.91E_{th}$, а верхний предел E_0 . В результате получим

$$\frac{dE_\mu(x)}{dx} = -\frac{bN_\mu}{x} + \frac{B_\pi N_\pi}{1.28x} + \frac{B_K N_K}{1.91x}.$$

Здесь

$$E_\mu = \int_{E_{th}}^{E_0} E \mu(x, E) dE, \quad N_\mu = \int_{E_{th}}^{E_0} \mu(x, E) dE,$$

$$N_\pi = \int_{E_\pi^{th}}^{E_0} \pi(x, E_\pi) dE_\pi, \quad N_K = \int_{E_K^{th}}^{E_0} K(x, E_K) dE_K.$$

Энергия мюонов на глубине x_L , выраженная через решение уравнений для мезонов, имеет вид

$$E_\mu(x_L) = \int_0^{x_L} \frac{dx}{x} \left(-bN_\mu + \frac{B_\pi N_\pi}{1.28} + \frac{B_K N_K}{1.91} \right). \quad (14)$$

Экспериментально полное число мюонов на уровне моря, N_μ , определяется по данным измерений мюонных детекторов Якутской установки с пороговой энергией $1/\cos\theta$ ГэВ. Средняя энергия мюонов здесь не измеряется, но можно воспользоваться результатами, полученными с помощью магнитного спектрометра на установке МГУ [20], $\langle E_\mu \rangle = 10.6$ ГэВ. Тогда энергия мюонов на уровне моря равна

$$E_\mu(x_L) = N_\mu \langle E_\mu \rangle.$$

Если использовать в выражении (14) решения для модели QGSJET, оценка энергии нейтринной компоненты ШАЛ получается равной $E_\nu \approx 0.34E_\mu(x_L)$, а энергия мюонов, теряемая до уровня моря из-за их распада, составляет $E_\mu^d \approx 0.09E_\mu(x_L)$.

Мюоны, которые рождаются на глубине x с энергией, меньшей $E_L + \varepsilon(x_L - x)$, имеют на глубине x_L энергию меньше E_L и не регистрируются детектором с такой пороговой энергией. Поэтому энергия

$$E_\mu^i = \int_0^{x_L} \frac{dx}{x} \left[\frac{B_\pi}{1.28} \int_0^{E_\pi^{th}} \pi(x, E_\pi) dE_\pi + \frac{B_K}{1.91} \int_0^{E_K^{th}} K(x, E_K) dE_K \right]$$

не контролируется установкой из-за ионизационных потерь мюонов. Численная оценка для нее приводит к величине $E_\mu^i \approx 0.02E_0$.

Другая часть энергии, не наблюдаемая на Якутской установке, состоит из доли E_0 , теряемой адронами на расщепление ядер в атмосфере,

$$E_{spl} \sim \varepsilon_{spl} \int_0^{x_0} \left(\frac{N_\pi(x)}{\lambda_\pi} + \frac{N_K(x)}{\lambda_K} + \frac{N_N(x)}{\lambda_N} \right) dx,$$

где $\varepsilon_{spl} \approx 0.5$ ГэВ [21], и энергии адронной компоненты на уровне моря E_h , которые вместе составляют около 1% энергии первичной частицы.

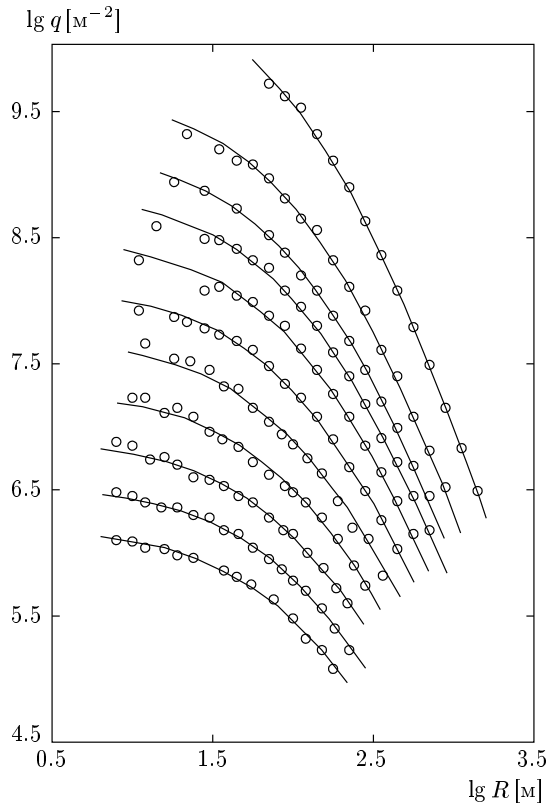


Рис. 7. Распределение интенсивности излучения Вавилова – Черенкова по расстоянию от оси ливня. Кружки — экспериментальные данные, кривые — аппроксимация (15) для заданных значений q_{150}

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПЕРВИЧНОЙ ЧАСТИЦЫ НА ЯКУТСКОЙ УСТАНОВКЕ ШАЛ

В соответствии с изложенным выше, для оценки энергии первичной частицы космического излучения будем использовать сумму энергии, переданной в различные компоненты ШАЛ:

$$E_0 = E_i + E_l + E_\mu + E_{unobs}.$$

Полный поток ИВЧ на уровне наблюдения, связанный с ионизационными потерями электронов в атмосфере, вычисляется по средней функции радиального распределения света, измеренной в интервале расстояний от 10 м до 1000 м от оси ливня (рис. 7), смещающейся с ростом энергии.

Для построения этой функции были использованы данные измерений в течение 3200 часов наблюдений малой черенковской установки (порядка 200000 ливней с энергией $E > 1.2 \cdot 10^{15}$ эВ) и данные большой установки — порядка 60000 ливней с

Таблица 3. Доли потока черенковского света (Δ_Q), числа заряженных частиц (Δ_S) и числа мюонов (Δ_μ) на уровне моря, измеряемые на Якутской установке

q_{150}, M^{-2}	10^6	10^7	10^8	10^9
$\Delta_Q, \%$	50	70	90	85
$\Delta_S, \%$	—	—	14	13
$\Delta_\mu, \%$	—	—	65	65

Таблица 4. Доля энергии первичной частицы, уносимая различными компонентами ШАЛ $\theta = 0$

Компоненты ШАЛ	Доля энергии (%) при		Ошибки, %
	10^{18} эВ	10^{19} эВ	
E_i	80	77	30
E_l	9	15	60
E_μ	6	4	10
E_{unobs}	5	4	20

$E > 6 \cdot 10^{16}$ эВ, зарегистрированных в течение 15000 часов наблюдений.

Экспериментальные данные (ливни отобраны в интервале зенитных углов $(0, 30^\circ)$) аппроксимируются функцией [2]

$$q(r) = q_{150} \frac{(r_1 + 150)(r_2 + r)^{1-b}}{(r_1 + r)(r_2 + 150)^{1-b}}, \quad (15)$$

где $r_1 = 60$ м, $r_2 = 200$ м,

$$b = (1.14 \pm 0.06) + (0.30 \pm 0.02) \lg q_{150}.$$

В качестве классификационного параметра здесь использована плотность потока света на расстоянии 150 м от оси, q_{150} . Это расстояние, которое находится в области, доступной измерению во всем интервале изменения энергии первичной частицы, 10^{15} – 10^{19} эВ.

Доля полного потока ИВЧ на уровне моря, реально измеряемая установкой, составляет от 50 % до 90 % (табл. 3). Остальная часть потока вычисляется с использованием экстраполяции распределения по функции (15).

При регистрации индивидуальных событий ливней срабатывает, как правило, небольшое количество детекторов черенковского света. Поэтому в

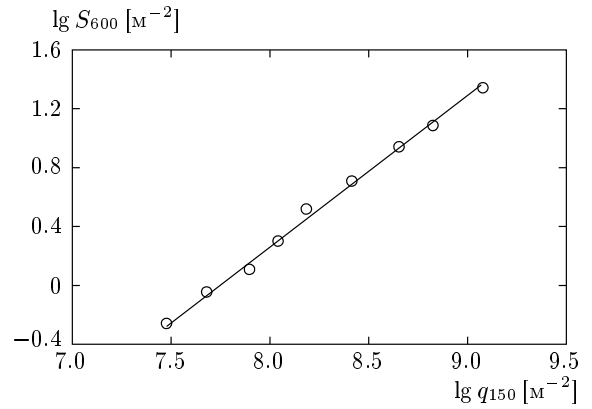


Рис. 8. Плотность заряженных частиц S_{600} на расстоянии 600 м и интенсивность черенковского света q_{150} на расстоянии 150 м от оси ливня, измеренные в одних и тех же ливнях ($\theta < 15^\circ$)

каждом ливне определяется плотность потока света на расстоянии 150 м от оси ливня и по феноменологической функции (15) находится полный поток ИВЧ $Q_{tot} = a_1 q_{150}^{b_1}$, где значения коэффициентов в интервалах q_{150} даны в табл. 5.

Измерение черенковского света от ШАЛ возможно только в безлунные, безоблачные ночи, составляющие порядка 10 % от всего периода наблюдений. Для оценки энергии ливней, регистрируемых в остальное время, используются плотности заряженных частиц на расстоянии 300 м или 600 м от оси ливня. При этом используется линейная корреляция параметров q_{150} и S_{600} , измеренных в одних и тех же ливнях (рис. 8):

$$S_{600} = 1.56 \cdot 10^{-8} q_{150}^{1.01}.$$

В оценке энергии, проносимой ниже уровня моря электронно-фотонной компонентой ШАЛ, основная неопределенность связана с полным числом электронов на уровне моря для заданной интенсивности q_{150} , которая возникает из-за экстраполяции экспериментально измеренной ФПР на область малых расстояний от оси ливня, не охватываемую измерениями на нашей установке. Например, различие в полном числе заряженных частиц (которое можно принять равным числу электронов в вертикальном ливне) между значениями, полученными в данной работе и в работе [22], растет от 30 % до 60 % с ростом $q_{150} \in (10^6, 10^9)$. Это связано с различием в параметрах функции, аппроксимирующей ФПР заряженных частиц, и оно может достигать значительно

Таблица 5. Коэффициенты связи полного потока черенковского света и энергии первичной частицы с интенсивностью q_{150}

q_{150}, M^{-2}	a_1	b_1	a_2	b_2
$< 10^6$	$2.39 \cdot 10^6$	0.90	$(6.87 \pm 1.44) \cdot 10^{10}$	0.87 ± 0.02
10^6-10^8	$1.33 \cdot 10^6$	0.94	$(3.78 \pm 0.72) \cdot 10^{10}$	0.91 ± 0.02
10^8-10^9	$7.91 \cdot 10^5$	0.97	$(2.90 \pm 0.29) \cdot 10^{10}$	0.93 ± 0.02
$> 10^9$	$5.75 \cdot 10^5$	0.98	$(5.59 \pm 0.56) \cdot 10^9$	1.01 ± 0.02

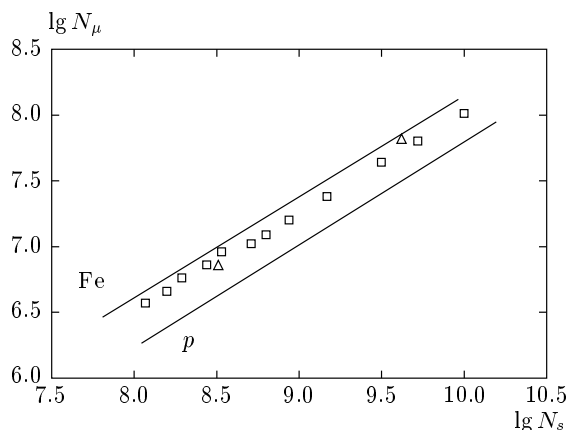


Рис. 9. Полное число заряженных частиц N_s и мюонов N_μ на уровне моря: \square — результаты работы [22], \triangle — [24]. Результаты численных расчетов развития ШАЛ в модели QGSJET: сплошная линия — для первичных протонов, штриховая — для ядер железа [25]

больших величин для других видов аппроксимирующих функций, таких как приведенных в работе [23].

На рис. 9 показано соотношение числа заряженных частиц и мюонов с пороговой энергией $E_{thr} = 1$ ГэВ, полученных с помощью разных аппроксимаций распределения плотности частиц по расстоянию от оси ливня с зенитным углом $\theta < 30^\circ$, в сопоставлении с результатами модельных расчетов.

В табл. 3 приведены доли числа заряженных частиц и мюонов, реально измеряемых в интервале расстояний 100–1000 м от оси ливня сцинтилляторами Якутской установки. Данные взяты из работы [24], в которой использованы результаты модели QGSJET для вычисления полного числа частиц. Как видно, расположение детекторов заряженных частиц здесь более благоприятно для оценки полного числа мюонов, чем электронов в ШАЛ сверхвысоких энергий.

Мы принимаем ошибку определения полного числа мюонов на уровне моря согласно статье [24], где она приблизительно равна $\delta N_\mu / N_\mu \approx 10\%$.

Оценка баланса энергии в ливне, основанная на данных Якутской установки, приведена в табл. 4. Как следует из этих данных, не наблюдаемая на Якутской установке часть энергии ливня при $E_0 \in (10^{18}, 10^{19})$ эВ составляет приблизительно 5% от энергии первичной частицы. Поэтому мы можем заключить, что метод оценки первичной энергии, используемый здесь, является модельно-независимым с указанной точностью.

Экспериментальные ошибки в оценке энергии складываются из нескольких составляющих [26]. Основной вклад вносит погрешность в определении ионизационных потерь в атмосфере, которая, в свою очередь, состоит из ошибок определения прозрачности атмосферы (15%), калибровки приемников черенковского света (21%) и полного потока ИВЧ (15%). Хотя доля энергии, пронесимой за уровень моря электронно-фотонной компонентой, и доля энергии мюонов, нейтрино и адронов относительно малы, тем не менее, относительные ошибки в их оценке достигают 60% для потерь электронов в грунте, 10% для энергии мюонов, 20% для неконтролируемой установкой доли энергии. Эти ошибки приведены в последнем столбце табл. 4. Среднеквадратичная суммарная ошибка в определении E_0 получается с учетом весов, равных числам во втором/третьем столбце табл. 4, и достигает 32%, если учесть ошибку порядка 20%, привносимую при переходе от q_{150} к величине S_{600} .

В результате получены коэффициенты связи $E_0[\text{эВ}] = a_2 q_{150}^{b_2}$ между классификационным параметром ливня и энергией первичной частицы в ШАЛ с зенитным углом $\theta < 15^\circ$, которые приведены в табл. 5.

6. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПО ДАННЫМ ДЕТЕКТОРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА – ЧЕРЕНКОВА ЯКУТСКОЙ УСТАНОВКИ

Для определения интенсивности космических лучей, измеренной наземной установкой, необходимо вычислить произведение приемной площади установки S_{eff} , продолжительности времени наблюдения T и телесного угла, в котором регистрируются события. При отборе событий ШАЛ с зенитным углом $\theta \leq \theta_{max}$ телесный угол $\Omega = 2\pi(1 - \cos \theta_{max})$. Продолжительность периодов наблюдения определяется по журналу регистрации ШАЛ. Для вычисления $S_{eff}(E_0, \theta)$ для каждого периода регистрации применяется метод Монте-Карло. За время проведения наблюдений на Якутской установке конфигурация ее несколько раз менялась — добавлялись и/или убиралась детекторы для регистрации отдельных компонент ливня. Каждое лето установка выключается для предохранения электроники от грозовых разрядов. Поэтому каждому периоду регистрации, на которые разбито для удобства время проведения наблюдений, соответствует в общем случае своя конфигурация детекторов. Из-за того, что детекторы заряженных частиц и черенковского света имеют порог плотности частиц, ниже которого они не срабатывают, появляется зависимость эффективной площади регистрации от первичной энергии ШАЛ. Из-за поглощения частиц в атмосфере эффективная площадь для наклонных ливней, ограниченная периметром установки, не равна $S_{eff} \cos \theta$. Поэтому вычисление эффективной площади проводится для каждого интервала изменения первичной энергии и зенитного угла прихода ШАЛ с учетом особенностей регистрации.

Для моделирования измерений ИВЧ была использована аппроксимация по формуле (15) с классификационным параметром q_{150} для описания радиального распределения интенсивности света. Аппаратурные и статистические флуктуации числа фотонов на фотокатоде ФЭУ описываются нормальным распределением с относительным среднеквадратичным отклонением порядка 20 %.

Для каждого интервала значений q_{150} и зенитного угла были смоделированы 10^4 искусственных ливней с заданными распределениями интенсивности ИВЧ, с равномерным распределением осей ШАЛ на площади, ограниченной периметром установки. Для построения «черенковского» спектра космических лучей были использованы события ШАЛ в об-

ласти зенитных углов $\theta \leq 30^\circ$, поэтому зависимость параметров разыгранных распределений ИВЧ от θ была усреднена в этом интервале, поскольку поглощение света в интервале $\theta \in (0, 30^\circ)$ мало и эти параметры меняются слабо.

В каждом ливне вычислялось число черенковских фотонов, падающих на каждый ФЭУ установки, с нормальными флуктуациями. Когда оно больше пороговой величины для детектора, записывается признак срабатывания детектора. Также для сцинтилляционных детекторов проверяется условие превышения пороговой плотности. Дополнительно проверяется условие двойных совпадений для каждой станции наблюдения, имеющей два сцинтилляционных детектора. Затем проверяется условие срабатывания триггера-500 при наличии сигнала от трех и более станций. Для малой черенковской установки, имеющей автономную систему отбора событий, проверяется условие срабатывания не менее трех детекторов, а для остальных детекторов ИВЧ, работающих совместно с большой установкой, проверяется наличие двойного триггера — от сцинтилляционных и черенковских детекторов одновременно [2].

Таким образом моделировалась система отбора событий для построения спектра космических лучей по данным черенковских детекторов, работающих независимо (в случае малой автономной установки) и совместно со сцинтилляционными детекторами. Эффективная площадь регистрации, полученная как

$$S_{eff}(q_{150}, \theta) = S_0 n_{triggered} / 10^4,$$

где S_0 — геометрическая площадь установки, ограниченной периметром, $n_{triggered}$ — количество искусственных ливней, прошедших систему отбора, показана на рис. 10.

Интенсивность потока космических лучей в заданном интервале q_{150} , или E_0 , находится как отношение числа зарегистрированных событий ШАЛ к $S_{eff} T \Omega$. Как пример такого спектра, на рис. 11 приводится дифференциальный спектр первичного космического излучения в интервале энергий $10^{15} - 3 \cdot 10^{19}$ эВ, полученный по совокупности данных измерений всех детекторов ИВЧ Якутской установки, в сравнении с результатами других установок ШАЛ, измеряющих черенковское свечение ливней.

Здесь использованы данные измерений ИВЧ, проведенных после ввода в строй второй очереди установки. А именно, данные автономной установки за 1995–2001 гг. — ливни с энергией $E_0 > 1.2 \cdot 10^{15}$ эВ,

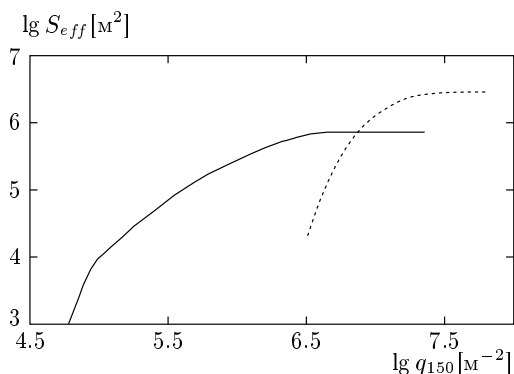


Рис. 10. Эффективная площадь регистрации подсистем черенковских детекторов Якутской установки. Сплошная кривая — площадь малой автономной установки, пунктирная — площадь, занимаемая детекторами ИВЧ, работающими совместно с детекторами заряженных частиц

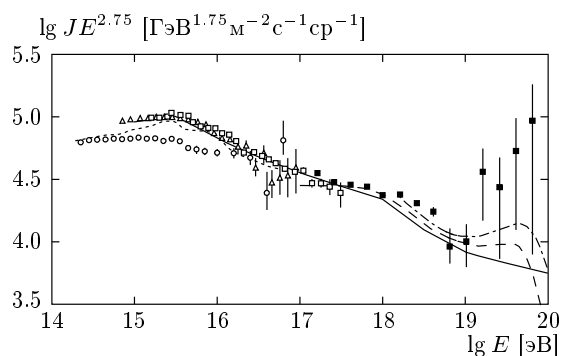


Рис. 11. Дифференциальная интенсивность космических лучей, умноженная на $E^{2.75}$, в зависимости от энергии. Экспериментальные данные установок ШАЛ, измеряющих черенковское излучение ливней в атмосфере: Δ — результаты работы [30], \circ — [31], \square (автономная подсистема черенковских детекторов) и \blacksquare (основная установка) — Якутск. Вертикальные черточки — статистические ошибки в данных. Результаты модельных расчетов: сплошная кривая — [32], пунктирная — [34], штриховая — [36], штрих-пунктирная — [35]

и данные остальных черенковских детекторов за 1993–2001 гг. — ливни с энергией $E_0 > 6 \cdot 10^{16}$ эВ.

Благодаря использованию малой автономной установки область измерений расширилась в сторону относительно меньших энергий до $E_0 \sim 10^{15}$ эВ, где находится нерегулярность спектра (типа «колена»), впервые обнаруженная в работах группы НИИЯФ МГУ [27]. В нашем спектре этот излом имеется при $E_0 \sim 3 \cdot 10^{15}$ эВ, что согласуется с изме-

рениями на других установках. За годы, прошедшие после открытия «колена», многими измерениями установлено, что спектр имеет показатель степени $\gamma = 2.7$ ниже излома и $\gamma = 3$ при $E > 3 \cdot 10^{15}$ эВ.

На рис. 11, кроме «колена», видна более пологая часть спектра в районе $E_0 \sim 10^{19}$ эВ — так называемая «лодыжка» спектра. Эта нерегулярность наблюдается на всех установках, ведущих измерения в области сверхвысоких энергий [28], а первые указания на нее были получены на установке Naverah Park и на Якутской установке [29].

В переходной области $(1-3) \cdot 10^{17}$ эВ, где происходит сшивка данных, измеренных разными подсистемами черенковских детекторов, интенсивности несколько различаются. Но это расхождение не выходит за пределы ошибок. Черенковские детекторы установлены на площади около 3 км²; этого достаточно для измерений в интервале энергии 10^{15} – $3 \cdot 10^{19}$ эВ. В области энергии выше $3 \cdot 10^{19}$ эВ работают сцинтилляционные детекторы установки, размещенные в настоящее время на площади, приблизительно равной 10 км², а до 1990 года — на площади около 17 км².

Для сопоставления с ожидаемым расчетным спектром космических лучей в области энергий $E < 10^{19}$ эВ, где предположительно источниками являются галактические объекты, на рис. 11 приведены результаты барнаульской группы [32]. Они использовали модель QGSJET и программу CORSIKA для расчетов развития ШАЛ в атмосфере, а массовый состав галактических космических лучей вычисляли в модели аномальной диффузии частиц в межзвездной среде, обладающей фрактальными свойствами. Эта модель была развита в серии предыдущих работ группы (см., например, [33] и ссылки там же). Модель фрактальной диффузии хорошо воспроизводит «колено» спектра в районе $E = 3 \cdot 10^{15}$ эВ, а также предполагаемую нерегулярность спектра всех частиц в районе 10^{18} эВ, называемую иногда «вторым коленом» [28]. Первое колено спектра воспроизводится также в модели одиночного источника, разработанной в серии работ Ерлыкина и Волфендейла ([34] и ссылки в серии статей), что показано на рис. 11 пунктирной кривой.

Следующая нерегулярность спектра — «лодыжка» в районе 10^{19} эВ — связана, скорее всего, с внегалактическими источниками космических лучей. Результаты моделирования, выполненного в работе Бакала и Ваксмана [35], показаны на рис. 11 штрих-пунктирной линией. Здесь использована двухкомпонентная модель источников космических лучей сверхвысоких энергий, слагаемая из

изотропной компоненты (галактических частиц, захваченных в крупномасштабном магнитном поле Галактики) и равномерного по красным смещениям распределения внегалактических источников.

Такая модель демонстрирует обрезание спектра выше E_{GZK} , а также излом («bump»), образуемый протонами, теряющими энергию при взаимодействии с γ -квантами реликтового излучения. Кроме того, спектр внегалактических протонов космических лучей имеет свойство «dip» — уменьшение интенсивности при энергии ниже 10^{19} эВ из-за взаимодействия протонов, с реликтовым излучением, $p + \gamma_{CMB} \rightarrow p + e^+ + e^-$, при энергии 10^{19} эВ.

Существование выемки («dip») во всех измеренных спектрах космических лучей при энергии порядка 10^{19} эВ, по мнению авторов работы [36], служит доказательством взаимодействия внегалактических протонов этой энергии с фотонами реликтового излучения (результаты этого расчета показаны штриховой линией на рис. 11). Это заключение следует из хорошего согласия измеренных спектров в области $E < 10^{20}$ эВ с результатами расчетов в рамках модели с источниками протонов, однородно распределенными во внегалактическом пространстве. Возможное отсутствие обрезания спектра, согласно данным AGASA, авторы объясняют вкладом других источников космических лучей при энергии $E > 10^{20}$ эВ, например, сверхмассивной темной материи.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описан метод восстановления энергии первичной частицы космических лучей, основанный на измерении полного потока черенковского излучения и заряженных частиц ШАЛ на уровне моря. Получено соотношение, связывающее среднюю плотность потока ИВЧ на расстоянии 150 м от оси ливня с энергией первичной частицы, слабо зависящее от модельных предположений о развитии каскада частиц в атмосфере. Применение метода к данным черенковских детекторов Якутской установки ШАЛ позволило впервые построить энергетический спектр космических лучей в широком диапазоне энергий 10^{15} – $3 \cdot 10^{19}$ эВ. Полученный спектр имеет две особенности (при энергиях $3 \cdot 10^{15}$ и 10^{19} эВ) в согласии с результатами, полученными ранее в экспериментах по измерению заряженной компоненты и флуоресцентного свечения ШАЛ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 06-02-16973, 05-08-50045),

Министерства образования и науки РФ (грант НШ-7514.2006.2), а также ИНТАС (грант № 03-51-5112).

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Н. Дьяконов, Т. А. Егоров, Н. Н. Ефимов и др., *Космическое излучение предельно высокой энергии*, Наука, Новосибирск (1991).
2. А. А. Иванов, С. П. Кнуренко, and I. Ye. Sleptsov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **122**, 226 (2003).
3. Н. М. Нестерова, А. Е. Чудаков, *ЖЭТФ* **28**, 384 (1955).
4. И. Е. Слепцов, Дисс. ... канд. физ.-матем. наук, ФИАН, Москва (1974).
5. И. М. Франк, И. Е. Тамм, *ДАН СССР* **14**, 109 (1937).
6. M. A. Mostafa et al., in *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf.*, Tsukuba (2003), Vol. 1, p. 465.
7. *Catalogue of Highest Energy Cosmic Rays*, ed. by M. Wada, Tokyo: World Data Centre for Cosmic Rays, Vol. 1 (1980), Vol. 2 (1986), Vol. 3 (1988).
8. M. Takeda, N. Sakaki, K. Honda et al., in *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf.*, Tsukuba (2003), Vol. 1, p. 381.
9. M. Teshima, *Int. Workshop «The UHE Universe: a Vision for the Next Decade»*, Rome (2006); http://www.roma2.infn.it/uhe_workshop06/.
10. C. Song, Z. Cao, B. R. Dawson et al., *Astropart. Phys.* **14**, 7 (2000).
11. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* **10**, 1007 (1940).
12. Particle Data Group, *Eur. Phys. Journ.* **3**, 148 (1998).
13. С. П. Кнуренко, А. А. Иванов, И. Е. Слепцов, А. В. Сабуров, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 563 (2006).
14. С. З. Беленький, *Лавинные процессы в космических лучах*, ОГИЗ-Гостехиздат, Москва (1948).
15. М. Н. Дьяконов, Дисс. ... канд. физ.-матем. наук, ИЯИ, Москва (1981).
16. О. С. Диминштейн, *ВНТИ. Проблемы космофизики и астрономии*, ЯФ СО АН СССР, Якутск (1977), с. 7.
17. T. Hara, K. Kamata, and G. Tanahashi, in *Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf.*, Plovdiv (1977), Vol. 8, p. 308.
18. T. Abu-Zayyad, K. Belov, D. J. Birdi et al., *Astropart. Phys.* **16**, 1 (2001).

19. P. Sokolsky and the HiRes Collaboration, in *Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf.*, Pune (2005), Vol. 7, p. 381.
20. Б. А. Хренов, Дисс. . . . докт. физ.-матем. наук, МГУ, Москва (1986).
21. В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева, *Взаимодействия адронов высоких энергий*, Наука, Москва (1983).
22. А. В. Глушков, М. Н. Дьяконов, Т. А. Егоров и др., *Изв. АН СССР, сер. физ.* **55**, 713 (1991).
23. A. A. Lagutin, R. I. Raikin, N. Inoue, and A. Misaki, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **28**, 1259 (2002).
24. А. В. Глушков, М. И. Правдин, И. Е. Слепцов и др., *ЯФ* **63**, 1557 (2000).
25. С. С. Остапченко, Дисс. . . . канд. физ.-матем. наук, НИИЯФ МГУ, Москва (1994).
26. V. P. Egorova, A. V. Glushkov, A. A. Ivanov et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **136**, 3 (2004).
27. Г. Б. Христиансен, Г. В. Куликов, Ю. А. Фомин, *Космическое излучение сверхвысокой энергии*, Атомиздат, Москва (1975).
28. M. Nagano and A. A. Watson, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 689 (2000).
29. М. Н. Дьяконов, Т. А. Егоров, А. А. Иванов и др., *Изв. АН СССР, сер. физ.* **42**, 1449 (1978).
30. N. M. Budnev, D. V. Chernov, O. A. Gress et al., in *Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf.*, Pune (2005), Vol. 6, p. 257.
31. J. W. Fowler, L. F. Fortson, C. C. H. Jui et al., *Astropart. Phys.* **15**, 49 (2001).
32. A. A. Lagutin, R. I. Raikin, N. V. Stanovkina et al., in *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf.*, Tsukuba (2003), Vol. 1, p. 675.
33. A. D. Erlykin, A. A. Lagutin, and A. W. Wolfendale, *Astropart. Phys.* **19**, 351 (2003).
34. A. D. Erlykin and A. W. Wolfendale, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **27**, 941 (2001).
35. J. Bahcall and E. Waxman, *Phys. Lett.* **556**, 1 (2003).
36. R. Aloisio and V. Berezhinsky, *Astroph. J.* **625**, 249 (2004).