

АСТРОНОМИЯ, АСТРОФИЗИКА И КОСМОЛОГИЯ

О чувствительности пространственно-углового распределения черенковского света широких атмосферных ливней к массовому составу первичных космических лучей с энергиями $10^{15} - 10^{16}$ эВ

В. И. Галкин^{1,2,a}, Т. А. Джатдоев^{1,2,b}

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, ¹физический факультет, кафедра физики космоса; ²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ). Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^av_i_galkin@rambler.ru, ^btimur1606@rambler.ru

Статья поступила 15.01.2010, подписана в печать 06.02.2010

Анализируется возможность разделения групп ядер первичных космических лучей по данным о пространственно-угловом распределении черенковского света широких атмосферных ливней в интервале энергий первичных ядер $10^{15} - 10^{16}$ эВ. Показано, что, используя массив из небольшого числа (трех-четырех) телескопов с умеренным размером угловой ячейки $\sim 0.5^\circ$, расположенных на расстоянии ~ 100 м друг от друга, возможно достигнуть практически полного разделения ливней, инициированных этими ядрами (ошибка байесовой классификации несколько процентов для случая разделения первичных протонов и ядер азота). Предложены новые параметры углового образа черенковского света, которые существенно улучшают разделимость классов ливней по сравнению с подходом, основанным на использовании традиционных параметров.

Ключевые слова: первичные космические лучи (ПКЛ), массовый состав, широкие атмосферные ливни (ШАЛ).

УДК: 539.171. PACS: 96.50.sd.

Введение

Изучение массового состава первичных космических лучей (ПКЛ) является одной из основных задач физики космических лучей. Массовый состав космических лучей в области «колена» первичного спектра ($E_0 \sim 10^{15} - 10^{16}$ эВ) прямо связан с вопросами происхождения, ускорения и распространения их в Галактике.

Прямые измерения ПКЛ с помощью детекторов на спутниках и стратосферных баллонах в настоящее время возможны до первичных энергий $\sim 10^{14}$ эВ. При более высоких энергиях, как правило, используются косвенные методы. В последнем случае оценка параметров первичной частицы производится по характеристикам вызываемого ею ядерно-электромагнитного каскада в атмосфере, называемого широким атмосферным ливнем (ШАЛ).

Почти 20 лет измерений массового состава непрямые методы не дали определенного ответа: самая простая интегральная характеристика — среднее массовое число — известна с точностью до нескольких раз, а в области «колена» диапазон результатов составляет порядок (рис. 1). Особого внимания заслуживает тот факт, что имеются существенные расхождения между измерениями, проведенными близкими методами. Например, результаты KASCADE и EAS-TOP по $N_e - N_\mu$ -корреляциям [2, 3] и результаты BASJE, CASA-BLANCA, HEGRA-AIROBIC и TUNKA-25 [1, 4–6] по поперечному распределению черенковского света (ЧС) ШАЛ существенно различаются.

На наш взгляд, вероятными причинами сложившейся ситуации являются:

— переоценка чувствительности используемых методов к массе первичной частицы и их устойчивости к ошибкам измеряемых величин;

— опосредованность процедуры оценки массового числа A в методах, использующих черенковский свет ШАЛ, переходом от непосредственно измеряемых величин к X_{max} , глубине максимума ливня в атмосфере. Этот параметр ливня коррелирует с A , но не содержит всей той информации об A , которую можно извлечь из анализа поперечного распределения черенковского света (ЧС).

Приводимые авторами экспериментов [1–6] оценки ошибок при определении A существенно меньше разброса результатов (рис. 1), что, на наш взгляд, означает необходимость пересмотра возможностей существующих методов и развития новых, имеющих более высокую чувствительность к A и устойчивость к ошибкам измеряемых величин.

Проведенный анализ показал, что для определения массового состава ПКЛ можно использовать корреляции пространственно-угловых характеристик ЧС ШАЛ с A без введения в процедуру измерения какого-либо промежуточного звена.

Пространственно-угловое распределение (ПУР) ЧС ШАЛ — одна из самых информативных характеристик атмосферного ливня — весьма чувствительно к различиям каскадов, обусловленных типом первичной частицы. Одним из общеизвестных подтверждений этого тезиса может служить замечательный успех черенковской

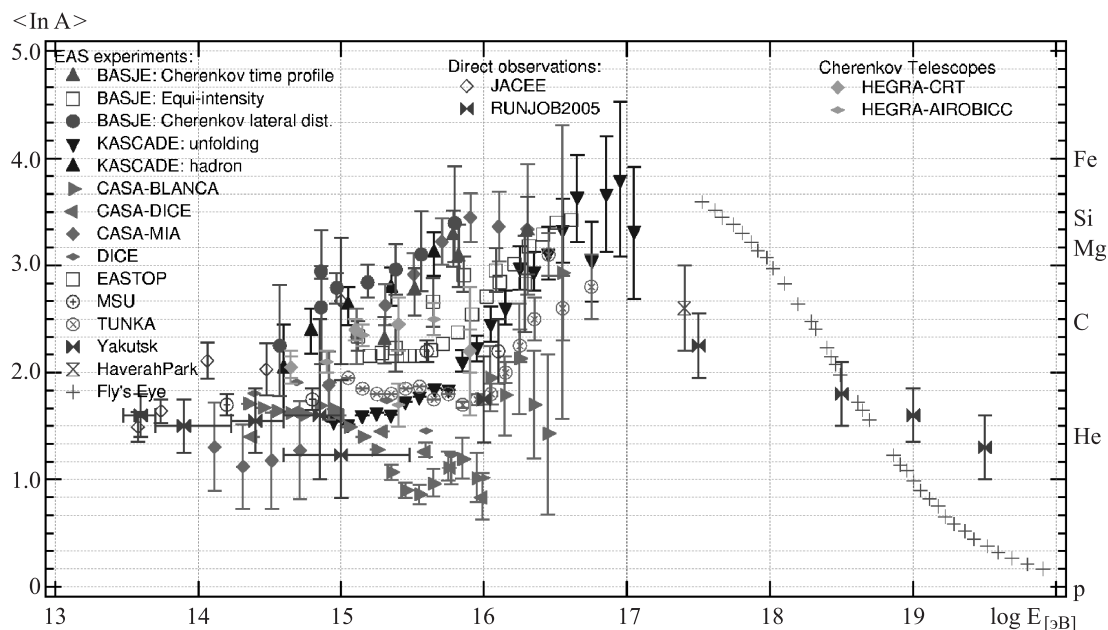


Рис. 1. Средний логарифм массы первичных космических лучей, измеренный различными установками, в зависимости от логарифма энергии первичной частицы (заимствовано из [1])

γ -астрономии: поток γ -квантов высокой энергии от точечного источника выделяется на фоне потока ядер космических лучей, превосходящем сигнал на 3–4 порядка [7–10]. Уже делались попытки перенести методику черенковской γ -астрономии на задачу изучения массового состава ПКЛ в диапазоне первичных энергий 1 ТэВ — 1 ПэВ (см., напр., [11, 12]). При этом для описания угловых образов использовались традиционные для γ -астрономии очень высоких энергий параметры D (угловое расстояние от направления на источник до центра тяжести образа), L (среднеквадратичная полудлина образа), W (среднеквадратичная полуширина образа), Conc (концентрированность образа, равная отношению суммы сигнала в двух максимальных ячейках к интегральной интенсивности образа) и параметр H_{max} (высота максимума излучения), оцененный по центру тяжести образа. Процедура разделения групп ядер на базе этого набора параметров, основанная только на данных узкоугольных телескопов (что не позволяло достаточно точно определить другие макроскопические параметры ливней: первичную энергию, направление и точку падения оси), продемонстрировала умеренную разрешающую способность по A [12].

Настоящая работа продолжает исследование чувствительности характеристик ЧС ШАЛ к массовому составу, начатое в работах [13–15]. На основании детального моделирования рассматриваются критерии разделения событий на основе как традиционных, так и вновь определенных параметров угловых образов и исследуется их чувствительность к массе первичного ядра A .

Целью настоящей работы является исследование пределов возможностей разделения групп ядер ПКЛ с помощью ПУР ЧС ШАЛ и задача разработки конкретной конфигурации детектора, способного использовать найденные критерии, не ставится. В разделе 1 описывается процедура моделирования ливней. Раздел 2 посвящен изложению методики разделения групп

ядер, а раздел 3 содержит результаты классификации с использованием как традиционных, так и новых параметров. Возможности применения предложенной методики обсуждаются в разделе 4. Наконец, в заключение вынесены основные выводы настоящей работы.

1. Моделирование

С помощью пакета программ CORSIKA 6.500 [16] по модели ядерного взаимодействия QGSJET-II/GHEISHA [17, 18] путем полного статистического моделирования была получена база черенковского света искусственных событий ШАЛ. При этом учитывалась квантовая эффективность фотоприемника, соответствующая характеристикам ФЭУ-84-3 (среднее по спектру значение ≈ 0.1 , максимум ≈ 0.2 при длине волны ≈ 420 нм, спектральный диапазон чувствительности 310–655 нм). В результате моделирования получены четырехмерные гистограммы плотности числа фотоэлектронов, состоящие из 250×250 пространственных бинов, размером 2×2 м, и 80×80 угловых ячеек, размером $0.5 \times 0.5^\circ$. Оси всех ливней находились в центре пространственной части гистограммы, так что полностью охватывался диапазон расстояний от оси от 0 до 250 м.

Отдельно записывалось пространственно-временное распределение, в каждом пространственном бине фотоэлектроны распределены по 100 временным интервалам в соответствии с временной задержкой, которая отсчитывалась от момента прихода первой релятивистской частицы на уровень наблюдения. Ширина временной ячейки составляет 2 нс. Последняя, 101-я ячейка, является интегральной, т. е. содержит все оптические фотоны с задержкой более 200 нс. Интегрируя пространственно-временное распределение по времени, можно получить гистограмму так называемой функции пространственного распределения черенковского света (ФПР ЧС).

Представленные ниже классификаторы получены по следующей выборке событий: при энергии 1 ПэВ —

по 16 ливней от первичных протонов и ядер азота в случае положения плоскости наблюдения 1 км над уровнем моря и по 32 ливня от частиц того же типа для высоты 2 км; в случае энергии 10 ПэВ — ливни от 16 протонов и 16 ядер азота. В последнем случае уровень наблюдения расположен на высоте 1 км над уровнем моря. Таким образом, всего было использовано 128 модельных событий. Оси всех ливней направлены вертикально.

2. Построение классификаторов

Для разделения групп ядер ПКЛ применялся так называемый байесов подход в предположении о многомерном нормальном распределении признаков [19]. Классы объектов в этом случае соответствуют типам первичных ядер, причем обучающая выборка строится на основании базы модельных событий, описанной в разделе 1. Так как рассматриваются только протоны и ядра азота, количество классов $M = 2$.

На значительном (~ 200 м) расстоянии от оси ливня ПУР ЧС ШАЛ $F(\theta_x, \theta_y)$ представляет собой сильно вытянутое веретенообразное пятно света (рис. 2), в то время как вблизи оси асимметрия углового распределения менее выражена. Это пятно можно охарактеризовать несколькими величинами, например $(D, L, W, \text{Сопс})$ (см. введение), причем по мере удаления от оси ливня D и L монотонно возрастают, а W уменьшается. Были проанализированы критерии разделения ядер азота и протонов, основанные на различных комбинациях этих параметров, измеренных одновременно на нескольких расстояниях от оси ливня. Следует отметить, что вторые моменты образа весьма чувствительны к поведению периферии углового распределения. С другой стороны, именно внешняя часть образа подвержена наибольшим флуктуациям сигнала и влиянию фона. Поэтому величины $(D, L, W, \text{Сопс})$ вычислялись с использованием лишь тех ячеек, величина сигнала в которых превышает 100 фотоэлектронов.

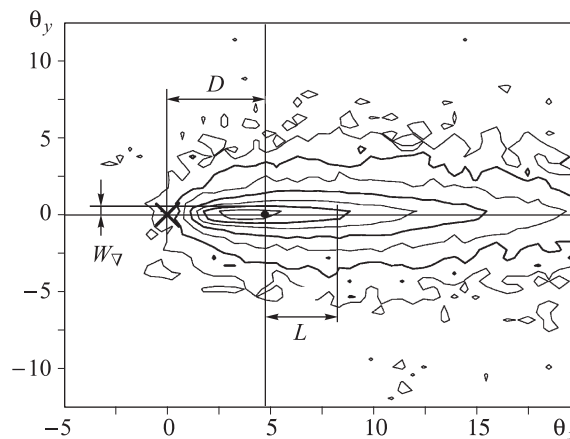


Рис. 2. Угловое распределение черенковского света ливня, инициированного первичным протоном с энергией 10 ПэВ на расстоянии 200 м от оси. По осям отложены углы (θ_x, θ_y) (град), так что центр поля зрения (обозначен крестом) соответствует направлению в зенит. Уровни соответствуют изофотам интенсивности сигнала в ячейках. Логарифм интенсивности, соответствующий внешнему уровню — 0.5, внутреннему — 3.5; соседние уровни отличаются по интенсивности в $\sqrt{10} \approx 3.16$ раз. «Центр тяжести» образа обозначен черным кружком. Также на рисунке изображены отрезки, соответствующие величинам D, L, W

Рассмотрим угловой образ ЧС, проинтегрированный по некоторой области переменной θ_y (т. е. по горизонтальной полосе шириной $\delta\theta_y$ на рис. 2, центр которой совпадает с центром поля зрения телескопа):

$$F_x(\theta_x) = \int_{-\theta_{y0}}^{\theta_{y0}} F(\theta_x, \theta_y) d\theta_y. \quad (1)$$

Физический смысл величины $F_x(\theta_x)$ — продольное угловое распределение, или продольный профиль углового распределения ЧС ливня. Примеры продольных угловых распределений $F_x(\theta_x)$ изображены на рис. 3.

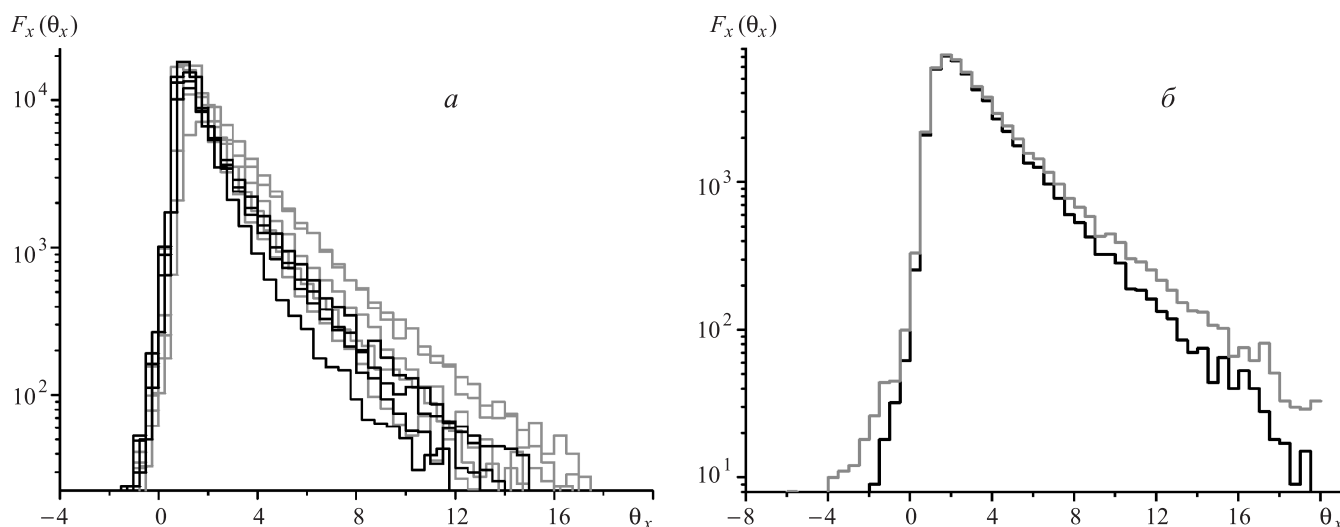


Рис. 3. Продольный профиль черенковского света $F_x(\theta_x)$ для нескольких ШАЛ на расстоянии 100 м от оси. Серые кривые — ливни от первичных протонов, черные — от ядер азота ($\theta_y = 1.5^\circ$) (а). Зависимость $F_x(\theta_x)$ одного из ливней, инициированного первичным протоном, при различных ширинах $\delta\theta_y$ полосы интегрирования по θ_y — 1.5° (черная кривая) и 20° (серая кривая) (б)

На рис. 3, *а* приведены $F_x(\theta_x)$ для нескольких протонов (серые кривые) и ядер азота (черные кривые), на рис. 3, *б* изображен график функции $F_x(\theta_x)$ в случае разной ширины полосы интегрирования $\theta_{y0} = 1.5^\circ$ (черная кривая) и 20° (серая кривая). В настоящей работе исследовались критерии, основанные на использовании функции $F_x(\theta_x)$, вычисленной со значением $\theta_{y0} = 1.5^\circ$.

Введем две новые переменные k и η :

$$k = \frac{\int_{\theta_{xk1}}^{\theta_{xk2}} F_x(\theta_x) d\theta_x}{\int_{\theta_{xk3}}^{\theta_{xk4}} F_x(\theta_x) d\theta_x}, \quad (2)$$

$$\eta = \frac{\int_{\theta_{x\eta1}}^{\theta_{x\eta2}} F_x(\theta_x) d\theta_x}{\int_{\theta_{x\eta3}}^{\theta_{x\eta4}} F_x(\theta_x) d\theta_x}, \quad (3)$$

где пределы интегрирования выражены в градусах и отсчитываются от центра поля зрения телескопа, а функция $F_x(\theta_x)$ определена формулой (1). Значения величин $\theta_{xk1}-\theta_{xk4}$, $\theta_{x\eta1}-\theta_{x\eta4}$ в настоящей работе выбраны следующим образом. Пусть средний максимум кривой продольного углового распределения выборки ливней расположен на некотором расстоянии θ_{xM} от центра поля зрения телескопа. Величины θ_{xk1} и θ_{xk2} выделяют отрезок продольного углового распределения, близкий к θ_{xM} . Величины θ_{xk1} и θ_{xk2} ограничивают участок продольного углового распределения справа от θ_{xM} , несколько отстоящий от этого максимума. Значение величины k для ливней, инициированных первичными протонами, систематически больше, чем для случая ядер азота. Величины $\theta_{x\eta3}$ и $\theta_{x\eta4}$ выделяют участок кривой вблизи значения θ_{xM} ; $\theta_{x\eta1}$ и $\theta_{x\eta2}$ — отрезок перед $\theta_{x\eta3}$. Обе переменные k и η обнаруживают существенно большие флуктуации для случая первичных протонов. Конкретные значения величин $\theta_{xk1}-\theta_{xk4}$, $\theta_{x\eta1}-\theta_{x\eta4}$ приводятся в разделе результатов. Переменные k и η обнаруживают хорошую чувствительность к типу первичных ядер, что объясняется хорошо известными качественными особенностями ливней, вызванных первичными протонами: они развиваются глубже в атмосфере и подвержены наибольшему флуктуациям.

3. Результаты классификации

В качестве примера рассмотрим результаты классификации, проведенной с помощью параметров D , L , вычисленных на расстоянии 100 м от оси ливня. Величины D и L частично коррелированы, поэтому с целью максимального избавления от линейных корреляций удобно определить новую величину $L_c = L - (a_1 \cdot D + b_1)$. Значения $a_1 = 0.98$ и $b_1 = 0.13$ определены из аппроксимации зависимости $L(D)$ для ливней, инициированных протонами, линейной функцией. Для большей симметрии обозначений принято $D_c = D$. На рис. 4, *а* изображен набор переменных (D_c, L_c) для случая высоты уровня наблюдения 1 км, $E_0 = 1$ ПэВ и двух типов первичных ядер. Как видно, полной разделимости классов первичных ядер протонов и азота использование переменных (D_c, L_c) не обеспечивает. Поэтому целесообразно использовать классификатор с вектором признаков более высокой размерности.

Было проведено исследование зависимости ошибки классификации ядер двух типов от набора переменных, входящих в вектор признаков (табл. 1–3). В табл. 1 эти величины приводятся для случая первичной энергии 1 ПэВ и уровня наблюдения 1 км, в табл. 2 — 1 ПэВ и 2 км, в табл. 3 — 10 ПэВ и 1 км соответственно. В первой колонке всех этих таблиц указано количество параметров (размерность вектора признаков). Во второй колонке перечислены параметры, в третьей — расстояния тех ячеек пространственного распределения, в которых вычислялись эти параметры, от оси ливня. Четвертая колонка содержит ошибку классификации для протонов ($\epsilon(p)$), пятая — для ядер азота ($\epsilon(N)$).

Рассмотрим данные табл. 1. Как видно, в случае применения критерия (D, L) с размерностью вектора признаков 2 около 1/3 первичных протонов ПЖЛ классифицируется неправильно. Добавление переменных (W, Conc) в той же точке несколько улучшает ситуацию, но все же ошибка классификации для протонов остается заметной. С другой стороны, использование пространственно-углового распределения, т. е. параметров (D, L, W, Conc) на двух и более расстояниях от оси ливня позволяет верно (с точностью до имеющейся статистики) классифицировать все ядра.

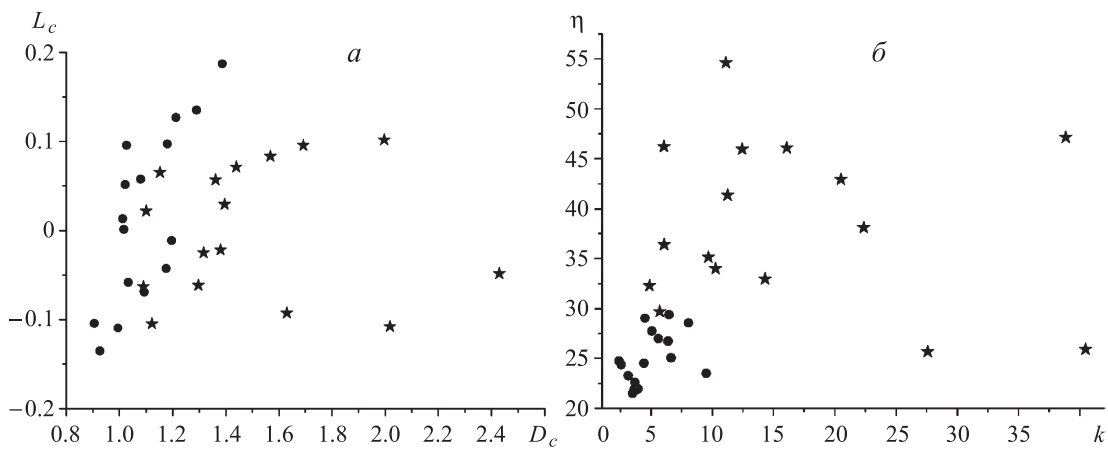


Рис. 4. Плоскость переменных (D_c, L_c) на расстоянии 100 м от оси. Звездами обозначены значения переменных, соответствующие протонам, кружками — ядрам азота. $H = 1$ км, $E_0 = 1$ PeV (*а*). Плоскость переменных (k, η) , построенная при тех же условиях, как и на рисунке слева. $\theta_y = 1.5^\circ$ (*б*)

Таблица 1
Ошибки многомерной байесовой классификации.
 $E_0 = 1$ ПэВ, $H = 1$ км

N_p	Параметры	R , м	$\epsilon(p)$	$\epsilon(N)$
2	(D, L)	(100)	0.313	0.063
3	(D, L, W)	(100)	0.125	0.063
4	(D, L, W, Conc)	(100)	0.188	<0.063
8	(D, L, W, Conc)	(50, 100)	0.063	<0.063
12	(D, L, W, Conc)	(50, 100, 150)	<0.063	<0.063
16	(D, L, W, Conc)	(50, 100, 150, 200)	<0.063	<0.063

Таблица 2
Ошибки многомерной байесовой классификации.
 $E_0 = 1$ ПэВ, $H = 2$ км

N_p	Параметры	R , м	$\epsilon(p)$	$\epsilon(N)$
8	(D, L)	(50, 100, 150, 200)	0.125	0.031
4	(D, L, W, Conc)	(50)	0.094	0.031
8	(D, L, W, Conc)	(50, 100)	0.063	<0.031
12	(D, L, W, Conc)	(50, 100, 150)	0.031	<0.031
16	(D, L, W, Conc)	(50, 100, 150, 200)	0.031	<0.031

Таблица 3
Ошибки многомерной байесовой классификации.
 $E_0 = 10$ ПэВ, $H = 1$ км

N_p	Параметры	R , м	$\epsilon(p)$	$\epsilon(N)$
2	(D, L)	(50)	0.188	0.188
4	(D, L, W, Conc)	(50)	0.125	<0.063
8	(D, L, W, Conc)	(50, 100)	0.063	<0.063
12	(D, L, W, Conc)	(50, 100, 150)	<0.063	<0.063
16	(D, L, W, Conc)	(50, 100, 150, 200)	<0.063	<0.063

Та же самая зависимость поведения ошибки классификации от количества переменных видна и в табл. 2. Объем обучающей выборки, с помощью которой построена табл. 2, в два раза больше по сравнению с табл. 1. Поэтому в табл. 2 хорошо заметен тот факт, что использование даже восьми величин (D, L) (на четырех расстояниях от оси ливня) оставляет ошибку процедуры классификации заметной.

При повышении энергии от 1 до 10 ПэВ (табл. 3) разделимость ядер не ухудшается. Хорошо известно, что характер развития ШАЛ очень слабо зависит от энергии, так что следует ожидать, что при промежуточных энергиях $1 \text{ ПэВ} < E_0 < 10 \text{ ПэВ}$ свойства классификаторов, основанных на тех же переменных, как и в табл. 1–3, будут близки к описанным выше.

Теперь перейдем к результатам классификации, полученным с помощью параметров, предложенных в настоящей работе, k и η . Рассмотрим случай, когда ширина полосы интегрирования $\delta\theta_y = 1.5^\circ$. На рис. 4, б изображено распределение тех же ливней, как и слева, но по новым переменным (k, η). Для удобства функции $F_x(\theta_x)$ нормировались на «среднюю функцию» для ядер

азота, $\langle F_{xN}(\theta_x) \rangle$, а затем проводились вычисления по формулам (2) и (3).

Видно, что при использовании двух новых параметров разделимость классов первичных протонов и ядер азота существенно улучшается по сравнению со случаем применения (D, L). Таким образом, эффективное разделение ливней, инициированных первичными протонами и ядрами азота, становится возможным при использовании всего двух параметров, которые являются характеристиками продольного профиля углового распределения ЧС ШАЛ — $F_x(\theta_x)$.

Ошибки классификации для новых параметров k и η приведены в табл. 4 (количество параметров в этом случае фиксировано и равно двум). В первой колонке табл. 4 приводится первичная энергия, во второй — высота уровня наблюдения, в третьей — расстояние от оси ливня, следующие восемь величин — параметры в формулах (2) и (3); последние две колонки содержат ошибки классификации. Результаты многомерной классификации с параметрами k и η , вычисленными на нескольких различных расстояниях от оси аналогично тому, как это было сделано ранее при использовании переменных (D, L, W, Conc), а также вопросы, связанные с оптимальным выбором переменных $\theta_{xk1} - \theta_{xk4}$, $\theta_{x\eta1} - \theta_{x\eta4}$, используемых при вычислении k и η , в настоящей работе не обсуждаются.

Результаты, полученные в настоящей работе, соответствуют свойствам углового телескопа с диаметром зеркала 2 м, если абберациями оптической системы и искажениями, вносимыми регистрирующей ЧС электроникой, можно пренебречь. Также было проведено исследование влияния фона ночного неба с интенсивностью $3 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$ и распределением Пуассона на ошибку классификации. Было найдено, что характерная ширина временных ворот, в которую укладывается 90% интеграла по временной развертке импульса в каждой ячейке на расстоянии < 200 м от оси, не превышает 50 нс. Затем методом Монте-Карло вычислялись флуктуации фона в каждой ячейке телескопа за 50 нс, которые добавлялись к полезному сигналу (при этом, как и при моделировании ливней, учитывалась квантовая эффективность фотоприемника). Наконец, проводилась процедура классификации, на вход которой поступали величины, искаженные наличием фона.

Следующие результаты относятся к случаю классификации с 16 параметрами (D, L, W, Conc), взятыми на четырех расстояниях от оси ливня — 50, 100, 150, 200 м. Было установлено, что наличие фона не влияет на результат классификации при энергиях 1 и 10 ПэВ (т. е. ошибка классификации остается постоянной). Это обстоятельство объясняется большой интенсивностью сигнала в центральной части углового распределения по

Таблица 4
Ошибки классификации для параметров k и η и различных первичных энергий и высот уровня наблюдения

E_0 , ПэВ	H , км	R , м	θ_{xk1}	θ_{xk2}	θ_{xk3}	θ_{xk4}	$\theta_{x\eta1}$	$\theta_{x\eta2}$	$\theta_{x\eta3}$	$\theta_{x\eta4}$	$\epsilon(p)$	$\epsilon(N)$
1	1	100	-0.5	1.0	1.5	6.0	-0.5	0.5	0.5	1.5	<0.063	<0.063
1	2	70	-0.5	2.0	3.0	8.0	-0.5	0.5	0.5	1.5	0.094	<0.031
10	1	100	-0.5	0.5	3.0	7.5	1.0	2.0	3.5	4.5	0.125	<0.063

сравнению с фоном. Следует отметить, что отношение сигнала к шуму в угловых телескопах гораздо больше, чем в типичных детекторах черенковских установок, интегральных по углу, так как первый тип детекторов селективен по углу, а фон звездного неба практически изотропен. Помимо этого угловые черенковские телескопы обладают зеркалами значительной площади (несколько квадратных метров), что приводит к дополнительному увеличению отношения сигнала к шуму.

Кроме того, было установлено, что повышение фона в 10 раз (т.е. до уровня $3 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$) увеличивает ошибку классификации на 3–5%. Таким образом, световой фон важен при измерениях в условиях повышенной засветки (например, от Луны), а также для процедуры классификации при более низких энергиях первичной частицы, $\sim 100 \text{ ТэВ}$.

Наконец, была проведена проверка устойчивости вновь разработанных критериев к ошибкам калибровки отдельных пикселей телескопа. Для этого для каждого $\delta = 0.01, 0.03, 0.05$ разыгрывалась выборка из 100 матриц калибровочных коэффициентов пикселей следующим образом: каждому из $80 \times 80 = 6400$ элементов матрицы с равной вероятностью присваивалось значение калибровочного коэффициента $1 + \delta$ или $1 - \delta$. Каждая разыгранная матрица использовалась затем для модификации искусственных образов ливней обоих рассмотренных классов (протонов и ядер азота): содержимое каждого пиксела умножалось на соответствующий калибровочный коэффициент. Модифицированные образы далее классифицировались по критерию, построенному в предположении идеальной калибровки. Затем строилось распределение добавок $\Delta\epsilon(p)$ и $\Delta\epsilon(N)$ к ошибкам классификации $\epsilon(p)$ и $\epsilon(N)$, обусловленных наличием ошибок калибровки пикселей телескопа. Для случая энергии 1 ПэВ и положения уровня наблюдения 2 км средние величины этих добавок составили: $\Delta\epsilon(p) = 8.0\%$ и $\Delta\epsilon(N) = 1.8\%$ при $\delta = 0.05$, $\Delta\epsilon(p) = 3.9\%$ и $\Delta\epsilon(N) = 1.2\%$ при $\delta = 0.03$ и $\Delta\epsilon(p) = 0.5\%$ и $\Delta\epsilon(N) = 0.1\%$ при $\delta = 0.01$.

4. Использование разработанных критериев

Описанные критерии определяются через параметры угловых образов ШАЛ, регистрируемых широкоугольными оптическими телескопами, расположенными на различных расстояниях от оси ливня. В настоящей работе эти расстояния были фиксированными. Известно, однако, что сетка детекторов, интегральных по углу, с шагом $< 100 \text{ м}$, обеспечивает измерение положения оси ливня с ошибкой $\delta R \sim 5 \text{ м}$, так что возможно прямое обобщение методики, примененной в настоящей работе, на случай произвольного положения оси ливня по отношению к детекторам. Для успешного применения критериев разделения групп ядер ПКЛ также требуется, чтобы направление прихода ливня было известно с хорошей точностью: $\delta\theta \sim 0.1^\circ$. Измерение спектров различных групп ядер предполагает также оценку энергии с точностью $\delta E_0 \sim 15\%$. Данные даже нескольких угловых телескопов не позволяют обеспечить нужную точность определения точки падения оси, первичной энергии и направления. Поэтому для реализации пространственно-угловых черенковских критериев отбора по массе первичной частицы кроме

нескольких широкоугольных оптических черенковских телескопов требуется набор быстрых широкоугольных оптических детекторов с чувствительной площадью $\sim 1 \text{ м}^2$ и временным разрешением $\sim 2 \text{ нс}$, формирующий правильную (прямоугольную или шестиугольную) сетку с шагом $\sim 30 \text{ м}$. Размещение в центральной части такой сетки трех-четырех угловых телескопов на расстояниях $\sim 100 \text{ м}$ друг от друга позволит получать достаточно подробные данные о каждом зарегистрированном ливне, чтобы можно было воспользоваться свойствами ПУР ЧС для анализа массового состава ПКЛ. Достаточно плотная сеть интегральных по углу детекторов позволит, кроме определения точки падения оси, первичной энергии и направления прихода ливня, провести измерение поперечного распределения ЧС, также чувствительного к массе первичного ядра [13–15].

Заключение

На основании полного статистического моделирования пространственно-углового распределения черенковского света широких атмосферных ливней (ПУР ЧС ШАЛ) построено два семейства критериев разделения ливней, инициированных протонами и ядрами азота первичного космического излучения (ПКЛ) с энергией 1–10 ПэВ. Критерии построены с помощью метода многомерной байесовой классификации в предположении о многомерном нормальном распределении признаков. Показано, что ошибки классификации этих групп первичных ядер составляют несколько процентов ($\approx 3\%$ в случае высоты уровня наблюдения 2 км и первичной энергии 1 ПэВ). Наряду с критериями, основанными на величинах (D, L, W, Conc) (см. Введение), предложены новые параметры k и η , которые позволяют существенно повысить разделимость классов первичных ядер и упростить процедуру классификации. Переменные k и η имеют физический смысл асимметрии и «крутизны» продольного профиля углового распределения ЧС ШАЛ.

Построенные критерии могут быть полезны при исследовании массового состава первичных космических лучей в указанном интервале энергий, где наблюдается излом в спектре ПКЛ. По-видимому, рассмотренная методика может успешно применяться как при более низких ($< 1 \text{ ПэВ}$, в случае увеличения площади зеркала телескопа), так и при более высоких энергиях ($> 10 \text{ ПэВ}$, в случае увеличения эффективного геометрического фактора установки путем расширения площади, занимаемой установкой и/или телесного угла, обозреваемого матрицей ФЭУ в фокальной поверхности зеркала телескопа).

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям, госконтракт № 02.740.11.5092, и Программы поддержки ведущих научных школ (грант НШ-959.2008.2).

Список литературы

1. Tsunetsada Y., Kakimoto F., Furuhashi F. et al. (BASJE Collaboration) // Proc. 30th ICRC. 2008. Merida. **4**. P. 127.
2. Antoni T., Apel W.D., Badea A.F. et al. (KASCADE Collaboration) // Astropart. Phys. 2005. **24**. P. 1.

3. Aglietta M., Alessandro B., Antonioli P. et al. (EAS-TOP Collaboration) // *Astropart. Phys.* 2004. **21**. P. 583.
4. Fowler J.W., Fortson L.F., Jui C.C.H. et al. // *Astropart. Phys.* 2001. **15**. P. 49.
5. Arqueros F., Barrio J.A., Bernlohr K. et al. (HEGRA Collaboration) // *Astron. Astrophys.* 2000. **359**. P. 682.
6. Chernov D.V., Korosteleva E.E., Kuzmichev L.A. et al. (Tunka Collaboration) // *Int. J. Mod. Phys. A*. 2005. **20**. P. 6799.
7. Weekes T.C., Cawley M.F., Fegan D.J. et al. // *Astrophys. J.* 1989. **342**. P. 379.
8. Puhlhofer G., Bolz O., Gotting N. et al. (HEGRA Collaboration) // *Astropart. Phys.* 2003. **20**. P. 267.
9. Hinton J.A. // *New Astron. Rev.* 2004. **48**. P. 331.
10. Ferenc D. for the MAGIC Collaboration // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*. 2005. **553**. P. 274.
11. Plyasheshnikov A.V., Konopelko A.K., Aharonian F.A. et al. // *J. Phys. G*. 1998. **24**. P. 653.
12. Aharonian F.A., Bugayov V.V., Kettler J. et al. // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*. 2003. **201**. P. 217.
13. Anokhina A.M., Antonov R.A., Bonvech E.A. et al. // *Proc. 30th ICRC*. 2008. Merida. **5**. P. 945.
14. Anokhina A.M., Antonov R.A., Bonvech E.A. et al. // *Bull. of the Lebedev Physics Institute*. 2009. **36**. P. 146.
15. Antonov A.M., Anokhina A.M., Bonvech E.A. et al. // *Proc. 31th ICRC*. 2009. Lodz. id. 434.
16. Heck D., Knapp J., Capdevielle J.N. et al. Forschungszentrum Karlsruhe Report. FZKA 6019. 1998.
17. Ostapchenko S. // *Nucl. Phys. Proc. Suppl. B*. 2006. **151**. P. 143.
18. Fesefeldt H.C. Technical Report No. PITHA 85-02 RWTH. 1985.
19. Theodoridis S., Koutroumbas K. Pattern Recognition. San Diego, 2003.

On the sensitivity of the lateral-angular distribution of extensive air shower's Cherenkov light to the mass composition of the primary cosmic rays with energy $10^{15} - 10^{16}$ eV

V. I. Galkin^{1,2,a}, T. A. Dzhatdov^{1,2,b}

¹Department of Space Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (MSU SINP), M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^av_i_galkin@rambler.ru, ^btimur1606@rambler.ru.

The possibility to separate distinct groups of nuclei of the primary cosmic rays with energy $10^{15} - 10^{16}$ эВ on the basis of the lateral-angular Cherenkov light distribution is discussed. It is shown that, using an array composed of several (3–4) telescopes with moderate size of the angular cell, $\sim 0.5^\circ$, situated at the distance of ~ 100 m, it is possible to perform an almost full separation of the showers initiated by these nuclei (Bayesian classification error is about several percents for the case of proton and nitrogen primaries). The new parameters of the angular Cherenkov image are proposed which are capable to enhance the separability of the shower's classes relative to the approach based on the traditional parameters.

Keywords: primary cosmic rays (PCR), mass composition, extensive air showers (EAS).

PACS: 96.50.sd.

Received 15 January 2010.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2010).

Сведения об авторах

1. Галкин Владимир Игоревич — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. лабораторией; тел.: (495) 939-24-37, e-mail: v_i_galkin@rambler.ru.
2. Джатдоев Тимур Ахматович — аспирант; тел.: (495) 939-24-37, e-mail: timur1606@rambler.ru.