

Журенков О. В., Пляшешников А. В.

Применение пространственно-временного распределения черенковских фотонов ШАЛ, инициированных первичными ядрами в диапазоне энергии 1–20 ТэВ, в изучении массового состава ПКИ

Методом Монте-Карло исследуются пространственно-временные распределения черенковского света ШАЛ, инициированные первичными протонами, α -частицами и ядрами **М**, **Н**, **VH** групп в области энергии $1 \div 20$ ТэВ / ядро.

Обнаружены существенные различия в форме временных импульсов между ядрами групп **М**, **Н**, **VH** и p . На основе этих различий получено хорошее отделение первичных ядер от протонов: для ядер **М**-группы подавление p -событий с энергией 1 TeV достигает $I_M/I_p \sim 200$, а для событий **Н** и **VH** групп получено полное подавление p -событий. Для α -частиц возможно лишь небольшое (~ 100) подавление протонов по форме временного импульса.

Введение

В астрофизике сверхвысокой энергии большую роль играют экспериментальные установки наземного базирования. Это такие действующие проекты, как Whipple [1], HEGRA [2–4], CANGAROO [5,6], CAT [7,8], PACT [9], CASA [10], Tibet AS γ [11], TUNKA-13 [12, 13], EAS-TOP [14,15], THEMISTOCLE [16], SHALON-ALATOO [17], CLUE [18], GASP [19] и др. (см., напр. [20,21]), а также новые проекты: HESS [22], MAGIC [23], VERITAS [24]. Такие установки, как правило, включают в себя атмосферные черенковские телескопы, регистрирующие черенковское излучение широкого атмосферного ливня (ШАЛ), образованного первичной частицей сверхвысокой энергии, вошедшей в атмосферу Земли.

Перед экспериментаторами стоит задача, по зарегистрированной информации определить параметры первичной частицы, такие как, тип, энергия, направление прихода и др. Для этого можно использовать пространственное (см., например [16,17,25–27]), временное ([28,29]) распределение черенковского света, а также двумерный образ ШАЛ (для имиджинговых атмосферных черенковских телескопов) ([30–38]).

Эта область экспериментальной астрофизики сравнительно молодая, первые исследования черенковского излучения ШАЛ были начаты в 1957 г. группой под руководством А.Е. Чудакова [39], поэтому, вышеперечисленные распределения ещё мало изучены, а полученные теоретические результаты ещё не нашли широкого применения в действующих экспериментах.

Впервые к пространственно-временному распределению черенковского излучения ШАЛ обратились Г.Б. Христиансен и Ю.А. Фомин в 1971 г., тогда ими был предложен метод изучения продольного развития ШАЛ по форме импульса на больших расстояниях от оси ливня [40]. Позже этот метод был реализован на некоторых установках, благодаря разработке быстродействующей аппаратуры для регистрации черенковского излучения ШАЛ.

В работе [41], наряду с другими распределениями, исследовано пространственно-временное распределение черенковского излучения ШАЛ для первичных γ -квантов и протонов.

Одна из актуальных задач астрофизики высоких энергий, это определение химического состава космических лучей. В энергетическом диапазоне $1 \div 100$ Тэв / ядро эта проблема мало изучена, т. к. для наземных экспериментальных установок, регистрирующих каскадные частицы (мюоны, электроны, адроны), эта область недоступна, а баллонные и спутниковые эксперименты (например, JACEE [42,43] или СОКОЛ [44,45]), из-за малой эффективной площади регистрации не могут обеспечить надёжную статистику.

Для системы атмосферных черенковских телескопов данную задачу можно сформулировать, как классификация ШАЛ по типу первичной частицы (по атомному весу или заряду). В связи с этим имеет место проблема идентификации α -частиц, средних ядер (группа **М**, типичный представитель — O), тяжёлых (группа **Н** — Si) и сверхтяжёлых (группа **VH** — Fe) на фоне протонов.

В нашей работе рассматриваются первичные протоны, а также α -частицы, ядра O, Si и Fe. В первом разделе коротко описана программа моделирования ШАЛ, параметры предполагаемой экспериментальной установки. Во втором разделе анализируются нормированные временные распределения черенковского излучения ШАЛ и их флуктуации, а также изучен вопрос идентификации типа первичной частицы. В третьем разделе рассмотрены параметры формы фронта черенковского излучения ШАЛ и показана возможность эффективного определения типа первичной частицы.

1. Метод расчёта

Для проведения расчётов был использован метод Монте-Карло. К достоинствам этого метода можно отнести возможность точного учёта процессов взаимодействия частиц с веществом; корректный учёт пространственно-временной структуры (ШАЛ) и флуктуаций каскадного процесса; возможность учета неоднородности атмосферы, а также учёт особенностей регистрации черенковских фотонов детекторами конкретной экспериментальной установки.

Недостатком метода Монте-Карло является быстрый рост трудоёмкости вычислений с увеличением энергии первичной частицы. Однако, с развитием вычислительной техники этот недостаток становится всё менее и менее существенным для моделирования астрофизического эксперимента сверхвысокой энергии.

Так, энергия ШАЛ, эффективно регистрируемых атмосферными черенковскими гамма-телескопами составляет $0,1 \div 30$ ТэВ, а пороговая энергия испускания черенковских фотонов заряженными частицами сравнительно высока (≈ 20 МэВ для электронов и ≈ 4 ГэВ для мюонов на уровне моря). К тому-же, если первичная частица не является γ -квантом, то доля энергии, переданной в электромагнитную компоненту сокращается с ростом массы частицы, вместе с этим сокращается и время расчёта ШАЛ. Поэтому время, необходимое для моделирования черенковского света ШАЛ, образованного первичным ядром сверхвысокой энергии, не является слишком большим.

В нашей работе все расчёты проводились на ЭВМ RS-6000 с быстродействием 22 мегафлопс. “Чистое” время моделирования методом Монте-Карло ШАЛ от разных первичных частиц представлено в таблице 1.

Подробно алгоритмы вычислительной программы, используемой нами для моделирова-

ния развития ШАЛ, инициированных первичными ядрами, описаны в работе [46]. За последние годы эта программа была доработана, однако алгоритмы её работы существенных изменений не претерпели. В программе учитываются все основные элементарные процессы взаимодействия электромагнитных частиц с веществом: тормозное излучение; ионизационные потери энергии и кулоновское рассеяние для электронов и позитронов; образование электрон-позитронных пар; комптоновское рассеяние и фотоэлектрическое поглощение для фотонов; ослабление потока черенковских фотонов за счёт процесса релеевского рассеяния и за счёт поглощения фотонов на молекулах озона и аэрозолей (вклад рассеянных фотонов при этом не учитывается).

Таблица 1

Процессорное время, затрачиваемое на моделирование ШАЛ от первичной частицы разного типа с разными энергиями

E, ТэВ	t, с					
	γ	p	α	O	Si	Fe
1	22,2	12,8	7,3	7,6	7,5	7,3
5	107,3	63,9	45,2	43,8	38,6	37,3
10	217,7	137,3	104,9	89,6	100,7	80,6
15	323,6	187,2	172,7	131,6	118,7	110,7
20	433,4	341,2	208,9	162,6	162,2	148,7

В качестве модели адронного взаимодействия использовалась модель радиального скейлинга (см. [46]). При моделировании переноса заряженных каскадных частиц в атмосфере использовались наиболее точные распределения из имеющихся в литературе аналитической теории многократного рассеяния (обзор этих распределений дан в работе [47]). Сечения взаимодействия черенковских фотонов с веществом рассчитывались по данным работы [48].

Уровень наблюдения был выбран 800 г/см^2 . При моделировании ШАЛ положение оси ливня мы не разыгрывали, поэтому расположение телескопов было выбрано линейное: 11 телескопов с одинаковым интервалом 25 м. Радиус зеркала каждого телескопа 5 м, соответственно площадь зеркала составляет $79,54 \text{ м}^2$. За счёт такой большой площади мы имеем большую статистику (количество зарегистрированных черенковских фотонов) для одного события. При этом неиз-

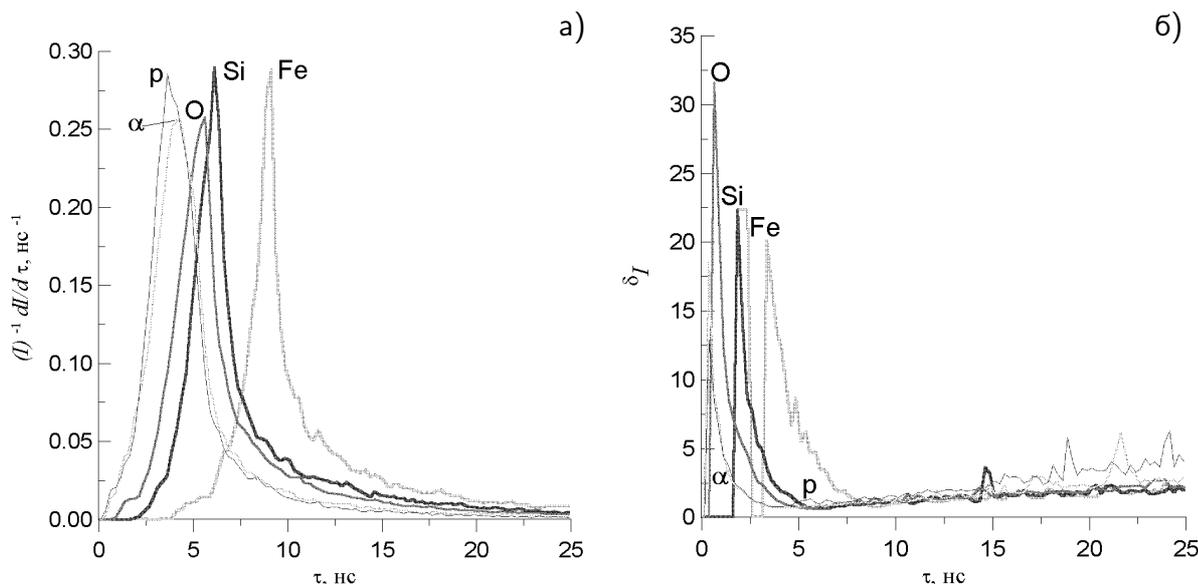


Рис. 1. Усреднённые нормированные временные распределения а) и флуктуации нормированного временного распределения б) черенковских фотонов ШАЛ, инициированных первичными протонами α -частицами и ядрами O, Si, Fe на расстоянии 50 м от оси ливня

бежно получается большой разброс во времени прихода черенковских фотонов.

В действительности есть несколько практических решений этой проблемы: можно взять не одно сплошное зеркало а систему зеркал, в фокусе каждого из них устанавливается ФЭУ (см., напр. [19,21]); можно использовать имиджинговый телескоп [32,49,50] или смешанную технологию [15].

В работе проводилось моделирование только вертикальных ливней в диапазоне энергий $1 \div 15$ ТэВ. Уровень испускания первичных частиц — 1 г/см^2 . Порог прослеживания электронов — 20 МэВ, порог прослеживания γ -квантов — 20 МэВ, порог прослеживания мюонов — 4 ГэВ, порог для средних ионизационных потерь — 5 МэВ, порог для средних потерь на тормозное излучение — 0,5 МэВ.

Плотность на уровне моря взята $0,00122 \text{ г/см}^3$. Высотная зависимость плотности воздуха определялась в соответствии с моделью стандартной атмосферы [48]. Данные для показателя преломления воздуха, необходимого для расчёта среднего числа черенковских фотонов, испущенных на единице длины пути заряженной частицы, а также для определения угла вылета черенковских фотонов, были взяты из работы [51].

Энергии первичных частиц выбирались с таким учётом, чтобы полное количество черенковских фотонов от одного события, в среднем, было одинаково.

2. Нормированные временные распределения

При изучении пространственно-временной структуры черенковского излучения ШАЛ, в первую очередь рассматриваются усреднённые по реализациям каскадного процесса временные распределения числа черенковских фотонов в фиксированной точке наблюдения, другими словами, — временной срез двумерного (пространственно-временного) распределения.

Для этого каждым детектором, отстоящим на определённом расстоянии от оси ливня, фиксируется время прихода черенковских фотонов τ для каждого ШАЛ и строится нормированное временное распределение $I(\tau)$: $\int_0^{\text{inf}} I(\tau) d\tau = 1$. В действительности строится дискретное распределение:

$$I_i, \quad \sum_{i=1}^{i=N_\tau} I_i = 1,$$

где N_τ — количество ячеек по τ . Из нормированных временных распределений строится усреднённое нормированное распределение по нескольким реализациям:

$$\bar{I}_i = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{k=N} I_{ik},$$

где N — количество событий.

На рисунке 1а представлена усреднённая форма импульса черенковского излучения ШАЛ,

Вклад различных групп ядер в общий поток ПКИ в области энергий ~ 1 ТэВ/ядро

Группа ядер	P	α	M	H	VH
Средний атомный номер, A	1	4	16	28	56
Химический символ	H	He	O	Si	Fe
Процент в общем потоке	38	18	15	20	9

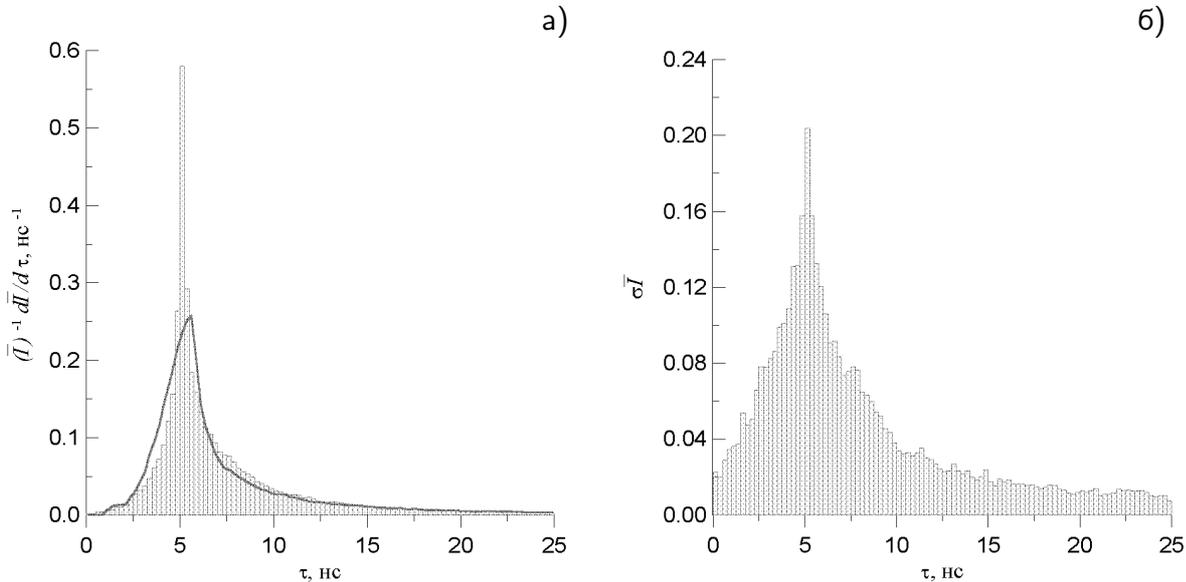


Рис. 2. Смещённое \bar{I} (гистограмма) и несмещённое нормированные временные распределения черенковских фотонов ШАЛ, инициированных первичными ядрами O — а) и среднее квадратичное отклонение σI — б) на расстоянии 50 м от оси ливня

инициированного первичным протоном а также ядрами гелия, кислорода, кремния и железа. Для построения гистограмм использовалось $N = 1000$, $N_\tau = 100$, ширина ячейки $\Delta\tau = 0,25$ нс. Следует заметить, что здесь и далее время прихода черенковских фотонов τ отсчитывается с момента прихода на уровень наблюдения ультрарелятивистских электронов ШАЛ.

Как видно из рисунка, нормированные временные распределения для разных групп ядер имеют отличия в форме временного импульса, а именно: с ростом массового числа временной импульс смещается в сторону б'ольших времён а полуширина импульса уменьшается. Меньше всего отличаются временные импульсы для протонов и α -частиц.

Усреднённые формы импульса не дают полной картины каскадных процессов ШАЛ. Некоторую ясность могут внести сведения о флуктуациях формы импульса черенковского излучения ШАЛ. Флуктуации представлены на рисунке 16.

Как видно, во флуктуациях нормированного временного распределения, отличия менее суще-

ственны, а для протонов и α -частиц флуктуации практически совпадают. Так, для ядер O, Si, Fe в области нарастания импульса, флуктуации несколько больше, чем для p и He. Минимум флуктуаций во всех случаях, как и следовало ожидать, приходится на время прихода максимального числа фотонов, однако, для протона эта величина несколько выше. Также можно отметить, что для первичного протона область $\Delta\tau$, где флуктуации $\delta I < 1$ несколько уже, чем для других ядер.

Из сказанного выше можно сделать вывод, что нормированные временные распределения черенковского излучения ШАЛ, инициированных первичными ядрами O, Si и Fe отличаются от нормированного временного распределения черенковского излучения ШАЛ, инициированных первичными протонами не только формой, но и меньшими флуктуациями в области максимума временного распределения.

Для оценки эффективности методики разделения ливней, инициированных различными ядрами, необходимы данные о массовом составе ПКИ

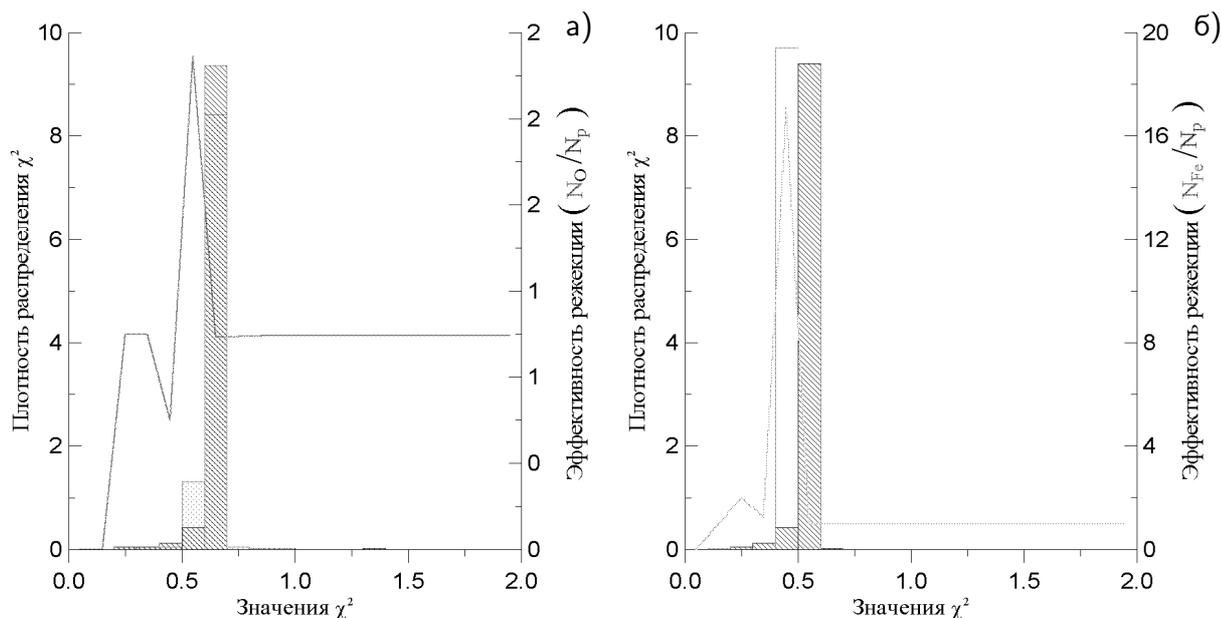


Рис. 3. Плотность распределения вероятностей для значений χ^2 и эффективность режекции ШАЛ от протона $E = 1$ ТэВ а) — для ШАЛ от ядра кислорода $E = 3$ ТэВ ; б) — для ШАЛ от ядра железа $E = 5$ ТэВ, на расстоянии 50 м от оси ливня.

▨ — значения χ^2 для событий, инициированных протоном, ▩ — значения χ^2 для событий, инициированных ядрами О и Fe, соответственно, — — эффективность режекции

и энергетических спектрах его отдельных компонент в интересующем нас диапазоне первичных энергий ($1 \div 100$ ТэВ). Мы используем для этой цели экстраполяцию в область более высоких энергий результатов спутниковых и баллонных экспериментов. В частности, для полного энергетического спектра частиц ПККИ мы используем следующую формулу [53]:

$$dF_{CR}/dE = 0,25 \cdot E^{-2,7} (c \cdot \text{ср} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{ТэВ})^{-1}. \quad (1)$$

Мы полагаем, для простоты анализа, что все группы ядер имеют энергетический спектр, подобный по форме спектру (1). При таком подходе вклад отдельных групп ядер в общий поток ПККИ не зависит от энергии. Он представлен в таблице 2.

Основываясь на предварительном анализе нормированных временных распределений и их флуктуаций, можно предположить, что идентификация α -частиц не может быть эффективной, тогда как для групп **М**, **Н** и **ВН** представляется вполне реальной.

Мы провели необходимые исследования, для изучения возможности идентификации ШАЛ разных групп ядер по форме временного импульса, используя критерий статистического согласия χ^2 . Расчёты проводились по следующей методике:

1. Рассчитывается смещённое нормированное распределение черенковских фотонов для разных расстояний от оси ливня (от 0 до 250 м с шагом 25 м) для ядра (He, O, Si, Fe). Смещение осуществляется вдоль временной оси для совпадения максимумов временных импульсов случайных реализаций со средним временем прихода максимального числа фотонов $\bar{\tau}_{max}$ ¹. Время τ_{max} выбрано для того чтобы уменьшить влияние флуктуаций (см. рис. 16).

Ширина ячеек гистограммы выбрана 0,25 нс., количество ячеек — 100. Таким образом были получены усреднённые по каскадным реализациям значения высоты ступенек гистограмм \bar{I}_i и их среднеквадратичные отклонения $\sigma I_i, 1 \leq i \leq 100$, (рис. 2).

2. Каждый импульс, полученный для единичной реализации, тоже смещается так-же, как описано выше. Затем для каждого импульса рассчитывался критерий статисти-

¹При таком времени достигаются наименьшие потери при смещении, т. к. для тех событий, чьё $\tau_{max} > \bar{\tau}_{max}$, фотоны в первых ячейках гистограммы при сдвиге попадут в отрицательную область ячеек, т. е. черенковские фотоны ШАЛ с малым временем прихода не будут учтены, так же не учитываются фотоны в последних ячейках для $\tau_{max} < \bar{\tau}_{max}$.

Таблица 3

Наиболее эффективное подавление первичных протонов по форме временного импульса черенковского света ШАЛ, образованных ядрами разных групп

Расстояние до оси, м	χ_0^2	η	I	χ_0^2	η	I
$E_p = 1 \text{ ТэВ}$						
	He			O		
0 ÷ 5	0,6	3,6406	0,466	0,6	6,3896	0,984
20 ÷ 30	2,1	1,0020	1,000	0,6	8,9636	0,986
45 ÷ 55	9,9	1,0020	1,000	—	1,0000	1,000
70 ÷ 80	0,7	1,7623	0,430	—	1,0000	1,000
95 ÷ 105	—	1,0000	1,000	—	1,0000	1,000
120 ÷ 130	0,7	4,3256	0,372	—	1,0000	1,000
145 ÷ 155	0,8	1,0101	1,000	0,6	8,4898	0,832
170 ÷ 180	0,7	2,6828	0,998	0,6	1,1486	0,974
195 ÷ 205	0,8	1,0040	0,998	—	1,0000	1,000
220 ÷ 230	4,1	1,0020	1,000	0,5	1,3562	0,594
	Si			Fe		
0 ÷ 5	0,6	14,2812	0,914	0,5	12,8684	0,978
20 ÷ 30	—	1,0000	1,000	0,8	1,0020	0,998
45 ÷ 55	—	1,0000	1,000	0,5	17,0690	0,990
70 ÷ 80	—	1,0000	1,000	2,4	1,0000	0,998
95 ÷ 105	—	1,0000	1,000	—	1,0000	1,000
120 ÷ 130	—	1,0000	1,000	0,6	1,1871	0,990
145 ÷ 155	—	1,0000	1,000	0,5	12,4474	0,946
170 ÷ 180	0,8	1,0020	0,994	0,5	18,2400	0,912
195 ÷ 205	0,6	3,1194	0,836	0,5	3,1104	0,958
220 ÷ 230	0,5	6,5833	0,316	0,4	7,6393	0,932
$E_p = 5 \text{ ТэВ}$						
	He			O		
0 ÷ 5	0,6	1,0559	0,302	—	1,0000	1,000
20 ÷ 30	0,8	1,0866	0,778	0,7	1,0380	0,546
45 ÷ 55	0,8	1,0937	0,724	9,9	1,0020	1,000
70 ÷ 80	0,9	1,0355	0,934	—	1,0000	1,000
95 ÷ 105	0,9	1,1083	0,880	0,9	1,2006	0,802
120 ÷ 130	1,0	1,0205	0,994	0,9	1,1234	0,528
145 ÷ 155	0,8	1,0444	0,282	0,8	1,7059	0,290
170 ÷ 180	0,8	1,1538	0,360	0,7	2,2881	0,270
195 ÷ 205	0,8	1,2515	0,856	0,7	2,5441	0,346
220 ÷ 230	0,6	1,6505	0,340	0,6	2,2687	0,304
	Si			Fe		
0 ÷ 5	—	1,0000	1,000	—	1,0000	1,000
20 ÷ 30	—	1,0000	1,000	—	1,0000	1,000
45 ÷ 55	—	1,0000	1,000	1,2	1,2782	0,928
70 ÷ 80	—	1,0000	1,000	1,3	1,0963	0,774
95 ÷ 105	1,1	1,1274	0,478	1,4	1,1475	0,856
120 ÷ 130	1,2	1,2099	0,784	1,4	1,3026	0,904
145 ÷ 155	1,0	1,6977	0,292	1,2	2,0658	0,314
170 ÷ 180	0,9	2,3091	0,254	1,2	2,8966	0,336
195 ÷ 205	0,9	2,3500	0,376	1,1	2,5938	0,332
220 ÷ 230	0,7	3,6667	0,286	0,9	7,0556	0,254

ческого согласия :

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^N \frac{(I_i - \bar{I}_i)^2}{(\sigma I_i)^2} \times \alpha_i,$$

где $\alpha_i = 0$, если $\bar{I}_i = 0$ или $I_i = 0$, в остальных случаях $\alpha_i = 1$, а n — количество ненулевых слагаемых в сумме.

3. По χ^2 строится распределение : количество ячеек — 100, ширина ячеек гистограммы — 0,1. На рисунке 3, для примера, представлены полученные распределения для полезных (иницированных первичными ядрами) и фоновых (иницированных первичными протонами) событий.
4. Выбирается параметр χ_0^2 для осуществления отбора событий, для которых $\chi^2 < \chi_0^2$. В качестве χ_0^2 выбирается такое число χ^2 , которое соответствует максимуму подавления фоновых событий, т. е. максимуму отношения $\eta_i = \frac{I_i}{I_{pi}}$, где I_{pi} — относительный поток для ШАЛ, прошедших отбор $\chi^2 < \chi_i^2$. На рисунке 3 показаны кривые, соответствующие фактору подавления η .

Мы провели исследования для первичных протонов энергий 1 и 5 ТэВ. Смещённые нормированные распределения были построены на основе 1000 событий. При построении распределения вероятностей для χ^2 была набрана такая же статистика, причём для этого были использованы независимые от предыдущих события.

Окончательные результаты проведённых исследований представлены в таблице 3. Как видно, эффективность такой режекции невысокая и, к тому же, неустойчивая, — в некоторых случаях режекция полностью отсутствует (возможно, из-за недостаточной статистики). А с ростом энергии, события уже практически не разделяются, даже для далёких (по массе) ядер.

В работе [41] была продемонстрирована хорошая эффективность режекции по аналогичной методике для ШАЛ, инициированных γ -квантами сверхвысокой энергии. Высокая эффективность отбора авторами объясняется значительно низкими флуктуациями смещённого нормированного распределения для гамма-событий: $\sigma I_{\gamma i} \ll \sigma I_{pi}$. В нашем случае флуктуации черенковского излучения ШАЛ, инициированных ядрами ненамного меньше флуктуаций черенковского излучения ШАЛ, инициированных протонами, как это видно из рис. 16.

Таким образом, классификация ливней по типу первичной частицы, с целью определения химического состава космических лучей, по форме

временного импульса представляется нам весьма затруднительной и малоэффективной.

3. Параметры нормированного временного распределения

Наряду с формой импульса представляют интерес и параметры нормированного временного распределения, — средние значения и среднеквадратичные отклонения случайной реализации. На рис. 4 схематично изображена форма временного импульса и показаны основные параметры временного распределения : τ_d — время задержки, τ_{max} — время прихода максимального количества фотонов, τ_{10} — время прихода 10% фотонов, τ_{50} — время прихода 50% фотонов, τ_{90} — время прихода 90% фотонов, $\tau_{1/2}$ — время, соответствующее полуширине фронта, τ_r — время нарастания фронта, τ_i — время спада фронта.

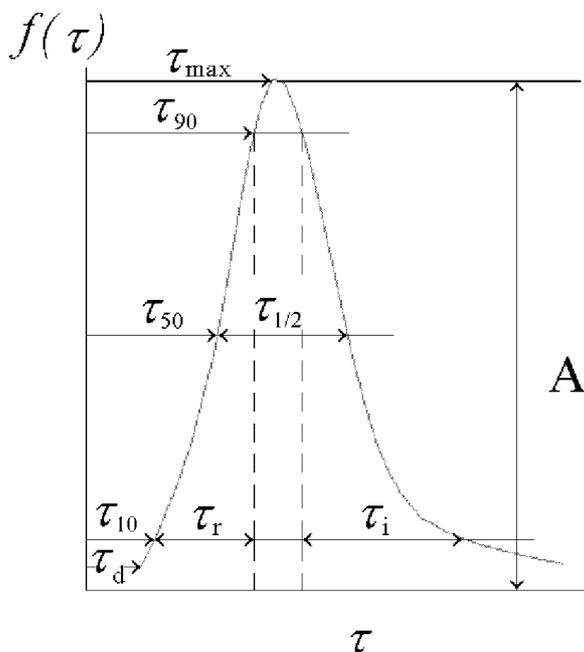


Рис. 4. Параметры нормированного временного распределения черенковских фотонов ШАЛ

В предыдущем разделе мы рассмотрели временные распределения черенковских фотонов ШАЛ в фиксированной точке r от оси ливня. Теперь рассмотрим пространственный срез, т. н. фронт пространственно-временного распределения. Для этого надо выбрать какую-либо фиксированную точку временного импульса (выбрать плоскость сечения) и построить функцию $F(r) = c\tau(r)$, где c — скорость распространения

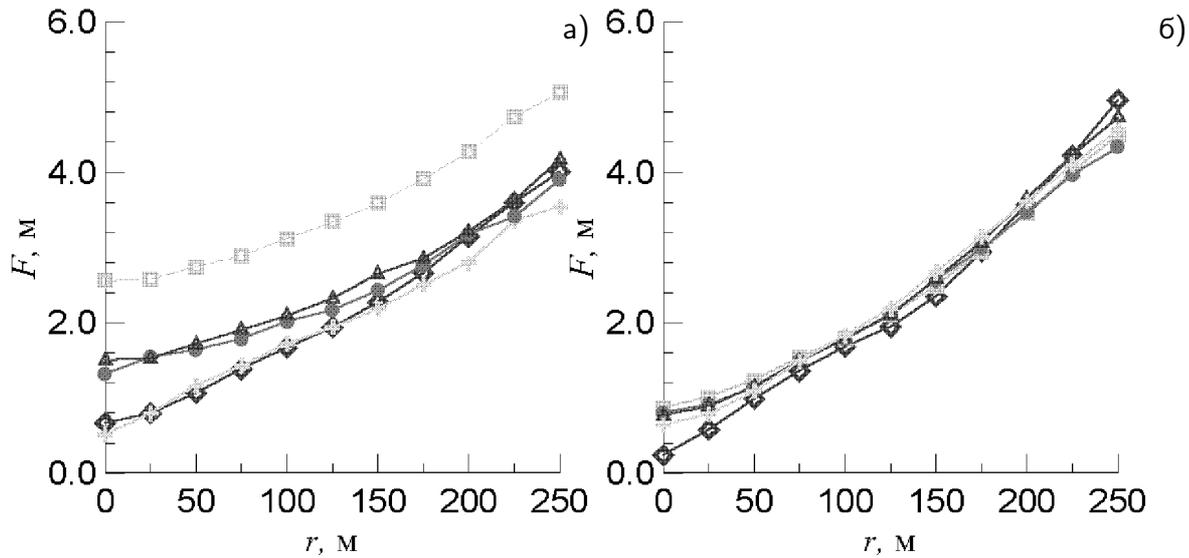


Рис. 5. Форма фронта (построенная по параметру τ_{max}) черенковских фотонов ШАЛ;
 а) инициированных первичными \diamond — протонами ($E = 1$ ТэВ), $+$ — α -частицами ($E = 2$ ТэВ) и ядрами \bullet — кислорода ($E = 3$ ТэВ), Δ — кремния ($E = 4$ ТэВ) и \square — железа ($E = 5$ ТэВ);
 б) инициированных первичными \diamond — протонами ($E = 5$ ТэВ), $+$ — α -частицами ($E = 6$ ТэВ) и ядрами \bullet — кислорода ($E = 10$ ТэВ), Δ — кремния ($E = 15$ ТэВ) и \square — железа ($E = 20$ ТэВ)

черенковских фотонов. За такую точку логично взять один из вышеперечисленных параметров.

На рис. 5, в качестве примера представлена форма фронта $F(r)$, построенная по параметру временного распределения τ_{max} для разных энергий, а на рис. 6, — соответствующие среднеквадратичные отклонения $\sigma F(r) = c\sigma\tau(r)$. Для построения этих кривых использовалась та же статистика, — 1000 событий.

На представленных диаграммах видно, что форма фронта черенковского света ШАЛ для параметра τ_{max} для первичных ядер Fe, Si и O, существенно отличаются от аналогичных форм фронта для протонов и α -частиц для низких энергий, а среднеквадратичные отклонения приблизительно одинаковы, но относительно формы фронта — низкие. Что касается других параметров, то линии фронта черенковского света ШАЛ полезных событий, построенные по параметрам τ_d , τ_{max} , τ_{10} , τ_{50} и τ_{90} имеют более пологий (а для параметра τ_r — более крутой) вид по сравнению с соответствующими линиями фронта черенковского света ШАЛ фоновых событий. Это означает, что данные параметры полезных событий изменяются с расстоянием медленнее (τ_r — быстрее), чем для фоновых, причём, параметры τ_{max} , τ_{10} , τ_{50} и τ_{90} для O, Si и Fe всегда больше соответствующих параметров для протонов вплоть до ~ 150 м от оси ливня. Для параметра τ_r линии фронта полезных и фоновых событий не пересекаются вообще, однако, сред-

неквадратичные отклонения в этом случае, — наибольшие.

Что касается флуктуаций, то здесь можно отметить два момента: во первых, среднеквадратичные отклонения формы фронта черенковского света ШАЛ, инициированных ядрами O и Ne несколько меньше, чем для других событий; во вторых, для некоторых параметров (τ_{max} , τ_{50} , τ_{90} , $\tau_{1/2}$, τ_r) в области $\sim 50 \div 150$ м у среднеквадратичных отклонений наблюдается устойчивый минимум.

Мы построили, также, формы фронта черенковского света ШАЛ и их среднеквадратичные отклонения для первичных частиц более высоких энергий (рис. 5б–6б), используя такое же число событий.

Линии фронта стали более гладкими, т. к. количество черенковских фотонов с увеличением энергии сильно возросло. Сам характер кривых практически не изменился, но, если для низких энергий для параметров τ_{max} , τ_{10} , τ_{50} , τ_{90} и $\tau_{1/2}$ основные отличия были в области $0 \div 150$ м, то с ростом энергии, для параметров τ_{10} , $\tau_{1/2}$ и τ_r , они переместились в область $\geq 100 \div 150$ м, где среднеквадратичные отклонения значительно больше, а для параметров τ_{max} , τ_{10} , τ_{50} , τ_{90} и $\tau_{1/2}$, — к оси ливня, где σF тоже возрастает. Только по параметру τ_d все ядра отделяются от p на всём протяжении r .

Среднеквадратичные отклонения по прежнему имеют минимум в той же области для перечи-

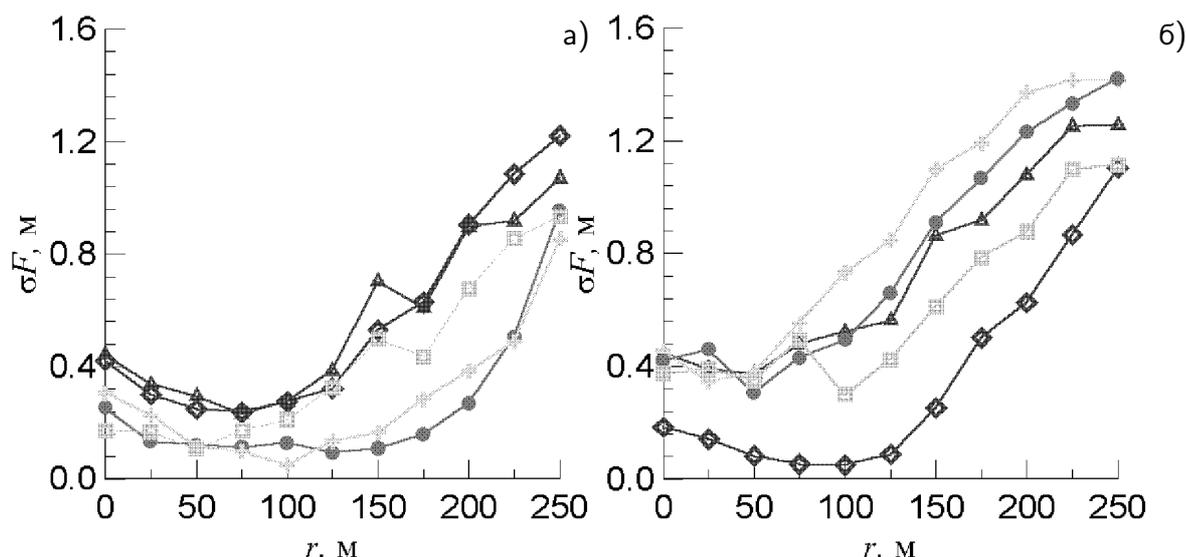


Рис. 6. Среднеквадратичные отклонения формы фронта (для параметра τ_{max}) черенковских фотонов ШАЛ;

а) инициированных первичными \diamond — протонами ($E = 1$ ТэВ), $+$ — α -частицами ($E = 2$ ТэВ) и ядрами \bullet — кислорода ($E = 3$ ТэВ), Δ — кремния ($E = 4$ ТэВ) и \square — железа ($E = 5$ ТэВ);
 б) инициированных первичными \diamond — протонами ($E = 5$ ТэВ), $+$ — α -частицами ($E = 6$ ТэВ) и ядрами \bullet — кислорода ($E = 10$ ТэВ), Δ — кремния ($E = 15$ ТэВ) и \square — железа ($E = 20$ ТэВ)

сленных выше параметров, но для О и Не среднеквадратичные отклонения уже не отличаются от других событий. Зато для всех параметров σF_p всегда ниже, чем для других ядер.

На основе предварительного анализа можно предположить хорошую возможность классификации ШАЛ по типу первичной частицы для низких энергий ($E_p = 1$ ТэВ), используя форму фронта временного импульса. Для режекции мы также применили метод χ^2 , в данном случае

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(\tau_i - \bar{\tau}_i)^2}{(\sigma\tau_i)^2},$$

где τ — параметр временного импульса единичной реализации, $\bar{\tau}$ — параметр усреднённого временного импульса, $\sigma\tau$ — среднеквадратичное отклонение для параметра $\bar{\tau}$, а N — количество параметров, измеренных на различных расстояниях от оси ливня.

Мы провели расчёты для 8-ми параметров в одиннадцати точках (от 0 до 250 м с шагом 25 м), статистика — 500 событий. На рисунке 7 выборочно представлены полученные распределения χ^2 для полезных и фоновых событий и эффективность режекции первичных протонов. Здесь эффективность, как и ранее определяется $\eta = \frac{I}{I_p}$. Все результаты приведены в таблице 4.

Как видно из таблицы 4, идентификация первичной частицы низких энергий по форме фрон-

та временного импульса возможна по многим параметрам, однако, с возрастанием энергии эффективность падает из-за смещений различий форм фронта непосредственно к оси и в более удалённые от оси ливня расстояния.

Следует отметить, что для сверхтяжёлых ядер возможно полное отделение от фоновых событий по некоторым параметрам, несмотря на то что $\eta < \eta_{max}$ ². Так, например η_{Fe} для параметров τ_{max} и τ_{90} отличны от максимально возможного значения, но если выбрать $\chi_0^2 = 3,75$ то получим полное разделение событий, как это хорошо видно на рис. 7б.

Из таблицы 4 можно также сделать выводы, что основное отличие форм фронта разных групп ядер, — для параметра τ_{max} , а отличия по параметрам τ_{10} , τ_{50} , τ_{90} для $E_p = 1$ ТэВ связано с отличиями в τ_{max} и с тем, что время нарастания временного импульса (τ_r) для разных групп примерно одинаково (эффективность режекции $\eta = 1$). Этим и объясняется плохое разделение событий по схеме, описанной в предыдущем разделе.

² $\eta_{max} = 500$ для данной статистики и означает, что при этом остаётся 500 полезных событий и 1 событие инициированное протоном, однако в первой непустой ячейке распределения χ_p^2 может оказаться не одно а два или более событий.

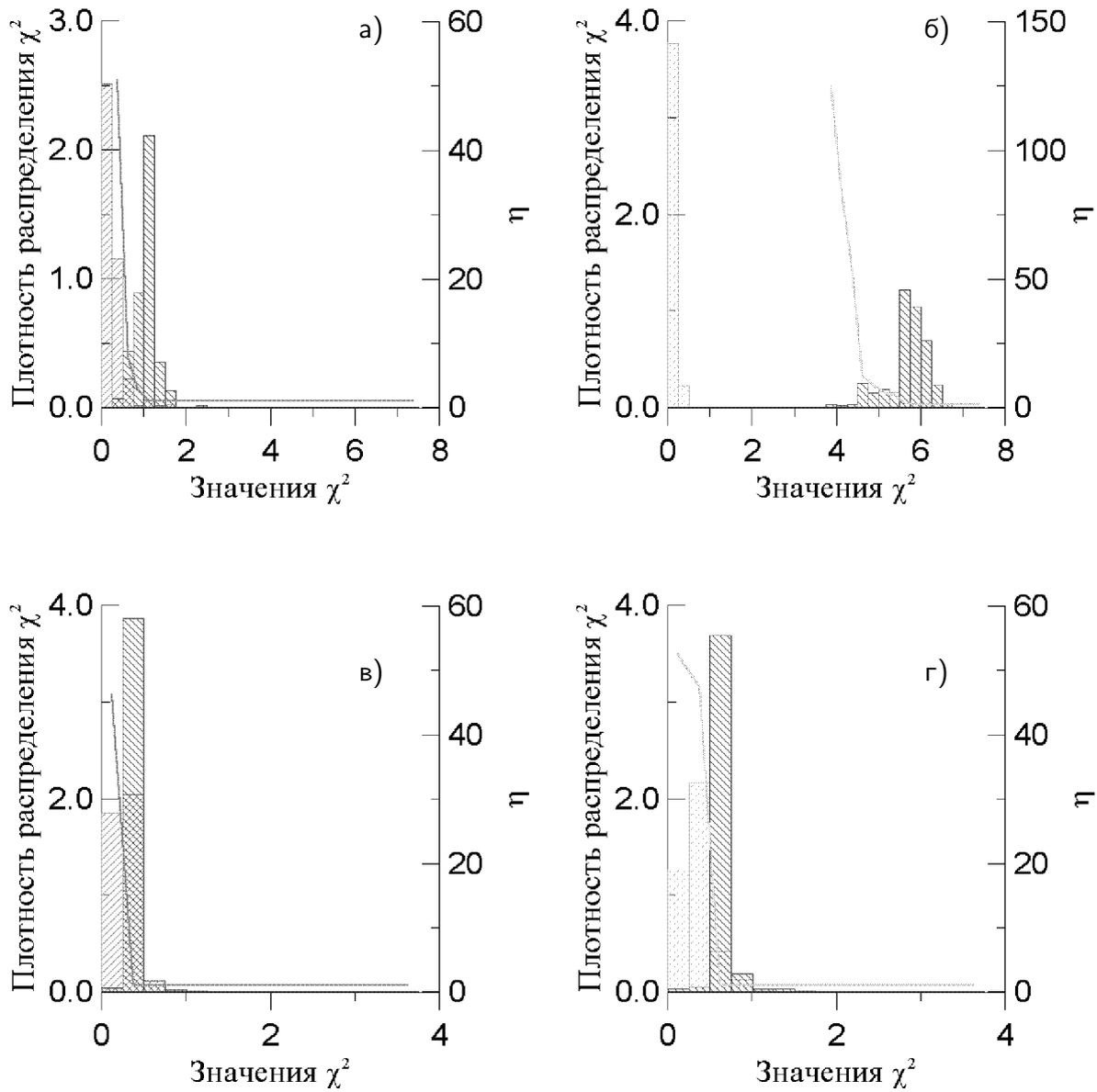


Рис. 7. Плотность распределения вероятностей для значений χ^2 и эффективность режекции для параметра τ_{max} :

а) — для ШАЛ от протона $E = 1$ ТэВ и для ШАЛ от ядра кислорода $E = 3$ ТэВ; б) — для ШАЛ от протона $E = 1$ ТэВ и для ШАЛ от ядра железа $E = 5$ ТэВ; в) — для ШАЛ от протона $E = 5$ ТэВ и для ШАЛ от ядра кислорода $E = 10$ ТэВ; г) — для ШАЛ от протона $E = 5$ ТэВ и для ШАЛ от ядра железа $E = 20$ ТэВ;

▨ — значения χ^2 для событий, инициированных протоном, ▩ — значения χ^2 для событий, инициированных ядрами O и Fe, соответственно, — — эффективность режекции

Таблица 4

Наиболее эффективная режекция первичных протонов по форме фронта черенковского света ШАЛ, образованных ядрами разных групп (I — доля ядер, прошедших отбор)

Параметр временного распределения	χ_0^2	η	I	χ_0^2	η	I
$E_p = 1$ ТэВ						
	He			O		
τ_d	—	1,0	1,0	4,5	6,0455	0,266
τ_{max}	0,25	8,0	0,912	0,5	50,889	0,916
τ_{10}	—	1,0	1,0	2,75	27,444	0,494
τ_{50}	0,5	2,701	0,524	0,5	234,0	0,468
τ_{90}	0,25	9,3095	0,782	0,5	71,333	0,856
$\tau_{1/2}$	1	1,0081	0,998	0,5	1,6510	0,634
τ_r	1	1,0101	1,0	—	1,0	1,0
τ_i	0,5	1,2997	0,98	0,5	40,889	0,736
	Si			Fe		
τ_d	6,5	33,667	0,404	12	207,0	0,414
τ_{max}	1	97,6	0,976	4	125,0	1,0
τ_{10}	5	476,0	0,952	11,7	500,0	1,0
τ_{50}	1,7	482,0	0,964	6,5	500,0	1,0
τ_{90}	0,75	470,0	0,94	4	166,67	1,0
$\tau_{1/2}$	0,25	1,6753	0,258	0,5	1,4524	0,732
τ_r	—	1,0	1,0	—	1,0	1,0
τ_i	0,50	127,33	0,764	0,75	161,0	0,966
$E_p = 5$ ТэВ						
	He			O		
τ_d	1,75	1,015	0,9	—	1,0	1,0
τ_{max}	—	1,0	1,0	0,25	46,20	0,462
τ_{10}	—	1,0	1,0	—	1,0	1,0
τ_{50}	—	1,0	1,0	—	1,0	1,0
τ_{90}	0,25	1,403	0,424	0,25	42,99	0,258
$\tau_{1/2}$	0,5	11,05	0,376	0,50	9,285	0,39
τ_r	0,5	1,891	0,42	0,50	2,908	0,762
τ_i	0,25	1,702	0,504	—	1,0	1,0
	Si			Fe		
τ_d	—	1,0	1,0	—	1,0	1,0
τ_{max}	0,25	48,27	0,396	0,25	52,33	0,314
τ_{10}	—	1,0	1,0	—	1,0	1,0
τ_{50}	—	1,0	1,0	—	1,0	1,0
τ_{90}	0,50	67,31	0,781	0,50	124,3	0,746
$\tau_{1/2}$	0,50	2,04	0,311	0,50	1,419	0,264
τ_r	—	1,0	1,0	—	1,0	1,0
τ_i	0,50	1,055	0,686	0,50	24,66	0,444

Хотя для некоторых параметров эффективность при $E_p = 5$ ТэВ довольно высока ($\sim 20 \div 100$), но χ_0^2 для разных типов ядер примерно совпадают для всех параметров (см. таб. 4), поэтому разделить эти события не представляется возможным, можно лишь подавить первичные протоны, сохранив при этом $\sim 30 \div 70\%$ полезных событий.

Для $E_p = 1$ ТэВ значение χ_0^2 возрастает с ростом массового числа (см. таб.), поэтому в перспективе возможна не только режекция фоновых событий, оставляя до $\sim 80 \div 100\%$ полезных событий, но и разделение событий по типу первичной частицы.

Заключение

Мы показали отличия в форме временных импульсов черенковского света ШАЛ, инициированных разными типами ядер. Временные распределения, отличаются главным образом, по

времени прихода максимального количества черенковских фотонов ШАЛ (τ_{max}): с возрастанием массы ядра τ_{max} увеличивается, а для группы **VH** возможно полное разделение с первичными протонами $E_p \sim 1$ ТэВ.

Эффективность режекции фоновых событий может быть увеличена, если для расчёта χ^2 использовать лишь некоторый интервал расстояний от оси ливня. В нашем случае: для $E_p = 1$ ТэВ $r \in (0; 150)$ м, а для $E_p = 5$ ТэВ $r \geq (150 \div 250)$ м, в зависимости от используемого параметра временного распределения. В своих дальнейших исследованиях мы надеемся подтвердить эту идею, а также проверить разделение событий для разных групп ядер между собой.

Авторы надеются, что предложенная схема классификации типа первичной частицы найдёт практическое применение в экспериментах по изучению химического состава космических лучей.

Литература

- Whipple Gamma-Ray Observatory Home Page / <http://egret.sao.arizona.edu/index.html>.
- The HEGRA Atmospheric Cherenkov Telescope System / <http://eu6.mpi-hd.mpg.de/CT/welcome.html>.
- HEGRA HOME PAGE / <http://wpos6.physik.uni-wuppertal.de:8080/>.
- V. Fonseca, F. Aharonian, A. G. Akpherjanian, et. al. // Proc. of 24-th ICRC, Roma, 1995, v.1, p.474.
- The CANGAROO Collaboration / <http://www.physics.adelaide.edu.au/astrophysics/cangaroo.html>.
- CANGAROO Home Page / <http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/>.
- CAT-LPNHE Home Page / <http://www-lpnhep.in2p3.fr/cat/cat.html>.
- CAT (Cerenkov A Themis) / <http://cdfinfo.in2p3.fr/Experiences/Cosmiques/cat.html>.
- Very High Energy Gamma Ray Astronomy / <http://www.tifr.res.in/~hecr/vhe.html>.
- The Chicago Air Shower Array (CASA) Home Page / <http://hep.uchicago.edu/~covault/casa.html>.
- The Tibet ASgamma Project / <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/em/Japanese/project/tibet-asg/tibet-asg.html>.
- TUNKA-13 EAS CHERENKOV LIGHT ARRAY / <http://www.tunka.bhg.ru/>.
- O. A. Gress, T. I. Gress, G. B. Khristiansen, et. al. // Proc. of 25-th ICRC, Durban, 1997, v.4, p.129.
- EAS-TOP experiment Home Page / http://www.lngs.infn.it/lngs/htexts/eastop/html/eas_top.html.
- M. Aglietta, B. Alessandro, P. Antonioli // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.66.
- P. Baillon, L. Behr, S. Danagoulian, et. al. // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.121.
- V. G. Sinitsyna // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.91.
- D. Alexandreas, B. Bartoli, F. Bedeschi, et. al. // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.49.

19. S. Tilav, G. Barbagli, G. Castellini, et. al. // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.72.
20. G. R. Fontaine // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.12.
21. J. Yinlin, X. Chunxian, S. ChangQuan, et. al. // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.36.
22. The HESS project : an Array of Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes / <http://eu6.mpi-hd.mpg.de/~wh/hess>.
23. The MAGIC homepage / <http://hegra1.mppmu.mpg.de:8000/>.
24. P. I. Trevor, C. Weekes Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System (VERITAS) / <http://egret.sao.arizona.edu/vhegra/vhegra.html>.
25. P. R. Vishwanath, B. S. Acharya, P. N. Bhat, et. al. // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.115.
26. E. Kryś, A. Wasilewski // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.199.
27. Konopelko A. K., Plyasheshnikov A. V., Zhurenkov O. V. // Proc. of 24-th ICRC, Roma, 1995, v.1, p.556.
28. C. L. Bhat, R. Koul, A. K. Tickoo, et. al. // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.101.
29. J. Paterson, P. Edwards, G. Thornton, et. al. // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.44.
30. F. A. Aharonian, A. V. Plyasheshnikov, A. K. Konopelko, et. al. The system of imaging atmospheric Cherenkov telescopes: the new prospects for the gamma-ray astronomy. Preprint № 92/1 of ASU, Barnaul, 1992, 16 p.
31. F. A. Aharonian // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.81.
32. R. Mirzoyan, R. Kankanian, F. Krennrich, et. al. // Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, ed. Kai Siegbahn. — North-Holland, 1994, p.513.
33. R. Morse, M. Skinner, S. Tilav // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.75.
34. F. A. Aharonian, A. K. Konopelko, A. V. Plyasheshnikov, et. al. — J. Phys. G : Nucl. Part. Phys 21, 1995, p.985.
35. F. Aharonian, A. Heusler, W. Hoffman, et. al. — J. Phys. G : Nucl. Part. Phys 21, 1995, p.419.
36. B. Degrange // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.212.
37. Yu. L. Zyskin, A. A. Stepanian, A. P. Kornienko // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.219.
38. A. P. Kornienko, A. A. Stepanian, Yu. L. Zyskin // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.226.
39. Чудаков А. Е., Нестерова Н. М., Зацепин В. И. и др. // Тр. Междунар. конф. по космическим лучам. — М.: АН СССР, 1960, т.2, с.47.
40. Христиансен Г. Б., Куликов Г. В., Фомин Ю. А. Космическое излучение сверхвысокой энергии. М.: Атомиздат, 1975.
41. А. К. Конопелько, А. В. Пляшешников, А. А. Шмидт Численный анализ черенковского излучения атмосферных ливней, инициированных гамма-квантами и протонами сверхвысокой энергии. Препринт № 6 ФИАН им. П.Н. Лебедева, 1992, 48 с.
42. Asakimori K. et. al. // Proc. of 23-rd ICRC, Calgari, 1993, v.2, p.21.
43. Asakimori K. et. al. // Proc. of 23-rd ICRC, Calgari, 1993, v.2, p.25.
44. Zatsepin V. et. al. // Proc. of 23-rd ICRC, Calgari, 1993, v.2, p.13.
45. Ivanenko I. et.al. // Proc. of 23-rd ICRC, Calgari, 1993, v.2, p.17.
46. A. V. Plyasheshnikov, A. K. Konopelko, K. V. Vorobiev The three-dimensional development of high energy electromagnetic cascades in the atmosphere. Preprint № 92 of P.N. Lebedev Physical Institute, Moscow, 1988, 48 p.

47. Пляшешников А. В., Кольчужкин А. М. // Атомная энергия, 39, 1975, с.53.
48. Elterman L. // Air Force Cambridge Res. Lab. Ref., 40, 1968, AFC RL-68-153.
49. T. S. Weekes, C. W. Akerlof, M. Chantel, et. al. // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.131.
50. T. Kifune, H. Fujimoto, M. Fujimoto, et. al. // Proc. of 2-nd Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector, ed. R. C. Lamb. — Calgary, 1993, p.39.
51. Беляев А. А., Иваненко И. П., и др. Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях. М. : Наука, 1980, 306 с.
52. J. Cortina, F. Arqueros, et. al. // Proc. of 24-th ICRC, Roma, 1995, v.1, p.474.
53. B. Wiebel Chemical Composition in High Energy Cosmic Rays. Preprint WUB-95-08, Wuppertal, 1994, 47 p.