

В феврале 1986 г. исполняется 40 лет со дня основания Научно-исследовательского института ядерной физики и Отделения ядерной физики физического факультета МГУ. Редакционная коллегия журнала «Вестник Московского университета» рада поздравить сотрудников института с юбилеем и представить в настоящем номере работы, отражающие некоторые направления научной деятельности института.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 537.591.15

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕН ПРИХОДА ЛИВНЕВЫХ ЧАСТИЦ НА РАЗЛИЧНЫХ РАССТОЯНИЯХ ОТ ОСИ ШИРОКОГО АТМОСФЕРНОГО ЛИВНЯ

**О. В. Веденеев, Г. В. Куликов, С. И. Маценов, С. В. Папин, В. И. Соловьева,
Ю. А. Фомин, Г. Б. Христиансен**

Работа посвящена изучению временной структуры широкого атмосферного ливня (ШАЛ), проводимому на модернизированной установке ШАЛ МГУ. Подробное описание установки дано в [1] и [2].

Для проведения временных измерений используются 22 сцинтилляционных детектора, образующих 13 четырехугольников размерами 180×180 м, которые равномерно покрывают площадь 600×800 м². Управление установкой осуществляется сигналом четырехкратных совпадений импульсов от детекторов, входящих в каждый четырехугольник. Сигналы от сцинтилляционных детекторов усиливаются, формируются и по коаксиальным кабелям поступают в 22-канальный временной анализатор. Полоса пропускания усилителей составляет 60 МГц. Порог формирователей в каждом канале соответствует минимуму распределения амплитуд импульсов с детектора от одиночных частиц. Относительные запаздывания во временах прихода частиц в сцинтилляционные детекторы определяются как разности временных интервалов, образованных сигналами с детекторов и сигналом «стоп». Временные интервалы измеряются в анализаторе блоком преобразователей время—цифровой код (ПВК), который работает следующим образом. Сигналы от сцинтилляционных детекторов («старт») запускают ПВК. Одновременно с началом преобразования запускаются триггеры, блокирующие входы на время преобразования. По сигналу «мастер» вырабатывается общий для всех каналов импульс «стоп», синхронизованный с сигналами тактовой частоты, что позволяет устранить ошибки в определении временных интервалов при произвольном относительном расположении тактовых импульсов и сигнала «стоп». Импульс «стоп» останавливает кодирование и запускает систему считывания информации, которая выводится на ЭВМ или на цифropечатающее устройство. По окончании считывания вырабатывается общий для всех каналов сигнал «конец опроса», возвращающий все преобразователи в исходное состояние. При отсутствии сигнала «мастер» через 6,4 мкс после прихода сигнала «старт» запускается одновибратор, импульс которого возвращает ПВК в исходное состояние и очищает память.

В основу схемного решения ПВК положен метод прямого заполнения интервалов сигналами тактовой частоты с применением стартового интерполятора [3]. Интервал интерполятора растягивается с помощью преобразователя время—время и заполняется тактовой частотой

той $f_{\tau} = 10$ МГц, которая используется также и для прямого заполнения измеряемого интервала. Ширина канала преобразователя при $f_{\tau} = 10$ МГц составляет 3,8 нс. В рассматриваемом ПВК тактовая частота задается непрерывно работающим кварцевым генератором, что позволяет получить высокую температурную стабильность блока. Данная схема имеет диапазон измеряемых интервалов до 6,4 мкс, определяемый условиями эксперимента. Основные характеристики ПВК приведены в [4].

Приводимые ниже экспериментальные данные получены за 2200 ч работы установки ШАЛ в 1984 г. Из зарегистрированных ливней было отобрано 816, в которых срабатывало не менее 14 из 22 сцинтилляционных детекторов. Координаты положения оси в плоскости наблюдения и число частиц в них находились методом максимального правдоподобия с помощью ЭВМ [1] в предположении, что функция пространственного распределения электронов имеет форму Нишимуры—Каматы—Грейзена. Для дальнейшего анализа было использовано 492 ливня с числом частиц N_e в интервале $5 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^8$ (при среднем $\bar{N}_e = 1,7 \cdot 10^7$), с зенитным углом $\theta \leq 45^\circ$ и с положением оси в пределах установки.

Центральной системой назовем образованный сцинтилляционными детекторами четырехугольник, содержащий ось ливня. Поскольку очевидно, что кривизна фронта и распределение частиц по толщине ливневого фронта влияют на определение зенитного θ и азимутального ϕ углов, причем тем сильнее, чем больше расстояние от оси ливня, то для определения ориентации оси ливня в пространстве использовались только показания четырех сцинтилляторов, входящих в центральную систему. В предположении плоского фронта ливня находились углы θ_i , ϕ_i для каждой комбинации трех сцинтилляторов из четырех и их разброс $(\Delta\theta, \Delta\phi)$ относительно среднего значения. Через детектор центральной системы с максимальной зарегистрированной плотностью потока заряженных частиц проводилась плоскость фронта, перпендикулярная вектору $\{\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta\}$. Задержки τ в моментах прихода частиц в детекторы рассматривались относительно этой плоскости. Среднеквадратичная ошибка распределения τ относительно плоскости фронта в центральной системе для совокупности 492 ливней составляет $\sigma = 8$ нс. В данное распределение основной вклад вносят флуктуации во времена прохождения частиц через детекторы. Для достаточно надежного определения положения плоскости фронта были отобраны ШАЛ, в которых значения задержек в детекторах центральной системы относительно плоскости фронта не превышают 10 нс, при этом величина σ составляет 4 нс, а разброс в углах $\Delta\theta \leq 1,6^\circ$ и $\Delta\phi \leq 5,6^\circ$. На основании данного критерия был отобран 341 ливень.

Для изучения толщины ливневого диска, т. е. получения распределения задержек во времена прихода частиц в детектор относительно плоскости фронта $f(\tau)$, мы рассмотрели ливни с $N_e = (0,5 - 2) \cdot 10^7$ и учли в них задержки, которые сопровождалась срабатыванием не более $m = 5$ гейгеровских счетчиков ($\bar{m} \leq 3$). Значение $m = 5$ соответствует прохождению в среднем одной частицы через сцинтиллятор. Анализ экспериментальных данных показал, что $f(\tau)$ при $m \leq 5$ от m не зависит (см. [2]).

Данные для различных $N_e = (0,5 - 2) \cdot 10^7$ были объединены и построено распределение задержек $f(\tau)$ для трех диапазонов расстояний ΔR_{\perp} от оси ливня (рис. 1). Отрицательные задержки в распределении времен прихода частиц $f(\tau)$ связаны с неточностями в определении

углов θ , φ . Эти задержки при данных угловых ошибках растут с увеличением расстояния от оси и могут достигать значений, указанных на рис. 1. Следует отметить, что в распределениях наблюдаются длинные «хвосты», которые на уровне нескольких событий простираются до значений задержек 2 мкс (для $\Delta R_{\perp} = 300-600$ м) и не могут быть объяснены случайными частицами (вероятность случайного события

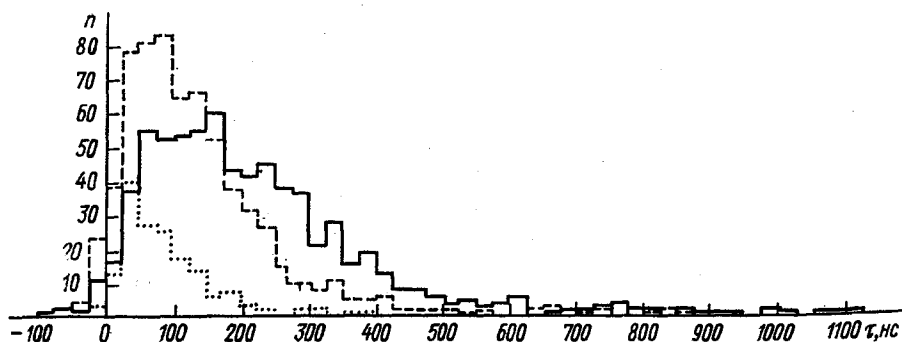


Рис. 1. Распределение времен задержек заряженных частиц в ШАЛ (n — число событий). Сплошная линия: $R_{\perp} = 400-600$ м, $\bar{\tau} = 222 \pm 7$ нс, $\sigma = 177 \pm 5$ нс, $\sigma/\bar{\tau} = 0,80 \pm 0,04$. Пунктир: $R_{\perp} = 300-400$ м, $\bar{\tau} = 138 \pm 5$ нс, $\sigma = 124 \pm 3$ нс, $\sigma/\bar{\tau} = 0,91 \pm 0,06$. Точечная линия: $R_{\perp} = 200-300$ м, $\bar{\tau} = 84 \pm 5$ нс, $\sigma = 72 \pm 4$ нс, $\sigma/\bar{\tau} = 0,86 \pm 0,10$

составляет $1/300$ в расчете на один детектор). Доля таких событий составляет $\sim 3\%$ от всех событий. В работе [5], содержащей расчет временных задержек частиц в ШАЛ, наблюдались частицы (электроны и мюоны), задержанные на время до 1 мкс (при больших задержках данные не приводятся), доля которых сравнима с наблюдаемой в настоящей работе ($\sim 1,5\%$). Возможно также, что часть этих событий инициирована относительно медленными нейтронами, диффундирующими в атмосфере в составе ШАЛ [6].

Как видно из рис. 1, по мере удаления от оси ливня средняя задержка $\bar{\tau}$ и среднеквадратичная ошибка распределения σ возрастают, а относительная толщина фронта ливня $\sigma/\bar{\tau}$ в пределах погрешностей не меняется. Полученные зависимости $\bar{\tau}$ и σ хоро-

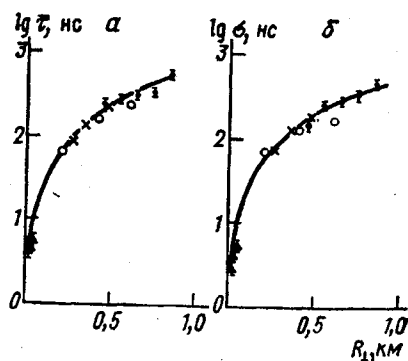


Рис. 2. Зависимость средней задержки $\bar{\tau}$ (а) и среднеквадратичной ошибки распределения σ (б) от расстояния до оси ШАЛ: данные настоящей работы (\times), [5] (\circ), [8] (\bullet), [9] (\blacktriangle). Сплошная кривая — данные настоящей работы (а) и [7] (б)

шо описываются выражениями $\sigma = 2,6(1 + R_{\perp}/30)^{1,5}$ [7], и $\bar{\tau} = 2,7(1 + R_{\perp}/30)^{1,55}$. Экспериментальные данные по зависимостям $\sigma(R_{\perp})$ и $\bar{\tau}(R_{\perp})$ приведены на рис. 2.

Было проведено сравнение полученных распределений временных задержек с результатами расчета [5]. Найдено, что характеристики распределений $\bar{\tau}$ и σ в интервале расстояний 270—470 м различаются

не более чем на 30%, причем теоретические значения меньше экспериментальных и расхождение растет с увеличением расстояния от оси. Расхождение может быть вызвано тем, что в [5] даны распределения $f(\tau)$ не для числа частиц, а для энергоседелений в черенковских детекторах установки Хавера Парк. Переход к энергоседелениям должен уменьшить роль больших задержек в $f(\tau)$ и привести к уменьшению $\bar{\tau}$ и σ . Сравнение с работой [5] показало, что в интервале расстояний 400—600 м значения $\bar{\tau}$ и σ , полученные в настоящей работе и в [8], согласуются в пределах ошибок, хотя нужно отметить, что в [8] измерения проводились на высоте 1800 м, тогда как наша работа выполнена на уровне моря.

В настоящее время не существует расчетов $\sigma(R_{\perp})$ во всем изучаемом интервале R_{\perp} от нескольких метров до нескольких сотен метров и далее до 1 км. Качественные особенности зависимости $\sigma(R_{\perp})$ могут быть поняты при сопоставлении ее с аналогичной характеристикой для черенковского излучения ШАЛ — полушириной импульса черенковского излучения $\tau_{1/2}(R_{\perp})$ как функции R_{\perp} . На малых расстояниях от оси ($R_{\perp} < r_1$, где r_1 — мольеровский радиус) обе характеристики в значительной степени определяются разбросом длин траекторий, связанным с многократным кулоновским рассеянием электронов, и поэтому $\sigma(R_{\perp})$ и $\tau_{1/2}(R_{\perp})$ слабо зависят от R_{\perp} . На расстояниях $R_{\perp} \gg r_1$ (порядка сотен метров) определяющим для $\sigma(R_{\perp})$ и $\tau_{1/2}(R_{\perp})$ является геометрический фактор (высота, с которой пришли частицы в точку наблюдения). При этом фотоны черенковского излучения могут собираться со значительно больших высот в атмосфере в силу их слабого поглощения по сравнению с электронами. Поэтому можно было бы ожидать (из чисто геометрических соображений), что $\sigma(R_{\perp})$ будет расти с R_{\perp} сильнее, чем $\tau_{1/2}(R_{\perp})$. Однако эксперимент противоречит этому ожиданию: зависимости $\sigma(R_{\perp})$ и $\tau_{1/2}(R_{\perp})$ при R_{\perp} порядка сотен метров отличаются мало. Дальнейшие эксперименты и расчеты должны показать, какую роль в объяснении зависимости и абсолютной величины $\sigma(R_{\perp})$ играют проникающие фотоны, доля которых на периферии велика [10], а также мюоны ШАЛ.

Далее, для исследования кривизны фронта ШАЛ было отобрано 15 ливней с $N_e \geq 7 \cdot 10^7$. Радиус кривизны вычислялся по показаниям отдельных детекторов: $R_{кр} = \frac{R_{\perp}^2 - (c\tau)^2}{2c\tau}$ (c — скорость света). Распределение $f(R_{кр})$ может быть надежно получено для не слишком больших $R_{кр}$, что связано с ошибкой в определении τ . Это приводит к необходимости исключить значения $R_{кр} > 10$ км (при значении $\tau = 2\sigma$, $\sigma = 5$ нс). Полученные распределения радиусов кривизны для трех диапазонов расстояний от оси ливня показаны на рис. 3. Как видно из приведенных значений, на расстояниях 200—500 м от оси ливня в пределах ошибок не наблюдается изменения среднего радиуса кривизны фронта ливня.

Следует отметить, что распределение $f(R_{кр})$ возникает не только потому, что разные ШАЛ имеют разные $R_{кр}$, оно существует и в индивидуальных ШАЛ. Этот результат может означать, что в индивидуальных ШАЛ на данном расстоянии от оси существуют большие флуктуации вклада различных высот в поток частиц, идущих во фронте ШАЛ.

В распределениях $f(R_{кр})$ наблюдаются значения $R_{кр}$ вплоть до 20—30 км. За появление больших значений $R_{кр}$ могут быть ответственны частицы, возникающие в первых взаимодействиях первичных

космических частиц в атмосфере. Поэтому исследование $f(R_{кр})$ при больших значениях $R_{кр}$ приобретает особый интерес. Однако для этого необходимо улучшить точность измерения $R_{кр}$ и, следовательно, точность измерения τ . Радиус кривизны ШАЛ может быть оценен также, если использовать данные о $\bar{\tau}(R_{\perp})$ (см. рис. 1). Для средних расстояний от оси 270, 350 и 470 м радиусы кривизны получаются тогда соответственно (в км): $1,43 \pm 0,06$; $1,5 \pm 0,07$; $1,57 \pm 0,06$. Видно, что имеется тенденция к увеличению радиуса кривизны при удалении от

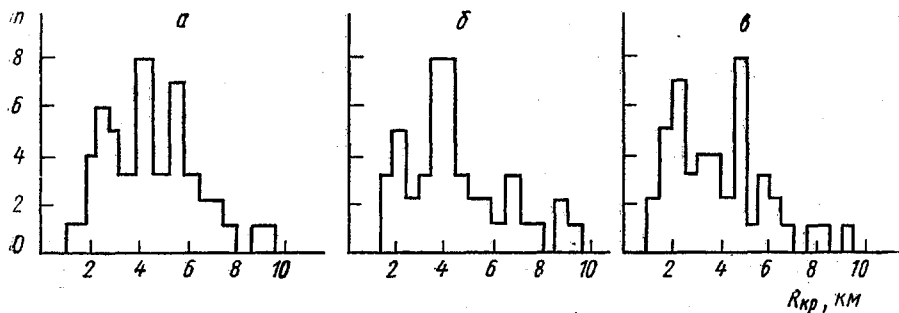


Рис. 3. Распределение радиусов кривизны фронта ШАЛ для различных расстояний от оси ливня (n — число событий): а — $\bar{R}_{кр} = 4,6 \pm 0,3$ км, $\sigma = 1,8$ км, $\bar{\rho} = 40$ м⁻², $R_{\perp} = 200$ —300 м (ρ — плотность частиц); б — $\bar{R}_{кр} = 5,3 \pm 0,4$ км, $\sigma = 3,0$ км, $\bar{\rho} = 18$ м⁻², $R_{\perp} = 300$ —400 м; в — $\bar{R}_{кр} = 4,3 \pm 0,3$ км, $\sigma = 2,4$ км, $\bar{\rho} = 10$ м⁻², $R_{\perp} = 400$ —500 м

оси ливня. Полученные значения заметно меньше радиуса кривизны в случае прохождения многих частиц через детектор. Это различие можно объяснить тем, что при больших плотностях радиусы кривизны определяются наиболее быстрыми частицами, рожденными высоко в атмосфере и, по-видимому, являющимися мюонами [11]. В случае прохождения одиночных частиц через детектор радиус кривизны характеризует высоту зарождения основной массы регистрируемых частиц.

Исследование временных распределений потоков частиц ШАЛ позволяет, таким образом, получить новые каналы информации о ядерно-каскадном процессе, определявшем развитие ШАЛ в атмосфере. С другой стороны, это исследование является необходимым этапом для создания установок ШАЛ с лучшим угловым разрешением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Verhov S. N. et al. In: Proc. 16th Intern. Cosmic Ray Conf., 1979, v. 8, p. 129. [2] Атрашкевич В. Б. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1985, 49, с. 1338. [3] Мелешко Е. А. Интегральные схемы в наносекундной ядерной электронике. М.: Атомиздат, 1977, с. 157. [4] Веденеев О. В., Маценков С. И., Черных Р. И. Приб. и техн. эксперимента, 1985, № 6, с. 88. [5] Baxter A. J. J. Phys. A, ser. 2, 1969, 2, p. 50. [6] Cossani G. et al. Phys. Rev., 1950, 79, p. 730. [7] Linsley J. In: Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf., 1985, v. 7, p. 359. [8] Linsley J., Scarsi L. Phys. Rev., 1962, 128, p. 2384. [9] Woidneck C. P. et al. In: Proc. 12th Intern. Cosmic Ray Conf., 1971, v. 3, p. 30. [10] Христиансен Г. Б., Куликов Г. В., Фомин Ю. А. Космическое излучение сверхвысокой энергии. М.: Атомиздат, 1975. [11] Hillas A. M. In: Proc. 9th Intern. Cosmic Ray Conf., 1966, v. 2, p. 758.

Поступила в редакцию
03.07.85