

АСТРОНОМИЯ И ФИЗИКА КОСМОСА

УДК 524.1

**ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ
ЛИВНЕЙ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ НА ТЯНЬ-ШАНЬСКОЙ
УСТАНОВКЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ**

А. Л. Щепетов¹, М. Ю. Азаркин¹, А. М. Анохина^{2,3}, Я. В. Верминская¹,
Л. И. Вильданова¹, В. И. Галкин^{2,3}, В. В. Жуков¹, М. Р. Киракосян¹,
С. А. Мамина¹, О. В. Мешков¹, М. А. Самойлов^{1,2,3}, В. А. Рябов¹

В работе рассмотрена методика определения энергии первичной частицы космического излучения на основе анализа характеристик широких атмосферных ливней, зарегистрированных на Тянь-Шаньской высокогорной научной станции ФИАН. Описана процедура моделирования, приведены оценки точности восстановления параметров ливней. Сделана оценка энергетического порога регистрации ливней, представлена зависимость первичной энергии от среднего размера ливня, полученная при обработке событий, смоделированных для различных зенитных углов первичной частицы.

Ключевые слова: космические ключи, широкие атмосферные ливни, первичная энергия, порог регистрации.

Введение. Изучение тонкой структуры первичного энергетического спектра является одной из главных задач в экспериментах по исследованию космических лучей высоких энергий [1, 2]. Выявление характерных спектральных особенностей несет важную информацию о происхождении, ускорении, механизмах распространения и массовом

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: ryabov@lebedev.ru.

² Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Россия, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

³ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Россия, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

составе космических лучей [3]. Для регистрации первичных частиц космического излучения с энергиями выше 10^{14} эВ используются наземные массивы детекторов, которые располагаются как на уровне моря, так и на высотах гор. В детекторах, регистрирующих широкие атмосферные ливни (ШАЛ), определяется пространственное распределение продуктов каскада – электронов, адронов и мюонов. Размер массива детекторов, его апертура, определяется энергетической областью спектра, которую предполагается изучать. Характеристики ШАЛ, измеряемые на уровне гор, гораздо более чувствительны к моделям адронных взаимодействий, что объясняется большей близостью к первому взаимодействию высокоэнергичной частицы первичного космического излучения, которое в большой степени определяет дальнейшее развитие каскада в атмосфере [4].

Для точного определения энергии первичной частицы необходима корректная процедура восстановления характеристик ШАЛ на основе пространственного распределения плотности заряженных частиц, которое измеряется экспериментально. В данной работе рассмотрена методика определения первичной энергии частицы на основе оценки среднего размера ШАЛ, зарегистрированного ливневой установкой Тянь-Шаньской высокогорной научной станции ФИАН (ТШВНС).

Установка для регистрации широких атмосферных ливней. Распределенная система сцинтилляционных детекторов заряженных частиц предназначена для регистрации заряженной компоненты ШАЛ, создаваемых в атмосфере частицами космических лучей с энергией ($10^{14} - 10^{17}$) эВ [5]. Установка включает в себя центральный “ковёр” с плотным расположением сцинтилляторов (72 детектора, равномерно распределенных на плоскости с пространственным шагом (3×4) м², который обеспечивает регистрацию оси ШАЛ, а также 16 периферийных детекторов, которые располагаются на различных расстояниях, вплоть до $(30-70)$ м от центра “ковра”, и служат для измерения плотности потока частиц ШАЛ на периферии ливня.

Все детекторы подключены к многоканальной системе АЦП, которая обеспечивает измерение амплитуды сцинтилляционных сигналов в диапазоне $(1 - 10^5)$ частиц/м². Достаточно высокая верхняя граница этого диапазона позволяет проводить исследование потока частиц непосредственно в области ствола, то есть на расстояниях порядка $(0.5-3)$ м от оси ливня, в ШАЛ ПэВ-ных энергий. Помимо измерения пространственного распределения плотности потока заряженных частиц, выходные сигналы сцинтилляционных детекторов центрального “ковра” используются для выработки управляющего сигнала, триггера, в момент прохождения ШАЛ. Суммарная площадь, перекрываемая детекторами центрального “ковра”, составляет $28 \text{ м} \times 32 \text{ м}$, то есть около 900 м^2 . По-

сколькx к схеме генерации ливневого триггера подключены только детекторы “ковра”, этим размером определяется верхний порог регистрируемых ШАЛ по энергии. Суммарная площадь центрального “ковра” детекторов определяет количество ШАЛ с максимально возможной энергией, которые установка способна зарегистрировать на протяжении экспозиции приемлемой длительности, то есть $(5 - 10) \cdot 10^3$ часов непрерывной работы. С другой стороны, нижний предел по энергии регистрируемых ливней зависит как от настройки порога срабатывания на аппаратуре генерации ливневого триггера, так и от максимального расстояния между соседними детекторами в “ковре”, которое не должно превышать 3–5 м при работе с ливнями с энергией в доли ПэВ.

Процедура моделирования. Для определения условий отбора ШАЛ, прошедших порог регистрации на ливневой установке ТШВНС, а также для оценки точности восстановления их характеристик, было проведено моделирование работы установки с использованием набора искусственных событий ШАЛ, сгенерированных с помощью программы CORSIKA [6]. Использовалась модель высокоэнергетических адронных взаимодействий QGSJETII-04 [7–9] в сочетании с американской моделью “Стандартной атмосферы” 1976 года [10]. При отслеживании распространения каскадных частиц через атмосферу применялись минимальные энергетические пороги: 300 МэВ для адронов и мюонов и 3 МэВ для электронов и гамма-квантов.

В качестве первичных частиц КЛ, инициировавших развитие ливня в атмосфере, рассматривались протоны и ядра железа, энергия которых варьировалась в пределах (0.3–100) ПэВ. Для каждого типа первичных частиц проводились последовательные серии расчетов для различных смещений D оси моделируемого ливня от центра системы детекторов частиц ($D = 0, 10, 15, \dots, 50$ м). Зенитные углы θ оси ливня варьировались в интервале $(0-40)^\circ$ пропорционально $\cos^6(\theta)$, а азимутальные углы ϕ равномерно распределялись внутри диапазона $(0-360)^\circ$. Вторичные частицы смоделированного ливня отслеживались до уровня глубины атмосферы ТШВНС (690 г/см^2). Затем оценивалось количество n_p заряженных частиц (в основном электронов), попавших в каждый сцинтилляционный детектор ливневой установки с учётом положения оси ливня, схемы размещения детекторов и площади их поперечного сечения. К каждому числу n_p добавлялась случайная величина отклонения, равномерно распределенная в пределах $[-0.3 \cdot n_p, 0.3 \cdot n_p]$, чтобы имитировать возможную 30%-ую ошибку, которая вносится в значение измеренной плотности частиц за счет электромагнитных помех, возникающих при передаче сигнала по кабельным линиям, а также неточностью последующей оцифровки амплитуды импульсов. Данные о числах n_p хранятся в базе данных модельных

ШАЛ, и используются в стандартной процедуре восстановления характеристик ШАЛ на основе пространственного распределения плотности заряженных частиц. Полученные в результате этой процедуры значения размера ливня (общего количества заряженных частиц) N_e и положения оси ливня (X_0, Y_0) сравниваются с соответствующими “истинными” значениями N_e^* и (X_0^* и Y_0^*), которые известны для каждого модельного ливня. Результаты анализа представлены на рис. 1–3.

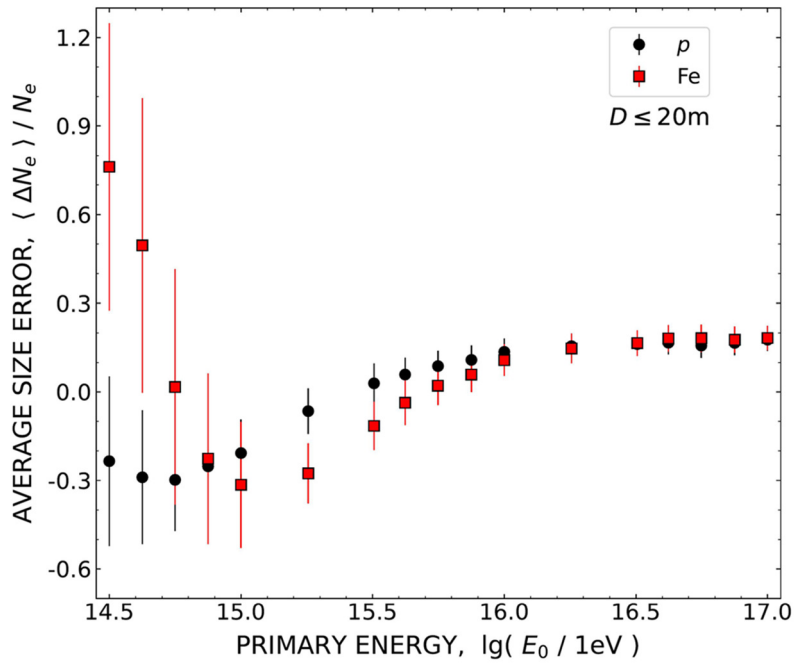


Рис. 1: Относительная ошибка $\langle \Delta N_e \rangle / N_e$, в зависимости от энергии ливня E_0 , в оценке размеров ШАЛ для модельных ливневых событий от первичных протонов и ядер железа с осями, проходившими на расстоянии $D = 0 \dots 20$ м от центра ливневой установки.

Точность оценок параметров ливней. На первом этапе анализа ШАЛ, сгенерированных в процессе моделирования, не делалось различий между ливнями, приходящими под различными зенитными и азимутальными углами, и эти углы не учитывались при оценке параметров ливня.

В качестве параметра точности оценки, даваемой для количества заряженных частиц в ливне (размера ливня) N_e можно рассмотреть относительную разность $\Delta N_e / N_e = (N_e - N_e^*) / N_e$. Распределение этой величины представлено на рис. 1 в зависимости от первичной энергии ШАЛ E_0 для ливней, оси которых проходили через центральную

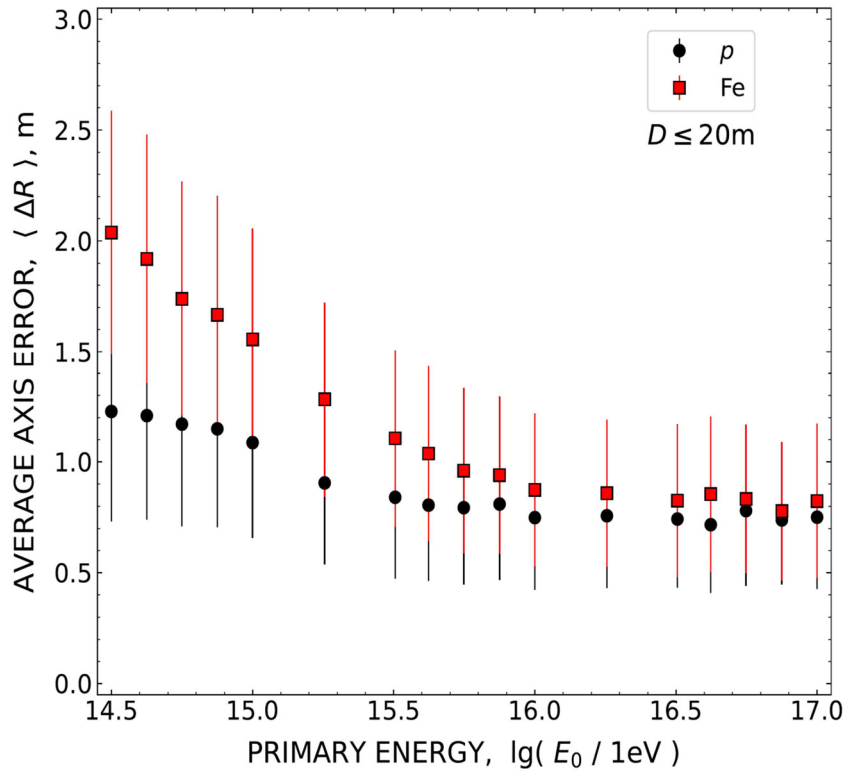


Рис. 2: Среднее отклонение $\langle R \rangle$ координат оси, полученных по распределению плотности ливневых частиц, в модельных ШАЛ от протонов и ядер железа, от “истинного” положения оси в тех же ливнях, в зависимости от первичной энергии ШАЛ E_0 . Диапазон расстояний от центра ливневой установки $D = 0 \dots 20$ м.

часть ливневой установки, на расстояниях D , остающихся в пределах (0–20) м. Используемый критерий $D \lesssim 20$ м позволяет отбирать ливни, оси которых заведомо проходили через площадь центрального детекторного “ковра”, так что при анализе результатов моделирования не требуется делать поправку на краевые эффекты, возможные при частичной регистрации установкой “боковых” ШАЛ.

Как следует из графиков рис. 1, среднее отклонение между восстановленным параметром размера ливня N_e и “истинным” (известным из моделирования) N_e^* остаётся на приемлемом уровне 0.25–0.30 по абсолютной величине даже в худшем случае, то есть для ливней с наименьшей энергией $E_0 \simeq (0.5 - 1)$ ПэВ. При более высоких энергиях погрешность в определении размеров ливня уменьшается до значений 0.15–0.20. Поскольку размер ливня N_e почти пропорционален E_0 , средняя относительная ошибка в оценке первичной энергии ШАЛ $\Delta E_0/E_0$ должна быть того же порядка величины.

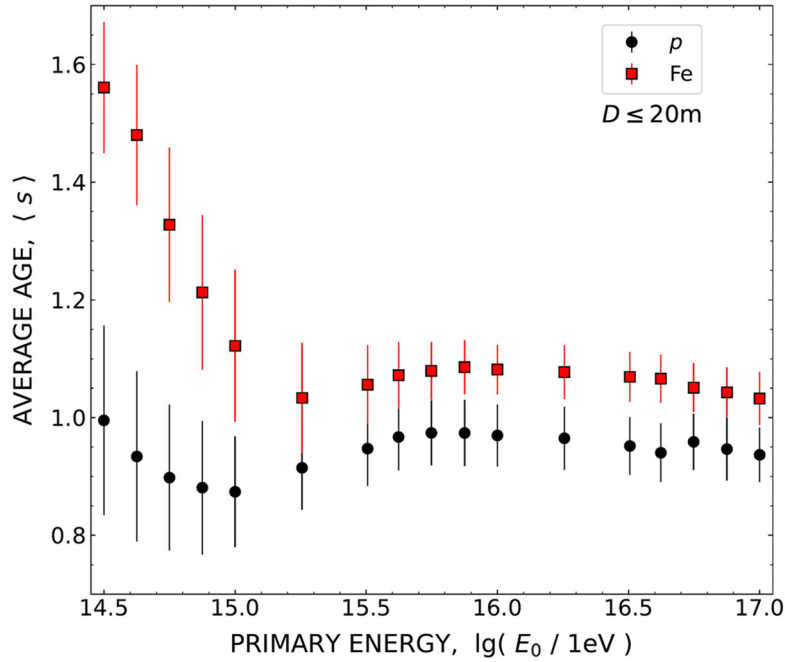


Рис. 3: Зависимость средних значений параметра “возраста ливня” $\langle s \rangle$ от первичной энергии, полученная при моделировании ливней с положением оси, близким к центральному ($D \leq 20$ м).

В диапазоне расстояний от оси ливня до центра установки $D \lesssim 20$ м применяемая процедура обработки данных ШАЛ приводит к систематическому занижению ($\Delta N_e < 0$) размера ливней с $E_0 \simeq (1 - 3) \cdot 10^{15}$ эВ и некоторому завышению при более высоких энергиях первичной частицы.

Типичная ошибка, возникающая при восстановлении местоположения оси ШАЛ, проиллюстрирована на рис. 2. Здесь показана средняя разница R между восстановленным (X_0, Y_0) и “истинным” $(X_0^*$ и $Y_0^*)$ значениями положения оси в зависимости от первичной энергии ШАЛ E_0 . Видно, что в центральной части установки ($D \leq 20$ м) средняя пространственная ошибка $\langle R \rangle$ составляет около (1.5–2) м, что соответствует примерно (1/3–1/2) расстояния между соседними детекторами.

Кроме оценок числа частиц N_e , определяемых по размеру ливня, в процедуре обработки данных ШАЛ также используется безразмерный параметр “возраста ливня” s , характеризующий стадию развития ШАЛ в атмосфере на тот момент, в который ливень достиг уровня наблюдения. На рис. 3 показано распределение средних значений s , полученное при анализе модельных ливней с положением оси, близким к центральному

($D \leq 20$ м). Видно, что на высоте ТШВНС среднее значение параметра “возраста” ШАЛ варьируется в пределах примерно (0.85–1.2) и имеет тенденцию к снижению с ростом энергии E_0 . Обе эти особенности хорошо соответствуют характеристикам распределений s , наблюдавшихся в прежних исследованиях ШАЛ на ТШВНС [11]. Кроме того, средний “возраст”, определённый для ливней, инициированных ядрами железа, остаётся всегда выше, чем для ливней, вызванных протонами, в правильном соответствии с физикой развития ядерно-электромагнитных каскадов. Это является свидетельством корректности процедуры, используемой для восстановления характеристик ШАЛ.

Энергетический порог регистрации ШАЛ. При анализе экспериментальных данных важную роль играют пороговые критерии, предъявляемые к минимальной плотности потока частиц в событиях ШАЛ, которые могут быть зарегистрированы на ливневой установке. Для уточнения фактического значения этого порога была определена относительная доля событий во всём массиве смоделированных ШАЛ, в которых количество частиц, прошедших через детекторы ливневой установки, превысило эмпирический порог минимальной плотности частиц, применяемый в реальных измерениях на установке ТШВНС (не менее 8 точек детектирования с ненулевым сигналом от прохождения заряженных частиц). На рис. 4 представлен результат этой операции.

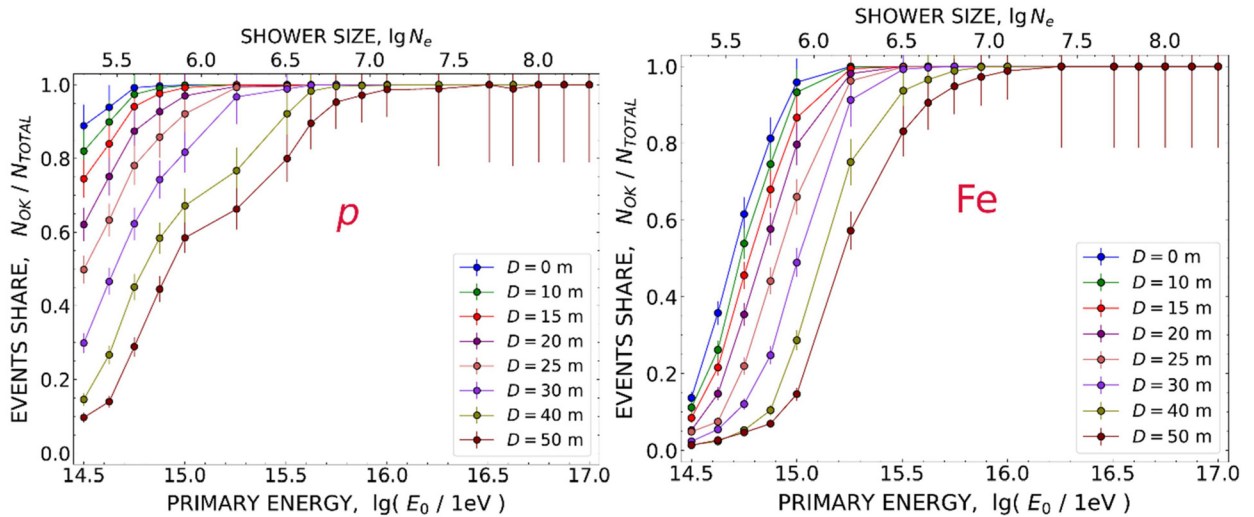


Рис. 4: Относительная доля событий от первичных протонов и ядер железа Fe, прошедших пороговое условие отбора ШАЛ (N_{OK}), среди всего набора смоделированных событий (N_{TOTAL}), в зависимости от энергии первичной частицы E_0 и расстояния D от оси ШАЛ до центра установки.

Как следует из рис. 4, при применении указанного порогового критерия к модельным ливням с осью, проходящей через центральную часть ливневой установки, на расстояниях $D \lesssim 20$ м, практически 100% вероятность регистрации ШАЛ достигается, начиная с первичной энергии $E_0 \simeq 1$ ПэВ для ливней, вызванных протонами, и при $E_0 \simeq (2 - 3)$ ПэВ для ливней от ядер железа. Энергетический порог может быть понижен до нескольких десятых долей ПэВ (с соответствующей потерей статистики), если рассматривать события с осями, сконцентрированными в более узкой области вокруг центра ливневой установки, при $D \lesssim 10$ м. Для дальнейшего улучшения условий исследования низкоэнергетических ШАЛ может быть применено снижение аппаратного порога запуска на ливневой установке в комбинации с соответствующей перенастройкой коэффициентов передачи сигнала в детекторах частиц.

Связь размера ливня N_e с энергией первичной частицы E_0 . В экспериментальных исследованиях ШАЛ оценку энергии E_0 , инициировавшей ливень первичной частицы, принято производить на основе значений параметра размера ливня N_e . Обычно предполагается, что энергия E_0 приблизительно пропорциональна N_e . Чтобы проверить применимость этого метода для Тянь-Шаньской ливневой установки, количество электронов N_e , известное для каждого смоделированного ливня, было сравнено со значением его энергии E_0 . Пример такого сравнения представлен на рис. 5 в виде корреляции между первичной энергией E_0 и оценкой среднего размера ливня N_e , полученной при обработке событий ШАЛ, смоделированных для различных зенитных углов θ первичной частицы.

На графиках рис. 5 видно, что обе зависимости соответствуют степенным функциям:

$$N_e = A(E_0/1 \text{ ПэВ})^\alpha;$$

$$E_0 = (B \cdot N_e^\beta) \text{ ПэВ}. \quad (1)$$

Т а б л и ц а 1

Значения параметров функций $N_e(E_0)$ и $E_0(N_e)$ в соотношениях (1), аппроксимирующих точки на двух графиках рис. 5

θ	0°	15°	30°	45°	60°
$A \times 10^5$	4.78	4.44	3.45	1.58	0.24
α	1.03	1.04	1.07	1.11	1.06
$B \times 10^{-5}$	0.29	0.39	0.73	2.29	8.26
β	0.97	0.96	0.98	0.89	0.94

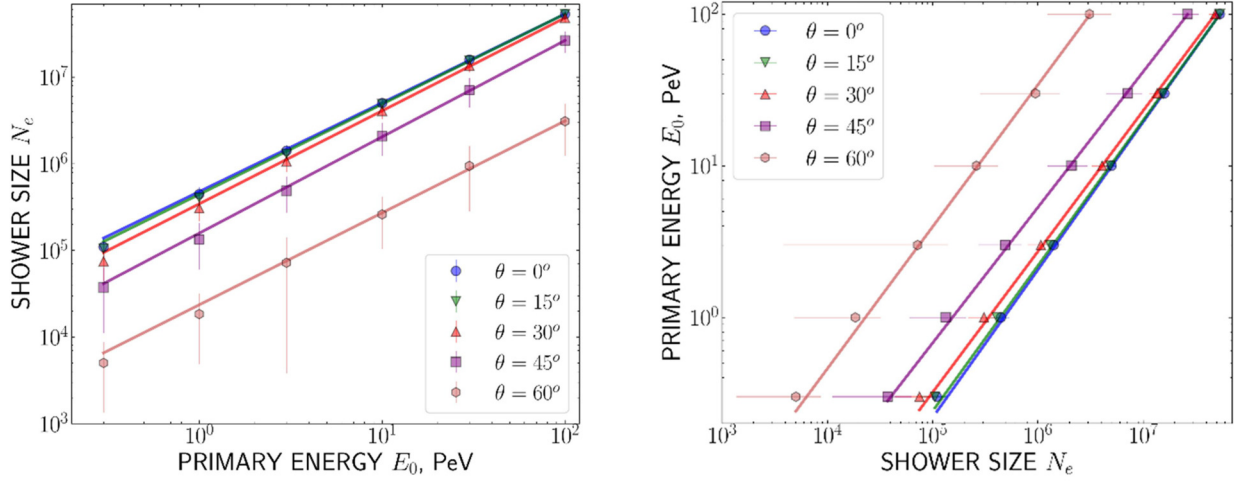


Рис. 5: Корреляция между средним размером N_e результирующего ШАЛ от энергии, $N_e(E_0)$ (левый график рисунка). Обратная зависимость $E_0(N_e)$ показана на правом графике.

Полученные при аппроксимации представленных на графиках точек коэффициенты обеих степенных зависимостей приведены в табл. 1. Из неё видно, что оба показателя степени как α , так и β , близки к единице, так что зависимости $N_e(E_0)$ и $E_0(N_e)$ действительно имеют квазилинейный характер.

Поскольку у большинства регистрируемых на реальной ливневой установке ШАЛ зенитный угол $\theta \lesssim 30^\circ$, из табл. 1 также следует, что соотношение

$$E_0 \simeq (0.3 - 0.7) \cdot 10^{-5} \cdot N_e$$

может использоваться для приблизительной оценки энергии ШАЛ (выраженной в ПэВ) на высоте расположения Тянь-Шаньской ливневой установки.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] T. K. Gaisser, Y. Stanev, S. Tilav, *Frontiers of Physics* **8**(6), 748 (2013).
- [2] D. Kang, A. Haungs, *Advance in space research* **74**(9), 4403 (2024). DOI: 10.1016/j.asr.2024.06.053.
- [3] S. Mollerach, E. Roulet, *Progress in particle and nuclear physics* **98**, 85 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2017.10.002>.

- [4] R. Engel, D. Heck, T. Pierog, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **61**, 467 (2011). DOI: 10.1146/annurev.nucl.012809.104544.
- [5] A. P. Chubenko, A. L. Shepetov, V. P. Antonova, et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **832**, 158 (2016). DOI: 10.1016/j.nima.2016.06.068.
- [6] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, et al., CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. Available online: <https://www.iap.kit.edu/corsika/70.php> (accessed on 2026-05-01).
- [7] N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko, *Nucl. Phys. B – Proc. Suppl.* **52**, 17 (1997). [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S0920-5632\(96\)00846-8](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/S0920-5632(96)00846-8).
- [8] S. S. Ostapchenko, *Nucl. Phys. B – Proc. Suppl.* **151**, 143 (2006). <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2005.07.026.132>.
- [9] S. S. Ostapchenko, *EPJ Web Conf.* **52**, 02001 (2013). <https://doi.org/10.1051/epjconf/20125202001>.
- [10] U.S. Standard Atmosphere, 1976. Available online: https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/online-publications/miscellaneous/us-standard-atmosphere-1976/us-standard-atmosphere_st76-1562_noaa.pdf (accessed on 2026-05-01).
- [11] N. M. Nesterova, V. P. Pavlyuchenko, A. P. Chubenko, S. B. Shaulov, *Phys. Atom. Nucl.* **66**, 847 (2003). <https://doi.org/10.1134/1.1576458>.

Поступила в редакцию 19 мая 2026 г.

После доработки 9 июня 2026 г.

Принята к публикации 10 июня 2026 г.