

ШИРОКИЕ АТМОСФЕРНЫЕ ЛИВНИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ В АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Н.Н.Калмыков, Г.Б.Христиансен.

Показано, что экспериментальные данные о числе мюонов высокой энергии в ШАЛ не согласуются с предположением о сохранении масштабной инвариантности в адронных взаимодействиях в области энергий 10^{15} – 10^{17} эв.

Интенсивные экспериментальные исследования на ускорителях привели к выводу о справедливости гипотезы масштабной инвариантности [1] для описания взаимодействия пион—нуклон и протон — протон в области энергий до 10^{12} эв с точностью до 10%, во всяком случае, если рассматривать рождение основной массы вторичных частиц.

В настоящей работе рассмотрен вопрос о применимости количественных представлений о масштабной инвариантности (скейлинге) в области энергий 10^{15} + 10^{17} эв. Ранее в ряде работ (см., например, [2]) был сделан вывод о возможности экстраполяции скейлинговых представлений вплоть до энергий 10^{13} эв на основании экспериментальных данных по мюонам космических лучей. В последнее время появились также работы [3; 4], в которых делаются противоположные выводы о возможности экстраполяции скейлинга в область энергий 10^{14} + 10^{15} эв. В работе [3] отмечается различие в показателях энергетических спектров ядерно-активных частиц и γ -квантов на высотах гор в интервале энергий 10^{12} + 10^{14} эв, что противоречит концепции скейлинга. Однако это различие экспериментально не является достаточно обоснованным. С другой стороны, приведенные в [4] экспериментальные данные о группах мюонов высоких энергий (более 10^{12} эв), хорошо согласующиеся с моделью скейлинга, также не могут претендовать на большую точность в силу неопределенности в плотности грунта, что как известно, препятствовало проведению на установке [4] достаточно точных измерений даже с одиночными мюонами.

Нам представляется значительно более определенной ситуация с экспериментальными данными по исследованию ШАЛ. Экспериментально хорошо изучены высотный ход ШАЛ, дающий информацию об усредненной каскадной кривой ШАЛ при энергиях 10^{15} + 10^{17} эв [5], а также зависимость числа мюонов высокой энергии (> 10 Гэв) N_μ от числа электронов N_e [6]. Теоретический анализ этих характеристик имеет преимущества по сравнению с анализом одиночных частиц и групп мюонов высокой энергии.

Действительно, результат анализа нечувствителен к форме и абсолютному значению первичного энергетического спектра, так как рассматривается число частиц в ливнях заданной первичной энергии. Кро-

ме того, для получения среднего числа электронов и мюонов достаточно знания средних характеристик элементарного акта (инклюзивных спектров) и нет необходимости учитывать их флуктуации.

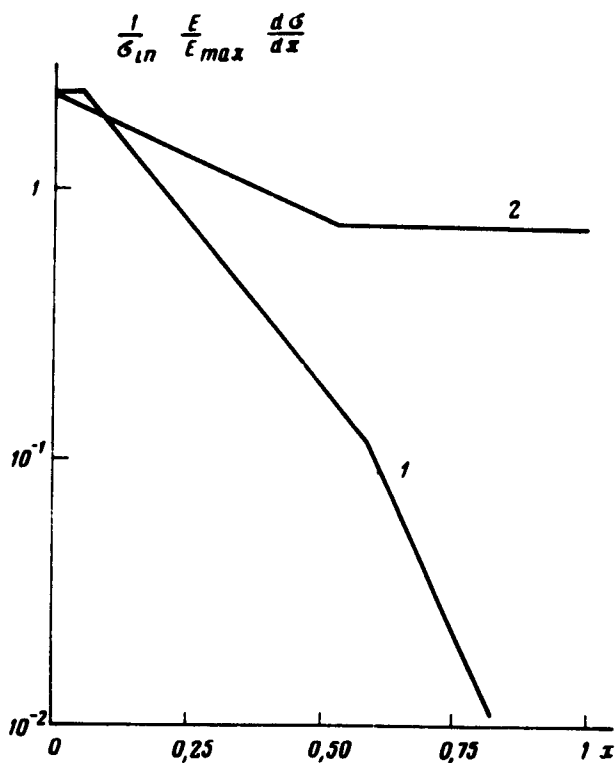


Рис. 1. Инклюзивные спектры пионов в системе центра масс: кривая 1 — нуклон-нуклонные взаимодействия, кривая 2 — пион-нуклонные взаимодействия

Нами был проведен расчет числа мюонов с энергией $> 10 \text{ Гэв}$ и числа электронов в ливнях, происходящих от первичных протонов с энергиями $10^{15} - 10^{17} \text{ эв}$. Инклюзивные спектры пионов, использованные в расчете, приведены на рис. 1. Величина

$$\frac{1}{\sigma_{in}} \int_0^1 \frac{E}{E_{max}} \frac{d\sigma}{dX} dX = \langle K \rangle,$$

где K — доля энергии, передаваемая всем вторичным частицам. $\langle K \rangle = 0,5$ для взаимодействий нуклонов и 1 для взаимодействий пионов, так как первичный пион в случае его сохранения включается в число вторичных. Чтобы избежать решения ядерно-каскадных уравнений отдельно для π^+ и π^- -мезонов, было выполнено усреднение спектров по типу первичных и вторичных частиц (см. [7]). Принятые нами спектры с точностью $\sim 10\%$ совпадают со спектрами, полученными в [8] на основании анализа современных ускорительных данных. Спектры π^0 -мезонов принимались аналогичными спектрам π^\pm -мезонов. Пробег неупруго-

го взаимодействия нуклонов и пионов в воздухе принимался равным $80 \text{ и}/\text{см}^2$ и $120 \text{ и}/\text{см}^2$ соответственно. Результаты расчета при $N_e \sim 10^7$ дают значение N_μ в 10 раз меньше, чем эксперимент (см. рис. 2). С уменьшением N_e это различие медленно уменьшается до 5 при $N_e \sim 10^5$ ввиду различия теоретической и экспериментальной зависимости $N_\mu(N_e)$. Согласно эксперименту $N_\mu \sim N_e^{0,78 \pm 0,01}$, согласно расчету $N_\mu \sim N_e^{0,61}$.

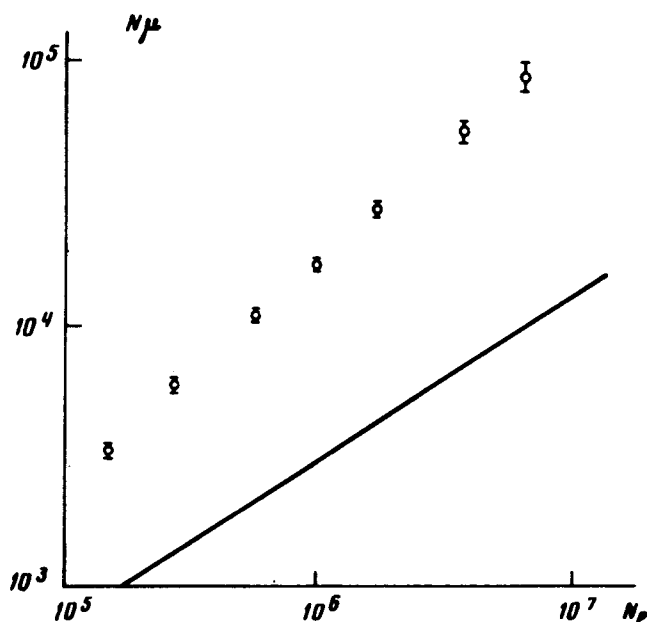


Рис. 2. Зависимость числа мюонов с энергией свыше 10 Гэв от числа электронов в ШАЛ: \circ — экспериментальные данные [6]

Увеличение множественности вторичных частиц в 1,5 раза (за счет частиц с $X < 0,05$) во взаимодействиях нуклонов и одновременное принятие (в противоречии с ускорительными данными) величины $d\sigma/dX$ для взаимодействий пионов такой же, как и для нуклонов, увеличивает отношение N_μ/N_e всего на 15%. Учитывая малую статистическую ошибку эксперимента, а также то, что систематическая ошибка не превышает 15%, можно констатировать резкое расхождение расчета и экспериментальных данных. Единственная возможность приблизить расчет к эксперименту — это предположить, что первичное излучение состоит из тяжелых ядер с $A \sim 100$. Тогда в рамках модели суперпозиции для образования ливня от ядра AN_μ возрастет на фактор $A^{1-0,61} \approx 6$. Но при этом сохранится существенное различие в характере зависимости $N_\mu(N_e)$ и, кроме того, предположение, что $A \sim 100$ резко противоречит экспериментальным данным по флуктуациям ШАЛ. Отметим также, что форма усредненных каскадных кривых (см. рис. 3) также противоречит экстраполяции скейлинга на область энергий $10^{15} + 10^{17} \text{ эв}$, хотя расхождение здесь более слабое, чем на рис. 2.

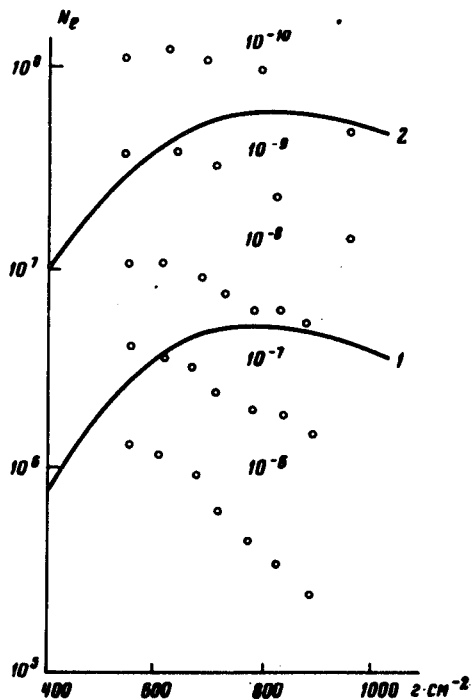


Рис. 3. Высотный ход ШАЛ: кривые 1 и 2 расчет при $E_0 = 10^{16}$ эв и $E_0 = 10^{17}$ эв [7], \circ — экспериментальные данные [5]. Над группами экспериментальных данных указана соответствующая им интенсивность ($\text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$)

Таким образом, следует констатировать резкое противоречие между экспериментальными данными по абсолютной величине доли мюонов и ее зависимости от мощности ливня с одной стороны и расчетами по модели скейлинга с другой. Подчеркнем, что экспериментальные данные противоречат скейлингу со структурной функцией, выбранной на основании ускорительных данных. Данный анализ не исключает, конечно, и такой возможности, что масштабная инвариантность не осуществляется ни при ускорительных энергиях, ни при энергиях, соответствующих ШАЛ (например, за счет возможной доминирующей роли при сверхвысоких энергиях рождения $N\bar{N}$ -пар).

Институт ядерной физики
Московского
государственного университета
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
7 мая 1975 г.

Литература

- [1] R.P. Feynman. Phys. Rev. Lett., 23, 1415, 1969.
- [2] L.V. Volkova, G.T. Zatsepin. Proc. ICCR, Denver 3; 2332, 1973.
- [3] K. Kasahara, A. Ohsawa, Y. Tanahashi et al, Proc. Intern. Cosmic Ray Symposium, Tokyo, 1974, p. 86.
- [4] J.W. Elbert, J.W. Keuffel, G.H. Lowe et al. Proc. IV European Symposium on Cosmic Rays, Lodz, (1974), (in press).
- [5] M. La Pointe, K. Kamata, J. Gaebler et al, Canad. Journ. Phys., 46, 568, 1968.

- [6] G.B.Khristiansen, O.V.Vedeneev, G.V.Kulikov et al, Proc.ICCR,
Hobart, 6; 2097, 1971.
- [7] T.K.Gaisser, R.H.Maurer, Phys. Lett., B42, 444, 1972.
- [8] A.D.Erlykin, L.K.Ng, A.W.Wolfendale, Journ. Phys., A., 7, 2059, 1974.
-