

ИНТЕНСИВНОСТЬ μ -e - РАСПАДОВ НА РАЗНЫХ ГЛУБИНАХ ПО ДАННЫМ БАКСАНСКОГО ПОДЗЕМНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ТЕЛЕСКОПА*

*Совместно с В.Н. Бакатановым, Ю.Ф. Новосельцевым,
М.В. Новосельцевой, Ю.В. Стенькиным*

Потоки медленных мюонов под землей содержат информацию о спектре мюонов на данной глубине, о сечении фотоядерного взаимодействия мюонов и о количестве медленных пионов, рождающихся в ядерных каскадах. Наша работа посвящена измерению интенсивности μ -e-распадов на глубинах от 850 до 3000 $Gz \cdot cm^{-2}$ на Баксанском подземном телескопе [1].

Методика регистрации μ -e-распадов на Баксанском подземном телескопе и предварительные результаты для глубины 850 $Gz \cdot cm^{-2}$ опубликованы в работах [2-4]. В качестве мишени для останавливающихся мюонов использовалась вторая снизу горизонтальная плоскость телескопа (масса сцинтиллятора 42 т, толщина 22 $g \cdot cm^{-2}$). При наличии задержанного сигнала от этой плоскости запускалась развертка 10-лучевого осциллографа (МО) и вся кадровая информация (координаты сработавших детекторов, энерговыделения, времена и т. д.) записывалась в оперативную память on-line ЭВМ, а затем на магнитную ленту.

Исходя из топографии местности, мы выбрали четыре достаточно широких интервала углов θ и φ , соответствующих глубинам $H > 1500 Gz \cdot cm^{-2}$. Для каждого интервала были вычислены ожидаемые потоки мюонов и их средние энергии E . Затем были вычислены эффективные глубины под плоской земной поверхностью H , на которых потоки мюонов, проходящих через плоский детектор, имеют такие же средние энергии E . Результаты приведены в таблице.

С помощью off-line ЭВМ было обработано $\sim 10^5$ событий с μ -e-распадами и столько же без распадов (т. е. проходящих мюонов). События, попавшие в заданные интервалы углов, а они составляют малую долю от всех событий, распечатывались и просматривались вручную. Это позволило исключить грубые ошибки в определении траекторий, вызванные имитациями (группами мюонов и пр.), и надежно определять класс событий**. Количество μ -e-распадов в каждом событии определялось по осциллограммам МО. Полученные по осциллограммам амплитудный и временной спектры задержанных импульсов соответствуют ожидаемым для

* *Известия АН СССР, сер. физ., т. 49, вып. 7, 1369(1985).*

** *О разделении распадов на «атмосферные» и «локальные» см. [2].*

| θ | $T, \text{ч}$ | $N_{\mu}, \text{ч}^{-1}$ | h $\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$ | Собы- тия | ε | $N_{\mu e}$ | $R \cdot 10^3$ | $\bar{E}, \text{ГэВ}$ | $H,$ $\text{Гг} \cdot \text{см}^{-2}$ |
|----------------------------------|---------------|--------------------------|--|--------------|---------------|-------------|------------------------------------|-----------------------|--|
| Без от- бора нап- равлений | 95.8 | 24840 | 34.0 | Ат. Лок. | 0.87 1.19 | 2045 898 | 2.31 ± 0.06 0.75 ± 0.03 | 150 | 850 |
| $\geq 30^\circ$ | 1420 | 237 ± 7 | 27.2 | Ат. Лок. | 1.28 1.30 | 270 149 | 1.84 ± 0.17 1.00 ± 0.11 | 230 ± 23 | + 170 1640 - 150 |
| $\geq 40^\circ$ | 2367 | 47.5 ± 3 | 30.4 | Ат. Лок. | 1.96 1.41 | 105 71 | 1.25 ± 0.20 1.18 ± 0.21 | 290 ± 29 | + 520 2330 - 350 |
| $\geq 45^\circ$ | 2367 | 15 ± 1 | 33.1 | Ат. Лок. | 2.56 1.47 | 41 26 | 1.08 ± 0.28 1.20 ± 0.36 | 311 ± 31 | + 620 2680 - 480 |
| $\geq 50^\circ$ | 3033 | 3.5 ± 0.8 | 36.2 | Ат. Лок. | 2.94 1.35 | 15 11 | 1.0 ± 0.5 1.7 ± 0.9 | 325 ± 33 | + 1000 3000 - 560 |

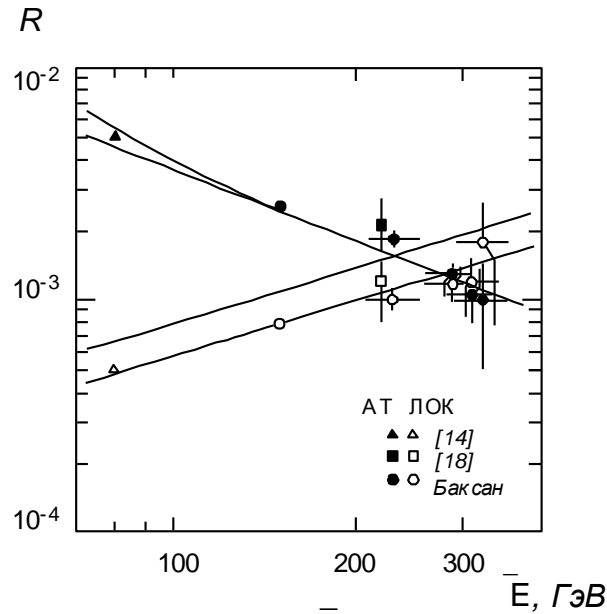


Рис. 1. Зависимость $R_{ам}$ и $R_{лок}$ от \bar{E} . Светлые точки - экспериментальные данные для $R_{лок}$, черные точки - то же для $R_{ам}$. Кривая 1- расчет для $R_{ам}(E)$ с постоянным показателем γ , кривая 1' - то же, но с учетом уменьшения γ при низких энергиях. Кривая 2 - расчет для $R_{лок}(E)$ (только для π^+), кривая 2' - та же зависимость, нормированная на нашу экспериментальную точку при $E=150 \text{ ГэВ}$. Данные работ [14, 18] умножены на 0,7, так как в них не вводилась поправка на π^- , распавшиеся на лету

μe -распадов в нашем детекторе [3].

Экспериментальное угловое распределение $N_\mu (\geq \theta)$ мюонов, проходящих через две внутренние плоскости в заданном интервале по φ ($37.5 - 127.5^\circ$), приведено в таблице. Это распределение удовлетворительно согласуется с расчетным. Особую трудность представляет собой измерение углов прихода одиночного останавливающегося мюона, поскольку,

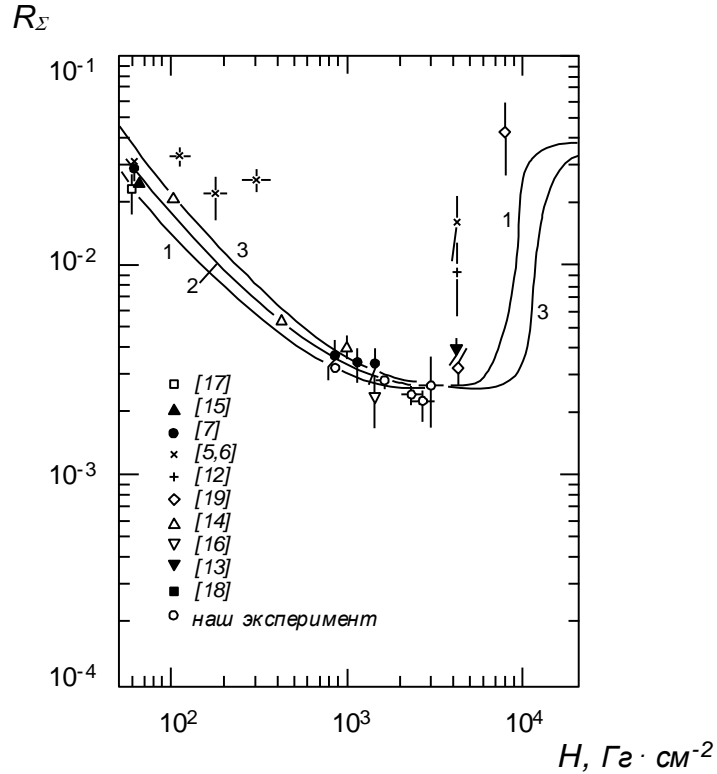


Рис. 2. Зависимость $R_\Sigma = R_{\text{ат}} + R_{\text{лок}}$ от глубины. Кривые - расчет зависимости R_Σ от глубины под плоской поверхностью для трех случаев: 1 - сферический (изотропный) детектор, 2 - плоский детектор (горизонтальная плоскость), 3 - направленный (узкоугольный) детектор, измеряющий вертикальный поток. Рост R_Σ на глубинах $H > 6000 \text{ Гз} \cdot \text{см}^{-2}$ объясняется вкладом потока мюонов, рожденных нейтрино, для которого $R \sim 0.04$. Для сферического детектора вклад этого потока становится заметным на меньших глубинах

во-первых, низкоэнергичный мюон испытывает сильное кулоновское рассеяние и, во-вторых, измерять направление приходится по малой пролетной базе ($\sim 4 \text{ м}$). Для уменьшения влияния рассеяния мы потребовали обязательное прохождение мюоном плоскости, расположенной над плоскостью-мишенью и отделенной от нее перекрытием толщиной $150 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. В этом случае мы всегда имеем для проведения траектории две точки до того, как мюон достиг энергии ниже $(300 \text{ Sec} \theta) \text{ МэВ}$. Даже при таком требовании среднеквадратичный угол рассеяния равен $9.2^\circ \sqrt{\text{Cos} \theta}$. Пролетная база для определения направлений равна в этом случае $1/3$ от средней длины траектории в телескопе для проходящих мюонов, что приводит к ухудшению

разрешения до $\sim 6^\circ$ (вместо 2°). Из-за круто падающего распределения $N_\mu(\theta)$ оба эти эффекта приводят к увеличению числа событий этого типа, на что вводилась соответствующая коррекция эффективности регистрации таких распадов. Эффективность регистрации μ - e -распадов (ε), вычисленная с учетом указанных выше эффектов, а также «пиллоу-эффекта» и доли π^- -мезонов, распадающихся в воздушном промежутке над плоскостью-мишенью (35%), приведена в таблице. Результаты эксперимента представлены в таблице. Зарегистрированное количество μ - e -распадов $N_{\mu-e}(\geq \theta)$ за время набора T показано в 7-м столбце таблицы, а в 8-м дан окончательный результат $R = 0.8 \frac{100}{\bar{h}} \frac{N_{\mu-e} / (\varepsilon T)}{N_\mu}$, приведенный к $100 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$

стандартного грунта. Средняя толщина детектора \bar{h} для каждого диапазона определялась экспериментально по угловому распределению проходящих мюонов. Подчеркнем, что интенсивность распадов, регистрируемых детектором, пропорциональна его массе M и не зависит от формы детектора. От формы детектора зависит отношение $R_{\text{дем}} \sim \frac{N_{\mu-e}}{N_\mu} \sim \frac{M}{S} \sim \bar{h}$ (не приведенное к стандартной толщине), поскольку стоящий в знаменателе поток проходящих мюонов N_μ пропорционален эффективной площади детектора S . Таким образом, \bar{h} определяется угловым распределением проходящих мюонов, поэтому попытки объяснения «турин-эффекта» широким угловым распределением локально-рожденных мюонов [14, 19] или введением разных толщин детектора $\bar{h}_{\text{атм}}$ и $\bar{h}_{\text{лок}}$ для регистрации атмосферных и локально-рожденных μ - e -распадов [13] неверны.

На рис. 1 экспериментальные данные сравниваются с расчетными зависимостями $R_{\text{атм}}(\bar{E})$ и $R_{\text{лок}}(\bar{E})$. Из энергетического спектра мюонов под землей можно получить [7]: $R_{\text{атм}}(\bar{E}) = \frac{100\alpha}{\bar{E}} \frac{\gamma}{\gamma-1}$, где α - средние ионизационные потери мюонов на данной глубине, γ - показатель интегрального спектра (кривые 1 и 1'). В работе [7] получено также $R_{\text{лок}}^+(\bar{E}) = 100 b_N n_0 (\bar{E})^{0.75}$, где b_N - потери мюона на ядерные взаимодействия в грунте. Расчет, проведенный с использованием зависимости числа останавливающихся пионов в ядерном каскаде от его энергии $m(E) = 0.8 \cdot E^{0.75}$ [8] и с учетом рождения пионов в различных электромагнитных процессах реальными фотонами (вклад $\sim 10\%$), дал $n_0 = 0.67$. Сечения брались из [9-11]. Кривая 2 на рис. 1 показывает эту зависимость для случая, когда регистрируются только π^+ . Из наших данных был вычтен вклад π^- , распадающихся на лету; так как другие авторы этого не делали, их данные для $R_{\text{лок}}$ умножены на 0.7. Экспериментальные точки для $R_{\text{атм}}$ хорошо ложатся на расчетную кривую 1', а точки для $R_{\text{лок}}$ лежат ниже кривой 2 на $\sim 35\%$. Нормированная кривая 2' служит хорошим фитом экспериментальной зависимости. Поскольку $R_{\text{лок}}(\bar{E}) \sim b_N n_0 \bar{E}^{0.75} \sim b_N \langle m(\bar{E}) \rangle$, где $\langle m(\bar{E}) \rangle$ есть среднее до спектру каскадов и по спектру мюонов, то можно предположить, что либо b_N , либо $m(E)$, использованные в расчете, завышены. Считая

$b_N = 0.41 \cdot 10^{-6} \text{ см} \cdot \text{э}^{-1}$ [9], можно получить $m(E) = 0.56 E^{0.75}$. Для числа останавливающихся пионов в электромагнитном каскаде получается зависимость вида $m_{\text{эм}}(E) = n_1 E = 0.0026 E \text{ (ГэВ)}$. Эти функции дают полное число останавливающихся пионов обоих знаков. Видно, что $m(E) \gg m_{\text{эм}}(E)$ и это делает возможным разделение ядерных и электромагнитных ливней по числу π - μ - e -распадов в них вплоть до очень больших энергий.

Зная соотношение между глубиной H под плоской поверхностью и средней энергией мюонов \bar{E} на этой глубине, проходящих через детектор с определенной апертурой, от зависимости $R_{\Sigma}(\bar{E}) = R_{\text{ат}} + R_{\text{лок}}$, можно перейти к зависимости $R_{\Sigma}(H)$, показанной на рис. 2. Там же отложены экспериментальные данные разных авторов. Разброс экспериментальных точек может быть объяснен разницей в апертуре или, другими словами, разной эффективной глубиной для детекторов разной формы, находящихся на одной и той же вертикальной глубине. Единственным исключением являются точки туринской группы [5, 6, 12, 19] на всех глубинах $> 60 \text{ Гэ} \cdot \text{см}^2$. На малых глубинах их данные получены отбором наклонных траекторий без ограничения снизу на энергию останавливающихся мюонов и без коррекции на рассеяние. Возможно, что основной эффект в этом эксперименте создавался рассеянными мюонами. На больших глубинах данные этой группы также, вероятно, содержат методические ошибки, так как результаты одного эксперимента, приводимые в разных работах [12, 19], отличаются в 3 раза. Совокупность всех экспериментальных данных говорит об отсутствии «турин-эффекта». Интенсивность локально-рожденных медленных мюонов оказалась даже на $\sim 35\%$ ниже расчетной на всех глубинах.

Литература

1. Алексеев Е. Н. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. **44**, с. 609.
2. Бакатанов В. Н. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. **44**, с. 618.
3. Bakatanov V. N. et al. Proc. 16th ICRC. Kyoto, 1979, v. **10**, p. 175.
4. Bakatanov V. N. et al. Proc. 16th ICRC. Kyoto, 1979, v. **10**, p. 179.
5. Baschiera B. et al. Lett. Nuovo Cim., 1970, v. **4**, p. 121.
6. Baschiera B. et al. Lett. Nuovo Cim., 1971, v. **1**, p. 961.
7. Алексеев Е. Н. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1973, т. **37**, с. 1488;
Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. **38**, с. 1093.
8. Jones W. V. et al. Phys. Rev., 1973, v. **7D**, p. 2013.
9. Bezrukov L. B., Bugaev E. V. Proc. 17th ICRC. Paris, 1981, v. **7**, p. 102;
Proc. 17th ICRC. Paris, 1981, v. **7**, p. 90.
10. Хаякава С. Физика космических лучей. Ч. 1. М.: Мир, 1973.
11. Бугаев Э.В., Котов Ю.Д., Розенталь И.Л. Космические мюоны и нейтрино. М.: Атомиздат, 1970, с. 15.
12. Baschiera B. et al. Proc. 14th ICRC. Munhen, 1975, v. **12**, p. 4277.
13. Dadykin V. L. et al. Proc. 17th ICRC. Paris, 1981, v. **7**, p. 187.
14. Bhat P.N., Ramana Murthy P.V. Proc. 12th ICRC. Hobart, 1971, v. **7**, p. 2829;
Proc. 13th ICRC. Denver, 1973, v. **3**, p. 1923.

15. *Barton I. C., Slade M.* Proc. 9th ICRC. London, 1965, v. **2**, p. 1006.
16. *Kropp W. R., Reines F., Woods R. M.* Phys. Rev. Letts, 1968, v. **20**, p. 1451.
17. *Short A. M.* Proc. Phys. Soc. (London), 1963, v. **81**, p. 841.
18. *Elbert I. W., Keuffel J. W., Thompson J. A.* Phys. Rev. Letts, 1972, v. **29**, p. 1270.
19. *Bergamasco L. et al.* Nuovo Cim., 1982, v. **67A**, p. 255.