

## ЯДЕРНОПАССИВНЫЕ ЧАСТИЦЫ, КАКОНЫ ОНИ?

А. Л. Ерошкин, А. К. Кудаченко, С. К. Мачавариани

УДК 523.165

Показано, что связать энергетический спектр каскадов в подземном ионизационном калориметре и свойства адронных лавин, на основании которых делался вывод о существовании ядернопассивных частиц, можно, лишь предположив, что такие частицы обладают нормальным сечением взаимодействия, но малым коэффициентом неупругости. Предположение о распаде ядернопассивной частицы со временем  $(4+5) \cdot 10^{-11}$  сек не позволяет связать эти явления вместе.

В последние 2-3 года появилось немало экспериментальных фактов; говорящих в пользу существования частицы, которая хотя и обладает сильным взаимодействием, но имеет повышенную проникающую способность по сравнению с известными на сегодня адронами /2-5/. Предположения о существовании подобных ядернопассивных частиц высказывались и ранее /6,7/. В работе /8/ был проведен анализ энергетического спектра каскадов, наблюдаемых в ионизационном калориметре на небольшой глубине под землей, в свете гипотез /1,2/. Он показал, что принятая для объяснения спектра мюонов интенсивность генерации X-частиц не может объяснить избыточную интенсивность каскадов с энергией выше 1 Тэв, наблюдаемых под землей, проникающим X-частиц под землю. Если все же связывать этот избыток с X-частицами, то только как результат взаимодействия избыточных мюонов, возникающих в процессе их распада.

В настоящей работе избыточная интенсивность каскадов под землей анализируется в свете гипотезы, выдвинутой в работах /3,4/. В них на основании данных о форме ядерного каскада в ионизационном калориметре предполагается существование так наз. T-частицы с массой  $\sim 18$  Бэв и временем жизни  $4 \cdot 10^{-11}$  сек, которая до своего

распада взаимодействует с веществом значительно слабее адронов. При энергии 0,5 Тэв множественность образования такой частицы  $n = 0,02$ , доля энергии, уносимая ею  $u \approx 0,5$ , т.е. в среднем на один каскад такой частицей уносится доля энергии  $nu \approx 0,01$ . При энергии 3 Тэв средняя доля энергии повышается до  $nu = 0,120/3 = 0,04$  и при  $E_0 = 6,5$  Тэв  $nu = 0,525/6,5 = 0,08/4$ . Если  $n = 0,2$ , как это оценивается в работе /4/ для энергии 6,5 Тэв, то  $u$  для этой же энергии равно 0,4. Из этих величин мы и будем исходить при расчете энергетического спектра каскадов под землей. Их спектр  $dI/dE$  рассчитывался по формуле:

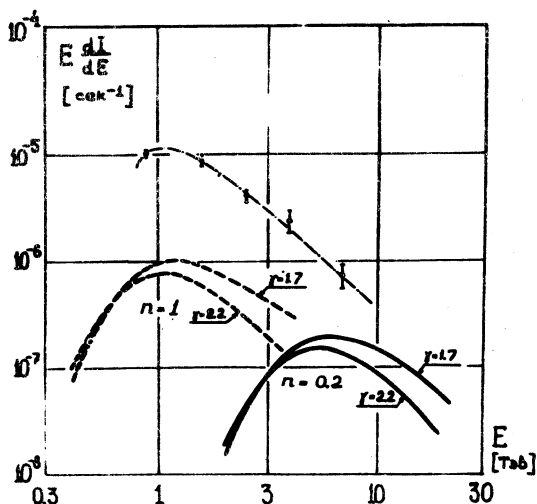
$$dI/dE = nu^{\lambda} \Delta E^{-(\lambda+1)} \exp\left(-\frac{L M c}{\tau_0 E}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta L M c}{\tau_0 E}\right)\right], \quad (I)$$

где  $\lambda E^{-(\lambda+1)}$  - дифференциальный спектр ядерноактивных частиц на нашем уровне наблюдения и  $\lambda = \gamma \cdot 10^{-2}$  м<sup>-2</sup> час<sup>-1</sup> стер<sup>-1</sup> Тэв<sup>-1</sup>. Первый экспоненциальный член представляет собой вероятность Т-частице пройти расстояние  $L = 10$  м до подземного калориметра, не распавшись, и член в скобках - вероятность распасться на последующем отрезке  $\Delta L = 2,7$  м, где каскад от продуктов распада еще может быть зарегистрирован калориметром. Масса и время жизни частицы принимались в соответствии с данными /3,4/  $M = 18$  Бэв и  $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-11}$  сек. Спектр, рассчитанный по формуле (I) для  $n = 0,2$  и  $\gamma = 1,7$  и  $2,2$ , показан на рис. I. На этом же рисунке приведен экспериментально наблюдаемый спектр избыточных каскадов. Видно, что ни по форме, ни по интенсивности рассчитанный спектр не совпадает с экспериментальным.

Не приводит к согласию и повышение вероятности рождения Т-частицы до  $n = 1$ . Такое предположение неизбежно приводит к уменьшению средней доли энергии, уносимой Т-частицей, до 0,08 при  $E_0 = 6,5$  Тэв, и для того, чтобы сохранить неизменными характеристики удлинения каскада, приходится удлинять и время жизни до  $2 \cdot 10^{-10}$  сек. Предполагать в 5 раз меньшую массу нельзя, так как она уже была бы обнаружена на современных ускорителях. При этих условиях спектр каскадов от Т-частиц выглядел бы для тех же значений  $\lambda$  так, как показано на рис. I пунктирными линиями.

Несоответствие расчетов и эксперимента обусловлено в основном тем, что при таком коротком времени жизни, как  $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-11}$  сек, практически все Т-частицы распадаются, не дойдя до подземной лабо-

ратории. Достигнуть ее и дать взаимодействие в калориметре могут лишь те из них, которые обладают энергией не менее нескольких Тэв, а таких частиц очень мало.



Р и с. 1. Сравнение энергетического спектра изгиба казядов в шихидеионном калориметре (штрих-пунктирная линия проведена через экспериментальные точки от руки) с ожидаемым согласно гипотезе о существовании проникающей частицы для двух видов спектра адронов, характеризующихся наклоном  $\gamma = 1,7$  и  $2,2$  и двух значений вероятности рождения проникающей частицы  $n = 0,2$  (сплошные линии) и  $n = 1$  (пунктир)

Если дополнительно предполагать, что при распаде Т-частицы кроме пионов образуется еще и мюоны, то короткое время жизни и большая масса Т-частиц приведут к тому, что вплоть до энергий  $\sim 10^4$  Тэв. практически все Т-частицы в атмосфере будут распадаться. Энергетический спектр мюонов, начиная от нескольких Тэв и до десятков тысяч Тэв, будет во крайней мере не ниже периферического спектра мюонов, что выйдет в противоречие со спектром горизонтальной атмосферной линии, имеющей  $\gamma = 2,8$ . Если считать, что мюоны возникают при касковом распаде Т- $\pi$ ,  $k \rightarrow \mu$ , то подбирая моды

и относительные вероятности каналов распада, можно подогнать наблюдаемый избыток каскадов под расчет, но неизбежное при этом нагромождение большого количества предположений вряд ли может иметь какую-либо познавательную ценность. Кроме того, авторы работы /9/, в которой наблюдалась аномалия в угловом распределении потока высокоэнергичных мюонов, стали на точку зрения методического объяснения этой аномалии /10/. В связи с этим отпала необходимость дополнительного предположения о мюонном канале распада тяжелой частицы /1/.

Таким образом, если удлинение ядерных каскадов в области энергий порядка нескольких Тэв объяснять наличием проникающей распадающейся частицы с вышеизложенными свойствами, то избыточная интенсивность каскадов под землей не может быть связана с проникновением таких частиц через грунт. Это явления, не связанные друг с другом.

Однако возможность связать их все же есть. Обратим внимание на другую возможную трактовку результата. /4/. Удлинение ядерных каскадов в области энергий порядка нескольких Тэв может быть объяснено в рамках гипотезы /1/, т.е. не рождением распадающейся Т-частицы, а рождением проникающей Х-частицы, имеющей  $\Lambda_{\text{возд}}^{\text{полг}} \approx 800 \text{ г/см}^2$  и  $\Lambda_{\text{полг}}^{\text{Pb}} \approx 2000 \text{ г/см}^2$ . Интенсивность генерации таких частиц определяется величиной  $\frac{\mu^Y}{\mu^X}$ , а интенсивность генерации ими каскадов в калориметре — величиной  $\frac{\mu^Y k^Y \epsilon}{\mu^X k^X \epsilon}$ , где  $k$  — коэффициент неупругости Х-частиц, а  $\epsilon$  — эффективность их регистрации калориметром. В работе /8/ было показано, что величина  $\mu^Y = 5 \cdot 10^{-4}$ , принятая в работе /1/, недостаточна для объяснения избытка каскадов под землей даже при условии, что Х-частица теряет все свои энергии при взаимодействии, т.е.  $k = 1$ . Это объяснялось тем, что при большом коэффициенте неупругости поглощения частицы определяется только сечением взаимодействия. Если принять пробег для взаимодействия  $\Lambda_{\text{вз}}^{\text{Pb}} = 2000 \text{ г/см}^2$ , то для нашего калориметра эффективность регистрации  $\epsilon = 0,2$  и величина  $\frac{\mu^Y k^Y \epsilon}{\mu^X k^X \epsilon} = 5 \cdot 10^{-4} \cdot 1 \cdot 0,2 = 10^{-4}$ . Малость этой величины и не позволяла объяснить избыток каскадов под землей на основе гипотезы /1/.

Расчет показывает, что величина  $\frac{\mu^Y k^Y \epsilon}{\mu^X k^X \epsilon}$ , необходимая для такого объяснения, должна быть в пять раз больше, т.е. равна  $5 \cdot 10^{-4}$ . Тогда при  $\Lambda_{\text{вз}}^{\text{Pb}} = 200 \text{ г/см}^2$  эффективность  $\epsilon \approx 1$ , а чтобы обеспе-

чить большую проникающую способность, т.е. пробег для поглощения  $\Lambda_{\text{погл}}^{\text{Pb}} = \Lambda_{\text{вв}}^{\text{Pb}} / [1 - (1 - k)u] = 2000 \text{ г/см}^2$ , необходимо принять  $k^{\text{Pb}} \approx 10^{-2}$ . Отсюда  $mu^{\text{Pb}} = 5 \cdot 10^{-4} / 10^{-2} = 5 \cdot 10^{-2}$ . Независимое определение  $mu^{\text{Pb}}$  из анализа формы ядерных каскадов ( $n = 0,2$ ,  $u = 0,4$ ) дает величину  $mu^{\text{Pb}} = 4 \cdot 10^{-2}$ , практически совпадающую с той, которая только что получена из спектра избыточных каскадов под землей. Если же взять  $k = 1$ , то полученное значение  $mu^{\text{Pb}} = 2,5 \cdot 10^{-3}$  больше чем на порядок расходится с  $mu^{\text{Pb}} = 4 \cdot 10^{-2}$ , полученным непосредственно из анализа формы ядерных каскадов.

Следовательно, если связывать воедино характеристики ливней, бедных мюонами, горизонтальных атмосферных ливней, каскадов, наблюдаемых в ионизационном калориметре, и избытка каскадов, наблюдаемых под землей, нужно предположить, что при взаимодействиях адронов с энергией выше нескольких  $\text{Тэв}$  с вероятностью, достигающей 0,2, генерируются частицы с повышенной проникающей способностью, уносящие в среднем 0,4 первичной энергии. Однако это вовсе не ядерноспасинные частицы. Они взаимодействуют с теми же сечениями, что и адроны. Их проникающая способность обусловлена только малым коэффициентом неупругости ( $\approx 0,06$ ). Обычно малый коэффициент неупругости связывают с большой массой частиц /6, II/. Этой же большой массой и, следовательно, высоким порогом рождения объясняется и то, что вышеперечисленные явления начинают наблюдаться при высокой энергии. Поток таких частиц из атмосферы достаточно велик и достигает  $\approx 8 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$ . Слабо поглощаясь в атмосфере, он обуславливает одинаковый избыток каскадов, наблюдаемый в подземных установках на уровне моря /6/ и на уровне гор /12/. Интенсивность ливней, бедных мюонами, и горизонтальных атмосферных ливней естественно объясняется теми же взаимодействиями с малым коэффициентом неупругости, характерными для этих частиц.

Вышеприведенное заключение о принципиальной возможности связать воедино избыточную интенсивность каскадов под землей с гипотезами о существовании тяжелой проникающей частицы основано только на анализе интенсивности этих каскадов и свойств адронных ливней в ионизационном калориметре. Для того, чтобы делать более определенные выводы относительно справедливости этих гипотез, необходимо привлекать к анализу и другие их следствия, например, вероятность появления нескольких последовательных взаимодействий в

калориметре под землей, угловое распределение избыточных каскадов, анализ их формы и т.п.

Поступила в редакцию  
5 июня 1973 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Е. Гавин, Р. Маз, Е. Вдовчик. Изв. АН СССР, сер. Физ., 35, 2138 (1971). J. Wdowczyk, E. Zujewska. J. Phys. A., Gen. Phys. 5, 1514 (1972).
2. M. Nagano, T. Nara et al. INS, Report 147, 1970.
3. А. И. Антошин, Г. Л. Башкирзян и др. Изв. АН СССР, сер. Физ., 36, 1640 (1972).
4. В. П. Павлюченко, В. И. Яковлев. Краткие сообщения по физике ФИАН № 4. 51 (1972).
5. J. E. F. Vaughan, G. Brooke, E. W. Zellermann. Nature, Phys. Sci., 242, 114, 5 (1973); priv. communic., 1973.
6. С. Н. Вернов, О. В. Веденеев и др. Proc. IX Int. Conf. Cosm. Rays, 2, 952 (1965).
7. Д. А. Смородин. ЖЭТФ, 3, 197 (1966).
8. А. Д. Ермакин, А. К. Куличенко, С. К. Мачаварьян. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 3, 48 (1971).
9. H. E. Bergeson, G. L. Bolingbroke, G. Carlson, D. E. Groom, J. W. Keuffel, J. L. Morrison, G. L. Osborne. X Int. Conf. Cosm. Rays, Conf. Papers, 4, 1418 (1971).
10. H. E. Bergeson, G. Carlson, J. W. Keuffel, J. L. Morrison. XI Int. Conf. on High Energy Physics, Batavia, 1972.
11. R. K. Adair, N. J. Price. Phys. Rev., 142, 844 (1966).
12. А. Д. Ермакин, А. К. Куличенко, С. К. Мачаварьян, С. И. Никольский. XI Int. Conf. Cosm. Rays, Conf. Papers. MN 631.