

ФИЗИКА

Н. Л. ГРИГОРОВ

**СОСТАВ ЖЕСТКОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
В СТРАТОСФЕРЕ**

(Представлено академиком Д. В. Скobelевым 25 XI 1950)

Непосредственное измерение потока быстрых μ -мезонов на больших высотах представляет серьезные экспериментальные трудности и до сих пор еще никем не выполнено. Поэтому, чтобы получить зависимость от высоты потока μ -мезонов, из общего потока частиц жесткой компоненты N_{μ} обычно вычитают поток первичных частиц N_{α} и разность отождествляют с потоком μ -мезонов. Этот способ, примененный, в частности, в работе (1), позволил построить высотный ход мезонной компоненты после того, как экспериментально был получен высотный ход ливнеобразующих частиц, входящих в состав жесткой компоненты (2,3). Однако такой способ выделения μ -мезонов из жесткой компоненты недостаточно точен. Это видно из следующих соображений.

Если в разность $N_{\mu} - N_{\alpha} = N_{\mu}^*$ входят только μ -мезоны, то интеграл

$$\lambda \frac{Z\mu_0 c^2}{c\tau_0} \int_0^\infty N_{\mu}^*(m) \frac{dm}{m} \quad (1)$$

должен давать величину энергии, переданной μ -мезонами электронам распада. Однако, как будет показано ниже, электронам распада передается значительно меньше энергии, чем получается из выражения (1). Из этого должен быть сделан вывод, что в разности $N_{\mu} - N_{\alpha}$ содержатся частицы, не являющиеся μ -мезонами.

Из данных опытов (4-6), в которых измерялась интенсивность жесткой компоненты под разными зенитными углами на разных высотах, энергия, передаваемая μ -мезонами электронам распада, может быть вычислена совершенно строго следующим образом.

Обозначим через $N_{\mu}^0(m)$ поток μ -мезонов на глубине m^* г/см² от границы атмосферы, движущихся под углом θ к вертикали; через $E_{\theta, p}^0$ — энергию, переданную этими мезонами электронам распада при прохождении потока мезонов через всю атмосферу.

Тогда

$$E_{\theta, p}^0 = \frac{\lambda A}{\cos \theta} \int_0^\infty N_{\mu}^0(m) \frac{dm}{m} \quad (2)$$

* Здесь и в дальнейшем m отсчитывается от границы атмосферы в направлении движения мезонов.

здесь

$$A = Z \frac{\mu_0 c^2}{c \tau_0} = 10^9 \text{ эв.}$$

Очевидно, что для вертикального направления

$$E_{\theta=0}^0 = \lambda A \int_0^\infty N_\mu^0(m) \frac{dm}{m}. \quad (2*)$$

Но жесткая компонента $N_{\mu c}^0(m)$ состоит из мезонов $N_\mu^0(m)$ и нераспадающихся частиц $N_{\mu c}^0(m)$, т. е. $N_{\mu c}^0(m) = N_\mu^0(m) + N_{\mu c}^0(m)$ под углом θ к вертикали, и, аналогично, $N_{\mu c}^0(m) = N_\mu^0(m) + N_{\mu c}^0(m)$ для вертикального направления. Поэтому, обозначив

$$N_{\mu c}^0(m) - N_\mu^0(m) = \Delta N_{\mu c}^0(m),$$

получим, что

$$\Delta N_{\mu c}^0(m) = [N_\mu^0(m) - N_\mu^0(m)] + [N_{\mu c}^0(m) - N_{\mu c}^0(m)].$$

Вторая скобка равна нулю, так как интенсивность потока нераспадающихся частиц определяется только глубиной места наблюдения от границы атмосферы (при отсутствии рассеяния).

Учитя это, получим:

$$E_{\theta=0}^0 = \frac{E_{\theta=0}^0}{\cos \theta} - \frac{\lambda A}{\cos \theta} \int_0^\infty \Delta N_{\mu c}^0(m) \frac{dm}{m}. \quad (3)$$

Считая, что мезоны, движущиеся в любом направлении, получают от первичных частиц одинаковую энергию, мы можем написать следующее равенство:

$$\beta \int_0^\infty N_\mu^0(m) \frac{dm}{m} + \frac{E_{\theta=0}^0}{\lambda} = \beta \int_0^\infty N_\mu^0(m) dm + \frac{E_{\theta=0}^0}{\lambda}$$

здесь $\beta = 2 \cdot 10^6 \frac{\text{эв}}{\text{Г/см}^2}$.

Отсюда

$$E_{\theta=0}^0 = \lambda \beta \int_0^\infty [N_\mu^0(m) - N_\mu^0(m)] dm = E_{\theta=0}^0,$$

или

$$E_{\theta=0}^0 = E_{\theta=0}^0 + \lambda \beta \int_0^\infty \Delta N_{\mu c}^0(m) dm. \quad (4)$$

Сравнивая равенства (3) и (4), найдем:

$$\left(\frac{1}{\cos \theta} - 1 \right) E_{\theta=0}^0 = \frac{\lambda A}{\cos \theta} \int_0^\infty \Delta N_{\mu c}^0(m) \frac{dm}{m} + \lambda \beta \int_0^\infty \Delta N_{\mu c}^0(m) dm. \quad (5)$$

В правой части равенства (5) под интегралами стоит величина $\Delta N_{\mu c}^0(m)$, которая непосредственно получается из опытов (4-6).

Так, беря данные из (4), получаем

$$E_{\theta=0}^0 = 8,2 \cdot 10^9 \lambda \frac{\text{эв}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин} \cdot \text{стераид}};$$

беря данные из (6), получим

$$E_{\varphi, p}^0 = 5,8 \cdot 10^9 \lambda \frac{\text{эв}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин} \cdot \text{стераид}},$$

а данные из (5) дают

$$E_{\varphi, p}^0 = 4,3 \cdot 10^9 \lambda \frac{\text{эв}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин} \cdot \text{стераид}}.$$

Последние два значения для $E_{\varphi, p}^0$ нам кажутся более достоверными, чем первое, так как в опытах (5, 6) измерялась интенсивность жесткой компоненты под разными углами в одном и том же полете.

На рис. 1, 1 дан высотный ход разности $N_{\mu}(m) - N_{\pi}(m) = N_{\mu}^*(m)$, заимствованный из работы (1). Если вычислить, пользуясь этой кривой, ин-

теграл $\lambda A \int_0^\infty N_{\mu}^*(m) \frac{dm}{m}$, то его

значение будет равно $13,2 \cdot 10^9 \lambda \frac{\text{эв}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин} \cdot \text{стераид}}$, т. е. существенно большие приведенных выше значений. Это расхождение указывает на то, что в разности $N_{\mu} - N_{\pi}$ содержатся не только μ -мезоны, но в значительном количестве и нераспадающиеся частицы, которые не входят в величину $\Delta N_{\mu}^0(m)$, обусловленную только распадом μ -мезонов.

Можно попытаться построить высотный ход потока μ -мезонов, по крайней мере, в области небольших значений m .

Из вышеприведенных рассуждений, из которых мы получили выражение для $E_{\varphi, p}^0$, легко получить и выражение для потока μ -мезонов как функцию глубины m г/см²:

$$N_{\mu}^0(m) = \frac{1}{1 - \cos \theta} \left[\Delta N_{\mu}^0(m) \left\{ 1 + \frac{\beta m \cos \theta}{A} \right\} + \frac{m \cos \theta}{A} \frac{\partial \Delta E}{\partial m} \right],$$

где $\Delta E(m, \theta)$ — разность потоков энергий, несомых мезонами, имеющими на глубине m г/см² и движущимися, соответственно, по вертикали и под углом θ к вертикали. Эту формулу использовать непосредственно нельзя, так как неизвестен вид $\Delta E(m, \theta)$. Однако, в первом приближении можно воспользоваться выражением (6) без члена $\frac{m \cos \theta}{A} \frac{\partial \Delta E}{\partial m}$. Построенный таким образом высотный ход мезонной компоненты представлен на рис. 1, 2.

Если вычислить $\lambda A \int_0^\infty N_{\mu}^0(m) \frac{dm}{m}$ из кривой 2, то для этого интеграла получится значение $6,7 \cdot 10^9 \lambda \frac{\text{эв}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин} \cdot \text{стераид}}$. Эта величина находится в достаточно хорошем согласии со значением $5,8 \cdot 10^9 \lambda \frac{\text{эв}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин} \cdot \text{стераид}}$.

Таким образом, кривая 2 является более хорошим приближением к истинному потоку μ -мезонов, нежели кривая 1. Из этого следует вывод, что разность между кривыми 1 и 2 дает поток частиц, которые не входят в ливнеобразующую компоненту, так как они входят в разность $N_{\mu} - N_{\pi}$, и в то же время являются нераспадающимися

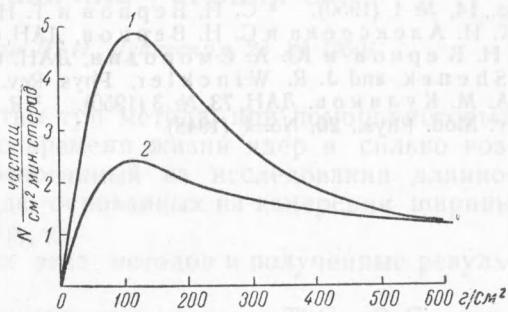


Рис. 1

частицами, так как они не входят в μ -мезонную компоненту, выделенную на основе опытов по распаду частиц жесткой компоненты.

Из рис. 1 видно, что поток этих нераспадающихся частиц в стратосфере порядка потока μ -мезонов. Повидимому, эти частицы являются вторичными протонами, рожденными первичными космическими частицами в электронно-ядерных ливнях. В опытах (7), проведенных на высоте 10 км, были обнаружены в составе жесткой компоненты вторичные протоны сравнительно невысокой энергии.

Поступило
11 XI 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров и А. Н. Чарахчьян, Изв. АН СССР, сер. физ., **14**, № 1 (1950). ² С. Н. Вернов и Т. Н. Чарахчьян, ДАН, **69**, № 5 (1949). ³ К. И. Алексеева и С. Н. Вернов, ДАН, **69**, № 3 (1949). ⁴ Л. Т. Барадзей, С. Н. Вернов и Ю. А. Смородин, ДАН, **63**, № 3 (1948). ⁵ W. G. Stroud, J. Sheneck and J. R. Winckler, Phys. Rev., **76**, No. 8 (1949). ⁶ С. Н. Вернов и А. М. Куликов, ДАН, **73**, № 3 (1950). ⁷ R. V. Adams, C. D. Anderson et al., Rev. Mod. Phys., **20**, No. 1 (1948).