

К ВОПРОСУ ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ 10^{11} — 10^{12} эв НА УРОВНЕ МОРЯ

Н. А. ГРИГОРОВ, Э. А. МАМИДЖАНИЯ

В работе рассчитываются энергетические спектры нуклонной компоненты космических лучей на разных высотах в атмосфере, в том числе и спектр нейтронов на уровне моря. Результаты расчета сравниваются со спектром, измеренным на уровне моря в работе [5].

Для расчета энергетического спектра нуклонов на разных глубинах X в см^{-2} атмосферы необходимо задать спектр нуклонов на границе атмосферы и средние характеристики их взаимодействия.

В соответствии с данными измерений спектра протонов первичных космических лучей, выполненных на искусственных спутниках „Протон-1, 2, 3“ [1], этот спектр можно аппроксимировать функцией

$$J_p(>E, X=0) = 5 \cdot 10^{-4} \left(\frac{100}{E}\right)^{1.7} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{E}{1000}\right)^2\right]^{0.3}} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}, \quad (1)$$

где E измеряется в Гэв.

Интегральный энергетический спектр нуклонов, упакованных в ядрах с $Z \geq 2$, можно представить в виде [1]:

$$J_Z(>E, X=0) = A \left(\frac{100}{E}\right)^{1.73} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}, \quad (2)$$

где E — энергия на нуклон, измеряемая в Гэв.

В области умеренных энергий доля нуклонов, упакованных в ядрах с энергией E Гэв/нуклон, составляет 40% от потока свободных протонов с той же энергией [2]. Следовательно, при 10^{11} эв, когда спектр первичных протонов еще подобен спектру ядер,

$$\frac{J_Z(>E, X=0)}{J_p(>E, X=0)} \Big|_{E=100 \text{ Гэв}} = \frac{A}{5 \cdot 10^{-4}} = 0,4; \text{ т. е. } A = 2 \cdot 10^{-4}.$$

Поэтому, если бы все ядра в верхней части атмосферы при своем взаимодействии с ядрами атомов воздуха рассыпались на составляющие их нуклоны, то поток нуклонов от ядер при $X \approx 0$ был бы равен

$$J_Z(>E, X \approx 0) = 2 \cdot 10^{-4} \left(\frac{100}{E}\right)^{1.73} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}.$$

В действительности, при рассыпании тяжелого ядра первичных космических лучей некоторые нуклоны первичного ядра теряют часть своей энергии и только какая-то доля α от всех нуклонов первичного ядра вылетает, сохранив первоначальную энергию. Поэтому,

$$J_z (> E, X \approx 0) = 2 \cdot 10^{-4} \alpha \left(\frac{100}{E} \right)^{1.73} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}.$$

Если исходить из химического состава ядерной компоненты, который соответствует космическим лучам малых энергий, и предположить, что теряют энергию при столкновении только те нуклоны налетающего ядра, которые заключены в перекрывающихся при столкновении объемах ядер, то получим для α значение близкое к 0,5. Поэтому мы в дальнейших расчетах принимаем $\alpha = 0,5$.

При этом полный поток всех нуклонов в верхних слоях атмосферы будет равен

$$J_{\text{нукл.}} (> E, X \approx 0) = J_p (> E, X=0) + J_z (> E, X \approx 0) = \\ = 5 \cdot 10^{-4} \left(\frac{100}{E} \right)^{1.7} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{E}{1000} \right)^2 \right]^{0.3}} + 10^{-4} \left(\frac{100}{E} \right)^{1.73} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}. \quad (3)$$

Если энергетический спектр первичных частиц (при $X \approx 0$) не чисто степенной, то прохождение нуклонов через атмосферу при постоянном пробеге для взаимодействия λ и постоянном коэффициенте неупругости K не будет описываться экспоненциальным законом с постоянным значением пробега для поглощения $L_{\text{погл.}}$.

В этом случае дифференциальный спектр нуклонов $F(E, X) dE$ на глубине атмосферы X в см^{-2} будет описываться выражением

$$F(E, X) dE = \sum_{m=0}^{\infty} P_m(\bar{n}) N \left(\frac{E}{(1-K)^m} \right) \frac{nE}{(1-K)^m}, \quad (4)$$

где $\bar{n} = \frac{X}{\lambda}$; $P_m(\bar{n}) = \frac{(\bar{n})^m}{m!} e^{-\bar{n}}$ — вероятность того, что нуклон в слое X испытает m взаимодействий. $N(E) dE$ — дифференциальный спектр нуклонов при $X \approx 0$. Этот спектр легко получить, продифференцировав (3) по E ,

$$N(E) dE = 8,5 \cdot 10^{-6} \left(\frac{100}{E} \right)^{2.7} \frac{\left[1 + \left(\frac{E}{1000} \right)^2 \cdot 1,35 \right]}{\left[1 + \left(\frac{E}{1000} \right)^2 \right]^{1.3}} + \\ + 1,73 \cdot 10^{-6} \left(\frac{100}{E} \right)^{2.73} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1} \text{ Гэв}^{-1}. \quad (5)$$

При вычислении энергетического спектра нуклонной компоненты мы приняли $\lambda = 83 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ для частиц с энергией $E \geq 2 \cdot 10^{11} \text{ эв}$ и $K = 0,55$. (Такое значение λ следует из измеренного на ИСЗ „Протон-1, 2, 3“ эффективного сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами углерода с последующим пересчетом от углерода к воздуху по закону $\sigma(A) \sim A^{2/3}$).

Подставив значение $N(E)$ в выражение (4) и произведя соответствующие вычисления, мы получим спектр нуклонной компоненты на

разных глубинах атмосферы — $F(E, X)$. Результаты этого расчета приведены на рис. 1.

Благодаря эффекту перезарядки нуклонов при неупругих взаимодействиях можно ожидать, что протонный и нейтронный спектры на

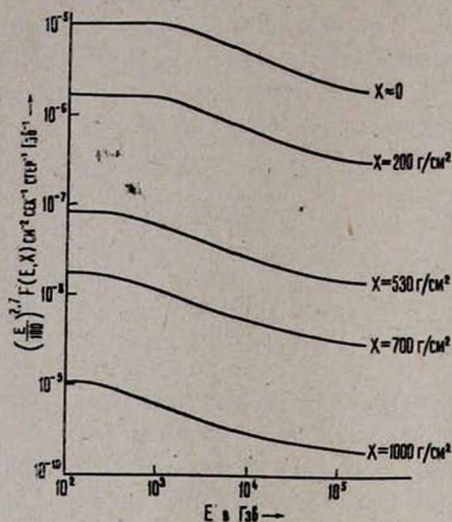


Рис. 1. Дифференциальный энергетический спектр нуклонной компоненты на разных глубинах атмосферы.

больших глубинах атмосферы будут почти тождественными. Подробное рассмотрение этого вопроса, выполненное в работе [3], приводит к этому выводу с точностью, достаточной для наших расчетов. Эксперименты дают то же — измерения протонного [4] и нейтронного спектров [5] космических лучей на уровне моря в области энергий частиц 20—100 Гэв показывают, что эти спектры в пределах статистических ошибок идентичны. Поэтому мы будем считать, что поток нейтронов с энергией E на уровне моря равен 0,5 потока всей нуклонной компоненты.

Результаты расчета дифференциального спектра нейтронов на уровне моря приведены на рис. 2 прямой линией. Для энергий 10^2 — $5 \cdot 10^3$ Гэв он может быть представлен в виде

$$F_n(E) dE = 5,2 \cdot 10^{-10} \left(\frac{100}{E} \right)^{3,0} dE \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1} \text{ Гэв}^{-1}.$$

На том же рисунке нанесены экспериментальные точки из работы [5]. Как видно из рис. 2, рассчитанный спектр в диапазоне энергий 10^{11} — 10^{12} эв хорошо соответствует экспериментальному спектру. Небольшое расхождение в абсолютных погрешностях легко может быть устранено вариацией параметра K .

Однако следует отметить, что работа [5] страдает некоторой неопределенностью в определении знака падающей на установку частицы. Это, а также не совсем удачная геометрия установки, застав-

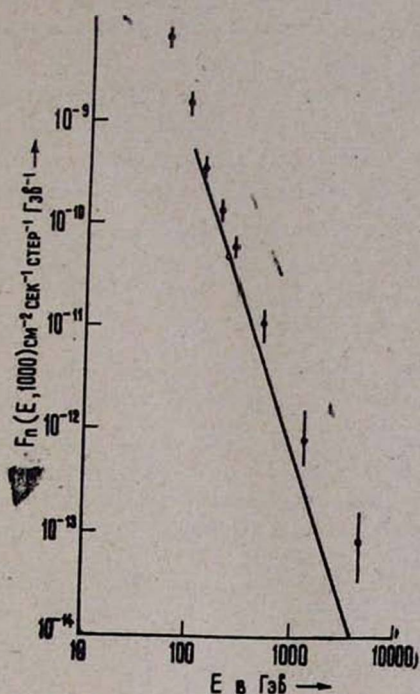


Рис. 2. Дифференциальный энергетический спектр нейтронов на уровне моря.

ляет нас утверждать, что результаты эксперимента могут быть не совсем окончательными. (В настоящее время в той же лаборатории проводятся измерения нейтронного спектра на новом, значительно улучшенном варианте установки).

Из рассчитанных спектров, приведенных на рис. 1, можно вычислить величину пробега поглощения нуклонной компоненты в атмосфере, пользуясь соотношением $L_{\text{погл.}} = \frac{X}{\ln \frac{N(E, X=0)}{F(E, X)}}$. Взяв $X = 1000 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$,

получим средний пробег, определяющий поглощение нуклонной компоненты космических лучей в интервале глубин от границы атмосферы до уровня моря. Рассчитанные значения $L_{\text{погл.}}$ приведены в табл. 1.

Таблица 1

$E \text{ Гэв.}$	$L_{\text{погл.}} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$
10^2	108
10^3	103
$3 \cdot 10^3$	101
10^4	103
$4 \cdot 10^4$	105
$2 \cdot 10^5$	108

Интересно отметить, что в области энергий $E \approx 10^{11} \text{ эв}$ и в области Ш.А.Л., т. е. $E \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ эв}$, экспериментальные значения

$L_{\text{пол.}} = 110 \text{ г.см}^{-2}$. В то же время имеются указания, что при $E=10^{12}-10^{13}$ эв $L_{\text{пол.}} \approx 100 \text{ г.см}^{-2}$ [6].

Следует подчеркнуть, что тот факт, что $L_{\text{пол.}}$ оказывается величиной, зависящей от E , вовсе не означает зависимости λ или K от E , а является следствием различного вида спектров при $X=0$ и $X=1000 \text{ г.см}^{-2}$, что в свою очередь связано с отклонением спектра нуклонов при $X=0$ от чисто степенного вида.

Институт ядерной физики Московского
государственного университета,
Ереванский физический институт ГКАЭ

Поступила 11.III.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт, И. А. Савенко, Г. А. Скурдин, Труды Всесоюзной конференции по космическим лучам. Ташкент, 1968. Изв. АН СССР. В печати.
2. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, „Происхождение космических лучей“. Москва, Изд-во АН СССР, 1963.
3. Yash Pal and B. Peters, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33, № 15, 1964.
4. G Brooke, A. W. Wolfendale, Proc. Phys. 85, 843 (1964).
5. F. Ashton, R. R. Coats, Journal of Physics AL, 169 (1968).
6. М. В. Соловьев, Диссертация. ФИАН, 1968.

ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՆՅՏՏՐՈՆՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՍՊԵԿՏՐԸ ԾՈՎԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՎՐԱ

Ն. Լ. ԳՐԻԳՈՐՈՎ, Է. Ա. ՄԱՄԻԶՅԱՆ

Աշխատանքում օգտվելով «Պրոտոն» արբանյակների չափումներից, տեսականորեն հաշված է տիեզերական ճառագայթների նեյտրոնների էներգետիկ սպեկտրը ծովի մակերևույթի վրա:

$10^2-5 \cdot 10^3$ Գէվ էներգիայի դեպքում նեյտրոնների դիֆֆերենցիալ էներգետիկ սպեկտրը կարելի է արտահայտել հետևյալ ձևով.

$$F_n(E) dE = 5,2 \cdot 10^{-10} \left(\frac{100}{E} \right)^{3,0} dE \text{ սմ}^{-2} \text{ վրկ}^{-1} \text{ ստեք}^{-1} \text{ գեվ}^{-1}$$

ON THE ENERGY SPECTRUM OF NEUTRONS IN COSMIC RADIATION OF $10^{11}-10^{13}$ EV AT SEA LEVEL

N. L. GRIGOROV, E. A. MAMIDZHANIAN

A theoretical study has been made to predict the energy spectrum of neutrons in the sea level cosmic radiation in the energy range $10^2-5 \cdot 10^3$ Gev.

The method of calculation was to derive the expected sea level spectrum from the primary spectra, obtained from measurements using the „Proton“ satellites.

The differential spectrum of neutrons can be represented by

$$F_n(E) dE = 5,2 \cdot 10^{-10} \left(\frac{100}{E} \right)^{3,0} dE \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ st}^{-1} \text{ gev}^{-1}.$$