

Н. М. Кочарян, Г. С. Саакян

Спектры рождения протонов в воздухе и свинце

Если нам известны спектры протонов на различных глубинах в веществе, а также пробег взаимодействия нуклонов, то легко можно вычислить спектр рождения протонов. Пусть $N(s, x_0 - s) dx_0$ есть дифференциальный спектр пробегов вертикального потока протонов на глубине s г/см². Здесь $x_0 - s$ — ионизационный пробег частицы, а x_0 — конечная глубина, до которой может дойти частица, теряя свою энергию только на ионизацию. Имеем

$$N(s, x_0 - s) = N(0, x_0) e^{-\frac{s}{\lambda}} + \int_0^s \gamma(x, x_0 - x) e^{-\frac{s-x}{\lambda}} dx, \quad (1)$$

где $N(0, x_0)$ — дифференциальный спектр пробегов вертикального потока протонов на поверхности вещества, т. е. при $s = 0$; $\lambda = \lambda(s - x)$ — пробег взаимодействия протонов с ионизационным пробегом $s - x$, $\gamma(x, x_0 - x) dx_0$ — число протонов с пробегами $x_0 - x$, рожденных в слое вещества в 1 г/см² на глубине x и с направлением движения параллельным вертикали. Член $N(0, x_0) e^{-\frac{s}{\lambda}}$ представляет собою ту долю протонов, которая, претерпевая ионизационные потери энергии, доходит от поверхности вещества до глубины s , не испытывая ядерных взаимодействий, $e^{-\frac{s-x}{\lambda}}$ есть вероятность того, что частицы, рожденные на глубине x , дойдут до глубины s , не сталкиваясь с ядрами вещества.

Дифференцируя уравнение (1) по s , получим

$$\gamma(s, R) = \frac{1}{\lambda} N(s, R) + \frac{\partial N(s, R)}{\partial s} - \frac{\partial N(s, R)}{\partial R}, \quad (2)$$

где введено обозначение $x_0 - s = R$. Итак, задача определения спектра рождения вертикального потока протонов сводится к знанию пробега взаимодействия λ и спектра вертикального потока протонов на различных глубинах.

Предположим, что функция $N(s, R)$ с глубиной меняется по закону

$$N(s, R) = N(R) e^{-\frac{s}{T}}, \quad (3)$$

где $l = l(R)$ — дифференциальный пробег поглощения потока протонов с ионизационным пробегом R . Подставляя (3) в уравнение (2), получим:

$$\nu(s, R) = \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{l} \right) N(s, R) - \frac{\partial N(s, R)}{\partial R}. \quad (4)$$

Рассмотрим спектр рождения протонов в воздухе. На глубинах $s \gg \lambda$ спектр протонов можно считать равновесным. Это означает, что в первом приближении пробег l можно считать постоянной величиной, не зависящей от энергии частиц. Для l мы будем принимать значение, равное 120 г/см^2 воздуха. В области энергии $0,15 \leq E \leq 0,5$ Бэв значение пробега взаимодействия в воздухе равно примерно 145 г/см^2 [1]. С возрастанием энергии протонов пробег взаимодействия λ убывает и при энергиях в несколько Бэв достигает значения, равного около 65 г/см^2 , тогда как пробег l почти не меняется. При энергиях $E \leq 1$ Бэв, первый член в формуле (4) мал по сравнению со вторым, и спектр рождения в основном определяется вторым членом:

$$\nu(s, R) \sim - \frac{\partial N(s, R)}{\partial R}. \quad (5)$$

С возрастанием энергии протонов второй член убывает и при $E \rightarrow \infty$ стремится к нулю. При энергиях $E \geq 1,5$ Бэв спектр рождения в основном определяется первым членом формулы (4)

$$\nu(s, R) \sim \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{l} \right) N(s, R). \quad (6)$$

Отсюда следует, что при $E > 1,5$ Бэв вид спектра рождения протонов совпадает с видом своего равновесного спектра, если соблюдается условие (3).

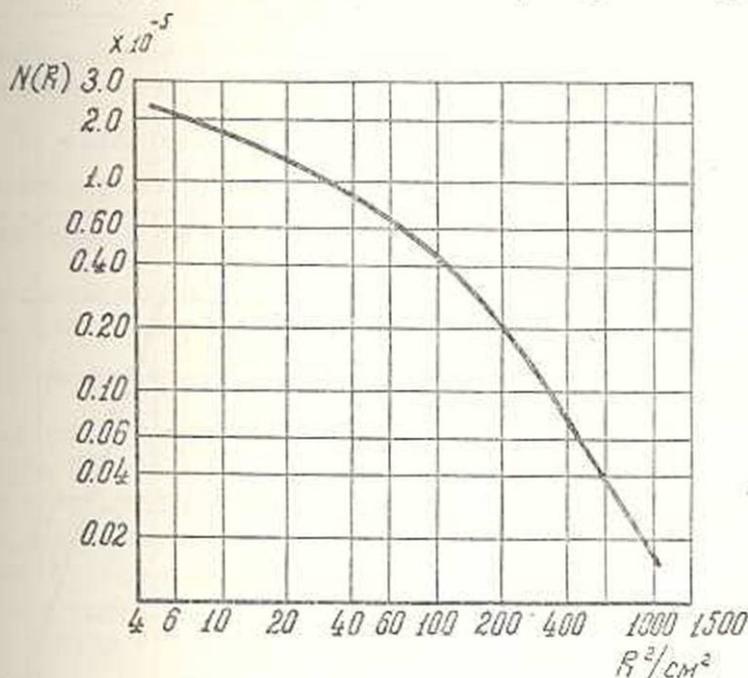
Формулы (5) и (6) и связанные с ними выводы, конечно, не относятся только к воздуху, а применимы также к другим веществам.

Появившиеся за последнее время работы, выполненные с искусственными источниками, указывают на то, что с ростом энергии нуклонов, после некоторого плато в области энергии $150 \leq E \leq 400$ Мэв, поперечное сечение неупругого взаимодействия растет. Так, для графита пробег неупругого ядерного взаимодействия λ при изменении энергии нуклонов от 0,4 до 1,4 Бэв убывает от 140 до 87 г/см^2 (2). А в области $0,15 \leq E \leq 0,4$ Бэв, как известно, λ имеет постоянное значение, равное около 140 г/см^2 .

Предполагая, что пробег взаимодействия λ пропорционален $A^{1/3}$, где A — массовое число, находим, что при энергиях $0,15 \leq E \leq 0,4$ Бэв для воздуха $\lambda = 145 \text{ г/см}^2$, а при $E = 1,4$ Бэв, $\lambda = 92 \text{ г/см}^2$. Подробный ход изменения пробега с энергией нам неизвестен, но, видимо, мы не совершим большой ошибки, если предположим, что в интервале энергий нуклонов $0,4 \leq E \leq 1,5$ Бэв пробег λ меняется линейно

$$\lambda = 168 - 54 \cdot E, \quad (7)$$

где E измеряется в Бэв-ах. В указанных пределах энергии пробег l , как уже отмечалось выше, имеет почти постоянное значение, равное примерно 120 г/см^2 . Что касается спектра протонов $N(s, R)$, то его можно получить из импульсного спектра для высоты 3200 м над уровнем моря [3]. Итак, исходя из спектра пробегов (фиг. 1), а



Фиг. 1.

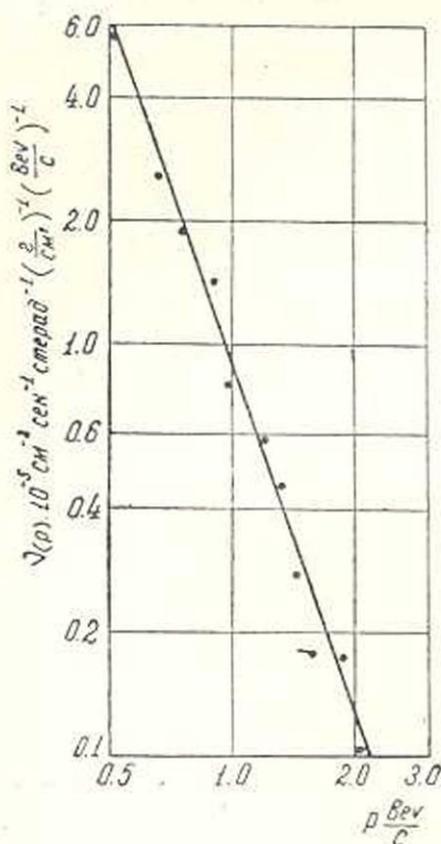
также из значения λ и l , приведенных выше, мы вычислили спектр рождения протонов в воздухе. Этот спектр представлен на фиг. 2 в двойном логарифмическом масштабе. По оси абсцисс отложены импульсы, а по оси ординат число протонов на интервал импульсов $1 \frac{\text{Бэв}}{c}$, рожденных в слое толщиной 1 г/см^2 воздуха и на интервал телесного угла один стерадиан в вертикальном направлении за одну секунду. Расчетные точки, повидимому, укладываются на одной прямой с наклоном $\gamma = 2.85$. Таким образом, спектр рождения протонов в воздухе можно аппроксимировать формулой

$$\nu(s, p)dp = 8.6 \cdot 10^{-6} p^{-2.85} dp; \quad s = 700 \text{ г/см}^2. \quad (8)$$

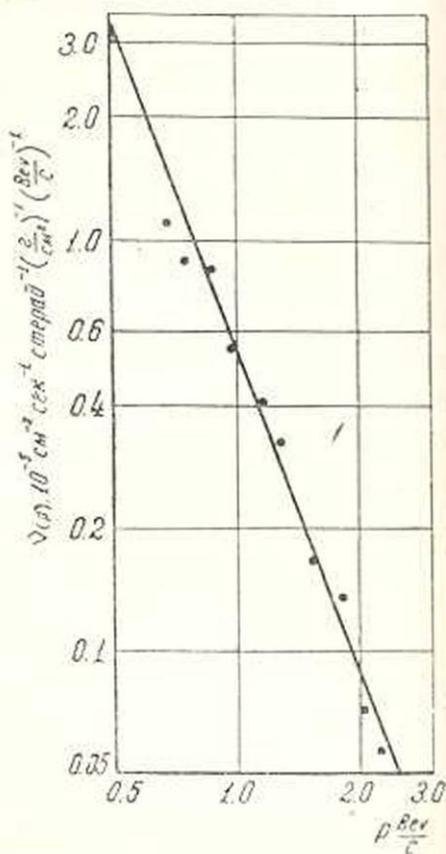
Вид этого спектра рождения в пределах ошибок эксперимента совпадает с видом спектра протонов при $p > 1.2 \frac{\text{Бэв}}{c}$. Аналогичным образом был вычислен спектр рождения протонов в свинце. Значения дифференциального пробега поглощения потока протонов l были взяты из работы [3]. Пробег неупругого взаимодействия нуклонов с

Известия VIII, № 1-2

ядрами свинца в области энергий $0,2 \leq E \leq 0,4$ Бэв имеет значение, равное 245 г/см^2 [1], а для области $0,4 \leq E \leq 1,5$ Бэв, исходя из работы [2], предполагалось, что зависимость пробега λ от энергии линейная и пробег вычислялся по формуле



Фиг. 2.



Фиг. 3.

$$\lambda = 257 - 30 E. \quad (9)$$

В качестве $N(R)$ мы взяли спектр протонов над свинцом, т. е. опять исходили из спектра, приведенного на фиг. 1. Результаты расчетов представлены на фиг. 3. Через расчетные точки можно провести прямую линию и спектр рождения протонов в свинце аппроксимировать формулой

$$\nu(s, \rho) d\rho = 5,5 \cdot 10^{-6} \cdot \rho^{-2,63} d\rho. \quad (10)$$

Этот спектр также по своему виду совпадает со спектром протонов при $\rho > 1,2 \frac{\text{Бэв}}{\text{с}}$ на глубине 700 г/см^2 , а также со спектром протонов, генерированных нейтронами в свинце [3].

Представляет интерес сравнить числа протонов, генерированных нуклонами и лишь нейтронами в свинце. Так, согласно (10), число

протонов с импульсами $p \gg 1 \frac{\text{Бэв}}{c}$, генерированных нуклонами в 1 г/см^2 свинца, равно

$$n = 3,37 \cdot 10^{-6} \text{ прот. см}^{-2} \text{ сек.}^{-1} \text{ стерад}^{-1} \left(\frac{2}{\text{см}^2} \right)^{-1}. \quad (11)$$

А из работы [3] для числа протонов, генерированных нейтронами в свинце, имели

$$n_n = 1,66 \cdot 10^{-6} \text{ прот. см}^{-2} \text{ сек.}^{-1} \text{ стерад}^{-1} (\text{г/см}^2)^{-1}. \quad (12)$$

Сравнение этих чисел показывает, что при равных условиях число протонов с импульсами $p \gg 1 \frac{\text{Бэв}}{c}$, генерированных нуклонами в свинце, в два раза больше числа протонов, генерированных лишь нейтронами. Этот результат свидетельствует о том, что протоны с импульсами $p \gg 1 \frac{\text{Бэв}}{c}$ рождаются нуклонами таких энергий, при которых числа протонов и нейтронов равны.

Пусть $I(s, p)$ — поток нуклонов на глубине $s = 705 \text{ г/см}^2$, способных генерировать вторичные протоны с импульсами, большими p . Если α_1 и α_2 — числа вторичных протонов с импульсами, большими p , рожденных в одной нуклонной звезде ядер воздуха и свинца, то для числа вторичных протонов, генерированных потоком нуклонов в 1 г/см^2 воздуха и свинца, имеем

$$n_k(p) = \frac{\alpha_k I(s, p)}{\lambda_k}, \quad (13)$$

где индекс $k = 1$ относится к воздуху, а $k = 2$ — к свинцу. Предположим, что

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^{1/2} = 2,44. \quad (14)$$

где A_1 и A_2 — соответственно атомные веса воздуха и свинца. Соотношение (14) между пробегами взаимодействий для первичного потока нуклонов рассмотренных энергий, повидимому, имеет место. Так, например, согласно работе [2], при $E = 1,4 \text{ Бэв}$ $\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = 2,33$. Из (13) и (14) имеем

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = 2,44 \frac{n_2}{n_1}. \quad (15)$$

Согласно (10) $n_2 = 3,37 \cdot 10^{-6} p^{-1,65}$, а из (9) имеем $n_1 = 4,65 \cdot 10^{-6} p^{-1,85}$.

Подставляя эти выражения в (15), получаем

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = 1,8 p^{0,22}. \quad (16)$$

Таким образом, отношение чисел вторичных протонов с импульсами в несколько $\frac{B_{\text{эВ}}}{c}$, рожденных в звездах ядер свинца и воздуха, равно примерно двум.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность С. Н. Вернову и Н. Л. Григорову за ценные обсуждения результатов настоящей работы.

Ереванский государственный университет
им. В. М. Молотова

Поступило 19 IX 1954

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Гольданский В. И., Любимов А. Л. и Медведев Б. В. УФН, 49, 3, 1953.
2. Snow A. G., Coor, T., Nill D. A., Hqujak W. F. and Smith. L. W., Bull. Am. Phys. Soc. 29, 51, 1954.
3. Кочарян Н. М. Протонная компонента космического излучения на высоте 3200 м над уровнем моря. ЖЭТФ (в печати), 1955.

Ն. Մ. Կոչարյան, Գ. Ս. Սահակյան

ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԾՆՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԸ ՕԴՈՒՄ ԵՎ ԱՐՃԻՃՈՒՄ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Ելնելով մեր լաբորատորիայում չափված պրոտոնների իմպուլսային բաշխումից օգուժ և $68 \frac{q}{\text{սմ}^2}$ արճիճի տակ, ինչպես նաև նույն լաբորատորիայում չափված պրոտոնների հոսքի կրճման գործակցի արճեքից վերճիչյալ նյութերում, հաչված է պրոտոնների ճնճան իմպուլսային սպեկտրները աչյ նյութերում:

Յուչյ է արված, որ պրոտոնների ճնճան գիֆերենցիալ սպեկտրներն օգուժ և արճիճում համապատասխանարար արտաչայում են նեակալ բանաճեերով՝

$$\nu(p)dp = 8,6 \cdot 10^{-6} p^{-2,85} dp \quad \text{և} \quad \nu(p)dp = 5,5 \cdot 10^{-6} p^{-2,63} dp,$$

որակը p — պրոտոնների իմպուլսն է, չափված $\frac{\text{Bev}}{c}$ միավորներով: Այստեղից ստանճում ենք, որ արճիճի և օդի միչուկներում ճնված մի քանի $\frac{\text{Bev}}{c}$ իմպուլս ունեցուղ պրոտոնների թվերի հարաբերությունը մտավորապես հավասար է 2-ի: