

Н. М. Кочарян, Г. С. Саакян

### К неионизационным потерям протонов больших энергий

(Представлено А. И. Алиханяном 4 III 1952)

1. В ряде работ (<sup>1,2,3</sup>) последних лет по изучению спектра масс частиц космического излучения, проведенных в Физическом институте Академии наук Армянской ССР, было установлено, что в поглотителях, наряду с протонами импульса порядка  $6 \cdot 10^8 \frac{e\upsilon}{c}$  останавливаются также в сравнительно большом количестве положительно заряженные частицы, импульс которых превышает  $6 \cdot 10^8 \frac{e\upsilon}{c}$ . Если предположить, что причиной остановки этих частиц являются только ионизационные потери, то следовало бы приписать им массу, большую массы протона.

В настоящей работе показывается, как это уже отмечалось ранее (<sup>3</sup>), что основная часть этих частиц является протонами, остановившимися в поглотителях благодаря ядерным столкновениям с нуклеонами вещества.

Наши дальнейшие рассуждения относятся к типичной установке магнитного масспектрографа Алиханяна—Алиханова, в которой под магнитом обычно устанавливаются несколько рядов фильтров с расположенными между ними рядами счетчиков для регистрации частиц.

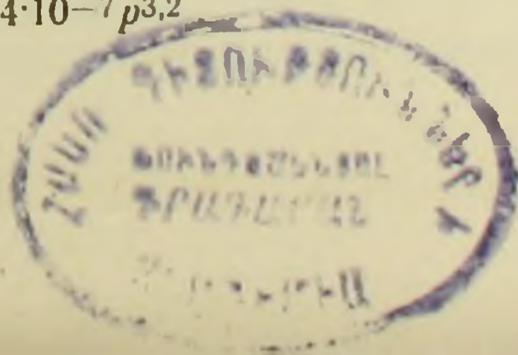
Для облегчения расчетов мы будем пользоваться эмпирической формулой<sup>1</sup>.

$$R = C_1 p^3 = CE^{3/2} \left( 1 + \frac{E}{2Mc^2} \right)^{3/2}, \quad (1)$$

где  $E$  и  $p$  — кинетическая энергия и импульс протона, соответствующие ионизационному пробегу  $R$ ,  $Mc^2$  — энергия покоя протона.

<sup>1</sup> Нужно отметить, что наилучшее согласие с кривой Росси получается для меди при:

$$R = 0,4 \cdot 10^{-7} p^{3,2}$$



Для меди  $C_1 = 1,41 \cdot 10^{-7} \frac{z}{\left(\frac{ev}{c}\right)^3}$ ,

$$C = 1,15 \cdot 10^{-2} \frac{z}{\text{см}^2 \text{Mev}^{3/2}}.$$

В дальнейших расчетах при  $E < Mc^2$  будем пользоваться соотношением

$$R = cE^{3/2}. \quad (2)$$

Эти формулы хорошо согласуются с кривой Росси в довольно широком интервале пробегов от  $1 \frac{z}{\text{см}^2}$  до  $100 \frac{z}{\text{см}^2}$ .

Пусть распределение протонов по их энергиям дается формулой

$$dn(E) = \frac{a}{E^\gamma} dE, \quad (3)$$

где  $E$  — кинетическая энергия частиц после выхода из магнитного поля, т. е. до входа в вещество, а  $a$  и  $\gamma$  — некоторые постоянные. Исходя из (2) не трудно определить энергию  $E(x)$  частиц в веществе на глубине  $x$

$$E(x) = \left( E^{3/2} - \frac{x}{C} \right)^{3/2}. \quad (4)$$

Число протонов, застрявших из-за ионизационных потерь в слое  $x_2 - x_1$  вещества, согласно (3), равно:

$$\Delta n(E_0) = \frac{a}{E_0^\gamma} \Delta E, \quad (5)$$

где

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \left( \frac{x_2}{C} \right)^{3/2} - \left( \frac{x_1}{C} \right)^{3/2},$$

$$E_0 = \left( \frac{x_1 + x_2}{2C} \right)^{3/2} = \left( \frac{x_0}{C} \right)^{3/2}.$$

2. Теперь определим число протонов с энергией  $E \geq E_2$ , оставшихся в этом же слое  $x_2 - x_1$  поглотителя, вследствие претерпеваемых ими ядерных столкновений до их входа в слой  $x_2 - x_1$ . Для этого необходимо знать поперечные сечения рассеяния протонов на протонах и нейтронах.

Результаты экспериментальных работ (4, 5, 6) можно выразить следующей эмпирической формулой, дающей дифференциальное поперечное сечение рассеяния протонов больших энергий (75—340 Mev) на нуклеонах:

$$d\sigma(E; \varepsilon) = \sigma_0 \left( 1 + \frac{b}{E} \right) \frac{d\varepsilon}{E}, \quad (6)$$

где  $E$  — энергия падающей частицы в лабораторной системе,  
 $\varepsilon$  — энергия, переданная покоящемуся нуклеону,

$$\sigma_0 = 2,9 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2; \quad b = 146 \text{ Mev}.$$

Формула (6) хорошо подождена для  $p-p$  рассеяния, за исключением малых углов рассеяния  $\vartheta \lesssim 10^\circ$ , где она, повидимому, не соответствует действительности. Но не трудно видеть, что эта неточность при малых углах не должна заметно сказаться на результатах наших вычислений. Что же касается  $p-n$  рассеяния, то формула (6) дает правильный результат для полного сечения (угловое распределение для  $p-n$  столкновений экспериментально еще не определялось).

Сравнительно быстрые протоны после ядерного столкновения на расстоянии  $x$  от места входа в вещество дойдут до слоя  $x_2-x_1$ , если их энергия  $E(x)$  удовлетворяет неравенству

$$E(x) - \varepsilon \geq E_1(x). \quad (7)$$

Но, с другой стороны, чтобы они остановились в том же слое, необходимо

$$E(x) - \varepsilon \leq E_2(x). \quad (8)$$

Если рассматривать ядро как вырожденный газ Ферми протонов и нейтронов, то для числа  $\nu$  протонов, остановившихся в слое  $x_2-x_1$ , благодаря ядерным столкновениям до этого слоя из (3), (4), (6), (7) и (8), получаем:

$$\nu = N_0 \int_{E_2} dn(E) \int_0^{x_1} dx \int_{E(x)-E_2(x)}^{E(x)-E_1(x)} f(\varepsilon) \cdot d\sigma(E(x), \varepsilon), \quad (9)$$

где  $N_0$  — число Авогадро, а

$$f(\varepsilon) = \begin{cases} 1 - \left(1 - \frac{\varepsilon}{T}\right)^{3/2} & \text{при } \varepsilon \leq T \\ 1 & \text{при } \varepsilon \geq T \end{cases},$$

причем  $T = 18 \text{ Mev}$  есть граничная энергия фермиевского распределения. Появление  $f(\varepsilon)$  в (9) обусловлено необходимостью учета принципа Паули, а именно, находящийся в ядре нуклеон только в том случае может участвовать в столкновении, если переданная ему энергия  $\varepsilon \geq T - W$ , где  $W$  исходная энергия частицы в ядре.

Теперь определим распределение частиц (9) по их энергиям:

$$\frac{d\nu}{dE} = N_0 \sigma_0 \frac{a}{E^1} \int_0^{x_1} \left(1 + \frac{b}{E(x)}\right) \frac{dx}{E(x)} \int_{E(x)-E_2(x)}^{E(x)-E_1(x)} f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (10)$$

В (10) не учтены ядерные столкновения в слое  $x_2-x_1$ . Рассмотрим сперва ядерные столкновения протонов с нейтронами, при-

водящие к остановке протонов в этом слое. Для числа  $\nu_n$  таких протонов из (3), (4) и (6) имеем:

$$\nu_n \approx \frac{1}{2} N_0 \int_E^\infty dn(E) \int_{x_1}^{x_2} dx \int_{E(x)-E_m}^{E(x)-T} d\sigma[E(x), \varepsilon]. \quad (11)$$

Нижний предел первого интервала  $E(x) - E_m$  выражает условие остановки протона в слое  $x_2 - x_1$  после соударения с нейтроном.  $E_m$  — энергия, соответствующая ионизационному пробегу  $\frac{x_2 - x_1}{2}$ , а значение верхнего предела интеграла  $E(x) - T$  вытекает из принципа Паули. Нижний предел второго интеграла  $E$  предполагается таким, чтобы во всех точках слоя  $x_2 - x_1$  можно было применить газовую модель ядра.

Мы принимаем  $E \approx E_0 + 100 \text{ Mev}$ . Для того, чтобы рассмотреть столкновения протонов с протонами, отметим, что в рассмотренном выше столкновении протона с нейтроном, последний, получивший энергию  $\varepsilon \geq E(x) - E_m$ , выйдет из слоя  $x_2 - x_1$ , но не будет зарегистрирован счетчиками (здесь мы имеем дело с явлением перезарядки протонов), тогда как в случае  $p-p$  столкновения падающий протон застрянет в слое  $x_2 - x_1$ , но протон отдачи, получив энергию  $\varepsilon \geq E(x) - E_m$ , будет зарегистрирован счетчиками как первичный протон.

Отсюда ясно, что ввиду условия  $x_2 - x_1 \ll x_1$ ,  $p-p$  столкновение не может внести заметного вклада в число застрявших протонов в рассмотренном слое.

Пренебрегая в слое  $x_2 - x_1$  зависимостью  $E(x)$  от  $x$ , для распределения числа частиц (11) по их энергиям, получаем:

$$\frac{d\nu_n}{dE} \approx \frac{1}{2} N_0 (x_2 - x_1) \frac{a_0}{E^\gamma} \frac{\sigma_0}{E(x_0)} \left( 1 + \frac{b}{E(x_0)} \right) (E_m - T). \quad (12)$$

Для исключения из формул неизвестной постоянной  $a$ , найдем отношение  $\beta$  суммы чисел (9) и (11) к числу (5):

$$\beta = \frac{\nu + \nu_n}{\Delta n(E_0)}. \quad (13)$$

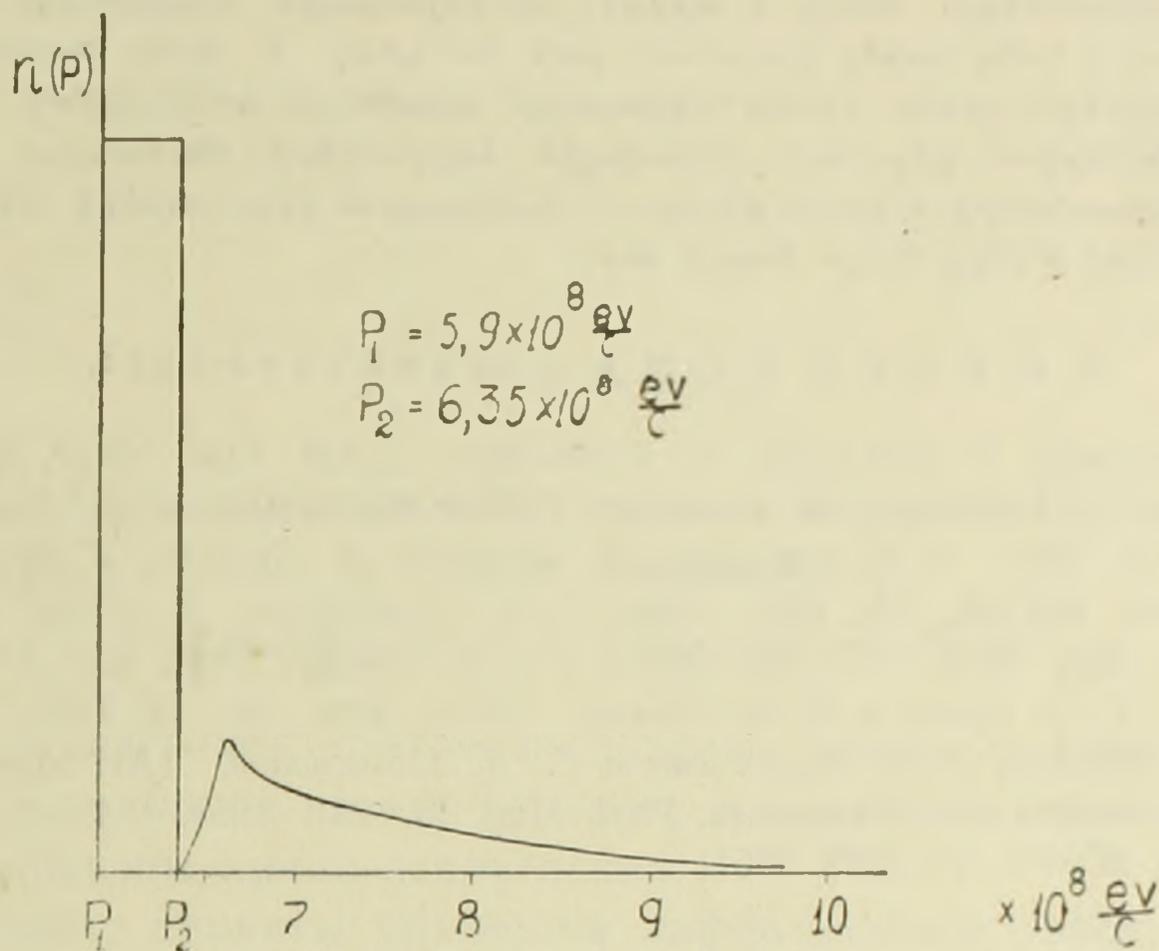
При  $x_1 = 30 \frac{z}{\text{см}^2}$ ;  $x_2 = 36,5 \frac{z}{\text{см}^2}$  получаем  $\beta = 0,5$ , что находится в неплохом согласии с экспериментом<sup>(7)</sup>.

Найдем распределение по энергиям, т. е.

$$\frac{d\beta}{dE} = \frac{1}{\Delta n(E_0)} \frac{d(\nu + \nu_n)}{dE}. \quad (14)$$

На фиг. 1 приведены кривые  $\Delta n(E_0)$  и  $\frac{d\beta}{dE}$  для тех же пробегов,

без учета многократного рассеяния протонов в стенках счетчиков и конечных размеров координатных счетчиков. При учете их мы получили бы гауссовское распределение частиц, сильно искаженное с правой стороны.



Фиг. 1.

В заключение заметим, что при принятых нами газовой модели ядра и значения поперечного сечения столкновения нуклеона с нуклеоном, мы получаем, что при прохождении нуклеона через ядро в среднем имеет место

$$n \approx \frac{4}{3} R \frac{A}{\frac{4}{3} \pi R^3} \sigma = \frac{A \sigma}{\pi r^2} = \frac{\sigma A^{1/3}}{\pi r_0^2} \quad (15)$$

столкновений. Здесь  $R = r_0 A^{1/3}$  есть радиус ядра ( $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}$  см),  $\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{b}{E}\right)$  — полное поперечное сечение столкновения нуклеона с нуклеоном.

Так, для средних ядер получаем  $n \approx 2$ , что находится в хорошем согласии с недавними экспериментами <sup>(8)</sup>.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность Е. Л. Фейнбергу за ценное обсуждение результатов настоящей работы.

Ереванский государственный университет  
им. В. М. Молотова

**Մեծ էներգիա ունեցող պրոտոնների ոչ իոնիզացիոն կորուստների մասին**

Աշխատանքում ուսումնասիրված է պրոտոնների արգելակման մեխանիզմը շնորհիվ միջուկային պրոցեսների: Ցույց է տրված, որ միջուկային հարվածների պատճառով պրոտոնը կարող է կանգ առնել վաղաժամ, քան նա պետք է կանգ առներ, եթե իր էներգիան կորցնելիս լիներ միայն միջավայրի ատոմների իոնիզացիան պատճառով: Պարզված է, որ տրված ֆիլտրում միջուկային հարվածների հետևանքով կանգ առած ավելի արագ պրոտոնների և նույն ֆիլտրում իոնիզացիոն կորուստների շնորհիվ կանգ առած պրոտոնների թվերը նույն կարգի են:

**Л И Т Е Р А Т У Р А — ԿՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ**

<sup>1</sup> А. Алиханян, А. Алиханов, А. Вайсенберг, ДАН Арм. ССР, 5, 129, 1946.  
<sup>2</sup> А. Алиханян, А. Алиханов, В. Морозов, Г. Мухелшвили и А. Хримян, ДАН СССР, 55, 1321, 1947. <sup>3</sup> А. Алиханян, В. Морозов, А. Хримян, Г. Мухелишвили и В. Камалян, ЖЭТФ, 19, 1021, 1949. <sup>4</sup> О. Чемберлен, Э. Сегр, К. Виганд, Phys. Rev. 83, 923, 1951. <sup>5</sup> С. Де. Сюрен и С. Б. Майер, Phys. Rev. 81, 919, 1951.  
<sup>6</sup> Р. В. Бирге, У. Э. Крузе и И. Ф. Рамзей, Phys. Rev. 83, 274, 1951. <sup>7</sup> Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян и С. Д. Кайтмазов, ДАН Арм. ССР, 15, 33, 1952. <sup>8</sup> В. О. Лок и Г. Екутиели, Phyl. Mag. 43, 231, 1952. <sup>9</sup> А. И. Алиханов и Г. П. Елисеев, ЖЭТФ, 21, 1009, 1951.