



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М. В. ЛОМОНОСОВА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д. В. СКОБЕЛЬЦЫНА

ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ ПО ФИЗИКЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Сборник статей



УНИВЕРСИТЕТ
КНИЖНЫЙ ДОМ

Москва
2009

РАЗЛИЧИЕ СПЕКТРОВ ПРОТОНОВ И БОЛЕЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ — МИФ ИЛИ РЕАЛЬНОСТЬ?¹

Рассматриваются все прямые измерения спектров протонов высокой энергии на искусственных спутниках Земли и баллонах, а также не прямые данные, в которых переход к первичным протонам не требует модельных представлений. Показано, что все эксперименты дают сходные результаты, указывающие на то, что в области энергий 1–10 ТэВ происходит увеличение показателя спектра протонов на 0,5–0,7. Обсуждаются основные требования к экспериментам, призванным разрешить вопрос о реальности «колена» в спектре протонов в области энергий в несколько тераэлектронвольт.

Изучение энергетического распределения разных элементов, образующих космические лучи, показало, что в интервале энергий 10^3 – 10^6 МэВ/нукл. их спектры подобны и с хорошей точностью описываются степенным законом $i(E)dE \sim E^{-(\beta+1)}dE$, где $\beta + 1 = 2,6$ – $2,7$ и не зависит от атомного номера элемента².

Экстраполяция степенного спектра с показателем $\beta + 1 = 2,6$ из области энергий $\sim 10^{12}$ эВ в область частиц ультравысоких энергий $\sim 10^{15}$ эВ, регистрируемых косвенными методами, давала правильные интенсивности потока всех частиц. Вся эта совокупность экспериментальных данных поддерживала гипотезу о том, что все частицы, вне зависимости от Z , ускоряются в одинаковых условиях, что и обеспечивает идентичность их спектров.

Такова была общепринятая точка зрения на природу космических лучей, которая господствовала в течение многих десятилетий.

Первый сигнал о том, что механизм образования космических лучей может быть более сложным, зависимым от Z , прозвучал почти 30 лет назад. Измерения космических лучей в широком энергетическом диапазоне от $\sim 10^{10}$ до 10^{15} эВ одним и тем же прибором на спутниках «Протон» дали неожиданный результат: интегральный спектр протонов до энергий ~ 1 ТэВ имеет показатель степени $\beta = 1,6$, а в области энергий > 1 ТэВ $\beta = 2,1$ – $2,3$, т. е. происходит увеличение показателя степени на 0,5–0,7 [1]. В то же время спектр всех остальных частиц с $Z \geq 2$ остается с неизменным β вплоть до самых больших измеренных энергий $\sim 10^{15}$ эВ.

Интегральный спектр протонов из работы [1] приведен на рис. 1. Он был аппроксимирован функцией:

$$J(\geq E) = A \left(\frac{0,1}{E} \right)^{1,62} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{E}{a} \right)^2 \right]^{\Delta\beta/2}} \left[\text{м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1} \right] \quad (1)$$

¹ Григоров Н. Л. Космические исследования. 1995. Т. 33. № 4. С. 339–349.

² Это утверждение в дальнейшем получило уточнение: оно относится к так называемым первичным элементам. У «вторичных» (продуктов фрагментации «первичных») β больше.

с $a = 1,5$ ТэВ, $\Delta\beta/2 = 0,35$ и $A = 3,0$. (Более точное значение $A = 3,29 \pm 0,18$.) Многократные измерения спектра протонов, выполненные разными авторами в последующие годы, хорошо согласуются с выражением (1) в области $E < 1$ ТэВ. В области энергий > 1 ТэВ в течение длительного времени не удавалось провести прямых измерений спектра протонов. Поэтому результат, полученный на ИСЗ «Протон», оставался единственным и к тому же противоречащим общепринятым представлениям о механизме образования космических лучей.

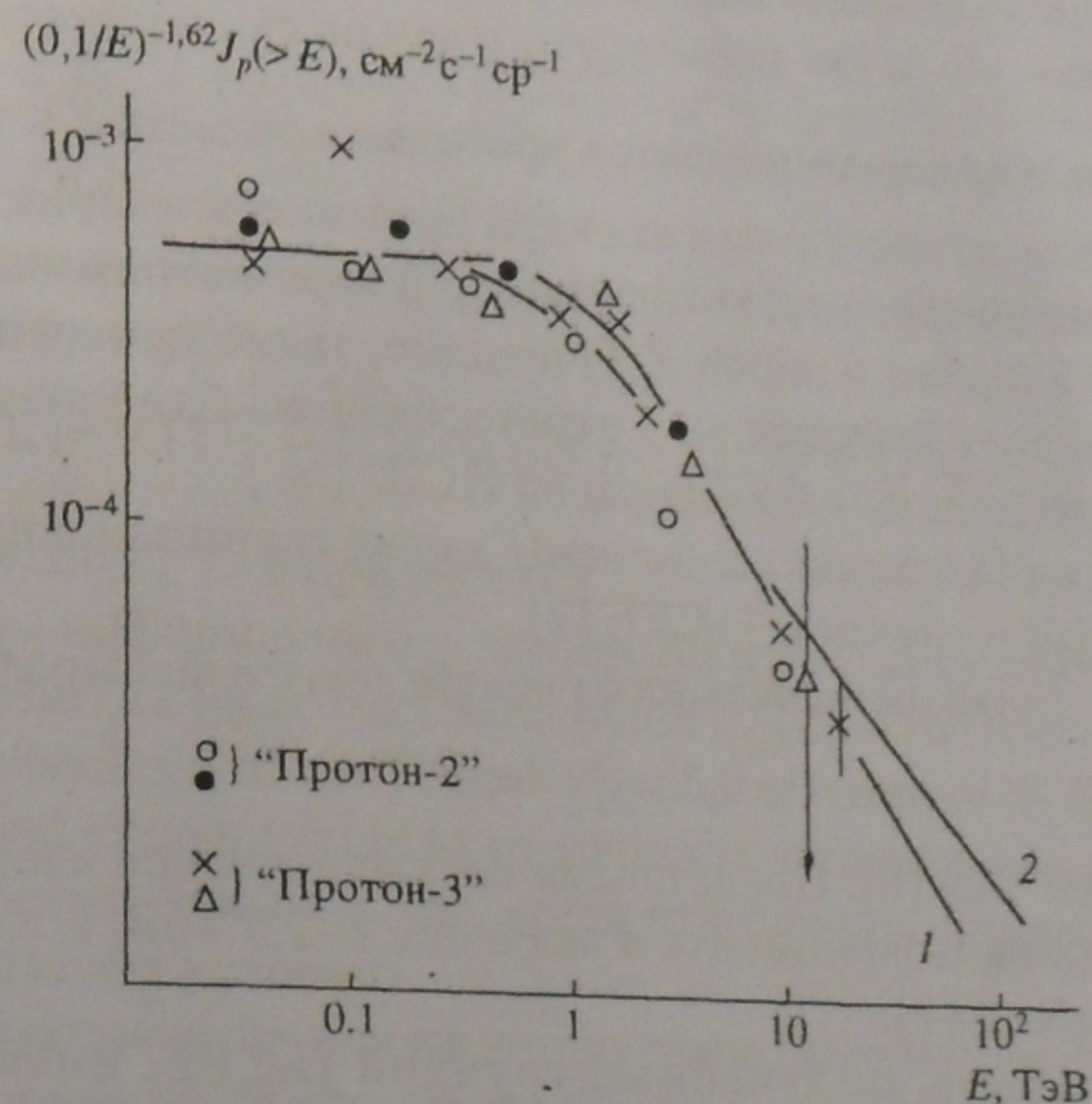


Рис. 1. Интегральный спектр протонов из [1]. Кривые — аппроксимация (1): 1 — при $a = 1,5$ ТэВ и $\Delta\beta = 0,7$; 2 — при $a = 0,7$ ТэВ и $\Delta\beta = 0,5$

С начала 80-х годов появились технические возможности экспозиции в стратосфере тяжелых установок с массой 500–1000 кг в течение сотни часов. Эти технические возможности были использованы для изучения космических лучей высокой энергии с помощью рентгено-эмульсионных камер (РЭК).

Первые измерения этой методикой группой JASSEE относятся к 1979–1980 гг. [2, 3] и группой МГУ — к 1981–1982 гг. [4, 5]. За прошедшее десятилетие, к началу 90-х годов, обе группы выполнили большую серию измерений, накопили большую статистику и в 1993 г. представили статистически обеспеченные результаты о спектрах протонов в области энергий > 10 ТэВ [6] и ≥ 7 ТэВ [7], а также данные о спектрах других ядер в области высоких энергий.

В этот же период были опубликованы результаты измерений спектров различных ядер в области энергий выше 1 ТэВ, проведенных с электронной аппаратурой на спутниках Земли [8, 9].

Короче говоря, в настоящее время появилась возможность подойти разными методами к выяснению вопроса о характере спектра протонов — его отличии (или идентичности) от спектра других ядер:

- используя прямые измерения разных компонент (протонов, ядер гелия, ядер с $Z \geq 6$);

- выделяя протоны без непосредственного измерения их заряда;
- измеряя вторичные частицы, наиболее «тесно» связанные со спектрами и составом первичных космических лучей.

Поток протонов составляет ~50% всего потока частиц космических лучей при одинаковой энергии. Свидетельство того, что спектр протонов качественно отличается от спектра всех остальных ядер, имеет фундаментальное значение для всей физики космических лучей. Поэтому представляется целесообразным использовать весь имеющийся экспериментальный материал и по пунктам «а», «б» и «в» посмотреть, о чем он свидетельствует.

Прямые измерения спектра протонов в области $E < 1$ ТэВ

Под прямыми измерениями спектра протонов космических лучей мы понимаем такие измерения, когда у каждой зарегистрированной частицы измеряется ее энергия и заряд Z . Очевидно, такие измерения возможны только на больших высотах — в стратосфере на баллонах (высота 30–40 км) или за пределами атмосферы на ИСЗ.

Измерения на баллонах выполнены двумя группами с помощью РЭК: группой МГУ [6] и группой JАСЕЕ [7].

В итоге для дифференциального спектра получено выражение

$$i_p(E) = AE^{-(\beta+1)}, \text{ при } A = 0,3 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{-1} \text{ и } \beta + 1 = 3,14 \pm 0,08$$

в области $E \geq 10$ ТэВ [6]. Представляя спектр протонов в виде (1), авторы [6] получили для коэффициента a значение 2–2,5 ТэВ, т. е. близкое к полученному в работе [1].

Спектр протонов, полученный группой JАСЕЕ, имеет вид $I_p(E) = BE^{-(\beta+1)}$ со следующими значениями коэффициентов: $B = (7,49 \pm 0,27) \times 10^{-2} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{-1}$ и $\beta + 1 = 2,64 \pm 0,12$ в области энергий $7 \leq E \leq 40$ ТэВ и $\beta + 1 = 3,19 \pm 0,28$ при $E > 40$ ТэВ [7].

Спектр JАСЕЕ обладает следующими особенностями: $E^{2,64}i_p(E) = (7,49 \pm 0,27) \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,64}$ в области $7 < E < 40$ ТэВ. В этом же интервале энергий спектр МГУ имеет вид:

$$E^{2,64}i_p(E) = 9,5 \cdot 10^{-2} (10/E)^{0,5} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,64}.$$

Если представить спектр JАСЕЕ в виде (1), т. е.

$$i(E) = \frac{C}{E^{2,64}} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{E}{a}\right)^2\right]^{\Delta\beta/2}},$$

то придется принять $C = 7,49 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{-1}$, $\Delta\beta = 0,55 \pm 0,28$ и $a \approx 40$ ТэВ. При такой аппроксимации данные JАСЕЕ будут описываться во всем интервале энергий $E > 7$ ТэВ.

Как видно, оба эксперимента с РЭК [6, 7] указывают на то, что с некоторой энергией $E \approx a$ спектр протонов становится круче: показатель степени на величину $\Delta\beta = 0,5–0,6$ больше, чем в энергетической области $E < a$.

Однако значения a в обоих экспериментах различаются почти в 20 раз. Различаются и коэффициенты A и C . (Это может быть следствием не очень точного определения энергии, характерного для методики РЭК.)

Третий прямой эксперимент по измерению спектра протонов был выполнен электронной аппаратурой на ИСЗ [9]. Он дал

$$J_p(>E) = DE^{-\beta} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}$$

со значениями $D = 281 \pm 73 \text{ м}^{-2}\text{ч}^{-1}\text{ср}^{-1}$ и $\beta = 2,11 \pm 0,15$ в области $E \geq 4$ ТэВ. Дифференциальный спектр при $E > 4$ ТэВ.

$$I_p(E) = (0,165 \pm 0,044)E^{-3,11 \pm 0,15} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{-1}$$

и

$$E^{2,62}i_p(E) = \frac{0,165 \pm 0,044}{E^{\Delta\beta}} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,62}$$

при $\Delta\beta = 0,49 \pm 0,15$.

Если представить данные [9] в виде (1), то для величины a получим значение из выражения

$$E^{2,62}i_p(E) = 0,117 \left(\frac{a}{E}\right)^{\Delta\beta} = (0,165 \pm 0,044)E^{\Delta\beta} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,62}.$$

Отсюда $a = 2,0_{-0,9}^{+1,3}$ ТэВ при $\Delta\beta = 0,5$.

Источником информации о величине $\Delta\beta$ и a может служить отношение потока протонов $i_p(E)$ к потоку ядер гелия $i_{\text{He}}(E)$ или потоку других ядер, если они измерены одним и тем же прибором. В этом случае отношение i_p/i_{He} в меньшей степени зависит от точности определения энергии регистрируемых частиц, чем в случае, когда эти потоки измеряются разными приборами в разных условиях.

Отношения потоков протонов к потоку гелия были получены в экспериментах [9] и [7]. Данные из [9] для интегральных потоков редставлены в табл. 1:

Таблица 1

$E, \text{ ТэВ}$	4	7	10
$J_p(>E)/J_{\text{He}}(>E)$	$1,30 \pm 0,22$	$1,10 \pm 0,33$	$0,78 \pm 0,34$

Измерения этого отношения при равной жесткости частиц дают $i_p/i_{\text{He}} = 7,0 \pm 0,2$ в интервале жесткостей от 2 ГВ до нескольких сотен ГВ [10]. Авторы [10] отмечают, что показатель импульсного спектра в области выше 10 ГВ одинаков у протонов и гелия и равен $\beta + 1 = 2,7$ с ошибкой меньше 0,05. Пересчет к отношению потоков протонов и гелия при равной энергии дает $i_p(E)/i_{\text{He}}(E) = (7,0 \pm 0,2)/2^\beta = 2,15 \pm 0,06$.

Если спектр протонов имеет вид типа (1), а спектр гелия остается с неизменным показателем $\beta + 1$ вплоть до энергий в сотни ТВ, отношение J_p/J_{He} примет вид:

$$J_p(>E)/J_{\text{He}}(>E) = \frac{2,15 \pm 0,06}{\left[1 + (E/a)^2\right]^{\Delta\beta/2}}. \quad (2)$$

Используя данные табл. 1, получим, что наилучшее согласие их с выражением (2) достигается при $\Delta\beta \approx 0,5$ и $a \approx 1,6$ ТэВ.

Данные JАСЕЕ [7] о спектрах ядер гелия и протонов позволяют получить отношение $i_p(E)/i_{\text{He}}(E)$ и по нему, пользуясь выражением (2), оценить $\Delta\beta$ и a .

Спектр ядер гелия из [7] в интервале $2,5 \leq \varepsilon \leq 110$ ТэВ/нукл. имеет вид:

$$i_{\text{He}}(\varepsilon) = (7,76 \pm 1,43) \cdot 10^{-3} \varepsilon^{-(\beta+1)} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} (\text{ТэВ/нукл.})^{-1}$$

при $\beta + 1 = 2,67 \pm 0,08$.

При минимальной энергии $\varepsilon = 2,5$ ТэВ/нукл. ($E = 4\varepsilon = 10$ ТэВ) $i_{\text{He}}(E = 10) = (6,72 \pm 1,32) \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} (\text{ТэВ/нукл.})^{-1}$. В расчете на интервал $\Delta E = 1$ ТэВ $i_{\text{He}}(E = 10) = (1,68 \pm 0,33) \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{-1}$. Спектр протонов в области $7 < E < 40$ ТэВ:

$$i_p(E) = (7,49 \pm 0,27) \cdot 10^{-2} \cdot E^{-(\beta+1)} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{-1}, \beta + 1 = 2,64 \pm 0,12.$$

При $E = 10$ ТэВ $i_p(E = 10) = (1,72 \pm 0,48) \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{-1}$. Поэтому при $E = 10$ ТэВ

$$\frac{i_p(E)}{i_{\text{He}}(E)} = \frac{(1,72 \pm 0,48) \cdot 10^{-4}}{(1,68 \pm 0,33) \cdot 10^{-4}} = 1,02 \pm 0,35.$$

На основании данных [10] можно утверждать, что, по крайней мере, до $E = 0,4$ ТэВ

$$i_p(E)/i_{\text{He}}(E) = 2,15 \pm 0,06.$$

При $E = 10$ ТэВ (по данным [7])

$$i_p(E)/i_{\text{He}}(E) = 1,02 \pm 0,35.$$

Следовательно, если $a = 0,4$ ТэВ, то мы получим минимальное значение $\Delta\beta$ в интервале энергий $0,4 < E < 10$ ТэВ. Используя (2), получим

$$\frac{1,02 \pm 0,35}{2,15 \pm 0,06} = \left(\frac{a}{10}\right)^{\Delta\beta} = \left(\frac{0,4}{10}\right)^{\Delta\beta_{\min}} \text{ и } \Delta\beta_{\min} = 0,23.$$

Очевидно, что значение a лежит между 0,4 и 10 ТэВ. Задавая a , получим соответствующее ему значение $\Delta\beta$ из соотношения

$$0,47 \pm 0,16 = \left(\frac{a}{10}\right)^{\Delta\beta}.$$

Имея в виду, что $\Delta\beta > 0,7$ противоречило бы всем известным прямым измерениям спектра протонов в области энергий $E > 1$ ТэВ, получим, что величина $i_p(E)/i_{\text{He}}(E) = 1,02 \pm 0,35$ из данных JАСЕЕ ограничивает значение a величиной $a \leq 3,4_{-1,5}^{+1,8}$ ТэВ.

Таким образом, данные JАСЕЕ неизбежно приводят к заключению, что в области энергий протонов $0,4 < E < 10$ ТэВ показатель степени увеличивается на $\Delta\beta \geq 0,23$, а энергия, при которой показатель степени изменяется на $\Delta\beta$, лежит в интервале $0,4 < E < 3,4_{-1,5}^{+1,8}$ ТэВ.

Что же касается показателя степени $\beta + 1 = 2,64 \pm 0,12$ в интервале $7 < E < 40$ ТэВ, которое приведено в работе [7], то, как показало моделирование процесса регистрации протонов в камере типа JАСЕЕ, проведенное Н. С. Коноваловой [22], этот результат может иметь методический характер.

Характеристики спектра протонов без непосредственной регистрации протонов

Есть две возможности получить информацию о спектре протонов, не выделяя протоны из общего потока путем их непосредственной

регистрации. Обе возможности используют спектр всех космических лучей, измеренный в широком энергетическом диапазоне на ИСЗ «Протон» [11].

Если в каком-то интервале энергий показатель спектра протонов увеличился на $\Delta\beta$, а спектр всех ядер остается с неизменным показателем, то в спектре всех частиц должна наблюдаться аномалия, т. е. область, в которой показатель степени отличен от показателя вне этой области.

В таблице 2 приведены численные значения потоков всех частиц, измеренных на ИСЗ «Протон-1, 2, 3, 4» (в графической форме эти результаты приведены в работе [11]); табличные значения результатов этих измерений ранее не публиковались).

Анализ формы интегрального спектра, приведенного в этой таблице, проведен в работе [11]. В ней было показано, что в областях энергий $0,07 \leq E \leq 0,8$ ТэВ и $10 < E < 1000$ ТэВ показатель интегрального спектра $\beta = 1,60$, а в области $0,8 < E < 10$ ТэВ он на $-0,25$ больше.

Если предположить, что спектр всех частиц $i_{\text{гл}}$ может быть записан в виде

$$E^{2,6} i_{\text{гл}}(E) = A + B[1 + (E/a)^2]^{-\Delta\beta/2},$$

то можно подобрать такие значения постоянных, которые дают наилучшее согласие с экспериментальными значениями интенсивности. Для этого, пользуясь значениями из табл. 2, мы перешли к дифференциальному спектру. При этом интенсивность в интервале энергий $E_1 - E_2$, равную

$$i_{\text{гл}}(E_{\text{эф}}) = \frac{1}{E_2 - E_1} [J(\geq E_1) - J(\geq E_2)],$$

мы относили к эффективной энергии $E_{\text{эф}}$ в данном интервале. Величина $E_{\text{эф}}$ определялась из выражения

$$E_{\text{эф}} = \left[\beta \frac{(E_2 - E_1) E_1^\beta}{1 - (E_1/E_2)^\beta} \right]^{\frac{1}{\beta+1}} \text{ при } \beta = 1,60.$$

Таблица 2

E , ТэВ	$J(>E)$, $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$	E , ТэВ	$J(>E)$, $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$	E , ТэВ	$J(>E)$, $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$
Измерения на ИСЗ «Протон-1, 2, 3»					
0,07	$1,14 \cdot 10^{-3}$	0,52	$4,50 \cdot 10^{-5}$	4,16	$9,32 \cdot 10^{-7}$
0,14	$3,83 \cdot 10^{-4}$	1,08	$1,15 \cdot 10^{-5}$	8,39	$3,60 \cdot 10^{-7}$
0,26	$1,41 \cdot 10^{-4}$	2,16	$3,06 \cdot 10^{-6}$	16,7	$9,28 \cdot 10^{-8}$
Измерения на ИСЗ «Протон-4»					
0,19	$2,29 \cdot 10^{-4}$	50,3	$1,55 \cdot 10^{-8}$	486	$3,88 \cdot 10^{-10}$
0,75	$2,04 \cdot 10^{-5}$	68,5	$9,50 \cdot 10^{-9}$	849	$1,69 \cdot 10^{-10}$
1,75	$4,18 \cdot 10^{-6}$	135	$3,20 \cdot 10^{-9}$	1920	$4,40 \cdot 10^{-11}$
10,0	$2,15 \cdot 10^{-7}$	259	$1,19 \cdot 10^{-9}$		
40,6	$2,26 \cdot 10^{-8}$	291	$9,83 \cdot 10^{-10}$		

Результат представлен на рис. 2. Сплошная кривая соответствует выражению

$$E^{2,6} i_{\text{гл}}(E) = A^* + \frac{B^*}{\left[1 + \left(\frac{E}{a}\right)^2\right]^{\Delta\beta/2}} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6}$$

при $A^* = 0,149$, $B^* = 0,107$, $a = 0,7$ ТэВ и $\Delta\beta = 0,7$. Практически такое же согласие с экспериментальными точками достигается и при $a = 0,7$ ТэВ, $\Delta\beta = 0,5$, $A^* = 0,129$ и $B^* = 0,127$.

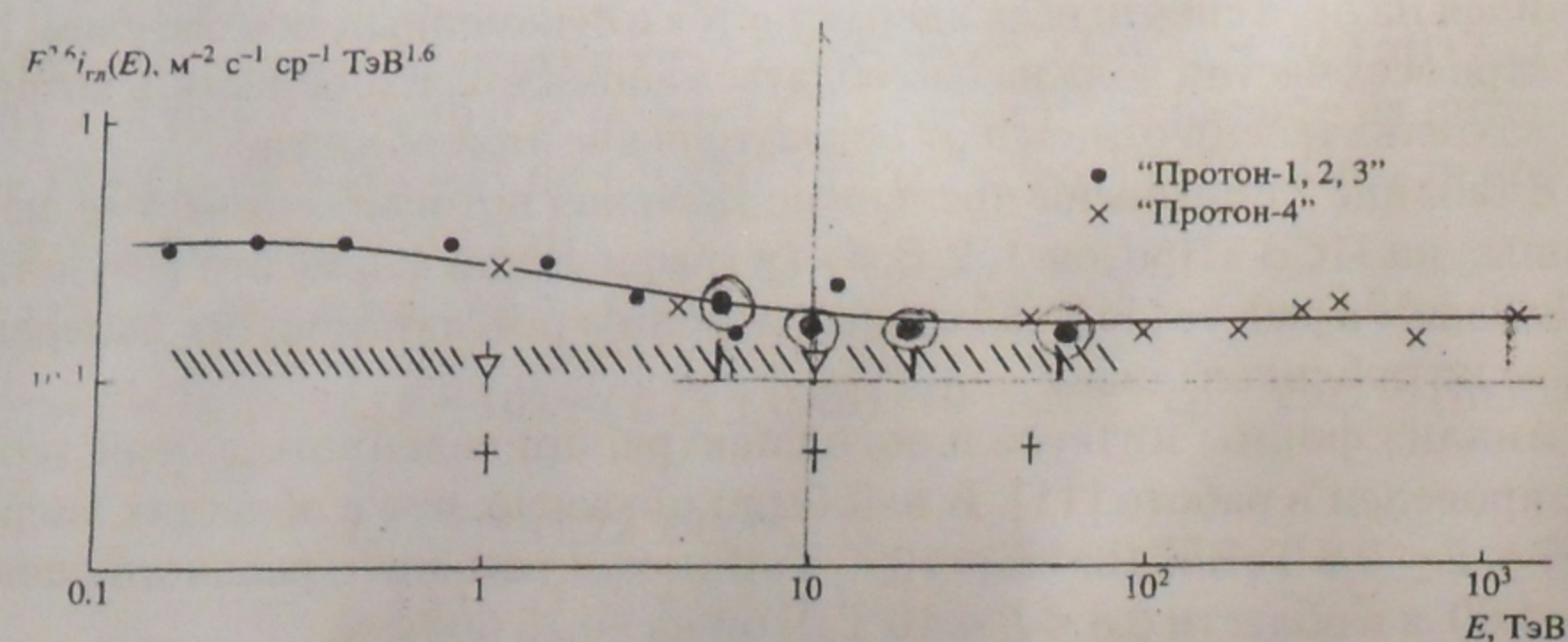


Рис. 2. Спектр всех частиц $i_{\text{гл}}$, измеренный на ИЗС «Протон-1, 2, 3, 4». Сплошная кривая — аппроксимация при $a = 0,7$ ТэВ и $\Delta\beta = 0,7$. Прямые крестики — $E^{2,6} i_{Z \geq 6}$, ∇ — $E^{2,6}(i_Z = 2 + i_{Z \geq 6})$, заштрихованная область — $E^{2,6} \cdot 1,87 i_{Z \geq 6}$ (см. текст)

Другой путь использования спектра всех частиц заключается в том, чтобы выделить поток протонов $i_p(E)$ как разность потока всех частиц $i_{\text{гл}}(E)$ и потока $i_{Z > 2}(E)$ всех ядер с $Z \geq 2$. Для этого определим $E^{2,6} i_{Z > 2}(E)$ при разных энергиях. Работ, в которых одним и тем же прибором измерялись спектры всех ядер, начиная с $Z = 2$ в области энергий $E > 1$ ТэВ, немного — только данные JАСЕЕ и калориметрические измерения прибором «Сокол». Однако имеются измерения спектров ядер с $Z \geq 6$. Поэтому мы поступим следующим образом. В той области энергий, в которой существуют данные о потоках $i_{Z=2}(E)$ и $i_{Z \geq 6}(E)$, мы определим и отношение $i_{Z=2}(E)/i_{Z \geq 6}(E) = C$, и $i_{Z \geq 2} = i_{Z=2} + i_{Z \geq 6}$. В той области E , в которой имеются только данные $i_{Z \geq 6}(E)$, мы будем использовать соотношение $i_{Z \geq 2} = 1(1 + C)i_{Z \geq 6}$.

Определим $i_{Z \geq 2}(E) = C$ в области $E < 1$ ТэВ. По данным [12] в области энергий $E < 1$ ТэВ

$$i_{Z \geq 2}(E)/i_{Z \geq 6}(E) = 1,87, \text{ т. е. } i_{Z \geq 2} = 1,87 i_{Z \geq 6}.$$

По данным прибора «Сокол» [9] из интегральных спектров ядер гелия и ядер с $Z \geq 6$ получим дифференциальные спектры $i(E) = \beta J(\geq E)E^{-1}$, где $J(\geq E) \sim E^{-\beta}$.

Тогда для гелия будем иметь при $E \sim 1$ ТэВ

$$E^{2,6} i_{Z=2}(E) = 0,053 \pm 0,0067 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6},$$

при $E = 10$ ТэВ

$$E^{2,6} i_{Z=2}(E) = 0,051 \pm 0,015 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6}.$$

Таким же путем для ядер с $Z \geq 6$ получим при $E \sim 1$ ТэВ

$$E^{2,6} i_{Z=2}(E) = 0,061 \pm 0,006 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6},$$

и при $E = 10$ ТэВ

$$E^{2,6} i_{Z=2}(E) = 0,062 \pm 0,013 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6}.$$

Таким образом,

$$i_{Z=2}/i_{Z \geq 6} = 0,87 \pm 0,14 \text{ при } E \sim 1 \text{ ТэВ},$$

$$i_{Z=2}/i_{Z \geq 6} = 0,82 \pm 0,3 \text{ при } E \sim 10 \text{ ТэВ}.$$

То обстоятельство, что в области энергий $E > 1$ ТэВ и в области $1 < E < 10$ ТэВ отношение $i_{Z=2}/i_{Z \geq 6}$ практически одно и то же и спектры ядер гелия и более тяжелых ядер в области $E > 10$ ТэВ имеют одинаковый вид (данные JАСЕЕ), позволяет принять $i_{Z \geq 2} = i_{Z=2} + i_{Z \geq 6} = 1,87 i_{Z \geq 6}$.

При $E = 46$ ТэВ $E^{2,6} i_{Z \geq 6} = 0,067 \pm 0,0065 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6}$ (это значение получено как средневзвешенное из данных, приведенных в [6]). Как видно, эта величина в широком энергетическом интервале также остается постоянной. Средневзвешенное значение

$$\langle E^{2,6} i_{Z \geq 6}(E) \rangle = 0,064 \pm 0,0042 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6}.$$

Для величины $E^{2,6} i_{Z=2}(E)$ имеем средневзвешенное значение

$$\langle E^{2,6} i_{Z=2}(E) \rangle = 0,053 \pm 0,006 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6},$$

таким образом

$$\langle E^{2,6} i_{Z \geq 2}(E) \rangle = 0,117 \pm 0,007 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6}.$$

Эта величина остается постоянной в широком энергетическом интервале $1 < E \leq 40$ ТэВ, поэтому для потока протонов будем иметь:

$$E^{2,6} i_p(E) = E^{2,6} [i_{\text{гл}}(E) - i_{Z \geq 2}(E)] = E^{2,6} i_{\text{гл}}(E) - (0,117 \pm 0,007) \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6}.$$

Величины $E^{2,6} i_{\text{гл}}(E)$, полученные из табл. 2, представлены на рис. 2. Ошибки $i_{\text{гл}}(E)$ мы оцениваем следующим образом.

В областях $E < 1$ ТэВ и $E > 10$ ТэВ величина $E^{2,6} i_{\text{гл}}(E) \equiv \text{const}$, поэтому среднее квадратичное отклонение σ индивидуального значения $E^{2,6} i_{\text{гл}}(E)$ от среднего для данного интервала энергий $E < 1$ ТэВ или > 10 ТэВ мы принимаем за ошибку определения $I_{\text{гл}}(E)$ в этих энергетических интервалах.

Так, в области $E < 1$ ТэВ $\sigma = 0,007 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6}$, а в области $E > 10$ ТэВ $\sigma = 0,010 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6}$. Поэтому для области $1 < E < 10$ ТэВ ошибки величины $E^{2,6} i_{\text{гл}}(E)$ мы принимаем $\sigma \cong 0,010 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6}$ и, следовательно, ошибка $E^{2,6} i_{\text{гл}}(E) - (0,117 \pm 0,007)$ будет равна $0,012 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6}$ для всех значений этой разности.

Разность $E^{2,6}(i_{\text{гл}} - i_{Z \geq 2}) = E^{2,6} i_p$ представлена на рис. 3. Следует отметить, что в области $E < 1$ ТэВ разность $E^{2,6}[i_{\text{гл}}(E) - i_{Z \geq 2}(E)]$ хорошо согласуется с литературными данными о потоке протонов [13] и не противоречит непосредственным измерениям протонов на ИЗС «Протон» [1]. Это обстоятельство свидетельствует о том, что глобальный поток $i_{\text{гл}}(E)$ измерен достаточно корректно и $i_{\text{гл}}(E) - i_{Z \geq 2}(E)$ действительно дает поток протонов.

На рис. 3 сплошной кривой проведена аппроксимация

$$E^{2,6} [i_{\text{гл}}(E) - i_{Z \geq 2}(E)] = \frac{0,139}{\left[1 + \left(\frac{E}{a}\right)^2\right]^{\Delta\beta/2}} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ТэВ}^{1,6}$$

при $a = 0,7$ ТэВ и $\Delta\beta = 0,5$. Как видно из рис. 3, эта аппроксимация вполне согласуется с экспериментальными значениями $E^{2,6} [i_{\text{гл}} - i_{Z \geq 2}]$.

Таким образом, поток протонов, полученный из разности $i_{\text{гл}} - i_{Z \geq 2}$, в области энергий $1 < E < 10$ ТэВ имеет $\beta+1 = 2,6 + 0,5 = 3,1$.

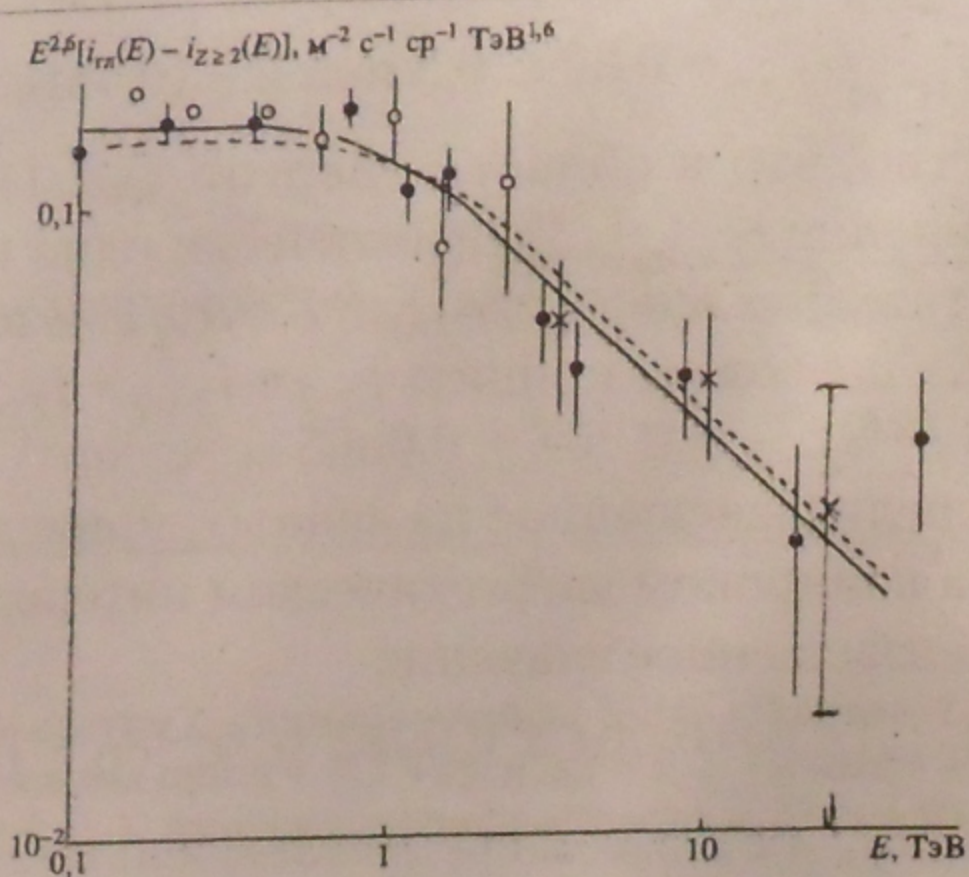


Рис. 3. Спектр протонов, полученный из разности $i_{\text{гл}} - i_{Z \geq 2}$ (точки). Сплошная кривая — аппроксимация этой разности функцией (1) при $a = 0,7$ ТэВ, $\Delta\beta = 0,5$ и $A = 3,4$. Прямые измерения протонов: кружки — [13]; крестики — [9], штриховая линия — аппроксимация измерений [1] при $a = 0,7$ ТэВ, $\Delta\beta = 0,5$ и $A = 3,3$

Непрямые определения спектра протонов в области $E > 1$ ТэВ

Под непрямыми определениями спектра протонов мы будем подразумевать либо использование вторичных компонент «первого поколения», т. е. продуктов первого взаимодействия первичных протонов с ядрами атмосферы, либо использование самих первичных протонов, прошедших атмосферу без взаимодействия в ней.

В первом случае обычно рассматриваются пионы. Если речь идет о π^\pm (или K^\pm) высокой энергии, то их спектр обычно восстанавливается по мюонам. Таких работ было много и, как известно, большинство авторов, анализируя спектр мюонов с энергией выше 1 ТэВ, не обнаруживали укрупнения спектра протонов в области энергий 1–10 ТэВ. Причины этого стали понятны после открытия чармированных частиц, дающих так называемые прямые мюоны. Оказалось, что ничтожная доля чармированных частиц среди вторичных существенно «уплощает» спектр мюонов высокой энергии и компенсирует укрупнение спектра протонов [14].

Поэтому для наших целей следует использовать π^0 -мезоны высокой энергии, генерированные в стратосфере. Их спектр (точнее, спектр γ -квантов, образованных распадом π^0) повторяет спектр генерирующей компоненты, если наблюдения проводятся на малых глубинах атмосферы, когда каскадные процессы еще вносят небольшой вклад в наблюдаемый поток γ -квантов.

Измерение спектра γ -квантов в области их энергий $E_\gamma > 3$ ТэВ на глубине атмосферы 60 г/см^2 было выполнено в работе [15]. Полученный спектр $i_\gamma(E) dE_\gamma \sim E_\gamma^{-(\beta_\gamma+1)} dE_\gamma$, $\beta_\gamma+1 = 2,90 \pm 0,09$.

В слое атмосферы толщиной 60 г/см^2 взаимодействуют практически все ядра и большая часть первичных протонов. Поэтому наблюдаемый спектр γ -квантов будет суммой двух степенных спектров: один — от протонов $i_p(E) \sim J_p E^{-(\beta_p+1)}$ и второй — от ядер $i_Z(E) \sim J_n E^{-(\beta_Z+1)}$, т. е. $i_\gamma(E) \sim J_p E^{-(\beta_p+1)} + J_n E^{-(\beta_Z+1)}$, где J_n — поток упакованных в ядрах нуклонов с той же энергией, что и протоны.

Сумма двух степенных спектров с хорошей точностью в пределах одного порядка по E представляет собой также степенной спектр $i_\gamma(E) \sim E^{-(\beta_\gamma+1)}$, где

$$\beta_\gamma+1 = [J_p(\beta_p+1) + J_n(\beta_Z+1)] / (J_p + J_n). \quad (3)$$

Обычно измерения спектров в космических лучах охватывают энергетический интервал в один порядок величины (за пределами этого интервала статистические ошибки становятся слишком большими). Поэтому в рассматриваемом случае вполне можно пользоваться соотношением (3). Перепишем его следующим образом. Обозначим $J_n / J_p = B$, тогда

$$\beta_\gamma+1 = \frac{(\beta_p+1) + B(\beta_Z+1)}{1+B}, \text{ или } \beta_p+1 = (\beta_\gamma+1) + B(\beta_\gamma - \beta_Z). \quad (4)$$

Поскольку $\beta_Z = 1,60 \pm 0,08$, $\beta_\gamma = 1,90 \pm 0,09$, то будем иметь:

$$\beta_p+1 = (2,90 \pm 0,09) + (0,3 \pm 0,12)B,$$

и ошибка β_p

$$\sigma = \sqrt{0,09^2 + 0,12^2 B^2}.$$

Оценим величину B . При энергиях $E < 1$ ТэВ/нукл. $B = J_n^0 / J_p^0 \approx 0,35$. Так как речь идет о γ -квантах с $E_\gamma > 3$ ТэВ, то соответствующая им энергия протонов $E_p \geq 15$ ТэВ. Следовательно, $B = i_n(E) / i_p(E)$. Если

$$i_p(E) = \frac{J_p^0}{E^{2,6} [1 + (E/a)^2]^{\Delta\beta/2}} \text{ и } i_n(E) = \frac{J_n^0}{E^{2,6}},$$

то

$$B = \frac{i_n(E)}{i_p(E)} = \frac{J_n^0}{J_p^0} \left[1 + \left(\frac{E}{a} \right)^2 \right]^{\Delta\beta/2} = 0,35 \left[1 + \left(\frac{E}{a} \right)^2 \right]^{\Delta\beta/2}.$$

При $a = 1,5$ ТэВ, $\Delta\beta = 0,6$ и $E > 15$ ТэВ, $B = 0,35(10)^{0,6} > 1$.

Значения β_p+1 при разных B приведены в табл. 3. Из таблицы 3 видно, что величина $\beta_p+1 > 3,0$ и очень слабо зависит от B .

Таблица 3

$E, \text{ ТэВ}$	B	β_p+1	σ	$(\beta_p - \beta_Z)/\sigma$
<1	0,35	3,0	0,10	3,9
5	0,74	3,12	0,13	3,9
15	1,4	3,32	0,19	3,7
30	2,1	3,53	0,27	3,4

Получение информации о спектре первичных протонов высокой энергии из «проскочивших» протонов $i_{\text{пр}}(E)$ основывается на следующих соображениях.

Пусть спектр первичных протонов $i_p(E) = A E^{-(\beta_p+1)}$. Спектр «проскочивших» протонов на глубине атмосферы $x \text{ г см}^{-2}$ $i_{\text{пр}}(E) = B E^{-(\beta_{\text{пр}}+1)}$. По определению, «проскочившими» протонами называются те первичные протоны, которые дошли до уровня наблюдения без единого неупругого взаимодействия в атмосфере. Поэтому, если обозначить пробег для неупругого взаимодействия протонов с энергией E через $\lambda(E)$, то

$$i_{\text{пр}}(E) = i_p(E) \exp\left(-\frac{x}{\lambda(E)}\right) = B E^{-(\beta_{\text{пр}}+1)}.$$

Отсюда

$$\frac{A}{B} = E^{(\beta_p - \beta_{\text{пр}})} \exp\left(\frac{x}{\lambda(E)}\right). \quad (5)$$

Если измерен спектр проскочивших протонов, то он удовлетворяет равенству (5), т. е.

$$\frac{A}{B} = E_1^{(\beta_p - \beta_{\text{пр}})} \exp\left[\frac{x}{\lambda(E_1)}\right] = E_2^{(\beta_p - \beta_{\text{пр}})} \exp\left[\frac{x}{\lambda(E_2)}\right],$$

отсюда

$$\beta_p = \beta_{\text{пр}} + \frac{x}{\lambda(E_1) \ln(E_2/E_1)} \left[1 - \frac{\lambda(E_1)}{\lambda(E_2)}\right].$$

Зависимость $\sigma^{\text{ин}}$ в ограниченном энергетическом интервале $E_1 < E < E_2$ имеет вид $\sigma(E) = \sigma_0 [1 + k \ln(E/E_1)]$, поэтому

$$1 - \frac{\lambda(E_1)}{\lambda(E_2)} = 1 - \frac{\sigma(E_2)}{\sigma(E_1)} = -\frac{k\sigma_0}{\sigma(E_1)} \ln(E_2/E_1),$$

$$\frac{x}{\lambda(E_1) \ln(E_2/E_1)} \left[1 - \frac{\lambda(E_1)}{\lambda(E_2)}\right] = -k \frac{x\sigma_0}{\lambda(E_1)\sigma(E_1)} = \frac{kx}{\lambda_0}.$$

Таким образом,

$$\beta_p = \beta_{\text{пр}} - \frac{kx}{\lambda_0}, \quad (6)$$

где λ_0 — пробег для неупругого взаимодействия протонов при энергии E_1 , при которой $\sigma(E_1) = \sigma_0$.

Равенство (6) определяет показатель степени спектра первичных протонов в области $E > E_1$. Величина $k = 0,03$ (при $E \approx 1-10$ ТэВ); $\lambda_0 \approx 80 \text{ г см}^{-2}$.

При $x = 700 \text{ г см}^{-2}$ величина $kx/\lambda_0 = 0,26-0,3$ и не может быть заметно изменена.

По определению, «проскочившие» протоны — это адроны, которые не сопровождаются вторичными частицами, т. е. одиночные адроны.

Впервые спектр одиночных адронов в области энергий $E \geq 1$ ТэВ был измерен на горах в работе [16]. По данным этой работы показатель интегрального спектра одиночных адронов $\beta_{\text{од}} = 2,3 \pm 0,1$. В этой же работе было отмечено, что среди одиночных адронов почти половина час-

тиц — нейтральные, т. е. нейтроны. Затем аналогичные измерения были проведены рядом авторов [17-19].

Как показано в [19], все спектры одиночных адронов, приведенные к одной высоте ($x = 681 \text{ г см}^{-2}$), совпадают друг с другом как по абсолютной интенсивности, так и по величине $\beta_{\text{од}}$. Несмотря на существенное различие в устройствах, регистрировавших ливневое сопровождение адронов, в работах [17-19] наблюдаемое согласие всех измерений (см. работу [19]) можно рассматривать как свидетельство того, что измеренные потоки одиночных адронов представляют собой частицы, реально не сопровождаемые вторичными частицами.

Наибольшая статистическая точность спектра одиночных адронов получена в [19]. Из приведенных в этой работе данных следует, что в области $E \geq 4$ ТэВ показатель степени интегрального спектра одиночных адронов $\beta_{\text{од}} = 2,38 \pm 0,075$.

Исследование зарядового состояния одиночных адронов, проведенное в работах [20, 21], показало, что в потоке одиночных частиц с энергией $E > 5$ ТэВ нейтральные частицы (нейтроны) составляют $30 \pm 2\%$. Причем эта доля практически не зависит от E , по крайней мере, до энергий частиц $\sim 10-20$ ТэВ.

Очевидно, что наряду с нейтронами в потоке одиночных адронов должны быть вторичные протоны — продукты таких же процессов, в каких образовались одиночные нейтроны.

Обозначим через J_n и $J_{p,\text{вт}}$ потоки одиночных нейтронов и вторичных протонов, соответственно, тогда поток «проскочивших» протонов

$$J_{p,\text{пр}} = J_{\text{од}} - (J_n + J_{p,\text{вт}}),$$

где $J_{\text{од}}$ — поток одиночных адронов.

Если обозначить $J_n/J_{p,\text{вт}} = \kappa$ и $J_n/J_{\text{од}} = \eta$, то поток «проскочивших» протонов можно записать так:

$$J_{p,\text{пр}} = \left(1 - \eta \frac{1+\kappa}{\kappa}\right) J_{\text{од}}. \quad (7)$$

Так как η не зависит от E , то спектр «проскочивших» протонов повторяет спектр $J_{\text{од}}$, т. е. $\beta_{\text{пр}} = \beta_{\text{од}} = 2,38 \pm 0,075$, и

$$\beta_p = \beta_{\text{од}} - \frac{kx}{\lambda_0} = 2,38 \pm 0,075 - 0,30 = 2,08 \pm 0,08,$$

т. е. $\beta_p + 1 = 3,08 \pm 0,08$ в области $E \geq 4$ ТэВ. Если в области энергий $E > 4$ ТэВ показатель спектра протонов $\beta_p + 1 = 3,08$, а в области до 1 ТэВ $\beta_p + 1 = 2,60$, то величина a лежит между 1 и 4 ТэВ, т. е. $1 < a < 4$ ТэВ.

Для удобства обозрения проведенного анализа объединим его результаты в табл. 4. В ней приведены значения показателя степени спектра протонов $\beta_p + 1$ и величина a , характеризующая энергию, с которой спектр протонов становится круче (см. (1)).

Причины ошибочности приведенного в [25] значения β_p из данных прибора «Сокол» рассмотрены в [26].

Таблица 4

№№ пп	Экспериментальный метод	$\beta_p + 1$	a , ТэВ	Примечания
Прямые измерения спектра протонов				
1	Ионизационный калориметр + детектор заряда	3,1–3,3	0,7–1,5	ИСЗ «Протон»
2	“	$3,11 \pm 0,15$	$2,0_{-0,9}^{+1,3}$	ИСЗ «Космос-1713»* («Сокол»)
3	Рентгеноэмульсионная камера	$3,14 \pm 0,08$	2,0–2,5	Баллоны, МГУ
4	“	$3,19 \pm 0,28$	-40	“, JАСЕЕ
5	Отношение $i_p(E)/i_{He}(E)$	3,1	-1,6	ИСЗ «Сокол»
6	“	$> 2,85$	$\leq 3,4_{-1,5}^{+1,8}$	Баллоны, JАСЕЕ
Прямые измерения спектра всех частиц				
7	Форма спектра всех частиц $i_{\text{гл}}(E)$	3,1–3,3	-0,7	ИСЗ «Протон»
8	Разность $i_{\text{гл}}(E)$ и потока ядер $i_{Z \geq 2}(E)$	3,1	-0,7	ИСЗ «Протон» + баллоны
Непрямые определения спектра протонов				
9	Спектр γ -квантов в стратосфере	$> 3,0$	< 15	Баллоны, МГУ
10	Протоны, «проскочившие» атмосферу без взаимодействия	$3,08 \pm 0,08$	< 4	Измерения на высотах гор

Дискуссия

Казалось бы, беглого взгляда на табл. 4 достаточно, чтобы дать ответ о виде спектра протонов. Однако мы считаем, что окончательный ответ на него – дело будущих экспериментов, достаточно однозначных и неопровержимых. Поэтому мы ограничимся только некоторыми комментариями табл. 4.

Целесообразность, если не необходимость, таких комментариев проистекает из того, что дискуссия о виде спектра протонов в области энергий выше 1 ТэВ длится более 25 лет. Первые результаты, полученные на ИСЗ «Протон», были восприняты с большим скептицизмом. Они были «объяснены» влиянием обратного тока из калориметра на детекторы заряда [24]. Такое на первый взгляд правдоподобное объяснение экспериментальных данных переводило острую физическую проблему в плоскость менее острых методических вопросов. Длительное время возможности экспериментальной проверки результатов, полученных на ИСЗ «Протон», практически не было. Когда же такие возможности появились в виде рентгеноэмульсионных камер (РЭК), экспонируемых сотни часов на большой высоте, то первые результаты JАСЕЕ, в которых не наблюдалось укручение спектра протонов, только укрепляли во мнении, что спектр протонов не отличается от спектра всех остальных ядер вплоть до энергий ~ 100 ТэВ.

Однако постепенно появлялись новые экспериментальные данные о спектре протонов высокой энергии. Важным результатом явилось наблюдение в камерах JАСЕЕ изменения показателя спектра протонов, доложенное на 23-й конференции в Калгари в 1993 г. Этот результат (скорее всего методический [22]) показал, что спектр протонов отличен от спектра ядер.

Накопившиеся разрозненные экспериментальные данные мы и решили свести в одну таблицу, чтобы легче было составить некоторую обобщенную

картину о спектре протонов по существующим экспериментальным данным. При составлении этой таблицы мы старались включить в нее все прямые измерения протонов в области энергий выше ~ 1 ТэВ. Кроме того, мы рассмотрели те прямые измерения космических лучей в области энергий выше 1 ТэВ, из которых без привлечения каких-либо моделей можно извлечь информацию о характере спектра протонов (это данные в табл. 4 под номерами 5–8).

Что касается не прямых измерений, то мы ограничились рассмотрением только таких экспериментов, которые не требуют каких-либо моделей для перехода к спектру первичных протонов.

Недостатком практически всех экспериментов по измерению спектра протонов прямыми методами является то, что измерения проводились в сравнительно узком энергетическом интервале либо до укручения спектра, либо в области энергий, где уже показатель степени $\beta_p + 1 \geq 3,0$.

Был и пока что остается единственным эксперимент, в котором измерен спектр в интервале энергий $10^{10} - 10^{13}$ эВ, т.е. до и после «излома» спектра [1]. Уязвимость этого эксперимента в том, что в нем детекторы заряда могли регистрировать частицы обратного тока. Следует отметить, что убедительных свидетельств того, что в работе [1] крутой спектр протонов в области $E > 1$ ТэВ был обязан обратному току, так и не появилось, хотя такие предположения и высказывались.

Оценки влияния обратного тока на вид спектра в этом эксперименте, сделанные в свое время автором [23], не подтвердили этой гипотезы. Теперь к оценке роли обратного тока в эксперименте [1] можно подойти с экспериментальных позиций.

1. Так, в эксперименте [9] с прибором «Сокол» детекторы заряда практически не чувствовали обратный ток частиц из ионизационного калориметра. Поток протонов, измеренный этим прибором в области энергий $E \geq 4$ ТэВ (в области, в которой $\beta_p + 1 \geq 3,0$), с точностью до статистических ошибок ($\sim 10 - 15\%$) совпал с потоком, измеренным в работе [1].

2. При измерении спектра всех частиц космических лучей $i_{\text{гл}}(E)$ в эксперименте [1] детекторы заряда не использовались и величина $i_{\text{гл}}(E)$ не подвергалась влиянию обратного тока. Поэтому спектр протонов, полученный из разности $i_{\text{гл}}(E) - i_{Z \geq 2}(E)$, в принципе, не подвержен влиянию обратного тока. Как видно из рис. 3, он вполне соответствует непосредственному измерению спектра протонов с использованием детектора заряда в эксперименте [1] (штриховая кривая на рис. 3). Это второе свидетельство того, что в [1] спектр протонов не был искажен обратным током.

3. Эксперименты с прибором «Сокол» подтвердили обнаруженный ранее эффект [24]: интенсивность обратного тока резко зависит от глубины первого взаимодействия протона в ионизационном калориметре.

Так, по данным [9], если первое взаимодействие отстоит от края железного поглотителя ионизационного калориметра на 5 см и глубже, то обратный ток примерно в 10 раз менее интенсивен, чем при взаимодействии в пределах пятисантиметрового слоя поглотителя. Так как пробег взаимодействия протонов в железе $130 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ (~ 17 см железа), то большинство лавин от протонов будет начинаться в глубине калориметра и сопровождаться очень слабым обратным током, который не может исказить спектр всего потока протонов.

Из таблицы 4 видно, что практически все прямые измерения и некоторые непрямые дают согласующиеся между собой результаты, и это показывает, что в области энергий 1–10 ТэВ показатель степени протонного спектра возрастает на величину $\Delta\beta = 0,5-0,6$, а начало этого укрупнения ближе к $E-1$ ТэВ, чем к $E \approx 10$ ТэВ. Единственный эксперимент, который резко отличается от этого общего заключения, — данные JACEE.

Однако, несмотря на согласие многих различных по методике и исполнению экспериментов, следующий из них вывод столь важен для всей физики космических лучей, что для окончательного решения вопроса о спектре протонов, его «изломе» и энергии, при которой он происходит, необходимы дополнительные эксперименты. В этой связи мы хотели бы обратить внимание на два обстоятельства.

1. В эксперименте должен быть охвачен достаточно широкий энергетический интервал, по крайней мере, от $\sim 10^{11}$ до 10^{13} эВ, чтобы измерить единым прибором спектр до и после «излома».

2. Тщательное измерение спектра всех частиц также может служить убедительным аргументом в решении вопроса, вынесенного в название настоящей статьи.

Литература

1. Григоров Н. Л., Нестеров В. Е., Рапопорт И. Д. и др. Изучение энергетического спектра первичных частиц космических лучей высокой и сверхвысокой энергии на космических станциях «Протон» // Ядерная физика. 1970. Т. 11. С. 1058.
2. Ogata T., Saito T., Holinski R. et al. Chemical Composition of Cosmic Rays at Energies Greater than 10^{13} eV // Proc. 17th JCRC. Paris. 1981. V. 2. P. 119.
3. Burnett T. H., Dake S., Derrickson J. H. et al. Energy Spectra of Primary Protons and Helium Nuclei in the Energy Range $10^{12}-10^{15}$ eV from JACEE // Proc. 20th JCRC. Moscow, 1987. V. 1. P. 375–376.
4. Mandritskaya K. V., Sazhina G. P., Sokolskaya N. V. et al. Energy Spectra of Protons and Nuclei of Primary Cosmic Rays in the Energy Region of >10 TeV/particle // Proc. 19th JCRC. LaJolla, 1985. V. 6. P. 228–231.
5. Abulova V. G., Hein L. A., Mandritskaya K. V. et al. Energy Spectra of Cascades Produced of P.C.R. in X-ray Emulsion Chambers Exposed at 13 g/cm^2 // Proc. 18th JCRC. Bangalore, 1983. V. 9. P. 179–182.
6. Зацепин В. И., Лазарева Т. В., Сажина Г. П. и др. Энергетические спектры и состав первичных космических лучей в области энергий выше 10 ТэВ на частицу // Ядерная физика. 1994. Т. 57. С. 684–689.
7. Asakimori K., Burnett T. H., Cherry M. L. et al. Cosmic Ray Composition and Spectra // Proc. 23th JCRC. Calgary. 1993. V. 2. P. 21–27.
8. Muller D., Swordy S.P., Meyer P. et al. // Ap. J. 1991. V. 374. P. 356.
9. Григоров Н. Л. Изучение космических лучей высокой и сверхвысокой энергии на ИСЗ // Ядерная физика. 1990. Т. 51. С. 157–172.
10. Webber W. R., Golden R. L., Stephens S. A. Cosmic Ray Proton and Helium Spectrum from 5–200 GV Measured with Magnet Spectrometer // Proc. 20th JCRC. Moscow, 1987. V. 1. P. 325–328.

11. Grigorov N. L., Nesterov V. E., Rapoport J. D. et al. Study of Energy Spectra of Primary Cosmic Rays at Very High Energies on the Proton Series of the Satellites // SpaceResearch. XII-Akademic-Verlag. Berlin, 1972. P. 1617–1622.
12. Лучи космические галактические. М.: Госком СССР по стандартам, 1991.
13. Ryan M.J., Ormes J.F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 28. P. 985.
14. Григоров Н. Л. Особенности энергетического спектра протонов и проблема происхождения космических лучей // Космич. исслед. 1992. Т. 30. С. 378–384.
15. Ivanova M. A., Mandritskaya K. V., Osipova E. A. et al. Energy Spectrum of Event Registered by X-ray Chambers in the Stratosphere ($P = 60 \text{ g/cm}^2$) // Proc. 16th JCRC. Kyoto, 1979. V. 7. P. 111–114.
16. Бабаян Х. П., Григоров Н. Л., Третьякова Ч. А. и др. Характеристики взаимодействий, ответственных за большие ионизационные толчки // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1965. Т. 29. С. 1648.
17. Мурзина Е. А. Ядерно-активные частицы и сопровождающие их электронно-фотонные лавины из атмосферы: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1969.
18. Aguirre C., Kamata K. et al. // Nuovo cimento. 1975. V. 5. P. 279.
19. Нам Р. А., Никольский С. И., Павлюченко В. П. и др. Измерение сечения неупругого взаимодействия протона с ядрами атомов воздуха при энергии больше 1 ТэВ // Труды ФИАН. 1979. Т. 109. С. 153–183.
20. Вилданов Н. Г., Нам Р. А., Никольский С. И. и др. Зарядовый состав адронов энергии $E > 1$ ТэВ с плотностью ливневого сопровождения $\rho \leq 1,5$ частиц/ m^2 // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 2113–2115.
21. Vildanov N. G., Nam R. A., Chubenco A. P. Neutral to Charged Ratio for Unaccompanied Hadrons in $10^{12}-2 \cdot 10^{13}$ eV Energy Range at Mountain Level // Proc. 18th JCRC. Bangalore, 1983. V. 5. P. 279–282.
22. Konovalova N. S. Possible Reasons of the Proton Spectrum Distortion in Emulsion Chambers. Preprint 46. Lebedev Physics Institute Russian Academy of Sciences. Moscow, 1994.
23. Григоров Н. Л., Нестеров В. Е., Рапопорт И. Д. и др. Изучение энергетического спектра первичных космических лучей в области высоких и сверхвысоких энергий на ИСЗ «Протон-1» и «Протон-2» // Космич. исслед. 1967. Т. 5. С. 395–419.
24. Ellsworth R. W., Ito A., Macfall J. et al. On the high energy proton spectrum measurements // Goddard Space Flight Center: Preprint. 1977. X-661–77–127.
25. Иваненко И. П., Рапопорт И. Д., Шестоперов В. Я. и др. Энергетический спектр и зарядовый состав первичных космических лучей с энергией свыше 2 ТэВ // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 468–471.
26. Григоров Н. Л. К вопросу о виде спектра протонов космических лучей в области энергий выше 1 ТэВ // Вестн. МГУ. Сер. физ. астрон. 1993. Т. 34. С. 8–14.

Выводы

1. Прибор АТІС измеряет не спектр протонов, а спектр частиц с зарядом $Z = 1$.
2. Измеряемый спектр частиц с $Z = 1$ состоит из суммы двух спектров: спектра протонов ГКЛ и спектра «присчетных» частиц.
3. «Присчетные» частицы создаются в самом приборе частицами ГКЛ, идущими вне угловой апертуры прибора (они регистрируются как частицы с $Z = 1$), из-за значительных ошибок восстановления траекторий первичных частиц и регистрации обратного тока детекторами заряда (кремниевой матрицей).
4. «Присчетные» частицы сильно искажают спектр протонов. Если из спектра частиц с $Z = 1$ вычесть вклад «присчетных» частиц, то остающийся спектр протонов имеет «колена» при $E \approx 1,5 \div 2$ ТэВ. До «колена» $\beta_p \approx 2,6$. После «колена» $\beta_p \approx 3,0 \times 3,2$. Этот спектр с «коленом» хорошо согласуется со спектром протонов, получаемым из глобального спектра всех частиц, измеренного прибором.
5. Применение кремниевой матрицы в качестве детектора заряда экспериментально доказало, что уменьшение размеров датчиков без соответствующего уменьшения ошибки σ не защищает прибор от влияния обратного тока.

Литература

1. Стожков Ю. И., Григоров Н. Л. // Краткие сообщения по физике. ФИАН. 2004.
2. Ahn H. S. et al. // Proc. 28th ICRC. 2003. P. 1853.
3. Ahn H. S. et al. // Proc. 28th ICRC. 2003. P. 1833.
4. Зацепин В. И. и др. // Труды 28-й конференции по космическим лучам. М, 2004. DKL 1102.
5. Григоров В. И., Кахидзе Г. П., Толстая Е. Д. Обобщенная картина влияния обратного тока на измеряемый спектр протонов космических лучей // ПТЭ. 2005. № 1. С. 1–4.
6. Zatsepin V. et al. // Proc. 28th ICRC. 2003. P. 1861.

Н. Л. Григоров

ПИСЬМО К УЧАСТНИКАМ АТІС-КОЛЛАБОРАЦИИ¹

Уважаемые доктор E.S. Seo и доктор H.S. Ahn!

Пишет Вам профессор Григоров (Москва, МГУ), читатель Ваших работ, посвященных измерению спектра протонов прибором АТІС. К сожалению, я лично не знаком с Вами. Я представляю Вас достаточно молодыми, энергичными людьми, которые в своих работах главным приоритетом считают поиск истины. Из такого представления о Вас я и буду исходить в своем письме.

Нет необходимости говорить, какое значение для теории происхождения ГКЛ имело бы твердое установление факта тождества или различия спектров протонов и ядер. Поэтому 35 лет я ищу ответ на этот вопрос. Итог этих поисков представлен на настоящей конференции (Stozhkov, Grigorov, Tolstaya "Some results of GCR Proton Spectrum Index Measurements in the 1×40 TeV Energy Range"). Он таков: из 16 экспериментов в области $E > 1$ ТэВ, выполненных разными авторами и разными методами, только в двух работах спектральный индекс спектра протонов $\beta_p < 3,0$ (JACEE и RUNJOB); в остальных $\beta_p > 3,0$.

Среднее значение по всем 16 работам $\langle \beta_p \rangle = 3,1 \pm 0,05$. Из всех этих данных неизбежен вывод: спектр протонов должен иметь «колена» при $E \ll 10$ ТэВ. А Ваши результаты прямых измерений в интервале $0,1 < E < 10$ ТэВ $\beta_p = 2,6 \times 2,7$, и нет признаков «колена». Возникает проблема: либо ошибочны многие из 16 экспериментов (что маловероятно), либо ошибка в одном эксперименте (что значительно вероятнее). Я остановился на втором предположении и стал искать причину возможной ошибки. Итог этих поисков направлен на настоящую конференцию (Stozhkov, Grigorov, Tolstaya "Some features of GCR Measurement Result with the ATIC Instrument"). Текст доклада я прилагаю к письму.

Для поиска возможной ошибки результаты измерений надо бы подвергнуть ряду тестов. Их цель — выяснить существование имитаций протонов и их вклад в спектр протонов при разных E . Предварительно проясним центральный вопрос, который в публикациях не анализируется: как в приборе АТІС выделяются протоны? Как я понимаю, последовательность Ваших действий можно представлять себе так (правильность такого понимания подтвердил В. Зацепин).

1. Определяется выделенная в калориметре энергия E_d .
2. По распределению ионизации в рядах ВГО определяется траектория первичной частицы.
3. Если траектория лежит в пределах апертуры прибора, определяются координаты X_{pr} и Y_{pr} ее пересечения с плоскостью кремниевой матрицы. Эти координаты принимаются за координаты первичной частицы.

¹ Письмо в частном порядке передано адресатам на 29-й международной конференции, в надежде, что оно получит хождение среди участников АТІС-коллаборации.