

УДК 539.1

## ОБ ИЗЛОМЕ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРИ ЭНЕРГИЯХ $\sim 3 \cdot 10^6$ ГэВ

Г. С. МАРТИРОСЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 7 марта 1996 г.)

В работе анализируются возможные причины излома энергетического спектра первичных космических лучей при энергиях  $\sim 3 \cdot 10^6$  ГэВ. На основе этого анализа, как наиболее вероятная причина излома спектра, обсуждается модель рождения слабо взаимодействующих частиц при первых актах взаимодействия первичных частиц с ядрами атмосферы Земли. Сравнение экспериментальных данных с модельными предположениями позволяет определить пороговую энергию для рождения этих слабо взаимодействующих частиц.

### Введение

Результаты экспериментов на современных установках по изучению широких атмосферных ливней (ШАЛ) показывают, что энергии первичных космических лучей (ПКЛ) достигают порядка  $10^{12}$  ГэВ. Несмотря на то обстоятельство, что накоплено большое количество данных по энергетическому спектру первичных частиц, измерения продолжают и энергетический спектр при сверхвысоких энергиях остается в центре внимания. В первую очередь, интерес представляет форма спектра при  $E_0 \sim 3 \div 5 \cdot 10^6$  ГэВ и область  $E_0 > 10^{10}$  ГэВ. В настоящее время окончательно установлено, что начиная с энергии  $E \sim 5 \cdot 10^6$  ГэВ спектр укрупняется. Если в интервале  $10 \text{ ГэВ} \leq E_0 \leq 10^8 \text{ ГэВ}$  спектр меняется по степенному закону  $E^{-\gamma}$  с дифференциальным показателем  $\gamma \sim 2,7$ , то при  $E_0 > 3 \cdot 10^6$  ГэВ  $\gamma$  принимает значения  $3,1 \div 3,2$  [1].

### Основные положения и выбор модели

Особенности наблюдаемого спектра ПКЛ могут быть обусловлены следующими причинами:

I) особенностями механизма ускорения частиц и формирования спектра;

II) особенностями распространения в межзвездном пространстве и удержания в Галактике;

III) особенностями взаимодействия ПКЛ с ядрами воздуха при энергиях  $E_0 > 3 \cdot 10^6$  ГэВ;

IV) методическими ошибками наблюдателя при определении энергии первичной частицы.

Что касается пунктов I и II, то на сегодняшний день нет четко

установленных наблюдательных фактов или теоретических гипотез, свидетельствующих в пользу этих причин. Более того, данные по анизотропии заряженных частиц указывают, что излом энергетического спектра не является следствием особенностей распространения и удержания ПКЛ в Галактике.

Пункт IV исключается из соображений применения достаточно точных экспериментальных установок, адекватных математических методов обработки данных, а также маловероятности существования зависящих от энергии методических ошибок, возникающих только в определенной области спектра.

В настоящей работе мы подробно обсудим некоторые аспекты причин, приведенных в III пункте. Рассмотрим этот пункт с двух точек зрения:

а) в измеренном энергетическом спектре ПКЛ излом может появляться вследствие рождения слабо взаимодействующих и, следовательно, сильно проникающих частиц при взаимодействиях первичных частиц с ядрами воздуха. Эти частицы имеют абсолютный энергетический порог для рождения ( $E_n$ ). Слабо взаимодействующие частицы уносят определенную часть первичной энергии и превращают ее в «невидимку» для экспериментального наблюдения. В итоге происходит перекачка событий из области высоких энергий в область малых энергий и эта область спектра ( $E_0 > E_n$ ) становится круче.

б) можно предположить, что при взаимодействиях первичных частиц с ядрами воздуха, начиная с какой-то энергии  $E_n$ , рождаются адроны или струны адронов с очень большими поперечными импульсами. Имеются в виду частицы с такими поперечными импульсами, что образованные ими вторичные ливни практически развиваются в горизонтальном направлении. В этом случае также определенная часть энергии первичной частицы не регистрируется экспериментальной установкой (даже гигантскими ШАЛ-овскими установками), и вследствие этого, как и в предыдущем случае, в энергетическом спектре первичных частиц появляется излом вблизи точки  $E_n$ .

Интерпретация излома, как следствия рождения слабо взаимодействующих частиц, главным образом обусловлена тем, что в нескольких областях физики высоких энергий, независимо друг от друга, появились определенные теоретические и наблюдательные указания на существование слабо взаимодействующих стабильных частиц.

В первую очередь, это так называемый парадокс скрытой массы, суть которого в том, что по современным оценкам для скоплений галактик динамическая масса в десятки раз превосходит видимую массу. Чтобы набрать огромное количество недостающей массы, необходимой для удержания стационарного состояния скоплений галактик, космология требует существования стабильных и слабо взаимодействующих массивных частиц (WIMP<sub>s</sub>). В последние годы проблема скрытой массы и поиска WIMP<sub>s</sub> является одной из наиболее важных проблем космологии и физики элементарных частиц [2].

Наряду с другими гипотетическими частицами (тяжелые нейтрино, космоин, аксион и др.) в научной литературе как наиболее вероятные кандидаты WIMP<sub>2</sub> обсуждаются и так называемые легкие суперсимметричные частицы. Существования этих стабильных и слабо взаимодействующих частиц требуют современные суперсимметричные модели элементарных частиц.

В космических лучах обнаружен ряд необычных явлений, интерпретация которых также нуждается в существовании слабо взаимодействующих и стабильных (или достаточно долгоживущих) частиц. Из них можно отметить появление в ливнях вторичных частиц с аномально высокой проникающей способностью. Этот эффект был обнаружен на Тянь-Шанском калориметре с веществом (свинец) более 1000 г/см<sup>2</sup> и при энергиях входящих в калориметр адронов  $E > 10^5$  ГэВ [3]. Эта проблема вошла в круг исследуемых задач новой крупной установки KASCADE [4].

Авторы ряда работ для интерпретации факта регистрации несколькими подземными установками аномально большого числа мюонов в направлении источника Лебедь X-3 также предполагают существование таких частиц [5].

Итак, требования, предъявляемые космологией, теориями суперсимметрии и физикой космических лучей относительно существования стабильных и слабо взаимодействующих частиц, совпадают. Важность проблемы заставила экспериментаторов провести интенсивные поиски WIMP<sub>2</sub>. Поиски легких суперпартнеров на современных ускорителях позволили лишь установить нижние пределы их масс. С этой точки зрения, до появления более мощных ускорителей, неоспоримы перспективы поиска WIMP<sub>2</sub> в космических лучах. Они могут быть детектированы на глубокоподземных установках, либо в калориметрах с достаточным количеством вещества. Первые попытки регистрировать WIMP<sub>2</sub> на установках Frejus и KAMIOKANDE пока не увенчались успехом [6].

Таким образом, собирая эти факты воедино и предполагая, что на пути источник-наблюдатель излом в энергетическом спектре ПКЛ появляется при прохождении частиц через атмосферу Земли, можно высказать предположение, что излом является следствием рождения слабо взаимодействующих частиц при первых актах взаимодействия ПКЛ с ядрами воздуха и проноса определенной доли энергии первичной частицы.

### Модель

Предлагаемая модель для объяснения появления излома в энергетическом спектре ПКЛ основана на следующих двух предположениях:

I. Энергетический спектр ПКЛ во всем энергетическом диапазоне ( $E_0 \geq 10$  ГэВ) меняется по закону  $E^{-\gamma}$  с единым, постоянным показателем  $\gamma$ .

II. При взаимодействии первичных частиц с ядрами воздуха с определенной вероятностью и начиная с пороговой энергии  $E_n$  рождаются частицы с вышеуказанными свойствами. Они уносят значительную долю энергии первичной частицы и не регистрируются благодаря своим проникающим способностям.

Согласно пункту I в качестве единого дифференциального энергетического спектра ПКЛ выбран спектр

$$dI(E_0)/dE_0 = 1,195 \cdot 10^4 \cdot E_0^{-2,62} \text{ м}^{-2} \cdot \text{ст}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ГэВ}^{-1}, \quad (1)$$

измеренный на установке Акено в диапазоне  $3,16 \cdot 10^5 \text{ ГэВ} \leq E_0 \leq 4,677 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}$  [7]. Этот выбор обусловлен тем, что данные этой установки более точно указывают точку излома ( $E_0 \approx 4,677 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}$ ) и спектр измерен как до точки излома, так и в интервале  $4,677 \cdot 10^6 \text{ ГэВ} \leq E_0 \leq 10^9 \text{ ГэВ}$ .

Итак, допустим, что падающий на границу атмосферы ( $x[\text{г} \cdot \text{см}^{-2}] = 0$ ) дифференциальный энергетический спектр ПКЛ имеет вид (1). Согласно пункту II, взаимодействия первичных частиц с ядрами воздуха можем разделить на два типа.

В тех случаях, когда в итоге взаимодействия первичных частиц не рождаются слабо взаимодействующие частицы и вся энергия первичной частицы уходит на рождение и развитие ядерно-электромагнитного каскада в атмосфере, будем считать, что в эксперименте производится прямое и точное измерение полной энергии первичной частицы. Такие события сохраняют свое место в энергетическом спектре первичных частиц и не искажают его.

Спектр искажается вследствие тех актов взаимодействия, при которых рождаются слабо взаимодействующие частицы и уносят определенную долю энергии первичной частицы. В этом случае первый акт взаимодействия частиц ПКЛ с ядрами воздуха можно представить в виде следующей инклюзивной реакции:  $p + A_{\text{вз}} \rightarrow X + C$ , где в  $X$  сгруппированы все частицы с суммарной энергией  $E = \sum E_x$ , ответственные за дальнейшее развитие ядерно-электромагнитного каскада в атмосфере, а в  $C$  — предполагаемые проникающие частицы.

Предположим, что между энергией  $E_0$  первичной частицы и суммарной энергией  $E$  частиц типа  $X$  существует следующая связь:

$$E = E_0 \cdot (E_n/E_0)^q \cdot \Theta(E_0 - E_n), \quad (2)$$

где  $q$  — не зависящий от энергии параметр. Функция  $\Theta$  определяется следующим образом:  $\Theta = 1$  при  $E_0 - E_n > 0$  и  $\Theta = 0$  при  $E_0 - E_n \leq 0$ .

Зависимость от энергии длины свободного пробега первичной частицы для реакции с рождением  $C$  частиц представим в следующем виде:

$$\lambda(E_0) = \begin{cases} 1/\alpha (\ln E_0/E_n), & E_0 > E_n \\ \infty & ; E_0 \leq E_n, \end{cases} \quad (3)$$

где  $\alpha$  — не зависящий от энергии параметр.

Следовательно, с учетом пункта II и определения (2) кинетическое уравнение для дифференциального спектра первичных частиц на глубине  $x$  г·см<sup>-2</sup> можно записать в следующем виде:

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{dI(E_0, x)}{dE_0} \right) = - \frac{1}{\lambda(E_0)} \frac{dI(E_0, x)}{dE_0} + \int_{E_n}^{\infty} \frac{dI(E', x)}{dE'} \frac{1}{\lambda(E')} \cdot \delta \left[ E' \left( \frac{E_n}{E'} \right)^q - E_0 \right] dE', \quad (4)$$

где первый член правой части учитывает уменьшение числа первичных частиц из интервала  $E_0, E_0 + dE_0$ , а второй — характеризует перекачку частиц по спектру в область меньших энергий вследствие рождения  $C$  частиц и недомера энергии первичной частицы. Здесь пренебрегается рождением  $C$  частиц вторичными частицами типа  $X$ .

После соответствующих преобразований с учетом (2) и (3) вместо (4) получим следующее уравнение:

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{dI(E_0, x)}{dE_0} \right) = - \alpha \ln \frac{E_0}{E_n} \cdot \frac{dI(E_0, x)}{dE_0} + \frac{\alpha}{(1-q)^2} \cdot \left( \frac{E_n}{E_0} \right)^{\frac{q}{1-q}} \cdot \ln \frac{E_0}{E_n} \cdot \frac{dI \left( \frac{1}{E_0^{1-q}} E_n^{\frac{q}{1-q}}, x \right)}{dE_0}. \quad (5)$$

Это уравнение легко решается, если искомую функцию  $dI(E_0, x)/dE_0$  разложить в ряд Тейлора по степеням  $x$  с учетом того, что  $dI(E_0, 0)/dE_0 = A \cdot E^{-\gamma}$ , где согласно выажению (1)  $\gamma = 2.62$ ,  $A = 1,195 \cdot 10^4 \text{ м}^{-2} \text{ ст}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1}$ . Окончательно для дифференциального энергетического спектра на глубине  $x$  получим следующее выражение:

$$\frac{dI(E_0, x)}{dE_0} = \frac{dI(E_0, 0)}{dE_0} F(E_0), \quad (6)$$

где функция  $F(E_0)$  имеет следующий вид:

$$F(E_0) = \left( \frac{E_0}{E_n} \right)^{-\alpha x} \left[ 1 - \left( \frac{1}{1-q} \right)^2 \left( \frac{E_n}{E_0} \right)^{-q(\gamma-1)/(1-q)} \right]. \quad (7)$$

Как видно, функция  $F(E_0)$ , возникающая как следствие гипотезы рождения проникающих частиц в первых актах взаимодействия ПКЛ с ядрами воздуха, преобразует спектр  $dI(E_0, 0)/dE_0$  в спектр  $dI(E, x)/dE$ , наблюдаемый на глубине атмосферы  $x$ .

### Сравнение с экспериментом

Как видно из (7), функция  $F(E_0)$  содержит три неизвестных параметра:  $\alpha$ ,  $E_n$  и  $q$ . Для определения значений этих параметров запишем следующие три условия:

$$F(E_0 \approx 7 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}) = 1,$$

$$\dot{F}_{max}(E_0 \approx 4,677 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}) = 5,957 \cdot 10^{-14} / I(E_0, 0), \quad (8)$$

$$\left. \frac{dF(E_0)}{dE_0} \right|_{E_0 \approx 4,677 \cdot 10^6} = 0.$$

Эти условия получены путем сравнения выражений (6) и (7) с экспериментальным спектром из работы [7]. Первое условие означает, что после небольшого горба в интервале  $E_n < E_0 < 7 \cdot 10^6$  ГэВ спектр (6) в точке  $E_0 = 7 \cdot 10^6$  ГэВ совпадает со значением первичного спектра (1) в этой точке. Второе условие фиксирует максимальное значение функции  $F(E_0)$  в точке  $E_0 = 4,677 \cdot 10^6$  ГэВ. Третье — условие экстремума в этой точке. Совместно решая уравнения (8) и принимая  $x \sim 1000 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$  (уровень моря), для неизвестных параметров получим следующие значения:

$$E_n = 3,887 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}; \quad q = 0,7372; \quad z = 3,391 \cdot 10^{-4}. \quad (9)$$

Подставляя эти значения в (7) и (8) и учитывая (2), окончательно для дифференциального энергетического спектра первичных частиц на уровне моря и в области  $E_0 > E_n$  получим следующее выражение:

$$\frac{dI(E_0)}{dE_0} = 6,495 \cdot 10^{-14} \cdot \left( \frac{E_0}{3,887 \cdot 10^6} \right)^{-2,62 - 0,339[1 - 14,479(E_0/3,887 \cdot 10^6)^{-4,544}]} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1}. \quad (10)$$

Полученный спектр хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные по энергетическому спектру первичных частиц в интервале  $E_0 > E_n$  вплоть до энергий  $\sim 10^{10}$  ГэВ. В интервале  $4,677 \cdot 10^6 \text{ ГэВ} \leq E_0 \leq 5 \cdot 10^7 \text{ ГэВ}$  выполняется условие

$$\frac{1}{(1-q)^2} \cdot \left( \frac{E_0}{E_n} \right)^{-q(\gamma-1)/(1-q)} \ll 1$$

и  $F(E_0)$  становится функцией от  $E_0$  с постоянным показателем:

$$F(E_0) \cong \left( \frac{E_0}{E_n} \right)^{-x\alpha} = e^{-x/\lambda(E_0)}.$$

Если в районе  $E_0 \sim 3 \cdot 10^{10}$  ГэВ действительно существует предполагаемый «горб», то он может возникнуть по той причине, что выдвинутая в данной работе гипотеза качественно повторяется и в области  $E_0 \sim 10^{10}$  ГэВ.

### Заключение

Отсутствие веских теоретических и экспериментальных оснований не позволяет связать излом спектра ПКЛ с космофизическими явлениями (ускорение, утечка, распространение и т. д.). С другой стороны, многие проблемы физики и астрофизики высоких энергий для своих решений требуют существования слабо взаимодействующих

массивных частиц (WIMP<sub>s</sub>). В предлагаемой модели появление излома мы связываем именно с рождением слабо взаимодействующих и сильно проникающих частиц. Получено аналитическое выражение для энергетического спектра, которое хорошо описывает экспериментальные данные по спектру выше излома. Достоинством модели является и то, что путем сравнения модельных предположений с экспериментальными данными определяются все три параметра модели. В частности, определяется энергетический порог и оценивается длина пробега первичной частицы для реакции рождения слабо взаимодействующих гипотетических частиц. Приведенные модельные предположения и вытекающие из них результаты могут быть подтверждены на первых же экспериментах ускорителя LHC.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Астрофизика космических лучей, ред. В. Гинзбург. М., Наука, 1984.
2. A. Salam, Astroparticle physics, IC/88/109. Proceedings of the 4th Workshop on Elementary-Particle of the Universe. ed. A Suzuki et al., KEK, 1990.
3. A. Serdyukov et al. Proc. 20 th ICRC, Moscow, 6, 356 (1987).
4. P. Doll, J. Engler, P. Gabriel, et al. The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE, preprint KfK 4686, 1990.
5. T. C. Weekes. Very High Energy Gamma-Ray Astronomy. Phys. Rep., v. 160. 1988.
6. B. Sadoulet. Search for Dark Matter. XXIV IC on High Energy Physics, Munich, 1988. Y. Totsuka. Non-Accelerator Particle Physics. ICR-Report-180-88-26, 1988.
7. N. Nagano, T. Hara, Y. Hatano, et al. Energy Spectrum of Primary Cosmic Rays Between  $10^{14.5}$  and  $10^{18}$  eV. ICR-Report-1, 16-84-5, 1984.

~  $3 \cdot 10^6$  Գէվ էներգիաների ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ԱՌԱՋՆԱՅԻՆ  
ՏԻԵԶՆԵՐԱԿԱՆ ԺԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ  
ՍՊԵԿՏՐԻ ԲԵԿՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Հ. Ս. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Աշխատանքում վերլուծվում են  $\sim 3 \cdot 10^6$  Գէվ էներգիաների տիրույթում առաջնային տիեզերական ճառագայթների էներգետիկ սպեկտրի բեկման հնարավոր պատճառները: Այդ վերլուծության հիման վրա, որպես սպեկտրի բեկման ամենահավանական պատճառ, քննարկվում է երկրի մթնոլորտի միջուկների հետ առաջնային մասնիկների փոխազդեցության սկզբնական ակտի ժամանակ թույլ փոխազդող մասնիկների ծնման մոդելը: Փորձարարական տվյալների և մոդելային դրույթների համեմատությունը թույլ է տալիս որոշել թույլ փոխազդող մասնիկների ծնման շեմային էներգիան:

### ON THE «KNEE» IN THE PRIMARY COSMIC RAY ENERGY SPECTRUM AT $\sim 3 \cdot 10^6$ GeV ENERGIES

H. S. MARTIROSIAN

A possible reason of the energy spectrum «knee» of primary cosmic rays at  $\sim 3 \cdot 10^6$  GeV energies is analyzed in the work. On the basis of this analysis, as the most possible reason of the spectrum «knee», the birth model of weak interacted particles during the first acts of primary particles interaction with the Earth atmosphere nuclei is discussed. The experimental data comparison with modeled supposition, permits to determine the birth threshold energy of these weakly interacting particles.