

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА UA7 И ЕГО СЛЕДСТВИЯ ДЛЯ ФИЗИКИ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ И АСТРОФИЗИКИ

Д.С. Адамов, А.Д. Ерлыкин

Анализ инклюзивных спектров фотонов при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ с учетом области малых поперечных импульсов $P_T < 0,1$ ГэВ свидетельствует в пользу нарушения скейлинга. Парциальный коэффициент неупругости $K_T = 0,193 \pm 0,004$. Обсуждается происхождение электромагнитных ливней, зарегистрированных на Тянь-Шане.

Эксперимент UA7 [1], проведенный на встречных протон-антипротонных пучках при энергии $\sqrt{s} = 630$ ГэВ, впервые позволил проникнуть во фрагментационную область и измерить инклюзивные распределения фотонов по быстрой и поперечным импульсам. Сравнивая свои результаты с полученными ранее при энергиях $\sqrt{s} = 23-53$ ГэВ [2], авторы [1] утверждают, что скейлинг во фрагментационной области сохраняется в исследованном диапазоне энергий.

В связи с важностью этого эксперимента и полученных из него выводов целесообразно еще раз проанализировать представленные в [1] экспериментальные результаты и понять их следствия для физики взаимодействия частиц и астрофизики. Прежде всего надо отметить, что опубликованные результаты [1] охватывают широкий диапазон поперечных импульсов (0,1 – 1 ГэВ/с) и быстрой (5,11 – 6,91), которые соответствуют диапазону изменения фейнмановской переменной x_c от 0,04 до 0,5. В указанном диапазоне быстрой происходит заметное падение величины среднего поперечного импульса с увеличением быстрой. Если в центральной области быстрой ($y = 0$) эта величина равна $\sim 0,20$ ГэВ/с, то при $y = 6,91$ $\bar{P}_T = 0,063$ ГэВ/с. Такого уменьшения нет для заряженных частиц, однако это связано с чисто кинематическими причинами. При изменении P_T в пределах 0,1 – 1 ГэВ/с и фиксированной величине y фейнмановская переменная $X = (2\sqrt{p_T^2 + P_T^2}/\sqrt{s}) \sinh y$, характеризующая продольный импульс частиц, изменяется сильнее для безмассовых фотонов, чем для заряженных частиц, обладающих массой покоя. Более широкий диапазон изменения X для фотонов при одном и том же изменении P_T ведет к более сильному падению инклюзивных спектров с ростом P_T по сравнению с заряженными частицами и, как следствие, к меньшей величине \bar{P}_T .

В [1] определено, что средний поперечный импульс фотонов \bar{P}_T во фрагментационной области растет сильнее, чем в центральной области быстрой в диапазоне энергий $\sqrt{s} = 53 - 630$ ГэВ. Если при $y = 0$ этот рост составляет 0,16 – 0,20 ГэВ/с, то при максимальных быстрой 0,040 – 0,063 ГэВ/с, то есть более чем в 1,5 раза. Такой рост должен, в принципе, вести к более сильному нарушению скейлинга, чем в случае, когда поперечные импульсы остаются постоянными [3]. Однако авторы [1] утверждают, что полученные ими результаты свидетельствуют в пользу сохранения скейлинга.

Анализ экспериментальных результатов, представленных в [1], приводит к выводу, что утверждение о сохранении скейлинга относится только к поведению структурной функции при $P_T > 0,1$ ГэВ/с. Чтобы сделать достоверный вывод о поведении инклюзивных спектров, надо проинтегрировать структурные функции по всей области изменения P_T , включая $P_T < 0,1$ ГэВ/с. Рассмотрение результатов [1, 2] показывает, что зависимость двойных дифференциальных распределений $d^2 n/dP_T dy$ от P_T в широкой области изменения P_T (от 0,05 до 1 ГэВ/с) хорошо описывается экспоненциальным законом. Экстраполируя этот закон вплоть до $P_T = 0$ и интегрируя $d^2 n/dP_T dy$ по P_T от 0 до ∞ , можно получить величину dn/dy как функцию s и y . Сравнить эти величины при разных s имеет смысл при равных величинах $\Delta y = y_{пучка} - y_0$. Проведенный анализ показал, что несмотря на то, что при $P_T > 0,1$ ГэВ/с структурные функции при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ заметно выше, чем при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ, инклюзивные спектры dn/dy , полученные интегрированием структурных функций по всей области изменения P_T , при больших y_0 (то есть в области фрагментации) обладают противоположными свойствами. Например, при $\Delta y = 1,4$ инклюзивные спектры почти равны друг другу: $dn/dy(630)/$

dn/dy (53) ($\Delta y = 1,4$) = $1,15 \pm 0,10$, а при $\Delta y = -0,4 dn/dy$ (630)/ dn/dy (53) ($\Delta y = -0,4$) = $0,74 \pm 0,12$. Отсюда следует противоположный вывод, что данные эксперимента UA7 свидетельствуют в пользу нарушения скейлинга даже в столкновениях PP. В столкновениях PA следует ожидать еще более сильного нарушения /4/.

В работе /5/ на основании анализа инклюзивных спектров фотонов /6/ проведена оценка парциального коэффициента неупругости K_γ для $x_c < 0,2$ при энергиях SPP S-коллайдера $\sqrt{s^2} = 540$ ГэВ: $K_\gamma (x_c < 0,2) = 0,156 - 0,189$. Неопределенность этого значения связана с тем, что экспериментально инклюзивные спектры фотонов измерялись лишь до $x_c \approx 0,05$: $K_\gamma (x_c < 0,05) = 0,099 \pm 0,003$ /5/, а экстраполяция на область $0,05 < x_c < 0,2$ хотя и проводилась в предположении, что гамма-кванты происходят только от π^0 -мезонов, тем не менее приводила к указанной неопределенности.

Результаты UA7 позволяют уточнить эти величины и рассчитать полный парциальный коэффициент неупругости:

$$K_\gamma = \int_0^{y_{\max}} \frac{1}{\sqrt{x^2 + 4P_T/S}} (dn/dy) dy = \int_0^{y_{\max}} dy \int_0^{2P_T/\sqrt{s}} \frac{1}{\sqrt{s}} \text{ch}y (d^2 n/dP_T dy) dP_T. \quad (1)$$

В пределах $0 < y < 5$ часть интеграла (1) была взята равной $0,099 \pm 0,003$ /5/, а для области $5 < y < 6,91$ вычислялась из данных UA7 /1/. Вторая часть оказалась равной $0,094 \pm 0,002$. Таким образом, парциальный коэффициент неупругости оказался равным $K_\gamma = 0,193 \pm 0,004$. Если ограничиться пределами $0 < x_c < 0,2$, то $K_\gamma (x_c < 0,2) = 0,185 \pm 0,004$, что совпадает с оценками /5/, но имеет значительно лучшую точность. Эта точность определяется ошибками измерений /1/ и неопределенностью проведенных интерполяций и экстраполяций величины $d^2 n/dP_T dy$.

Оценки /5/ для величины K_γ при энергиях $10^{11} - 10^{12}$ эВ дают значение $K_\gamma = 0,16$. Рост парциального коэффициента неупругости K_γ может быть объяснен ростом полного коэффициента неупругости и ростом доли η^0 -мезонов среди вторичных частиц. Использование уточненной величины $K_\gamma (x_c < 0,2)$ для оценки изменения энергосодержания фрагментационной области приводит к выводу об уменьшении доли энергии, несомой всеми частицами с $x_c > 0,2$ в $1,25 \pm 0,09$ раз при увеличении энергии столкновения PP от 10^{11} до $2 \cdot 10^{14}$ эВ.

Результаты эксперимента UA7 имеют значение и для астрофизики. Во-первых, экспериментальное подтверждение нарушения скейлинга косвенно подкрепляет вывод о том, что ядерный состав первичного космического излучения при энергиях $\sim 10^{15}$ эВ близок к наблюдаемому при более низких энергиях. Преобладающей компонентой в нем по-прежнему являются протоны. Во-вторых, используя данные об интенсивности безмюонных и бездронных ливней, полученные на Тянь-Шане /7/, и предположив, что эти ливни вызваны первичными гамма-квантами, можно оценить, какую толщину вещества Z должны пройти первичные космические лучи, чтобы создать наблюдаемую интенсивность гамма-квантов I_γ . Связь между интенсивностью I_γ и интенсивностью первичного космического излучения I_0 выражается следующим образом:

$$I_\gamma (> E) = I_0 (> E) \langle n x^\gamma \rangle Z / \lambda_{pp}^- \quad (2)$$

где λ_{pp}^- — пробег для неупругого взаимодействия протонов в межзвездной среде, $\langle n x^\gamma \rangle = \int_0^1 x^\gamma (dn/dx) dx$ — γ -момент инклюзивного спектра фотонов, генерируемых в столкновениях PP. Несмотря на то, что в состав первичного космического излучения кроме протонов входят и первичные ядра, справедливость формулы (2) можно доказать в предположении, что ядра взаимодействуют как A независимых нуклонов. Величина γ -момента вычисляется из экспериментальных данных эксперимента UA7, также как и величина парциального коэффициента неупругости K_γ , который является первым моментом инклюзивных спектров: $K_\gamma = \int_0^1 x (dn/dx) dx$. При наклоне энергетического спектра первичного космического излучения $\gamma = 1,7$

$\langle n x^{1.7} \rangle = 0,023 \pm 0,002$. Подставляя в (2) значения $I_\gamma (> 4,8 \cdot 10^{14} \text{ эВ}) = (6,27 \pm 2,21) \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ из /7/, $I_0 (> 4,8 \cdot 10^{14} \text{ эВ}) = (4,66 \pm 1,02) \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ из /8/, $\lambda_{pp}^{\text{in}} = (32,0 \pm 2,2) \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ из /9/ и

приведенное выше значение $\langle n x^{1.7} \rangle$, получим $Z = 1,87 \pm 0,78 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. Интенсивность $I_\gamma (E)$ здесь поправлена по сравнению с /7/, так как для расчета телесного угла взята величина пробега для поглощения электронов в электромагнитном ливне $225 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, а не $62 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$.

Исходя из того, что оценка количества вещества, проходимого космическими лучами в Галактике при значительно меньших энергиях $\sim 10 \text{ ГэВ/нуклон}$, составляет $7 - 10 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ и уменьшается с ростом энергии как $\sim E^{0.5}$, оценка, полученная в настоящей работе, означает, что или это уменьшение при более высоких энергиях прекращается, или восемь электромагнитных ливней, зарегистрированных на Тянь-Шане /7/, не связаны с диффузным гамма-излучением, а имеют другое происхождение. В пользу последнего предположения говорит и пологий энергетический спектр ($\gamma \approx 1,1$) диффузного γ -излучения, получающийся, если проинтерполировать степенной функцией $E^{-\gamma}$ данные Тянь-Шаня при энергиях выше $4,8 \cdot 10^{14} \text{ эВ}$ /7/ и данные прямых измерений при энергиях $\sim 10^8 \text{ эВ}$ /10/. При отсутствии сильных изменений в характеристиках протон-протонных столкновений, т.е. в величинах $\langle n x^\gamma \rangle$ и λ_{pp}^{in} в интервале энергий $10^8 - 10^{15} \text{ эВ}$ и примерно том же количестве вещества Z , проходимого космическими лучами в Галактике, спектр диффузного гамма-излучения должен был бы иметь наклон, близкий к наклону спектра первичного излучения $\gamma = 1,7$, а не $1,1$. Возможным источником электромагнитных ливней на Тянь-Шане являются или пока еще не открытые локальные гамма-источники /11/, или существование в адрон-ядерных взаимодействиях при энергиях выше 10^{14} эВ флуктуаций, приводящих к большому энерговыделению в гамма-кванты /12/, или неядерные процессы образования космических гамма-квантов.

Авторы благодарят Ф.А. Агароняна, В.А. Догеля, А.В. Урысон и А.П. Чубенко за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hagenauer M. et al. 20 ICRC, Moscow, 5, 23 (1987).
2. Neuhofner G. et al. Phys. Lett., 38B, 51 (1972).
3. Шабельский Ю. М. Изв. АН СССР, сер. физ., 50, 2090 (1986).
4. Дунаевский А. М. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 49, 1291 (1985).
5. Adamov D. S., Erlykin A. D. Preprint FIAN № 243, М., 1983; Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 32 (1983).
6. Alpgard K. et al. Phys. Lett., 115B, 71 (1981).
7. Kirlov I. N. et al. 19 ICRC, La Jolla, 1, 135 (1985).
8. Данилова Т. В. и др. Вопросы атомной науки и техники., сер. "Техн. физ. эксп.", 3 (20), 20 (1984).
9. Rushbrooke J. G. Preprint CERN-EP/85-178, 1985.
10. Arnaud K. et al. Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 201, 745 (1982).
11. Aharonian et al. 19 ICRC, La Jolla, 1, 225 (1985).
12. Никольский С. И. Письма в ЖЭТФ, 3, 153 (1966).

Поступила в редакцию 17 июня 1988 г.