

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 9, стр. 512 – 516

5 мая 1972 г.

**ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ,
УПРАВЛЯЮЩИЕ ИНКЛЮЗИВНЫМ ПРОЦЕССОМ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 20 – 1500 Гэв**



H. H. Ройнишвили

В работе [1] мы показали, что корреляции между продольным и поперечным импульсами в процессе множественной генерации при энергии $400 \text{ Гэв}^{1)}$ являются следствием фазового объема, равномерное заполнение которого искажено лишь малостью поперечных импульсов. Для аппроксимации различных распределений, связанных с этим простейшим условием был использован спектр вида:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_t dp_\ell} = \frac{p_t}{\exp \sqrt{\left(\frac{p_t}{T_t}\right)^2 + \left(\frac{p_\ell}{T_\ell}\right)^2 + \frac{m^2}{T_t T_\ell}} - 1}. \quad (1)$$

В дальнейшем [2] было показано, что любые распределения или корреляции ($d\sigma/dp_\ell \cdot d^2\sigma/dp_t dp_\ell$, $d\sin\theta$ и т. д.), полученные из $d^2\sigma/dp_t dp_\ell$, при энергии $\sim 400 \text{ Гэв}^{1)}$ хорошо описываются выражением (1).

¹⁾Данные при 400 Гэв получены с помощью установки Цхра-Цкаро, состоящей из камеры Вильсона в магнитном поле и ионизационного калориметра. Установка регистрирует взаимодействия ядерно-активных частиц космического излучения с ядрами полиэтиленовой мишени, расположенной над камерой Вильсона.

В настоящей статье мы сравниваем следствия выражения (1) с экспериментальными данными, полученными в широком интервале энергий от 20 до 1500 Гэв в ускорительных экспериментах.

В выражении (1), по существу, нет свободных параметров, коль скоро известны среднее значение коэффициента неупругости $\langle k \rangle^2$ ²⁾ и зависимость средней множественности от энергии.

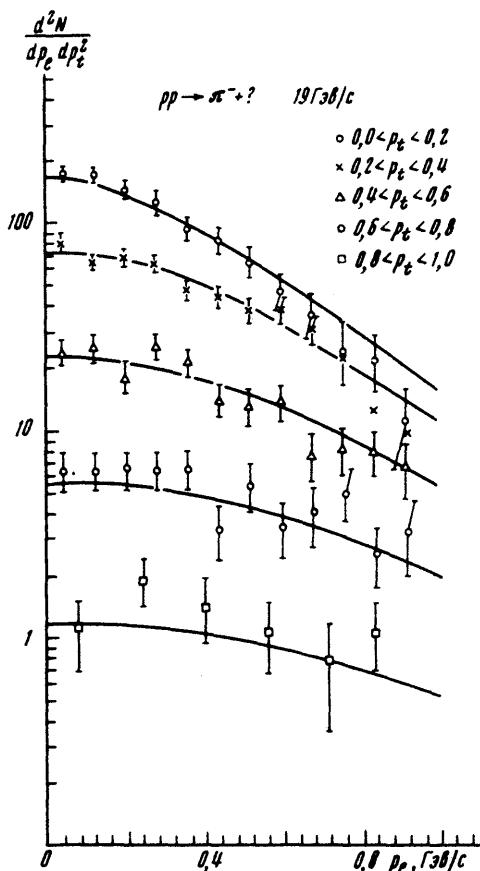


Рис. 1. Распределения по пролольным импульсам в различных интервалах p_t , в процессе $p + p \rightarrow \pi^- + \text{любое}$ при 19 Гэв [4]. Кривые соответствуют выражению (1) при $T_f = 0,14$ Гэв и $T_\ell = 0,25$ Гэв

Действительно, параметр T_f , определяющий, в основном, распределение по поперечному импульсу, практически не меняется с энергией. Как и при 400 Гэв, в дальнейшем мы будем считать его равным

$$T_f \approx 0,14 \text{ Гэв}. \quad (2)$$

Параметр T_ℓ является функцией средней энергии $\langle \epsilon \rangle$, приходящейся на вторичную частицу:

$$T_\ell = \frac{2}{3} (\langle \epsilon \rangle - m_\pi). \quad (3)$$

²⁾ Предполагается, что коэффициент неупругости k очень слабо меняется с энергией.

Так как

$$2 \langle k \rangle E_0^c = \langle e \rangle \cdot \frac{m_e}{m_\pi} \cdot \frac{E_0^c}{\langle n \rangle},$$

где E_0^c – энергия сталкивающейся частицы в С-системе, то

$$T_\ell = \frac{2}{3} \left(\frac{2 \langle k \rangle E_0^c}{\langle n \rangle} - m_\pi \right). \quad (4)$$

В расчетах мы пользовались значением $\langle k \rangle = 0,5$ и зависимостью множественности от энергии

$$\langle n \rangle = \frac{3}{2} (1,44 + 2 \lg E_0) {}^{3)} . \quad (5)$$

В таких условиях при сравнении эксперимента с расчетом необходимо лишь согласовать их нормирование.

На рис. 1 представлено семейство спектров продольного импульса в С-системе в различных интервалах по поперечному импульсу, полученное в работе [4] при 19 Гэв в реакции $p + p \rightarrow \pi^- + \text{любое}$. Расчетные кривые, соответствующие выражению (1) с параметрами (2) и (4), нормированы по спектру p_ℓ при условии $0,4 < p_\ell < 0,6 \text{ Гэв}/c$.

Как видно, согласие экспериментальных точек с расчетом очень хорошее.

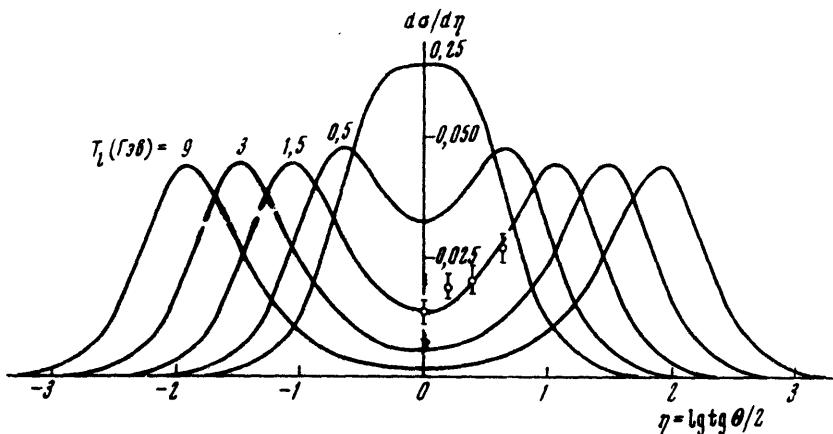


Рис. 2. Распределение по $\eta = \lg \tan \theta/2$. Точки – данные работы [5] при $E_0 = 1500 \text{ Гэв}$. Кривые соответствуют выражению (1) при различных T_ℓ

Недавно [5] на ускорителе со встречными пучками в ЦЕРН³⁾ при эффективной энергии 1500 Гэв было получено угловое распределение вторичных частиц в $p\bar{p}$ -столкновениях в переменных $\eta = \lg \tan \theta^c/2$. Характерной особенностью этого распределения, наблюдавшегося ранее в космических лучах, является провал в спектре η вблизи $\eta = 0 (\theta^c = 90^\circ)$, который вызвал широкую дискуссию вокруг этого вопроса. На рис. 2

³⁾ Такое соотношение между множественностью и энергией следует из работы [3].

приведено семейство кривых, следующих из распределения (1) при различных начальных энергиях

$$\frac{d\sigma}{d \lg \operatorname{tg} \theta / 2} \sim \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \theta / 2}{\operatorname{tg} \theta / 2} \int_{p_t \max}^{\infty} \frac{d^2 \sigma}{dp_t dp_\ell} \left(p_t, p_\ell = \frac{p_t}{\operatorname{tg} \theta} \right) dp_t. \quad (6)$$

Обращает внимание интересное свойство кривых: при достаточно большой начальной энергии ($E_0 > 10^{12}$ эв) пики в спектре η довольно хорошо описываются распределением Гаусса с полушириной $\sigma \sim 0,4$. Это свойство может создавать впечатление об изотропном разлете системы вторичных частиц, центр тяжести которой движется по отношению к С-системе.

Заметим, что возможные изменения в конкретных значениях k и n (4), (5) могут несколько сместить кривые вдоль оси η , но практически не влияют на их форму.

На рис. 2 вместе с кривыми приведены экспериментальные данные, полученные в работе [5].

Нормировка экспериментальных данных производилась по точке $\eta = 0$.

Как видно из рисунка, согласие эксперимента с кривой, соответствующей энергии 1500 Гэв, оказывается очень хорошим.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что: а) в энергетическом интервале от 20 до 1500 Гэв инклюзивный эксперимент полностью описывается закономерностями фазового объема, равномерное заполнение которого искается лишь малостью поперечного импульса; б) удобной и достаточно точной аппроксимацией этих закономерностей является двухтемпературное распределение (1) с параметрами (2) и (4).

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Литература

- [1] Н.Н.Ройнишвили, Е.И.Шеррер. Письма в ЖЭТФ, 13, 243, 1971.
- [2] Н.Н.Ройнишвили и др. Доклад на Междунар. Конф. по элементарным частицам. Амстердам, 1971 г. В печати, Известия АН СССР сер. физ.

Поступила в редакцию
17 марта 1972 г.

⁴⁾ Заметим, что выражение (6) имеет совершенно общий вид, не зависящий от конкретной формы $d^2\sigma/dp_t dp_\ell$. Оно состоит из двух сомножителей. Первый множитель, являющийся Якобианом перехода от $d^2\sigma/dp_t dp_\ell$ к $d^2\sigma/dp_t d \lg \operatorname{tg} \theta / 2$, не зависит от начальной энергии и имеет минимум в точке $\theta = 90^\circ$. Второй множитель, напротив, в той же точке имеет максимум. Форма его с увеличением E_0 становится более пологой. Поэтому, конкурирующее поведение обоих сомножителей таково, что при достаточно большом E_0^c распределение $\lg \operatorname{tg} \theta / 2$ должно становиться двугорбым. Строгая формулировка условия, необходимого для того, чтобы спектр η имел два пика, приведена в работе [6].

- [3] А.Врублевский. Рапортёрский доклад на XV Междунар. Конф. по физике элементарных частиц. Киев, 1970 г.
 - [4] H.Bøggild, K.H.Hansen et al. Nucl. Phys., B27, 1, 1971.
 - [5] Bombay – CERN – Cracov Collaboration. В печати, Phys. Lett.
 - [6] Е.И.Дайбог, И.Л.Розенталь. ЯФ, 14, 226, 1971.
-