СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

Р2 - 6500

В.М.Мальцев, Н.К.Душутин

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

АННИГИЛЯЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОБЛАСТИ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ. ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ СЕЧЕНИЙ

1972

P2 - 6500

В.М.Мальцев, Н.К.Душутин

АННИГИЛЯЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОБЛАСТИ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ. ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ СЕЧЕНИЙ

Трудно ожидать, что с ростом энергии начальных частиц процесс аннигиляции должен проходить через образование промежуточного равновесного состояния с последующим его распадом. В области ультравысоких энергий время взаимодействия настолько мало, что бессмысленно говорить об установлении статистического равновесия, и весь процесс следует рассматривать как нестационарный.

Физическая картина процесса состоит в следующем: виртуальное состояние, возникающее в результате аннигиляции начальных частиц, распадается на две виртуальные частицы - партоны, которые затем формируют струи физических частиц. При этом предполагается, что:

1). Деление на партоны происходит независимо от процессов в струе.

2). Механизм образования струи - каскадный распад партонов.

3). Струи не взаимодействуют друг с другом.

4). Весь процесс происходит виртуально в течение времени взаимодействия, а затем все сформированные частицы превращаются в физические. Это - основные положения струйной модели, рассмотренной нами ранее[/1/] для процессов множественного образования частиц в неупругих взаимодействиях адронов.

Сейчас мы хотим предложить обобщение струйной модели для аннигиляционных процессов, которые ведут к распаду начального состояния с вакуумными квантовыми числами. Поэтому следует ожидать более сильных, чем в рассмотренном ранее варианте, ограничений, налагаемых сохранением зарядов: электрического, барионного и т.д. Если элементарные процессы записаны так, что гипер- и барионный заряды сохраняются, а излучение нейтральных пионов из этих процессов выделено, то парное испускание пионов соответствует косвенному учету сохранения электрического заряда.

Будем предполагать существование в струе следующих процессов (вопрос о зарядовом распределении мы рассмотрим позднее):

партон $\to 2\pi +$ "еще что-нибудь" с вероятностью за единицу времени γ_1,

партон $\to k +$ "еще что-нибудь" — " — γ_2,

партон $\to Y +$ "еще что-нибудь" — " — γ_3,

$\pi \to \pi + 2\pi$ — " — λ_1,

$\pi \to k + \bar{k}$ — " — λ_2,

$k \to k + 2\pi$ $(\bar{k} \to \bar{k} + 2\pi)$ — " — λ_3,

$Y \to Y + 2\pi$ $(\bar{Y} \to \bar{Y} + 2\pi)$ — " — λ_4.

Обозначим через $W^{\pi}_{2r}(t)$ вероятность рождения к моменту времени t "$2r$" пионов, $W^{k}_{r}(t)$ – вероятность рождения к моменту времени t "r" каонов и через $W^{Y}_{r}(t)$ – вероятность рождения к моменту времени t "r" гиперонов.

Закон сохранения вероятности позволяет записать для этих величин следующую систему уравнений:

$$\dot{W}^{\pi}_{2r}(t) = -2\left[\gamma_1 + r(\lambda_1 - \lambda_2) + 2N_k\lambda_3 + N_Y\lambda_4\right] W^{\pi}_{2r}(t) +$$

$$+2\left[\gamma_1 + (r-1)(\lambda_1 - \lambda_2) + 2N_k\lambda_3 + N_Y\lambda_4\right] W^{\pi}_{2(r-1)}(t), \tag{1}$$

$$\dot{W}^{k}_{r}(t) = -(\gamma_2 + N_\pi\lambda_3)\left[W^{k}_{r}(t) - W^{k}_{r-1}(t)\right],$$

$$\dot{W}^{Y}_{r}(t) = -\gamma_3\left[W^{Y}_{r}(t) - W^{Y}_{r-1}(t)\right],$$

с начальными условиями в виде:

$$W_n^{\pi}(0) = W_n^{k}(0) = W_n^{Y}(0) = \begin{cases} 1 & n = 0 \\ 0 & n \neq 0 \end{cases} . \qquad (2)$$

Решение аналогичной системы уравнений выполнено в работе /1/, поэтому мы, опуская промежуточные выкладки, приводим лишь конечный результат.

Выражения для вероятностей рождения физических частиц (т.е. в момент $t = \tau$) имеют вид:

$$W_{2r}^{\pi} = \frac{\Gamma\{\frac{1}{2} N_{\pi} \exp(-2x_1+2x_2)[1-\exp(-2x_1+2x_2)]^{-1} + r\}}{r!\,\Gamma\{\frac{1}{2} N_{\pi} \exp(-2x_1+2x_2)[1-\exp(-2x_1+2x_2)]^{-1}\}} \times$$

$$\times [1-\exp(-2x_1+2x_2)]^{r} \exp\{-N_{\pi}(x_1-x_2)\exp(-2x_1+2x_2)[1-\exp(-2x_1+2x_2)]^{-1}\}, \qquad (3)$$

$$W_r^{k} = \frac{(\Gamma_2 + N_{\pi} x_2)^{r}}{r!} \exp(-\Gamma_2 - N_{\pi} x_2)$$

$$W_r^{Y} = \frac{(\Gamma_3)^{r}}{r!} \exp(-\Gamma_3),$$

где $x_i = \lambda_i \tau$ и $\Gamma_i = \gamma_i \tau$.

Средние числа частиц равны:

$$N_{\pi} = \frac{2(\Gamma_1 + 2\Gamma_2 x_3 + \Gamma_3 x_4)(e^{2x_1} - e^{2x_2})}{(x_1 - x_2 + 4x_2 x_3)\, e^{2x_2} - 4x_2 x_3\, e^{2x_1}}, \qquad (4)$$

$$N_k = \Gamma_2 + N_{\pi} x_2$$

$$N_Y = \Gamma_3 .$$

Дисперсии можно записать в виде:

$$D_\pi = N_\pi [\, N_\pi - 2\exp(2x_1 - 2x_2)\,] \quad ,$$

$$D_k = \Gamma_2 + N_\pi x_2 \quad , \tag{5}$$

$$D_Y = \Gamma_3 \quad .$$

Вероятности рождения (3) легко обобщить с учетом заряда частиц. Пусть $P_a(j,r)$ – вероятность рождения в результате реакции r частиц сорта a, из которых j частиц имеют заряд. Тогда комбинаторика приводит к выражениям

$$P_\pi(2j,2r) = \binom{2j}{2r} \frac{[(1-g_1)\Gamma_1 + 2(1-g_2)N_k x_3 + (1-g_3)N_Y x_4]^{2(r-j)}}{(\Gamma + 2N_k x_3 + N_Y x_4)^{2r}} \times$$

$$\times [\, g_1\Gamma_1 + 2g_2 N_k x_3 + g_3 N_Y x_4]^{2j}\, W^\pi_{2r} \quad , \tag{6}$$

$$P_k(j,r) = \binom{j}{r} \frac{[(1-g_4)\Gamma_2 + (1-g_5)N_\pi x_2]^{r-j}}{(\Gamma_2 + N_\pi x_2)} (g_4\Gamma_2 + g_5 N_\pi x_2)^j\, W^k_r \ ,$$

$$P_Y(j,r) = \binom{j}{r} (1-g_6)^{r-j} (g_6)^j \frac{(\Gamma_3)^r}{r!} \exp(-\Gamma_3) \ ,$$

где постоянные g_i определены условием изотопической инвариантности. Такой подход был использован Калуцци, Драго, Енго /2/.

Можно предположить также, что в реакциях, приведенных выше, генерируются только заряженные частицы, а нейтральные частицы образуются с помощью специального механизма. Пусть для пионов возможны реакции $\pi^\pm \to \pi^\pm + \pi^0$ с вероятностью за единицу времени λ'; $\pi^0 \to \pi^0 + \pi^0$ с вероятностью за единицу времени λ''. Тогда из закона сохранения вероятности следует:

$$\dot{P}_\pi(j,2r+j) - 2[\gamma_1+(r-1)(\lambda_1-\lambda_2)+2N_k\lambda_3+N_Y\lambda_4][P_\pi(j,2r+$$

$$+j)-P_\pi(j,2r+j-2)] - [\lambda''+2(\lambda_1-\lambda_2)]P_\pi(j,2r+j) - \tag{7}$$

$$-[\lambda''(j-1)+2r\lambda'][P_\pi(j,2r+j)-P_\pi(j-1,2r+j-1)].$$

Решение этого уравнения можно записать в виде:

$$P_\pi(j,2r+j) = \frac{\Gamma\left(2\frac{x'}{x''}r+j-1\right)}{\Gamma\left(2\frac{x'}{x''}r\right)j!}e^{-2x'r}(1-e^{-2x''})^j W^\pi_{2r}, \tag{8}$$

где W^π_{2r} определена соотношением (3). Полная множественность пионов в этом случае равна

$$N = N_\pi\left[1+\frac{x'}{x''}(e^{2x'}-1)\right], \tag{9}$$

где среднее число заряженных пионов N_π дано выражением (4).

Так как зависимость решений от энергии неявная, то формально общий вид их не изменится при аналитическом продолжении в перекрестный канал. Это позволяет использовать для аннигиляционных процессов распределения, полученные нами ранее /1/, и, следовательно, все распределения вероятностей в данной работе также удовлетворяют правилам сумм Редже.

Вероятности в любом канале связаны с сечениями соответствующих процессов. По экспериментальным сечениям можно попытаться определить значения параметров x_i и Γ_i, если аппроксимировать моды распада Γ_i известными процессами, сокращая, тем самым, число неизвестных параметров модели. Например, при $\Gamma_1 = \frac{1}{2}x_1$ и остальных x_i и Γ_i, равных нулю, приходим к распределению пионов в одной чистой струе

$$W^{\pi}_{2r} = \frac{(2r-1)!!}{2^r \, r!} \, e^{-x_1} \left(1 - e^{-2x_1}\right)^r . \tag{10}$$

Сложная структура распределений не позволяет найти зависимость параметров модели от экспериментально наблюдаемых сечений в аналитическом виде. Однако сравнение с экспериментом все же может быть выполнено, если получить для парциальных сечений правила сумм, а затем их проверить, подставляя экспериментальные сечения.

Так как параметры x_i достаточно малы, то обычная процедура разложения в ряд позволяет записать следующую формулу, связывающую сечения рождения $2(r+1), 2r$ и $2(r-1)$–частиц соответственно

$$\frac{\sigma^2_{2r}}{\sigma_{2(r-1)} \; \sigma_{2(r+1)}} \; \frac{r}{r+1} = A = const \simeq 1 . \tag{11}$$

В таблице 1 приведены экспериментальные значения A для трех энергий и трех значений числа нейтральных пионов в конечном состоянии. Более точное соотношение связывает четыре сечения:

$$\left[\frac{r+1}{2r} \; \frac{\sigma_{2(r+1)}}{\sigma_{2r}} + \frac{r-1}{2r} \; \frac{\sigma_{2(r-1)}}{\sigma_{2(r-2)}} \right] \left(\frac{\sigma_{2r}}{\sigma_{2(r-1)}} \right)^{-1} = B \simeq 1 . \tag{12}$$

Экспериментальные значения B приведены в таблице II. Для распределений, полученных нами ранее /1/, существует аналогичное выражение:

$$\left[\frac{(r+1)}{2r} \; \frac{\sigma_{(r+1)}}{\sigma_r} + \frac{(r-1)}{2r} \; \frac{\sigma_{(r-1)}}{\sigma_{(r-2)}} \right] \left(\frac{\sigma_r}{\sigma_{r-1}} \right)^{-1} = c \simeq 1 . \tag{13}$$

Экспериментальные значения c приведены в таблице III.

Необходимо отметить, что в пределах экспериментальных ошибок наблюдается удовлетворительное согласие с теоретическими предсказаниями. К сожалению, большие экспериментальные погрешности и малые множественности не позволяют более глубоко проанализировать теоретические результаты.

Литература

1. Н.К. Душутин, В.М. Мальцев. ОИЯИ, Р2-5829, Дубна, 1971.
2. G.Calucci, F.Drago, R.Jengo. Preprint Rutherford Laboratory. Jet Model for $e^+ e^-$ Annihilation into Pions. 1970.
3. K.Bockman et al. Nuovo Cimento., 42A, 954(1966).
4. G.Alexander et al. Nucl.Phys., B23, 557 (1970).
5. I.Bar-Nir et al. Nucl.Phys., B20, 45 (1970).
6. T.Ferbel, A.Firestone, J.Johnson, J.Sanweiss, H.D.Taft. Nuovo Cimento, 38, 12 (1965).
7. A.Fridman, G.Maurer, R.Strub. Zeitsch.Phys., 211, 250 (1968).
8. H.W.Atherton et al. Nucl.Phys., B16, 416 (1970).
9. B.C.Maglic, C.P.Karlfleisch, M.L.Stevenson. Phys. Rev.Lett., 7, 137 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июня 1972 года.

Таблица I.

Экспериментальные значения A из соотношения (II)

Число π°-мезонов в конечном состоянии \ $P\left[\frac{\text{Гэв}}{c}\right]$	5,7[3] ($z=2$)	6,94[4,5] ($z=4$)	7,0[6] ($z=4$)
0	0,63 ± 0,37	5,0 ± 4,2	I,3 ± I,0
I	0,90 ± 0,36	3,34 ± I,25	2,I ± I,8 x)
≥ 2	2,0 ± I,I	2,82 ± I,28	

x) Число π°-мезонов на выходе ≥ 1 .

Таблица II.

Экспериментальные значения β из соотношения (12)

z \ $P\left[\frac{ГэВ}{c}\right]$	1,61 [7]	3,28 [7]	5,7 [7]	6.94 [8/x)]	7,0 [8] x)
2	3,47 ± 1,91	-	-	1,68±0,47	-
3	2,95 ± 1,63	2,4 ± 1,0	1,25±0,57	4,75±2,03	1,19±0,31

x) В конечном состоянии кроме пионов имеется ещё два каона.

Таблица Ш.

Экспериментальные значения C из соотношения (I3)

$P\left[\frac{Гэв}{c}\right]$ \ τ	2	3	4	5	6	7
I,6I/9/	-	-	2,57±I,73	-	-	-
7,0/8/	5,47±3,83	3,7I±2,68	2,00±I,28	I,42±0,83	I,30±0,55	I,27±0,3I