

СЛЕДСТВИЯ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ АННИГИЛЯЦИИ  
ПРОТОН-АНТИПРОТОННОЙ ПАРЫ В ГИПЕРОН-АНТИГИПЕРОННУЮ ПАРУ

М. П. Рекало

В настоящей заметке мы проанализируем следствия кварковой модели для процессов аннигиляции нуклон-антинуклонной пары в пару гиперонов. Будем предполагать при этом, что рассматриваемая модель справедлива при больших энергиях и сравнительно небольших передаваемых импульсах, когда конечный гиперон вылетает в системе центра инерции по направлению импульса начального нуклона, антигиперон вылетает по направлению импульса начального антипротона.

Тогда в кварковой идеологии [1] амплитуды процессов  $\bar{N}+N \rightarrow \bar{Y}+Y$  могут быть аддитивно составлены из кварковых амплитуд  $\bar{p}'+p' \rightarrow \bar{\Lambda}'+\Lambda'$  и  $\bar{n}'+n' \rightarrow \bar{\Lambda}'+\Lambda'$ , которые вследствие изотопической инвариантности одинаковы по величине и отличаются толь-

ко знаком. Умеренно сильное взаимодействие в такой схеме можно попытаться учесть таким же способом, как это делал Липкин [2] для процессов упругого рассеяния адронов, т.е. предположить, что для кварковых амплитуд не выполняется точная  $SU(3)$ -симметрия. Для рассматриваемых процессов включение подобным образом умеренно сильного взаимодействия не изменит результатов, полученных ниже.

Между сечениями образования баронов и антибаронов, принадлежащих к октетным представлениям группы  $SU(3)$ , в кварковой модели выполняются следующие соотношения:

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^- \Sigma^-) = \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Xi}^0 \Xi^0) = \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Xi}^- \Xi^-) = \sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Xi}^0 \Xi^-) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{1}{9}\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda) = \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \Sigma^0) = \frac{1}{3}\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Sigma^0) = \frac{1}{3}\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \Lambda) = \quad (2)$$

$$= \frac{1}{4}\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+) = \frac{1}{2}\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^0) = \frac{1}{6}\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Lambda) = \frac{1}{2}\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \Sigma^-) =$$

$$= \frac{1}{6}\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Lambda} \Sigma^-).$$

Т а б л и ц а

Реакция	$\sigma$ , мкбн					
	2,8 [3]	3,0 [4]	3,6 [4]	4,0 [4]	5,7 [5]	6,94 [6]
$\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Lambda} + \Lambda$	-	117 $\pm$ 18	72 $\pm$ 20	39 $\pm$ 16	40 $\pm$ 10	31 $\pm$ 13
$\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Lambda} + \Sigma^0 + (cc)$	-	102 $\pm$ 17	67 $\pm$ 19	46 $\pm$ 13	30 $\pm$ 8	-
$\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0$	-	< 18	< 22	< 17	-	-
$\bar{p} + p \rightarrow \Sigma^+ + \Sigma^+$	-	31 $\pm$ 5	23 $\pm$ 6	18 $\pm$ <sub>3,5</sub> <sup>6</sup>	37 $\pm$ 10	20
$\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Sigma}^- + \Sigma^-$	-	9,5 $\pm$ 4	11 $\pm$ 4	8 $\pm$ <sub>3,5</sub> <sup>3</sup>	2 $\pm$ 6	37
$\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Xi}^- + \Xi^-$	-	2,1 $\pm$ 1	< 1	< 1	-	11 $\pm$ 4
$\bar{p} + p \rightarrow \begin{cases} \bar{\Sigma}^+ + \Lambda \\ \bar{\Lambda} + \Sigma^- \end{cases}$	139 $\pm$ 23	-	-	-	-	-

Уравнения (1) являются естественным следствием рассматриваемой модели, поскольку она соответствует обмену в  $t$ -канале октетными представлениями группы  $SU(3)$ .

В таблице представлены имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные (для различных импульсов антипротона (в Гэв/с)) относительно процессов аннигиляции в гиперон-антигиперонную пару. Характерной особенностью этих данных является четко выраженная угловая зависимость дифференциальных сечений: в с.ц.и. подавляющее число антигиперонов образуется в направлении импульса антипротона. Поэтому (1) и (2) можно считать справедливыми и для полных сечений.

Сравнение экспериментальных данных с (1) и (2) показывает, что, во-первых, запреты (1) хорошо выполняются, во-вторых, соотношения (2) также согласуются с экспериментом в пределах ошибок.

В терминах указанных выше кварковых амплитуд можно выразить также амплитуды образования антигиперона (гиперона) и гиперонного (антигиперонного) резонанса, принадлежащего к декаплету. При этом возникают соотношения:

$$\begin{aligned}
 \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^- \Sigma_8^-) &= \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}_8^- \Sigma^-) = \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Xi}^0 \Xi_8^0) = \sigma(\bar{p}p \rightarrow \Xi_8^0 \Xi^0) = \\
 &= \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Xi}^- \Xi_8^-) = \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Xi}_8^- \Xi^-) = \sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Xi}^0 \Xi_8^-) = \sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Xi}_8^0 \Xi^-) = 0, \\
 \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Sigma_8^0) &= \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}_8^0 \Lambda) = 3\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \Sigma_8^0) = 3\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}_8^0 \Sigma^0) = \\
 &= 3\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma_8^+) = 3\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}_8^+ \Sigma^+) = 2\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Lambda} \Sigma_8^+) = 2\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Sigma}_8^+ \Lambda) = \\
 &= 6\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \Sigma_8^-) = 6\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Sigma}_8^+ \Sigma^0). \quad (4)
 \end{aligned}$$

Из данных относительно аннигиляции антипротонов с импульсом 5,7 Гэв/с [5] имеем:

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^- \Sigma_8^-) + \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}_8^- \Sigma^-) \approx 1 \text{ мкбн}$$

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma_8^+) + \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}_8^+ \Sigma^+) \approx 12 \text{ мкбн},$$

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Sigma_8^0) + \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}_8^0 \Lambda) \approx 50 \text{ мкбн},$$

что согласуется с предсказаниями (3-4).

В заключение отметим, что рассматриваемая кварковая модель предсказывает подавленность реакции образования  $\Omega^-$ -гиперона

$\bar{p} + p \rightarrow \bar{Q}^- + Q^-$ , что также хорошо согласуется с экспериментальными данными [6].

Физико-технический институт  
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию  
24 сентября 1966 г.

#### Литература

- [1] Е.М.Левин, Л.Л.Франкфурт. Письма ЖЭТФ, 2, 105, 1965;  
H.J.Lipkin, F.Scheck. Phys.Rev.Lett., 16, 71, 1966.
- [2] H.J.Lipkin. Лекция на международной школе по физике высоких энергий, Ялта, апрель-май, 1966.
- [3] T.C.Bacon, H.W.K.Hopkins, D.K.Robinson, E.O.Salant, D.G.Hill, A.Engler, H.E.Fisk, C.M.Meltzer, J.B.Westgard. Proceedings of XII International Conference on High-Energy Physics, Dubna, 1964, p.697.
- [4] B.Musgrave, G.Petmezias, L.Riddiford, R.Bock, E.Fett, B.French, I.Kinson, Ch.Peyrou, M.Szeptycka, J.Badier, M.Bazin, L.Blascovic, B.Eguer, S.R.Borenstein, S.J.Goldsack, P.E.Grieve, D.H.Miller, J.Meyer, D.Revel, B.Tallini, S.Zylberajch. Proceedings of the Sienna International Conference on Elementary Particles, 1963, p.301.
- [5] R.Bock, A.Cooper, B.R.French, R.Levi-Setti, D.Revel, B.Tallini, S.Zylberajch. Proceedings of XII International Conference on High-Energy Physics, Dubna, 1964, p.686.
- [6] C.Baltay, G.Y.Chien, J.Lach, J.Sandweiss, P.Slattery, H.Taft, J.K.Kopp, Y.Oren, A.M.Thorndike, M.S.Webster. Proceedings of XII International Conference on High-Energy Physics, Dubna, 1964, p.693.