ГИПОТЕЗА КВАРКОВ И СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ СЕЧЕНИЯМИ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Е.М.Левин, Л.Л.Франкфурт

В настоящее время предпринимаются многочисленные попытки применить высшие симметрии к процессу взаимодействия частиц. Несмотря на некоторый успех [I], остается непонятным физический смысл совершаемых операций. В этой работе предлагается физически наглядный подход к учету симметрии в процессе взаимодействия частиц при высоких энергиях. Предполагается, что частицы состоят из кварков [2] и что волновая функция свободных частиц преобразуется по законам симметрии $SU(6)$ [3] в системе их покоя. Считается, что при столкновении быстрых частиц процесс идет главным образом как однократное рассеяние кварка одной частицы на кварке другой.

Возможность такого приближения можно пояснить на следующей модели. Допустим, что тяжелые кварки находятся на дне глубокой векторной ямы прямоугольной формы [4]. В этом случае можно считать, что волновая функция кварка равна нулю вне ямы и кварки внутри нее нерелятивистские, если яма достаточно широка. Если предположить, что в процессе столкновения релятивистских частиц ямы существенно не изменяются и что радиус взаимодействия связанного кварка с кварком (антикварком) падает при увеличении энергии, то главный вклад дает однократное рассеяние кварка (антикварка) одной частицы на кварке другой, при условии, что импульс сталкивающихся частиц много больше импульса кварка внутри ямы. По полученным в модели оценкам, радиус взаимодействия связанного кварка с кварком (антикварком), определяемый из полных сечений, в два-три раза меньше радиуса взаимодействия нуклонов при больших энергиях, что говорит в пользу данного приближения. Заметим, что физический смысл совершаемого приближения совершенно иной, чем в дейтроне, поскольку кварки сталкиваются внутри ямы. Релятивистскую амплитуду рассеяния кварка на кварке (антикварке) в широкой прямоугольной яме можно написать в следующем виде в системе центра инерции (с.ц.и.):

$$
\begin{aligned}
M_{ij} = {} & a + b(\sigma_i, \sigma_j) + c(\sigma_i + \sigma_j, \nu) + d(\sigma_i K)(\sigma_j K) + \\
& + e(\sigma_i N)(\sigma_j N) + (F_i F_j)[a_F + b_F(\sigma_i \sigma_j) + c_F(\sigma_i + \sigma_j, \nu) + \\
& + d_F(\sigma_i K)(\sigma_j K) + e_F(\sigma_i N)(\sigma_j N),
\end{aligned}
\tag{I}
$$

где σ – матрицы Паули, $\nu = \frac{[n \times n']}{|n \times n'|}$, $\vec{N} = \frac{n - n'}{|n - n'|}$, $\vec{K} = \frac{n + n'}{|n + n'|}$, $\vec{n}$ и $\vec{n}'$ – единичные вектора, направленные по импульсам кварков до и после рассеяния в с.ц.и. F_i, F_j –8 операторов Гелл-Манна для кварков.

Зная вид "кварковой" амплитуды, можно написать амплитуду рассеяния частиц через M_{ij} ; усреднение по координатной волновой функции кварка внутри частицы производится легко, если импульс сталкивающихся частиц много больше импульса кварка внутри ямы. Считая, что свободные нуклоны принадлежат представлению $\underline{56}$, а мезоны – представлению 35 группы $SU(6)$, можно выразить все амплитуды через M_{ij}.

Используя оптическую теорему, получим следующие соотношения между полными сечениями:

$$\sigma_{pn} - \sigma_{p\Sigma^+} = \sigma_{p\Sigma^-} - \sigma_{p\Xi^0} = 0, \tag{2}$$

$$\sigma_{p\Lambda} = 2\sigma_{pn} - \sigma_{pp} = 1/2(\sigma_{p\Sigma^+} + \sigma_{p\Sigma^-}) = 1/3(2\sigma_{p\Xi^-} + \sigma_{pp}), \tag{3}$$

$$1/2(\sigma_{k^+p} - \sigma_{k^-p}) = \sigma_{k^0p} - \sigma_{\bar{k}^0p} = \sigma_{\pi^+p} - \sigma_{\pi^-p}, \tag{4}$$

$$\sigma_{k^+p} + \sigma_{k^-p} = 1/2[\sigma_{k_0p} + \sigma_{\bar{k}_0p} + \sigma_{\pi^-p} + \sigma_{\pi^+p}. \tag{5}$$

Эти соотношения можно получить из чистой симметрии $SU(3)$, ограничиваясь в t -канале представлениями $\underline{1}$ и $\underline{8}_F$ для барион-антибарионной и $\underline{1}$, $\underline{8}_F$ и 8_D для мезон-мезонной вершин. Экспериментально соотношения (2-3) проверить нельзя, (4) представляет собой соотношения Джонсона-Треймана [1]. В равенстве (5) при импульсе P =18 *Бэв/с* левая часть составляет 40 мбн, а правая - 44 мбн . Если предположить, что "кварковые" амплитуды одинаковы для мезон-нуклонных и нуклон-нуклонных взаимодействий, то можно получить дополнительные соотношения

$$\sigma_{pp} - \sigma_{pn} = \sigma_{k^-p} - \sigma_{k^-n}, \qquad (6)$$

$$\sigma_{pp} - \sigma_{pn} = 1/2[\sigma_{\pi^+p} - \sigma_{k^-n}], \qquad (7)$$

$$\sigma_{pp} - \sigma_{pn} = \sigma_{\pi^-p} - \sigma_{k^-p}, \qquad (8)$$

$$\sigma_{p\bar{p}} - \sigma_{p\bar{n}} + \sigma_{pp} - \sigma_{pn} = \sigma_{\pi^-p} - \sigma_{\pi^+p}, \qquad (9)$$

$$2(\sigma_{pp} + \sigma_{p\bar{n}}) - (\sigma_{pn} + \sigma_{p\bar{p}}) = 3\sigma_{\pi^+p}, \qquad (10)$$

$$2\sigma_{pn} - \sigma_{pp} + 5\sigma_{p\bar{n}} - 4\sigma_{p\bar{p}} = 3\sigma_{k^+n}. \qquad (11)$$

Для того, чтобы получить представление о выполнении соотношений (6-11), разумно их сравнить с экспериментом при максимальных энергиях, когда сечения почти постоянны. Это сравнение проведем по данным [5]. Левая часть равенств (6-8) при P = 18 Бэв/с равна 0,6 мбн. Правая часть (6) равна 1,3 мбн, в то время как в (7) она равна приблизительно нулю, а для (8) - 4 мбн. Соотношение (9) выполняется почти так же, как (6). Для (10) при P = 18 Бэв/с правая часть равна 72, а левая - 88 мбн, для (11) - соответственно 54 и 88 мбн . Таким образом, видим, что соотношения (10-11) сильно нарушаются; это можно, например, объяснить или нарушением симметрии $SU(3)$ или тем, что недостаточно высока энергия.

Кроме того, можно получить соотношение для средних сечений по мультиплету, которые сохраняются и в случае нарушения $SU(3)$:

$$\langle\sigma_{NN}\rangle + \langle\sigma_{N\bar{N}}\rangle = 3\langle\sigma_{\pi N}\rangle, \qquad (12)$$

$$[\langle\sigma_{NN}\rangle + \langle\sigma_{N\bar{N}}\rangle]\langle\sigma_{\pi\pi}\rangle = 2[\langle\sigma_{\pi N}\rangle]^2, \qquad (13)$$

где $\langle\sigma\rangle$ – среднее сечение по мультиплету. Если считать, что в пределе теоремы Померанчука сечение σ_{pp} стремится к 39 мбн, а $\sigma_{\pi p}$ – к 25 мбн, то (I2) выполняется неплохо; точная проверка затруднительна, так как неизвестны $\langle\sigma_{NN}\rangle$ и $\langle\sigma_{N\bar{N}}\rangle$. Равенство (I3) напоминает соотношение работы [6]. Помимо соотношений для сечений (6–I3) можно получить соотношения для упругих сечений и сечений рассеяния с перезарядкой на малые углы:

$$3/4\left[\sigma_{\pi^- p\to\Delta^0\pi^0}+2/3\,\sigma_{\pi^+p\to\Delta^{++}\pi^0}\right]=$$
$$=\sigma_{k^-p\to\pi_0\lambda}+\sigma_{\pi^+n\to\lambda k^+}-3/2\left[\sigma_{k^-p\to\Sigma^+\pi^-}+\sigma_{\pi^+p\to k^+\Sigma^+}\right], \qquad (I4)$$
$$\sigma_{k^-p\to\pi_0\lambda}-3/4\,\sigma_{k^-p\to\Sigma^+\pi^-}=3/4\,\sigma_{k^-p\to\Sigma_\delta^+\pi^-}, \qquad (I5)$$
$$\sigma^{el}_{k^+p}-\sigma^{el}_{k^-p}=\left[\sigma^{el}_{\pi^+p}-\sigma^{el}_{\pi^-p}+\sigma^{el}_{k^0p}-\sigma^{el}_{\bar{k}^0p}\right]. \qquad (I6)$$

Важной особенностью предложенной модели является то, что операторы Гелл-Манна входят в матричный элемент в первой степени, поэтому запрещены переходы ρ в $\Sigma^-, \Xi, \Sigma^-_\delta, \Xi_\delta$, и это соответствует октетной доминантности по $SU(3)$. Кроме того, подавленность рождения частиц представления I0 в $\pi - N$ – столкновениях можно связать с тем, что этот процесс идет за счет спин-флип-амплитуды. Отметим, что эти запреты справедливы и в случае нарушения $SU(3)$ обычным образом, и неплохо согласуются с экспериментом [7]. Если при дальнейшей экспериментальной проверке полученные соотношения подтвердятся, то это можно рассматривать как аргумент в пользу существования кварков.

В заключение авторы благодарят В.Н.Грибова за предложенную тему и постоянный интерес к работе, В.В.Анисовича и И.М.Шмушкевича за полезные советы и дискуссии, а также Г.С. Данилова и В.М.Шехтера за обсуждение результатов.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
2 июня 1965 г.

Литература

[1] K.Jŏnson, S.B.Treiman. Phys.Rev. Lett., 14, 189, 1965; R.Good, Nguyen-huuXuong. Phys. Rev. Lett., 14, 191, 1965.

[2] M.Gell-Mann. Phys. Lett., 8, 214, 1964; L.Zweig. Cern.Preprint, 8419/TH, 412, 1964.

[3] F.Gursey, L.Radicatti. Rhys. Rev. Lett., 13, 173, 1964; A.Pais. Rhys. Rev. Lett., 13, 175, 1964.

[4] Н.Н.Боголюбов, Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ, Д-1968, 1965.

[5] S.L.Lindenbaum. Доклад на конференции по физике высоких энергий, Дубна. 1964.

[6] В.Н.Грибов, Б.Л.Иоффе, И.Я.Померанчук, А.П.Рудик. ЖЭТФ,42,5,1962.

[7] H.Harari, H.Y.Lipkin. Phys. Rev. Lett., 13, 208, 1964; S.Meshkov, G.A.Snow, G.B.Yodth. Phys. Rev. Lett.,13, 212, 1964.