

3-173

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 3359

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Р.П. Зайков, Д.Ц. Стоянов

ОБ УЧЕТЕ ТРЕХЧАСТИЧНЫХ СИЛ
МЕЖДУ КВАРКАМИ
ПРИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ РАССЕЙАНИИ
АДРОНОВ

1967.

P2 - 3359

Р.П. Зайков, Д.Ц. Стоянов

ОБ УЧЕТЕ ТРЕХЧАСТИЧНЫХ СИЛ
МЕЖДУ КВАРКАМИ
ПРИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ РАССЕЯНИИ
АДРОНОВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

5084/3 нр.

В последнее время накопилось большое количество работ ^{/1-8/}, в которых на основе кварковой модели вычисляются соотношения между полными сечениями взаимодействия при высоких энергиях. Основная гипотеза об аддитивности дает возможность записать амплитуду рассеяния составных частиц как сумму всевозможных двухчастичных амплитуд кварков, считая, что последние " квазисвободны " внутри адронов. Учет одних двухчастичных амплитуд связан с предположением о парном характере взаимодействия. Беря физическую амплитуду как сумму амплитуд кварков, тем самым автоматически учитывают, что соответствующее рассеяние идет при высоких энергиях. Подобная аддитивность была использована в работе ^{/9/} при рассмотрении рассеяния нуклона на дейтроне ^{*)}. В работе ^{/10/} на основе уравнений для амплитуды рассеяния частицы на двухчастичном связанном состоянии было показано, что аддитивность двухчастичных амплитуд вытекает из упомянутых уравнений в предположении о парном и высокоэнергетическом характере взаимодействия и о том, что частицы свободны в рамках связанного состояния. При этом возможность представить двухадронную амплитуду как сумму кварковых амплитуд не связана с конкретным видом двухкваркового взаимодействия. Предположение о парном характере кварковых сил находится в противоречии с тем фактом, что в эксперименте не наблюдаются частицы, которые могли бы быть составлены из двух кварков. Поэтому более естественно предположить, что между кварками действуют трехчастичные силы (последние могут давать трехчастичные связанные состояния — барьоны), а парные — только между кварком и антикварком (последние дают мезоны) ^{/11/}.

*) Мы здесь имеем в виду формальное сходство между аддитивностью амплитуды рассеяния нуклонов при дейтроне и гипотезой аддитивности кварковых амплитуд. Физический же смысл последней, однако, может оказаться совершенно другим.

Принято считать, что кварки в связанных состояниях свободны, т.е. каждый адрон можно рассматривать как систему свободных коллинеарных эффективных кварков. Однако в силу трехчастичного характера взаимодействия, на наш взгляд, эта гипотеза несколько усложняется. Оказывается, что один и тот же кварк в барионе и мезоне нельзя представить с помощью одного и того же эффективного кварка. Чтобы понять это, рассмотрим упругое взаимодействие бариона и мезона с одной и той же кварковой системой А. На рис. 1 видно, что барионный эффективный кварк q_1 , хотя и он по пред-



Рис.1.

положению свободный (в смысле трехчастичного взаимодействия трех барионных кварков q_1, q_2 и q_3), все-таки может взаимодействовать, например, с q_2 (рис.1б). Легко видеть, что если мезон взаимодействует с системой А, то не существует возможности типа показанной на рис.1б, так как в составе мезона только один кварк. Если же мы хотим отождествить мезонный эффективный кварк с барионным эффективным кварком (например, с q_1), мы должны исключить возможность, показанную на рис. 1б. Этого можно добиться также, если считать, что трехчастичное взаимодействие кварков K_3^B в случае рассеяния бариона на системе А вдвое меньше, чем соответствующее K_3^A в случае рассеяния мезона на А, (не исключая взаимодействия, указанного на рис.1б). В дальнейшем мы будем пользоваться последним.

С помощью перечисленных выше предположений легко показать, что полные амплитуды рассеяния адронов в приближении однократного столкновения кварков тоже можно представить в виде суммы всевозможных кварковых амплитуд как трехчастичных, так и двухчастичных (если адроны содержат как кварки, так и антикварки). Последнее утверждение выводится на основе тривиального обобщения результатов работы /10/. Как и в случае парных сил, здесь аддитивность кварковых амплитуд является следствием формы уравнений, а не конкретного вида взаимодействия. Вновь полученная аддитивность кварковых амплитуд позволяет легко вычислить амплитуды упругих рассеяний адронов как линейные функции соответствующих кварковых амплитуд. Мы их вычисляем в ненарушенной SU(3) симметрии без учета спина частиц. Любую кварковую амплитуду мы разлагаем на SU(3) неприводимые части,

которые считаем произвольными. Очевидно, что трехкварковая амплитуда разлагается на четыре части: синглетная, две октетные и декуплетная, обозначаемые соответственно A_1, A_8, A_8' и A_{10} , а кварк-антикварковая амплитуда — на две неприводимые части: синглетная B_1 и октетная B_8 .

Если через T_{AB} обозначим амплитуду рассеяния частиц А и В, то для нуклон-нуклонных амплитуд имеем:

$$T_{nn} = T_{pp} = 31/12 A_8 + 11/4 A_8' + 11/3 A_{10}$$

$$T_{pn} = 13/6 A_8 + 5/2 A_8' + 13/3 A_{10}$$

$$T_{pp}^- = T_{nn}^- = 5/3 B_1 + 22/3 B_8$$

$$T_{pn}^- = T_{np}^- = 4/3 B_1 + 23/3 B_8$$

(1)

Конечно, еще можно вычислить амплитуды рассеяния с участием странных барионов, которые мы здесь приводим. Для мезон-нуклонных амплитуд имеем:

$$T_{\pi^+p} = T_{\pi^-n} = 5/6 A_8 + 1/2 A_8' + 5/3 A_{10} + 1/3 B_1 + 8/3 B_8$$

$$T_{\pi^-p} = T_{\pi^+n} = A_8 + A_8' + A_{10} + 2/3 B_1 + 7/3 B_8$$

$$T_{K^+p} = 5/6 A_8 + 1/2 A_8' + 5/3 A_{10} + 3 B_8$$

$$T_{K^-p} = 1/3 A_1 + 5/6 A_8 + 7/6 A_8' + 2/3 A_{10} + 2/3 B_1 + 7/3 B_8$$

$$T_{K^+n} = A_8 + A_8' + A_{10} + 3 B_8$$

$$T_{K^-n} = 1/3 A_1 + 5/6 A_8 + 7/6 A_8' + 2/3 A_{10} + 1/3 B_1 + 8/3 B_8$$

(2)

Из этих равенств легко выводятся следующие соотношения для полных сечений взаимодействия адронов $A, B - \sigma_{AB}$

$$\sigma_{\pi^+ p} + \sigma_{\pi^- p} = 4/3(\sigma_{pp} + \sigma_{pn}) - 2/3(\sigma_{pn} + \sigma_{pp}) + \sigma_{k^+ p} - \sigma_{k^+ n}$$

$$\sigma_{\pi^+ p} = \sigma_{\pi^- n}$$

$$\sigma_{\pi^+ n} = \sigma_{\pi^- p}$$

$$\sigma_{pp} = \sigma_{nn}$$

$$\sigma_{pp} = \sigma_{nn}$$

$$\sigma_{pn} = \sigma_{np}$$

$$\sigma_{pn} + \sigma_{pp} + \sigma_{\pi^+ p} = \sigma_{pp} + \sigma_{pn} + \sigma_{\pi^- p}$$

$$\sigma_{\pi^+ p} + \sigma_{k^- p} + \sigma_{k^+ n} = \sigma_{\pi^- p} + \sigma_{k^- n} + \sigma_{k^+ p} \quad (3)$$

$$1/3\sigma_{pn} + 4/3\sigma_{pp} + \sigma_{k^+ n} = 2/3\sigma_{pp} + 5/3\sigma_{pn}$$

Соотношения (3) не противоречат ранее полученным соотношениям в случае парных сил и переходят в последние, если считать, что силы, действующие между кварками, не зависят от операторов Казимира группы $SU(3)$ (тогда $A_1 = A_8 = A_8 = A_{10}$, но вообще $B_1 \neq B_8$, так как в синглетном состоянии кварк и антикварк могут аннигилировать, что невозможно, если они образуют октет).

С помощью гипотезы о трехчастичном характере кварковых сил можно получить соотношения и между дифференциальными сечениями некоторых неупругих процессов. Последние можно выразить с помощью трехкварковых неупругих амплитуд с сохранением полного спина и его третьей компоненты. Возникающая при этом картина неупругого процесса весьма проста. Провзаимодействовав упруго, кварки, уже "не помня", из какого адрона они вышли, распределяются по-новому, и в результате на выходе появляются новые адроны. Конечно, не для всех процессов можно пользоваться этой простой моделью. Есть некоторые процессы, в которых дают вклад только двухчастичные неупругие кварк-антикварковые амплитуды. Дифференциальные сечения последних мы не будем выписывать, поскольку ими занимались многие авторы. Используя описанную выше модель, мы получили следующие соотношения между дифференциальными сечениями некоторых неупругих рассеяний:

$$\sigma_{diff} (k^+ p \rightarrow k^{*0} \Delta^{++}) = 9/8 \sigma_{diff} (pp \rightarrow \Delta^0 \Delta^{++})$$

$$\sigma_{diff} (\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}) = 3 \sigma_{diff} (\pi^- p \rightarrow \rho^0 \Delta^0)$$

$$\sigma_{diff} (k^+ n \rightarrow k^0 p) = 8 \sigma_{diff} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) = 16 \sigma_{diff} (k^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+) =$$

$$= \frac{64}{27} \sigma_{diff} (k^- p \rightarrow \pi^0 \Lambda).$$

(5)

Первое из них было также получено и в случае парных сил между кварками и, следовательно, здесь трехчастичные силы дают тот же результат. Вторая группа равенств тоже хорошо согласуется с экспериментальными данными, которые, кстати сказать, весьма неточны. Последнее обстоятельство мешает проверить модель с трехчастичными силами. Можно написать и другие соотношения с участием одних трехкварковых амплитуд, однако, пока нельзя проверить их согласие с экспериментом. Ниже мы приводим некоторые из них:

$$\sigma_{diff} (\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}) + \sigma_{diff} (\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++}) = 4 \sigma_{diff} (k^- p \rightarrow k^{*0} \Delta^0) + 9 \sigma_{diff} (k^+ p \rightarrow k^{*0} \Delta^{++})$$

$$\sigma_{diff} (\pi^- p \rightarrow \rho^0 n) + \sigma_{diff} (\pi^- p \rightarrow \omega n) = \sigma_{diff} (k^- p \rightarrow k^{*0} n) + \sigma_{diff} (k^+ n \rightarrow k^{*0} p)$$

$$\sigma_{diff} [\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++}] - \sigma_{diff} (\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}) = 5/3 [\sigma_{diff} (\pi^- p \rightarrow \omega n) - \sigma_{diff} (\pi^- p \rightarrow \rho^0 n)]$$

$$\sigma_{diff} (\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++}) = 3/2 \sigma_{diff} (\pi^+ p \rightarrow \rho^+ \Delta^+)$$

$$\sigma_{diff} (\pi^- p \rightarrow \omega \Delta^0) = 1/2 \sigma_{diff} (\pi^+ p \rightarrow \rho^+ \Delta^+) + 1/3 \sigma_{diff} (\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++})$$

$$\sigma_{diff} (k^+ n \rightarrow k^0 p) = 24 \sigma_{diff} (k^+ p \rightarrow k^{*0} \Delta^{++}).$$

Полученные нами результаты показывают, что изучением только процессов мезон-барионных и барион-барионных рассеяний нельзя установить характер кварковых сил. Для полных сечений это видно из формул (3), которые, как уже замечено, не противоречат полученным ранее на основе

предположения о парном характере кварковых сил (это утверждение можно доказать и в общем случае). Что касается неупругих процессов, то там пока нельзя делать никаких общих утверждений. Однако и сейчас видно, что если и есть некоторое различие со случаем парных сил, оно вряд ли окажется существенным. На наш взгляд, решающими являются мезон-мезонные взаимодействия. Если силы между кварками трехчастичные, то в сечения этих взаимодействий войдут одни кварк-антикварковые амплитуды, тогда как в случае парных сил входят ещё и кварк-кварковые амплитуды.

Авторы выражают благодарность В.С.Барашенкову, А.Н. Тавхелидзе и И.Т.Тодорову за обсуждение работы.

Литература

1. Е.М.Левия, Л.Л.Франкфурт. ЖЭТФ Письма 2,106 (1965).
2. H.J.Lipkin, F.Schek. Phys. Rev. Lett., 16, 71 (1965).
3. J.J.J.Kokkedee, L.Van Hove. Nuovo Cim., 42, 711 (1966).
4. A.Ahmadzadeh. Phys. Lett., 22, 96 (1966).
5. C.Itzkson and M.Jacob. Saclay preprint (1966).
6. Chin Y.T. Preprint COO 264-345, Chicago (1966).
7. J.J.J.Kokkedee. Preprint CERN 661745/5 TH 669(1966).
8. J.J.J. Kokkedee. Preprint CERN TH-738 (1967).
9. C.Chew. Phys. Rev., 80, 196 (1950).
10. Д.Ц.Стойков, В.П.Шелест. Ядерная физика том 3, вып. 5, 942 (1968).
11. R.J.Oakes. Preprint CERN TH-748 (1967).
12. H.J.Lipkin, F.Scheck and H.Stern. Phys. Rev., 152, 1375 (1966).
13. J.L.Friar, J.S.Trefil. Preprint CERN TH-723 (1966).
14. H.J.Lipkin. Preprint Weizmann Institute, Rehovoth (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

26 мая 1967 года.