

Здесь

$$W^2 = (q + p)^2, \quad t = (q - k)^2.$$

Множитель I описывает связь между матричными элементами радиационного рассеяния π^0 - и π^- -мезонов на протонах в предположении, что перерассеяние происходит лишь в канале с изоспином $3/2$, и равен $1/2$. При численных вычислениях использовались результаты фазового анализа πN -рассеяния, приведенные в работе [6]. Константа $\gamma_{3\pi}$ -взаимодействия взята из [1].

Нами получен вклад в полное сечение рассматриваемой реакции, равный $\sigma = 0,009$ мбн, что составляет около 5% экспериментального сечения. Это подтверждает возможность измерения константы $\gamma_{3\pi}$ -взаимодействия, считая однопионный обмен главным механизмом рассматриваемой реакции.

Литература

- [1] В. А. Мещеряков, Л. Л. Неменов, Л. Д. Соловьев, Ф. Г. Ткебучава. XII Междунар. конф. по физике высоких энергий, Атомиздат, 1966.
- [2] G. J. Goebel, H. T. Schnitzer. Phys. Rev., 123, 1021, 1961.
- [3] Ю. П. Булычев, Г. М. Радутский, В. А. Сердюцкий. ЯФ, 3, 495, 1966.
- [4] K. Itabashi, T. Ebata. Progr. Theor. Phys., 28, 915, 1962.
- [5] S. Fubini, Y. Nambu, V. Watagin. Phys. Rev., 111, 329, 1958.
- [6] J. M. McKinley. Rev. Mod. Phys., 35, 788, 1963.

$\gamma_{3\pi}$ INTERACTION AND RADIATION πN SCATTERING

G. M. RADUTSKY, V. A. SERDYUTSKY, A. N. TABACHENKO

The role of the $\gamma_{3\pi}$ vertex and of the finite state interaction in the reaction $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p + \gamma$ is studied. It is shown that the role of the finite state interaction is negligible. This confirms the possibility to measure the effective constant of $\gamma_{3\pi}$ interaction using only diagram with one-pion exchange as a dominating mechanism of the reaction under investigation.

О НАСЫЩЕНИИ ПРАВИЛ СУММ, СЛЕДУЮЩИХ ИЗ АЛГЕБРЫ ТОКОВ, И РОЛИ ШВИНГЕРОВСКИХ ЧЛЕНОВ

В. В. СОКОЛОВ, И. Б. ХРИЛОВИЧ

(Поступила в редакцию 11 августа 1967 г.)

Рассмотрены соотношения, получающиеся при насыщении правил сумм, следующих из алгебры токов, низшими промежуточными состояниями: нуклоном и изобарой. Показано, что в этом приближении отсутствует как обрастание нуклонной вершины, так и переход нуклон — изобара. Указывается, что результаты работ [1, 2, 7] неправильны, поскольку в них не учтены промежуточные состояния типа $2N$. Приводятся общие выражения для швингеровских членов в модели кварков. Показано, что их вклад в некоторых случаях тождественно равен нулю.

1. Введение

Применение алгебры токов дало возможность получить в последнее время различные правила сумм для величин, характеризующих элементарные частицы. Такие правила были использованы для получения ряда заключений, иногда находящихся, на первый взгляд, в хорошем согласии с опытом. Вместе с тем оказалось, что предложенные различными авторами соотношения находятся в очевидном противоречии друг с другом. Так, рассматривая среднее по состоянию с одним протоном с импульсом $p = 0$ от коммутатора магнитных моментов

$$[M_{12}^+, M_{12}^-] = 1/4 \int dx (x_1^2 + x_2^2) V_0^3(x, 0), \quad (1)$$

$$M_{12}^\pm = 1/2 \int dx (x_1 V_2^\pm(x, 0) - x_2 V_1^\pm(x, 0))$$

и ограничиваясь однонуклонным и одноизобарным промежуточными состояниями, Дашен и Гелл-Манн [1] и Ли [2] получили равенство

$$\left(\frac{\mu_V + 1}{2m}\right)^2 - 2\left(\frac{\mu^*}{2m}\right)^2 = \frac{1}{6} r_V^2 + \frac{1}{8m^2}. \quad (2)$$

Здесь μ_V — изовекторный аномальный магнитный момент нуклона, μ^* — магнитный момент перехода нуклон — изобара, r_V — саксовский изовекторный электрический радиус нуклона.

С другой стороны, из правил сумм, полученных Кабиббо и Радикати [3] и Адлером [4], насыщая их теми же промежуточными состояниями, можно получить [5]

$$\left(\frac{\mu_V + 1}{2m}\right)^2 - 2\left(\frac{\mu^*}{2m}\right)^2 = \frac{1}{3} r_V^2 + \frac{1}{4m^2}. \quad (3)$$

В то время как левые части в (2) и (3) совпадают, правые отличаются в два раза. Бучелло, Венециано, Гатто и Окубо [6] сделали предположение, что это противоречие может быть устранено, если учесть опущенные в [1, 2] швингеровские члены. При получении правил сумм из коммутаторов нулевых компонент тока [3, 4] симметричные в этом случае по изотопическим индексам швингеровские члены оказываются несущественными.

По-видимому, наиболее далеко идущие выводы были получены с помощью насыщения правил сумм низшими одночастичными промежуточными состояниями в [7]. Используя систему покоя протона, авторы этой статьи получили соотношение

$$F_1^V(t) + \frac{t}{2m} F_2^V(t) = \left(\frac{1 - (t/2m^2)}{1 - (t/4m^2)} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где $F_1^V(t)$ и $F_2^V(t)$ — изовекторные электрический и магнитный формфакторы нуклона. Странной особенностью равенств (2) и (4) является, однако, их несоответствие с теорией возмущений. Помимо того, формфактор (4) имеет неправильные аналитические свойства по t . Соотношение (4) противоречит также результатам Кабиббо — Радикати [3] и Адлера [4], полученным с использованием тех же коммутаторов.

Цель нашей работы состоит в выяснении причин возникновения описанных выше противоречий, а также содержательности соотношений, получаемых с помощью насыщения правил сумм низшими промежуточными состояниями. В разделе 2 соотношение (1) изучается по теории возмущений. Показано, что в низшем порядке вклад швингеровских членов равен нулю, так что они не могут обеспечить соответствия соотношения Дашена — Гелл-Манна — Ли с теорией возмущений. Выяснено, что в этом порядке наряду с однонуклонным промежуточным состоянием ненулевой вклад дает трехчастичное состояние с двумя нуклонами и одним антинуклоном. Именно учет этого состояния устраняет указанное несоответствие.

В разделе 3 следующие из алгебры токов правила сумм насыщаются нуклонным и изобарным промежуточными состояниями, причем учитываются как одночастичные, так и соответствующие трехчастичные состояния. При этом вместо (2) получается равенство, совпадающее с (3). Впрочем, учет всех соотношений, получаемых из коммутаторов токов, приводит, по-видимому, при ограничении перечисленными промежуточными состояниями к выводу об отсутствии в этом приближении образования нуклона и перехода нуклон — изобара:

$$F_1^V(t) = 1; \quad F_2^V(t) = F^*(t) = 0$$

($F^*(t)$ — формфактор перехода $\gamma N \rightarrow N^*$).

Наконец, в разделе 4 приведены перестановочные соотношения между компонентами векторного и аксиального токов с учетом швингеровских членов, справедливые в модели кварков. Показано, что вклад швингеровских членов, по крайней мере в системе покоя протона, равен нулю. По этой причине в разделе 3 мы нигде не учитывали их.

2. Соотношение Дашена — Гелл-Манна — Ли в теории возмущений

Чтобы выяснить истинную причину расхождения между соотношениями (2) и (3), остановимся сначала на простейшем примере — модели свободных нуклонов. Вводя, согласно Швингеру [8] и Окубо [9], оператор нуклонного тока с помощью соотношения

$$V_\mu^\alpha(x) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \bar{\psi}(x - \varepsilon) \gamma_\mu^{1/2} \tau^\alpha \psi(x + \varepsilon); \quad \varepsilon^2 < 0, \quad (5)$$

где $\psi(x)$ — оператор нуклонного поля, получим с учетом швингеровских членов

$$[\mathcal{M}_{12}^+, \mathcal{M}_{12}^-] = 1/4 \int dx (x_1^2 + x_2^2) V_0^3(x, 0) + \frac{i}{4} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int dx (x_1 \varepsilon_2 - x_2 \varepsilon_1) \bar{\psi}(x - \varepsilon, 0) \gamma_5 \gamma_3 \tau^3 \psi(x + \varepsilon, 0). \quad (6)$$

Вклад швингеровских членов можно вычислить в рассматриваемом случае явно. Нас интересует матричный элемент по состояниям с одним протоном

$$\begin{aligned} & \frac{i}{4} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int dx (x_1 \varepsilon_2 - x_2 \varepsilon_1) \langle p' | \bar{\psi}(x - \varepsilon, 0) \gamma_5 \gamma_3 \tau^3 \psi(x + \varepsilon, 0) | p \rangle = \\ & = \frac{i}{4} \bar{u}(p') \gamma_5 \gamma_3 u(p) \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int dx e^{i(p-p')x} (x_1 \varepsilon_2 - x_2 \varepsilon_1) e^{i(p+p')x} = 0. \end{aligned}$$

Таким образом, вопреки предположению, сделанному в [6], учет швингеровских членов не может устранить противоречия между (2) и (3)¹⁾.

Применяя соотношения

$$\left. \frac{\partial \bar{u}(p')}{\partial p'_i} \right|_{p'=0} = -\frac{1}{2m} \bar{u}(0) \gamma_i, \quad (7)$$

$$\left. \frac{\partial^2 \bar{u}(p')}{\partial p'_i \partial p'_l} \right|_{p'=0} = -\frac{\delta_{il}}{4m^2} \bar{u}(0),$$

находим, что матричный элемент правой части (6) в системе покоя протона равен $(1/3m^2)V$, где V — нормировочный объем.

Вычислим теперь матричный элемент левой части (6). Удобно ввести обозначения

$$\mathcal{M}_{il}^\pm = m_{il}^\pm - m_{i\bar{l}}^\pm, \quad (8)$$

$$m_{il}^\pm = 1/2 \int dx x_i V_l^\pm(x, 0).$$

Тогда

$$[\mathcal{M}_{12}^+, \mathcal{M}_{12}^-] = [m_{12}^+, m_{12}^-] + [m_{21}^+, m_{21}^-] - [m_{12}^+, m_{21}^-] - [m_{21}^+, m_{12}^-]. \quad (9)$$

Рассмотрим величину

$$\begin{aligned} & \langle p' | [m_{il}^+, m_{kn}^-] | p \rangle = \\ & = \sum_n \{ \langle p' | m_{il}^+ | n \rangle \langle n | m_{kn}^- | p \rangle - \langle p' | m_{kn}^- | n \rangle \langle n | m_{il}^+ | p \rangle \} \equiv S_1 + S_2. \quad (10) \end{aligned}$$

Ясно, что в сумме S_1 в теории возмущений отлично от нуля единственное слагаемое, соответствующее одному нейтрону в промежуточном состоянии. Учитывая это, легко получить с помощью (7) при $p' = p = 0$

$$S_1 = \begin{cases} \frac{1}{16m^2} V, & i = k \neq l = n, \\ -\frac{1}{16m^2} V, & i = n \neq l = k. \end{cases} \quad (11)$$

С другой стороны, в S_2 одночастичный вклад отсутствует. Если на этом основании опустить S_2 вообще (что в точности соответствует ограничению однонуклонным состоянием в работах [1, 2]), левая часть (6) в силу (9) и (11) окажется равной $(1/4m^2)V$, что вдвое больше правой части. Это как раз то противоречие, которое обнаруживает в теории возмущений формула (2). Между тем совершенно очевидно, что $S_2 \neq 0$ даже в теории возмущений. В самом деле, в этой сумме отлично от нуля слагаемое с двумя протонами и антинейтроном в промежуточном состоянии. Простые выкладки

¹⁾ Вывод о равенстве нулю вклада швингеровских членов в теории возмущений был получен также Б. Л. Иоффе (частное сообщение).

показывают, что

$$S_2 = \begin{cases} 0, & i = k \neq l = n \\ \frac{1}{16m^2} V, & i = n \neq l = k \end{cases}, \quad (12)$$

в результате чего левая часть также оказывается равной $(1/8m^2)V$.

На основании изложенного выше можно сделать следующие заключения. Во-первых, учет швингеровских членов не устраняет указанные во Введении противоречия. Их вклад в низшем порядке теории возмущений оказался равным нулю. Во-вторых, насыщая правила сумм низшими промежуточными состояниями, необходимо наряду с одночастичными состояниями с нейтроном (n) и изобарой (N^*) учитывать также соответствующие трехчастичные состояния: $2p\bar{n}$ и $2pN^*$ (см. диаграммы рис. 1, 2).

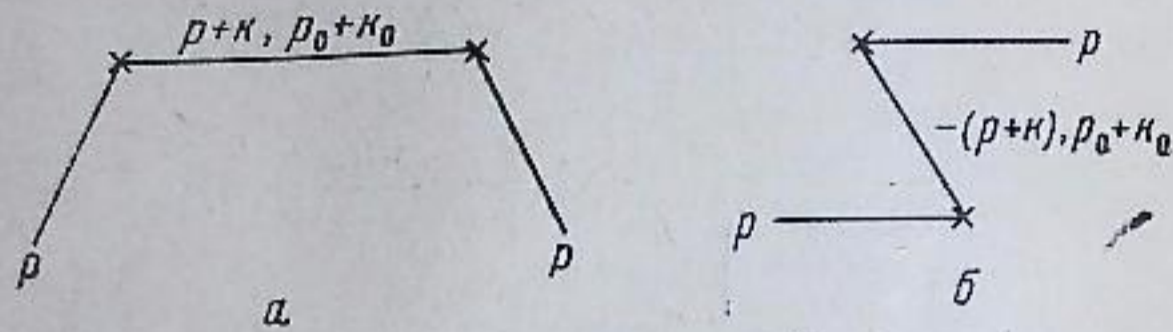


Рис. 1

В этой связи следует, по-видимому, отметить, что такое выделение вкладов промежуточных состояний аналогично нековариантной теории возмущений. В последней, как известно (см., например, [10]), одной фейнмановской полюсной диаграмме соответствуют две диаграммы, внутренние линии которых отвечают соответственно частице и античастице. Заметим

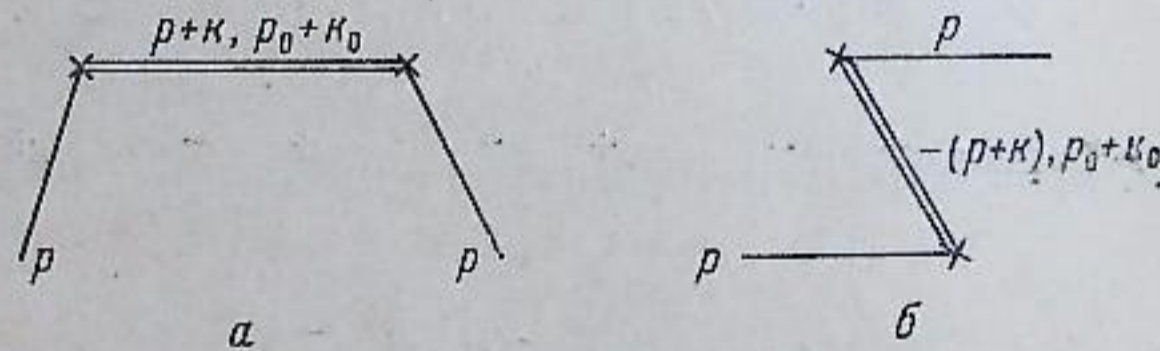


Рис. 2

также, что необходимость учета трехчастичных промежуточных состояний, масса которых относительно велика, означает, что о насыщении низшим по массе состоянием можно говорить, лишь пользуясь ковариантной техникой.

3. Насыщение правил сумм нуклонным и изобарным промежуточными состояниями

Как было отмечено в [4, 7], при получении правил сумм, следующих из локальных перестановочных соотношений, удобно пользоваться не моментами, а фурье-компонентами токов, образующими за вычетом швингеровских членов алгебру. Однако при вычислении вкладов промежуточных состояний возникает трудность, связанная с тем, что в вершинах нековариантных диаграмм типа рис. 1, б, 2, б энергия не сохраняется. Поэтому становится неясным вопрос об аргументах формфакторов, стоящих в таких вершинах. Действительно, передача импульса в вершине не может быть в этом случае определена как разность импульсов выходящей и входящей линий. Чтобы избежать этого затруднения, начнем с рассмотрения амплитуды

$$T_{\mu\nu} = i \int dx e^{ikx} \theta(x_0) \langle p | [V_\mu^-(0), V_\nu^+(x)] | p \rangle. \quad (13)$$

Если выделять в (13) суммы фейнмановских графиков, имеющих полюс в s -канале при данной массе (нуклон, изобара и т. д.), то формфакторы в вершинах будут зависеть, очевидно, только от $t = k^2$. С другой стороны, вставляя в (13) полный набор состояний, мы представим амплитуду $T_{\mu\nu}$ в виде суммы нековариантных диаграмм, причем одной ковариантной фейнмановской диаграмме будет, как отмечалось во Введении, соответствовать в общем случае несколько нековариантных. Отсюда ясно, что в обеих нековариантных полюсных диаграммах аргументом формфакторов является k^2 .

Для получения из (13) правила сумм положим $\mu = 0$ и выделим продольную часть. Используя сохранение векторного тока и локальное перестановочное соотношение (без учета швингеровских членов) получаем

$$\langle p | [V_0^+(x, 0), V_0^-(0)] | p \rangle = \langle p | V_0^3 | p \rangle \delta(x), \quad (14)$$

$$k_\nu T_{0\nu} = \langle p | V_0^3 | p \rangle = 1. \quad (15)$$

С другой стороны,

$$k_\nu T_{0\nu} = \sum_n \int dl_0^n \left\{ \frac{k_\nu \langle p | V_\nu^+ | n, p+k, l_0^n \rangle \langle n, p+k, l_0^n | V_0^- | p \rangle}{p_0 + k_0 - l_0^n} + \frac{\langle p | V_0^- | n, p-k, l_0^n \rangle k_\nu \langle n, p-k, l_0^n | V_\nu^+ | p \rangle}{p_0 - k_0 - l_0^n} \right\}, \quad (16)$$

причем в силу сохранения векторного тока

$$k_\nu \langle p | V_\nu^+ | n, p+k, l_0^n \rangle = (k_0 + p_0 - l_0^n) \langle p | V_0^+ | n, p+k, l_0 \rangle, \quad (17)$$

$$k_\nu \langle n, p-k, l_0^n | V_\nu^+ | p \rangle = (k_0 - p_0 + l_0^n) \langle n, p-k, l_0^n | V_0^+ | p \rangle.$$

Подставляя (17) в (16), находим с учетом (15)

$$\sum_n \int dl_0^n \{ \langle p | V_0^+ | n, p+k, l_0^n \rangle \langle n, p+k, l_0^n | V_0^- | p \rangle - \langle p | V_0^- | n, p-k, l_0^n \rangle \langle n, p-k, l_0^n | V_0^+ | p \rangle \} = 1, \quad (18)$$

что совпадает, конечно, с соотношением (8) работы [7].

Если теперь ограничиться в (18) промежуточным состоянием с одним нейтроном (диаграмма 1, а), то в системе покоя протона левая часть в (18) оказывается равной

$$\frac{1 - (t/4m^2)}{1 - (t/2m^2)} \left[F_1^V(t) + \frac{t}{2m} F_2^V(t) \right]^2. \quad (19)$$

Подставляя это в (18), авторы работы [7] получили соотношение (4). Однако учет диаграммы 1, б дает в той же системе

$$-\frac{t/4m^2}{1 - (t/2m^2)} [F_1^V(t) + 2m(1 - (t/4m^2))F_2^V(t)]^2, \quad (20)$$

что вместе с (19) приводит к

$$F_1^{V^2}(t) - t[1 - (t/4m^2)]F_2^{V^2}(t) = 1. \quad (21)$$

В отличие от (4) последнее не противоречит ни теории возмущений, ни аналитическим свойствам формфакторов, но не согласуется, вообще гово-

ря, с равенством

$$F_1^{V_2}(t) - tF_2^{V_2}(t) = 1, \quad (22)$$

следующим из правила сумм Адлера. В то же время в системе, где $|\mathbf{p}| \rightarrow \infty$

[11], вклад диаграммы 1, а становится равным $F_1^{V_2}(t) - tF_2^{V_2}(t)$, а диа-

грамма 1, б обращается в нуль, в результате чего мы приходим к соотно-

шению (22). Условия (21) и (22) можно согласовать, только положив

$F_1^V(t) = 1, F_2^V(t) = 0$. Таким образом, насыщение нуклонным проме-

жуточным состоянием непротиворечиво только в теории возмущений и не

может дать никаких сведений о поведении формфактора при $t \neq 0$.

Покажем, что этот вывод не изменится и при учете изобарного проме-

жуточного состояния. В токе перехода нуклон — изобара мы удержим

лишь член низшей мультипольности, соответствующий магнитному диполь-

ному переходу

$$\langle N^*, \mathbf{p} + \mathbf{k}, p_0 + k_0 | V_{\mu}^- | \mathbf{p} \rangle = a(k^2) \bar{w}_v(\mathbf{p} + \mathbf{k}) \gamma_5 (k_\nu \gamma_\mu - g_{\mu\nu} \hat{k}) u(\mathbf{p}). \quad (23)$$

Нетрудно убедиться в том, что коэффициент $a(k^2)$ совпадает с форм-

фактором в электромагнитном токе перехода. (При сравнении коэффициен-

тов Клебша — Гордана для переходов с различным изменением третьей

проекции изоспина бариона следует иметь в виду, что они непосредственно

связывают T^\pm с $\sqrt{2}T^3$, а не с T^3 .) Удобно положить $a(k^2) = \sqrt{3}/2 F^*(k^2)$. При

этом, как видно из рассмотрения перехода в статическом магнитном поле,

$F^*(0) = \mu^*/2m$ (мы пренебрегли разностью масс нуклона и изобары).

Суммирование по спину промежуточного состояния производится с по-

мощью проекционного оператора [12]

$$\frac{\hat{q} + m^*}{2q_0} \left[-g_{\mu\nu} + \frac{1}{3} \gamma_\mu \gamma_\nu + \frac{1}{3m^*} (\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu q_\mu) + \frac{2}{3m^{*2}} q_\mu q_\nu \right], \quad (24)$$

где m^* — масса изобары, q — ее импульс. Подстановка (23) и (24) в (18)

приводит вместе с учетом вклада нуклонного промежуточного состояния

к справедливому в произвольной системе координат соотношению

$$F_1^{V_2}(t) + k^2 F_2^{V_2}(t) - 2k^2 F^*(t) \left(1 + \frac{\mathbf{p}^2 \sin^2 \theta}{m^{*2}} \right) = 1. \quad (25)$$

Здесь θ — угол между импульсами \mathbf{p} и \mathbf{k} . В системе, где $|\mathbf{p}| \rightarrow \infty$ и $\theta \neq 0$,

это соотношение может выполняться лишь при условии

$$F^*(t) = 0, \quad (26)$$

так что учет изобары действительно не может привести к обростанию ну-

клона. Этот результат представляется нам совершенно естественным с фи-

зической точки зрения, поскольку, например, наличие переходов нуклон —

нуклон и нуклон — изобара не может само по себе обусловить обростания.

Для его получения необходимо учесть промежуточные состояния, в кото-

рых кроме бариона имеются, например, π -мезоны. Если же с самого нача-

ла ввести лагранжиан взаимодействия нуклонов и изобары с векторным

полем, учитывая в нем соответствующие формфакторы, то алгебра токов

окажется нарушенной. В силу указанных причин насыщение правил сумм

даже сколь угодно большим числом барионных резонансов не может, по-

видимому, дать обростания нуклонной вершины.

Заметим, что формула (3) является следствием (25). Для ее получения

достаточно взять производную (25) по t при $t = 0$ в системе покоя прото-

на (или при $|\mathbf{p}| \rightarrow \infty$ и $\theta = 0$). Поэтому обсуждение соответствия соотно-

шений типа (3) с экспериментом лишено смысла.

410

Наряду с (18) можно использовать аналогичные соотношения, следую-

щие из коммутаторов одинаковых пространственных компонент. Их рас-

смотрение не приводит, однако, к новым результатам, и мы не будем

подробно на нем останавливаться. Отметим лишь, что вклад диаграмм ти-

па 1, б, 2, б не всегда обращается в нуль даже в системе, где $|\mathbf{p}| \rightarrow \infty$. Так,

вклад диаграммы 1, б в матричный элемент коммутатора пространственных

компонент, ортогональных \mathbf{p} , оказывается в этой системе конечным, а исче-

зает вклад диаграммы 1, а. Вклад диаграммы 2, б отличен от нуля (и бес-

конечен!) и в случае коммутатора нулевых компонент. Таким образом,

в отличие от скалярных теорий типа $\lambda\phi^3$ или $\lambda\phi^4$ [10], в случае частиц с

отличным от нуля спином следует учитывать такого рода диаграммы и в

системе с бесконечным импульсом.

4. Роль швингеровских членов

В модели кварков плотности векторного и аксиального токов необхо-

димо определять с помощью предельного перехода

$$V_{\mu}^{\alpha}(x) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \bar{\psi}(x - \varepsilon) \gamma_{\mu}^{1/2} \lambda^{\alpha} \psi(x + \varepsilon) \quad \varepsilon^2 < 0. \quad (27)$$

$$A_{\mu}(x) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \bar{\psi}(x - \varepsilon) \gamma_5 \gamma_{\mu}^{1/2} \lambda^{\alpha} \psi(x + \varepsilon)$$

Используя канонические коммутаторы для ψ и $\bar{\psi}$, получаем с учетом швин-

геровских членов следующие перестановочные соотношения:

$$\begin{aligned} [V_{\mu}^{\alpha}(x), V_{\nu}^{\beta}(y)]_{x_0=y_0} &= [A_{\mu}^{\alpha}(x), A_{\nu}^{\beta}(y)]_{x_0=y_0} = \\ &= \{i f^{\alpha\beta\sigma} [g_{\mu 0} V_{\nu}^{\sigma}(x) + g_{\nu 0} V_{\mu}^{\sigma}(x) - g_{\mu\nu} V_0^{\sigma}(x)] + \\ &+ i \varepsilon_{0\mu\nu\lambda} [d^{\alpha\beta\sigma} A_{\lambda}^{\sigma}(x) + 1/3 \delta^{\alpha\beta} A_{\lambda}(x)]\} \delta(x - y) + \\ &+ \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \{ [i \varepsilon_{0\mu\nu\lambda} \bar{\psi}(x - \varepsilon) \gamma_5 \gamma_{\lambda}^{1/4} [\lambda^{\alpha}, \lambda^{\beta}] \psi(x + \varepsilon) + \\ &+ \bar{\psi}(x - \varepsilon) (g_{\mu 0} \gamma_{\nu} + g_{\nu 0} \gamma_{\mu} - g_{\mu\nu} \gamma_0)^{1/4} \{\lambda^{\alpha}, \lambda^{\beta}\} \psi(x + \varepsilon)] \times \\ &\times 1/2 [\delta(x - y + \varepsilon) - \delta(x - y - \varepsilon)] \}, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} [V_{\mu}^{\alpha}(x), A_{\nu}^{\beta}(y)]_{x_0=y_0} &= \{i f^{\alpha\beta\sigma} [g_{\mu 0} A_{\nu}^{\sigma}(x) + \\ &+ g_{\nu 0} A_{\mu}^{\sigma}(x) - g_{\mu\nu} A_0^{\sigma}(x)] + i \varepsilon_{0\mu\nu\lambda} [d^{\alpha\beta\sigma} V_{\lambda}^{\sigma}(x) + \\ &+ 1/3 \delta^{\alpha\beta} V_{\lambda}(x)]\} \delta(x - y) + \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \{ [i \varepsilon_{0\mu\nu\lambda} \bar{\psi}(x - \varepsilon) \gamma_{\lambda}^{1/4} [\lambda^{\alpha}, \lambda^{\beta}] \times \\ &\times \psi(x + \varepsilon) + \bar{\psi}(x - \varepsilon) \gamma_5 (g_{\mu 0} \gamma_{\nu} + g_{\nu 0} \gamma_{\mu} - \\ &- g_{\mu\nu} \gamma_0)^{1/4} \{\lambda^{\alpha}, \lambda^{\beta}\} \psi(x + \varepsilon)] 1/2 [\delta(x - y + \varepsilon) - \delta(x - y - \varepsilon)] \}. \end{aligned} \quad (29)$$

Частично эти результаты содержатся в работе Адлера и Каллана [13].

При получении (28) и (29) предельный переход (27) учитывался лишь

в одном из коммутируемых токов. Иногда (например, в (6)) оказывается

более удобным симметричный способ действий, когда раздвигаются аргу-

менты в обоих токах.

С учетом швингеровских членов использованные в разделе 3 соотноше-

$$\sum_n \int d\bar{l}_0^n \{ \langle p | V_\mu^+ | n, p+k, \bar{l}_0^n \rangle \langle n, p+k, \bar{l}_0^n | V_\mu^- | p \rangle - \langle p | V_\mu^- | n, p-k, \bar{l}_0^n \rangle \langle n, p-k, \bar{l}_0^n | V_\mu^+ | p \rangle \} = = 1 - i \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \sin k\varepsilon \langle p | \bar{\psi}(-\varepsilon) \gamma_0 \psi(\varepsilon) | p \rangle. \quad (30)$$

Швингеровская добавка является в этом случае изотопически четной. В системе покоя протона матричный элемент $\langle p=0 | \bar{\psi}(-\varepsilon) \gamma_0 \psi(\varepsilon) | p=0 \rangle$ является скаляром в трехмерном пространстве, зависящим от единственного вектора ε , и может быть поэтому только функцией ε^2 . После усреднения по углам швингеровский член в (30), таким образом, выпадает. К сожалению, мы не можем доказать из общих соображений, что это справедливо и в произвольной системе. Чтобы обосновать пренебрежение швингеровским членом в системе, где $|p| \rightarrow \infty$, мы вынуждены поэтому апеллировать к низшему порядку теории возмущений.

Отметим для полноты, что швингеровский член в коммутаторе пространственной и временной компонент векторного (или аксиального) тока равен

$$-i \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \sin k\varepsilon \langle p | \bar{\psi}(-\varepsilon) \gamma_n \psi(\varepsilon) | p \rangle$$

и может оказаться отличным от нуля даже в системе покоя. В то же время, швингеровская добавка в коммутатор разноименных пространственных компонент

$$-\varepsilon_{mnk} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \sin k\varepsilon \langle p=0 | \bar{\psi}(-\varepsilon) \gamma_3 \gamma_n \psi(\varepsilon) | p=0 \rangle = 0.$$

В заключение авторы приносят глубокую благодарность Б. Л. Иоффе за стимулирующие дискуссии, без которых эта работа не была бы написана. Мы искренне признательны также А. И. Вайнштейну за многочисленные обсуждения.

Литература

- [1] R. F. Dashen, M. Gell-Mann. Phys. Lett., 17, 145, 1965.
- [2] B. W. Lee. Phys. Rev. Lett., 14, 676, 1965.
- [3] N. Cabibbo, L. A. Radicati. Phys. Lett., 19, 697, 1966.
- [4] S. L. Adler. Phys. Rev., 145, 1144, 1966.
- [5] F. Buccella, G. Veneziano, R. Gatto. Nuovo Cim., 42, 1019, 1966.
- [6] F. Buccella, G. Veneziano, R. Gatto, S. Okubo. Phys. Rev., 149, 1268, 1966.
- [7] П. Винтерниц, А. А. Макаров, В. Матвеев, Нгуен Ван Хьеу, Я. А. Смородинский, Л. Г. Ткачев, М. Углирж. ЯФ, 3, 918, 1966.
- [8] J. Schwinger. Phys. Rev. Lett., 3, 296, 1959.
- [9] S. Okubo. Nuovo Cim., 44, 1015, 1966.
- [10] S. Weinberg. Phys. Rev., 150, 1313, 1966.
- [11] G. Furlan, F. Lannoy, C. Rosetti, G. Segre. Nuovo Cim., 40, 597, 1965.
- [12] X. Умэдзава. Квантовая теория поля, ИЛ, 1958.
- [13] S. L. Adler, C. C. Callan. Preprint 65/1227/5 — TH. 587, 1965.

SATURATION OF THE SUM RULES FOLLOWING FROM THE CURRENT ALGEBRA AND THE ROLE OF THE SCHWINGER TERMS

V. V. SOKOLOV, I. V. KHRIPLOVICH

The relations obtained when saturating the sum rules following from the current algebra by intermediate one-nucleon and isobar states are considered. It is shown that in this approximation there is no «dressing» of the nucleon vertex as well as no nucleon-isobar transition. It is also shown that the results of papers [1, 2, 7] are incorrect as the intermediate states like $2N\bar{N}$ are not taken into account in them. General expressions for the Schwinger terms in the quark model are given. It is shown that their contribution in some cases is identically zero.

ОБ УДОБНОМ СПОСОБЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТА ПОВОРОТА СПИНА В МЕЗОН-НУКЛОННОМ РАССЕЙАНИИ

И. И. ЛЕВИНТОВ, Р. М. РЫНДИН

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ ГКИАЭ

(Поступила в редакцию 10 июля 1967 г.)

Рассматривается постановка опыта по изучению эффекта поворота спина, когда поляризация мишени направлена по импульсу нуклона отдачи (или составляет с этим импульсом угол, равный по величине углу кинематического поворота спина при рассеянии). Измеренный при этом параметр содержит ту же информацию, что и обычные параметры A и R , но более удобен как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения.

1. Изучение поляризационных эффектов в процессах рассеяния мезонов нуклонами при высоких энергиях представляет собой одну из важных проблем динамики сильных взаимодействий. Если поляризация, возникающая при столкновении неполяризованных частиц, асимптотически исчезает (как это предписывается теорией с полюсами Редже), то единственным источником информации о спиновой структуре взаимодействия остается изучение эффекта поворота спина [1], требующее опытов с поляризованной протонной мишенью. Обычная схема опытов такого рода подразумевает измерение компоненты поляризации нуклона отдачи в направлении, лежащем в плоскости рассеяния и перпендикулярном импульсу нуклона, при условии, что поляризация мишени направлена по импульсу начального мезона или перпендикулярна ему и лежит в плоскости рассеяния (параметры Вольфенштейна [2] A и R). Нам представляется, однако, целесообразным несколько видоизменить постановку опыта, направляя поляризацию мишени по импульсу нуклона отдачи (или под углом Ω к импульсу нуклона, Ω — угол кинематического поворота спина — см. ниже). Измеряемый при этом параметр содержит, естественно, ту же информацию, что и параметры A и R , но более удобен для измерения. Например, обнаружить малый эффект поворота спина в опытах по указанной схеме легче, чем при измерении параметров Вольфенштейна, так как в последнем случае поворот спина является разностным эффектом и его обнаружение требует более точного знания величины исходной поляризации мишени (поляризация современных мишеней известна с точностью $\sim 10\%$) и анализирующей способности мишени-анализатора. Кроме чисто экспериментальных преимуществ, измерение указанного параметра естественно с точки зрения теории полюсов Редже и адекватно процедуре восстановления матрицы рассеяния.

2. При изучении рассеяния π - и K -мезонов нуклонами используются различные формы записи матрицы рассеяния бесспиновых частиц на частотах со спином $1/2$. Так, в области низких энергий при проведении фазового анализа обычно используют матрицу рассеяния $M(p', p)$ в с.ц.п. (p и p' — импульсы начального и конечного нуклонов в с.ц.п., $(pp') = p^2 \cos \vartheta$, p — абсолютная величина импульса, $n = [pp'] / |[pp']|$ — нормаль к плоскости рассеяния, ось квантования направлена по импульсу начального нуклона):

$$M = M_0 + iM_1(\sigma n), \quad (1)$$