ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 3195

П.Н. Боголюбов, В.А. Матвеев

# ПРАВИЛА СУММ, СИММЕТРИИ И КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА ТОКОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1967 г.

4876/2 пр.

**Р2 - 3195**

П.Н. Боголюбов, В.А. Матвеев

# ПРАВИЛА СУММ,
# СИММЕТРИИ И КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА ТОКОВ

Направлено в Phys. Lett.

В последнее время широко обсуждаются так называемые "сверхсходящиеся" дисперсионные правила сумм типа

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dE \; \mathrm{Im}\, f(E) = 0. \tag{1}$$

Впервые дисперсионные правила сумм (1) были применены для амплитуд рассеяния и фоторождения пионов на нуклонах вместе с предположением о насыщении дисперсионного интеграла в (1) вкладами нуклона и изобары /1-4/.

Для удобства сравнения результатов дисперсионных правила сумм с предсказаниями SU(6) симметрии выпишем их в статическом пределе, когда массы нуклона и изобары равны:

$$\frac{f_{\pi NN}}{f_{\pi NN^*}} = \frac{\mu'^{(V)}}{\mu^*} = \frac{4}{3}, \quad \mu'^{(S)} = 0. \tag{2}$$

Определение констант и сравнение соотношений (2) с экспериментальными данными дано в приложении.

В этой заметке мы хотим указать на тот интересный факт, что все результаты дисперсионных правил сумм в режиме насыщения нуклоном и изобарой (2) могут быть получены с помощью токов определенной кварковой структуры.

Можно показать, что в статическом пределе дисперсионные правила сумм для амплитуд рассеяния и фоторождения /5/ эквивалентны требованию обращения в нуль диагональных матричных элементов между однонуклонными состояниями от коммутатора двух статических токов.

Рассмотрим теперь изоскалярный ($j_k^0$) и изовекторный ($j_k^\rho$) аксиальные токи, матричные элементы которых в статическом пределе имеют вид:

$$<N|\, j_k^{0}(0)\,|N> = a_0(\bar{\kappa}\sigma_k\kappa)(\bar{N}N);$$

$$<N|\, j_k^{\rho}(0)\,|N> = a(\bar{\kappa}\sigma_k\kappa)(\bar{N}\tau^{\rho}N); \qquad (3)$$

$$<N|\, j_k^{\rho}(0)\,|N^*> = 2\sqrt{2}\,a^*(\bar{\kappa}\kappa_k)(\bar{N}N^{\rho}),$$

где $\kappa(\kappa_k)$ и $N(N^{\rho})$ есть соответственно спиновые и изотопические волновые функции нуклона (изобары).

Потребуем, чтобы матричные элементы между однонуклонными состояниями от коммутатора двух токов $j_k^{a}(0)$ $(a = 0,1,2,3)$ обращались в нуль:

$$<N|[j_k^{a}(0),\, j_{k'}^{a'}(0)]|N> = 0.$$

Учитывая в промежуточных состояниях только нуклон и изобару, получим:

$$a_0 = 0; \qquad \frac{a}{a^*} = \frac{4}{3}, \qquad (5)$$

что совпадает с предсказаниями дисперсионных правил сумм (2).

Очевидно, что аксиальные токи, аддитивные по кваркам, являющиеся генераторами группы $SU(6)$, не удовлетворяют условию (4).

Поставим вопрос: <u>какова должна быть кварковая структура аксиального тока, удовлетворяющего условию (4)?</u>

Наиболее общий вид аксиального тока барионов в модели независимых кварков есть:

$$j_k^{a}(0) = A\Big[\sum_{\ell=1}^{3}(\sigma_k\lambda^{a})_{\ell} + \kappa\sum_{\ell=1}^{3}(\sigma_k)_{\ell}\sum_{\ell'=1}^{3}(\lambda^{a})_{\ell'}\Big]. \qquad (6)$$

Из равенства нулю изоскалярной константы $a_0$ находим

$$\kappa = -\frac{1}{3}. \qquad (7)$$

С другой стороны, потребуем выполнения условия (4) для тока типа (6) при $\kappa = -\frac{1}{3}$.



Без каких-либо дополнительных предположений о числе промежуточных состояний или типе симметрии волновой функции барионов, получим:

$$1 + \kappa^2 + 2\kappa <p\,|\sum_{\ell=1}^{3}(\sigma_z\tau^3)_{\ell}\,|p> = 0. \qquad (8)$$

Подставляя для $\kappa$ значение (7), находим:

$$<p\,|\sum_{\ell=1}^{3}(\sigma_z\tau^3)_{\ell}\,|p> = \frac{5}{3}, \qquad (9)$$

что возможно лишь в том случае, когда барионы имеют полностью симметричную волновую функцию. При этом

$$\frac{a}{a^*} = <p\,|\Big\{\sum_{\ell=1}^{3}(\sigma_z\tau^3)_{\ell} - \frac{1}{3}\sum_{\ell=1}^{3}(\sigma_z)_{\ell}\sum_{\ell'=1}^{3}(\tau^3)_{\ell'}\Big\}|p> = \frac{4}{3}. \qquad (10)$$

Нетрудно проверить также, что при $\kappa = -\frac{1}{3}$ обращается в нуль матричный элемент коммутатора между состояниями изобар

$$<N^*|[j_k^{a}(0),\, j_{k'}^{a'}(0)]|N^*> = 0. \qquad (11)$$

Таким образом, все результаты дисперсионных правил сумм (2) могут быть получены с помощью токов типа (6) $\kappa = -\frac{1}{3}$ и полностью симметричной волновой функции барионов. При этих же условиях, как было показано выше, диагональные матричные элементы коммутатора двух токов обращаются в нуль, что объясняет успех дисперсионных правил сумм в режиме насыщения.

Вводя обозначение:

$$\vec{\omega}_{\ell} = \vec{\sigma}_{\ell} - \frac{1}{3}\sum_{\ell'=1}^{3}\vec{\sigma}_{\ell'}, \qquad (12)$$

выпишем теперь операторы аномального магнитного момента, слабого и псевдовекторного мезонного токов барионов при $\kappa = -\frac{1}{3}$:

$$\vec{\mu}_{ан} = 3\sum_{\ell=1}^{3}(e\,\vec{\omega})_{\ell}\,; \qquad e = \frac{Y + \tau^3}{2}, \qquad (13)$$

$$\vec{A}^{(\pm)} = g_0\sum_{\ell=1}^{3}(\tau^{\pm}\vec{\omega})_{\ell}\,; \qquad (14)$$

$$\vec{J}^{\rho} = \frac{f_0}{\mu} \sum_{\ell=1}^{3} (\tau^{\rho} \vec{\omega})_{\ell} . \tag{15}$$

Считая, что аксиальная константа слабого взаимодействия кварков $g_0$ не перенормируется, т.е.

$$g_0 = 1, \tag{16}$$

получим из (13) и (14):

$$\left(\frac{g_A}{g_V}\right) = \frac{2}{3} \mu'^{(v)} = 1{,}23, \tag{17}$$

что удивительно хорошо согласуется с экспериментом. Отметим в заключение еще одну особенность токов типа (6) при $\kappa = -\frac{1}{3}$: равенство нулю изоскалярного аномального магнитного момента нуклона, соотношение (17) между аксиальной константой слабого взаимодействия и изовекторным аномальным магнитным моментом нуклона, а также отношение $\left(\frac{D}{F}\right)_{ax} = 3$ аксиального тока не зависят от смешивания конфигураций в волновой функции барионов.

Определим теперь эффективные лагранжианы электромагнитных, слабых и сильных (с испусканием мезона) взаимодействий барионов:

$$L_{\pi}(x) = -i J_k^{\rho} \frac{\partial \pi^{\rho}}{\partial x_k}; \tag{18}$$

$$L_{\gamma}(x) = -e A^k V_k^{(a)} + \frac{e}{2} F^{k\ell} M_{k\ell}^{(s+v)}; \tag{19}$$

$$F^{k\ell} = \partial_{\ell} A^k - \partial_k A^{\ell},$$

где барионные токи имеют следующий вид:

$$J_k^{\rho}(x) = \frac{f_{\pi NN}}{\mu} (\bar{\psi} \gamma_k \gamma_5 \tau^{\rho} \psi) + 2\sqrt{2} \frac{f_{\pi NN^*}}{\mu} (\bar{\psi} \psi_k^{\rho}) + \tag{20}$$

$$m_{k\ell}^{(s)} = \frac{\mu'^{(s)}}{4m^2} \sigma_{k\ell nm} (\bar{\psi} \gamma_n \gamma_5 \vec{\partial}_n \psi); \tag{21}$$

$$m_{k\ell}^{(V)} = \frac{\mu'^{(V)}}{4m^2} \epsilon_{kenm} (\bar{\psi} \gamma_m \gamma_5 \vec{\partial}_n \tau^3 \psi) + 2\sqrt{2} \frac{i\mu^*}{4m^2} \epsilon_{kenm} (\bar{\psi} \vec{\partial}_n \psi_m^3) + \tag{22}$$



$$V_k^{(Q)} = (\bar{\psi} \gamma_k \frac{1+\tau^3}{2} \psi). \tag{23}$$

Здесь используются следующие обозначения: $f_{\pi NN}$ и $f_{\pi NN^*}$ – псевдовекторные константы связи с пионом;

$$\mu'^{(s)} = \frac{\mu_p + \mu_n - 1}{2}; \quad \mu'^{(V)} = \frac{\mu_p - \mu_n - 1}{2} \quad -$$

изоскалярный и изовекторный аномальные магнитные моменты нуклона, $\mu^*$ определяет магнитный момент перехода изобары в нуклон по формуле

$$\mu_{N^* \to N\gamma} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \left(\frac{2M}{m}\right) \mu^*; \tag{24}$$

$\pi^{\rho}$, $\psi$, $\psi_k^{\rho}$ – есть соответственно операторы полей пиона, нуклона и изобары с массами $\mu$, $m$, $M$.

В выражениях для токов мы оставили лишь члены, соответствующие переходам нуклон-нуклон (NN) и нуклон-изобара (NN*), причем константы определены таким образом, что отношение диагональных матричных элементов (NN) к недиагональным (NN*) не содержит неопределенных в статическом пределе массовых множителей.

Экспериментальные данные позволяют определить

$$\frac{f_{\pi NN}}{f_{\pi NN^*}} = 1{,}32 \pm 0{,}02;$$

$$\frac{\mu'^{(V)}}{\mu^*} = 1{,}35 \pm 0{,}02; \quad \mu'^{(s)} = -0{,}06. \tag{25}$$

Из статической SU(6) симметрии следует /6/:

$$\frac{f_{\pi NN}}{f_{\pi NN^*}} = \frac{1 + 2\mu'^{(V)}}{2\mu^*} = \frac{5}{3}, \tag{26}$$

откуда для ширины изобары получаем значение, заниженное примерно в 1,5 раза.

Авторы благодарят академика Н.Н. Боголюбова и профессора А.Н. Тавхелидзе за полезные и стимулирующие обсуждения.

## Литература


1. Л.Д. Соловьев. ЯФ 3, 188 (1966).
2. И.Т. Азнаурян, Л.Д. Соловьев. ЯФ 4, 615 (1966).
3. В.А. Матвеев, В.Т. Писаренко, Б.В. Струминский. Препринт ОИЯИ Е-2822, Дубна 1966.
4. В.А. Матвеев, Л.Д. Соловьев, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе, В.П. Шелест. Обзор "Дисперсионные правила сумм в теории сильных взаимодействий". Препринт ОИЯИ Р2-3118, Дубна 1967.
5. В.Г. Писаренко. Препринт ОИЯИ Р2-2930, Дубна 1966,
6. F. Gursey, A. Pais and L. A. Radicati, Phys. Rev. Lett. 13, 299 (1964).



Рукопись поступила в издательский отдел
3 марта 1967 г.