*Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 7, стр. 454 – 457* *5 апреля 1975 г.*

# КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА РЕЗОНАНСОВ КАК СЛЕДСТВИЕ СПОНТАННЫХ ВАКУУМНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ДУАЛЬНЫХ МОДЕЛЯХ

*Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев*

Показано, что спонтанные вакуумные переходы в дуальной модели Венециано приводят к появлению внутренних квантовых чисел и, в зависимости от значения интерсепта реджевских траекторий $a_0$, к той или иной группе внутренних симметрий.

При введении внутренних квантовых чисел разонансов в дуальные модели обычно используется так называемая процедура Чана –Патона [1], которая обеспечивает как инвариантность относительно рассматриваемой группы симметрии, так и отсутствие экзотических резонансных состояний.

Здесь мы хотим обратить внимание на то, что в динамике дуальных взаимодействий без какого-либо предварительного введения внутренних симметрий содержится механизм, связанный с наличием спонтанных вакуумных переходов, который приводит к появлению внутренних квантовых чисел и, в частном случае интерсепта $a_0 = 1$, к структуре взаимодействий чан-патоновского типа.

Рассмотрим дуальную амплитуду при наличии индуцированных вакуумных переходов между $i$-й и $i+1$-й частицами [2 – 4],

$$\bar{B}_n(p_1, p_2, \dots, p_n) = \sum_{N_i=0}^{\infty} \beta^{N_i} B_{n+N_i}(p_1, \dots, p_i, \overbrace{0, \dots, 0}^{N_i}, p_{i+1}, \dots, p_n), \tag{1}$$

которая может быть преобразована к виду

$$\bar{B}_n(p_1, \dots, p_n) = \frac{1}{\Omega} \int \frac{\prod_j dx_j}{\prod_j (x_{j+2} - x_j)} \prod_{\substack{j, k=1 \\ j<k}}^{n} (U_{j,k})^{-a_{j,k}-1} \times$$
$$\times R(\beta, a(p_i^2), a(p_{i+1}^2), U_{lm}), \tag{2}$$

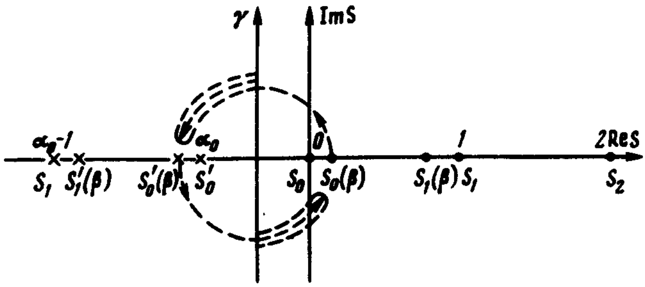
где

$$R(\beta, a(p_i^2), a(p_{i+1}^2), U_{lm}) = -\frac{1}{2\pi i} \frac{1}{\Gamma(-a(p_i^2))\Gamma(-a(p_{i+1}^2))} \times$$
$$\times \int_\gamma ds_i \, K(a_0, s_i) \sum_{l_i=0}^{\infty} \frac{\Gamma(l_i + s_i - a(p_i^2))\Gamma(l_i + s_i - a(p_{i+1}^2))}{l_i! \, \Gamma(l_i + 1 - a_0 + 2 s_i)} \times$$
$$\times \prod_{j \neq i, i-2} (U_{i+1, j})^{l_i + s_i} \tag{3}$$

и

$$K(a_0, s_i) = \frac{(a_0 - 2s_i)\Gamma(-s_i)\Gamma(-a_0 + s_i)}{1 - \beta B(-s_i, -a_0 + s_i)}; \quad a_{0j} = a(s_{ij}) = a_0 + a' s_{ij}, \tag{4}$$

где $B(x, y)$ – $B$ – функция Эйлера.




Контур интегрирования $\gamma$ изображен на рисунке.

Аналитические свойства представления (3) по отношению к параметру $\beta$ полностью определяются поведением нулей знаменателя в выражении (4) при непрерывном изменении этого параметра.

При значении $\beta = 0$ уравнение

$$1 - \beta B(-s_i, -a_0 + s_i) = 0 \tag{5}$$

имеет бесконечное число корней, расположенных в точках $s_n = n$, $s_n' = a_0 - n$, $n = 0, 1, 2, \ldots$, соответствующих полюсам функций $\Gamma(-a_0 + s_i)$ и $\Gamma(-s_i)$.

При $\beta \neq 0$ функции $s_n(\beta)$ и $s_n'(\beta)$, являющиеся решением (5) и совпадающие с $s_n$ и $s_n'$ при $\beta = 0$, соответствуют различным римановым ветвям бесконечнозначной функции $s(\beta)$. При обходе какой-либо точки ветвления эти функции испытывают определенную перестановку. В частности, при обходе точки ветвления, расположенной на нулевом листе в точке $\beta_0 = \Gamma(-a_0)/[\Gamma(-a_0/2)\Gamma(-a_0/2)]$, происходит перестановка ветвей $s_0(\beta)$ и $s_0'(\beta)$. Указанному обходу соответствует изменение контура интегрирования, изображенное на рисунке и приводящее к дополнительному вкладу

$$\frac{\Gamma(1 - a_0)}{\Gamma(-a(p_i^2))\,\Gamma(-a(p_{i+1}^2))} \left\{ \sum_{l_i = 0}^{\infty} \frac{\Gamma(l_i + a_0 - a(p_i^2))\,\Gamma(l_i + a_0 - a(p_{i+1}^2))}{\Gamma(l_i + 1 + a_0)\, l_i!} \times \right.$$

$$\left. \times \prod_{j \neq i,\, i-1} (U_{i+1,j})^{l_i + a_0} - \sum_{l_i = 0}^{\infty} \frac{\Gamma(l_i - a(p_i^2))\,\Gamma(l_i - a(p_{i+1}^2))}{\Gamma(l_i + 1 - a_0)\, l_i!} \prod_{j \neq i,\, i-1} (U_{i+1,j})^{l_i} \right\} \tag{6}$$

в (3) при $\beta = 0$ на первом листе римановой поверхности по сравнению со значением интеграла на нулевом листе.

Сумма (3) и (6) может быть преобразована к виду

$$\frac{\Gamma(1-a_0)}{\Gamma(-a(p_i^2))\,\Gamma(-a(p_{i+1}^2))}\times$$

$$\times\left\{\sum_{l_i=0}^{\infty}\frac{\Gamma(l_i+a_0-a(p_i^2))\Gamma(l_i+a_0-a(p_{i+1}^2))}{\Gamma(l_i+1+a_0)\,l_i\,!}\prod_{j\neq i,\,i-1}(U_{i+1,j})^{l_i+a_0}-\right.$$

$$\left.-\sum_{l_i=0}^{\infty}\frac{\Gamma(l_i+1-a(p_i^2))\,\Gamma(l_i+1-a(p_{i+1}^2))}{\Gamma(l_i+2-a_0)\,(l_i+1)\,!}\prod_{j\neq i,\,i-2}(U_{i+1,j})^{l_i+1}\right\}, \qquad (7)$$

из которого следует, что траектории внешних $i$-й и $i+1$-й частиц, а также всех внутренних резонансных состояний, связанных с переменными $U_{i+1,j}$ $(j\neq i,\ i+2)$ расщепляются на две, причем первая из этих траекторий смещается на $-a_0$, а вторая на $-1$ по сравнению с исходной Сдвиг интерсепта внешних частиц определяется при этом множителем $\Gamma(a_0-a(p_i^2))$, а сдвиг внутренних траекторий – множителем $U_{i+1j}$ в выражении (7).

Суммирование индуцированных вакуумных переходов, происходящих между всеми остальными внешними частицами проводится аналогичным образом. Возникающий при этом множитель $R$ при переходе на первый лист при $\beta = 0$ имеет вид

$$\sum_{s_1,\dots,s_n=1,a_0}\prod_i C(s_i)\times$$

$$\times\sum_{l_1,l_2,\dots l_n=0}^{\infty}\frac{\Gamma(l_{i-1}+l_i+s_{i-1}+s_i-a(p_i^2))\Gamma(l_i+l_{i+1}+s_i+s_{i+1}-a(p_{i+2}^2))}{\Gamma(l_i+1+s_i)\Gamma(l_i+1-a_0+s_i)}\times$$

$$\times\prod_{j<k}U_{jk}^{l_j+s_j+l_k+s_k}, \qquad (8)$$

где $C(1)=-1$ и $C(a_0)=1$, $(a_0\neq 1)$, из которого следует, что все внешние и внутренние траектории расщепляются на четыре траектории с результирующими значениями интерсептов равными $a_0-2,\ -1,\ -1,\ -a_0$. То обстоятельство, что значению интерсепта равного $-1$ соответствует две независимых траектории, является следствием предельной операции, при которой выделение резонансных состояний производится до перехода к пределу $\beta\to 0$, на каждом этапе суммирования индуцированных вакуумных переходов между какими-либо двумя соседними частицами.

При $0 < a_0 < 2$ тахионное состояние устраняется,

При $a_0 > 2$ на расщепленной траектории с интерсептом $a_0 - 2$ тахионное состояние сохраняется. Это состояние может быть устранено аналогичной процедурой посредством учета дополнительных спонтанных переходов в вакуум частиц, лежащих на этой траектории.

При $a_0$, стремящемся к единице, все четыре расщепленные траектории приобретают одинаковое значение интерсепта. При этом между матричными элементами для различных частиц, находящихся на этих траекториях, устанавливаются простые соотношения, которые при соответствующей мультипликативной перенормировке волновых функций внешних частиц эквивалентны факторизации новых степеней свободы в дуальных амплитудах в виде множителей

$$\mathrm{Sp}\, A_1 A_2 \dots A_n,$$

где каждая из матриц $A_i$ имеет вид

$$A = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} a_0 + \frac{1}{\sqrt{2}} a_3 & a^* \\ a & \frac{1}{\sqrt{2}} a_0 - \frac{1}{\sqrt{2}} a_3 \end{pmatrix}.$$

Таким образом, при $a_0 = 1$ спонтанные вакуумные переходы приводят к появлению $SU(2)$-симметрии с отсутствием экзотических состояний, в соответствии с процедурой Чана – Патона и методом кварковых диаграмм Харрари – Рознера [5].

Обобщение проведенного выше рассмотрения на дуальную модель Невью – Шварца [6] приводит к включению в схему спонтанных вакуумных переходов дополнительного квантового числа $G$-четности, дальнейшее обобщение с учетом симметрии типа Шапиро – Вирасоро [7] и Франке – Манида [8], по-видимому, в состоянии обеспечить появление кварковой структуры типа $SU(3)$ и более высоких симметрий.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
22 февраля 1975 г.

## Литература

[1] J.E.Paton, Chan Hong-Mo, Nucl. Phys., B10, 516, 1969.

[2] Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев. ЯФ, 18, 902, 1973.

[3] K.Bardakci. Nucl. Phys., B68, 331, 1974, B70, 397, 1974.

[4] Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев. Письма в ЖЭТФ, 20, 488, 1974.

[5] H.Harari. Phys. Rev. Lett., 22, 562, 1969; J.D.Rosner. Phys. Rev. Lett., 22, 689, 1969.

[6] A.Neveu, J.H.Schwarz. Nucl. Phys., B31, 86, 1971.

[7] M.A.Virasoro Phys. Rev., 177, 2309, 1969:, E.Del Giudice, P. Di Vecchia. Nuovo Cim., 5A, 90, 1971.

[8] С.Н.Манида, В.А.Франке. ЯФ, 18, 623, 1973.