ПЕРЕНОРМИРОВКА ВЕКТОРНОГО ТОКА БАРИОНОВ НАРУШЕНИЕМ $SU(6)$-СИММЕТРИИ

Э.В.Гедалин, О.В.Канчели, С.Г.Матинян

Как известно [1], в первом приближении по нарушению $SU(3)$-симметрии векторные константы слабых барионных токов не перенормируются. Во втором порядке по этому нарушению имеет место перенормировка, что связано с увеличением числа независимых амплитуд [2]. В $SU(6)$-симметрии взаимодействие H_{MS}, расщепляющее супермультиплеты, не имеет, в отличие от $SU(3)$, определенных трансформационных свойств, являясь, по крайней мере, комбинацией представлений 35, 189 и 405 [3], содержащих, вообще говоря, произвольные линейные комбинации $SU(3)$-синглетов и -октетов. В этой связи представляет интерес получение аналога теоремы Адемолло-Гатто [1] в $SU(6)$-симметрии. Векторный ток барионов, принадлежащих представлению 56 ($B^{\alpha\beta\gamma}$) группы $SU(6)$, преобразуется по представлению 35 и в ненарушенной симметрии имеет вид:

$$I^{(0)\rho}_{\sigma} \equiv I^{(0)R\rho}_{\;\;S\varphi} = \bar{B}^{\alpha\beta\rho} B_{\alpha\beta\sigma} - \frac{1}{6}\delta^R_S \delta^\rho_\varphi \bar{B}^{\alpha\beta\gamma} B_{\alpha\beta\gamma} \qquad (1)$$

(греческие индексы всюду пробегают значения от 1 до 6, большие латинские - 1,2,3, малые латинские - 1,2).

В качестве нарушающего $SU(6)$-симметрию взаимодействия H_{MS} возьмем произвольную линейную комбинацию представлений (1,1), (8,1) и (27,1) группы $SU(3)\otimes SU(2)$ из представлений 35, 189, 280 + $\overline{280}$ [1)] и 405 группы $SU(6)$:

$$H_{MS} = H^{\alpha}_{\beta} + H^{\alpha,\beta}_{\gamma,\delta} + \left\{ H^{\alpha,\beta}_{\gamma\delta} + H^{\alpha\beta}_{\gamma,\delta} \right\} + H^{\alpha\beta}_{\gamma\delta}, \qquad (2)$$

где, например,

$$H^{\alpha,\beta}_{\gamma,\delta} \equiv H^{Ai,Bj}_{Ck,Dl} = f[189^1](\delta^A_C\delta^B_D\delta^i_l\delta^j_k - \delta^A_D\delta^B_C\delta^i_k\delta^j_l) +$$

$$+ f[189^8]\Big((T^A_C\delta^B_D + T^B_D\delta^A_C)\delta^i_l\delta^j_k - (T^B_C\delta^A_D + T^A_D\delta^B_C)\delta^i_k\delta^j_l\Big) +$$

$$+ f[189^{27}]T^{AB}_{CD}(\delta^i_k\delta^j_l - \delta^i_l\delta^j_k) \qquad (2')$$

$(T^A_C=\delta^A_3\delta^3_{C'}, T^{AB}_{CD}=\delta^A_3\delta^3_C\delta^B_3\delta^b_D$; по рядом стоящим греческим индексам имеет место симметрия, индексы, отделенные запятой, антисимметричны. В f из ($2'$) указаны $SU(6)$ - и $SU(3)$- характеристики нарушения).

"Включение" H^α_β из (2) в ток приводит к четырем независимым амплитудам. Обозначим их $a_i[35^8]$ (i = I,2,3,4). $H^{\alpha,\beta}_{\gamma,\delta}$ дает три амплитуды: $a[189^1]$, $a[189^8]$ и $a[189^{27}]$. Нарушение $280 + \overline{280}$ дает две амплитуды $a_i[280^8]$ (i = I,2). Член $H^{\alpha\beta}_{\gamma\delta}$ приводит к двенадцати независимым амплитудам: $a_i[405^1]$, $a_i[405^8]$ и $a_i[405^{27}]$ (i = I,2,3,4).

Условие зарядовой четности для ковариантов первого класса ($\gamma_\mu, \sigma_{\mu\nu}q_\nu$) дает четыре равенства между амплитудами, так что окончательно имеем семнадцать независимых амплитуд, генерированных нарушением (2).

Используем теперь неперенормируемость электромагнитного тока, т.е. потребуем, чтобы компонента I^{1p}_{1p} полученного (и не выписанного нами ввиду громоздкости) возмущенного тока I^{Rp}_{sq} совпадала с $I^{(0)1p}_{1p}$ из (I). Это накладывает I3 условий на амплитуды a, в результате учета которых векторный ток барионов I^p_ν в первом порядке по H_{ms} имеет вид:

$$I^p_\nu \equiv I^{Rp}_{sq} = \bar{B}^{AiCkRp}B_{AiCksq} - \frac{1}{6}\delta^R_s\delta^p_q\bar{B}^{AiCkDl}B_{AiCkDl} +$$

$$+ a_1[35^8][\delta^R_3\bar{B}^{AiCk3p}B_{AiCksq} + \delta^3_s\bar{B}^{AiCkRp}B_{AiCk3q}] +$$

$$+ a_2[35^8]\delta^R_3\delta^3_s\delta^p_q\bar{B}^{AiCkDl}B_{AiCkDl} + [a[189^8] + a_1[405^8] +$$

$$+ a_1[280^8]]\delta^R_3\delta^3_s\bar{B}^{AiCkDp}B_{AiCkDq} + [-a[189^1] +$$

$$+a_1[405^8]][\delta_3^R\delta_q^p\bar{B}^{A_iC_k3l}B_{A_iC_kSl}+\delta_S^3\delta_q^p\bar{B}^{A_iC_kRl}\times$$

$$\times B_{A_iC_k3l}]+2[a[189^{27}]+a_1[405^{27}]]\times$$

$$\times B^{A_iC_k3l}B_{A_iC_k3l}\delta_3^R\delta_S^3\delta_q^p+2[-a[189^{27}]+$$

$$+a_1[405^{27}]]\delta_3^R\delta_S^3\bar{B}^{A_iC_k3p}B_{A_iC_k3q}. \qquad (3)$$

Для удобства мы сохранили три условия на входящие в (3) амплитуды:

$$a_1[35^8]-2a[189^8]+2a_1[405^8]+a[189^{27}]+3a_1[405^{27}]=0,$$

$$a[189^8]+a_1[405^8]-a_1[280^8]=0, \qquad (3')$$

$$a_2[35^8]+a_1[280^8]=0.$$

Если исходить из того, что слабый векторный ток входит в одно с электромагнитным током представление 35, то из (3) и (3') для слабого тока с изменением странности следует:

$$I^{3(1)p}_{1(3)p}=(1-a[189^{27}]-3a_1[405^{27}])\bar{B}^{A_iC_k3(1)l}B_{A_iC_k1(3)l}, \qquad (4)$$

что при ограничении только представлениями (I,I) и (8,I) дает теорему Адемолло-Гатто. Из (4) видно, что нарушение (2) приводит к перенормировке F-связи барионов октета, не приводя к возникновению D-связи [2]. Поэтому в первом порядке по (2) имеют место соотношения между векторными константами токов октета с изменением странности, характерные для F-связи (см., напр., [4]), а также специфическое для $SU(6)$ соотношение $(\overline{\Xi^{0*}}\Omega^-)=\sqrt{2}(\bar{p}\Lambda^0)$. Кроме того, все векторные константы слабых токов переходов декуплет-октет равны нулю даже с учетом нарушения $SU(6)$-симметрии.

Если предположить, что ток (3) объединяет как заряды ((8,I)), так и полные магнитные моменты частиц ((8,3)), то получим, что магнитные моменты (соответствующие $I^{11}_{11} - I^{12}_{12}$) не перенормируются в первом порядке по нарушению (2). Это обстоятельство представляется привлекательным в связи с очень хорошим согласием между теоретическим и экспериментальным значениями отношения μ_p/μ_n (трехпроцентное расхождение как раз соответствует примерным масштабам второго порядка по нарушению).

При аналогичном предположении для компонент тока (3), соответствующих слабому магнетизму, найдем:

$$I^{1(3)\,1(2)}_{3(1)\,1(2)}=\left(1+a_1[35^8]-a[189^8]+a_1[405^8]\right)\bar{B}^{A_iC_k\,1(3)\,1(2)}B_{A_iC_k\,3(1)\,1(2)},$$

$$I^{1(3)\,1(2)}_{3(1)\,2(1)}=\left(1+a_1[35^8]\right)\bar{B}^{A_iC_k\,1(3)\,1(2)}B_{A_iC_k\,3(1)\,2(1)}.$$

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступило в редакцию
29 марта 1965 г.

Литература

[1] M.Ademollo, R.Gatto. Phys.Rev.Lett., 13, 264, 1964.
[2] В.И.Захаров, И.Ю.Кобзарев. Препринт ИТЭФ, № 298, 1964.

[3] M.A.Beg, V.Singh. Phys. Rev. Lett., 13, 418, 1964.

[4] Л.Б.Окунь. Препринт ИТЭФ, № 287, 1964.

I) Для общности мы рассматриваем и приводимое самосопряженное представление 280 + $\overline{280}$. Легко видеть, что оно не содержит представления (I,I) и (27,I) группы $SU(3)\otimes SU(2)$.

2) Последнее обстоятельство связано с тем, что барионы принадлежат представлению 56 группы $SU(6)$. В случае мезонного слабого векторного тока H_{MS} приведет к появлению D -связи.