ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2080

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Нгуен Ван Хьеу

ПЕРЕНОРМИРОВКА МАССЫ В ТЕОРИИ НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИИ SL (6)

Nucl. Phys., 1966, v 77, n 2, p 680-688.

1965

P - 2080

Нгуен Ван Хьеу

ПЕРЕНОРМИРОВКА МАССЫ В ТЕОРИИ НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИИ SL (6)

Направлено в " Nuclear Physics "

1. Введение

В ряде работ[1-7] были рассмотрены трансформационные свойства волновых уравнений для частиц со спином в теории симметрии $SL(6)$. Было показано, что даже волновые уравнения для свободных частиц нарушают симметрию $SL(6)$, и они инварианты только относительно подгруппы $SU(3) \times L$, где $SU(3)$ –группа унитарной симметрии, L –однородная группа Лоренца. Это нарушение симметрии $SL(6)$ мы будем называть внутренним нарушением, следуя Бардаки и др.[1]. Был предложен также метод изучения следствий симметрии $SL(6)$ с учетом внутреннего нарушения, вызываемого волновыми уравнениями[2,4,7]. Применяя этот метод, можно получить различные соотношения между константами связи, между форм-факторами[4,8], а также между амплитудами рассеяния как следствия симметрии $SL(6)$ с учетом LS – связи. В частности, было показано, что соотношение между магнитными моментами протона и нейтрона, полученное в работах Бэка, Ли и Пайса[9] и Сакиты[10], в действительности является следствием внутренне нарушенной симметрии $SL(6)$. Иначе говоря, это соотношение было получено при правильном учете LS –связи (см. также работу Гелл-Манна[5]).

В настоящей работе мы покажем, что внутреннее нарушение симметрия $SL(6)$ приводит к расщеплению масс частиц в каждом мультиплете симметрии $SL(6)$. Это расщепление масс мы будем рассматривать в рамках лагранжева формализма квантовой теории поля. Поэтому наш подход к изучению расщепления масс можно называть полевым подходом в отличие от группового подхода, предложенного в ряде работ[11-13]. Мы также будем рассматривать нарушение унитарной симметрии в предположении, что соответствующая часть лагранжиана, нарушающая симметрии $SL(6)$ и $SU(3)$, преобразуется как сумма сопряженных компонент спиноров ϕ^{A}_{B} и $\phi^{\dot{A}}_{\dot{B}}$ группы $SL(6)$. При помощи лагранжевого формализма квантовой теории поля мы покажем, что это предположение о минимальном нарушении симметрии $SL(6)$ и $SU(3)$ позволяет объяснить расщеплении масс частиц в 35-плете и 56-плете. Отметим, что относительно группы $SU(6)$ спиноры ϕ^{A}_{B} и $\phi^{\dot{A}}_{\dot{B}}$ образуют 35-плеты, а в рамках группы $SU(6)$ нельзя объяснить расщепление масс мезонного 35-плета и барионного 56-плета в предположении о том, что соответсвующая часть лагранжиана преобразуется как компонента 35-плета[14,15]. Очевидно, что перенормировка массы существует только в релятивистской квантовой теории, поэтому данную проблему нужно решить не в рамках группы $SU(6)$, а в рамках группы $SL(6)$.

2. Перенормировка массы в теории симметрии SL (6) с внутренним нарушением

В работах[4,7,8] были предложены волновые уравнения для волновых функций свободных частиц, принадлежащих мультиплетам группы SL (6). Согласно этим уравнениям все частицы в каждом мультиплете группы SL(6) имеют одинаковую массу. С другой стороны, волновое уравнение для волновых функций каждого мультиплета группы SL(6) полностью эквивалентно волновым уравнениям для отдельных частиц данного мультиплета, полученным из лагранжиана для системы соответствующих не взаимодействующих полей. Следовательно, общую массу в этом лагранжиане мы будем рассматривать как затравочную массу частиц в данном мультиплете. Как и в работах[7,8] мы предположим, что лагранжиан взаимодействия инвариантен относительно группы SL(6). Мы покажем, что из-за перенормировки массы происходит расщепление масс частиц с различными спинами в каждом мультиплете группы SL(6).

Для выяснения физической сущности полученных результатов мы рассмотрим простой случай, когда система взаимодействующих полей состоит из 6-плета кварков и 35-плета мезонов. В этом случае лагранжиан свободных полей равен

$$
\begin{aligned}
L_0 = & -\tfrac{1}{2}\bar{\psi}\;\gamma_\mu\left(\frac{\vec{\partial}}{\partial x_\mu} - \frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial x_\mu}\right)\psi^a - M_0\bar{\psi}_a\psi^a \\
& -\tfrac{1}{4}\left[\frac{\partial}{\partial x_\mu}(V^+_\nu)^a_\beta - \frac{\partial}{\partial x_\nu}(V^+_\mu)^a_\beta\right]\left[\frac{\partial}{\partial x_\mu}(V_\nu)^\beta_a - \frac{\partial}{\partial x_\nu}(V_\mu)^\beta_a\right] - \\
& -\tfrac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x_\mu}(\phi^+)^a\frac{\partial}{\partial x_\mu}(\phi)^\beta_a - \tfrac{1}{2}m_0^2(V_\mu)^a_\beta(V_\mu)^\beta_a - \tfrac{1}{2}m_0^2(\phi^+)^a_\beta(\phi)^\beta_a \quad ,
\end{aligned}
\tag{1}
$$

где ψ^a, $(V_\mu)^a_\beta$ и $(\phi)^a_\beta$ –полевые операторы для унитарного триплета кварков, унитарного нонета векторных мезонов и унитарного октета псевдоскалярных мезонов, M_0 – затравочная масса кварков, а m_0 –затравочная масса мезонов. Лагранжиан взаимодействия, инвариантный относительно группы SL(6), имеет вид[6]

$$
L^0_{int} = ig\{(V_\mu)^a_\beta(j^V_\mu)^\beta_a + \frac{1}{m_0}\frac{\partial}{\partial x_\mu}(\phi)^a_\beta(j^A_\mu)^\beta_a\}, \tag{2}
$$

где

$$
(j^V_\mu)^\beta_a = \bar{\psi}_a\gamma_\mu\psi^\beta \quad , \quad (j^A_\mu)^\beta_a = \bar{\psi}_a\gamma_\mu\gamma_5\psi^\beta \; . \tag{3}
$$

Рассмотрим теперь перенормировку масс мезонов. Для удобства положим

$$(V_\mu)^\alpha_\beta = (V)^\alpha_\beta U_\mu \quad , \quad (\phi)^\alpha_\beta = (P)^\alpha_\beta \phi \; , \tag{4}$$

где $(V)^\alpha_\beta$ и $(P)^\alpha_\beta$ характеризуют трансформационные свойства векторных и псевдоскалярных мезонов относительно унитарной группы. Обозначим через $\Pi^V_{\mu\nu}(k)$ и $\Pi^P_0(k^2)$ компактные собственно – энергетические части векторных и псевдоскалярных мезонов, соответственно. Известно, что $\Pi^V_{\mu\nu}$ имеет вид:

$$\Pi^V_{\mu\nu}(k) = (\delta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2})\Pi^V_0(k^2).$$

Во втором порядке теории возмущений мы имеем

$$\Pi^V_0(k^2) = \frac{1}{6} g^2 \int d^4x, e^{ikx} <0|\, T\{ j^V_\mu (\frac{x}{2})^\alpha_\beta\, j^V_\mu(-\frac{x}{2})^\gamma_\delta\}|\, 0>(V^+)^\beta_\alpha (V)^\delta_\gamma \; ,$$

$$\Pi^P_0(k^2) = \frac{1}{2m_0^2}\; g^2 k_\mu k_\nu \int d^4x \, , e^{ikx} <0|\, T\{ j^A_\mu (\frac{x}{2})^\alpha_\beta\, j^A_\nu(-\frac{x}{2})^\gamma_\delta\}|\, 0>(P^+)^\beta_\alpha (P)^\delta_\gamma \; , \tag{5}$$

где

$$\int d^4x e^{ikx} <0|\, T\{ j^V_\mu(\frac{x}{2})^\alpha_\beta\, j^V_\mu(-\frac{x}{2})^\gamma_\delta |0> = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4p \, .$$
$$Sp\{\gamma_\mu S^\circ(p)\gamma_\mu S^\circ(p-k)\}\delta^\alpha_\delta \delta^\gamma_\beta \; , \tag{7}$$

$$k_\mu k_\nu \int d^4x e^{ikx} <0|\, T\{ j^A_\mu(\frac{x}{2})^\alpha_\beta j^A_\nu(-\frac{x}{2})^\gamma_\delta\}|0> = \frac{1}{(2\pi)^4}\int d^4p \, .$$

$$Sp\{\hat{k}\gamma_5 S^\circ(p)\hat{k}\gamma_5 S^\circ(p-k)\}\delta^\alpha_\delta \delta^\gamma_\beta \; . \tag{8}$$

Интегралы (7) и (8) расходятся, и для вычисления этих интегралов необходимо ввести обрезание или осуществить регуляризацию Паули-Вилларса. Однако для нашей цели нет необходимости в вычислении интегралов (7) и (8). Достаточно отметить, что эти интегралы не равны между собой. Это означает, что во втором порядке теории возмущений собственно-энергетические части $\Pi^V_0(k^2)$ и $\Pi^P_0(k^2)$ не равны друг другу. Это свойство имеет место также в общем случае, когда взаимодействие рассматривается точно, и мы имеем

$$\Pi^V_0(k^2) = -\, i f^V_0(k^2)(V^+)^\beta_\alpha (V)^\alpha_\beta \; ,$$

$$\Pi_0^P(k) = -i f_0^P(k^2)(P^+)^\beta_\alpha (P)^\alpha_\beta, \; f_0^V(k^2) \neq f_0^P(k^2). \tag{9}$$

Физические массы векторных и псевдовекторных мезонов m_V и m_P, соответственно, выражаются через f_0^V и f_0^P следующим образом

$$m_V^2 = m_0^2 + f_0^V(-m_V^2), \quad m_P^2 = m_0^2 + f_0^P(-m_P^2), \tag{10}$$

и разница между f_0^V и f_0^P приводит к расщеплению физических масс векторных и псевдовекторных мезонов по спинам.

Аналогично затравочные массы всех частиц в 56-плете группы $SL(6)$ равны между собой. Однако собственно-энергетические части для частиц со спином 3/2 отличаются от собственно-энергетических частей для частиц со спином 1/2, и перенормировка массы приводит к расщеплению масс частиц по спинам: физические массы частиц в унитарном декуплете не равны физическим массам частиц в унитарном октете.

Таким образом, в теории внутренне нарушенной симметрии $SL(6)$ с точной унитарной симметрией физические массы частиц с одним и тем же спином в каждом мультиплете группы $SL(6)$ равны между собой, но физические массы частиц с разными спинами отличаются несмотря на то, что в уравнения для свободных полей входит одна общая затравочная масса.

Отметим, что вместе с перенормировкой массы мы должны провести также перенормировку функций Грина и волновых функций частиц. Константы перенормировки функций Грина для векторных и псевдовекторных мезонов Z_0^V и Z_0^P, например, связаны с производными функций $\Pi_0^V(k^2)$ и $\Pi_0^P(k^2)$, определяемых формулами (9)

$$(Z_0^{V,P})^{-1} = 1 + i \frac{d\Pi_0^{V,P}(k)}{dk^2}\Big|_{k^2+m^2_{V,P}=0} = 1 + \frac{df_0^{V,P}(k^2)}{dk^2}\Big|_{k^2+m^2_{V,P}=0}, \tag{11}$$

и они вообще не равны между собой. Таким образом, при изучении соотношений между константами связи, форм-факторами, амплитудами рассеяния и т.д. необходимо провести перенормировку волновых функций начальных и конечных частиц. Константы перенормировки волновых функций для частиц с одним и тем же спином в каждом мультиплете группы $SL(6)$ равны между собой, но отличаются друг от друга для частиц с разными спинами и эта разница оказывает влияние на соотношения между амплитудами рассеяния, например.

3. Перенормировка массы в теории с нарушением унитарной симметрии

Рассмотрим теперь случай, когда лагранжиан взаимодействия неинвариантен как относительно группы $SL(6)$, так и относительно группы $SU(3)$. Следуя Гелл-Манну [16] и Окубо [17], мы будем делать предположение о минимальном нарушении симметрии $SL(6)$. Для простоты мы снова рассмотрим систему, состоящую из 6-плета кварков и 35-плета мезонов, и предположим, что лагранжиан взаимодействия имеет вид:

$$L_{int} = L^0_{int} + L^1_{int} ,$$

где L^0_{int} – определяется соотношениями (2) и (3), а L^1_{int} является суммой двух членов, преобразующихся как компоненты 35-плетов типа ϕ^A_B и $\phi^{\dot A}_{\dot B}$. Отметим, что из условия эрмитовости лагранжиана следует, что если он содержит член, преобразующийся как компонента спинора ϕ^A_B, то он должен содержать также соответствующий член, преобразующийся как компонента спинора $\phi^{\dot A}_{\dot B}$. В данном случае L^1_{int} является суммой компонент трилинейных комбинаций

$$\phi^+_{\dot C}\phi^A\Phi^{\dot C}_B , \quad \phi^+_{\dot A}\phi^C\Phi^{\dot A}_C , \quad \chi^+_C\chi^{\dot A}\Phi^C_{\dot B} , \quad \chi^+_B\chi^{\dot C}\Phi^{\dot A}_{\dot C} . \tag{12}$$

Мы предположим, что в унитарных преобразованиях L^1_{int} преобразуется как компонента октета с $I = Y = 0$, и потребуем, чтобы L^1_{int} был эрмитовым и инвариантным относительно группы Лоренца, а также относительно пространственных отражений. Тогда мы имеем

$$L^1_{int} = if\{(V_\mu)^\alpha_\beta(j^V_\mu)^\gamma_\alpha + (V_\mu)^\gamma_\alpha(j^V_\mu)^\alpha_\beta + \frac{1}{m_0}\frac{\partial}{\partial x_\mu}(\phi)^\alpha_\beta(j^A_\mu)^\gamma_\alpha +$$
$$+ \frac{1}{m_0}\frac{\partial}{\partial x_\mu}(\phi)^\gamma_\alpha(j^A_\mu)^\alpha_\beta\}(\delta^\beta_1\delta^1_\gamma + \delta^\beta_2\delta^2_\gamma - 2\delta^\beta_3\delta^3_\gamma) . \tag{13}$$

Пусть константа f мала, и мы применим теорию возмущений к части L^1_{int} лагранжиана, нарушающей унитарную симметрию. Рассмотрим поправки к собственно-энергетическим частям $\Pi^{V,P}_0$, определяемым формулами (9). В первом порядке по g они равны:

$$\Pi^V_1(k^2) = gf\frac{1}{3(2\pi)^4}\int d^4p\, Sp\{\gamma_\mu S^0(p)\gamma_\mu S^0(p-k)\} \cdot$$
$$[(V^+)^\alpha_\beta(V)^\gamma_\alpha + (V^+)^\gamma_\alpha(V)^\alpha_\beta](\delta^\beta_1\delta^1_\gamma + \delta^\beta_2\delta^2_\gamma - 2\delta^\beta_3\delta^3_\gamma) , \tag{14}$$
$$\Pi^P_1(k^2) = gf\frac{1}{(2\pi)^4 m_0^2}\int d^4p\, Sp\{\hat k\gamma_5 S^0(p)\hat k\gamma_5 S^0(p-k)\} .$$

....

$$[(P^+)^{\alpha}_{\beta}(P)^{\cdot\gamma}_{\alpha} + (P^+)^{\cdot\gamma}_{\alpha}(P)^{\alpha}_{\beta}](\delta^{\beta}_{1}\delta^{1}_{\cdot\gamma} + \delta^{\beta}_{2}\delta^{2}_{\cdot\gamma} - 2\delta^{\beta}_{3}\delta^{3}_{\cdot\gamma}), \tag{15}$$

а в общем случае, когда инвариантное относительно группы SL(6) взаимодействие рассматривается точно, мы имеем

$$\Pi^{V}_{1}(k^2) = -\,i f^{V}_{1}(k^2)[(V^+)^{\alpha}_{\beta}(V)^{\cdot\gamma}_{\alpha} + (V^+)^{\cdot\gamma}_{\alpha}(V)^{\alpha}_{\beta}](\delta^{\beta}_{1}\delta^{1}_{\cdot\gamma} + \delta^{\beta}_{2}\delta^{2}_{\cdot\gamma} - 2\delta^{\beta}_{3}\delta^{3}_{\cdot\gamma}) \tag{16}$$

$$\Pi^{P}_{1}(k^2) = -\,i f^{P}_{1}(k^2)[(P^+)^{\alpha}_{\beta}(P)^{\cdot\gamma}_{\alpha} + (P^+)^{\cdot\gamma}_{\alpha}(P)^{\alpha}_{\beta}](\delta^{\beta}_{1}\delta^{1}_{\cdot\gamma} + \delta^{\beta}_{2}\delta^{2}_{\gamma} - 2\delta^{\beta}_{3}\delta^{3}_{\cdot\gamma}),$$

$$f^{V}_{1}(k^2) \neq f^{P}_{1}(k^2).$$

Отметим, что в частном случае, когда лагранжианы L^{0}_{int} и L^{1}_{int} имеют одинаковую спиновую структуру (см., например, выражения (2) и (13)), функция f^{V}_{1} пропорциональна f^{V}_{0}, а f^{P}_{1} пропорциональна f^{P}_{0}. Однако в общем случае, когда существуют также другие частицы, другие типы взаимодействия, лагранжианы L^{0}_{int} и L^{1}_{int} могут иметь разные спиновые структуры и между f^{V}_{1} и f^{V}_{0} не существует связи. Они являются независимыми функциями. Физические массы рассматриваемых мезонов равны

$$m^2_V = [m^2_0 + f^{V}_{0}(V^+)^{\alpha}_{\beta}(V)^{\beta}_{\alpha} +$$

$$+ f^{V}_{1}(-m^2_V)[(V^+)^{\alpha}_{\beta}(V)^{\cdot\gamma}_{\alpha} + (V^+)^{\cdot\gamma}_{\alpha}(V)^{\alpha}_{\beta}](\delta^{\beta}_{1}\delta^{1}_{\cdot\gamma} + \delta^{\beta}_{2}\delta^{2}_{\cdot\gamma} - 2\delta^{\beta}_{3}\delta^{3}_{\cdot\gamma}) \tag{17}$$

$$m^2_P = [m^2_0 + f^{P}_{1}(-m^2_P)](P^+)^{\alpha}_{\beta}(P)^{\beta}_{\alpha} +$$

$$+ f^{P}_{1}(-m^2_P)[(P^+)^{\alpha}_{\beta}(P)^{\cdot\gamma}_{\alpha} + (P^+)^{\cdot\gamma}_{\alpha}(P)^{\alpha}_{\beta}](\delta^{\beta}_{1}\delta^{1}_{\cdot\gamma} + \delta^{\beta}_{2}\delta^{2}_{\cdot\gamma} - 2\delta^{\beta}_{3}\delta^{3}_{\cdot\gamma}).$$

Отсюда нетрудно показать, что косинус угла смешивания $\phi-\omega$ равен

$$\cos\lambda = \sqrt{\frac{2}{3}}, \tag{18}$$

а также вывести следующие соотношения (см.[18,19])

$$m^2_{\rho} = m^2_{\omega}, \quad m^2_{\rho} + m^2_{\phi} = 2m^2_{K^*}, \tag{19}$$

$$3m^2_{\eta} + m^2_{\pi} = 4m^2_{K}. \tag{20}$$

Отметим, что не существует соотношений между массами частиц с разными спинами.

Аналогично для 56-плета мы получим формулы

$$M_D = [M_0 + g_0^D(-M_D^2)]\bar{D}_{\alpha\beta\gamma} D^{\alpha\beta\gamma'} + g_1^D(-M_D^2)\bar{D}_{\alpha\beta\gamma} D^{\alpha\beta\gamma'}(\delta_1^{\cdot\gamma}\delta_{\cdot\gamma'}^1 + \delta_2^{\cdot\gamma}\delta_{\gamma'}^2 - 2\delta_8^{\cdot\gamma}\delta_{\cdot\gamma'}^8),$$

$$M_N = [M_0 + g_0^N(-M_N^2)]\bar{N}_\beta^\alpha N_\alpha^\beta + [g_1^N(-M_N^2)\bar{N}_\beta^\alpha N_\alpha^{\cdot\gamma} + \tag{21}$$

$$+ g_2^N(-M_N^2)\bar{N}_\alpha^{\cdot\gamma} N_\beta^\alpha](\delta_1^\beta \delta_{\cdot\gamma}^1 + \delta_2^\beta \delta_{\cdot\gamma}^2 - 2\delta_8^\beta \delta_{\cdot\gamma}^8),$$

где функции g_i^D, g_i^N являются независимыми функциями. Это означает, что для 56-плета, кроме известных соотношений Гелл-Манна-Окубо

$$2(M_N + M_\Xi) = 3M_\lambda + M_\Sigma . \tag{22}$$

и

$$M_{\Omega^-} - M_{\Xi^*} = M_{\Xi^*} - M_{Y^*} = M_{Y^*} - M_{N^*} , \tag{23}$$

мы не получим новых соотношений.[x)]

Таким образом, в теории симметрии SL(6) с минимальным нарушением существуют соотношения между массами частиц с одним и тем же спином. Если некоторый мультиплет группы SL(6) содержит только один унитарный мультиплет с заданным спином (например, октет псевдоскалярных мезонов, декуплет барионных резонансов и т.д.), то для масс частиц в этом унитарном мультиплете мы имеем формулу Гелл-Манна-Окубо. Если же в данный мультиплет группы SL(6) входят несколько унитарных мультиплетов с одним и тем же спином, то при помощи развитого выше метода можно найти значения углов смешивания, а также получить соотношения между массами всех частиц с данным спином.

Отметим, что вместе с перенормировкой массы необходимо провести перенормировку волновых функций. Так как константы перенормировки волновых функций Грина также выражаются линейно через собственно-энергетические части, что и массы, то между этими константами имеются соотношения, аналогичные соотношениям для масс

$$Z_\rho^{-1} = Z_\omega^{-1}, \quad Z_\rho^{-1} + Z_\phi^{-1} = 2Z_{K^*}^{-1}, \tag{24}$$

$$3Z_\eta^{-1} + Z_\pi^{-1} = 4Z_K^{-1}, \tag{25}$$

$$2(Z_N^{-1} + Z_\Xi^{-1}) = 3Z_\lambda^{-1} + Z_\Sigma^{-1} , \tag{26}$$

---

x) См. приложение.

$$Z^{-1}_{\Omega^-} - Z^{-1}_{\Xi^*} = Z^{-1}_{\Xi^*} - Z^{-1}_{Y^*} = Z^{-1}_{Y^*} - Z^{-1}_{N^*} \quad . \tag{27}$$

4. Мезоны со спином 2 в теории симметрии SL (6)

В работах [19,20] был обнаружен мезонный резонанс со спином и четностью $J^P = 2^+$, изотопическим спином и гиперзарядом $I = Y = 0$ и с массой $m = 1250$ Мэв. В теории унитарной симметрии этот мезон может быть унитарным синглетом, а в теории симметрии SU(6) или SL(6) он должен принадлежать 189 - плету, 405-плету, $280 + 280^*$-плету или мультиплету с большим числом компонент. Эти мультиплеты содержат мезоны с гиперзарядом $Y = \pm 2$, которые могут распадаться либо на $2K^{\pm}$, либо на $2K^{\pm} + \gamma$, или оставаться стабильными относительно сильных взаимодействий, а также мезоны с $J^P = 1^+$, которые могут распадаться либо на систему фотона и псевдоскалярного мезона, либо на систему из трех псевдоскалярных мезонов или больше. Для дальнейшей проверки симметрии SL(6) поиски таких резонансов представляют большой интерес. Применяя изложенный выше метод, можно получить соотношения между массами частиц в указанных мультиплетах.

Рассмотрим, например, 189 -плет, содержащий следующие унитарные мультиплеты

$$189 = (8,5) + (1,5) + (10,3) + (10,3) + (8,3) + (8,3) + (27,1) + (8,1) + (1,1).$$

Обозначим частицы со спином 2 через ρ', ω', K' и ϕ'. Можно показать, что между массами этих частиц существуют соотношения, аналогичные соотношениям для векторных мезонов

$$m^2_{\rho'} = m^2_{\omega'}, \quad m^2_{\rho'} + m^2_{\phi'} = 2m^2_{K'}. \tag{28}$$

Аналогично существуют соотношения между массами частиц со спином 1, а также между массами частиц со спином 0.

В заключение автор выражает глубокую благодарность профессорам Н.Н. Боголюбову, М .А. Маркову, Я.А. Смородинскому, А.Н. Тавхелидзе и У. Улегле за интерес к работе и ценные замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В этом приложении мы рассмотрим подробно перенормировку масс барионов 56-плета. Предположим, что лагранжианы взаимодействия L^0_{int} и L^1_{int} имеют вид (2) и (13), где $(j^V_\mu)^\alpha_\beta$ и $(j^A_\mu)^\alpha_\beta$ векторные и аксиальные токи данного 56-плета. Для простоты мы рассмотрим только вклад октета барионов в эти токи. Это не меняет ниже приведенных заключений. Мы имеем (см. работы[6,8])

$$(j^{V,A}_\mu)^\alpha_\beta = (\bar N)^\delta_\beta (N)^\alpha_\delta \bar\psi O^{V,A}_{\mu_1}\psi + (\bar N)^\alpha_\sigma (N)^\sigma_\beta \bar\psi O^{V,A}_{\mu_2}\psi +$$
$$+ \delta^\alpha_\beta (\bar N)^\delta_\sigma (N)^\sigma_\delta \bar{\bar\psi} O^{V,A}_{\mu 3}\psi \quad , \qquad (A.1)$$

где $O^{V,A}_{\mu 1,2,3}$ – разные матрицы, характеризующие спиновую структуру токов с данной унитарной структурой, например:

$$O^V_{\mu 1} = \frac{1}{m}\left(\frac{\vec\partial}{\partial x_\mu} - \frac{\overleftarrow\partial}{\partial x_\mu}\right) - \frac{5}{m^2}\frac{\overleftarrow\partial}{\partial x_\nu}\cdot\frac{\vec\partial}{\partial x_\nu}\gamma_\mu \; ,$$
$$O^V_{\mu 2} = \frac{2}{m}\left(\frac{\vec\partial}{\partial x_\mu} - \frac{\overleftarrow\partial}{\partial x_\mu}\right) - \frac{1}{m^2}\frac{\overleftarrow\partial}{\partial x_\nu}\frac{\vec\partial}{\partial x_\nu}\gamma_\mu \; . \qquad (A.2)$$

Положим

$$\Sigma_{1,2}(p) = \frac{1}{(2\pi)^4}\int d^4k\, O^V_{\mu 1,2}\, S^\circ(p-k)\, O^V_{\mu 1,2}\,\Delta^\circ(k^2). \qquad (A.3)$$

Так как $O^V_{\mu 1}$ и $O^V_{\mu 2}$ имеют вид (A.2), то

$$\Sigma_1(p) + \Sigma_2(p) \neq 0 \; . \qquad (A.4)$$

$\Sigma_1(p)$ дает вклад в функцию $g^N_1(p^2)$ в соотношении (21), а $\Sigma_2(p)$ дает вклад в функцию $g^N_2(p^2)$. Вклады от других членов токов $(j^{V,A}_\mu)^\alpha_\beta$ также можно рассматривать аналогично. Таким образом, мы имеем

$$g^N_1(p^2) + g^N_2(p^2) \neq 0 \; . \qquad (A.5)$$

Так как разность масс λ- и Σ-гиперонов пропорциональна сумме $g^N_1(-M^2_N) + g^N_2(-M^2_N)$, то массы этих частиц не равны между собой.

Литература

1. K.Bardaki, J.M.Cornwall, P.G.O.Freund and B.W.Lee, Phys.Rev.Lett., 23, 698 (1964)
2. R.Delbourgo, A.Salam and J.Strathadee, Preprint, Trieste, 1964.
3. M.A.Beg and A.Pais, Preprint, New York, 1964.
4. W.Ruhl, Preprint CERN, 1965.
5. M.Gell-Mann. Phys. Rev. Lett., 14, 77 (1965).
6. Нгуен Ван Хьеу. Препринт ОИЯИ, Р-1954, 1965 г.
7. Нгуен Ван Хьеу. Препринт ОИЯИ, Р-1961, 1965 г.
8. Нгуен Ван Хьеу и Я.А. Смородинский. Препринт ОИЯИ, Р-2067 , 1965 г.
9. M.A.Beg, B.W.Lee and A.Pais, Phys.Rev. Lett. 13, 514 (1964).
10. B.Sakita. Phys.Rev.Lett. 13, 643 (1964)
11. B.Sakita. Phys.Rev.Lett. 13, 643 (1964).
12. В.Г. Кадышевский, Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе и И.Т. Тодоров. Препринт ОИЯИ, Д-1929, 1964 г.
13. Bacry and Nuyts. Preprint CERN, 1964.
14. T.K.Kuo and T.Yao. PhysRev.Lett. 13, 415 (1964).
15. M.A.Beg and V.Singh. Phys.Rev.Lett. 13, 418 (1964).
16. M.Gell-Mann, Phys.Rev. 125, 1067 (1962).
17. S.Okubo, Progr. Theor. Phys. 27, 949 (1962).
18. F.Gursey, T.O.Lee and M.Naunberg, Phys.Rev. 135, 467 (1964).
19. G.Zweig. Preprint CERN (1964).
20. W.Selove, V.Hagopian, H.Brody, A.Barker, and E.Loboy. Phys. Rev.Lett. 9, 272 (1962).
21. J.J.Voillet, J.Hernnessy, H.Buigham, M.Bloch, D. Dridard , A.Lagarrigue, P.Mittner, A.Rousset, G.Bellini, M.di Corato, E.Fiorini and P.Negri, Phys. Rev.Lett 10, 29 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 марта 1965 г.