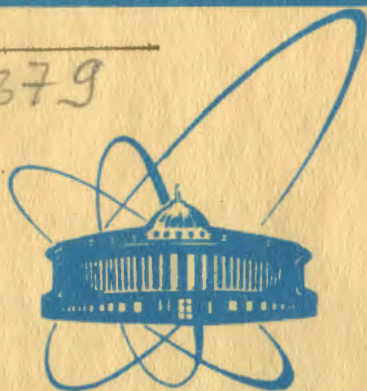


H-379



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

e
f

3554/2-81

20/III-8

P2-81-242

Нгуен Тхи Хонг

О СТРУКТУРЕ
ЭФФЕКТИВНОГО ГАМИЛЬТониАНА
ДЛЯ БАРИОН-НЕСОХРАНЯЮЩИХ ПРОЦЕССОВ

1981

Одним из важных следствий теории великого объединения сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий является возможность распада протона, а также других барион-несохраняющих процессов^{1-4/}. Вопрос, рассматриваемый в настоящей работе, касается структуры эффективного гамильтониана для таких процессов. Для простоты берем схему объединения SU(5)^{1,5/}.

§1. ЭФФЕКТИВНЫЙ ГАМИЛЬТониАН

Покажем, что можно построить эффективный гамильтониан, который, во-первых, включает в себя эффективный гамильтониан слабого взаимодействия Ферми и гамильтониан, отвечающий за барион-несохраняющие процессы, во-вторых, инвариантен относительно SU_c(3) × SU(2)_w × U(1) и в то же время имеет определенное поведение относительно SU(5), а именно - преобразуется как компонента присоединенного представления этой группы.

В схеме объединения SU(5) кварки и лептоны разбиваются по поколениям, а частицы каждого поколения реализуют приводимое представление $\bar{5} + 10$. Рассмотрим сначала для определенности первое поколение u, d, ν_e, e⁻. Эти кварки и лептоны размещаются в антиквинтете ψ^A и декаплете χ_[AB] следующим образом:

$$\psi^A = (\bar{d}^r, \bar{d}^y, \bar{d}^b, \nu_e, e^-)_L \quad /1/$$

$$\chi_{[AB]} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}^b & -\bar{u}^y & d_r & u_r \\ -\bar{u}^b & 0 & \bar{u}^r & d_y & u_y \\ \bar{u}^y & -\bar{u}^r & 0 & d_b & u_b \\ -d_r & -d_y & -d_b & 0 & e^+ \\ -u_r & -u_y & -u_b & -e^+ & 0 \end{pmatrix}_L \quad /2/$$

/знак $\bar{}$ обозначает античастицу/. Используя греческие индексы $\alpha, \beta, \dots = 1, 2, 3$ для указания цвета кварков /при этом 1 \equiv красный, 2 \equiv желтый, 3 \equiv синий/, напомним /2/ в виде:

$$\chi_{[\alpha\beta]} = \frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \bar{u}_L^\gamma. \quad /3/$$

$$\chi_{[\alpha 4]} = \frac{1}{\sqrt{2}} d_{\alpha L}, \quad \chi_{[\alpha 5]} = \frac{1}{\sqrt{2}} u_{\alpha L}, \quad \chi_{[45]} = \frac{1}{\sqrt{2}} e_L^+.$$

В соответствии с распределением /1/ и /2/ выбираем генераторы $SU_c(3)$, $SU_w(2)$ и $U(1)$ следующим образом:

$$T_1^c = \frac{1}{2} \lambda_1, \quad T_2^c = \frac{1}{2} \lambda_2, \dots, \quad T_8^c = \frac{1}{2} \lambda_8, \quad /4/$$

$$I_1^w = \frac{1}{2} \lambda_{23}, \quad I_2^w = -\frac{1}{2} \lambda_{23}, \quad I_3^w = \frac{1}{8} (\sqrt{6} \lambda_{15} - \sqrt{10} \lambda_{24}), \quad /5/$$

$$Q = -\frac{1}{12} (\sqrt{6} \lambda_{15} + 3\sqrt{10} \lambda_{24}) \quad /6/$$

/ λ_a - $SU(5)$ матрицы Гелл-Манна/.

Генератор слабого гиперзаряда Y^w , связанного с зарядом Q соотношением

$$Q = I_3^w + \frac{Y^w}{2}, \quad /7/$$

имеет вид

$$Y^w = -\frac{\sqrt{10}}{4} (\sqrt{\frac{5}{3}} \lambda_{15} + \lambda_{24}). \quad /8/$$

Образуем теперь из спиноров ψ^A и $\chi_{[AB]}$ инвариантные четырехфермионные взаимодействия, а также взаимодействия, преобразующиеся как компонента присоединенного представления группы $SU(5)$. Легко видеть, что ими могут быть только члены вида

$$K_{\mu\alpha} K_a^\mu, \quad L_{\mu\alpha} L_a^\mu, \quad K_{\mu\alpha} L^{\mu\alpha} \quad /9/$$

$$d_{abc} K_{\mu b} K_c^\mu, d_{abc} L_{\mu b} L_c^\mu, d_{abc} K_{\mu b} L_c^\mu, f_{abc} K_{\mu b} L_c^\mu, \quad /10/$$

где

$$K_{\mu a} \equiv \bar{\psi}_A \gamma_{\mu} (\lambda_a)_B^A \psi^B, \\ L_{\mu a} \equiv \bar{\chi}^{[AB]} \gamma_{\mu} (\lambda_a)_B^C \chi_{[AC]}, \quad /11/$$

f_{abc} - структурные константы, d_{abc} - константы, возникающие в антикоммутиаторах матриц λ_a .

$$\{\lambda_a, \lambda_b\} = 2 d_{abc} \lambda_c + \frac{4}{5} \delta_{ab}. \quad /12/$$

Отметим, что членами /9/ и /10/ исчерпываются всевозможные взаимодействия указанного типа, так как для спиноров Дирака с определенной спиральностью имеем

$$\gamma_5 u_{L,R} = \mp u_{L,R}, \quad \bar{v}_L u_{L,R} = 0, \quad \bar{v}_L \gamma_{\mu} \gamma_{\nu} u_{L,R} = 0. \quad /13/$$

Члены /9/ SU(5) -инвариантны, а члены /10/ - неинвариантны. Если потребуем, чтобы SU_c(3) x SU_w(2) x U(1) - инвариантность сохранялась и в то же время нарушающая SU(5) -инвариантность части гамильтониана преобразовывалась как определенная компонента присоединенного представления, то члены /10/ должны входить в гамильтониан такими комбинациями, которые ведут себя как генератор слабого гиперзаряда Y^w, а именно:

$$\left(\sqrt{\frac{5}{3}} d_{15bc} + d_{24bc}\right) K_{\mu b} K_c^\mu \cdot \left(\sqrt{\frac{5}{3}} d_{15bc} + d_{24bc}\right) L_{\mu b} L_c^\mu \\ \left(\sqrt{\frac{5}{3}} d_{15bc} + d_{24bc}\right) K_{\mu b} L_c^\mu \cdot \left(\sqrt{\frac{5}{3}} f_{15bc} + f_{24bc}\right) K_{\mu b} L_c^\mu. \quad /14/$$

Вычислим теперь члены /9/ и /14/. Будем интересоваться только частью, отвечающей за слабые полулептонные распады и частью, отвечающей за распады с несохранением барионного числа. Результат вычисления показывает, что

$$K_{\mu a} K_a^\mu \quad \text{и} \quad (\sqrt{\frac{5}{3}} d_{15bc} + d_{24bc}) K_{\mu b} K_c^\mu$$

не содержат таких частей, а

$$L_{\mu a} L_a^\mu = -\epsilon^{\alpha\beta\gamma\epsilon ij} \bar{u}_{\alpha L} \gamma_\mu q_{i\beta} \bar{e}_{jL} \gamma^\mu q_{j\gamma L} + \text{h.c.} + \dots \quad /15/$$

$$K_{\mu a} L_a^\mu = 2 \bar{d}_{\alpha L}^{\nu L} \gamma_\mu \nu_L \cdot \bar{u}_L^{\alpha} \gamma^\mu e_L^+ - 2 \bar{e}_{L}^{\nu L} \gamma_\mu \nu_L \cdot \bar{u}_L^{\alpha} \gamma^\mu d_{\alpha L}^+ + \\ + \epsilon^{\alpha\beta\gamma\epsilon ij} \bar{d}_{\alpha L}^{\nu L} \gamma_\mu \ell_{iL} \cdot \bar{u}_{\beta L}^{\nu L} \gamma^\mu q_{j\gamma L} + \text{h.c.} + \dots \quad /16/$$

$$(\sqrt{\frac{5}{3}} d_{15bc} + d_{24bc}) L_{\mu b} L_c^\mu = \frac{-2}{3\sqrt{10}} \epsilon^{\alpha\beta\gamma\epsilon ij} \bar{q}_L^{\alpha} \gamma_\mu \bar{u}_L^{\beta} \cdot \bar{q}_L^j \gamma^\mu e_L^+ + \\ + \text{h.c.} + \dots \quad /17/$$

$$(\sqrt{\frac{5}{3}} d_{15bc} + d_{24bc}) K_{\mu b} L_c^\mu = \frac{-2}{3\sqrt{10}} \bar{d}_{\alpha L}^{\nu L} \gamma_\mu \nu_L \cdot \bar{u}_L^{\alpha} \gamma^\mu e_L^+ + \\ + \frac{4}{\sqrt{10}} \bar{e}_{L}^{\nu L} \gamma_\mu \nu_L \cdot \bar{u}_L^{\alpha} \gamma^\mu d_{\alpha L}^+ - \frac{2}{3\sqrt{10}} \epsilon^{\alpha\beta\gamma\epsilon ij} \bar{d}_{\alpha L}^{\nu L} \gamma_\mu \ell_{iL} \cdot \bar{u}_{\beta L}^{\nu L} \gamma^\mu q_{j\gamma L} + \\ + \text{h.c.} + \dots \quad /18/$$

$$(\sqrt{\frac{5}{3}} f_{15bc} + f_{24bc}) K_{\mu b} L_c^\mu = -\frac{i\sqrt{10}}{3} \bar{d}_{\alpha L}^{\nu L} \gamma_\mu \nu_L \cdot \bar{u}_L^{\alpha} \gamma^\mu e_L^+ + \\ - \frac{i\sqrt{10}}{3} \epsilon^{\alpha\beta\gamma\epsilon ij} \bar{d}_{\alpha L}^{\nu L} \gamma_\mu \ell_{iL} \cdot \bar{u}_{\beta L}^{\nu L} \gamma^\mu q_{j\gamma L} + \text{h.c.} + \dots; \quad /19/$$

здесь через q_{iL} и ℓ_{iL} ($i=1,2$) обозначены $SU_w(2)$ -дублеты кварков и лептонов

$$q_{iL} \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \ell_{iL} \equiv \begin{pmatrix} e^- \\ \nu \end{pmatrix}_L. \quad /20/$$

Из /15/-/19/ видно, что подходящим выбором комбинации можно получить эффективный гамильтониан, включающий в себя гамильтониан слабого взаимодействия Ферми и гамильтониан, отвечающий за несохранение барионного числа и в то же время не содержащий части * $\bar{d}_{aL} \gamma_\mu \nu_L \cdot \bar{u}_L^a \gamma^\mu e_L^+$. Именно:

$$\begin{aligned} K_{\text{eff}} = & h \cdot K_{\mu a} L_a^\mu + K(\sqrt{\frac{5}{3}} d_{15bc} + d_{24bc}) K_{\mu b} L_c^\mu + \\ & + \ell(\sqrt{\frac{5}{3}} f_{15bc} + f_{24bc}) K_{\mu b} L_c^\mu + m L_{\mu a} L_a^\mu + n(\sqrt{\frac{5}{3}} d_{15bc} + d_{24bc}) L_{\mu b} L_c^\mu = \\ = & \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{e} \gamma_\mu (1-\gamma_5) \nu \cdot \bar{u}_a \gamma^\mu (1-\gamma_5) d_a + \end{aligned} \quad /21/$$

$$\begin{aligned} & + \frac{g}{\sqrt{2}} \epsilon^{\alpha\beta\gamma\epsilon} i j \bar{d}_a \gamma_\mu (1-\gamma_5) \ell_i \cdot \bar{u}_\beta \gamma^\mu (1-\gamma_5) q_{j\gamma} + \\ & + \frac{p}{\sqrt{2}} \epsilon^{\alpha\beta\gamma\epsilon} i j \bar{u}_a \gamma_\mu (1-\gamma_5) q_{i\beta} \cdot \bar{e}^+ \gamma^\mu (1-\gamma_5) q_{j\gamma} + \text{h.c.} + \dots, \end{aligned}$$

где h, k, ℓ, m, n связаны с G_F, g, p соотношениями

$$h = -2\sqrt{2}g, \quad k = \sqrt{5}(G_F - 2g), \quad \ell = \frac{1}{\sqrt{5}}(G_F + 10g)$$

$$\frac{2}{3\sqrt{10}}n - m = 2\sqrt{2}p. \quad /22/$$

* При помощи теоремы Фирца можно показать, что $\bar{d}_{aL} \gamma_\mu \nu_L \cdot \bar{u}_L^a \gamma^\mu e_L^+ = \bar{e}_R^- \nu_L \cdot \bar{u}_L^a d_{aR}$. Отсутствие такого типа взаимодействия подтверждается экспериментом.

§2. СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ШИРИН РАСПАДА

Отметим два вида взаимодействия в /21/, отвечающего за не-сохранение барионного числа:

$$\epsilon^{\alpha\beta\gamma\epsilon} ij \bar{d}_{\alpha L}^i \gamma_{\mu} \ell_{iL} \cdot \bar{u}_{\beta L}^j \gamma^{\mu} q_{j\gamma L}, \quad /23/$$

$$\epsilon^{\alpha\beta\gamma\epsilon} ij \bar{u}_{\alpha L}^i \gamma_{\mu} q_{i\beta L} \cdot \bar{e}_{\gamma L}^+ \gamma^{\mu} q_{j\gamma L}. \quad /24/$$

Они получаются для первого поколения кварков и лептонов. Обобщение /23/ и /24/ на случай произвольных поколений тривиально:

$$\epsilon^{\alpha\beta\gamma\epsilon} ij \bar{d}_{(\alpha)L}^i \gamma_{\mu} \ell_{(b)iL} \cdot \bar{u}_{(\epsilon)L}^j \gamma^{\mu} q_{(d)j\gamma L}, \quad /25/$$

$$\epsilon^{\alpha\beta\gamma\epsilon} ij \bar{u}_{(\alpha)L}^i \gamma_{\mu} q_{(b)i\beta L} \cdot \bar{e}_{(\epsilon)L}^+ \gamma^{\mu} q_{(d)j\gamma L}, \quad /26/$$

где индексы а , b , с , d указывают номер поколения; $u(a)$, $\bar{d}(a)$, $\ell(a)$, $\bar{e}(a)$ - анокварк /с зарядом +2/3/, катокварк /с зарядом -1/3/, заряженный лептон, нейтрино аГ⁰-поколения, соответственно. С помощью теоремы Фирца можно привести /25/ и /26/ к более удобному виду, а именно:

$$-2\epsilon^{\alpha\beta\gamma\epsilon} ij \bar{d}_{(\alpha)L}^i u_{(\epsilon)\beta R} \cdot \bar{q}_{(d)j\gamma R} \ell_{(b)iL}, \quad /25'/$$

$$2\epsilon^{\alpha\beta\gamma\epsilon} ij \bar{u}_{(\alpha)L}^i \ell_{(\epsilon)\beta R} \cdot \bar{q}_{(d)j\gamma R} q_{(b)i\gamma L}. \quad /26'/$$

Рассмотрим теперь распад $1/2^+$ бариона В ароматного SU(3)-октета на 0^- мезон М ароматного SU(3)-октета и лептон ℓ .

Для этого положим в /25'/ и /26'/ а , b , с , d = 1, 2.

В результате приходим к следующим структурам гамильтониана:

- Для процессов с сохранением странности $\Delta S = 0$:

$$\epsilon^{\alpha\beta\gamma} (\bar{d}_{\alpha L}^i u_{\beta R} - \bar{u}_{\alpha L}^i d_{\beta R}) (\bar{u}_{\gamma R}^j \ell_L - \bar{d}_{\gamma R}^j \nu), \quad /27/$$

$$\epsilon^{\alpha\beta\gamma} \bar{u}_{\alpha L} \ell_R^- \cdot (\bar{u}_{\beta R} d_{\gamma L} - \bar{d}_{\beta R} u_{\gamma L}). \quad /28/$$

- Для процессов с $\Delta S = 1$:

$$\epsilon^{\alpha\beta\gamma} \bar{d}_{\alpha L} u_{\beta R} \bar{s}_{\gamma R} \nu_L, \quad /29/$$

$$\epsilon^{\alpha\beta\gamma} \bar{s}_{\alpha L} u_{\beta R} \cdot (\bar{u}_{\gamma R} \ell_L^- - \bar{d}_{\gamma R} \nu_L), \quad /30/$$

$$\epsilon^{\alpha\beta\gamma} \bar{u}_{\alpha L} \ell_R^- \cdot \bar{u}_{\beta R} s_{\gamma L}. \quad /31/$$

- Для процессов с $\Delta S = 2$:

$$\epsilon^{\alpha\beta\gamma} \bar{s}_{\alpha L} u_{\beta R} \cdot \bar{s}_{\gamma R} \nu_L. \quad /32/$$

В выражениях /27/-/32/ ℓ^- может быть любым заряженным лептоном, ν - соответствующее нейтрино.

Обратим теперь внимание на ароматную $SU(3)$ -структуру этих выражений. Они имеют следующий вид, соответственно:

$$A_{[12]1} \ell_L^- - A_{[12]2} \nu_L, \quad /27'/$$

$$B_{[12]1} \ell_R^-, \quad /28'/$$

$$C_{[12]3} \nu_L, \quad /29'/$$

$$D_{[13]1} \ell_L^- - D_{[13]2} \nu_L, \quad /30'/$$

$$E_{[13]1} \ell_R^-, \quad /31'/$$

$$F_{[13]3} \nu_L, \quad /32'/$$

где $A_{[ij]k} \dots$ суть $SU(3)$ -спиноры третьего ранга, антисимметричные по индексам ij .

Используя параметризацию вида

$$\langle M_a | T_{[ij]k} | B_b \rangle = \alpha^T \epsilon_{ijk} \delta_{ab} + \epsilon_{ijl} (\beta^T \cdot if_{abc} + \gamma^T d_{abc}) (\lambda_c)_k^1, \quad /33/$$

мы можем выразить амплитуды интересующих нас процессов через α^T , β^T , γ^T и отсюда получить различные соотношения между ширинами распада. Приведем некоторые из них:

- Для процессов с $\Delta S = 0$:

$$\Gamma(p \rightarrow \pi^0 \ell_L^+) = \frac{1}{2} \Gamma(n \rightarrow \pi^- \ell_L^+), \quad /34/$$

$$\Gamma(p \rightarrow \pi^0 \ell_R^+) = \frac{1}{2} \Gamma(n \rightarrow \pi^- \ell_R^+) = \frac{1}{2} \Gamma(p \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}) = \Gamma(n \rightarrow \pi^0 \bar{\nu}), \quad /35/$$

$$\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \bar{K}^0 \ell_L^+) = 2\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow K^- \ell_L^+), \quad /36/$$

$$\Gamma(\Lambda \rightarrow K^- \ell_R^+) = \Gamma(\Lambda \rightarrow \bar{K}^0 \bar{\nu}), \quad /37/$$

$$\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \bar{K}^0 \ell_R^+) = 2\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow K^- \ell_R^+) = 2\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow \bar{K}^0 \bar{\nu}) = \Gamma(\Sigma^- \rightarrow K^- \bar{\nu}), \quad /38/$$

- Для процессов с $\Delta S = 1$:

$$\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+) = \Gamma(\Sigma^0 \rightarrow \pi^- \ell^+), \quad /39/$$

$$\Gamma(\Lambda \rightarrow \pi^- \ell^+) = \Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \eta \ell^+), \quad /40/$$

$$\Gamma(\Xi^0 \rightarrow \bar{K}^0 \ell^+) = 0. \quad /41/$$

- Для процессов с $\Delta S = 2$:

$$\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow K^+ \bar{\nu}) = 2\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow K^0 \bar{\nu}), \quad /42/$$

$$\Gamma(\Lambda \rightarrow K^0 \bar{\nu}) = \Gamma(\Xi^0 \rightarrow \eta \bar{\nu}), \quad /43/$$

$$\Gamma(\Xi^- \rightarrow \pi^- \bar{\nu}) = 2\Gamma(\Xi^0 \rightarrow \pi^0 \bar{\nu}).$$

/44/

Соотношения /34/ и /35/ впервые были получены в работах^{6-8/}.

В соотношениях /34/-/37/ еще не учтена разница масс частиц в каждом ароматном SU(3) октете, которая появляется в фазовом объеме. Учет этой поправки требует умножения каждого

$$\Gamma(B \rightarrow M \ell) \text{ на } \frac{m_B^3}{(m_B^2 - m_M^2)^2}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Georgi H., Glashow S.L. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p. 438.
2. Buras A.J. et al. Nucl.Phys., 1978, B135, p. 66.
3. Jarlskog C., Yndurain F.J. Nucl.Phys., 1979, B149, p. 29.
4. Goldman T.J., Ross D.A. Phys.Lett., 1979, 84B, p. 208.
5. Матинян С.Г. УФН, 1980, 130, с. 3.
6. Machacek M. Harvard University preprint 79/A021, 1979.
7. Weinberg S. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p. 1566.
8. Wilczek F., Zee A. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p. 1571.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 апреля 1981 года.