

**ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ ЛАГРАНЖИАН
БАРИОН-МЕЗОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ,
ИНВАРИАНТНЫЙ ОТНОСИТЕЛЬНО КИРАЛЬНОЙ ГРУППЫ $SU(3) \times SU(3)$**

Д.В.Волков

Недавно в работах Вайнберга [1], Швингера [2], Весса и Зумино [3] был предложен метод построения феноменологического лагранжиана сильных взаимодействий, удовлетворяющего алгебре токов киральной группы $SU(2) \times SU(2)$ и гипотезе частичного сохранения аксиального тока ("PCAC") и позволяющего воспроизвести в простой форме их различные следствия.

Предложенный в работах [1-3] метод, по-видимому, обладает большой общностью и может применяться к различным динамическим системам со спектром голдстоуновских частиц, являясь феноменологическим способом описания взаимодействия таких частиц.

В настоящей заметке мы рассмотрим феноменологический лагранжиан для взаимодействующих барионов и псевдоскалярных мезонов для случая киральной группы симметрий $SU(3) \times SU(3)$ *.

1. Обобщение нелинейного преобразования Швингера, Весса и Зумино для случая киральной группы симметрии $SU(n) \times SU(n)$ имеет следующий вид:

$$\delta A = R + ARA - (1 + A^2) \left[\frac{S_p(A^2 R)}{n + S_p(A^2)} \right], \quad (1)$$

где A — n -мерная эрмитова матрица с нулевым следом, компоненты которой с точностью до нормировочного множителя соответствуют мезонным полям и R — аналогичная матрица, соответствующая бесконечно малым преобразованиям вида $\exp(i \gamma_5 R)$ киральной группы $SU(n) \times SU(n)$.

2. При преобразованиях (1) барионные и мезонные поля, не принадлежащие к A , преобразуются по представлениям, индуцированным подгруппой $SU(n)$ преобразований вида $\exp(ih)$. Матрица h для преобразований вида $\exp(i \gamma_5 R)$ дается следующим выражением:

$$-ih = (1 + A^2)^{1/2} RA(1 + A^2)^{-1/2} + (1 + A^2)^{1/2} \delta'(1 + A^2)^{-1/2}, \quad (2)$$

где символ δ' соответствует вариации следующего за символом выражения с последующей подстановкой $\delta'A = R + ARA$.

3. Для случая группы $SU(3) \times SU(3)$, мы ограничимся рассмотрением октета псевдоскалярных мезонов $M = f^{-1}A$ и октета барионов B , преобразующегося по индуцированному представлению:

$$\delta B = i[h, B]. \quad (3)$$

Феноменологический лагранжиан для рассматриваемого случая имеет вид

$$L = L_0 + L', \quad (4)$$

где L_0 — инвариантная относительно преобразований (1), (3) часть лагранжиана, которая при ограничении степени производных мезонного поля не выше второй для мезонной части лагранжиана и не выше первой для членов взаимодействия, дается следующим выражением:

$$L_0 = S_p \left\{ -\frac{1}{8f^2} \partial_\mu K \partial_\mu K^{-1} + \bar{B}(i \gamma_\mu \partial_\mu - m)B + \bar{B} \gamma_\mu [B, L_\mu^{(+)}] + \right. \\ \left. + a_F \bar{B} \gamma_5 \gamma_\mu [B, L_\mu^{(-)}] + a_D \bar{B} \gamma_5 \gamma_\mu [B, L_\mu^{(-)}] \right\}, \quad (5)$$

* Рассмотрение феноменологического лагранжиана для киральной группы $U(3) \times U(3)$ проводилось в работах [4,5] и частично в работе [3].

$$\text{где } K = \left(\frac{1 + iA}{1 - iA} \right) \left(\frac{1 + 1/2 Sp A^2 + i/3 Sp A^3}{1 + 1/2 Sp A^2 - i/3 Sp A^3} \right)^{1/3} \quad (6)$$

и

$$L_{\mu}^{(\pm)} = \frac{1}{2i} (K^{-1/2} \partial_{\mu} K^{1/2} \pm K^{1/2} \partial_{\mu} K^{-1/2}). \quad (7)$$

L' – часть лагранжиана, которая нарушает $SU(3) \times SU(3)$ симметрию и которую мы здесь не конкретизируем.

В выражении (5) f , a_F и a_D являются феноменологическими константами связи. Константа f определяет S – волновые длины рассеяния мезонов на барионах. Константы a_F и a_D соответствуют известным константам F - и D – связей барионных и мезонного октетов.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
11 марта 1968 г.

Литература

- [1] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 18, 188, 1967.
- [2] J.Schwinger. Phys. Lett., 24B, 473, 1967.
- [3] J.Wess, B.Zumino. Preprint of New York University, June, 1967.
- [4] J.A.Cronin. Phys. Rev., 161, 1483, 1967.
- [5] Б.В.Струминский. Препринт ОИЯИ Р2-3554, 1967.