Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 1 — 1968

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.12.01

А. И. НАУМОВ

ВЫРОЖДЕННЫЙ ВАКУУМ И АНОМАЛЬНЫЕ РАСПАДЫ K_2^0-МЕЗОНОВ

Изучим модельную систему 0^--мезонов, нейтральных, но обладающих гиперзарядом $+1$. Назовем их пока условно K-частицами. Рассмотрим процесс рассеяния $K+K\to K+K$ и будем считать, что он идет за счет существования нейтральных «токов» K^+K ($+$ означает эрмитово сопряжение). Выберем взаимодействие полностью симметричным по отношению к гиперзарядовому калибровочному преобразованию

$$K' = U_\alpha^{-1} K U_\alpha = e^{i\alpha} K, \tag{1}$$

так что

$$L_i = \lambda (K^+ K)(K^+ K), \tag{2}$$

где λ — константа самодействия. Вследствие инвариантности функции Лагранжа будет сохраняться голый Y-ток K-частиц:

$$\partial_\mu j_\mu^Y = 0; \quad j_\mu^Y = iK^+ \overleftrightarrow{\partial_\mu} K. \tag{3}$$

В духе теорий со спонтанным нарушением симметрии [1] — [4] будем считать вакуум вырожденным по гиперзаряду. Возможность такого рассмотрения следует из существования у уравнений Швингера—Дайсона нетривиальных решений, симметрия которых ниже, чем у лагранжиана (3). Мы на этом пункте не останавливаемся. Асимметричность вакуумного состояния приводит к тому, что гиперзаряд перестает быть строго сохраняющимся квантовым числом и возможны переходы $K \rightleftarrows \bar{K}$. Таким образом, амплитуда этих процессов (рис. 1) отлична от нуля:

$$\eta \equiv \langle 0 | KK | 0 \rangle \neq 0. \tag{4}$$

Величина η играет роль швингеровского «вакуона» [5] (аномальное вакуумное ожидание бозевской полиномиальной комбинации полей) и характеризует степень асимметрии вакуумного состояния.

Чтобы эффективно учесть вырожденность вакуума, в духе идей работ [1], [4], перепишем исходный лагранжиан в виде

$$L = L_0 + L_i = L_0' + L_i' \equiv (L_0 + \eta KK) + (L_i - \eta KK). \tag{5}$$

Тем самым аномальные спаривания (4) вводятся уже в невозмущенную систему в нулевом приближении. Требование компенсации соответствующих диаграмм (рис. 2) приводит к условию самосогласованности (сравни с рисунком статьи [4]). В явном виде

$$\eta = \eta [A_0(0) I(0)]. \tag{6}$$

Здесь $A_0(s) = \lambda$ — амплитуда рассеяния, соответствующая контактной диаграмме (s — инвариантная энергетическая переменная), а $I(s)$ — аналитическое выражение для «петли», в которое конечно входит обрезающий импульс. При этом в (6) учтено, что вакуум обладает нулевой энергией. Имея в виду, что $\eta \neq 0$ ($\eta = 0$ соответствует тривиальному решению, которое только и можно получить по обычной теории возмущений), условие самосогласованности следует переписать в виде:

$$1 - \lambda I(0) = 0. \tag{7}$$

Итерируя точную амплитуду K—K-рассеяния цепочкой диаграмм, изображенных на рис. 3, получим

$$A(s) = \frac{\lambda}{1 - \lambda I(s)}. \tag{8}$$

Вследствие (7) она имеет полюс при нулевом значении квадрата переданного импульса. Это соответствует наличию промежуточного бозона массы 0. Может показаться, что его появление связано с грубостью приближения (рис. 3), но на самом деле безмассовый бозон возникает во всех схемах со спонтанным нарушением симметрии.

Рис. 1

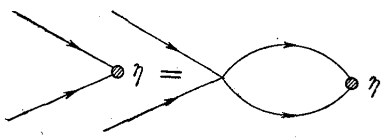

Рис. 2

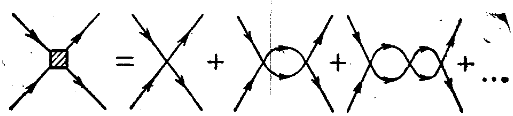

Рис. 3

Это утверждение составляет содержание так называемой теоремы Голдстона [6]—[7], обсуждению которой посвящено уже несколько десятков работ. Таким образом, рассмотренную модель можно считать иллюстрацией к указанной теореме.

Теперь можно попытаться дать ей физическую интерпретацию. Отождествим K-частицу с реальным K^0-мезоном. На лагранжиан (2) можно смотреть как на функцию Лагранжа слабого взаимодействия каонов в низкоэнергетическом пределе. Тем самым, выше анализировался процесс слабого K^0—K^0-рассеяния при «выключенном» сильном взаимодействии. Вырожденность вакуума по гиперзаряду означает, что в слабых взаимодействиях каонов эта величина не сохраняется. Это приводит к смешиванию K^0- и $\overline{K}^0$- в долго- и короткоживущую компоненты K_l^0 и K_s^0. Так как считается, что CP-четность сохраняется, то можно говорить просто о K_1^0- и K_2^0-мезонах:

$$|K_1^0\rangle = \frac{|K^0\rangle + |\overline{K}^0\rangle}{\sqrt{2}}; \quad |K_2^0\rangle = \frac{|K^0\rangle - |\overline{K}^0\rangle}{\sqrt{2}}. \tag{9}$$

Первый из них является CP-четным ($CP\,|K_1^0\rangle = |K_1^0\rangle$), а второй — CP-нечетным ($CP\,|K_2^0\rangle = -|K_2^0\rangle$). Наличие переходов $K^0 \rightleftarrows \overline{K}^0$ снимает вырождение по массе в системе этих частиц: K_l^0 и K_2^0 имеют некоторую разность масс, что следует из уравнения Шредингера

$$\left.\begin{aligned} -i\frac{\partial}{\partial t}|K^0\rangle &= m|K^0\rangle + \eta|\overline{K}^0\rangle \\ -i\frac{\partial}{\partial t}|\overline{K}^0\rangle &= m|\overline{K}^0\rangle + \eta|K^0\rangle \end{aligned}\right\}, \tag{10}$$

откуда

$$\left.\begin{aligned} -i\frac{\partial}{\partial t}|K_1^0\rangle &= (m+\eta)|K_1^0\rangle \\ -i\frac{\partial}{\partial t}|K_2^0\rangle &= (m-\eta)|K_2^0\rangle \end{aligned}\right\}. \tag{11}$$

Так что

$$\Delta m = 2\eta. \tag{12}$$

При обычном рассмотрении K_2^0-мезон не может распадаться на два пиона, так как система последних всегда обладает положительной CP-четностью. Но голдстоновская частица, существование которой доказано выше, будет по-разному взаимодействовать с K° и $\overline{K}^\circ$. А это вполне может обеспечить наличие аномального распада $K_2^0 \to 2\pi$, обнаруженного в 1964 г. [8], без введения гипотезы о нарушении сохранения комбинированной четности (см. по этому поводу [9]).

Имеется и другая возможность. Аналогично случаю электродинамики, когда вырожденность вакуума приводит к существованию скалярных и продольных фотонов и закону Кулона [10], можно считать, что гиперзарядовое Y-поле способно дать слабое взаимодействие между частицами, несущими гиперзаряд, и удаленными массами, имеющими $Y \sim 10^{68}$. Таким образом, мы приходим к космологическим теориям типа [11] или [12]. Однако первая возможность нам кажется более предпочтительной, так как гипотезы [11] о существовании внешнего гиперполя по-видимому противоречат экспериментальным данным.

Таким образом, рассмотренная в данной заметке модель может представлять не только академический интерес — с некоторой долей вероятности она способна объяснить наличие распада $K_0^2 \to 2\pi$ без предположения о несохранении CP-четности.

Автор благодарен проф. Д. Д. Иваненко за интерес к работе и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nambu Y., Yona-Lasinio G. Phys. Rev., **122**, 345, 1961; **124**, 246, 1961.
2. Marschak R. E., Okubo S. Nuovo Cim., **19**, 1226, 1961.
3. Baker M., Glashow S. L. Phys. Rev., **128**, 2462, 1962.
4. Наумов А. И. ЖЭТФ, **47**, 914, 1964.
5. Schwinger J. Phys. Rev., **104**, 1164, 1954.
6. Goldstone J. S. Nuovo Cim., **19**, 154, 1961.
7. Goldstone J. S., Salam A., Weinberg S. Phys. Rev., **127**, 965, 1962.
8. Christenson J. H., Cronin J. W., Fitch V. L., Turlay R. Phys. Rev. Lett., **13**, 138, 1964.
9. Levy M., Nauenberg M. Phys. Lett., **12**, 155, 1964.
10. Bludman S. A. Lecture at Tokio Summer Institute of Theoretical Physics, Oiso, Japan, September 1965.
11. Bernstein J. S., Cabbibo N., Lee T. D. Phys. Lett., **12**, 146, 1964; Bell J. S., Perring I. K. Phys. Rev. Let., **13**, 348, 1964; Weinberg S. Phys. Rev. Let., **13**, 495, 1964.
12. Иваненко Д. Д., Курдгелаидзе Д. Ф. Тезисы доклада на 2-й Советской гравитационной конференции. Тбилиси, 1965.

Поступила в редакцию
17. 1 1967 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 621.386.8

О. П. РЕВОКАТОВ, У. АЙХОВ

СПЕКТРЫ ЯМР И ФОРМА ЛИНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ДВУХСПИНОВЫХ СИСТЕМ В КРИСТАЛЛАХ

Статистическая теория [1] дает возможность представить форму линии поглощения ЯМР в кристаллах в виде серии отдельных линий, гауссовой формы, причем относительная интенсивность и уширение линий могут быть определены в рамках этой теории только при учете влияния на спектр большого числа соседних ядер.

Для выяснения применимости статистической теории для ограниченных систем проведен, непосредственный квантовомеханический расчет спектра ЯМР для системы, состоящей из четырех ядер. Предполагаем, что система состоит из двух взаимодействующих двухспиновых групп, каждая из которых вращается вокруг оси, пер-