

С 346.62

С-241

27/X-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2337



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

М. Свенцки

РЕЗОНАНС Y_1^* В САМОСОГЛАСОВАННОЙ МОДЕЛИ
И НАРУШЕНИЕ УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ

1965

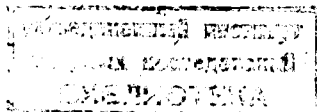
P-2337

М. Свенчки^{x)}

РЕЗОНАНС Y_1^* В САМОСГЛАСОВАННОЙ МОДЕЛИ
И НАРУШЕНИЕ УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ

Направлено в Physics Letters

x) Постоянный адрес: Институт ядерных исследований, Варшава,
Польша.



1. В этой работе проведены самосогласованные расчеты ^{/1/} массы и констант связи (парциальных ширин) резонанса Y_1^* ^{/2/} (масса 1385 Мэв, квантовые числа $T=1$, $S=-1$, $J=3/2$, $P(Y_1^* N)_{\rightarrow 1}$). Расчеты преследуют две цели. Первая - исследование нарушения унитарной симметрии ^{/3/} относительно масс и констант связи сильно взаимодействующих частиц. Автор надеется, что константы связи почти не нарушаются в противоположность массам частиц. Вторая цель - сравнение результатов самосогласованных расчетов для резонанса Y_1^* с расчетами Сянга и Удгаонкара ^{/4/}, проведенными для резонанса N_{33}^* . Результаты Сянга и Удгаонкара очень хорошо совпадают с экспериментальными данными. Такого согласия в многоканальном случае "бутстрапа" резонанса Y_1^* до сих пор получено не было. Масса этого резонанса, полученная из предыдущих расчетов ^{/5/}, оказалась выше порога $\bar{K}N$ или ниже всех порогов реакции (в вырожденном случае). В этой работе мы как можно аккуратнее исследовали резонанс Y_1^* . Это значит, что мы, не предполагая вырождения у масс частиц начального и конечного состояния, производили расчеты аналогично расчетам Сянга и Удгаонкара, сохраняя при этом важные характерные черты многоканальной проблемы "бутстрапа" (симметрия амплитуд, пороговое поведение).

2. Только три канала имеют пороговые массы, близкие к массе резонанса Y_1^* , именно $\pi\Lambda$, $\pi\Sigma$ и $\bar{K}N$. Остальными двухчастичными каналами как $\pi\Lambda$, $\eta\Sigma$, так и $\bar{K}\Xi$ мы пренебрегаем. Итак, нам необходимо решить трехканальную проблему "бутстрапа". Мы сделаем это методом многоканального приближения Балаша ^{/6/} с универсальной точкой сравнения для всех шести амплитуд. Эта точка была выбрана как можно ближе к левым разрезам. Это дает $z_2 \gtrsim 1$, где z_3 - косинус угла рассеяния в перекрестных реакциях. При этом результаты не очень сильно зависят от положения точки сравнения. Положения эффективных полюсов для функций $N(s)$ в представлении Балаша тоже были выбраны универсальными (из приближенного вида ядра в представлении для N). Этим методом мы получаем следующее представление для функций N

$$N^{ij}(s) = N_B^{ij}(s) + \frac{\alpha^{ik} D^{kj}(s)}{s - s_1} + \frac{\beta^{ik} D^{kj}(s)}{s - s_2} \quad (1)$$

$$\alpha^{ij} = \alpha^{ji}, \quad \beta^{ij} = \beta^{ji},$$

где N_B^{ij} описывает обмен устойчивыми барионами N, Λ, Σ , а индексы "ij" обозначают различные каналы. Такой вид представления приводит к симметричным парциальным амплитудам^{/7/}. Неизвестные α^{ij} и β^{ij} были получены сравнением выражений в матричном методе N/D ^{/8/} для шести амплитуд с выражениями, полученными из дисперсионных соотношений при фиксированной энергии^{/8/}. При этом в наших соотношениях мы учитывали силы, обусловленные обменом частицами N, Λ, Σ , силы, обусловленные резонансом Y_1^* и короткодействующие силы от некоторого рода полюсового приближения^{/4/}. Они тоже выражаются через резонанс Y_1^* . Обменом векторных мезонов мы пренебрегали по тем же причинам, что и в работе^{/5/}.

3. Переопределим парциальную волну следующим образом^{/5/}:

$$G^{ij}(s) = \frac{2\sqrt{s}}{[(\sqrt{s} + B_1)^2 - \mu_1^2]^{1/2} q_1} f^{ij}(s) \frac{2\sqrt{s}}{[(\sqrt{s} + B_1)^2 - \mu_1^2]^{1/2} q_1}, \quad (2)$$

где s - квадрат энергии в системе центра масс, B_1, μ_1 и q_1 (B_1, μ_1, q_1) - масса бариона, мезона и импульс в системе центра масс соответственно в начальном (конечном) состоянии, а $f^{ij}(s)$ - определенная обычным образом парциальная амплитуда. Определение (2) дает правильное пороговое поведение, устраняет кинематические особенности на правых разрезах, а вклад резонанса Y_1^* в волну $P_{3/2}$ (в формализме Рариты-Швингера^{/8/}) имеет чисто полюсный вид.

4. Из соотношений Балаша получаем двенадцать нелинейных уравнений для величин α^{ij}, β^{ij} и несколько десятков уравнений для $D^{ij}(s)$. Требование самосогласованности дает три уравнения для констант связи $Y_1^* : g_{Y_1^* \bar{K}N}, g_{Y_1^* \pi \Sigma}, g_{Y_1^* \pi \Lambda}$ и одно для массы резонанса M^* . Все эти уравнения, за исключением одного для массы M^* , были решены методом линеаризации, подобным методу Ньютона^{/10/}. Масса резонанса была получена из графика зависимости M_{output}^* от M_{input}^* .

5. Проблема самосогласованности в нашем случае зависит от констант связи устойчивых барионов. Мы связываем эти константы посредством унитарной симметрии, оставляя при этом массы частиц физическими, что находится в согласии с гипотезой слабого нарушения. Теперь остается только один неизвестный внешний параметр. Это f -параметр смеси F/D ^{/3/} ($\frac{F}{D} = \frac{f}{1-f}$).

6. Результаты оказались следующими:

для $f < 0,425$ при самосогласованных константах связи "бутстрап" не имеет решений для массы Y_1^* ;

для $f = 0,425$ требование самосогласованности дает^{x)}

$$M^* = 1360 \text{ Мэв}$$

$$g_{Y_1^* \bar{K}N}^2 = 0,020 \mu^{-2}, \quad g_{Y_1^* \pi \Sigma}^2 = 0,017 \mu^{-2}, \quad g_{Y_1^* \pi \Lambda}^2 = 0,051 \mu^{-2} \quad (3)$$

$$\text{sgn} \frac{g_{Y_1^* \bar{K}N}}{g_{Y_1^* \pi \Sigma}} = \text{sgn} \frac{g_{Y_1^* \bar{K}N}}{g_{Y_1^* \pi \Lambda}} = -1;$$

для $f > 0,425$ изменение этих чисел довольно небольшое; парциальные ширины для случая $f = 0,425$ получились следующими:

$$\Gamma_{\pi \Sigma} = 5,2 \text{ Мэв}, \quad \Gamma_{\pi \Lambda} = 36,1 \text{ Мэв}.$$

Эти результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Наиболее плохо согласуется $\Gamma_{\pi \Sigma}$. Аналогичная ситуация имеет место и в групповом подходе^{/11/} в случае вырожденных масс.

7. Из предположения об унитарной симметрии и известной ширине резонанса N^* получается^{/5/}

$$g_{Y_1^* \bar{K}N} = \sqrt{0,016} \mu^{-1}, \quad g_{Y_1^* \pi \Sigma} = -\sqrt{0,016} \mu^{-1}, \quad g_{Y_1^* \pi \Lambda} = -\sqrt{0,048} \mu^{-1}.$$

Эти числа (и относительные знаки) замечательно согласуются с результатами невырожденного самосогласованного подхода этой работы (см. (3)). Согласно с экспериментом означает, что нарушение унитарной симметрии дает физические массы и почти

x) μ - масса π -мезона.

"симметричные" константы связи и что нарушенную унитарную симметрию можно получить из динамических рассуждений^{х)}.

8. Мы хотели бы сделать еще одно замечание. Очевидно, что для $q=0$ уравнения "бутстрапа" не зависят от спина. Если из этих уравнений можно получить группу внутренних симметрий и метод ее нарушения, то из них также получается как унитарная спиновозависимая группа^{/12/} для $q=0$, так и метод ее нарушения (причем Лоренц инвариантным образом) для $q \neq 0$. Нам остается только предположить размерность унитарной группы^{/13/} и направление нарушения ее (в этой работе направлении было задано использованием для исходных частиц их физических масс).

Подробные расчеты и связанные с ними проблемы будут опубликованы в следующей работе^{/14/}. В настоящее время ведется работа по "бутстрапу" резонансов Y_1^* , Y_0^* , Y_0^{**} и частиц Σ и Λ с учетом влияния векторных мезонов.

Л и т е р а т у р а

1. G.F.Chew, S.C.Frautschi. Phys. Rev., Lett., 7, 394 (1961).
2. R.Amenteros. Proceedings of the Dubna Conference on High Energy Phys., August, 1964.
3. M.Gell-Mann. Preprint CTSL 20 (1961).
Y.Neeman. Nucl. Phys., 26, 222 (1961).
4. V.Singh, B.M.Udgaonkar. Phys. Rev., 130, 1177 (1963).
5. A.W.Martin, K.C.Wali. Phys. Rev., 130, 2455 (1963); N.Cim., 31, 1324 (1964).
6. L.Balažs. Phys. Rev., 128, 1939 (1962).
7. J.D.Bjorken, M.Nauenberg. Phys. Rev., 121, 1250 (1961).
8. J.D.Bjorken. Phys. Rev. Lett., 4, 473 (1960).
9. H.Umezawa. Quantum Field Theory, North-Holl. Publ. Comp., Amsterdam, 1956.
10. С.Н.Соколов, И.Н.Силин. Препринт ОИЯИ Д-810, Дубна, 1961.
11. S.L.Glashow, A.H. Rosenfeld. Phys. Rev., Lett., 10, 192 (1963).
12. F.Gürsey, L.A.Radicati. Phys. Rev. Lett., 13, 173 (1964).
B.Sakita. Phys. Rev., 136, B1756 (1964).
13. R.E.Cutkosky. Phys. Rev., 131, 1888 (1963).
14. M.Świącki. Acta Phys. Pol.
15. D.Y.Wong. Phys Rev., 138, B 246 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 августа 1965 г.

х) После окончания этой работы, автор прочитал статью Д.Вонга^{/15/}, в которой проводятся в некотором смысле похожие рассуждения для случая "бутстрапа" векторных мезонов.