

3-3621
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4035



А.Н.Заславский, В.Тыбор

О ВОЗМОЖНОСТИ
АНОМАЛЬНО БОЛЬШОЙ ШИРИНЫ
РАСПАДА $E(1420) \rightarrow 2 \gamma$

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

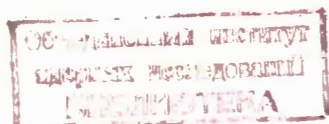
P2 - 4035

7482/3 up

А.Н.Заславский, В.Тыбор

О ВОЗМОЖНОСТИ
АНОМАЛЬНО БОЛЬШОЙ ШИРИНЫ
РАСПАДА $E(1420)^{-2} \gamma$

Направлено в Acta Physica Polonica



1. В работах ^{/1,2/} было показано, что в рамках нарушенной симметрии $SU(6)_W$ девятой псевдоскалярной частицей нужно считать $E(1420)$ -мезон. Это позволяет делать определенные выводы о E -мезоне. Например, в работе ^{/3/} анализировались мезон-барионные столкновения и было показано, что в рамках нарушенной симметрии $SU(6)_W$ E -мезон должен рождаться столь же часто, как и η -мезон.

В настоящей работе оценивается ширина распада $E \rightarrow 2\gamma$. В §2 рассматриваются следствия симметрии $SU(3)$, в §3 - следствия нарушенной симметрии $SU(6)_W$. Оказывается, что значение ширины сильно зависит от схемы нарушения симметрии $SU(6)_W$. Действительно, в случае учёта только октетного нарушения из представления 35 получаем $\Gamma(E \rightarrow 2\gamma) = 25$ кэв, тогда как, используя "массовый принцип", сформулированный в работе ^{/3/}, получаем $\Gamma = 1$ Мэв. Последнее значение кажется более правдоподобным по следующим причинам:

- а) октетное нарушение из 35 -плета очень грубо воспроизводит массы частиц. Это свидетельствует о частном характере этого нарушения;
- б) в основе "массового принципа" лежат известные экспериментальные факты: во-первых, то, что отношение магнитных формфакторов протона и нейтрона равно $-3/2$, во-вторых, октетная и декуплетная доминантность мезон-барионных взаимодействий.

2. Двухфотонные распады псевдоскалярных мезонов исследовались в рамках симметрии $SU(3)$ ^{/4,5/}. Матричные элементы брались из точной симметрии, а нарушения учитывались только в фазовых объемах, при вычислении которых использовались физические значения масс. При этом считалось, что фотон преобразуется как $1-1$ компонента октета $y_B^A = \delta_1^A \delta_B^1 - \frac{1}{3} \delta_B^A$. Такой подход приводит к резкому противоречию с опытом, если η -мезон считать чисто октетным состоянием. Действительно, тогда ширина распада $\eta \rightarrow 2\gamma$ связана с шириной распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_8) = \frac{1}{3} \left(\frac{m_\eta}{m_\pi} \right)^3 \Gamma_{\gamma\gamma}(\pi^0), \quad (1)$$

Так как $\Gamma_{\gamma\gamma}(\pi^0) = 7,4 \text{ эв}^{/5/}$, то для ширины распада $\eta \rightarrow 2\gamma$ получаем $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta) = 165 \text{ эв}$, вместо экспериментального значения $880 \pm 190 \text{ эв}^{/5/}$. Ситуация изменяется, если существует девятый псевдоскалярный мезон, унитарный синглет. Тогда η -мезон не является чистым октетным состоянием, но содержит примесь синглетного состояния. Как говорилось в §1, девятым псевдоскалярным мезоном нужно считать E -мезон. Угол смешивания E - и η -мезонов равен $\theta_P = -6,5^{0/1,2/}$. Тогда матричные элементы распада π^0 , η и E на два фотона зависят от двух амплитуд: синглетной M_1 и октетной M_8 .

$$\begin{aligned} T(E \rightarrow 2\gamma) &= M_1 \cos \theta_P + M_8 \sin \theta_P ; \\ T(\eta \rightarrow 2\gamma) &= -M_1 \sin \theta_P + M_8 \cos \theta_P ; \\ T(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) &= \sqrt{3} M_8 . \end{aligned} \quad (2)$$

Отсюда, зная значения $\Gamma_{\gamma\gamma}(\pi^0)$ и $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$, можно вычислить ширину распада $\Gamma_{\gamma\gamma}(E)$ (ширина $\Gamma_{\gamma\gamma}$ связана с матричным элементом T формулой $\Gamma_{\gamma\gamma} = C m^8 T^2$, где C — постоянная, а m — масса распадающейся частицы). Решая (2) относительно $T(E \rightarrow 2\gamma)$, получим два решения, которым соответствуют ширины $\Gamma_{\gamma\gamma}(E) = 380$ кэВ или 2,25 МэВ. Подчеркнем, однако, что эти числа получены в предположении точной $SU(3)$ -симметрии матричных элементов. Известно, что точная симметрия очень часто противоречит опыту, в то время как нет ни одного примера противоречия последовательно нарушенной симметрии $SU(3)$ /6/. Поэтому учтем октетное нарушение $SU(3)$ ($T_B^A = \delta_B^A \delta_B^3 - \frac{1}{3} \delta_B^A$) в матричных элементах. Вместо (2) получаем

$$\begin{aligned} T(E) &= M_1 \cos \theta_P + (M_8 + a) \sin \theta_P ; \\ T(\eta) &= -M_1 \sin \theta_P + (M_8 + a) \cos \theta_P ; \\ T(\pi) &= \sqrt{3} M_8 , \end{aligned} \quad (3)$$

где a — вклад нарушения $SU(3)$. Из (3) видно, что теперь нет никакой связи между матричными элементами T , так как количество амплитуд увеличилось до трех.

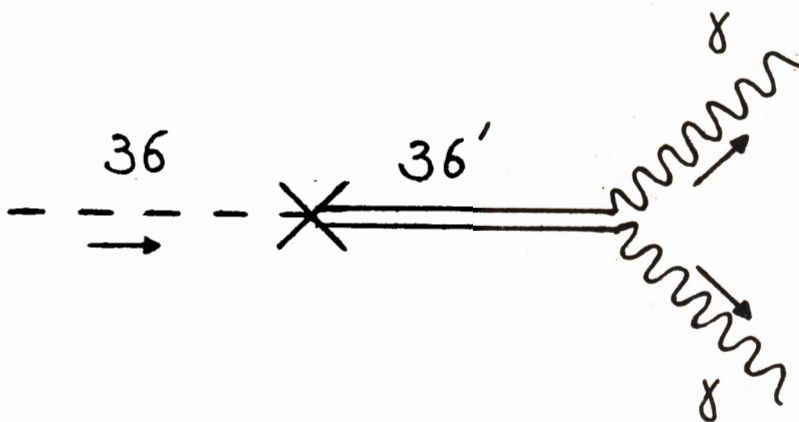
3. Для ограничения числа независимых амплитуд применим симметрию $SU(6)_W$. Из анализа мезон-барионного рассеяния хорошо известно, что точная симметрия $SU(6)_W$ сильно нарушается /3/. Такая же ситуация имеет место и в случае двухфотонных распадов мезонов O^- . Действительно, точная $SU(6)_W$ связывает октетную и синглетную амплитуды в (2): $M_1 = 2\sqrt{2}M_8$, что приводит к заниженному значению ширины η -мезона $\Gamma(\eta) = 270$ эВ. Поэтому только учёт нарушенной $SU(6)_W$, как в массах (фазовых объемах), так и в матричных элементах, может привести к предсказаниям, претендующим на согласие с опытом.

Учёт всех шпурнионов, которые хорошо работают в массовых формулах ^{/1/}, приводит к трем независимым амплитудам, что не позволяет оценить ширину $\Gamma_{\gamma\gamma}(E)$. Поэтому рассмотрим нарушения $SU(6)_W$ более частного вида.

а) Предположим, что имеет место только октетное нарушение из представления 35_S , т.е. учитывается только шпурнион $[35_S(8)]$ (в обозначениях работы ^{/1/}). Такое нарушение рассматривалось Гуптой ^{/8,9/} в случае сильных вершин и аннигиляции. В этом случае амплитуды двухфотонного распада выражаются формулой (3), но как и в случае точной симметрии имеем $M_1 = 2\sqrt{2} M_8$. Остаются две независимые амплитуды, что позволяет вычислить ширину $\Gamma(E \rightarrow 2\gamma)$. Получаем два значения $\Gamma_{\gamma\gamma} = 20$ кэв или $\Gamma_{\gamma\gamma} = 30$ кэв.

Однако необходимо сделать критическое замечание по поводу учёта только одного шпурниона $[35_S(8)]$. Шпурнион $[35_S(8)]$ очень грубо воспроизводит массы элементарных частиц. Действительно, в случае 56-плета барионов, для октета $1/2^+$ получаем $N + \Xi = 2\Lambda$, $\Lambda = \Sigma$, а для декуплета $3/2^+$ -эквидистантную формулу, но спиновое расщепление неправильно $N^* = N$. В случае 36-плета мезонов нет спинового расщепления ($\rho = \pi$), для каждого октета получаем формулу Окубо-Гелл-Манна, а смешивание псевдоскалярного октета и синглета неправильно (символы частиц означают в случае барионов массы, в случае мезонов - квадраты масс).

б) Для получения амплитуд распада псевдоскалярных мезонов на два фотона применим динамический принцип, который использовался при анализе мезон-барионных столкновений в нарушенной $SU(6)_W$ ^{/3/}. В рассматриваемом случае этому принципу соответствует диаграмма



и амплитуда записывается в виде:

$$T(\alpha) = \sum_{\alpha'} M(\{36\} \alpha, \{36'\} \alpha') \langle \{36'\} \alpha' | 2\gamma \rangle, \quad (4)$$

где

$$\alpha \equiv \{W, T, Y\}, \quad M(\{36\} \alpha, \{36'\} \alpha') -$$

- массовый оператор для 36-плета, $\langle \{36'\} \alpha' | 2\gamma \rangle$ - коэффициент Клебша-Гордана для распада $a' \rightarrow 2\gamma$ в $SU(6)_W$

$$(\langle \pi^0 | 2\gamma \rangle : \langle \eta_0 | 2\gamma \rangle : \langle E_0 | 2\gamma \rangle = \sqrt{3} : 1 : 2\sqrt{2}).$$

Матричные элементы массового оператора $M(a, a')$ в нарушенной $SU(6)_W$ приведены в работе /1/. Они зависят от шести параметров: m_0^2 соответствует точной симметрии и a_1, a_2, a_3, a_4, b_4 - нарушениям. Поскольку нам нужно получить связь между ширинами трех процессов, необходимо число параметров ограничить до двух. Для этого воспользуемся численными значениями параметров /1/ и положим:

$$a_1 = 0, \quad a_2 = -\frac{9}{4}a, \quad a_3 = a_4 = -b_4 = \frac{3}{4}a.$$

Тогда матричные элементы массового оператора 36-плета имеют вид ($m_0^2 \equiv A$):

$$\begin{aligned} \pi &= A - 11a & \rho &= A - 2a \\ K &= A - 8a & K^* &= A + a \\ \eta_0 &= A - 7a & \phi_0 &= A + 2a \\ E_0 &= A + 18a & \omega_0 &= A \\ (E\eta)_0 &= -2\sqrt{2}a & (\omega\phi)_0 &= -2\sqrt{2}a. \end{aligned} \tag{5}$$

Для квадратов масс получаем следующие формулы

$$\begin{aligned} K^* - \rho &= K - \pi & K^* &= K + 3(K - \pi) \\ \omega + \phi &= 2K^* & \omega\phi &= (2K^* - \rho)\rho \\ E + \eta &= 2K + 9(K - \pi) & E\eta &= (2K - \pi)\pi + 3(K - \pi)(4K - \pi), \end{aligned}$$

которые неплохо согласуются с экспериментом.

Используя (4) и (5), получаем

$$T(E) = T(E_0) \cos \theta_p + T(\eta_0) \sin \theta_p$$

$$T(\eta) = -T(E_0) \sin \theta_p + T(\eta_0) \cos \theta_p$$

$$T(\pi^0) = \sqrt{3} M,$$

где

$$T(E_0) = 2\sqrt{2} M (1 + 7\beta),$$

$$T(\eta_0) = M(1 - \beta),$$

$$M = A - 11a, \quad \beta = \frac{4a}{M}.$$

Тогда для ширины $\Gamma_{\gamma\gamma}(E)$ получаем два значения:

$$\beta > 0: \quad \beta < 0:$$

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = 0,94 \pm 0,38 \text{ Мэв}, \quad \Gamma_{\gamma\gamma} = 7,7 \pm 1,2 \text{ Мэв},$$

где ошибки $\pm 0,38$ и $\pm 1,2$ соответствуют ошибке в определении ширины $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$.

Сделаем следующие замечания относительно полученных значений $\Gamma(E \rightarrow 2\gamma)$. Поскольку сильная ширина, полученная из распада $E \rightarrow K^* K\pi$, порядка 80 Мэв, то второе значение кажется неправдоподобно большим.

Отметим, что в случае первого значения $\Gamma_{\gamma\gamma} = 0,94 \pm 0,38$ Мэв относительный знак точной и нарушенной амплитуд положителен ($\beta > 0$), т.е. такой же как между центральной массой m_0^2 и поправкой a , в случае массового оператора для 36-плета мезонов (5).

4. Итак, приходим к выводу, что ширина распада $E \rightarrow 2\gamma$ сильно зависит от схемы нарушения симметрии $SU(6)_W$. Особенно интересной кажется возможность аномально большой ширины ≈ 1 Мэв, следующей из "массового принципа".

В заключение подчеркнем важность экспериментов по двухфотонному распаду E -мезона. Во-первых, обнаружение распада $E \rightarrow 2\gamma$ подтвердило бы псевдоскалярность E -мезона и исключило бы второе возможное значение спин-четности 1^+ . Во-вторых, измерение ширины распада $E \rightarrow 2\gamma$, интересное и само по себе, позволило бы сделать определенные выводы о нарушениях $SU(6)_W$ и, в частности, позволило высказать четкие аргументы за или против "массового принципа".

Авторы сердечно благодарны В.И.Огиевскому за постановку задачи, постоянные обсуждения и помощь, а также Б.Н.Валуеву, С.Б.Герасимову, М.Маевскому, А.Пиккульскому, И.В.Полубаринову и Р.М.Рындину за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. А.Н.Заславский, В.И.Огиевецкий, В.Тыбор
Acta Physica Polonica, 33, 209 (1968).
2. А.Н.Заславский, В.И.Огиевецкий, В.Тыбор. Письма ЖЭТФ, 6, 804, 1967г.
3. А.Н.Заславский, В.Тыбор. Препринт ОИЯИ P2-3758, Дубна, 1968 г.
4. R.H.Dalitz, D.G.Sutherland, Nuovo Cim., 37, 1777 (1965).
5. M.Jacob, Talk presented at the Pise Meeting on High Energy Physics, Pisa, 1967.
6. H.Nahari, "High Energy Physics and Elementary Particles", Intern. Atomic Energy Agency, Vienna 1965.
7. J.D.Jackson, Phys. Rev. Letters 15, 990, (1965)
8. S.N.Gupta, Phys. Rev., 151, 1235 (1966).

9. S.N.Gupta. Nuovo Cimento 47, 915 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 августа 1968 года.