



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-85-696

А.Б.Говорков

ВОЗМОЖНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ $G(1590)$ -МЕЗОНА
КАК РАДИАЛЬНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ
СКАЛЯРНОГО ИЗОСИНГЛЕТНОГО МЕЗОНА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1985

I. Введение

Недавно открытый $G(1590)$ -мезон привлек к себе внимание в связи с особенностями его сильного распада на $2\pi^0$, 2η - и $\eta\eta'$ -мезоны ^{/1,2/} и возможной интерпретации его как глюбола ^{/3/}. Ниже мы рассмотрим иную интерпретацию этого мезона как одного из радиальных возбуждений скалярного изосинглетного мезона E и рассмотрим особенности сильных распадов $G(1590)$ -мезона в рамках такого предположения.

Спектроскопия скалярных изосинглетных мезонов, как и спектроскопия легких мезонов вообще, представляет собой пока что неоднозначную картину. Неоднозначность заключается в неопределенности положения основного состояния этих мезонов: следует ли ему сопоставить $E(650)$ -мезон, в существовании которого имеются большие сомнения (обсужденное см. в ^{/4/}), или же более надежно установленный $E(1300)$ -мезон? По этой причине мы рассмотрим две схемы отождествления радиальных состояний с физическими мезонами:

Схема I ($E(650)$ отсутствует).

$E(1300)$ - основное состояние, $G(1590)$ - первое радиальное возбуждение.

Схема II ($E(650)$ существует).

$E(650)$ - основное состояние, $E(1300)$ - первое радиальное возбуждение, $G(1590)$ - второе радиальное возбуждение.

При этом схеме I сопоставляется рассмотренная ранее ^{/5/} 2-уровневая схема легких мезонов, когда основным и первым радиальным состояниями ρ -мезона являются $\rho(760)$ и $\rho(1600)$, а схеме II - 3-уровневая схема, когда основными, первым и вторым радиальными состояниями являются $\rho(760)$, $\rho(1250)$ и $\rho(1600)$. В обеих схемах мы считаем E -мезоны, и G -мезон состоящими только из вестранных кварков и имеющими структуру $(\bar{u}\bar{d} + \bar{d}\bar{u})/\sqrt{2}$.

Мы не делаем попытки рассчитать спектр масс скалярных мезонов, но просто принимаем массы радиальных состояний равными массам физических мезонов согласно вышеуказанным схемам их отождествления. Более того, мы не принимаем во внимание смешивание различных радиальных состояний скалярных мезонов, которое обязательно должно иметь место из-за наличия спин-орбитальных и тензорных сил. Можно ожидать, что для скалярных мезонов, состоящих из кварков с орбитальным моментом $\ell = 1$, такое смешивание будет незначительным (в отличие от

ранее рассмотренного случая $\ell = 0$ ^{/5/} из-за исчезновения волновой функции кварков "в нуле".

Мы рассмотрим ширины распадов скалярных мезонов по следующим каналам:

$$\begin{aligned} \epsilon(650), \epsilon(1300), G(1590) &\rightarrow 2\pi (\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-), & (a) \\ \epsilon(1300), G(1590) &\rightarrow \eta\eta, & (б) \\ G(1590) &\rightarrow \eta\eta', & (в) \\ G(1590) &\rightarrow 2\epsilon(650). & (г) \end{aligned}$$

Расчеты производились по известной модели спонтанного рождения кварк-антикварковой пары (u - и d -кварков) из вакуума. Детали расчета, а также используемые ниже обозначения изложены в предыдущей статье ^{/6/}. Расчеты производились как по нерелятивистской, так и релятивизованной версиям этой модели. Следует особо подчеркнуть, что мы не вводили новых параметров и использовали для них те значения, которые были получены ранее из рассмотрения распадов других легких мезонов. В качестве эталонного распада принимался нерелятивистский распад $\phi \rightarrow K\bar{K}$. Состав смесей радиальных состояний для образующихся мезонов π, η, η' принимался таким же, как и в ^{/5/}, в соответствии с вышеуказанными схемами.

2. Результаты расчетов

Ширины распадов скалярных мезонов на два O^{-+} или O^{++} -мезона определялись по формулам

$$\Gamma = a (g^2/4\pi) k / m^2, \quad (1)$$

$$g = \beta / (3/\sqrt{3}) m^{3/2} L, \quad (2)$$

где m - масса исходного мезона, k - импульс вылетающего мезона, a и β - множители, равные 1 для 2π -моды, $1/2$ для $\eta\eta$ - и $\eta\eta'$ -мод и $1/2$ и $1/3$ для 2ϵ -моды;

g - эффективная константа, выражающаяся, согласно (2), через интеграл перекрытия L волновых функций кварков, входящих в состав исходного и вылетающих мезонов (см. ^{/6/} x).

При расчетах по релятивизованной версии модели распада мы учитывали, согласно проведенному ранее обсуждению ^{/6/}, ультрарелятивистский характер распада (а) рассматриваемых мезонов на 2π и соответственно приняли для релятивизованных волновых функций выражение

x) Заметим, что в ^{/6/} в выражении для константы распада $\epsilon \rightarrow 2\pi$ в таблице 1 оказался опущенным множитель $1/\sqrt{3}$.

$$\beta(\gamma_\pi) \psi(k_x, k_y, k_z \gamma_\pi^{-1}), \quad (3)$$

где $\gamma_\pi = E_\pi / m_\pi$, а множитель

$$\beta(\gamma_\pi) = \alpha + (1-\alpha) / \gamma_\pi^2. \quad (4)$$

Так же, как в работе ^{/7/}, где были рассмотрены распады радиальных возбуждений ρ - и π -мезонов, мы приняли $\alpha = 0,3$. Возникающий при этом релятивистский множитель β_π^4 составляет $\sim 0,01$. В то же время аналогичная поправка для слабoreлятивистских распадов (б) - (г) менее значительна и, как указывалось в ^{/6/}, сама зависит от характера распада. Мы положили для этих процессов релятивистский множитель просто равным 1 ($\alpha = 1$), хотя, на самом деле, для процессов (б) он заметнее отличен от 1, чем для нерелятивистского процесса (в).

Результаты расчетов представлены в таблице.

3. Обсуждение результатов и заключение

Сравнение приведенных в таблице результатов с экспериментальными данными о скалярных мезонах ^{/4/} показывает:

- 1) для распада $\epsilon(650) \rightarrow 2\pi$ в рамках нерелятивистской модели получается разумное значение ширины ~ 300 МэВ, тогда как расчет по релятивизованной версии этой модели дает (из-за наличия подавляющего релятивистского нормировочного множителя) слишком малое значение (без учета релятивистского множителя имеем значение 913 МэВ);
- 2) для распада $\epsilon(1300) \rightarrow 2\pi$ ширина сильно зависит от принятой схемы распада. В схеме II этот резонанс получается весьма широким. В то же время, в согласии с экспериментальными данными, канал $\epsilon(1300) \rightarrow \eta\eta$ оказывается подавленным в любой схеме, а его ширина составляет ~ 40 МэВ;
- 3) во всех схемах получается большое значение ширины распада $G(1590) \rightarrow 2\pi$, что противоречит экспериментальным данным ^{/1/}. С другой стороны, для каналов распада этого мезона на $\eta\eta$ и $\eta\eta'$ получены отношения:

$$\tau(\eta\eta'/\eta\eta) \equiv \Gamma(G \rightarrow \eta\eta') / \Gamma(G \rightarrow \eta\eta) =$$

$$= \begin{cases} 2,4 \text{ (нерелят. модель)} \\ 0,8 \text{ (релятив. модель)} \end{cases} \text{ схема I}$$

$$= \begin{cases} 3,9 \text{ (нерелят. модель)} \\ 1,6 \text{ (релятив. модель)} \end{cases} \text{ схема II}$$

Таблица

Значение ширины распадов (в МэВ) скалярных мезонов на два псевдоскалярных, рассчитанные по кварковой модели

Распад	Модель распада		(релятив. множитель)
	Нерелятивистская	Релятивизованная	
Схема I:	$R = 0,67 \text{ фм}$	$R = 0,71 \text{ фм}$	
$\epsilon(1300) \rightarrow 2\pi$	220	59	(0,012)
$\rightarrow \eta\eta$	36	41	(1)
$G(1590) \rightarrow 2\pi$	375	1370	(0,011)
$\rightarrow \eta\eta$	10	28	(1)
$\rightarrow \eta\eta'$	24	23	(1)
Схема II:	$R = 0,61 \text{ фм}$	$R = 0,66 \text{ фм}$	
$\epsilon(650) \rightarrow 2\pi$	263	22	(0,024)
$\epsilon(1300) \rightarrow 2\pi$	1450	723	(0,012)
$\rightarrow \eta\eta$	37	38	(1)
$G(1590) \rightarrow 2\pi$	361	882	(0,011)
$\rightarrow \eta\eta$	20	49	(1)
$\rightarrow \eta\eta'$	77	79	(1)
$\rightarrow 2\epsilon(650)$	46	80	(1)

Эти отношения неплохо согласуются с экспериментальным $\tau = 2,7 \pm 0,8^{1/2}$, особенно если учесть, что при расчете по релятивизованной версии модели распадов учет отличия релятивистских факторов от 1 будет подавлять канал $\eta\eta$ сильнее канала $\eta\eta'$, что приведет к изменению расчетных отношений в нужную сторону.

В данной работе предполагалось, что G -мезон состоит из нестранных кварков и имеет структуру $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$. Можно было бы сразу подавить 2π -моду его распада, предположив, что G -мезон является одним из радиальных возбуждений $\chi\bar{\chi}$ (0^{++})-мезона (каковым является, в значительной своей части, $S^*(975)$ -мезон). Однако расчеты, аналогичные предыдущим, показывают, что при разумных предположениях о величинах масс радиальных возбуждений такой системы (1-го рад. возбуждения в интервале 1300 - 1700 МэВ, 2-го рад. возбуждения в интервале 1600 - 2000 МэВ) эти резонансы будут распадаться, в основном, на $K\bar{K}$ с ширинами в несколько сотен МэВ, тогда как моды распада $\eta\eta$ и $\eta\eta'$ будут сильно подавлены. Возможно, такими резонансами являются наблюдавшиеся в системе $K_S^0 K_S^0$ $g_s(1240)$ и $S^{*'}(1770)$ резонансы, но не G -мезон, для которого мода распада $K\bar{K}$ по крайней мере меньше моды $\eta\eta$.

Таким образом, основной трудностью интерпретации G -мезона как радиального возбуждения является отсутствие объяснения экспериментального ненаблюдения 2π -моды распада G -мезона (в отличие от объяснения подавления распадов $\rho(1250) \rightarrow 2\pi$ и $K^*(1330) \rightarrow K\pi$, основанного на аналогичных расчетах). Здесь, однако, уместно высказать большие сомнения в правомерности применения в расчете по существу нерелятивистской модели к ультрарелятивистскому процессу распада тяжелого резонанса на два пиона. В частности, в данной модели не учитывается уменьшение вероятности возникновения пары кварка и антикварка из вакуума с большими противоположно направленными импульсами, что должно иметь место в таком процессе и привести к дополнительному его подавлению (данное соображение принадлежит С.Б. Герасимову). С другой стороны, расчеты дают правильное соотношение для менее релятивистских распадов G -мезона на $\eta\eta$ и $\eta\eta'$. По этой причине, усиление моды $\eta\eta'$ по отношению к моде $\eta\eta$ не может являться критерием при выяснении природы G -мезона.

Учитывая все вышеизложенные аргументы, мы заключаем, что в настоящий момент не представляется возможным дать окончательный ответ на вопрос: является ли $G(1590)$ -мезон радиальным возбуждением скалярного изосинглетного мезона или же новым, глобальным состоянием? Для получения определенного ответа на этот вопрос необходимо последовательное экспериментальное изучение всех скалярных изосинглетных мезонов и поиск среди них "лишних" по отношению к предсказаниям кварковой модели.

В заключение автор выражает глубокую признательность С.Б. Герасимову, С.С. Герштейну, И. Ланику и А.К. Лиходеду за обсуждение проблемы и полученных результатов.

Литература

1. Бинон Ф. и др. ЯФ, 1983, 38, с.934; Nuovo Cim., 1983, 78A, p.313.
2. Бинон Ф. и др. ЯФ, 1984, 39, с.831.
3. Герштейн С.С., Лиходед А.К., Прокошкин Д.Д. ЯФ, 1984, 39, с.251.
4. Particle Data Group. Rev.Mod.Phys., 1984, 56.
5. Герасимов С.Б., Говорков А.Б. ОИЯИ, P2-84-565, Дубна, 1984.
6. Говорков А.Б. ОИЯИ, P2-84-704, Дубна, 1984.
7. Gerasimov S.B., Govorkov A.B. Z.Phys., 1982, C13, p.43.
8. Etkin A. et al. Phys. Rev., 1982, D25, p. 1786, p. 2446.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 сентября 1985 года.

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют, как и другие издания ОИЯИ, статус официальных публикаций.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the JINR Communications and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.
Theoretical physics.
Experimental techniques and methods.
Accelerators.
Cryogenics.
Computing mathematics and methods.
Solid state physics. Liquids.
Theory of condensed matter.
Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of new collection like all other publications of the Joint Institute for Nuclear Research have the status of official publications.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.

