

С 323.4
Т-93

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 3826

В.Тыбор

О ДЕВЯТОМ ПСЕВДОСКАЛЯРНОМ МЕЗОНЕ

(041 - теоретическая и математическая физика)

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1968

2 - 3826

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель
доктор физико-математических наук В.И.Огиевецкий

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук Р.М.Рындин,
кандидат физико-математических наук С.Б.Герасимов.

Ведущее предприятие:
Физико-технический институт АН УССР, Харьков

Автореферат разослан " " 1968 г.
Защита диссертации состоится " " 1968 г. на
заседании Совета Лаборатории теоретической физики Объеди-
ненного института ядерных исследований г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛТФ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.Асанов

В.Тыбор

О ДЕВЯТОМ ПСЕВДОСКАЛЯРНОМ МЕЗОНЕ

(041 - теоретическая и математическая физика)

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

89
8965

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

В диссертации изучается нарушенная симметрия $SU_W(6)$. В ее рамках получены массовые формулы. Для барионов они такие же, как и в случае статической $SU(6)$. Известное различие в классификациях мезонов по W - спину и обычно-му спину в $SU_W(6)$ приводит к тому, что при всех возможных нарушениях девятый псевдоскалярный мезон должен иметь массу около 1400 Мэв. Очень близким значением массы обладает $E(1420)$ - мезон, наиболее вероятное значение спин-четности которого по новым данным есть как раз 0^- .

В диссертации показано, что, вопреки таблицам Розенфельда и существующему общему мнению, псевдоскалярность $X^0(960)$ -мезона - другого кандидата на место девятого мезона 0^- , нельзя пока считать твердо установленной. Независимое измерение ширины распада $X^0 \rightarrow 2\gamma$ и сечения обратного процесса сделало бы возможным различить значения 0^- и 2^- , как наиболее правдоподобные значения спин-четности X^0 - мезона.

Оценено сечение рождения E - мезона в процессе Примакова.

Предложен простой метод получения амплитуд в нарушенной $SU_W(6)$ - симметрии. Полученные соотношения между сечениями не противоречат имеющимся экспериментальным данным. Нарушенная $SU_W(6)$ - симметрия приводит к заключению, что девятый псевдоскалярный мезон $E(1420)$ в мезон-барионных столкновениях должен рождаться так же обильно, как и η - мезон.

Диссертация состоит из введения, трех глав, короткого заключения и трех приложений.

Во введении мотивируется необходимость применения нарушенной симметрии. Известно, что $SU(3)$ сильно нарушается, причем нарушения существенны как в массах, так и в матричных элементах ^{/1/}. Поэтому, естественно, что высшие симметрии, включающие $SU(3)$ в качестве подгруппы, обязательно будут нарушенными. Действительно, хорошо известно, что группа $SU(6)$ нарушается, и ее нарушения исследовались на примере массовых формул. Джексон ^{/2/} обнаружил сильное расхождение с экспериментом предсказаний точной $SU_w(6)$ - симметрии для мезон-барионного рассеяния. Анализ Джексона приводит к заключению, что недостаточно учитывать нарушения симметрии только в массах (фазовых объемах), но надо учитывать их и в матричных элементах. В диссертации приводится сравнение с экспериментом предсказаний релятивизованной группы $SU(6)^{3,4/}$ для мезон-барионного рассеяния. В приложении I анализируется первый вариант ^{/3/} $SU_x(6)$, в котором нет кроссинг-симметрии, в приложении II - второй кроссинг-симметричный вариант. Кроме отдельных случаев, когда нарушения почему-то не существенны, обнаружено сильное расхождение предсказаний с экспериментом.

Таким образом в высших симметриях, как и в $SU(3)$, необходимо учитывать нарушения как в массах, так и в матричных элементах.

В главе I обсуждаются возможные нарушения группы $SU_w(6)$, и в качестве первого шага найдены массовые формулы ^{/6,7/}. Для барионов они такие же, как и в статической $SU(6)$, так как классификация барионов $1/2^+$ и $3/2^+$ в $SU(6)$ и $SU_w(6)$ одинакова. Для мезонов 0^- и 1^- возникает новая ситуация. Если в группе $SU(6)$ мы имеем дело с 35-плетом и отдельно мог быть (а мог и не быть) синглет - девятый мезон 0^- , то в группе $SU_w(6)$ с учетом релятивистской инвариантности возникает 36-плет, содержащий девятый псевдоскалярный мезон. Отсюда

возникает возможность определенных выводов о девятом мезоне 0^- , например, о его массе.

При анализе нарушений (шпурионов) в массовых формулах мы опирались на следующие естественные требования:

а). Чтобы сохранялась релятивистская инвариантность и четность, шпурион должен быть скаляром с положительной четностью.

б). Чтобы сохранялся изоспин и гиперзаряд, шпурион должен преобразоваться как синглет или как 3-3 компонента октета относительно $SU(3)$.

в). Шпурион должен быть таким, чтобы массы расщеплялись по обычному спину, а не по W-спину.

Мы ограничились шпурионами с двумя верхними и двумя нижними индексами.

В общем случае мы получаем две массовые формулы для мезонов:

$$\chi + \eta + \pi = \omega + \phi + \rho, \quad (A)$$

т.е. суммы квадратов масс нестранных мезонов в псевдоскалярном и векторном нонетах одинаковы, и

$$\begin{aligned} & \{ [4K^* - \rho] [3(\omega + \phi) - (4K^* - \rho)] - 9\phi\omega \}^{1/2} - \\ & - \{ [4K - \pi] [3(\chi + \eta) - (4K - \pi)] - 9\eta\chi \}^{1/2} = \\ & = \sqrt{2} [(K - \pi) - (K^* - \rho)], \end{aligned} \quad (B)$$

где символами частиц обозначены квадраты их масс, а χ - девятый псевдоскалярный мезон.

Формулы (A) и (B) можно рассматривать как систему уравнений для определения неизвестной массы χ - мезона и массы ρ - мезона (ширина ρ - мезона велика (≈ 140 МэВ),

и значение массы его зависит от способа обработки экспериментальных данных). Тогда, беря массы других частиц из таблиц, находим, что масса χ -мезона равна 1400 Мэв, а ρ -мезона - 780 Мэв. Отсюда следует, что формулы (А) и (В) хорошо выполняются, если считать девятой псевдоскалярной частицей $E(1420)$ - мезон, у которого, по новым экспериментальным данным, наиболее предпочтительное значение спин-четности оказывается 0^- . (Метод определения спина E -мезона излагается в главе II). Угол смешивания η - и E -мезонов равен $\theta_p = -6,5^\circ$. Эти результаты справедливы и в кроссинг-симметричной группе $SU_{\chi}(6)$.

E -мезон наблюдался пока только в процессе аннигиляции протон-антипротон. Идентификация $E(1420)$ - мезона с девятым мезоном 0^- позволяет делать выводы о частоте его рождения в других процессах.

В главе II оценено сечение рождения E -мезона в процессе Примакова. В рамках частично нарушенной симметрии $SU_{\chi}(6)$ (учитывается только шпурион из 35-плета), зная ширины распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\eta \rightarrow 2\gamma$, для распада $E \rightarrow 2\gamma$ получаем ширину $\Gamma_{\gamma\gamma} = 25$ кэв. Тогда, например, при энергии фотона $E_{\gamma} = 15$ Гэв, для рождения E -мезона на свинце ($Z = 82$), значение углового сечения в максимуме будет ≈ 10 мбарн/стер., т.е. того же порядка, что и сечение наблюдаемого на опыте рождения η -мезонов при $E_{\gamma} = 5$ Гэв.

В главе III изучаются мезон-барионные столкновения^{/8/}. Учет всех шпурионов, которые хорошо работали в массовом операторе, дает слишком много амплитуд. Для ограничения числа амплитуд было сделано динамическое предположение: во всех каналах s , u , t реализуются только те двухчастичные начальные и конечные состояния, которые принадлежат к минимальным представлениям.

Это предположение основано на двух фактах. Во-первых, в случае электромагнитной вершины предсказание точной симметрии для отношения магнитных формфакторов протона и ней-

трона $G_p^P / G_n^P = -3/2$ остается и в нарушенной симметрии только, если фотон (принадлежащий к представлению 35_{χ}) и нуклон находятся вместе в представлении 56_{χ} , т.е. низшем из возможных.

Во-вторых, в мезон-барионных взаимодействиях доминируют октетные и декуплетные переходы. Так как нас интересует процесс $35_{\chi} + 56_{\chi} \rightarrow 35_{\chi} + 56_{\chi}$, то в s -канале этой реакции необходимы переходы $56_{\chi} \rightarrow 56_{\chi}$. Тогда для обеспечения кроссинг-симметрии при $s \leftrightarrow u$ нужно прибавить переход $56_{\chi} \rightarrow 56_{\chi}$ в u -канале. Кроме того, для упругих процессов необходим обмен полюсом Померанчука. Этому соответствует переход $1 \rightarrow 1$ в t -канале. Итак, полная амплитуда процесса будет суммой трех переходов: $1 \rightarrow 1$ в t -канале и $56_{\chi} \rightarrow 56_{\chi}$ в s - и u -каналах, в соответствии со сделанным предположением. В терминах квантовых чисел частиц до (α, β) и после (γ, δ) рассеяния (где $\alpha = \{W, T, Y\}$) амплитуда рассеяния 35_{χ} -плета мезонов на 56_{χ} -плете барионов записывается в виде:

$$\begin{aligned}
 T = & P \langle \{35_{\chi}\} \alpha ; \{ \overline{35}_{\chi} \} \bar{\gamma} | 11 \rangle \langle 11 | \{56_{\chi}\} \beta ; \{ \overline{56}_{\chi} \} \bar{\delta} \rangle + \\
 & + \sum_{\beta'} \langle \{35\} \gamma ; \{56\} \delta | \{56'\} \beta' \rangle (A + a [T'(T'+1) - \frac{Y'^2}{4}]) + \\
 & + b W'(W'+1) + c Y' \langle \{56'\} \beta' | \{35\} \alpha ; \{56\} \beta \rangle + \\
 & + \sum_{\beta'} \langle \{56\} \delta | \{35\} \alpha ; \{56'\} \beta' \rangle (\bar{A} + \bar{a} [T'(T'+1) - \frac{Y'^2}{4}]) + \\
 & + \bar{b} W'(W'+1) + \bar{c} Y' \langle \{35\} \gamma ; \{56'\} \beta' | \{56\} \beta \rangle,
 \end{aligned} \quad (1)$$

где $\langle \{56'\} \beta' | \{35\} \alpha ; \{56\} \beta \rangle$ - коэффициенты Клебша-Гордана. Амплитуды P , A , \bar{A} , a , \bar{a} , b , \bar{b} , c , \bar{c} являются функциями мандельштамовских переменных s , u , t .

Сформулированный выше рецепт (1) можно применить также к процессам фоторождения, считая, что фотон преобразуется как $1 - 1$ компонента октета со спиральностью ± 1 , т.е. как $\sqrt{3} \rho_{+1}^0 + \phi_{+1}^0$ или $\sqrt{3} \rho_{-1}^0 + \phi_{-1}^0$.

Амплитуда (1) позволяет получить целый ряд соотношений между сечениями. Анализируя эти соотношения, отметим, что в рассматриваемой схеме нет соотношений, обсуждаемых Джексоном /2/, которые сильно противоречат опыту. Нет также соотношений Джонсона-Тримана, хорошо выполняющихся при энергиях выше 1 Гэв, но сильно нарушающихся в резонансной области энергии. Далее, имеющиеся экспериментальные данные не противоречат исследуемой схеме. Например, экспериментальные значения матриц плотности для K^* и N^* , рождающихся в реакции $K^+ p \rightarrow K^{*+} N^*$ при $p_{K^+} = 3$ Гэв/с - $\rho^{00} = 0,9 \pm 0,1$ и $\rho_{33} = 0 \pm 0,05$ удовлетворяют соотношению нарушенной симметрии $4/3 \rho^{00} + 20/9 \rho_{33} \geq 1$ и противоречат предсказаниям точной симметрии $\rho^{00} = 1/3$, $\rho_{33} = 1/4$.

Нам кажется, что из целого ряда соотношений особый интерес представляют предсказания, относящиеся к E^- мезону:

$$\frac{F \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi^+ p \rightarrow E N^{*++})}{F \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi^+ p \rightarrow \eta N^{*++})} = \left[\frac{\sqrt{2} + \text{tg } \theta_p}{1 - \sqrt{2} \text{tg } \theta_p} \right]^2 = 1,25; \quad (2)$$

$$\frac{F \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi^- p \rightarrow E n)}{F \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi^- p \rightarrow \eta n)} = 1,25. \quad (3)$$

(связь между квадратом матричного элемента и сечением дается формулой $|T|^2 = F \frac{d\sigma}{d\Omega}$).

Из (2) и (3) следует, что E^- мезон должен рождаться так же обильно, как и η^- мезон, который, например, в реакции $\pi^+ p \rightarrow \eta N^{*++}$ при $p_{\pi^+} = 8$ Гэв/с рождается вперед с сечением $\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} = 1$ мбарн (Гэв/с)⁻².

В случае фоторождения получаем

$$\frac{F \frac{d\sigma}{d\Omega} (\gamma p \rightarrow E p)}{F \frac{d\sigma}{d\Omega} (\gamma p \rightarrow \eta p)} = \frac{F \frac{d\sigma}{d\Omega} (\gamma p \rightarrow E N^{*+})}{F \frac{d\sigma}{d\Omega} (\gamma p \rightarrow \eta N^{*+})} = 1,25. \quad (4)$$

Соотношения (2) - (4) позволяют думать, что поиск E^- мезона в реакциях мезон-барионных столкновений или фоторождения - благодарная задача. Хотя как соотношения (2) - (4), так и другие /8/ получены для строго коллинеарного случая, то можно ожидать, что они не будут сильно нарушаться при небольших отклонениях от коллинеарности.

E^- мезон - не единственный кандидат на место девятого псевдоскалярного мезона. Другим претендентом является $X^0(960)$ - мезон. В главе II показано /1,6,7/, что псевдоскалярность X^0 - мезона нельзя считать твердо установленной. Действительно, диаграмма Далица для распада $X^0 \rightarrow \eta 2\pi$ не позволяет отличить 0^- от 2^- , 2^- даже лучше. Метод, основанный на исследовании углового распределения пионов в распаде $X^0 \rightarrow \rho \gamma \rightarrow \pi \pi \gamma$ просто несостоятелен. Вывод о псевдоскалярности X^0 - мезона, базирующийся на том факте, что экспериментальные данные имитируют распределение $\sin^2 \theta$, на самом деле неоснователен. Даже в случае одних простейших матричных элементов (низшей степени по импульсу фотона) $\sin^2 \theta$ появляется также для 1^- и 2^- . Кроме того, при энергосделении $Q = 200$ Мэв нет оснований пренебрегать остальными матричными элементами, а тогда возможны все значения спин-четности.

Итак, имеющиеся эксперименты не позволяют определить спин-четность X^0 - мезона.

Для определения спина X^0 - мезона предлагается (глава II) исследовать распад $X^0 \rightarrow 2\gamma$. Обнаружение этого рас-

пада позволит не только исключить спин 1. Измеряя независимо ширину распада и сечение обратного процесса (эффект Примакова), можно отличить спины 0^- и 2^- . Действительно, при данной ширине во втором случае угловое сечение рождения X^0 - мезона в процессе Примакова больше, причем в существенной области углов (около пика) в пять раз.

В диссертации подчеркивается важность и необходимость экспериментов по однозначному установлению спин-четности E - и X^0 - мезонов. Поиск E - мезона в квазидвухчастичных реакциях, интересный и сам по себе, позволит высказать четкие аргументы за или против $SU_w(6)$.

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах /1,5,6,7,8/ и многократно докладывались на семинарах в Объединенном институте ядерных исследований, на конференциях в Ужгороде (1967) и Гейдельберге (1967), на школах в Эстонии (1967) и Чехословакии (1967).

Л и т е р а т у р а

1. А.Н.Заславский, В.И.Огиевецкий, В.Тыбор. Школа по физике высоких энергий, Поградске Плесо, Чехословакия, 1967 год.
2. J.D. Jackson, Phys. Rev. Letters 15, 990 1965.
3. В.И.Огиевецкий, И.В.Полубаринов, Письма ЖЭТФ, 4,325,1966.
4. V.I. Ogievetsky, I.V. Polubarinov, Preprint E2-3279, 1967, Dubna.
5. А.Н.Заславский, В.Тыбор, Препринт P2-3087, Дубна 1966.
6. А.Н.Заславский, В.И.Огиевецкий, В.Тыбор. Письма ЖЭТФ, В. 604, 1967.
7. А.Н.Заславский, В.И.Огиевецкий, В.Тыбор. Препринт P2-3391, Дубна, 1967.
8. А.Н.Заславский, В.Тыбор, Препринт P2-3758, Дубна 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 апреля 1968 года.