

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 6 — 1966

УДК 539.12.01

В. И. КУШТАН

СХЕМА СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ДВУМЯ БОЗОНАМИ *

Рассмотрена схема слабого взаимодействия с двумя сортами промежуточных векторных частиц и исследованы следствия такой схемы. Вводится нарушение *ср*-инвариантности, связанное с различием взаимодействий этих частиц.

До самого последнего времени (1964 г.) считалось, что принципиальная схема построения слабого взаимодействия совершенно ясна. Слабый ток

$$j_\mu = j_\mu^L + j_\mu^0 + j_\mu^1 \quad (1)$$

(слагаемые означают соответственно лептонный ток и барионные токи с $\Delta S=0$ и $\Delta S=1$) либо контактно взаимодействует с эрмитовым током с универсальной константой G (четырёхфермионное взаимодействие)

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} j_\mu j_\mu^H, \quad (2)$$

либо связан с некоторым промежуточным заряженным векторным полем W^+ с константой g

$$\mathcal{L} = ig j_\mu W_\mu^* \text{ и } g^2 = \frac{G}{4\pi\sqrt{2}} m^2 \quad (3)$$

(m — масса промежуточного поля), величина которой определяется из условия совпадения в низкоэнергетическом пределе матричных элементов, вычисленных по (2) и (3). Это поле вводится для устранения известных трудностей (см., например, [1]) четырёхфермионного взаимодействия при высоких энергиях. Связь тока j_μ с векторным полем естественно назвать «полуслабой».

Для подавления процессов, идущих с изменением странности, приходится считать, что j_μ^0 и j_μ^1 смешиваются [2] друг с другом:

$$\cos \theta j_\mu^0 + \sin \theta j_\mu^1 \quad (4)$$

(угол Кабиббо $\theta \sim 15^\circ$). Утверждалось, что такая схема качественно пра-

* Основные результаты этой работы докладывались на конференции, посвященной 30-летию теории ядерных сил (Япония). См. D. Ivanenko. Progr. Theor. Phys. Suppl., Extra Numb., 161, 1965.

вильно описывает все слабые процессы; количественная проверка возможна только при знании сильных взаимодействий элементарных частиц, т. е. далеко выходит за рамки современной теории.

Уверенность в принципиальной правильности изложенной схемы слабых взаимодействий сильно уменьшилась в связи с обнаружением аномального двухпионного распада долгоживущего компонента K^0 -мезонного пучка [3, 4], идущего с нарушением CP -четности.

Если считать, что указанный распад происходит только за счет слабых взаимодействий, то он не может быть непротиворечиво объяснен взаимодействиями (2) и (3), которые в представленной форме записи вообще CP -инвариантны.

Удовлетворительно согласующееся с экспериментом нарушение CP -четности в слабых взаимодействиях можно ввести в предложенную нами ранее [5, 6] схему слабых взаимодействий с двумя сортами заряженных промежуточных полей. Как показано в [5], необходимость введения двух промежуточных полей вытекает из требования инвариантности лагранжиана слабого взаимодействия относительно инверсии константы взаимодействия [7], так как лагранжианы (2) и (3) не инвариантны относительно данной операции.

В нашей схеме лагранжиан запишем как

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^L + \mathcal{L}^1 + \mathcal{L}^2. \quad (5)$$

$$\mathcal{L}^L = igj_\mu^L (W_{1\mu}^* + W_{2\mu}^*),$$

$$\mathcal{L}^1 = ig(j_\mu^0 + j_\mu^1) W_{1\mu}^*, \quad (6)$$

$$\mathcal{L}^2 = ig(j_\mu^0 - j_\mu^1) W_{2\mu}^*.$$

Из условия совпадения матричных элементов μ -распада, рассчитанных по (2) и (6), для g^2 находим

$$g^2 = \frac{G}{2\pi\sqrt{2}} \left(\frac{1}{m_1^2} + \frac{1}{m_2^2} \right)^{-1}, \quad (7)$$

где m_1 и m_2 — массы W_1 и W_2 -частиц.

Из (6) и (7) видно, что такая схема не дает качественно новых результатов при рассмотрении чисто лептонных процессов и лептонных распадов адронов без изменения странности. Новое появляется для лептонных распадов, идущих с изменением странности, матричные элементы которых подавлены в нашей схеме по сравнению с (2) или (3) в отношении

$$\gamma = \frac{\frac{1}{m_1^2} - \frac{1}{m_2^2}}{\frac{1}{m_2^2} + \frac{1}{m_1^2}} = \frac{m_2 - m_1}{m_2 + m_1} = \frac{1}{2} \frac{\Delta m}{m}, \quad (8)$$

$$\Delta m = m_2 - m_1, \quad m = \frac{m_2 + m_1}{2}.$$

Подобное подавление является следствием нашей схемы, в которой важно, чтобы относительные знаки между токами в \mathcal{L}^1 и \mathcal{L}^2 формулы (6) были противоположны, причем несущественно, подавляются ли распады с $\Delta S=0$ или с $\Delta S=1$. Если мы хотим связать полученное подавление с реально наблюдающимся, которое в обычной схеме обеспечивалось введением угла Кабиббо, то должны выбрать знаки так,

как это сделано в (6). При этом получим соотношение для масс W -частиц:

$$\gamma^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta m}{m} \right)^2 \sim \frac{1}{20}. \quad (9)$$

Примерно в таком же отношении будут подавлены матричные элементы и других процессов, протекающих с изменением странности. Любопытным следствием этого является зависимость степени подавления от передаваемого импульса. В частности, при очень больших передаваемых импульсах ($q^2 \gg m^2$) $\gamma \rightarrow 0$, так что в этих условиях странность будет почти сохраняющимся квантовым числом. В этом отношении слабые взаимодействия приобретут свойства сильного.

Отметим еще раз, что в нашей схеме два бозона вводятся не специально для подавления соответствующих матричных элементов, как в аналогичной схеме [8], а из других соображений, само же подавление получается автоматически. Однако мы можем приписать W -частицам другие свойства, чем в выражениях (6) и (9); для объяснения согласия с экспериментальными данными в этом случае надо будет ввести дополнительный параметр подавления типа угла Кабиббо.

Будем считать, что аномальный распад долгоживущего компонента K^0 -мезонного пучка обусловлен нарушением CP -инвариантности в полуслабых взаимодействиях, появляющемся в результате различия свойств W -частиц. Как же надо изменить взаимодействие (6), чтобы получить требуемое CP -нарушение?

Как известно [9, 10], в результате $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ переходов в пучке K^0 -мезонов можно выделить короткоживущий и долгоживущий компоненты $K_{s,l}^0$, являющиеся смесью K^0 и \bar{K}^0 . При этом

$$\begin{aligned} K_{s,l}^0 &= \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}} (K_{1,2}^0 \pm \epsilon K_{2,1}^0), \\ K_{1,2}^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} K^0 \pm \bar{K}^0, \quad \epsilon = \frac{1-\xi r}{1+\xi r}, \\ \xi &= \frac{A(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi)}{A(K^0 \rightarrow 2\pi)}, \quad r = \left[\frac{A(\bar{K}^0 \rightarrow K^0)}{A(K^0 \rightarrow \bar{K}^0)} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (10)$$

($A(K^0 \rightarrow 2\pi)$, например, означает амплитуду распада K^0 на два пиона).

В соответствии с данными по распаду K_l^0 [3, 4] — $\epsilon \sim 2,3 \cdot 10^{-3}$. Если взаимодействие, вызывающее соответствующие переходы, CP -инвариантно, то $\xi=1$ и $r=1$, так что $\epsilon \equiv 0$. В этом случае $K_{s,l}^0 = K_{1,2}^0$, т. е. в результате смешивания получаем диагональные CP -состояния.

Ввести нарушение CP , как видно из (10), можно несколькими путями: 1) $\xi=1$, $r \neq 1$, CP нарушается во взаимодействиях лептонов с барионами; 2) $\xi \neq 1$, $r=1$, нарушение в барионных взаимодействиях; 3) $\xi \neq 1$, $r \neq 1$, CP нарушается всеми взаимодействиями. Разумеется, в случае 1) и 2) соответствующая величина равна единице не точно, поскольку, например, амплитуды $K^0 \rightarrow 2\pi$ и $\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi$ отличаются вкладом лептонных диаграмм высших порядков, в которых CP нарушается. В пункте 3) нарушение CP одного и того же порядка и во взаимодействиях барионов с лептонами и друг с другом. В дальнейшем такую возможность мы не будем рассматривать.

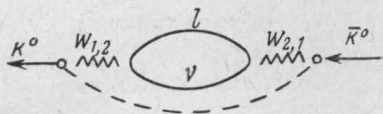
Можно наиболее легко добиться нарушения CP -инвариантности в лептонных взаимодействиях, положив в (6)

$$\mathcal{L}^L = ig j_\mu^L (W_{1\mu}^* + iW_{2\mu}^*). \quad (11)$$

При этом для подавления лептонных распадов барионов с изменением странности следует положить:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^1 &= ig (\cos \theta_{j_\mu}^0 + \sin \theta_{j_\mu}^1) W_{1\mu}^*, \\ \mathcal{L}^2 &= ig (\cos \theta_{j_\mu}^0 - \sin \theta_{j_\mu}^1) W_{2\mu}^* \end{aligned} \quad (12)$$

с углом θ , несколько отличающимся от значения угла Кабиббо. Из (11) и (12) видно, что CP нарушается теми диаграммами $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ перехода, в которых в виртуальном состоянии осуществляется переход W_1 в W_2 и обратно через лептонные пары, т. е. диаграммами типа (см. рис.). Рассмотрим диаграммы, в которых в виртуальном состоянии находятся либо одноименные W -частицы, либо только барионные пары. Соответствующие им матричные элементы обозначим M .



Тогда

$$\begin{aligned} r &= \left[\frac{M - M_1}{M + M_1} \right]^{1/2} = \left[\frac{1 - \sigma}{1 + \sigma} \right]^{1/2} = 1 - \sigma, \\ \sigma &= \frac{M_1}{M} \quad \text{и} \quad \zeta = \frac{1}{2} \sigma. \end{aligned} \quad (13)$$

Точно вычислить σ невозможно из-за очевидных трудностей расчета диаграмм высших порядков по полуслабому взаимодействию. Однако очевидно, что такое отношение мало, поскольку для каждой диаграммы (см. рис.) строим диаграмму, получающуюся взаимной заменой W_1 и W_2 -частиц, матричные элементы которых вычитаются.

Поэтому, если выбрать массы m_1 и m_2 так, чтобы $\frac{\Delta m}{m} \sim 10^{-2}$, то получим как раз требуемое значение ζ .

В таком варианте CP сохраняется в чисто лептонных взаимодействиях и в адронных процессах без изменения странности; нарушение в лептонных распадах барионов с $\Delta S=0$ и с $\Delta S=1$ порядка нескольких процентов.

Если мы хотим нарушить CP так, чтобы $\zeta \neq 1$, а $r=1$, то должны оставить неизменным \mathcal{L}^L в (6). Взаимодействие барионных токов с W -полями запишем как:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^1 &= ig (\cos \theta_{j_\mu}^0 + \sin \theta_{j_\mu}^1) W_{1\mu}^*, \\ \mathcal{L}^2 &= ig (\cos \theta_{j_\mu}^0 - i \sin \theta_{j_\mu}^1) W_{2\mu}^*. \end{aligned} \quad (14)$$

Тогда

$$\zeta = \frac{\frac{1}{m_1^2} - i \frac{1}{m_2^2}}{\frac{1}{m_1^2} + i \frac{1}{m_2^2}} \sim 1 - 2i \left(\frac{m_1}{m_2} \right)^2. \quad (15)$$

Следовательно, положив $m_2 \sim 20 m_1$, получим правильную величину нарушения CP , поскольку $\zeta \sim \left(\frac{m_1}{m_2} \right)^2$.

В таком варианте CP сохраняется в чисто лептонных взаимодействиях и лептонных распадах барионов без изменения странности. Нарушается CP только в лептонных распадах барионов с изменением странности, причем это нарушение порядка десятых процента.

Представляет интерес рассмотреть механизм нарушения в пределе бесконечных масс W -частиц, т. е. в случае, когда слабое взаимодействие будет иметь вид обычного контактного взаимодействия четырех фермионов. Разумеется, при устремлении к бесконечности масс промежуточных частиц будем считать, что их отношение остается постоянным.

Результатом указанного предельного перехода в случае (11) и (12) будет следующий лагранжиан:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I = & \cos^2 \theta (G_1 + G_2) j^0 j^{0+} + \sin^2 \theta (G_1 + G_2) j^1 j^{1+} + \\ & + (G_1 + G_2) j^L j^{L+} + \cos \theta (G_1 + G_2) j^0 j^{0+} + \sin \theta (G_1 - iG_2) j^1 j^{L+} + \\ & + \sin \theta \cos \theta (G_1 - G_2) j^0 j^1, \end{aligned} \quad (16)$$

причем $G_1 \sim 1,5G_2$. Из (14) следует

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{II} = & \cos^2 \theta (G'_1 + G'_2) j^0 j^{0L} + \sin^2 \theta (G'_1 + G'_2) j^1 j^1 + \\ & + \cos \theta \sin \theta (G'_1 - iG'_2) j^0 j^1 + (G'_1 + G'_2) j^L j^{L+} + \\ & + \cos \theta (G'_1 + G'_2) j^0 j^{L+} + \sin \theta (G'_1 + iG'_2) j^1 j^L. G'_1 \sim 400 G'_2. \end{aligned} \quad (17)$$

В обоих случаях $G_1 + G_2 = G'_1 + G'_2 = G$. (G — фермиевская константа связи). Появление двух констант в контактном взаимодействии является следствием наличия двух промежуточных частиц в полуслабых взаимодействиях.

Отметим особенности полученных схем cp -нарушения. Это прежде всего то, что cp -нарушение не максимально, т. е. сдвиг фаз cp -нарушающих членов равен не $\pi/2$, а соответственно 39 и 3° . Кроме того, мнимые и действительные части констант не равны, что, однако, получено из универсального симметричного относительно W -частиц полуслабого взаимодействия. Лагранжиан (16) приводит к нарушению cp для всех процессов во втором порядке слабых взаимодействий, когда в виртуальном состоянии появляются лептоны. В этом отношении наше предложение сходно со схемой Сакса [10] с тем очевидным отличием, что у нас кроме предположения о нарушении cp виртуальными лептонными параметрами задается конкретный механизм такого нарушения. Кроме того, степень нарушения у нас пропорциональна G_2^2 , что допускает отношение параметров обрезания для виртуальных лептонных и нуклонных петель $\sim 100 \div 300$. В схеме же Сакса оно было ~ 1 .

Слабой стороной этого варианта является допущение большого нарушения cp -четности ($\sim 15\%$) в лептонных распадах барионов. Эту трудность можно устранить вторым способом cp -нарушения (см. (17)). Здесь нарушение cp появляется в первом приближении в нелептонных и лептонных процессах с $\Delta S=1$, причем пропорционально G_2^2 (т. е. порядка $2,5 \cdot 10^{-3}$). Следовательно, во всех других процессах степень нарушения $\sim G_2^2$, т. е. слишком мала для экспериментального обнаружения.

В заключение следует отметить, что лагранжианы (16) и (17) не дают новых результатов по сравнению с (12) и (14). Однако они позволяют рассмотреть предложенный нами способ cp -нарушения без введения промежуточных частиц (считая их, например, только удобной формой записи или же анализа слабых взаимодействий). Даже при такой точке зрения на полуслабые взаимодействия, хотя мы и считаем векторные бозоны существующими в действительности, W -частицы сыграли большую роль: без (12) и (14) в рамках только четырехфермионного взаимодействия появление (16) и (17) было бы неестественным.

Приносим самую искреннюю благодарность А. Н. Наумову, взявшему на себя труд доложить результаты этой работы на Всесоюзной конференции по квантовой теории поля и элементарным частицам в Ужгороде (октябрь 1965 г.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Окунь Л. Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М., Физматгиз, 1963.
2. Cabibbo N. Phys. Rev. Lett., **10**, 531, 1963.
3. Christenson J., Cronin J., Fitch V., Turley R. Phys. Rev. Lett., **13**, 138, 1964.
4. Abashian A., Abrams R., Carpenter D., Fisher G., Neikens B. M., Smith J. Phys. Rev. Lett., **13**, 243, 1964.
5. Куштан В. И. «Изв. вузов», физика, № 6, 136, 1964.
6. Куштан В. И. «Изв. вузов», физика, № 2, 1966.
7. Kushtan V. I., Lomsadze Yu. M., Romanko G. D. Phys. Lett., **2**, 82, 1962.
8. Липманов. ЖЭТФ, **47**, 360, 1964.
9. Lee T. D., Oehme R., Yang C. N. Phys. Rev., **106**, 340, 1957.
10. Sachs R. Phys. Rev. Lett., **13**, 286, 1964.

Поступила в редакцию
26. 4 1966 г.

Кафедра
теоретической физики
