



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Л.Б. Окунь

885

СИММЕТРИИ
И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени доктора физико-математических наук

Диссертация выполнена в Институте теоретической и
экспериментальной физики АН СССР

Дубна 1962 год

Л.Б. Окунь

885

**СИММЕТРИИ
И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ**

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени доктора физико-математических наук

Диссертация выполнена в Институте теоретической и
экспериментальной физики АН СССР

Для современного состояния теории слабого взаимодействия характерно существование большого числа различных свойств симметрии, вводимых в теорию чисто феноменологически. Хотя правила отбора, обусловленные этими свойствами симметрии, объясняют большой круг опытных данных, тем не менее существующее положение нельзя считать удовлетворительным, по крайней мере, по двум причинам.

Во-первых, эти свойства симметрии, как правило, никак не связаны друг с другом, и потому введение каждого из них требует отдельного постулата. Во-вторых, эти свойства симметрии еще недостаточно проверены на опыте. Для дальнейшего прогресса в области слабых взаимодействий необходимо поэтому, с одной стороны, извлечь из известных свойств симметрии все следствия, которые могут быть проверены на опыте, и, с другой стороны, свести до минимума число независимых гипотез, обуславливающих всю совокупность этих свойств симметрии, попытаться понять их с единой точки зрения. В данной диссертации сделана попытка частично реализовать эту программу.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, дополнения и заключения.

Введение содержит краткое перечисление вопросов, рассмотренных в диссертации.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

В первой главе диссертации на основе модели Сакаги /1/ рассматривается теория универсального слабого $V-A$ - взаимодействия /2,3/.

Согласно модели Сакаги все сильно взаимодействующие частицы являются проявлениями системы трех фундаментальных сильно взаимодействующих барионных полей: p, n, Λ . Как показано в первой главе, эта модель дает естественную интерпретацию изотопической инвариантности сильных взаимодействий, как следствия симметрии фундаментального сильного взаимодействия относительно протона и нейтрона. В модели, наряду с известными долгоживущими частицами, естественным образом содержатся и метастабильные резонансы. Правильно воспроизводя схему изотопических мультиплетов, модель Сакаги содержит, разумеется, и связанные с этой схемой правила отбора для сильных и электромагнитных взаимодействий.

К сожалению, динамическая теория сильного взаимодействия в рамках модели Сакаги находится пока не в лучшем состоянии, чем в обычной юкавской схеме. Поэтому в настоящее время невозможно проверить справедливость модели, оставаясь в кругу сильных взаимодействий. Возможности экспериментальной проверки модели резко расширяются при переходе к слабому взаимодействию.

В рамках модели Сакаги все известные медленные процессы можно свести к самовзадействию слабого тока j_w :

$$\frac{G}{\sqrt{2}} j_w j_w^+,$$

где G - константа слабого взаимодействия, а ток j_w является суммой четырех слабых токов: электронного j_e , мюонного j_μ , нуклонного j_n и странного j_Λ . Эти токи имеют вид:

$$j_{e\alpha} = \bar{e} O_\alpha \nu \quad j_{n\alpha} = \bar{n} O_\alpha p$$

$$j_{\mu\alpha} = \bar{\mu} O_\alpha \nu \quad j_{\Lambda\alpha} = \bar{\Lambda} O_\alpha p,$$

где $O_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5)$ и, следовательно, каждый из них, в свою очередь, является суммой векторного и аксиального токов. Такое слабое взаимодействие универсально, так как имеет одинаковую константу и форму для различных токов. Следует отметить в связи с этим, что в обычной формулировке слабого взаимодействия понятие универсальности может быть определено только для сохраняющего векторного нуклонного тока. В связи с выбором оператора O_α , в диссертации подчеркивается, что в модели Сакаги не только слабое, но и остальные типы взаимодействий (электромагнитное, гравитационное и сильное) могут быть записаны в γ_5 -инвариантной форме. Нуклонный и странный токи в модели Сакаги обладают рядом свойств симметрии, которые в сочетании с изотопической инвариантностью сильного взаимодействия приводят к большому числу весьма интересных соотношений и запретов. (1)

Во-первых, следствием модели является аналогия между векторным током, сохраняющим странность, и изовекторным электромагнитным током, на возможность существования которой впервые указали С.С.Герштейн и Я.Б.Зельдович^{/4/}. Как результат этой аналогии должно иметь место равенство векторной константы β -распада и константы μ -распада, должна существовать связь между электро-

магнитными и слабыми форм-факторами и т.д. В отличие от обычной формулировки теории, где указанная выше аналогия возможна, но не обязательна, в модели Сакаты эта аналогия обязательна, является неизбежным следствием модели.

Во-вторых, аксиальный и векторный нуклонные токи представляют собой изотопические векторы с определенной G -четностью. Это приводит к ряду следствий, которые могут быть проверены на опыте. К ним относятся, в частности, отсутствие "слабого диполя" в β -распаде и равенство матричных элементов "зеркальных" распадов

$$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + \nu \quad \Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}.$$

В-третьих, так как странный ток удовлетворяет соотношениям

$$\begin{aligned} |\Delta S| &= 1, \\ \Delta Q &= \Delta S, \\ \Delta T &= \frac{1}{2}, \end{aligned}$$

где ΔS , ΔQ и ΔT разность странности, электрического заряда и изотопического спина протона и Λ - гиперона, то этим же соотношениям должны удовлетворять лептонные распады странных частиц с изменением странности, причем под ΔS , ΔQ и ΔT следует понимать изменение странности, электрического заряда и изотопического спина сильно взаимодействующих частиц. Правило $|\Delta S|=1$ запрещает такие распады, как

$$\Xi^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu},$$

правило $\Delta Q = \Delta S$ запрещает такие распады, как

$$\begin{aligned} \Sigma^+ &\rightarrow n + e^+ + \nu \\ K^0 &\rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}. \end{aligned}$$

Правило $\Delta T = 1/2$ дает, в частности, возможность установить связь между лептонными распадами нейтральных и заряженных K -мезонов. Оказывается, что вероятности K_1^0 -распадов K^+ -мезона, K_1^0 -мезона и K_2^0 мезона должны быть равны.

В-четвертых, нелептонные распады странных частиц должны удовлетворять правилам отбора

$$|\Delta S| = 1.$$

$$\Delta T \leq 3/2.$$

Эти правила отбора легко получить, если учесть, что нелептонные распады обусловлены взаимодействием странного и нуклонного токов и что для последнего $\Delta S = 0$, $\Delta T = 1$. Оба эти правила находятся, по-видимому, в хорошем согласии с опытом.

Перечисленные выше соотношения и запреты не связаны с наглядными представлениями о "составных" частицах, которые иногда понимаются под термином "модель Сакаты". Эти соотношения и запреты совершенно строго вытекают из гипотезы о том, что все свойства сильно взаимодействующих частиц обусловлены взаимодействиями трех барийных полей, два из которых образуют изотопический дублет. Этими полями могли бы быть не только p , n , Λ , но и, например, Ξ_0^- , Ξ^0 и Λ или три других поля, которым не отвечают известные частицы. Модели, удовлетворяющие этому условию, мы называем минимальными.

Итак, в первой главе диссертации показано, что слабое взаимодействие в модели Сакаты (или - более общим образом - в минимальной модели) обладает целым рядом специфических свойств симметрии. Наряду с этим оно, разумеется, обладает и всеми теми свойствами, которыми обладает обычное слабое $V-A$ - взаимодействие: не сохраняет P -четность и C -четность, сохраняет CP -четность, γ_5 - инвариантно. Последующие главы диссертации посвящены выяснению того, каким образом проявляются на опыте те или иные симметрии слабого взаимодействия.

Во второй главе анализируются свойства нейтральных K -мезонов.

Рассмотрены π -мезонные распады K_1^0 - и K_2^0 -мезонов, возможные при сохранении C -четности или T -четности. Наблюдаемые на опыте пионные распады нейтральных K -мезонов указывают на то, что сохраняется T -четность (CP -четность).

На основе правила $\Delta T = 1/2$ для нелептонных распадов и установленного в первой главе правила $\Delta T = 1/2$ для лептонных распадов рассчитано время жизни K_2^0 -мезона ($\tau_2 \sim 5 \cdot 10^{-8}$ сек). Предварительные экспериментальные данные и вероятности отдельных его распадов подтверждают этот расчет.

Получен ряд результатов, относящихся к осцилляциям в пучке нейтральных K -мезонов. Показано, что правило $\Delta Q = \Delta S$, рассмотренное в первой главе, приводит к вполне определенному виду осцилляций лептонных распадов нейтральных K -мезонов. Отношение числа распадов $\pi^+ e^- \bar{\nu}$ и $\pi^- e^+ \nu$ должно быть равно отношению числа распадов $\pi^+ \mu^- \bar{\nu}$ и $\pi^- \mu^+ \nu$ и должно определяться только разностью масс K_1^0 и K_2^0 -мезонов $\Delta m = m_1 - m_2$, их временами жизни τ_1 и τ_2 и "возрастом" пучка t .

Показано, что разность масс K_1^0 и K_2^0 -мезонов $\Delta m = m_1 - m_2$ весьма чувствительна к возможной примеси нелептонного взаимодействия с $|\Delta S| = 2$. Наблюдаемая на опыте величина разности масс ($\Delta m = 1/\tau_2$) указывает на справедливость правила $|\Delta S| = 1$ для нелептонного слабого взаимодействия.

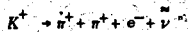
Во второй главе рассмотрен также вопрос об определении знака Δm . Предлагаются и обсуждаются эксперименты, которые бы могли установить, что тяжелее: K_1^0 или K_2^0 .

В третьей главе диссертации рассмотрены лептонные распады K -мезонов. Основная цель этого рассмотрения - выяснить, какие данные о виде взаимодействия можно получить, исследуя спектры и поляризацию частиц, возникающих в этих распадах. Исследование этого вопроса чрезвычайно важно для установления универсальности слабого взаимодействия, так как до последнего времени не доказано, что лептонные распады странных частиц действительно обусловлены $V-A$ -взаимодействием.

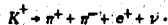
Амплитуда K_{e3} -распада в теории универсального $V-A$ -взаимодействия содержит в виде множителя величину δ , которая является функцией энергии π -мезона E_π и вид которой не может быть в настоящее время рассчитан из-за отсутствия теории сильного взаимодействия. В диссертации подробно рассмотрены те характеристики K_{e3} -распада, которые не зависят от вида неизвестной функции δ . К таким характеристикам относится, в частности, спектр электронов при фиксированной энергии π -мезона. Для анализа двойного энергетического распределения K_{e3} -распада предлагается диаграмма "скользящего луча", которая позволяет при произвольном виде функции $\delta(E_\pi)$ объединить данные, относящиеся к π -мезонам различных энергий. Как показано в третьей главе, важную информацию об амплитуде K_{e3} -распада можно получить, измеряя спектры π -мезонов, нейтрино и электронов, а также поляризацию последних.

Поляризация мюонов в K_{μ_3} -распаде рассчитана в диссертации как для взаимодействия общего типа, так и (более подробно) для $V-A$ -взаимодействия. В последнем случае амплитуда K_{μ_3} -распада содержит функции энергии π -мезона: $g(E_\pi)$ и $h(E_\pi)$. В силу универсальности слабого взаимодействия функция $g(E_\pi)$ одинакова для K_{e_3} и K_{μ_3} -распадов. Если предположить, что $g = \text{const}$ и $h = \text{const}$, то известные вероятности K_{e_3} и K_{μ_3} -распадов дают для отношения h/g два возможных значения. Определить, каков из этих значений осуществляется в природе, можно, измерив знак поляризации мюонов:

Исследование K_{e_4} -распада представляет интерес в связи с проверкой правила $\Delta Q = \Delta S$. Это правило запрещает распад



и разрешает распад



Оценка дает для отношения вероятности этого последнего распада к вероятности распада K_{e_3} величину порядка $10^{-3} - 10^{-4}$.

В третьей главе рассмотрены также конверсионные распады K -мезонов



обусловленные совокупностью слабого нелептонного и электромагнитного взаимодействий. Эти распады представляют интерес в связи с вопросом о нейтральных слабых токах. Для абсолютной вероятности этих распадов может быть дана только порядковая оценка. Что касается отношения вероятностей этих распадов, то оно может быть рассчитано с хорошей точностью и равно $\Sigma \mu / w_e = 0,2$. Рассчитаны также спектры вторичных частиц.

В четвертой главе анализируются пионные распады гиперонов. Указаны ограничения, налагаемые на амплитуды этих распадов сохранением C -четности или T -четности (CP -четности). Отмечено, что исследование спиновых корреляций в распадах



может дать все сведения о $\Lambda \pi$ -взаимодействии. Правило $\Delta T = 1/2$ и сохранение CP -четности позволяют установить соотношения между вероятностями распадов

$$\begin{aligned}\Sigma^+ &\rightarrow p + \pi^0 \\ \Sigma^+ &\rightarrow n + \pi^+ \\ \Sigma^- &\rightarrow n + \pi^- .\end{aligned}$$

В диссертации показано, что измеренные на опыте вероятности этих распадов удовлетворяют этим соотношениям.

В пятой главе рассмотрен распад мюона

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu} .$$

Получена формула, описывающая этот распад при наиболее общем виде локально-го четырехфермионного взаимодействия. Вычислены спектр, угловое распределение и поляризация электронов, возникающих при распаде поляризованного мюона. Расчет проведен с учетом массы электрона. Анализ этой формулы дает возможность ответить на вопрос о том, не может ли совокупность S, P и T вариантов дать для ряда экспериментально наблюдаемых величин те же результаты, что и V-A теория. Показано, что прямое измерение знака поляризации распадающегося мюона в сочетании с измерением спектра, углового распределения и поляризации электронов устраняет подобную возможность.

Дополнение к первой главе посвящено обсуждению гипотезы о свойствах аксиального нуклонного тока, сохраняющего странность, выдвинутой Гелл-Манном и Леви^{/Б/}. Показано, что для проверки справедливости этой гипотезы большой интерес представляет измерение вероятности распадов $\Sigma^{\pm} \rightarrow \Lambda^0 + e^{\pm} \pm \nu$. Основное содержание диссертации опубликовано в 1957-1960 г.г. в работах /6-25/.

Л и т е р а т у р а

1. S.Sakata. Progr. Theor. Phys. 16, 686 (1956).
2. R.P.Feynman, M.Gell-Mann. Phys. Rev. 109, 193 (1958).
3. E.C.G.Sudarshan, R.E.Marshak. Proc. Padua Conf. (1957).
4. С.С.Герштейн, Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 29, 698 (1955).
5. M.Gell-Mann, M.Levy. Nuovo Cimento 16, 705 (1960).
6. Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 34, 489 (1958). Доклад, представленный на конференцию по физике мезонов в Венеции-Падуе, 1957. Proc. Padua Conf.

7. Л.Б.Окунь. Доклад, представленный на Женевскую конференцию по физике высоких энергий, 1958 г. Proc. CERN Conf. p. 223.
8. Л.Б.Окунь. Annual Review of Nuclear Sci. 9, 61 (1959). УФН 68, 449 (1959).
9. Л.Б.Окунь. Доклад, представленный на Рочестерскую конференцию 1960 г. Proc. 10 Rochester Conf. p. 743.
10. Б.Л.Иоффе, Л.Б.Окунь, А.П.Рудик. ЖЭТФ, 32, 396 (1957).
11. И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь. ЖЭТФ 34, 763 (1957).
12. Л.Б.Окунь, Б.М.Понтекорво. ЖЭТФ, 32, 1587 (1957).
13. И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 39, 605, (1960).
14. Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 33, 525 (1957).
15. Л.Б.Окунь. Nuclear Phys. 5, 455 (1958).
16. С.Г.Матинян, Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 36, 1317 (1959).
17. Л.Б.Окунь, Е.П.Шабалин. ЖЭТФ, 37, 1775 (1959).
18. Л.Б.Окунь, А.П.Рудик. ЖЭТФ, 39, 600 (1960).
19. Ю.И.Кобзарев, Л.Б.Окунь, А.П.Рудик. ЖЭТФ. 38, 1012 (1960).
20. Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 31, 333 (1956).
21. Ю.И.Кобзарев, Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 33, 296 (1957).
22. Л.Б.Окунь, А.П.Рудик. ЖЭТФ, 32, 627 (1957).
23. Л.Б.Окунь, В.М.Шехтер. ЖЭТФ, 34, 1250 (1958).
24. Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 39, 214 (1960).
25. Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 32, 400 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел
6 января 1962 года.