ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 6073

Б.М. Зупник

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЕЗОНОВ В ДИНАМИЧЕСКОЙ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

Специальность 041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1971

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединённого института ядерных исследований.

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук В.И.ОГИЕВЕЦКИЙ

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук Д.В.ВОЛКОВ
доктор физико-математических наук А.Т.ФИЛИППОВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР

Автореферат разослан " " 1971 года

Защита диссертации состоится " " 1971 года на заседании Учёного совета Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Учёный секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

2 - 6073

Б.М. Зупник

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЕЗОНОВ В ДИНАМИЧЕСКОЙ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

Специальность 041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

В последнее десятилетие интенсивно развивается и успешно применяется к описанию экспериментальных данных метод алгебры токов/I,2/, предложенный Гелл-Манном в 1962 году. В этом методе непосредственно не требуется существования киральных симметрий в обычном смысле, т.е. появления новых законов сохранения и классификации адронов по линейным представлениям групп $SU_2 \times SU_2$ и $SU_3 \times SU_3$. Поэтому алгебра токов в общем случае не даёт со-отношений между однотипными процессами с фиксированным числом частиц, кроме тех, которые следуют из изотопической инвариантности или SU_3 - симметрии. В то же время она приводит к динамическим соотношениям типа низкоэнергетических теорем между амплитудами различных реакций с участием псевдоскалярных мезонов.

В 1967 году Вайнберг/3/ показал, что низкоэнергетические теоремы алгебры токов можно получить из эффективных лагранжианов, инвариантных относительно нелинейных преобразований киральной группы $SU_2 \times SU_2$. Этот изящный феноменологический метод получил широкое признание и явился основой для дальнейшего развития исследований по динамической киральной симметрии. Для вычисления амплитуд процессов при пороговых энергиях в методе эффективных лагранжианов используется феноменологическое приближение, в котором рассматриваются только диаграммы без замкнутых петель (диаграммы типа деревьев). В таком подходе эффективный лагранжиан используется лишь для получения соотношений симметрии с помощью простой техники фейнмановских диаграмм. Вопрос о фундаментальном значении нелинейных лагранжианов киральной симметрии в настоящее время остаётся открытым.

В диссертации изучаются сильные и электромагнитные взаимодействия мезонов в киральных $SU_2 \times SU_2$ и $SU_3 \times SU_3$ симметриях. Диссертационная работа состоит из четырёх глав, введения и заключения. Каждая глава снабжена расширенной аннотацией.

Во введении кратко излагаются основные результаты диссертации, а также обсуждаются современные представления об алгебраических и динамических симметриях в физике элементарных частиц.

Глава I посвящена нелинейным реализациям динамических симметрий. В § I рассматриваются основные положения теории нелинейных реализаций полупростых компактных групп Ли, разработанной Коулменом, Вессом, Зумино/4/, Волковым/5/ и Ишэмом/6/ на основе идей Э.Картана по геометрии групп Ли/7/. Согласно этой теории, динамическая симметрия, связанная с группой G, требует существования безмассовых голдстоуновских полей ξ_ℓ с нулевым спином и квантовыми числами генераторов A_ℓ, порождающих нелинейные групповые преобразования. Задание подгруппы H, на которой происходит линеаризация преобразований группы G, определяет реализацию динамической симметрии с точностью до несущественной замены полевых переменных для голдстоуновских мезонов.
Параграф 2 основан на нашей работе/20/, в которой проводится исследование структуры нелинейных преобразований групп типа $SU_n \times SU_n$ с помощью проекционных полиномов Сильвестра-Лагранжа/8/. Метод проекционных полиномов даёт возможность записывать в явном виде нелинейные преобразования всех полей при любой параметризации группового элемента, получать компактные выражения для ковариантных производных, изучать общую структуру инвариантных лагранжианов.

При исследовании нарушения динамической симметрии необходимо

уметь строить из нелинейно преобразующихся полей величины с заданными трансформационными свойствами в группе G. Общий метод построения линейно преобразующихся величин предложен в работе/4/, однако для практических вычислений он не очень удобен. Более конструктивный метод рассмотрен Хонеркампом/9/ при анализе нарушения $SU_3 \times SU_3$ симметрии со свойствами линейных представлений (I.8) и (3.$\bar{3}$). В § 3 главы I развивается соответствующий формализм для построения линейно преобразующихся величин из голдстоуновских полей ξ_ℓ и их ковариантных производных в любой группе. В этом методе используются лишь трансформационные свойства полей ξ_ℓ и коммутационные соотношения для матриц линейных представлений группы G. Например, функция полей ξ_ℓ, преобразующаяся по представлению $\mathcal{D}$ группы G, может быть построена следующим образом:

$$exp(i\sum_\ell \xi_\ell A_\ell)\, h_s^{\mathcal{D}}\, exp(-i\sum_\ell \xi_\ell A_\ell), \qquad (I)$$

где $h_s^{\mathcal{D}}$ - матрица представления $\mathcal{D}$, коммутирующая со всеми генераторами V_α подгруппы H ($[V_\alpha, h_s^{\mathcal{D}}] = 0$, однако $[A_\ell, h_s^{\mathcal{D}}] \neq 0$). Формулы из § 3 используются в диссертации при изучении свойств эффективных электромагнитных лагранжианов в $SU_3 \times SU_3$ симметрии.

В главе II исследуются электромагнитные взаимодействия в киральной симметрии.

При описании электромагнитных взаимодействий второго порядка по e, таких как электромагнитный сдвиг масс в октете псевдоскалярных мезонов, распады $\eta \to 3\pi$, $\eta \to 2\gamma$ и $\pi^0 \to 2\gamma$, в $SU_2\times SU_2$ и $SU_3\times SU_3$ алгебрах токов возникает ряд трудностей, которые широко обсуждаются в литературе/10-15/. Мы проводим критический анализ этих трудностей методом эффективных лагранжианов. Использование простого языка лагранжева подхода позволяет объяснить причины возникновения различных противоречий алгебры токов и найти в некоторых случаях приемлемое решение.

В § I подробно обсуждаются обычные предположения о том, что свойства эффективных лагранжианов электромагнитных взаимодействий $(\mathcal{L}_{em})$ в $SU_3\times SU_3$ симметрии определяются только трансформационными свойствами электромагнитного тока $J_\mu^{em}(x)$, который по определению принадлежит к $(1,8)\oplus(8,1)$ представлению группы $SU_3\times SU_3$ /11/. Наше замечание состоит в том, что совокупность нейтральных генераторов группы $SU_3\times SU_3$, коммутирующих с $J_\mu^{em}(x)$, образует алгебру подгруппы $[U_2\times U_2]_N$. В связи с этим обычные предположения о свойствах электромагнитных взаимодействий адронов можно сформулировать в простой и точной форме как требование инвариантности $\mathcal{L}_{em}$ относительно подгруппы $[U_2\times U_2]_N$ группы $SU_3\times SU_3$. При линеаризации групповых преобразований на подгруппе SU_3 требование $[U_2\times U_2]_N$ - симметрии $\mathcal{L}_{em}$ включает в себя обычную классификацию электромагнитных взаимодействий по U - спину. Для случая линеаризации на подгруппе изоспина и гиперзаряда $SU_2\times Y$ это требование приводит лишь к динамическим соотношениям между электромагнитными процессами с разным числом частиц, например, между $\pi^0-\eta$ и $\eta\to 3\pi$ переходами.

В § 2 рассматриваются электромагнитные процессы 2-го порядка с участием псевдоскалярных мезонов. При построении различных моделей $\mathcal{L}_{em}^{(2)}$ с заданными трансформационными свойствами в группе $SU_3\times SU_3$ применяется формализм, развитый в § 3 главы I. Показано, что противоречия, возникающие в алгебре токов при описании электромагнитных разностей масс π- и K - мезонов, а также $\pi^0-\eta$ перехода/11/, имеют место лишь в модели лагранжиана $\mathcal{L}_{em}^{(2)}$ без производных полей. В диссертации предлагается принять для описания электромагнитных процессов модель лагранжиана с двумя производными полей, в которой эти противоречия исчезают. Использование связей с производными соответствует схеме "смешивания токов" для электромагнитного нарушения $SU_3\times SU_3$ симметрии. Эта модель даёт разумную оценку параметра $\pi^0-\eta$ перехода:

$$g_{\pi\eta}=\frac{m_\pi^2}{\sqrt{3}}(m_{\pi^0}^{-2}-m_{\pi^+}^{-2})+\frac{m_K^2}{\sqrt{3}}(m_{K^+}^{-2}-m_{K^0}^{-2})\simeq 0{,}05, \qquad (2)$$

где $g_{\pi\eta}$ - коэффициент при члене $\partial_\mu\pi^0\partial_\mu\eta$ в лагранжиане.

В § 3 главы II проводится исследование проблемы распада $\eta\to 3\pi$ в киральной симметрии. Этой проблеме посвящены многочисленные исследования в алгебре токов, обзор которых содержится в работах Белла и Сазерленда/12/, Мохапатра/13/ и других. Электромагнитный распад $\eta\to 3\pi$ во многом аналогичен слабому распаду $K\to 3\pi$, для которого алгебра токов даёт прекрасные результаты/1,2/. В то же время Сазерлендом было показано, что процесс $\eta\to 3\pi$ запрещён в мягкопионном пределе при $m_\pi=0$. В работах Долгова и др./14/, Бардина и др./15/ учитывается вклад σ - членов при $m_\pi\neq 0$ в амплитуду $\eta\to 3\pi$. В результате эти авторы получают хорошо согласующееся с экспериментом предсказание для распределения на диаграмме Далица в распаде $\eta\to\pi^+\pi^-\pi^0$. Однако до сих пор в $SU_2\times SU_2$ алгебре токов при разумных предположениях о величине параметра $\pi^0-\eta$ перехода не удавалось получить согласие с наблюдаемой шириной распада $\eta\to 3\pi$ /I2,I3/.

Мы считаем, что в этих исследованиях недооценивается роль графика с η - мезонным полюсом в амплитуде $\eta\to 3\pi$. Учёт графика с η - полюсом даёт возможность получить удовлетворительные результаты не только для распределения на диаграмме Далица, но и для парциальной ширины распада $\eta\to 3\pi$. Следует подчеркнуть, что в киральной симметрии $\pi^0-\eta$ переход описывается взаимодействием $g_{\pi\eta}\partial_\mu\pi^0\partial_\mu\eta$. Из экспериментальных данных по распаду $\eta\to 3\pi$ в этой модели определяются параметры в вершине $\pi\eta-\pi\eta$, поэтому появляется возможность сделать предсказание для S- волновой длины $\pi\eta$ рассеяния $a_{\pi\eta}$:

$$a_{\pi\eta}=\left[1{,}3(\mathcal{M}_{000}/g_{\pi\eta})-8\right]\cdot 10^{-3}m_\pi^{-1}, \qquad (3)$$

где $\mathcal{M}_{000}$ - матричный элемент распада $\eta\to 3\pi^0$ $(|\mathcal{M}_{000}^{\text{эксп}}|=0{,}92\pm 0{,}12)$. Отсюда $|a_{\pi\eta}|\sim 0{,}1\, m_\pi^{-1}$ при $g_{\pi\eta}\sim 0{,}05$. Заметим, что величина коэффициента при $(\mathcal{M}_{000}/g_{\pi\eta})$ в формуле (3) сильно зависит от выбора значения параметра наклона на диаграмме Далица в распаде $\eta\to\pi^+\pi^-\pi^0$. (В наших расчётах принимается значение $a_{+-0}=-0{,}55\pm 0{,}02$ /I3/). В заключение § 3 обсуждаются некоторые трудности, возникающие при описании распада $\eta\to 3\pi$ и $\pi\eta$ рассеяния в $SU_3\times SU_3$ симметрии.

В третьей главе исследуются взаимодействия A_1-, ρ- и π - мезонов в киральной $SU_2\times SU_2$ динамике.

Обычно в лагранжевых моделях ограничиваются простейшими, содержащими минимальное число производных полей взаимодействиями,

что соответствует предположению о гладкости формфакторов и уменьшает произвол в предсказаниях. Например, лагранжиан взаимодействия пионов в киральной симметрии /2,3/ содержит не более двух производных пионного поля $\vec{\pi}$ и т.д.

Однако после введения по Янгу и Миллсу векторных и аксиально-векторных полей $\vec{V}_\mu$ и $\vec{a}_\mu$ в киральную схему /I6,I7/ в общем случае эффективно возникают взаимодействия с 3-мя и 4-мя производными полей: $\partial_\mu\vec{V}_\nu\cdot\partial_\mu\vec{\pi}\times\partial_\nu\vec{\pi}$, $(\partial_\mu\vec{\pi}\times\partial_\nu\vec{\pi})^2$ и т.п. Это обусловлено необходимостью устранения нефизической $\vec{a}_\mu\partial_\mu\vec{\pi}$ связи из лагранжиана.

В § I главы Ш предлагается эффективный лагранжиан $A_1-\rho-\pi$ системы $\mathcal{L}^{min}$, который содержит не более двух производных в каждом члене и удовлетворяет, таким образом, требованию минимальности /2I-23/. Для получения этой модели в затравочный лагранжиан вводятся всевозможные неминимальные взаимодействия с 3-мя и 4-мя производными, которые затем можно исключить единственным образом с помощью специально подобранной замены поля $\vec{a}_\mu$ при сохранении условия поперечности векторного поля $\vec{V}_\mu$ $(\partial_\mu\vec{V}_\mu=0)$. Необходимая замена аксиально-векторного поля имеет следующий вид /2I/:

$$\vec{a}_\mu\longrightarrow\vec{A}_\mu=\vec{a}_\mu+\left[g\left(f_\pi+\sqrt{f_\pi^2-\vec{\pi}^2}\right)\right]^{-1}(\partial_\mu\vec{\pi}-g\vec{V}_\mu\times\vec{\pi}), \qquad (4)$$

где $\vec{A}_\mu$ - поле, описывающее физический A_1 - мезон, f_π - пионная распадная константа.

В § 2 рассматриваются некоторые приложения нашей модели лагранжиана взаимодействий A_1-, ρ- и π - мезонов, которая даёт максимально гладкую зависимость от 4 - импульсов в амплитудах различных процессов. Показано, что лагранжиан $\mathcal{L}^{min}(A,\rho,\pi)$

определяет минимальную схему в $SU_2\times SU_2$ алгебре полей, в которой возникают более строгие ограничения на зависимость вершин от 4 - импульсов, чем в методе "жёстких пионов"[2]. Эти ограничения ведут к разумным физическим следствиям для процессов с участием A_1 , ρ - и π - мезонов.

При изучении $A_1 A_1 \rho$ вершины мы получаем формулу для аномального магнитного момента A_1 - мезона δ :

$$\delta=-1+\left(\frac{M_A^2 g_\rho}{m_\rho^2 g_A}\right)^2\left[1-2\left(\frac{f_\pi g_\rho}{m_\rho}\right)^2\right], \qquad (5)$$

где m_ρ , M_A , g_ρ , g_A - массы и константы связи ρ - и A_1 - мезонов. При учёте соотношения KSRF $(2f_\pi^2 g_\rho^2=m_\rho^2)$ эта формула даёт приемлемое значение $\delta=-1$.

В отличие от общего случая[16,17] лагранжиан $\mathcal{L}^{min}(A,\rho,\pi)$ содержит лишь минимальное $\rho\pi\pi$ - взаимодействие $g_\rho \vec{V}_\mu\cdot\vec{\pi}\times\partial_\mu\vec{\pi}$, которое приводит к простому выражению для электромагнитного формфактора пиона в модели векторной доминантности.

С учётом ρ - мезонного обмена P - волновая длина $\pi\pi$ - рассеяния в минимальной модели имеет следующий вид:

$$a_1^1=\frac{\left[1-4(f_\pi g_\rho/m_\rho)^2\right]}{24\pi m_\pi f_\pi^2}. \qquad (6)$$

Значения S - волновых длин a_0^0 и a_2^0 полностью согласуются с результатами Вайнберга[1,2]. В то же время при $(f_\pi g_\rho/m_\rho)^2=1/2$ P - волновая длина $a_1^1\approx -0{,}03\, m_\pi^{-3}$ отличается знаком от соответствующего предсказания работы[2]. В обычной модели киральной динамики[16,17] длины $\pi\pi$ - рассеяния не определены

однозначно из-за возможности включения в лагранжиан неминимальных взаимодействий $h_1(\partial_\mu\vec{\pi}\times\partial_\nu\vec{\pi})^2$, $h_2(\partial_\mu\vec{\pi})^4$ с произвольными коэффициентами h_1 и h_2 .

В диссертации получена также удовлетворительная оценка полной ширины A_1 - мезона: $\Gamma(A_1)\approx 80$ Мэв.

В § 3 изучается модифицированная теория типа Янга-Миллса, в которой векторные и аксиально-векторные поля преобразуются нелинейно, подобно всем остальным полям в киральной симметрии[18,24]. В модели с нелинейно преобразующимися полями Янга-Миллса остаются в силе все низкоэнергетические теоремы динамической киральной симметрии. Например, в этой модели значения S- и P - волновых длин $\pi\pi$ - рассеяния не отличаются от результатов алгебры токов для a_0^0 , a_2^0 и a_1^1 [1,2]. Нелинейная реализация калибровочной $SU_2\times SU_2$ симметрии порождает связи между взаимодействиями ρ - и A_1 - мезонов, которые отличаются от соответствующих ограничений в теории с линейно преобразующимися полями Янга-Миллса.

В 1968 году появилась интересная работа Вайнберга[19], в которой рассматривается связь между алгебраическими и динамическими аспектами киральной $SU_2\times SU_2$ симметрии. Правила сумм алгебраической реализации киральной симметрии (АРКС) возникают из требования разумного асимптотического поведения амплитуды рассеяния вперёд пионов на других частицах.

В связи с этой работой у нас возник вопрос о применимости АРКС к самим пионам, а также ρ , A_1 , σ и другим нестранным мезонам с $GP(-1)^J=+1$. Специфика взаимодействий этих частиц с пионами не учитывается в общем анализе Вайнберга.

В первом параграфе главы IУ изложены основные положения и результаты АРКС[19], необходимые для объяснения сути нашего вопроса. В § 2 проводится специальное исследование асимптотики графиков-деревьев, описывающих рассеяние пионов на π, ρ, A_1, σ и т.п. мезонах в киральной симметрии, которое позволяет сделать вывод о том, что АРКС применима к мезонам с $GP(-1)^J=+1$. Попутно обсуждается способ учёта массы π - мезонов в соотношениях АРКС.

В § 3 показано, что АРКС совместна в принципе с нелинейной реализацией калибровочной $SU_2 \times SU_2$ симметрии. В то же время отмечается, что простейшая система из A_1-, ρ -, π-и σ -мезонов слишком бедна для получения согласующихся с экспериментом результатов совместного применения этих двух подходов.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах[20-24], неоднократно докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ и кафедры теоретической физики ДГУ, а также были доложены на Международной конференции по физике высоких энергий в Киеве.

ЛИТЕРАТУРА

I. С.Адлер, Р.Дашен. Алгебры токов и их применение в физике частиц. "Мир", Москва, I970.

2. S.Weinberg, Proceedings of 14th International Conference on High Energy Physics (Vienna, 1968), ed. J.Prentki and J.Steinberger, p.253, Geneva, 1968.

3. S.Weinberg, Phys.Rev.Lett. 18, 507 (1967).

4. S.Coleman, J.W.Wess, B.Zumino, Phys.Rev. 177, 2239 (1969).

5. Д.В.Волков. Препринт ИТФ-69-75, Киев, I969г.

6. C.J.Isham. Nuovo Cim. 59A, 356 (1969).

7. Э. Картан. Теория конечных непрерывных групп и дифференциальная геометрия, изложенные методом подвижного репера.Изд-во МГУ, Москва, I963г.

8. Ф.Р.Гантмахер. Теория матриц. "Наука",Москва,I967г.

9. J.Honerkamp, Nuovo Cim. 66, 767 (1970).

I0. D.G.Sutherland. Nucl.Phys. B2, 433 (1967).

II. R.Dashen, Phys.Rev. 183, 1245 (1969).

I2. J.S.Bell, D.G.Sutherland, Nucl.Phys. B4, 315 (1968).

I3. R.N.Mohapatra. Nuovo Cim. 2A , 707 (1971).

I4. A.D.Dolgov, A.I.Vainshein, V.I.Zakharov, Phys.Lett. 24B, 425 (1967).

I5. W.A.Bardeen, L.S.Brown, B.W.Lee, H.T.Nieh. Phys.Rev.Lett. 18, 1170 (1967).

I6. J.Schwinger, Phys.Lett. 24B, 473 (1967).

I7. J.Wess, B.Zumino, Phys.Rev. 163, 1727 (1967).

I8. K.Kawarabayashi, Lectures in Theoretical Physics, v.XI-A, pt.1, p. 227, Interscience, New York, 1969.

I9. S.Weinberg. Phys.Rev. 177, 2604 (1969).

20. Б.М.Зупник, В.И.Огиевецкий. ТМФ, I, 19 (1969).

21. Б.М.Зупник, В.И.Огиевецкий. Письма в ЖЭТФ, 12,194 (1970)

22. V.I.Ogievetsky, B.M.Zupnik, Nucl.Phys. B24, 612 (1970).

23. Б.М.Зупник, В.И.Огиевецкий. Доклад на XУ Международной конференции по физике высоких энергий, Киев-1970, Тезисы, т. 2, стр. 654, Изд.ОИЯИ, Дубна, 1970г.

24. Б.М.Зупник, В.И.Огиевецкий. Сообщения ОИЯИ, Р2-5759(1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
6 октября 1971 года.