ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 9910

ИВАНОВ
Евгений Алексеевич

СПОНТАННО НАРУШЕННЫЕ СИММЕТРИИ И ИХ НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕАЛИЗАЦИИ

Специальность 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1976

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук
член-корреспондент АН СССР Д.И.Блохинцев,

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник В.И.Огиевецкий.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
член-корреспондент АН УССР Д.В.Волков,

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник В.Н.Первушин.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Физический институт АН СССР им. П.Н.Лебедева, Москва.

Автореферат разослан "   " ____________ 1976 г.

Защита диссертации состоится "   " ____________ 1976 г. на заседании специализированного Ученого совета К-56 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований (Дубна, Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

В.И.Журавлев.

Фундаментальная концепция спонтанного нарушения симметрии, развитая в теории многих тел Н.Н.Боголюбовым/1/ и перенесенная в квантовую теорию поля Намбу/2/ и Голдстоуном/3,4/, оказалась чрезвычайно плодотворной при описании взаимодействий полей. Спонтанно нарушенные симметрии (или, по-другому, намбу-голдстоуновские реализации) лежат в основе большинства динамических теорий, обсуждавшихся последнее время. Так, киральная динамика/5/ представляет собой теорию спонтанно нарушенной $SU(2)\times SU(2)$ (или $SU(3)\times SU(3)$) симметрии, перенормируемые объединенные теории слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий/6/ основаны на спонтанно нарушенных калибровочных симметриях, теория гравитации оказывается совместной намбу-голдстоуновской реализацией аффинной и конформной симметрий/7/ и т.д. С группами спонтанно нарушенных симметрий не связаны какие-либо дополнительные законы сохранения сверх тех, что соответствуют их ненарушенным подгруппам. Эти симметрии имеют динамический характер - они соотносят амплитуды с разным числом внешних линий голдстоуновских полей, фиксируя тем самым структуру взаимодействий последних.

Настоящая диссертация посвящена исследованию некоторых вопросов спонтанно нарушенных симметрий в теории поля. Диссертационная работа состоит из четырех глав, Введения, Заключения, двух Приложений и предваряется краткой сводкой полученных результатов. Каждая глава снабжена расширенной аннотацией.

Во Введении обсуждается современный статус динамических симметрий в квантовой теории поля и физике частиц.

В главе I изучаются, в их взаимосвязи, два основных формализма намбу-голдстоуновской реализации: нелинейные реализации и линейные Σ-модели. Формализм нелинейных реализаций [8-10] является наиболее прямым и экономным подходом к спонтанному нарушению симметрий. Он широко используется в диссертации. Суть его состоит в том, что действие группы спонтанно нарушенной симметрии G определяется как левые сдвиги в фактор-пространстве G/H, где H – подгруппа алгебраической симметрии (подгруппа стабильности вакуума). Голдстоуновские поля $\xi_i(x)$ отождествляются с параметрами точек фактор-пространства и имеют квантовые числа генераторов Z_i, не входящих в H. При сдвигах с генераторами Z_i голдстонионы $\xi_i(x)$ преобразуются неоднородно и в общем случае нелинейно:

$$\delta\xi_i(x)=\mathcal{F}_{ik}(\xi)\beta^k , \qquad (1)$$

где $\mathcal{F}_{ik}(\xi)=\delta_{ik}+O(\xi)$, β^k – параметры группы. Прочие поля преобразуются по своим представлениям в подгруппе H, но с параметрами, зависящими от $\xi_i(x)$. Все преобразования, которые не принадлежат подгруппе H, имеют чисто динамический смысл. Необходимые сведения из общей теории нелинейных реализаций [8-10] приведены в § 1 главы I.

Нелинейные реализации автоматически воспроизводят низкоэнергетические следствия спонтанного нарушения, но в общем случае приводят к неперенормируемым теориям. Перенормируемым формализмом намбу-голдстоуновской реализации симметрий являются линейные Σ-модели [4,11,12], которые исходят из линейных представлений групп и спонтанное нарушение в которых связано с ненулевыми вакуумными средними у определенных полей. В § 2, основанном на работе автора [13], выясняются общие условия, которым должен удовлетворять

линейный мультиплет φ_λ группы G (компактной или некомпактной) для реализации на его основе спонтанного нарушения, такого, чтобы единственной ненарушенной подгруппой (малой группой вакуума) была H. Обобщение методов, развитых в [4,12] для компактных групп, на случай групп некомпактных важно в связи с проблемой построения Σ-моделей спонтанно нарушенных пространственно-временных симметрий (такие Σ-модели могут иметь прямое отношение к дуально-резонансным моделям адронов, а также рассматриваются как возможные кандидаты на роль перенормируемой теории гравитации [7]). Первым условием спонтанного нарушения является существование среди векторов φ_λ вектора φ_λ^0, такого, что его максимальная подгруппа стабильности есть H $(h\varphi_\lambda^0=\varphi_\lambda^0)$. Если постоянный вектор вакуумных средних ω_λ направить по φ_λ^0, то H окажется малой группой вакуума. Однако одно это условие в случае неунитарных представлений не гарантирует выполнения теоремы Голдстоуна [3,4], т.е. появления необходимого числа голдстоуновских полей, и должно быть дополнено требованием неособенности метрики линейного пространства векторов $i(Z_k\omega)_\lambda$. Исходя из анализа ряда примеров, можно предположить, что критерием выполнимости второго условия служит неизотропность вектора ω_λ.

В § 3 обсуждаются вопросы спонтанного нарушения в Σ-моделях пространственно-временных симметрий [13]. Основная проблема здесь состоит в том, как определить действие соответствующей группы на 4-координате x_μ (в отличие от случая внутренних симметрий 4-координата будет преобразовываться через компоненты исходного мультиплета) и как строить инвариантные кинетические члены лагранжианов. Нами предложено два подхода к решению этой проблемы. В первом из них мультиплет φ_λ выбирается в виде прямой суммы двух неприводимых по группе G векторов φ_I^λ , φ_{II}^λ , причем компоненты первого (поля) параметризуются компонентами второго (координатами):

$$\varphi_\lambda = \varphi_I^\lambda(\varphi_{II}) \oplus \varphi_{II}^\lambda \xrightarrow{g} \varphi_\lambda' = \varphi_I^{\lambda\prime}(\varphi_{II}') \oplus \varphi_{II}^{\lambda\prime} . \qquad (2)$$

Производная $d\varphi_I^\lambda / d\varphi_{II}^\beta$ преобразуется по линейному представлению группы G и может быть использована для построения инвариантных кинетических членов. Чтобы подгруппа H была единственной ненарушенной подгруппой теории, максимальные подгруппы стабильности H_I и H_{II} неприводимых компонент ω_I^λ , ω_{II}^λ постоянного вектора спонтанного нарушения $\omega_\lambda = \omega_I^\lambda \oplus \omega_{II}^\lambda$ должны пересекаться по H . Если генератор 4-трансляций P_μ входит в подгруппу H_I , то связанный с ним голдстонион оказывается комбинацией только координат φ_{II}^λ и, следовательно, может быть отождествлен с x_μ . Во втором подходе вектор φ_λ (поле) параметризуется точками фактор-пространства G/H_{II} (координатами). Малая группа H_I вектора вакуумных средних $\omega_\lambda = \langle\varphi_\lambda\rangle$ пересекается с H_{II} по H . Голдстонион x_μ является чистой координатой (без примеси полей) при том же условии, что и в первом подходе (т.е. если $P_\mu \subset H_I$). Наш анализ показывает, что Σ -модели пространственно-временных симметрий уже на классическом уровне должны содержать дополнительные размерности сверх обычных четырех.

В § 4 главы I изучается соотношение между нелинейными реализациями и Σ -моделями/13/. Получены общие формулы, которые позволяют выразить лагранжиан произвольной Σ -модели через нелинейно преобразующиеся голдстонионы $\xi_i(x)$ и Σ -поля $\widetilde{\varphi}_\lambda^\Sigma$, канонически связанные с соответствующими компонентами линейного мультиплета φ_λ . В нелинейной параметризации очень простыми оказываются условия "чистой" нелинейной реализации данной спонтанно нарушенной симметрии:

$$\widetilde{\varphi}_\lambda^\Sigma = 0 . \qquad (3)$$

Если в Σ -модели некоторой внутренней симметрии массы всех Σ -полей отличны от нуля, то для перехода к нелинейной реализации в фактор-пространстве G/H на уровне графиков-"деревьев" достаточно устремить эти массы к бесконечности по одному и тому же закону, удерживая остальные параметры лагранжиана постоянными (для частного случая $SU(2)\times SU(2)$ – Σ -модели этот факт был установлен в работе/14/). Мы кратко обсуждаем также случай, когда массы некоторых Σ -полей равны нулю при всех допустимых значениях затравочных параметров (случай "псевдосимметрий"/15/). В заключение отмечено, что Σ -модели могут быть получены наложением требования "древесной" унитарности/16/ на диаграммы соответствующих нелинейных реализаций.

Глава II посвящена обратному эффекту Хиггса/17/. Мы понимаем под этим эффектом возможность ковариантного исключения некоторых голдстоуновских и калибровочных полей приравниванием нулю дифференциальных форм Картана. В случае обратного эффекта Хиггса поля более высокой тензорной размерности исключаются за счет полей низшей размерности – в противоположность обычному, прямому эффекту Хиггса/18/, при котором поля низшей размерности устраняются путем их поглощения полями более высокой размерности. Обратный эффект Хиггса полезен тем, что в нелинейных реализациях различных сложных симметрий (в частности, пространственно-временных) он позволяет выделить несколько истинных, существенных голдстоуновских и калибровочных полей, которые одни лишь и должны с необходимостью сопоставляться наблюдаемым состояниям. Все остальные голдстонионы и калибровочные поля могут быть представлены в виде функций этих существенных полей.

В § 1 главы II сравниваются прямой и обратный эффекты Хиггса. § 2 содержит общую теорию обратного эффекта Хиггса для калибровочных полей[17]. Показано, что в нелинейных реализациях калибровочных симметрий можно исключить любую неприводимую по подгруппе стабильности H компоненту $Z_\mu^{i_N}$ калибровочного поля Z_μ^i, связанного с генераторами Z_i, приравняв нулю дифференциальную ковариантную форму Картана $\omega^{i_N}(d) = d\xi_{i_N} + f Z_\mu^{i_N} dx_\mu + \dots$ (f – некоторая константа). Компонента $Z_\mu^{i_N}$ выразится через голдстонионы $\xi_i(x)$, истинно калибровочные поля $\mathcal{V}_\mu^\alpha$, связанные с подгруппой H, и остальные поля из совокупности Z_μ^i $(i \neq i_N)$. Общая формула для $Z_\mu^{i_N}(\xi, \mathcal{V}_\mu, Z_\mu^{i_K})$ $(K \neq N)$ принимает наиболее простой вид в случае полного обратного эффекта Хиггса, когда исключаются все поля Z_μ^i:

$$Z_\mu^i(\xi, \mathcal{V}_\mu) = -\frac{1}{f}\left(\mathcal{F}(\xi)\right)^{-1}_{ik}\left(\partial_\mu \xi_k - f C^k_{\alpha p} \mathcal{V}^\alpha_\mu \xi_p\right), \qquad (4)$$

где $\mathcal{F}_{ik}(\xi)$ определяется трансформационным законом (1), $C^k_{\alpha p}$ – структурные постоянные группы G $([V_\alpha, Z_k] = i C^\ell_{\alpha k} Z_\ell)$. Обсуждается специфика случая пространственно-временных симметрий, а также случая, когда часть генераторов из совокупности Z_i порождает инвариантную подгруппу группы G. В качестве иллюстрации рассмотрено два примера обратного эффекта Хиггса в калибровочных теориях. Первый пример – модель $SU(2) \times SU(2)$-алгебры полей с исключенным аксиальным полем[5]:

$$\vec{A}_\mu(\pi, \rho) \sim \frac{1}{\sqrt{f_\pi^2 - \vec{\pi}^2}}\left(\partial_\mu \vec{\pi} - g_\rho \vec{\rho}_\mu \times \vec{\pi}\right) \qquad (5)$$

(f_π = 94 МэВ – пионная распадная константа). Предсказания этой модели, к сожалению, не согласуются с данными эксперимента. Второй пример относится к нелинейной реализации калибровочной супер-

симметрии[19], где обратный эффект Хиггса позволяет исключить калибровочные поля, связанные с генераторами спинорных трансляций. Важно подчеркнуть, что в отличие от обычного эффекта Хиггса обратный эффект оказывается конструктивным только в моделях с прямым нарушением калибровочной симметрии (когда к инвариантному лагранжиану добавлен массовый член $\sim \mathcal{V}_\mu^\alpha \mathcal{V}_\mu^\alpha + Z_\mu^i Z_\mu^i$).

В § 3 обсуждается обратный эффект Хиггса для голдстоуновских полей в нелинейных реализациях пространственно-временных симметрий. Доказана теорема, позволяющая установить по виду алгебры данной группы, может ли быть исключена та или иная неприводимая по H компонента голдстонионов $\xi_{i_N}(x)$. Для поля $\xi_{i_N}(x)$ обратный эффект Хиггса имеет место тогда и только тогда, когда коммутатор генератора 4-трансляций P_μ с Z_{i_N} содержит в правой части снова голдстоуновский генератор[17]:

$$[P_\mu, Z_{i_N}] = i C^{\mu i_N t} Z_t + \dots, \qquad (6)$$

т.е. если $C^{\mu i_N t} \neq 0$ при некотором t. В противном случае соответствующий голдстонион является истинным и не может быть исключен. Мы рассматриваем два примера – нелинейную реализацию конформной симметрии и нелинейную реализацию проективной группы, изоморфной группе $SL(5,R)$. Первая модель после использования обратного эффекта Хиггса сводится к нелинейной реализации масштабной симметрии (существенное поле – дилатон)[7,9]. Вторая модель сводится к нелинейной реализации аффинной группы $P_4 \circledS GL(4,R)$, изученной в работе[7] (существенное поле – тензорный голдстонион $h_{\mu\nu}(x)$, связанный с собственноаффинными преобразованиями). Во всех рассмотренных примерах ограничения исходной симметрии после использования обратного эффекта Хиггса проявляются только через соотношения между константами минимальных и неминимальных взаимодействий существенных полей в рамках более низкой симметрии.

В главе Ш демонстрируется, что любая калибровочная теория возникает в результате спонтанного нарушения симметрии относительно определенной бесконечнопараметрической группы $\mathcal{K}$, причем соответствующее калибровочное поле представляет собой голдстонион, которым сопровождается это нарушение/20,21/.

Между клибровочными и голдстоуновскими полями существует тесная аналогия. Как те, так и другие преобразуются в своих группах неоднородно. Необходимость калибровочных полей при локальной реализации симметрий устанавливается теоремой Янга – Миллса – Утиямы/22,23/. Подобным же образом из теоремы Голдстоуна/3,4/ следует необходимость голдстоуновских полей в спонтанно нарушенных симметриях. Наши результаты показывают, что эта аналогия не случайна: любое калибровочное поле является в то же время голдстонионом, и поэтому теорема Янга – Миллса – Утиямы есть частный случай теоремы Голдстоуна. Таким образом, спонтанно нарушенные симметрии представляют более глубокую и общую концепцию, чем калибровочные симметрии.

В § 1 главы Ш приведен краткий обзор предыдущих работ по намбу-голдстоуновской трактовке калибровочных полей. В § 2 излагается наш подход к этой проблеме/20,21/. Вначале рассматривается случай внутренних симметрий. Показано, что калибровочное преобразование из группы локальной симметрии $G^l(x)$ с параметрами $a^\alpha(x)$, разложимыми в ряд Тейлора в окрестности точки $x_\mu=0$, реализует представление константнопараметрической группы K, которая порождается бесконечным числом генераторов Q^α, Q^α_μ, $\ldots Q^\alpha_{\mu_1\cdots\mu_n}, \ldots$, где Q^α – генераторы исходной конечнопараметрической группы G^0, $\mu_1,\ldots\mu_n$ –лоренцевы 4-индексы. Спра-

ведливость этого утверждения следует из возможности отождествления:

$$g^l(x)=e^{ia^\alpha(x)Q^\alpha}=e^{ia^\alpha(0)Q^\alpha+i\sum\limits_{n\geq1}\frac{1}{n!}a^\alpha_{\mu_1\cdots\mu_n}Q^\alpha_{\mu_1\cdots\mu_n}}, \tag{7}$$

где

$$Q^\alpha_{\mu_1\cdots\mu_n}=x_{\mu_1}\cdots x_{\mu_n}Q^\alpha . \tag{8}$$

Коммутационные соотношения между генераторами $Q^\alpha, \ldots Q^\alpha_{\mu_1\cdots\mu_n}\ldots$, а также с генераторами группы Пуанкаре $\mathcal{P}$ легко найти, используя частное представление (8). Из этих соотношений следует, что группа K образует с группой Пуанкаре полупрямое произведение $\mathcal{K}=K \rtimes \mathcal{P}$.

Далее построена нелинейная реализация группы $\mathcal{K}$ с подгруппой стабильности $L\times G^0$ (L -однородная группа Лоренца). Точки фактор – пространства $\mathcal{K}/L\times G^0$ параметризуются бесконечным числом голдстонионов $b^\alpha_\mu(x)$, ... $b^\alpha_{\mu_1\cdots\mu_n}(x), \ldots$ Существенным оказывается, однако, только векторный голдстонион $b^\alpha_\mu(x)$. Его связи полностью совпадают со связями калибровочного поля, соответствующего группе $G^l(x)$, что позволяет отождествить $b^\alpha_\mu(x)$ с этим калибровочным полем. Все остальные голдстонионы $b^\alpha_{\mu_1\cdots\mu_n}(x)$ ($n\geq2$) могут быть исключены посредством обратного эффекта Хиггса.

Наш метод применим и к пространственно-временным симметриям. Например, для локальной группы Пуанкаре воспроизводится результат работы/7/: единственным существенным голдстонионом оказывается тензорное поле $h_{\mu\nu}(x)$, связанное с собственноаффинными преобразованиями. Голдстонионы, соответствующие остальным генераторам общековариантной группы, устраняются за счет обратного эффекта Хиггса. Мы рассматриваем также случай, когда глобальная симметрия относительно группы G^0 сама спонтанно нарушена[21]. В конце главы Ш обсуждаются возможные следствия предлагаемой трактовки калибровочных теорий.

В главе IУ диссертации показано, что вопреки распространенному мнению возможно непротиворечивое описание электромагнитных процессов второго порядка по e с участием адронов в динамических $SU(2)\times SU(2)$- и $SU(3)\times SU(3)$-симметриях на основе стандартного электромагнитного взаимодействия.

В § 1 обсуждаются трансформационные свойства стандартных эффективных электромагнитных лагранжианов второго порядка по e $\mathcal{L}^{(2)}_{em}$ в киральной $SU(3)\times SU(3)$-симметрии. Эти лагранжианы, во-первых, должны быть инвариантами подгруппы $[U(2)\times U(2)]_N$, порождаемой нейтральными генераторами группы $SU(3)\times SU(3)$, и, во-вторых, содержать представления, входящие в прямое произведение операторов заряда $Q\otimes Q$[24]:

$$\mathcal{L}^{(2)}_{em} \subset (1,1)\oplus(1,8)\oplus(8,1)\oplus(1,27)\oplus(27,1)\oplus(8,8). \qquad (9)$$

Аргументом против $[U(2)\times U(2)]_N$-инвариантности лагранжианов $\mathcal{L}^{(2)}_{em}$ обычно служит теорема Дашена[25], утверждающая, что использование стандартного взаимодействия для описания электромагнитного сдвига масс в октете псевдоскалярных мезонов приводит к противоречащему эксперименту правилу сумм

$$m^2_{\pi^+} - m^2_{\pi^0} = m^2_{K^+} - m^2_{K^0} \qquad (10)$$

и отсутствию электромагнитного $\pi^0-\eta$ смешивания. Мы показываем, что эти трудности связаны не с использованием стандартного взаимодействия, а с неправомерным ограничением эффективными электромагнитными лагранжианами $\Delta\mathcal{L}^{(2)0}_{em}$ без производных[24]. Из голдстонионов $\xi_i = \{\pi, K, \eta\}$ без помощи производных можно построить

лишь представление (8,8). Его $[U(2)\times U(2)]_N$-инвариантная компонента выражается только через заряженные поля

$$\Delta\mathcal{L}^{(2)0}_{em} \sim \pi_1^2+\pi_2^2+K_4^2+K_5^2, \qquad (11)$$

откуда воспроизводятся результаты Дашена. Лагранжиан $\Delta\mathcal{L}^{(2)1}_{em}$ с двумя производными содержит все представления из набора (9), и при его использовании не возникает каких-либо противоречий. Этот лагранжиан соответствует схеме "смешивания токов" для электромагнитного нарушения $SU(3)$-симметрии и приводит к разумной оценке на параметр $\pi^0-\eta$ перехода $g_{\pi\eta}$ [24,26] ($\mathcal{L}_{\pi\eta} = g_{\pi\eta}\partial_\mu\pi^0\partial_\mu\eta$):

$$g_{\pi\eta} = \frac{1}{\sqrt{3}} m_\pi^2 \left(m_{\pi^+}^{-2} - m_{\pi^0}^{-2}\right) + \frac{1}{\sqrt{3}} m_K^2 \left(m_{K^0}^{-2} - m_{K^+}^{-2}\right) \simeq -0{,}05. \qquad (12)$$

Радиационные распады $\pi^0\to\gamma\gamma$, $\eta\to\gamma\gamma$, $\eta'\to\gamma\gamma$ также можно описать непротиворечивым образом в рамках $[U(2)\times U(2)]_N$-симметрии, если корректно учесть $\eta_8\,\eta_0$ смешивание[24].

В § 2 исследуется проблема распада $\eta\to 3\pi$ в киральной динамике. Показано, что этот распад можно удовлетворительно описывать в рамках стандартной полюсной модели, основанной на нарушенной $SU(2)\times SU(2)$-симметрии[27,28], при условии, что существует заметное кирально-инвариантное $\pi\eta\pi\eta$-взаимодействие[26]:

$$\mathcal{L}^{\pi\eta}_{stz} = g_\eta\,\eta^2\,\nabla_\mu\vec{\pi}\,\nabla_\mu\vec{\pi} = g_\eta\,\eta^2\,\partial_\mu\vec{\pi}\,\partial_\mu\vec{\pi} + \dots \qquad (13)$$

Константа g_η определяет вклад графика с η-мезонным полюсом в амплитуду $\eta\to 3\pi$. Выбором одного этого параметра удается удовлетворить экспериментальным данным как по ширине распада $\eta\to 3\pi$, так и по его спектру. Значения константы g_η, при которых достигается согласие с данными по распаду $\eta\to 3\pi$, оказываются разумными – им соответствуют значения длин $\pi\eta$-рассеяния порядка длин $\pi\pi$-рассеяния в алгебре токов[29]. Например ,

$$a^0_{\pi\eta} = \begin{cases} -0{,}20\, m_\pi^{-1} & (\mathcal{M}(\eta\to 3\pi^0) > 0), \\ 0{,}16\, m_\pi^{-1} & (\mathcal{M}(\eta\to 3\pi^0) < 0). \end{cases} \qquad (14)$$

В конце § 2 кратко обсуждаются трудности с распадом $\eta\to 3\pi$ в $SU(3)\times SU(3)$-симметрии и возможные пути их решения.

В Заключении отмечена любопытная аналогия между Σ-моделями внутренних симметрий и дуально-резонансными моделями, которая позволяет предположить, что последние являются Σ-моделями некоторых спонтанно нарушенных пространственно-временных симметрий.

В Приложение А вынесен ряд громоздких доказательств из глав I, II. В Приложении Б обсуждаются некоторые технические вопросы спонтанного нарушения пространственно-временных симметрий в Σ-моделях.

Основные материалы диссертации опубликованы в работах /13, 17,20,24,26/, докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ и теоретического отдела ФИАН, на сессиях ядерного отделения АН СССР и на IУ Международном семинаре по нелокальной квантовой теории поля (Алушта, 1976). Результаты, вошедшие в главу Ш, представлены на ХУШ Международную конференцию по физике высоких энергий (Тбилиси, 1976 г.).

ЛИТЕРАТУРА

I. Н.Н.Боголюбов, В.В.Толмачев, Д.В.Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. Изд-во АН СССР, Москва, 1958;
N.N.Bogolubov. Physica, 26, 1 (1960).

2. Y.Nambu, G.Jona-Lasinio. Phys.Rev., 122, 345 (1961); 124, 246 (1961).

3. J.Goldstone. Nuovo Cim., 19, 155 (1961).

4. J.Goldstone, A.Salam, S.Weinberg. Phys.Rev., 127, 965 (1962).

5. S.Gasiorowicz, D.A.Geffen. Rev.Mod.Phys., 41, 531 (1969).

6. S.Weinberg. Rev.Mod.Phys., 46, 255 (1974).

7. А.Б.Борисов, В.И.Огиевецкий. ТМФ,21, 329 (1974).

8. S.Coleman, J.Wess, B.Zumino. Phys.Rev., 177, 2239 (1969);
C.L.Callan, Jr., and S.Coleman, J.Wess, B.Zumino. Phys.Rev., 177, 2247 (1969);
Д.В.Волков. Препринт ИТФ 69-75, Киев, 1969 ;
C.Isham. Nuovo Cim., 59A, 356 (1969).

9. Д.В.Волков. ЭЧАЯ, 4, 3 (1973).

10. V.I.Ogievetsky. Proceedings of X-th Winter School of Theoretical Physics in Karpacz, v.1, p.117, Wroclaw, 1974.

11. M.Gell-Mann, M.Levy. Nuovo Cim., 16, 705 (1960).

12. S.Weinberg. Phys.Rev., D7, 1068 (1973).

13. Е.А.Иванов. Сообщение ОИЯИ Р2-9260, Дубна,1975.

14. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 18, 188 (1967).

15. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 29, 1698 (1972).

16. J.M.Cornwall, D.N.Levin, G.Tiktopoulos. Phys.Rev., D10, 1145 (1974).

17. Е.А.Иванов, В.И.Огиевецкий. ТМФ, 25, 164 (1975).

18. P.W.Higgs. Phys.Rev., 145, 1156 (1966); А.А. Мигдал, А.М.Поляков. ЖЭТФ 51, 135 (1966);
T.W.Kibble. Phys.Rev., 155, 1554 (1967).

19. Д.В.Волков, В.А.Сорока. Письма в ЖЭТФ, 18, 529 (1973); ТМФ, 20, 291 (1974).

20. Е.А.Иванов, В.И.Огиевецкий. Письма в ЖЭТФ, 23, 661 (1976).

21. E.A.Ivanov, V.I.Ogievetsky. JINR E2-9822, Dubna, 1976.

22. C.N.Yang, R.L.Mills. Phys.Rev., 96, 191 (1954).

23. R.Utiyama. Progr.Theor.Phys., 101, 1596 (1954).

24. Б.М.Зупник, Е.А.Иванов. ЯФ, 17, 582 (1973).

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

26. E.A.Ivanov, B.M.Zupnik. Nucl.Phys., B56, 266 (1973).

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

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

29. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 17, 616 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 июня 1976 года.