ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 3755

Као Ти

ВЫСШИЕ КОНЕЧНЫЕ МУЛЬТИПЛЕТЫ И БЕСКОНЕЧНЫЕ МУЛЬТИПЛЕТЫ В ТЕОРИИ СИММЕТРИИ

Специальность

041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1968

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
Нгуен Ван Хьеу

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
М.К.Поливанов
доктор физико-математических наук
И.Т.Тодоров

Ведущее предприятие: Институт теоретической физики, Киев.

Автореферат разослан 1968 года

Защита диссертации состоится 1968 года на заседании Совета Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛТФ.

Учёный секретарь совета

Р.А.Асанов

Као Ти

ВЫСШИЕ КОНЕЧНЫЕ МУЛЬТИПЛЕТЫ И БЕСКОНЕЧНЫЕ МУЛЬТИПЛЕТЫ В ТЕОРИИ СИММЕТРИИ

Специальность

041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

После объединения унитарной группы $SU(3)$ и спиновой группы $SU(2)$ в схеме высшей симметрии $SU(6)$ Сакитой, Гурсеу и Радикатти, теория симметрии стала развиваться по нескольким направлениям/1/: 1) модель кварков/2,3/; 2) алгебра токов и дисперсионные правила сумм/4-7/; 3) динамический подход к симметрии (*bootstrap*)/8/; 4) некомпактные группы/9-12/.

Настоящая диссертация посвящается вопросам симметрии, в основном связанным с последним направлением. Диссертация состоит из трех глав.

★

В первой главе мы рассмотрели электромагнитные свойства барионных резонансов, принадлежащих к представлению 70 группы $SU(6)$, и распады мезонных резонансов 2^+, 1^+, 0^+, принадлежащих к представлениям 4212^+ и 5940^+ группы $SU(6,6)$. В § 1 был получен электромагнитный ток 70-плет в предположении, что он преобразуется как представление 35 группы $SU(6)$. Редукцией его по подгруппе $SU(3)\otimes SU(2)$ были выделены электрическая и магнитная части тока. Так как в произведении $70^*\otimes 70$ представление 35 встречается дважды, то из тензора $\psi_{[AB]C}$, реализующего представление 70, можно образовать два линейно независимых эрмитовых тока $\mathcal{J}_1$ и $\mathcal{J}_2$, преобразующихся как тензор 35.

С помощью условия нормировки зарядов мы показали, что полный электромагнитный ток имеет вид:

$$J_A^{A'} \sim (J_1)_A^{A'} + \frac{1}{2}(J_2)_A^{A'}$$

На основе найденного вида тока были получены все соотношения между магнитными моментами и вероятностями переходов резонансов 70-плета. В § 2 были найдены 8 линейно независимых соотношений для электромагнитных расщеплений масс резонансов 70-плета.

В §§ 3-8 рассмотрены параллельно представления 189, 405 группы $SU(6)$, 225, 441 группы $U(6)$ и 4212^+, 5940^+ группы $SU(6,6)$. Эти представления являются низшими представлениями, содержащими мезоны 2^+, 1^+, 0^+ с изоспинами 2, 3/2, 1,0 и гиперзарядами ± 2, ± 1, 0. Открытие новых мезонных резонансов в последнее время возбуждает интерес к изучению этих представлений. В §§ 3,5 проведено разложение представлений 189, 405 относительно подгруппы $SU(3)\otimes SU(2)$. В § 4 мы показали, что с помощью некоторой процедуры "релятивизации" представлений 225, 441 можно получить представления 4212^+, 5940^+. Эта процедура состоит в введении замкнутой цепочки функций (унитарная часть здесь опущена)

$$\psi^{ab}_{cd}\,,\ \psi^{\dot a b}_{cd}\,,\ \psi^{\dot a\dot b}_{cd}\,,\ldots,\ \psi^{\dot a\dot b}_{\dot c\dot d}\,, \qquad (1)$$

отличающихся между собой числом пунктирных индексов и отдельно взятых, являющихся сопряженными представлениями группы $SL(2,C)$.

Чтобы перейти к $SU(6,6)$, мы сгруппировали спиновые функции (1) в виде прямого произведения матриц 4 x 4. В результате получили следующие правила "релятивизации", переводящие спиновые функции группы $U(6)$ в спиновые функции группы $SU(6,6)$

спин 0: $$\Phi^{[ab]}_{[cd]} \to \left[(1-\tfrac{i}{M}\hat p)\gamma_5 C^{-1}\right]^{\alpha\beta}\left[C\gamma_5(1+\tfrac{i}{M}\hat p)\right]_{\gamma\delta}\Phi\,,$$

спин 1: $$\Phi^{(ab)}_{[cd]} \to \left[(1-\tfrac{i}{M}\hat p)\gamma_\mu C^{-1}\right]^{\alpha\beta}\left[C\gamma_5(1+\tfrac{i}{M}\hat p)\right]_{\gamma\delta}A_\mu\,,$$

и аналогично для $\Phi^{[ab]}_{(cd)}$,

спины 2,1,0: $$\Phi^{(ab)}_{(cd)} \to \left[(1-\tfrac{i}{M}\hat p)\gamma_\mu C^{-1}\right]^{\alpha\beta}\left[C\gamma_\nu(1+\tfrac{i}{M}\hat p)\right]_{\gamma\delta}\Phi_{\mu\nu}\,,$$

где

$$(\hat p)^\alpha_\beta = (p_\mu\gamma_\mu)^\alpha_\beta\ ; \qquad C_{\alpha\beta}$$ - антисимметричный тензор, играющий роль метрики; $\Phi, A_\mu, \Phi_{\mu\nu}$ -скаляр, вектор и общий тензор второго порядка соответственно.

В §§ 6,7,8 мы рассмотрели распад мезонов, принадлежащих представлениям 4212^+ и 5940^+, на известные векторные и псевдоскалярные мезоны. Были получены явные выражения матричных элементов для конкретных случаев. В § 78 мы показали, что мезонные резонансы A_2, $K\pi$, f_0 можно с равным успехом идентифицировать как с мезонами представления 4212^+, так и с мезонами представления 5940^+ (Делбурго, Рашид и Стратди/13/ идентифицировали их с мезонами представления 4212^+). Были вычислены ширины распада всех мезонов 2^+, а также матричные элементы распада для мезонов 1^+, 0^+ с необычными значениями изоспина и гиперзаряда $I = 2, \frac{3}{2}$, $Y = \pm 2$.

В §§ 9,10 мы указали на новое обстоятельство, возникающее в теории симметрии: пропагаторы частиц, обладающих разными спинами, но принадлежащих к одному и тому же представлению, можно объединить в одном "общем пропагаторе". Например, числитель "общего пропагатора" для всего представления 5940^+ имеет вид

$$(p^2+M^2)\left\langle \psi^{(AB)}_{(CD)}\overline{\psi}^{(EF)}_{(GH)}\right\rangle\Big|_{p^2=-M^2} = \tag{2}$$

$$= \frac{1}{4}\left[\Lambda^{A}_{+G}\Lambda^{B}_{+H}+\Lambda^{A}_{+H}\Lambda^{B}_{+G}\right]\left[\Lambda^{E}_{-C}\Lambda^{F}_{-D}+\Lambda^{E}_{-D}\Lambda^{F}_{-C}\right],$$

где

$$\Lambda_{\pm} = \frac{1}{2}\left(1\pm\frac{i}{M}\hat{p}\right).$$

С помощью соответствующих проекционных операторов мы получили из (2) для пропагаторов мезонов со спинами 2,1,0 известные выражения (унитарная часть и фактор $[p^2+M^2]^{-1}$ опущены):

$$-\frac{1}{3}\theta_{\mu\nu}\theta_{\lambda\sigma}+\frac{1}{2}\left(\theta_{\mu\lambda}\theta_{\nu\sigma}+\theta_{\mu\sigma}\theta_{\nu\lambda}\right) \ ; \quad \theta_{\mu\nu} \ ; \quad 1 \ ,$$

где

$$\theta_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}+\frac{p_\alpha p_\beta}{M^2}.$$

Проекционные операторы были построены в § 10. Идея общего пропагатора будет обобщена на случай бесконечномерных представлений в следующих главах.

★

Вторая глава посвящается вырожденным унитарным представлениям группы $SU(2,2)$ и возможности их применения к теории симметрии элементарных частиц. Как известно, в последнее время была предложена Мишелем, Будини, и Фронсдалом группа $G = P.S$ где P -группа Пуанкаре; S -группа внутренней симметрии, содержащей $SL(2,C)$ как подгруппу; точка означает полупрямое произведение. В такой схеме 4-мерный импульс образует неприводимое представление группы G, и условие унитарности S- матрицы удовлетворяется. Элементарные частицы классифицируются по унитарным представлениям группы S. Для простоты в качестве группы внутренней симметрии мы взяли группу $SU(2,2)$ и для определенности пользовались вырожденными унитарными представлениями группы $SU(2;2)$. Отметим, что такой выбор имеет только эвристический характер и не претендует на точную классификацию частиц. Однако оказывается, что новые важные обстоятельства, возникающие в теории поля с бесконечными мультиплетами - появление кинематических факторов, улучшение сходимости различных диаграмм Фейнмана - можно выяснить даже независимо от выбора самой группы внутренней симметрии S. В §§ 11-14 мы реализовали вырожденные представления в гильбертовых пространствах однородных функций от

$$\xi_i = \xi_{1i} \ , \ \xi^i = \varepsilon^{ijkl}\xi_{1j}\xi_{2k}\xi_{3l} \ ,$$

где ξ_{ij} -элементы матрицы $g\in SU(2,2)$. Базис представлений имеет вид:

$$\left|j_1 m_1 j_2 m_2 \lambda\right\rangle = n_{j_1 j_2 \lambda} N_{j_1 m_1} N_{j_2 m_2} S^{N-j_1-j_2}\mathcal{L}_{21}^{j_1-m_1}\mathcal{L}_{43}^{j_2-m_2}\xi_1^{a}(\xi^2)^{\beta}\xi_3^{c}(\xi^4)^{\delta},$$

где

$S = \xi^1\xi_1 + \xi^2\xi_2 - \xi^3\xi_3 - \xi^4\xi_4$; $n_{j_1 j_2 \lambda}$, N_{jm} – нормирующие множители; N –комплексное число; a, β, c, δ – неотрицательные целые числа; λ – собственное значение генератора группы $U(1)$; $\mathcal{L}_{21}, \mathcal{L}_{43}$ – генераторы, принадлежащие максимальной компактной подгруппе.

В нашей реализации вырожденные представления характеризуются парой чисел (k_0, N) $(2|k_0|$ – целое или полуцелое число). В § 22 мы определили все генераторы группы. Напишем здесь один из некомпактных генераторов:

$$\mathcal{L}_{13}\left|j_1 m_1 j_2 m_2 \lambda\right\rangle = A_1\sqrt{(j_1-m_1)(j_2+m_2)}\left|j_1-\tfrac{1}{2}, m_1+\tfrac{1}{2}; j_2-\tfrac{1}{2}, m_2-\tfrac{1}{2}; \lambda+\tfrac{1}{2}\right\rangle$$

$$+ A_2\sqrt{(j_1-m_1)(j_2-m_2+1)}\left|j_1-\tfrac{1}{2}, m_1+\tfrac{1}{2}; j_2+\tfrac{1}{2}, m_2-\tfrac{1}{2}; \lambda+\tfrac{1}{2}\right\rangle$$

$$+ A_3\sqrt{(j_1+m_1+1)(j_2+m_2)}\left|j_1+\tfrac{1}{2}, m_1+\tfrac{1}{2}; j_2-\tfrac{1}{2}, m_2-\tfrac{1}{2}; \lambda+\tfrac{1}{2}\right\rangle$$

$$+ A_4\sqrt{(j_1+m_1+1)(j_2-m_2+\tfrac{1}{2})}\left|j_1+\tfrac{1}{2}, m_1+\tfrac{1}{2}; j_2+\tfrac{1}{2}, m_2-\tfrac{1}{2}; \lambda+\tfrac{1}{2}\right\rangle,$$

где A_i – функции от N и искомых множителей $n_{j_1 j_2 \lambda}$.

Условие унитарности, накладываемое на генераторы, дает систему уравнений для функций A_i, которая позволяет найти $n_{j_1 j_2 \lambda}$. Эта система имеет решение только при:
а) $N = -\frac{3}{2} + i\rho$ (ρ – любое вещественное число) (главная серия); б) $\mathcal{I}m\, N = 0$ (дополнительная серия).

Условие неприводимости требует, чтобы

$$j_1 + j_2 - 2|k_0| = 0, 1, 2, \ldots$$

В § 14 мы установили, что главная серия представлений в нашей реализации принадлежит полунепрерывной серии d_1 Граева[11], и дали явный вид инвариантной меры $d\mu(g)$ на групповом пространстве. Представления главной серии были применены нами в следующих параграфах к теории симметрии элементарных частиц. Фермионы классифицируются по представлениям с $2|k_0| = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \ldots$, а бозоны – представлениям с $2|k_0| = 0, 1, 2, \ldots$

В § 15 мы построили базис для редукции

$$SU(2,2) \supset \{SU(2) \otimes SU(2) \otimes U(1)\}_p$$

в виде обобщенного тензора

$$\xi^{\nu_1\ldots\nu_\beta \hat{\nu}_1\ldots\hat{\nu}_\delta}_{\mu_1\ldots\mu_a \hat{\mu}_1\ldots\hat{\mu}_c}(p;g) \quad (a+\beta = 2j_1,\ c+\delta = 2j_2),$$

являющегося однородной функцией от ξ_i и ξ^i. Пусть теперь $\psi(p;g)$ –некоторый элемент гильбертова пространства, реализующий представление (k_0, N). Рассмотрим $\psi(p;g)$ как большое поле, содержащее бесконечный мультиплет. $\psi(p;g)$ можно разложить следующим образом:

$$\psi(p;g) = \sum \psi^{\mu_1\ldots\mu_a \hat{\mu}_1\ldots\hat{\mu}_c}_{\nu_1\ldots\nu_\beta \hat{\nu}_1\ldots\hat{\nu}_\delta}(p)\, \xi^{\nu_1\ldots\nu_\beta \hat{\nu}_1\ldots\hat{\nu}_\delta}_{\mu_1\ldots\mu_a \hat{\mu}_1\ldots\hat{\mu}_c}(p;g).$$

Компоненты

$$\psi^{\mu_1\ldots\mu_a \hat{\mu}_1\ldots\hat{\mu}_c}_{\nu_1\ldots\nu_\beta \hat{\nu}_1\ldots\hat{\nu}_\delta}(p)$$

описывают частицы с импульсом p и с чётностью $(-)^{c+\delta}$. Явные выражения для нескольких компонент

$$\psi^{\mu_1\ldots\mu_a \hat{\mu}_1\ldots\hat{\mu}_c}_{\nu_1\ldots\nu_\beta \hat{\nu}_1\ldots\hat{\nu}_\delta}(p)$$

были даны в § 15. Параграф 16 посвящается вершине взаимодействия бесконечного мультиплета с синглетом. Там был получен кинематический фактор для частного случая взаимодействия компоненты нулевого спина бесконечного мультиплета с синглетом. Кинематический фактор существенно зависит от выбранной группы внутренней симметрии и использованных представлений. Возникновение кинематического фактора обусловливается исключительно требованиями симметрии и является новым обстоятельством в теории с бесконечными мультиплетами.

В § 17 мы получили явный вид "общего пропагатора" бесконечного мультиплета. Путем проектирования можно из "общего пропагатора" получить пропагаторы для частиц с определенными спинами (контактные члены не учитываются).

★

В третьей главе рассмотрены вопросы, связанные с квантованием бесконечных мультиплетов. Для простоты мы взяли группу $SL(2,C)$ в качестве группы внутренней симметрии. В работах[5-19] были рассмотрены различные аспекты квантования поля с бесконечными мультиплетами. Фельдман и Мэтьюс[17] предложили пользоваться полевым оператором, образующим унитарное неприводимое представление некоторой вспомогательной изоморфной S группы. Это бесконечно-компонентное поле называется большим полем. Из условия причинности Фельдман и Мэтьюс показали, что все большие поля подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна независимо от того, обладают ли содержащиеся в больших полях частицы целыми или полуцелыми спинами.

В нашем подходе для описания бесконечных мультиплетов было введено бесконечное число спинорных полей $u_{\alpha_1\dots\alpha_{2j}}$, $v_{\alpha_1\dots\alpha_{2j}}$, преобразующихся по неунитарным конечномерным представлениям группы внутренней симметрии, и удовлетворяющих уравнению Баргманна-Вигнера (компонентные физические поля). Большое поле является линейной комбинацией физических компонентных полей. Оно не удовлетворяет уравнению типа

уравнения Гельфанда-Яглома. Для больших полей мы пользовались только самосопряженными представлениями $\tau \sim (\nu, 0)$.

В § 18 мы построили базис для редукции $SL(2,C) \supset SU(2)_p$. Он имеет вид:

$$\xi_{\alpha_{2j}}(p;z) = \sum_{kk_3} D_{\alpha_{2j}}(p;kk_3)\xi_{kk_3}(z) ,$$

где $D_{\alpha_{2j}}(p;kk_3) \equiv D_{\alpha_1\dots\alpha_{2j}}(p;kk_3)$ - матрица конечного преобразования Лоренца; $\xi_{kk_3}(z)$ - базис для редукции $SL(2,C) \supset SU(2)$ (см./20/); z - параметр Гельфанда-Наймарка. Чтобы теория обладала "перекрестной симметрией" (под термином "перекрестная симметрия" следует понимать возможность применения правила замены Лоу), кроме базиса $\xi_{\alpha_{2j}}(+p;z)$ мы ввели еще базис $\xi_{\alpha_{2j}}(-p;z)$, получаемый из $\xi_{\alpha_{2j}}(+p;z)$ заменой $p \to -p$. Отметим, что эти базисы позволяют нам определить матрицы $D_{\alpha_{2j}}(\pm p;kk_3)$, если пользоваться ортогональностью $\xi_{kk_3}(z)$:

$$D_{\alpha_{2j}}(\pm p;kk_3) = \int \xi_{\alpha_{2j}}(\pm p;z)\xi^{+}_{kk_3}(z)d\mu(z) ,$$

где $d\mu(z)$ - инвариантная мера на группе. Были даны также доказательства следующих соотношений:

$$D_{\alpha_{2j}}(\pm p;kk_3)\overline{D}^{\alpha_{2j}}(\pm p;ii_3) = (\pm)^{2\nu}\delta_{ik}\delta_{i_3k_3} ,$$

$$D_{\alpha_1\dots\alpha_i\dots\alpha_{2j}}(\pm p;kk_3)\frac{1}{2}\left(1 \pm \frac{i}{M}\hat{p}\right)^{\alpha_i}_{\beta_i} = D_{\alpha_1\dots\beta_i\dots\alpha_{2j}}(\pm p;kk_3),$$

$$D_{\alpha_{2i}}(\pm p;kk_3)\overline{D}^{\beta_{2j}}(\pm p;kk_3)=\delta_{ij}(\pm)^{2\nu}\frac{1}{2^{2j}}\left(1\mp\frac{i}{M}\hat{p}\right)_{\alpha_1}^{\beta_1}\cdots\left(1\mp\frac{i}{M}\hat{p}\right)_{\alpha_{2j}}^{\beta_{2j}}.$$

В § 19 мы ввели большое поле

$$\psi(x;z)=\int\sum_{jj_3kk_3}\Big\{u^{\alpha_{2j}}(p;j_3)a(\vec{p};jj_3)D_{\alpha_{2j}}(p;kk_3)\xi_{kk_3}(z)e^{-ipx}+$$
$$+v^{\alpha_{2j}}(-p;j_3)b^{+}(\vec{p};jj_3)D_{\alpha_{2j}}(-p;kk_3)\xi_{kk_3}(z)e^{ipx}\Big\}d\mu(\vec{p}),$$

где $d\mu(\vec{p})$ - обычная инвариантная мера на массовой поверхности: a, b^{+} - операторы аннигиляции частицы и рождения античастицы. Предположив, что операторы a, b удовлетворяют обычным коммутационным соотношениям, мы получили

$$[\psi(x;z),\psi^{+}(y;w)]_{\pm}=\delta(z-w)\int\left[e^{-ip(x-y)}\pm e^{ip(x-y)}\right]d\mu(\vec{p}). \quad (3)$$

Таким образом, условие причинности для больших полей требует, чтобы большие поля квантовались по Бозе, независимо от его спинового содержания. Этот результат был получен также Фельдманом и Мэтьюсом /17/. Проинтегрировав теперь плотность энергии большого поля

$$T^{00}=\int\Big[\sum_{k}\frac{\partial\psi^{+}}{\partial x^{k}}\frac{\partial\psi}{\partial x^{k}}-M^{2}\psi^{+}\psi\Big]d\mu(z)$$

по трехмерному пространству $\vec{x}$, мы получим для энергии следующее выражение:

$$P^{0}=\int T^{00}d\vec{x}=\int d\vec{p}\,p^{0}\sum_{ii_3}\left[a^{+}(\vec{p};ii_3)a(\vec{p};ii_3)+b(\vec{p};ii_3)b^{+}(\vec{p};ii_3)\right],$$

которое, после квантования компонентных физических полей по обычным статистикам, стало положительно неопределенным в случае фермионного мультиплета. Иначе говоря, квантование большого поля по Бозе (независимо от его спинового содержания) не совместимо с требованием положительной определенности энергии большого поля при правильной связи между статистикой и спином для компонентных физических полей. Чтобы соблюсти правильную связь между статистикой и спином для компонентных физических полей и одновременно добиться положительной определенности энергии большого поля, мы должны ввести вместо поля $\psi^{+}(y;w)$ поле

$$\tilde{\psi}(y;w)=\left[\varepsilon(p^{0})\right]^{2\nu}\psi^{+}(y;w).$$

Поле $\tilde{\psi}(y;w)$ отличается от поля $\psi^{+}(y;w)$ множителем $(-)^{2\nu}$ в члене, соответствующем отрицательно-частотной части. Подставив $\tilde{\psi}(y;w)$ вместо $\psi^{+}(y;w)$ в выражение (3), мы получили

$$[\psi(x;z),\tilde{\psi}(y;w)]_{\pm}=\delta(z-w)i\Delta(x-y).$$

При этом нужно взять коммутатор для бозонного мультиплета и антикоммутатор для фермионного мультиплета, иначе говоря, имеется правильная связь между статистикой и спином для полей ψ и $\tilde{\psi}$. Ясно, что в такой теории локальность больших полей нарушается из-за нелокального оператора $\varepsilon(p^{0})$. Введение нелокальных больших полей остается серьезной трудностью теории. Энергия, выраженная с помощью полей $\tilde{\psi}$ и ψ (вместо ψ^{+} и ψ), является положительно определенной.

Подобный результат получил также Фронсдал/15/. Таким образом, если отказаться от локальности больших полей, то можно построить теорию, в которой энергия положительно определена, свободные компонентные поля локальны (при наличии взаимодействия они будут нелокальными из-за кинематического фактора) и есть правильная связь между статистикой и спином как для больших полей, так и для компонентных физических полей.

В § 20 мы показали, что в нашей теории имеет место правило замены Лоу. Для иллюстрации мы вычислили матричный элемент для процесса аннигиляции $\frac{1}{2}+\frac{1}{2}\to 0+0$. Полученный матричный элемент действительно можно получить непосредственно из матричного элемента для процесса рассеяния $\frac{1}{2}+0\to\frac{1}{2}+0$ (см. формулу (28) работы/21/) правилом замены Лоу $t\to s$.

В § 21 мы построили ядро $K(z,z',z'')$, с помощью которого можно написать инвариантную вершину взаимодействия бесконечного фермионного мультиплета $\psi(x;z)$ с бесконечным бозонным мультиплетом $\phi(x;z)$ в следующем виде:

$$\int\widetilde{\psi}(x;z)\psi(x;z')\phi(x;z'')K(z,z',z'')\,d\mu(z)\,d\mu(z')\,d\mu(z'').$$

В § 22 обсуждался вопрос о возможности построения формализма перенормируемой теории поля с бесконечными мультиплетами, лишенной бессмысленных бесконечных величин. Там было отмечено, что вакуумное ожидание от хронологического произведения $T(\psi(x;z)\widetilde{\psi}(y;w))$ имеет причинный характер только при следующем определении

$$T(\psi(x;z)\widetilde{\psi}(y;w))=\theta(x-y)\psi(x;z)\widetilde{\psi}(y;w)+(-)^{2y}\theta(y-x)\widetilde{\psi}(y;w)\psi(x;z).$$

Предыдущее выражение отличается от произведения

$$T(\psi(x;z)\psi^{+}(y;w))$$

множителем $(-)^{2y}$ во втором члене.

Мы подробно рассмотрели процесс рассеяния двух бесконечных мультиплетов ψ и ϕ. Инвариантная операторная функция, соответствующая процессу рассеяния во втором порядке, имеет вид:

$$\int G(p_1p_2p_3p_4;z_1z_2z_3z_4):\psi(p_1;z_1)\phi(p_2;z_2)\widetilde{\psi}(p_3;z_3)\phi(p_4;z_4):\,d\mu(z_1)\,d\mu(z_2)\,d\mu(z_3)\,d\mu(z_4), \tag{4}$$

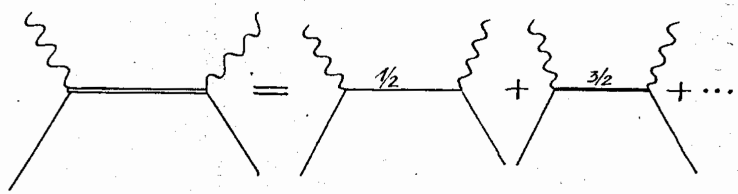
где

$$G(p_i;z_i)=g^2\left[\frac{1}{(p_1+p_2)^2+M^2-i\varepsilon}+(p_2\to p_4)\right]\times$$
$$\times\int\delta(z_1'-z_3')K(z_1',z_1,z_2)K(z_3,z_3',z_4)\,d\mu(z_1')\,d\mu(z_3').$$

Выражение (4) дает бесконечную сумму членов; каждый член описывает процесс рассеяния состояний с определенными спинами. Например, для процесса $\frac{1}{2}+0\to\frac{1}{2}+0$ мы имеем

$$u^{\alpha}(p_1)\bar{u}_{\beta}(p_3)\varphi(p_2)\varphi(p_4)g^2\left[\frac{1}{(p_1+p_2)^2+M^2-i\varepsilon}+(p_2+p_4)\right]\times \tag{5}$$
$$\times\int\delta(z_1'-z_3')K(z_1',z_1,z_2)K(z_3,z_3',z_4)\xi_{\alpha}(p_1;z_1)\bar{\xi}^{\beta}(p_3;z_3)\xi(p_2;z_2)\xi(p_4;z_4)\times$$
$$\times\,d\mu(z_1')\,d\mu(z_3')\,d\mu(z_1)\,d\mu(z_2)\,d\mu(z_3)\,d\mu(z_4).$$

Интеграл в (5) является кинематическим фактором, обусловленным свойствами симметрии. Кинематический фактор удовлетворяет правилу замены Лоу, однако не существует аргументов для аналитического продолжения. Было показано, что матричный элемент (5), в свою очередь, можно рассматривать как сумму бесконечного числа матричных элементов, соответствующих всем диаграммам, виртуальные состояния которых обладают всевозможными спинами. Эту сумму символически изображаем следующим образом:



(6)

где двойная линия ═══ означает пропагатор большого поля. Мы отметили также, что равенство (6) имеет место при условии, если мы пренебрегли так называемыми контактными членами. Ради наглядной физической интерпретации мы не включали эти контактные члены в правую часть равенства (6), однако они играют существенную роль: без них сумма матричных элементов, соответствующих диаграммам правой части, не сходится к матричному элементу, соответствующему диаграмме левой части.

В конце § 22 мы сформулировали обобщенные правила Фейнмана для бесконечных мультиплетов.

С помощью этих правил легко доказать, что только собственно-энергетические диаграммы приводят к расходимостям независимо от значения спина во внешних линиях. Этот результат открывает новую возможность для построения перенормируемой теории взаимодействия частиц с высшими спинами.

Результаты диссертации были опубликованы в работах /22-30/.

Литература

1. А.А.Комар. Физика высоких энергий и теория элементарных частиц, Наукова Думка, Киев, 1967 г.
2. П.Н.Боголюбов. Препринт ОИЯИ, Р-2569, Дубна, 1966.
3. A.N.Tavkelidze. High Energy Physics and Particles, IAEA, Vienna, 1965.
4. S.A.Adler. Phys. Rev. Lett., 14, 1051, (1965.
5. W.Weisberger. Phys. Rev. Lett., 14, 1047, 1965.
6. N.N.Bogolubov, V.A.Matvijev, A.N.Tavkhelidze. Preprint JINR E-2876, 1966.
7. В.А.Матвеев, Л.Д.Соловьев, Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе, В.П.Шелест. Препринт ОИЯИ, Р2-3118, Дубна, 1967.
8. R.H.Capps. Phys. Rev. Lett., 10, 332, 1963.
9. V.G.Kadyshevsky, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze, I.T.Todorov. Phys. Lett., 15, 180, 1965.
10. Нгуен Ван Хьеу. ЯФ 2, 517, 1965.
11. Нгуен Ван Хьеу, Я.А.Смородинский, ЯФ 2, 543, 1965.
12. A.Salam, R.Delbourgo, J.Strathdee. Proc.Roy.Soc. 284, 146, 1965.
13. R.Delbourgo, M.A.Rashid, J.Strathdee. Preprint IC-365/37, 1965.
14. М.Л.Граев. Труды Моск. математического общества, Москва, 1958.
15. C.Fronsdal. Phys. Rev., 156, 1653, 1967.
16. Nguyen Van Hieu. Acta Phys. Academiae Scientiarum Hungaricae 22, 187, 1967.
17. G.Feldman, P.T.Matthews. Phys. Rev., 151, 1176, 1966.
18. I.T.Todorov, Preprint Triest IT/66/71, 1967.
19. D.T.Stoyanov, I.T.Todorov. Preprint IC/67/58, Trieste, 1967.
20. Dao Vong Duc, Nguyen Van Hieu. Ann. Inst. Henri Poincare 6, 17, 1967.
21. Дао Вонг Дык, Нгуен Ван Хьеу. ЯФ 6, 186, 1967.
22. Као Ти, Л.Г.Ткачёв. ЯФ 3, 1069, 1965.
23. Cao Chi, Dao Vong Duc, JETP Lett., 2, 256, 1965.
24. Cao Chi, Nguyen Van Hieu, B.Sredniava. Fortschritte der Phys. 14, 281, 1966.

25. *Као Ти. ЯФ 4, 846, 1965.*

26. *Као Ти. Препринт ОИЯИ, Р5-2950, Дубна, 1966.*

27. *Као Ти. Act. Phys. Pol., 32, 2375, 1967.*

28. *Као Ти. Препринт ОИЯИ, Р2-3200, Дубна, 1967.*

29. *Cao Chi, Nguyen Van Hieu. Preprint JINR E2-3430, Dubna, 1967.*

30. *Cao Chi., Dao Vong Duc, Nguyen Van Hieu, Preprint JINR P2-3606, Dubna, 1967.*

Рукопись поступила в издательский отдел
6 марта 1968 года.