ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ



Б.В. Струминский

2149

# ВЫСШИЕ СИММЕТРИИ И СОСТАВНЫЕ МОДЕЛИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
академик Н.Н. Боголюбов

Дубна 1965

Б.В. Струминский

2149

# ВЫСШИЕ СИММЕТРИИ И СОСТАВНЫЕ МОДЕЛИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
академик Н.Н. Боголюбов

В диссертации исследуются свойства симметрии сильных взаимодействий в рамках составных моделей.

В главе II исследуется симметрия сильных взаимодействий, основанная на группе $Sp6$, которая была предложена в /1/.

Группа $Sp6$ имеет ранг 3 и содержит группу $SU(3)$ как подгруппу. Используя дополнительное квантовое число $Z$, которое имеется в группе $Sp6$, можно сделать заряды частиц во всех мультиплетах целыми. Барионы и мезоны рассматриваются как связанные состояния частиц, реализующих низшее представление группы $Sp6$, и отсюда определяется структура барионных и мезонных мультиплетов. Для описания известных барионов и мезонов автоматически используются представления 1, 8, 10 группы $SU(3)$.

Другим аргументом в пользу введения более высокой симметрии, чем $SU(3)$, является $\phi-\omega$ смешивание, которое говорит о том, что октет и синглет векторных мезонов входят в одно представление более широкой группы.

В §3 расматривается структура группы $Sp6$ и ее представлений.

В §4 изучаются свойства основных частиц, реализирующих шестимерное представление группы $Sp6$ – трионов и механизм нарушения $Sp6$ симметрии. В отличие от кварков трионы обладают барионным зарядом 1 и целыми электрическими зарядами. Одиночное рождение трионов в процессах с участием известных частиц возможно лишь за счет среднесильного взаимодействия, нарушающего сохранение $Z$, но сохраняющего $Y-Z$.

В §5 рассматриваются свойства псевдоскалярных мезонов, которые помещаются в представление 14 группы $Sp6$.

В представление 14 входят 8 известных псевдоскалярных мезонов, которые имеют $Z=0$ и два триплета с $Z=\pm\frac{2}{3}$.

Получены массовые соотношения для псевдоскалярных мезонов. Вопрос о заполнении 14-плета остается в настоящее время открытым.

В §6 рассматриваются векторные мезоны, которые помещаются в представление 21 группы $Sp6$. Девять мезонов с $Z=0$ отождествляются с известными векторными мезонами, шесть мезонов с $Z=\frac{2}{3}$ и их античастицы с $Z=-\frac{2}{3}$ в настоящее время неизвестны. В первом порядке теории возмущений получено массовое соотношение:

$$m_\rho^2 = m_\omega^2 \;; \quad m_\phi^2 + m_\omega^2 = 2m_{K^*}^2 \,. \qquad (1)$$

Физические $\phi$ и $\omega$ частицы являются смесью унитарного синглета $\omega_0$ и октета $\omega_8$.

Учитывая возмущение, нарушающее лишь Sp 6 симметрию, во втором порядке получаем соотношение Швингера:

$$(m_\omega^2 - m_\rho^2)(m_\phi^2 - m_\rho^2) = \frac{4}{3}(m_{K^*}^2 - m_\rho^2)(m_\phi^2 + m_\omega^2 - 2m_{K^*}^2). \qquad (2)$$

В § 7 рассматриваются распады векторных мезонов.

Получена ширина распада $\phi \to K\bar{K}$, которая хорошо согласуется с экспериментом. Дано объяснение малой вероятности распада $\phi \to \rho + \pi$.

Используя Sp 6 симметрию, мезонам можно приписать мультипликативное квантовое число, которое является аналогом A – четности Бронцана и Лоу. Сохранение A–четности приводит к правилам запрета для распада мезонов. В частности, запрещены распады $\phi \to \rho + \pi$, $\rho \to \pi + \gamma$.

Кроме того получены соотношения между амплитудами радиационных распадов векторных мезонов:

$$A(\omega\pi) = \sqrt{3}\,A(\rho\eta) = \sqrt{\frac{3}{2}}\,A(\phi\eta) = A(K^{0*}K^0). \qquad (3)$$

Остальные радиационные распады запрещены.

В § 8 рассматриваются свойства барионных мультиплетов. Октет барионов ( N, $\Sigma$, $\Lambda$, $\Xi$ ) входит в мультиплет 64 и имеет $Z = 1$. Декуплет резонансов ($\Delta, \Sigma^*, \Xi^*, \Omega^-$) входит в мультиплет 56 и имеет $Z = 1$.

Характерной чертой Sp 6 мультиплетов является та, что в них входят барионные резонансы с положительной странностью, которые имеют $Z \neq 1$. Резонансы с $Y - Z = 1$ имеют квантовые числа резонансов в системе K – N. В схеме Sp 6 резонансы в системе K – N обусловлены средиесильным взаимодействием и могут иметь массу, значительно отличающуюся от массы известных резонансов.

В § 9 рассматриваются лептонные распады сильно взаимодействующих частиц. Предполагая, что лептонные распады барионов и мезонов обусловлены распадами трионов, мы получаем, что гамильтониан слабых взаимодействий преобразуется как компонента унитарного октета. Отсюда следуют правила отбора для лептонных распадов: $\Delta S = \Delta Q$, $\Delta T = 1/2$.

В § 10 рассматривается объедииение группы внутренних симметрий Sp 6 со спиновой группой SU(2). Объединяя группу Sp 6 со спиновой группой SU(2), мы получаем 143 параметрическую группу SU(12). В работе показано, что в теории SU(12) остаются соотношения между магнитными моментами теории SU(6): $\mu_p/\mu_n = -\frac{3}{2}$.

Это соотношение многие авторы связывали с тем, что в теории SU(6) заряды кварков дробные.

В теории SU(12) остаются соотношения SU(6) симметрии для амплитуд радиационных распадов резонансов, отношение $g_A/g_V$ для слабых взаимодействий остается прежним, остается связь между расщеплением масс в октете и декуплете.

В главе II рассмотрена составная модель, в которой трионы играли лишь вспомогательную роль при построении высших представлений, отвечающих реальным мезонам и барионам. Соотношения между физическими величинами мы получали, используя лишь их трансформационные свойства, не прибегая к динамическому рассмотрению.

Представляет интерес рассмотреть простейшие динамические модели, в которых мезоны и барионы являются связанными состояниями фундаментальных частиц, преобразующихся по низшему представлению группы внутренних симметрий. Мы рассмотрим модель кварков.

Успешное подтверждение соотношений SU(6) симметрии, объединяющей унитарную и спиновую симметрии, говорит о том, что взаимодействие, которое приводит к образованию связанных состояний, слабо зависит от спина, а хорошее согласие с экспериментом массовых формул позволяет думать, что массы фундаментальных частиц велики, а возмущение, нарушающее симметрию, мало. Предполагая, что масса кварка велика ( ~10 Гэв), а эффективный импульс кварка в составной частице ~1 Гэв/с, можно считать движение кварка в составной частице нерелятивистским.

На основе этих соображений в §§ 11, 12 формулируются нерелятивистские уравнения для мезонов и барионов и рассмотрены свойства возмущения, нарушающего унитарную и спиновую симметрии [4]. Далее, пользуясь теорией возмущений, мы получили известные массовые соотношения SU(6) теории, а также электромагнитные расщепления масс внутри изотопических мультиплетов барионов. Привлечение динамических соображений позволяет получить соотношение Глэшоу $m^2_{K^*} - m^2_K = m^2_\rho - m^2_\pi$ , которое нельзя получить в чисто групповом подходе.

В § 13 рассматриваются магнитные моменты барионов. Квантомеханическим сложением магнитных моментов кварков получены соотношения между магнитными моментами [5], которые были получены ранее в теории SU(6) . При этом возникает вопрос об абсолютной величине магнитного момента бариона, поскольку дираковский магнитный момент кварка мал и, казалось бы, магнитный момент составной частицы также должен быть малым.

На простейшем примере дираковской частицы, находящейся в связанном состоянии во внешнем скалярном поле, показано, что магнитный момент определяется не массой кварка, а энергией связанного состояния [4]. Для магнитного момента частицы массы $M$ в скалярном поле

$$V(r) = \begin{cases} 0 & r > r_0 \\ -M + a & r < r_0 . \end{cases} \tag{4}$$

получено выражение

$$\mu = \frac{e}{6}\,\frac{4Er_0 + 2ar_0 - 3}{2E^2 r_0 - 2E + a} . \tag{5}$$

В главе IV рассматривается релятивистская составная модель и в рамках этой модели получены электромагнитные форм-факторы барионов и мезонов, а также слабые форм-факторы барионов [6]. В релятивистской теории кварк описывается дираковским спинором и приобразуется по 12-мерному представлению группы $\tilde{U}(12)$. Мы требуем, чтобы уравнения для составных частиц в отсутствие внешнего поля были $\tilde{U}(12)$ инвариантны и давали бы правильное значение магнитного момента для составной частицы. Исходя из этих соображений,в §14 пишется уравнение для мезонов:

$$\prod_{i=1}^{2}(p_i^2 - M^2)\Psi_A^B(p\ ,p\ ) = -igW(q)\int dq' W(q')\Psi_A^B\left(\frac{p}{2}+q', \frac{p}{2}-q'\right) , \tag{6}$$

где $p = p_1 + p_2$, $q = \frac{1}{2}(p_1 - p_2)$, $M$ – масса кварка, $W(q)$ – скалярная функция. Включение внешнего электромагнитного поля производится обычным образом: $p_i^2 - M^2$ записывается в виде произведения операторов Дирака и делается замена $i\frac{\partial}{\partial x} \to i\frac{\partial}{\partial x} + eA(x)$. Для получения уравнения движения мезона как целого производится разложение по обратным степеням массы кварка. В результате мы получаем:

$$\begin{aligned}(p^2 - m^2)\Phi_A^B(p) = {}& 2\int dk\, f(k^2)(pA)\left[e_A^{A'}\Phi_{A'}^B(p-k) + e_{B'}^B\Phi_A^{B'}(p-k)\right] + \\ & + 2\int dk\, f(k^2)\left[(e\hat{k}\hat{A})_A^{A'}\Phi_{A'}^B(\vec{p}-\vec{k}) + (e\hat{A}\hat{K})_B^{B'}\Phi_A^{B'}(p-k)\right] ,\end{aligned} \tag{7}$$

функция $f(k^2)$ выражается через $W(q)$. Кроме того на функцию $\Phi_A^B$ налагаются дополнительные условия:

$$(\hat{p} - m)_A^{A'}\Phi_{A'}^B(p) = 0 , \quad (\hat{p} - m)_{B'}^B\Phi_A^{B'}(p) = 0. \tag{8}$$

Дополнительные условия (8) нарушают $\tilde{U}(12)$ инвариантность, сохраняя инвариантность лишь относительно группы $SU(6)$. Используя уравнения (7) и дополнительные условия (8), мы получаем электромагнитную вершину для мезонов, из которой определяем электрические и магнитные форм-факторы мезонов. Магнитный момент векторного мезона оказывается $\frac{e}{m}$ .Получены вероятности радиационных распадов векторных мезонов.

В § 15 рассматривается релятивистская составная модель для барнонов. Исходным является уравнение:

$$D_A(x)D_B(x)D_C(x)\Psi_{A'B'C'}(x_1,x_2,x_3) = gW(x_1,x_2,x_3).$$

$$\int W(x'_1,x'_2,x'_3)\delta(x'_1+x'_2+x'_3-x_1-x_2-x_3)\Psi_{ABC}(x'_1,x'_2,x'_3)dx'_1dx'_2dx'_3, \quad (9)$$

где $D_A^{A'}(x_1) = [(M-i\gamma^n\frac{\partial}{\partial x^n}-e\hat{A}(x))(M+i\gamma^m\frac{\partial}{\partial x^m}+e\hat{A}(x))]_A^{A'}$ .

Разлагая по обратным степеням массы кварка, мы получаем следующее уравнение, которое описывает движение бариона как целого во внешнем электромагнитном поле:

$$(p^2-m^2)\Phi_{ABC}(p) = 2\int dk F(k^2)(Ap)[e_A+e_B+e_C]\Phi_{ABC}(p-k) +$$
$$+ 3\int dk F(k^2)[(e\hat{k}\hat{A})_A+(e\hat{k}\hat{A})_B+(e\hat{k}\hat{A})_C]\Phi_{ABC}(p-k), \quad (10)$$

где функция $F(k^2)$ выражается через $W(x_1,x_2,x_3)$. Функция $\Phi_{ABC}(p)$ в отсутствие внешнего поля удовлетворяет дополнительным условиям:

$$(\hat{p}-m)_A^{A'}\Phi_{A'BC}(p) = (\hat{p}-m)_B^{B'}\Phi_{AB'C}(p) = (\hat{p}-m)_C^{C'}\Phi_{ABC'}(p) = 0. \quad (11)$$

С использованием уравнения (10) и дополнительных условий (11), получено выражение для электромагнитного тока барионов:

$$I_\alpha = 3\{-(1+\frac{k^2}{2m^2})(\bar{\Psi}_\mu\Psi_\mu)\frac{p_\alpha}{m} + \frac{k_\rho k_\sigma}{m}(\bar{\Psi}_\rho\Psi_\sigma)\frac{p_\alpha}{m} + \frac{3k_\sigma}{2m}(\bar{\Psi}_\sigma\Psi_\alpha - \bar{\Psi}_\alpha\Psi_\sigma)\}.$$
$$\cdot d^{pqr}e_p^{p'}d_{p'qr}F(k^2) + \{(1+\frac{k^2}{2m^2})\frac{p_\alpha}{m}(\bar{\Psi}\Psi)_F^e - \frac{1}{4m^2}(\bar{\Psi}\gamma_\alpha\Psi)^e_{3D+2F}\}F(k^2) + \quad (12)$$
$$+ \frac{3\epsilon_{\rho\mu\sigma\alpha}k_\sigma p_\rho}{m^2}\{(\bar{\Psi}_\mu\Psi)d^{pqr}e_p^{p'}\epsilon_{p'qs}B_r^s - (\bar{\Psi}\Psi_\mu)\epsilon^{pqs}B_s^r e_p^{p'}d_{p'qr}\}F(k^2),$$

где $r_\alpha = 2\epsilon_{\alpha\nu\mu\lambda}\, p_\nu\, k_\mu\, \gamma_\lambda\, \gamma_5$, $d^{pqr}$ – волновая функция декуплета, $(\bar\Psi\Psi)^e_{F,D} = \bar\Psi^p_q e^q_p \Psi^q_q \pm \bar\Psi^p_q e^q_q \Psi^q_p$, $e^q_p$ – матрица электрического заряда.

Из выражения (12) следует, что электрический форм-фактор заряженных барионов со спином 1/2 равен $(1+\frac{k^2}{2m})F(k^2)$, магнитный форм-фактор барионов – $\mu F(k^2)$, где $\mu$ –магнитный момент бариона, электрический форм-фактор барионов со спином 3/2 равен $e(1+\frac{k^2}{4m^2})F(k^2)$. То обстоятельство, что при магнитном форм-факторе стоит $3D+2F$ связь, позволяет получить нам известные соотношения между магнитными моментами барионов, а именно $\mu_p : \mu_n : \mu_{\Sigma^-} = 3:-2:-1$, причем $\mu_p = 3$ яд. магн.

Третий член в выражении (12) описывает процессы фоторождения и радиационных распадов резонансов.

Для ширины радиационных распадов получим, учитывая разность масс лишь в фазовом объеме:

$$\Gamma_{d\to b+\gamma} = 3a\,\frac{M^2}{m}\left(\frac{M^2-m^2}{2M^2}\right)^3\left(1+\frac{M}{m}\right)^2 g^2_{db}\,, \tag{13}$$

где $M$ –масса соответствующего бариона из декуплета, $m$ – масса бариона из октета. Между константами $g_{db}$ имеют место соотношения:

$$g_{\Delta^+ p} = g_{\Delta^0 n} = g_{\Xi^{0*}\Xi^0} = -g_{\Sigma^{+*}\Sigma^+} = -\frac{2}{\sqrt{3}}\,g_{\Sigma^{0*}\Lambda} = 2g_{\Sigma^{0*}\Sigma^0} = 1. \tag{14}$$

Аналогичным образом в составной модели рассмотрены слабые взаимодействия. Получены слабые форм-факторы барионов и найдены отношения $g_A/g_V$ для распадов барионов.

## Литература


1. H.Bacry, I.Nuyts, L.Van-Hove Phys. Lett., 9, 279 (1964).
2. Б.В.Струминский. Ядерная физика №4, 725, 1965 г.
3. Б.В.Струминский. А-четность и Sp6 симметрия. Препринт ОИЯИ Р-2058, Дубна 1965.
4. Н.Н.Боголюбов, Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ Д-1968, Дубна 1965.
5. Б.В.Струминский. Препринт ОИЯИ Р-1939, Дубна 1965.
6. Н.Н.Боголюбов, Нгуен Ван Хьеу, Д.Стоянов, Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе, В.П.Шелест. Препринт ОИЯИ Д-2075, Дубна 1965.



Рукопись поступила в издательский отдел
29 апреля 1965 г.