ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

П.Н. Боголюбов

3226

# НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СОСТАВНЫХ КВАРКОВЫХ МОДЕЛЕЙ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

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

Научный руководитель -
доктор физико-математических наук,
профессор

А.Н. Тавхелидзе

Дубна 1967

П.Н. Боголюбов



# НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СОСТАВНЫХ КВАРКОВЫХ МОДЕЛЕЙ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

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

Научный руководитель -
доктор физико-математических наук,
профессор
А.Н. Тавхелидзе



Дубна 1967

В реферируемой диссертации рассматриваются некоторые вопросы распространенных в последнее время кварковых составных моделей элементарных частиц. Кварковые модели элементарных частиц состоят в том, что элементарные частицы рассматриваются как связанные состояния гипотетических частиц, названных кварками. Этим не открытым пока частицам приписывается очень большая собственная масса (порядка 10 Гэв) и, в большинстве моделей, дробный электрический заряд. Предполагается также наличие очень сильного взаимодействия в таких системах кварков, которое и компенсирует их большую собственную массу.

Диссертация состоит из введения и двух глав. Во введении дается краткий обзор работ, приведших к возникновеиию кварковых моделей, и рассматриваются некоторые результаты, полученные с их помощью, например вычисление магнитных моментов, формфакторов и др. В первой главе рассматривается простейшая модель квазинезависимых кварков на основе нерелятивистских уравнений, которая, однако, дает результаты, находящиеся в хорошем согласии с экспериментом. Во второй главе рассматривается более сложная модель, основанная на релятивистски-инвариантных уравнениях типа Бете-Солпитера.

В § 1 проводится общее обсуждение принятой в первой главе модели барионов. В этой простой модели считается возможным рассматривать кварки в барионе как независимые частицы, движущиеся в некотором "усредненном" или самосогласованном поле, создаваемом двумя остальными кварками. Для каждого кварка имеют в такой схеме смысл индивидуальные, одночастичные волновые функции, описываемые обычным уравнением Дирака. Масса одного кварка считается много большей массы бариона, и дефект массы, обусловленный взаимодействием, практически равен сумме масс всех трех кварков в свободном состоянии. Далее предполагается, что три кварка с одинаковым спином можно поместить на одном энергетическом уровне, т.е., что волновая функция этой системы должна быть симметричной функцией кварковых переменных:

$$\xi_k \equiv (\vec{x}_k, A_k, j_k), \quad k = 1,2,3$$

Здесь $\vec{x}$ –пространственные переменные, $A$ –унитарные, $j$ –спиновые индексы. Для преодоления трудностей, связанных с принципом Паули, считается, что либо кварки являются парафермионами /1/, либо существует не один триплет кварков ( $p$ , $n$ , $\lambda$ ), а три триплета ( $p^{\alpha}$ , $n^{\alpha}$ , $\lambda^{\alpha}$ ), $\alpha = 1,2,3$ /2/. Уравнение Дирака для одного кварка имеет вид:

$$\{ \gamma_0 E + i(\vec{\gamma} \frac{\partial}{\partial \vec{r}}) - M - V(r) \} \Psi = 0, \tag{1}$$

где $V(r)$ –радиально симметричный скалярный потенциал, $M$ –свободная масса кварка. Предполагается, что низший энергетический уровень $E = E_0$ соответствует связанному $s$ –состоянию, и рассматривается структура и некоторые свойства симметрии волновой функции.

В § 2 рассматривается вопрос о нахождении магнитных моментов барионов. Сначала изучается реакция одного кварка, находящегося на минимальном энергетическом уровне $E_0$ , на внешнее магнитное поле, для этого уравнение (1) дополняется соответствующими членами:

$$\{ \gamma_0 E + \vec{\gamma} [ i \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + e Q_A \vec{A}(\vec{r}) ] - U(r) \} \Psi = 0, \tag{2}$$

где $e Q_A$ –электрический заряд кварка, $U = M + V$ , $Q = \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, -\frac{1}{3}$. Для нахождения расщепления используется формула теории возмущений в первом порядке по параметру $e Q_A$ . В случае постоянного малого магнитного поля $H = H_z = \mathrm{const}$ для магнитного момента кварка получена формула

$$\mu_A = \frac{e Q_A}{2 E_0} (1 - \delta), \tag{3}$$

где $\delta$ –среднее значение $z$ –компоненты орбитального момента $L$ , в состоянии, в котором полный угловой момент $J = \frac{1}{2}$ .

$$\delta = \langle L_z \rangle_{\uparrow} .$$

Далее определяются магнитные моменты барионов. Для этого берется суммарное приращение энергии всех трех кварков:

$$\sum_{\ell=1}^{8} \delta E_\ell = -\frac{(1-\delta)\, e H}{2 E_0} \sum_{\ell=1}^{8} Q_{A_\ell}\; 2\mathcal{J}_z^{(\ell)}$$

и усредняется по волновой функции бариона $\Phi_B$. В результате для магнитного момента бариона в единицах боровского ядерного магнетона получается следующая формула:

$$\mu_B = \frac{(1-\delta)\, m_p}{E_0} \left( \Phi_B^{*} \sum_{\ell=1}^{8} Q_{A_\ell}\; 2\mathcal{J}_z^{(\ell)}\, \Phi_B \right). \qquad (5)$$

Далее рассмотрена модель с тремя триплетами кварков и получена та же формула (5) для магнитных моментов. Выполнено усреднение для случая нуклонов, и получены магнитные моменты:

$$\mu_p = \frac{(1-\delta)\, m_p}{E_0}, \qquad (6)$$

$$\mu_N = -\frac{2}{3}\, \frac{(1-\delta)\, m_p}{E_0}. \qquad (7)$$

В § 3 в рамках модели квазинезависимых кварков определяется отношение $F_A / F_V$ аксиальной и векторной констант. Для этого используется тот же прием, что и при определении магнитных моментов. Получена формула

$$F_A / F_V = \frac{5}{3} (1 - 2\delta). \qquad (8)$$

Показано, что из этой формулы можно легко получить формулу, полученную на основании других соображений Гелл-Манном /3/.

В § 4 обсуждаются ранее полученные формулы (6) и (8). Как уже было сказано, $\delta$ связано со средним значением $z$ -компоненты орбитального момента кварка. Если в указанных формулах вообще пренебречь этой величиной, то получаются результаты $SU_6$

$$F_A / F_V = \frac{5}{3} = 1{,}67, \quad \mu_p = 3.$$

Как видно, для магнитного момента этот результат можно считать удовлетворительным, но для отношения аксиальной и векторной констант имеет смысл учесть вклад орбитального момента. ($F_A / F_{V\,эксп.}$ = 1,18$\pm$0,02). Для ориентировочной оценки величины $\delta$ берется простая форма потенциала:

$$V(r) = -M , \quad r < r_0 , \quad V(r) = 0 , \quad r > r_0 .$$

Для такой формы потенциала получена величина $\delta$ = 0,17, таким образом,

$$\mu_p = 2{,}49 \quad , \quad F_A / F_V = 1{,}10 .$$

Как видно, при таких грубых предположениях получилось хорошее согласие с экспериментом. Величина $\delta$ также подсчитана исходя из экспериментального значения магнитного момента протона ( $\mu_p$ = 2,79). В этом случае $\delta$ = 0,145 и $F_A / F_V$ = 1,185.

Вычислен также средний квадрат радиуса нуклона

$$< r_p^2 > = 0{,}43 \frac{1}{m_\pi^2} \qquad \left( < r_p^2 >_{эксп.} = 0{,}396 \frac{1}{m_\pi^2} \right) .$$

В § 5 рассматривается уравнение с псевдоскалярным потенциалом для кварка в нуклоне:

$$\{ \gamma_0 E + i ( \vec{\gamma} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} ) - M + \epsilon \gamma_5 V(r) \} \Psi = 0 , \tag{9}$$

где $V(r)$ –радиально симметричная функция, $\epsilon$ = $\pm$1. Здесь обращается внимание на возможность просто совершить предельный переход при $M \to \infty$, в результате задача сильно упрощается. В этом случае нельзя учесть вклад орбитального момента ( $\delta$ = 0) и получаются обычные результаты $SU_6$, но такая особенность псевдоскалярных потенциалов используется в дальнейшем при рассмотрении уравнений типа Бете–Солпитера.

В § 6 начинается рассмотрение более сложной модели, основанной на релятивистски–инвариантных уравнениях. Исследуется модель мезона как связанного состояния кварка и антикварка на основе уравнения типа Бете–Солпитера:

$$\{(\partial^{(1)}-M)(\partial^{(2)}+M)-V\}\Psi=0. \qquad (10)$$

Здесь

$$\partial^{(j)}=\sum_{\nu=0}^{3}\gamma_{\nu}^{(j)}\frac{\partial}{\partial x_{\nu}^{(j)}}, \quad j=1,2.$$

$V$ является функцией инвариантного скаляра

$$\{(\vec{x}^{(1)}-\vec{x}^{(2)})^2-(x_0^{(1)}-x_0^{(2)})^2\}.$$

Для упрощения задачи производится предельный переход при $M\to\infty$, причем релятивистский характер модели не теряется. Для проведения такого перехода используется замечание из §5 о том, что такой переход удобнее всего совершить в случае псевдоскалярного взаимодействия. Из этих соображений полагается

$$V=\gamma_5^{(1)}\gamma_5^{(2)}(M^2-U).$$

Уравнение (10) рассматривается не в связи с какой-либо схемой квантовой теории поля, а просто как релятивистски-инвариантное обобщение уравнения для одной частицы. После предельного перехода уравнение принимает вид

$$\{(\partial^{(1)})^2+(\partial^{(2)})^2-2U\}\Psi=0$$

с дополнительным условием $\Psi=-\gamma_5^{(1)}\gamma_5^{(2)}\Psi$.

Далее производится замена переменных для выделения координат центра тяжести – X и относительного движения – У и рассматривается структура волновой функции. В полученных решениях имеется вырождение по четности и спину. Показано, что путем дополнения функции взаимодействия $U$ соответствующими членами, такое вырождение снимается. Рассмотрена структура волновой функции для псевдоскалярных и векторных мезонов и получено представление Бега и Пайса /4/.

В §7 рассматривается вопрос о влиянии включения в уравнение (10) слабого внешнего электромагнитного поля $A_{\nu}(x)$. В результате получено уравнение, полученное ранее в работе /5/ для случая факторизующегося потенциала. Вычислены магнитные моменты мезонов.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /6-11/.

## Литература


1. O.W. Grenberg. Phys. Rev. Lett., 13, 598 (1964).
2. Н.Н. Боголюбов, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ, Д-1968, Дубна, 1965.
3. M. Gell – Mann. Preprint California Inst. of Tech., Oct. 1966.
4. M.A.B. Beg, A. Pais. Phys. Rev. Lett., 14, 267 (1965).
5. Н.Н. Боголюбов, Нгуен Ван Хьеу, Д. Стоянов, Б.В. Струминский, А.Н.Тавхелидзе, В.П. Шелест. Препринт ОИЯИ, Д-2075, Дубна, 1965.
6. П.Н. Боголюбов. Препринт ОИЯИ, Р-2098, Дубна, 1965.
7. П.Н. Боголюбов. Препринт ОИЯИ, Р-2186, Дубна, 1965.
8. П.Н. Боголюбов. Препринт ОИЯИ, Р-2569, Дубна, 1966.
9. П.Н. Боголюбов. Препринт ОИЯИ, Е-2827, Дубна, 1966.
10. П.Н. Боголюбов. Ядерная физика, № 2, 1967.
11. П.Н. Боголюбов. Препринт ОИЯИ, Р2-3115, Дубна, 1967.



Рукопись поступила в издательский отдел
15 марта 1967 г.