Acta Phys. Polon., 1967, V.32, F.3(9) с.495-500
12/I-67

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3073

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Р.П. Зайков

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ И МАГНИТНАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ МЕЗОНОВ И БАРИОНОВ В МОДЕЛИ КВАРКОВ

1966

P2 - 3073

Р.П. Зайков

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ И МАГНИТНАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ МЕЗОНОВ И БАРИОНОВ В МОДЕЛИ КВАРКОВ

1. Введение

Коэффициенты электрической и магнитной поляризуемостей элементарных частиц являются одной из характеристик их электромагнитной структуры. Использование этих коэффициентов оказалось полезным для теоретической интерпретации экспериментальных данных по рассеянию γ -квантов на протонах и при упругом рассеянии медленных нейтронов тяжелыми ядрами на очень малые углы /1/. Получение соотношений между поляризуемостями разных частиц также представляет определенный интерес. На основании общих соображений относительно структуры электромагнитного тока в работе /2/ было показано, что электрическая и магнитная поляризуемости частиц из мезонного и барионного мультиплетов зависят всего лишь от двух констант. В другой работе /3/, исходя из резонансной модели и используя некоторые следствия из SU(3)-симметрий для электромагнитных распадов, авторы получили оценки для магнитной поляризуемости π - и K -мезонов.

В настоящей работе используется нерелятивистская составная модель /4,5/ элементарных частиц, обладающая SU(6) - симметрией, в которой мезоны и барионы рассматриваются соответственно как связанные системы в s -состоянии из кварка и антикварка и из трех кварков. Электрическая и магнитная поляризуемости системы связанных частиц в дипольном приближении определяются как коэффициенты перед напряженностями соответствующих полей для индуцированных дипольных моментов

$$\vec{d}_e = \alpha \vec{E}; \quad \vec{d}_m = \beta \vec{H}. \qquad (1)$$

Эти коэффициенты, вообще говоря, являются тензорными величнами. Чтобы вычислить интересующие нас коэффициенты α и β, нужно взять матричные элементы операторов дипольных моментов между состояниями, описывающими кварковую систему в присутствии электрического или магнитного полей. Эти функции являются решениями уравнения типа Шредингера /4/ для рассматриваемой системы в присутствии внешнего возмущающего электрического или магнитного поля. Поскольку рассматриваемое возмущение нарушает SU(6) –симметрию, то поляризуемости частиц, входящих в один мультиплет, будут, вообще говоря, различными. Как и в работе /4/, здесь не учитываются взаимодействия между возмущающим электромагнитным полем и полями взаимодействия кварков. Предполагается также, что кварки не имеют собственной электромагнитной структуры.

Волновые функции, описывающие мезоны и барионы, имеют тот же вид, что и в лекции Далитца /5/, при этом мы будем предполагать, что возбуждение происходит относительно орбитального момента.

2. Электрическая поляризуемость мезонов и барионов

В случае псевдоскалярных и векторных мезонов, рассматриваемых как связанные системы из кварка и антикварка в основном состоянии, оператор дипольного момента этой системы записывается в виде

$$\vec{d}^{\,BA'}_{AB'} = e\vec{r}\,(Q^{A'}_{A}\,\delta^{B}_{B'} + \delta^{A'}_{A}\,Q^{B}_{B'}),$$

где $A, B = 1, \ldots, 6$ унитарно-спиновые индексы, Q – оператор электрического заряда, e – электрический заряд протона и $\vec{r}$ –радиус-вектор кварка в системе центра масс.

Вычисляя для этого оператора матричные элементы с точностью до первого порядка по возмущающему полю (с помощью обычной теории возмущений) и суммируя по унитарно-спиновым индексам, получим:

$$d\,\mathrm{Tr}\,\bar{\Phi}\Phi = \lambda_e E(\mathrm{Tr}\,\bar{\Phi}\,Q^2\,\Phi + 2\,\mathrm{Tr}\,\bar{\Phi}\,Q\,\Phi\,Q + \mathrm{Tr}\,\bar{\Phi}\Phi Q^2), \qquad (2)$$

где λ_e – константа, Φ – функция 35-мерного представления группы SU(6). При этом $\vec{E} = (0, 0, E)$. Сравнивая формулы (2) и (1), найдем соотношения между электрическими поляризуемостями мезонов:

$$\alpha_{ch} = \frac{1}{4}\,\alpha_{k_n} = \frac{1}{4}\,\alpha_{\Phi} = \frac{1}{10}\,\alpha_{\pi^0} = \frac{1}{6}\,\alpha_{\eta} = \frac{\sqrt{3}}{6}\,\alpha_{\eta\pi^0} =$$

$$= \frac{1}{10}\,\alpha_{\omega} = \frac{1}{10}\,\alpha_{\rho^0} = \frac{1}{6}\,\alpha_{\omega\rho^0} = \lambda_e. \qquad (3)$$

Индекс ch означает здесь заряженные мезоны из псевдоскалярного октета и векторного нонета, а индекс k_n –нейтральные K –мезоны; α_{xy} – матричные элементы соответствующих двухфотонных распадов.

Оператор электрического дипольного момента барионов записывается как

$$\vec{d}^{\,A'B'C'}_{ABC} = e(\vec{r}_1\,Q^{A'}_{A}\,\delta^{B'}_{B}\,\delta^{C'}_{C} + \vec{r}_2\,\delta^{A'}_{A}\,Q^{B'}_{B}\,\delta^{C'}_{C} + \vec{r}_3\,\delta^{A'}_{A}\,\delta^{B'}_{B}\,Q^{C'}_{C}),$$

где $\vec{r}_i$ $(i = 1, 2, 3)$ – радиус-вектор i –того кварка в системе центра масс.

Полная антисимметричная волновая функция барионов в этом случае записывается в виде

$$\Psi_{ABC}(r_1, r_2, r_3) = \phi_0(r_1, r_2, r_3)\,B_{ABC} + \sum_{\substack{n=1\\A'B'C'}} (c_n)^{A'B'C'}_{ABC}\,\overline{\phi_n}(r_1, r_2, r_3)\,B_{A'B'C'} +$$

$$+ \sum_{\substack{n\\A'B'C'}} (d_n)^{A'B'C'}_{ABC}\,f_n(r_1, r_2, r_3)\,A_{A'B'C'} + \sum_{\substack{n\\A'B'C'}} (e_n)^{A'B'C'}_{ABC}\,q_n(r_1, r_2, r_3)\,C_{A'B'C'},$$

где $\phi_n(r_1, r_2, r_3)$, $f_n(r_1, r_2, r_3)$ и $q_n(r_1, r_2, r_3)$ – части волновой функции n –того состояния с определенной симметрией: ϕ_n – антисимметричная функция относительно перестановок любых двух координат; f_n – симметричная; а q_n – обладает смешанной симметрией; B, A, C являются унитарно-спиновыми частями волновых функций 56-, 20-и и 70-плета соответственно и, наконец, c, d и e – коэффициенты, подлежащие определению.

В рассматриваемом нами случае оказывается, что отличны от нуля только коэффициенты $(e_n)^{A'B'C'}_{ABC}$. Используя симметрию пространственных функций q_n и s_n, получаем:

$$\alpha_{(-)} = \alpha_{\Delta^{++}} = \alpha_{\Sigma^0\Lambda} = 0 \qquad (4)$$

$$\alpha_p = \alpha_n = \alpha_{\Sigma^+} = \alpha_{\Sigma^0} = \alpha_{\Lambda} = \alpha_{\Delta^+} = \alpha_{\Delta^0} = \alpha_{\Sigma^+_\delta} = \alpha_{\Sigma^0_\delta} = \alpha_{\Xi^0_\delta} = r_e,$$

где r_e – константа, $a(-)$ – отрицательно заряженные барионы.

3. Магнитная поляризуемость мезонов и барионов

Оператор магнитного дипольного момента в случае мезонов, находящихся в магнитном поле с векторным потенциалом $\vec{A}(r)$, может быть представлен в виде:

$$(\hat{\vec{d}}\,)^{BA'}_{AB'} = -\frac{1}{c}\,[(\vec{j}^{\,A'}_{A} \times \vec{r}_q)\,\delta^{B}_{B'} + \delta^{A'}_{A}\,(\vec{d}^{\,B}_{B'} \times \vec{r}_{\bar{q}})],$$

где c – скорость света, а электромагнитный ток кварка $\vec{j}$ записывается

$$\vec{j}^{A'}_{A}(r_q) = -\frac{e\vec{p}_q}{M} Q^{A'}_{A} + \frac{e^2\vec{A}(q)}{2Mc}(Q^2)^{A'}_{A} - c\vec{\nabla}\times\vec{\mu}^{A'}_{A}. \qquad (5)$$

Здесь p_2, M, μ – импульс, масса и магнитный момент кварка, соответственно.

Таким же методом получим

$$d_m \mathrm{Tr}\,\bar{\Phi}\Phi = \lambda_m H(\mathrm{Tr}\,\bar{\Phi}Q^2\Phi + \mathrm{Tr}\,\bar{\Phi}\Phi Q^2), \qquad (6)$$

где

$$\lambda_m = -\frac{e^2}{2Mc^2}\langle r_M^2\rangle, \qquad (7)$$

а $\langle r_M^2\rangle$ – среднеквадратичный радиус мезонной системы. Для определенности мы положили здесь $\vec{A}(r) = (-Hy, 0, 0)$.

Из формулы (6) следует, что

$$\frac{1}{5}\beta_e = \frac{1}{2}\beta_{k_n} = \frac{1}{5}\beta_{\pi^0} = \frac{1}{3}\beta_\eta = \frac{1}{5}\beta_{\rho^0} = \frac{1}{5}\beta_\omega = \frac{1}{2}\beta_\Phi = \frac{\sqrt{3}}{2}\beta_{\eta\pi^0} = \frac{1}{3}\beta_{\omega\rho^0} = \lambda_m. \qquad (8)$$

Если считать, что нарушение SU(6) – симметрии выражается в том, что массы частиц данного мультиплета разные, в то время как волновые функции остаются теми же самыми, то к выражению (6) следует добавить члены следующего вида:

$$\sum_{\substack{|B\rangle \\ |A\rangle}} \frac{\langle A|\mu_3|B\rangle\langle B|\mu_3|A\rangle}{c^2(m_B - m_A)},$$

где состояния $|B\rangle$ входят в тот же самый SU(6)-мультиплет, что и состояния $|A\rangle$, а m_A и m_B – их массы. При этом все матричные элементы $\langle A|\mu_3|B\rangle$ выражаются через магнитный момент протона /7/. Принимая, что $M \approx 10$ Гэв и $\langle r_M^2\rangle^{1/2} = 0{,}5\cdot10^{-13}$ см, получаем:

$\beta_{\pi^0} = 10{,}8\cdot10^{-44}$ см^3
$\beta_{\pi^\pm} = 0{,}2\cdot10^{-44}$ см^3
$\beta_{k^0} = \beta_{\bar{k}^0} = 8{,}3\cdot10^{-44}$ см^3
$\beta_{k^\pm} = 0{,}8\cdot10^{-44}$ см^3
$\beta_\eta = 23\cdot10^{-44}$ см^3

$\rho_{\rho^0} = -0{,}4\cdot10^{-44}$ см^3
$\beta_{\rho^\pm} = -0{,}7\cdot10^{-44}$ см^3
$\beta_{k^{*0}} = \beta_{\bar{k}^{*0}} = -8{,}3\cdot10^{-44}$ см^3
$\beta_\omega = -15{,}7\cdot10^{-44}$ см^3
$\beta_\Phi = -25{,}4\cdot10^{-44}$ см^3.

Для барионов оператор магнитного дипольного момента имеет вид:

$$\hat{d}^{B_1B_2B_3}_{A_1A_2A_3}(r_1, r_2, r_3) = -\frac{1}{c}(\vec{j}_1\times\vec{r}_1 + \vec{j}_2\times\vec{r}_2 + \vec{j}_3\times\vec{r}_3)^{B_1B_2B_3}_{A_1A_2A_3}, \qquad (9)$$

где j_i (i=1,2,3) – электромагнитный ток i-того кварка, заданный выражением (5). Тогда из (9) получим

$$d_m \mathrm{Tr}\,\bar{B}B = r_m H\bar{B}^{A_1A_2A_3}(Q^2)^{A_1'}_{A_1} B_{A_1'A_2A_3}, \qquad (10)$$

где

$$r_m = -\frac{e^2}{2Mc^2}\langle r_B^2\rangle, \qquad (11)$$

$\langle r_B^2\rangle$ – среднеквадратичный радиус барионной системы.

Формула (10) приводит к следующим соотношениям между магнитными поляризуемостями барионов:

$$\beta_{(+)} = \frac{1}{3}\beta_{(-)} = \frac{2}{3}\beta_{(0)} = \frac{4}{3}\beta_{\Delta^{++}} = r_m. \qquad (12)$$

Здесь (+), (–) и (0) означают положительно заряженные, отрицательно заряженные и нейтральные барионы.

В случае барионов с разными массами, принимая для $\langle r_B^2\rangle^{1/2} = 0{,}8\cdot10^{-13}$ см, получаем следующие значения для коэффициентов магнитной поляризуемости:

$\beta_p = 1{,}5\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_n = 1{,}2\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Sigma^+} = 2{,}6\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Sigma^0} = 0{,}03\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Sigma^-} = -1{,}5\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Xi^0} = -0{,}1\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Xi^-} = -1{,}5\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_\Lambda = -0{,}01\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Sigma^0\Lambda} = -1{,}1\cdot10^{-43}$ см^3

$\beta_{\Delta^{++}} = 0{,}4\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Delta^+} = -2{,}5\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Delta^0} = -2{,}7\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Delta^-} = -1{,}5\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Sigma^+_\delta} = -3{,}6\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Sigma^0_\delta} = -1{,}5\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Sigma^-_\delta} = -1{,}5\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Xi^-_\delta} = -1{,}4\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Xi^-_\delta} = -1{,}5\cdot10^{-43}$ см^3
$\beta_{\Omega^-} = -1{,}5\cdot10^{-43}$ см^3.

4. Обсуждение результатов

Поскольку коэффициенты электрических поляризуемостей мезонов и барионов оказываются зависимыми только от одной постоянной, удалось получить соотношения между ними. Более того, используя известные соотношения между амплитудами (M1) переходов [6,7], мы получили численные значения магнитных поляризуемостей. Полученные здесь результаты не противоречат тем, что были получены в работе [2].

В работах [8,9] из анализа экспериментальных данных по комптоновскому рассеянию на протонах и дейтронах получены оценки: $\alpha_p = (0{,}9 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-42}$ см^3; $\alpha_n = 1{,}2 \cdot 10^{-42}$ см^3, а из экспериментов по рассеянию медленных нейтронов на тяжелых ядрах [10] следует, что $-4{,}7 \cdot 10^{-42}$ см$^3 < \alpha_n < 6{,}1 \cdot 10^{-42}$ см^3.

Как видно, полученное выше соотношение $\alpha_p = \alpha_n$ не противоречит экспериментальным данным.

Для магнитной поляризуемости экспериментальные данные известны только для протона [8] $\beta_p = (2 \pm 2) \cdot 10^{-43}$ см^3. Как видно, полученное нами значение для β_p совпадает с экспериментом.

Можно также учесть собственную электромагнитную структуру, или перейти к модели, в которой кварки образуют керн частицы, окруженной мезонной "шубой". Такие модели предлагаются в работах [11,12] для объяснения фотопоглощения и электромагнитного расщепления масс барионов и мезонов.

В заключение автор выражает глубокую благодарность В.С. Барашенкову за поставленную задачу и внимание, также Д.Ц. Стоянову, Э. Капусцику и С.Б. Герасимову за плодотворные обсуждения.

Литература

1. A. Baldin. Nucl. Phys. 18, 310 (1960). V. S. Barashenkov, H. J. Kaiser. Fortshritte d. Phys. 10, 33 (1962).
2. В.С. Барашенков, Р.П. Зайков, Э. Капусцик. Препринт ОИЯИ Р-2896, Дубна 1966.
3. А.И. Лебедев, В.А. Петрунькин. Препринт ФИАН А-36, Москва, 1965.
4. Н.Н. Боголюбов, Б.С. Струминский, А.Н. Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ Д-1968, Дубна 1965.
5. R. H. Dalitz. 1965 Summer School of Theoretical Physics of Les Hauches. eds. C. de Witt and N M. Jacob. (Gordon and Breach, New Jork, 1965).

6. M. A. B. Beg, B. W. Lee, A. Pais. Phys. Lett. 13, 514 (1964).
7. L. D. Soloviev. Phys. Lett., 16, 345 (1965).
8. В.И. Гольданский, О.А. Карнухин, А.В. Куценко, В.В. Павловская. ЖЭТФ, 38, 1695 (1960).
9. A. Tenore, A. Vergunelakis. Preprint CERN 9083 T 439 Ceneva, 1964.
10. Ю.А. Александров, Г.С. Самосват, Ж. Сэрэтэр, Чой Ген Сор. Препринт ОИЯИ Р-2764, Дубна 1966.
11. С.Б. Герасимов, Препринт ОИЯИ Р-2619, Дубна 1966.
12. T. Minamikawa, K. Minru, Y. Mijamoto. Preprint Rep. of Physics Tokyo University, Tokyo, Japan.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 декабря 1966 г.