ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2757

В.А. Матвеев, В.П. Шелест

К ВОПРОСУ ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФОРМФАКТОРАХ НУКЛОНОВ И МИНИМАЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КВАРКОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1966

Р-2757

В.А. Матвеев, В.П. Шелест

К ВОПРОСУ ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФОРМФАКТОРАХ НУКЛОНОВ И МИНИМАЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КВАРКОВ

В последнее время обсуждались электромагнитные формфакторы нуклонов с точки зрения высших групп симметрий, объединяющих внутренние и пространственно-временные симметрии ($\tilde{SU}(12)$, $U_6 \times U_6$ и др.) [1,2], а также с точки зрения составной модели элементарных частиц [3].

Их целью являлось объяснение установленных экспериментально соотношений между нормированными саксовскими формфакторами нуклонов [4]

$$G_{Ep}(q^2) = G_{Mp}(q^2) = G_{Mn}(q^2), \quad G_{En}(q^2) = 0, \qquad -q^2 \lesssim 100\,f^{-2}. \tag{1}$$

Одни только соображения симметрии не позволяют установить все соотношения (1). Для того чтобы появилась связь между электрическим и магнитным формфаторами, оказалось необходимым привлекать определенные динамические предположения, такие как доминирующий векторный бозон [1], спьюрионный подход [5] и др.

В релятивистской модели кварков [3] электромагнитные формфакторы нуклонов получены в предположении минимального взаимодействия кварков вида:

$$\Gamma = 2e(A_\mu P_\mu) - \frac{e}{2}\sigma_{\mu\nu} F_{\mu\nu}(x), \tag{2}$$

где

$$P_\mu = -i\partial_\mu ; \qquad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu .$$

Это соответствует предположению, что кварки не имеют собственной структуры, а структура составных частиц индуцирована взаимодействием кварков. При этом были получены соотношения

$$G_{Ep}(q^2) = (1 + \frac{q^2}{2m^2})\, G_{Mp}(q^2); \quad G_{Mp}(q^2) = G_{Mn}(q^2); \quad G_{En}(q^2) = 0. \tag{3}$$

Наличие дополнительного множителя $(1 + \frac{q^2}{2m^2})$ в первом из соотношений (3) нельзя считать, вообще говоря, противоречащим эксперименту, так как предсказания составной модели законны только в области $-q^2 \ll m^2$ (m – масса составной частицы), где множитель $(1 + q^2/2m^2)$ мало отличается от единицы.

Представляет интерес, однако, вопрос: как выбор вида взаимодействия кварка с электромагнитным полем влияет на форму связи электрического и магнитного формфакторов нуклонов?

В настоящей заметке мы покажем, как, оставаясь в рамках минимального электромагнитного взаимодействия кварков, можно получить первое из соотношений (1).

Напомним основные черты релятивистской модели кварков. В этой модели барионы рассматриваются как связанные состояния в системе трех кварков и могут быть описаны уравнениями, которые в пределе большой массы кварков и в присутствии электромагнитного поля имеют вид /3/:

$$(p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 - \frac{1}{3} W)\,\phi_{abc}(x_1 x_2 x_3) = (\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3)\,\phi_{abc}(x_1 x_2 x_3), \tag{4}$$

где Γ_i определяются выражениями (2), а W – скалярный потенциал остаточного взаимодействия кварков. Используя уравнения (4), можно получить выражение для электромагнитных токов октета барионов:

$$(J_\mu)_{88} = \{\frac{P_\mu}{m}(\psi\psi)_F \cdot (1 + \frac{q^2}{2m^2}) + \frac{1}{2m}(\bar{\psi}\, r_\mu\, \phi)_{3D+2F}\}\, F(q^2), \tag{5}$$

где $r_\mu = \frac{1}{m}\epsilon_{\mu\nu\lambda\rho}\, q_\nu\, P_\lambda\, \gamma_\rho \gamma_5$, а $F(q^2)$ – релятивистски инвариантная функция, нормированная на единицу для $q^2 = 0$. Из выражения (5) следует связь между электрическим и магнитным формфакторами нуклонов в форме (3).

Появление множителя $(1 + \frac{q^2}{2m^2})$ в выражении (5) объясняется тем, что электрическое и магнитное взаимодействия не вполне разделяются в вершинном операторе (2):

$$\tfrac{1}{2}\sigma_{\mu\nu} F_{\mu\nu} = \vec{\Sigma}\cdot(\vec{H} + \gamma_5 \vec{\mathcal{E}}). \tag{6}$$

Однако взаимодействие кварков с электромагнитным полем в форме (2) не являются единственно возможным.

При выборе вида взаимодействия кварков с электромагнитным полем мы можем поступить следующим образом. Будем исходить из нерелятивистского феноменологического уравнения для связанного состояния системы трех кварков во внешнем статическом электромагнитном поле:

$$\{E - \sum_{i=1}^{3} (M^* - \frac{\vec{p}^{\,2}}{2M^*} + e\phi + \frac{e}{2M^*}\vec{\sigma}\vec{H})_i\}\,\psi_{abc}(p_1, p_2, p_3) = 0, \tag{7}$$

где M_i^* – эффективные массы кварков, связанных внутри бариона. Переходя к переменным центра тяжести и относительного движения:

$$\vec{p}_i = 1/3\,\vec{P} + \vec{q}_i, \qquad \vec{q}_1 + \vec{q}_2 + \vec{q}_3 = 0 \tag{8}$$

и пренебрегая квадратичными степенями $\vec{q}_i^{\,2}$, мы видим, что уравнение (7) описывает связанное состояние с массой $m = 3M^*$:

$$\{E - m - \frac{\vec{P}^2}{2m} - (e_1 + e_2 + e_3)\phi - \frac{3}{2m}(e_1\vec{\sigma}_1 + e_2\vec{\sigma}_2 + e_3\vec{\sigma}_3)\vec{H}\}\,\Phi_{abc}(P) = 0, \tag{9}$$

где $\Phi_{abc}(P) = \psi_{abc}(P/3, P/3, P/3)$.

На симметричный тензор Φ_{abc} налагаются дополнительные условия:

$$(\gamma_0)_a^{a'}\,\Phi_{a'bc} = (\gamma_0)_b^{b'}\,\Phi_{ab'c} = (\gamma_0)_c^{c'}\,\Phi_{abc'} = \Phi_{abc}, \tag{10}$$

которые в соответствии с нерелятивистским характером движения кварков внутри составной частицы выделяют только верхние компоненты кварковых спиноров.

Релятивистское обобщение уравнений (9) и (10) неоднозначно. Одна из возможностей заключается в обобщении нерелятивистского оператора спина $\vec{\sigma}$ до релятивистского $\sigma_{\mu\nu}$. Замена $\vec{\sigma}\vec{H} \to \tfrac{1}{2}\sigma_{\mu\nu}F_{\mu\nu}$, $\phi \to 1/m(A_\mu P_\mu)$ приводит к результатам, описанным ранее.

Мы рассмотрим теперь другую возможность.

Заметим, что уравнения (9) и (10) в отсутствие электромагнитного поля инвариантны относительно преобразований группы $U(6)\times U(6)$. Будем обобщать теперь уравнения (9) и (10) на коллинеарные процессы, когда все отличные от нуля импульсы частиц направлены вдоль третьей оси. Дополнительные условия (10) могут быть записаны тогда в виде:

$$(\gamma_0\epsilon - \gamma_3 P_3)_a^{a'}\,\Phi_{a'bc} = (\gamma_0\epsilon - \gamma_3 P_3)_b^{b'}\,\Phi_{ab'c} = (\gamma_0\epsilon - \gamma_3 P_3)_c^{c'}\,\Phi_{abc'} = 0, \tag{11}$$

и сводят максимальную $U(6)\times U(6)$ симметрию к $SU_W(6)$ симметрии.

Группа $SU_W(6)$ симметрии строится на основе введения $\vec{W}$ – спина, генераторы которого в низшем кварковом представлении задаются матрицами /6/:

$$W_{x,y} = \tfrac{1}{2}\gamma_0\,\Sigma_{x,y}, \qquad W_z = \tfrac{1}{2}\Sigma_z. \tag{12}$$

Легко убедиться, что генераторы $\vec{W}$ – спина образуют алгебру $SU(2)$ и коммутируют со свободным дираковским оператором $(\gamma_0\epsilon - \gamma_3 P_3)$ и со спиновой частью преобразований Лоренца вдоль третьей оси $U_\theta = \exp\cdot\frac{\theta}{2}\gamma_0\gamma_3$.

Будем теперь считать, что в коллинеарных процессах магнитное поле взаимодействует с оператором $\vec{W}$ –спина. Таким образом, уравнение (9), обобщенное на случай коллинеарных процессов, в системе покоя частиц принимает вид:

$$(\mathcal{E} - m)\Phi_{abc} = \{(e_1 + e_2 + e_3)\phi + \frac{3}{m}(e_1\vec{W}_1 + e_2\vec{W}_2 + e_3\vec{W}_3)\vec{\mathcal{H}}\}\Phi_{abc}. \qquad (13)$$

Ковариантное обобщение уравнения (13) на произвольные лоренцовские системы координат приводит к уравнению

$$(P^2 - m^2)\Phi_{abc} = (\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3)\Phi_{abc}, \qquad (14)$$

где

$$\Gamma_1 = [2e(AP) + i\,\frac{3e}{2m}\epsilon_{\mu\nu\lambda\rho}\,F_{\mu\nu}\,P_\lambda\,\gamma_\rho\,\gamma_5]_a^{a'}.$$

Действительно, в системе покоя частицы $(\vec{p} = 0)$ выражение Γ_1 равняется

$$2m[e\phi + \frac{3e}{m}W\mathcal{H}]_a^{a'}.$$

Используя выражение (14), можно получить электромагнитные токи октета барионов:

$$(J_\mu)_{88} = \{\frac{P_\mu}{m}(\bar{\psi}\psi)_F + \frac{1}{2m}(\psi\,\gamma_\mu\,\psi)_{3D+2F}\}F(q^2), \qquad (15)$$

откуда следует правильная связь между нормированными формфакторами нуклонов

$$G_{Ep}(q^2) = G_{Mp}(q^2) = G_{Mn}(q^2).$$

В заключение мы хотим выразить благодарность академику Н.Н. Боголюбову за постановку задачи, а также Б.В. Струминскому и А.Н. Тавхелидзе за обсуждение.

Литература

1. Abdus Salam, R.Delbourgo, M.A.Rashid and J.Strathdee. Trieste, IC/65, 57.
2. R.F.Dashen, M.Gell-Mann and. Phys. Letters 17, 142 (1965).
3. Н.Н. Боголюбов и др. Препринт ОИЯИ Д-2075, Р-2141, Дубна 1965. (См. также лекции А.Н. Тавхелидзе на семинаре по физике высоких энергий в Триесте, опубликованные в High Energy Physics and Elementary Particles, Vienna, 1965).

   П.Н. Боголюбов. Препринт ОИЯИ Р-2186, Дубна 1965.
4. K.W. Chen, A.A.Cone, J.R.Dunning Ir., S.G. Frank, N.F. Ramsey, I.K.Walker and R.Wilson. Phys. Rev. Letters 13, 631 (1964).
5. P.G.O.Freund and R.Oehme. Phys. Rev. Letters 14, 1085 (1965.
6. H. Lipkin and S.Meshkov, Phys. Rev. Letters 14, 670 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 мая 1966 г.