Письма в ЖЭТФ, том 31, вып.8, стр. 491 – 494 *20 апреля 1980 г.*

СЛАБЫЕ ФОРМФАКТОРЫ НУКЛОНА В МОДИФИЦИРОВАННОЙ МОДЕЛИ ВЕКТОРНОЙ ДОМИНАНТНОСТИ

С.Г.Коваленко, А.В.Сидоров

Предложена модификация модели векторной доминантности на малых расстояниях, основанная на представлении о динамически факторизующихся кварках. Получены слабые формфакторы нуклона не содержащие свободных параметров. Сравнение с экспериментальными данными демонстрирует хорошее согласие.

Изучение нейтринных упругих реакций по каналам заряженных и нейтральных токов вызывает в последнее время возрастающий интерес. Дело в том, что данный класс взаимодействий доставляет важную информацию о статических свойствах нуклона, как единого целого, в отличии от глубоконеупругих процессов зондирующих его "сверхтонкую" структуру. Наиболее полные сведения об этих свойствах можно получить изучая формфакторы нуклона, извлекаемые из измерений Q^2-зависимости сечений рассеяния. Малая вероятность упругих нейтринных событий крайне затрудняет определение их кинематических характеристик. В связи с чем имеющиеся по этому вопросу данные ограничиваются пока результатами фактически двух групп [1, 2]. Однако физические программы исследований многих ускорительных лабораторий включают проведение измерений по $\nu N \to \mu N; \nu N$. Таким образом, в ближайшем будущем можно ожидать появления новых данных. Не вызывает сомнений актуальность и более детального теоретического анализа проблемы слабых формфакторов нуклона (ФФН). Часто предполагаемое дипольное поведение, являясь неплохо оправданным экспериментально лишено теоретической обоснованности. Статус векторной доминантности (VD) оказывается в этом смысле прямо противоположным. Она плохо согласуется с экспериментом, но имеет теоретические основания. Последние, однако, нуждаются в пересмотре. В работе [3] получена удачная модификация VD для электромагнитных взаимодействий. В данной статье мы рассмотрим возможность модификации VD для слабых взаимодействий с точки зрения динамической модели факторизующихся кварков (DMFQ) [4].

Необходимость модификации классической VD можно усмотреть в наличии у нуклона кварковой структуры. Примем геометрическую картину [5], в которой средне квадратичный радиус нуклона $\langle R^2 \rangle$ складывается из размера области запирания кварков $\langle r_\Lambda^2 \rangle$, определяемой волновой функцией их связанного состояния, и размера $\langle r_V^2 \rangle$ облака векторных мезонов каждого кварка. Таким образом, приближенно: $\langle R^2 \rangle = \langle r_\Lambda^2 \rangle + \langle r_V^2 \rangle$. Откуда следует, что $F = F_\Lambda F_{VD}$, где F – ФФН, F_Λ и F_{VD} – формфакторы отвечающие распределениям "заряда", формирующим области $\langle r_\Lambda^2 \rangle$ и $\langle r_V^2 \rangle$ соответственно. Мы предполагаем, что F_Λ описывается DMFQ. Согласно последней, налетающая частица ($W^\pm$, Z^0; γ^*) возбуждает в нуклоне эффективный потенциал $V_{\text{эфф}}(r)$, на котором происходит квазинезависимое рассеяние составляющих кварков (рис.1). В DMFQ $V_{\text{эфф}}(r)$ задается в релятивистском конфигурационном представлении (РКП) [6][1]. Следуя [3, 4] выберем $V_{\text{эфф}}(r) = \delta(r)/4\pi r^2$, тогда для амплитуды рассеяния кварка g_i получим

$$g_i(Q) = \frac{\gamma_i}{\operatorname{sh}\gamma_i}, \qquad \gamma_i = \operatorname{Arch}(1 + Q_i^2/2m^2). \tag{1}$$

Здесь Q_i^2 – передача импульса на один кварк массы m (для простоты будем считать $m = \dfrac{M}{3}$, $Q_i = \dfrac{Q}{3}$. M – масса нуклона, Q – полная передача импульса). Как показано в [4] ФФН пропорционален в этом случае произведению амплитуд рассеяния g_i кварков на $V_{\text{эфф}}$. Таким образом $F_\Lambda(Q^2) = g_i^3(Q^2)$. Переходя к VD части ФФН, ограничимся вкладом легчайших мезонов: векторного ρ-мезона в векторный ФФН $F_V^{(c)}$ и аксиального A_1-мезона в аксиальный ФФН – $F_A^{(c)}$. После чего окончательно получим

$$F_{V,A}^{(c)}(Q^2) = g_i^3(Q^2)\,\frac{G_{V,A}}{1 + Q^2/m^2_{\rho,A_1}}, \quad m_\rho = 770\ \text{МэВ}, \quad m_{A_1} = \sqrt{2}\,m_\rho.$$

---

[1] РКП связано с импульсным пространством фурье преобразованием, использующим вместо нерелятивистских плоских волн $\exp(i\mathbf{kr})$ релятивистские функции Шапиро $\left(\dfrac{p_0 - \mathbf{r}\cdot\mathbf{n}}{m}\right)^{-1-irm}$ [7], реализующие унитарные неприводимые бесконечномерные представления группы Лоренца.

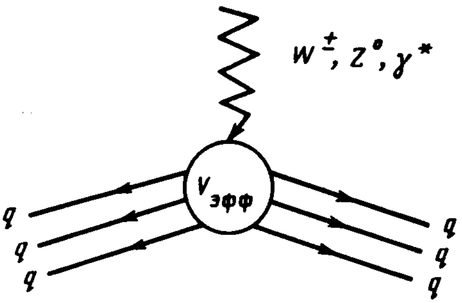

Рис. 1

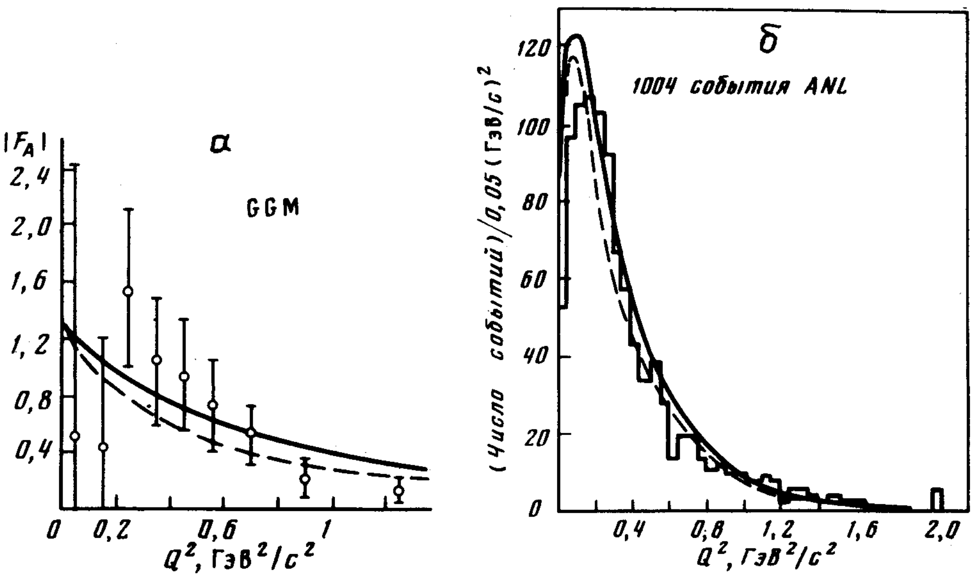

Рис.2. Экспериментальные данные: *а* – GGM-PS [1], *б* – ANL [2]. Сплошные линии – предсказания модифицированной VD, пунктирные – дипольной формулы $F_V^{(c)}(Q^2) = (1 + \frac{Q^2}{m_V^2})^{-2}$, $F_A^{(c)}(Q^2) = \dfrac{1{,}23}{(1 + \frac{Q^2}{m_A^2})^2}$, $m_V = 0{,}84$ ГэВ, $m_A = 0{,}98$ ГэВ

Исходя из сохранения векторного тока (СВТ), а также $G_p^E = G_p^M/\mu_p = G_n^M/\mu_n$ в электромагнитных взаимодействиях, определим ФФН слабого магнетизма $F_M^{(c)} = (\mu_p - \mu_n) F_V^{(c)}$, $\mu_p = 1{,}79$; $\mu_n = -1{,}91$ – аномальные магнитные моменты протона и нейтрона соответственно. СВТ фиксирует также векторную константу связи $C_V = 1$. Аксиальная константа $C_A = 1{,}23$ получена из ядерного β-распада. Подчеркнем важное свойство кварковой амплитуды рассеяния $g_i(Q^2) \xrightarrow[Q^2 \to 0]{} 1$. Т.е. множитель g_i^3 не искажает нормировок формфакторов. Следовательно в (2) – (3) отсутствуют свободные параметры. Сравнение формул (2) – (3) с экспериментальными данными [1, 2] представлено на рис.2. Там же приведены результаты дипольной формулы. С точки зрения достоверности описания нельзя сделать однозначного выбора между двумя кривыми. Для этого понадобятся новые более точные данные. Однако судя по всему, экспериментальная ситуация складывается не в пользу дипольной формулы. В особенности это относится к области $0 \leqslant Q^2 \leqslant 0,5$ ГэВ.

Переходя к ФФН $F^{(N)}_{V,M,A}$ для слабого нейтрального тока J^N_μ воспользуемся результатом модели Вайнберга – Салама: $J^N_\mu = J^{(3)}_\mu - 2\sin^2\theta_W J^{em}_\mu$, где θ_W – угол Вайнберга, $J^{(3)}_\mu$ и J^{em}_μ – изовекторный и электромагнитный токи. Применяя СВТ находим

$$F^{(N)}_{V,M}(Q^2) = \frac{1}{2} F^{(c)}_{V,M}(Q^2) - 2\sin^2\theta_W F^{em}_{1,2}(Q^2), \quad F^{(N)}_A(Q^2) = \frac{1}{2} F^{(c)}_A(Q^2). \tag{3}$$

Зная ФФН для слабых заряженных и электромагнитных токов, получаем предсказания модифицированной VD в канале нейтральных токов. Систематические данные по $\nu N \to \nu N$ в настоящее время отсутствуют. Так что формулы (3) носят предсказательный характер.

В заключение отметим, что если интерпретировать $g_i(Q^2)$, как формфактор кварка радиуса $\langle r_i^2 \rangle \approx \frac{1}{m_i^2}$, можно расширить принятую выше геометрическую картину [5], считая $\langle r_\Lambda^2 \rangle = 3\langle r_i^2 \rangle$. Тогда формулы (2) будут следовать из соотношения $\langle R^2 \rangle = 3\langle r_i^2 \rangle + \langle r_V^2 \rangle$.

Авторы благодарят Исаева П.С., Кулешова С.П. и Скачкова Н.Б. за интерес к работе.

Сбъединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
3 февраля 1980 г.

Литература

[1] M.Rollier (Gargamelle Collab). In: Proc. Paris Colloquium "La Physique du Neutrino a Haute Energie", CNRS, Paris, 1975, p.349.

[2] M.Derrick et al.ANL-HEP-CP-78-31; Barish S. et al. 1977, Phys. Rev. D16, p. 3103.

[3] Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов. Письма в ЖЭТФ, 25, 334, 1977; С.И.Биленькая, Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов. ЯФ, 26, 1051, 1977.

[4] А.Ф. Пашков, Н.Б.Скачков, И.П.Соловцов. Письма в ЖЭТФ, 25, 452, 1977; ОИЯИ Р2-12003, Дубна, 1979.

[5] L.M.Sehgal. PITHA 79/22, Aachen, 1979; Н.Б.Скачков. ТМФ, 23, 313, 1975.

[6] V.G.Kadyshevsky, R.M.Mir-Kasimov, N.B.Skachkov. Nuovo Cim., 55A, 233, 1968.

[7] И.С.Шапиро. ДАН СССР, 106, 647, 1956.