Краткие сообщения по физике № 11-1989 г.

УДК 539.125.17

О СОДЕРЖАНИИ СТРАННЫХ КВАРКОВ В НУКЛОНЕ

В.П. Ефросинин

С использованием результатов потенциальной модели составляющих кварков и обобщенной модели Намбу – Иона – Лазинио получена оценка параметра нарушения правила Окубо – Цвейга – Иизуки.

В /1/ в рамках партонной модели для параметра нарушения правила Окубо – Цвейга – Иизуки (ОЦИ) $\beta = \langle N | \bar{s} s | N \rangle / \langle N | (\bar{u}u + \bar{d}d) / \sqrt{2} | N \rangle$ получена оценка

$$0{,}09 < \beta < 0{,}13. \tag{1}$$

Результат (1) соответствует интервалу значений пион-нуклонного σ-члена /2/

$$\sigma_{\pi N} = (42 \pm 8)\ \text{МэВ}. \tag{2}$$

В /3/ с использованием данных по каон-нуклонным и пион-нуклонным σ-членам, полученным в рамках оптической модели K^+-ядерного и пион-ядерного рассеяния, определен интервал значений для параметра $\beta = 0{,}05 \pm 0{,}16$, что не противоречит оценке /1/.

В /4/ проведена оценка содержания странных кварков в нуклоне с использованием эффективного лагранжиана обобщенной модели Намбу – Иона – Лазинио /5/ с включением $U_A(1)$-аномалии. Для параметра β в /4/ получено значение

$$\beta \sim 0{,}08. \tag{3}$$

Плотность лагранжиана обобщенной модели Намбу – Иона – Лазинио имеет вид /4/:

$$L = \bar{q}\,(i\gamma\,\partial - m)\,q + (g_s/2) \sum_{a=0}^{8} \left[(\bar{q}\lambda_a q)^2 + (\bar{q} i \lambda_a \gamma_5 q)^2 \right] + g_D \left[\det\,(\bar{q}\,(1-\gamma_5) q) + \text{э.с.} \right],$$

где λ_a – матрицы $SU_f(3)$-симметрии по аромату; можно предположить точную $SU_f(2)$-симметрию: $m_u = m_d = \hat{m}$ (массы токовых кварков). Динамические массы составляющих кварков появляются при использовании процедуры Хартри – Фока /5/ путем введения в плотность лагранжиана собственной энергии

$$L_s = - M\bar{q}q,$$

$$L = L_0 + L_i = (L_0 + L_s) + (L_i - L_s) = L_0' + L_i'$$

и требования, чтобы L_i' не включала дополнительные эффекты собственной энергии. Условия самосогласования дают уравнения щели для масс составляющих кварков:

$$M_u = M_d = \hat{m} - 2g_s a - 2g_D a\gamma,\ M_s = m_s - 2g_s\gamma - 2g_D a^2, \tag{4}$$

где $L = \langle \bar{u}u \rangle = \langle \bar{d}d \rangle$, $\gamma = \langle \bar{s}s \rangle$ – вакуумные конденсаты "одетых" полей (в отличие от вакуумных конденсатов голых кварков в алгебре токов /6/).

В (4) предполагается регуляризация введением параметра обрезания Λ:

$$a = N_c M_u \Lambda^2 (2\pi^2)^{-1} \{x^2 ln\ [1 + \sqrt{1 + x^2})/x] - \sqrt{1 + x^2}\},$$

где N_c – число цветов, $x = M_u / \Lambda$.

В /4/ неизвестные параметры в (4) определяли с использованием уравнений Бете – Солпитера для масс и констант распада мезонов: пиона, каона и η'-мезона. При этом предполагалось, что η' есть фактически η^0. Однако есть основания учитывать влияние глюбола на характер $\eta\eta'$-смешивания /4/.

Вместо этого мы используем для масс составляющих кварков в (4) полученные в потенциальной модели /8/ результаты

$$M_u = M_d = (320 \pm 20)\ \text{МэВ}, \quad M_s - M_u \sim 180\ \text{МэВ}, \tag{5}$$

а также соотношение /2/

$$< N \mid c_8 u_8 \mid N > = - m^2_{\Xi} + m^2_{\Lambda}, \tag{6}$$

где $c_8 = (1/\sqrt{3})(\widetilde{m} - m_s)$, $u_a(x) = \bar{q}(x)\lambda^a q(x)$.

Соотношение (6) справедливо в первом порядке теории возмущений по m_s. Используются также результаты для масс токовых кварков, полученные методом правил сумм КХД /9/:

$$m_u = 5{,}2 \pm 0{,}5\ \text{МэВ}, m_d = 9{,}2 \pm 0{,}5\ \text{МэВ}, m_s = 159{,}5 \pm 8{,}8\ \text{МэВ}. \tag{7}$$

Результаты (7) согласуются с полученными в /8/ оценками для масс токовых кварков в подходе с использованием гипотезы PCAC и алгебры токов с учетом нарушения SU(3)-симметрии вакуума: $20 < m_s / \widetilde{m} < 26$, $6\ \text{МэВ} < \widetilde{m} < 9\ \text{МэВ}$.

Использование теоремы Фейнмана – Хеллмана /10/ позволяет дать оценку кварковых конденсатов в нуклоне:

$$< N \mid \bar{q}_i q_i \mid N > = 2M_N \partial M_N / \partial m_i.$$

Принимая во внимание (5), $M_N \cong 2M_u + M_d$; далее имеем $< N \mid \bar{q}_i q_i \mid N > \cong 2M_N (2\partial M_u / \partial m_i + \partial M_d / \partial m_i)$. С учетом (4) можно записать:

$$\partial M_u / \partial m_u + \partial M_u / \partial m_d = (2g_s R_s + 1) / D, \ \partial M_u / \partial m_s = - 2g_D R_s a / D,$$

где $D = ((2g_s + 2g_D\gamma) R_u + 1)(2g_s R_s + 1) - 8 (g_D\beta)^2 R_u R_s$; $R_u = \partial a / \partial M_u$; $R_s = \partial\gamma / \partial M_s$.

С использованием (5) – (7) получаем интервал значений параметра нарушения правила ОЦИ $\beta = 0{,}08 - 0{,}11$. Этот результат согласуется с (1) и (3) и свидетельствует в пользу значения (2) для $\sigma_{\pi N}$, полученного в /2/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ефросинин В. П., Заикин Д. А. ЯФ. **38**. 1069 (1983).
2. Ефросинин В. П., Заикин Д. А. ЭЧАЯ, **16**, 1330 (1985).
3. Ефросинин В. П., Заикин Д. А., Осипчук И. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 8, 5 (1988).

4. K u n i h i r o T. Prog. Theor. Phys., **80**, 34 (1988); K u n i h i r o T., H a t s u d a T. Phys. Lett., **206**, 385 (1988).
5. N a m b u Y., J o n a–L a s i n i o G. Phys. Rev., **122**, 345 (1961); **124**, 246 (1961).
6. И о ф ф е Б. Л. ЯФ, **29**, 1611 (1979).
7. Е ф р о с и н и н В. П., З а и к и н Д. А. ЯФ, **40**, 250 (1984); **40**, 1266 (1984); E f r o s i n i n V. P., Z a i k i n D. A. Z. Phys., **C28**, 211 (1985).
8. Е ф р о с и н и н В. П., З а и к и н Д. А. ЯФ, **37**, 1532 (1983).
9. N a r i s o n S. Phys. Lett., **216B**, 191 (1989).
10. B e r n a r d V., J a f f e R. L., M e i s s n e r U l f–G. Phys. Lett., **198B**, 273 (1987).

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию 6 апреля 1989 г.