

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ОБОБЩЕНИЕ $SU(3)$ - СИММЕТРИИ.

БАРИОННЫЙ ТОК

Я.И.Грановский, А.А.Пантшин

$SU(3)$ -симметрия элементарных частиц находит естественное объяснение в рамках составной модели, основанной на триplete кварков [1]. Поскольку спин кварка равен $1/2$, его волновая функция должна быть биспинором группы Лоренца $\psi_{\alpha\alpha}$ (α - индекс триплета, α - индекс биспинора). Однако, если строить частицы из таких кварков, то никакой связи между унитарными и спинowymi свойствами не получится. Связь возникает лишь в теории, трактующей все 12 компонент ψ_A равноправно.

В качестве волновой функции барионов можно взять симметричный спинор третьего ранга $\psi_{A,B,C}$ ($A, B, C = 1, \dots, 12$), имеющий 364 компоненты. При включении умеренно-сильного взаимодействия этот супермультиплет распадается на $SU(3)$ -мультиплеты с определенными значениями спина и четности [2]

$$364 = \underline{10}(3/2^+) + \underline{8}(1/2^+) + \underline{1}(1/2^-) + \underline{8}(3/2^-). \quad (1)$$

Такой состав супермультиплетта хорошо увязывается с данными эксперимента [3] и оправдывает наш выбор волновой функции барьонов.

Ее явный вид

$$\psi_{ABC} = \sqrt{\frac{2}{3}} (e_{abcd} P_{\alpha\beta} B_{c\gamma}^{\alpha} + e_{bcad} P_{\beta\gamma} B_{a,\alpha}^{\alpha} + e_{cad\beta} P_{\gamma\alpha} B_{b,\beta}^{\alpha}). \quad (2)$$

Здесь e_{abcd} - полностью антисимметричный тензор, $B_{\alpha\beta}^{\alpha}$ - биспинор барьонного октета, а

$$P_{\alpha\beta} = \left[\frac{-i\hat{p} + m}{2m} \gamma^5 C \right]_{\alpha\beta} \quad (3)$$

- антисимметричный спинор второго ранга, C - матрица зарядового сопряжения, p и m - импульс и масса барьона.

Барьонный ток удобно разложить по системе 16 матриц Дирака

$$J_B^A = \frac{1}{2} \sigma_B^A \bar{\psi}^{CDE} \psi_{CDE} - \bar{\psi}^{ABE} \psi_{BDE} = S_B^{\alpha} \delta_{\alpha}^{\alpha} + (v_{\mu}^{\alpha})_B (\gamma_{\mu})_{\rho\alpha} + (T_{\mu\nu})_B^{\alpha} (\gamma_{\mu\nu})_{\rho\alpha} + (A_{\mu})_B^{\alpha} (i\gamma_5 \gamma_{\mu})_{\rho\alpha} + P_B^{\alpha} (\gamma_5)_{\rho\alpha} \quad (4)$$

с коэффициентами

$$(J_i)_B^{\alpha} = \frac{-P^2}{6m^2} \bar{u}(p_2) \Gamma_i u(p_1) (D+F)_B^{\alpha} + \frac{\omega_i}{12m^2} (\bar{u}_2 \hat{P} \Gamma_i \hat{P} u_1) D_B^{\alpha} - \frac{(\bar{u}_2 u_1)}{6} S_P P \Gamma_i (D-F)_B^{\alpha} \quad (5)$$

в которых F_B^{α} и D_B^{α} - известные комбинации волновых функций (см., напр., [4]), $P = p_1 + p_2$, $\Gamma_i = 1, \gamma_{\mu}, \gamma_{\mu\nu}, i\gamma_5 \gamma_{\mu}, \gamma_5$, $\bar{P}_{\alpha\beta}$ - присоединенный спинор, $\omega_i = +1$ для S, V, P и -1 для T, A .

Прежде всего отметим, что в статическом пределе полученное выражение J_B^A сводится к двум токам типа Сакита [4], отличающимся пространственной четностью. Таким образом, $SU(6)$ - симметрия содержится в данной теории в качестве предельного случая.

Электромагнитный ток барьонного октета

$$J_{\mu}^{(3M)} = \langle \gamma_{\mu} \rangle (F_B^{\alpha} + \frac{3q^2}{4m^2} D_B^{\alpha}) + \frac{1}{2m} \langle \gamma_{\mu\nu} \gamma_{\nu} \rangle (3D_B^{\alpha} + F_B^{\alpha} + \frac{q^2}{2m^2} F_B^{\alpha}) \quad (6)$$

в статическом пределе ($q^2 \rightarrow 0$) имеет чистый F -тип в согла-

ски с гипотезой об октетном характере электромагнитного тока [5] и позволяет вычислить магнитные моменты барьонов

$$\mu = (3D + F)\mu_{\text{я}q}. \quad (7)$$

Формула (7) содержит не только известные из $SU(6)$ -симметричные отношения моментов, но и их абсолютные величины

$$\mu_p = +3\mu_{ng}, \quad \mu_n = -2\mu_{ng}, \quad (8)$$

в пределах $5 \pm 10\%$ согласующиеся с опытом.

При $q^2 \neq 0$ формула (6) приводит к следующим результатам:

а) равенству форм-факторов протона $F_1^{(p)}(q^2) = F_2^{(p)}(q^2)$,

б) равенству нулю форм-фактора нейтрона $G_E^{(n)}(q^2) = 0$,

в) величине производной

$$dG_1^{(n)}(q^2)/dq^2|_{q^2=0} = \frac{1}{2m^2} = 0,022 \varphi^2, \quad (9)$$

хорошо согласующейся с экспериментом [6] (в пределах $\pm 5\%$). Из (9)

можно получить глубину ямы нейтрон-электронного взаимодействия

$$U_{ne} = -4270 \text{ эв} [7].$$

Аналогичным образом может быть рассмотрен слабый ток.

По завершении данной работы нам стала известна статья Салама и др. [8], в которой те же вопросы рассмотрены с иной точки зрения.

Выводы авторов в ряде пунктов существенно отличаются от наших.

Институт ядерной физики
Академии наук Казахской ССР

Поступило в редакцию
25 мая 1965 г.

Литература

- [1] M. Gell-Mann. Phys. Lett., 8, 214, 1964.
- [2] P. Roman, J. J. Aghassi. Phys. Lett., 14, 68, 1965.
- [3] В. М. Нехтер. Резонансные состояния элементарных частиц, Изд. "Наука", М., 1965.
- [4] B. Sakita. Phys. Rev. Lett., 13, 643, 1964.

- [5] M.Gell-Mann. Phys.Rev., 125, 1067, 1962.
- [6] C.de Vries, R.Hofstadter et al. Phys. Rev., 134, B 848, 1964.
- [7] D.J. Hughes, L.A.Harvey et al. Phys. Rev., 90, 497, 1953.
- [8] Салам и др. Proc. Roy. Soc., A 284, 146, 1965 .