ЛИТЕРАТУРА

1. Doob J. L. Ann. Math., **43**, No. 2, 351—369, 1942.
2. Bendat J. S. J. Aero. Sci., **24**, 69—70, 1957.
3. Худжуа Г. Г., Христофоров Г. Н. «Океанология», **5**, вып. 4, 1965.

Поступила в редакцию
23.9 1970 г.

Кафедра
физики моря и вод суши

УДК 539.12.01 : 539.121.43

Б. В. ДАНИЛЮК

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ БАРИОНОВ В ОБОБЩЕННОЙ УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ

В работах [1—2] была предложена теория сильных взаимодействий для барионов $S=\frac{1^+}{2}$, $S=\frac{3^+}{2}$ и мезонов $S=0^-$ и $S=1^-$. В основу теории был положен унитарный спинор $\Psi_A(x)$ $(A=(\alpha, l);\ \alpha=1, 2, 3, 4;\ l=1, 2, 3)$, преобразующийся по фундаментальному представлению группы $\sim\widetilde{U}(12)$. Из простейшего лагранжиана для $\Psi_A(x)$ и условий слияния [1] были получены динамические уравнения сильных взаимодействий, а также определены константы сильной связи и магнитные моменты адронов.

Покажем, что при чисто групповом подходе можно построить теорию, обобщающую ранее полученные результаты.

Пусть оператор мезонных полей $M_A^B(x)$ преобразуется по представлению $12\times 12^*=144$ группы $U(12)$, а оператор барионных полей $\Psi_{ABC}(x)\equiv\Psi_{(ABC)}(x)$ по неприводимому представлению 364. Тогда, в соответствии с разложением представлений 144 и 364 относительно $L\otimes SU(3)$, можно написать

$$M_{\alpha l}^{\beta m}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\lambda_i)_l^m\Big[(I)_{\alpha\beta}\varphi_0^i+(\gamma_5)_{\alpha\beta}\varphi_5^i+(i\gamma_\mu\gamma_5)_{\alpha\beta}\varphi_{\mu 5}^i+$$
$$+(\gamma_\mu)_{\alpha\beta}\varphi_\mu^i+\frac{1}{2}(\sigma_{\mu\nu})_{\alpha\beta}\varphi_{\mu\nu}^i\Big],\quad (i=0,1,\ldots,8), \tag{1}$$

$$\Psi_{\alpha l,\beta m,\gamma n}=S_{[\alpha\beta\gamma]}^{[lmn]}+D_{(\alpha\beta\gamma)}^{(lmn)}+N_{\alpha\beta\gamma}^{lmn}+N_{\beta\gamma\alpha}^{mnl}+N_{\gamma\alpha\beta}^{nlm}, \tag{2}$$

$$N_{\alpha\beta\gamma}^{lmn}=\frac{1}{\sqrt{2}}\varepsilon_{lmq}(\lambda_i)_n^q\left[(c)_{\alpha\beta}(\gamma_\varkappa\gamma_5)_{\gamma\delta}+(\gamma_\chi\gamma_5c)_{\alpha\beta}(I)_{\gamma\delta}\right]b_{\chi,\delta}^i, \tag{3}$$

где правило суммирования по индексу $\varkappa$

$$A_\varkappa B_\varkappa\equiv A_0B_0+A_\mu B_\mu\quad(b_{0,\delta}^i\equiv b_\delta^i,\ \gamma_0\equiv I). \tag{4}$$

Функции $D_{(\alpha\beta\gamma)}^{(lmn)}(x)$ и $S_{[\alpha\beta\gamma]}^{[lmn]}(x)$ описывают барионы декуплета $3/2^+$ и синглета $1/2^+$; $\varphi_5^i(x)$, $\varphi_{\mu 5}^i(x)$ — псевдоскалярные мезоны; $\varphi_\mu^i(x)$, $\varphi_{\mu\nu}^i(x)$ — векторные мезоны; $b_\alpha^i(x)$, $b_{\mu,\alpha}^i(x)$ — барионы октета $1/2^+$.

В рассматриваемом случае лагранжиан имеет вид

$$L=L_0(M)+L_0(B)+L_I(MB)+L_I(MM),$$

где $L_0(M)$ и $L_0(B)$ — лагранжианы свободных полей мезонов и барионов,

$$L_I(MB)=-iG\left[\overline{\Psi}^{ABC}M_A^D\Psi'_{DBC}+a\overline{\Psi}^{ABC}M_D^D\Psi_{ABC}\right], \tag{5}$$

$$L_I(MM)=-iG'\left[M_A^BM_B^CM_C^A+a_1M_A^AM_B^CM_C^B+a_2M_A^AM_B^BM_C^C\right] \tag{6}$$

— лагранжианы мезон-барионных и мезон-мезонных взаимодействий, взятые в наиболее общей $\widetilde{U}(12)$ — инвариантной форме (a, a_1, a_2 — вещественные константы.)

Уравнения мезон-мезонных и мезон-барионных взаимодействий, получаемые соответственно из $L'=L_0(M)+L_I(MM)$ и $L''=L_0(B)+L_I(MB)$, являются обобщением соответствующих уравнений работы [1].

Применим теперь предложенный формализм к расчету формфакторов и магнитных моментов барионов $^1/_2{}^+$. Подставляя в (5) разложения (1)—(3) и выделяя члены взаимодействия мезонов с барионами, получим

$$L(MN)=iGI_{\rho,r}\varphi'_\rho, \quad (r=0,1,\ldots,8), \tag{7}$$

$$I_{\rho,0}=(1+12a\delta_{\rho,0})\,\bar b_{\varkappa',i}\,S(\varkappa',\rho,\varkappa)\,b^i_\varkappa,$$

$$I_{\rho,i}=d_{ijk}\bar b_{\varkappa',j}D(\varkappa',\rho,\varkappa)\,b^k_\varkappa+if_{ijk}\bar b_{\varkappa',j}F(\varkappa',\rho,\varkappa)\,b^k_\varkappa,$$

$$(\rho=0,5,\mu5,\mu,\mu\nu;\ i,j,k=1,2,\ldots,8).$$

Здесь d_{ijk}, f_{ijk} — структурные константы алгебры $ASU(3)$; $D(\varkappa',\rho,\varkappa)$ $F(\varkappa',\rho,\varkappa)$ и $S(\varkappa',\rho,\varkappa)$ — определенные комбинации матриц Γ_ρ (суммирование по $\varkappa$ и $\varkappa'$ задается (4)).

Используя уравнения свободных полей [1], можно перейти к

$$\begin{gathered} L_I(MN)\approx iG\,(I'_{5,i}\varphi^i_5+I'_{\mu,i}\varphi^i_\mu),\\ I'_{5,i}=I_{5,i}-\frac{i}{\mu}\partial_\mu I_{\mu5,i};\quad I'_{\mu,i}=I_{\mu,i}+\frac{i}{\mu}\partial_\nu I_{\nu\mu,i}, \end{gathered} \tag{8}$$

где в токах $I_{\rho,i}$ произведена замена $b^i_\mu\to-\dfrac{1}{m}\partial_\mu b^i$. Предполагая, что электромагнитный ток $I^e_\mu\sim e\left(I'_{\mu,3}+\dfrac{1}{\sqrt{3}}I'_{\mu,8}\right)$, и зная явные выражения для $I'_{\mu,3}$ и $I'_{\mu,8}$, можно найти матричный элемент I^e_μ между состояниями бариона B с импульсами p_1 и p_2.

Приведем окончательные результаты:

$$\langle B,p_2\,|\,I^e_\mu(0)\,|\,B,p_1\rangle=e\bar B(p_2)\left[F^B_1(q^2)\frac{P_\mu}{2m}+F^B_2(q^2)\frac{iq_\nu\sigma_{\nu\mu}}{2m}\right]B(p_1), \tag{9}$$

где $P=p_1+p_2$, $q=p_1-p_2$ и формфакторы F^B_1 и F^B_2 с учетом расщепления масс мезонов и барионов имеют вид

$$F^B_1(q^2)=c_0\left[c^B_4+\left(\frac{c^B_3}{\mu_\rho}+\frac{c^B_1}{2m_B}\right)\frac{q^2}{m_B}\right], \tag{10}$$

$$F^B_2(q^2)=c_0\left[2c^B_1+4c^B_2\frac{m_B}{\mu_\rho}+\left(\frac{c^B_2}{\mu_\rho}+\frac{c^B_1}{2m_B}\right)\frac{q^2}{m_B}\right]. \tag{11}$$

Значения констант c^B_i приведены в таблице ($\alpha=\mu_\rho/\mu_{\varphi^8}$)

B	p	n	Ξ^-	Ξ^0	Σ^+	Σ^-	Σ^0	Λ^0
c^B_1	2	$-\frac{4}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{4}{3}$	2	$-\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{2}{3}$
c^B_2	$\frac{1}{3}(\alpha+5)$	$\frac{1}{3}(\alpha-5)$	$\frac{1}{3}-\alpha$	$-\frac{1}{3}-\alpha$	$\frac{2}{3}(\alpha+2)$	$\frac{2}{3}(\alpha-2)$	$\frac{2}{3}\alpha$	$-\frac{2}{3}\alpha$
c^B_3	$-\frac{2}{3}(\alpha-1)$	$-\frac{2}{3}(\alpha+1)$	$\frac{4}{3}$	$-\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}(\alpha-1)$	$\frac{2}{3}(\alpha+1)$	$\frac{2}{3}\alpha$	$-\frac{2}{3}\alpha$
c^B_4	4	0	-4	0	4	-4	0	0

Выбор $C_0 = 1/4$ обеспечивает получение из (10) при $q^2 \to 0$ правильных абсолютных значений электрических зарядов барионов (в единицах e). Тогда магнитные моменты барионов (в единицах $\frac{e}{2m}$, m — средняя масса октета) определяются как

$$\mu^B = F_2^B(0) = \frac{1}{2} c_1^B + c_2^B \frac{m_B}{\mu_\rho}. \qquad (12)$$

При $\mu^2_{\varphi^s} = \cos^2\theta \cdot \mu^2_\omega + \sin^2\theta \cdot \mu^2_\omega$($\theta$ — угол $\varphi\omega$-смешивания) формула (12) дает значения магнитных моментов, которые незначительно отличаются от соответствующих значений, полученных в работе [1].

Предложенный формализм позволяет рассчитать также магнитные моменты других адронов и отношения констант связи.

Автор выражает благодарность профессору Д. Д. Иваненко и Д. Ф. Курдгелаидзе за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басьюни А., Курдгелаидзе Д. «Ядерная физика», 8, вып. 1, 68, 1968.
2. Басьюни А., Курдгелаидзе Д. «Ядерная физика», 9, вып. 2, 1969.

Поступила в редакцию
3.12 1970 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 621.375.8

А. К. ШЕВЧЕНКО

ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РУБИНА В КПУ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Выполненные недавно измерения времени спин-решеточной релаксации в рубине в больших магнитных полях [1] позволяют оценить возможность использования рубина как активного материала КПУ субмиллиметрового диапазона с оптической накачкой. Соответствующий критерий для трехуровневой схемы сформулирован в работе [2]. Так как у рубина общее число уровней энергии, прямо или косвенно участвующих в оптической накачке, равно по крайней мере 5, интересно выяснить, как влияет на интенсивность оптической накачки наличие еще одного уровня. Поэтому вкратце изложим расчет оптической накачки в четырехуровневой системе и сравним результаты с полученными ранее в [2].

Пусть уровни расположены, как показано на рис. 1. Накачка вызывает переходы между уровнями 1 и 4 с вероятностью в единицу времени W; переход $1 \longleftrightarrow 2$ является сигнальным, а уровень 3 — промежуточным. Кинетические уравнения для стационарного режима имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{n}_2 &= n_1 w_{12} + n_2(-w_{21} - w_{23}) + n_3 w_{23} + n_4 \frac{\alpha_2}{\tau} = 0, \\ \dot{n}_3 &= n_1 w_{13} + n_2 w_{23} + n_3(-w_{31} - w_{32}) + n_4 \frac{\alpha_3}{\tau} = 0, \\ \dot{n}_4 &= n_1 W + n_4\left(-W - \frac{1}{\tau}\right) = 0, \\ & n_1 + n_2 + n_3 + n_4 = 1. \end{aligned} \qquad (1)$$

Здесь W_{ij} — вероятность релаксационного перехода с уровня i на уровень j, τ — время жизни частиц на уровне 4, α_2 и α_3 — коэффициенты, описывающие распределение по уровням 2 и 3 частиц, релаксирующих с уровня 4. Опустив выкладки и выражения для $n_1 \ldots n_4$, приведем условие, выполнение которого позволяет инвертировать заселенности уровней 1 и 2 при бесконечно большой накачке:

$$w_{12}(w_{31} + w_{32}) + w_{32}\left(w_{13} + \frac{\alpha_3}{\tau}\right) + (w_{31} + w_{32})\frac{\alpha_2}{\tau} > w_{21}(w_{31} + w_{32}) + w_{23}w_{32} \qquad (2)$$