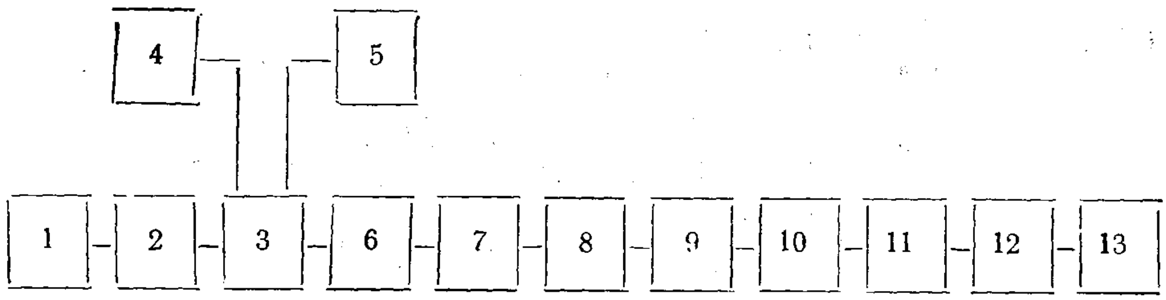

Блок-схема умножителя

1 — генератор, *2* — измерительная линия, *3* — направленный ответвитель, *4* — измеритель отраженной мощности, *5* — измеритель падающей мощности, *6* и *12* — трансформаторы импедансов, *7* — режекторный фильтр на вторую гармонику, *8* и *10* — телескопические соединители, *9* — умножительный элемент, *11* — режекторный фильтр на первую гармонику, *13* — измеритель мощности второй гармоники.

Как показали эксперименты, выходная мощность второй гармоники и эффективность умножения частоты растут с увеличением длины разрядной камеры. Так, при увеличении длины L разрядной камеры с 78 до 98 *мм* выходная мощность $P_{2\omega}$ второй гармоники возрастала с 1,1 до 2,8 *вт*, а эффективность умножения с $\eta=-12{,}6$ до $\eta=-8{,}5$ *дб* при работе с криптоном при давлении 0,1 *мм рт. ст.*

ЛИТЕРАТУРА

1. Брандт А. А., Тягунов А. В. «Радиотехника и электроника», **11**, № 1, 1966.
2. Krenz J. H., Kino G. S. J. Appl. Phys., **36**, No. 8, 1965.
3. Swan C. B. PIRE, **49**, No. 12, 1961.
4. Benson F. A., Cooke R. A., Holmes R. Electr. Letters, **1**, No. 6, 1965.
5. Jen J. L., Lauks V. Electr. Letters, **2**, No. 1, 1966.
6. Александров Б. А., Брандт А. А., Тягунов А. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 4, 1965.

Поступила в редакцию
22.11 1968 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 539.12.01

А. БАСЬЮНИ, Д. КУРДГЕЛАИДЗЕ

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ КВАРКОВ И ИХ КОНСТАНТЫ СВЯЗИ С МЕЗОНАМИ ($s=0^-$) и ($s=1^-$)

В наших работах определяются константы сильной связи и магнитные моменты барионов и кварков. В [1] нами были получены выражения для магнитных моментов барминов и их резанонов. Данная статья является продолжением [1]; нумирация формул в [1] и в этой работе единая.

В уравнении (1) нелинейный член $l^2\overline{\psi}^D\psi_D\psi_A$ заменим на $\frac{1}{6}l^2T\overline{\psi}^D\psi_D\psi_A$. Такая замена дает поправку только на массу покоя кварка. Последний в данном случае берется как произвольный параметр. Тогда, учитывая (2), уравнение (1) можно записать в виде

$$(\gamma p - I\varkappa_0)_{AA'}\psi_{A'} = \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2 \frac{1}{3}\{\Phi_A^D\psi_D - \Phi_D^D\psi_A\}. \tag{11}$$

После учета соотношений (4) — (7) и известного сопоставления компонентов $\varphi_{5,l}^m$ и $\varphi_{\mu,l}^m$ с реальными мезонами из (11) получаем:

$$(\gamma p - \varkappa_0 I)_{\alpha\alpha'}\psi_{\alpha'1} = \frac{1}{12}\left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2\left\{\gamma_5\left(1 + i\frac{(\gamma p)}{m_s}\right)\left[\left(\frac{\pi_0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}}\right)\psi_{\alpha,1} + \pi^+\psi_{\alpha,2} +\right.\right.$$

$$+ k^+\psi_{\alpha,3}\Big] + \left[\frac{P_\mu}{2\varkappa_0} + \left(1+\frac{2\varkappa_0}{m_\nu}\right)\frac{i\sigma_{\mu\nu}}{2\varkappa_0}q_\nu\right]\left[\frac{\rho_0+\omega}{\sqrt{2}}\psi_{\alpha,1} + \rho^+\psi_{\alpha,2} + k^{+*}\psi_{\alpha,3}\right]\Big\},$$

$$(\gamma p - \varkappa_0 I)_{\alpha\alpha'}\psi_{\alpha' 2} = \frac{1}{12}\left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2\Big\{\gamma_5\left(1+i\frac{(\gamma p)}{m_s}\right)\Big[\pi^-\psi_{\alpha,1} +$$

$$+\left(-\frac{\pi_0}{\sqrt{2}}+\frac{\eta}{\sqrt{6}}\right)\psi_{\alpha,2} + \bar{k}^0\psi_{\alpha,3}\Big] + \tag{12}$$

$$+\left[\frac{P_\mu}{2\varkappa_0} + \left(1+\frac{2\varkappa_0}{m_\nu}\right)\frac{i\sigma_{\mu\nu}}{2\varkappa_0}q_\nu\right]\left[\rho^- + \psi_{\alpha,1} + \frac{\omega-\rho^0}{\sqrt{2}}\psi_{\alpha,2} + k^{0*}\psi_{\alpha,3}\right]\Big\},$$

$$(\gamma p - \varkappa_0 I)_{\alpha\alpha'}\psi_{\alpha' 3} = \frac{1}{12}\left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2\Big\{\gamma_5\left(1+i\frac{(\gamma p)}{m_\nu}\right)\left[k^-\psi_{\alpha,1} + k^0\psi_{\alpha,2} - \frac{2\eta}{\sqrt{6}}\varphi_{\alpha,3}\right] +$$

$$+\left[\frac{\Phi_\mu}{2\varkappa_0} + \left(1+\frac{2\varkappa_0}{m_\nu}\right)\frac{i\sigma_{\mu\nu}}{2\varkappa_0}q_\nu\right][k^{-*}\Phi_{\alpha,1} + \bar{k}^{0*}\psi_{\alpha,2} + \Phi\psi_{\alpha,3}]\Big\}.$$

Отсюда, в частности для констант связи кварков со скалярными мезонами (при предположении единичности формфакторов), находим

$$Q^s_{\bar{q}_1\pi^0 q_1} = -Q^s_{\bar{q}_2\pi^0 q_2} = Q^s \equiv \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2\frac{1}{12\sqrt{2}}, \quad Q^s_{\bar{q}_3\pi^0 q_3} = 0,$$

$$Q^s_{\bar{q}_1\eta q_1} = Q^s_{\bar{q}_2\eta q_2} = \frac{1}{\sqrt{3}}Q^s, \quad Q^s_{\bar{q}_3\eta q_3} = -\frac{2}{\sqrt{3}}Q^s,$$

$$Q^s_{\bar{q}_1 k^* q_3} = Q^s_{\bar{q}_2\bar{k}^0 q_3} = Q^s_{\bar{q}\pi^+ q_2} = \sqrt{2}\,Q^s. \tag{13}$$

Согласно (10) имеем отношение

$$Q^s_{\bar{q}_1\pi^0 q_1}/g^s_{\bar{N}\pi^0 N} \equiv Q^s/g = 2. \tag{14}$$

Аналогичным образом для компонентов связи кварков с векторными мезонами ($S=1^-$) (при предположении единичности соответствующих формфакторов) находим

$$Q^v_{\bar{q}_1\rho^0 q_1} = -Q^v_{\bar{q}_2\rho^0 q_2} = Q^v_{\bar{q}_1\omega q_1} = Q^v_{\bar{q}_2\omega q_2} \equiv Q^v, \quad Q^v = \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2\frac{1}{12\sqrt{2}},$$

$$Q^v_{\bar{q}_1\Phi q_1} = Q^v_{\bar{q}_2\Phi q_2} = Q^v_{\bar{q}_3\rho^0 q_3} = Q^v_{\bar{q}_3\rho^+ q_3} = 0, \tag{15}$$

$$Q^v_{\bar{q}_1\Phi q_3} = Q^v_{\bar{q}_1 k^{+*} q_3} = Q^v_{\bar{q}_2 k^{0*} q_3} = Q^v_{\bar{q}_1\rho^+ q_2} = \sqrt{2}Q^v.$$

Согласно (10) имеем отношение

$$Q^v_{\bar{q}_1\rho^0 q_1}/g^v_{\bar{N}\rho^0 N} \equiv Q^v/f = 10/3. \tag{16}$$

Используя (5) для зарядов и магнитных моментов кварков, получаем

$$e_{q_1} = \frac{2}{3}e, \quad e_{q_2} = -e_{q_3} = -e/3,$$

$$\mu_{q_1} = \frac{2}{3} + \varkappa_1^0\left(\frac{1}{m_\rho}+\frac{1}{3m_\omega}\right), \quad \mu_{q_2} = -\frac{1}{3} + \varkappa_2^0\left(-\frac{1}{m_\rho}+\frac{1}{3m_\omega}\right), \tag{17}$$

$$\mu_{q_3} = -\frac{1}{3} - \frac{2}{3}\frac{\varkappa_3^0}{m_\Phi}. \tag{18}$$

Сначала можно принять $\varkappa_1^0 = \varkappa_2^0 = \varkappa_3^0 = \varkappa_0$ и в качестве масштаба магнитных моментов брать $e/2\varkappa_0$, где $\varkappa_0$ — средняя масса триплета кварков. В следующем приближении можно учесть $\varkappa_1^0 = \varkappa_2^0 \neq \varkappa_3^0$ и рассмотреть масштабы $e/2\varkappa_1^0$, $e/2\varkappa_3^0$ и наконец рассмотреть случай $\varkappa_1^0 \neq \varkappa_2^0 \neq \varkappa_3^0$.

В случае $\varkappa_1^0 = \varkappa_2^0 = \varkappa_3^0 \equiv \varkappa_0$ имеем

$$\mu_1 \equiv \mu_{q_1} = \mu_1^0 + \tilde{\mu}_1 = \frac{2}{3}\frac{e}{2\varkappa_0} + \frac{e}{2}\left(\frac{1}{m_\rho} + \frac{1}{3m_\omega}\right) = \frac{2}{3}\frac{e}{2\varkappa_0} + 1{,}63\mu_{\text{Бора}}, \tag{19a}$$

$$\mu_2 \equiv \mu_{q_2} = \mu_2^0 + \tilde{\mu}_2 = -\frac{1}{3}\frac{e}{2\varkappa_0} + \frac{e}{2}\left(-\frac{1}{m_\rho} + \frac{1}{3m_\omega}\right) = -\frac{1}{3}\frac{e}{2\varkappa_0} - 0{,}83\mu_{\text{Бора}},$$

$$\mu_3 \equiv \mu_{q_3} = \mu_3^0 + \tilde{\mu}_3 = -\frac{1}{3}\frac{e}{2\varkappa_0} + \frac{e}{2}\left(-\frac{2}{3}\frac{1}{m_\Phi}\right) = -\frac{1}{3}\frac{e}{2\varkappa_0} - 0{,}614\mu_{\text{Бора}}, \tag{19}$$

$\mu_{\text{Бор}} \equiv e/2M_N$, M_N — масса нуклона. Если принять $m_\rho \simeq m_\omega$, то получим:

$$\tilde{\mu}_1 = \frac{4}{3}\left(\frac{M_N}{m_\rho}\right)\mu_{\text{Бора}}, \quad \tilde{\mu}_2 = -\frac{1}{2}\tilde{\mu}_1, \quad \tilde{\mu}_3 = -\frac{2}{3}\left(\frac{M_N}{m_\Phi}\right)\mu_{\text{Бора}}. \tag{20}$$

Построим магнитные моменты барионов в рамках обычной, простой кварковой модели частиц [2]. Если использовать известные сопоставления волновых функций кварков и барионов, то магнитные моменты барионов октета $S={}^1/_2{}^+$, через μ_1, μ_2, μ_3 можно представить в виде

$$\mu_p = \frac{1}{3}\mu_2 + \frac{2}{3}(2\mu_1 - \mu_2), \quad \mu_n = \frac{1}{3}\mu_1 + \frac{2}{3}(2\mu_2 - \mu_1),$$

$$\mu_\Lambda = \frac{1}{2}\{(\mu_1 - \mu_2 + \mu_3) + (-\mu_1 + \mu_2 + \mu_3)\} = \mu_3,$$

$$\mu_{\Sigma^0} = \frac{1}{3}\left\{2(\mu_1 + \mu_2 - \mu_3) + \frac{1}{2}(\mu_1 - \mu_2 + \mu_3) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2}(-\mu_1 + \mu_2 + \mu_3)\right\} = \frac{2}{3}(\mu_1 + \mu_2) - \frac{1}{3}\mu_3,$$

$$\mu_{\Sigma^+} = \frac{1}{3}\mu_3 + \frac{2}{3}(2\mu_1 - \mu_3), \quad \mu_{\Xi^0} = \frac{1}{3}\mu_3 + \frac{2}{3}(2\mu_3 - \mu_1), \tag{21}$$

$$\mu_{\Sigma^-} = \frac{1}{3}\mu_3 + \frac{2}{3}(2\mu_2 - \mu_3), \quad \mu_{\Xi^-} = \frac{1}{3}\mu_2 + \frac{2}{3}(2\mu_3 - \mu_2).$$

В случае барионов декуплета $S={}^3/_2{}^+$ имеем более простые формулы. При этом любопытным образом находим опять выражения (8), (9), полученные ранее методом теории поля. В качестве масштаба магнитных моментов в данном случае выступает $e/2\varkappa_0$ и, кроме того, в (8), (9) везде масса барионов заменена массой кварка — $\varkappa_0$, например:

$$\mu_p = \frac{e}{2\varkappa_0}\left\{1 - \frac{\varkappa_0}{3}\left(\frac{5}{m_\rho} + \frac{1}{m_\omega}\right)\right\}, \quad \mu_n = -\frac{e}{2\varkappa_0}\left\{\frac{2}{3} + \frac{\varkappa_0}{3}\left(\frac{5}{m_\rho} - \frac{1}{m_\omega}\right)\right\},$$

$$\mu_\Lambda = -\frac{e}{2\varkappa_0}\left\{\frac{1}{3} + \frac{2}{3}\frac{\varkappa_0}{m_\Phi}\right\}. \tag{22}$$

Приравнивая полученные в приближении $\varkappa_1^0 \neq \varkappa_2^0 \neq \varkappa_3^0 \neq \varkappa_1^0$ значения μ_p, μ_n их экспериментальным значениям находим: $\mu_p/\varkappa_1^0 \simeq 0{,}32$; $\mu_p/\varkappa_2^0 \simeq 0{,}47$. Значение $\varkappa_3^0$ весьма чувствительно точности задания μ_Λ.

Аналогичным образом можно рассчитать магнитные моменты для состояний с более высоким спином.

Примечание при корректуре. Как известно, при построении барионов из кварков необходимо от трех кварков ψ_α^l ($\alpha=1, 2, 3, 4$; $l=1, 2, 3$) переходить к девяти кваркам $\psi_\alpha^{l,r}$ ($r=1, 2, 3$). Если учесть это обстоятельство, то в уравнении (11) перед членом $\psi_A^D \psi_D$ появится дополнительный множитель ${}^1/_3$. Тогда (14) и (16) дают соответственно: ${}^2/_3$; ${}^{10}/_9$.

Авторы выражают благодарность проф. Д. Д. Иваненко.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басьюни А., Курдгелаидзе Д. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 3, 1969.
2. Боголюбов Н. Н., Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н. Преприт, Дубна, ОИЯИ Д—1968, 1965.
3. Боголюбов Н. Н. Лекции по теории симметрии элементарных частиц. Изд-во МГУ, 1966.

Поступила в редакцию
25.10 1968 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 517.919

В. М. ВОЛОСОВ, Б. И. МОРГУНОВ

ОБ УСРЕДНЕНИИ В КВАЗИЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМАХ

Рассмотрим квазилинейную систему обыкновенных дифференциальных уравнений вида

$$
\begin{aligned}
\dot{y} &= A(\mu)y + f(\mu, \xi, t) + \varepsilon g(\mu, y, \xi, t, \varepsilon),\\
\dot{\mu} &= \varepsilon M(\mu, y, \xi, t, \varepsilon), \qquad\qquad (1)\\
\dot{\xi} &= \nu(\mu) + \varepsilon \Xi(\mu, y, \xi, t, \varepsilon),
\end{aligned}
$$

где $y=\{y_1, \ldots, y_n\}$, $\mu=\{\mu_1, \ldots, \mu_e\}$, $\xi=\{\xi_1, \ldots, \xi_{k-1}\}$, $A(\mu)$ — $n\times n$-матрица, $\varepsilon > 0$ — малый параметр. Системы типа (1) изучались с помощью асимптотических методов (см. [1]—[4]). В настоящей заметке мы рассмотрим применение к системе (1) общей методики усреднения нелинейных систем, описывающих медленные и быстрые движения, развитой в [5]—[7]. Для применения указанной методики необходимо преобразовать исходную систему (1).

Преобразование системы (1). Будем предполагать, что в некоторой области правые части (1) достаточно гладки, все собственные значения матрицы $A(\mu)$ имеют неположительные вещественные части и, кроме того, чисто мнимые собственные значения имеют простые элементарные делители. Мы считаем также, что кратность собственных значений и элементарных делителей постоянна в указанной области. Замена $y=U(\mu, t)+u$, где U — частное решение вырожденной неоднородной системы (при $\varepsilon=0$) $\dot{y}=Ay+f$, $\dot{\mu}=0$, $\dot{\xi}=\nu$ (для U легко может быть выписано явное выражение) приводит (1) к виду

$$
\begin{aligned}
\dot{u} &= A(\mu)u + \varepsilon g(\mu, u, \vartheta, \varepsilon), \qquad\qquad (2)\\
\dot{\mu} &= \varepsilon M(\mu, u, \vartheta, \varepsilon),\\
\dot{\vartheta} &= \nu(\mu) + \varepsilon\Theta(\mu, u, \vartheta, \varepsilon),
\end{aligned}
$$

где $\vartheta=\{\xi_1, \ldots, \xi_{k-1}, t\}$. При указанных условиях существует неособое гладкое преобразование $z=B(\mu)u$, приводящее систему $\dot{u}=Au+\varepsilon g$ к виду $\dot{z}=Iz+\varepsilon\bar{g}$, где матрица $I(\mu)$ имеет нормальную жорданову форму. Если предположить для простоты, что матрица $A(\mu)$ имеет простые собственные значения, то в качестве строк матрицы B можно взять собственные векторы матрицы A', транспонированной к A. Проводя для этого случая в системе (2) преобразование $z=B(\mu)u$, вводя вещественные комбинации новых переменных z и заменяя переменные, соответствующие чисто мнимым собственным значениям, по формулам

$$
\frac{1}{2}(z_{2j-1}+z_{2j}) = F_j\cos\eta_j, \quad \frac{1}{2i}(z_{2j-1}-z_{2j}) = F_j\sin\eta_j,
$$

придем к системе вида

$$
\begin{aligned}
\dot{\mu} &= \varepsilon M(\mu, F, k, h, l, \eta, \vartheta, \varepsilon),\\
\dot{F} &= \varepsilon F(\mu, F, k, h, l, \eta, \vartheta, \varepsilon),\\
\dot{\eta} &= \bar{\omega}(\mu) + \varepsilon H(\mu, F, k, h, l, \eta, \vartheta, \varepsilon),\\
\dot{\vartheta} &= \nu(\mu) + \varepsilon\Theta(\mu, F, k, h, l, \eta, \vartheta, \varepsilon), \qquad\qquad (3)
\end{aligned}
$$