

вместо (13) получим

$$f_{\text{л.ц.}} = \Phi(a) - \theta \ln \theta + \frac{\theta}{2} \ln \Phi^{\text{II}}(a) + \frac{\theta^2}{8} \frac{\Phi^{\text{IV}}(a)}{[\Phi^{\text{II}}(a)]^2} - \frac{\theta}{2} \ln(2\pi^2 m). \quad (15)$$

Как обычно, разлагая  $\Phi(a)$ ,  $\Phi^{\text{II}}(a)$  и т. д. в степенной ряд вблизи «положений покоя»  $\tilde{a}$ , определяемых условиями минимума потенциальной энергии, имеем

$$\Phi(a) \approx \tilde{\Phi} + \frac{1}{2} \tilde{\Phi}^{\text{I}}(a - \tilde{a})^2, \quad \Phi^{\text{II}}(a) \approx \tilde{\Phi}^{\text{II}} + \tilde{\Phi}^{\text{III}}(a - \tilde{a}), \dots,$$

где  $\tilde{\Phi} \equiv \Phi(\tilde{a})$  и т. д. Подставляя последние соотношения в условие равновесия, которое в этом случае, как известно, имеет вид  $(\partial f_{\text{л.ц.}} / \partial a)_{\theta} = F$  (где  $F$  — внешняя сила), пренебрегая членами, содержащими величины  $\tilde{\Phi}^{\text{III}}$ ,  $\tilde{\Phi}^{\text{IV}}$  и т. п., получим

$$a - \tilde{a} \equiv \delta a = -\frac{\theta}{2} \frac{\Phi^{\text{III}}}{[\tilde{\Phi}^{\text{II}}]^2} + \frac{F}{\tilde{\Phi}^{\text{II}}}. \quad (16)$$

Коэффициент теплового расширения линейной цепочки:

$$\alpha = \frac{1}{a} \frac{\partial(\delta a)}{\partial T} = -\frac{k\tilde{\Phi}^{\text{III}}}{2a(\tilde{\Phi}^{\text{II}})^2}, \quad (17)$$

где  $k$  — константа Больцмана. Формулы (16) и (17) совпадают с соответствующими выражениями, полученными общепринятым способом в [3]. Однако с помощью уравнения (2) вывод этих формул, по-видимому, будет более прост.

Теплоемкость линейной цепочки, вычисленная с помощью (15)

$$c_v = k - \frac{k^2 T}{4} \frac{\tilde{\Phi}^{\text{IV}}}{(\tilde{\Phi}^{\text{II}})^2},$$

отличается от соответствующей величины, приведенной в работе [3] на  $\frac{k^2 T}{6} \frac{(\tilde{\Phi}^{\text{III}})^2}{(\tilde{\Phi}^{\text{II}})^3}$ .

Таким образом, предположение о мультипликативности двухчастичных функций, которое принималось при выводе уравнения (2) в [1], влечет за собой пренебрежение величинами, пропорциональными  $\frac{(\tilde{\Phi}^{\text{III}})^2}{(\tilde{\Phi}^{\text{II}})^3}$ . Для учета этих величин необходимо уравнение для двухчастичных функций.

Автор выражает благодарность проф. Я. П. Терлецкому за предложенную тему и внимание к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Терлецкий Я. П., Зубов В. И. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астроном., № 5, 53, 1968.
2. Базаров И. П. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астроном., № 5, 105, 1966.
3. Лейбфрид Г., Людвиг В. Теория ангармонических эффектов в кристаллах. М., ИЛ, 1963.

Поступила в редакцию  
28.8 1968 г.

Кафедра  
теоретической физики

УДК 539.12.01

А. БАСЬЮНИ, Д. КУРДГЕЛАИДЗЕ

### МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ И КОНСТАНТА СИЛЬНОЙ СВЯЗИ БАРИОНОВ ОКТЕТА ( $S=1/2^+$ ) И ДЕКУПЛЕТА ( $S=3/2^+$ )

Унитарная симметрия в теории элементарных частиц достигла значительных успехов. Удалось классифицировать основные барионы и мезоны, определить соотношения их констант сильной связи, получить определенные выражения для магнитных

моментов барионов и также спектр масс частиц. Однако все эти результаты были получены без уравнений поля в рамках чисто феноменологическо-группового подхода. Кроме того, полученные результаты содержат целые ряды свободных параметров. Нелинейная теория частиц в рамках унитарных спиноров сохраняет все основные следствия унитарного группового подхода и дополнительно дает возможность указать на свободные параметры выразить через нелинейную константу.

В наших работах определяются константы сильной связи и магнитные моменты барионов и кварков. В данной статье получены выражения магнитных моментов барионов и их резонансов.

Магнитные моменты барионов рассматривались как в унитарной теории (например, Н. Н. Боголюбовым), так и в киральной (И. Швингером). Формулы Швингера для магнитных моментов барионов октета следуют из наших формул, если из последних вычеркнуть собственные магнитные моменты дираковских частиц. Магнитные моменты кварков обсуждались главным образом в работах группы академика Боголюбова (Дубна). Собственные магнитные моменты кварков слишком малы. Аномальные магнитные моменты кварков рассматривались главным образом в нерелятивистском приближении в рамках уравнений Шредингера с эффективным потенциалом.

Приведенное нами рассмотрение магнитных моментов кварков в аспекте полевой теории, на наш взгляд, является более последовательным.

В рамках кварковой теории частиц удалось определить магнитные моменты барионов октета ( $S = 1/2^+$ ) и декуплета ( $S = 3/2^+$ ) и их константы связи с мезонами октета ( $S = 0^-$ ) и нонета ( $S = 1^-$ ) [1], [2]. Исходным при этом является нелинейное уравнение кварков простейшего вида:

$$(\gamma\rho)_{AA'}\psi_{A'} - \kappa_0\psi_A - l^2(\bar{\psi}^D\psi_D)\psi_A = 0, \quad \rho_\mu = i\frac{\partial}{\partial x_\mu}, \quad (1)$$

где  $\psi_A$  — унитарный ( $SU(3)$ ) спинор,  $A(\alpha, l)$   $\alpha = 1, 2, 3, 4$  спинорные,  $l = 1, 2, 3$  унитарные индексы. Операторы мезонных и барионных полей были определены, как

$$\Phi_A^B = \frac{\lambda_0^2}{2!} \langle T\psi_A\bar{\psi}^B \rangle, \quad \chi_{ABC} = \frac{\lambda_0^3}{3!} \langle T\psi_A\psi_B\psi_C \rangle, \quad (2)$$

где  $T$  — оператор, симметризирующий значки с учетом изменения знака,  $\lambda_0$  — размерная постоянная.

С помощью условия слияния из (1), (2) были получены уравнения для  $\Phi_A^B$  и  $\chi_{ABC}$ . В частности:

$$(\gamma\rho)_{AA'}\psi_{A'BC} - M\psi_{ABC} = \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2 \frac{1}{10} \{ \Phi_A^D\psi_{DBC} \leftrightarrow \Phi_B^D\psi_{ADC} + \Phi_C^D\psi_{ABD} - 3\Phi_D^D\psi_{ABC} \}, \quad (3)$$

где  $M$  — экспериментальная масса барионного мультиплетта;  $\psi_{ABC} = D_{ABC}(3/2) \leftrightarrow N_{ABC}(1/2)$  — описывает состояния  $S = 3/2^+$  и  $S = 1/2^+$ :

$$\Phi_A^B = \frac{1}{4} \left\{ I\Phi_0 + \gamma_5\Phi_5 + i\gamma_\mu\gamma_5\Phi_{\mu 5} \leftrightarrow \gamma_\mu\Phi_\mu + \frac{1}{2}\sigma_{\mu\nu}\Phi_{\mu\nu} \right\}_A^B, \quad (4)$$

$\Phi_{0,5}, \Phi_{5,5}, \Phi_{\mu,5}$  — мезонные поля.

Из (3), (4) с помощью соотношений

$$I_\mu^{(e)} = \frac{1}{2} \left( I_\mu^T + \frac{1}{\sqrt{3}} I_\mu^Y \right) = e_\psi \left( \bar{\psi} \frac{P_\mu}{2M} \psi \right) \leftrightarrow \mu_\psi \left( \bar{\psi} \frac{\sigma_{\mu\nu}q_\nu}{2M} \psi \right) + \dots \quad (5)$$

$$\gamma_\mu\Phi_\mu\psi = \left( \frac{P_\mu}{2M} + \frac{i}{2M}\sigma_{\mu\nu}q_\nu \right) \Phi_\mu\psi, \quad m_s\Phi_{\mu 5} = q_s\Phi_5, \quad m_\nu\Phi_{\mu\nu} = q_\mu\Phi_\nu - q_\nu\Phi_\mu$$

(где  $e_\psi, \mu_\psi$  — заряд и магнитный момент бариона  $\psi$ ,  $m_s$  и  $m_v$  экспериментальные массы скалярных и векторных мезонов), были получены магнитные моменты барионов. После нарушения  $SU(3)$  симметрии (сохраняя  $SU(2)$ ) находятся следующие магнитные моменты для барионов октета ( $S = 1/2^+$ ) [1]:

$$\mu_p = 1 + \frac{M_N}{3} \left( \frac{5}{m_\rho} + \frac{1}{m_\omega} \right), \quad \mu_{\Sigma^+} = 1 + \frac{2M_\Sigma}{9} \left( \frac{6}{m_\rho} + \frac{2}{m_\omega} + \frac{1}{m_\phi} \right),$$

$$\begin{aligned}
\mu_n &= -\left\{ \frac{2}{3} + \frac{M_N}{3} \left( \frac{5}{m_\rho} - \frac{1}{m_\omega} \right) \right\}, \quad \mu_{\Sigma^-} = -\left\{ \frac{1}{3} + \frac{2M_\Sigma}{9} \left( \frac{6}{m_\rho} - \frac{2}{m_\omega} - \frac{1}{m_\Phi} \right) \right\}, \\
\mu_\Lambda &= -\left\{ \frac{1}{3} + \frac{M_\Lambda}{3} \frac{2}{m_\Phi} \right\}, \quad \mu_{\Sigma^0} = \frac{1}{3} + \frac{2M_\Sigma}{9} \left( \frac{2}{m_\rho} + \frac{1}{m_\Phi} \right), \\
\mu_{\Xi^0} &= -\left\{ \frac{2}{3} + \frac{M_\Xi}{9} \left( \frac{3}{m_\rho} + \frac{1}{m_\omega} + \frac{8}{m_\Phi} \right) \right\}, \\
\mu_{\Xi^-} &= -\left\{ \frac{1}{3} + \frac{M_\Xi}{9} \left( -\frac{3}{m_\rho} + \frac{1}{m_\omega} + \frac{8}{m_\Phi} \right) \right\},
\end{aligned} \tag{8}$$

для барионов декуплета  $S = 3/2^+$  [2]:

$$\begin{aligned}
\mu_{\Omega^-} &= -\left( 1 + \frac{2M_{\Omega^-}}{m_\Phi} \right), \quad \mu_{\Xi^{*-}} = -1 + M_{\Xi^*} \left( -\frac{1}{m_\rho} + \frac{1}{3m_\omega} - \frac{4}{3m_\Phi} \right), \\
\mu_{\Sigma^{*+}} &= 1 + 2M_{\Sigma^*} \left( \frac{1}{m_\rho} + \frac{1}{3m_\omega} - \frac{1}{3m_\Phi} \right), \quad \mu_{\Xi^{*0}} = M_{\Xi^*} \left( \frac{1}{m_\rho} + \frac{1}{3m_\omega} - \frac{4}{3m_\Phi} \right), \\
\mu_{\Sigma^{*-}} &= -1 + 2M_{\Sigma^*} \left( -\frac{1}{m_\rho} + \frac{1}{3m_\omega} - \frac{1}{3m_\Phi} \right), \quad \mu_{\Delta^{++}} = 2 + M_{\Delta^{++}} \left( \frac{3}{m_\rho} + \frac{1}{m_\omega} \right), \\
\mu_{\Sigma^{*0}} &= \frac{2}{3} M_{\Sigma^*} \left( \frac{1}{m_\omega} - \frac{1}{m_\Phi} \right), \quad \mu_{\Delta^+} = 1 + M_{\Delta^+} \left( \frac{1}{m_\rho} + \frac{1}{m_\omega} \right), \\
\mu_{\Delta^0} &= M_{\Delta^0} \left( -\frac{1}{m_\rho} + \frac{1}{m_\omega} \right), \quad \mu_{\Delta^-} = -1 + M_{\Delta^-} \left( -\frac{3}{m_\rho} + \frac{1}{m_\omega} \right).
\end{aligned} \tag{9}$$

При нарушении  $SU(3)$  симметрии в первом приближении в (8) и в (9) можно учесть расщепление масс только в мезонном мультиплете. Тогда все барионные массы следует приравнять  $\bar{M}_{1/2}$  и  $\bar{M}_{3/2}$  и в качестве масштабов магнитных моментов брать  $e/2\bar{M}_{1/2}$  и  $e/2\bar{M}_{3/2}$ , где  $\bar{M}_{1/2}$  и  $\bar{M}_{3/2}$  — средние массы барионов октета  $S = 1/2^+$  и декуплета  $S = 3/2^+$  соответственно.

В этом приближении имеем, в частности (в единицах  $\mu_{\text{Бор}} = \frac{e}{2M_N}$ ):  $\mu_p = 3,270$ ,  $\mu_n = -2,20$ ,  $\mu_\Lambda = -0,89$ ,  $\mu_{\Sigma^+} = 3,20$ .

Во втором приближении можно учесть расщепление масс и в барионном мультиплете. Тогда в (8) в качестве масштабов магнитных моментов следует брать  $e/2\bar{M}_{TS}$ , где  $\bar{M}_{TS}$  — средняя масса изомультимплета при заданном спине.

В этом приближении имеет, в частности (в единицах  $\mu_{\text{Бор}}$ ):  $\mu_p = 3,44$ ,  $\mu_n = -2,31$ ,  $\mu_\Lambda = -1,00$ ,  $\mu_{\Sigma^+} = 4,02$ .

Лучшее согласие с экспериментом получаем в «промежуточном» приближении, когда в (8), (9) учитывается расщепление масс как в мезонных, так и в барионных мультиплетях, но в качестве масштаба магнитных моментов берется  $e/2\bar{M}_{1/2}$ . В этом приближении имеем (в единицах  $\mu_{\text{Бор}}$ ):  $\mu_p = 2,83$ ,  $\mu_n = -1,90$ ,  $\mu_\Lambda = -0,88$ ,  $\mu_{\Sigma^+} = 3,30$ . При экспериментальных значениях  $\mu_p = 2,79$ ,  $\mu_n = -1,91$ ,  $\mu_\Lambda = (-0,77 \pm 0,27)$ ,  $\mu_{\Sigma^+} = (4,39 \pm 1,5)$ .

Для основных скалярных и векторных мезонов находим (при предположении единичности соответствующих форм факторов)

$$g_{N\pi N}^S \equiv g = \left( \frac{l}{\lambda_0} \right)^2 \frac{1}{120} \frac{5}{\sqrt{2}}, \quad g_{N\rho N}^V \equiv f = \left( \frac{l}{\lambda_0} \right)^2 \frac{1}{120} \frac{3}{\sqrt{2}}, \tag{10}$$

что согласуется с прежним расчетом их отношения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Басьюни А., Курдгеландзе Д. «Ядерная физика», 8, 2, 1968.
2. Басьюни А., Курдгеландзе Д. «Ядерная физика», 9, вып. 2, 432, 1969.

Поступила в редакцию  
25.9 1968 г

Кафедра  
теоретической физики

УДК 539.121.7

М. А. КУМАХОВ, В. А. ЭЛЬТЕКОВ

## О ТОРМОЖЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛАХ

В работах [1, 2] было показано, что потери энергии каналированных частиц в основном определяются плазменными потерями при скоростях

$$v \lesssim v_{кр} = \delta \cdot I_s / \hbar, \quad (1)$$

где  $I_s$  — энергии ионизации внешнего электрона, принадлежащего ионному остатку,  $\delta$  — полуширина «пустого» канала, в котором нет электронов ионного остатка.

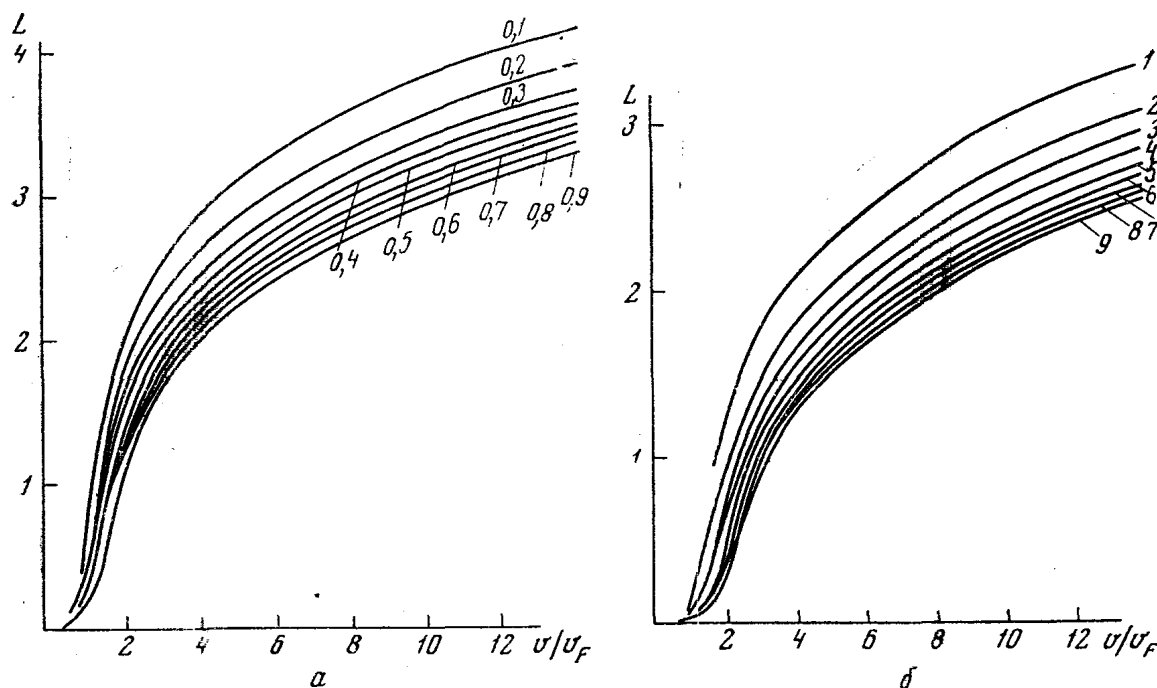


Рис. 1. Зависимость  $L$  от  $v/v_F$  при различных значениях  $\chi^2$ : а — при  $\chi^2$  от 0,1 до 0,9, б — при  $\chi^2$  от 1 до 9

Тормозную способность в электронной плазме можно определить по формуле [3, 4]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4 n}{mv^2} L, \quad (2)$$

где  $Z_1$  и  $v$  — заряд и скорость частицы,  $m$  — масса электрона,  $n$  — электронная плотность вещества, а  $L$  — определяется формулой

$$L = \frac{i}{\pi\omega_0^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \int_{-kv}^{kv} \omega d\omega \left( \frac{1}{\epsilon^l(k, \omega)} - 1 \right), \quad (3)$$

где  $\omega_0^2 = 4\pi n_0 e^2 / m$  есть квадрат плазменной частоты,  $n_0$  — плотность электронов, участвующих в плазменных колебаниях,  $\epsilon^l$  — диэлектрическая проницаемость.