

СВОЙСТВА ЛЕГЧАЙШИХ МЕЗОНОВ В МОДЕЛИ ИНСТАНТОННОГО ВАКУУМА ПРИ НЕНУЛЕВЫХ ТЕМПЕРАТУРЕ И КВАРКОВОМ/БАРИОННОМ ХИМИЧЕСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ

Г. М. Зиновьев^а, С. В. Молодцов^{б,в}, А. Н. Сисакян^б, А. С. Сорин^б

^аИнститут теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАНУ, Киев, Украина

^бОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна

^вИнститут теоретической и экспериментальной физики, Москва

Работа посвящена изучению зависимости кваркового конденсата и масс π - и σ -мезонов от температуры и кваркового/барионного химического потенциала в инстантонной модели вакуума КХД в докритической области. Обсуждается влияние фононоподобных возбуждений инстантонной жидкости на свойства σ -мезона в такой среде.

The paper is focussed on calculating the finite temperature and quark/baryon chemical potential dependence of quark condensate π - and σ -meson masses together with quark mass in precritical region in the instanton model of QCD vacuum. The impact of phonon-like excitations of instanton liquid on the characteristics of σ meson in such an environment is also examined.

PACS: 12.40.-y, 14.40.-n

Сегодня, когда существует почти полная уверенность, что адроны и их симметрии определяются квантовой хромодинамикой (КХД), наше понимание природы легчайших мезонов, по крайней мере со стороны адронов, тесно связано со спонтанным нарушением киральной симметрии, присущей соответствующему лагранжиану. Пионы при этом рассматриваются как безмассовые голдстоуновские бозоны, в то время как скалярные мезоны имеют ненулевое вакуумное среднее, отражающее сложную структуру вакуума КХД. На языке фундаментальных полей КХД было выяснено, что это нарушение симметрии связано с ненулевым значением кваркового конденсата [1], а существование скалярных мезонов отражает динамическую генерацию масс у легких кварков. При высоких температурах ожидается, однако, восстановление киральной симметрии в результате фазового перехода, параметром порядка которого как раз и является кварковый конденсат.

Казалось, что решетчатая КХД могла бы решить эту проблему, исходя из первых принципов теории, однако пока это решение продвинуто (все еще до уровня, достаточно далекого от полной уверенности) главным образом в окрестности температурной оси в $(\mu-T)$ -плоскости. И тем не менее решетчатое приближение КХД показало, что ее фазовая структура является, скорее всего, весьма богатой [2]. В частности, было

подтверждено, что, когда температура достигает критического значения, происходит восстановление киральной симметрии исходного лагранжиана и кварки перестают связываться силами конфайнмента. Поведение сильновзаимодействующей материи при конечных кварковых/барионных плотностях остается малоизученным. С теоретической точки зрения, причина этого кроется в известных серьезных трудностях, с которыми КХД сталкивается при введении фермионов на решетку и, в особенности, при обобщении на ненулевые значения кварковой/барионной плотности. Что касается феноменологической стороны, то полученные экспериментальные данные оказались малоинформативными для развития теории в этом направлении. Понятно, что и сейчас, и в будущем с ростом энергии сталкивающихся тяжелых ионов мы будем производить сильновзаимодействующую материю все ближе и ближе к температурной оси $(\mu-T)$ -плоскости. В этой ситуации феноменологическое развитие исследований вдоль μ -оси будет полагаться в основном на астрофизические наблюдения компактных звезд.

Исследование поведения материи в экстремальных условиях осложняется также и тем обстоятельством, что динамические модели частиц (линейная и нелинейная σ -модели, модель Намбу–Иона-Лазинио и их модификации) имеют весьма ограниченную область, где их предсказания надежны в $(\mu-T)$ -плоскости, и она едва ли достигает критической линии фазового перехода восстановления киральной инвариантности. При малых значениях μ и T параметры моделей настраиваются таким образом, чтобы воспроизводить имеющиеся экспериментальные данные и удовлетворять некоторым ограничениям, извлекаемым из общих принципов КХД. Однако экстраполяция моделей в область фазового перехода приводит, подчас, к предсказаниям, противоречащим друг другу (см., например, недавнюю дискуссию в [3]). Вместе с тем исследование докритических областей может оказаться исключительно информативным, что, в частности, показывает работа [4], в которой исследование свойств легчайших мезонов в термальной и плотной среде с использованием вириального разложения выполнено в рамках киральной пертурбативной теории. В настоящей работе рассматриваются те же вопросы в рамках модели инстантонной жидкости вакуума КХД [5].

Производящий функционал кварков для заданного стохастического ансамбля глюонных конфигураций (двойные угловые скобки обозначают соответствующее усреднение по глюонным полям)

$$\mathcal{Z}_\psi \simeq \int D\psi^\dagger D\psi \langle \langle e^{S(\psi, \psi^\dagger, A)} \rangle \rangle_A$$

при ненулевых температурах и конечном химическом потенциале оценивается по методу перевала и может быть записан (с точностью до несущественных для нашего рассмотрения деталей) с помощью вспомогательного интегрирования по перевальному параметру λ в виде (рассматривается группа $SU(3)$ с кварками двух ароматов $N_f = 2$) [6]:

$$\mathcal{Z}_\psi \simeq \int d\lambda \int D\psi^\dagger D\psi \exp \left\{ n V_4 \left(\ln \frac{n\bar{\rho}^4}{\lambda} - 1 \right) \right\} \times \\ \times \exp \left\{ T \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \sum_{f=1}^2 \psi_f^\dagger(k) (-\hat{k} - i\hat{\mu}) \psi_f(k) + \mathcal{L}_{\text{int}} \right\}, \quad (1)$$

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = i\lambda (\psi_1^{\dagger L} L_1 \psi_1^L) (\psi_2^{\dagger L} L_2 \psi_2^L) + i\lambda (\psi_1^{\dagger R} R_1 \psi_1^R) (\psi_2^{\dagger R} R_2 \psi_2^R).$$

Здесь $\psi_f^T = (\psi_f^R, \psi_f^L)$, $f = 1, 2$ — поля кварков, составленные из спиноров определенной киральности $\psi_f^{L,R} = P_{\pm} \psi_f$, $P_{\pm} = (1 \pm \gamma_5)/2$; n — плотность инстантонной жидкости; $\bar{\rho}$ — средний размер псевдочастицы в ней; $V_4 = TL^3$ — 4-объем системы, $\mu_\nu = (\mathbf{0}, \mu)$. Рассмотрение ведется в евклидовом пространстве, суммирование по l осуществляется по матцубаровским частотам $k_4(l) = 2\pi T(l + 1/2)$ с $\Delta k_4 = T$. Сумму и трехмерное интегрирование по импульсам, в частности присутствующее в (1), будем обозначать как $\int \int \int$. Член 4-фермионного взаимодействия кварков \mathcal{L}_{int} имеет вид

$$(\psi_f^{\dagger L} L_f \psi_f^L) = \int \frac{dp_f dq_f}{(2\pi)^8} \psi_{f\alpha_f i_f}^{\dagger L}(p_f) L_{\alpha_f i_f}^{\beta_f j_f}(p_f, q_f; \mu) \psi_f^{L\beta_f j_f}(q_f)$$

(аналогично для правых полей с заменой $L \rightarrow R$). Ядра эффективного лагранжиана L и R выражаются через нулевые моды кварков. При конечной температуре естественно использовать в качестве насыщающей конфигурации суперпозицию (анти-)калонов — периодических решений уравнений Янга–Миллса [7]. В случае нулевых температур и химического потенциала приближение нулевых мод [8], а также приближение среднего поля [9] приводят к вполне приемлемым феноменологическим результатам. Влияние среды сводится к генерации массы для хромoeлектрической компоненты глюонного поля $\frac{m_{\text{el}}^2}{2} A_4^2$ (см. [10]), и поэтому насыщающая конфигурация должна иметь выраженный хромамагнитный характер¹. Недавние решеточные измерения [12] корреляционных функций охлажденных топологических конфигураций подтвердили хромамагнитный характер полей за критической температурой. К сожалению, простейшая нулевая мода кварка с калоронным полем не выражается в специальных функциях даже при нулевом химическом потенциале и поэтому неудобна для практического использования. Мы в этой работе поступим следующим образом. Вместо точной нулевой моды $\psi[A(T, \mu); T, \mu]$ будем пользоваться упрощенным выражением $\psi[A(0, \mu); 0, \mu]$, подразумевая, что, в принципе, поправки могут быть найдены по теории возмущений. В результате ядра $L_{\alpha_f i_f}^{\beta_f j_f}$ определяются через нулевые моды (решения уравнения Дирака с хипотенциалом μ) посредством функций h_i , $i = 1, \dots, 4$,

$$h_4(k_4, k; \mu) = \frac{\pi}{4k} \{ (k - \mu - ik_4)[(2k_4 + i\mu)f_1^- + i(k - \mu - ik_4)f_2^-] + \\ + (k + \mu + ik_4)[(2k_4 + i\mu)f_1^+ - i(k + \mu + ik_4)f_2^+] \},$$

$$h_i(k_4, k; \mu) = \frac{\pi k_i}{4k^2} \left\{ (2k - \mu)(k - \mu - ik_4)f_1^- + (2k + \mu)(k + \mu + ik_4)f_1^+ + \right. \\ \left. + \left[2(k - \mu)(k - \mu - ik_4) - \frac{1}{k}(\mu + ik_4)[k_4^2 + (k - \mu)^2] \right] f_2^- + \right. \\ \left. + \left[2(k + \mu)(k + \mu + ik_4) + \frac{1}{k}(\mu + ik_4)[k_4^2 + (k + \mu)^2] \right] f_2^+ \right\},$$

¹На основе инстантонной модели предлагался также альтернативный сценарий восстановления киральной инвариантности, связанный с образованием инстантон-антиинстантонных молекул [11].

с $i = 1, \dots, 3$, и $k = |\mathbf{k}|$, если рассматривать пространственные компоненты 4-вектора k_ν , а

$$f_1^\pm = \frac{I_1(z^\pm)K_0(z^\pm) - I_0(z^\pm)K_1(z^\pm)}{z^\pm}, \quad f_2^\pm = \frac{I_1(z^\pm)K_1(z^\pm)}{z_\pm^2}, \quad z^\pm = \frac{\bar{\rho}}{2} \sqrt{k_4^2 + (k \pm \mu)^2},$$

I_i, K_i ($i = 0, 1$) — модифицированные функции Бесселя. Введем попутно скалярную функцию $h(k_4, k; \mu)$, связанную с трехмерной компонентой: $h_i(k_4, k; \mu) = h(k_4, k; \mu) \frac{k_i}{k}$, $i = 1, 2, 3$ (иногда мы не будем выписывать аргументы функций h_i , в тех случаях, когда это не будет вызывать недоразумений). Тогда

$$L_{\alpha i}^{\beta j}(p, q; \mu) = S^{ik}(p; \mu) \epsilon^{kl} U_l^\alpha U_\beta^{\dagger \sigma} \epsilon^{\sigma n} S_{nj}^+(q; -\mu),$$

$S(p; \mu) = (p + i\mu)^- h^+(p; \mu)$, $S^+(p; -\mu) = h^-(p; -\mu) (p + i\mu)^+$, причем для сопряженной функции имеем $h_\mu^*(p; -\mu) = h_\mu(p; \mu)$, а ϵ — антисимметричная матрица $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$. Здесь p^\pm и аналогичные обозначения применяются для 4-векторов, натянутых на матрицы τ_ν^\pm , где $\tau_\nu^\pm = (\pm i\boldsymbol{\tau}, 1)$, а $\boldsymbol{\tau}$ — 3-вектор матриц Паули, $p^\pm = p^\nu \tau_\nu^\pm$, U — матрица вращений в цветовом пространстве. Для правых компонент справедливы аналогичные соотношения

$$(\psi_f^{\dagger R} R_f \psi_f^R) = \int \frac{dp_f dq_f}{(2\pi)^8} \psi_{f\alpha_f i_f}^{\dagger R}(p_f) R_{\alpha_f i_f}^{\beta_f j_f}(p_f, q_f; \mu) \psi_f^{R\beta_f j_f}(q_f)$$

с ядром

$$R_{\alpha i}^{\beta j}(p, q; \mu) = T^{ik}(p; \mu) \epsilon^{kl} U_l^\alpha U_\beta^{\dagger \sigma} \epsilon^{\sigma n} T_{nj}^+(q; -\mu),$$

где $T(p; \mu) = (p + i\mu)^+ h^-(p; \mu)$, $T^+(p; -\mu) = h^+(p; -\mu) (p + i\mu)^-$. Заметим, что при алгебраических преобразованиях удобно пользоваться перестановочностью матриц $(p + i\mu)^\pm$ и $h^\mp(p; \mu)$ (вектор-функция $\mathbf{h}(p)$ натянута только на вектор \mathbf{p}). В результате легко показать, что справедливы тождества

$$T(p; \mu) = S^+(p; -\mu), \quad T^+(p; -\mu) = S(p; \mu).$$

В дальнейшем будем опускать зависимость матриц S, T, S^+, T^+ от μ , поскольку в матрицы S^+, T химпотенциал всегда входит только со знаком плюс, а в S, T^+ — только со знаком минус.

После усреднения по цветовым ориентациям старший по N_c^{-1} разложению вклад 4-фермионного взаимодействия сводится к детерминантному по токам виду

$$\begin{aligned} & \left\langle \left(\psi_1^{\dagger L} L_1 \psi_1^L \right) \left(\psi_2^{\dagger L} L_2 \psi_2^L \right) \right\rangle_U = \\ & = \left(\psi_1^{\dagger L}(p_1) S(p_1) S^+(q_1) \psi_1^L(q_1) \right) \left(\psi_2^{\dagger L}(p_2) S(p_2) S^+(q_2) \psi_2^L(q_2) \right) - \\ & - \left(\psi_1^{\dagger L}(p_1) S(p_1) S^+(q_2) \psi_1^L(q_2) \right) \left(\psi_2^{\dagger L}(p_2) S(p_2) S^+(q_1) \psi_2^L(q_1) \right), \end{aligned}$$

(аналогично для правокиральной компоненты). В итоге член взаимодействия можно переписать как

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int}} = & \frac{i\lambda}{4} \left(\psi_f^{\dagger L}(p_1) S(p_1) S^+(q_1) (\tau_a^+)_{ff'} \psi_{f'}^L(q_1) \right) \left(\psi_g^{\dagger L}(p_2) S(p_2) S^+(q_2) (\tau_a^+)_{gg'} \psi_{g'}^L(q_2) \right) - \\ & - \frac{i\lambda}{4} \left(\psi_f^{\dagger L}(p_1) T(p_1) T^+(q_1) (\tau_a^+)_{ff'} \psi_{f'}^L(q_1) \right) \left(\psi_g^{\dagger L}(p_2) T(p_2) T^+(q_2) (\tau_a^+)_{gg'} \psi_{g'}^L(q_2) \right). \end{aligned} \quad (2)$$

С помощью вспомогательного интегрирования по бозонным полям L_a и R_a 4-фермионное взаимодействие преобразуется к интегралу гауссовского вида (аналогично для правокиральных полей и скалярного поля R_a)

$$\frac{\lambda}{4} \left(\psi^{\dagger L} S S^+ \tau_a^+ \psi^L \right) \left(\psi^{\dagger L} S S^+ \tau_a^+ \psi^L \right) \rightarrow -\lambda \left(\psi^{\dagger L} S S^+ \tau_a^+ \psi^L \right) L_a - \lambda L_a^2,$$

удобному для получения эффективного лагранжиана по адронным степеням свободы:

$$\begin{aligned} \hat{L} &= (1 + \sigma + \eta) UV, \quad \hat{R} = (1 + \sigma - \eta) VU^+, \\ U &= e^{i\pi^a \tau^a}, \quad V = e^{i\sigma^a \tau^a}. \end{aligned}$$

Выпишем для полноты соответствующую плотность лагранжиана, описывающую взаимодействие кварков и адронов

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_{\text{int}} = & -i\lambda \psi^\dagger(p) \left[S(p) S^+(q) e^{i(p-q)x} (1 + \sigma(x) + \eta(x)) U(x) V(x) P_+ - \right. \\ & \left. - T(p) T^+(q) e^{i(p-q)x} (1 + \sigma(x) - \eta(x)) V(x) U^+(x) P_- \right] \psi(q), \end{aligned} \quad (3)$$

из которой с помощью вычисления двух хорошо известных диаграмм с двумя внешними адронными концами извлекаются адронные корреляторы, соответствующие эффективному лагранжиану [8]:

$$\begin{aligned} R_{\pi_a}(p) &= 4N_c \int \frac{dk}{(2\pi)^4} \frac{M^2(k)}{(k+i\mu)^2 + M^2(k)} - \\ & - 4N_c \int \frac{dk_1 dk_2}{(2\pi)^4} \frac{[(k_1+i\mu)(k_2+i\mu) + M_1 M_2] M(k_1, k_2) M(k_2, k_1)}{[(k_1+i\mu)^2 + M_1^2] [(k_2+i\mu)^2 + M_2^2]}, \\ R_\sigma(p) &= n\bar{p}^4 - 4N_c \int \frac{dk_1 dk_2}{(2\pi)^4} \frac{[(k_1+i\mu)(k_2+i\mu) - M_1 M_2] M(k_1, k_2) M(k_2, k_1)}{[(k_1+i\mu)^2 + M_1^2] [(k_2+i\mu)^2 + M_2^2]}, \\ R_\eta(p) &= n\bar{p}^4 + 4N_c \int \frac{dk_1 dk_2}{(2\pi)^4} \frac{[(k_1+i\mu)(k_2+i\mu) + M_1 M_2] M(k_1, k_2) M(k_2, k_1)}{[(k_1+i\mu)^2 + M_1^2] [(k_2+i\mu)^2 + M_2^2]}, \\ R_{\sigma_a}(p) &= 4N_c \int \frac{dk}{(2\pi)^4} \frac{M^2(k)}{(k+i\mu)^2 + M^2(k)} + \\ & + 4N_c \int \frac{dk_1 dk_2}{(2\pi)^4} \frac{[(k_1+i\mu)(k_2+i\mu) - M_1 M_2] M(k_1, k_2) M(k_2, k_1)}{[(k_1+i\mu)^2 + M_1^2] [(k_2+i\mu)^2 + M_2^2]}, \end{aligned} \quad (4)$$

элемент интегрирования по импульсам включает дельта-функцию $(dk_1 dk_2) = dk_1 dk_2 \delta(k_1 - k_2 - p)$ с внешним импульсом p . Вершина $M(k_1, k_2) = \lambda S(k_1) S^+(k_2) =$

$\lambda v(k_1, k_2)$ имеет следующую структуру:

$$v(k_1, k_2) = A + iB \frac{\mathbf{k}_1 \boldsymbol{\tau}}{|\mathbf{k}_1|} + iC \frac{\mathbf{k}_2 \boldsymbol{\tau}}{|\mathbf{k}_2|} + iD \frac{\mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2 \boldsymbol{\tau}}{|\mathbf{k}_1||\mathbf{k}_2|} \quad (5)$$

с функциями

$$A = [k_1 h + (k_1 + i\mu)h_4] [k_2 g + (k_2 + i\mu)g_4] + \\ + [(k_1 + i\mu)h - k_1 h_4] [(k_2 + i\mu)g - k_2 g_4] \frac{(\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2)}{|\mathbf{k}_1||\mathbf{k}_2|},$$

$$B = [(k_1 + i\mu)h - k_1 h_4] [k_2 g + (k_2 + i\mu)g_4],$$

$$C = -[k_1 h + (k_1 + i\mu)h_4] [(k_2 + i\mu)g - k_2 g_4],$$

$$D = [(k_1 + i\mu)h - k_1 h_4] [(k_2 + i\mu)g - k_2 g_4];$$

здесь $h = h(k_1; \mu)$, $h_4 = h_4(k_1; \mu)$, $g = h(k_2; \mu)$, $g_4 = h_4(k_2; \mu)$, а в сокращенных обозначениях подразумевается $M_1 = M(k_1, k_1)$, $M_2 = M(k_2, k_2)$. Произведение матриц $v(k_1, k_2)v(k_2, k_1)$ натянуто на единичную матрицу, так как

$$v(k_2, k_1) = A - iB \frac{\mathbf{k}_1 \boldsymbol{\tau}}{|\mathbf{k}_1|} - iC \frac{\mathbf{k}_2 \boldsymbol{\tau}}{|\mathbf{k}_2|} - iD \frac{\mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2 \boldsymbol{\tau}}{|\mathbf{k}_1||\mathbf{k}_2|},$$

и обозначение $M(k_1, k_2)M(k_2, k_1)$ подразумевает выделение соответствующего скаляра. Оговорим, что представленные выражения (4) являются приближенными. С учетом всех деталей следует принять во внимание, что матрицы $S(k_1)S^+(k_2)$, а также $T(k_1)T^+(k_2)$ разделены соответствующими пропагаторами кварков (проносить вершины можно только при равенстве импульсов $k_1 = k_2$), которые приводят в итоге к дополнительным вкладкам вида

$$Tr(A + iN\Sigma) \left\{ \frac{1}{\gamma_5} \right\} (\hat{k}_1 + i\hat{\mu} + iM_1) (A - iN\Sigma) \left\{ \frac{1}{\gamma_5} \right\} (\hat{k}_2 + i\hat{\mu} + iM_2),$$

где $N = B \frac{\mathbf{k}_1}{|\mathbf{k}_1|} + C \frac{\mathbf{k}_2}{|\mathbf{k}_2|} + D \frac{\mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2}{|\mathbf{k}_1||\mathbf{k}_2|}$. Численный анализ показывает, однако, что дополнительными слагаемыми, пропорциональными соответствующим шпурам от матриц типа спина $\Sigma_i = \frac{i}{2} \varepsilon_{ijk} \gamma_j \gamma_k$, можно пренебречь.

Рассмотрим теперь эволюцию массы кварка и кваркового конденсата как функцию T и μ . Перевальный параметр, как известно, определяется из решения уравнения

$$4N_c \int \frac{dk}{(2\pi)^4} \frac{M^2(k)}{(k + i\mu)^2 + M^2(k)} = n. \quad (6)$$

При нулевой температуре, начиная с некоторого значения химического потенциала ($\mu_c \simeq 350$ МэВ) в знаменателе выражения (6) появляется особенность — корень уравнения

$$\mathbf{k}^2 - \mu^2 + M(|\mathbf{k}|) = 0,$$

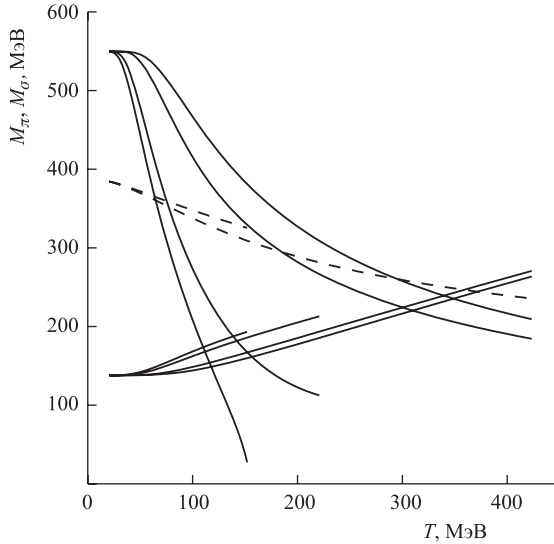


Рис. 1. Массы σ - (верхние сплошные линии) и π -мезонов (нижние сплошные линии) как функции температуры для четырех значений химического потенциала $\mu = 100, 160, 240, 260$ МэВ, верхняя кривая отвечает $\mu = 100$ МэВ. Динамическая масса кварка — две штриховые линии, отвечающие двум крайним значениям химпотенциала (верхняя соответствует большему значению)

и кварки начинают заполнять сферу Ферми. Если мы не претендуем на вычисление мнимой части адронных корреляторов (4), то для нахождения действительного вклада вполне можно ограничиться интегралом в смысле главного значения. Полное исследование предполагает нахождение полюсов, разрывов во всей комплексной p_4 -плоскости, однако в случае вершин, генерируемых инстантонами, к сожалению, на сегодня соответствующий анализ кажется практически невыполнимым из-за сложного поведения нулевых мод во всей комплексной плоскости (см, например, [13], где получены неправдоподобно низкие пороги восстановления киральной инвариантности для применявшейся в этих работах аппроксимации нулевых мод).

Массы σ - и π -мезонов определяются из разложения адронных корреляторов (4) в области малых импульсов $R_\pi(p) = \beta_\pi p^2 + \dots$, $R_\sigma(p) = \alpha_\sigma + \beta_\sigma p^2 + \dots$, и т.д. $M_\sigma^2 = \alpha_\sigma / \beta_\sigma$, причем масса π -мезона дается соотношением Гелл-Манна–Окса–Реннера. В нашей работе коэффициенты α, β находятся численно и точность в определении характеристик мезонов невысока, порядка десяти процентов (извлекается из зависимости результата от шага численного дифференцирования). Для качественной оценки этого вполне достаточно. Типичное поведение M_σ и M_π как функций температуры показано на рис. 1 для нескольких значений $\mu = 100, 160, 240, 260$ МэВ (поляризация для простоты выбрана тривиальной $|\mathbf{p}| = 0$), верхняя кривая отвечает $\mu = 100$ МэВ. Убывание массы σ -мезона происходит как за счет уменьшения α , так и за счет увеличения β . Отличительной чертой, демонстрирующей, что мы проводим приближенное вычисление, является отсутствие характерной структуры, наблюдающейся при восстановлении киральной симметрии при пересечении описывающих массы σ - и π -мезонов кривых (в виде своеобразного клювика) [14]. На этом же рисунке приводятся две кривые для динамической массы кварка $M(k_4(0); \mu)$ для $\mu = 100$ МэВ (нижняя штриховая кривая) и $\mu = 260$ МэВ (верхняя штриховая кривая), которые уменьшаются с ростом температуры. Интересно отметить, что с ростом μ и T масса σ -мезона попадает в область, где применимо M_σ/M -разложение, и результаты для эффективного лагранжиана, по-видимому, можно рассматривать не только как качественную оценку. Из рисунка также видно, что

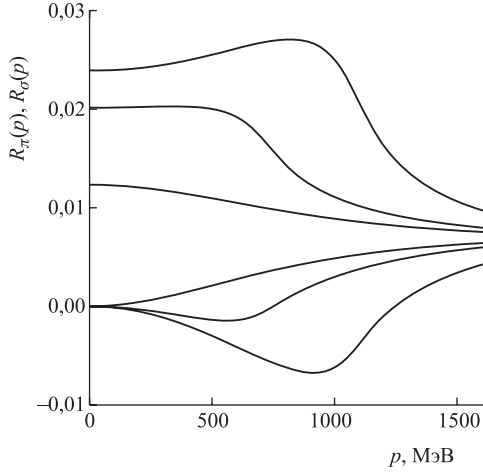


Рис. 2. Корреляционные функции мезонов $R_{\sigma_a}(p)$ (верхние линии) и $R_{\pi}(p)$ (нижние линии) как функции импульса $|p|$ (МэВ) для трех значений химического потенциала $\mu = 0, 510, 680$ МэВ

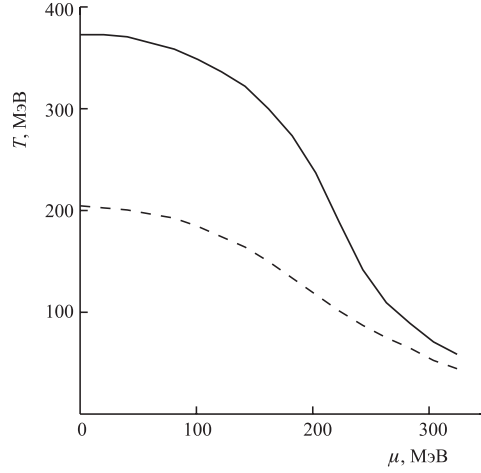


Рис. 3. Линии $M_{\sigma} = 2M_{\pi}$ (штриховая кривая) и $M_{\sigma} = M_{\pi}$ (сплошная кривая)

с ростом μ кривые, описывающие массу σ -мезона, падают все круче и круче, причем в районе $\mu_c \simeq 350$ МэВ, где начинает заполняться сфера Ферми, σ -мезон просто вырождается. При этом адронный коррелятор $R_{\sigma}(p) = \alpha_{\sigma} + \beta_{\sigma}p^2 + \dots$ становится практически постоянным, $\beta_{\sigma} \rightarrow 0$. При дальнейшем увеличении μ корреляционная функция π_a -мезона вырождается, однако «физическим» становится его киральный партнер σ_a -мезон. На рис. 2 показаны корреляционные функции $R_{\sigma_a}(p)$ и $R_{\pi}(p)$ мезонов как функции импульса $|p|$ (МэВ) для трех значений химического потенциала $\mu = 0, 510, 680$ МэВ.

На рис. 3 представлены кривая $M_{\sigma} = 2M_{\pi}$ (штриховая кривая) и линия $M_{\sigma} = M_{\pi}$ (сплошная кривая). К сожалению, на сегодняшний день затруднительно дать предсказания относительно их положения в $(\mu-T)$ -плоскости. В модели Намбу–Иона-Лазинио, например, эти кривые имеют точку пересечения с осью $\mu = 0$ в области критических температур порядка сотен МэВ, и их движение как функций предложенной нами в начале работы теории возмущений по насыщающей конфигурации представляет безусловный интерес. В нашем случае кривые должны смещаться вниз. Если σ -мезон выходил бы за кривую $M_{\sigma} = 2M_{\pi}$, это закрывало бы канал распада по сильному взаимодействию и благоприятствовало его экспериментальному обнаружению. В целом можно сказать, что проведенное нами рассмотрение поведения σ - и π -мезонов на $(\mu-T)$ -плоскости вполне отвечает имеющимся данным, полученным ранее на основе других моделей (см, например, [15]). Отличие видно в поведении массы кварка (см. соответствующие штриховые линии на рис. 1). С целью прояснения этого вопроса производящий функционал при нулевой температуре изучался нами в приближении среднего поля в формулировке, данной в [9]. Преимуществом этого подхода является то, что кварковый конденсат (динамическая масса кварка) находится без обращения к перевальному уравнению. Оказалось, что и в этом случае при приближении величины химического потенциала к динамической

массе кварка приближение нулевых мод приводит к нефизическому росту кваркового конденсата. Казалось бы, все это выдвигает на первый план учет вклада отброшенных членов (напомним, что мы используем приближенное выражение для нулевых мод), а также исследование роли ненулевых мод, однако нам представляется, что прояснение вопросов восстановления киральной симметрии, скорее, связано с изучением механизма заполнения сферы Ферми.

В нашей предыдущей работе исследовались вопросы смешивания σ -мезона и так называемых фононоподобных возбуждений инстантонной жидкости [16]. Было продемонстрировано, что, несмотря на кажущуюся малость взаимодействия (малое изменение динамической массы кварка), эффекты смешивания могут оказаться весьма существенными. Специфической особенностью при рассмотрении этих эффектов как функции μ и T является изменение характера тяжелой и легкой компонент. Изначально более тяжелым является σ -мезон. Однако при нагреве (или сжатии), как было продемонстрировано, это поле быстро теряет массу, и при достижении некоторого порогового значения более тяжелой оказывается фононоподобная составляющая. Мы не приводим конкретных данных по массам и ширинам, принимая во внимание, что в нашей работе рассмотрение идет в рамках достаточно приближенной схемы теории возмущений. Более существенным для нас представляется вопрос о продолжении расчетов в область значений химических потенциалов выше динамической массы кварка и выяснение пределов применимости приближения нулевых мод.

Авторы выражают благодарность Х.Р.Пелаезу за корреспонденцию, инициировавшую эту работу. Мы благодарим М.К.Волкова, С.Б.Герасимова, А.Е.Дорохова и А.Е.Раджабова за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке грантов INTAS-04-84-398 NATO PDD(CP)-NUKR980668, РФФИ 05-0217695 и целевой программы Министерства образования и науки Российской Федерации (грант РНП.2.1.1.5409).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.* // Nucl. Phys. B. 1980. V. 163. P. 46.
2. *Heller U.* hep-lat/0610114;
de Forcrand Ph., Philipsen O. hep-lat/0611027.
3. *Brown G. E., Rho Manque.* nucl-th/0509001; nucl-th/0509002.
4. *Martín R. G., Peláez J. R.* // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 096003.
5. *Callan C. G., Dashen R., Gross D. J.* // Phys. Rev. D. 1978. V. 17. P. 2717;
Callan C. G., Dashen R., Gross D. J. // Phys. Lett. B. 1977. V. 66. P. 375.
6. *Carter C. W., Diakonov D. I.* // Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 016004.
7. *Harrington B. J., Shepard H. K.* // Phys. Rev. D. 1978. V. 17. P. 2122.
Diakonov D. I., Mirlin A. D. // Phys. Lett. B. 1988. V. 203. P. 299;
Novak M. A., Verbaarschot J. J. M., Zahed I. // Nucl. Phys. B. 1989. V. 325. P. 581.
8. *Diakonov D. I., Petrov V. Yu.* Hadronic Matter under Extreme Conditions / Ed. by V. Shelest, G. Zinovjev. Kiev, 1986. P. 192.

9. *Pobylitsa P. V.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 226. P. 387;
Simonov Yu. A. // Phys. Lett. B. 1997. V. 412. P. 371.
10. *Shuryak E. V.* // JETP. 1978. V. 74. P. 408;
Gross D. J., Pisarski R. D., Yaffe L. G. // Rev. Mod. Phys. 1981. V. 53. P. 43.
11. *Ilgenfritz E.-M., Shuryak E. V.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 325. P. 263;
Shuryak E., Velkovsky M. // Phys. Rev. D. 1994. V. 50. P. 3323;
Shuryak E., Velkovsky M. // Phys. Rev. D. 1997. V. 56. P. 2766.
12. *Di Giacomo A., Meggiolaro E., Panagopoulos H.* // Nucl. Phys. B. 1997. V. 483. P. 371;
D'Elia M., Di Giacomo A., Meggiolaro E. // Phys. Rev. D. 2003. V. 67. P. 114504.
13. *General I., Gómez Dumm D., Scoccola N. N.* // Phys. Lett. B. 2001. V. 506. P. 267;
Gómez Dumm D., Scoccola N. N. // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. P. 074021.
14. *Hüfner J., Klevansky S. P., Rehberg P.* // Nucl. Phys. A. 1996. V. 606. P. 260.
15. *Hatsuda T., Kunihiro T.* // Phys. Rep. 1994. V. 247. P. 221;
Klevansky S. P. // Rev. Mod. Phys. 1992. V. 64. P. 649;
Vogl U., Weise W. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1991. V. 27. P. 195;
Blaschke D. et al. // Part. Nucl., Lett. 2006. V. 3, No. 5(134). P. 92.
16. *Molodtsov S. V. et al.* hep-ph/0611203.

Получено 25 января 2007 г.