Письма в ЖЭТФ, том 105, вып. 11, с. 659 – 663 © 2017 г. 10 июня

# Цветомагнитный конфайнмент в кварк-глюонной термодинамике

*М. С. Лукашов* [†*1)], *Ю. А. Симонов* [†1)]

[†]*Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, 117218 Москва, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 10 апреля 2017 г.

Непертурбативные эффекты в термодинамике кварк-глюонной плазмы изучаются с помощью метода вакуумных корреляторов. Показано, что для $T > T_0 = 175$ МэВ динамика определяется цветоэлектрическим коррелятором $D_1^E(x)$ и цветомагнитным коррелятором $D^H(x)$, которые дают соответственно вклад линии Полякова и цветомагнитный конфайнмент на пространственной плоскости. В результате оба эффекта обеспечивают релятивистское поведение $p(T)$, $I(T)$ в хорошем согласии с решеточными данными.

DOI: 10.7868/S0370274X17110017

**1. Введение.** Идея о том, что в квантовой хромодинамике (КХД) при температурах выше критической существует новая фаза, появилась вскоре после создания КХД, а именно в работах [1–3], где были сформулированы главные принципы слабо взаимодействующей кварк-глюонной среды, названной кварк-глюонной плазмой (КГП). Идея новой фазы подтвердилась в первых вычислениях в КХД на решетке [4–6] и вскоре было понято, что КГП можно создавать при ионных столкновениях высокой энергии (см. недавний обзор [7], где также даны главные ссылки).

В дальнейшем изучение на решетках КГП и температурных переходов показало их необычные и сложные свойства, в частности, нетривиальное поведение вблизи температуры перехода $T_c$ [8]. В настоящее время самые точные решеточные данные достигнуты в КХД с $n_f = 2 + 1$ и широкой области температур [9–11]. Также важный прогресс имеет место при больших $T$ в пертурбативной теории (Hard Thermal Loop (HTL) theory) [12], где учитываются члены вплоть до $O(g^6)$.

Однако в области 150 МэВ $< T <$ 600 МэВ наиболее важным оказываются непертурбативные (НП) эффекты, которые могут быть учтены в рамках метода вакуумных корреляторов (МВК), чему и посвящена настоящая работа.

Этот метод был предложен в конце 80-х гг. 20 в. [13, 14] для изучения материи КХД и конфайнмента с утверждением, что основным источником НП-динамики при нулевой и ненулевой температуре $T$ являются вакуумные глюонные поля, представленные в форме глюонных вакуумных корреляторов [13]. В них конфайнмент возникает как следствие ненулевого значения коррелятора $D^E(x-y)$ цветоэлектрических (ЦЭ) полей $E_i^a(x)$, который и продуцирует скалярный линейный (запирающий) потенциал, $V_D^{(\mathrm{lin})}(r)$. Существуют также корреляторы $D^H(x-y)$ цветомагнитных (ЦМ) полей $H_i^a(x)$, которые ответственны за конфайнмент на пространственных поверхностях.

$$\frac{g^2}{N_c}\langle\langle \mathrm{Tr} E_i(x)\Phi E_j(y)\Phi^\dagger\rangle\rangle =$$
$$= \delta_{ij}\left(D^E(u) + D_1^E(u) + u_4^2\frac{\partial D_1^E}{\partial u^2}\right) + u_i u_j\frac{\partial D_1^E}{\partial u^2},$$

$$\frac{g^2}{N_c}\langle\langle \mathrm{Tr} H_i(x)\Phi H_j(y)\Phi^\dagger\rangle\rangle =$$
$$= \delta_{ij}\left(D^H(u) + D_1^H(u) + \mathbf{u}^2\frac{\partial D_1^H}{\partial \mathbf{u}^2}\right) - u_i u_j\frac{\partial D_1^H}{\partial u^2}. \quad (1)$$

Корреляторы $D^E, D^H$ приводят к ненулевым значениям ЦЭ и ЦМ-натяжений струны,

$$\sigma^{E(H)} = \frac{1}{2}\int D^{E(H)}(z)d^2z. \quad (2)$$

Вакуумные корреляторы $D^E$, а также $D_1^E$, продуцируют НП взаимодествия: скалярное $V_D(R)$ и взаимодействие векторного типа $V_1(R)$:

$$V_D(R) = 2c_a\int_0^r (r-\lambda)d\lambda\int_0^\infty d\nu D^E(\lambda,\nu) =$$
$$= V_D^{(\mathrm{lin})}(r) + V_D^{(\mathrm{sat})}(r), \quad (3)$$

$$V_1(r) = c_a\int_0^r \lambda d\lambda\int_0^\infty d\nu D_1^E(\lambda,\nu), \quad (4)$$

[1)]e-mail: lukashov@phystech.edu, simonov@itep.ru где $c_{\rm fund} = 1$, $c_{\rm adj} = 9/4$.

Позднее была создана теория температурных переходов в КХД [15, 16] и показано, что при критической температуре $T_c$ коррелятор $D^E$, а следовательно и ЦЭ-конфайнмент, исчезают, тогда как ЦМ-вакуумные поля выживают. Для температурной КХД наиболее усовершенствованная форма НП-теории изложена в [17], где линии Полякова выводятся из векторного ЦЭ-потенциала $V_1(r,T)$, создаваемого ЦЭ-вакуумным коррелятором $D_1^E(x-y)$. Недавно МВК был применен для учета наиболее важных НП-вкладов в КХД: векторного ЦЭ-взаимодействия $V_1(r,T)$ для всех $T$ и ЦМ-конфайнмента для $T \geq T_c$. В [18] было показано, что последний феномен позволяет разрешить старую проблему Линде, поскольку он ответственен за появление эффективной дебаевской массы и исключает ИК расходимости в пертурбативной теории, и в то же время подтверждает необходимость суммирования диаграмм и выше порядка $O(g^6)$.

В [19, 20] ЦМ-конфайнмент изучался одновременно с точным рассмотрением линий Полякова в теории SU(3). Для возникающего давления $p(T)$ и следа аномалии $I(T)$ были получены результаты в хорошем согласии с решеточными данными [11], что показало важность НП-вклада в $I(T)$.

В настоящей работе мы применим метод, разработанный в [19, 20], для анализа материи КХД с $n_f > 0$ при температуре $T \geq T_0 = 175$ МэВ ($T_0 \geq T_c$), учитывая при этом точные значения линий Полякова и ЦМ-конфайнмент.

В работе общий формализм обсуждается в главе 2. В главе 3 вводится понятие ЦМ-конфайнмента, описана его динамика и получены формулы для $p(T)$, $I(T)$. В главе 4 определены потенциал $V_1(r,T)$ и линии Полякова $L(T)$. В главе 5 представлены численные результаты и их обсуждение.

**2. Общий формализм.** Термодинамика кварков и глюонов в вакуумных фоновых полях (ВФП) была сформулирована в [15]. Для глюонов свободная энергия поля определяется как

$$\langle F_0^{gl}(B)\rangle_B = -T\int_0^\infty \frac{ds}{s}\xi(s)d^4x(Dz)^w_{xx}e^{-K} \times \\ \times \left[\frac{1}{2}tr\langle\tilde\Phi_F(x,x)\rangle_B - \langle tr\tilde\Phi(x,x)\rangle\right]. \tag{5}$$

Здесь $B_\mu$ относится к ВФП, $K = \frac{1}{4}\int_0^s d\tau\left(\frac{dz_\mu(\tau)}{d\tau}\right)^2$, $\xi(s)$ – регулирующий фактор при $s = 0$, и

$$\tilde\Phi_F(x,y) = P_F P\exp\left(2ig\int_0^t \hat F(z(\tau))d\tau\right) \times \\ \times \exp\left(ig\int_y^x \tilde B_\mu dz_\mu\right). \tag{6}$$

Здесь $P_F$, $P$ – операторы порядка и $\hat F$ – напряженность поля $B_\mu$, тогда как $\tilde\Phi(x,y)$ определяется из уравнения (6) при $\hat F = 0$.

В температурном континуальном интеграле мера определена следующим образом,

$$(Dz)^w_{xy} = \lim_{N\to\infty}\prod_{m=1}^N \frac{d^4\zeta(m)}{(4\pi\varepsilon)^2}\sum_{n=0,\pm,\ldots}\frac{d^4p}{(2\pi)^4} \times \\ \times \exp\left[ip_\mu\left(\sum_{m=1}^N\zeta(m) - (x-y)_\mu - n\beta\delta_{\mu 4}\right)\right]. \tag{7}$$

Из (5) видно, что в нем присутствует глюонная петля в присоединенном представлении, $tr\tilde\Phi(x,x)$, именно она будет дальше главной целью нашего исследования. Используя соотношение $P_{gl}V_3 = -\langle F_0(B)\rangle_B$, можно переписать (5) как

$$P_{gl} = (N_c^2-1)\int_0^\infty \frac{ds}{s}\sum_{n\neq 0}G^{(n)}(s), \\ G^{(n)}(s) = \int (Dz)^w_{on}e^{-K}\hat{tr}_a\langle W_\sum(C_n)\rangle, \tag{8}$$

где $W_\sum$ – петля Вильсона в присоединенном представлении с контуром $C_n$, а $\hat{tr}_a$ – соответствующий нормировочный след.

Отметим, что выше мы пренебрегли всеми пертурбативными вкладами, за исключением тех, что могут быть внутри глюонной петли.

Рассмотрим теперь вклад от кварков, который согласно [17] можно Записать в форме, подобной уравнению (8):

$$P_q = 2N_c\int_0^\infty \frac{ds}{s}e^{-m_q^2 s} \times \\ \times \sum_{n=1}^\infty (-)^{n+1}[S^{(n)}(s) + S^{(-n)}(s)], \tag{9}$$

$$S^{(n)}(s) = \int (Dz)^w_{on}e^{-K}\frac{1}{N_c}\hat{tr}\langle W_\sigma(C_n)\rangle. \tag{10}$$

Рассмотрим подробнее динамику вакуума при $T \geq T_0$, когда главный вклад определяется корреляторами $D_1^E$ and $D^H$. Коррелятор $D_1^E$ действует на температурной поверхности $(i4)$, создавая взаимодействие $V_1(r,T)$, которое согласно [22] можно записать как

$$V_1(r,T) = \int_0^\beta d\nu(1-\nu T)\int_0^r \xi d\xi D_1^E(\sqrt{\xi^2+\nu^2}). \tag{11}$$

Если как в работах [19, 20], выделить постоянный член $V_1(\infty, T)$, тогда в уравнениях (8), (10) можно факторизовать пространство 3d, в котором действует коррелятор $D^H$, и температурное направление (см. [15, 19, 20]):

$$G^{(n)}(s) = \int (Dz_4)^w_{on} e^{-K_4 - J_n^E} G_3(s),$$
$$S^{(n)}(s) = \int (\overline{Dz_4})^w_{on} e^{-K_4 - J_n^E} S_3(s), \tag{12}$$

где $G_3(s), S_3(s)$ – функция Грина в 3d для замкнутых контуров

$$G_3(s) = \int (D^3 z)_{xx} e^{-K_{3\mathrm{d}}} \langle \hat{tr}_a W_3^a \rangle,$$
$$S_3(s) = \int (Dz)_{xx} e^{-K_{3\mathrm{d}}} \langle \hat{tr}_f W_3^f \rangle. \tag{13}$$

Как показано в [22], член $V_1$ содержится в интеграле $J_n^E$, дающим вклад в линию Полякова,

$$J_n^E = \frac{n\beta}{2} \int_0^{n\beta} d\nu \left(1 - \frac{\nu}{n\beta}\right) \times$$
$$\times \int_0^\infty \xi d\xi D_1^E(\sqrt{\xi^2 + \nu^2}),$$
$$L_{\mathrm{adj}}^{(n)} = \exp\left(-\frac{9}{4} J_n^E\right). \tag{14}$$

Из соотношения (14) следует, что для $T \lesssim M_{glp} = 1.5$ ГэВ (массы глюлампа) и $n < n^* = \frac{M_{glp}}{T}$, интеграл $J_n^E \approx n J_1^E$, и следовательно $L_{\mathrm{adj}}^{(n)} \approx (L_{\mathrm{adj}})^n$, $L_{\mathrm{adj}} \equiv L_{\mathrm{adj}}^{(1)}$. Здесь ${M_{glp}}^{-1}$ – характерный размер коррелятора $D_1^E$ [23].

Подставив $(Dz_4)$ в (12), находим, что $\int (Dz_4)^w_{on} e^{-K_4} = \frac{1}{\sqrt{4\pi s}} e^{-\frac{n^2\beta^2}{4s}}$, и получаем следующее выражение для давления глюонов [19]:

$$P_{gl} = \frac{N_c^2 - 1}{\sqrt{4\pi}} \int_0^\infty \frac{ds}{s^{3/2}} G_3(s) \times$$
$$\times \sum_{n=\pm 1, \pm 2, ..} e^{-\frac{n^2}{4T^2 s}} L_{\mathrm{adj}}^{(n)}. \tag{15}$$

Аналогично в случае одного аромата из уравнений (9)–(13) определяем давление кварков (с массой кварка $m_q$):

$$P_q = \frac{4N_c}{\sqrt{4\pi}} \int_0^\infty \frac{ds}{s^{3/2}} e^{-m_q^2 s} S_3(s) \times$$
$$\times \sum_{n=1,2,..} (-)^{n+1} e^{-\frac{n^2}{4T^2 s}} L_f^{(n)}. \tag{16}$$

В следующем разделе мы проанализируем вклады 3d-петель в величины $S_3(s)$, $G_3(s)$.

**3. Вклад цветомагнитного конфайнмента в $S_3(s), G_3(s)$.** Как следует из уравнения (13), факторы $G_3(s)$ и $S_3(s)$ содержат вклады от петель соответственно в присоединенном и фундаментальном представлениях, которые удовлетворяют закону минимальной поверхности, $\langle \hat{tr}_i W_3 \rangle = \exp(-\sigma_i \mathrm{area}(W))$ $i$ = фундаментальное присоединение. В (13) в $K_{3d}$ присутствует кинетический член, так что $G_3(s)$ и $S_3(s)$ пропорциональны функциям Грина двух цветных зарядов, соединенных запирающей струной от точки $x$ на петле к другой (произвольной) точке, например, к точке $u$ на той же петле.

Существуют два способа учесть ЦМ-конфайнмент [19]. Для осцилляторного взаимодействия между зарядами

$$G_3^{\mathrm{OSC}}(s) = \frac{1}{(4\pi)^{3/2}\sqrt{s}} \frac{M_{\mathrm{adj}}^2}{\mathrm{sh}(M_{\mathrm{adj}}^2 s)}, \tag{17}$$

тогда как выражение для $S_3^{\mathrm{OSC}}(s)$ можно получить из (17), заменяя $M_{\mathrm{adj}}$ на $M_f$. Здесь $M_{\mathrm{adj}} = 2\sqrt{\sigma_s} = m_D(T)$, где $m_D(T)$ – масса Дебая, вычисленная в [24] и находящаяся в хорошем согласии с данными на решетке [25]. Можно получить более реалистическое выражение для $G_3$, если заменить линейное взаимодействие следующим образом, $\sigma_s r \to \frac{\sigma_s}{2}\left(\frac{r^2}{\gamma} + \gamma\right)$, и варьировать параметр $\gamma$, имитируя таким образом линейный потенциал. Следуя [19, 20], получаем

$$G_3^{\mathrm{lin}}(s) = \frac{1}{(4\pi s)^{3/2}} \left(\frac{M_{\mathrm{adj}}^2 s}{\mathrm{sh}(M_{\mathrm{adj}}^2 s)}\right)^{1/2},$$
$$S_3^{\mathrm{lin}}(s) = G_3^{\mathrm{lin}}(s)|_{M_{\mathrm{adj}} \to M_f}, \tag{18}$$

$$M_f = 4\sqrt{\sigma_s(T)},\; M_{\mathrm{adj}} = 3 M_f = 12\sqrt{\sigma_s(T)}. \tag{19}$$

Затем, подставив (18) и (19) в (15), (16), получаем уравнения для $P_{gl}^{\mathrm{lin}}$, $P_q^{\mathrm{lin}}$, которые содержат эффекты ЦМ-конфайнмента (см. обсуждение ниже).

**4. $V_1(r, T)$ и линии Полякова.** В этой главе мы изучаем линии Полякова $L_i$, $i$ = adj, $f$, и зависимость $np$-взаимодействия $V_1^{np}(r, T)$, генерируемого ими, от температуры. Чрезвычайно важно, что $V_1^{np}(r, T)$ имеет конечный ненулевой предел для больших $r$ , что видно в (11), и именно эта величина входит в $L_i$ при небольших $n$,

$$L_i^{(n)} \simeq \exp\left(-c_i n \frac{V_1^{np}(\infty, T)}{2T}\right),$$
$$c_{\mathrm{adj}} = \frac{9}{4},\;\; c_f = 1. \tag{20}$$

На решетке линии Полякова можно измерять двумя способами: с помощью коррелятора двух линий Полякова на расстоянии $r$ между ними, что дает синглетную свободную энергию $F^s_{Q\bar{Q}}(r,T)$ [26], которая эквивалентна $V_1(r,T)$ и включает также пертурбативные вклады.

С другой стороны $F_q(T)$ вместе с $L_f$ можно найти прямым измерением фундаментальной линии,

$$L^{\mathrm{bare}} = \frac{1}{3}\left\langle Tr \prod_{x_0=0}^{N_c-1} U_0(\mathbf{x}, x_0)\right\rangle_{\mathrm{vac},\mathbf{X}}. \qquad (21)$$

Ниже мы будем определять $V_1^{np}$ способом близким к [22], что находится в согласии с данными из [27], а именно, мы используем представление, данное в [17]:

$$V_1^{np}(\infty,T) = \frac{0.175\,\text{ГэВ}}{1.35\frac{T}{T_0} - 1}. \qquad (22)$$

Мы будем использовать для сравнения эти значения $V_1^{np}$ и соответствующие им $L_f(T)$ из (20) в уравнениях (15), (16), где $S_3$ и and $G_3$ определены в (18).

**5. Результаты и обсуждение.** Здесь мы представим полученные результаты для давления $p(T)$ и $I(T)$ в широкой области температур, $150\,\text{МэВ} \le T \le$ $\le 1000\,\text{МэВ}$. Для $p(T) = \sum_{m_q} P_q^{(m_q)}(T) + P_g(T)$ используем (15), (16) с функциями $G_3(s), S_3(s)$ из (18) и $M_f$, $M_{\mathrm{adj}}$ из (19). Линии Полякова находим из соотношений (20), (22).

На рис. 1 наши результаты для $\frac{p(T)}{T^4}$ сравниваются с данными полученными на решетке, взятыми из табл. 3 (правый столбец) из [11] и [21]. На рис. 2 представлены наши результаты для аномалии следа $I(T)$ в сравнении с решеточным данными из [11]. На рис. 1 и 2 можно видеть хорошее согласие наших результатов и решеточных данных. Сравнивая $p(T)$ на рис. 1 с нашими вычислениями из [17], где использовались те же $V_1^{np}$ и линии Полякова, но магнитный конфайнмент в $S_3, G_3$ отсутствовал, можно заключить, что ЦМ-вклад очень важен во всем интервале вплоть до 1 ГэВ. Тоже самое верно для чистой теории $SU(3)$, изучавшейся в [19, 20]. Более того, в [18] было показано, что ЦМ-конфайнмент решает старые проблемы Линде, которые мешали аккуратным пертурбативным вычислениям при $T < 600$.

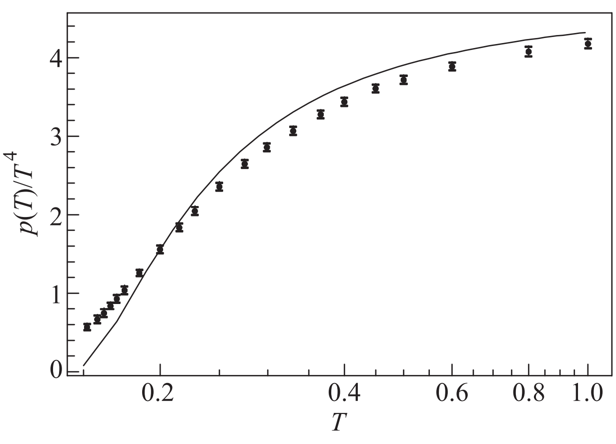


Рис. 1. Давление $\frac{p(T)}{T^4}$, полученное из (15) и (16) – сплошная линия, сравнивается с решеточными данными из [11] – черные точки

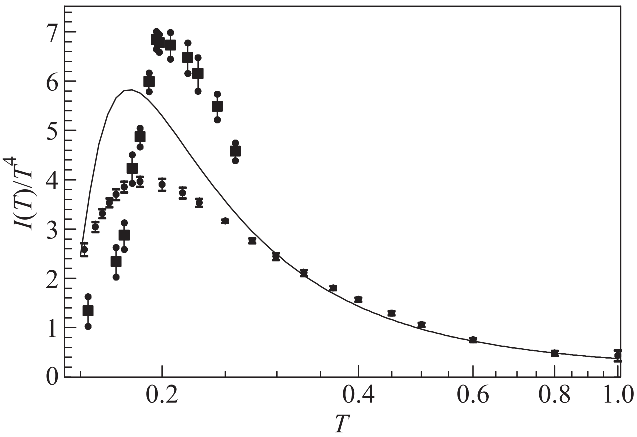


Рис. 2. Аномалия следа $\frac{I(T)}{T^4}$ для давления из рис. 1 – сплошная линия, и, для сравнения, решеточные данные из [11] (группа Budapest-Wuppertal) обозначены черными точками, а данные из [21] (группа Hot-QCD) – черными квадратиками

Наши результаты показывают, что метод МВК может быть успешно применен к термодинамике кварков и глюонов, в частности планируется распространить наш анализ на случай ненулевого химического потенциала.

Мы специально не касались здесь области $T <$ $< T_0 = 175$ МэВ, где действуют коррелятор конфайнмента $D^E(x)$, возникает, как показано в [20], взаимозамена взаимодействий $V_D$ и $V_1^{np}$, что требует более объемного исследования.

Авторы благодарны Б.О. Кербикову и М.А. Андрейчикову за полезные обсуждения. Эта работа была выполнена в рамках научного проекта, поддержанного Российским Научным Фондом, грант 16-12-10414.


1. J. C. Collins and M. J. Perry, Phys. Rev. Lett. **34**, 1353 (1975).
2. N. Cabibbo and G. Parisi, Phys. Lett. B **59**, 67 (1975).
3. E. V. Shuryak, Sov. Phys. JETP **47**, 212 (1978) [ZhETF **74**, 408 (1978)].
4. M. Creutz, Phys. Rev. D **21**, 2308 (1980).
5. L. D. McLerran and B. Svetitsky, Phys. Lett. B **98**, 195 (1981).

6. J. Kuti, J. Polonyi, and K. Szlachanyi, Phys. Lett. B **98**, 199 (1981).
7. P. Braun-Munzinger, V. Koch, Th. Schäfer, and J. Stachel, arXiv:1510.00442 [nucl-th].
8. J. Fingberg, U. M. Heller, and F. Karsch, Nucl. Phys. B **392**, 493 (1993) [arXiv: hep-lat/9208012]; G. Boyd, J. Engels, F. Karsch, E. Laermann, C. Legeland, M. Lütgemeier, and B. Peterson, Phys. Rev. Lett. **75**, 4169 (1995) [arXiv: hep-lat/9506025]; Nucl. Phys. B **469**, 419 (1996) [arXiv: hep-lat/9602007]; B. Beinlich, F. Karsch, E. Laermann, and A. Peikert, Eur. Phys. J. C **6**, 133 (1999) [arXiv:hep-lat/9707023].
9. A. Bazavov, N. Brambilla, H.-T. Ding, P. Petreczky, H.-P. Schadler, A. Vairo, and J. H. Weber, Phys. Rev. D **93**, 114502 (2016) [arXiv:1603.06637 [hep-lat]].
10. A. Bazavov, T. Bhattacharya, G. De Tar et al. (Hot QCD Collaboration), Phys. Rev. D **90**, 094503 (2014) [arXiv:1407.6387 [hep-lat]].
11. Sz. Borsanyi, G. Endrödi, Z. Fodor, A. Jakovac, S. D. Katz, S. Krieg, C. Ratti, and K. K. Szabo, JHEP **1011**, 077 (2010) [arXiv:1007.2580 [hep-lat]].
12. E. Braaten and R. D. Pisarski, Phys. Rev. Lett. **64**, 1338 (1990); J. O. Andersen, E. Braaten, and M. Strickland, Phys. Rev. Lett. **83**, 2139 (1999) [arXiv:hep-ph/9902327]; J. O. Andersen, M. Strickland, and N. Su, Phys. Rev. Lett. **104**, 122003 (2010) [arXiv:0911.0676 [hep-ph]]; J. O. Andersen, M. Strickland, and N. Su, JHEP **08**, 113 (2010) [arXiv:1005.1603 [hep-ph]].
13. H. G. Dosch, Phys. Lett. B **190**, 177 (1987); H. G. Dosch and Yu. A. Simonov, Phys. Lett. B **205**, 339 (1988); Yu. A. Simonov, Nucl. Phys. B **307**, 512 (1988).
14. A. Di Giacomo, H. G. Dosch, V. I. Shevchenko, and Yu. A. Simonov, Phys. Rep. **372**, 319 (2002) [arXiv:hep-ph/0007223]; Yu. A. Simonov, Phys. Usp. **39**, 313 (1996) [arXiv:hep-ph/9709344]; D. S. Kuzmenko, V. I. Shevchenko, Yu. A. Simonov, Phys. Usp. **174**, 3 (2004) [arXiv:hep-ph/0310190].
15. Yu. A. Simonov, JETP Lett. **54**, 249 (1991), ibid. **55**, 627 (1992); Yu. A. Simonov, Phys. At. Nucl. **58**, 309 (1995) [arXiv:hep-ph/9311216].
16. Yu. A. Simonov, in "Varenna-1995: *Selected Topics in Nonperturbative QCD*", p. 319 (1995) [arXiv:hep-ph/9509404].
17. Yu. A. Simonov, Ann. Phys. **323**, 783 (2008) [arXiv:hep-ph/0702266]; E. V. Komarov and Yu. A. Simonov, Ann. Phys. **323**, 1230 (2008) [arXiv:0707.0781 [hep-ph]].
18. Yu. A. Simonov, arXiv:1605.07060 [hep-ph].
19. N. O. Agasian, M. S. Lukashov, and Yu. A. Simonov, Mod. Phys. Lett. A **31**(37), 1650222 (2016) [arXiv:1610.01472 [hep-lat]].
20. N. O. Agasian, M. S. Lukashov, and Yu. A. Simonov, to be published in Eur. Phys. J. A, arXiv:1701.07959 [hep-ph].
21. M. Cheng, S. Ejiri, P. Hegde, F. Karsch, O. Kaczmarek, E. Laermann, R. D. Mawhinney, C. Miao, S. Mukherjee, P. Petreczky, C. Schmidt, and W. Soeldner, Phys. Rev. D **81**, 054504 (2010) [arXiv:0911.2215 [hep-lat]].
22. Yu. A. Simonov, Phys. Lett. B **619**, 293 (2005) [arXiv:hep-ph/0502078].
23. Yu. A. Simonov, Phys. At. Nucl. **69**, 528 (2006) [arXiv:hep-ph/0501182]; Yu. A. Simonov and V. I. Shevchenko, Adv. High Energy Phys. **2009**, 873051 (2009) [arXiv:0902.1405 [hep-ph]]; Yu. A. Simonov, Proc. of the Steklov Inst. of Math. **272**, 234 (2011) [arXiv:1003.3608 [hep-ph]].
24. N. O. Agasian and Yu. A. Simonov, Phys. Lett. B **639**, 82 (2006) [arXiv:hep-ph/0604004].
25. O. Kaczmarek and F. Zantow, Phys. Rev. D **71**, 114510 (2005) [arXiv:hep-lat/0503017].
26. L. McLerran and B. Svetitsky, Phys. Rev. D **24**, 450 (1981).
27. O. Kaczmarek, F. Karsch, P. Petreczky, and F. Zantow, Phys. Lett. B **543**, 41 (2002) [arXiv:hep-lat/0207002]; [arXiv:hep-lat/0309121].