

SU(3) ЛИНЕЙНАЯ СИГМА-МОДЕЛЬ ПОЛЯКОВА: МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КХД-МАТЕРИИ В ПЛОТНОЙ ТЕПЛОПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЕ

А. Н. Тавфик^{a,b}, А. М. Диаб^{a,b}, М. Т. Хуссейн^c*

^a *Египетский центр теоретической физики, Современный Университет технологии и информации
11571, Каир, Египет*

^b *Мировая лаборатория космологии и физики частиц
11571, Каир, Египет*

^c *Физический факультет, Факультет естественных наук, Каирский Университет
12613, Гиза, Египет*

Поступила в редакцию 25 апреля 2017 г.

(Перевод с английского)

SU(3) POLYAKOV LINEAR-SIGMA MODEL: MAGNETIC PROPERTIES OF QCD MATTER IN THERMAL AND DENSE MEDIUM

A. N. Tawfik, A. M. Diab, M. T. Hussein

Для систематического исследования различных магнитных характеристик КХД-материи в экстремальных условиях высоких температур и плотностей в присутствии магнитного поля с конечной напряженностью рассмотрена линейная сигма-модель (ЛСМ), в которую информация об участвующих в конфайнменте глюонах включена посредством петлевого потенциала Полякова (СМПП). Введение магнитного поля в лагранжиан СМПП требует правильного использования квантования Ландау, модификации дисперсионных соотношений и размерной редукции пространства импульсов. При возрастании магнитного поля сначала происходит заполнение низших уровней Ландау и уменьшение числа занятых уровней. Таким образом, магнитное поле и заряды кварков влияют на заселенность уровней Ландау. Исследовалось влияние магнитных полей с конечной напряженностью на температурные зависимости параметров порядка киральных кварковых конденсатов и параметров порядка деконфайнмента. Получены температурные зависимости намагниченности, магнитной восприимчивости, магнитной проницаемости и каталитических свойств КХД-материи. Проанализированы зависимости результирующих параметров вымораживания, температур и барионных химических потенциалов от соответствующих напряженностей магнитного поля. Полученные результаты сравниваются с результатами вычислений в решеточной КХД, если таковые имеются. Сделан вывод, что при температурах, превышающих критическую, КХД-материя, по-видимому, является парамагнитной. Имеется свидетельство в пользу слабых диамагнитных свойств КХД-материи при низких температурах. Получено, что магнитный катализ является обратным, а именно, критические температуры убывают при возрастании магнитного поля.

DOI: 10.7868/S0044451018050061

1. ВВЕДЕНИЕ

Систематическое исследование сильно взаимодействующей КХД-материи в экстремальных усло-

виях высоких температур и плотностей в присутствии магнитных полей с конечной напряженностью представляет собой конечную цель работ, проводящихся на установках, на которых происходят столкновения тяжелых ионов (СТИ), таких как Суперпротонный синхротрон (SPS) и Большой адронный

* E-mail: a.tawfik@eng.mti.edu.eg

коллайдер (LHC) в ЦЕРНе, коллайдер Брукхейвенской национальной лаборатории (RHIC), а также будущие установки, такие как Nuclotron-Based Ion Collider Facility (NICA) в ОИЯИ и установка по исследованию протонов и антипротонов в Центре исследования тяжелых ионов в Дармштадте. Предполагается, что во время СТИ в таких экстремальных условиях мы скорее имеем дело с параметрами порядка киральных кварковых конденсатов и параметрами порядка деконфайнмента от адронов до кварк-глюонной плазмы (КГП). В последние десятилетия значительное число исследований было посвящено, например, киральной структуре адронов, свойствам КГП и положению критических точек на фазовой диаграмме.

В настоящей работе рассматриваются температурные зависимости соответствующих параметров порядка в присутствии конечного магнитного поля. Для изучения различных магнитных характеристик, таких как намагниченность, магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость, используется расширенная SU(3) линейная сигма-модель (ЛСМ). Кроме того, в работе оценивается киральная фазовая диаграмма температура–барионный химический потенциал для различных значений напряженности магнитного поля.

Поскольку релятивистские заряды движутся в противоположных направлениях, особенно при нецентральных столкновениях, при СТИ может возникать гигантское магнитное поле. Такое магнитное поле имеет очень краткое время жизни, поэтому предполагается, что на детектор и его внешний магнит порожденное поле практически не влияет, однако оно существенно влияет на сильно взаимодействующую КХД-материю. Ожидаемые значения магнитного поля при энергиях LHC, RHIC и SPS находятся в диапазоне от $(10-15)m_\pi^2$, m_π^2 до $0.1m_\pi^2$, см. [1, 2], где квадрат массы пиона $m_\pi^2 \sim 10^8$ Гс.

Самый значительный эффект от таких магнитных полей проявляется не только в том, что они влияют на катализ нарушения киральной симметрии, т. е. на уменьшение критической температуры с ростом напряженности магнитного поля [3–5], но также и в том, что они влияют на киральную фазовую структуру рождающихся адронов. Кроме того, они являются причиной изменения природы киральных фазовых переходов [6–8] и потери энергии вследствие синхротронного излучения кварков [2, 9]. Эти эффекты не обязательно ограничены ранними стадиями СТИ. Предполагается, что на более поздних стадиях отклик КХД-материи на наличие конечного магнитного поля будет сильно зависеть от

среды, на которую, очевидно, влияют вариации времени диффузии [2, 9] и электропроводности [10, 11].

С другой стороны, характеристики магнитного поля в сильной степени обусловлены основными свойствами КХД-материи, такими как киральный магнитный эффект и магнитный катализ [4–8, 12]. Первое свойство, киральный магнитный эффект, тесно связано с явлением разделения электрических зарядов, которое можно измерить в экспериментах по СТИ, которые проводит коллаборация ALICE на LHC [13] и коллаборации PHENIX [14] и STAR [15–17] на RHIC. По поводу второго свойства, магнитного катализа, мы предполагаем, что оно оказывает существенное влияние на нашу картину КХД-фазовых диаграмм. То, как критические температуры меняются при изменении магнитных полей, безусловно перезадаёт границы, разделяющие адроны и КГП, а также влияет на параметры вымораживания, а именно, температуру и барионный химический потенциал.

Недавно, на основании различных теоретических исследований, были предложены разнообразные методы численных расчетов экспериментально измеренных эффектов, связанных с магнитным полем: вычисления в решеточной КХД [18–22], модель адронного резонансного газа [23, 24], модель Намбу–Йона-Лазиньо (НЙЛ) с двумя ароматами [25, 26] и с петлевыми полями Полякова [27, 28], а также СМПП [29–32]. КХД-фазовая диаграмма во внешнем магнитном поле [18, 29, 30] и сжатая КХД-материя [33] — примеры вычислений магнитных характеристик в решеточной КХД. Детальные результаты, важные для понимания фазовой структуры сильно взаимодействующей КХД-материи при наличии конечного магнитного поля, представлены в работах [12, 34–37]. Кроме того, имеются и другие методы, позволяющие получить интересные результаты относительно влияния конечного магнитного поля в плотной теплопроводящей среде: это методы, использующие моменты высших порядков множественности кварков [38], киральную фазовую структуру мезонных состояний [32] и температурную зависимость некоторых коэффициентов переноса [39]. Поправки к моделям, аналогичным КХД-модели, таким как ЛСМ и модель НЙЛ, следует проверить на перенормируемость [40]. Одевание скалярной массы в двухпетлевом порядке при конечной температуре обсуждалось в работе [41].

Таким образом, в настоящей работе для изучения магнитных свойств КХД-материи в теплопроводящей среде используется линейная сигма-модель с петлевым потенциалом Полякова (СМПП). В рам-

как этой модели получены температурные зависимости намагниченности, магнитной восприимчивости, магнитной проницаемости и магнитного катализа в случае наличия конечного магнитного поля. Кроме того, исследуется влияние конечных магнитных полей на КХД-фазовые диаграммы и взаимосвязь КХД-фазовых диаграмм T - eB , μ - eB и T - μ . Главные цели настоящей работы следующие:

1. охарактеризовать влияние конечного магнитного поля и квантования уровней Ландау на киральные фазовые переходы и фазовые переходы кварки-адроны;

2. исследовать влияние конечного магнитного поля на КХД-фазовые диаграммы;

3. описать магнитный катализ в КХД-материи, особенно потому, что нами получены результаты, прямо противоположные полученным в нашей предыдущей работе [32], для сравнения результаты вычислений приведены на рис. 3б;

4. насколько это возможно, сравнить результаты наших расчетов с недавно полученными *ab initio*-результатами вычислений в решеточной КХД;

5. представить возможные графики, описывающие различные магнитные характеристики КХД-материи в теплопроводящей среде.

Работа построена следующим образом. В разд. 2 приведены краткие характеристики СМПП и ее приближения среднего поля. Полное описание СМПП можно найти в работах [32, 38, 39, 42, 43]. Важные подробности квантования Ландау и возможные модификации функции распределения в рамках СМПП при наличии магнитного поля с конечной напряженностью обсуждаются в разд. 3. Зависимости параметров порядка киральных кварковых конденсатов и параметров порядка деконфайнмента в широком диапазоне температур при различных значениях напряженности магнитного поля получены в разд. 4.1. В разд. 4.2 различные магнитные характеристики, а именно, намагниченность, магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость, сравниваются с недавно полученными с помощью вычислений в решеточной КХД. В разд. 4.3 приведены зависимости от магнитного поля критической температуры T_c и критического барионного химического потенциала μ_c , характеризующие киральный фазовый переход. Кроме того, представлены КХД-фазовые диаграммы при наличии конечного магнитного поля. В завершающем разд. 5 приведены выводы.

2. КРАТКОЕ НАПОМИНАНИЕ О ТОМ, ЧТО ТАКОЕ SU(3) ЛИНЕЙНАЯ СИГМА-МОДЕЛЬ ПОЛЯКОВА

В линейной сигма-модели, где число ароматов кварков $N_f = 3$ и $N_c = 3$, лагранжиан имеет вид

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_q + \mathcal{L}_m - \mathcal{U}(\phi, \phi^*, T).$$

Первое слагаемое соответствует вкладам кварков, при этом кварки взаимодействуют с мезонами посредством нечувствительного к аромату взаимодействия Юкавы g [40, 44]:

$$\mathcal{L}_q = \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu D_\mu - g T_a (\sigma_a + i\gamma_5 \pi_a)) q_f, \quad (1)$$

где μ — дополнительный лоренцев индекс, D_μ — ковариантная производная, а γ^μ — гамма-матрица.

Второе слагаемое соответствует мезонным вкладам:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m = & \text{Tr}(\partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - m^2 \Phi^\dagger \Phi) - \lambda_1 [\text{Tr}(\Phi^\dagger \Phi)]^2 - \\ & - \lambda_2 \text{Tr}(\Phi^\dagger \Phi)^2 + c[\text{Det}(\Phi) + \text{Det}(\Phi^\dagger)] + \\ & + \text{Tr}[H(\Phi + \Phi^\dagger)], \quad (2) \end{aligned}$$

где Φ — (3×3) -матрица, включающая нонетные мезонные состояния:

$$\Phi = \sum_{a=0}^{N_f^2-1} T_a (\sigma_a - i\pi_a). \quad (3)$$

Число генераторов T_a определяется в соответствии с числом ароматов кварков N_f . В алгебре U(3) генераторы T_a определены через матрицы Гелл-Манна $\hat{\lambda}_a$ [45]:

$$T_a = \hat{\lambda}_a / 2, \quad a = 0, \dots, 8.$$

В таблице приведены значения параметров c , h_1 , h_2 , m^2 , λ_1 , λ_2 ; оценки сделаны для массы сигма-мезона $m_\sigma = 800$ МэВ [46].

Третье слагаемое, потенциал $\mathcal{U}(\phi, \phi^*, T)$, определяет петлевой потенциал Полякова, который вводит динамику глюонов и взаимодействия кварков. Петлевые переменные Полякова (ϕ и ϕ^*) обусловлены основными КХД-симметриями в чисто калибровочной теории [40]. Этот потенциал может быть уточнен на основе результатов, полученных с помощью вычислений в решеточной КХД, и, по-видимому, он имеет центральную симметрию $Z(3)$ [47–50]. Динамика цветовых зарядов и глюонов учитывается через температурные средние вильсоновских петель во временном направлении со следом, взятым по цвету:

$$\phi = \langle \text{Tr}_c \mathcal{P} \rangle / N_c, \quad \phi^* = \langle \text{Tr}_c \mathcal{P}^\dagger \rangle / N_c. \quad (4)$$

Таблица. Значения параметров для СМПП. Подробное описание приведено в работе [46]

m_σ [МэВ]	c [МэВ]	h_l [МэВ ³]	h_s [МэВ ³]	m^2 [МэВ ²]	λ_1	λ_2
800	4807.84	(120.73) ³	(336.41) ³	-(306.26) ²	13.49	46.48

Предполагается, что петлевой потенциал Полякова может иметь различный вид. В настоящей работе мы используем полиномиальный вид потенциала относительно переменных Полякова [47–50]:

$$\mathcal{U}(\phi, \phi^*, T) = T^4 \left\{ -\frac{b_2(T)}{2} |\phi|^2 - \frac{b_3}{6} (\phi^3 + \phi^{*3}) + \frac{b_4}{4} (|\phi|^2)^2 \right\}, \quad (5)$$

где

$$b_2(T) = a_0 + a_1 (T_0/T) + a_2 (T_0/T)^2 + a_3 (T_0/T)^3.$$

Хорошее согласие с результатами вычислений в решеточной КХД для случая чистой калибровки получается при температуре деконфайнмента, равной $T_0 = 270$ МэВ, при этом $a_0 = 6.75$, $a_1 = -1.95$, $a_2 = 2.625$, $a_3 = -7.44$, $b_3 = 0.75$, $b_4 = 7.5$ [47].

В случае теплового равновесия можно построить функцию большого канонического распределения \mathcal{Z} при конечных T и μ_f (нижний индекс f соответствует ароматам кварков). Для конечного объема V свободная энергия равна

$$\mathcal{F} = (-T/V) \ln[\mathcal{Z}]$$

или

$$\mathcal{F} = U(\sigma_l, \sigma_s) + \mathcal{U}(\phi, \phi^*, T) + \Omega_{\bar{q}q}(T, \mu_f, B) + \delta_{0,eB} \Omega_{\bar{q}q}(T, \mu_f), \quad (6)$$

где два последних члена представляют собой вклады кварков и антикварков для магнитного поля с конечной напряженностью и стремящегося к нулю магнитного поля, соответственно. При этом $\delta_{0,eB}$ относится к обоим членам. На самом деле при расчетах эти члены учитываются только по-отдельности.

Пусть σ_l и σ_s обозначают параметры порядка кварковых конденсатов для не-странных (легких) и странных кварков, соответственно. Тогда чисто мезонный потенциал можно записать в виде

$$U(\sigma_l, \sigma_s) = -h_l \sigma_l - h_s \sigma_s + \frac{m^2}{2} (\sigma_l^2 + \sigma_s^2) - \frac{c}{2\sqrt{2}} \sigma_l^2 \sigma_s + \frac{\lambda_1}{2} \sigma_l^2 \sigma_s^2 + \frac{2\lambda_1 + \lambda_2}{8} \sigma_l^4 + \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{4} \sigma_s^4. \quad (7)$$

При ненулевом значении напряженности магнитного поля ($eB \neq 0$) и конечных T и μ_f следует правильным образом реализовать концепции квантования Ландау и магнитного катализа, когда предполагается, что магнитное поле ориентировано вдоль направления z . Предполагается также, что структура уровней Ландау влияет на фазовое пространство [12]:

$$\int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \rightarrow \frac{|q_f|B}{2\pi} \sum_\nu \int \frac{dp_z}{2\pi} (2 - \delta_{0\nu}), \quad (8)$$

где ν определяет уровни квантования Ландау (см. разд. 3). Вклады кварков и антикварков в потенциал имеют вид

$$\begin{aligned} \Omega_{\bar{q}q}(T, \mu_f, B) &= \\ &= -2 \sum_{f=l,s} \frac{|q_f|BT}{(2\pi)^2} \sum_{\nu=0}^{\nu_{\max f}} (2 - \delta_{0\nu}) \int_0^\infty dp_z \times \\ &\times \left\{ \ln \left[1 + 3 \left(\phi + \phi^* \exp \left(-\frac{E_{B,f} - \mu_f}{T} \right) \right) \right] \times \right. \\ &\times \exp \left(-\frac{E_{B,f} - \mu_f}{T} \right) + \exp \left(-3 \frac{E_{B,f} - \mu_f}{T} \right) \left. \right] + \\ &+ \ln \left[1 + 3 \left(\phi^* + \phi \exp \left(-\frac{E_{B,f} + \mu_f}{T} \right) \right) \right] \times \\ &\times \exp \left(-\frac{E_{B,f} + \mu_f}{T} \right) + \exp \left(-3 \frac{E_{B,f} + \mu_f}{T} \right) \left. \right] \left. \right\}. \quad (9) \end{aligned}$$

Здесь $E_{B,f}$ — дисперсионное соотношение для кварка с ароматом f в случае конечного магнитного поля, см. уравнение (12). Другие варианты мы обсудим в разд. 3.

В случае нулевого магнитного поля, $eB = 0$, и конечных значениях температуры T и химического потенциала μ_f получаем

$$\begin{aligned} \Omega_{\bar{q}q}(T, \mu_f) = & -2T \times \\ & \times \sum_{f=l,s} \int_0^\infty \frac{d^3\mathbf{P}}{(2\pi)^3} \left\{ \ln \left[1 + 3 \left(\phi + \phi^* \exp \left(-\frac{E_f - \mu_f}{T} \right) \right) \times \right. \right. \\ & \times \exp \left(-\frac{E_f - \mu_f}{T} \right) + \exp \left(-3\frac{E_f - \mu_f}{T} \right) \left. \right] + \\ & + \ln \left[1 + 3 \left(\phi^* + \phi \exp \left(-\frac{E_f + \mu_f}{T} \right) \right) \times \right. \\ & \left. \times \exp \left(-\frac{E_f + \mu_f}{T} \right) + \exp \left(-3\frac{E_f + \mu_f}{T} \right) \right] \left. \right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

Здесь $E_f = \sqrt{\mathbf{P}^2 + m_f^2}$ — дисперсионное соотношение для валентного кварка и антикварка, а m_f — масса кварка с ароматом f .

В работе [38] обсуждалось, что температурная зависимость мезонного потенциала в петлевой сигма-модели (ПСМ) становится существенной при низких температурах. При повышении температуры эта зависимость экспоненциально убывает. Поэтому, как показано в работах [32, 38], соответствующий член в уравнении (6) можно исключить. Наличие ПСМ-мезонного потенциала необходимо для того, чтобы учесть нарушение киральной симметрии и мезонные флуктуации. Петли Полякова можно добавить к модели посредством глюонного потенциала $\mathcal{U}(\phi, \phi^*, T)$. Это приведет к учету динамики глюонов. Сравнивая результаты наших расчетов с недавно полученными результатами вычислений в решеточной КХД (см. разд. 4), мы видим, что они находятся в хорошем согласии. Это вполне объяснимо, поскольку наша СМПП построена таким образом, что она интегрирует степени свободы, симметрии, динамику и т. д., поэтому она хорошо согласуется с результатами вычислений в решеточной КХД, полученными *ab initio*. Тем не менее, СМПП остается эффективной КХД-моделью.

Чтобы вычислить среднее значение параметров порядка киральных кварковых конденсатов (σ_l и σ_s) и параметров порядка деконфайнмента (ϕ и ϕ^*), можно минимизировать свободную энергию \mathcal{F} при конечном объеме (см. уравнение (6)):

$$\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \sigma_l} = \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \sigma_s} = \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \phi} = \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \phi^*} \Big|_{\min} = 0. \quad (11)$$

При конечном химическом потенциале $\mu \neq 0$ в рамках СМПП свободная энергия при конечном объеме (см. уравнение (6)) становится комплексной. Поэтому СМПП-параметры порядка можно вычислить, минимизируя вещественную часть свободной энергии $\text{Re } \mathcal{F}$ в седловой точке. В случае конечного магнитного поля можно провести оценки зависимостей

температуры и плотности. А именно, можно вычислить параметры порядка $\sigma_l = \bar{\sigma}_l$, $\sigma_s = \bar{\sigma}_s$, $\phi = \bar{\phi}$ и $\phi^* = \bar{\phi}^*$, а также их зависимости от T , μ и eB . Получить минимальное значение \mathcal{F} можно графически и/или вычисляя ее вторую производную. Мы использовали оба способа (однако здесь это не показано).

Следует отметить, что переход от чисто калибровочного потенциала к петлевому потенциалу Полякова улучшает киральную модель и улучшает согласие результатов, полученных в рамках этой модели, с недавно полученными результатами вычислений в решеточной КХД. Тем не менее, конструкция СМПП позволяет описывать кварк-адронную фазовую структуру, в которой введены валентные и морские кварки (см. уравнение (6)). Механизм магнитного катализа основан на конкуренции между вкладами валентных и морских кварков [3, 51]. Ввиду этого, влияние конечного магнитного поля обуславливает подавление кварковых конденсатов (морские кварки), что приводит к чистому обратному магнитному катализу. Кроме того, потенциал валентных кварков очень слабо влияет на свободную энергию, особенно при высоких температурах, см. уравнение (6). Таким образом, вклады морских кварков преобладают над вкладами валентных кварков. Вклады морских кварков можно рассматривать как обратную реакцию кварков в чисто калибровочных полях [52]. Если учитывать эту обратную реакцию в модели, то можно получить хорошее согласие с результатами вычислений в решеточной КХД. Однако согласие, о котором мы говорим в настоящей работе, по-видимому, означает, что в СМПП предполагается — помимо прочего — правильная степень свободы как в адронной, так и в партонной фазах.

3. КВАНТОВАНИЕ ЛАНДАУ

Как было упомянуто, квантование Ландау является главным следствием наличия магнитного поля с конечной напряженностью в СМПП. В соответствии с этим, следует рассмотреть, как заселены различные уровни Ландау. Такое следствие появляется в дисперсионном соотношении, которое следует модифицировать для случая конечного магнитного поля:

$$E_{B,f}(B) = [p_z^2 + m_f^2 + |q_f|(2n + 1 - \sigma)B]^{1/2}. \quad (12)$$

Здесь n — число квантования, известное как квантовое число Ландау, а σ связана со спиновым квантовым числом, $\sigma = \pm S/2$, и с массами кварков с ароматом $f = l, s$, где l соответствует u - и d -кваркам, а s —

s -кваркам. Кроме того, квантование Ландау входит в суммирование в уравнении (9). Таким образом, мы подчеркиваем исключительную важность так называемого нулевого уровня, который существенно отличается от $\Omega_{\bar{q}q}$ при $eB = 0$ и в большой степени ответствен за то, происходит или не происходит в КХД-материи прямой или не прямой магнитный катализ.

Массы кварков непосредственно связаны с соответствующими сигма-полями:

$$m_l = g \frac{\sigma_l}{2}, \quad m_s = g \frac{\sigma_s}{\sqrt{2}}. \quad (13)$$

Величину $2n+1-\sigma$ можно заменить суммированием по уровням Ландау:

$$0 \leq \nu \leq \nu_{\max f}.$$

Нижняя граница в данном неравенстве соответствует минимальной, а верхняя — максимальной заселенности уровней Ландау. Для полноты картины заметим, что $2-\delta_{0\nu}$ соответствует вырожденным уровням Ландау. Значение $\nu_{\max f}$ определяет максимальное число квантования: $\nu_{\max f} \rightarrow \infty$. Таким образом, можно сказать, что барионный химический потенциал, температура и магнитные поля оказывают существенное влияние на число уровней Ландау (см. [53]):

$$\nu_{\max f} = \left\lfloor \frac{\tau_f^2 - \Lambda_{\text{КХД}}^2}{2|q_f|B} \right\rfloor. \quad (14)$$

Здесь скобки обозначают целую часть соответствующей величины. Предполагается, что параметр τ_f связан с μ_f — барионным химическим потенциалом кварка с ароматом f [53].

Теперь мы можем систематически исследовать уровни Ландау, занятые кварками. Картина меняется при переходе от одного кваркового аромата к другому, а также очевидным образом зависит от магнитного поля и барионного химического потенциала. Согласно уравнению (14), максимальное число заполненных уровней Ландау (MLL) зависит от зарядов кварков, магнитных полей, температуры и барионного химического потенциала.

При $eB = m_\pi^2$:

при $\mu = 0$ и 100 МэВ для u -кварков $MLL = 62$, а для d - и s -кварков — $MLL = 124$ для каждого;

при $\mu = 200$ МэВ для u -кварков $MLL = 59$, а для d - и s -кварков $MLL = 118$ для каждого.

При $eB = 10 m_\pi^2$:

при $\mu = 0$ и 100 МэВ для u -кварков $MLL = 3$, а для d - и s -кварков $MLL = 6$ для каждого;

при $\mu = 200$ МэВ для u -кварков $MLL = 2$, а для d - и s -кварков $MLL = 4$ для каждого.

Таким образом, можно сделать вывод, что возрастающее магнитное поле сначала приводит к заполнению низших уровней Ландау, а затем — к уменьшению числа занятых уровней. Другими словами, возрастающее магнитное поле позволяет большему количеству кварков занимать низшие уровни Ландау.

Более того, в уравнении (14) можно заменить химический потенциал μ_f на температуру T . Тогда MLL будет зависеть от температуры, заряда кварков и напряженности магнитного поля. Согласно (14), это можно масштабировать с помощью Λ . Основное различие между MLL для u - и d -кварков связано с тем, что $|q_d| = 2|q_u|$. Имеем:

при $T = 50$ МэВ и $eB = m_\pi^2$ для u -кварков $MLL = 31$, а для d - и s -кварков $MLL = 62$ для каждого;

при $T = 100$ МэВ и $eB = 15 m_\pi^2$ для u -кварков $MLL = 2$, а для d - и s -кварков $MLL = 4$ для каждого.

Таким образом, можно сделать вывод, что заселенность уровней Ландау существенно зависит от магнитного поля и зарядов кварков. Кроме того, величина MLL сильно зависит от масштаба КХД (Λ). В наших вычислениях предполагается максимальная заселенность уровней Ландау, кроме параметров порядка на рис. 2. Они получены для различных значений заселенности уровней Ландау.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим параметры порядка киральных кварковых конденсатов и параметры порядка деконфайнмента для широкого диапазона значений температуры, барионного химического потенциала, магнитных полей и при различных значениях заселенности квантованных уровней Ландау. Зависимости таких магнитных характеристик, как намагниченность, магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость, от температуры и плотности определяются для случая конечных магнитных полей. Кроме того, мы рассмотрим магнитные фазовые диаграммы, т.е. соответствующие зависимости критической температуры T_c , (критического) барионного химического потенциала μ_c и конечного магнитного поля. А именно, мы построим КХД-фазовые диаграммы $T-\mu$ для различных значений напряженности магнитного поля. Мы покажем, как отличаются значения тем-

пературы, барионного химического потенциала и напряженности магнитного поля от соответствующих значений при обычных условиях химического вымораживания, например, когда нормированная плотность энтропии является постоянной, $s/T^3 = 7$.

В следующем разделе мы сначала введем параметры порядка киральных кварковых конденсатов, параметры порядка деконфайнмента и магнитный катализ в теплопроводящей среде.

4.1. Параметры порядка киральных кварковых конденсатов, параметры порядка деконфайнмента и магнитный катализ

Параметры порядка киральных кварковых конденсатов (σ_l и σ_s) и параметры порядка деконфайнмента (ϕ и ϕ^*) в плотной теплопроводящей среде можно оценить с помощью так называемой глобальной минимизации свободной энергии, см. уравнение (11). В настоящей работе параметры СМПП оцениваются для массы сигма-мезона $m_\sigma = 800$ МэВ, вакуумной массы, когда измеренные (вакуумные) параметры киральных конденсатов легких и странных кварков предполагаются равными, соответственно, $\sigma_{l0} = 92.5$ МэВ и $\sigma_{s0} = 94.2$ МэВ. Эти параметры частично ответственны за превосходное согласие с результатами основанных на вычислениях *ab initio* в решеточной КХД, речь о которых пойдет ниже.

На рис. 1 приведены температурные зависимости нормированных параметров порядка киральных кварковых конденсатов (а) и параметров порядка деконфайнмента (б) при стремящемся к нулю барионном химическом потенциале, т.е. $\phi = \phi^*$, и при различных значениях напряженности магнитного поля: $eB = 0$ (сплошные кривые), 0.1 (штриховые кривые), 0.2 (пунктирные кривые) и 0.4 ГэВ² (штрихпунктирные кривые).

На рис. 1а видно, что киральная критическая температура убывает с ростом напряженности магнитного поля. Это означает, что при возрастании магнитного поля фазовый переход, известный как кроссовер, становится более ярко выраженным. Это можно объяснить максимальной заселенностью уровней Ландау ($\nu_{\max_f} \rightarrow \infty$). До сих пор мы считали, что вероятно этот фазовый переход представляет собой фазовый переход первого рода, когда киральный конденсат переходит через метастабильную фазу, в которой легкие кварки становятся безмассовыми и движутся свободно. На рис. 1б видно, что критическая температура деконфайнмента T_ϕ медленно убывает с ростом напряженности магнитного поля.

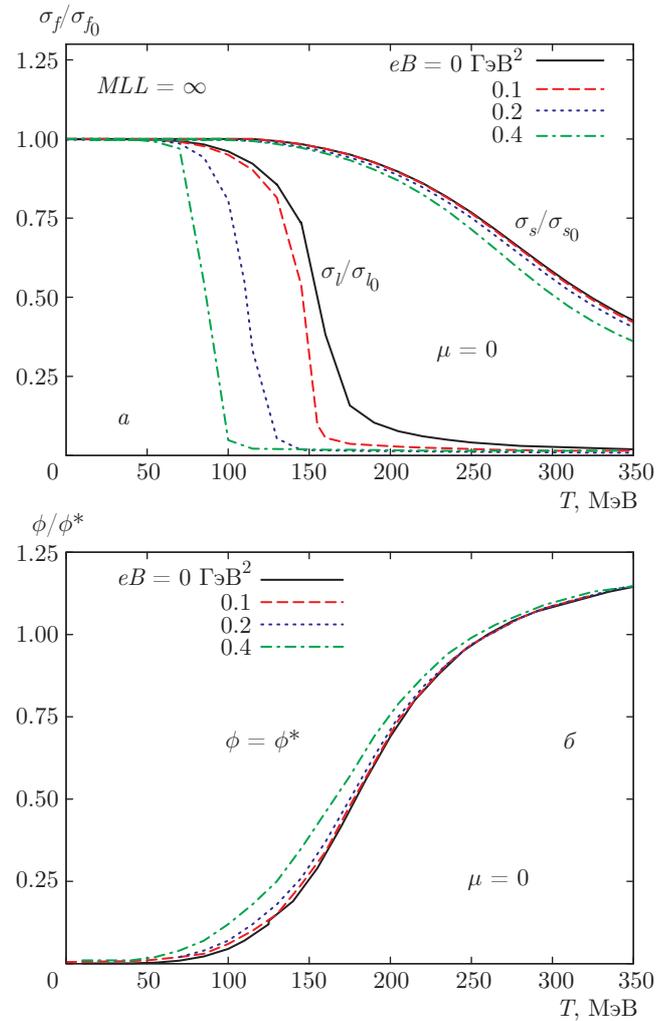


Рис. 1. (В цвете онлайн) Нормированные на соответствующее вакуумное значение параметры порядка киральных кварковых конденсатов (а) и параметры порядка деконфайнмента (б) как функции температуры при стремящемся к нулю барионном химическом потенциале и при различных значениях напряженности магнитного поля: $eB = 0$ (сплошные кривые), 0.1 (штриховые кривые), 0.2 (пунктирные кривые) и 0.4 ГэВ² (штрихпунктирные кривые)

Как обсуждалось в разд. 2, СМПП представляет собой подходящую модель для изучения кирального предела. Включение в СМПП магнитного поля может быть частично достигнуто изменением дисперсионного соотношения для кварков и антикварков, см. уравнение (12). При этом размерность импульсного пространства должна редуцироваться (с 3 до 1) и масштабироваться посредством кваркового заряда и магнитного поля. Этот процесс известен как размерная редукция или эффект магнитного катализа

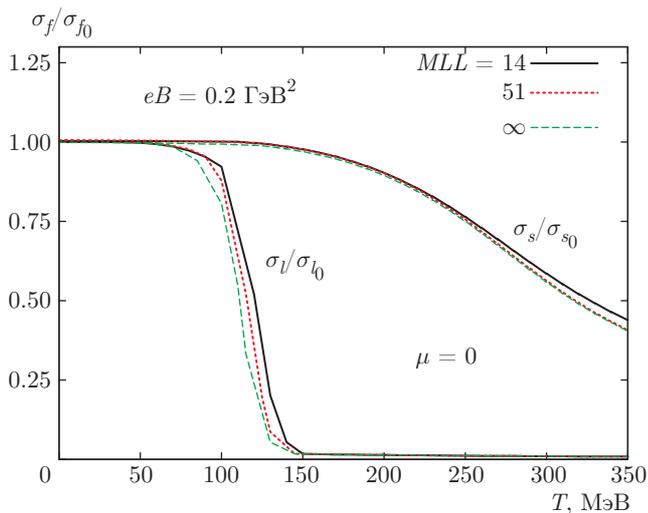


Рис. 2. (В цвете онлайн) Нормированные на соответствующее вакуумное значение параметры порядка киральных кварковых конденсатов как функции температуры при стремлении к нулю барионном химическом потенциале при конечном значении напряженности магнитного поля, $eB = 0.2 \text{ ГэВ}^2$, и при различных значениях $MLL = 14$ (сплошные кривые), 51 (пунктирные кривые) и ∞ (штриховые кривые)

[12]. Кроме того, введение магнитного поля требует подходящей реализации квантования Ландау.

На рис. 2 впервые показано, как заполнение уровней Ландау влияет на температурные зависимости параметров порядка киральных кварковых конденсатов σ_l и σ_s при конечном значении напряженности магнитного поля $eB = 0.2 \text{ ГэВ}$ и при стремлении к нулю барионном химическом потенциале. На рисунке видно, что изменение заполнения уровней Ландау оказывает лишь незначительное влияние в процессе фазового перехода, в других же случаях этот эффект исчезает. Таким образом, при увеличении заполнения уровней Ландау фазовый переход становится несколько более ярко выраженным, а критическая температура T_χ убывает. Последний эффект известен как обратный магнитный катализ.

В следующем разделе мы рассмотрим некоторые фундаментальные характеристики сильно взаимодействующей КХД-материи, а именно, намагниченность, магнитную восприимчивость и магнитную проницаемость, в теплопроводящей среде в присутствии конечного магнитного поля.

4.2. Намагниченность, магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость КХД-материи

Магнитная восприимчивость с соответствующей перенормировкой была введена в работе [54]. посредством этой величины оценивается возможность КХД-материи порождать магнитное поле. Другими словами, она измеряет возможность запастись магнитную потенциальную энергию и определяется как коэффициент пропорциональности для магнитного потока. Магнитный поток формируется или получается за счет магнитного поля. Магнитная проницаемость вычисляется вдоль магнитного поля, которое поперечно направлению импульсного пространства p_z . В случае сильного магнитного поля мы, скорее всего, получим изотропную КХД-материю.

Влияние внешнего магнитного поля на КХД-материю можно оценить с помощью плотности свободной энергии

$$\mathcal{F} = \left(-\frac{T}{V} \right) \ln \mathcal{Z}.$$

В плотной теплопроводящей среде при наличии магнитного поля функция распределения $\ln \mathcal{Z}$ модифицируется, отсюда можно получить намагниченность

$$\mathcal{M} = -\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial (eB)}, \tag{15}$$

где $e \neq 0$ — элементарный электрический заряд. В естественных единицах намагниченность имеет размерность ГэВ^2 . Знак намагниченности определяет важное магнитное свойство: является ли КХД-материя парамагнитной ($\mathcal{M} > 0$) или диамагнитной ($\mathcal{M} < 0$). В физике твердого тела имеет место следующее.

Если КХД-материя находится в состоянии диа-намагниченности, то цветовые заряды выстраиваются противоположно направлению магнитного поля и порождают индукционный ток, который распространяется, образуя небольшие петли и стремясь при этом уменьшить влияние приложенного магнитного поля.

Если КХД-материя находится в состоянии пара-намагниченности, то большинство цветовых зарядов выстраиваются вдоль направления магнитного поля.

Для начала вспомним классический электромагнетизм! Известно, что с ростом температуры намагниченность уменьшается. Соответственно, магнитная восприимчивость ($\chi = c/T$, где c — постоянная Кюри) зависит от магнитной проницаемости μ_B [55]. Это означает, что в классической теории температура оказывает на намагниченность обратный эффект.

Таким образом, согласно классической теории, при высоких температурах намагниченность стремится к нулю. Такой температурный предел в случае сильных взаимодействий аналогичен тому, что происходит при релятивистских энергиях или при стремящемся к нулю барионном химическом потенциале. В этом отношении следует проводить различие между разными магнитными характеристиками сильно взаимодействующей КХД-материи в теплопроводящей среде не только в отношении определения намагниченности. Наши наблюдения также указывают на то, что температура оказывает на намагниченность КХД-материи обратный эффект. При этом магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость играют существенную роль. Другими словами, влияние конечного магнитного поля на КХД-материю можно определить по наклону намагниченности \mathcal{M} относительно магнитного поля.

Магнитная восприимчивость определяется второй производной плотности свободной энергии по конечному магнитному полю:

$$\chi_B = - \left. \frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial (eB)^2} \right|_{eB=0}. \quad (16)$$

Магнитная восприимчивость — это безразмерный коэффициент пропорциональности, определяющий степень намагниченности КХД-материи.

Далее, относительную магнитную проницаемость μ_r (по сравнению с вакуумной μ_0) можно рассматривать как результат влияния магнитного поля на КХД-материю в теплопроводящей среде. Ее можно определить разными способами, например, прямо связав ее с магнитной восприимчивостью:

$$\mu_r = 1 + \chi_B. \quad (17)$$

Эта общая формула очень часто используется в работах по физике твердого тела. В следующем разделе будет показано, что это соотношение хорошо согласуется с результатами вычислений в решеточной КХД, когда магнитная проницаемость выражается в терминах магнитной восприимчивости:

$$\mu_B \equiv \frac{B^{ind}}{B^{ext}} = \frac{1}{1 - 4\pi\alpha_m\chi_B}, \quad (18)$$

где $\alpha_m = e^2/4\pi$ — постоянная тонкой структуры. В этом выражении различаются внешнее магнитное поле B^{ext} и индуцированное магнитное поле B^{ind} . Обе величины являются безразмерными коэффициентами пропорциональности. Относительно уравнения (18) следует сделать одно важное замечание. Проницаемость высшего порядка, по-видимому, ограничена магнитной восприимчивостью, поскольку она обратно пропорциональна квадрату элементарного заряда e :

$$\chi_B \xrightarrow{\mu \rightarrow \infty} 1/e^2.$$

Как было отмечено выше, результаты вычислений, полученные в рамках СМПП, находятся в хорошем согласии с недавно полученными результатами вычислений в решеточной КХД. Можно надеяться, что такое сравнение может привести к развитию интуитивного понимания КХД-материи в теплопроводящей среде при наличии магнитного поля. На рис. 3 приведены магнитные характеристики КХД-материи — намагниченность (рис. 3а), магнитная восприимчивость (рис. 3б) и магнитная проницаемость (рис. 3в) — как функции температуры при конечной напряженности магнитного поля и стремящемся к нулю барионном химическом потенциале. Результаты, полученные с помощью СМПП (кривые), сравниваются с различными результатами вычислений в решеточной КХД (символы). На рисунке видно, что эти результаты хорошо согласуются в широком диапазоне температур.

На рис. 3а приведена температурная зависимость намагниченности КХД-материи (в единицах ГэВ^2) для случая конечной напряженности магнитного поля ($eB = 0.2 \text{ ГэВ}^2$) и стремящегося к нулю барионного химического потенциала ($\mu = 0$). Для сравнения приведены результаты вычислений в решеточной КХД (символы) [22]. Положительный наклон (возрастание намагниченности с ростом температуры) соответствует положительной намагниченности, $\mathcal{M} > 0$, что указывает на то, что преобладающим становится вклад парамагнитной КХД-материи. При температурах, характерных для адронной фазы (ниже критической температуры), кривые демонстрируют превосходное согласие с результатами вычислений в решеточной КХД. При температурах, характерных для КГП (выше критической температуры), кривые, полученные в рамках СМПП, лежат выше результатов вычислений в решеточной КХД, в особенности при очень высоких температурах. В этом диапазоне температур при деконфайнменте адроны предположительно распадаются на цветовые заряды, кварковые и глюонные степени свободы. Как представляется, этих степеней свободы недостаточно для достижения хорошего согласия при очень высоких температурах. Кроме того, СМПП, для которой, в основном, характерна зависимость (справедливость) параметров порядка σ_1 , σ_s , ϕ и ϕ^* от температуры, барионного химического потенциала и магнитного поля, см. разд. 4.1, по-видимому, теряет свою применимость при очень высоких температурах. Теперь рассмотрим некоторые подробности вычислений в решеточной КХД [22].

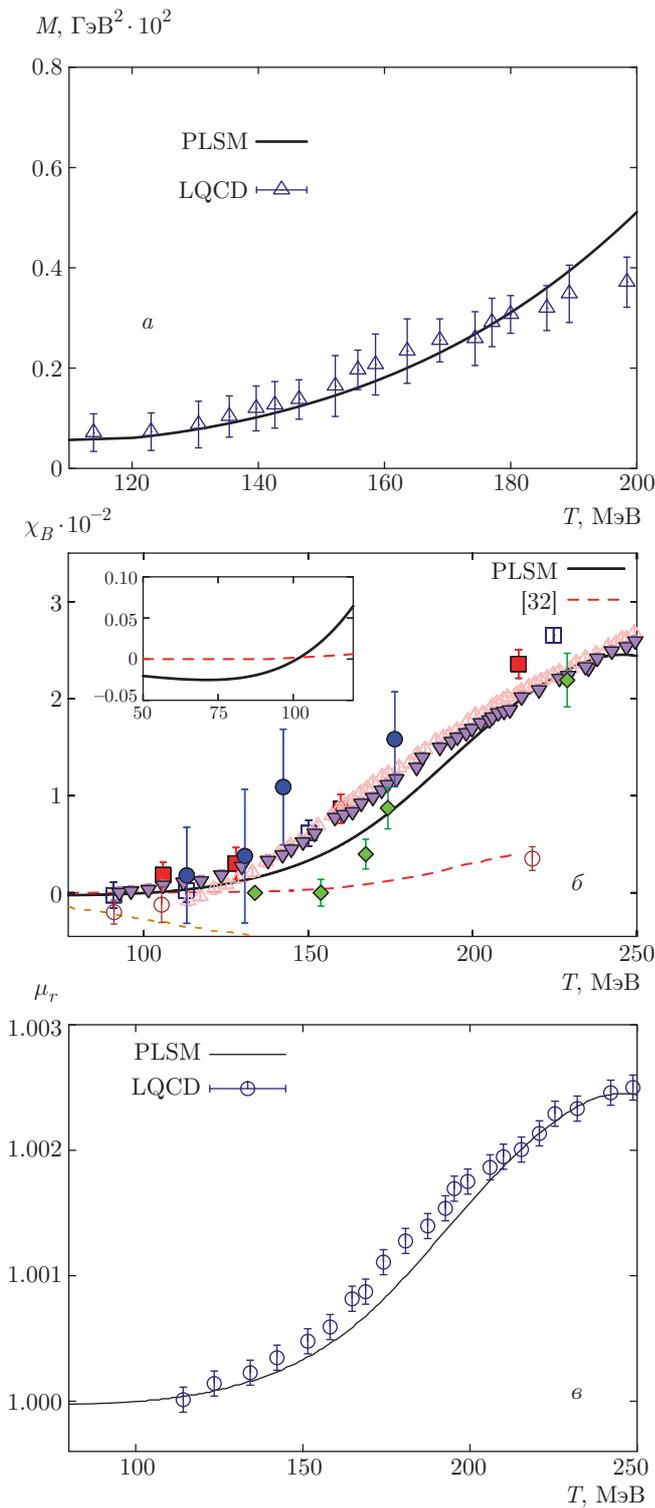


Рис. 3. (В цвете онлайн) Температурные зависимости намагниченности M (а), магнитной восприимчивости χ_B (б) и относительной магнитной проницаемости μ_r (в) для случая конечной напряженности магнитного поля ($eB = 0.2 \text{ ГэВ}^2$) и стремящегося к нулю барионного химического потенциала ($\mu = 0$). Для сравнения приведены результаты вычислений в решеточной КХД (символы) [22]. Штриховая кривая — результаты, полученные ранее в работе авторов [32]

Результаты для намагниченности при $eB \approx 0.2 \text{ ГэВ}^2$ были получены с использованием приближенного (half-and-half) метода для трех параметров решетки $N_\tau = 6, 8$ и ∞ . Это частично объясняет полученные результаты.

На рис. 3б приведены температурные зависимости магнитной восприимчивости χ_B . Для сравнения приведены результаты вычислений в решеточной КХД (символы), полученные с использованием различных вычислительных методов, а также результаты вычислений, полученные в рамках модели адронного резонансного газа. Штриховая кривая — результаты, полученные ранее в работе авторов [32]. Видно, что результаты старых и новых вычислений существенно различаются. Причина этого в том, что в старых вычислениях мы исключили из рассмотрения низшие уровни Ландау и мезонные вклады [32], а в отсутствие этих членов мезонные флуктуации игнорируются [56]. В настоящей работе мы включили такие флуктуации в рассмотрение, см. уравнения (6) и (10). Более того, выполнение обоих условий — учет низших уровней Ландау и мезонного потенциала — в настоящей работе приводит к лучшему согласию результатов с недавно полученными результатами вычислений в решеточной КХД, в особенности это касается обратного магнитного катализа и слабого свидетельства наличия диамагнитных свойств у КХД-материи в теплопроводящей среде.

Имеется качественное и количественное согласие между результатами наших вычислений, проведенных в рамках СМПП, и результатами вычислений в решеточной КХД. Различные вычисления в решеточной КХД могут существенно отличаться друг от друга. Таким образом, результаты сравнения двух подходов можно характеризовать следующим образом.

1. Магнитная восприимчивость, полученная в рамках модели адронного резонансного газа [32] (штриховая кривая на рис. 3б), подтверждает, что природа КХД-материи при низких температурах является диамагнитной. В этом случае плотность свободной энергии рассматривается как сумма по вкладам адронов, а их резонансы с массами менее 1 ГэВ стремятся дать вклад в адронное взаимодействие, чтобы обеспечить отрицательную магнитную восприимчивость.

2. В рамках СМПП плотность свободной энергии, см. уравнение (6), делится на несколько слагаемых. Первое слагаемое представляет собой чисто мезонный потенциал, полученный из лагранжиана для случая чистой калибровки. Два последних слагаемых представляют собой вклады кварков и анти-

кварков, которые, вероятно, демонстрируют мезонные флуктуации ароматов как для кварков, так и для антикварков. Еще одно слагаемое соответствует взаимодействиям цветовых зарядов и глюонов. Это, очевидно, означает, что два слагаемых дают вклад в адронные флуктуации, а одно слагаемое — в глюонные взаимодействия.

3. При очень низких температурах температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ имеет отрицательный наклон (см. вставку на рис. 3б). Это свидетельствует о том, что КХД-материя обладает диамагнитными свойствами и, очевидно, подтверждает результаты вычислений в решеточной КХД. В рамках партон-адрон-струнного динамического подхода были также получены отрицательные значения магнитной восприимчивости [57]. При переходе к высокотемпературному режиму, т. е. при восстановлении нарушенной киральной симметрии, наблюдается переход между диа- и парамагнитными свойствами КХД-материи. При высоких температурах КХД-материя, скорее, проявляет парамагнитные свойства. Невзаимодействующая МПТ-модель мешков [58] подтверждает фазовый переход от диа- к парамагнитным свойствам. С помощью других моделей, аналогичных КХД, можно изучать свободные кварки, связанные с петлями Полякова, при этом результаты согласуются с результатами, полученными с помощью вычислений в решеточной КХД, особенно при высоких температурах [59].

4. Недавние результаты вычислений в решеточной КХД [22] (светлые кружки) были получены с использованием приближенного метода на $(24^3 \times 32)$ -решетке (темные треугольники) и интегрального метода на $(28^3 \times 10)$ -решетке (светлые треугольники). Ромбы — результаты, полученные с использованием $N_f = 2 + 1$ степеней свободы и HISQ/древесного действия для массы кварков $m_l/m_s = 0.05$ и временной размерности $N_\tau = 8$ [19]. Темные кружки — результаты, полученные с использованием вычислений на изотропной решетке [33].

5. Результаты, полученные в рамках СМПП с очевидностью подтверждают, что сильно взаимодействующая КХД-материя обладает парамагнитными свойствами и что ее магнитная восприимчивость резко возрастает при приближении к фазовому переходу деконфайнмента. Эти выводы справедливы для широкого диапазона температур $100 \text{ МэВ} \leq T \leq 250 \text{ МэВ}$ [60, 61].

На рис. 3в приведены температурные зависимости относительной магнитной проницаемости μ_r (от-

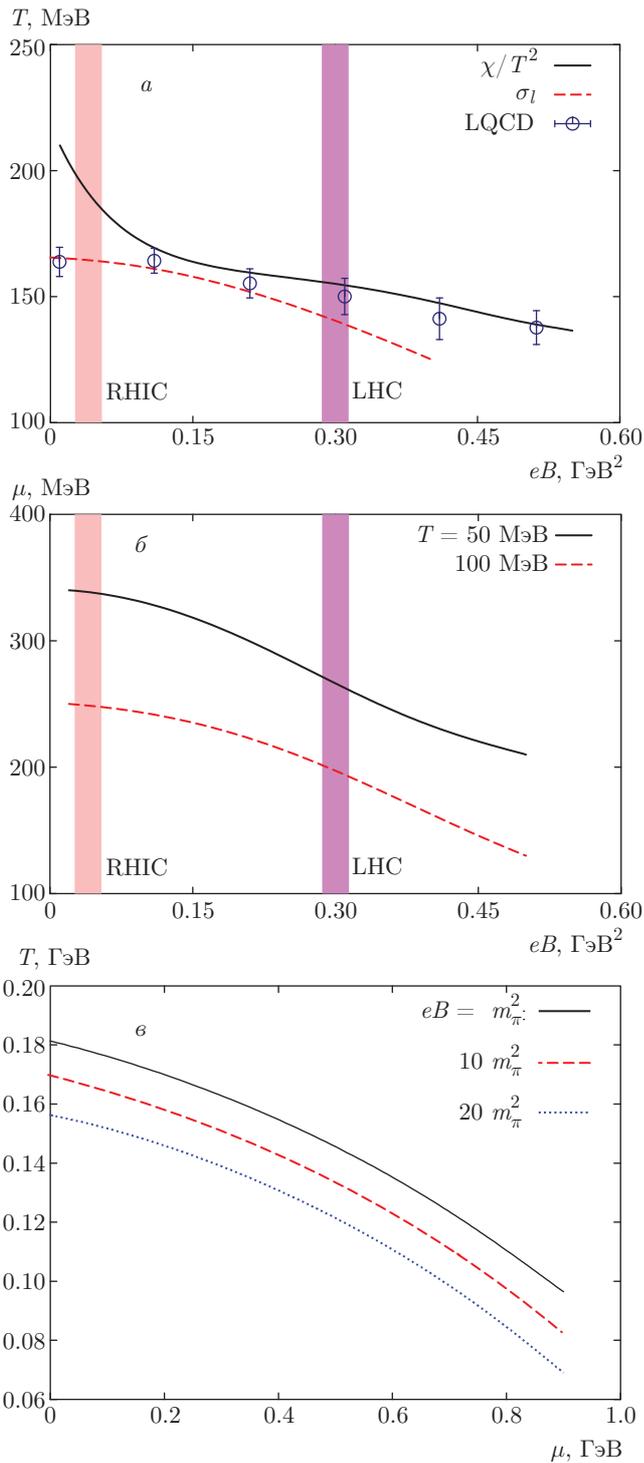
носительно магнитной проницаемости вакуума), которые сравниваются с недавно полученными результатами вычислений в решеточной КХД (символы) [22] в широком диапазоне температур при $eB = 0.2 \text{ ГэВ}^2$ и $\mu = 0$. Имеется очевидное количественное согласие между полученными в настоящей работе результатами вычислений в рамках СМПП и результатами вычислений в решеточной КХД. Из уравнения (18) несложно получить, что μ_r ведет себя аналогично χ_B . Поэтому неудивительно, что результаты находятся в согласии.

Далее, в разд. 4.3, мы рассмотрим влияние магнитного поля с конечной напряженностью на КХД-фазовые диаграммы.

4.3. Влияние магнитного поля с конечной напряженностью на КХД-фазовую диаграмму

Рассмотрим еще одно следствие наличия магнитного поля с конечной напряженностью, а именно, его влияние на КХД-фазовую диаграмму. Другими словами, проанализируем, как при изменении напряженности магнитного поля изменяется критическая температура, в том числе соответствующая химическому вымораживанию. Предполагается, что на это влияют два разных механизма. Первый механизм состоит в том, что магнитное поле улучшает фазовый переход в результате вклада в квантование Ландау или в уровни Ландау. Под улучшением мы понимаем то, что критическая температура при наличии конечного магнитного поля меньше критической температуры при нулевом магнитном поле. В соответствии со вторым механизмом, магнитное поле дает вклад в подавление кирального конденсата, ответственного за восстановление нарушенной киральной симметрии. Это подавление (и улучшение) известны как обратный магнитный катализ и связаны с киральным магнитным эффектом и магнитным катализом.

Определяя критическую температуру, а затем и отображая КХД-фазовую диаграмму, мы применяем различные приемы, например, используем моменты высшего порядка множественности кварков, параметры порядка и т. д. Критическую температуру (или критический барионный химический потенциал μ) можно определить, используя пересечения между параметрами порядка, характеризующими фазовый переход кварки-адроны, а также петлевые поля Полякова, ϕ и ϕ^* , и параметрами порядка кирального конденсата легких и странных кварков, σ_l и σ_s . Последние связаны с восстановлением на-



рушенной киральной симметрии. Критическую температуру, соответствующую восстановлению нарушенной киральной симметрии для легкого кварка, $T_c^{\chi_l}$, можно определить из пересечения между ϕ и σ_l , а критическую температуру, соответствующую

восстановлению нарушенной киральной симметрии для странного кварка, $T_c^{\chi_s}$, можно определить из пересечения между ϕ^* и σ_s .

Другой способ оценки критической температуры (или критического барионного химического потенциала μ) заключается в использовании нормированных моментов второго порядка кварковой восприимчивости χ/T^2 . Это дает возможность изучить зависимости χ/T^2 от T (или от μ) для рассматриваемой системы. Предполагается, что расположение пика соответствует достижению температурой T (или барионным химическим потенциалом μ) критического значения.

На рис. 4 приведены КХД-фазовые диаграммы, полученные из зависимостей критической температуры кирального фазового перехода и/или фазового перехода деконфайнмента от конечного магнитного поля. Возможное расщепление КХД-фазовых переходов на киральный фазовый переход и фазовый переход деконфайнмента было предложено и рассмотрено в работах [29, 63–65]. Результаты вычислений в решеточной КХД приведены в виде кружков с погрешностями [22]. Вертикальные заштрихованные зоны соответствуют значениям напряженности магнитного поля для энергий RHIC ($\sim 0.0001 \text{ ГэВ}^2$ или $\sim m_\pi^2$) и LHC ($\sim 0.1 \text{ ГэВ}^2$ или $\sim (10\text{--}15)m_\pi^2$). Из-за влияния конечного магнитного поля в киральных кварковых конденсатах появляется небольшое подавление. Это явление известно как обратный магнитный катализ.

На рис. 4а приведены зависимости критической температуры от магнитного поля eB , полученные с использованием моментов высшего порядка кварковой восприимчивости χ/T^2 (сплошная кривая) и кирального конденсата легких кварков σ_l (штриховая кривая). На рисунке видно, что температура убывает при возрастании напряженности маг-

Рис. 4. (В цвете онлайн) Киральные фазовые диаграммы. а — Зависимости критической температуры от магнитного поля eB , полученные с использованием моментов высшего порядка кварковой восприимчивости χ/T^2 (сплошная кривая) и кирального конденсата легких кварков σ_l (штриховая кривая). б — Зависимости критического барионного химического потенциала от магнитного поля eB при $T = 50$ (сплошная кривая) и 100 МэВ (штриховая кривая). в — Зависимости критической температуры от μ при $eB = m_\pi^2$ (сплошная кривая), $10m_\pi^2$ (штриховая кривая) и $20m_\pi^2$ (пунктирная кривая). Вертикальные заштрихованные зоны соответствуют значениям напряженности магнитного поля для энергий RHIC и LHC

нитного поля (что указывает на обратный магнитный катализ). Как видно, достигается прекрасное согласие результатов, полученных из пересечения σ_l и ϕ , с результатами вычислений в решеточной КХД, особенно при низких значениях напряженности магнитного поля: $0 \leq eB \text{ [ГэВ}^2] \leq 0.2$. Сплошная кривая хорошо согласуется с результатами вычислений в решеточной КХД для широкого диапазона значений напряженности магнитного поля: $0.13 \leq eB \text{ [ГэВ}^2] \leq 0.55$. Как видно, результаты, полученные с помощью χ/T^2 -метода, при низких температурах превосходят результаты вычислений в решеточной КХД, в то время как результаты, полученные с помощью σ_l -метода, при высоких температурах несколько меньше. Таким образом, магнитное поле, по-видимому, улучшает киральный кварковый конденсат. Это происходит в результате вклада в имеющиеся в системе уровни Ландау.

На рис. 4б приведены зависимости химического потенциала μ от магнитного поля при конечных значениях температуры: $T = 50$ (сплошная кривая) и 100 МэВ (штриховая кривая). Заметим, что при постоянной напряженности магнитного поля на энергиях RHIC или LHC большого значения μ можно достичь при низких температурах, т. е. μ очевидным образом убывает при возрастании напряженности магнитного поля eB . Мы не можем сравнить приведенные результаты изменения химического потенциала μ с результатами вычислений в решеточной КХД, поскольку таких вычислений не проводилось.

На рис. 4в приведены фазовые диаграммы $T-\mu$ при $eB = m_\pi^2$ (сплошная кривая), $10m_\pi^2$ (штриховая кривая) и $20m_\pi^2$ (пунктирная кривая). Рост магнитного поля, как видно, улучшает киральную фазовую диаграмму (т. е. уменьшает критическую температуру), поскольку считается, что при этом киральные конденсаты, т. е. киральные фазовые переходы, возникают раньше (при более низких температурах), чем при $eB = 0$.

Дополнительный анализ фазовой диаграммы $T-\mu$ при конечной напряженности магнитного поля требует отдельного рассмотрения. На настоящий момент имеются различные экспериментальные результаты по химическому и тепловому вымораживанию [62]. Оценки параметров вымораживания, T и μ , в зависимости от центральных столкновений тяжелых ионов или параметров соударения могли бы позволить экспериментально проанализировать влияние магнитного поля [2].

На рис. 5 приведены фазовые диаграммы для параметров химического вымораживания T , eB и μ (в ГэВ), вычисленные при выполнении условия вымо-

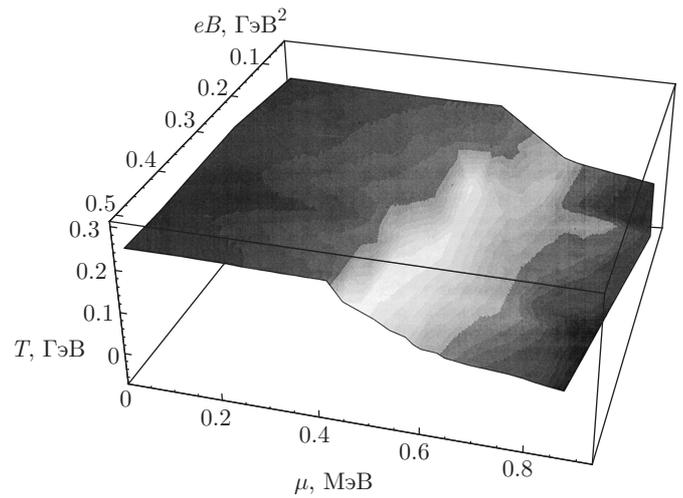


Рис. 5. (В цвете онлайн) Фазовые диаграммы для параметров химического вымораживания T , eB и μ (в ГэВ), вычисленные при выполнении условия вымораживания $s/T^3 = 7$ [62]

раживания $s/T^3 = 7$ [62]. Плотность энтропии вычислена для различных значений температуры, барионного химического потенциала и напряженности магнитного поля. Когда нормированная на T^3 плотность энтропии достигает величины $s/T^3 = 7$, регистрируются значения температуры вымораживания T , барионного химического потенциала μ и магнитного поля eB . Имеются три величины, характеризующие химическое вымораживание рассматриваемой системы, см. рис. 5. Впервые приводится подобная многомерная граница химического вымораживания, иллюстрирующая зависимость диаграммы обычного вымораживания ($T-\mu$), которую можно непосредственно связать с результатом, полученным из анализа соотношений различных частиц [62], например, при наличии магнитного поля с конечной напряженностью. Очевидно, что при малых значениях μ влиянием магнитного поля можно практически пренебречь. При более высоких температурах в окрестности кирального фазового перехода при возрастании eB критическая температура уменьшается. Повторим, что это явление известно как обратный магнитный катализ. При очень высоких температурах при возрастании eB имеет место небольшое увеличение критической температуры. Таким образом, оказалось, что влияние роста eB заключается в том, что киральный фазовый переход происходит раньше (при более низких температурах). Следует отметить, что полученная фазовая диаграмма $T-\mu$ отличается от фазовой диаграммы

при нулевом значении магнитного поля eB [62]. Этот вопрос также требует отдельного рассмотрения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основная цель настоящей работы состоит в систематическом исследовании в рамках $SU(3)$ линейной сигма-модели Полякова того, как наличие магнитного поля с конечной напряженностью влияет на сильно взаимодействующую КХД-материю в плотной теплопроводящей среде. Введение магнитных эффектов в данную модель сопровождается некоторыми модификациями, такими как размерная редукция (изменение фазового пространства, как следует из уравнения (8); когда магнитное поле направлено вдоль оси z , можно применить свойство магнитного катализа [12], при этом размерность оказывается редуцированной, $D \rightarrow D - 2$, т.е. интеграл по 3-импульсу заменяется на интеграл по 1-импульсу, например, вдоль направления магнитного поля, т.е. вдоль оси z). Дисперсионное соотношение также следует модифицировать. Кроме того, должно быть реализовано квантование Ландау. Для этого мы используем теорию квантования Ландау циклотронных орбит заряженных частиц во внешнем магнитном поле. Следовательно, на цветовые/электрические заряды кварков накладываются некоторые ограничения.

С использованием приближения среднего поля в рамках СМПП была построена функция распределения. Затем была исследована температурная зависимость параметров порядка деконфайнмента (ϕ и ϕ^*) и параметров порядка кирального кваркового конденсата (σ_l и σ_s) при наличии конечного магнитного поля. Оказалось, что магнитное поле играет важную роль в КХД-фазовых переходах. Сильное магнитное поле, которое, вероятно, порождается в столкновениях тяжелых ионов, приводит к резкому и быстрому КХД-фазовому переходу.

Распределение уровней Ландау исследовалось для того, чтобы показать, каким образом происходит их заполнение при различных значениях напряженности магнитного поля, температуры и барионного химического потенциала. Заполнение уровней Ландау, которое описывается уравнением (14), зависит от электрического заряда кварков, температуры T , барионного химического потенциала μ , а также характеризуется масштабом энергий КХД.

Результаты, полученные для различных магнитных характеристик, а именно, намагниченности,

магнитной восприимчивости и магнитной проницаемости, в рамках СМПП при наличии конечного магнитного поля, находятся в хорошем согласии с недавно полученными результатами многочисленных вычислений в решеточной КХД. Магнитная восприимчивость, которую можно получить в рамках СМПП из второй производной свободной энергии по магнитному полю при конечном объеме, может обуславливать магнитные флуктуации сильно взаимодействующей КХД-материи. Ожидается, что при низких температурах КХД-материя создает индуцированное магнитное поле (диамагнитный материал). Это подтверждается результатами недавних вычислений в решеточной КХД. При возрастании температуры магнитная природа КХД-материи изменяется (при высоких температурах она становится парамагнитной).

Кроме чисто мезонного ЛСМ-потенциала, который дает вклад в валентность кварков, петли Полякова ответственны за включение в модель глюонной динамики. Физический механизм магнитного катализа основан на конкуренции между валентными и морскими кварками. Поскольку при высоких температурах потенциал валентных кварков не оказывает существенного влияния [38], вклад морских кварков будет больше. Наличие магнитного поля существенно влияет на температурную зависимость киральных кварковых конденсатов, в то время как петлевые поля Полякова остаются практически неизменными. Отсюда следует подавление киральных кварковых конденсатов. Для объяснения этого предложены два разных механизма. Первый механизм предполагает, что магнитное поле улучшает фазовый переход в результате вклада в квантование Ландау. Второй механизм предполагает, что магнитное поле дает вклад в подавление кирального конденсата, ответственного за восстановление нарушенной киральной симметрии. Это подавление известно как «обратный магнитный катализ» и состоит в том, что при возрастании магнитного поля соответствующая критическая температура убывает. Другими словами, магнитное поле ускоряет фазовый переход, т.е. уменьшает соответствующую критическую температуру. Кроме того, было найдено, что критические температуры не обязательно должны иметь универсальное значение. По-видимому, они зависят от кварковых ароматов, а также от магнитного поля, что, в свою очередь, связано с центральностью столкновений тяжелых ионов (прицельный параметр).

КХД-фазовая диаграмма $T_c - eB$ была получена двумя различными способами. Первый способ ис-

пользует нормированную восприимчивость, а второй — пересечения между параметрами порядка деконфайнмента и параметрами порядка конденсатов легких кварков. Полученные результаты подтверждают результаты недавних вычислений в решеточной КХД. Кроме того, была получена зависимость критического барионного химического потенциала от магнитного поля. Было найдено, что при возрастании магнитного поля критический барионный химический потенциал убывает. Известное свойство различных моделей типа моделей КХД состоит в том, что при низких температурах при возрастании eB вплоть до некоторого значения критический барионный химический потенциал убывает [4, 5]. Поэтому мы можем построить киральную фазовую диаграмму $\mu_c - eB$. До настоящего момента в решеточной КХД не было проведено таких вычислений, которые можно было бы использовать для сравнения. Была также построена обычная КХД-фазовая диаграмма $T - \mu$ для различных значений напряженности магнитного поля. Оказалось, что, аналогично температурам, при возрастании магнитного поля киральные фазовые переходы происходят при меньших значениях барионного химического потенциала μ .

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Skokov, A. Y. Illarionov, and V. Toneev, *Int. J. Mod. Phys. A* **24**, 5925 (2009).
2. A. Bzdak and V. Skokov, *Phys. Lett. B* **710**, 174 (2012); W. Deng and X. Huang, *Phys. Rev. C* **85**, 044907 (2012).
3. F. Bruckmann, G. Endrodi, and T. G. Kovacs, *JHEP* **1304**, 112 (2013).
4. F. Preis, A. Rebhan, and A. Schmitt, *JHEP* **1103**, 033 (2011).
5. F. Preis, A. Rebhan, and A. Schmitt, *Lect. Notes Phys.* **871**, 51 (2013).
6. M. D. Elia, S. Mukherjee, and F. Sanfilippo, *Phys. Rev. D* **82**, 051501 (2010).
7. A. Haber, F. Preis, and A. Schmitt, *Phys. Rev. D* **90**, 125036 (2014).
8. M. Ferreira, P. Costa, C. Providencia, O. Lourenco, and T. Frederico, *Inverse Magnetic Catalysis in Hot Quark Matter Within (P)NJL Models*, Talk given at Compact Stars in the QCD Phase Diagram IV (CSQCD IV), 26–30 Sep. Prerow, Germany (2014).
9. K. Tuchin, *Phys. Rev. C* **82**, 034904 (2010).
10. S. Gupta, *Phys. Lett. B* **597**, 57 (2004).
11. E. L. Bratkovskaya, O. V. Teryaev, and V. D. Toneev, *Phys. Lett. B* **348**, 283 (1995).
12. I. A. Shovkovy, *Lect. Notes Phys.* **871**, 13 (2013).
13. I. Selyuzhenkov et al., *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **193**, 153 (2012).
14. L. Adamczyk et al., *Phys. Rev. Lett.* **113**, 052302 (2014).
15. B. I. Abelev et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 251601 (2009).
16. B. I. Abelev et al., *Phys. Rev. C* **81**, 054908 (2010).
17. S. A. Voloshin, *Indian Jr. Phys.* **85**, 1103 (2011).
18. G. S. Bali, F. Bruckmann, G. Endrodi, Z. Fodor, S. D. Katz, S. Krieg, A. Schafer, and K. K. Szabo, *JHEP* **1202**, 044 (2012).
19. L. Levkova and C. DeTar, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 012002 (2014).
20. G. S. Bali, F. Bruckmann, G. Endrodi, F. Gruber, and A. Schafer, *JHEP* **1304**, 130 (2013).
21. G. S. Bali, F. Bruckmann, G. Endrodi, and A. Schafer, *PoS LATTICE 2013*, 182 (2014).
22. G. Bali, F. Bruckmann, G. Endrodi, S. Katz, and A. Schafer, *JHEP* **1408**, 177 (2014).
23. G. Endrodi, *JHEP* **1304**, 023 (2013).
24. A. Bhattacharyya, S. K. Ghosh, R. Ray, and S. Samanta, *Europhys. Lett.* **115**, 62003 (2016).
25. S. P. Klevansky, *Rev. Mod. Phys.* **64**, 649 (1992).
26. P. G. Allen and N. N. Scoccola, *Phys. Rev. D* **88**, 094005 (2013).
27. D. P. Menezes, M. B. Pinto, S. S. Avancini, A. P. Martinez, and C. Providencia, *Phys. Rev. C* **79**, 035807 (2009).
28. K. Fukushima, M. Ruggieri, and R. Gatto, *Phys. Rev. D* **81**, 114031 (2010).
29. A. J. Mizher, M. N. Chernodub, and E. S. Fraga, *Phys. Rev. D* **82**, 105016 (2010).
30. V. Skokov, *Phys. Rev. D* **85**, 034026 (2012).
31. M. Ruggieri, M. Tachibana, and V. Greco, *JHEP* **1307**, 165 (2013).

32. A. N. Tawfik and N. Magdy, *Phys. Rev. C* **90**, 015204 (2014).
33. G. Bali, F. Bruckmann, G. Endrodi, and A. Schaefer, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 042301 (2014).
34. R. Gatto and M. Ruggieri, *Lect. Notes Phys.* **871**, 87 (2013).
35. D. E. Kharzeev, K. Landsteiner, A. Schmitt, and H. U. Yee, *Lect. Notes Phys.* **871**, 1 (2013).
36. J. O. Andersen and W. R. Naylor, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 025001 (2016).
37. E. S. Fraga and A. J. Mizher, *Phys. Rev. D* **78**, 025016 (2008).
38. A. Tawfik, N. Magdy, and A. Diab, *Phys. Rev. C* **89**, 055210 (2014).
39. A. N. Tawfik, A. M. Diab, and M. T. Hussein, *Int. J. Mod. Phys. A* **31**, 1650175 (2016).
40. H. C. G. Caldas, A. L. Mota, and M. C. Nemes, *Phys. Rev. D* **63**, 056011 (2001).
41. H. C. G. Caldas, *Phys. Rev. D* **65**, 065005 (2002).
42. A. N. Tawfik, A. M. Diab, and M. T. Hussein, *Int. J. Adv. Res. Phys. Sci.* **3**, 4 (2016).
43. A. N. Tawfik, A. M. Diab, N. Ezzelarab, and A. G. Shalaby, *Adv. High Energy Phys.* **2016**, 1381479 (2016).
44. O. Scavenius, A. Mocsy, I. N. Mishustin, and D. H. Rischke, *Phys. Rev. C* **64**, 045202 (2001).
45. S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology*, Wiley, New York (1972).
46. B. J. Schaefer and M. Wagner, *Phys. Rev. D* **79**, 014018 (2009).
47. C. Ratti, M. A. Thaler, and W. Weise, *Phys. Rev. D* **73**, 014019 (2005).
48. S. Roessner, C. Ratti, and W. Weise, *Phys. Rev. D* **75**, 034007 (2007).
49. B.-J. Schaefer, J. M. Pawłowski, and J. Wambach, *Phys. Rev. D* **76**, 074023 (2007).
50. K. Fukushima, *Phys. Rev. D* **77**, 114028 (2008).
51. E. S. Fraga, B. W. Mintz, and J. Schaffner-Bielich, *Phys. Lett. B* **731**, 154 (2014).
52. J. O. Andersen, W. R. Naylor, and A. Tranberg, *JHEP* **1404**, 187 (2014).
53. J. K. Boomsma and D. Boer, *Phys. Rev. D* **81**, 074005 (2010).
54. K. Kamikado and T. Kanazawa, *JHEP* **1501**, 129 (2015).
55. J. R. Hook and H. E. Hall, *Solid State Physics*, Wiley, Chichester (1995), ISBN 0471928054.
56. K. Kamikado and T. Kanazawa, *JHEP* **1501**, 129 (2015).
57. T. Steinert and W. Cassing, *Phys. Rev. C* **89**, 035203 (2014).
58. N. Agasian and S. Fedorov, *Phys. Lett. B* **663**, 445 (2008).
59. V. Orlovsky and Y. A. Simonov, *Int. J. Mod. Phys. A* **30**, 1550060 (2015).
60. Y. Aoki, S. Borsanyi, S. Durr, Z. Fodor, S. D. Katz, S. Krieg, and K. K. Szabo, *JHEP* **0906**, 088 (2009).
61. S. Borsanyi, G. Endrodi, Z. Fodor, A. Jakovac, S. D. Katz, S. Krieg, C. Ratti, and K. K. Szabo, *JHEP* **1011**, 077 (2010).
62. A. Tawfik, *Int. J. Mod. Phys. A* **29**, 1430021 (2014).
63. E. S. Fraga, *Lect. Notes Phys.* **871**, 121 (2013).
64. E. S. Fraga and L. F. Palhares, *Phys. Rev. D* **86**, 016008 (2012).
65. A. Tawfik, A. Diab, and M. T. Hussein, Submitted to *Phys. Rev. C* (2017).