

Пионная конденсация в горячей плотной кварковой материи с изоспиновой и кирально-изоспиновой асимметриями в рамках модели Намбу–Йона-Лазинио

Р.Н. Жохов,^{1,а} К.Г. Клименко,^{2,б} Т.Г. Хунджуа³

¹ ФГБУ «Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова РАН»

² ФГБУ «Государственный научный центр Российской Федерации – Институт физики высоких энергий имени А.А. Логанова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт». Россия, 142291, Московская обл., Протвино.

³ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра теоретической физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

Поступила в редакцию 13.06.2019, после доработки 11.07.2019, принята к публикации 17.07.2019.

В работе в рамках (3+1)-мерной модели Намбу–Йона-Лазинио исследован фазовый портрет плотной кварковой материи с учетом изоспиновой и кирально-изоспиновой асимметриями в составе кварков. Показано, что кирально-изоспиновый химический потенциал способствует генерации фазы с конденсацией заряженных пионов.

Ключевые слова: четырехфермионная модель, фазовые переходы, киральная материя.

УДК: 530.145. PACS: 11.10.Kk, 04.60.Kz.

ВВЕДЕНИЕ

При нормальных (земных) условиях протоны и нейтроны формируют атомные ядра, которые вместе с электронами формируют окружающую нас материю. Если эту материю подвергнуть экстремальному сжатию, то все химические и ядерные связи будут разрушены, и материя приобретет плотность более чем 0.15 барионов на фм³ (т.е. станет плотнее нормальной ядерной материи). Столь плотная материя может быть обнаружена в компактных звездах в которых она находится при температуре, близкой к нулю [1–3]. Также, благодаря техническим достижениям последних лет, ученым удастся изучать горячую сверхплотную материю в ходе экспериментов по столкновению тяжелых ионов (см. обзор [4]). Изучение горячей плотной материи может пролить свет на вопросы о состоянии вещества в период нескольких секунд после Большого взрыва, а также на многие другие эффекты во Вселенной.

Фундаментальной теорией материи в столь экстремальных условиях является квантовая хромодинамика (КХД) — калибровочная теория поля, ассоциированная с группой $SU(3)$, где бозоны (глюоны) играют роль переносчиков взаимодействия между кварками. Основным методом анализа КХД является пертурбативное разложение по константе связи. Однако при изучении коллективных эффектов дальнего порядка (т.е. при изучении взаимодействия кварков на больших расстояниях) этот метод оказывается неприменим в силу асимптотической свободы КХД, т.е. слишком большой константы связи.

В таких случаях прибегают к непертурбативным методам исследования КХД. Таким, как КХД на решетке или эффективным моделям. В силу известной проблемы знака [5, 6] вычисления в рамках КХД на решетке пригодны только для анализа кварковой материи при очень малых значениях химического потенциала. Таким образом, на сегодняшний день

самым продуктивным методом исследования кварковой материи с ненулевой плотностью являются эффективные модели. С одной стороны, такие модели не имеют свойств присущих фундаментальной теории КХД: калибровочная симметрия, перенормируемость, асимптотическая свобода и т.д. Но, с другой стороны, имеют одинаковые с КХД глобальные симметрии и содержат возможность динамического их нарушения. На сегодняшний день самой широко используемой эффективной моделью является модель Намбу–Йона-Лазинио (НЙЛ) [7, 8]. Она была сформулирована в 1961 году с целью описания генерации массы у нуклонов вследствие спонтанного нарушения киральной симметрии по аналогии с механизмом сверхпроводимости в твердом теле. Чуть позже эта модель была переформулирована в терминах кварков.

Хорошо известно, что в процессе остывания в звезде нарушается изоспиновая симметрия [9], т.е. появляется разница между количеством u - и d -кварков. Изоспиновая асимметрия также наблюдается и при столкновении тяжелых ионов. В начале 1970-х годов Сойер [10] и независимо Мигдал [11] показали, что в плотной звездной материи может происходить фазовый переход из фазы с чистой нейтронной материей в смешанную фазу, которая состоит из нейтронов, протонов и π^0 -мезонов. Позже, в рамках киральной эффективной теории, было показано, что при определенном значении изоспинового химического потенциала $\mu_I^c = m_\pi \approx 140$ МэВ существует фазовый переход второго рода в фазу конденсации заряженных пионов (КЗП) [12, 13]. Этот результат был многократно подтвержден в рамках многих других моделей [14, 15], а также в рамках вычислений на решетке [16]. Однако вопрос о существовании такой фазы в реальных условиях до сих пор открыт. Действительно, существует множество факторов, которые могут подавлять образование фазы КЗП: температура, условия электрической нейтральности, ненулевая масса голых кварков [17, 18]. С другой стороны, также существуют механизмы, которые провоцируют такой фазовый переход [19–22].

^а E-mail: zhokhovr@gmail.com

^б E-mail: kklm@ihep.ru

Таким образом, вопрос существования фазы конденсации заряженных пионов в реальных условиях до сих пор остается открытым и изучение дополнительных внешних факторов, которые влияют на образование этой фазы, имеет научную ценность (обзор по вопросам фазы ПК в рамках модели НЙЛ [23]).

В настоящей работе мы исследуем роль одного из таких внешних факторов, а именно кирально-изоспинового химического потенциала μ_{I5} , который отвечает за дисбаланс между левыми и правыми компонентами фермионов. Такое разделение может быть следствием нескольких факторов. Например, в плотной барионной (кварковой) среде, находящейся в сверхсильном магнитном поле, предсказывается возникновение аксиального тока, что приводит к разделению левых и правых компонент фермионов — *киральный сепарационный эффект* [24, 25]. Также прогнозируется *киральный магнитный эффект*, который является следствием сочетания нетривиальной топологии глюонного поля, аксиальной аномалии и ненулевой температуры [26]. Таким образом, для возникновения этого эффекта существенным является киральный дисбаланс. Качественное согласие теории кирального магнитного эффекта с экспериментом по столкновению тяжелых ионов [27] дает основание полагать, что в плотной кварковой материи присутствует киральный дисбаланс (см. обзор [28]). В последнее время влияние киральной асимметрии на свойства КХД активно исследуется с помощью различных методов [29–34].

В работах [31–34] основное внимание уделяется изучению дуальной симметрии [35] модели НЙЛ, которая имеет фундаментальное значения с теоретической точки зрения. В данной работе фокус внимания смещен на более практический вопрос — генерацию и стабильность фазы КЗП в плотной кварковой материи с изоспиновой и кирально-изоспиновой асимметриями при ненулевой температуре.

1. МОДЕЛЬ И ЕЕ ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ

Плотная кварковая материя с изоспиновой асимметрией в рамках модели НЙЛ с $SU(N_c)$ цветовой группой симметрии описывается лагранжианом следующего вида:

$$L = \bar{q} \left[\gamma^\nu i \partial_\nu - m_0 + \frac{\mu_B}{3} \gamma^0 + \frac{\mu_I}{2} \tau_3 \gamma^0 \right] q + \frac{G}{N_c} \left[(\bar{q}q)^2 + (\bar{q}i\gamma^5 \tau q)^2 \right]. \quad (1)$$

Где q — флейворный дуплет кварков, $q = (q_u, q_d)^T$, где q_u и q_d — четырехкомпонентные спиноры Дирака. Кроме того, они также и цветовые N_c -плеты кварковых u - и d -полей (суммирование по флейворным, цветовым и спинорным индексам в (1) подразумевается); τ_k ($k = 1, 2, 3$) — матрицы Паули; m_0 — токовая масса кварков (для простоты мы подразумеваем, что кварки u и d имеют одинаковую массу); μ_B и μ_I — химические потенциалы, которые введены для изучения кварковой материи с ненулевой барионной и изоспиновой плотностями.

Симметрии лагранжиана существенно зависят от того, равны ли нулю величины токовой массы кварка m_0 и химические потенциалы. Для примера в самом частном случае, когда $m_0 = \mu_I = 0$, лагранжиан (1) инвариантен относительно преобразований из киральной группы $SU(2)_L \times SU(2)_R$, что также присуще 2-флейворной теории КХД в киральном пределе. Эта симметрия сокращается до группы $U_B(1) \times U_{I3}(1) \times U_{AI3}(1)$, если все химические потенциалы ненулевые и $m_0 = 0$.

Как результат — в киральном пределе ($m_0 = 0$) величины $\hat{n}_B \equiv \bar{q}\gamma^0 q/3$, $\hat{n}_I \equiv \bar{q}\gamma^0 \tau^3 q/2$ и $\hat{n}_{I5} = \bar{q}\gamma^0 \gamma^5 \tau^3 q/2$ — плотности сохраняющихся барионного, изоспинового и кирально-изоспинового зарядов соответственно.

Если ввести операторы плотности кварков u и d по формулам $\hat{n}_u \equiv q_u \gamma^0 q_u$ и $\hat{n}_d \equiv q_d \gamma^0 q_d$, то

$$\hat{n}_B = \frac{1}{3} (\hat{n}_u + \hat{n}_d), \quad \hat{n}_I = \frac{1}{2} (\hat{n}_u - \hat{n}_d). \quad (2)$$

Также можно ввести оператор плотности левоспиральных $\hat{n}_{fL}$ и правоспиральных $\hat{n}_{fR}$ фермионов для каждого флейвора $f = u, d$. В этом случае плотность кирального изоспина имеет следующий вид:

$$\hat{n}_{I5} = \frac{1}{2} (\hat{n}_{uR} - \hat{n}_{uL} - \hat{n}_{dR} + \hat{n}_{dL}) = \frac{1}{2} (\hat{n}_{u5} - \hat{n}_{d5}), \quad (3)$$

где величины $\hat{n}_{f5} \equiv \hat{n}_{fR} - \hat{n}_{fL}$ обычно называют плотностью кирального заряда для флейворов $f = u, d$.

В *физической точке* ($m_0 \neq 0$) симметрия лагранжиана (1) относительно группы $U_{AI3}(1)$ нарушена. Таким образом, в самом общем случае при $m_0 \neq 0$, $\mu \neq 0$ и $\mu_I \neq 0$ исходная модель (1) инвариантна относительно остаточной группы симметрии $U_B(1) \times U_{I3}(1)$.

Основное состояние (состояние термодинамического равновесия) кварковой материи с ненулевыми плотностями $n_B \equiv \langle \hat{n}_B \rangle \neq 0$, $n_I \equiv \langle \hat{n}_I \rangle \neq 0$ ¹ было исследовано в работах в [14, 17, 18]. Для учета влияния кирально-изоспиновой асимметрии введем соответствующий химический потенциал:

$$\begin{aligned} \bar{L} &= L + \mu_{I5} \hat{n}_{I5} \\ &= \bar{q} \left[\gamma^\nu i \partial_\nu - m_0 + \frac{\mu_B}{3} \gamma^0 + \frac{\mu_I}{2} \tau_3 \gamma^0 + \frac{\mu_{I5}}{2} \tau_3 \gamma^0 \gamma^5 \right] q + \\ &+ \frac{G}{N_c} \left[(\bar{q}q)^2 + (\bar{q}i\gamma^5 \tau q)^2 \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Технически для изучения фазового портрета модели (4) нам нужно вычислить термодинамический потенциал (ТДП), а затем найти его точку глобального минимума (ТГМ) для каждого фиксированного набора значений химических потенциалов μ_B , μ_I и μ_{I5} . Для этого введем вспомогательные бозонные поля $\sigma(x)$ и $\pi_a(x)$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{q} \left[\gamma^\rho i \partial_\rho - m_0 + \mu \gamma^0 + \nu \tau_3 \gamma^0 + \nu_5 \tau_3 \gamma^0 \gamma^5 - \right. \\ &\left. - \sigma - i \gamma^5 \pi_a \tau_a \right] q - \frac{N_c}{4G} \left[\sigma\sigma + \pi_a \pi_a \right], \end{aligned} \quad (5)$$

¹ Величина $\langle \hat{O} \rangle$ обозначает среднее значение физической величины в термодинамическом равновесном состоянии.

где $a = 1, 2, 3$ и также для удобства введены обозначения: $\mu \equiv \mu_B/3$, $\nu \equiv \mu_I/2$ и $\nu_5 \equiv \mu_{I5}/2$. Сами вспомогательные поля имеют следующее выражение:

$$\sigma(x) = -2\frac{G}{N_c}(\bar{q}q), \quad \pi_a(x) = -2\frac{G}{N_c}(\bar{q}i\gamma^5\tau_a q). \quad (6)$$

Отметим, что составное бозонное поле $\pi_3(x)$ может быть ассоциировано с полем $\pi^0(x)$ -мезона, тогда как поля для $\pi^\pm(x)$ -мезонов выражены комбинацией составных полей: $\pi^\pm(x) = (\pi_1(x) \mp i\pi_2(x))/\sqrt{2}$.

В пределе разложения $\frac{1}{N_c}$ (т.е. в однопетлевом приближении) выражение для эффективного действия $\mathcal{S}_{\text{eff}}(\sigma, \pi_a)$ имеет следующий вид (более подробный вывод см. в [33]):

$$\mathcal{S}_{\text{eff}}(\sigma(x), \pi_a(x)) = -N_c \int d^4x \left[\frac{\sigma^2(x) + \pi_a^2(x)}{4G} \right] - iN_c \text{Tr}_{sf} \ln D, \quad (7)$$

где оператор Tr подразумевает взятие следа по спинорному (s), флейворному (f) и координатному (x) пространству. Также мы ввели обозначение D для фермионного оператора:

$$D \equiv \gamma^\nu i\partial_\nu - m_0 + \mu\gamma^0 + \nu\tau_3\gamma^0 + \nu_5\tau_3\gamma^0\gamma^5 - \sigma(x) - i\gamma^5\pi_a(x)\tau_a. \quad (8)$$

Основные состояние величин $\langle\sigma(x)\rangle$ и $\langle\pi_a(x)\rangle$ определяются следующими уравнениями ($a = 1, 2, 3$):

$$\frac{\delta\mathcal{S}_{\text{eff}}}{\delta\sigma(x)} = 0, \quad \frac{\delta\mathcal{S}_{\text{eff}}}{\delta\pi_a(x)} = 0. \quad (9)$$

В данной работы мы предполагаем, что основное состояние величин $\langle\sigma(x)\rangle$ и $\langle\pi_a(x)\rangle$ не зависит от пространственных координат x :

$$\langle\sigma(x)\rangle \equiv \sigma, \quad \langle\pi_a(x)\rangle \equiv \pi_a, \quad (10)$$

где σ и π_a ($a = 1, 2, 3$) — пространственно независимые величины, которые на самом деле являются координатами точки глобального минимума ТДП $\Omega(\sigma, \pi_a)$ при нулевой температуре, $T = 0$. В пределе разложения больших N_c для ТДП справедливо следующее выражение [36]:

$$\int d^4x \Omega(\sigma, \pi_a) = -\frac{1}{N_c} \mathcal{S}_{\text{eff}}(\sigma(x), \pi_a(x)) \Big|_{\sigma(x)=\sigma, \pi_a(x)=\pi_a}. \quad (11)$$

Отметим, что в киральном пределе ТДП (11) эффективно зависит только от комбинаций $\sigma^2 + \pi_3^2$ и $\pi_1^2 + \pi_2^2$. В физической точке (т.е. при $m_0 \neq 0$, где свойства $\langle\sigma(x)\rangle \neq 0$ и $\langle\pi_3(x)\rangle = 0$ всегда выполнены) ТДП эффективно зависит от комбинации $\pi_1^2 + \pi_2^2$, а также от σ и π_3 . Поэтому без потери общности в обоих случаях (при $m_0 = 0$ или при $m_0 \neq 0$) можно положить в (11) $\pi_2 = \pi_3 = 0$ и исследовать ТДП как функцию только двух переменных. Для упрощения обозначений введем переменные $M \equiv \sigma + m_0$

и $\Delta \equiv \pi_1$ и далее будем использовать следующую подстановку:

$$\begin{aligned} \langle\sigma(x)\rangle &= M - m_0, & \langle\pi_1(x)\rangle &= \Delta, \\ \langle\pi_2(x)\rangle &= 0, & \langle\pi_3(x)\rangle &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

После громоздких, но известных вычислений ТДП можно записать в виде [14, 17, 31]:

$$\Omega(M, \Delta) = \frac{(M - m_0)^2 + \Delta^2}{4G} - \frac{1}{2\pi^2} \sum_{i=1}^4 \int_0^\Lambda p^2 (|\eta_i| + \theta(\mu - |\eta_i|)(\mu - |\eta_i|)) dp, \quad (13)$$

где Λ — параметр обрезания по импульсам, а η_i — корни следующего полинома:

$$\begin{aligned} (\eta^4 - 2a\eta^2 - b\eta + c)(\eta^4 - 2a\eta^2 + b\eta + c) &= 0, \\ a &= M^2 + \Delta^2 + |\mathbf{p}|^2 + \nu^2 + \nu_5^2, \\ b &= 8|\mathbf{p}|\nu\nu_5, \\ c &= a^2 - 4|\mathbf{p}|^2(\nu^2 + \nu_5^2) - 4M^2\nu^2 - 4\Delta^2\nu_5^2 - 4\nu^2\nu_5^2. \end{aligned} \quad (14)$$

Можно заметить, что с учетом (14) величина ТДП (13) четная функция относительно переменной Δ и параметров ν и ν_5 . Также величина ТДП инвариантна относительно преобразования $\mu \rightarrow -\mu$. Поэтому можно исследовать только область $\mu \geq 0$, $\nu \geq 0$, $\nu_5 \geq 0$, и $\Delta \geq 0$. Более того, в киральном пределе ТДП (13) инвариантен относительно так называемых дуальных преобразований $\mathcal{D}: M \longleftrightarrow \Delta, \nu \longleftrightarrow \nu_5$, свойство которых были подробно изучены в серии работ [31, 32], а также при $m_0 \neq 0$ в работе [33].

Используя хорошо известную технику введения ненулевой температуры [37], можно записать ТДП модели и с учетом температурных эффектов:

$$\begin{aligned} \Omega_T(M, \Delta) &= \Omega(M, \Delta) - \\ &- T \sum_{i=1}^4 \int_0^\Lambda \frac{p^2 dp}{2\pi^2} \left\{ \ln(1 + e^{-\frac{1}{T}(|\eta_i| - \mu)}) + \right. \\ &\quad \left. + \ln(1 + e^{-\frac{1}{T}(|\eta_i| + \mu)}) \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $\Omega(M, \Delta)$ — ТДП при нулевой температуре (13).

В силу того, что модель НЙЛ неперенормируема, необходимо выбрать параметры модели (m_0, Λ, G) таким образом, чтобы модель давала физические значения для массы пиона m_π , константы распада пиона f_π , которые хорошо известны экспериментально, и кирального (кварк-антикваркового) конденсата, который может быть посчитан, например, в рамках решеточной КХД. Более того, при этом получается правдоподобный результат для конституентной массы кварка. Параметры модели выбираются следующим образом:

$$m_0 = 5.5 \text{ МэВ}; \quad G = 15.03 \text{ ГэВ}^{-2}; \quad \Lambda = 0.65 \text{ ГэВ}.$$

При таких параметрах в вакууме ($\mu = \nu = \nu_5 = 0$), модель предсказывает конституентную массу кварка равной $M = 309 \text{ МэВ}$, что согласуется с известными оценками [38].

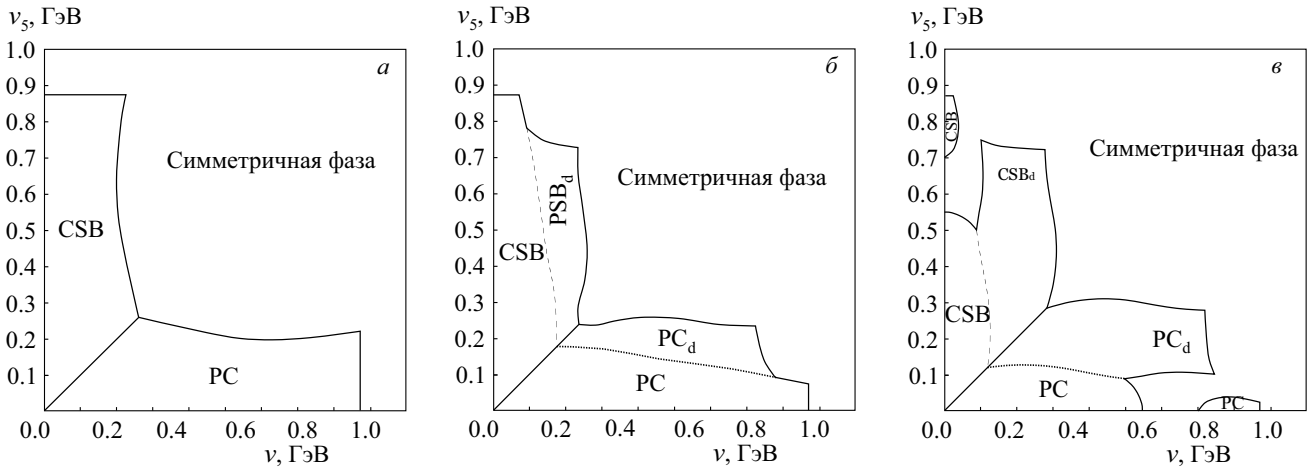


Рис. 1. а, б, в — (ν, ν_5) -фазовые портреты модели при нулевой голой массе кварка $m_0 = 0$ МэВ. а — соответствует системе с нулевым барионным химическим потенциалом: $\mu = 0$. Фазовые портреты б и в построены для значений $\mu = 150$ МэВ и $\mu = 200$ МэВ. Обозначения фаз определены в тексте статьи

Так как основная задача наших исследований посвящена изучению возможности образования фазы заряженной пионной конденсации в плотной кварковой материи, нам также потребуется величина для кварковой плотности. В общем случае кварковую плотность можно рассчитать с помощью выражения $n_q = -\frac{\partial \Omega(M_0, \Delta_0)}{\partial \mu}$, где M_0 и Δ_0 — координаты ТГМ.

В ходе исследования нами были обнаружены следующие фазы, которые могут реализоваться в системе при различных внешних условиях:

- $M = 0; \Delta = 0$ — симметричная фаза (реализуется только в пределе $m_0 = 0$);
- $M \neq 0; \Delta = 0; n_q = 0$ — фаза нарушенной киральной симметрии (**CSB**);
- $M \neq 0; \Delta \neq 0; n_q = 0$ — фаза заряженной пионной конденсации с нулевой кварковой плотностью (**PC**) ($M = 0$ в киральном пределе);
- $M \neq 0; \Delta = 0; n_q \neq 0$ — фаза с нарушенной киральной симметрией с ненулевой кварковой плотностью (**CSB_d**);
- $M \neq 0; \Delta \neq 0; n_q \neq 0$ — фаза КЗП с ненулевой кварковой плотностью (**PC_d**);
- $M \approx m_0; \Delta = 0$ — приблизительно симметричная фаза (**ApprSYM**). В этом случае, как видно из (12), $\langle \sigma(x) \rangle \approx 0$, т.е. параметр порядка киральной симметрии приблизительно равен нулю, следовательно, это приблизительно симметричная фаза (отсюда и ее название — **ApprSYM**). Кроме того, в пределе $m_0 \rightarrow 0$ эта фаза переходит в фазу с точной киральной симметрией, где $\langle \sigma(x) \rangle = 0$.

2. ФАЗОВАЯ СТРУКТУРА МОДЕЛИ

Киральный предел модели при ($m_0 = 0$) был подробно изучен в работе [31], тем не менее наше исследование фазового портрета удобно начать именно с него. На рис. 1 изображены (ν, ν_5) -фазовые диаграммы модели при значениях $\mu = 0, 150$ и 200 МэВ. Легко видеть, что на этих диаграммах фазы со спонтанным нарушением киральной симметрии и КЗП (на рис. 1 и рисунках ниже они обозначены соответственно **CSB** и **PC**) расположены зеркально-симметрично относительно линии $\nu = \nu_5$, что является следствием точной дуальной симметрии ТДП (14), $\mathcal{D}: M \longleftrightarrow \Delta, \nu \longleftrightarrow \nu_5$.

Далее рассмотрим случай с ненулевой голой массой кварка $m_0 \neq 0$. На рис. 2 видно, что точная дуальная симметрия нарушилась. Тем не менее остаточная дуальная симметрия все же проявляется. Также на рис. 2 можно увидеть, что пороговое значения химического потенциала ν_c сместилось в область реалистичной величины $\nu = m_\pi/2 \approx 70$ МэВ, что согласуется со всеми более ранними исследованиями [12–16]. Таким образом, случай с ненулевой голой массой кварков гораздо адекватнее описывает физическую реальность.

Теперь перейдем к основной части нашего исследования. Напомним, что нас интересует фаза КЗП и возможность ее образования в плотной кварковой материи. На рис. 3 (слева) изображен фазовый портрет модели при отсутствии киральной асимметрии, $\nu_5 = 0$. Этот результат хорошо известен и отражает тот факт, что образование конденсации заряженных пионов с ненулевой кварковой плотностью крайне маловероятно, если в системе присутствует только изоспиновый дисбаланс. На рис. 3 (справа) изображены щели Δ , M и барионная плотность $n_B \equiv 3n_q$ при $\nu_5 = 0$ МэВ и $\mu = 270$ МэВ. Из него следует, что и щель Δ , и барионная плотность n_B в фазе **PC_d** столь малы, что наблюдать реальную систему в таком состоянии почти невозможно. С этим связаны столь интенсивные поиски возможных внешних условий, которые способствуют генерации **PC_d**-фазы. Известно, что в реальных условиях компактная звезда электрически нейтральна, что накладывает еще более строгие ограничения на величину химических потенциалов и приводит к полному исчезновению фазы **PC_d** [18].

В данной работе мы обнаружили, что кирально-изоспиновая асимметрия, которую мы моделируем с помощью химического потенциала ν_5 , провоцирует образование фазы с конденсацией заряженных пионов при ненулевой барионной плотности (на рисунках эта фаза обозначена **PC_d**). Этот результат отражен на рис. 4, а, где изображена (μ, ν) -фазовая диаграмма кирально-асимметричной плотной кварковой материи. Хорошо видно, что в этом случае фаза **PC_d** возникает в широком диапазоне внешних параметров. Это становится еще более очевидным

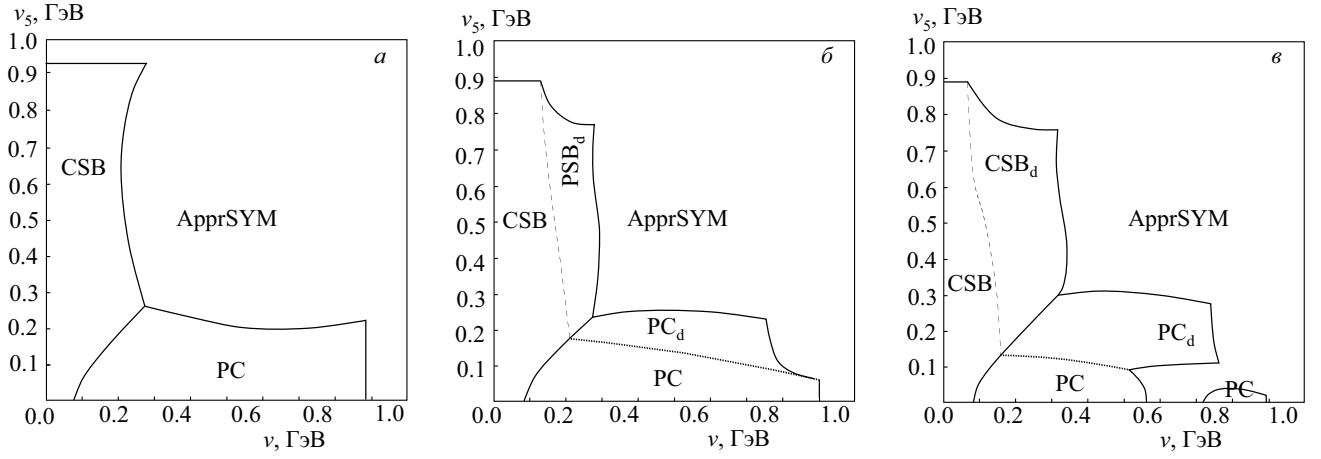


Рис. 2. *а, б, в* — (ν, ν_5) -фазовые портреты модели при ненулевой голей массе кварка $m_0 = 5.5$ МэВ. *а* — соответствует системе с нулевым барионным химическим потенциалом: $\mu = 0$. Фазовые портреты *б* и *в* построены для значений $\mu = 150$ МэВ и $\mu = 200$ МэВ. Обозначения фаз определены в тексте статьи

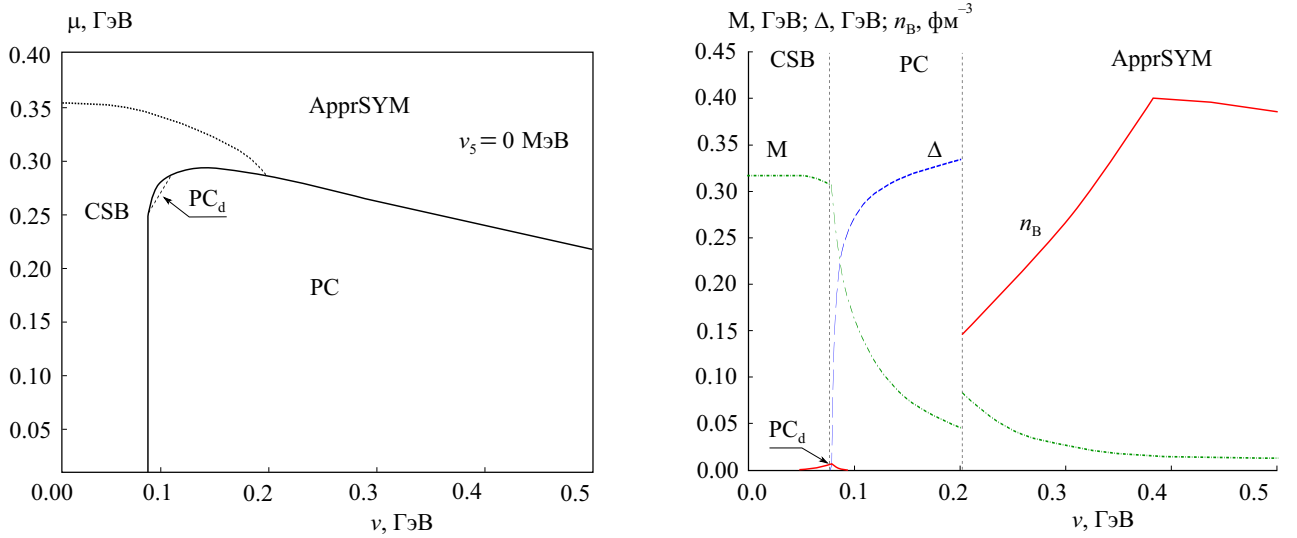


Рис. 3. На левом рисунке представлена (μ, ν) -фазовая диаграмма кирально-симметричной кварковой материи, т.е. при $\nu_5 = 0$ МэВ. Фаза плотной пионной конденсации (PC_d) занимает совсем маленькую область фазовой диаграммы. Это еще лучше видно на правом рисунке, где изображены щели Δ , M и барионная плотность $n_B \equiv 3n_q$ при $\nu_5 = 0$ МэВ и $\mu = 270$ МэВ. Обозначения фаз определены в тексте статьи

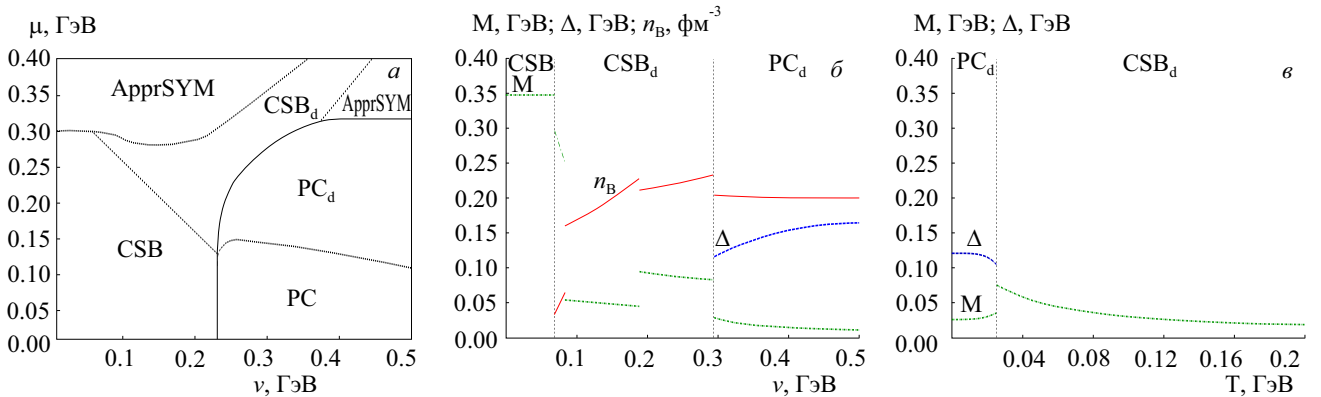


Рис. 4. *а* — представлена (μ, ν) -фазовая диаграмма кирально-асимметричной кварковой материи при $\nu_5 = 200$ МэВ. Фаза плотной пионной конденсации (PC_d) занимает большую область фазовой диаграммы, о чем также свидетельствует рис. *б*, на котором изображены щели Δ , M и барионная плотность $n_B \equiv 3n_q$ при $\nu_5 = 200$ МэВ и $\mu = 270$ МэВ. Для того чтобы убедиться, что фаза PC_d может образоваться даже при ненулевой температуре среды, на рис. *в* изображены щели Δ и M в зависимости от температуры T при $\nu_5 = 200$ МэВ и $\mu = 270$ МэВ и $\nu = 300$ МэВ. Обозначения фаз определены в тексте статьи

на рис. 4, 6, где изображены щели Δ , M и барионная плотность $n_B \equiv 3n_q$ при $\nu_5 = 0$ МэВ и $\mu = 270$ МэВ. Таким образом, можно заключить, что даже весьма умеренный эффект кирального дисбаланса способен существенным образом повлиять на образование фазы РС_d.

Также мы изучили вопрос стабильности фазы РС_d по отношению к ненулевой температуре. Действительно, хорошо известно, что некоторые компактные звезды в начальные периоды могут существовать при температурах в несколько десятков мегаэлектронвольт. На рис. 4, 6 изображена зависимость щелей Δ и M от температуры T . Хорошо видно, что фаза РС_d генерируется вплоть до температур в несколько десятков мегаэлектронвольт.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе в рамках (3+1)-мерной модели Намбу–Йона-Ласинио был исследован фазовый портрет плотной кварковой материи, в которой присутствуют как изоспиновая, так и кирально-изоспиновая асимметрии составляющих ее кварков. Основным объектом исследования была фаза конденсации заряженных пионов с ненулевой барионной плотностью. Было показано, что киральная асимметрия (т. е. разница между левыми и правыми компонентами фермионов) может существенным образом спровоцировать образование этой фазы, причем этот эффект также наблюдается и при температурах вплоть до нескольких десятков мегаэлектронвольт.

Р. Н. Жохов благодарен за поддержку Фонду развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант для молодых кандидатов наук) и РНФ (грант № 19-72-00077).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Boyanovsky D. // arXiv: 0102120 [hep-ph].
2. Tawfik A. // AIP Conf. Proc. 2009. **1115**, N 1. P. 239.
3. Baym G., Hatsuda T., Kojo T. et al. // Rept. Prog. Phys. 2018. **81**, N 5. 056902.
4. Busza W., Rajagopal K., van der Schee W. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2018. **68**. P. 339.
5. de Forcrand P. // PoS LAT. **2009**. 010; arXiv: 1005.0539 [hep-lat].
6. Splittorff K. // arXiv: 0505001 [hep-lat].
7. Вакс В. Г., Ларкин А. И. // ЖЭТФ. 1961. **40**. С. 282. (Vaks V. G., Larkin A. I. Sov. Phys. JETP. 1961. **13**, N 1. P. 192.)
8. Nambu Y., Jona-Lasinio G. // Phys. Rev. 1961. **122**. P. 345; Phys. Rev. 1961. **124**. P. 246.
9. Steiner A. W., Prakash M., Lattimer J. M., Ellis P. J. // Phys. Rept. 2005. **411**. P. 325.

10. Sawyer R. F. // Phys. Rev. Lett. 1972. **29**. P. 382.
11. Migdal A. // Soviet J. of Experimental and Theoretical Physics. 1973. **36**. P. 1052.
12. Son D. T., Stephanov M. A. // Phys. Rev. Lett. 2001. **86**. P. 592.
13. Son D. T., Stephanov M. A. // Physics of Atomic Nuclei. 2001. **64**. P. 834.
14. Ebert D., Klimenko K. G. // J. of Phys. G: Nuclear and Particle Physics. 2006. **32**(5). P. 599.
15. Andersen J. O., Brauner T. // Phys. Rev. 2010. **D81**. 096004.
16. Brandt B. B., Endrodi G., Schmalzbauer S. // Phys. Rev. 2018. **D97**. 054514.
17. Andersen J. O., Kyllingstad L. T. // J. of Phys. G: Nuclear and Particle Physics. 2010. **37**. 015003.
18. Ebert D., Klimenko K. G. // The European Physical Journal C. — Particles and Fields. 2006. **46**. P. 771.
19. Ebert D., Klimenko K. G., Zhukovsky V. C., Fedotov A. M. // Eur. Phys. J. 2007. **C49**. P. 709.
20. Ebert D., Khunjua T. G., Klimenko K. G., Zhukovsky V. C. // Int. J. Mod. Phys. 2012. **A27**. 1250162.
21. Gubina N. V., Klimenko K. G., Kurbanov S. G., Zhukovsky V. C. // Phys. Rev. 2012. **D86**. 085011.
22. Khunjua T. G., Klimenko K. G., Zhokhov R. N., Zhukovsky V. C. // Phys. Rev. 2017. **D95**. 105010.
23. Khunjua T. G., Klimenko K. G., Zhokhov R. N. // Symmetry. 2019. **11**(6). P. 778.
24. Vilenkin A. // Phys. Rev. 1980. **D22**. P. 3067.
25. Metlitski M. A., Zhitnitsky A. R. // Phys. Rev. 2005. **D71**. 045011.
26. Fukushima K., Kharzeev D. E., Warringa H. J. // Phys. Rev. 2008. **D78**. 074033.
27. Abelev B. I. et al. [STAR Collaboration] // Phys. Rev. Lett. 2009. **103**. 251601.
28. Huang X. G. // arXiv:1509.04073.
29. Fukushima K., Ruggieri M., Gatto R. // Phys. Rev. 2010. **D81**. 114031.
30. Astrakhantsev N., Braguta V. V., Kotov A., Nikolaev A. A. // arXiv:1902.09325 [hep-lat], 2019.
31. Khunjua T. G., Klimenko K. G., Zhokhov R. N. // Phys. Rev. 2018. **D97**. 054036.
32. Khunjua T. G., Klimenko K. G., Zhokhov R. N. // Phys. Rev. 2018. **D98**. 054030.
33. Khunjua T. G., Klimenko K. G., Zhokhov R. N. // Eur. Phys. J. 2019. **C79**. P. 151.
34. Khunjua T. G., Klimenko K. G., Zhokhov R. N. // JHEP. 2019. **1906**. 006.
35. Ebert D., Khunjua T. G., Klimenko K. G., Zhukovsky V. C. // Phys. Rev. 2014. **D90**. 045021.
36. Lewis H. Ryder // Quantum field theory. Cambridge University Press; 2 edition, 1996.
37. Kapusta J. I., Gale C. // Finite-temperature field theory: Principles and applications. Cambridge University Press, 2006.
38. Griffiths D. // Introduction to Elementary Particles. Wiley-VCH; 2nd edition, 2008.

Pion Condensation in Hot Dense Quark Matter with Isospin and Chiral-Isospin Asymmetries within the Nambu—Jona-Lasinio Model

R. N. Zhokhov^{1,a}, K. G. Klimenko^{2,b}, T. G. Khunjua³

¹Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences. Troitsk, Moscow Region 142092, Russia.

²State Research Center of Russian Federation — Institute for High Energy Physics, NRC “Kurchatov Institute”. Protvino, Moscow Region 142281, Russia.

³Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^azhokhovr@gmail.com, ^bkklim@ihep.ru.

The phase portrait of dense quark matter is investigated within the $(3 + 1)$ -dimensional Nambu—Jona-Lasinio model taking the isospin and chiral-isospin asymmetries in quarks into account. It is shown that the chiral-isospin chemical potential contributes to the generation of the phase with charged pion condensation.

Keywords: four-fermion model, phase transitions, chiral matter.

PACS: 11.10.Kk, 04.60.Kz.

Received 13 June 2019.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2019. **74**, No. 5. Pp. 473–479.

Сведения об авторах

1. Жохов Роман Николаевич — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; e-mail: zhokhovr@gmail.com.
2. Клименко Константин Григорьевич — доктор физ.-мат. наук, гл. науч. сотрудник; тел.: (496) 774-11-98, e-mail: kklim@ihep.ru.
3. Хунджуа Тамаз Григорьевич — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 939-31-77, e-mail: tg.khunjua@physics.msu.ru.