

Изучение перехода конфайнмент-деконфайнмент во вращающейся решеточной SU(3)-глюодинамике

В. В. Брагута^{+*1)}, А. Ю. Котов^{+*×1)}, Д. Д. Кузнецов^{°1)}, А. А. Роевко^{*1)}

⁺Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”, 119049 Москва, Россия

^{*}Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

[×]Институт теоретической и экспериментальной физики, 117259 Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 19 апреля 2020 г.

После переработки 21 мая 2020 г.

Принята к публикации 21 мая 2020 г.

В рамках решеточного моделирования проведено изучение влияния вращения на фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент в SU(3)-глюодинамике. Для проведения этого исследования мы переходим во вращающуюся систему отчета, где вращение задается с помощью внешнего гравитационного поля. Фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент изучается путем вычисления петли Полякова и ее восприимчивости для разных значений температур и угловых скоростей. На основе этих результатов обнаружено, что критическая температура перехода конфайнмент/деконфайнмент в SU(3)-глюодинамике увеличивается с ростом угловой скорости.

DOI: 10.31857/S1234567820130029

Введение. В настоящее время изучение влияния быстрого вращения на свойства различных физических систем является чрезвычайно актуальной и интересной областью исследований. Системы такого рода часто встречаются в астрофизике [1, 2]. Релятивистские фермионы с угловым моментом могут быть реализованы в теории конденсированных сред [3, 4]. Быстро вращающаяся кварк-глюонная материя может быть создана в экспериментах по соударению тяжелых ионов [5–7]. В последнем примере при нецентральных соударениях тяжелых ионов создается ненулевой угловой момент. Часть этого углового момента уносится партонами-спектаторами. Однако, значительная часть углового момента остается в кварк-глюонной материи, которая образовалась в результате соударения. При этом частицы в образовавшейся материи вращаются с релятивистскими скоростями, а угловая скорость вращения может достигать до $\Omega \sim (0.1 - 0.2) \text{ фм}^{-1}$ ($\sim (20-40) \text{ МэВ}$) [5].

В быстро вращающейся кварк-глюонной материи могут возникать интересные физические явления, которые можно наблюдать в столкновениях тяжелых ионов. Примерами таких явлений, например, являются киральный вращательный эффект [8–11] и

поляризация различных частиц [12, 13]. Помимо подобных явлений, релятивистское вращение системы может существенно влиять на фазовые переходы в КХД, что также может быть обнаружено в экспериментах. Существует множество теоретических работ, в которых изучается этот вопрос (см., например, [14–18]).

Вращение кварк-глюонной материи можно рассматривать как еще один вид внешних экстремальных условий, аналогично высокой температуре, магнитному полю, барионной плотности, киральной плотности и др. Изучение влияния различных экстремальных условий в КХД интересно и важно не только с точки зрения понимания результатов современных экспериментов, но и представляет теоретический интерес. Действительно, каждое из вышеперечисленных внешних воздействий влияет на определенные механизмы в КХД и, таким образом, позволяет нам понять, как устроена вся эта сложная теория. Изучение свойств КХД с помощью внешних экстремальных условий было проведено в огромном количестве работ (см., например, [19–28]). Интересно отметить, что большинство внешних условий непосредственно влияет на кварковые степени свободы, а уже через кварковые пегли на глюонную составляющую КХД. Исключением из этого является температура, которая влияет на все степени свободы в

¹⁾e-mail: braguta@itep.ru; kotov@itep.ru; scope.denis@mail.ru; roenko@theor.jinr.ru

КХД. Вращение системы также влияет на все степени свободы в КХД, но его воздействие не аналогично температуре. Поэтому можно ожидать, что изучение КХД с вращением позволит лучше понять, как устроена теория сильного взаимодействия.

Наша работа посвящена изучению влияния вращения на фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент в $SU(3)$ -глюодинамике. Большинство теоретических работ, которые изучали влияние вращения на фазовые переходы в КХД, проведены в рамках Намбу–Иона-Лазинио (NJL – Nambu–Jona-Lasinio) модели [29]. К сожалению, эту модель нельзя назвать хорошим приближением к КХД, хотя бы потому, что в этой модели нет глюонных степеней свободы и конфайнмента кварков. Наше исследование проведено в рамках метода решеточного моделирования КХД, который основан на первопринципах квантовой теории поля. Стоит отметить, в работе [30] изучалось влияние вращения на свойства КХД в рамках решеточного моделирования. Однако в этой работе не изучалось влияние вращения на фазовые переходы в КХД.

Решеточное моделирование вращающейся глюодинамики. В рамках метода решеточного моделирования проводится изучение системы, находящейся в термодинамическом равновесии, и методами Монте-Карло вычисляется ее статистическая сумма. Статистическая сумма вращающейся системы может быть записана в виде

$$Z = \text{Tr} \exp \left[-\beta (\hat{H} - \mathbf{\Omega} \hat{\mathbf{M}}) \right], \quad (1)$$

где $\beta = 1/T$ – обратная температура, \hat{H} – гамильтониан, $\hat{\mathbf{M}}$ – момент изучаемой системы, а векторная величина $\mathbf{\Omega}$ имеет смысл угловой скорости. Ниже будем считать, что исследуемая система вращается вокруг оси z , т.е. $\mathbf{\Omega} = (0, 0, \Omega)$.

В современных теоретических работах, изучающих влияние вращения на свойства КХД, используется несколько другой подход [14–18, 30]. В рамках этого подхода мы переходим во вращающуюся вместе с КХД “средой” систему отчета. В этой системе отчета появляется внешнее гравитационное поле, которое задается известным метрическим тензором

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 - r^2 \Omega^2 & \Omega y & -\Omega x & 0 \\ \Omega y & -1 & 0 & 0 \\ -\Omega x & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ – расстояние до оси вращения. Для изучения влияния вращения на свойства глюодина-

мики в этой работе мы воспользуемся таким же методом.

Статистическая сумма глюодинамики, находящейся во внешнем гравитационном поле, в непрерывном пространстве может быть записана в виде [30]

$$Z = \int DA \exp(-S_G). \quad (3)$$

В последней формуле проводится интегрирование по глюонным степеням свободы. S_G – Евклидово действие глюонного поля во внешнем гравитационном поле, которое может быть записано в виде

$$S_G = \frac{1}{2g_Y^2 M} \int d^4x \sqrt{g_E} g_E^{\mu\nu} g_E^{\alpha\beta} F_{\mu\alpha}^a F_{\nu\beta}^a. \quad (4)$$

Здесь греческие буквы отвечают Лоренцевым индексам, а латинские – цветовым, $(g_E)_{\mu\nu}$ – метрический тензор в Евклидовом пространстве, который может быть получен из (2) с помощью операции Виковского поворота $t \rightarrow i\tau$. Как и в статистической сумме без гравитации, Евклидово время τ изменяется в диапазоне $\tau \in (0, \beta)$, а на глюонные поля наложены периодические граничные условия в Евклидовом времени $A_\mu(0, \mathbf{x}) = A_\mu(\beta, \mathbf{x})$.

Подставляя метрический тензор $(g_E)_{\mu\nu}$ в формулу (4), получаем следующее выражение для действия

$$\begin{aligned} S_G = & \frac{1}{2g_Y^2 M} \int d^4x \text{Tr} [(1 - r^2 \Omega^2) F_{xy}^a F_{xy}^a + \\ & + (1 - y^2 \Omega^2) F_{xz}^a F_{xz}^a + (1 - x^2 \Omega^2) F_{yz}^a F_{yz}^a + \\ & + F_{x\tau}^a F_{x\tau}^a + F_{y\tau}^a F_{y\tau}^a + F_{z\tau}^a F_{z\tau}^a - \\ & - 2iy\Omega (F_{xy}^a F_{y\tau}^a + F_{xz}^a F_{z\tau}^a) + \\ & + 2ix\Omega (F_{yx}^a F_{x\tau}^a + F_{yz}^a F_{z\tau}^a) - 2xy\Omega^2 F_{xz}^a F_{zy}^a]. \end{aligned} \quad (5)$$

Из этой формулы видно, что действие является комплексной величиной, что приводит к проблеме знака. К сожалению, прямое Монте-Карло моделирование таких систем в настоящее время невозможно. Чтобы обойти проблему знака, в нашей работе будет применен метод, который использовался в работе [30]. Суть метода состоит в том, что вместо моделирования при действительной угловой скорости Ω проводится Монте-Карло моделирование при мнимой угловой скорости $\Omega_I = -i\Omega$, при которой нет проблемы знака. Все полученные таким образом физические величины раскладываются в ряд по Ω_I , а затем аналитически продолжают в область действительной угловой скорости. Заметим, что аналогичный метод используется при исследовании КХД с ненулевым химическим потенциалом.

Стоит отметить, что, согласно закону Толмана–Эренфеста, во внешнем гравитационном поле посто-

янна не температура, а произведение $T(\mathbf{x})\sqrt{g_{00}(\mathbf{x})} = \text{const}$. В наших расчетах $T(r)\sqrt{1-\Omega^2 r^2} = 1/\beta = T$, где T – температура на оси вращения. Таким образом, вращение эффективно разогревает систему от оси вращения к границам. Далее в статье за T обозначена температура на оси вращения, т.е. $T = T(r=0)$.

Дискретизация действия (5) с мнимой угловой скоростью проводится аналогично тому, как это сделано в работе [30]. В нашей работе мы не показываем явный вид выражения для решеточного действия вследствие его громоздкости.

Моделирование изучаемой системы проводится на решетках $N_t \times N_z \times N_x \times N_y = N_t \times N_z \times N_s^2$ ($N_s = N_x = N_y$), а ось вращения проходит через центр симметрии плоскости xy . На параметры N_t, N_z не налагается ограничений, в то время как параметр N_s должен быть ограничен ($\Omega N_s a/\sqrt{2} < 1$). Это связано с требованием недостижимости скорости света на границах решетки. В большинстве наших вычислений выполняется условие $\Omega N_s a/\sqrt{2} \ll 1$. Таким образом, мнимая угловая скорость достаточно мала, что позволяет раскладывать исследуемые величины по ней и проводить аналитическое продолжение в область действительных угловых скоростей. В то же время угловые скорости, при которых проводятся вычисления, близки к оценкам угловых скоростей кварк-глюонной материи, которая рождается в столкновениях тяжелых ионов [5].

При моделировании вращающихся систем особую важность приобретают граничные условия. В наших вычислениях мы накладываем периодические граничные условия в направлениях τ и z . Что же касается граничных условий в направлениях, перпендикулярных к оси вращения, то, по нашему мнению, периодические граничные условия не совсем физичны, т.к. поле скоростей вращающейся системы не периодически. В работе [30] было предложено на границе моделируемого объема использовать условия Дирихле, фиксируя значения глюонных полей $\hat{A}_\mu = 0$ или, в решеточных терминах, фиксируя линковые переменные $U_{x,\mu} = 1$. По нашему мнению, такие граничные условия также не совсем физичны, так как они нарушают Z_3 симметрию исходной теории. Наличие или нарушение этой симметрии определяет, находится ли система в фазе конфайнмента или деконфайнмента соответственно, а, значит, влияет на фазовые переходы в глюодинамике. Поэтому в наших вычислениях мы будем использовать открытые граничные условия [31]. Такие граничные условия не нарушают симметрий исследуемой теории. В работе [31] открытые граничные условия были введены в направле-

нии Евклидоваго времени. Для решения нашей задачи мы модифицируем граничные условия работы [31]. А именно, граничные условия, используемые в нашей работе, соответствуют граничным условиям Неймана, которые для калибровочных полей имеют следующий вид: $F_{x\nu}^a = 0$ на границах $x = \pm N_s/2$, $F_{y\nu}^a = 0$ на границах $y = \pm N_s/2$. Отметим, что мы провели исследования того, как указанные граничные условия влияют на фазовые переходы в глюодинамике без вращения. Наши результаты показывают, что используемые граничные условия не изменяют основные свойства фазовых переходов исследуемой теории.

Основной целью нашей работы является изучение влияния вращения на фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент в $SU(3)$ -глюодинамике. Хорошо известно, что этот фазовый переход – переход первого рода. В отсутствие полей материи параметром порядка, определяющим, в какой фазе находится система, является *петля Полякова*

$$L(\mathbf{x}) = \text{Tr} \mathcal{T} \exp \left[ig \oint_{[0,1/T]} A_4(\mathbf{x}, x_4) dx^4 \right]. \quad (6)$$

Петля Полякова связана со свободной энергией одиночного статического заряда F_q следующим образом: $\langle L \rangle = \exp(-\beta F_q)$. В фазе конфайнмента энергия, необходимая для того, чтобы разнести заряды на бесконечное расстояние друг от друга, бесконечна, следовательно и $\langle L \rangle = 0$. В фазе деконфайнмента $\langle L \rangle$ принимает ненулевое значение.

Дискретизованная и усредненная по трехмерному объему версия петли Полякова может быть записана в виде

$$L = \frac{1}{N_z N_s^2} \sum_{\mathbf{x}} \text{Tr} \left(\prod_{\tau=0}^{N_t-1} U_4(\mathbf{x}, \tau) \right), \quad (7)$$

где $U_4(\mathbf{x}, \tau)$ обозначает линковую переменную во временном направлении.

Вблизи фазового перехода в системе происходят значительные флуктуации, и поэтому положение фазового перехода удобно определять по положению пика *восприимчивости* петли Полякова

$$\chi = N_s^2 N_z (\langle |L|^2 \rangle - \langle L \rangle^2). \quad (8)$$

Стоит отметить, что фазовый переход в глюодинамике хорошо определен только в бесконечном объеме, в то время как решеточное моделирование возможно лишь для систем с конечным числом степеней свободы. Тем не менее, методика изучения переходов в таких системах хорошо проработана. В частности,

основным объектом изучения этой статьи является критическая температура, которая определяется по пику восприимчивости. И хотя высота пика сильно зависит от размеров системы, для достаточно больших решеток эффекты конечного объема и шага решетки слабо влияют на критическую температуру, что позволяет перейти к термодинамическому пределу.

Результаты вычислений. Как отмечалось в предыдущем разделе, для изучения влияния вращения на фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент в SU(3)-глюодинамике необходимо вычисление Поляковской петли и восприимчивости Поляковской петли для разных значений угловой скорости. На рисунке 1 представлен график зависимости модуля петли Полякова (7) от

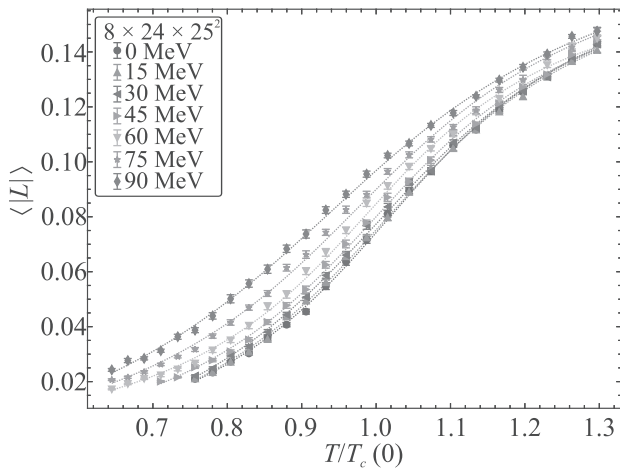


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость модуля петли Полякова от температуры в единицах критической температуры исследуемой системы без вращения $T_c(0)$ для различных значений мнимой угловой скорости Ω_I . Результаты получены на решетке $8 \times 24 \times 25^2$

температуры в единицах критической температуры исследуемой системы без вращения $T_c(0)$ для различных значений мнимой угловой скорости Ω_I . Результаты получены на решетке $8 \times 24 \times 25^2$. Как видно из этого графика, при низкой температуре значение Поляковской петли мало, что соответствует фазе конфайнмента. При повышении температуры Поляковская линия растет, т.е. система переходит в фазу деконфайнмента. Переход происходит в области наиболее быстрого изменения Поляковской петли. Из рисунка 1 видно, что область фазового перехода смещается влево при увеличении мнимой угловой скорости. Таким образом, критическая температура уменьшается с ростом мнимой угловой скорости.

Для определения критической температуры используют восприимчивость Поляковской петли (8). На рисунке 2 показана зависимость восприимчиво-

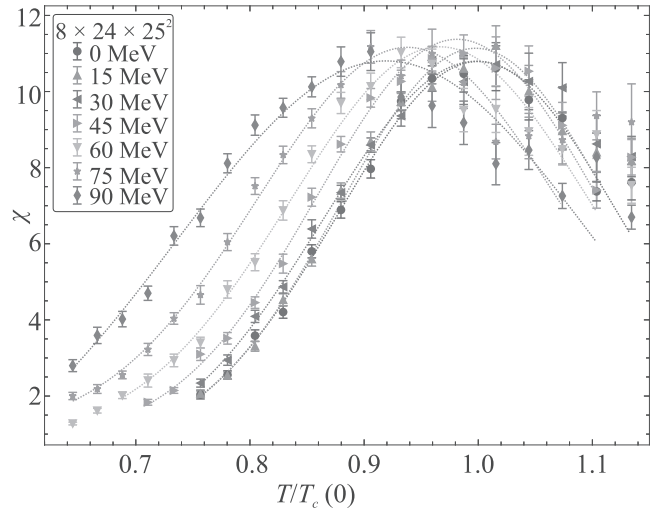


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость восприимчивости петли Полякова от температуры в единицах критической температуры исследуемой системы без вращения $T_c(0)$ для различных значений мнимой угловой скорости Ω_I . Результаты получены на решетке $8 \times 24 \times 25^2$

сти от температуры для различных значений мнимой угловой скорости, которая получена на решетке $8 \times 24 \times 25^2$. Вычисление значения критической температуры проводят по положению пика восприимчивости. В нашей работе в окрестности пика мы фитируем данные с помощью функции Гаусса:

$$\chi(T) = A + B \exp\left(-\frac{(T - T_c)^2}{2\delta T^2}\right) \quad (9)$$

и, таким образом, определяем положение пика.

Результаты вычислений зависимости критической температуры от мнимой угловой скорости, полученные на решетке $8 \times 24 \times 25^2$, представлены на рис. 3. Для изучения влияния конечного объема на наши результаты, в дополнение к решетке $8 \times 24 \times 25^2$ мы провели аналогичные вычисления на решетках $8 \times N_z \times 25^2$, $N_z = 20, 30$, результаты которых так же представлены на рис. 3. Как видно из этого графика, изменение объема в направлении оси z слабо влияет на наши результаты.

Для изучения зависимости наших результатов от конечного шага решетки, помимо решетки $8 \times 24 \times 25^2$, мы проводим вычисление критической температуры на решетках $10 \times 30 \times 31^2$, $12 \times 36 \times 37^2$. Отметим, что на решетках с разным N_t приблизительно

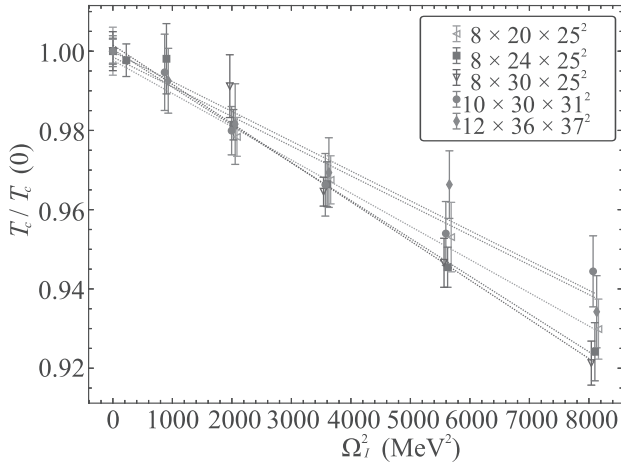


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость отношения $T_c(\Omega)/T_c(0)$ от Ω_I^2 , полученная на решетках $8 \times N_z \times 25^2$, $N_z = 20, 24, 30$ и $10 \times 30 \times 31^2$, $12 \times 36 \times 37^2$

сохраняются соотношения N_z/N_t и N_s/N_t . Следовательно, при одной и той же физической температуре ($T = 1/N_t a$) вычисления проводятся при разных шагах решетки, но при одинаковом физическом объеме и одинаковом распределении скоростей в исследуемом объеме. На рисунке 3 представлены результаты расчетов критической температуры для разных шагов решетки. Как видно из этого графика, наши результаты слабо зависят от шага решетки.

Очевидно, что критическая температура не зависит от направления угловой скорости. Поэтому можно ожидать, что T_c является функцией от Ω_I^2 . В приближении малости угловой скорости зависимость от нее критической температуры можно разложить по степеням Ω_I^2 . Из рисунка 3 видно, что для того, чтобы описать наши решеточные результаты, достаточно оставить следующий за лидирующим член разложения по Ω_I^2

$$\frac{T_c(\Omega)}{T_c(0)} = 1 - C_2 \Omega_I^2. \quad (10)$$

Тот факт, что член $C_2 \Omega_I^2$ достаточен для описания наших результатов подтверждает, что значения угловых скоростей, которые исследуются в этой работе, действительно малы и аналитическое продолжение из области мнимых угловых скоростей в область действительных угловых скоростей оправдано.

Фитируя решеточные данные формулой (10), получаем следующее значение коэффициента разложения $C_2 \simeq 7.5 \cdot 10^{-6} \text{ МэВ}^{-2}$. Таким образом, ненулевая мнимая угловая скорость приводит к уменьшению критической температуры. Проводя аналитическое продолжение наших результатов: $\Omega_I^2 = -\Omega^2$, можно утверждать, что критическая температу-

ра перехода конфайнмент/деконфайнмент в $SU(3)$ -глюодинамике увеличивается с угловой скоростью и для не очень больших угловых скоростей вращения может быть описана формулой

$$\frac{T_c(\Omega)}{T_c(0)} = 1 + C_2 \Omega^2. \quad (11)$$

Подчеркнем, что величина коэффициента C_2 получена на решетках с одним и тем же физическим размером в перпендикулярном направлении к оси вращения: $(N_s - 1)a$. Для изучения вопроса, как коэффициент C_2 зависит от размера решетки в перпендикулярном направлении N_s , мы провели вычисления критических температур для разных мнимых угловых скоростей на решетках: $8 \times 24 \times N_s^2$, $N_s = 29, 33, 41$. Результаты этого вычисления представлены на рис. 4. Из этого рисунка видно, что для всех N_s

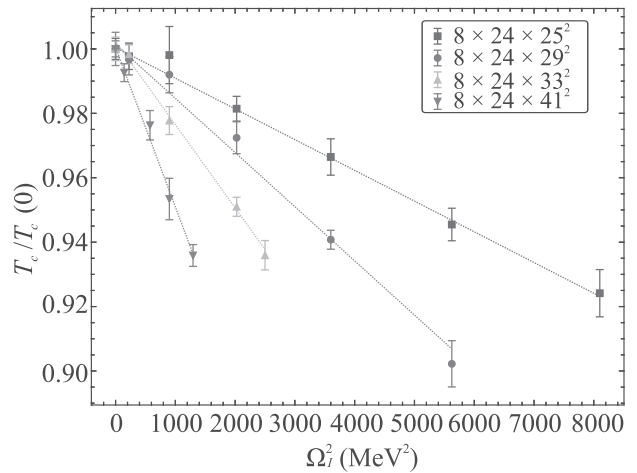


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость отношения $T_c(\Omega)/T_c(0)$ от мнимой угловой скорости для различных решеток

наши данные хорошо описываются формулой (10). Второй вывод из рис. 4 состоит в том, что чем больше размер плоскости вращения, тем больше величина коэффициента C_2 .

Для более детального изучения влияния вращения на критическую температуру на рис. 5 построена зависимость отношения $T_c/T_c(0)$ от мнимой скорости на границе объема v_I в системе покоя. Для вычислений v_I мы взяли граничную точку с координатами $(x, y, z) = ((N_s - 1)a/2, 0, 0)$, для которой $v_I = \Omega_I(N_s - 1)a/2$. Как видно из рис. 5, в пределах ошибки результаты расчетов для всех N_s описываются одной формулой

$$\frac{T_c(\Omega)}{T_c(0)} = 1 - B_2 v_I^2, \quad (12)$$

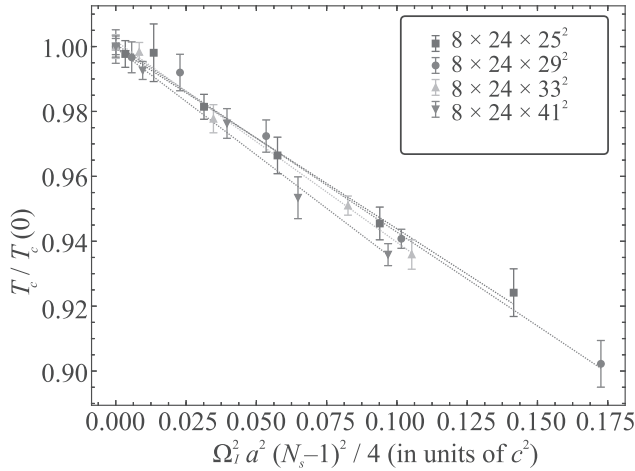


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость приведенной критической температуры $T_c(\Omega)/T_c(0)$ от (мнимой) скорости на границе исследуемого объема $v_I^2 = \Omega_I^2 a^2 (N_s - 1)^2 / 4$ для различных решеток

где коэффициент $B_2 \simeq 0.5$. Отметим, что аналогично угловой скорости, результаты для мнимой скорости v_I могут быть аналитически продолжены в область действительной скорости $v^2 = -v_I^2$. Стоит также отметить, что вместо точки с координатами $(x, y, z) = ((N_s - 1)a/2, 0, 0)$ мы могли бы взять скорость в любой точке на границе исследуемого объема. В этом случае результаты могли бы быть описаны формулой (12), но с другим коэффициентом B_2 .

Соотношение (12) позволяет сделать нам вывод о том, что в области исследуемых значений угловой скорости и поперечных размеров решетки коэффициент B_2 слабо зависит от размера решетки и от угловой скорости. Из этого факта можно извлечь зависимость коэффициента C_2 от поперечных размеров решетки: $C_2 = B_2(N_s - 1)^2 a^2 / 4$. Отметим, однако, что величина коэффициента B_2 зависит от граничных условий в направлениях, перпендикулярных к оси вращения.

Заключение. В этой работе в рамках решеточного моделирования проведено изучение влияния вращения на фазовый переход конфаинмент/деконфаинмент в $SU(3)$ -глюодинике. Для того чтобы провести такое исследование, мы переходим во вращающуюся вместе с исследуемой теорией систему отчета. В этой системе вращение задается с помощью метрического тензора, который можно рассматривать как внешнее гравитационное поле. Таким образом, мы проводим решеточное моделирование $SU(3)$ -глюодиники во внешнем гравитационном поле с граничными условиями Неймана на калибровочные поля. Включение внешнего

гравитационного поля, соответствующего вращающейся системе, приводит к проблеме знака. Для того чтобы обойти эту проблему, мы проводим решеточное моделирование с мнимой угловой скоростью с последующим аналитическим продолжением полученных результатов в область действительных значений угловой скорости.

Для изучения влияния вращения на фазовый переход конфаинмент/деконфаинмент проводится вычисление Поляковской петли и восприимчивости Поляковской петли для разных значений температур и угловых скоростей. По пику восприимчивости Поляковской петли мы определили, как критическая температура перехода конфаинмент/деконфаинмент зависит от угловой скорости. Наши результаты говорят о том, что критическая температура перехода конфаинмент/деконфаинмент в $SU(3)$ -глюодинике увеличивается с ростом угловой скорости. При этом наши результаты для критической температуры хорошо описываются формулой $T_c(\Omega)/T_c(0) = 1 + C_2 \Omega^2$. Также было показано, что наши результаты слабо зависят от шага решетки и размера решетки в направлении оси вращения. При изменении размера решетки в направлении, перпендикулярном оси вращения, коэффициент C_2 изменяется в соответствии с формулой $C_2 = B_2(N_s - 1)^2 a^2 / 4$. Расчеты показывают, что величина коэффициента B_2 зависит от граничных условий.

Согласно закону Толмана–Эренфеста, во внешнем гравитационном поле термодинамическое равновесие определяется соотношением $T(r)\sqrt{1 - \Omega^2 r^2} = 1/\beta = T$, где T – температура на оси вращения. Таким образом, вращение эффективно разогревает систему от оси вращения к границам. Далее рассмотрим две теории с одинаковыми $\beta = 1/T$: одна не вращается, а другая вращается с угловой скоростью Ω . Для первой системы температура одинаковая во всем пространстве, а для второй $T(r) > T$. Логично предположить, что вторая система быстрее перейдет в состояние деконфаинмента при повышении T , так как эффективно она более “горячая”. Таким образом, можно ожидать, что кинематически критическая температура уменьшается при вращении. Однако наш результат противоречит этому предположению. В настоящий момент мы не можем дать физическое объяснение полученному результату. Возможно, полученный результат связан с поляризацией глюонов, которая может появиться при вращении системы.

В заключение этой статьи заметим, что феноменологические модели КХД предсказывают [14–18]

уменьшение критической температуры перехода нарушение/восстановление киральной симметрии при вращении. Подчеркнем, что это не связано с кинематическим фактором закона Толмана–Эренфеста [16]. Однако эти теории не учитывают глюонные степени свободы и явление конфайнмента в КХД. Отметим, что существует множество подтверждений того, что явления конфайнмента и спонтанного нарушения киральной симметрии связаны между собой [32]. Поэтому, учитывая результаты нашей работы, можно утверждать, что для надежного изучения влияния вращения на свойства КХД необходимо использовать теории, более точные, чем NJL, которая была использована в работах [14–18]. Например, метод решеточного моделирования с динамическими кварками позволит надежно изучить влияние вращения на свойства КХД. Мы планируем провести такое исследование в будущем.

Авторы благодарят О. В. Теряева за полезные обсуждения результатов работы.

В. В. Брагута и Д. Д. Кузнецов благодарят фонд “Базис” за финансовую поддержку. Работа А. Ю. Котова, которая состояла в написании первой версии и оптимизации кода для моделирования глюодинамики во внешнем гравитационном поле, поддержана грантом Российского научного фонда #16-12-10059. Работа А. А. Роевко поддержана Грантом молодых ученых и специалистов ОИЯИ 20-302-06. Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт”, <http://ckp.nrcki.ru/>. Также авторы использовали суперкомпьютер ОИЯИ “Говорун” и суперкомпьютер ИТЭФ.

1. A. L. Watts, N. Andersson, D. Chakrabarty et al. (Collaboration), *Rev. Mod. Phys.* **88**(2), 021001 (2016); doi:10.1103/RevModPhys.88.021001; arXiv:1602.01081 [astro-ph.HE].
2. I. A. Grenier and A. K. Harding, *Comptes Rendus Physique* **16**, 641 (2015); doi:10.1016/j.crhy.2015.08.013; arXiv:1509.08823 [astro-ph.HE].
3. G. Basar, D. E. Kharzeev, and H. U. Yee, *Phys. Rev. B* **89**(3), 035142 (2014); doi:10.1103/PhysRevB.89.035142; arXiv:1305.6338 [hep-th].
4. K. Landsteiner, *Phys. Rev. B* **89**(7), 075124 (2014); doi:10.1103/PhysRevB.89.075124; arXiv:1306.4932 [hep-th].
5. Y. Jiang, Z. W. Lin, and J. Liao, *Phys. Rev. C* **94**(4), 044910 (2016); erratum: [*Phys. Rev. C* **95**(4), 049904 (2017)]; doi:10.1103/PhysRevC.94.044910, 10.1103/PhysRevC.95.049904; arXiv:1602.06580 [hep-ph].
6. F. Becattini, F. Piccinini, and J. Rizzo, *Phys. Rev. C* **77**, 024906 (2008); doi:10.1103/PhysRevC.77.024906; arXiv:0711.1253 [nucl-th].
7. M. Baznat, K. Gudima, A. Sorin, and O. Teryaev, *Phys. Rev. C* **88**(6), 061901 (2013); doi:10.1103/PhysRevC.88.061901; arXiv:1301.7003 [nucl-th].
8. A. Vilenkin, *Phys. Rev. D* **20**, 1807 (1979); doi:10.1103/PhysRevD.20.1807.
9. D. E. Kharzeev, J. Liao, S. A. Voloshin, and G. Wang, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **88**, 1 (2016); doi:10.1016/j.pnpnp.2016.01.001; arXiv:1511.04050 [hep-ph].
10. G. Prokhorov, O. Teryaev, and V. Zakharov, *Phys. Rev. D* **98**(7), 071901 (2018); doi:10.1103/PhysRevD.98.071901; arXiv:1805.12029 [hep-th].
11. G. Y. Prokhorov, O. V. Teryaev, and V. I. Zakharov, *JHEP* **02**, 146 (2019); doi:10.1007/JHEP02(2019)146; arXiv:1807.03584 [hep-th].
12. O. Rogachevsky, A. Sorin, and O. Teryaev, *Phys. Rev. C* **82**, 054910 (2010); doi:10.1103/PhysRevC.82.054910; arXiv:1006.1331 [hep-ph].
13. O. V. Teryaev and V. I. Zakharov, *Phys. Rev. D* **96**(9), 096023 (2017); doi:10.1103/PhysRevD.96.096023.
14. S. Ebihara, K. Fukushima, and K. Mameda, *Phys. Lett. B* **764**, 94 (2017); doi:10.1016/j.physletb.2016.11.010; arXiv:1608.00336 [hep-ph].
15. M. N. Chernodub and S. Gongyo, *JHEP* **1701**, 136 (2017); doi:10.1007/JHEP01(2017)136; arXiv:1611.02598 [hep-th].
16. Y. Jiang and J. Liao, *Phys. Rev. Lett.* **117**(19), 192302 (2016); doi:10.1103/PhysRevLett.117.192302; arXiv:1606.03808 [hep-ph].
17. H. Zhang, D. Hou, and J. Liao, arXiv:1812.11787 [hep-ph].
18. X. Wang, M. Wei, Z. Li, and M. Huang, *Phys. Rev. D* **99**(1), 016018 (2019); doi:10.1103/PhysRevD.99.016018; arXiv:1808.01931 [hep-ph].
19. A. V. Smilga, *Phys. Rept.* **291**, 1 (1997); doi:10.1016/S0370-1573(97)00014-8; hep-ph/9612347.
20. O. Philipsen, *PoS LAT 2005*, 016 (2006) [*PoS JHW 2005*, 012 (2006)]; doi:10.22323/1.020.0016; hep-lat/0510077.
21. V. V. Braguta, V. A. Goy, E.-M. Ilgenfritz, A. Y. Kotov, A. V. Molochkov, M. Muller-Preussker, and B. Petersson, *JHEP* **1506**, 094 (2015); doi:10.1007/JHEP06(2015)094; arXiv:1503.06670 [hep-lat].

22. V. V. Braguta, E. M. Ilgenfritz, A. Y. Kotov, B. Petersson, and S. A. Skinderev, Phys. Rev. D **93**(3), 034509 (2016); doi:10.1103/PhysRevD.93.034509; arXiv:1512.05873 [hep-lat].
23. V. V. Braguta and A. Y. Kotov, Phys. Rev. D **93**(10), 105025 (2016); doi:10.1103/PhysRevD.93.105025; arXiv:1601.04957 [hep-th].
24. T. G. Khunjua, K. G. Klimenko, and R. N. Zhokhov, Phys. Rev. D **97**(5), 054036 (2018); doi:10.1103/PhysRevD.97.054036; arXiv:1710.09706 [hep-ph].
25. T. G. Khunjua, K. G. Klimenko, and R. N. Zhokhov, Phys. Rev. D **98**(5), 054030 (2018); doi:10.1103/PhysRevD.98.054030; arXiv:1804.01014 [hep-ph].
26. T. G. Khunjua, K. G. Klimenko, and R. N. Zhokhov, JHEP **1906**, 006 (2019); doi:10.1007/JHEP06(2019)006; arXiv:1901.02855 [hep-ph].
27. Z. V. Khaidukov and Y. A. Simonov, Phys. Rev. D **100**(7), 076009 (2019); doi:10.1103/PhysRevD.100.076009; arXiv:1906.08677 [hep-ph].
28. R. A. Abramchuk, M. A. Andreichikov, Z. V. Khaidukov, and Y. A. Simonov, Eur. Phys. J. C **79**(12), 1040 (2019); doi:10.1140/epjc/s10052-019-7548-z; arXiv:1908.00800 [hep-ph].
29. M. K. Volkov and A. E. Radzhabov, Phys. Usp. **49**, 551 (2006); doi:10.1070/PU2006v049n06ABEH005905; hep-ph/0508263.
30. A. Yamamoto and Y. Hirono, Phys. Rev. Lett. **111**, 081601 (2013); doi:10.1103/PhysRevLett.111.081601; arXiv:1303.6292 [hep-lat].
31. M. Luscher and S. Schaefer, JHEP **07**, 036 (2011); doi:10.1007/JHEP07(2011)036; arXiv:1105.4749 [hep-lat].
32. J. B. Kogut, Rev. Mod. Phys. **55**, 775 (1983); doi:10.1103/RevModPhys.55.775.