

Изучение влияния экстремальных условий на свойства кварк-глюонной плазмы с помощью решеточного моделирования

Сычев Дмитрий Александрович

Научный руководитель: Брагута Виктор Валериевич

(по материалам кандидатской диссертации)

ЛТФ ОИЯИ, МФТИ

25 Февраля 2026

Список публикаций

- 1) Victor V. Braguta, Maxim N. Chernodub, Artem A. Roenko, and Dmitrii A. Sychev, "Negative moment of inertia and rotational instability of gluon plasma," Phys. Lett. B 852, 138604 (2024), arXiv:2303.03147 [hep-lat].
- 2) Victor V. Braguta, Maxim N. Chernodub, Ilya E. Kudrov, Artem A. Roenko, and Dmitrii A. Sychev, "Negative Barnett effect, negative moment of inertia of the gluon plasma, and thermal evaporation of the chromo-magnetic condensate," Phys. Rev. D 110, 014511 (2024), arXiv:2310.16036 [hep-ph].
- 3) V. V. Braguta, M. N. Chernodub, I. E. Kudrov, A. A. Roenko, and D. A. Sychev, "Influence of Relativistic Rotation on QCD Properties," Phys. Atom. Nucl. 86, 1249–1255 (2023).
- 4) V. Braguta, M. Chernodub, E. Eremeev, I. Kudrov, A. Roenko и D. Sychev, "On the angular momentum and free energy of rotating gluon plasma", Физика элементарных частиц и атомного ядра (ЭЧАЯ), дек. 2025. arXiv: 2512.04070 [hep-lat].

Положения, выносимые на защиту. Часть 1 из 2

- 1) Впервые произведено измерение свободной энергии и момента инерции вращающейся глюонной плазмы. Обнаружено, что момент инерции вращающейся глюонной плазмы принимает отрицательные значения при $T < 1.50(10) T_c$, при более высоких температурах момент инерции принимает положительные значения.
- 2) Произведена декомпозиция момента инерции вращающейся глюонной плазмы на механический и магнитный вклады, где первый вклад соответствует флуктуациям полного углового момента глюонов, а второй — термальной части хромомангнитного конденсата. Предложено описание отрицательности момента инерции глюонной плазмы при $T < 1.50(10) T_c$ посредством возникновения отрицательного эффекта Барнетта.

Положения, выносимые на защиту. Часть 2 из 2

- 3) Впервые произведено измерение следующего за моментом инерции коэффициента разложения углового момента вращающейся глюонной плазмы по угловой скорости. Обнаружено, что этот коэффициент отрицателен при $T \lesssim 1.6 T_c$, при более высоких температурах этот коэффициент принимает положительные значения.

Участие в конференциях. Часть 1 из 2

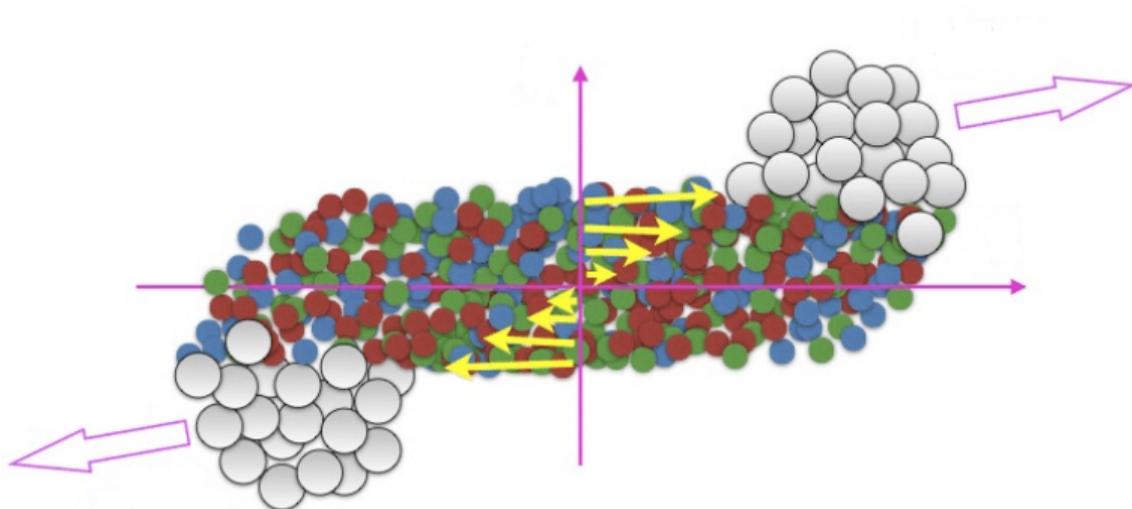
- 1) The XXVIth International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics", 2025
- 2) "Models in Quantum Field Theory" (MQFT-2025)
- 3) The 29th International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2025)
- 4) The 28th International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2024)
- 5) 66-ая Всероссийская научная конференция МФТИ, 2024

Участие в конференциях. Часть 2 из 2

- 6) The XXVII International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2023)
- 7) The XXVth International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, 2023
- 8) Infinite and Finite Nuclear Matter (INFINUM-2023)
- 9) 65-я Всероссийская научная конференция МФТИ, 2023
- 10) III International Workshop «Lattice and Functional Techniques for QCD» (JINR, SPbU), 2022
- 11) The XXVI International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2022) (JINR)

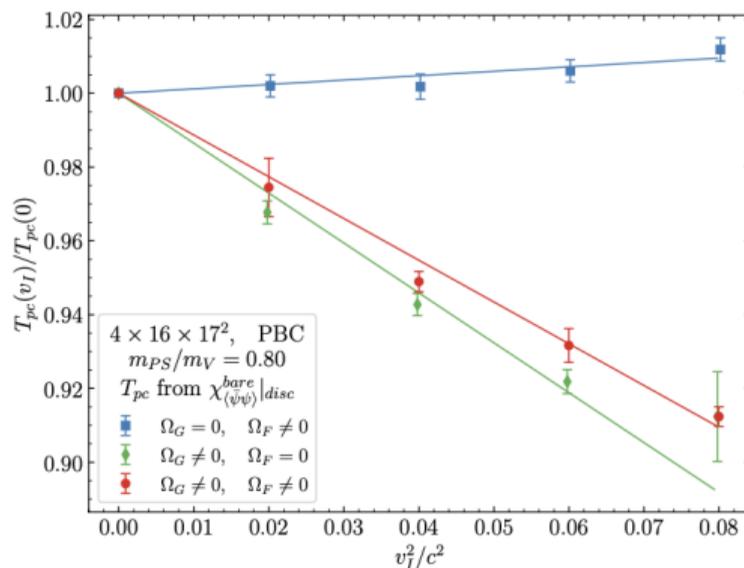
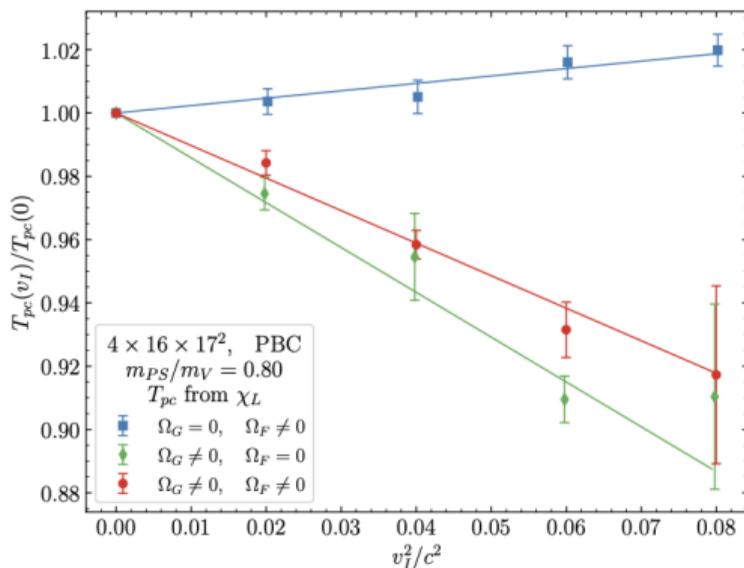
Мотивация

- В нецентральных столкновениях тяжелых ионов могут возникать капли КГП с угловым моментом $\sim (10^3 - 10^5)\hbar$.



Мотивация изучения глюодинамики

- Изменение псевдокритической температуры КХД вследствие вращения в основном определяется влиянием вращения на глюоны.



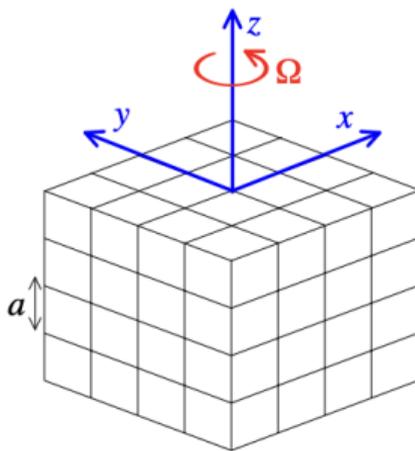
Глюодинамика в пространстве Минковского

$$t = t_{\text{lab}}, \quad r = r_{\text{lab}}, \quad z = z_{\text{lab}}, \quad \varphi = [\varphi_{\text{lab}} - \Omega t]_{2\pi}$$

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

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4g_{\text{YM}}^2} g^{\mu\mu'} g^{\nu\nu'} F_{\mu'\nu'}^a F_{\mu\nu}^a$$

$$\beta = \frac{6}{g_{\text{YM}}^2}$$



Глюодинамика в евклидовом пространстве

После поворота Вика ($t = -i\tau$), лагранжиан может быть представлен в виде:

$$\mathcal{L}_G = \mathcal{L}_0 - (i\Omega)\mathcal{L}_1 - \frac{\Omega^2}{2}\mathcal{L}_2$$

$$\mathcal{L}_0 = \frac{1}{4g_{\text{YM}}^2} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a,$$

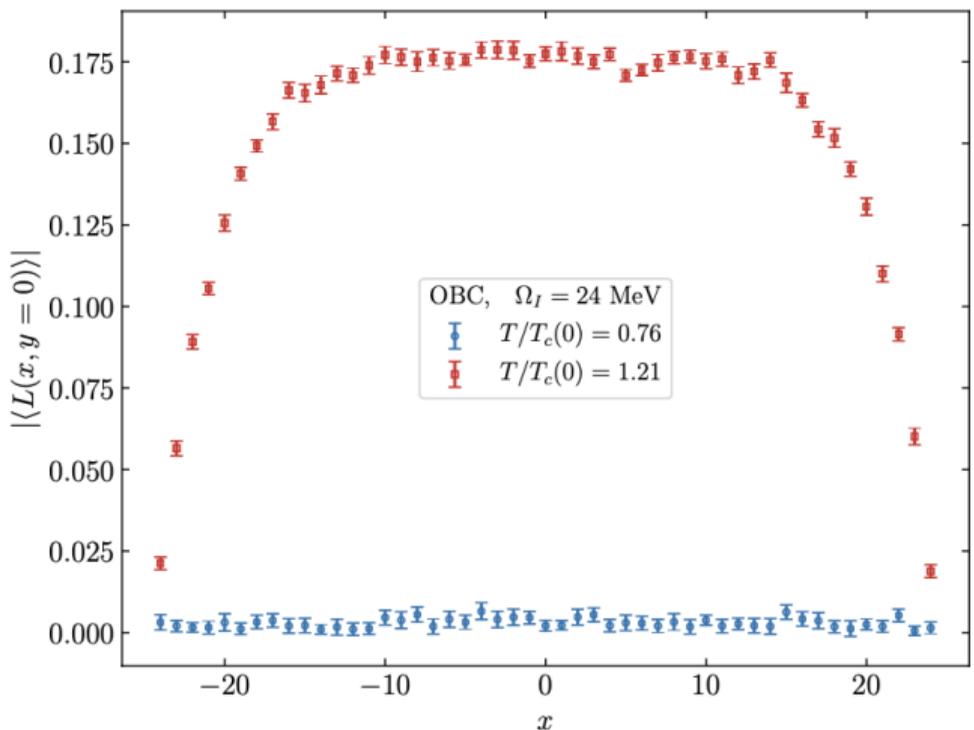
$$\mathcal{L}_1 = \frac{1}{g_{\text{YM}}^2} [-yF_{xy}^a F_{y\tau}^a - yF_{xz}^a F_{z\tau}^a + xF_{yx}^a F_{x\tau}^a + xF_{yz}^a F_{z\tau}^a]$$

$$\mathcal{L}_2 = \frac{1}{g_{\text{YM}}^2} [r^2(F_{xy}^a)^2 + x^2(F_{yz}^a)^2 + y^2(F_{xz}^a)^2 - 2xyF_{xz}^a F_{yz}^a]$$

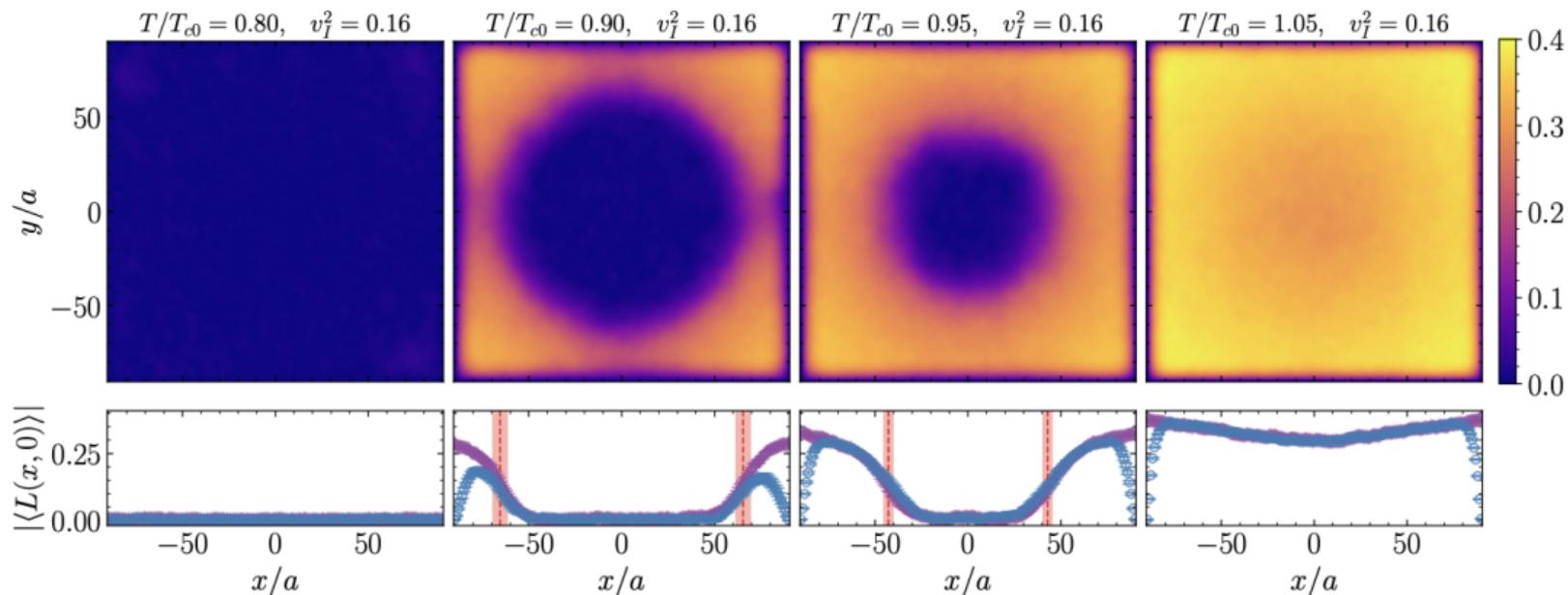
Во избежание проблемы знака ($P \propto \exp(-S_E)$) в Монте-Карло моделировании возможно:

- Выполнение аналитического продолжения $\Omega_I = -i\Omega$
- Вычисление коэффициентов разложения при $\Omega = 0$

Экранирование граничных условий



Возникновение смешанной неоднородной фазы



Термодинамика во вращающейся системе отсчета

$$E = E^{(\text{lab})} - J\Omega$$

$$F = E - TS$$

$$J = - \left(\frac{\partial E}{\partial \Omega} \right)_S$$

$$J = - \left(\frac{\partial F}{\partial \Omega} \right)_T$$

Решеточная плотность действия

$$S_G = -\beta \sum_{n \in \Lambda} s^{(lat)}(n, v(n), Y)$$

$$\tilde{s} = \frac{1}{|\Lambda|} \sum_{n \in \Lambda} s^{(lat)}(n, \dots)$$

$$v = \tilde{R}\Omega = \frac{N_r}{2} a\Omega, \quad v_I = \tilde{R}\Omega_I = \frac{N_r}{2} a\Omega_I$$

$$\mathcal{Z} = \int \mathcal{D}[U] e^{-S_E[U]} = \mathcal{Z}(\beta, N_t, v_I, \dots)$$

$$\tilde{s} = \frac{1}{\mathcal{Z}} \int \mathcal{D}[U] \frac{1}{|\Lambda|} \partial_\beta e^{-S_G[U]} = \frac{1}{|\Lambda|} \left(\frac{\partial \ln \mathcal{Z}(\beta, N_t, v_I, \dots)}{\partial \beta} \right)_{v_I}$$

$$F = -T \ln \mathcal{Z}$$

Свободная энергия

$$\begin{aligned}
 F &= -T \ln \mathcal{Z} \\
 \frac{\tilde{f}(\beta, N_t, v_l, \dots)}{T(N_t, \beta)} &= -\frac{1}{V(N_r, N_z, \beta)} \ln \mathcal{Z}(\beta, N_t, v_l, \dots) \approx \\
 &\approx -\frac{1}{N_r^2 N_z a^3(\beta)} \int_{\beta_0}^{\beta} d\beta' \left(\frac{\partial \ln \mathcal{Z}}{\partial \beta} \right)_{v_l} (\beta', N_t, v_l, \dots) = \\
 &= -\frac{1}{N_r^2 N_z a^3(\beta)} \int_{\beta_0}^{\beta} d\beta' N_t N_r^2 N_z \tilde{s}(\beta', N_t, v_l, \dots) \\
 &= -N_t^4 T^3(N_t, \beta) \int_{\beta_0}^{\beta} d\beta' \tilde{s}(\beta', v_l, N_t, \dots) \\
 \frac{\tilde{f}(\beta, v_l, N_t, \dots)}{T^4(N_t, \beta)} &= -N_t^4 \int_{\beta_0}^{\beta} d\beta' \left[\tilde{s}(\beta', v_l, N_t, \dots) - \tilde{s}(\beta', v_l, N_t \rightarrow \infty, \dots) \right]
 \end{aligned}$$

Момент инерции

$$\frac{\tilde{f}(T, v_I, \dots)}{T^4} = \frac{f_0(T, \dots)}{T^4} \left(1 - \frac{1}{2}K_2 v_I^2 + \frac{1}{4}K_4 v_I^4 + \dots \right)$$

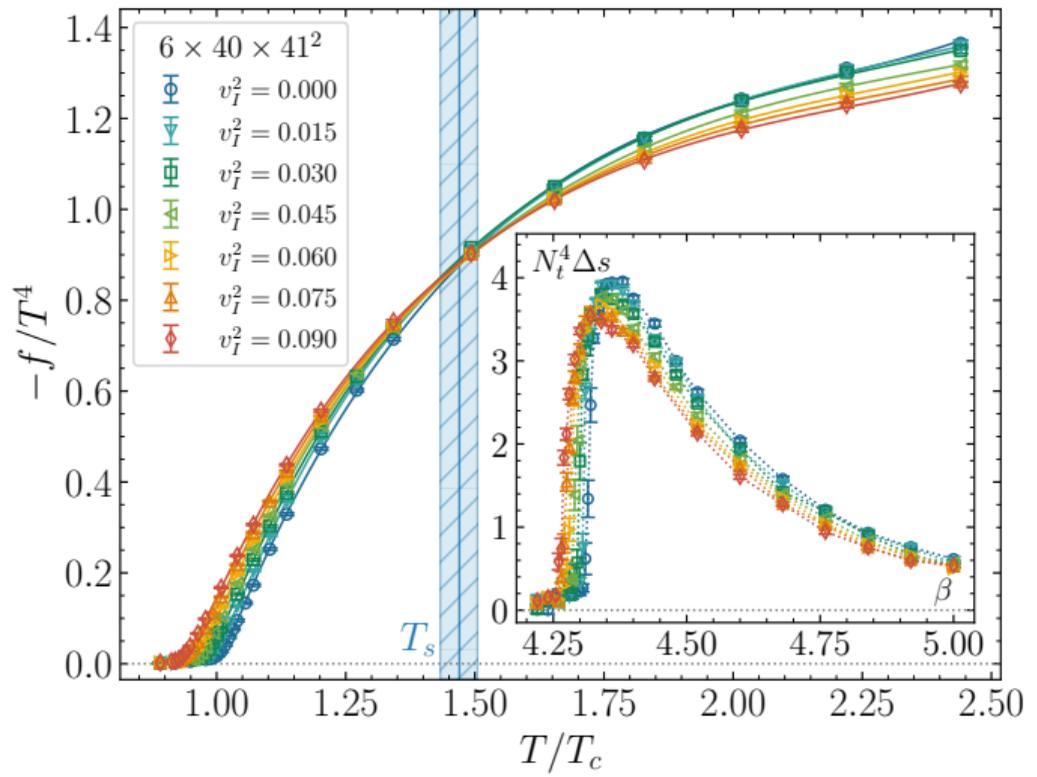
$$\frac{\tilde{f}(T, v, \dots)}{T^4} = \frac{f_0(T, \dots)}{T^4} \left(1 + \frac{1}{2}K_2 v^2 + \frac{1}{4}K_4 v^4 + \dots \right)$$

$$J = -\partial_\Omega F = -F_0 [K_2 v(\partial_\Omega v) + K_4 v^3(\partial_\Omega v) + \dots]$$

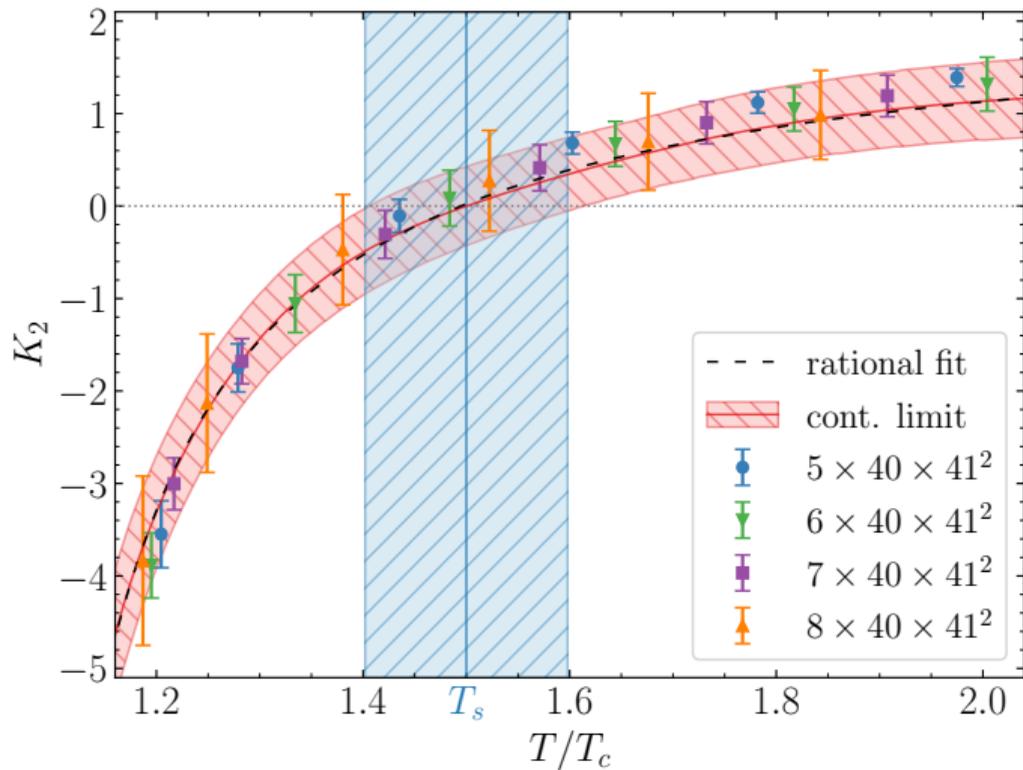
$$J = -F_0 K_2 v \tilde{R} + \dots = -F_0 K_2 \tilde{R}^2 \Omega - \mathcal{O}(\Omega^3)$$

$$I = \partial_\Omega J|_{\Omega=0} = -K_2 F_0 \tilde{R}^2$$

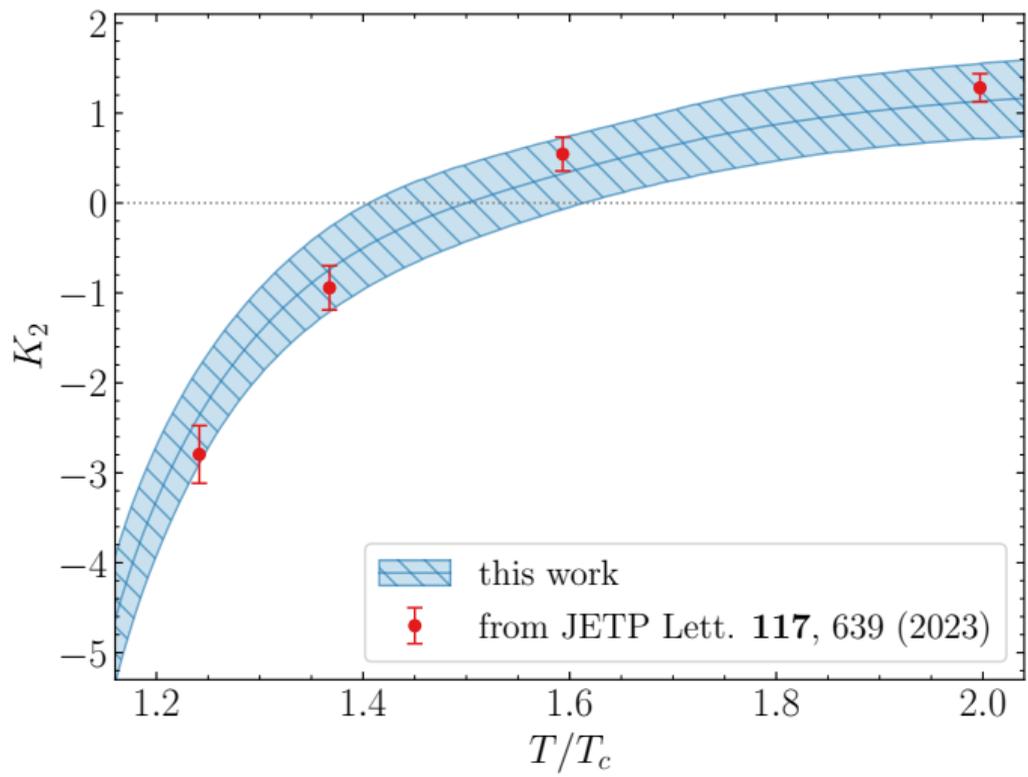
Свободная энергия



Момент инерции



Момент инерции



Положение 1

Впервые произведено измерение свободной энергии и момента инерции вращающейся глюонной плазмы. Обнаружено, что момент инерции вращающейся глюонной плазмы принимает отрицательные значения при $T < 1.50(10) T_c$, при более высоких температурах момент инерции принимает положительные значения.

Декомпозиция момента инерции

$$I^{gl} = I_{\text{mech}}^{gl} + I_{\text{magn}}^{gl}$$

$$F = -T \ln \int DA e^{iS}$$

$$S = S_0 + \Omega S_1 + \frac{1}{2} \Omega^2 S_2$$

$$S_1 = \frac{1}{g_{YM}^2} \int d^4x [x F_{yx}^a F_{xt}^a + x F_{yz}^a F_{zt}^a - y F_{xy}^a F_{yt}^a - y F_{xz}^a F_{zt}^a]$$

$$S_2 = -\frac{1}{g_{YM}^2} \int d^4x [r_{\perp}^2 (F_{xy}^a)^2 + y^2 (F_{xz}^a)^2 + x^2 (F_{yz}^a)^2 + 2xy F_{xz}^a F_{zy}^a]$$

“Механическая” часть момента инерции

$$I_{\text{mech}}^{\text{gl}} = T \langle\langle S_1^2 \rangle\rangle_T = \frac{1}{T} \langle\langle (\mathbf{n} \cdot \mathbf{J}^{\text{gl}})^2 \rangle\rangle_T$$

$$J_i^{\text{gl}} = \frac{T}{2} \int d^4x \epsilon_{ijk} M_{\text{gl}}^{jk}(x), \quad i, j = 1, 2, 3$$

$$M_{\text{gl}}^{ij}(x) = x^i T_{\text{gl}}^{j0}(x) - x^j T_{\text{gl}}^{i0}(x)$$

$$T_{\text{gl}}^{\mu\nu} = F^{a,\mu\alpha} F_{\alpha}^{a,\nu} - \frac{1}{4} \eta^{\mu\nu} F^{a,\alpha\beta} F_{\alpha\beta}^a$$

$$\langle\langle \mathcal{O} \rangle\rangle_T = \langle \mathcal{O} \rangle_T - \langle \mathcal{O} \rangle_{T=0}$$

“Магнитная” часть момента инерции

$$I_{\text{magn}}^{\text{gl}} = T \langle\langle S_2 \rangle\rangle_T = \int_V d^3x \left[\langle\langle (\mathbf{B}^a \cdot \mathbf{x}_\perp)^2 \rangle\rangle_T + \langle\langle (\mathbf{B}^a \cdot \mathbf{n})^2 \rangle\rangle_T x_\perp^2 \right]$$

$$\langle\langle B_i^a B_j^a \rangle\rangle_T = \frac{1}{3} \delta_{ij} \langle\langle (\mathbf{B}^a)^2 \rangle\rangle_T$$

$$I_{\text{magn}}^{\text{gl}} = \frac{2}{3} \int_V d^3x x_\perp^2 \langle\langle (\mathbf{B}^a)^2 \rangle\rangle_T$$

$$I_{\text{class}} = \int_V d^3x x_\perp^2 \rho(\mathbf{x})$$

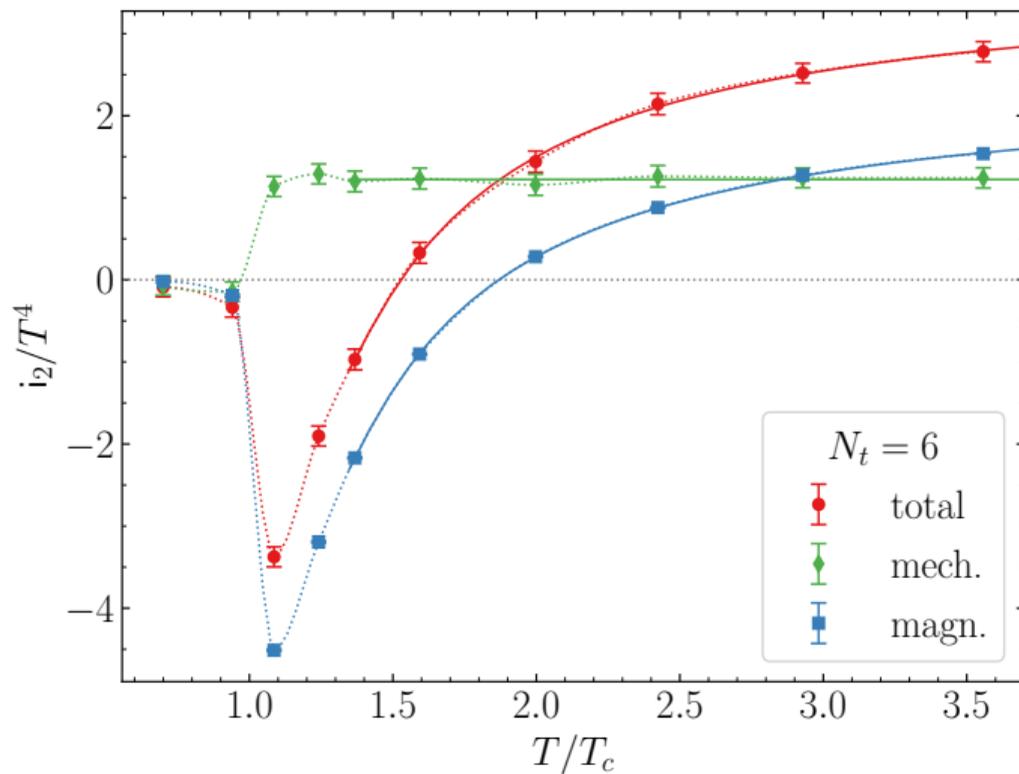
Разложение свободной энергии

$$F_0 = \lim_{\Omega \rightarrow 0} F < 0$$

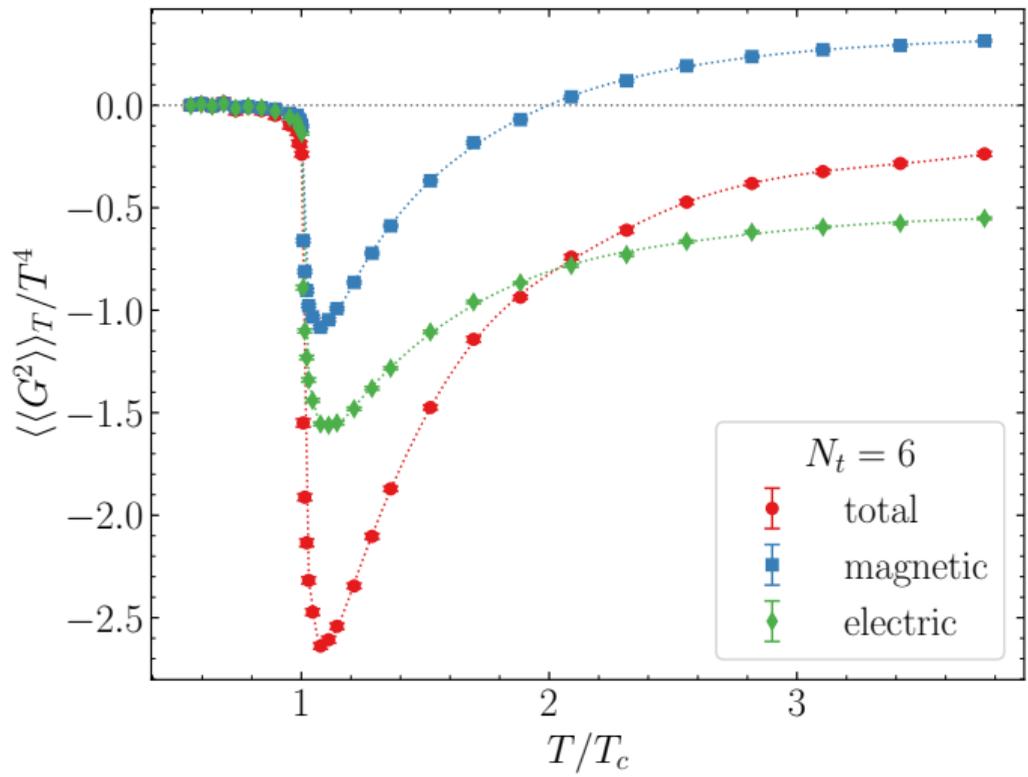
$$i_2 = \frac{I}{V\tilde{R}^2}, \quad \tilde{R} = \frac{L_s}{2}$$

$$\begin{aligned} F(T, \tilde{R}, \Omega) &= F_0(T, \tilde{R}) - V \sum_{k=1}^{\infty} \frac{i_{2k}(T)}{(2k)!} \tilde{R}^{2k} \Omega^{2k} \\ &\equiv F_0 - \frac{I}{2} \Omega^2 + \mathcal{O}(\Omega^4) \end{aligned}$$

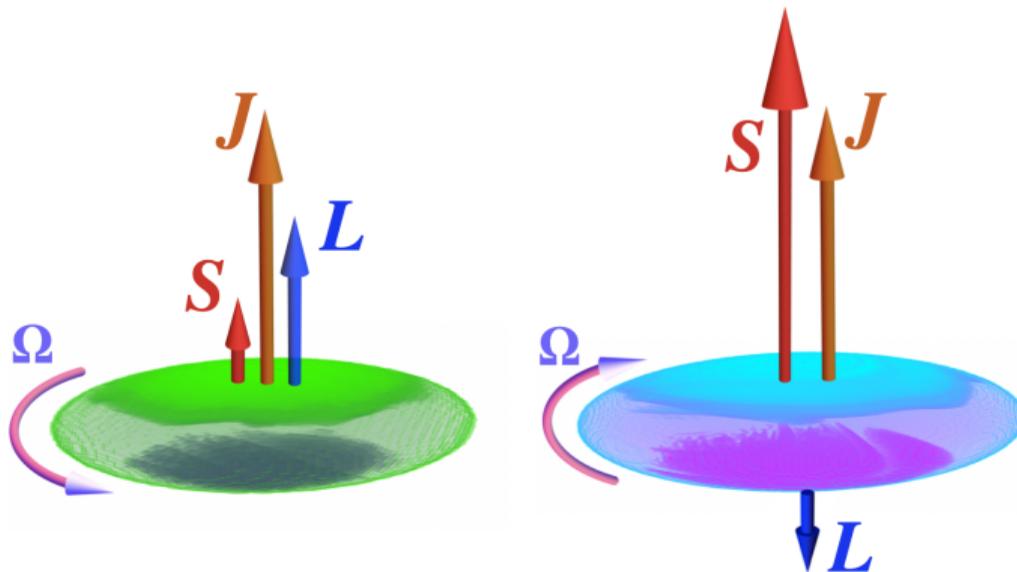
Момент инерции



Компоненты глюонного конденсата



Отрицательный эффект Барнетта



Вращающаяся КХД

$$I_{\text{mech}}^{(q+gl)} = \frac{1}{T} \langle\langle \mathbf{n} \cdot (\mathbf{J}_q + \mathbf{J}_{gl})^2 \rangle\rangle_T$$

$$M_{gl}^{ij} \rightarrow M_q^{ij} = i\bar{\psi}\gamma^0(\gamma^i D^j - \gamma^j D^i)\psi$$

$$D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu$$

Положение 2

Произведена декомпозиция момента инерции вращающейся глюонной плазмы на механический и магнитный вклады, где первый вклад соответствует флуктуациям полного углового момента глюонов, а второй — термальной части хромомангнитного конденсата. Предложено описание отрицательности момента инерции глюонной плазмы при $T < 1.50(10) T_c$ посредством возникновения отрицательного эффекта Барнетта.

Угловой момент

$$F(T, \tilde{R}, \Omega) = F_0(T, \tilde{R}) - \frac{F_2(T, \tilde{R})}{2} \Omega^2 - \frac{F_4(T, \tilde{R})}{4} \Omega^4 - \dots$$

$\tilde{R} = L_s/2$ — характерный размер.

$$J \equiv J_z = - \left(\frac{\partial F}{\partial \Omega} \right)_T = V \Omega \tilde{R}^2 \left(i_2 + i_4 (\Omega \tilde{R})^2 + i_6 (\Omega \tilde{R})^4 + \dots \right)$$

$$J_I = - \left(\frac{\partial F}{\partial \Omega_I} \right)_T = T \left(\frac{\partial \ln \mathcal{Z}}{\partial \Omega_I} \right)_T = -T \langle S_1 + \Omega_I S_2 \rangle$$

$$\bar{F}_{\mu\nu} = \frac{\partial x^\alpha}{\partial \bar{x}^\mu} \frac{\partial x^\beta}{\partial \bar{x}^\nu} F_{\alpha\beta}$$

$$J = J_{z,\text{lab}} = \int d^3 \bar{x} \left(\bar{x} T_{\text{lab}}^{0y} - \bar{y} T_{\text{lab}}^{0x} \right)$$

Плотность углового момента

$$J_{i, \text{lab}} = \frac{1}{2} \epsilon_{ijk} \int d^3 \bar{x} \left(\bar{x}^j T_{\text{lab}}^{0k} - \bar{x}^k T_{\text{lab}}^{0j} \right)$$

$$T_{\text{lab}}^{\mu\nu} = -\frac{1}{g_{YM}^2} \left(\bar{F}_{\mu\alpha}^a \bar{F}^{a,\alpha}_{\nu} - \frac{1}{4} g_{\mu\nu} \bar{F}_{\alpha\beta}^a \bar{F}^{a,\alpha\beta} \right)$$

$$J_{\text{lab}} \equiv J_{z, \text{lab}} = -\frac{1}{g_{YM}^2} \int d^3 \bar{x} \left(-\bar{x} \bar{F}_{yx}^a \bar{F}_{xt}^a - \bar{x} \bar{F}_{yz}^a \bar{F}_{zt}^a + \bar{y} \bar{F}_{xy}^a \bar{F}_{yt}^a + \bar{y} \bar{F}_{xz}^a \bar{F}_{zt}^a \right)$$

$$\bar{F}_{\mu\nu} = \frac{\partial x^\alpha}{\partial \bar{x}^\mu} \frac{\partial x^\beta}{\partial \bar{x}^\nu} F_{\alpha\beta}$$

$$J \equiv J_z = \int d^3 x (\mathcal{L}_1 + \Omega \mathcal{L}_2)$$

Угловой момент

$$J_I^{(1)} = -T \langle S_1 \rangle = -T \int d^4x \langle \mathcal{L}_1(x) \rangle = - \int d^3x \langle \mathcal{L}_1(x) \rangle$$

$$J_I^{(2)} = -T \Omega_I \langle S_2 \rangle = -\Omega_I \int d^3x \langle \mathcal{L}_2(x) \rangle$$

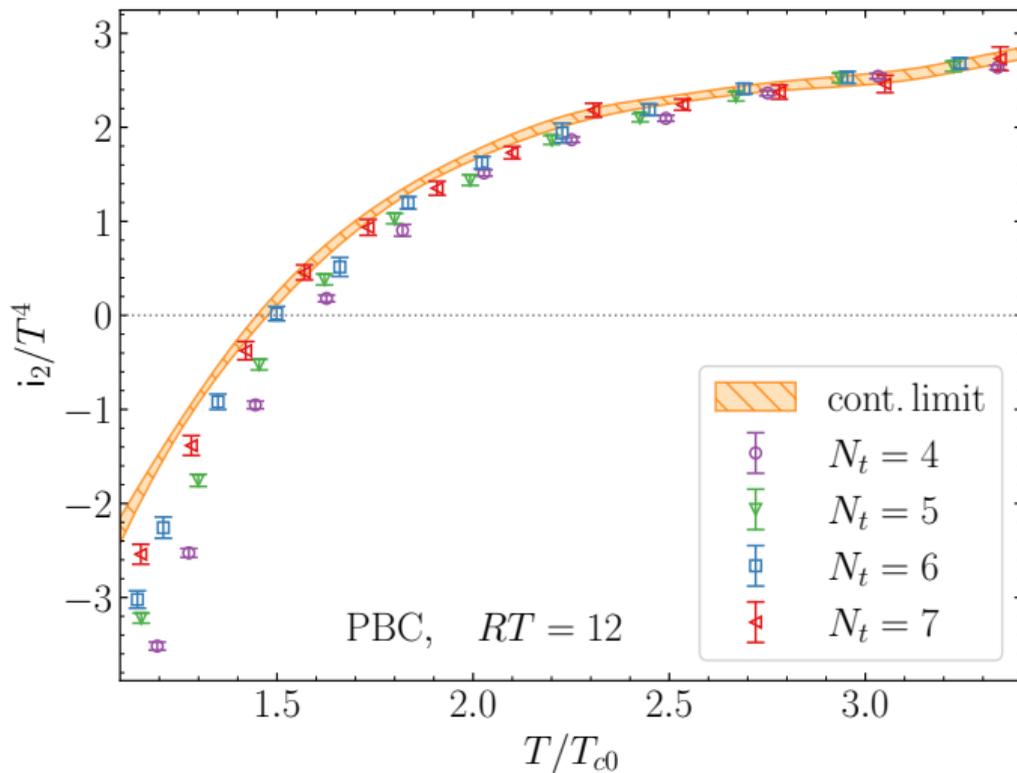
$$\frac{\tilde{j}_I^{(1)}(T, v_I)}{\tilde{R} T^4} = -\frac{i_2^{(1)}(T)}{T^4} v_I + \frac{i_4^{(1)}(T)}{T^4} v_I^3 - \dots$$

$$\frac{\tilde{j}_I^{(2)}(T, v_I)}{\tilde{R} T^4} = -\frac{i_2^{(2)}(T)}{T^4} v_I + \frac{i_4^{(2)}(T)}{T^4} v_I^3 - \dots$$

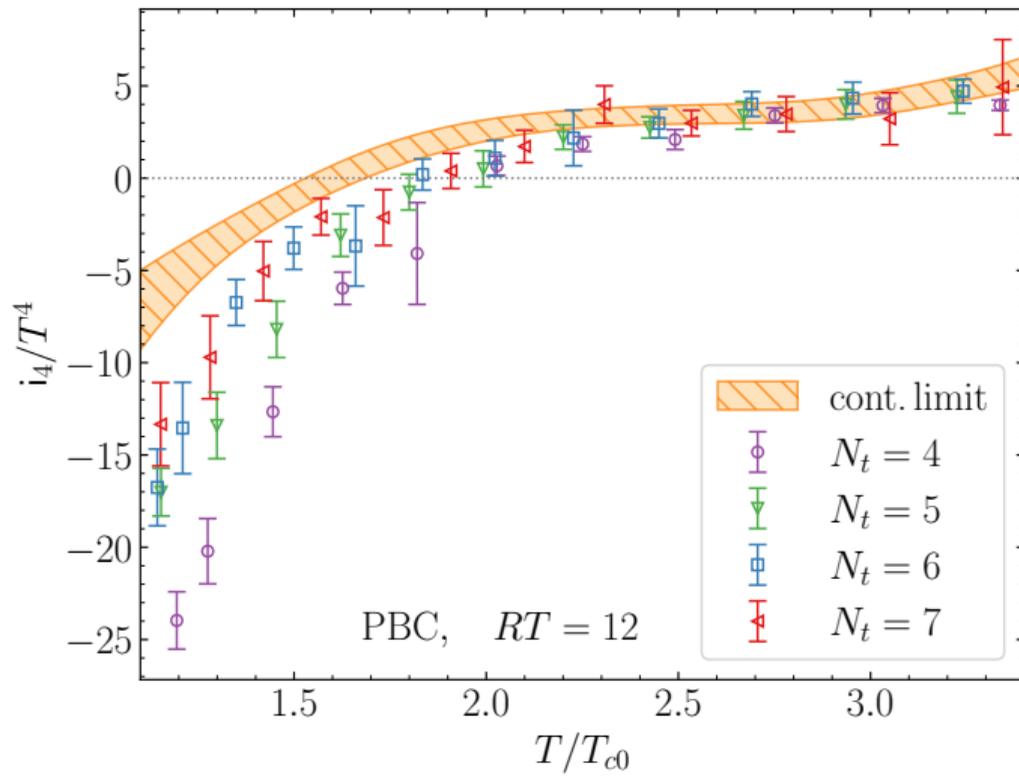
$$i_2^{(1)}(T) \propto i_{\text{mech}}(T)$$

$$i_2^{(2)}(T) \propto i_{\text{magn}}(T)$$

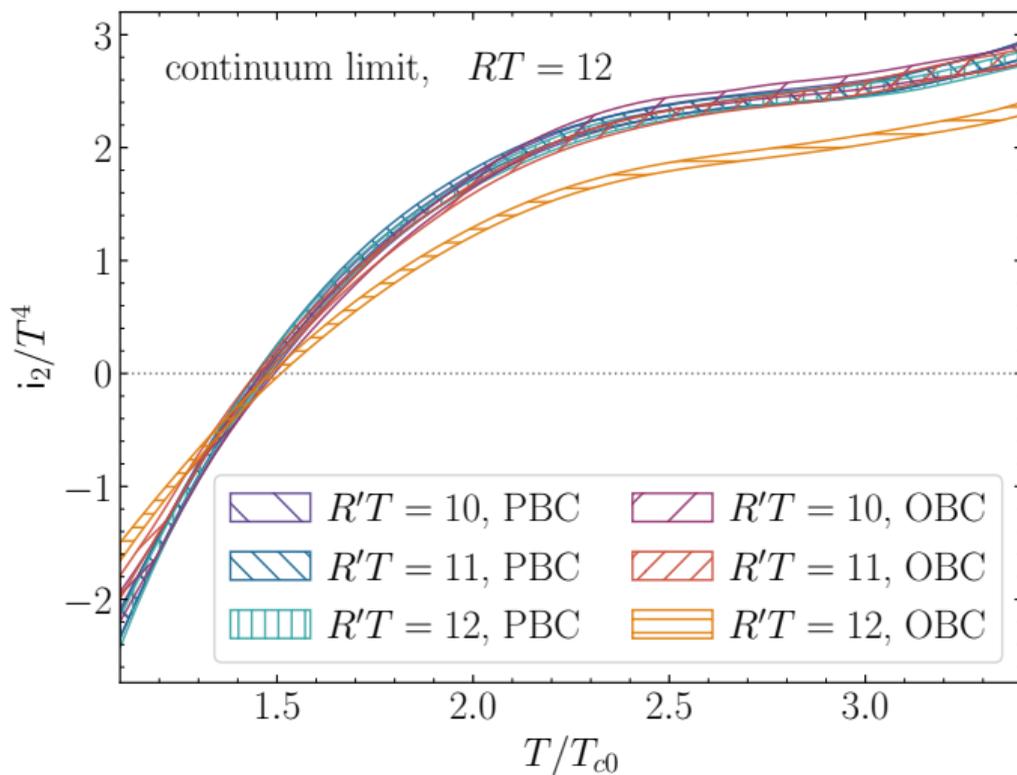
Момент инерции



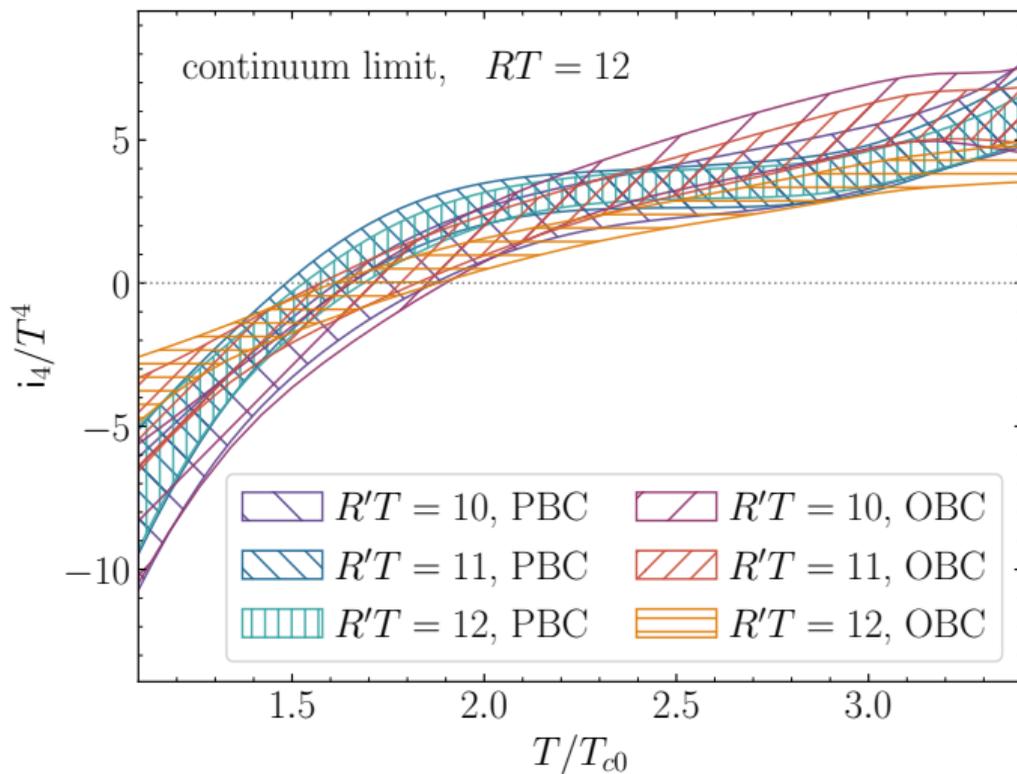
Коэффициент деформации



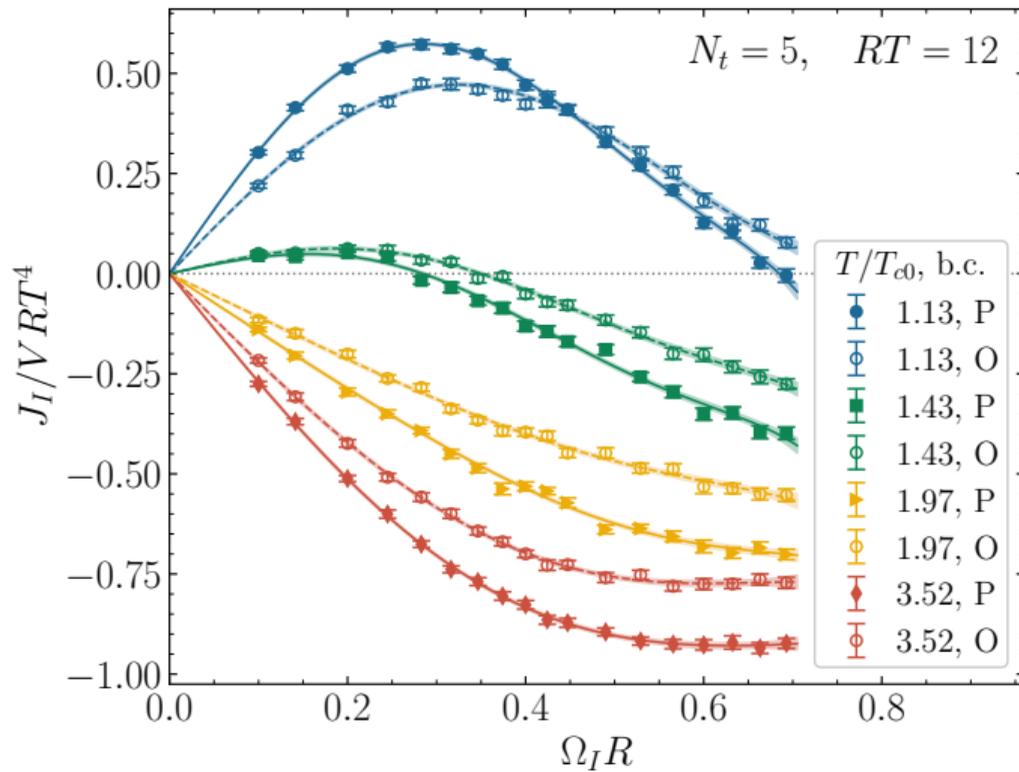
Момент инерции



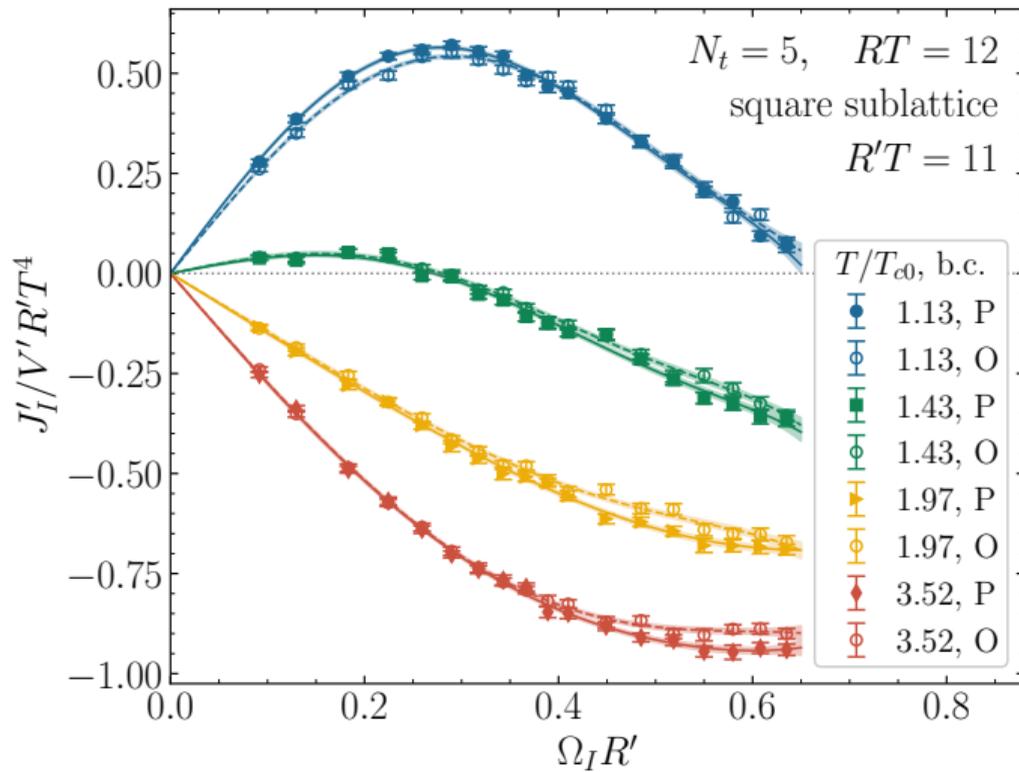
Коэффициент деформации



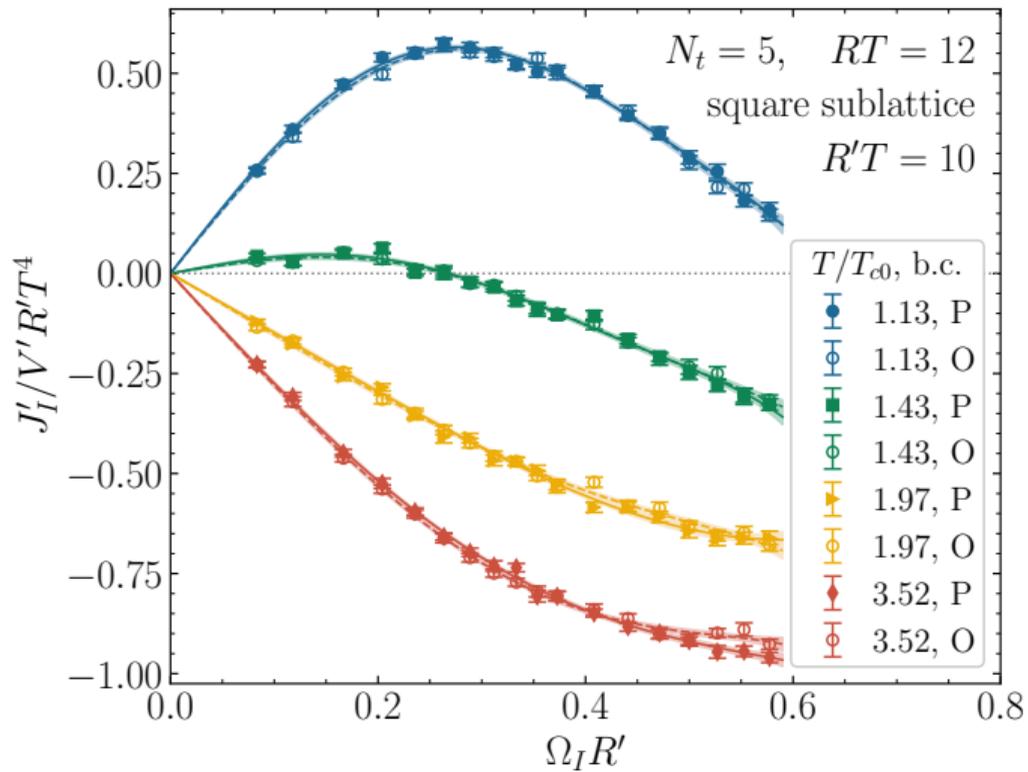
Угловой момент



Угловой момент



Угловой момент



Положение 3

Впервые произведено измерение следующего за моментом инерции коэффициента разложения углового момента вращающейся глюонной плазмы по угловой скорости. Обнаружено, что этот коэффициент отрицателен при $T \lesssim 1.6 T_c$, при более высоких температурах этот коэффициент принимает положительные значения.

Приближение локальной термализации

Для $SU(3)$ глюодинамики переход конфайнмент-деконфайнмент является фазовым переходом первого рода.

$$\xi \ll L_x, L_y, L_z$$

Тогда в окрестности точки $(x, y) = (x_0, y_0)$:

$$\mathcal{L}_G \approx \mathcal{L}_G^{(loc)} \equiv \mathcal{L}_0^{(loc)} - (i\Omega)\mathcal{L}_1^{(loc)} - \frac{\Omega^2}{2}\mathcal{L}_2^{(loc)},$$

где

$$\mathcal{L}_0^{(loc)} = \frac{1}{4g_{\text{YM}}^2} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a,$$

$$\mathcal{L}_1^{(loc)} = \frac{1}{g_{\text{YM}}^2} \left[-y_0 F_{xy}^a F_{y\tau}^a - y_0 F_{xz}^a F_{z\tau}^a + x_0 F_{yx}^a F_{x\tau}^a + x_0 F_{yz}^a F_{z\tau}^a \right],$$

$$\mathcal{L}_2^{(loc)} = \frac{1}{g_{\text{YM}}^2} \left[r_0^2 (F_{xy}^a)^2 + x_0^2 (F_{yz}^a)^2 + y_0^2 (F_{xz}^a)^2 - 2x_0 y_0 F_{xz}^a F_{yz}^a \right].$$

Приближение локальной термализации

$$\frac{j_l(T)}{\Omega_l R^2 T^4} = -\frac{i_2(T)}{T^4} + \frac{i_4(T)}{T^4} v_l^2 + \dots \quad (\text{где } v_l = \Omega_l R)$$

$$\frac{\tilde{j}_l(T)}{\Omega_l r^2 T^4} = -\frac{\tilde{i}_2(T)}{T^4} + \frac{\tilde{i}_4(T)}{T^4} u_l^2 + \dots \quad (\text{где } u_l = \Omega_l r)$$

$$j(T, R, \Omega) = \frac{J}{V} = \frac{1}{V} \int_V d^3x \tilde{j}(T, r, \Omega)$$

$$i_n = \tilde{i}_n \alpha_n$$

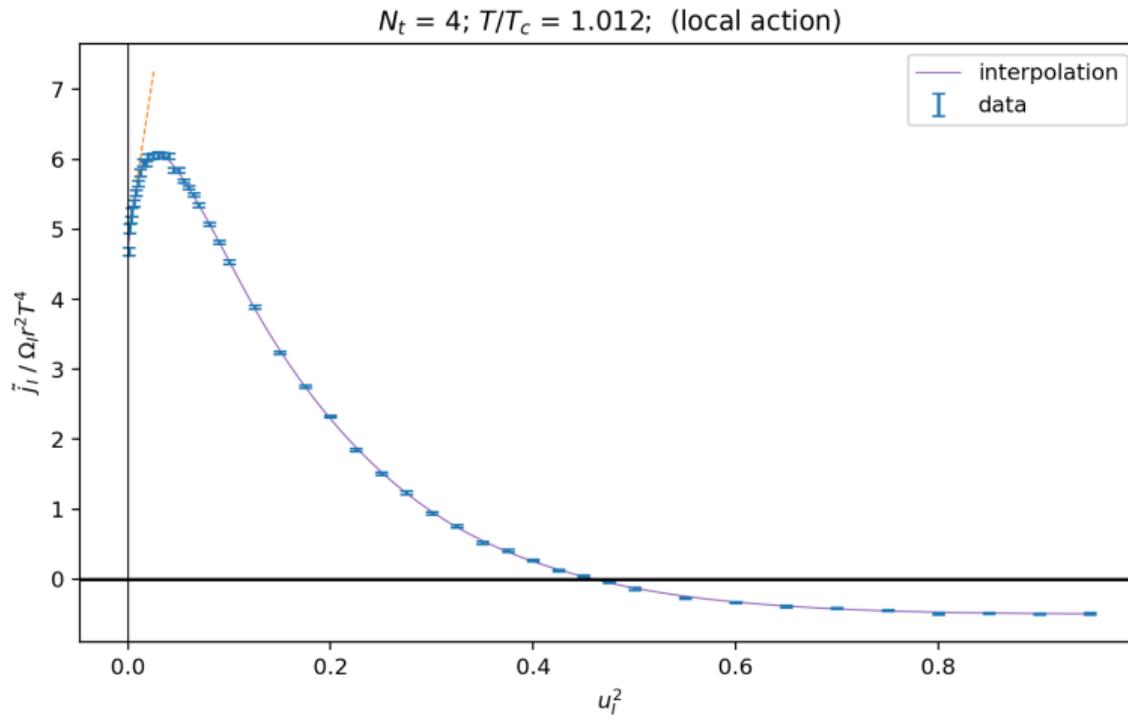
$$\alpha_n = \frac{1}{VR^n} \int_V d^3x r_{\perp}^n$$

Восстановление свободной энергии

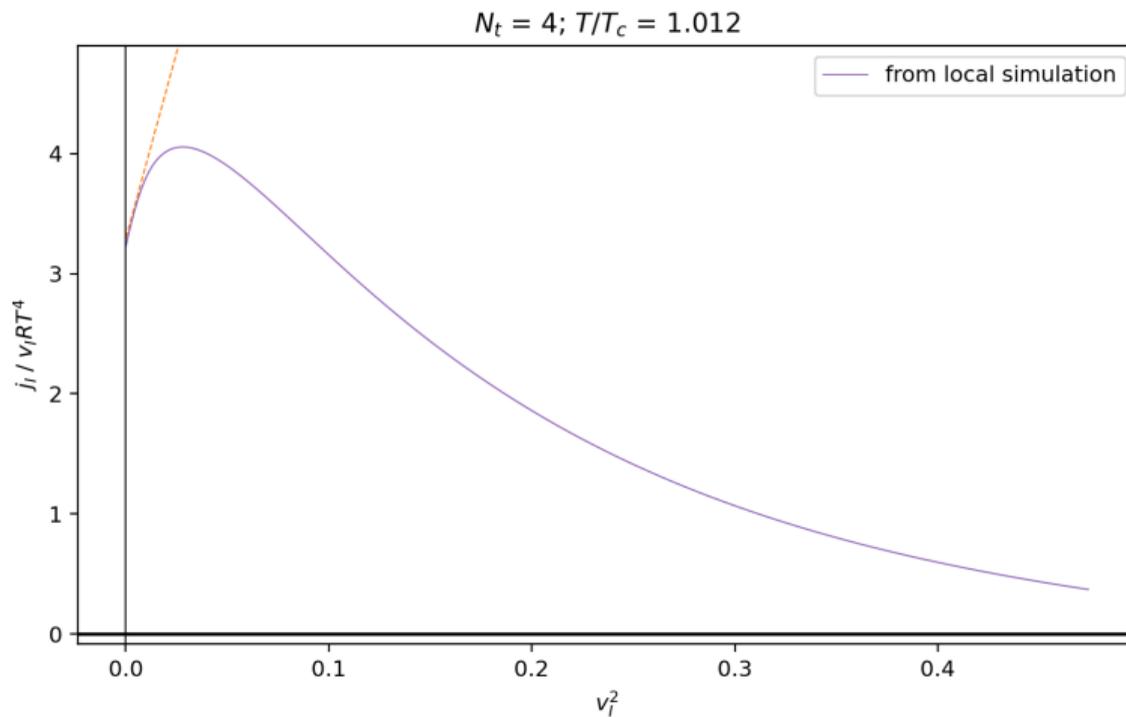
$$F(T, \Omega_I) = F_0(T) - \int_0^{\Omega_I} d\Omega'_I J_I(T, \Omega'_I)$$

$$\tilde{f}(T, \Omega_I) = f_0(T) - \int_0^{\Omega_I} d\Omega'_I j_I(T, \Omega'_I)$$

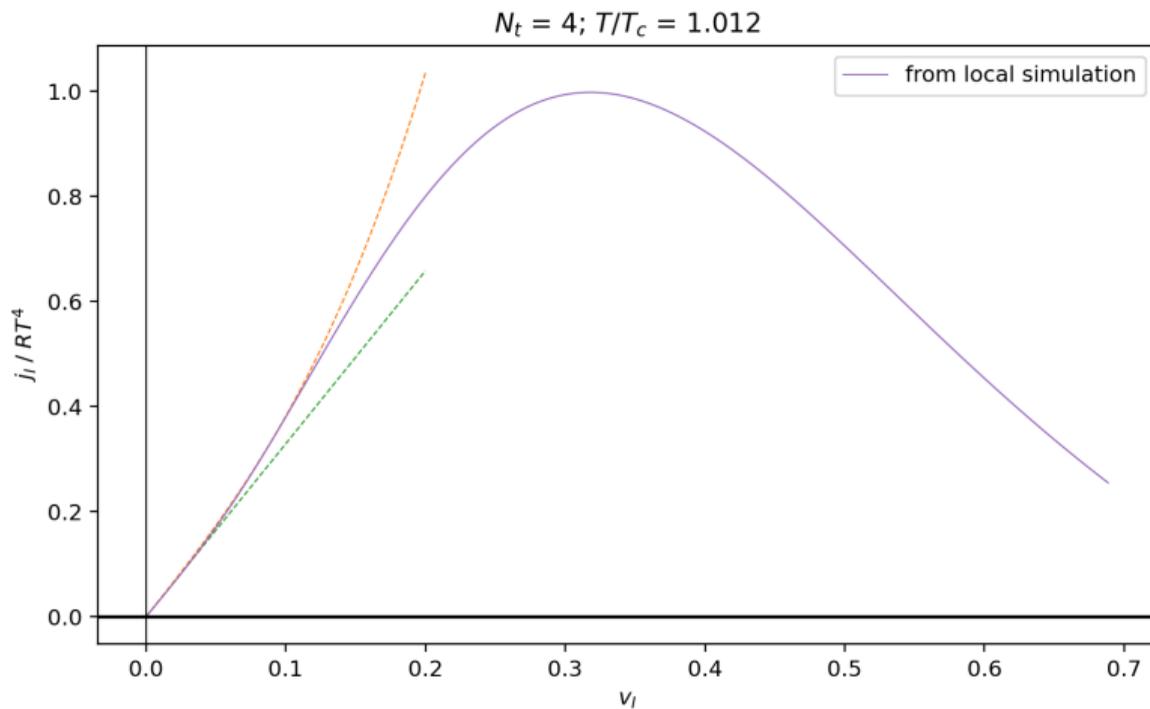
Локальная термализация



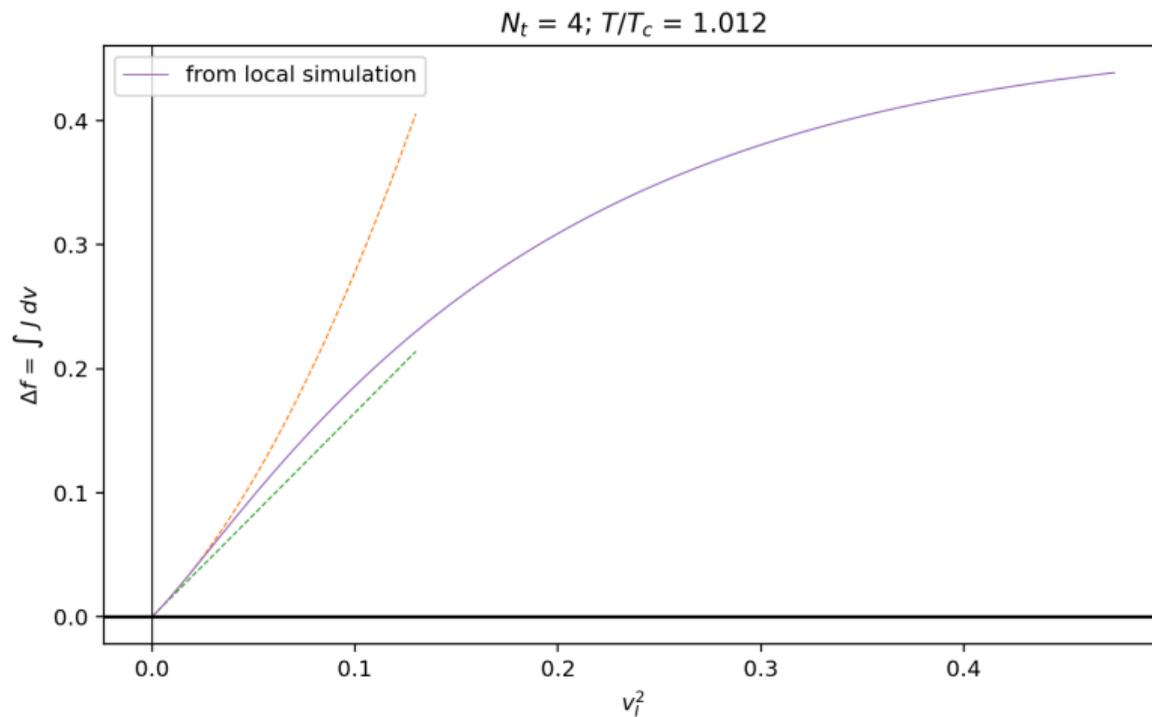
Локальная термализация



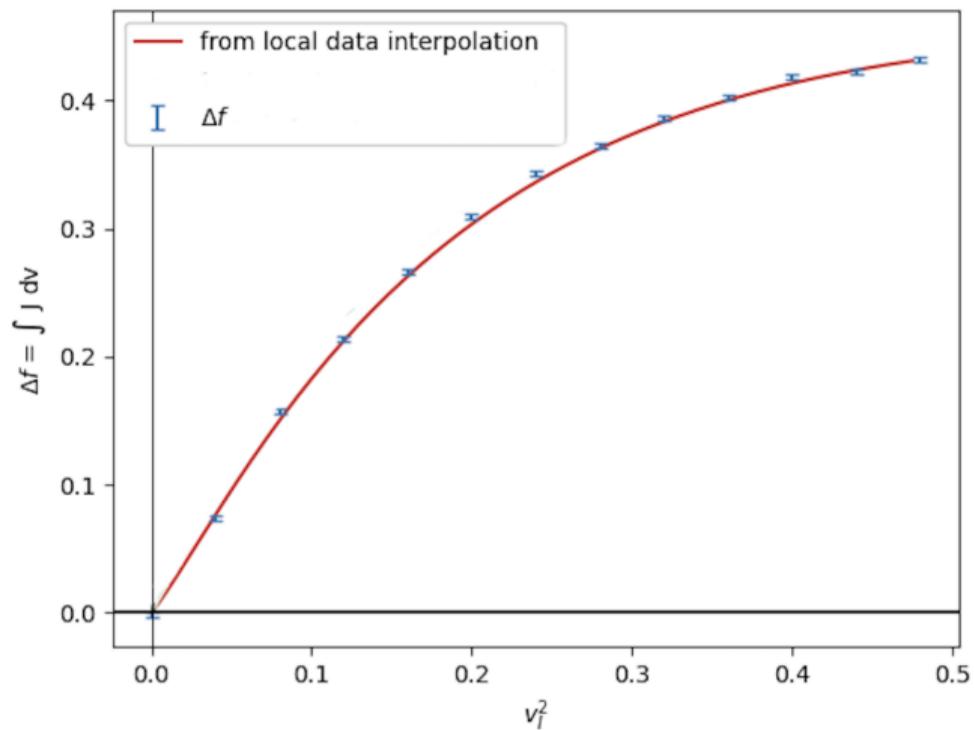
Локальная термализация



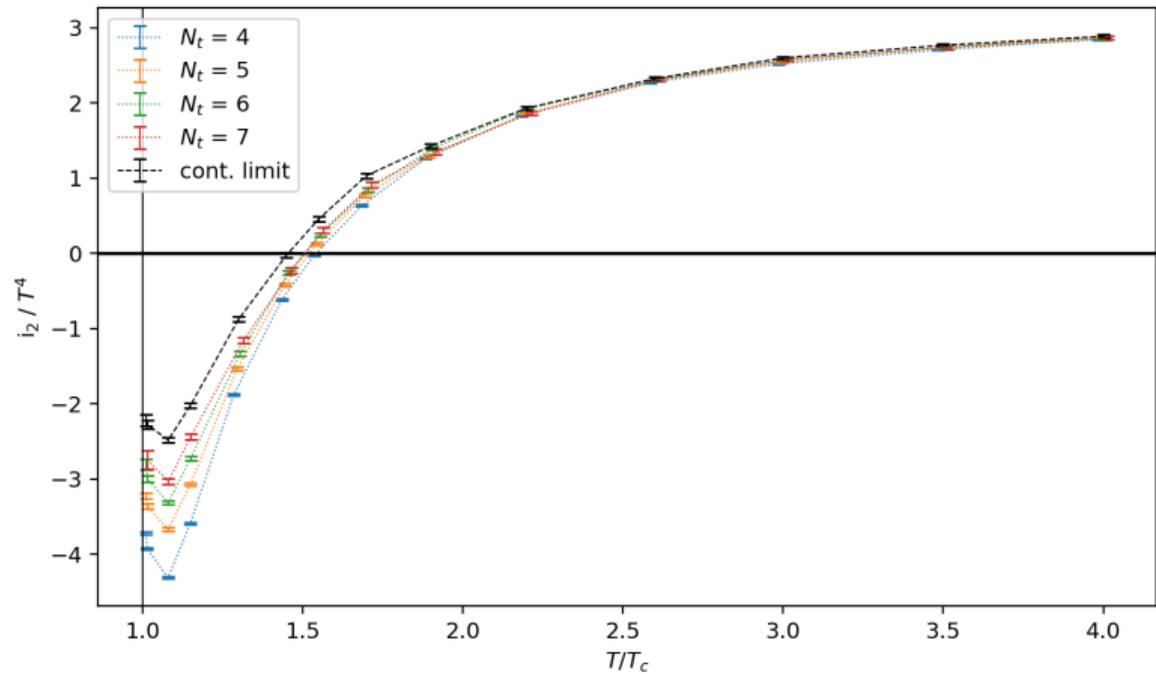
Локальная термализация



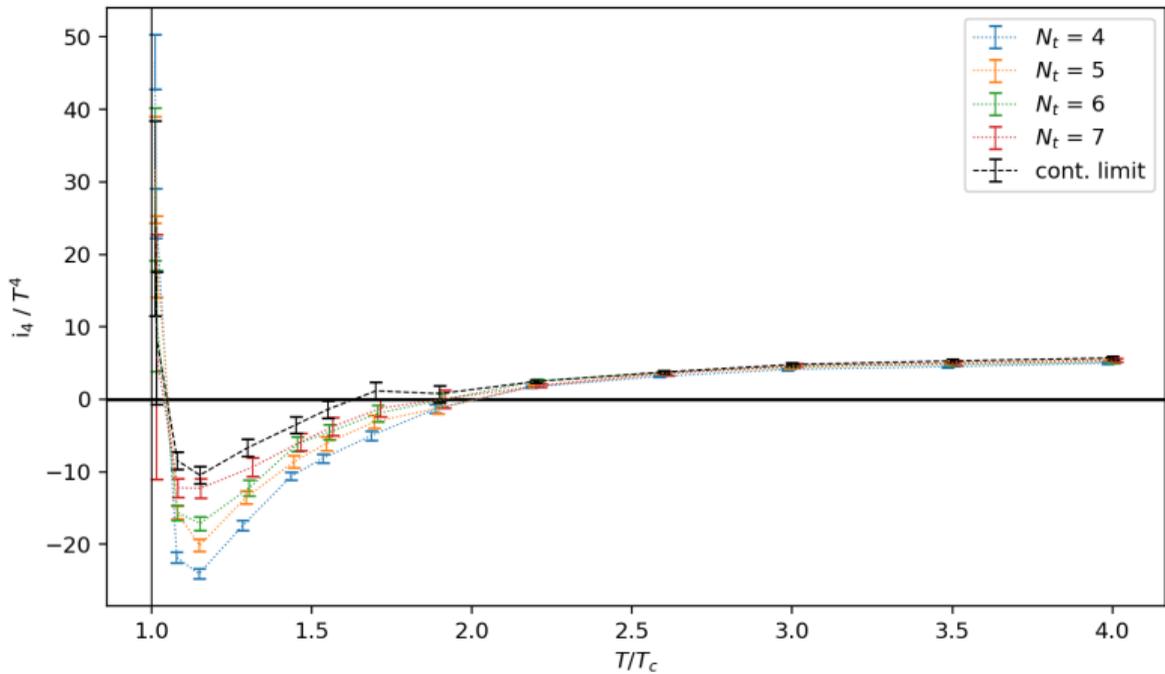
Локальная термализация



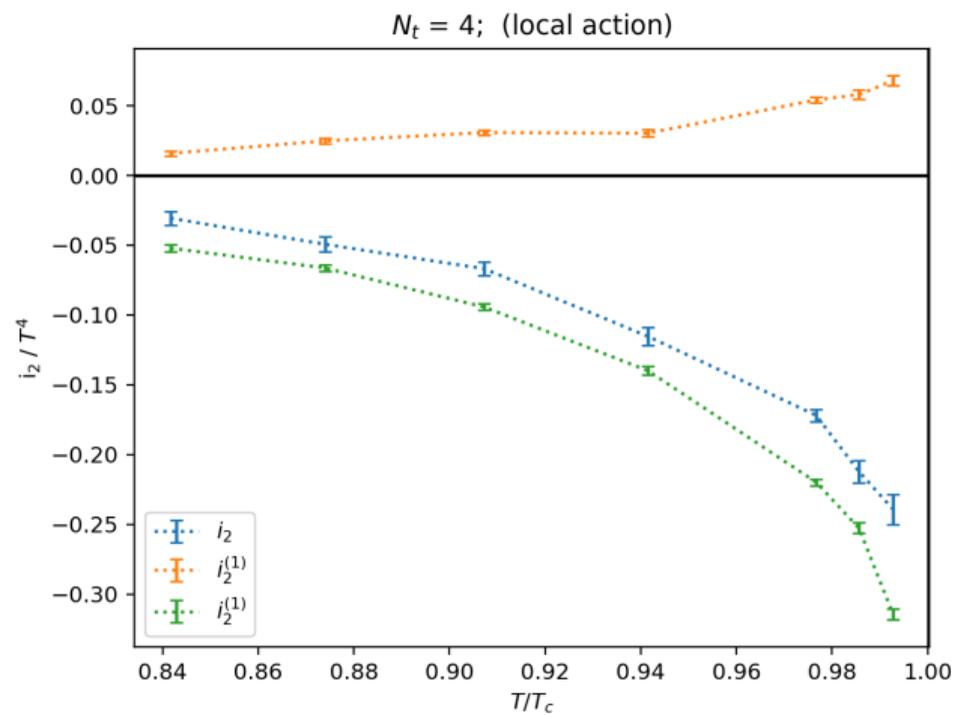
Локальная термализация



Локальная термализация



Отрицательный эффект Барнетта при $T < T_c$



Выводы

- Реализовано семейство способов исследования уравнения состояния вращающейся глюонной плазмы методом решеточного моделирования.
- В пределах погрешностей вычислений различные способы дают согласующиеся результаты для момента инерции и следующего за ним коэффициента разложения углового момента вращающейся глюонной плазмы по угловой скорости.
- Для систем достаточно большого размера результаты моделирования согласуются с выполнением предположения о локальной термализации.

Выводы

Спасибо за внимание!