

# Влияние слабого ускорения на свойства глюонной плазмы при температурах выше фазового перехода: предварительные результаты решеточного моделирования.

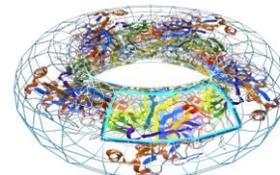
Молочков А.В., Чернодуб М.Н., Гой В.А.,  
Степанов Д. В.<sup>1,2</sup>

1. Тихоокеанский квантовый центр, Дальневосточный федеральный университет, 690922, Владивосток
2. Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, 690041, Владивосток

Сессия-конференция «Физика фундаментальных взаимодействий»  
10-13 марта 2026 года

[Исследование проведено в рамках Гос. задания № FZNS – 2024 – 0002]

**PACIFIC QUANTUM  
CENTER**



# Мотивация

Описание явлений многих физических систем должно учитывать:

1. Квантовую природу полей
2. Геометрию пространства-времени (гравитацию)



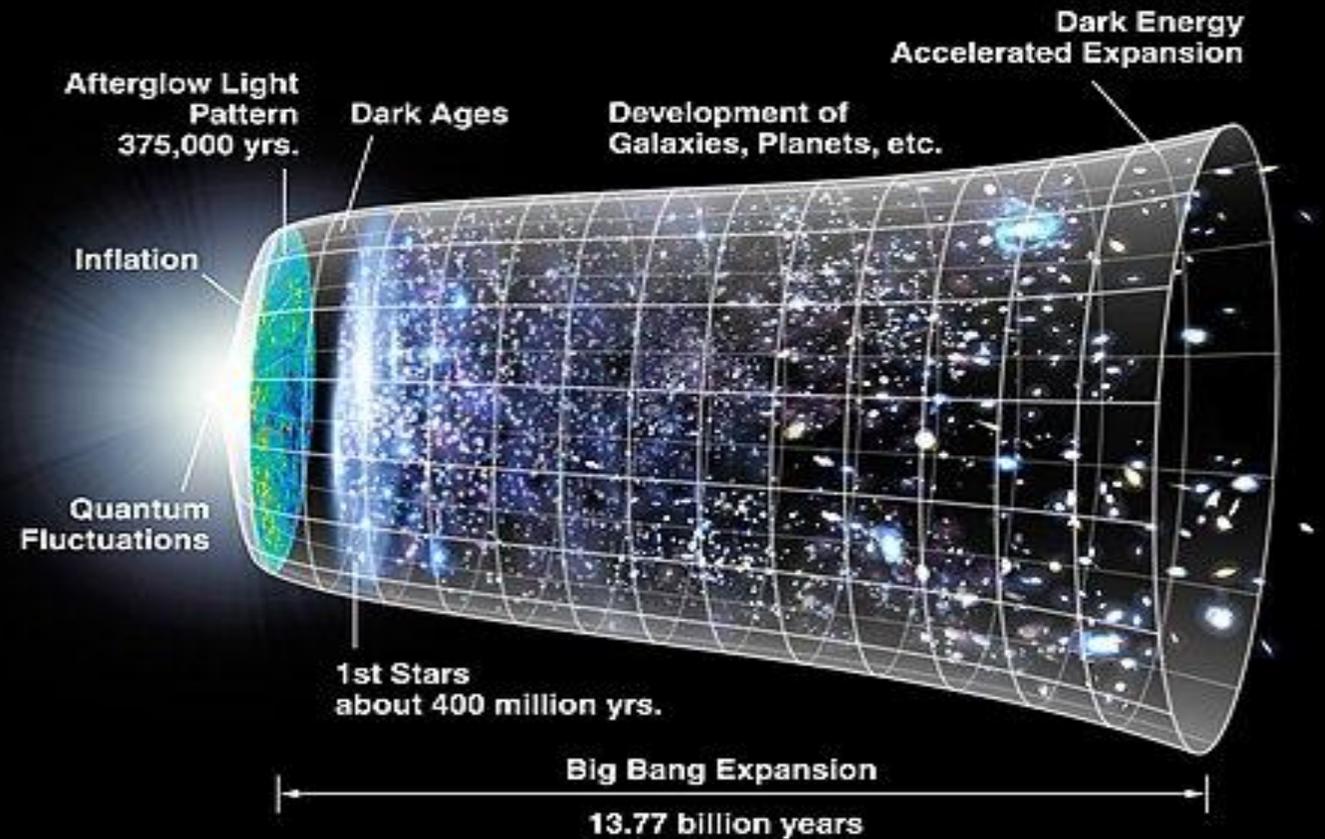
Квантовая  
теория поля



Общая теория  
относительности

Что мы изучаем?

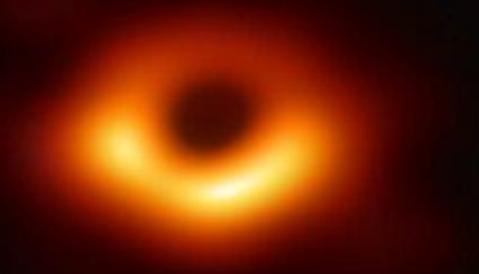
Влияние постоянного ускорения на чистую глюодинамику в рамках решеточной КТП.



Художественное изображение  
магнетара



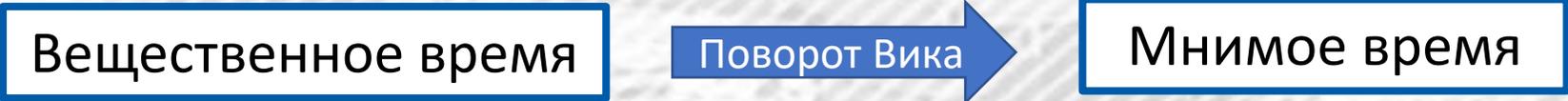
Сверхмассивная чёрная дыра в центре  
галактики M 87.



# План презентации

1. Формализм решеточной КТП
2. Введение ускорения в решеточную КТП
3. Результаты вблизи фазового перехода
4. Результаты в фазе деконфайнмента
5. Выводы

# Формализм решеточной КТП



Линк:

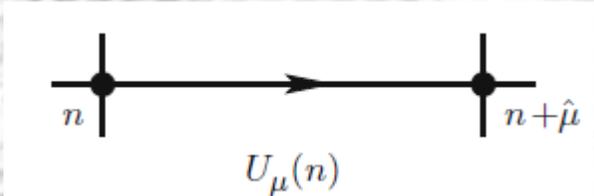
Действие:

Плакет:

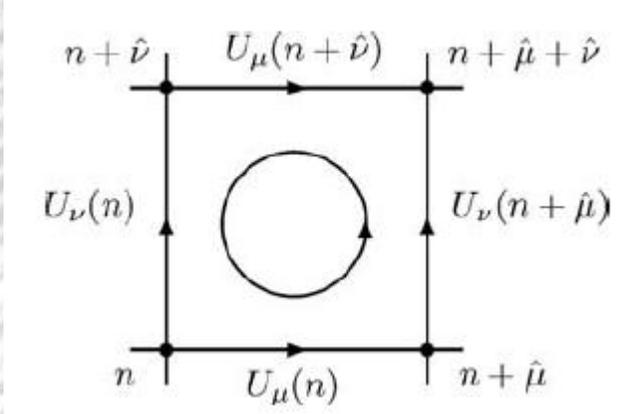
$$U_\mu(n) = \exp(iaA_\mu(n))$$

$$S[U] = \frac{2}{g^2} \sum_{n \in \Lambda} \sum_{\mu < \nu} \text{Re tr} [\mathbb{1} - U_{\mu\nu}(n)]$$

$$U_{\mu\nu}(n) = U_\mu(n)U_\nu(n + \hat{\mu})U_\mu(n + \hat{\nu})^\dagger U_\nu(n)^\dagger$$



$$S[A] = \frac{a^4}{2g^2} \sum_{n \in \Lambda} \sum_{\mu, \nu} \text{tr} [F_{\mu\nu}(n)^2]$$



Больше о решеточной КТП: В.В. Брагута «Решеточное моделирование КХД: обзор и статус», 12 марта 12:00 – 12:30

# Введение ускорения в решеточную КТП.

## 1. Возможность:

Через Риндлеровскую систему координат

Braguta V., Goy V., Jayanta Dey, Roenko A. Spatial confinement-deconfinement transition in accelerated gluodynamics within lattice simulation// <https://arxiv.org/abs/2602.20970>

## 2. Возможность

Через градиент температуры.

Chernodub M. N., Goy V. A., Molochkov A. V., Stepanov D. V., Pochinok A. S. Extreme Softening of QCD Phase Transition under Weak Acceleration: First-Principles Monte Carlo Results for Gluon Plasma// [Phys. Rev. Lett.](https://arxiv.org/abs/2505.11194) – 2025. – Vol. 134 – p. 111904

Гравитационное поле + физическая система в термодинамическом равновесии => неомогенная температура [1,2,3]:

$$T(z)\sqrt{g_{00}} = T_0 = const$$

$$T(z) = \frac{T_0}{1 + a(z - z_0)}$$

[1] Tolman R. C. On the Weight of Heat and Thermal Equilibrium in General Relativity // [Phys. Rev.](https://arxiv.org/abs/1930.00137) — 1930. — Vol. 35. — P. 904–924

[2] Tolman C., Ehrenfest P. Temperature Equilibrium in a Static Gravitational Field // [Phys. Rev.](https://arxiv.org/abs/1930.00137) — 1930. — Vol. 36. — P. 1791–1798

[3] Luttinger J. M. Theory of Thermal Transport Coefficients// [Phys. Rev.](https://arxiv.org/abs/1964.00137) — 1964. — Vol. 135. — P. A1505–A1514

# Введение ускорения в решеточную КТП.

Температура:

$$T = \frac{1}{N_\tau \cdot a_\tau}$$



$$\begin{cases} a_\tau = a_\tau(z) \\ a_\sigma \neq a_\sigma(z) \\ a_\sigma = a_\tau(z_0) = a_0 \end{cases}$$

Действие [4]:

$$S[U] = \sum_x \sum_{i>j}^3 \beta_\sigma(z) \operatorname{Re} \operatorname{tr}[1 - U_{ij}(\mathbf{x})] + \sum_x \sum_{i=1}^3 \beta_\tau(z) \operatorname{Re} \operatorname{tr}[1 - U_{4i}(\mathbf{x})]$$

Коэффициент анизотропии:

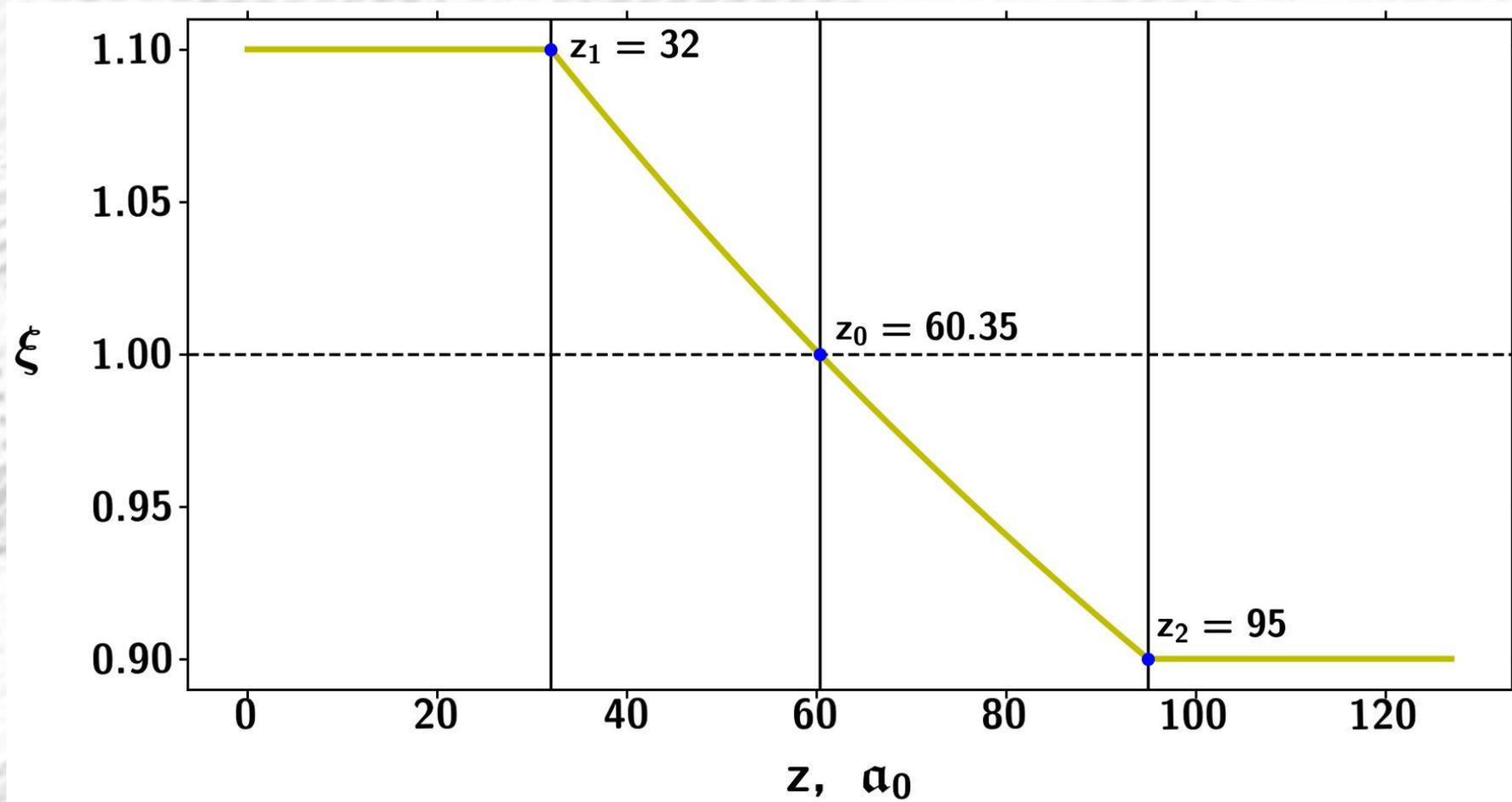
$$\xi(z) = \frac{a_\sigma}{a_\tau(z)} = \frac{1}{1 + a(z - z_0)}$$

Ускорение:

$$a = \left( \frac{1}{\xi_{\min}} - \frac{1}{\xi_{\max}} \right) / (z_2 - z_1)$$

# Введение ускорения в решеточную КТП. Температурный профиль

$$\xi(z) = \frac{T(z)}{T_0}$$



# Результаты вблизи фазового перехода. Петля Полякова

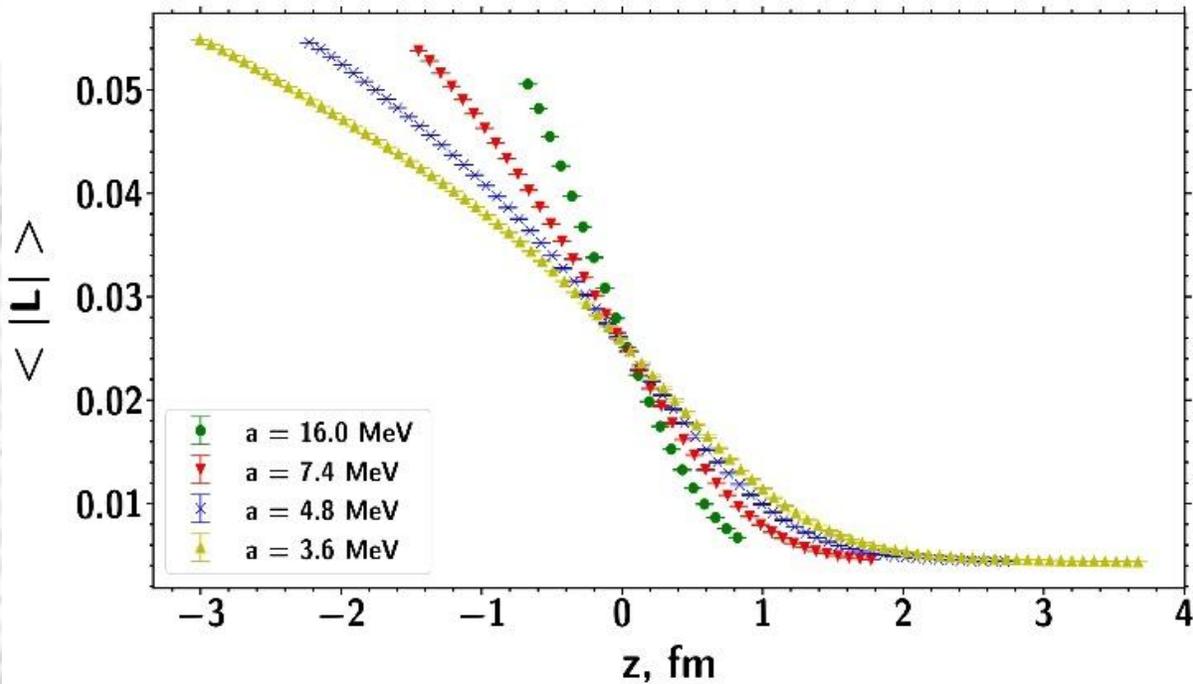


Рис. 1. Среднее значение петли Полякова для различных ускорений вдоль направления  $z$  для решеток с размерами  $8 \cdot 84^2 \cdot N_z$ . ( $N_z = 104 - 170$ )

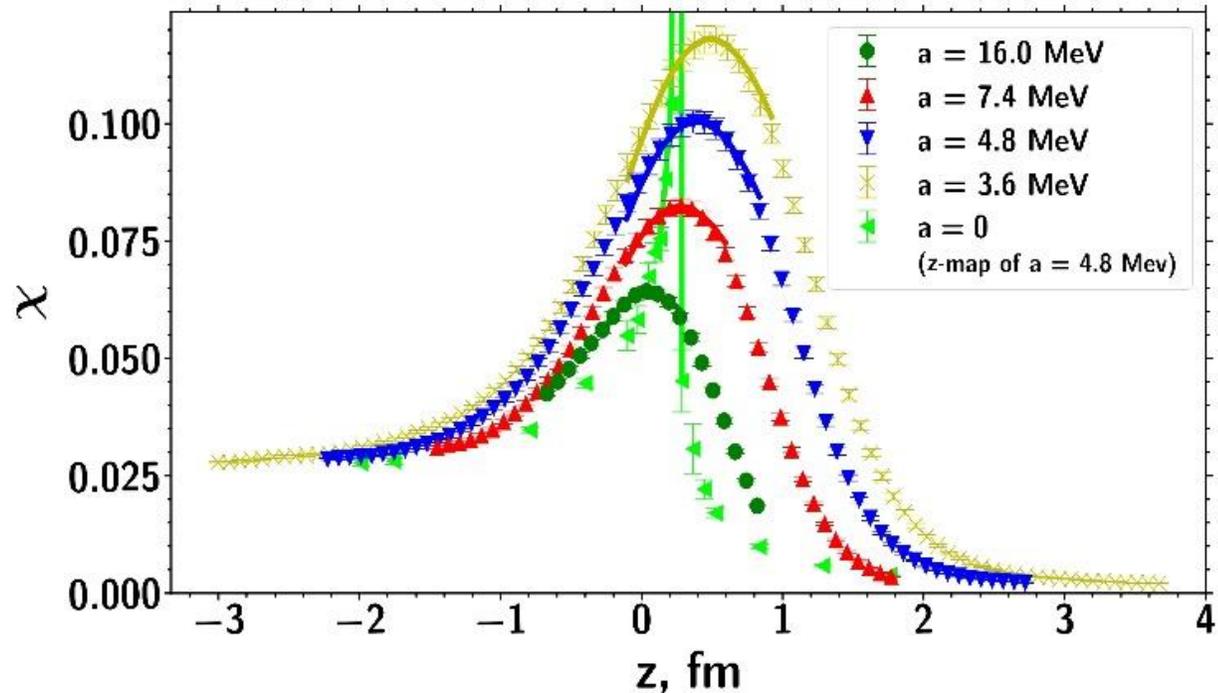


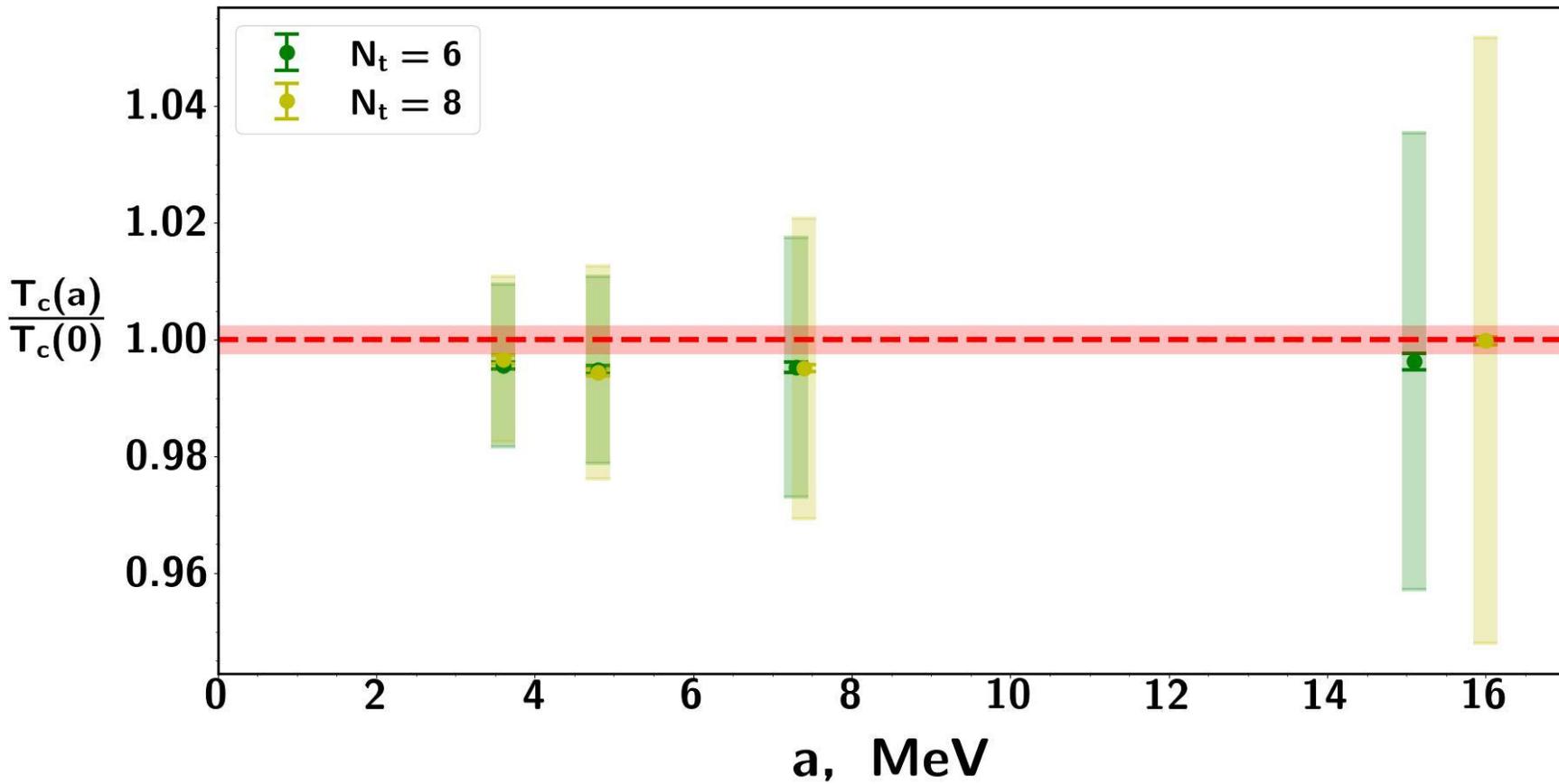
Рис. 2. Среднее значение восприимчивости петли Полякова для различных ускорений вдоль направления  $z$  для решеток с размерами  $8 \cdot 84^2 \cdot N_z$ . ( $N_z = 104 - 170$ )

$$L(z) = \langle |L(\mathbf{x})| \rangle_{x,y}$$

$$L(\mathbf{x}) = \frac{1}{3} \text{Re tr} \left[ \prod_{t=0}^{N_\tau-1} U_\tau(\mathbf{x}, t) \right]$$

$$\chi(z) = \langle |L(\mathbf{x})|^2 \rangle_{x,y} - \langle |L(\mathbf{x})| \rangle_{x,y}^2$$

# Результаты вблизи фазового перехода. Фазовая структура



Фит восприимчивости  
петли Полякова :

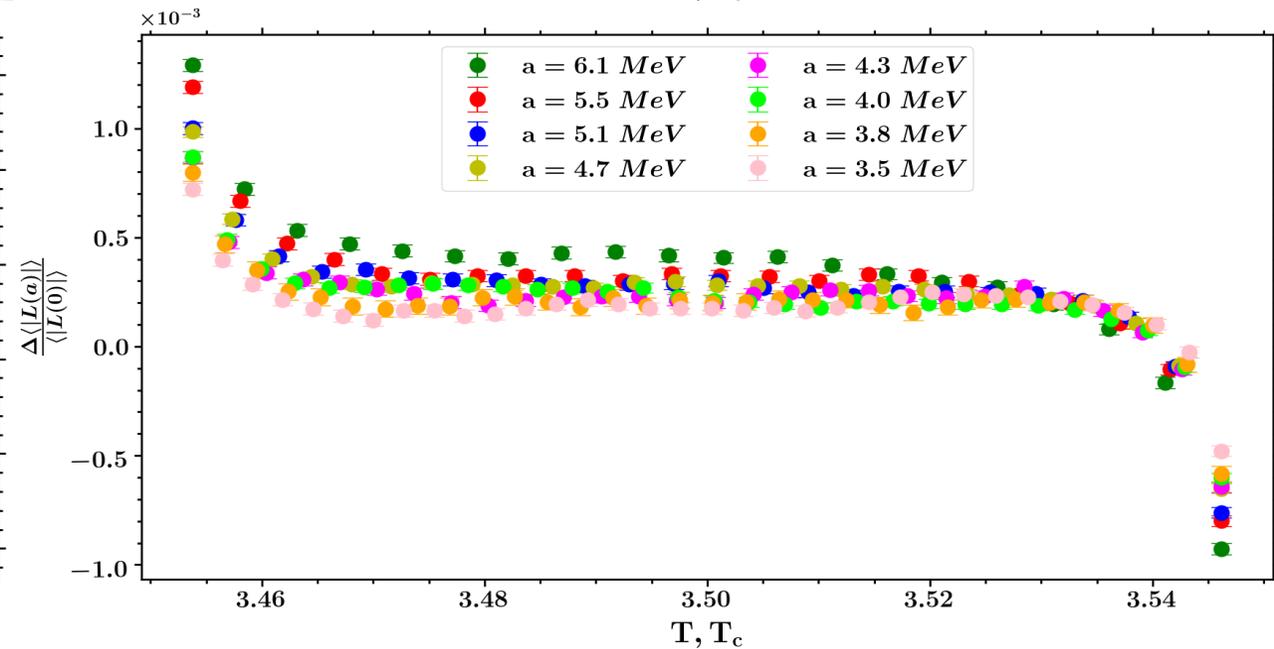
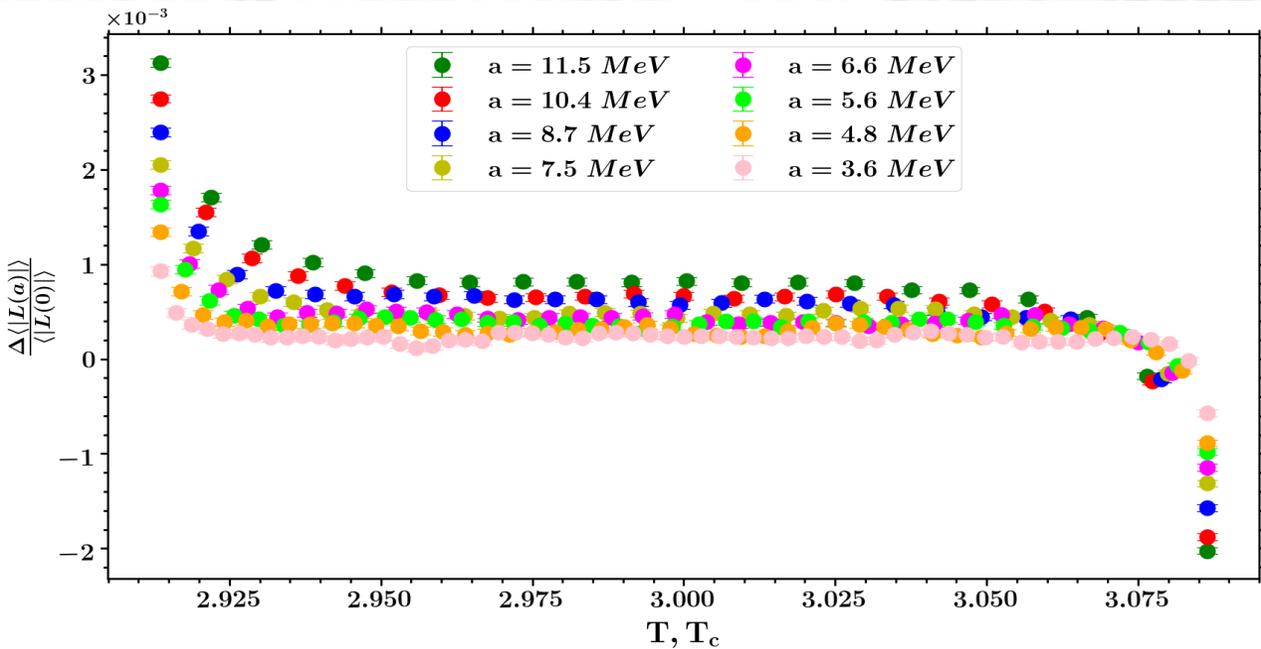
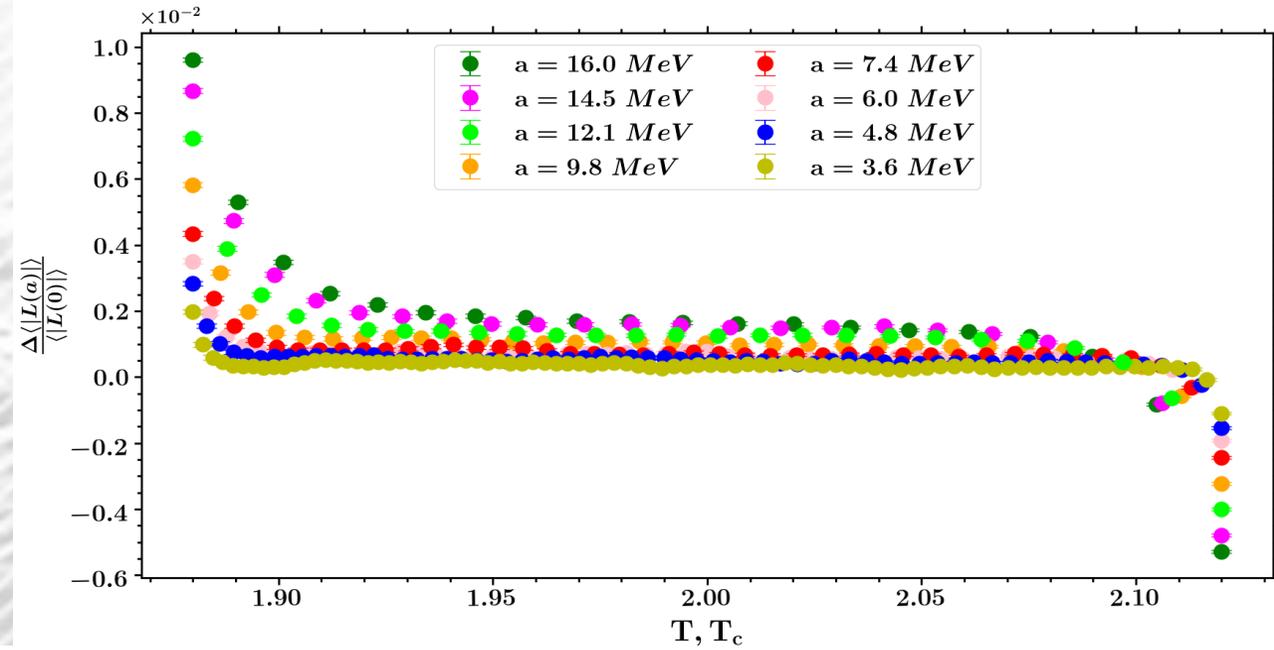
$$\chi(\xi) = \chi_{max} \cdot \exp\left(-\frac{(\xi - \xi_c)^2}{2\sigma^2}\right)$$

Рис. 3. Фазовая диаграмма ускоренной глюонной плазмы в  $(a, T)$  плоскости для решеток с размером во временном направлении  $N_t = 6, 8$ .

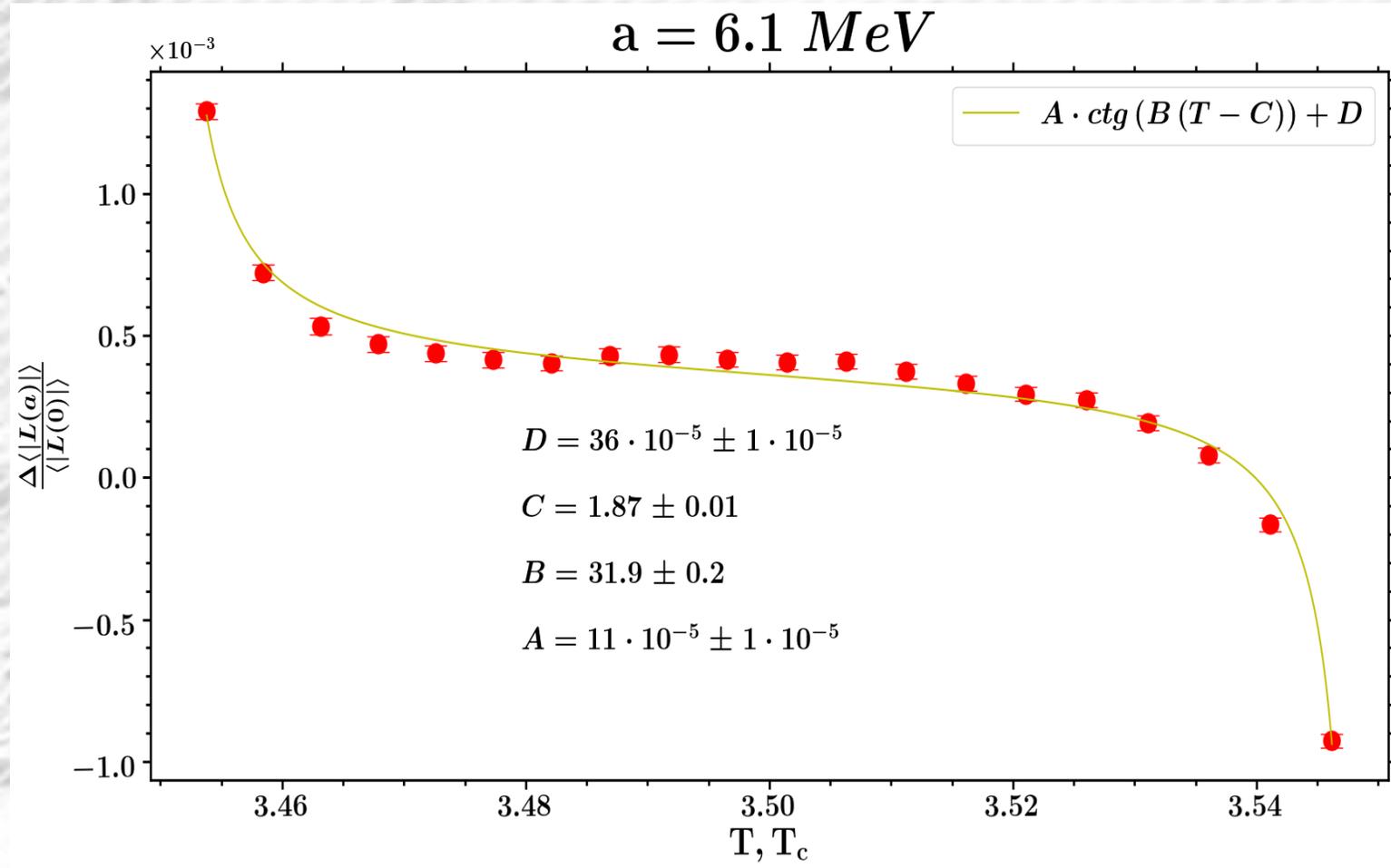
# Результаты в фазе деконфайнмента.

Относительная петля  
Полякова

$$\frac{\Delta\langle|L(a)|\rangle}{\langle|L(0)|\rangle}(T) = \frac{\langle|L(a)|\rangle(T) - \langle|L(0)|\rangle(T)}{\langle|L(0)|\rangle(T)}$$



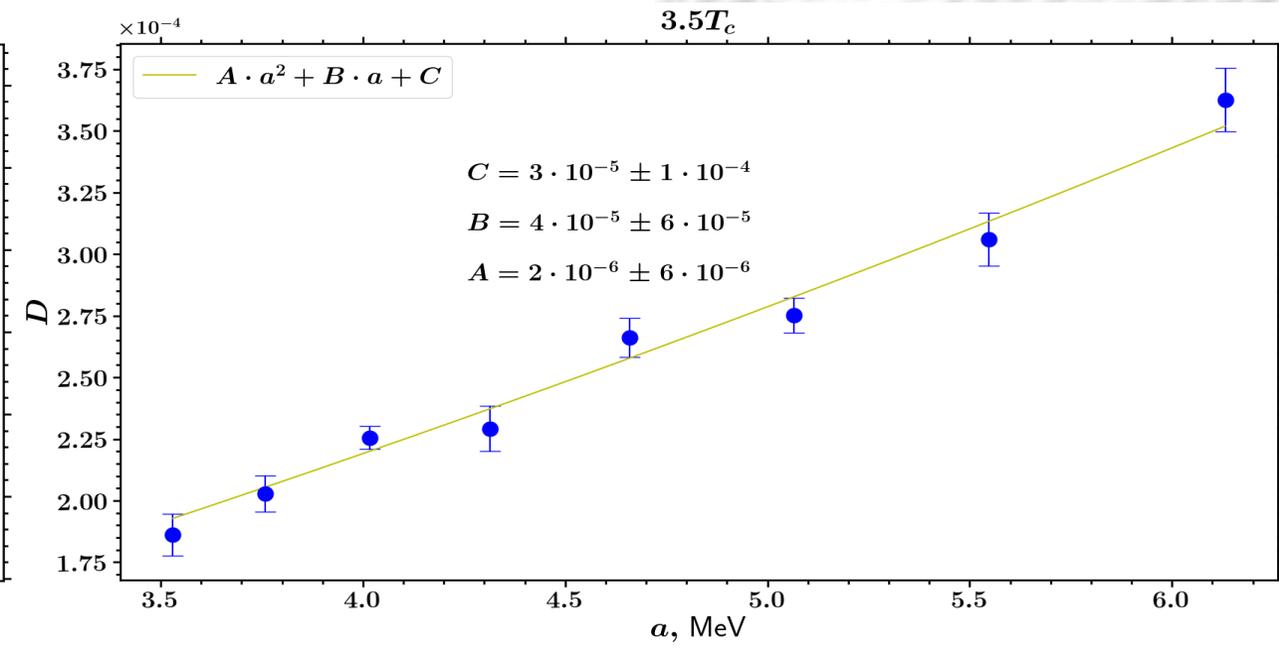
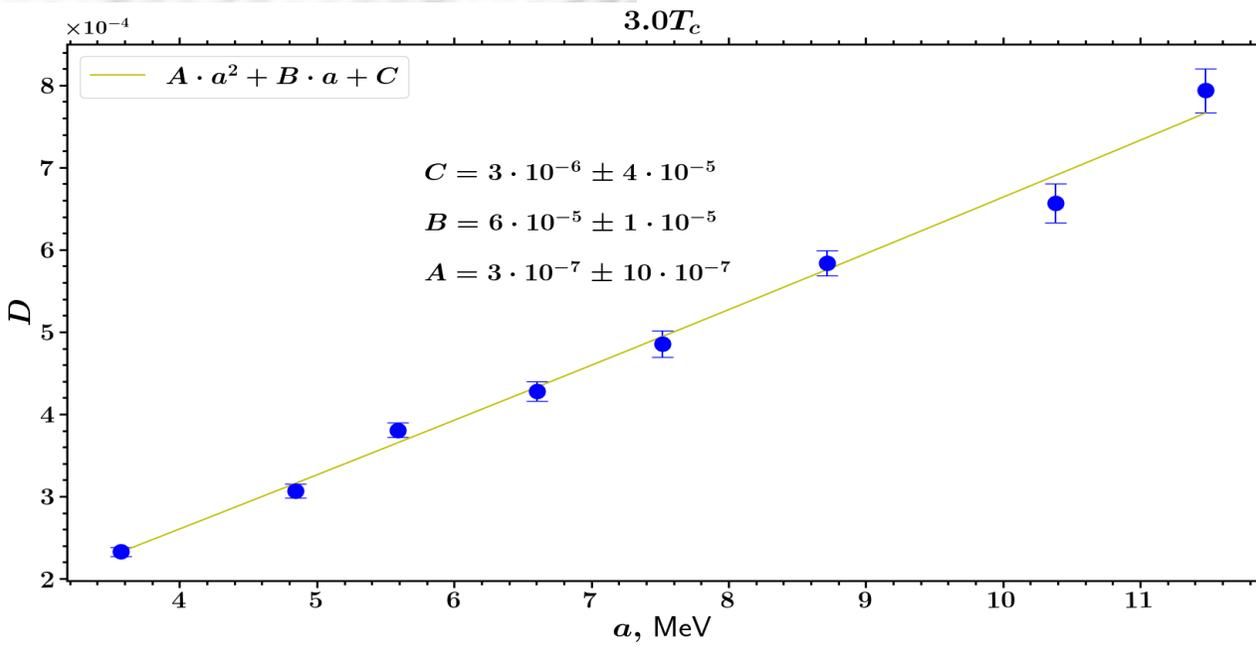
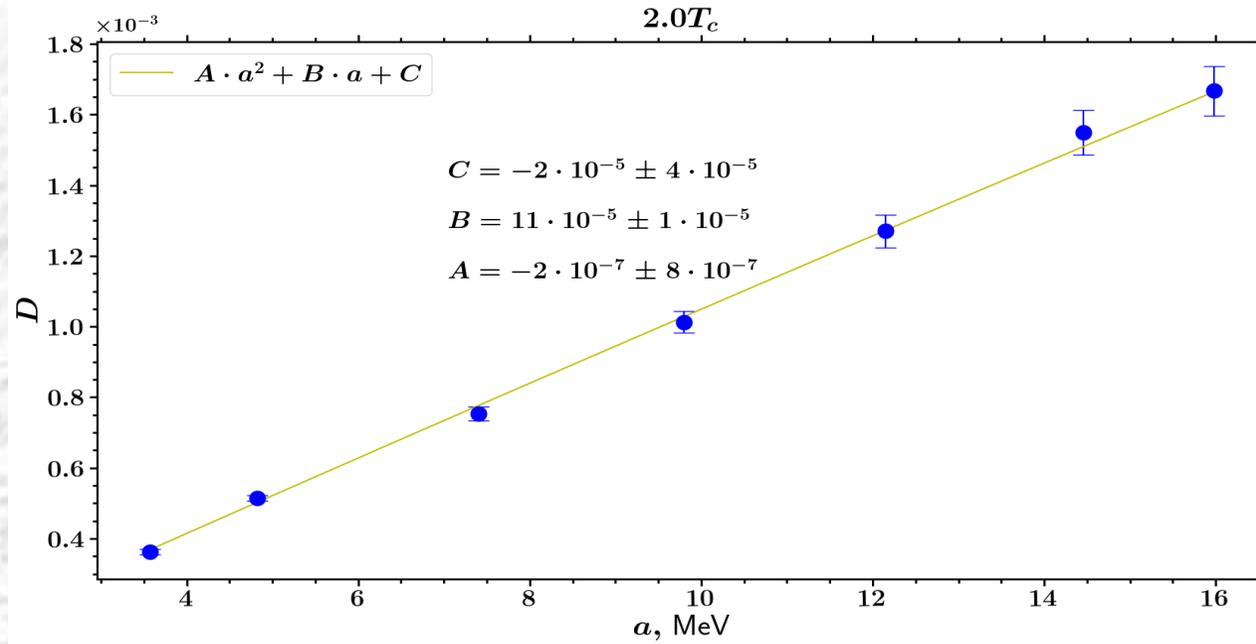
# Результаты в фазе деконфайнмента.



Функция для фита:

$$\frac{\Delta\langle|L(a)|\rangle}{\langle|L(0)|\rangle}(T) = A \cdot ctg(B(T - C)) + D$$

# Результаты в фазе деконфайнмента.



## Выводы:

### Область фазового перехода

1. Наличие ускорения "сглаживает" фазовый переход, превращая его из фазового перехода первого рода в плавный кросовер.
2. С увеличением значения ускорения увеличивается и ширина фазового перехода.
3. Значение критической температуры не зависит от значения ускорения и остается постоянным.

### Область деконфайнмента

1. Ненулевое ускорение приводит к увеличению значения петли Полякова по сравнению со случаем нулевого ускорения.
2. С ростом значения ускорения увеличивается и разница между петлями Полякова.

### Опубликованные результаты:

1. Chernodub M. N., Goy V. A., Molochkov A. V., Stepanov D. V., Pochinok A. S. Extreme Softening of QCD Phase Transition under Weak Acceleration: First-Principles Monte Carlo Results for Gluon Plasma// [Phys. Rev. Lett.](#) – 2025. – Vol. 134 – p. 111904
2. Chernodub M. N., Goy V. A., Molochkov A. V. , Stepanov D. V., Pochinok A. S. Weakening of the Color Deconfinement Phase Transition in an External Gravitational Field// [Phys. Atom. Nuclei](#) – 2025. – Vol. 88 – p. 1222–1228

### Благодарности:

Выполнено в рамках государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации №FZNS-2024-0002. Численные расчеты проводились с использованием ресурсов кластера ДВФУ и центра коллективного пользования «Дальневосточный вычислительный ресурс» при Институте автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук.

## Some notes:

Inverse temperature four-vector:

$$\beta^\mu(x) \equiv u^\mu(x)/T(x)$$

Local fluid velocity

Killing equation:

$$\partial_\mu \beta_\nu + \partial_\nu \beta_\mu = 0$$

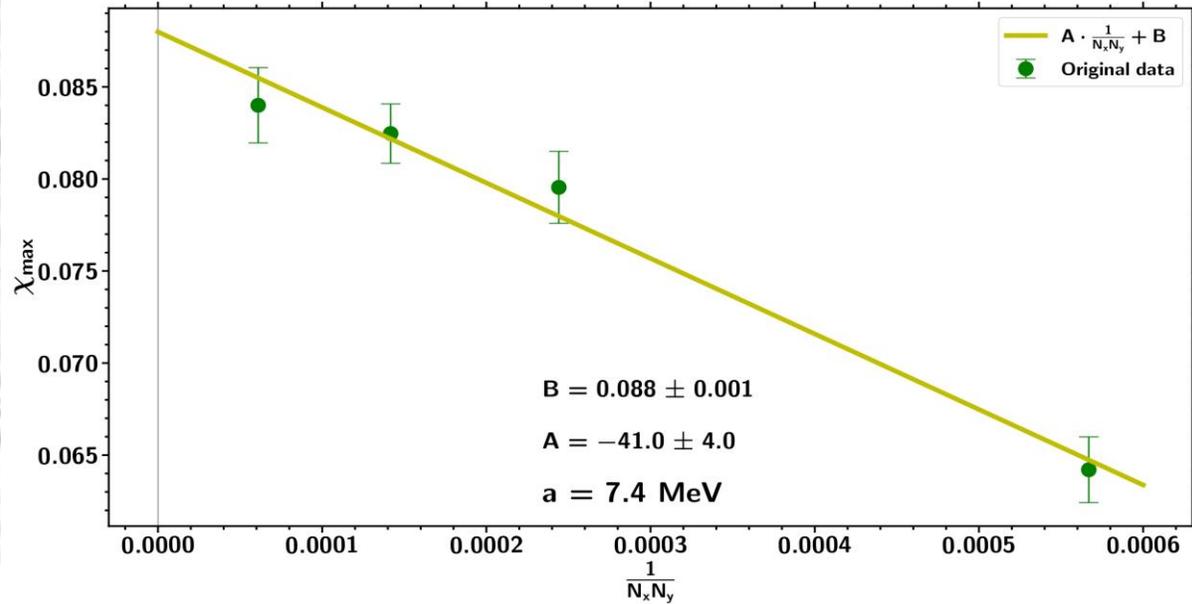
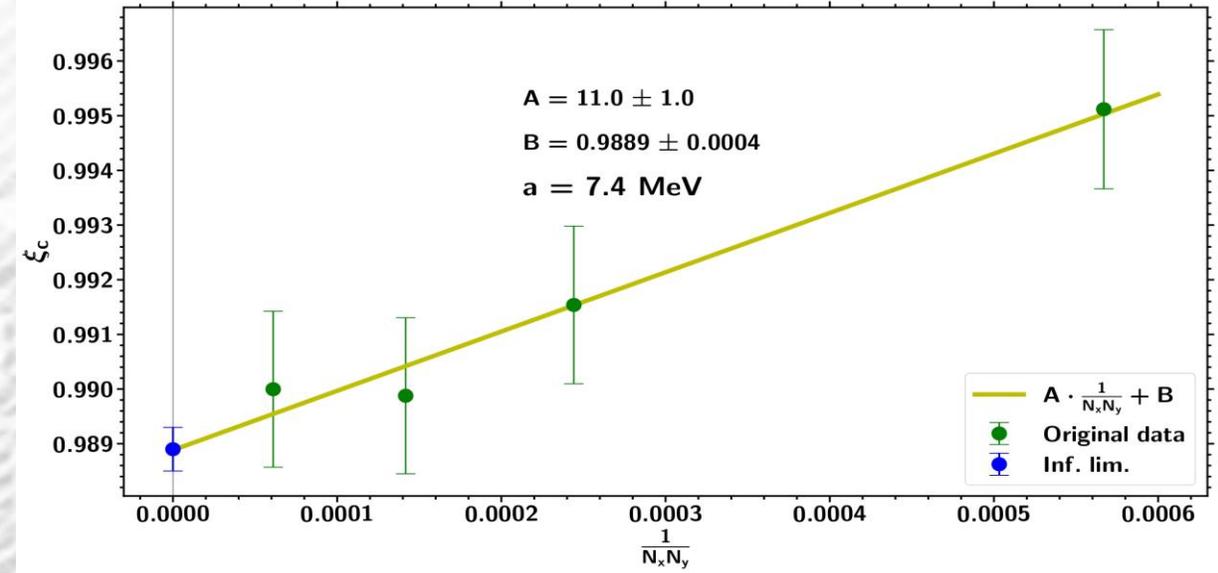
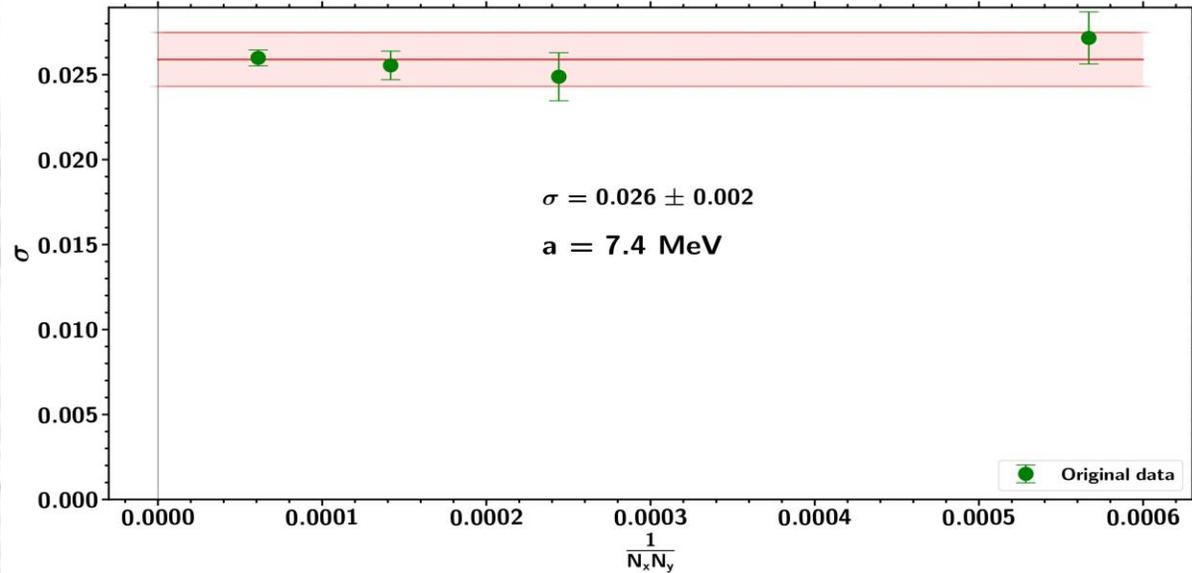
Appropriate solution:

$$\beta^\mu(x) \partial_\mu = (1/T_0)[(1 + a_0 z) \partial_t + a_0 t \partial_z]$$

Local Temperature:

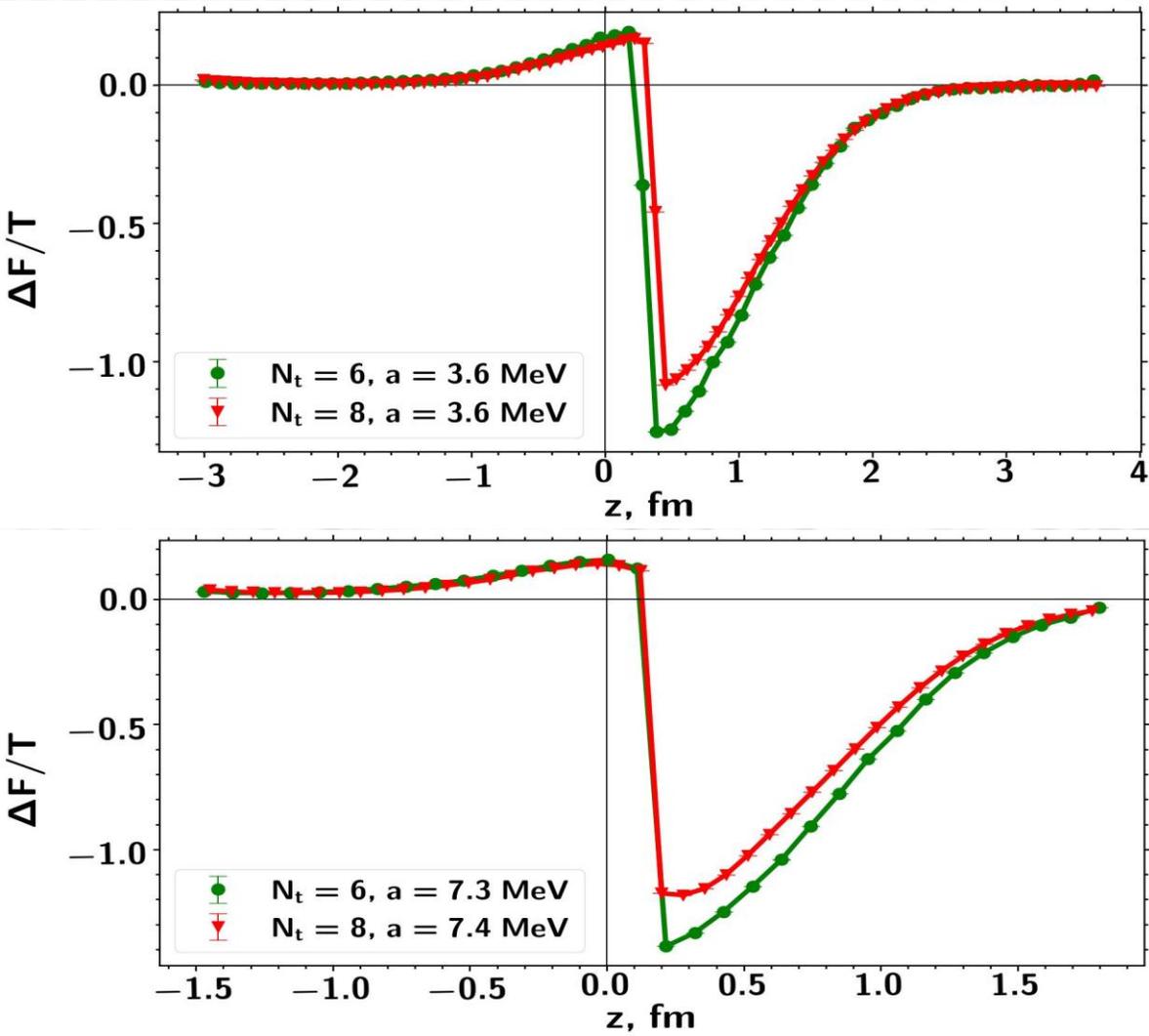
$$T(t, z) = \frac{T_0}{\sqrt{(1 + a_0 z)^2 - (a_0 t)^2}}$$

# Infinite volume limit



- $\xi_c, \chi_{max}$  – Linear with volume<sup>-1</sup>, finite
- $\sigma$  – const.

# Free energy



$$L(z) \sim e^{-\frac{F(z)}{T}}$$

$$\Delta F(z) = -T_{bulk} \ln \frac{L_{acc}(z, a)}{L_{bulk}(T_{bulk})} \Big|_{T_{bulk}=T(z, a)}$$

Fig. 4. The difference between the free energy of an accelerated and a static heavy quark for different accelerations for lattices with  $N_\tau = 6, 8$ .