

リーマンゼロを用いたQCD相図の解析

和田辰也 (京都大学 基礎物理学研究所)

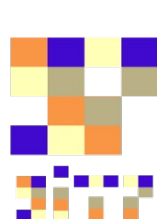
Based on

Phys. Rev. D 114, 036013 (2026)

J. Phys. Soc. Jpn. 95, 024002(2026)

Phys. Rev. Lett. 134, 162302 (2025)

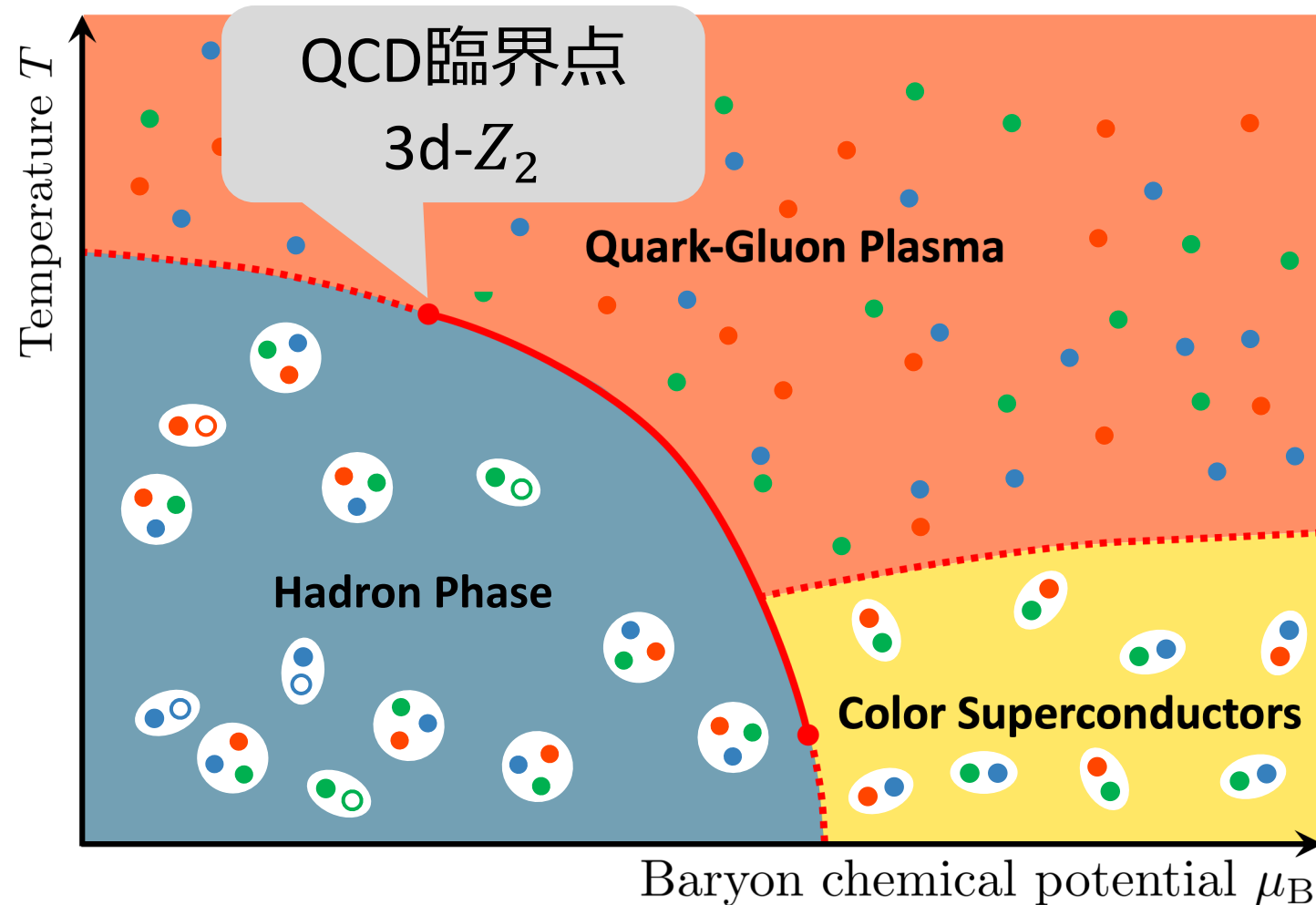
熱場の量子論とその応用 2026 2026/09/04 @KEK



YITP
YUKAWA INSTITUTE FOR
THEORETICAL PHYSICS



QCD相図



QCD臨界点(CP)

- ◆物理量の振る舞いに制限がかかる
- ◆普遍類で分類可能
- ◆一次相転移の存在の示唆

QCDは漸近的自由理論
低エネルギー領域は非摂動的解析
が必要！

重イオン衝突実験 [Stephanov 2009, STAR 2021, Bzdak+. 2020]

保存電荷の揺らぎを用いたQCD臨界点探索
→ QCD臨界点を示唆する非単調な揺らぎが観測

解析的手法 [Gao+ 2020]

Dyson Schwinger方程式 + 汎関数くりこみ群

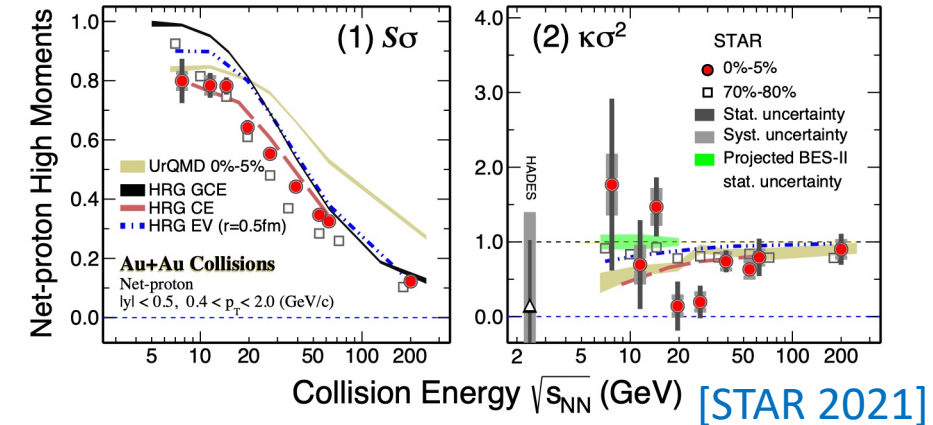
格子QCD数値計算 有限密度では**符号問題**が生じる...

カノニカル法 [9/2,3ポスター 橋爪, 佐藤, 小飯田]

リーヤンゼロ/エッジ特異点(LYZ / LYES) [Basar 2024, Clarke+ 2025, Adam+ 2026]

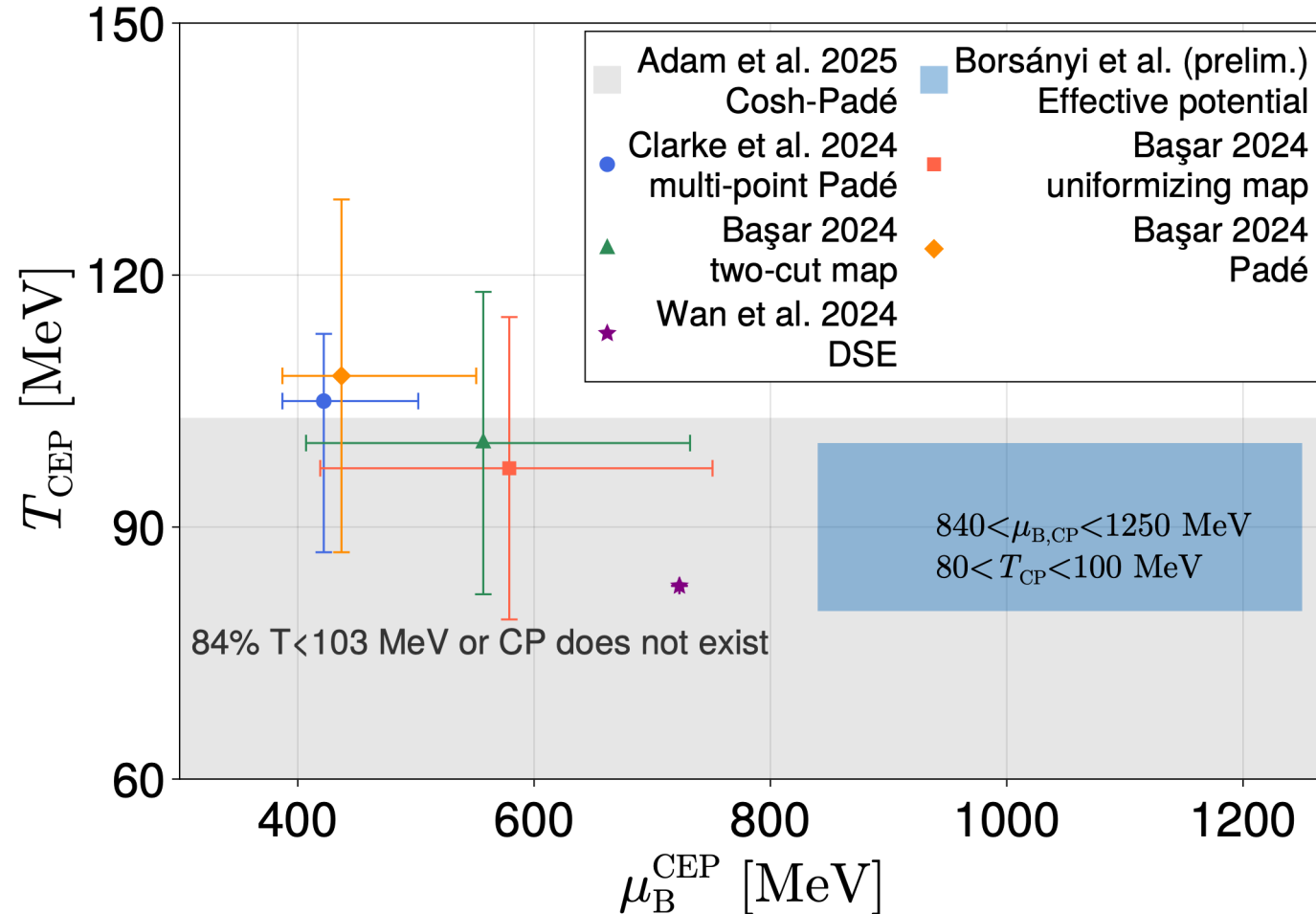
等エントロピー法 [Shah+ 2026, Borsanyi+ 2025]

テンソルネットワーク [9/3 秋山]



リーマンゼロ/エッジ特異点を用いたアプローチ^{4/28}

最近の格子QCDを用いた臨界点の推定



符号問題の回避

- 純虚数化学ポテンシャル+ Padé近似
- 有効ポテンシャルの外挿

LYZ/LYESの決定

リーマンゼロ $\approx$ リーマンエッジ特異点

有限 V ? $V \rightarrow \infty$

この仮定は妥当か ???

LYESは臨界点決定に有用!

しかし、数値計算は常に有限体積
どのように有限体積効果を扱うか?

1. イントロ
2. リーヤンゼロ / リーヤンエッジ特異点
3. リーヤンゼロ比法
 - i. イジング模型
 - ii. ポッツ模型
 - iii. QCD有効模型 (クォークメソン模型)
 - iv. 重クォークQCDへの適用
4. 単独LYZのスケーリング
5. 結論・展望

Review : リーヤンゼロ

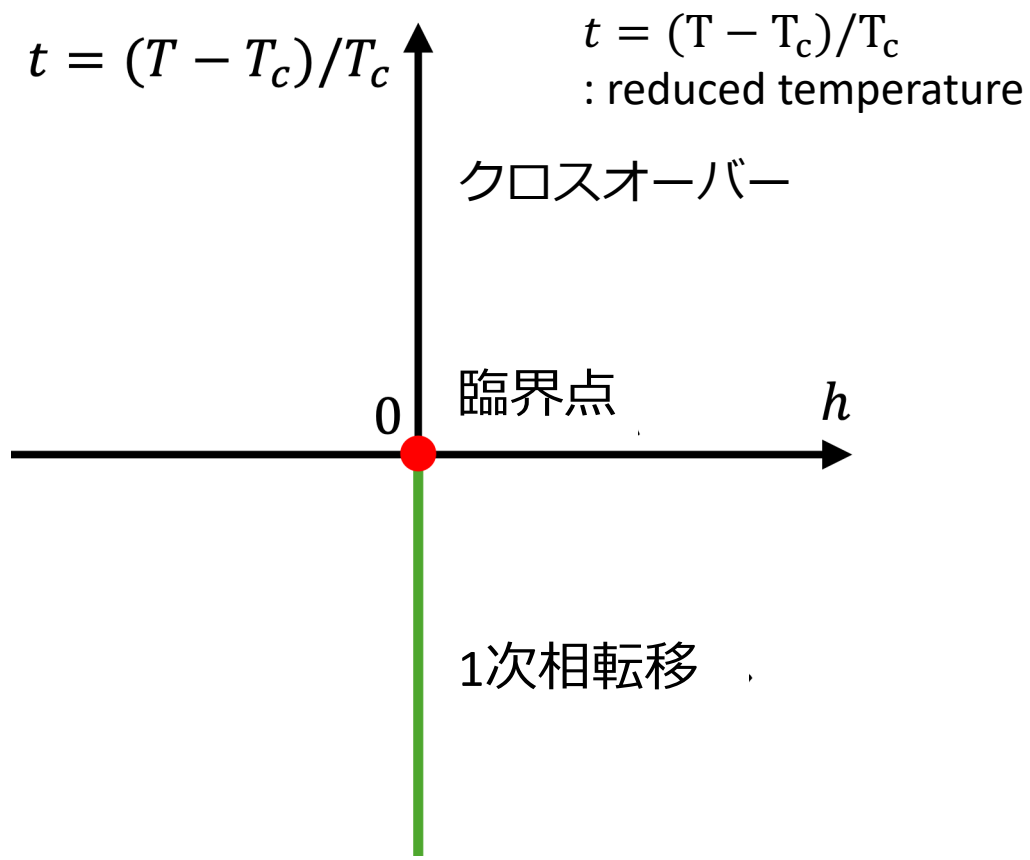
6/28

Lee, Yang 1952

リーヤンゼロ

= $Z=0$ となる複素パラメータ空間の点

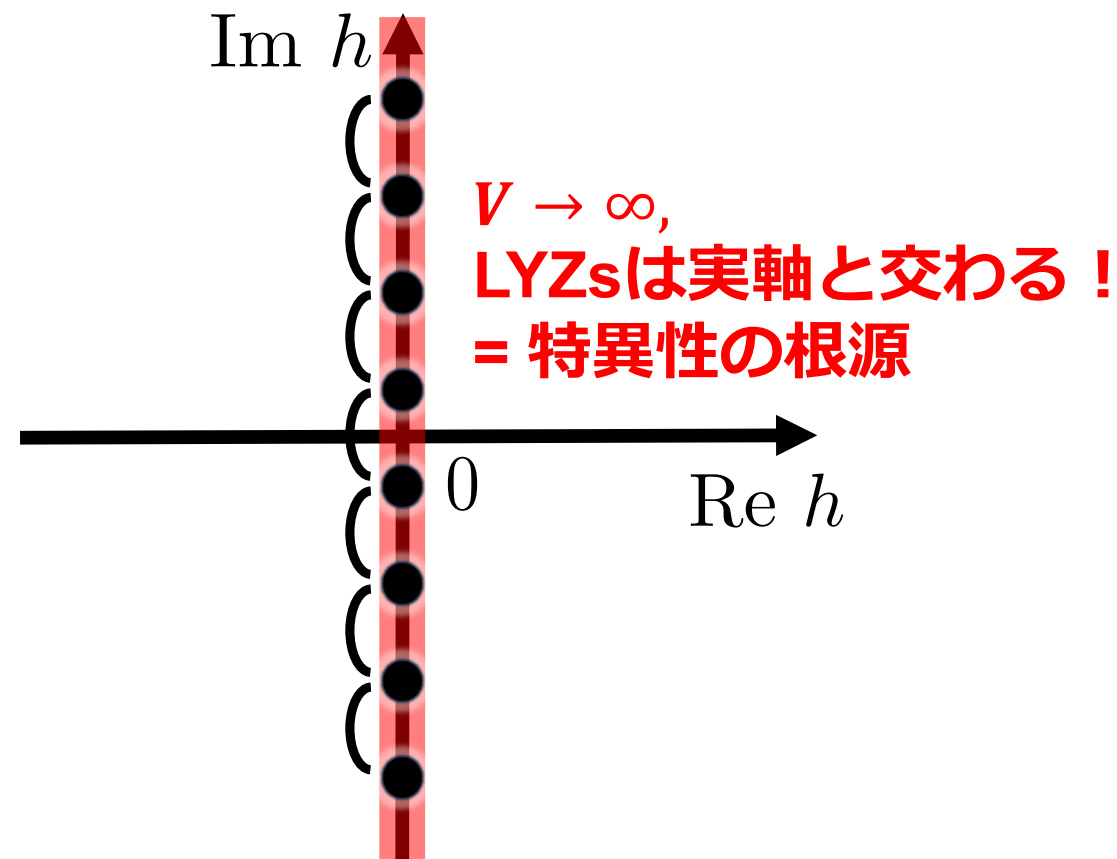
イジング模型の相図 ($d \geq 2$)



Ex.) d次元 イジング模型 $s_i = \pm 1$

$$Z(t, h, L) = \text{Tr} \exp \left(\frac{1}{T} \sum_{\langle i, j \rangle} s_i s_j + \frac{h}{T} \sum_i s_i \right)$$

$t < 0$: 1次相転移

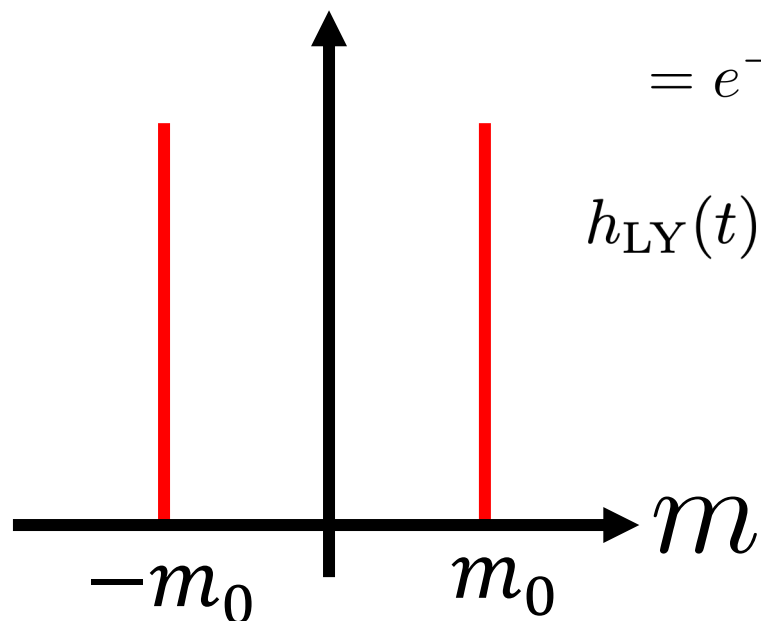


リーヤンゼロ
= $Z=0$ となる複素パラメータ空間の点

LYZの間隔は等しい

無限体積 $V \rightarrow \infty$ における磁化の分布

$p(m)$



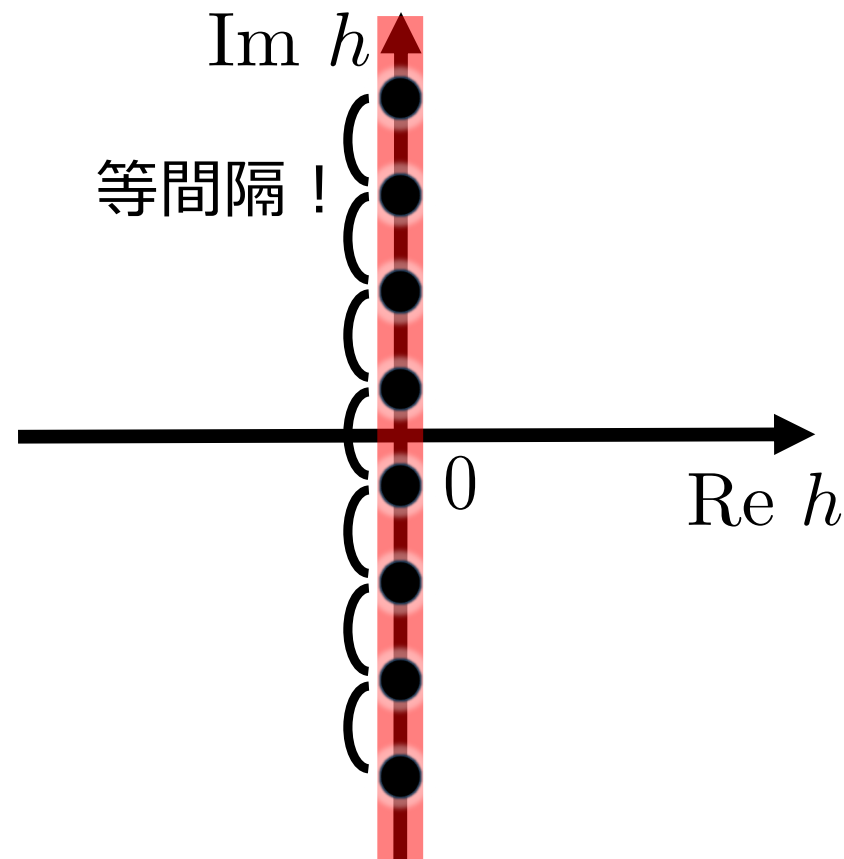
$$Z \sim e^{-V\beta h m_0} + e^{V\beta h m_0} \\ = e^{-V\beta h m_0} (1 + e^{2V\beta h m_0})$$

$$h_{LY}(t) = \frac{(2n+1)\pi i}{2\beta V m_0} \\ \sim i(2n+1) \times \text{const.}$$

Lee-Yangの円定理

イジング模型のLYZは虚軸上に分布

$t < 0$: 1次相転移

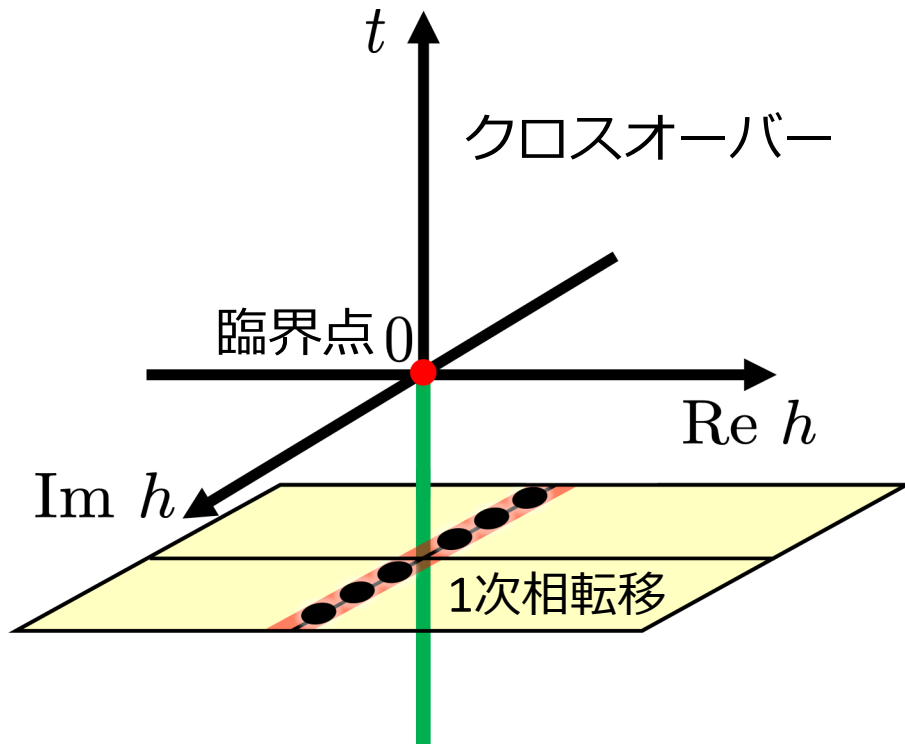


リーヤンゼロ
= $Z=0$ となる複素パラメータ空間の点

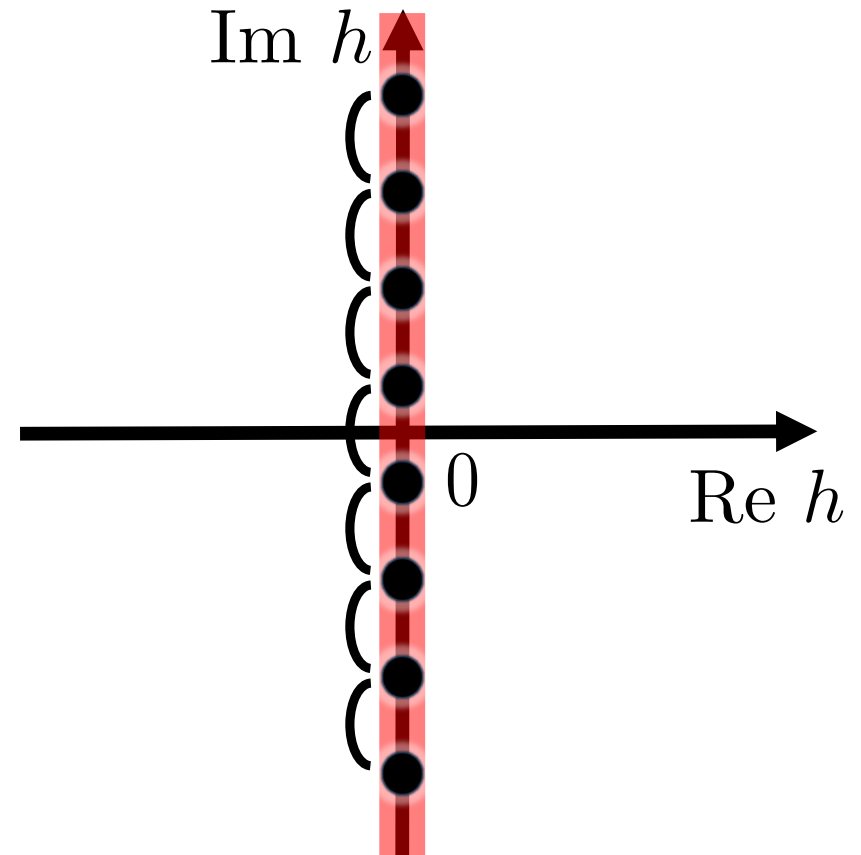
Lee-Yangの円定理

イジング模型のLYZは虚軸上に分布

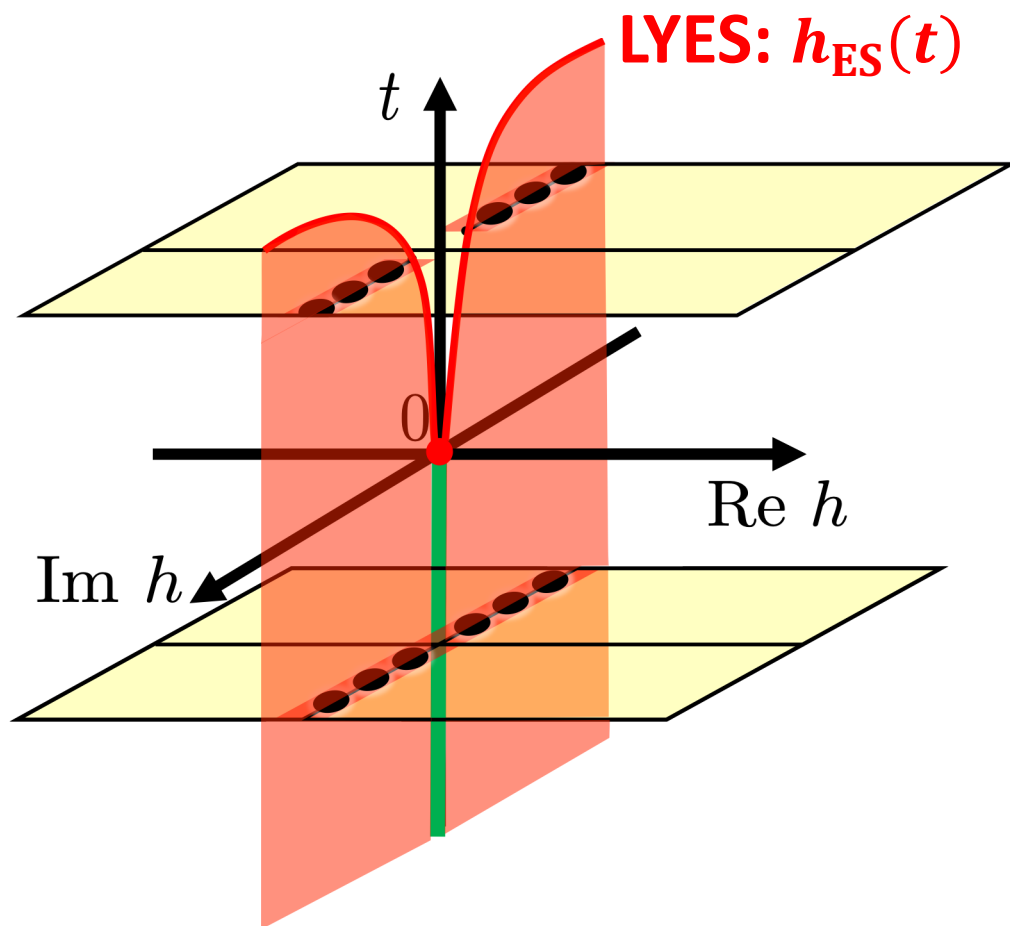
$V \rightarrow \infty$,
LYZsは実軸と交わる！



$t < 0$: 1次相転移



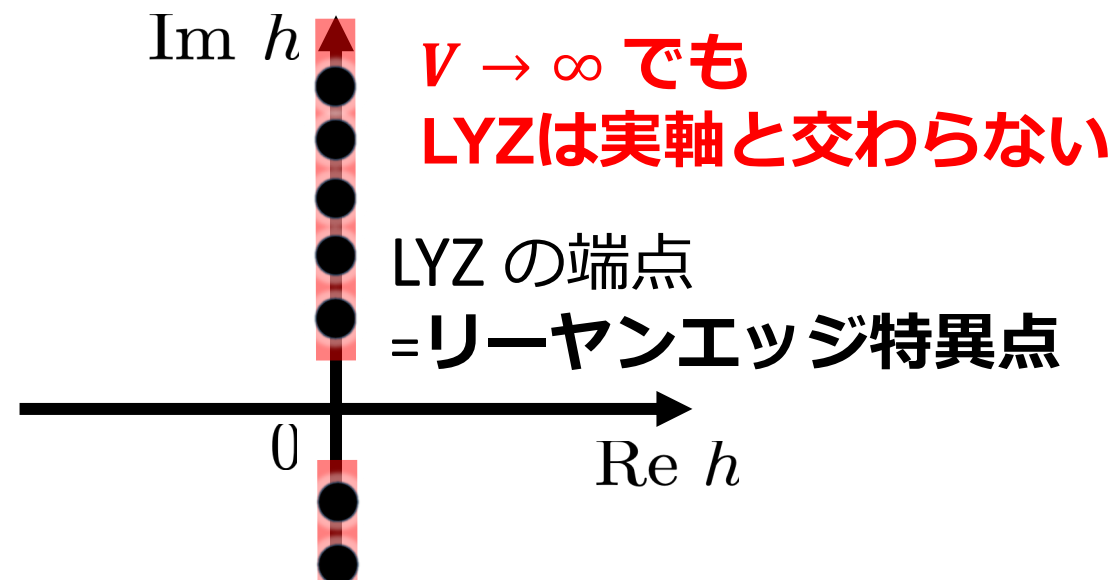
リーヤンゼロ
= $Z=0$ となる複素パラメータ空間の点



Lee-Yangの円定理

イジング模型のLYZは虚軸上に分布

$t > 0$: クロスオーバー



リーヤンエッジ特異点 [Fisher 1978]

$\rightarrow h_{\text{ES}}(t) = z_c^{-\beta\delta} t^{\beta\delta}$
 z_c, β, δ : 普遍類で決まる量

リーヤンゼロ比

TW, Kitazawa, Kanaya (2025)

LYZ比

$$R_{nm}(t, L) \equiv \frac{h^{(n)}(t, L)}{h^{(m)}(t, L)}$$



$$R_{nm}(t, L) \xrightarrow{L \rightarrow \infty} \begin{cases} \frac{2n-1}{2m-1} & (t < 0) \\ 1 & (t > 0) \end{cases}$$

$V \rightarrow \infty$ 極限での振る舞い

◆ $t < 0$: 一次相転移

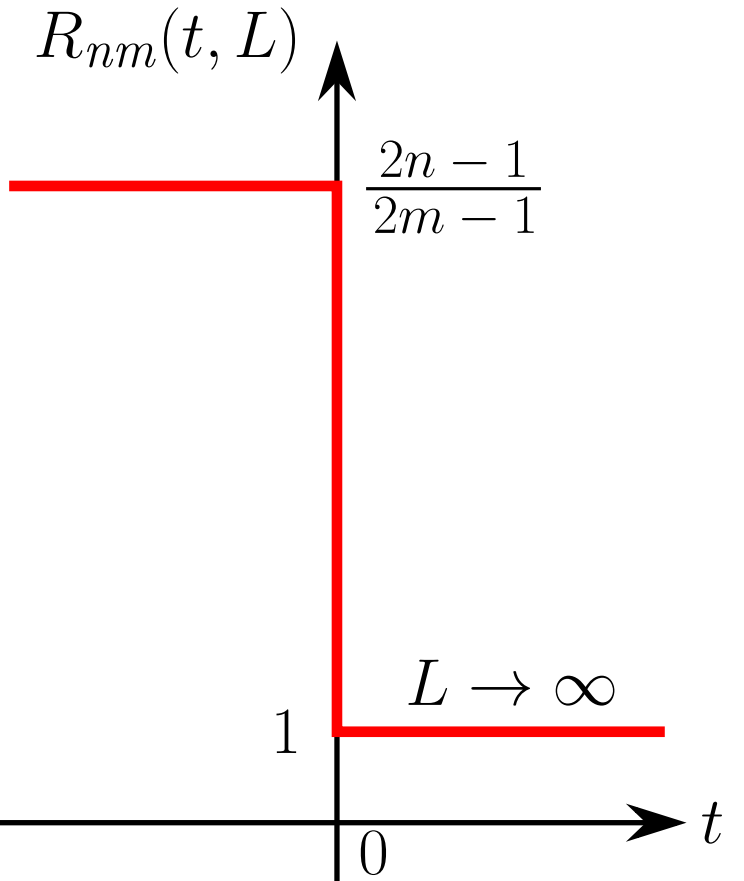
LYZと実軸の距離の比は 1:3:5...

→ $\text{LYZR} = (2n-1)/(2m-1)$

◆ $t > 0$: クロスオーバー

全てのLYZはLYESに集まっていく

→ $\text{LYZR} = 1$



問い：有限体積での
リーヤンゼロ比の振る舞いは？

有限体積効果を適切に取り込むための処方箋

パラメータ t, h + 格子サイズ $L \rightarrow$ くりこみ群

自由エネルギーの有限サイズスケーリング

$$F_{\text{sing}}(t, h, L^{-1}) = \tilde{F}_{\text{sing}}(L^{y_t} t, L^{y_h} h)$$



分配関数にも適用可能！

$$F_{\text{sing}}(t, h, L^{-1}) = -\frac{1}{\beta} \log Z(t, h, L^{-1})$$

分配関数の有限サイズスケーリング

$$Z_{\text{sing}}(t, h, L^{-1}) = \tilde{Z}_{\text{sing}}(L^{y_t} t, L^{y_h} h)$$

分配関数の因数分解

磁場 h を複素数に拡張する！

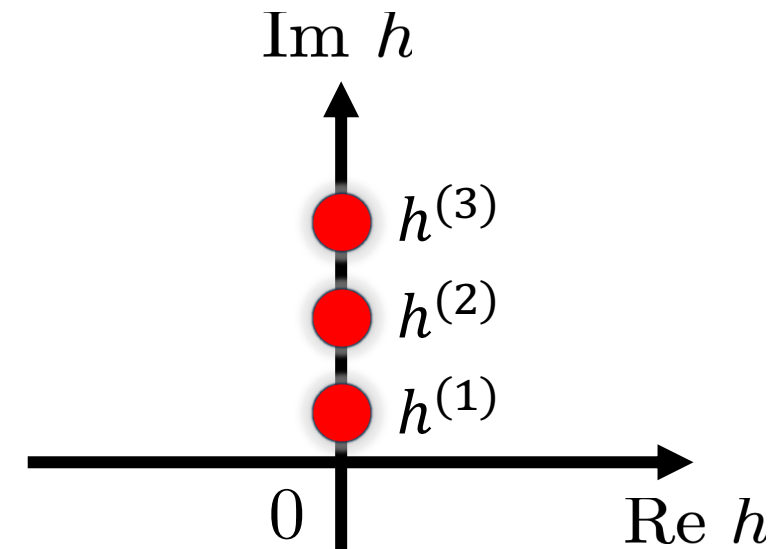
$$Z_{\text{sing}}(t, h, L^{-1}) = \prod_{n=1}^N (h - h^{(n)}(t, L^{-1}))$$

LYZ関数

$$h = h_{\text{LY}}^{(n)}(t, L^{-1})$$

LYZのFSS

$$L^{y_h} h_{\text{LY}}^{(n)}(t, L^{-1}) = \tilde{h}_{\text{LY}}^{(n)}(L^{y_t} t)$$



[Itzykson 1983]

分配関数のFSS

$$Z_{\text{sing}}(t, h, L^{-1}) = \tilde{Z}_{\text{sing}}(L^{y_t} t, L^{y_h} h)$$

臨界点の近傍においてはFSSを用いて有限体積効果を扱える！

FSS & テイラー展開@CP

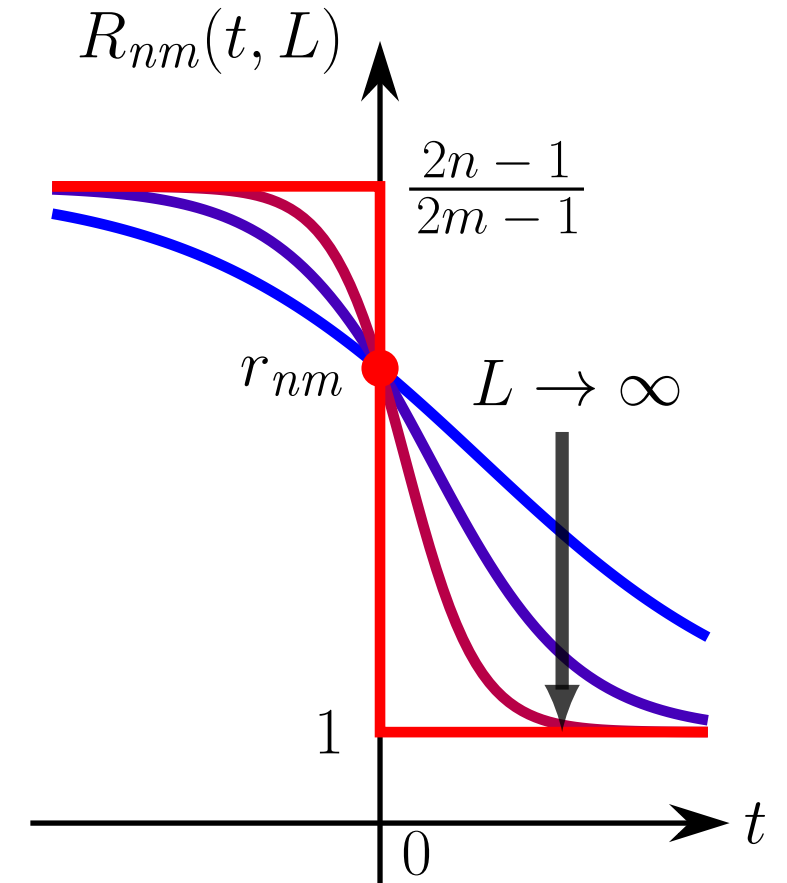
$$L^{y_h} h_{\text{LY}}^{(n)}(t, L^{-1}) = X_n + Y_n L^{y_t} t + \mathcal{O}(t^2)$$

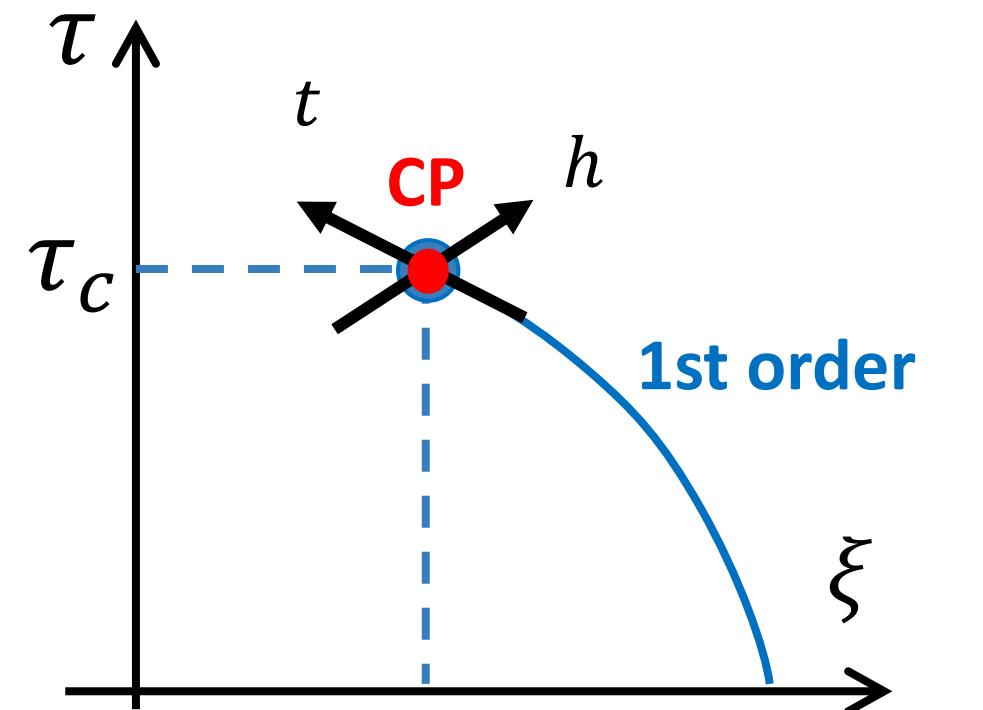
$$\gg R_{nm}(t, L) \equiv \frac{h^{(n)}(t, L)}{h^{(m)}(t, L)} = \frac{X_n + Y_n L^{y_t} t + \mathcal{O}(t^2)}{X_m + Y_m L^{y_t} t + \mathcal{O}(t^2)}$$

$$\gg R_{nm}(t, L) = (r_{nm} + c_{nm} L^{y_t} t + \mathcal{O}(t^2))$$

$R_{nm}(t=0)$ は体積に依存しない
→ 臨界点を決定する手法！

交点 = 臨界点





$$\begin{cases} \xi_R^{(n)} = \xi_c - \frac{a_{21}}{a_{22}} \delta\tau \\ \xi_I^{(n)} = \text{const.} \times \delta\tau^{\beta\delta} \end{cases} \quad L \rightarrow \infty$$

[Stephanov 2006]

LYESのスケールリングと一致！

線形近似

$$\begin{pmatrix} t \\ h \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} \delta\tau \\ \delta\xi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau - \tau_c \\ \xi - \xi_c \end{pmatrix}$$

$$h^{(n)} L^{y_h} = \tilde{h}_{LY}^{(n)}(t L^{y_t}) \simeq i(X_n + Y_n t L^{y_t})$$



$$\begin{cases} \xi_R^{(n)} = \xi_c - \frac{a_{21}}{a_{22}} \delta\tau + \mathcal{O}(L^{2\bar{y}}) \\ \xi_I^{(n)} = \frac{X_n}{a_{22}} L^{-y_h} + \frac{\det A}{a_{22}^2} Y_n \delta\tau L^{\bar{y}} + \mathcal{O}(L^{2\bar{y}}) \end{cases}$$

$$y_t - y_h = -0.894 \quad \text{for 3d-Z(2)}$$

$$C = \frac{\det A}{a_{22}} \left(\frac{Y_2}{X_2} - \frac{Y_1}{X_1} \right), \quad D = \frac{a_{12}^2}{a_{22}^2} (Y_1^2 - Y_2^2)$$



イジング項

混合項 ($a_{12} \neq 0$ 由来)

イジング模型 $R_{nm}(t, L) = (r_{nm} + c_{nm} L^{y_t} t + \mathcal{O}(t^2))$

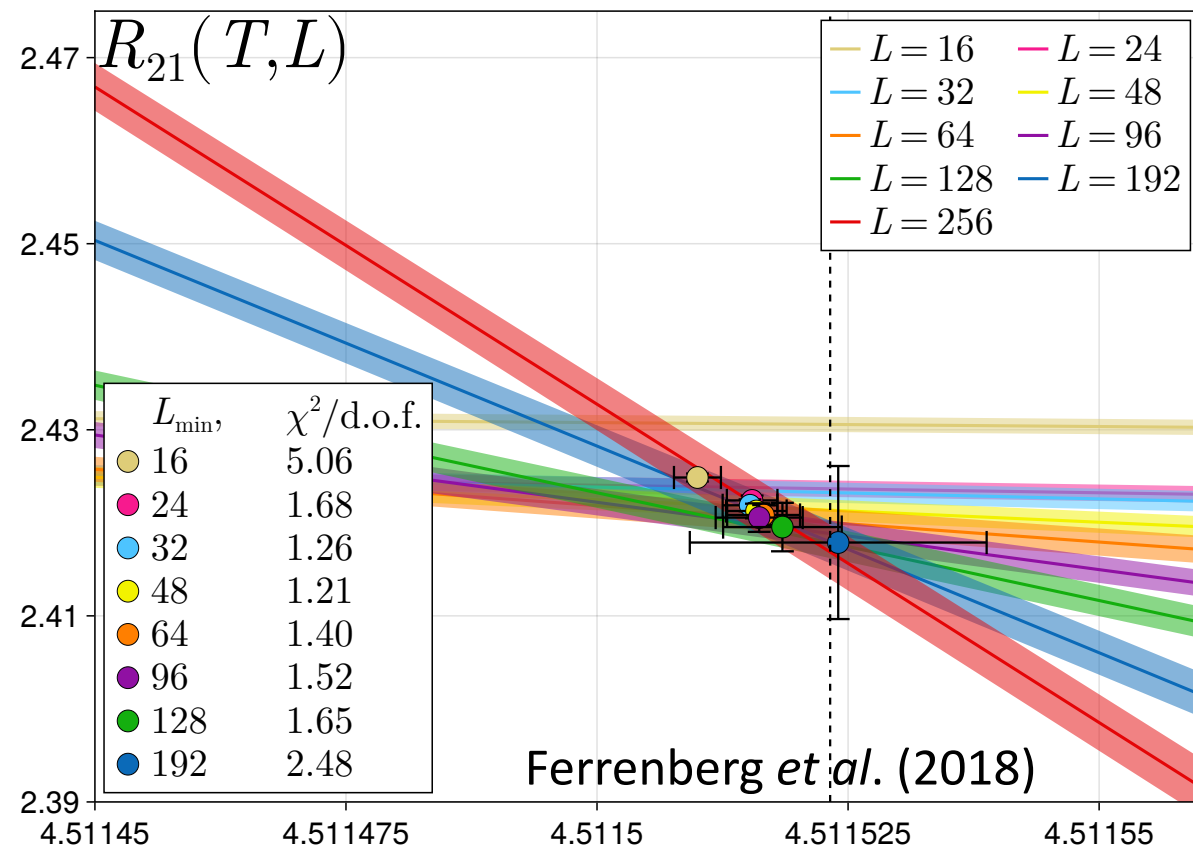
- $L \rightarrow \infty$ 極限, **交点 = 臨界点!**

- r_{nm} は**普遍類**で決まる値



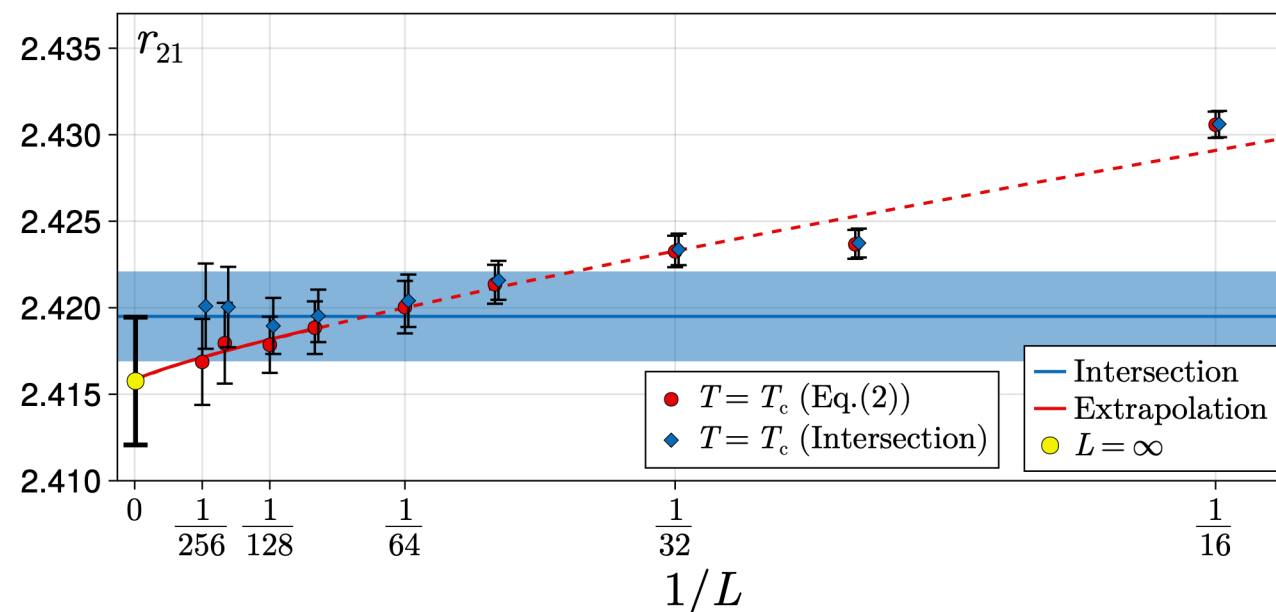
CP探索の指針
普遍類の分類

2nd/1st LYZR in 3d Ising model



TW, Kitazawa, Kanaya (2026)

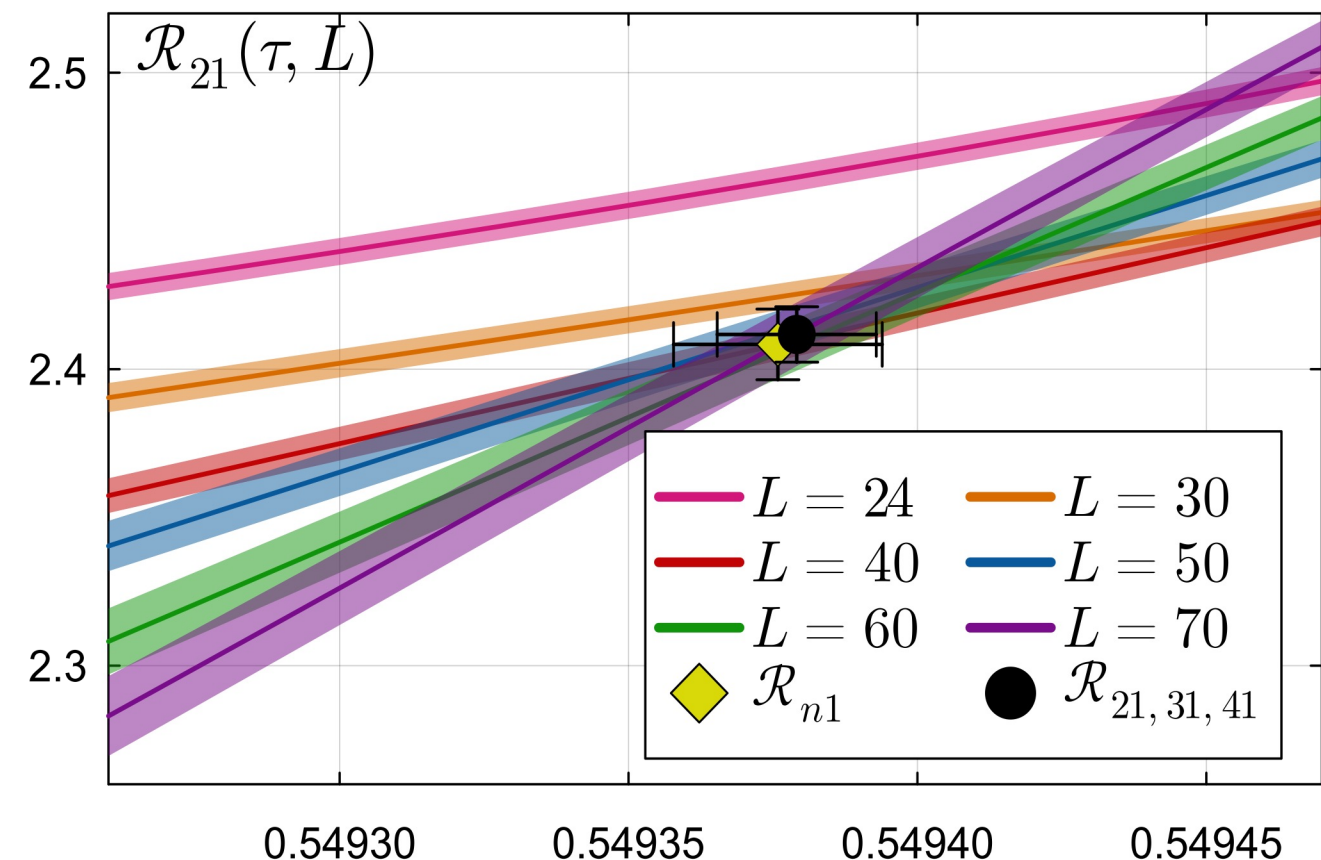
Irrelevant演算子の効果



$$R_{21}(T_c, L) = r_{21}(1 + cL^{-0.83})$$

$$r_{21} = 2.4158(37)(5)$$

2nd /1st LYZR in Potts model



TW, Kitazawa, Kanaya (2025)

普遍類で決まる値(3d Z(2))

$$r_{21} = 2.4158(37)(5)$$

3d 3state Potts model w/ 外場

$$r_{21} = 2.408(12)$$

誤差の範囲で一致！

1. イントロ
2. リーヤンゼロ / リーヤンエッジ特異点
3. リーヤンゼロ比法
 - i. イジング模型
 - ii. ポッツ模型
 - iii. QCD有効模型（クォークメソン模型）
 - iv. 重クォークQCDへの適用
4. 単独LYZのスケーリング
5. 結論・展望

$$\mathcal{Z} = \int \mathcal{D}\phi e^{-S_E(\phi)} \quad S_E(\phi) : \text{Euclidian Action}$$

◆ 平均場近似

仮定: ϕ は時空間で一様 $\bar{\phi} = \phi(x)$
ポテンシャル

$$\mathcal{U}(\bar{\phi}) = \frac{T}{V} S_E(\bar{\phi})$$

$\bar{\phi}$ はポテンシャルを最小化するように決まる $\mathcal{U}(\bar{\phi}) \xrightarrow{\text{自由エネルギー:}} f = \mathcal{U}(\bar{\phi})$

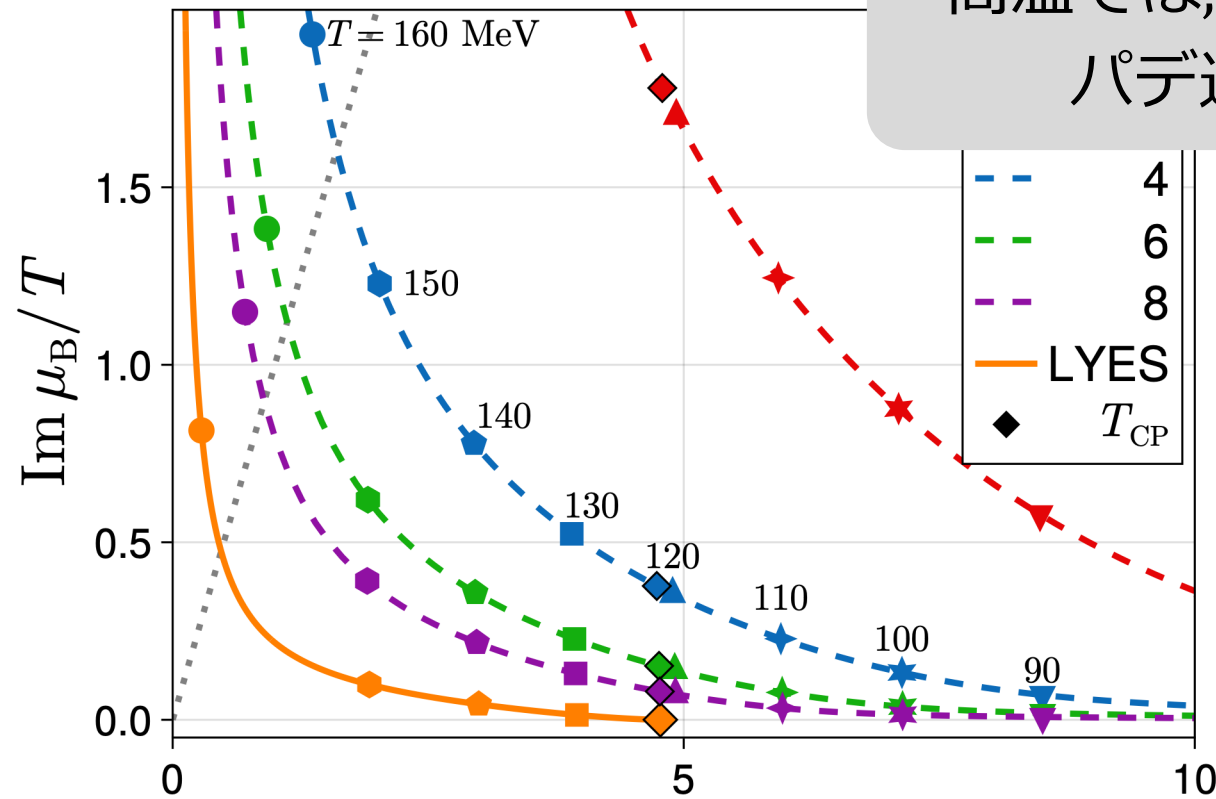
◆ 有限体積平均場近似

仮定:

$$\mathcal{Z} = \int d\bar{\phi} e^{-V\mathcal{U}(\bar{\phi})/T} \xrightarrow{\text{自由エネルギー:}} f = -\frac{T}{V} \ln \mathcal{Z}$$

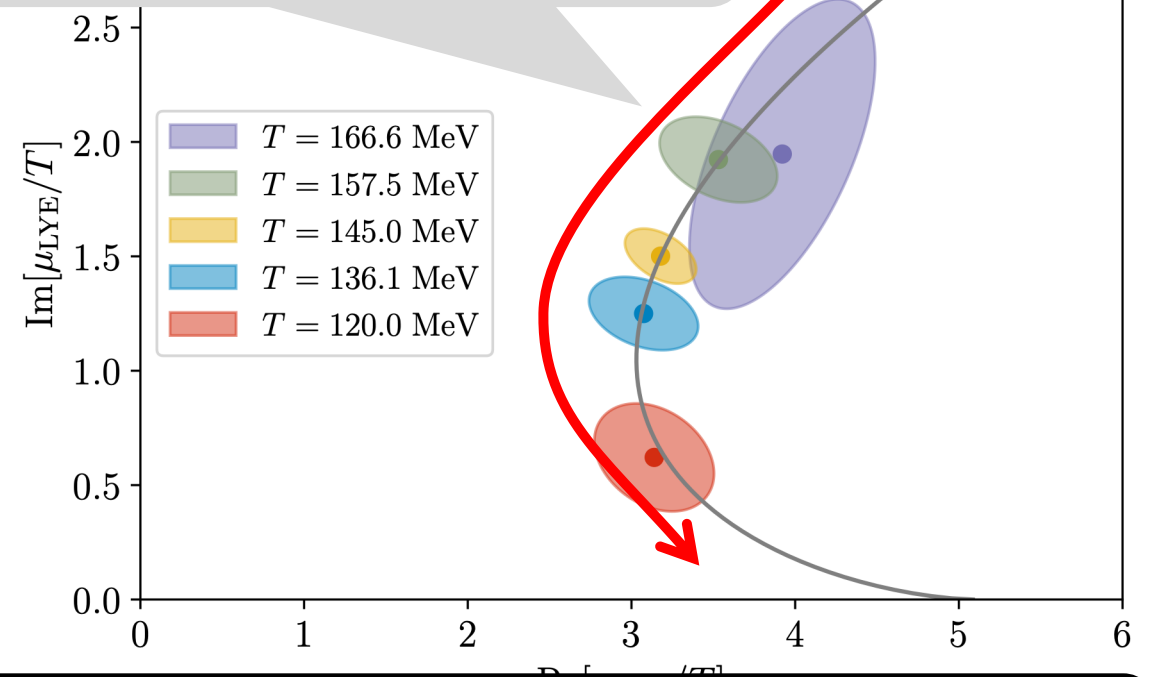
 QCDの有効模型:3次元クォークメソン模型

μ_B/T -平面



格子QCD [Clarke, et. al, 2024]

高温では, $\text{Re } \mu_{LY}$ が大きくなってる
パデ近似or 有限体積効果?



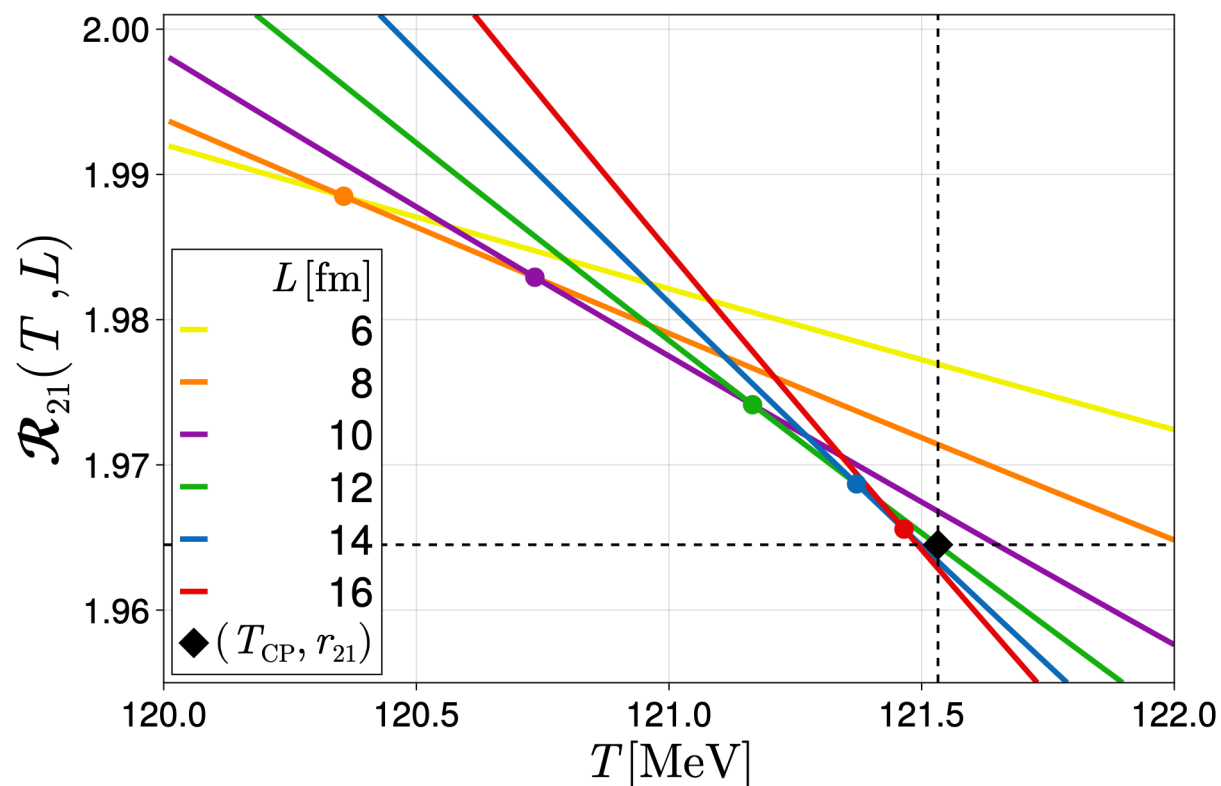
LYZ = LYES は $LT=6$ では良い近似とは言えない

LYZR法の適用

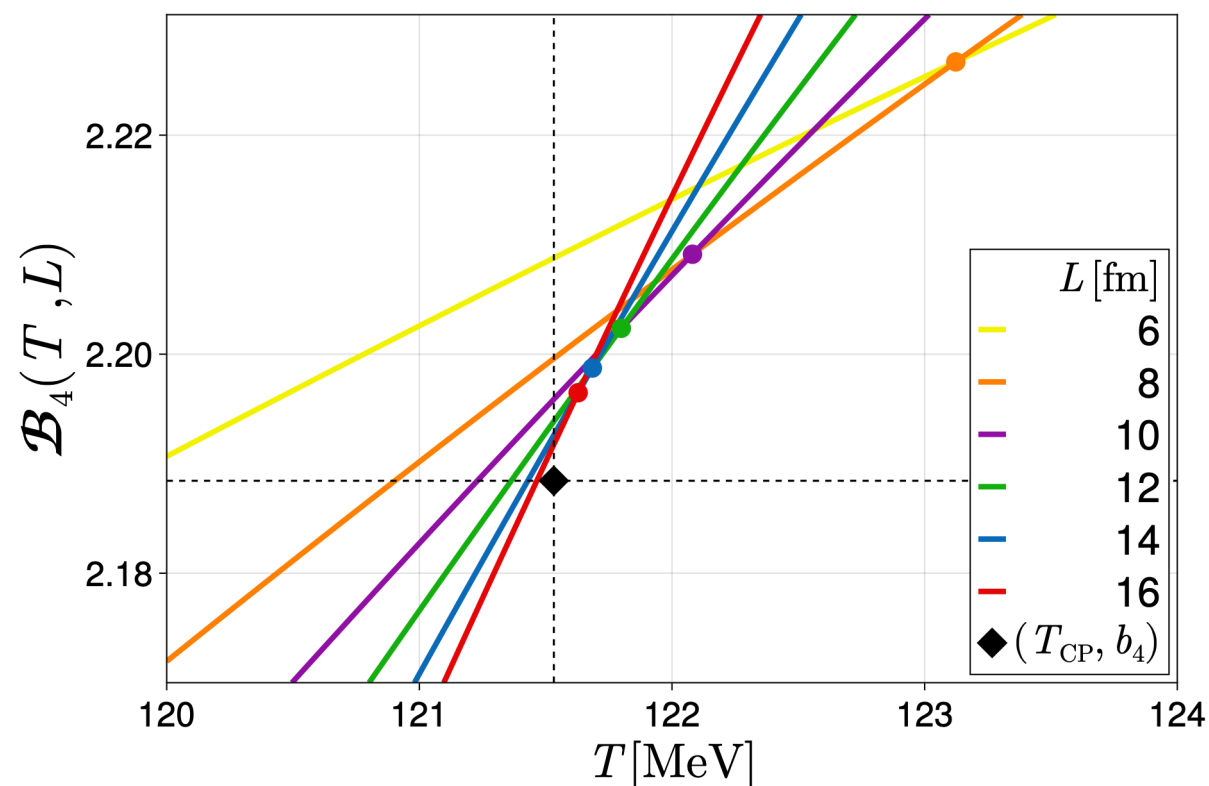
Wada, Kovács+ (2026)

$$\mathcal{R}_{nm}(T, L) = \frac{\text{Im } \mu_{\text{LY}}^{(n)}(T, L)}{\text{Im } \mu_{\text{LY}}^{(m)}(T, L)} = (r_{nm} + C_{nm}(L^{y_t} \delta T) + \mathcal{O}(\delta T^2))(1 + D_{nm}L^{2\bar{y}} + \mathcal{O}(L^{4\bar{y}}))$$

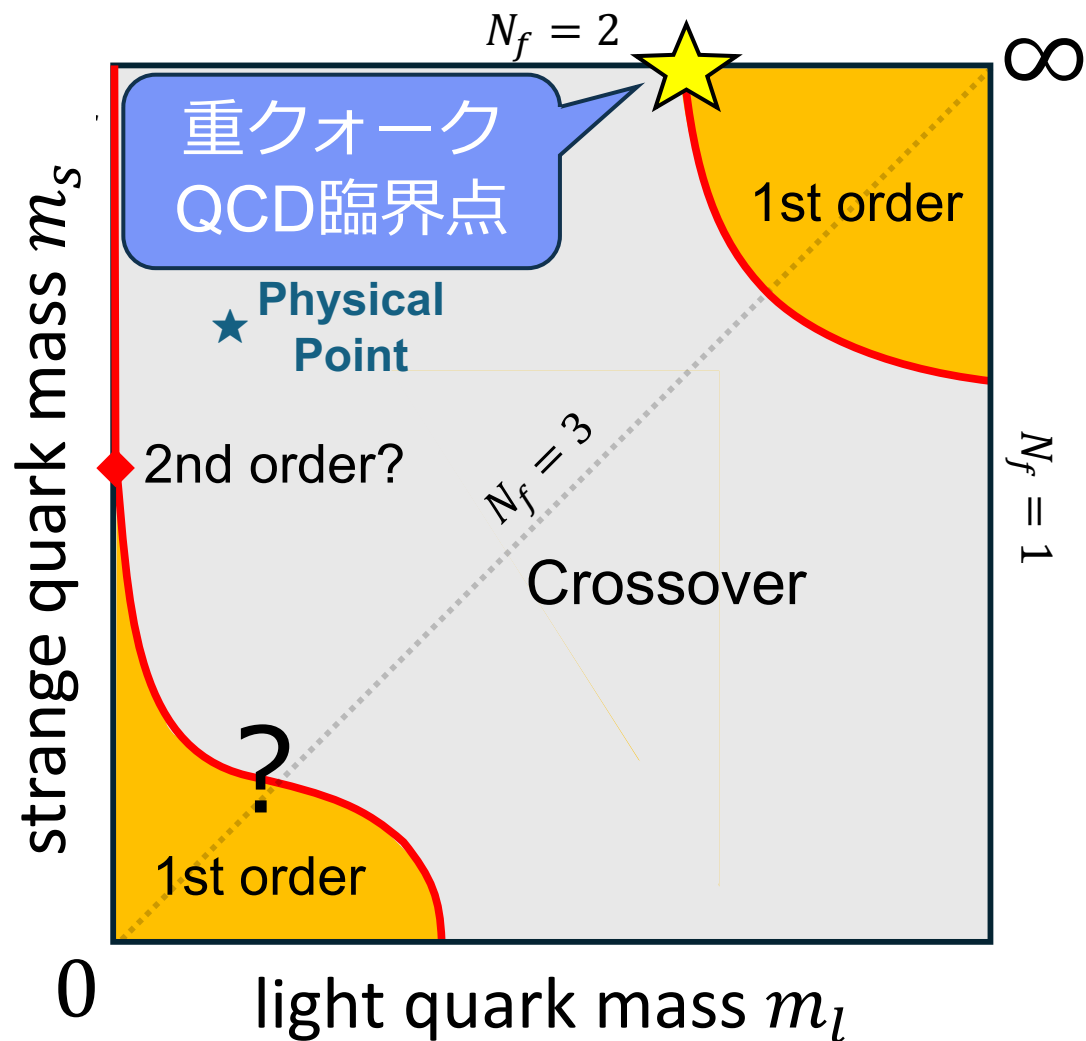
2nd / 1st LYZR



4次ビンダーキュムラント



交点は臨界点へ収束！



コロンビアプロット:

$\mu = 0$ における相転移の次数

- ◆ $m \rightarrow m_{\text{phys}} : N_f = 2 + 1 \text{ QCD}$
→ クロスオーバー
- ◆ $m \sim 0 : \text{Light quark sector}$
→ 1次、クロスオーバーか未解明
(by Tsukuba group (~ 2020))
- ◆ $m \rightarrow \infty : \text{Pure Yang-Mills 理論}$
→ 1次相転移

Kiyohara, *et al.* (2021)

Ashikawa, *et al.* (2024)

よりQCDに近い系への適用！

- Wilsonフェルミオン+ ホッピングパラメータ展開 → 熱浴法

$\kappa \sim 1/2am_q$ Hopping parameter

$$\lambda = 64N_f N_c \kappa^4$$

大体積・高統計な解析が可能!
= 現実質量QCDのための実験場

- 格子サイズ: $N_t = 6$

アスペクト比 **$LT = N_s/N_t = 6, 8, 9, 10, 12, 15, 18$**

- 測定数 $\sim 10^6 \rightarrow$ **再重み付け法**
- Leading order で配位生成を行う
- NLOは多重再重み付け法で取り込む
→ パラメータ空間を連続的に走査

$$S_G \sim \square$$

$$S_{LO} \sim \square + \text{cylinder}$$

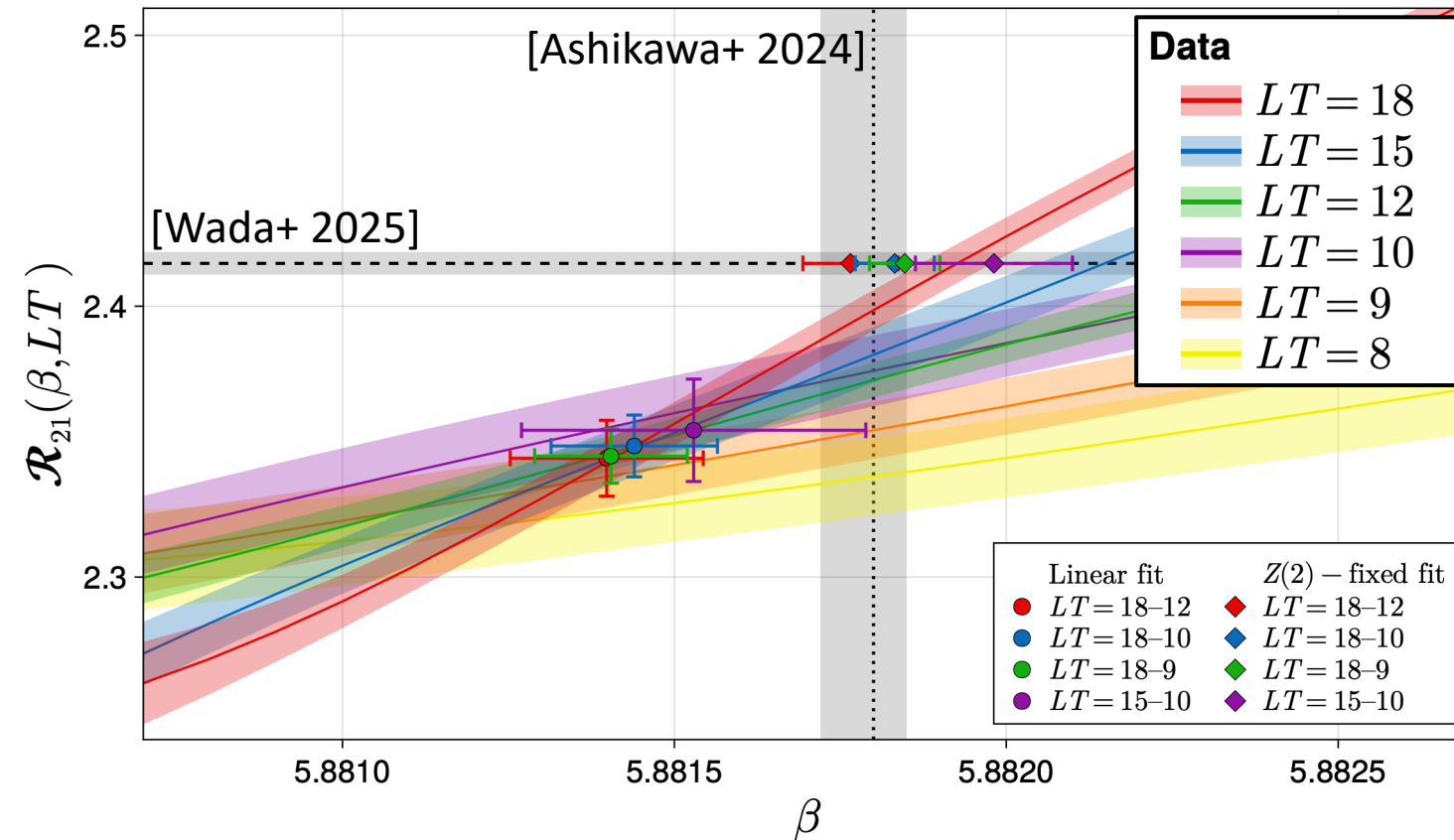
$$S_{NLO} \sim \text{two squares} + \text{cube} + \text{cube} + \text{cylinder}$$

HPEの高次項の導入

TW, Kitazawa (+Claude code, Codex) (2026)

QCD系への初の適用

2nd/1st LYZR



2種類のフィットスキーム

◆ 線形フィット

$$\mathcal{R}_{21}(\beta, LT) = r_{21} + C_{21}(LT)^{y_t} \delta\beta$$

◆ Z(2)固定フィット

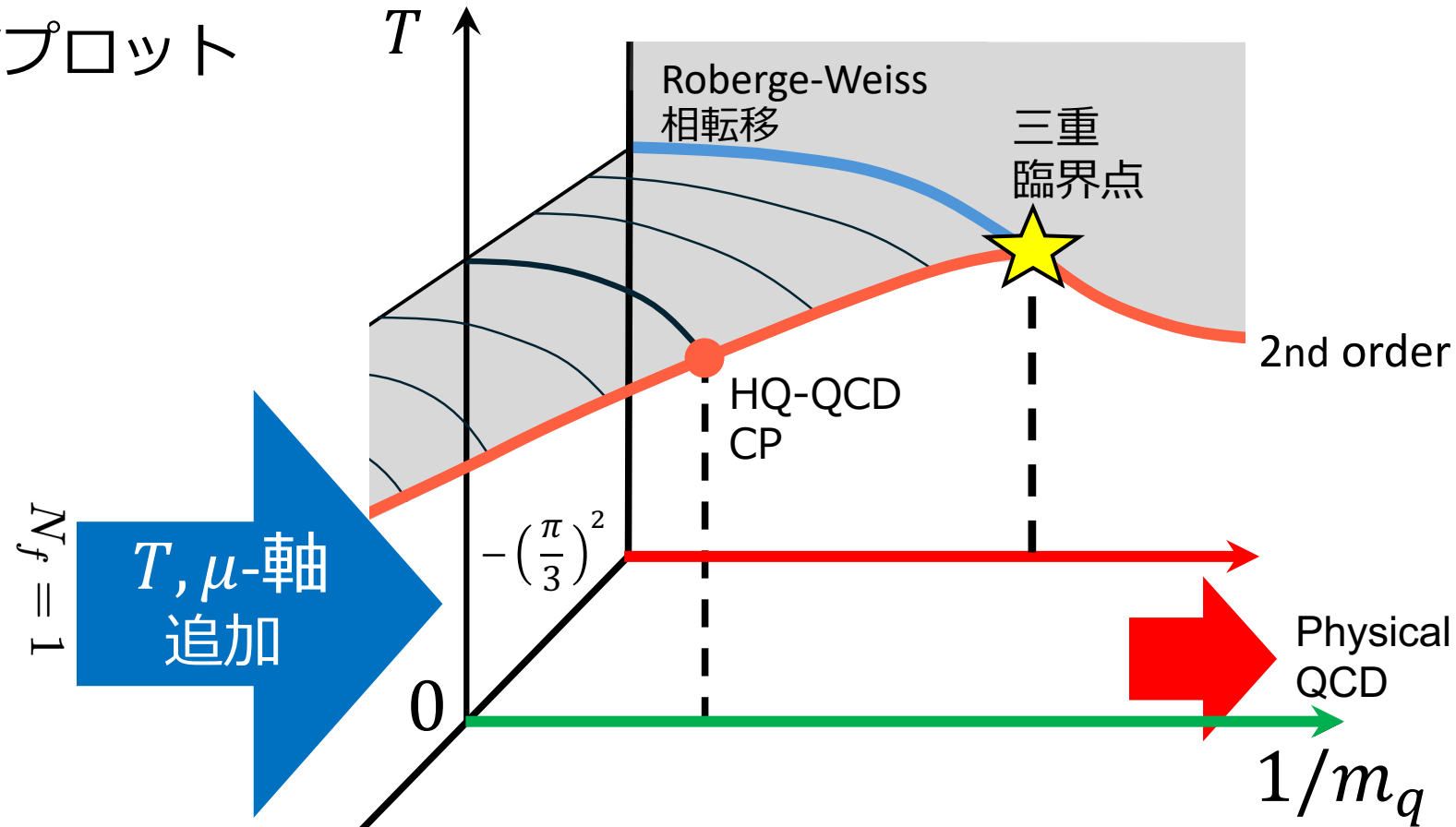
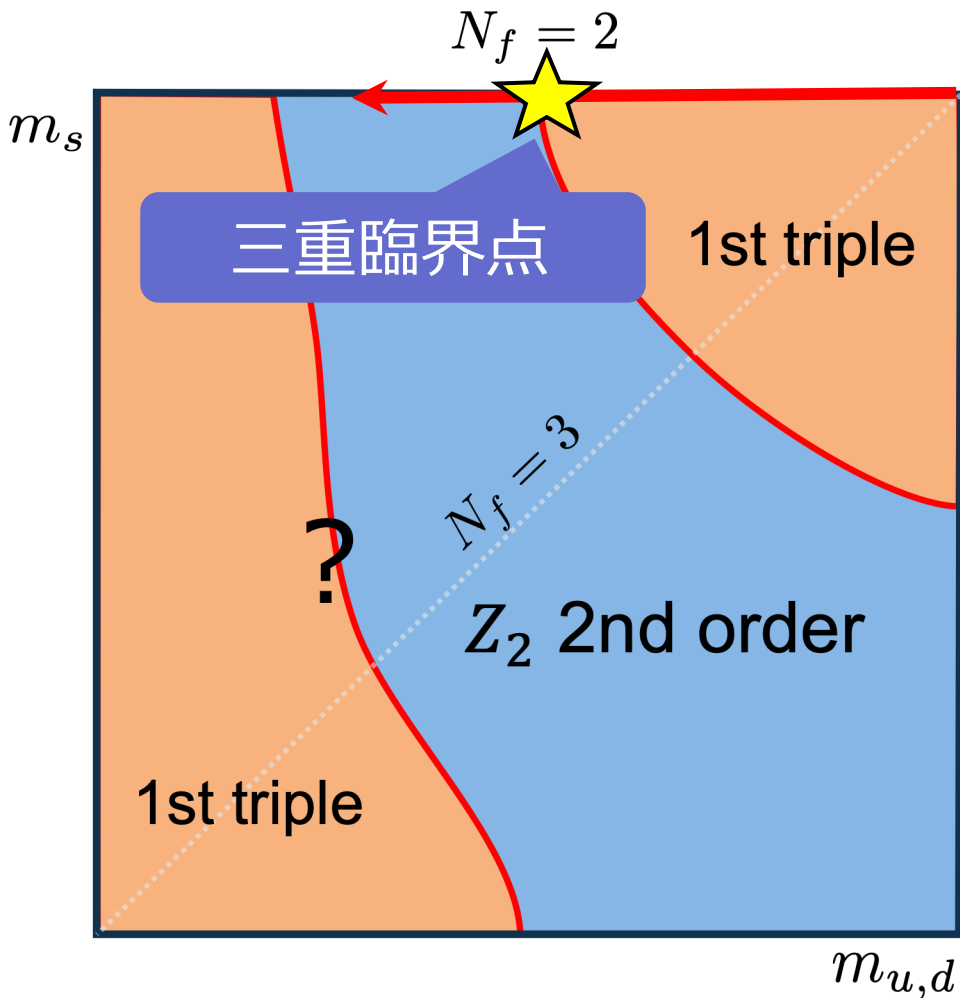
$$\mathcal{R}_{21}(\beta, LT) = (r_{21} + C_{21}(LT)^{y_t} \delta\beta) \times (1 + D_{21} L^{2\bar{y}})$$

$r_{21}, y_t, \bar{y}$ の値をZ(2)で固定

有限体積効果が残るため、
補正を入れる必要がある

→ 補正込みで**先行研究と一致!**

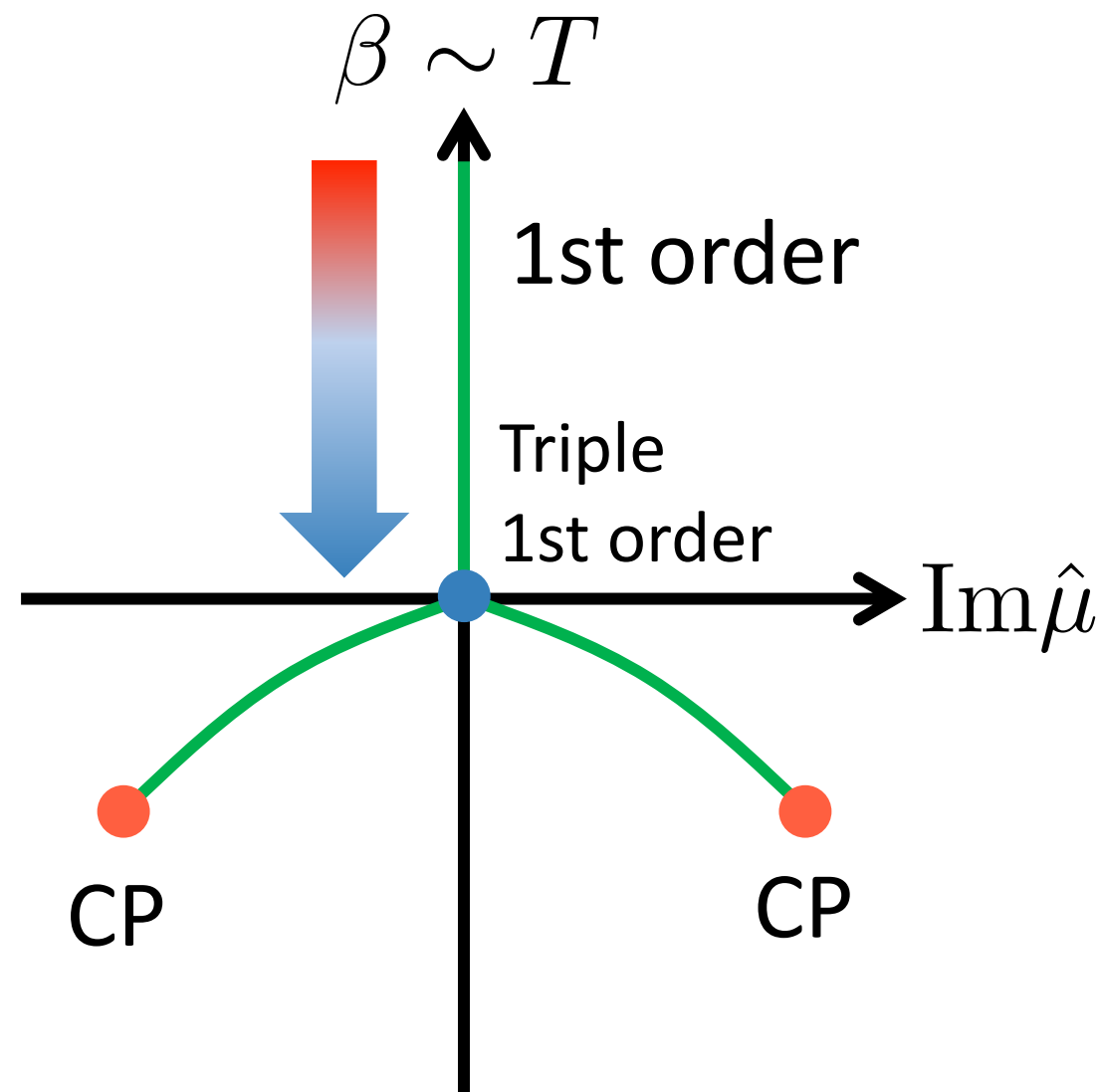
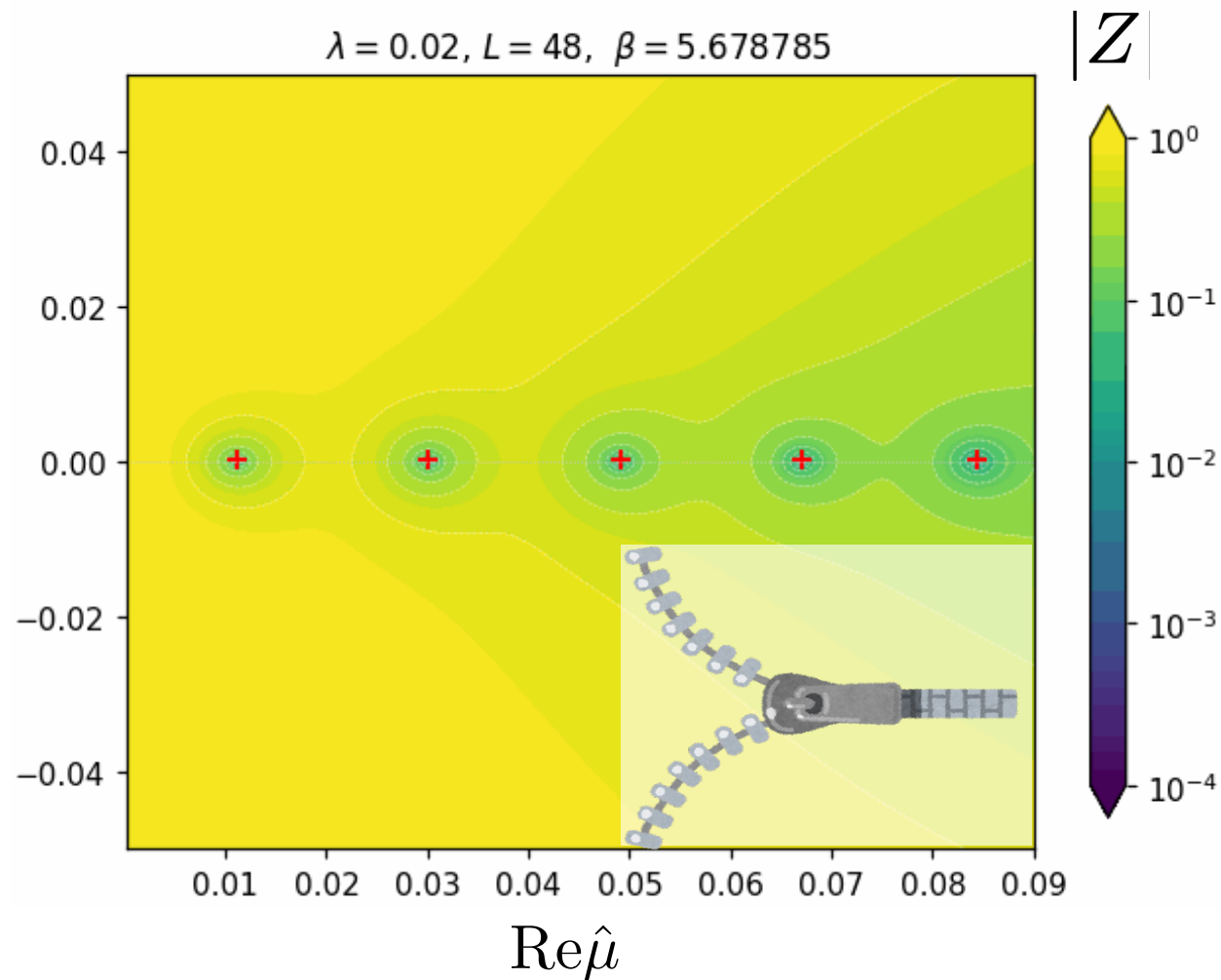
$\mu/T = i\pi/3$ におけるコロンビアプロット



目的

三重臨界点の特定手法の開発
虚数・実 $\hat{\mu}$ での臨界点の決定

$\mu/T = i\pi$, Triple 1st order側



現実質量QCD

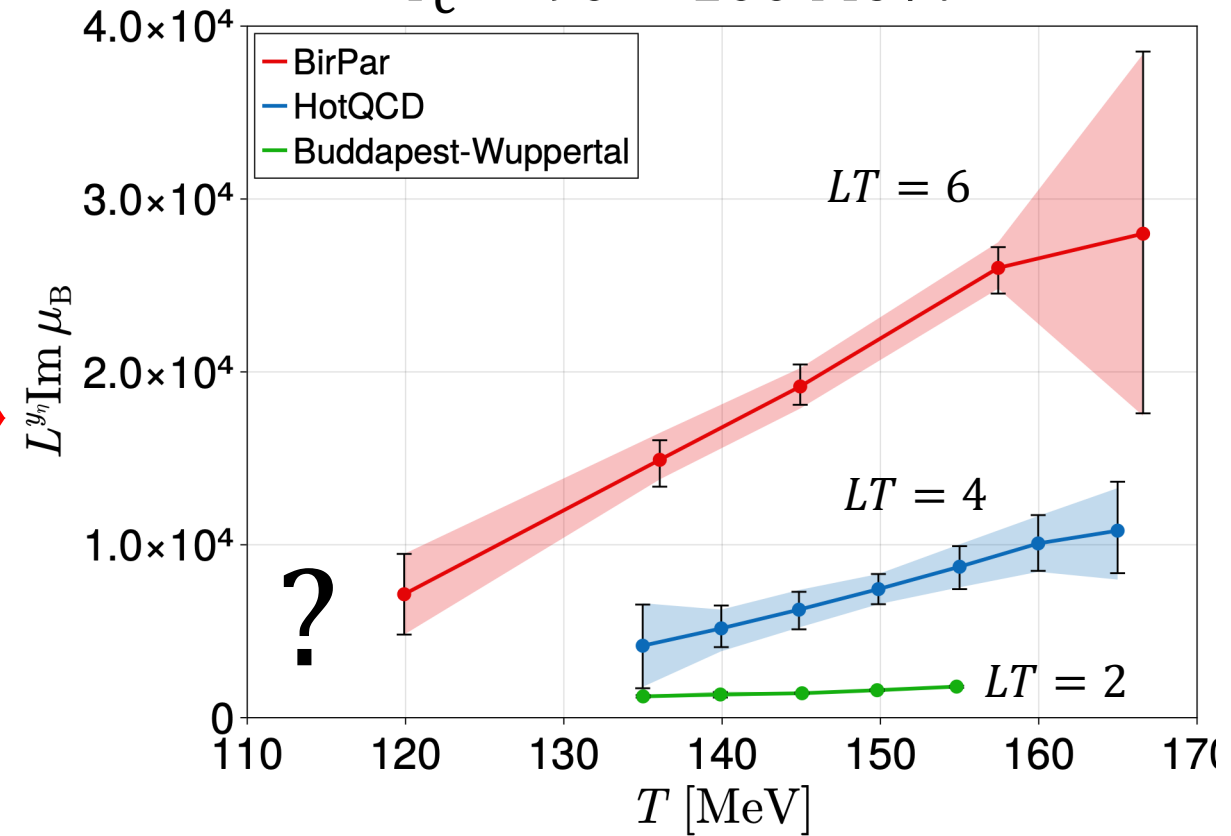
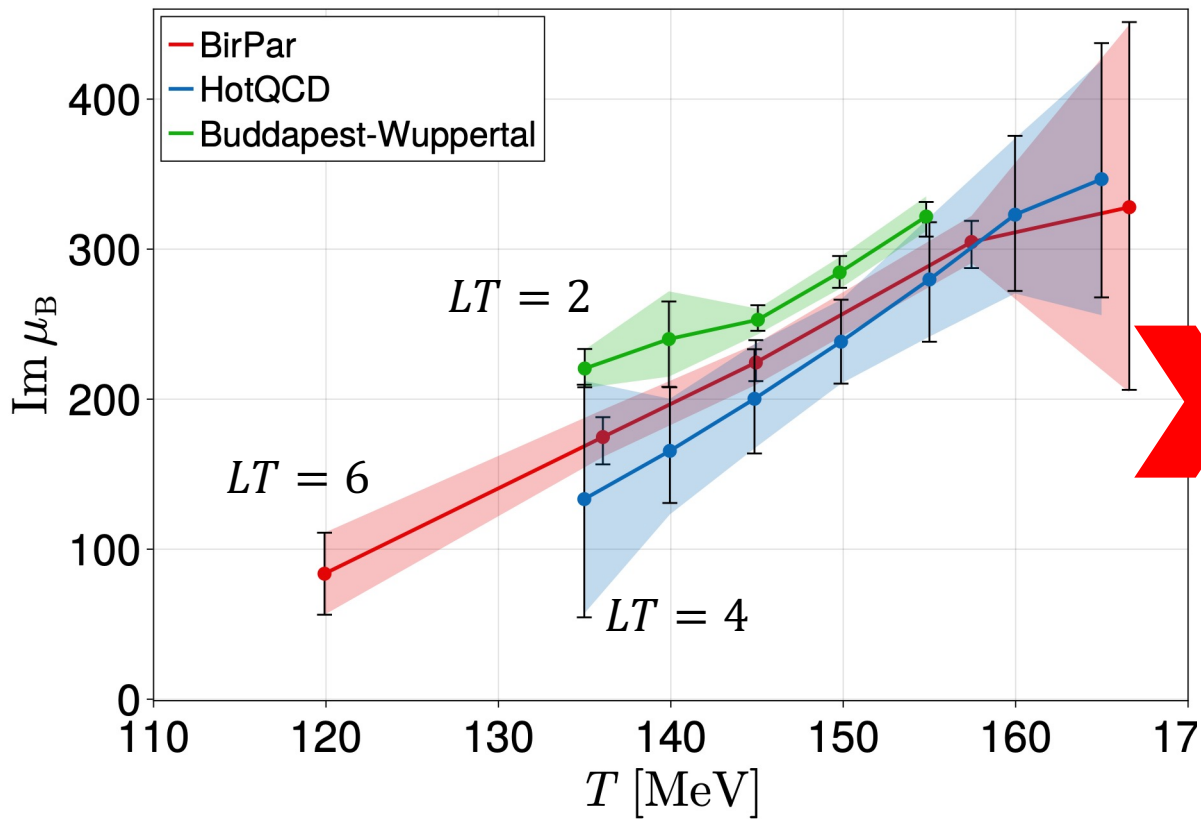
$\mu = \mu_{\text{LY}}^{(n)}(T, (LT)^{-1})$ であるため臨界指数を固定すると...

$$(LT)^{y_h} \mu_{\text{LY}}^{(n)}(L^{y_t} \delta T) = X_n + Y_n (LT)^{y_t} \delta T + \mathcal{O}(\delta T^2)$$

格子QCDでの結果はまだ高温

$T_c = 90 - 100 \text{ MeV?}$

1st LYZ



結論・展望

【結論】

- ✓ LYZ $\simeq$ LYES の仮定は有限体積では成り立たない
- ✓ FSS に基づくリーヤンゼ口比 (LYZR) 法を提案
 - 交点 = 臨界点、交点の値 r_{nm} = 普遍類 を同時決定
- ✓ 3d Z(2) の普遍量を高精度決定: $r_{21} = 2.4158(37)(5)$
 - Potts・QCD有効模型で検証
 - 重クォークQCDへ初適用、先行研究と無矛盾

【展望】

- 有限密度: 純虚数 μ (Ongoing) : 三重臨界点の同定 (Zipper 構造)
- → 実 μ (Next)
- 現実質量QCD: 既存の格子データはまだ高温側、2nd LYZが必要

Model

Gyozo, et al. (2025)

Single component $N_c = 3$ quark-meson model in 3d

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - U_{\text{cl}}(\phi) + \bar{\psi} (i \gamma^\mu \partial_\mu - \gamma_0 \mu_q - g \phi) \psi$$

ψ : Quark

ϕ : Mesonic field

μ_q : quark chemical potential

$$U_{\text{cl}}(\phi) = \frac{m^2}{2} \phi^2 + \frac{\lambda}{4} \phi^4 - h \phi$$

Taking mesonic field constant, $\phi(x) = \bar{\phi}$ and thermodynamic limit

$$U_{\bar{q}q}(\bar{\phi}, T, \mu_B) = U_{\bar{q}q}^{\text{vac}}(\bar{\phi}) + U_{\bar{q}q}^{\text{mat}}(\bar{\phi}, T, \mu_B)$$

$$U_{\bar{q}q}^{\text{vac}}(\bar{\phi}) = -2N_c \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} E(p)$$

$$E(p) = \sqrt{p^2 + g^2 \bar{\phi}^2}$$

$$g^\pm = 1 + e^{-(E(p) \mp \mu_q)/T}$$

$$U_{\bar{q}q}^{\text{mat}}(\bar{\phi}; T, \mu_B) = -2N_c T \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} (\log g^+ + \log g^-)$$

Effective potential

$$\mathcal{U}(\bar{\phi}; T, \mu_B) = U_{\text{cl}}(\bar{\phi}) + U_{\bar{q}q}^{\text{mat}}(\bar{\phi}; T, \mu_B)$$

We assume that the vacuum terms is encoded in parameters of U_{cl}

Phase Diagram

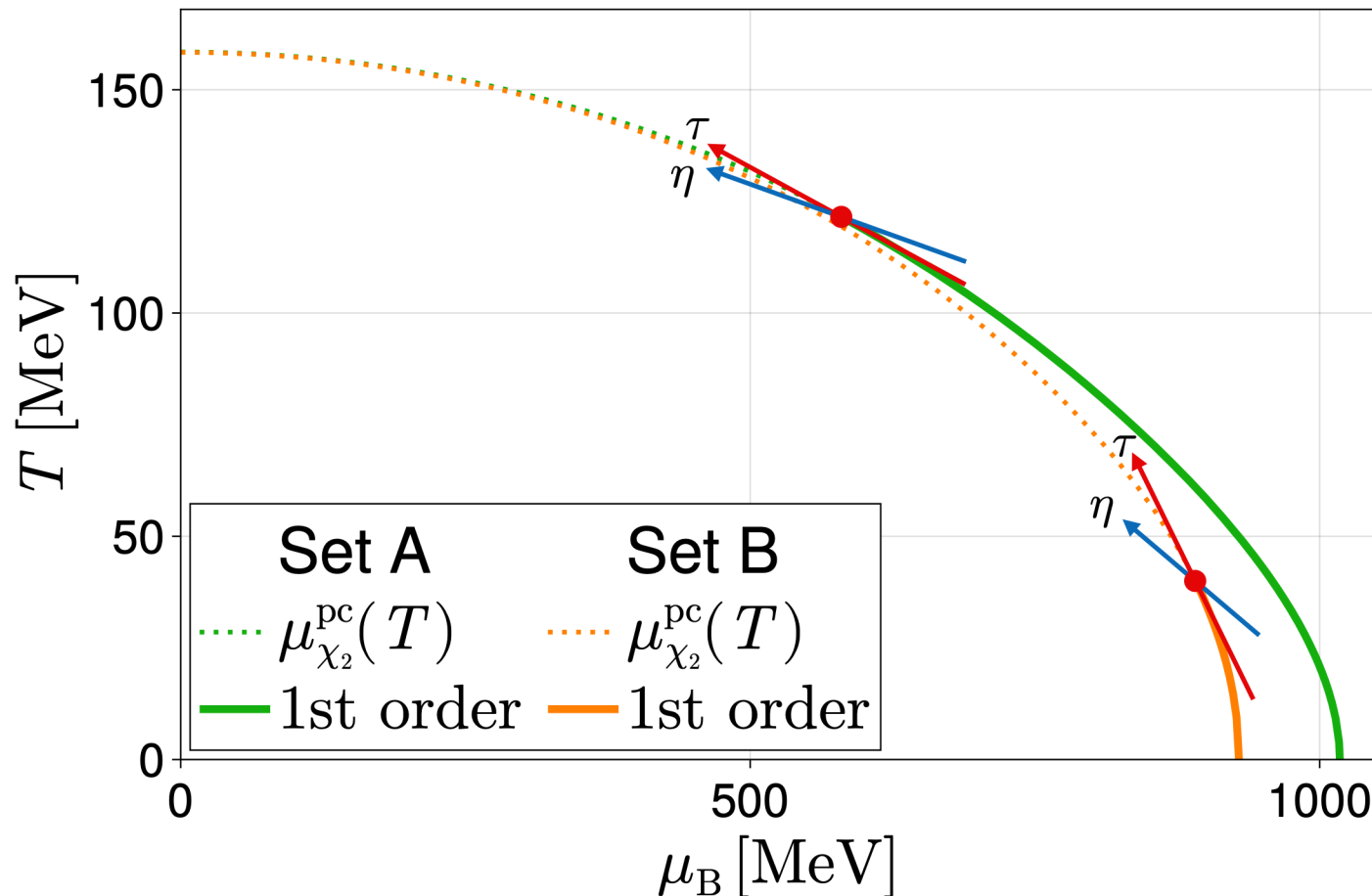
Gyozo, et al. (2025)

	λ	g	T_{CP}	μ_{CP}	T_0^{pc}
Set A	29.0	4.55	121.53	579.97	158.46
set B	46.0	4.35	40.04	890.84	158.38

* Dimensionful quantities are given in units of MeV.

$$m^2 = -0.155 \text{ GeV}^2$$

$$h = 0.0018 \text{ GeV}^3$$



$$\chi_n = \frac{V}{T} \frac{\partial^n f(T, \mu_B, L)}{\partial (\mu_B/T)^n}$$

$$\mu_{\chi_2}^{\text{pc}}(T) \equiv \min_{\mu_B} \chi_2(T, \mu_B)$$

◆ CPs belong to mean field universality class
→ Mapping

$$\begin{pmatrix} \tau \\ \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T - T_{\text{CP}} \\ \mu_B - \mu_{\text{CP}} \end{pmatrix}$$

a_{ij} are determined by effective potential.

Z is calculable numerically

➔ We can calculate LYZ/LYES

How to obtain LYZ and LYES

- ◆ Lee-Yang edge singularity = critical point in complex-plane

➤ $\frac{\partial \mathcal{U}(\bar{\phi}; T, \mu_B)}{\partial \bar{\phi}} = 0, \quad \frac{\partial^2 \mathcal{U}(\bar{\phi}; T, \mu_B)}{\partial \bar{\phi}^2} = 0 \quad \text{in complex } \mu_B \text{ plane}$

For fixed T , the solution is $(\text{Re } \phi, \text{Im } \phi, \text{Re } \mu_{\text{ES}}(T), \text{Im } \mu_{\text{ES}}(T))$

- ◆ Lee-Yang zero

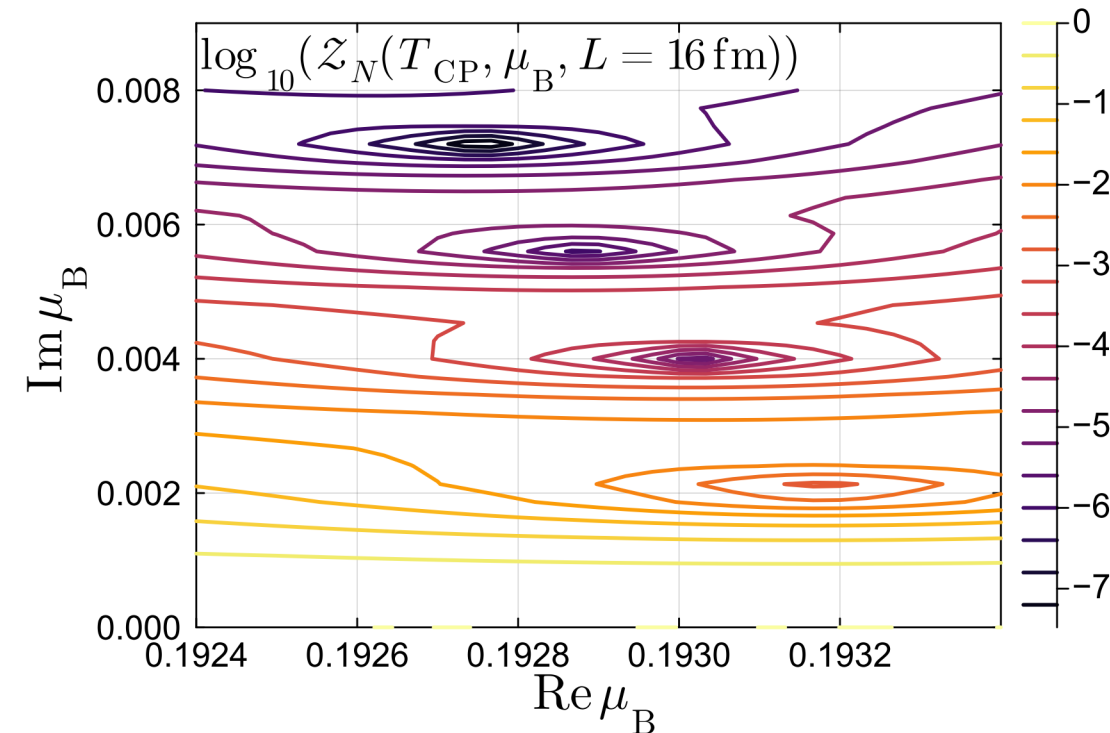
$$\mathcal{Z}(T, \mu_B, L) = \int d\bar{\phi} e^{-L^3 \mathcal{U}(\bar{\phi}, T, \mu_B)/T}$$

For numerical convenience,

we define normalized partition function $\mathcal{Z}_N$

$$\mathcal{Z}_N(T, \mu_B, L) = \frac{\mathcal{Z}(T, \mu_B, L)}{\mathcal{Z}(T, \text{Re } \mu_B, L)}$$

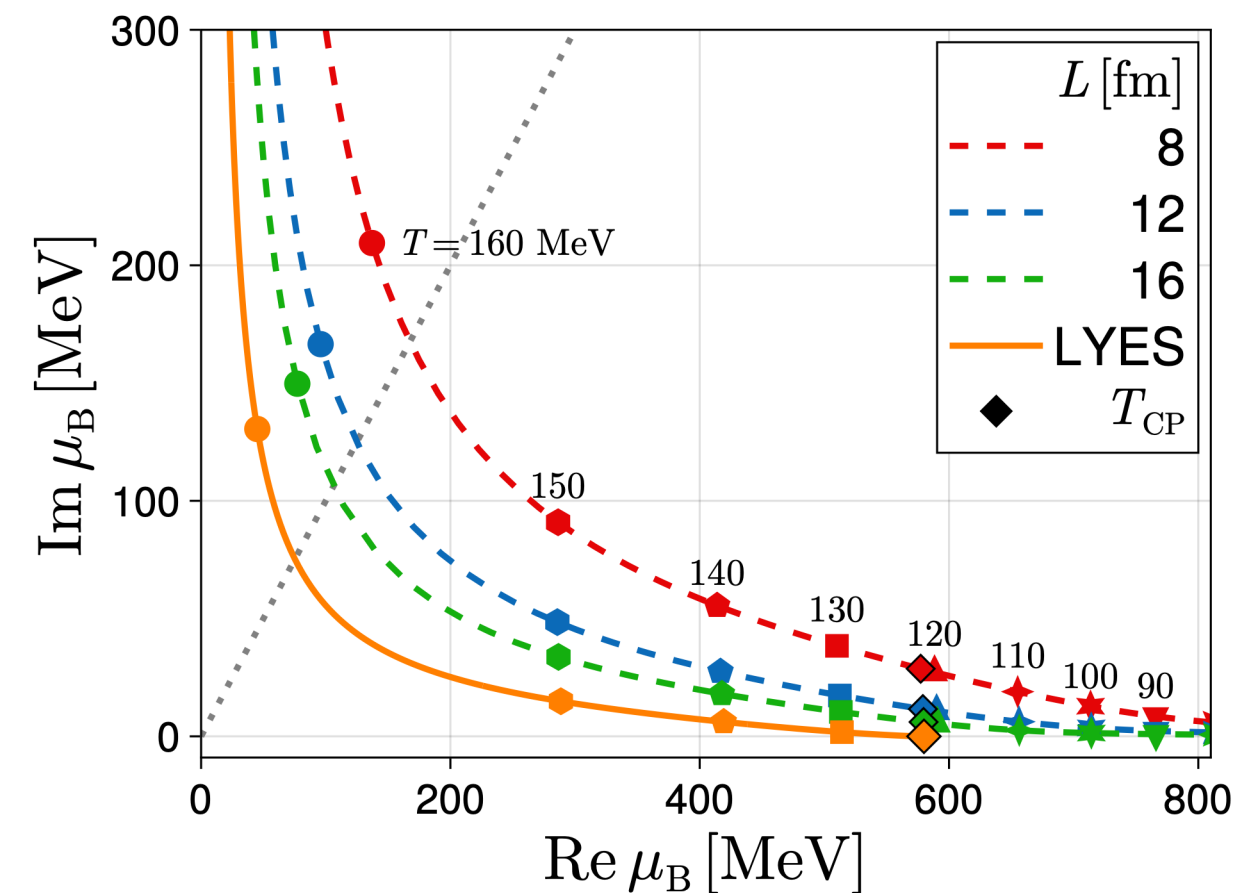
➤ $\begin{cases} \text{Re } \mathcal{Z}_N(T, \mu_B, L) = 0 \\ \text{Im } \mathcal{Z}_N(T, \mu_B, L) = 0 \end{cases}$



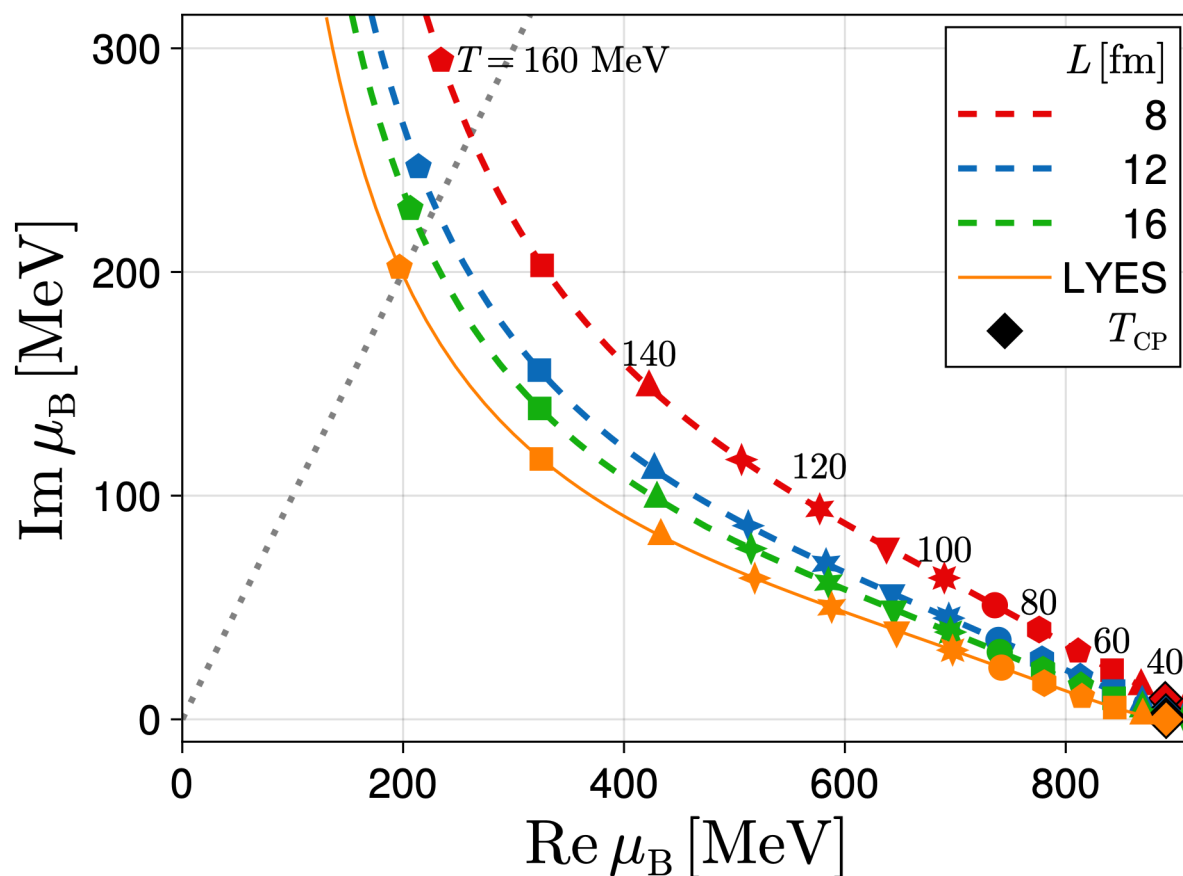
LYZ and LYES

 μ_B - plane

Set A



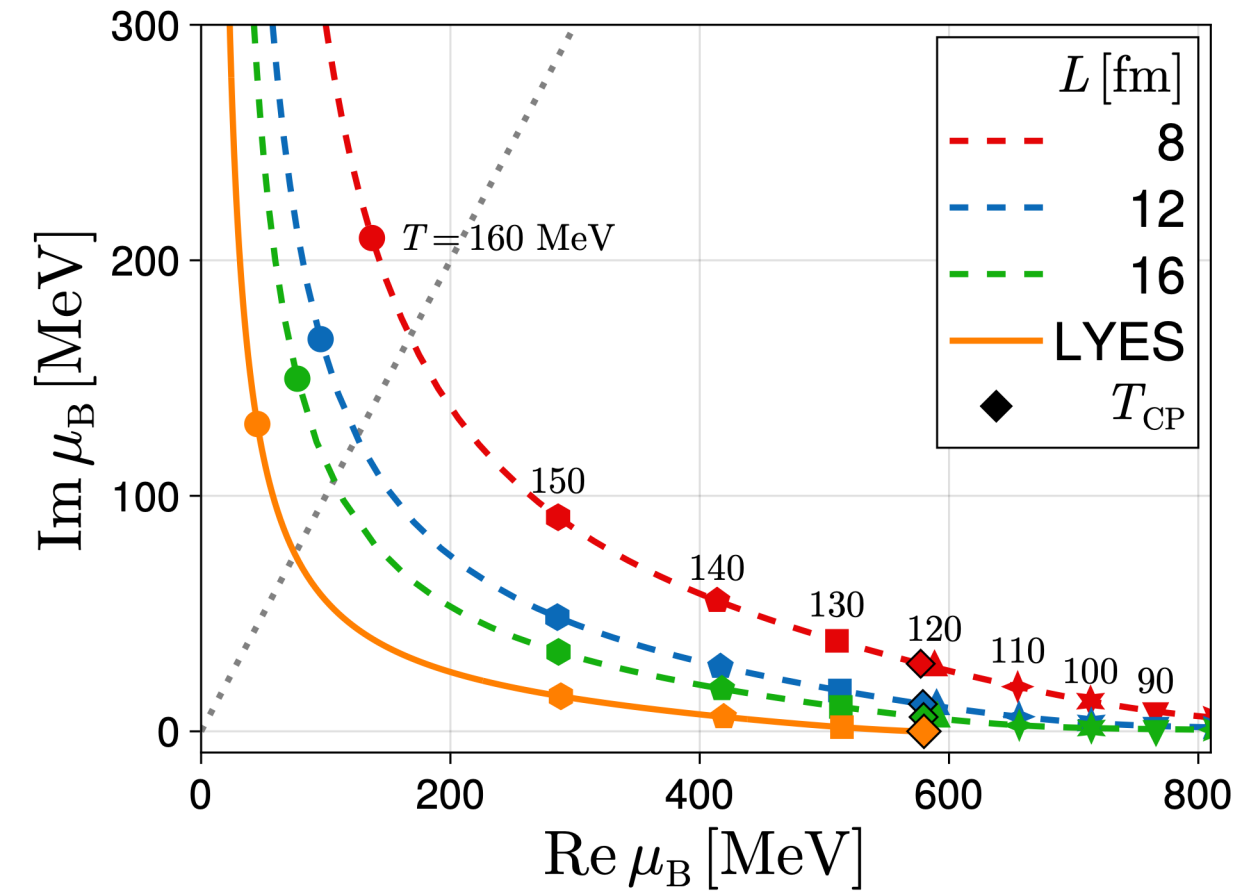
Set B



LYZ and LYES

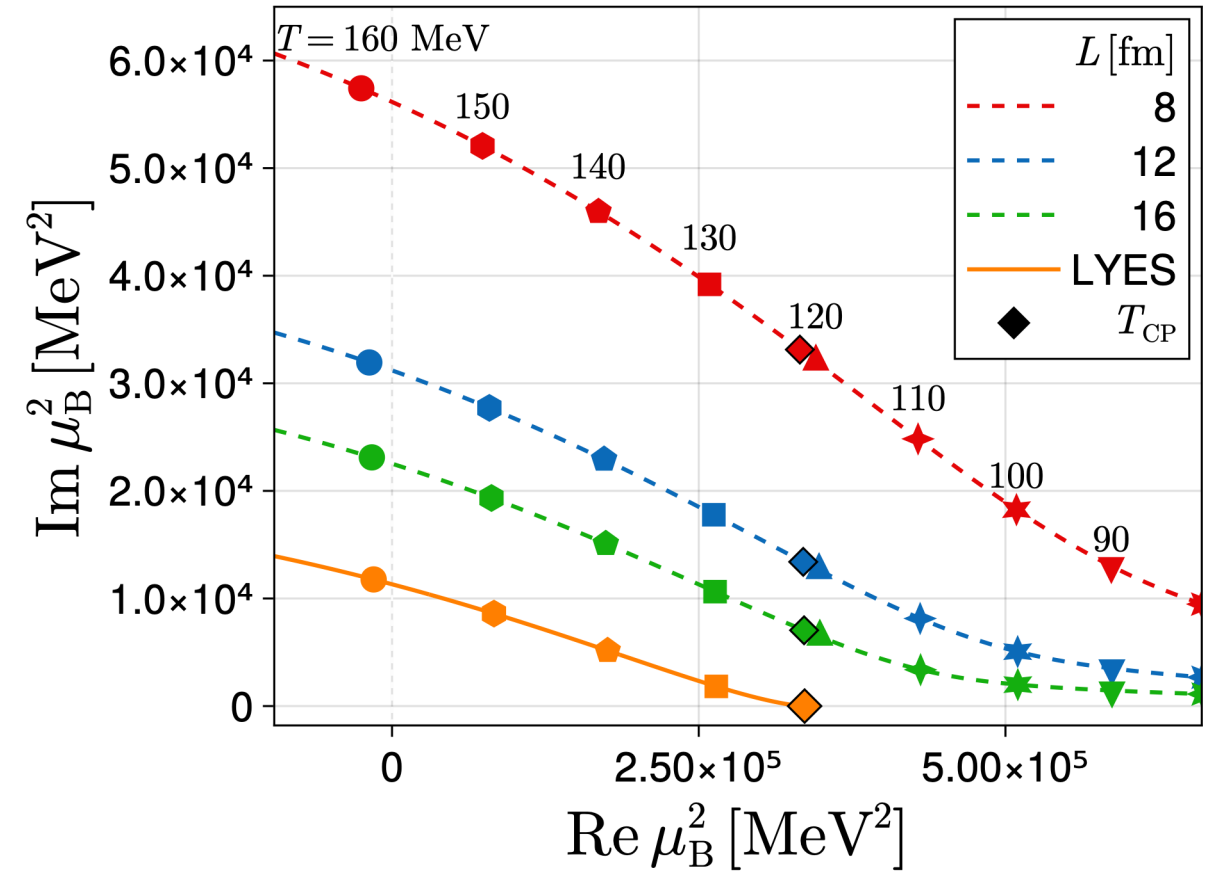
μ_B - plane

Set A



μ_B^2 - plane

Set A



LYZ and LYES

Charge conjugation symmetry

$$Z(\mu_B) = Z(-\mu_B)$$

➤ Z is expressed as function of μ_B^2

Mapping relation is replaced

$$\begin{pmatrix} \tau \\ \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T - T_{\text{CP}} \\ \mu_B - \mu_{\text{CP}} \end{pmatrix}$$

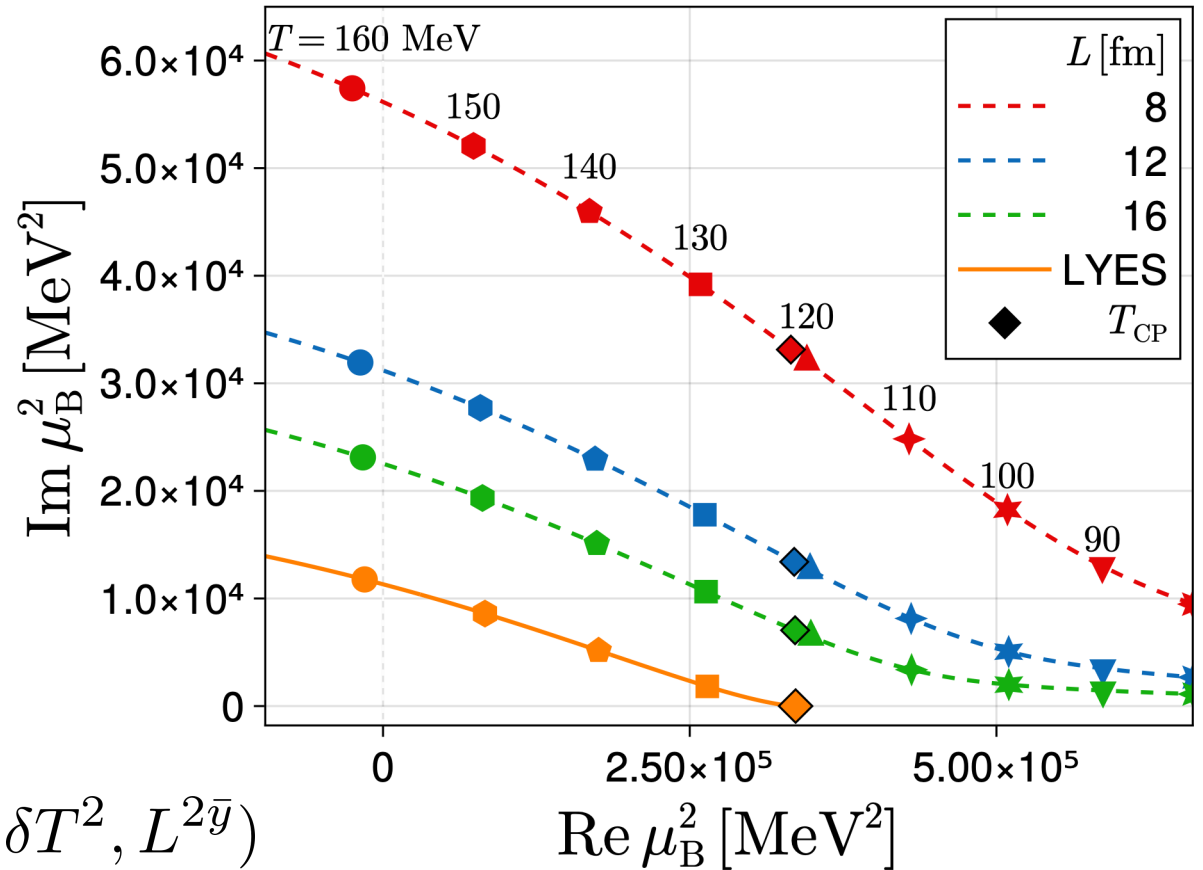
$$\begin{pmatrix} \tau \\ \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12}/2\mu_{\text{CP}} \\ a_{21} & a_{22}/2\mu_{\text{CP}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T - T_{\text{CP}} \\ \mu^2 - \mu_{\text{CP}}^2 \end{pmatrix}$$

Modified scaling function of LYZ

$$\text{Re}(\mu_{\text{LY}}^{(n)}(T, L))^2 = \mu_{\text{CP}}^2 - 2\mu_{\text{CP}} \frac{a_{21}}{a_{22}} \delta T + \mathcal{O}(\delta T^2, L^{2\bar{y}})$$

μ_B^2 - plane

Set A



LYZ and LYES

Charge conjugation symmetry

$$Z(\mu_B) = Z(-\mu_B)$$

➤ Z is expressed as function of μ_B^2

Mapping relation is replaced

$$\begin{pmatrix} \tau \\ \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T - T_{\text{CP}} \\ \mu_B - \mu_{\text{CP}} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \tau \\ \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12}/2\mu_{\text{CP}} \\ a_{21} & a_{22}/2\mu_{\text{CP}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T - T_{\text{CP}} \\ \mu_B^2 - \mu_{\text{CP}}^2 \end{pmatrix}$$

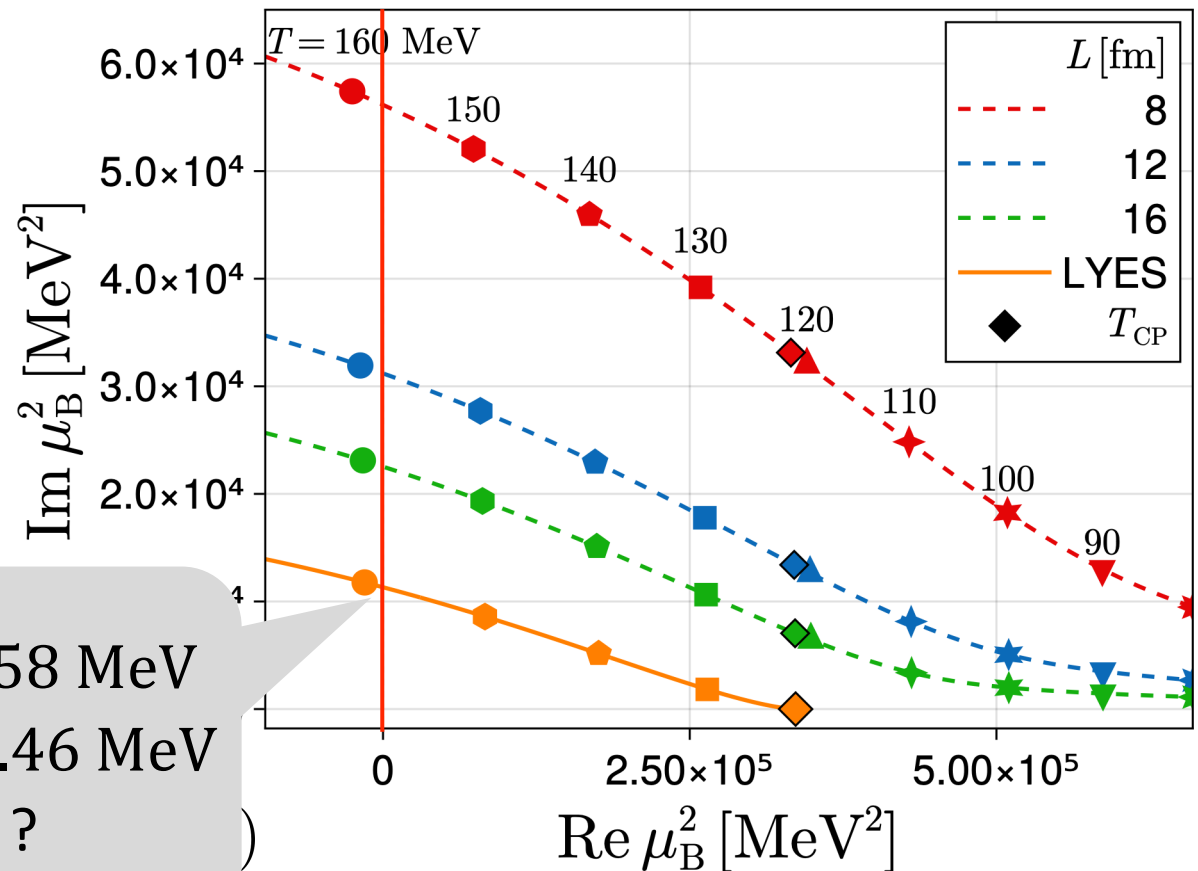
Modified scaling

$$\text{Re}(\mu_{\text{LY}}^{(n)}(T, L))$$

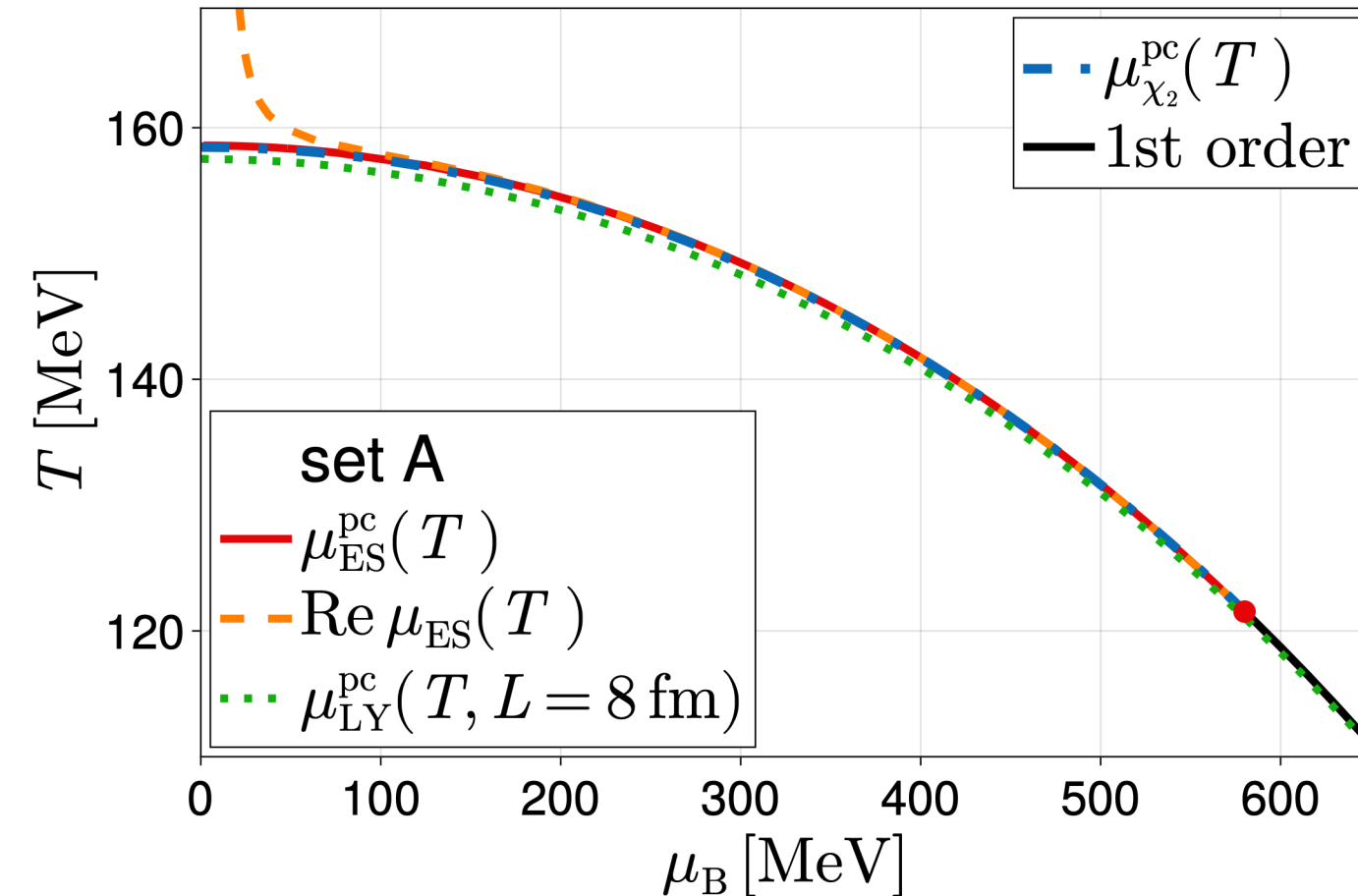
Crossing with $0 \text{ MeV}^2 \sim T=158 \text{ MeV}$
 This value is close to $T_0^{\text{pc}} = 158.46 \text{ MeV}$
 New crossover definition ?

μ_B^2 - plane

Set A



Crossover line defined LYES



Crossover μ_B by LYES

$$\mu_{\text{ES}}^{\text{pc}}(T) \equiv \sqrt{\text{Re } \mu_{\text{ES}}(T)^2}$$

Crossover μ_B by LYZ

$$\mu_{\text{LY}}^{\text{pc}}(T, L) \equiv \sqrt{\text{Re}(\mu_{\text{LY}}^{(1)}(T, L))^2}$$

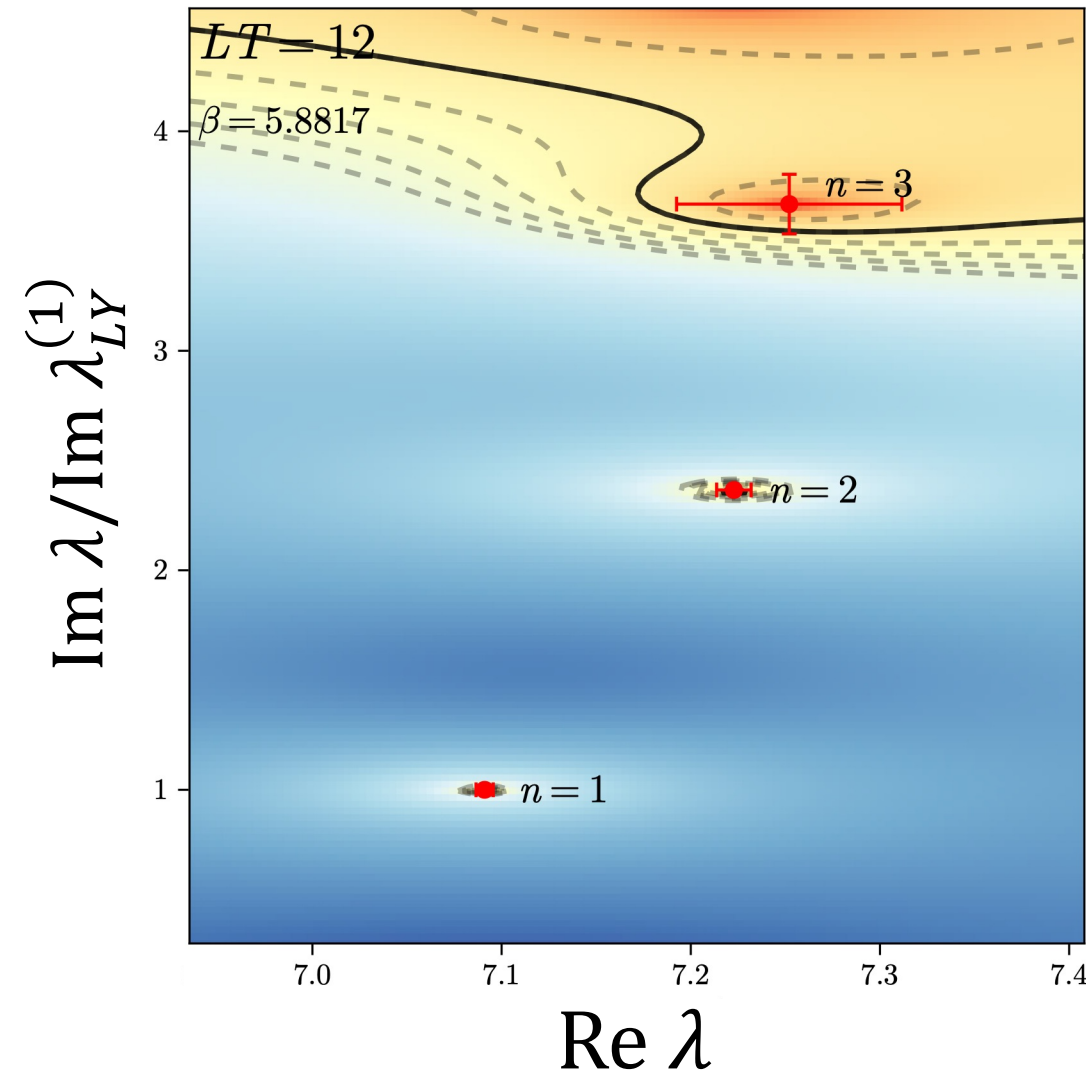
Consistent with χ_2 def.

→ One of the crossover criterion

◆ Volume dependence of real part of LYZ is small.

→ This may be useful for tracing phase boundaries.

$$\log_{10}|Z|/\delta Z$$



真のLYZでは $|Z|/\delta Z = 0$

$n = 3$ ではエラーが大きく特定できていない

実線： $|Z|/\delta Z = 1$

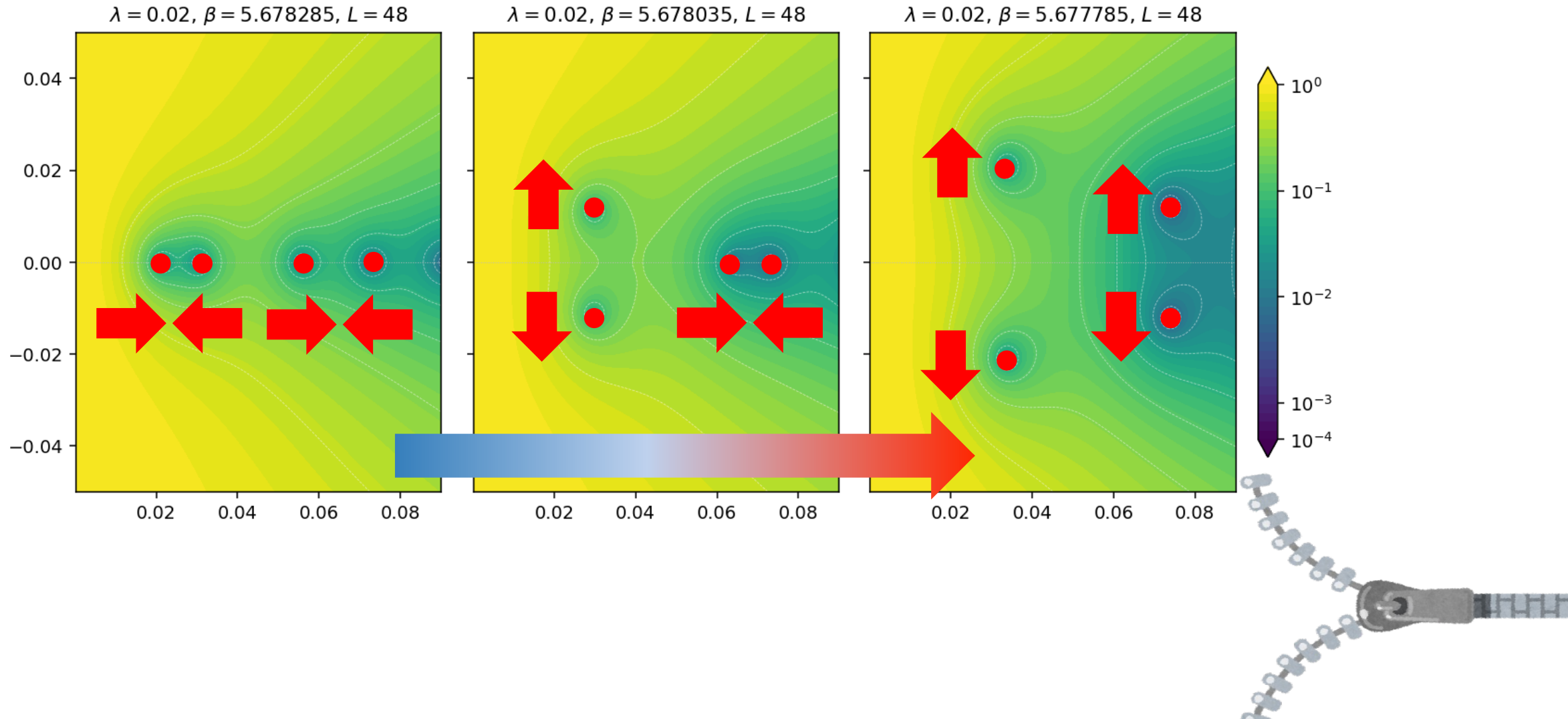
実線が閉じるかどうか？

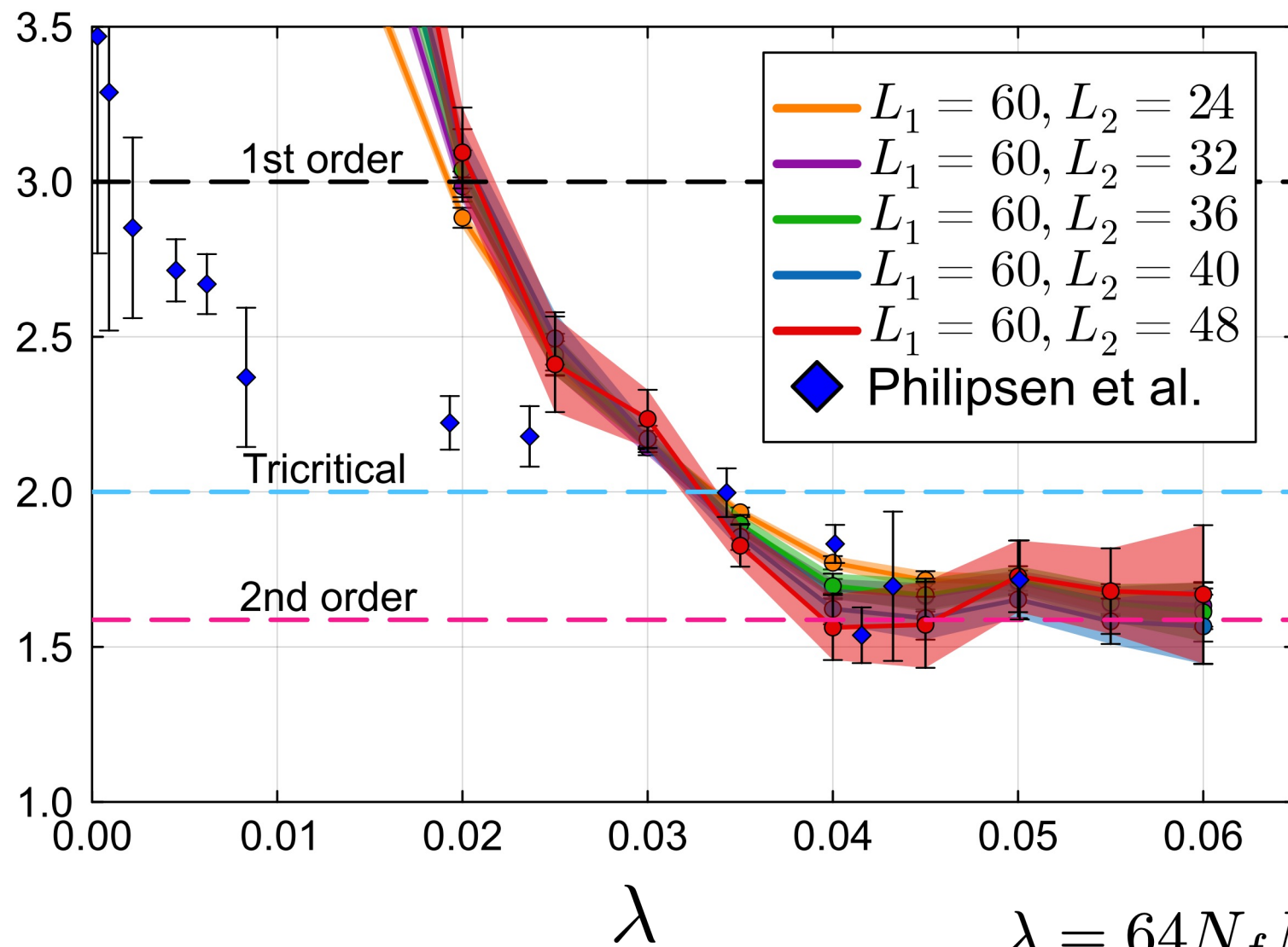
閉じればLYZを特定可能！

$n = 3$ 以上は統計不足のため決定不可

三重臨界点とZipper構造

$\mu/T = i\pi$, Triple 1st order側

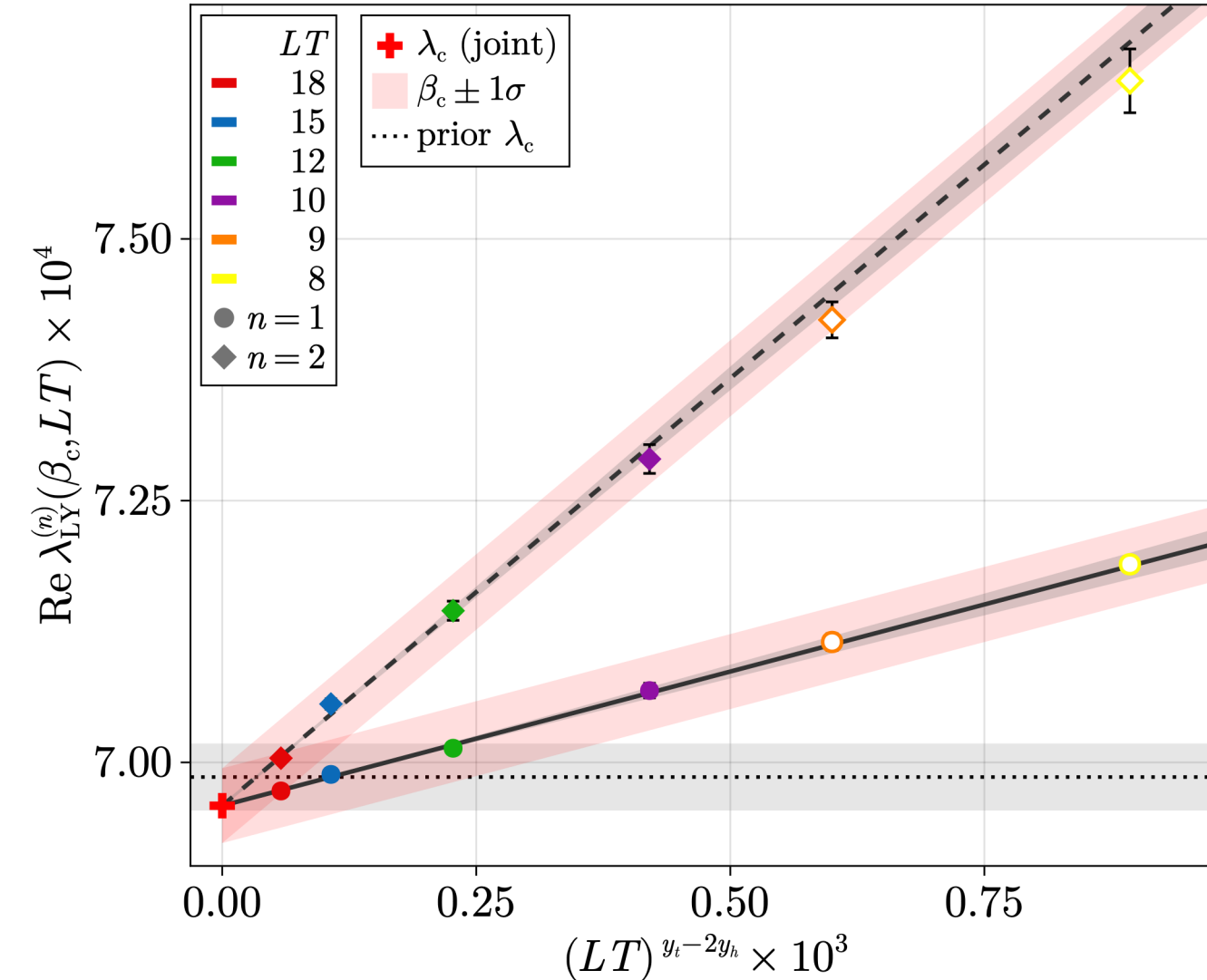




Fixing the largest volume (60/L):
the largest-volume pairs (60/48)
show the steepest crossing $\rightarrow$
closest to the thermodynamic
limit.

Larger volume size is important
for detecting y_t .
(The dependence of the smaller
volume size is weak.)

HQQCDの臨界質量の特定



臨界点における実 λ のスケーリング

$$\text{Re } \lambda_{\text{LY}}^{(n)}(\beta = \beta_c, LT) = \lambda_c + B_n(LT)^{y_t - 2y_h}$$

$n = 1, 2$ の同時フィット