

ゲージ重力対応

- ・ 強結合のゲージ理論(ラージ N_c 極限)

\simeq 曲がった時空中の古典重力

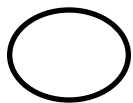
- ・ 超弦理論



: 開いた弦



ゲージ粒子

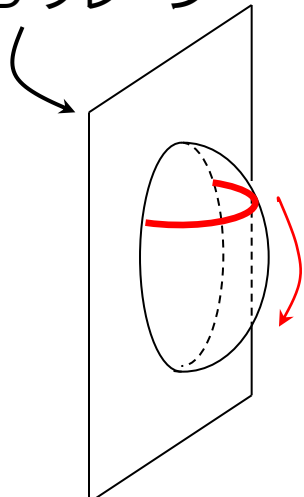


: 閉じた弦

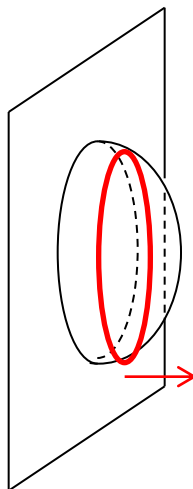


重力子(グラビトン)

D-ブレーン



\simeq



AdS/CFT対応 [1997, Maldacena]

ゲージ重力対応の応用

1. 超弦理論の非摂動的な定式化？

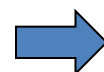
2. ブラックホールの量子論的性質の理解

“ブラックホールの情報喪失問題の解決への示唆”

3. ホログラフィックQCD, ホログラフィック超伝導, …

“強結合の問題を重力側から理解する”

しかし、ゲージ重力対応は予想である。



検証が重要

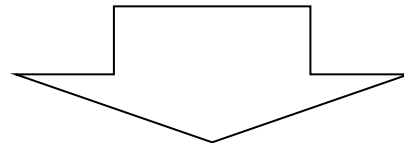
新しい研究分野の開拓

ゲージ・重力対応

[1998, マルダセナ,...]

格子超対称性の進展

[2004~, カプラン, 杉野,...]



格子ゲージ理論を用いた

ゲージ理論と重力(超弦理論)をつなぐ新しい研究

Lattice gauge theory to Black hole ～格子を用いたゲージ重力対応の検証

JICFuS Seminar on Non-Perturbative Physics

@名古屋大学 KMI, 2015年1月26日(月)

加堂大輔 (KEK, 素核研)



D.K. and S.Kamata, PoS LATTICE 2012:064, PoS(LATTICE 2013) 343

D.K. and S.Kamata, arXiv:1503.08499

E.Giguere and D.K., arXiv:1503.04416

トークプラン

1. 研究動機

2. 1次元SYMとゲージ重力対応

3. 格子上的1次元SYM

- 格子作用の定義
- シミュレーションの詳細
- 超対称ウォード高橋恒等式

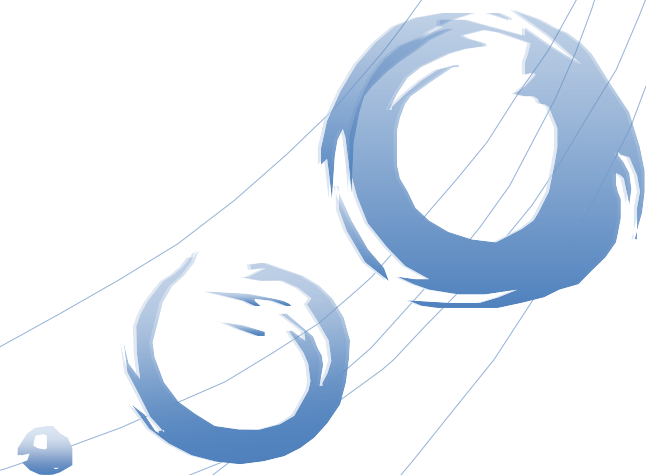
4. ブラックホールの内部エネルギー

- 重力側の計算
- ゲージ側の高温展開
- ブラックホール内部エネルギーの格子計算

5. まとめと今後の展開

6. 議論

2. 1次元SYMとゲージ重力対応



1次元超対称ヤンミルズ理論

■ 連続の作用

$$S_{cont.} = \frac{N}{\lambda} \int dt \operatorname{tr} \left\{ \frac{1}{2} (D_0 X_i)^2 - \frac{1}{4} [X_i, X_j]^2 + \frac{1}{2} \psi_\alpha D_0 \psi_\alpha + \frac{1}{2} \psi_\alpha (\gamma_i)_{\alpha\beta} [X_i, \psi_\beta] \right\},$$

A_0 : ゲージ場

X_i : スカラー場 $i = 1, \dots, 9$

ψ_α : フェルミ場 $\alpha = 1, \dots, 16$

■ 16個の超対称不変性

$$\delta_\xi A_0 = \xi_\alpha \psi_\alpha,$$

$$\delta_\xi X_i = -i \xi_\alpha (\gamma_i)_{\alpha\beta} \psi_\beta,$$

$$\delta_\xi \psi_\alpha = i (\gamma_i)_{\alpha\beta} \xi_\beta D_0 X_i - \frac{i}{4} ([\gamma_i, \gamma_j])_{\alpha\beta} \xi_\beta [X_i, X_j],$$

ξ_α : 16個の変換パラメータ

1次元SYMにおけるゲージ重力対応

16個超対称チャージを持つ1次元SYM

\simeq IIA 型超弦理論のN D0-ブレーン解

ラーズ $N, \lambda (= g^2 N)$

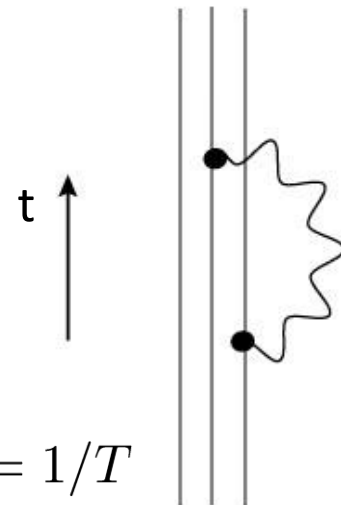
ブラックホール

ブラックホール内部エネルギーの
重力側からの解析計算

$$\frac{1}{N^2} \frac{E}{\lambda^{\frac{1}{3}}} = c_0 \left(\frac{T}{\lambda^{\frac{1}{3}}} \right)^{2.8},$$

$$c_0 = \frac{9}{14} \left(4^{13} 15^2 \left(\frac{\pi}{7} \right)^{14} \right)^{\frac{1}{5}} = 7.41..$$

N D0-ブレーン



1996 Klebanov - Tseytlin



格子を用いてゲージ理論側からブラックホールの物理量を計算し、
双対性をチェックする。

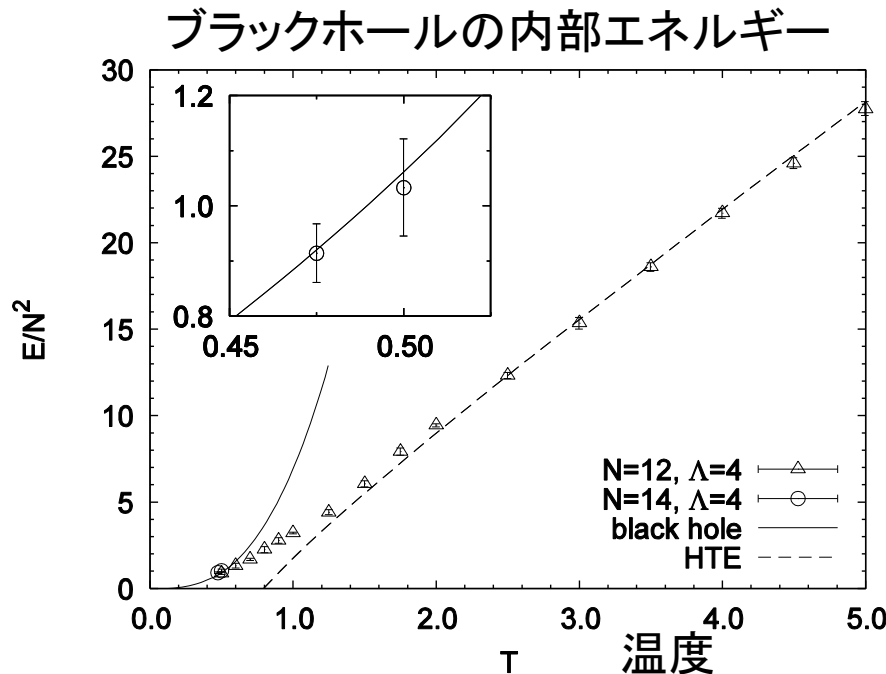
先行研究 (1) Non-lattice (格子ではない数値計算)

J. Nishimura et al. (2007-2009)

運動量シャープカットで正則化 $\Delta p = \frac{2\pi}{\beta}$

$$S = \frac{N}{\lambda} \beta \sum_{p=-\Lambda}^{\Lambda} \text{tr} \left\{ \frac{p^2}{2} X_i(p) X_i(-p) + \dots \right\} + \text{fermion} + \text{ghost}$$

$$A(t) = \frac{1}{\beta} \text{diag}(\alpha_1, \dots, \alpha_N)$$



← 重力側の予言と
あっているようだ。

先行研究 (2) Lattice (格子計算)

S. Catterall and T. Wiseman (2007-2010)

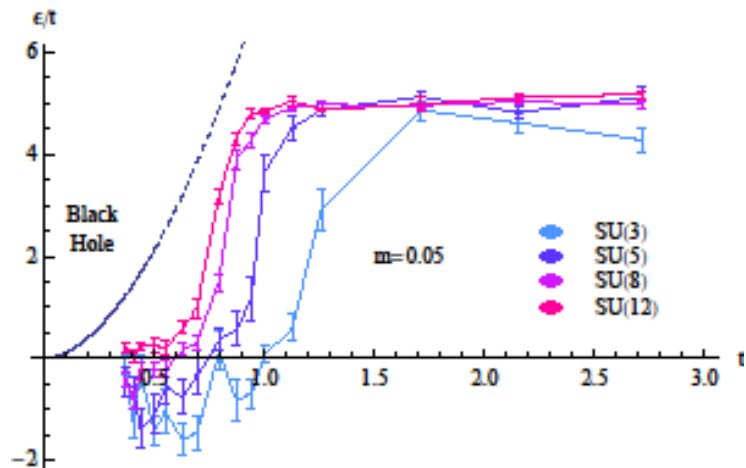
$$S = \frac{N}{\lambda_0} \sum_{t=1}^L \text{tr} \left\{ \frac{1}{2} (D_1 X_i)^2 - \frac{1}{4} [X_i, X_j]^2 + \text{fermion} \right\}$$

$$D_1 \varphi(t) = \frac{U_1(t) \varphi(t+a) U_1^{-1}(t) - \varphi(t)}{a}$$

$U_1(t) \in G$ コンパクトなゲージ場(厳密なゲージ不変性)

格子上に超対称性は残っていない。

$E \rightarrow E/T$



← 重力側とあっていない…….

これは

non-lattice の立場が優れていることの証左なのか？

格子超対称性は不要なのか？

格子の成果や進展はQCDに限られるのか？

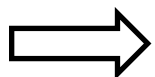
西村淳さん（PoS LAT2009 (2009) 016より引用）

「**non-lattice simulations are indeed useful for studying supersymmetric large-N gauge theories.....**」

“格子は必要ない”と言わない所が良いなあ

花田政範さん（2010年頃のプレゼンスライドより引用）

「**Lattice is not needed; momentum cutoff method is much more powerful.**」



本当に格子がダメか 明らかにしよう。

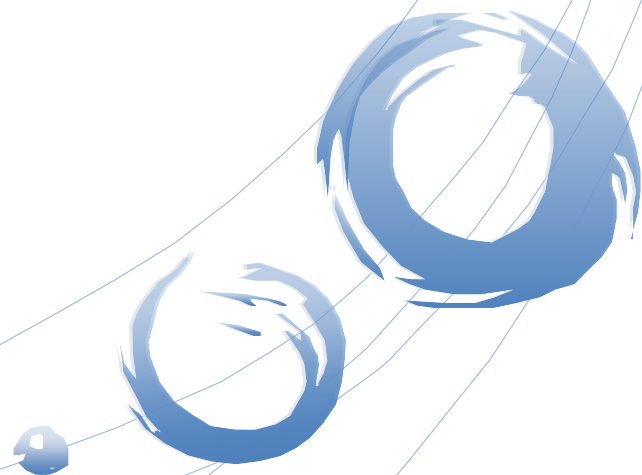
正則化された理論の持つ対称性

	Non-lattice (西村さんら)	Lattice (カテラルら)	Lattice (本研究)
ゲージ対称性 (BRST対称性)	×	○	○
超対称性	×	×	2つ

おかしい... 格子の方が残ってる対称性が高いようだ。

我々は、**杉野さんが提唱された格子作用** を用いる。

2. 格子上の1次元SYM



■ Q-exact 型の連続の作用

$$S_{cont.} = \frac{N}{\lambda} \int dt \operatorname{tr} \left\{ \frac{1}{2} (D_0 X_i)^2 - \frac{1}{4} [X_i, X_j]^2 + \dots \right\} + \frac{N}{\lambda} \int dt \operatorname{tr} \left(\sum_{i=1}^7 H_i^2 \right),$$

$$= Q_+ Q_- \frac{N}{\lambda} \int dt \operatorname{tr} \{ i X_6 D_0 X_3 + \dots \},$$



格子化

2つ分の超対称チャージ

$$Q_{\pm}^2 = \{Q_+, Q_-\} = 0 \text{ up to ゲージ変換}$$

■ 杉野の格子作用

$$S_{LAT} = Q_+ Q_- \frac{N}{\lambda_0} \sum_{t=0}^{L-1} \operatorname{tr} [i X_6 \nabla_0 X_1 + \dots],$$

$$Q_{\pm}^2 = \{Q_+, Q_-\} = 0 \quad \Rightarrow \quad Q_{\pm} S_{LAT} = Q_{\pm}^2 (\dots) = 0$$

2つ分の厳密な超対称不変性



格子上の Q変換

■ 連続理論

$$Q\phi(x) = 0,$$

$$QA_\mu(x) = \psi_\mu(x),$$

$$Q\psi_\mu(x) = D_\mu\phi(x)$$

$$\Rightarrow Q^2 = \delta_\phi$$

↑
ゲージパラメータ ϕ の
微小ゲージ変換

■ 格子理論

$$Q\phi(x) = 0,$$

$$QU_\mu(x) = i\psi_\mu(x)U_\mu(x),$$

$$Q\psi_\mu(x) = i\psi_\mu(x)\psi_\mu(x) + D_\mu\phi(x).$$

$$\Rightarrow \text{格子上で、} Q^2 = \delta_\phi$$

↑
格子上のゲージ変換

シミュレーションの詳細

■ HMC法

配位: $U_0, X_1, \dots, X_9, \sigma$
ゲージ場 スカラー場 補助場

カットオフオーダーの4体フェルミ相互作用

$$-\frac{1}{2} \text{tr} \left(\{\psi_+, \psi_-\}^2 \right) \rightarrow \text{tr} \left(\sigma^2 + \sigma \{\psi_+, \psi_-\} \right)$$

■ フェルミオンのダイナミカルな効果

$$\int D\psi e^{-\sum \psi D\psi} = \text{pf}(D) = |\text{pf}(D)| e^{i\theta}$$

➤ パフィアンの絶対値

$$\begin{aligned} |\text{pf}(D)| &= \det(D^\dagger D)^{\frac{1}{4}} \\ &= \int D\phi^\dagger D\phi e^{-\sum_t \phi^\dagger(t) (D^\dagger D)^{-\frac{1}{4}} \phi(t)}, \end{aligned} \quad (D^\dagger D)^{-\frac{1}{4}} = \alpha_0 + \sum_{i=1}^N \frac{\alpha_i}{D^\dagger D + \beta_i}$$

➤ パフィアンの位相 $e^{i\theta} \implies$ クエンチ

超対称ウォード高橋恒等式

■ 超対称性の破れの源

- (1) 温度 <----- 物理的
- (2) 格子間隔 <----- 非物理的

■ カットオフ効果と温度効果の分離

c.f. 2007, 金森-鈴木, 2次元 N=(2,2) SYM

⇒ 超対称ウォード高橋恒等式を数値的に調べる

■ 超対称ウォード高橋恒等式

$$\partial_0 \langle J_\alpha(t) \mathcal{O}(s) \rangle = \mu^2 \langle B_\alpha(t) \mathcal{O}(s) \rangle + \delta(t-s) \langle \delta_\alpha \mathcal{O}(s) \rangle$$

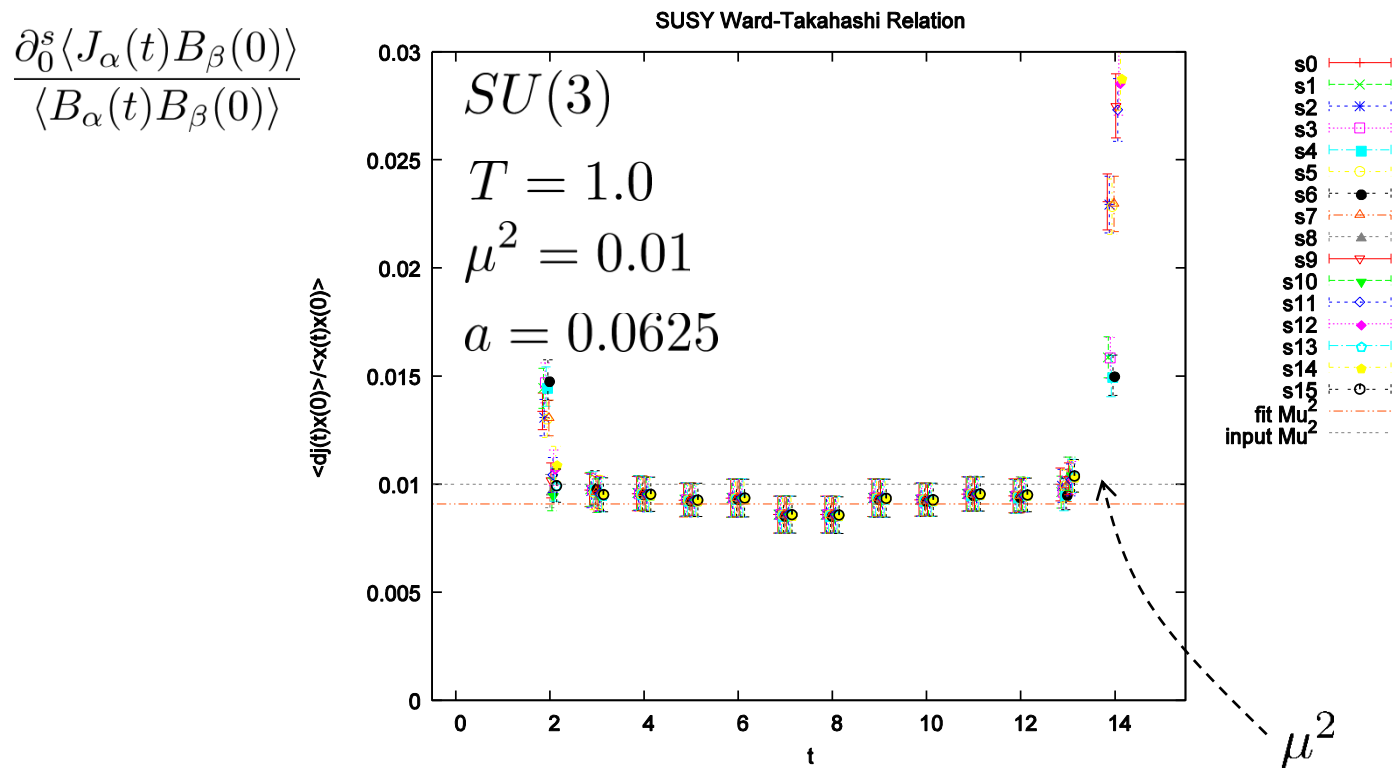
超対称カレント $J_\alpha \simeq [(\gamma_i)_{\alpha\beta} \text{tr}(\psi_\beta D_0 X_i) + \dots]$,

質量項由来の破れの項 $B_\alpha \simeq (\gamma_i)_{\alpha\beta} \text{tr}\{X_i \psi_\beta\}$.

$$S \rightarrow S + \mu^2 \int dt \text{tr} [X_i^2(t)],$$

超対称ワード高橋恒等式の計算結果

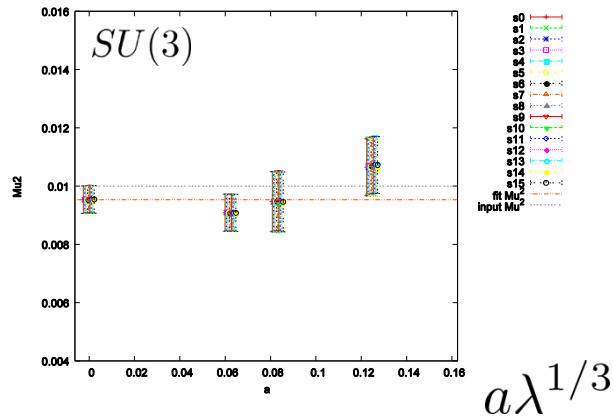
■ 相関関数の比のプロット



$$\frac{\partial_0^s \langle J_\alpha(t) B_\beta(0) \rangle}{\langle B_\alpha(t) B_\beta(0) \rangle} \simeq \mu^2$$
 のプラトー \rightarrow SUSY WTIが良く成立

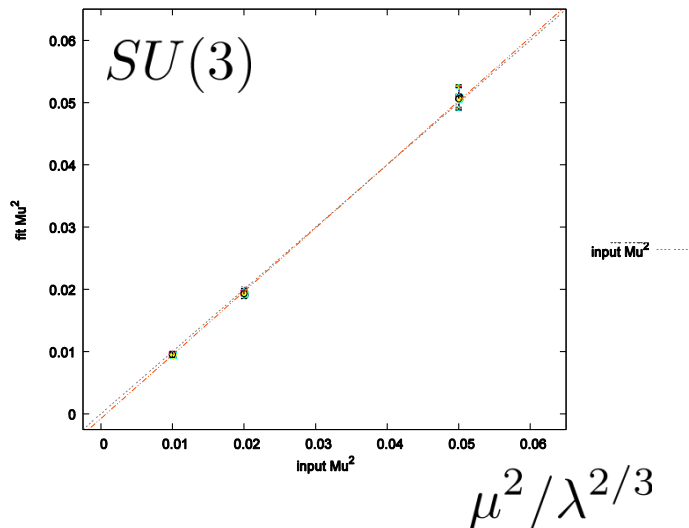
SUSY WTIの連続極限・零質量極限

■ 連続極限



- 格子間隔を3点に対する定数フィットでプラトー値の連続極限を取る。

■ 零質量極限



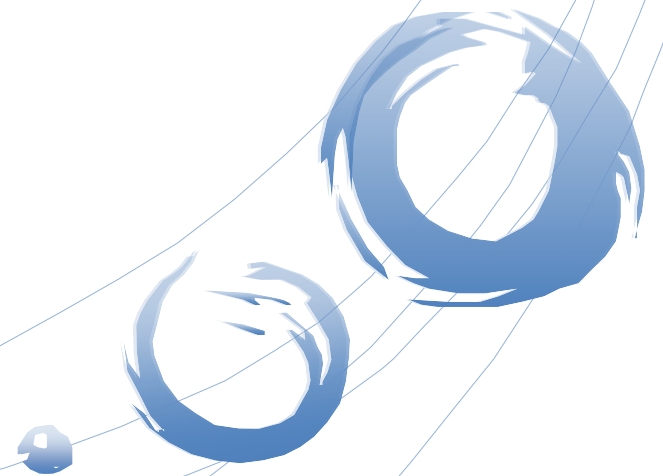
- カットオフによる超対称性の破れは、連続極限で消え去っている。

$$\frac{\partial_0^s \langle J_\alpha(t) B_\beta(0) \rangle}{\langle B_\alpha(t) B_\beta(0) \rangle} = \mu^2, \quad (t \neq 0)$$

- 零質量極限では、

$$\mu^2 \rightarrow 0 \Rightarrow \partial_0^s J_\alpha(t) = 0.$$

4. ブラックホールの内部エネルギー



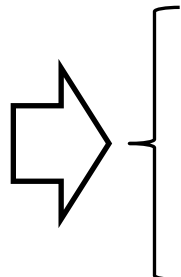
ブラックホールの内部エネルギー

■ ブラックホールの熱力学

	熱力学	BHの熱力学
第0法則	熱平衡で T 一定	ホライズンで表面重力 κ 一定
第1法則	$dE = TdS$	$dM = \frac{\kappa}{8\pi G} dA$
第2法則	$dS \geq 0$	$dA \geq 0$
第3法則	$T = 0$ に到達できない	$\kappa = 0$ に到達できない

M : ブラックホールの質量 A : ホライズンの面積

$$E = M, \quad T = \frac{\kappa}{2\pi}, \quad S = \frac{A}{4G} \quad \longrightarrow \quad dE = TdS$$

- 
- (1) 重力側の計算
 - (2) ゲージ側の高温展開
 - (3) ブラックホール内部エネルギーの格子計算

重力側の解析的な計算 (1)

■ 10次元の重力理論 (string frame)

$$S = -\frac{1}{2\kappa^2} \int d^{10}x \sqrt{-g} \left[e^{-2\phi} (R + 4(\partial_\mu \phi)^2) - F_{\mu\nu}^2 \right],$$

R : スカラー曲率 $g_{\mu\nu}^{(st)}$: 計量

ϕ : デイラトン

$F = dA_1$, A_1 : R-R ベクトル

■ 古典解 (Black 0-brane)

$$U = r/\alpha', \quad \alpha' \rightarrow 0$$

$$\left[ds^2 = -\alpha' \left\{ \frac{f}{h^{1/2}} dt^2 + h^{1/2} \left(\frac{1}{f} dU^2 + U^2 d\Omega_8^2 \right) \right\}, \right.$$

$$e^\phi = \alpha' h^{3/4}$$

$$F = \alpha'^2 H^2 H' dt \wedge dU$$

$$h(U) = \frac{2^4 15 \pi^5 \lambda}{U^7}, \quad f(U) = 1 - \frac{U_0^7}{U^7}$$

重力側の解析的な計算 (2)

■ Bekenstein-Hawking エントロピー

$$ds^2 \sim \alpha' h^{1/2} U^2 d\Omega_8^2 + \dots,$$

$$A = \Omega_8 \left(\sqrt{\alpha' h_0^{1/2} U_0^2} \right)^8 \times \left(\sqrt{e^{-\phi/2}} \right)^8$$

$$\implies S \equiv \frac{A}{4G_{10}} = \frac{N^2}{\pi^{7/2} 28\sqrt{15}} \left(\frac{U_0}{\lambda^{1/3}} \right)^{9/2}$$

$$g_{\mu\nu}^{(E)} = e^{-\phi/2} g_{\mu\nu}^{(st)}$$

$$G_{10} = 8\pi^6 \alpha'^4 g_s^2,$$

$$g_{YM}^2 = g_s \alpha'^{-3/2} / (2\pi)^2$$

■ 温度 ($\tau = it$, $\tau \in [0, 1/T]$)

$$ds^2 \sim dR^2 + R^2 (2\pi T)^2 d\tau^2,$$

$$\implies \left(\frac{T}{\lambda^{1/3}} \right) = \frac{7}{2^4 15^{1/2} \pi^{7/2}} \left(\frac{U_0}{\lambda^{1/3}} \right)^{5/2}$$

■ ブラックホールの内部エネルギー

$$dE = T dS \implies \frac{1}{N^2} \left(\frac{E}{\lambda^{1/3}} \right) = \frac{9}{14} \left(4^{13} 15^2 \left(\frac{\pi}{7} \right)^{14} \right)^{\frac{1}{5}} \times \left(\frac{T}{\lambda^{1/3}} \right)^{2.8},$$

■ 運動量表示

$$S = -\frac{N}{4} \text{tr}[A_\mu, A_\nu]^2 + \frac{N}{2} \sum_{n \neq 0} (2\pi n)^2 \text{tr}(X_{-n}^i X_n^i) + S_{int} + \dots$$

↑ $1/T$ の高次

■ 非零モード X_n^i の摂動計算 + 零モード A_μ の数値計算

$$\langle\langle \mathcal{O} \rangle\rangle = \frac{1}{Z_0} \int \prod_{a,\mu} dA_\mu^a \mathcal{O} \left\{ e^{\frac{N}{4} \text{tr}([A_\mu, A_\nu]^2)} \right\}, \quad (\text{行列模型})$$

■ NLOでの内部エネルギー

$$\langle E \rangle = 6 \left(1 - \frac{1}{N^2} \right) T + (\chi_5 - \chi_6 - 4\chi_1) T^{-1/2} + \mathcal{O}(T^{-2})$$

$$\chi_1 = \frac{9}{10} \langle\langle \text{tr}(A_\mu^2) \rangle\rangle$$

$$\mu = 1, \dots, 10, \quad i, j, k = 1, \dots, 9$$

$$\chi_5 = \langle\langle \text{tr}([A_i, A_j]^2) \text{tr}(A_k^2) \rangle\rangle - \langle\langle \text{tr}([A_i, A_j]^2) \rangle\rangle \langle\langle \text{tr}(A_k^2) \rangle\rangle$$

$$\chi_6 = \langle\langle \text{tr}([A_i, A_j]^2) \text{tr}(A_{10}^2) \rangle\rangle - \langle\langle \text{tr}([A_i, A_j]^2) \rangle\rangle \langle\langle \text{tr}(A_{10}^2) \rangle\rangle$$

■ 行列模型の数値計算による係数 χ_1, χ_5, χ_6 の評価

	χ_1	χ_5	χ_6
川原-西村-竹内(2007)	2.29566(7)	4. <u>38</u> (2)	-0.5 <u>9</u> (1)
我々の再計算	2.29573(9)	4. <u>59</u> 13(1)	-0.5 <u>1</u> 01(0)

?

■ Schwinger-Dyson 方程式

$$0 = \sum_{a,l} \int DA \frac{\partial}{\partial A_l^a} \left\{ A_l^a \text{tr}(A_i^2) e^{\frac{N}{4} \text{tr}([A_\mu, A_\nu]^2)} \right\}, \dots$$

$$\chi_1 = \frac{9}{10} \langle\langle \text{tr}(A_\mu^2) \rangle\rangle$$

$$\chi_5 \simeq \langle\langle \text{tr}([A_i, A_j]^2) \text{tr}(A_k^2) \rangle\rangle$$

$$\rightarrow \chi_5 = 2\chi_1, \quad \chi_6 = -\frac{2}{9}\chi_1 \quad \langle E \rangle = 6 \left(1 - \frac{1}{N^2} \right) T - \frac{16}{9} \chi_1 T^{-1/2} + \mathcal{O}(T^{-2})$$

■ SD方程式との比較

	$\frac{\chi_5}{2\chi_1}$	$-\frac{9\chi_6}{2\chi_1}$
川原-西村-竹内(2007)	0.954 (4)	1.157 (20)
我々の再計算	0.998 (2)	1.000 (2)

何事も確かめるのが良い

ブラックホールの内部エネルギーの格子計算

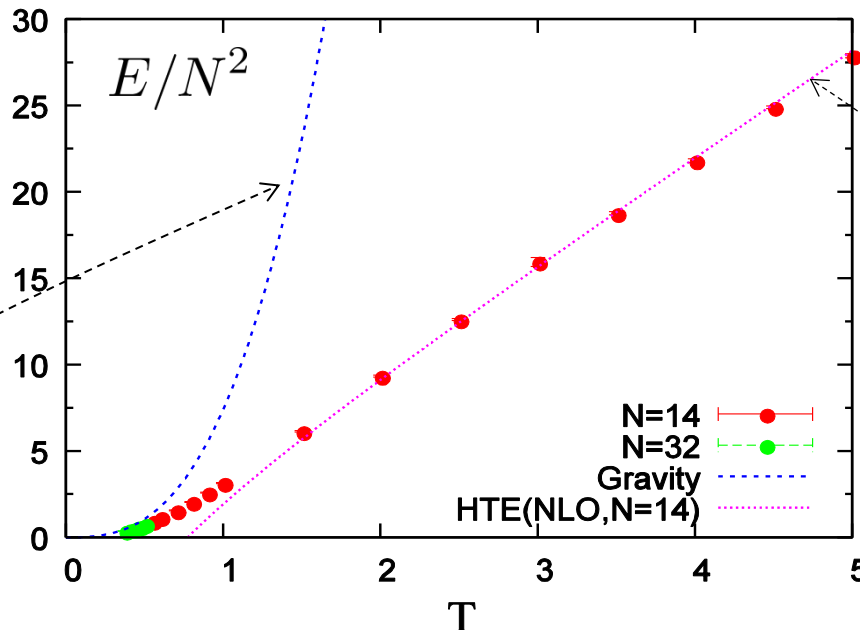
$$\begin{aligned} \langle E \rangle &= -\frac{\partial}{\partial \beta} \log Z, \\ &= -\frac{3}{\beta} \langle S \rangle, \\ &= -\frac{3}{\beta} \left\{ \langle S_B \rangle - \frac{9}{2} N_t (N^2 - 1) \right\}, \end{aligned}$$

補助場(7個)の作用

$$S = S_B + S_F + S_H = Q_+ Q_- V$$

$$\langle S_F \rangle = -\frac{16}{2} N_t (N_c^2 - 1),$$

$$\langle S_H \rangle = \frac{7}{2} N_t (N_c^2 - 1),$$



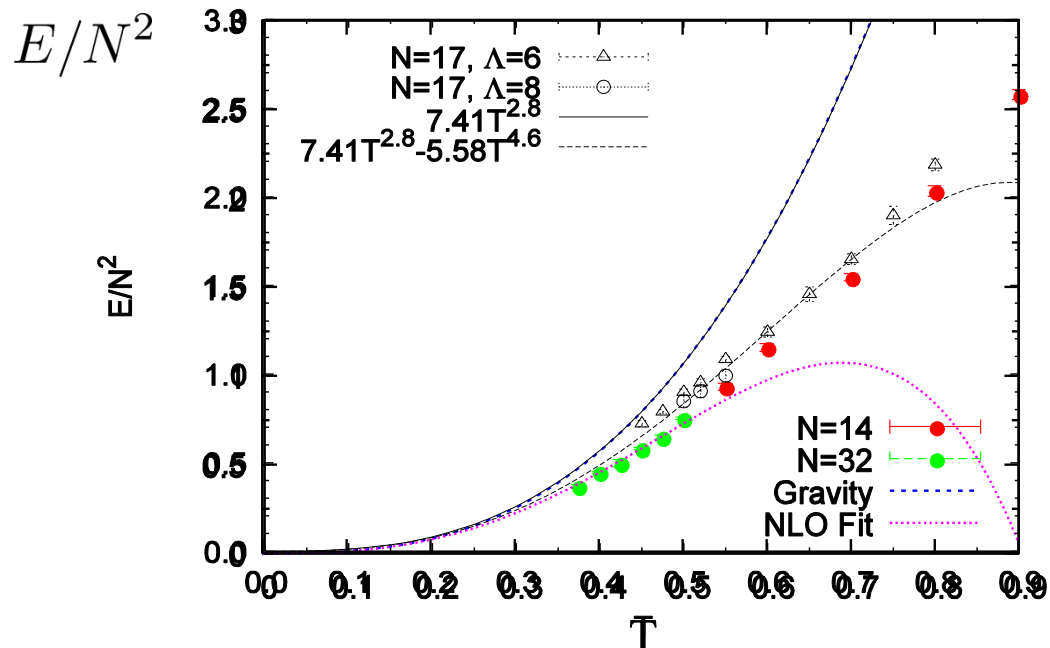
高温展開(NLO, N=14)

川原-西村-竹内 (2007),
加堂-鎌田 (準備中)

重力側の解析解

$$\frac{1}{N^2} \frac{E}{\lambda^{\frac{1}{3}}} = c \left(\frac{T}{\lambda^{\frac{1}{3}}} \right)^{2.8}, \quad c = 7.41.. \quad (1996 \text{ Klebanov - Tseytlin})$$

低温領域



- 補正項を加えたフィット

$$\frac{1}{N^2} \frac{E}{\lambda^{\frac{1}{3}}} = 7.41 \left(\frac{T}{\lambda^{\frac{1}{3}}} \right)^{2.8} - C \left(\frac{T}{\lambda^{\frac{1}{3}}} \right)^p,$$

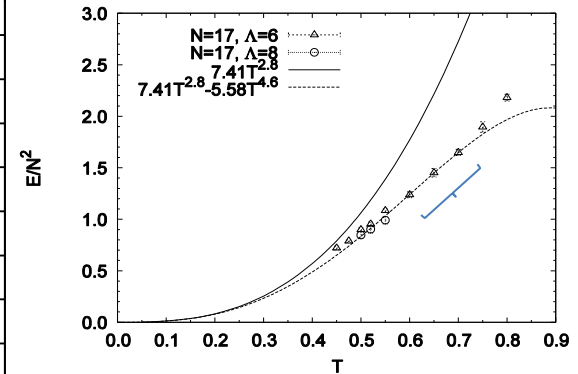
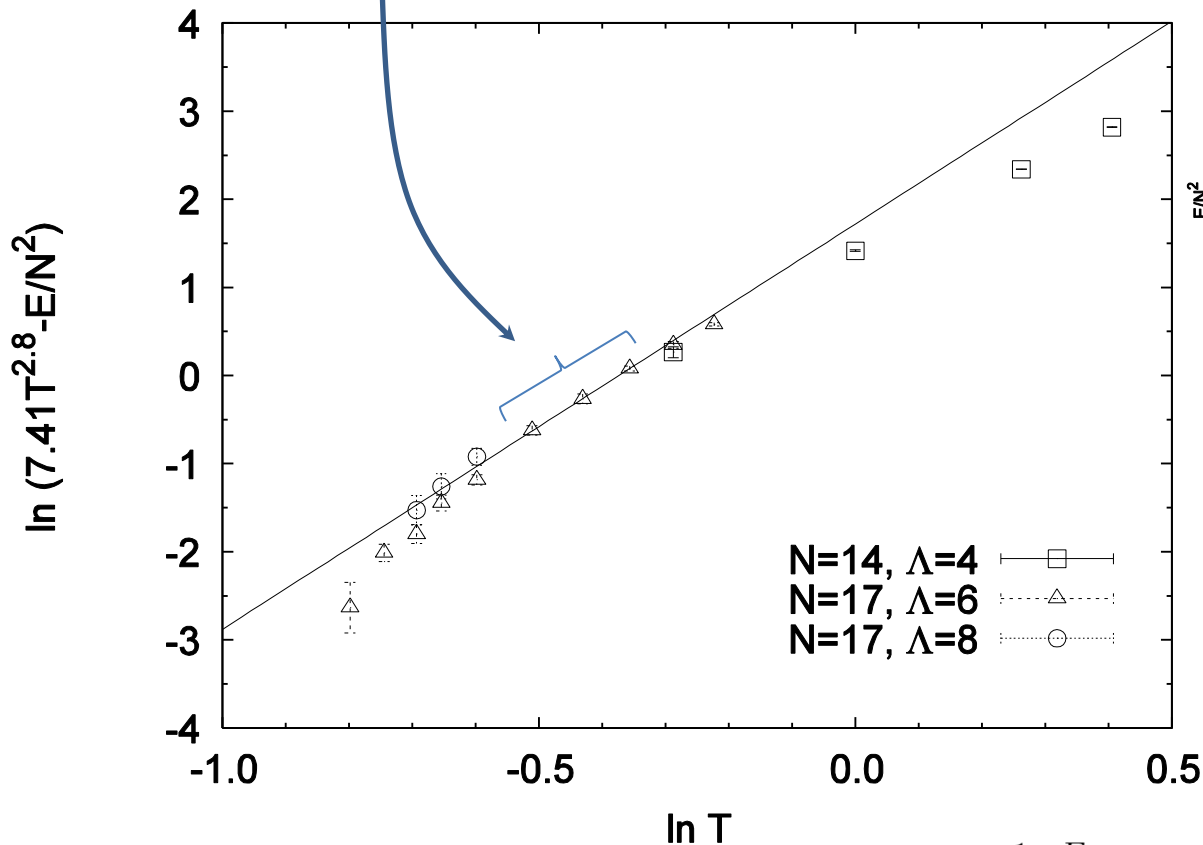
$$C = ?, \quad p = 4.6 \quad \text{[重力の解析解]}$$

$$C = 9.0(26), \quad p = 4.74(35) \quad \text{[我々の結果]} \quad \chi^2/dof \simeq 0.6$$

$$C = 5.55(7), \quad p = 4.58(3) \quad \text{[西村氏らの非格子計算の結果(2009)]}$$

NLOの寄与(西村氏らの結果)

この3点がフィット値を決定



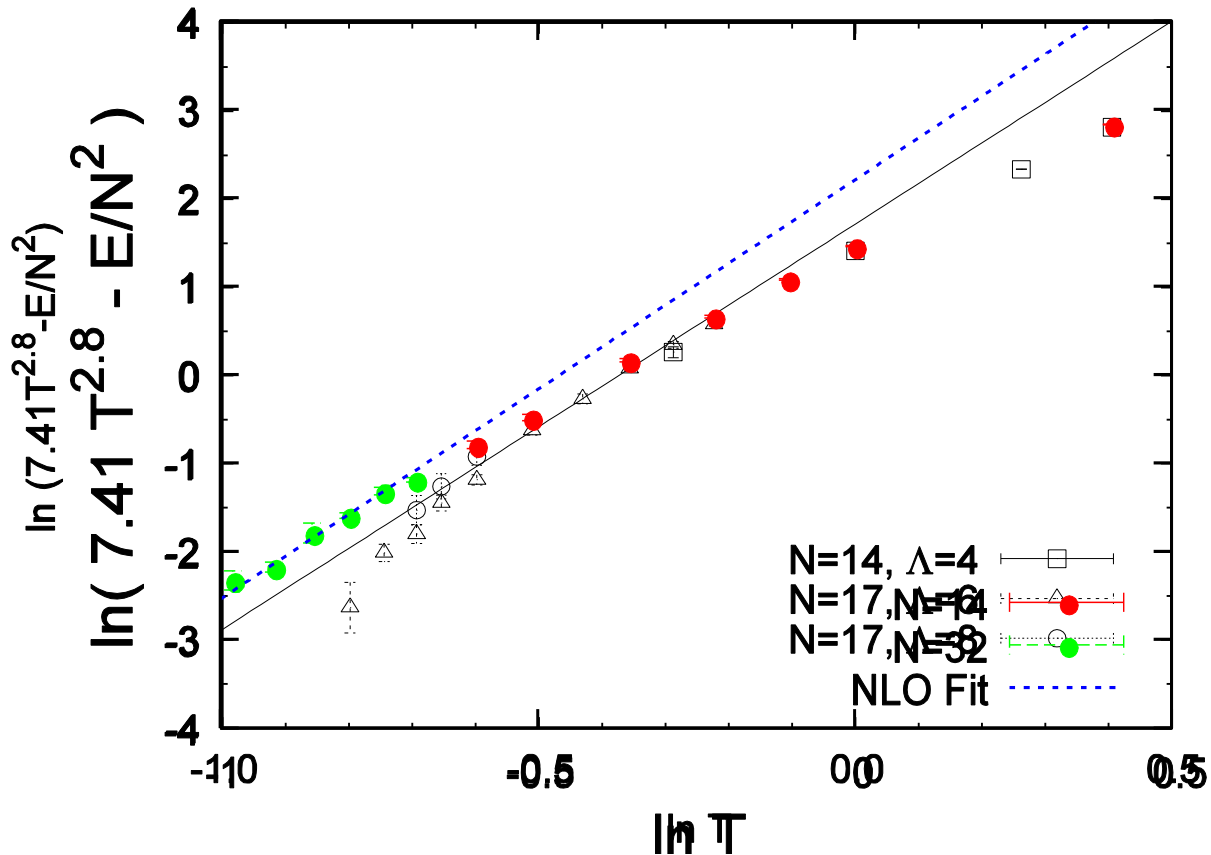
2大疑問点

$$\frac{1}{N^2} \frac{E}{\lambda^{\frac{1}{3}}} = 7.41 \left(\frac{T}{\lambda^{\frac{1}{3}}} \right)^{2.8} - C \left(\frac{T}{\lambda^{\frac{1}{3}}} \right)^p + \text{NNLO},$$

(1) NLOが20-30%の領域で $p = 4.58(3)$? NNLOは?

(2) 低温でのずれはカットオフ効果のせいであるとして無視

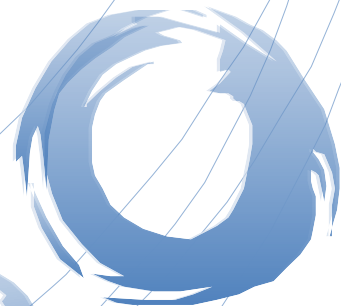
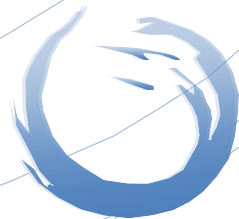
NLOの寄与(我々の格子の結果)



低温側 5点を正直にフィットして

$$C = 9.0(26), \quad p = 4.74(35)$$

5. まとめと今後の展開



まとめ

- ✓ 16個超対称チャージを持つ1次元SYM

\simeq IIA型超弦理論のN D0-ブレーン解

← 格子で検証

- ✓ 2/16個の超対称変換を厳密に保つ杉野の格子作用

- ✓ 超対称ワード高橋恒等式の数値計算

→ 格子理論は望ましい連続理論を再現

- ✓ ブラックホールの内部エネルギーの結果

- 高温展開の計算[川原-西村-竹内(07)]の修正
- 格子計算から

$$\frac{1}{N^2} \frac{E}{\lambda^{\frac{1}{3}}} = 7.41 \left(\frac{T}{\lambda^{\frac{1}{3}}} \right)^{2.8} + C \left(\frac{T}{\lambda^{\frac{1}{3}}} \right)^p,$$

$$C = 9.0(26), \quad p = 4.74(35)$$

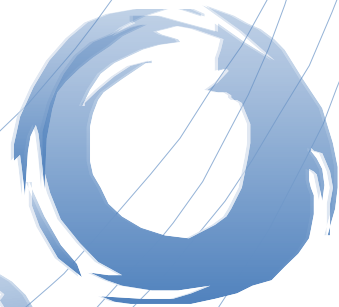
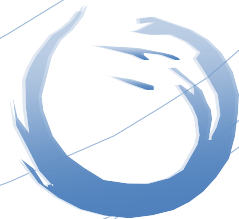
本研究の今後の展開

■ 1次元 SYMの計算

$$\frac{1}{N^2} \frac{E}{\lambda^{\frac{1}{3}}} = 7.41 \left(\frac{T}{\lambda^{\frac{1}{3}}} \right)^{2.8} + C \left(\frac{T}{\lambda^{\frac{1}{3}}} \right)^p,$$

- 連続極限
- 最低次の係数7.41の説明
- 他の物理量(ウィルソンライン, …)の計算
- パフィアの位相の取り入れ
- $1/N$ 補正の計算
- …

6. 議論



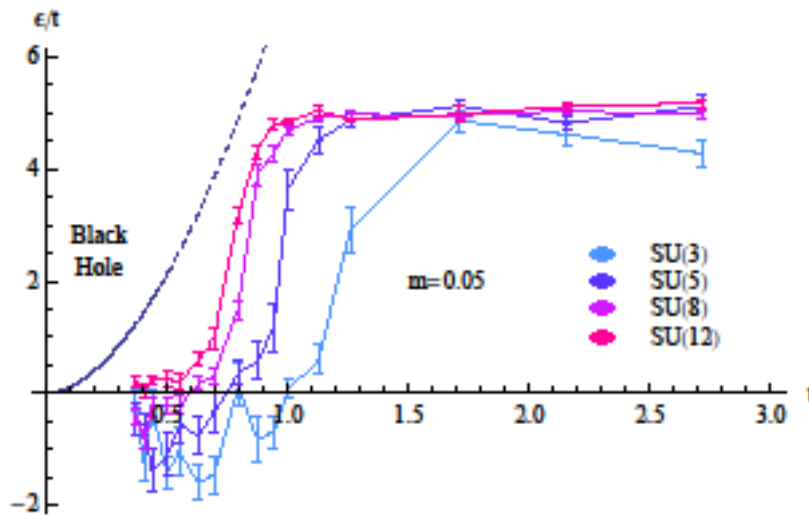
- (1) カテラルーワイズマン再考
- (2) 研究の拡張の方向性
- (3) 格子の未来

(1) カテラルーワイズマン再考



カテラル-ワイズマンの格子計算

なぜ、カテラル-ワイズマンの結果は低温領域で落ちるのか？



→ フラットディレクションの問題と関係

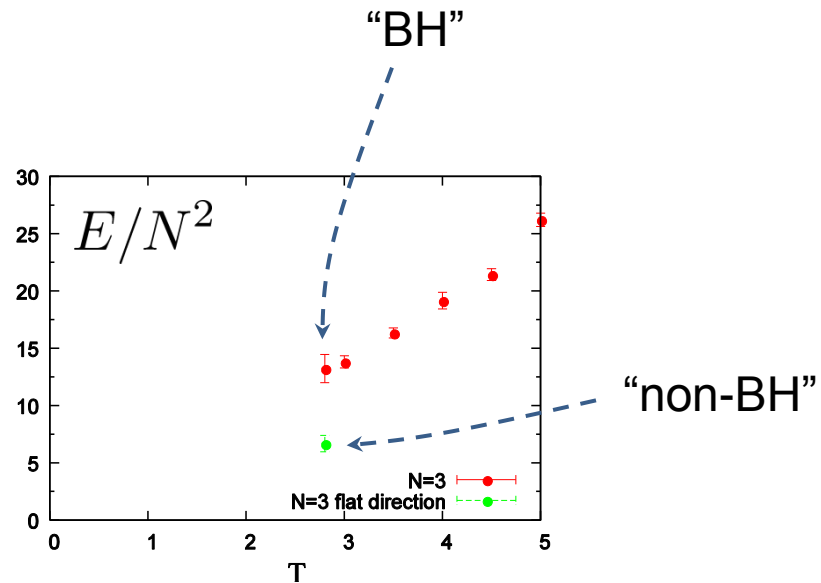
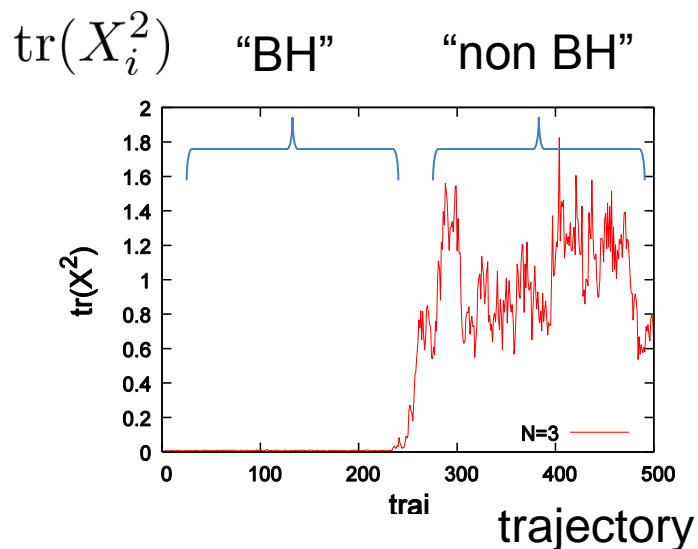
フラットディレクションの問題

■ ボソン作用とフラットディレクション

$$S_B = \frac{N}{\lambda} \int dt \operatorname{tr} \left\{ \frac{1}{2} (D_0 X_i)^2 - \frac{1}{4} [X_i, X_j]^2 \right\}$$

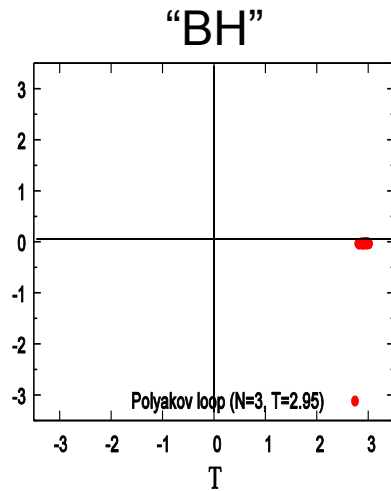
$$A_0 = 0, \quad X_i = \text{定数で対角行列} \quad \rightarrow \quad S_B = 0$$

■ SU(3) T=2.8

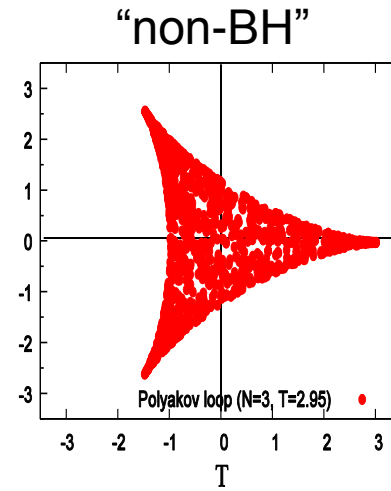


“相転移”？

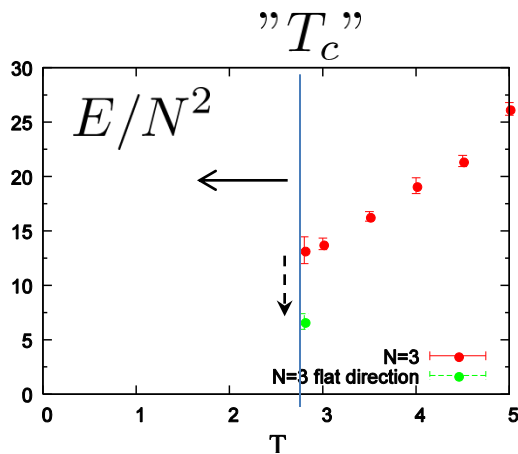
■ ポリアコフラインの分布



$$E \sim N^2$$



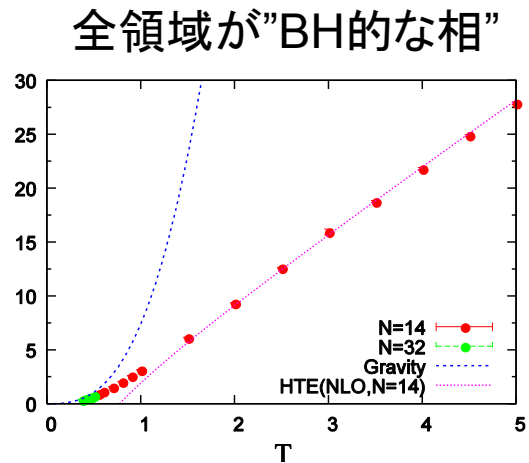
$$E \sim O(1)$$



$$N \rightarrow \infty$$

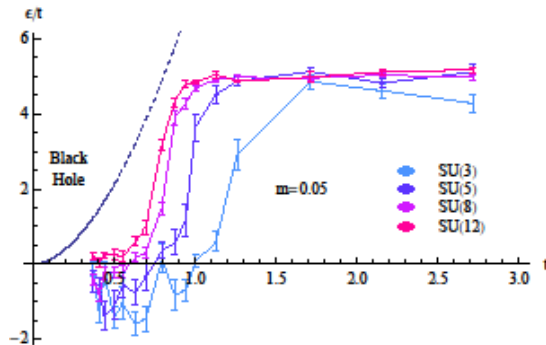
$$\Downarrow$$

$$”T_c” \rightarrow 0$$



カテラル-ワイズマン再考

■ N 固定したまま低温に行くと...



最大の N

カテラルら: 12

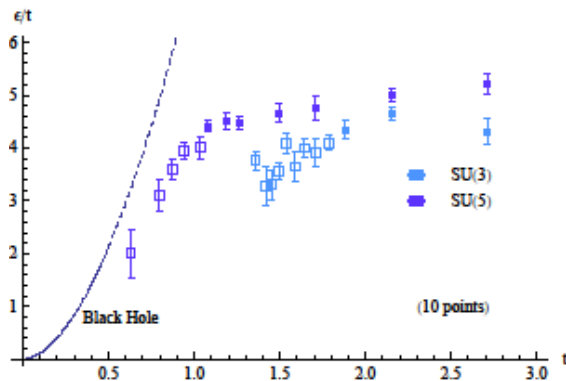
西村ら: 17

我々: 32

結果の違い
に影響

■ フラットディレクションの配位を除外

[Catterall-Wiseman, 2009]



白抜き:

フラットディレクションの配位を**手**で除外

第一原理計算に抵触

Catterall-Wiseman:

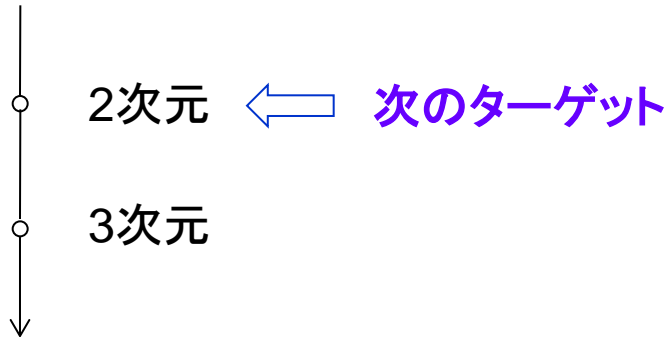
“The method is clearly ad hoc and difficult to justify,…”

(2) 研究の拡張の方向性




高次元化

1次元 SYM (本研究)

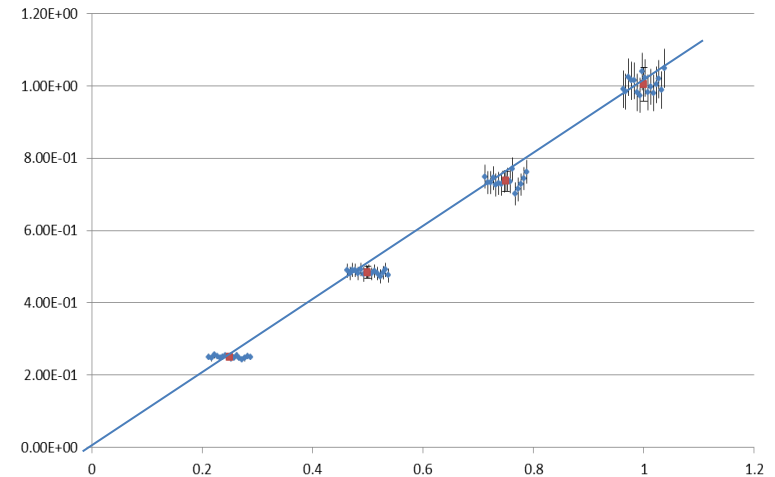


4次元 N=4 SYM

格子計算から“AdS/CFT対応”の検証

- (1) 格子 + 行列模型 [花田-松浦-杉野, 2011]
- (2) 係数の微調整による数値計算
- (3) 新しい格子作用の提案  サイクリックライプニッツ則

SUSY WTI in D=2 SYM



[D.K. and E. Giguere, in preparation]

$$M_{kmn}\Delta_{kl} + M_{knl}\Delta_{km} + M_{klm}\Delta_{kn} = 0$$

$$S_{int} = \frac{ig}{2} \sum_{lmn \in Z} M_{lmn} \{ F_l \phi_m \phi_n + 2\phi_m \bar{\psi}_n \psi_l \}, \quad M_{lmn} = \delta_{lm} \delta_{ln} + \dots$$

■ ライプニッツ則版のギンスパーグ-ウィルソン関係式

→ 格子上に残せる超対称性の数を増やせる可能性

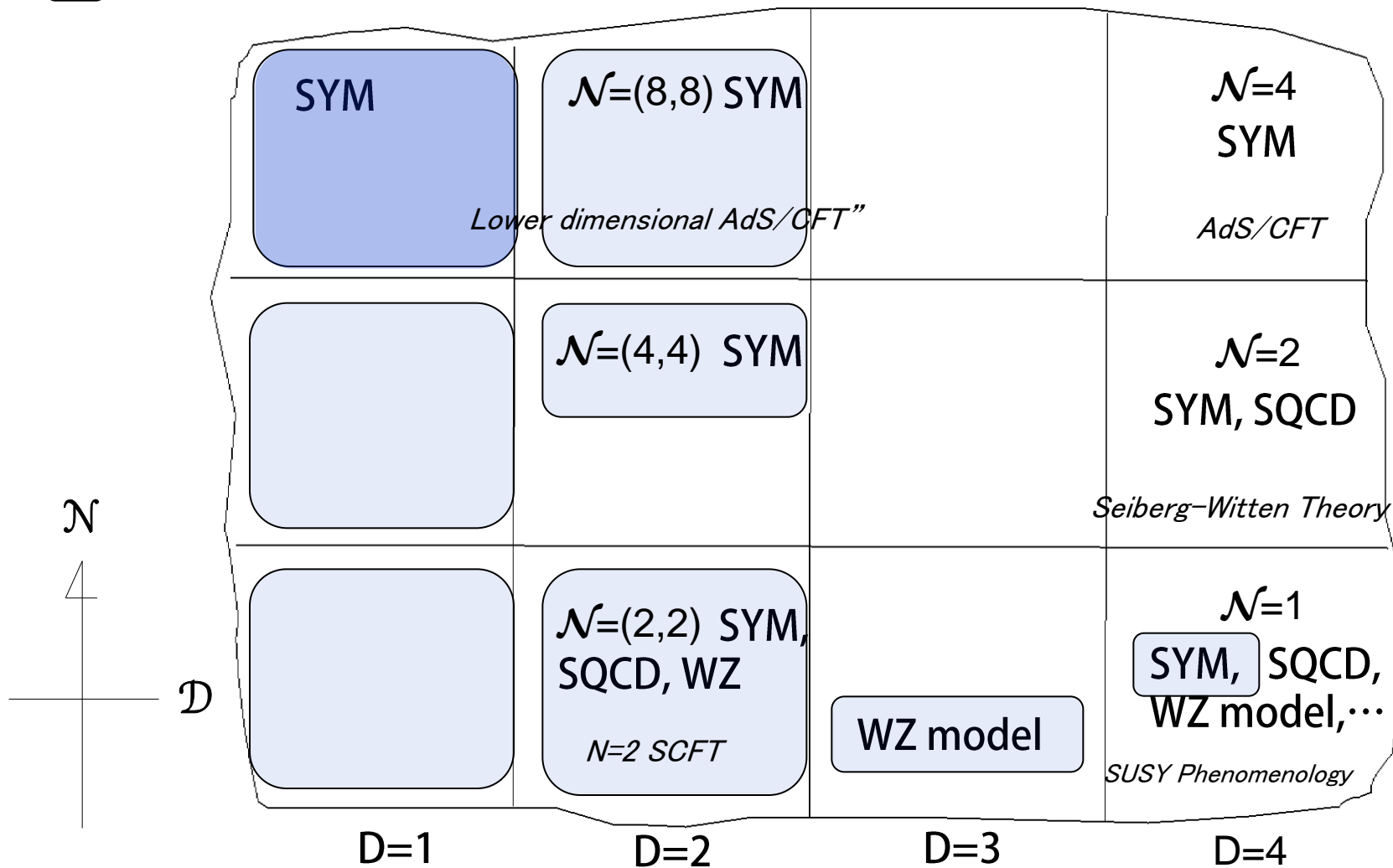
CLRの一般解、D.K. and N.Ukita, in preparation

■ 良い点

	これまで方法	CLR	
厳密な超対称不変性	1	2	} 4つの超対称変換 持つ超対称量子力学
非繰り込み定理	?	証明できる	
正則性	ない	OK	
ゲージ理論	低次元はOK	?	

格子上的超対称性

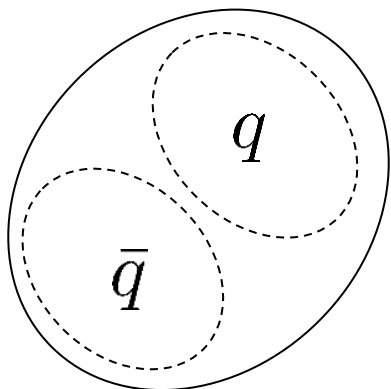
□ : ファインチューニング不要な格子理論



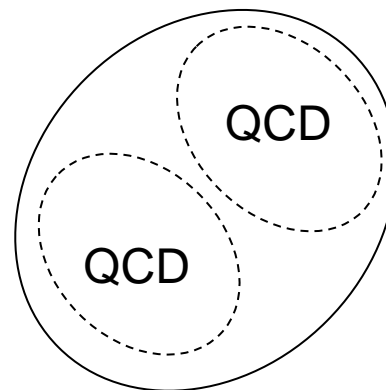
(3) 格子の未来



これまでの格子理論



QCDの閉じ込め



格子ゲージ理論研究

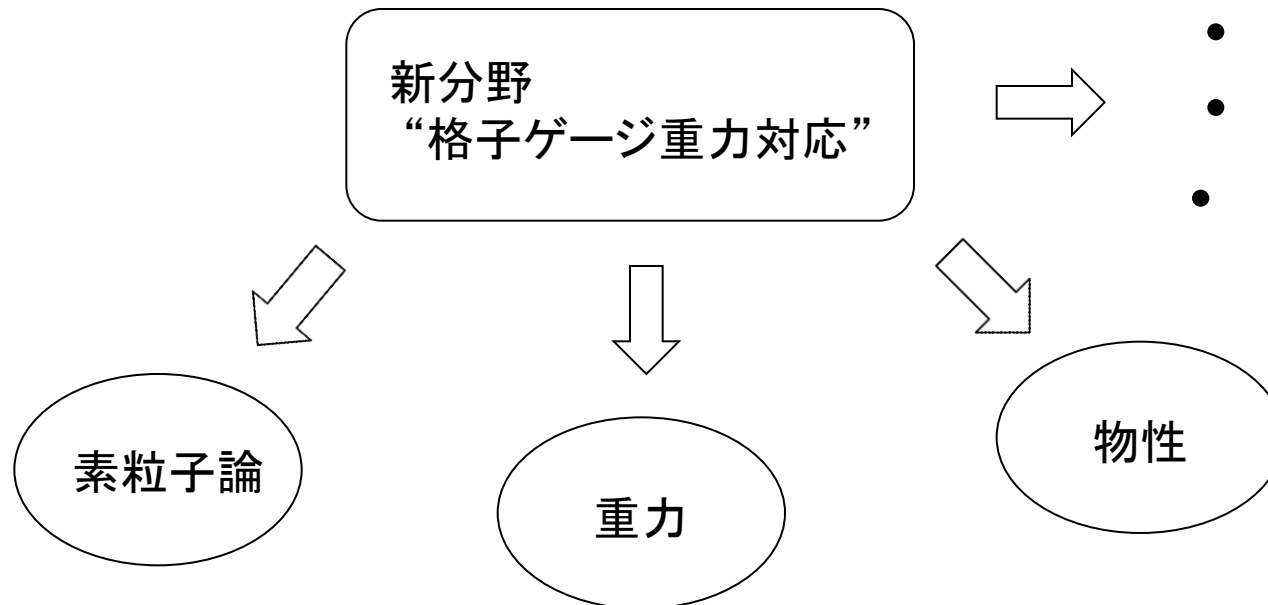
Fodor et al. [2014] “陽子-中性子の質量差を格子で計算”

格子QCD研究の終わりの始まり？

格子QCDを主体にした格子ゲージ理論研究に 未来はあるか？

格子の将来

格子QCDの成果、格子超対称性の進展、超弦理論を統合



⇒ 素粒子論研究の新しい分野を切り開く。





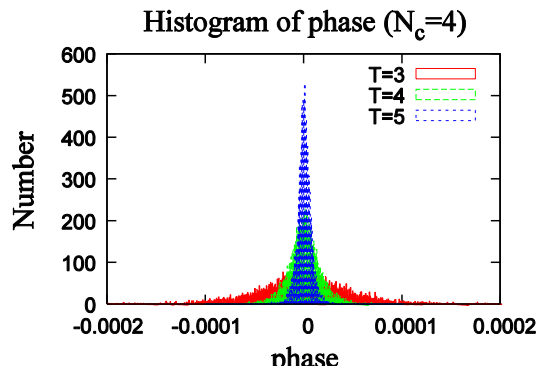
パフィアンの位相効果は重要か？

■ 直感的には、重要

位相クエンチは超対称性を壊す源になっている。

しかし、ブラックホールの内部エネルギーの結果には、反映されていないように見える。

■ 高温領域での位相分布



低温領域で、位相がどのように効くかは良くわかっていない。

■ 複素作用問題

➡ レフシェッツ・シンブル, 複素ランジェバン, ...