

# Measuring scalar meson in large $N_f$ QCD with staggered fermion

山崎 剛



素粒子宇宙起源研究機構

名古屋大学

青木 保道、青山 龍美、倉知 昌史、益川 敏英、長井 敬一、  
大木 洋、Enrico Rinaldi、柴田 章博、山脇 幸一  
(LatKMI Collaboration)

日本物理学会 © 広島大学, 2013年3月26-29日

# 目次

1. イントロダクション
2. シミュレーションパラメータ
3. スタッガード作用 disconnected 計算方法
4. 結果
  - 方法の比較
  - 相関関数
  - Effective mass
5. まとめ

# 1. イントロダクション

## Lattice @ KMI プロジェクト

- 系統的なQCDのフレーバー依存性
- コンフォーマル相の境界、ウォーキング理論の候補の探索  
→  $N_f = 4, 8, 12, 16$

ウォーキングテクニカラーモデルの候補の可能性 (LatKMI; arXiv:1302.6859): 長井

## ウォーキングテクニカラーモデルの検証

ウォーキングテクニカラーモデルでのヒッグス粒子 → シングレットスカラー  $0^{++}$

真空期待値 (246 GeV) より軽いヒッグス質量 ( $\sim 126$  GeV) を再現できるか

シングレットスカラーの研究は重要

# 1. イントロダクション

## シングレットスカラー 格子QCD研究 ( $N_f \leq 2 + 1$ )

1. McNeile and Micheal; PRD63(2001)114503
2. Kunihiro *et al.* (SCALAR); NPPS119(2003)275
3. Hart *et. al.*; PRD74(2006)114504
4. Bernard *et. al.*; PRD76(2007)094504
5. Prelovsek and Mohler; PRD79(2009)014503
6. Prelovsek *et al.*; PRD82(2010)094507
7. Fu; JHEP07(2012)142
8. Cossu *et al.* (JLQCD); PoS(Lattice 2012)197

Large  $N_f$  SU(3) ゲージ理論ではあまり研究されていない

## $N_f = 12$ シングレットスカラー研究

Jin and Mawhinney; PoS(Lattice 2011)066 at バルク相転移点

# 1. イントロダクション

シングレットスカラー  $\sigma$  計算の問題点: 統計誤差が非常に大きい

$$\langle 0|S(t)S^\dagger(0)|0\rangle, S(t) = \sum_{\vec{x}} \bar{\psi}_a(\vec{x}, t)\psi_a(\vec{x}, t)$$

要因: disconnected 相関関数

$$\langle 0|\text{Disc}(t)\text{Disc}(0)|0\rangle - \langle 0|\text{Disc}|0\rangle^2 = \left\langle \begin{array}{c} \times \bigcirc \\ \bigcirc \times \end{array} \right\rangle - \left\langle \begin{array}{c} \times \bigcirc \end{array} \right\rangle^2$$

1.  $\text{Disc}(t)$   $\times \bigcirc$  の計算が難しい

スタッガード作用に特化した計算方法

2.  $\langle \text{大} + \text{小} \rangle - \langle \text{大} \rangle = \langle \text{小} \rangle + \text{誤差}$

$\langle \text{小} \rangle$ :  $\exp(-m_\sigma t)$ 、誤差:  $t$  によらずほぼ一定

非常に多くの統計数  $O(10000)$

# 1. イントロダクション

シングレットスカラー  $\sigma$  計算の問題点: 統計誤差が非常に大きい

$$\langle 0|S(t)S^\dagger(0)|0\rangle, S(t) = \sum_{\vec{x}} \bar{\psi}_a(\vec{x}, t)\psi_a(\vec{x}, t)$$

要因: disconnected 相関関数

$$\langle 0|\text{Disc}(t)\text{Disc}(0)|0\rangle - \langle 0|\text{Disc}|0\rangle^2 = \left\langle \begin{array}{c} \times \bigcirc \\ \bigcirc \times \end{array} \right\rangle - \left\langle \begin{array}{c} \times \bigcirc \end{array} \right\rangle^2$$

1.  $\text{Disc}(t)$   $\times \bigcirc$  の計算が難しい

スタッガード作用に特化した計算方法

2.  $\langle \text{大} + \text{小} \rangle - \langle \text{大} \rangle = \langle \text{小} \rangle + \text{誤差}$

$\langle \text{小} \rangle$ :  $\exp(-m_\sigma t)$ 、誤差:  $t$  によらずほぼ一定

非常に多くの統計数  $O(10000)$

# 1. イントロダクション

シングレットスカラー  $\sigma$  計算の問題点: 統計誤差が非常に大きい

$$\langle 0|S(t)S^\dagger(0)|0\rangle, S(t) = \sum_{\vec{x}} \bar{\psi}_a(\vec{x}, t)\psi_a(\vec{x}, t)$$

要因: disconnected 相関関数

$$\langle 0|\text{Disc}(t)\text{Disc}(0)|0\rangle - \langle 0|\text{Disc}|0\rangle^2 = \left\langle \begin{array}{c} \times \bigcirc \\ \bigcirc \times \end{array} \right\rangle - \left\langle \begin{array}{c} \times \bigcirc \end{array} \right\rangle^2$$

1.  $\text{Disc}(t)$   $\times \bigcirc$  の計算が難しい

スタッガード作用に特化した計算方法

2.  $\langle \text{大} + \text{小} \rangle - \langle \text{大} \rangle = \langle \text{小} \rangle + \text{誤差}$

$\langle \text{小} \rangle$ :  $\exp(-m_\sigma t)$ 、誤差:  $t$  によらずほぼ一定

非常に多くの統計数  $O(10000)$

目的: シングレットスカラー質量が計算できるか

## 2. シミュレーションパラメータ

- 改良されたスタガード作用 + Tree-level Symanzik ゲージ作用  
HISQ/Tree = HISQ作用 - 質量補正項  
⇒ taste breaking を抑制 (HotQCD; PRD85(2012)054503)
- $N_f = 12$   $\beta \equiv 6/g^2 = 4.0$   $L^3 \times T = 24^3 \times 32$  (LatKMI; PRD86(2012)054506)
- フェルミオン質量  $m_f = 0.06$
- MILC Codeをベース 例)RHMC → HMC + Hasenbusch trick
- 14000 ゲージ配位 (28000 分子動力学時間)
- 結果は全て preliminary
- クラスタ計算機  $\varphi$  at KMI, CX400 at 九州大学

### 3. スタッガード作用 disconnected 計算

全時空(カラー)乱数ソースコークプロパゲーター

$$\phi_i(x, t) = \sum_{x_0, t_0} D^{-1} \xi_i(x_0, t_0), \quad \lim_{N_r \rightarrow \infty} \frac{1}{N_r} \sum_{i=1}^{N_r} \left[ \xi_i^\dagger(x, t) \xi_i(x_0, t_0) \right] = \delta_{x, x_0} \delta_{t, t_0}$$

従来の計算方法

$$\text{Disc}(t) = \frac{1}{N_r} \sum_{i=1}^{N_r} \left[ \sum_x \xi_i^\dagger(x, t) \phi_i(x, t) \right]$$

今回の計算方法

(Kilcup and Sharpe; NPB283(1987)493, Venkataraman and Kilcup; hep-lat/9711006)

$$\text{Disc}(t) = \frac{1}{N_r} \sum_{i=1}^{N_r} \left[ m_f \sum_x \phi_i^\dagger(x, t) \phi_i(x, t) \right] \rightarrow m_f \sum_x C_\pi(x, t)$$

積分型軸性 Ward・高橋恒等式 ( $a \neq b, m_a = m_b$ )

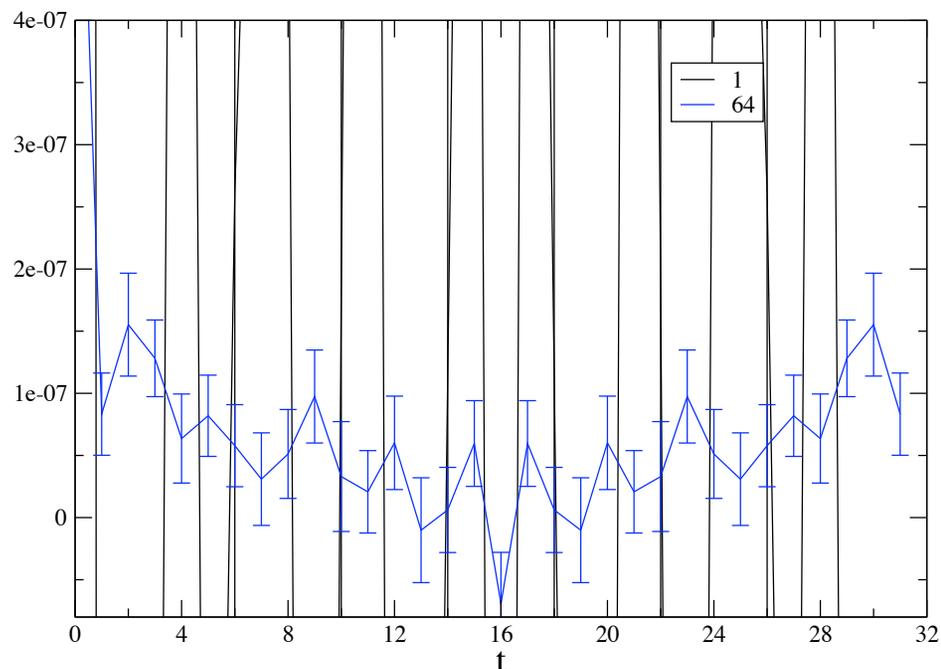
$$\bar{\psi}_a \psi_a(x_0, t_0) = m_a \sum_{x, t} \bar{\psi}_a \gamma_5 \psi_b(x, t) \bar{\psi}_b \gamma_5 \psi_a(x_0, t_0)$$

Jin and Mawhinney,  $N_f = 12$   $\sigma$ ; Gregory *et al.*,  $N_f = 2 + 1$   $\eta'$

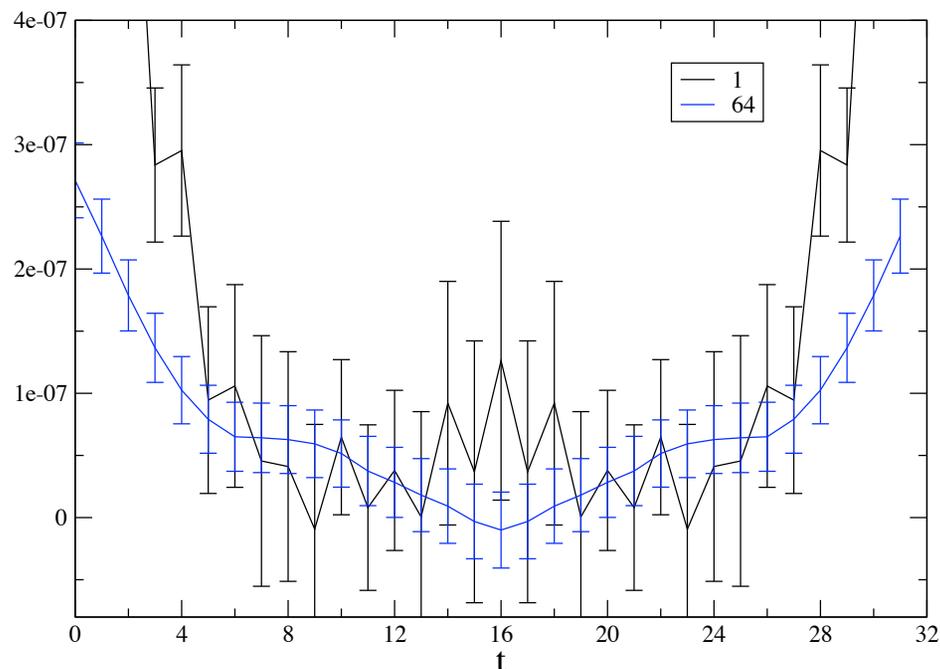
## 4. 結果: 二つの方法の比較 (20ゲージ配位)

$$N_r = 1, 64$$

従来の方法



今回の方法



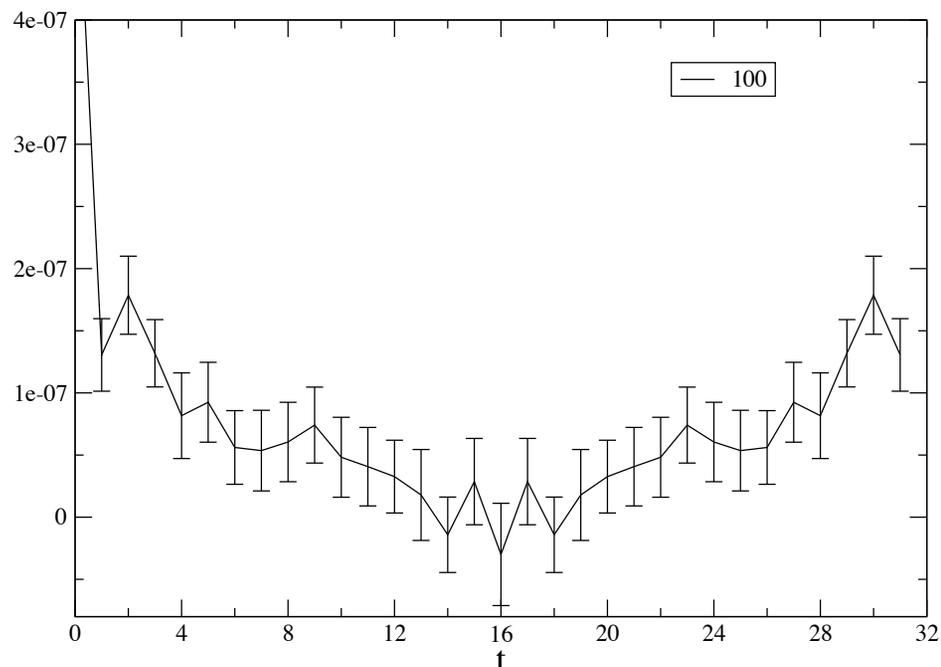
$$D(t) = \frac{N_f}{4} \left( \langle 0 | [\text{Disc}(t + \tau) \text{Disc}(\tau)]_\tau | 0 \rangle - \langle 0 | [\text{Disc}(\tau)]_\tau | 0 \rangle^2 \right), [\bullet]_\tau: \tau \text{ 平均}$$

今回の方法は  $N_r = 64$  でそれらしい結果

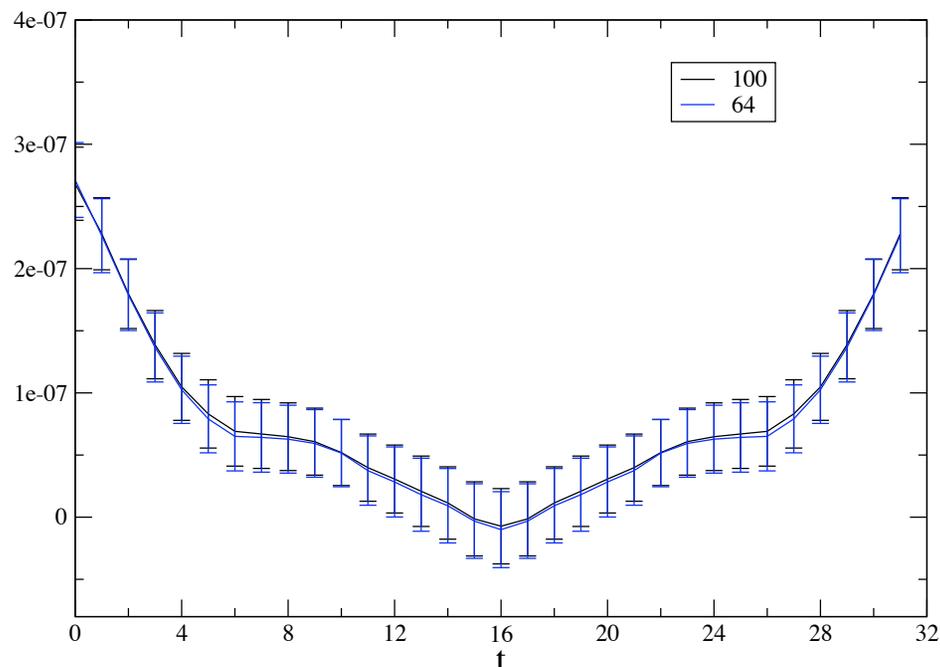
## 4. 結果: 二つの方法の比較 (20ゲージ配位)

$$N_r = 100$$

従来の方法



今回の方法



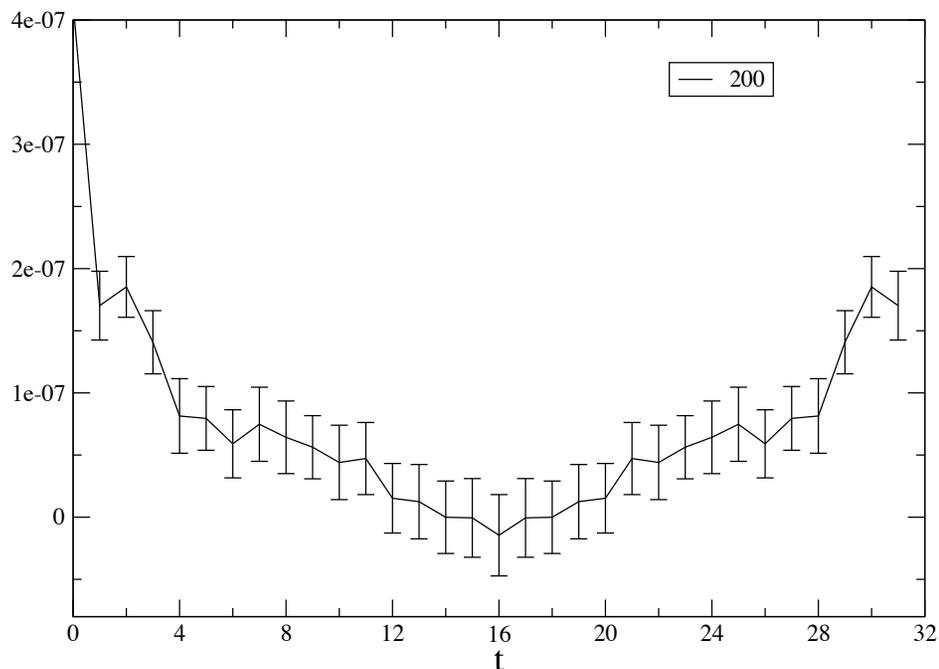
$$D(t) = \frac{N_f}{4} \left( \langle 0 | [\text{Disc}(t + \tau) \text{Disc}(\tau)]_\tau | 0 \rangle - \langle 0 | [\text{Disc}(\tau)]_\tau | 0 \rangle^2 \right), [\bullet]_\tau: \tau \text{ 平均}$$

今回の方法は  $N_r = 64$ , 100 が良く一致

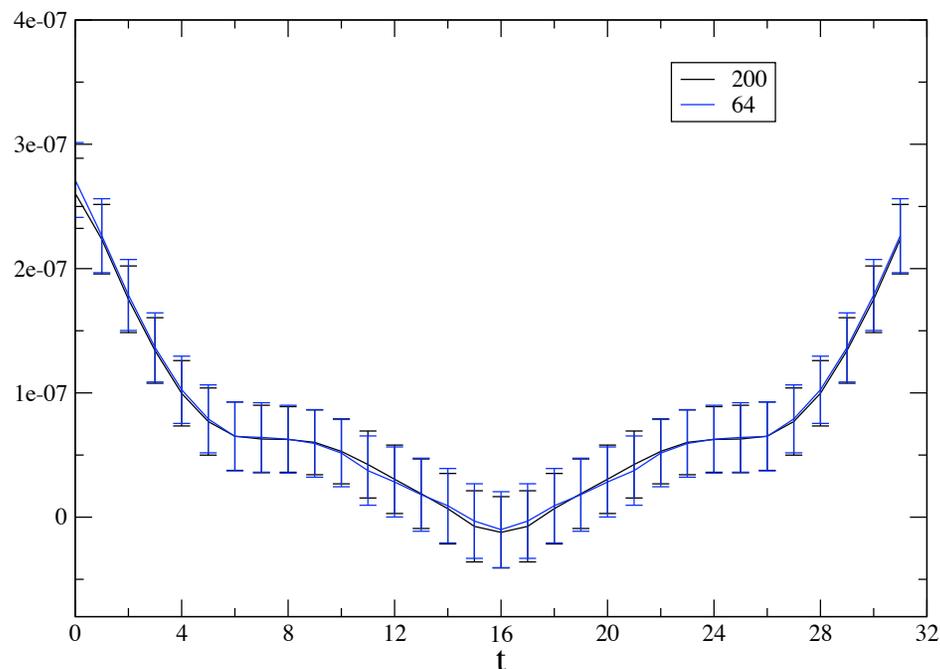
## 4. 結果: 二つの方法の比較 (20ゲージ配位)

$$N_r = 200$$

従来の方法



今回の方法



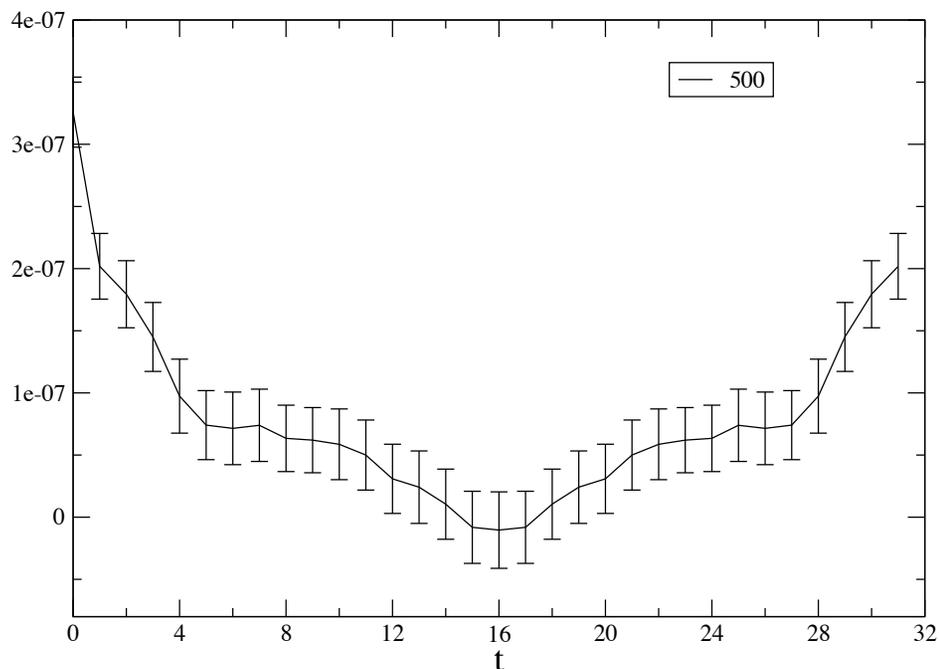
$$D(t) = \frac{N_f}{4} \left( \langle 0 | [\text{Disc}(t + \tau) \text{Disc}(\tau)]_{\tau} | 0 \rangle - \langle 0 | [\text{Disc}(\tau)]_{\tau} | 0 \rangle^2 \right), [\bullet]_{\tau}: \tau \text{ 平均}$$

従来の方法はまだガタガタしている

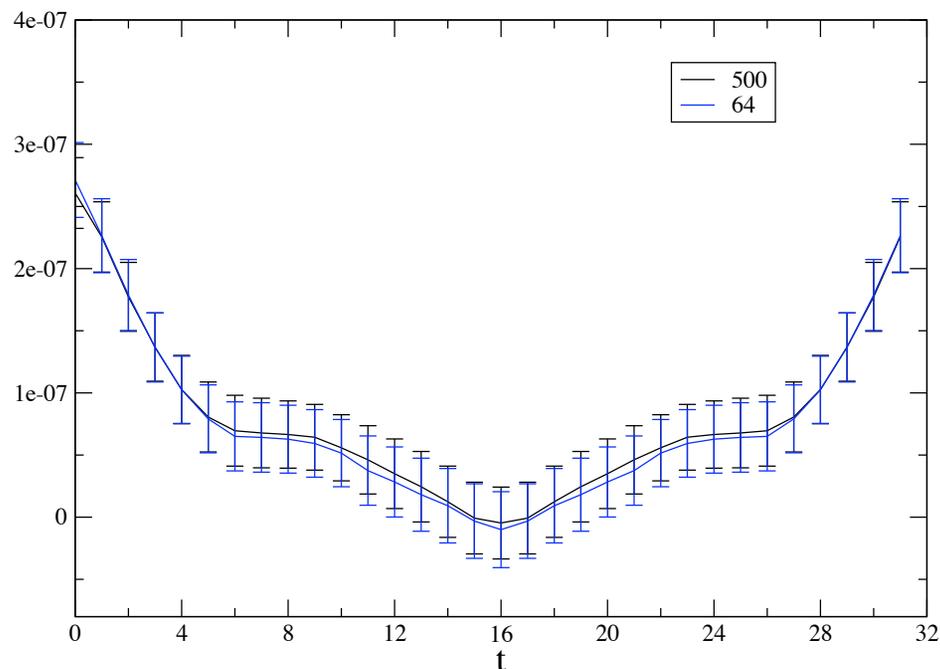
## 4. 結果: 二つの方法の比較 (20ゲージ配位)

$$N_r = 500$$

従来の方法



今回の方法



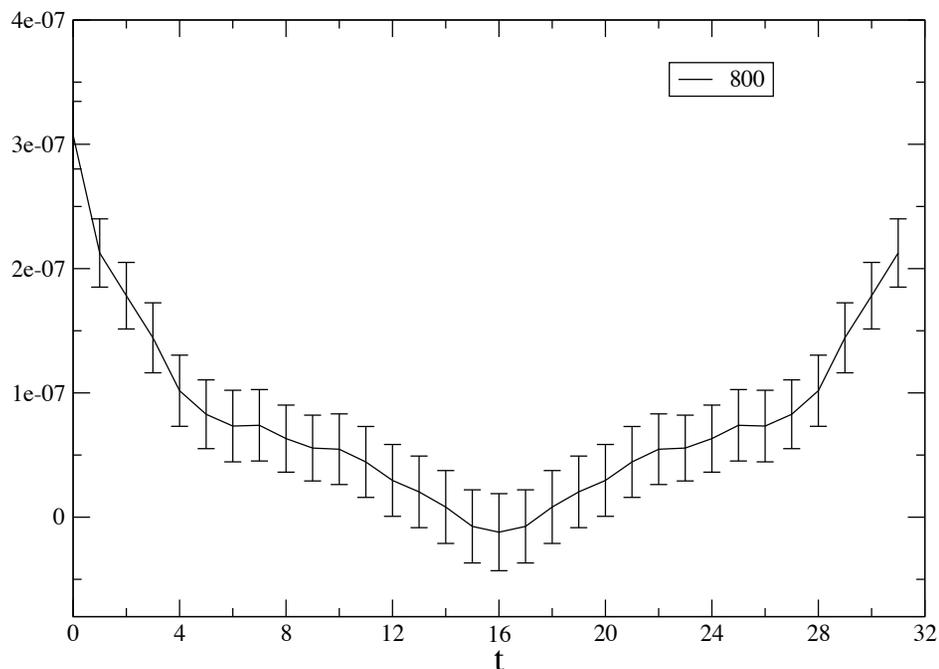
$$D(t) = \frac{N_f}{4} \left( \langle 0 | [\text{Disc}(t + \tau) \text{Disc}(\tau)]_\tau | 0 \rangle - \langle 0 | [\text{Disc}(\tau)]_\tau | 0 \rangle^2 \right), [\bullet]_\tau: \tau \text{ 平均}$$

従来の方法もかなり良くなってきた

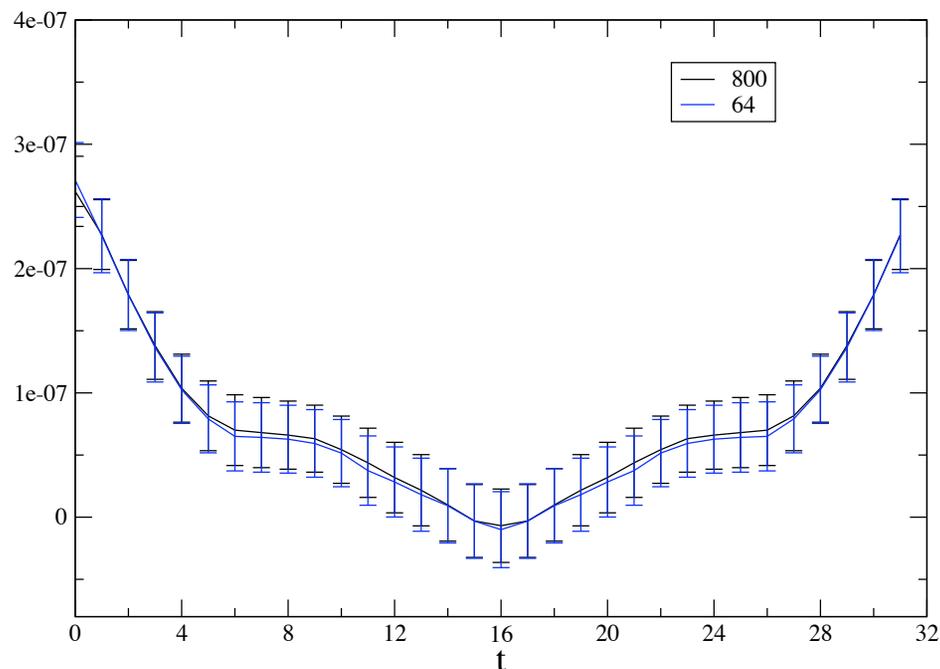
## 4. 結果: 二つの方法の比較 (20ゲージ配位)

$$N_r = 800$$

従来の方法



今回の方法



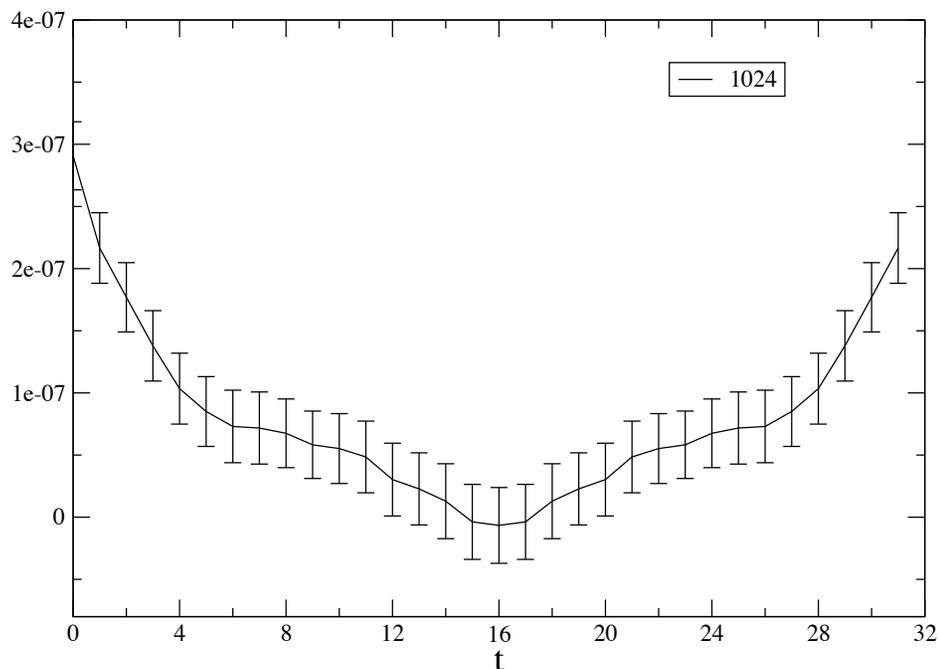
$$D(t) = \frac{N_f}{4} \left( \langle 0 | [\text{Disc}(t + \tau) \text{Disc}(\tau)]_\tau | 0 \rangle - \langle 0 | [\text{Disc}(\tau)]_\tau | 0 \rangle^2 \right), [\bullet]_\tau: \tau \text{ 平均}$$

二つの方法で同様の結果が得られた

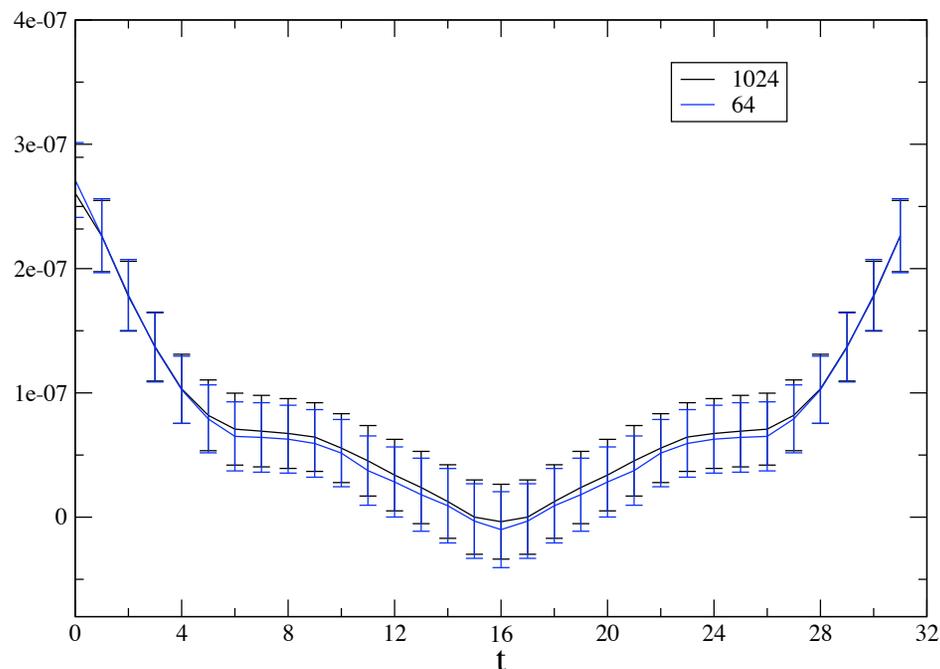
## 4. 結果: 二つの方法の比較 (20ゲージ配位)

$$N_r = 1024$$

従来の方法



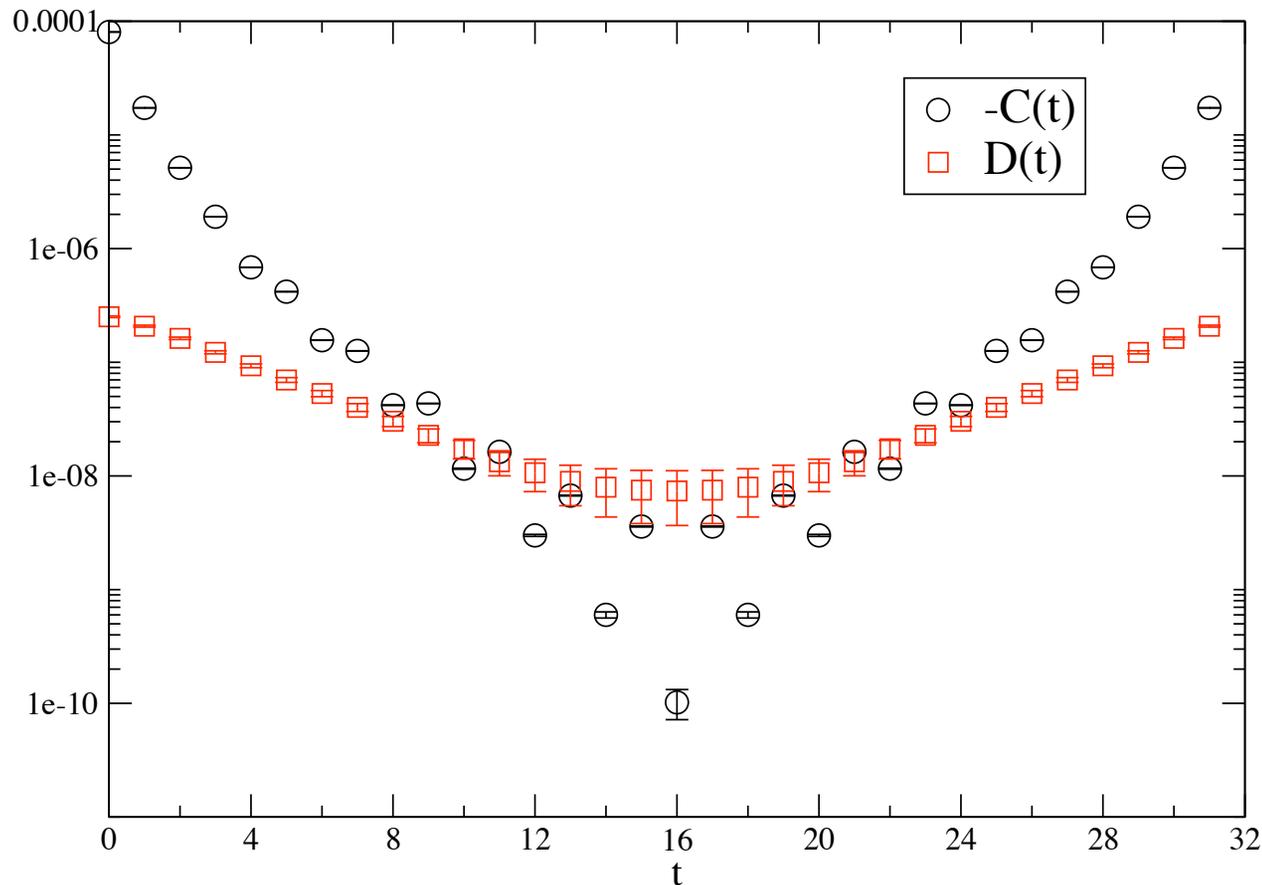
今回の方法



$$D(t) = \frac{N_f}{4} \left( \langle 0 | [\text{Disc}(t + \tau) \text{Disc}(\tau)]_\tau | 0 \rangle - \langle 0 | [\text{Disc}(\tau)]_\tau | 0 \rangle^2 \right), [\bullet]_\tau: \tau \text{ 平均}$$

$N_r = 64$ を採用

## 4. 結果: 相関関数 (14000 ゲージ配位)



$-C(t)$ : ジグザク有り  
 ノンシングレットスカラー  $a_0$   
 + 負パリティ状態

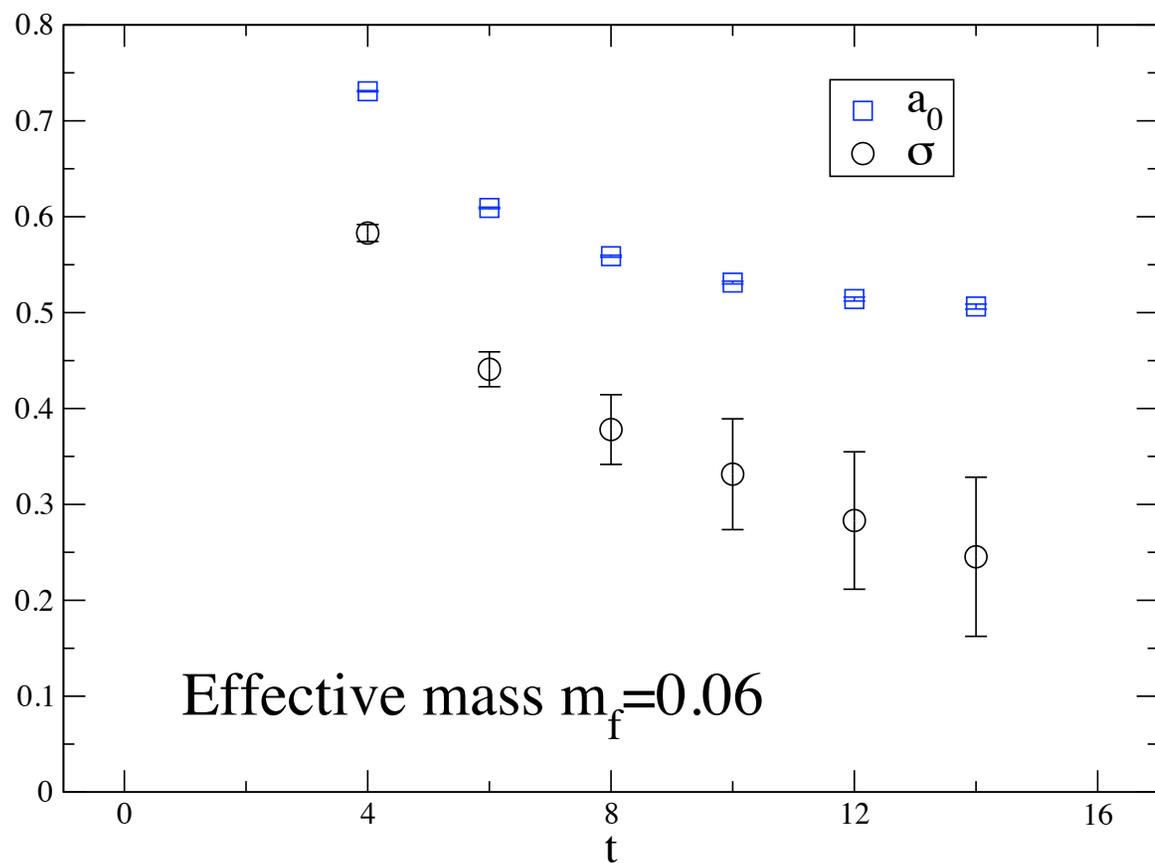
$D(t)$ : ジグザク無し  
 スカラー状態のみ ( $\sigma, a_0$ )  
 → 良い taste 対称性

もし  $M_\sigma < M_{a_0}$  なら  
 $D(t \gg 1) \rightarrow \sigma$  の寄与

$$C(t) = \left\langle \text{Diagram} \right\rangle$$

$$D(t) = \frac{N_f}{4} \left( \langle 0 | [\text{Disc}(t + \tau) \text{Disc}(\tau)]_\tau | 0 \rangle - \langle 0 | [\text{Disc}(\tau)]_\tau | 0 \rangle^2 \right), [\bullet]_\tau: \tau \text{ 平均}$$

## 4. 結果: Effective mass (14000ゲージ配位)



ノンシングレット

$$a_0: -C_+(2t)$$

シングレット

$$\sigma: D_+(2t) - C_+(2t)$$

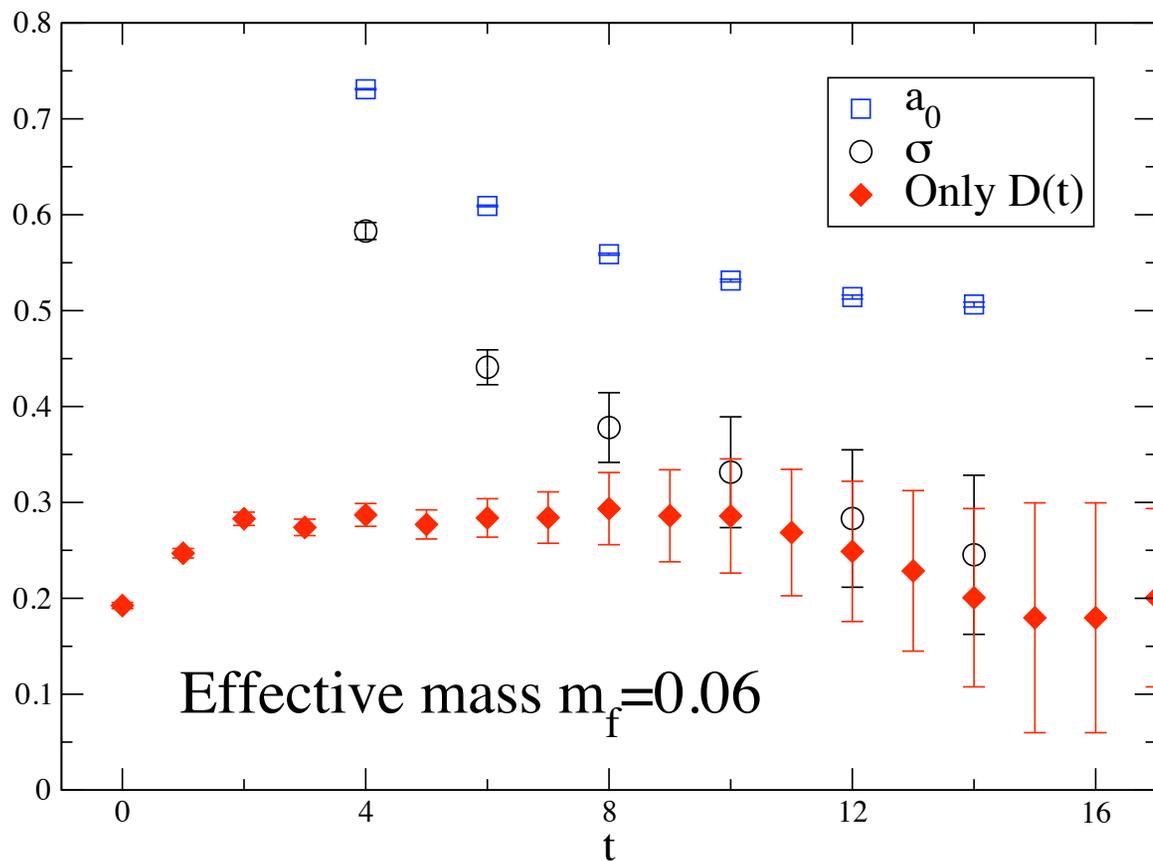
$M_\sigma < M_{a_0}$  なので

$D(t \gg 1)$  から  $\sigma$  を取れるはず

Effective mass  $m_f=0.06$

$$X_+(2t) = 2X(2t) + X(2t + 1) + X(2t - 1)$$

## 4. 結果: Effective mass (14000ゲージ配位)



ノンシングレット

$$a_0: -C_+(2t)$$

シングレット

$$\sigma: D_+(2t) - C_+(2t)$$

$M_\sigma < M_{a_0}$  なので

$D(t \gg 1)$  から  $\sigma$  を取れるはず

$$X_+(2t) = 2X(2t) + X(2t + 1) + X(2t - 1)$$

Effective mass from  $D(t)$

$D_+(2t) - C_+(2t)$  と質量が一致かつ早いプラトー (小さな誤差)

## 5. まとめ

ウォーキングテクニカラーモデルでのヒッグス粒子 → シングレットスカラー

$N_f = 12$  QCD でシングレットスカラー計算のテスト

1. スタッガード作用に特化した方法を用いた  $\times$  の計算

2. 非常に多くのゲージ配位  $O(10000)$

3. disconnected 相関関数  $D(t)$  から  $m_\sigma$

→ 良い統計精度のシングレットスカラー質量

本格的な計算:  $N_f = 12$  大木、 $N_f = 8$  倉知

将来の課題: smearing 演算子を用いた計算