

Lattice QCD analysis of partial restoration of chiral symmetry in flux-tube structure between quarks

入谷 匠

KEK

ヘビークォークハドロンと原子核のスペクトルと構造

2014年2月26～28日

概要

閉じ込め相では、カラー電荷間のカラー電束が1次元的に絞られ、カラー・フラックス・チューブが形成される。この1次元構造が閉じ込めを特徴付ける線形ポテンシャルを生み出す。この研究では、格子量子色力学を用いて、フラックス・チューブ内部でのカイラル凝縮を測定し、非摂動的真空の値と比較した。その結果、チューブ内部ではカイラル凝縮の絶対値が有為に減少することが明らかになった。これは、カイラル対称性がカラー・フラックス・チューブ内部で部分的に回復することを意味する。

1 クォークの閉じ込めとカラー・フラックス・チューブ構造

クォークコニウムのスペクトルや格子量子色力学計算などから、クォーク間のポテンシャルは、以下のような Coulomb + linear 型であることが知られている。

$$V_{Q\bar{Q}}(R) = -\frac{A}{R} + \sigma R \quad (1.1)$$

閉じ込めを特徴付けるのは、クォーク間の線形ポテンシャルであり、その起源はカラー電磁場が1次元的に絞られ形成されたカラー・フラックス・チューブである。なお、フラックス・チューブは、静的なカラー電荷の周囲のアクション密度分布から調べることができる。具体的には、クォーク対に対応する Wilson loop $W(R, T)$ とアクション密度 $\rho(x)$ の相関関数

$$\langle \rho(x) \rangle_W \equiv \frac{\langle \rho(x) W(R, T) \rangle}{\langle W(R, T) \rangle} - \langle \rho \rangle \quad (1.2)$$

を測定すればよい。この解析を模式的に表したものが図 1.1(左) である。また、実際の解析結果の例が図 1.1(右) である。この図に示されるように、クォーク間のアクション密度は特徴的なチューブ構造を形成していることが分かる。

2 カラー・フラックス・チューブ内部でのカイラル凝縮の測定

本研究では、閉じ込めと関係するカラー・フラックス・チューブ構造とカイラル対称性の破れについて議論する。カイラル対称性の秩序変数は、カイラル凝縮であり、それは Dirac 演算子 \mathcal{D} の固有値 λ から以下のように計算することができる。

$$\langle \bar{q}q \rangle = -\text{Tr} \frac{1}{\mathcal{D} + m} = -\frac{1}{V} \sum_{\lambda} \frac{1}{\lambda + m} \quad (2.1)$$

$$(2.2)$$

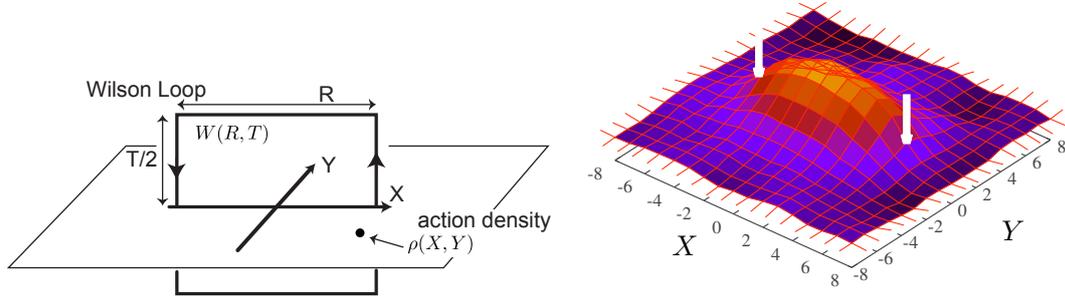


Fig.1.1 (左) カラー・フラックス・チューブ解析の模式図．ある時刻における Wilson loop とアクション密度の 2 点関数 $\langle W(R, T)\rho(x) \rangle$ を測定する．(右) アクション密度の空間分布の例．白棒の先がクォークの位置．クォーク間にチューブ構造が形成されている．

更に，Dirac 固有関数 $\psi_\lambda(x)$ を用いることで，カイラル凝縮は局所的なカイラル凝縮 $\bar{q}q(x)$ の空間平均として表すことができる．

$$\langle \bar{q}q \rangle = -\text{Tr} \frac{1}{\not{D} + m} \quad (2.3)$$

$$= -\frac{1}{V} \sum_\lambda \sum_x \frac{\psi_\lambda^\dagger(x) \psi_\lambda(x)}{\lambda + m} = \frac{1}{V} \sum_x \bar{q}q(x) \quad (2.4)$$

なお，固有関数 ψ_λ は次式を満たすものとする $\not{D}\psi_\lambda = \lambda\psi_\lambda$ ．

ここで，先ほどのフラックス・チューブの測定と同様にして，カラー電荷の基でのカイラル凝縮の空間分布の変化を解析する．

$$\langle \bar{q}q(x) \rangle_W \equiv \frac{\langle \bar{q}q(x)W(R, T) \rangle}{\langle W(R, T) \rangle} - \langle \bar{q}q \rangle$$

また，連続極限でのカイラル凝縮の定量的解析のため，カイラル凝縮の比を以下で定義する．

$$r(x) \equiv \frac{\langle \bar{q}q^{(\text{subt})}(x)W(R, T) \rangle}{\langle \bar{q}q^{(\text{subt})} \rangle \langle W(R, T) \rangle}$$

ここで，subtracted condensate $\bar{q}q^{(\text{subt})}$ は，紫外発散を取り除く為に，以下で定義する．

$$\langle \bar{q}q \rangle^{(N)} = \langle \bar{q}q^{(\text{subt})} \rangle + c_1^{(N)} m_q/a^2 + c_2^{(N)} m_q^3 \quad (2.5)$$

それぞれの係数 $\langle \bar{q}q^{(\text{subt})} \rangle$, $c_1^{(N)}$, $c_2^{(N)}$ は， m_q を変化させフィットすることで得られる [4]．

なお，今回の解析では，JLQCD Collaboration が生成した $N_f = 2 + 1$ dynamical overlap-fermion の配位を使用した．クォーク質量は $m_\pi \sim 300$ MeV, $m_K \sim 500$ MeV, 格子サイズは $24^3 \times 48$, 格子間隔は， $a^{-1} = 1.759(10)$ GeV である [3]．また，カイラル凝縮の評価には，160 個の低固有値状態を使用した．

2.1 クォーク・反クォーク系でのカイラル凝縮

図 2.1(左) はクォーク・反クォーク系での，カイラル凝縮の空間分布を示したものである．また，図 2.1(右) はカイラル凝縮の比の断面図である．なお，クォーク間の距離は $R \simeq 0.9$ fm である．これらの図が示すように，カイラル凝縮の値はクォーク間に形成されるフラックス・チューブ内部において，20% ほど減少する．これは，カラー電磁場の効果により，カイラル対称性が部分的に回復することを意味している．

また，クォークの距離を変化させた際の，カイラル凝縮の変化が図 2.2 である．これらの図が示すように，クォーク間の距離 R を離すほど，カイラル対称性の部分的回復は強くなる．フラックス・チューブが切断される典型的スケールである $R \sim 1$ fm 程度では，25% ほど回復する．

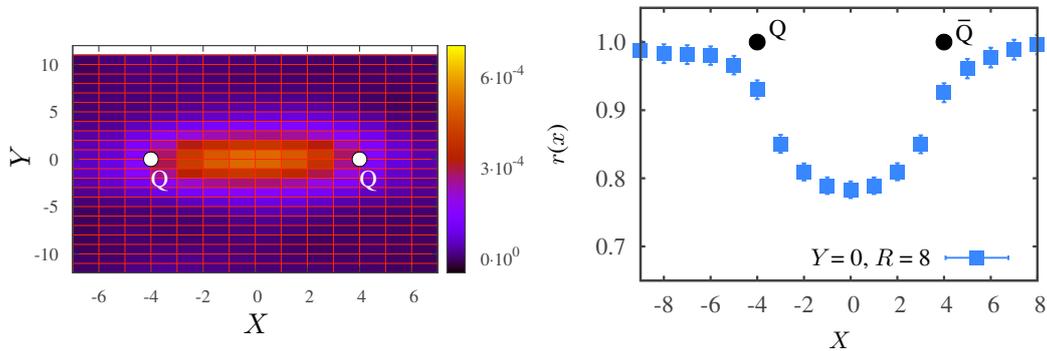


Fig.2.1 (左) カラー電荷間に形成されるフラックス構造．クォーク間では $\langle \bar{q}q(x) \rangle_W > 0$ となる．(右) カイラル凝縮の比の断面図．クォーク間ではカイラル凝縮の絶対値が 2 割程度減少し，カイラル対称性が部分的に回復している．

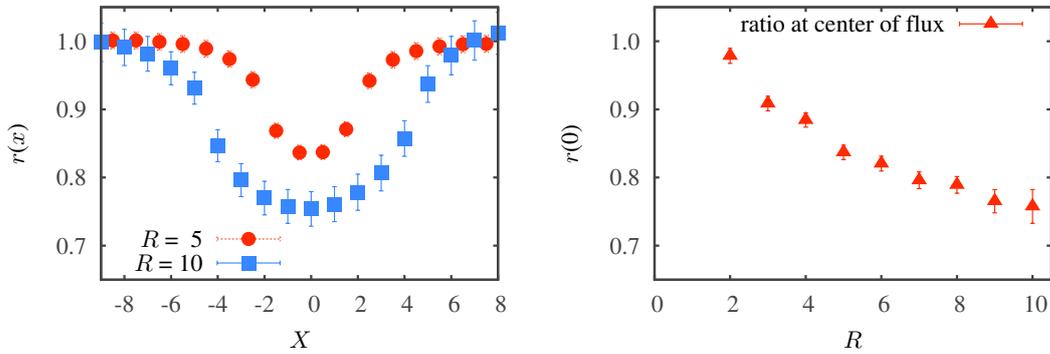


Fig.2.2 (左) クォーク間距離 $R = 5, 10$ の場合でのカイラル凝縮の比の比較． R が大きいほど，対称性の回復は大きくなる．(右) フラックス中心部でのカイラル凝縮の値のクォーク間距離 R 依存性． R と共に単調にカイラル凝縮の絶対値は減少する．

2.2 3クォーク系でのカイラル凝縮

また，カイラル凝縮の空間分布の解析は，クォーク・反クォーク系のみでなく，3クォーク系やテトラ・クォーク系などにも容易に拡張することができる．図 2.3 は，3クォーク系のカイラル凝縮の空間分布変化とその断面を図示したものである．クォーク・反クォーク系と同様に，フラックス内部ではカイラル対称性の部分的回復が起きている．

3 まとめと展望

今回の研究では，クォーク間に形成されるフラックス・チューブ構造と局所カイラル凝縮の相関を調べた．そして，フラックス内部ではカイラル対称性が部分的に回復することを，定量的に始めて明らかにした．

同様の手法で，フラックス内部でのクォーク数密度やエネルギー密度など様々な物理量の定量的評価が可能である．また，Wilson loop ではなく，Polyakov loop を用いてクォーク・グルーオン・プラズマ中でのカラー電荷の効果なども研究することができる．

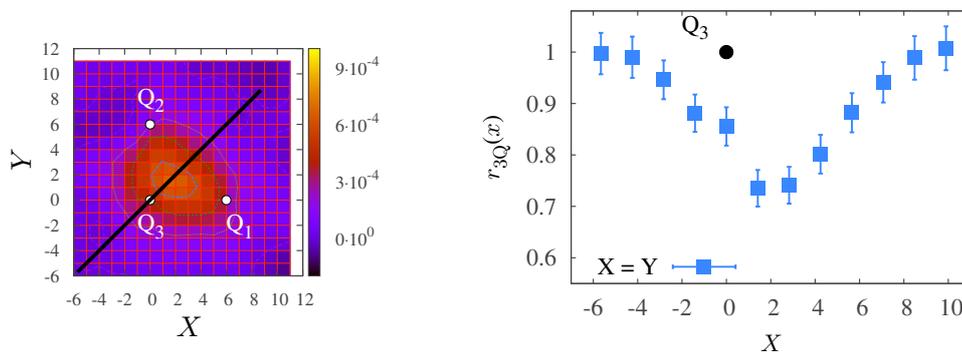


Fig.2.3 (左) 3クォーク系でのカイラル凝縮の空間分布．カラー電荷は $(0,0)$, $(6,0)$, $(0,6)$ に設置．(右) 原点と3クォーク系の重心に沿ったカイラル凝縮の比の断面積．中心部では3割近く対称性が回復している．

参考文献

- [1] T. Iritani, G. Cossu and S. Hashimoto, “Lattice QCD study of partial restoration of chiral symmetry in the flux-tube,” PoS (Lattice 2013) 376, arXiv:1401.4293 [hep-lat].
- [2] T. Iritani, G. Cossu and S. Hashimoto, “Analysis of topological structure of the QCD vacuum with overlap-Dirac operator eigenmode,” PoS (Hadron 2013) 159, arXiv:1311.0218 [hep-lat].
- [3] S. Aoki et al. (JLQCD and TWQCD Collaborations), Prog. Theor. Exp. Phys. **2012** (2012) 01A106.
- [4] J. Noaki, T. W. Chiu, H. Fukaya, S. Hashimoto, H. Matsufuru, T. Onogi, E. Shintani and N. Yamada, Phys. Rev. **D81** (2010) 034502 [arXiv:0907.2751 [hep-lat]].