

Lattice QCD at finite T and μ

— Updates from Lattice 2012 —

筑波大・数理物質系・物理 金谷 和至
Email: kanaya (at) ccs.tsukuba.ac.jp

2012年の格子場の理論国際会議 Lattice 2012 は、オーストラリアのケアンズで、6月24日～29日の6日間にわたって開催された [1]。有限温度・有限密度関係では約40件の発表があり、発表全体の約15%であった。有限温度の総合報告は Maria P. Lombardo が行い、相構造の研究から多数フレーバーまで包括的にレビューした。有限密度関係は Gert Aarts が、複素ランジバン法による有限密度シミュレーションの最近の進展を解説した。

この報告では、Lattice 2012での発表を中心にして、有限温度・有限密度QCD関係の最近の進展をレビューする。模型を使った研究や、テクニカラーの模型を目指したフレーバー数やカラーの数、クォークの表現などを変えた理論の研究も多くの進展が報告されたが、ここでは扱わない。この原稿を書いている9月現在、プロシーディングスはまだほとんど arXiv に投稿されていないようである。よって、残念ながら図はほとんど引用できないし、また、私の理解で正しいかも確認できない。さいわい、Lattice 2012における発表スライドのほとんどは、プレナリもパラレルも Lattice 2012 のホームページ [1] からダウンロード可能なので、正確な情報はそれを参照してもらいたい。

1 有限温度相構造

図1に、 $N_F = 2 + 1$ の場合の有限温度 QCD 相転移の相転移次数をクォーク質量の関数としてまとめた、いわゆる Columbia plot を示す。有効模型を用いたくりこみ群の研究や格子シミュレーションにより、 u, d, s クォークが十分軽いときと十分重いときには QCD 相転移は1次転移だが、中間的なクォーク質量の時は連続的なクロスオーバーになると考えられている。スタガード型クォークを用いたシミュレーションにより、クォーク質量が物理的な値をとる物理点は、クロスオーバー領域にあると考えられている。

この図の左上の角は $m_s = \infty, m_{ud} = 0$ で、 $N_F = 2$ QCD のカイラル極限である。Pisarski と Wilczek による最初の研究でも指摘されているように [2]、ここでの相転移次数には、量子異常効果の温度依存性による不定性が含まれている。相転移の性質を考える上で、系の対称性が重要だが、カイラル極限のフレーバー・カイラル対称性のうち、軸性 $U(1)$ 対称性 ($U(1)_A$) は、量子異常により、全ての温度で陽に壊されている。 $U(1)_A$ が対称性として存在しないとすると、 $N_F = 2$ の場合には、カイラル相転移は $O(4)$ スピン模型と同じユニバーサリティー・クラスに属する2次相転移になると期待される。他方、希薄インスタントン気体近似によると、量子異常の効果は温度とともに急速に小さくなる。もし、相転移点 T_C 近傍で量子異常の効果が十分弱く、 $U(1)_A$ が「effective に」回復していると思なせるとすると、有効模型の対称性が変わり、 $N_F = 2$ QCD のカイラル相転移は、2次転移が排除されるわけではないが、1次転移となる可能性が大きくなる。

図1の左図は $N_F = 2$ QCD のカイラル相転移が2次の場合、右図は1次の場合を表している。これからわかるように、そのどちらが実現しているかにより、物理点近傍のユニバーサリティー・

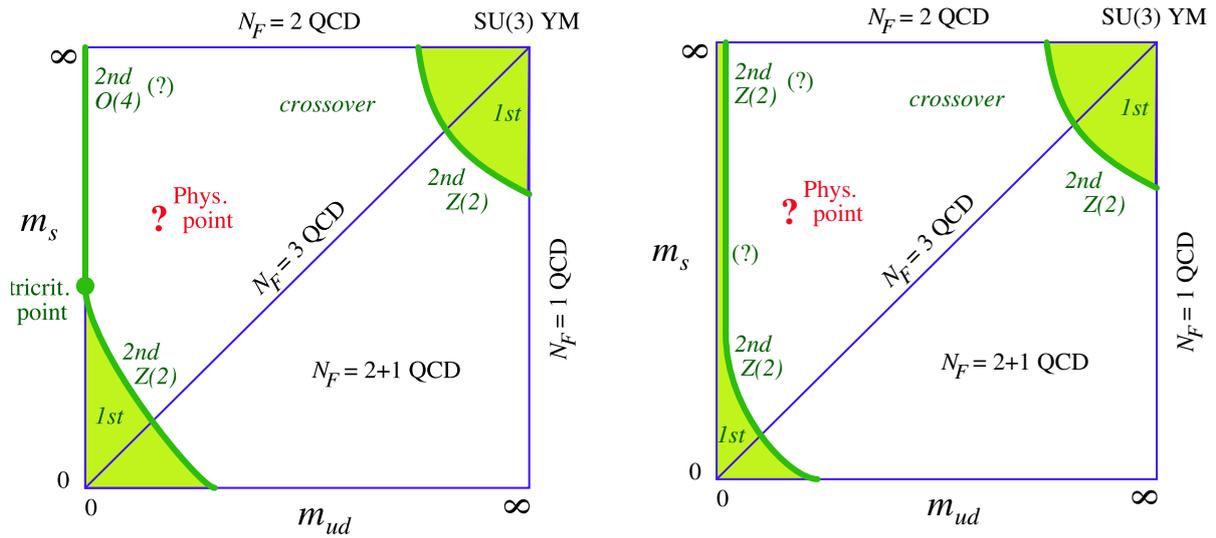


図 1: 2 + 1 フレーバー QCD の有限温度相転移次数： 横軸は縮退した ud クォーク質量で、縦軸は s クォーク質量。 $m_{ud} = m_s$ の対角線は縮退した $N_F = 3$ QCD、 $m_s = \infty$ の上端は $N_F = 2$ QCD、 $m_{ud} = \infty$ の右端は $N_F = 1$ QCD に相当する。 右上の角が、クォークが全てデカップルした SU(3) Yang-Mills 理論となる。 **(左図)** $N_F = 2$ のカイラル極限が 2 次相転移である場合の標準的シナリオ。 $N_F = 2$ のカイラル極限は、O(4) のユニバーサリティー・クラス、1 次相転移領域の端はイジング (Z(2)) のユニバーサリティー・クラスとなる。左端の軸上で両者の境界は、三重臨界点となる。三重臨界点近傍の 1 次相転移領域の端は、有効 Ginsburg-Landau 模型 (ϕ^6 模型) の解析から、 $m_{ud} \propto (m_s^{\text{tricrit.}} - m_s)^{5/2}$ のように、緩やかに立ち上がると考えられている。 **(右図)** $N_F = 2$ のカイラル極限が 1 次相転移である場合に想定されるシナリオ。 m_s の中間的領域で特別のメカニズムでもない限り、 $N_F = 3$ カイラル極限の 1 次相転移領域と $N_F = 2$ カイラル極限の 1 次相転移領域は繋がると思われる。その描像で正しいなら、三重臨界点は存在せず、1 次相転移領域の端は全てイジング・ユニバーサリティー・クラスとなる。

クラスが影響を受け、そこでのパラメータ依存性や体積依存性が変わる可能性がある。希薄インスタントン気体近似が T_C 近傍まで有効である保証はないので、格子シミュレーションによる直接検証が重要である¹。

1.1 O(4) スケーリング

格子上で相転移次数を判断する上で、ユニバーサリティーから予言される臨界スケーリング現象の確認が重要な役割を果たす。 $N_F = 2$ のシミュレーションで O(4) スケーリングが見られれば、図 1 の左側のシナリオとなる。 Wilson 型クォークを使ったシミュレーションでは筑波グループが 90 年代の後半に既に O(4) スケーリングを報告している [4]。 (図 2 左図参照。) その後、改良された Wilson クォーク (clover クォーク) でも O(4) スケーリングが確認された [5]。ただし、どちらも初期のシミュレーションなので、クォーク質量が重く ($m_\pi \gtrsim 600$ MeV)、カイラル極限でどうなるかの確認が残されている。近年、Wilson 型による研究が世界的に再開され、軽いクォークや大きな格子による研究が進められているが、スケーリングに関して明確な結果を得るまでには至っ

¹他方、フレーバー・カイラル対称性を格子上で実現することは自明ではなく、カイラル相転移に関する格子の結果を見るときは、格子誤差の影響を慎重に見極める必要がある。最近の状況については [3] を参照。

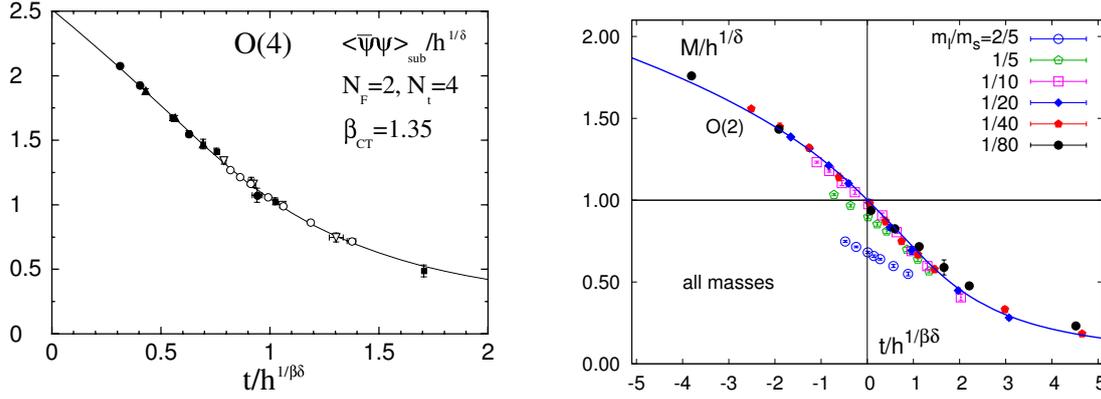


図 2: O(4) スケーリング テスト: (左図) Wilson 型クォークによる 2 フレーバー QCD の O(4) スケーリング フィット [4]. $\langle \bar{\psi}\psi \rangle_{\text{sub}} = 2m_q a \sum_x \langle \pi(x)\pi(0) \rangle$ は、軸性 Ward-高橋恒等式に基づくくりこみ条件で加算的くりこみを行ったカイラル凝縮。(右図) staggered 型クォークによる 2+1 フレーバー QCD の O(2) スケーリング フィット [11]. $M = \hat{m}_s \left(\langle \bar{\psi}\psi \rangle_l - \frac{m_l}{m_s} \langle \bar{\psi}\psi \rangle_s \right) N_t^4$ は、加算的発散部分を差し引いたカイラル凝縮。

ていない [6, 7, 8, 9, 10]。

大規模シミュレーションが最も進んでいる staggered 型クォークによる研究は、O(4) スケーリングに関しては長年不明確な状況が続いていたが (この関連の歴史は [3] を参照)、2009 年に $N_F = 2+1$ p4 クォークで m_{ud} を極めて軽くしたシミュレーション²により、初めて O(N) スケーリングが確認された [11]。(図 2 右図参照。) staggered 型の格子化誤差のためにこれは O(4) ではなく O(2) のスケーリングである。その後、より大きな N_t や他の改良 staggered 型クォークでも同様のスケーリングが確認されている [12, 13]。O(2) のスケーリングが連続極限で O(4) に置き換わると仮定すると (自明な仮定ではないが)、この結果は物理点近傍で O(4) スケーリングが見られたことを意味し、図 1 の左側の 2 次転移シナリオを強く示唆する。

1.2 U(1)_A の回復

他方、高温相で U(1)_A 対称性がどうなっているかを直接見る試みも、初期のシミュレーション以来続けられている。もし U(1)_A が「effective に」回復したなら、 π と σ 、 δ と η の縮退に加えて、 π と δ 、 σ と η も縮退すると期待される。

$$\begin{array}{ccc}
 \pi = \bar{q} \gamma_5 \frac{1}{2} \vec{\tau} q & \longleftrightarrow & \sigma = \bar{q} q \\
 \downarrow \text{U(1)}_A & \text{SU(2)}_L \times \text{SU(2)}_R & \downarrow \\
 \delta = \bar{q} \frac{1}{2} \vec{\tau} q & \longleftrightarrow & \eta = \bar{q} \gamma_5 q
 \end{array}$$

$N_F = 2$ case :

π と δ の縮退があれば感受率でも $\chi_\pi = \chi_\delta$ が導かれるが (注意: 逆は証明されていない)、 χ_σ や χ_η と違って、 χ_π , χ_δ の計算には disconnected diagram が含まれないので、格子計算が少し楽になる。SU(N_F)_L × SU(N_F)_R が回復すると、Banks-Casher 関係式

$$-\langle \bar{q} q \rangle \xrightarrow{V \rightarrow \infty} \int_0^\infty d\lambda \frac{2m_q \rho(\lambda)}{\lambda^2 + m_q^2} \xrightarrow{m_q \rightarrow 0} \pi \rho(0) \quad (1)$$

² π 中間子質量で $m_\pi^{\text{PNG}} = 75\text{--}150$ MeV. s クォーク質量は物理点近傍に固定。ただし、taste の破れがあるので、実効 π 中間子質量はもっと大きくなる。

(V は体積) より、クォーク演算子の固有値分布が原点で $\rho(0) = 0$ と要求されるが、 $\chi_\pi - \chi_\delta$ にも類似の関係式

$$\chi_\pi - \chi_\delta \xrightarrow{V \rightarrow \infty} \int_0^\infty d\lambda \frac{4m_q^2 \rho(\lambda)}{(\lambda^2 + m_q^2)^2} \xrightarrow{m_q \rightarrow 0} ?? \quad (2)$$

が導かれ、 ρ の原点近傍の振る舞いと $\chi_\pi - \chi_\delta$ の値が関係する。カイラル極限は Banks-Casher ほど簡単ではないが、例えば、 $\rho \sim m_q^a \lambda^b$ で $a + b \leq 1$ なら³、カイラル極限で $\chi_\pi - \chi_\delta \neq 0$ となる [14]。

Lattice 2012 では、大野が HISQ クォークを用いた $\rho(\lambda)$ の研究を報告した [15]：高温側で原点近くの $\rho(\lambda)$ が非常に小さいが、体積依存性が不明確。他方、 $\rho(0)$ の m_q 依存性を見ると、 T_C 近傍で 1 次の傾きを示し、これからは $\chi_\pi - \chi_\delta \neq 0$ が示唆される。しかし、staggered 型なので、連続極限を取らないと明確な結論は導けない。Cossu は、フレーバー・カイラル対称性を保持した overlap クォークを、トポロジー固定項を入れてシミュレーションした結果を紹介し、クォーク質量を小さくすると $T > 170\text{MeV}$ で $\rho(\lambda)$ が原点付近に gap を持つと報告した [16]。 T_C 直上での振る舞いや体積依存性の検証が望まれる。Lin は DW クォークを用いて $\rho(\lambda)$ の原点付近の分布や π , δ の相関関数を $m_\pi \approx 200\text{MeV}$ で調べ、 T_C 近傍で $\chi_\pi - \chi_\delta$ が有限になると報告した [14]。従って、数値的にはまだ混沌としている。

これらの数値シミュレーションとは別に、青木らは、 $N_F = 2$ 格子カイラルフェルミオンを使って、 $SU(2)_L \times SU(2)_R$ が回復した場合の Ward-高橋恒等式を解析的に調べ、高温側 ($SU(2)_L \times SU(2)_R$ が回復した相) でクォーク質量依存性が解析的であると仮定するならば、 $\chi_\pi - \chi_\delta$ を含むいくつかの物理量の高温側での期待値が、体積 V のべきで抑制されることを示した [17]。従って、 $m \rightarrow 0$ より先に $V \rightarrow \infty$ の熱力学極限を取る限り、 T_C 直上を含む高温相で $\chi_\pi - \chi_\delta = 0$ となる。

上に議論したように、 T_C 直上での $\chi_\pi - \chi_\delta = 0$ は、(十分条件ではないにせよ) 素直には、 $U(1)_A$ が T_C 直上で effective に回復していることを示唆する。すると、特別のメカニズムでも効かない限りは、 $N_F = 2$ のカイラル相転移は 1 次であると思われる。すると、図 1 の右側の 1 次転移シナリオが示唆される。もしそれで正しいなら、実際のシミュレーションで $O(4)$ や $O(N)$ に見えているスケールリングはいったい何か？

格子フェルミオンがカイラルフェルミオンでなければ、格子間隔 a の正のべきに比例した補正が入る。しかし、これは格子化誤差であり、正しい連続極限をもつ格子理論ならば、連続極限を取れば消えるはずである。青木らの研究により、数値的な結果から $U(1)_A$ の回復に関する結論を引き出すためには、連続極限や体積依存性の確認が重要であることが再確認される。 $O(4)$ や $O(N)$ のスケールリングも、体積効果や格子化誤差の評価など、より詳細な検証が必要である。その結果に応じて、必要条件と十分条件の違いや、有限質量における未知のメカニズムを考察する必要が出てくるかもしれない。

2 状態方程式

2.1 staggered 型クォークによる状態方程式

QCD の状態方程式では、改良された staggered 型クォークを使った研究が大きく進んだ状態が続いている。 $N_F = 2 + 1$ の物理点近傍⁴でのシミュレーションが常識となり、stout クォークではさらに連続極限をとった結果が報告されている。

³Banks-Casher が成立するためには $a + b > 0$ の制限がある。

⁴ただし m_π^{PNG} で見ているので、連続極限を取らなければ実効的に物理点よりは重くなる。

Lattice 2012 では、Petreczky が⁵、 $N_F = 2+1$ の HISQ クォークで物理点近くの結果を示した。懸案となっている Budapest-Wuppertal グループの stout クォークによる結果とのずれを検証し、 f_K でスケールを決め、 $N_t \geq 8$ まで格子を細かくすれば不一致が小さくなる傾向があるが、 $N_t = 10, 12$ では統計誤差の範囲でほとんど不一致が改善されないことが報告された [18]。

2.2 Wilson 型クォークによる状態方程式

他方、2008–2010 年頃、staggered 型クォークによる相転移温度の研究から、taste 対称性の破れによる格子化誤差が有限温度 QCD においても大きな影響を持つことが、強く認識されはじめた。staggered 型クォークには、それに加えて、連続極限が保証されていないという問題もある⁵。これらを契機として、近年、Wilson 型や格子カイラルクォークを用いた有限温度・有限密度 QCD 研究が世界的に活発になって来ている。

Lattice 2012 では、Burger が⁵、 $N_F = 2$ の Wilson 型クォークとして twisted mass クォークを使った状態方程式の結果を報告した [8]。 $32^3 \times 12$ 格子で、 $m_\pi \approx 320\text{--}480$ MeV とまだ重い領域だが、 $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ (ナイーブな定義) の感受率から T_C を決め、 $m_\pi \approx 400, 700$ MeV での状態方程式に関する中間報告を行った。

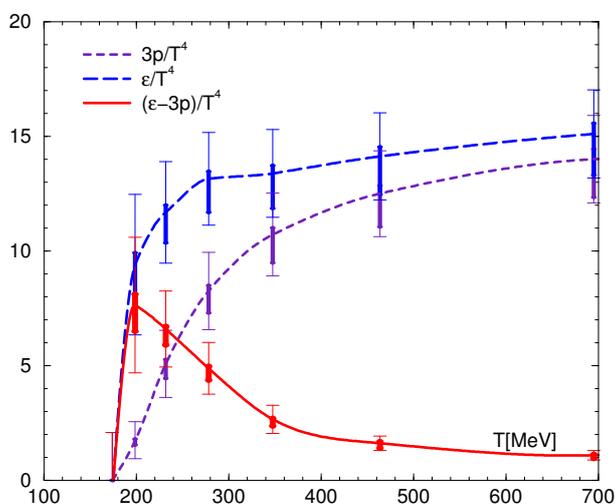


図 3: Wilson 型クォークによる 2+1 フレーバー QCD の有限温度状態方程式: clover クォークと岩崎ゲージ作用を用いて、 s クォーク質量は物理点近傍、 ud クォーク質量は $m_\pi = 636$ MeV に相当する。太い誤差棒は、ベータ関数による系統誤差をあらわす。[19]

梅田は、Wilson 型クォークとして初めての $N_F = 2+1$ 状態方程式の結果を報告した [10, 19]。計算時間を削減するために開発された固定格子間隔法 [20] に基づいて、ひとつのシミュレーション・ポイントで、 N_t を変えることで温度 $T = 1/N_t a$ を 180–700 MeV の範囲で変化させ、 T 積分法で圧力を計算した。(図 3) 固定格子間隔法では、既存のゼロ温度配位を利用できるという利点がある。この研究では、ILDG/JLDG 上に公開されている、CP-PACS+JLQCD Collaboration による $m_\pi = 636$ MeV の配位がゼロ温度配位として採用された。まだ物理点よりかなり重いですが、手法の有効性が確認されたので、次のステップでは、PACS-CS Collaboration による、物理点直上の配位の採用が計画されている。

⁵これらについては、[3]などを参照。

2.3 状態方程式における動的チャーム・クォーク効果

Krieg は、 $N_F = 2 + 1 + 1$ の stout クォークを使った状態方程式計算の状況を報告し、昨年度より統計を上げた結果を示した。動的なチャーム・クォークがあると、 $(\epsilon - 3p)/T^4$ は高温でよりゆっくり落ちる様相を示すと期待されるが、 $N_F = 2 + 1$ の結果と比較して、 $T > 300$ MeV で $(\epsilon - 3p)/T^4$ の上昇が見られることを報告した [21]。同様な効果は、Heller による HISQ クォークを使った $N_F = 2 + 1 + 1$ 状態方程式計算の中間結果でも指摘された [22]。

3 有限密度

有限密度 QCD のシミュレーションは、「符号問題（複素位相問題）」のために計算可能な領域が大きく制限されている。これは、クォークからの経路積分への寄与 $\det M$ が、化学ポテンシャル μ がゼロでないと一般に複素数になってしまうことに由来する。

$\det M$ は経路積分を Monte Carlo 法で評価する上で、確率分布の役割を持っており、それが実でなくなると、importance sampling に基づいた Monte Carlo 計算の根拠が崩れてしまう。 $\mu = 0$ の系や $\det M$ を $|\det M|$ に置き換えた「phase-quenched」の系なら Monte Carlo シミュレーション可能なので、それらのシミュレーションで物理量に $\det M$ や位相項を描けたものを評価することで元の理論での期待値を評価する reweighting 法もよく用いられる。例えば、phase-quenched シミュレーションを使う場合は、物理量 \mathcal{O} の期待値は、 $\det M = |\det M| e^{i\theta}$ とおいて、

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \langle \mathcal{O} e^{i\theta} \rangle_{||} / \langle e^{i\theta} \rangle_{||} \quad (3)$$

とあらわされる（ここで $\langle \dots \rangle_{||}$ は phase-quenched シミュレーションによる期待値）。しかし、 μ が大きくなると、 θ のゆらぎが大きくなり、 $e^{i\theta}$ が符号をしばしば変え、(3) の分母も分子も、統計的に信頼できる値を得るのが難しくなる（符号問題）。 θ は単純には体積に比例するので、符号問題は系の体積と共に指数関数的に難しくなる。

符号問題をを解決、もしくは緩和するために、

- $\mu = 0$ からの Taylor 展開
- μ だけでなく、 T など他のパラメータも含んだ空間での multi-parameter reweighting
- 符号問題の無い純虚数 μ からの数値的解析接続
- μ の代わりにクォーク数やバリオン数を固定した canonical ensemble のシミュレーション
- 物理量の確率分布（ヒストグラム）の利用
- 統計平均を熱的なランダムウォークの時間平均で評価する Langevin 法の複素空間への拡張

など、これまで様々な計算法が提案されてきた。通常、複数の手法を組み合わせ、適用範囲をできるだけ拡大するよう試みる。その結果、 μ/T が小さな領域では、様々な成果があげられてきた。

Lattice 2012 で、武田、中村、Jin は、Wilson 型クォークを用いた $N_F = 3, 4$ QCD の有限密度相転移に関する中間結果を報告した [23]。phase-quenched simulation からの reweighting 計算を行い、位相を Danzer-Gattringer の reduction 法で評価した。 $N_F = 4$ では、有限温度相転移が 1 次になるクォーク質量でシミュレーションを実行し、有限密度の相転移点で 1 次の有限体積スケーリングが見られることを、体積 6^3-8^3 の範囲で示した。

中川と江尻は、ヒストグラム法による有限密度 QCD 相構造の研究を報告した [24]。ヒストグラム法は、物理量の確率分布の形状を調べることにより 1 次相転移の領域を判定しようとする方法であるが、物理量として (有効) 作用に現れるブラケット (ゲージ作用を β で割ったもの) や、 $|\det M|$ そのものを採用すれば、相転移に敏感であると同時に、reweighting で β などのパラメータを動かすことも容易にする [25, 26]。多数点のヒストグラムの情報を繋ぐ multi-parameter reweighting により確率分布を広い範囲でサーベイし、パラメータ空間内の 1 次相転移領域やその端を割り出そうという方法である。 $N_F = 2$ clover クォークで phase-quenched シミュレーションを実行し、符号問題を複素位相のキュムラント展開法で緩和することにより、1 次相転移の端の臨界点を示唆する兆候が報告された。

永田は、 $\mu \neq 0$ の場合のクォーク行列式を、 μ に依存した項と μ に依存しない演算子 Q の和の行列式で表す reduction formula: $\det M \propto \det[e^{-\mu/T} + Q]$ を使って、 Q の固有値分布が $|\lambda| = \ell^{N_t}$ (“ N_t -scaling”) を示すことを報告した。この性質を使えば、低温極限で、 μ が小さい領域だけでなく、 μ がカットオフより大きな極限でも符号問題無く $\det M$ を評価できると議論した。これから、低温・高密度極限をシミュレーションする可能性が示唆される [27]。

木村らは、ダブリングが最小の 2 である Karsten-Wilczek フェルミオンを $N_F = 2$ のモデルとして考えると、カイラル対称性の一部を保持しながら虚化学ポテンシャルを導入できることを指摘し、第一段階として、強結合極限での相構造を、平均場近似で計算した。強結合極限の平均場計算で $\mu_C(T=0)/T_C(\mu=0)$ が小さく出てしまう問題が、K-W フェルミオンでは多少緩和されることを示した [28]。

4 その他の進展

Lattice 2012 では、その他にも様々な進展が報告された：

Allton らは、HAL-QCD グループが核力研究に採用した波動関数と Schrödinger 方程式からポテンシャルを計算する方法を $N_F = 2$ の有限温度 QCD に用いて、重クォークポテンシャルの温度依存性を計算しようと試みた [29]。

S.Y. Kim らは、NRQCD の格子シミュレーションにより、熱浴中で運動量を持つ Υ のスペクトル関数を、最大エントロピー法を用いて計算し、数 T_c の領域では、クォーク質量の効果より温度効果の方が大きいことを示した [30]。

Negro らは、 θ 真空の効果をもつ SU(3) Yang-Mills 系で研究した。 θ 項 $e^{i\theta Q}$ をそのまま経路積分に導入したのでは、複素位相問題が発生してしまうので、純虚数の θ を導入したシミュレーションを行い、それを実の θ に解析接続して、 T_c が θ とともに下がることを示した [31]。この結果は、佐々木らの Entanglement PNJ 模型による計算と、定性的に一致する [32]。

参考文献

- [1] <http://www.physics.adelaide.edu.au/cssm/lattice2012/index.php>
- [2] R.D. Pisarski and F. Wilczek, Phys. Rev. D 29, 338 (1984).
- [3] K. Kanaya, PoS (Lattice 2010) 012 (2010).
- [4] Y. Iwasaki et al. (QC DPAX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 78, 179 (1997).

- [5] A. Ali Khan et al. (CP-PACS Collaboration), Phys. Rev. D 63, 034502 (2001).
- [6] V.G. Bornyakov et al. (QCDSF-DIK Collaboration), Phys. Rev. D 82, 014504 (2010).
- [7] B.B. Brandt, talk at Lattice 2012.
- [8] F. Burger (tmfT Collaboration), talk at Lattice 2012.
- [9] D. N3gr3di (Budapest-Wuppertal Collaboration), talk at Lattice 2012.
- [10] T. Umeda (WHOT-QCD Collaboration), talk at Lattice 2012.
- [11] S. Ejiri et al. (BNL-Bielefeld Collaboration), Phys. Rev. D 80, 094505 (2009).
- [12] O. Kaczmarek et al. (BNL-Bielefeld Collaboration), Phys. Rev. D 83, 014504 (2011).
- [13] A. Bazavov et al. (HotQCD Collaboration), Phys. Rev. D 85, 054503 (2012).
- [14] A. Bazavov et al., arXiv:1205.3535; Z. Lin (HotQCD Collaboration), talk at Lattice 2012.
- [15] H. Ohno (HotQCD Collaboration), talk at Lattice 2012.
- [16] G. Cossu (JLQCD Collaboration), talk at Lattice 2012.
- [17] S. Aoki, talk at Lattice 2012; S. Aoki, H. Fukaya and Y. Taniguchi, arXiv:1209.2061.
- [18] P. Petreczky (HotQCD Collaboration), talk at Lattice 2012.
- [19] T. Umeda et al. (WHOT-QCD Collaboration), Phys. Rev. D 85, 094508 (2012).
- [20] T. Umeda et al. (WHOT-QCD Collaboration), Phys. Rev. D 79, 051501(R) (2009).
- [21] S. Krieg (Budapest-Wuppertal Collaboration), talk at Lattice 2012.
- [22] U.M. Heller (MILC Collaboration), talk at Lattice 2012.
- [23] S. Takeda, Y. Nakamura, and X.-Y. Jin, talks at Lattice 2012.
- [24] Y. Nakagawa and S. Ejiri (WHOT-QCD Collaboration), talks at Lattice 2012;
中川義之, 「ヒストグラム法で探る有限密度格子 QCD の相構造」(この会議報告集).
- [25] S. Ejiri, Phys. Rev. D 77, 014508 (2008).
- [26] H. Saito et al. (WHOT-QCD Collaboration), Phys. Rev. D 84, 054502 (2011).
- [27] K. Nagata (XQCD-J Collaboration), talk at Lattice 2012; K. Nagata et al. (XQCD-J Collaboration), arXiv:1204.1412
- [28] T. Kimura, talk at Lattice 2012; T. Misumi, T. Kimura and A. Ohnishi, arXiv:1206.1977.
- [29] C. Allton, talk at Lattice 2012.
- [30] S.Y. Kim, talk at Lattice 2012.
- [31] F. Negro, talk at Lattice 2012; M. D'Elia, F. Negro, arXiv:1205.0538.
- [32] T. Sasaki, talk at Lattice 2012; T. Sasaki et al., Phys. Rev. D 85, 056009 (2012).