

重イオン衝突におけるクォーク物質の生成と非ガウスゆらぎの時間発展

北沢正清

大阪大学 大学院理学研究科 物理学専攻

Tv

重イオン衝突実験によりクォークグルオンプラズマを生成し、その性質を探る研究が盛んに行われている。最近、重イオン衝突実験で生成された高温物質の性質を調べるための観測量として、保存電荷ゆらぎの非ガウス性を特徴づける高次キュムラントが注目され、RHIC や LHC での観測結果が報告され始めている。本研究では、重イオン衝突で生成された高温物質中での非ガウスゆらぎの時間発展を確率論的なモデルを用いて記述し、実験で測定された保存電荷ゆらぎの物理的性質を論じる。

Quark-gluon plasma created by heavy ion collisions and time evolution of non-Gaussian fluctuations

Masakiyo Kitazawa

Department of Physics, Osaka University

Abstract

Relativistic heavy ion collision is an important experiment to explore the properties of quark-gluon plasma. Recently, higher-order cumulants of conserved charges, which characterize non-Gaussian fluctuations, acquire much interests as experimental observables to reveal the nature of quark-gluon plasma in these experiments. We investigate the time evolution of the higher-order cumulants in the hot medium created by heavy ion collisions using a stochastic model, and discuss the properties of the fluctuations observed in these experiments.

1 はじめに

我々の身の回りの物質は原子（元素）から構成されており、原子の中心に位置する原子核は、核子、すなわち陽子と中性子に分解することができる。標準模型によれば、核子は更に、クォークとグルオンと呼ばれる下部構造を持っており、核子はクォークを3個含む。ただし、クォークはこれまで単独で観測されたことがなく、このことはクォークの閉じ込め問題と呼ばれている。一方で、初期宇宙など超高温もしくは高密度の環境下では、熱運動などによりクォークが核子への閉じ込めから解放され、物質の

基本自由度として振る舞う、「クォーク・グルオン・プラズマ (QGP) 状態」が実現すると考えられている。QGP 状態は我々の宇宙の誕生直後の姿であり、宇宙の歴史を語る上で欠かせない構成要素であるほか、近年の実験的観測により臨界温度付近の QGP が著しく強く結合した強相関係であることが明らかにされたことなどを通して、最近ではその物性的性質がハドロン物理のみならず、多くの分野から注目されている。

QGP 状態は、光速近くまで加速した原子核を正面衝突させる、相対論的重イオン衝突実験により、地上で生成することができ、近年では CERN の LHC

や、BNL の RHIC などの大型加速器を用いてこのような実験が精力的に行われている。ただし、重イオン衝突実験で生成される QGP 状態の寿命はわずか 10^{-22} 秒程度であり、これらの実験で QGP の性質を詳しく調べるのはそう容易ではない。衝突で生成された QGP はその後、膨張による温度低下によりクォークが核子や中間子（ハドロン）に再び閉じ込められるハドロン相へと相転移し、ハドロンが散乱しながら時間発展する状態を経て、最終的には残ったハドロンが検出器に至る。こうして検出器に至った粒子から QGP 状態の性質を推測しなくてはならないのだが、ハドロン相中での相互作用により初期 QGP 状態の情報の多くは消失してしまうので、実験結果から QGP 状態の性質を探るためには、何らかの知恵を絞る必要がある。

重イオン衝突実験における有用な観測量として最近、バリオン数や電磁電荷等の保存電荷のバルクなゆらぎ、特にその非ガウス性を特徴づける高次キュムラントが理論的・実験的に注目され、実験的には 4 次キュムラントまでの測定が行われた [1, 2, 3, 4, 5]。後述するように、保存電荷ゆらぎは QCD の相転移や QGP・ハドロン状態の相違に応じて特徴的に振る舞うことが知られており [3, 4, 6]、平衡状態の物質の性質を特徴づける有用な物理量である。この性質を利用して、QCD 相図上に存在すると思われる QCD 臨界点を探索することや、QGP への相転移を検証するための提案が過去に数多くなされてきた。

ただし、過去に行われたこのような議論の多くでは、高温物質の時間発展のある瞬間に熱平衡状態が実現し、そこでのゆらぎが実験で観測されるという暗黙の仮定が置かれていた。しかし、実験で観測されるゆらぎは QGP 状態で生成した後、ハドロン相での相互作用を経てダイナミカルに決まる、本質的に非平衡なものである。従って、実験での測定結果を正しく理解するためには、平衡状態でのゆらぎの性質に加え、高温物質の時間発展の過程において、ゆらぎがどのように時間発展するかという問題を理解しなくてはならない。このような問題は、ガウスゆらぎ、すなわち 2 次キュムラントに関しては前から研究が行われており [6, 7]、最近 LHC で観測された電磁電荷の 2 次ゆらぎがこれらと定性的に整合する結果を報告している [1]。ところが、ゆらぎの非ガウス性を特徴づける 3 次以上のキュムラントに関しては、これまでのところ定性的な解析すらなされていなかった。本研究では、確率論的な枠組みを

用いてハドロン相中での非ガウスゆらぎの時間発展を考察し、実験結果と比較することで、重イオン衝突実験での観測値から高温物質の初期状態、およびハドロン相中における非ガウスゆらぎの散逸の様相を論じることを試みる [5]。

2 重イオン衝突と保存電荷ゆらぎ

ここでまず、本研究で保存電荷ゆらぎと呼ぶものの具体的な意味と、その観測方法について簡単に述べておく。

まず、本研究が対象とするゆらぎとは、重イオン衝突の各衝突イベントごとに、検出器のある領域に到達する保存電荷数の、イベントごとのゆらぎのことを意味する。この測定において、衝突係数など衝突イベントの幾何学的条件を揃えておけば、実験が観測するのは大雑把に言って、同一の初期条件から時間発展を開始し、一定の時刻が経過した後の系が持つゆらぎだと考えることができる。保存電荷の場合、衝突で生成される全粒子を観測すれば粒子数は常に初期条件と同一でありゆらぎはゼロだが、終状態の部分体積を観測すれば、その結果は衝突イベントごとにゆらぐことができる。このようにして、通常のガウスゆらぎに加え、非ガウス性を特徴づける高次キュムラントをも測定することができる。実際、RHIC の衝突実験では、電磁電荷および陽子数の高次キュムラントが 4 次まで解析されている [2]。また、検出器の幾何学的条件が許す範囲で粒子数を測定する領域は可変であり、キュムラントを領域の大きさの関数として測定することも可能である。このような測定は LHC において最近、電磁電荷ガウスゆらぎについて行われた [1]。

こうして実験的に得られるキュムラントの値は、ハドロン相での散乱が十分に行われれば、ハドロン相の熱平衡値に漸近する。このとき特に、ゆらぎを観測する領域が全系と比べて十分小さければ、ゆらぎは大正準集団のそれと一致する。一方、これまでに得られた実験結果によると、重イオン衝突終状態のキュムラントはハドロン相での熱平衡値より抑制される傾向にある [1, 2]。すなわち、重イオン衝突終状態のゆらぎはハドロン相での熱平衡値には至っていない。この非平衡性ゆえに、この物理量から QGP の性質を探ることができるのである。

平衡状態におけるハドロン相および QGP の、単位体積あたりの保存電荷ゆらぎの大きさを比較すると、後者の方が前者より小さく、しかも高次キュム

ラントほど相違が顕著である。このことは、保存電荷の一つであるバリオン数ゆらぎについては、以下のようにポアソン分布の性質を使うだけで直感的に理解できる。まず、ハドロン相において、ハドロンが自由古典粒子と見なせるものとする。このとき、自由古典粒子の大正準集団でのゆらぎはポアソン分布であり、この分布のキュムラントは全て期待値に等しいことを用いると、ある体積に含まれるバリオン数 N_B のキュムラントは

$$\langle N_B^n \rangle_c = \langle N_B \rangle^n, \quad (1)$$

を満たすことが分かる。ただしここで、 $\langle N^n \rangle_c$ は N の n 次キュムラント。一方、QGP 状態がやはり自由古典粒子と見なせるクォークから構成されていると思えば、クォーク数 N_q のキュムラントについても同様な関係が成立する：

$$\langle N_q^n \rangle_c = \langle N_q \rangle^n. \quad (2)$$

ここで、バリオンは3個のクォークからできていることを思い出すと $N_q = 3N_B$ なので、これを式(2)に代入すると、QGP 状態において

$$\langle N_B^n \rangle_c = \left(\frac{1}{3}\right)^{n-1} \langle N_B \rangle^n, \quad (3)$$

が成立する。これをハドロン相での数値(1)と比較すると、QGP 状態の方が単位粒子あたりの高次キュムラントが抑制されることが容易に読み取れる。

以上の議論は定性的なものであるが、高次ゆらぎの振る舞いに関する本質を捉えている。粒子の運動の相対論性は、この議論に影響を及ぼさない。実際、格子QCD数値シミュレーションの結果もこのような振る舞いを定性的に再現している。ただし、上の議論では保存電荷であるバリオン数が本当は粒子数から反粒子数を引いたものであることを無視しており、このことを考慮すると上の議論は若干修正される。

このように、熱平衡化したQGP状態の保存電荷キュムラントはハドロン相での値より小さい。従って、実験が観測したキュムラントの減少も、QGP 状態で生成された小さなゆらぎがハドロン相で完全に熱平衡化せずに生き残った結果と思うのが自然である。以下では、このような描像に基づき、QGP からハドロン相への相転移が起こった直後には小さかった高次キュムラントが、ハドロン相中でどのように熱平衡値に接近するかを論じることとする[5]。

3 拡散マスター方程式

重イオン衝突では、衝突ビーム軸方向に取った座標軸（正確には擬ラピデティ）のある範囲に存在するの粒子数の測定がよく行われる。以下では、このような実験を考察するために1次元系での議論を行うが、多次元への拡張は容易である。

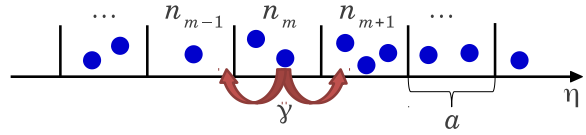


図1: 拡散マスター方程式(4)に従う系の概念図。

本研究では、ハドロン相中での保存電荷拡散の問題を、以下のようなシンプルなモデルで考察する。まず、一次元空間を長さ a の離散的なセルに分割し、整数 m でラベルされる各セルには n_m 個の粒子が入っているとす。次に、各セルの粒子は単位時間あたり一定の確率 γ で隣接するセルに移動するとす。このとき、各セルの粒子数が時刻 t において $\mathbf{n} = (\dots, n_m, n_{m+1}, \dots)$ である確率 $P(\mathbf{n}, t)$ の時間発展は、拡散マスター方程式

$$\partial_t P(\mathbf{n}, t) = \gamma \sum_m [(n_m + 1) \{P(\mathbf{n} + \mathbf{e}_m - \mathbf{e}_{m+1}, t) + P(\mathbf{n} + \mathbf{e}_m - \mathbf{e}_{m-1}, t)\} - 2n_m P(\mathbf{n}, t)], \quad (4)$$

に従う。ただし \mathbf{e}_m は、 m 成分のみ1で他は全てゼロのベクトル。以下では、この方程式を解析的に解いた上で $a \rightarrow 0$ の連続極限を取る。この極限において、粒子数分布の期待値は拡散係数 $D = \gamma a^2$ の拡散方程式に従うほか、粒子数のガウスゆらぎは確率論的拡散方程式[8]と同様な時間発展をする[5]。また、この極限で各粒子は互いに無相関なブラウン粒子として振る舞うが、このような振る舞いはハドロン相中の核子の運動としておよそ正当化できる。以下では、ある結合した区間のセルに含まれる粒子数

$$Q = \sum_{m=m_{\min}}^{m=m_{\max}} n_m \quad (5)$$

の高次キュムラントの時間発展を、連続極限を取った上で考察する。十分時間が経過した後に、各粒子がこの領域内に存在する確率は無相関かつ一定となるので、熱平衡状態において Q のゆらぎはポアソン分布となるが、これは式(1)と整合する。

なお、連続極限を取る際に、各セルの粒子数が十分多く連続変数とみなせるという近似を行うと、熱平衡状態での Q のゆらぎはガウス型となり、高次キュムラントを記述することができない [8, 5]。また、通常確率論的拡散方程式では3次以上のキュムラントは平衡状態でゼロとなることに注意しておく。

4 結果

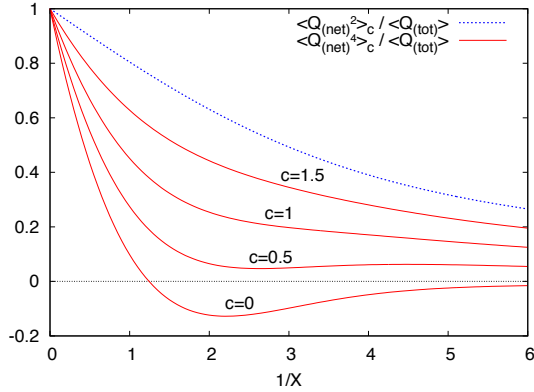


図 2: 保存電荷のネット粒子数 $Q_{(\text{net})}$ の 2 次および 4 次キュムラント [5]。横軸は、時刻 t と粒子を数える領域 Δ で与えられる量 $1/X = \Delta/\sqrt{Dt}$ 。

前述のように、ハドロン状態への相転移直後のゆらぎは熱平衡値と比べて抑制されている。ここでは、この小さなゆらぎが式 (4) に従い熱平衡に接近する様相を考察する。また、バリオン数は粒子数から反粒子数を引いたものであるため、以下ではこの量 $Q_{(\text{net})} = Q_{\text{粒子}} - Q_{\text{反粒子}}$ を考える。

図 2 に、初期時刻において保存電荷ゆらぎが存在しなかった場合の、 $Q_{(\text{net})}$ の 2 次および 4 次キュムラントの振る舞いを示す [5]。この初期条件下では、キュムラントの時刻 t と粒子を数える領域の長さ Δ への依存性は一つの無次元パラメータ $1/X = \Delta/\sqrt{Dt}$ で表されるので、このパラメータを横軸として採用してある。従って図 2 は、 t を固定したときのキュムラントの Δ 依存性を示したものと見ることができ、反対に Δ を固定した場合の $1/t$ への依存性でもある。また、 c は初期状態を特徴づける、保存則のみでは決められないパラメータである [5]。

重イオン衝突実験では、大雑把に言っている (固有) 時刻 t における、あるラピデティ領域 $\Delta\eta$ に含まれる粒子数のゆらぎが観測される。従って、図 2 の $1/X$ 依存性は、実験が観測するキュムラントの $\Delta\eta$ 依存性と直接対応しており、文献 [1] などの実験

結果と直接比較し、物理的意味を論じることができ。図 2 によると、2 次キュムラントは $1/X$ の増大とともに単調に減少していくが、この結果は最近 ALICE で観測された電磁電荷ゆらぎの $\Delta\eta$ 依存性 [1] と整合する。一方、4 次キュムラントは広いパラメータ領域に渡って 2 次ゆらぎよりも小さい値を持つ。4 次ゆらぎの $\Delta\eta$ 依存性はまだ観測されていないが、本研究で得られた 4 次ゆらぎが 2 次より抑制されるという結果が、今後実験的に検証されることが望まれる。なお、図 2 では初期ゆらぎが存在しない場合の結果を示したが、式 (4) が解析的に解かれているので任意の初期状態に対する表式が解析的に与えられることに注意しておく [5]。

また図 2 からは、 $1/X$ の関数としての 4 次キュムラントが、単調減少でない振る舞いをしたり負になり得るなど、初期条件に依存して特徴的な振る舞いをすることが読み取れる。従って、これらの結果と、実験で得られるキュムラントの $\Delta\eta$ 依存性を比較することで、QGP 状態の性質、およびハドロン相中における拡散過程への知見が得られることが見込まれる。このように、高次キュムラントの $\Delta\eta$ 依存性は非常に興味深く重要な観測量であり、今後これらの量の実験的測定が進むことで、重イオン衝突全体のダイナミクスの理解が深まることが期待される。

参考文献

- [1] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, 152301 (2013).
- [2] L. Adamczyk, *et al.* [STAR Collaboration], arXiv:1309.5681 [nucl-ex].
- [3] V. Koch, arXiv:0810.2520 [nucl-th].
- [4] M. Asakawa, S. Ejiri, and M. Kitazawa, Phys. Rev. Lett. **103**, 262301 (2009).
- [5] M. Kitazawa, M. Asakawa, H. Ono, arXiv:1307.2978 [nucl-th].
- [6] M. Asakawa, U. W. Heinz, and B. Müller, Phys. Rev. Lett. **85**, 2072 (2000). S. Jeon and V. Koch, Phys. Rev. Lett. **85**, 2076 (2000).
- [7] E. V. Shuryak and M. A. Stephanov, Phys. Rev. C **63**, 064903 (2001).
- [8] C. Gardiner, *Stochastic Methods*, (Springer, 2009).