

# カイラル磁気・分離効果を含む相対論的流体模型

本郷 優<sup>A,B,C</sup>, 広野 雄士<sup>A,B,C</sup>, 平野 哲文<sup>C</sup>

東京大学理学系研究科物理学専攻<sup>A</sup>, 理化学研究所仁科センター<sup>B</sup>, 上智大学理工学部<sup>C</sup>

電荷を持ったカイラルフェルミオンと電磁場が存在する系では、量子異常に起因してカイラル磁気効果 (Chiral Magnetic Effect, CME)・カイラル分離効果 (Chiral Separation Effect, CSE) などの散逸を伴わない輸送現象が現れる。相対論的重イオン衝突実験において生成されるクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) ではこれらの効果により磁場方向への電荷の輸送が生じていると考えられる。本研究では、CME/CSE の両効果を含んだ相対論的流体力学 (anomalous hydrodynamics) の数値シミュレーションを行い、重イオン衝突実験におけるこれらの輸送現象の寄与を評価する。とくに、CME/CSE の実験的シグナルとして近年提案された電荷依存した楕円フロー  $v_2^{\pm}$  について、電荷非対称性がないときの差がシグナルとなりうることを示す。

## 1 はじめに

近年になって量子異常の大局的な現れとして磁場と渦度に比例するカレントの存在 (カイラル磁気効果, カイラル分離効果, カイラル渦効果) が提案された [1]。また、カイラル磁気効果 (CME) とカイラル分離効果 (CSE) の両者が生じる系では磁場と同じ (逆の) 方向に沿って右 (左) 巻きの電荷が伝搬していくというカイラル磁気波 (Chiral Magnetic Wave, CMW) という励起の存在も予言された [2, 3]。

これらの量子異常に起因した輸送現象を記述する低エネルギーの有効理論 anomalous hydrodynamics がある [1]。Anomalous hydrodynamics の基礎方程式は以下の (非) 保存則,

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = eF^{\nu\lambda}j_\lambda, \quad \partial_\mu j^\mu = 0, \quad \partial j_5^\mu = -CE^\mu B_\mu \quad (1)$$

と、カレントの式

$$j^\mu = nu^\mu + \kappa_B B^\mu + \kappa_\omega \omega^\mu, \quad j_5^\mu = n_5 u^\mu + \xi_B B^\mu + \xi_\omega \omega^\mu \quad (2)$$

である。ここで、電磁場は外場として扱い、 $j^\mu, j_5^\mu$  は電流、軸性電流を、 $E^\mu, B^\mu, \omega^\mu$  は電磁場と渦度の 4 元ベクトルを表す。また、 $e$  は素電荷を表し、その他の記号は標準的な定義に従っている。それぞれ、磁場に比例する電流・軸性電流、つまり CME/CSE と渦度に比例するカイラル渦効果が現れている。磁気電流と渦電流の輸送係数は平衡状態の熱力学量

$$e\kappa_B = C\mu_5 \left(1 - \frac{\mu_5 n_5}{\epsilon + p}\right), \quad e^2 \kappa_\omega = 2C\mu\mu_5 \left(1 - \frac{\mu n}{\epsilon + p}\right), \quad (3)$$

$$e\xi_B = C\mu \left(1 - \frac{\mu n}{\epsilon + p}\right), \quad e^2 \xi_\omega = \mu^2 \left(1 - \frac{2\mu_5 n_5}{\epsilon + p}\right) \quad (4)$$

によって記述される。ここで、 $\mu, \mu_5$  はそれぞれ電荷・軸性電荷に関する化学ポテンシャルを表す。

## 2 重イオン衝突に対する anomalous hydrodynamics の適用

高エネルギー重イオン衝突によって生成される QGP 中には、ほぼ光速に加速された陽子によって極めて強い電磁場が形成されると考えられている。そのため、実験で生成される QGP は CME/CSE のような量子異常に起因する輸送現象が実際に生じることが期待される物理系である。しかし、これらを記述する実験結果と比較可能な定量的計算がないため、現在ではまだこれらの特異な輸送現象の確証は得られていない。本研究では CME/CSE のみを考慮した anomalous hydrodynamics を用いて高エネルギー重イオン衝突実験で生成される QGP を記述し、その数値シミュレーションにより、膨張する QGP 中でのカイラル磁気波の伝搬の確認と、その実験的シグナルへの示唆が得られた [4]。

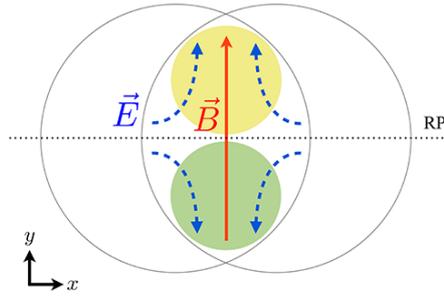


図 1: 非中心重イオン衝突における, ビーム軸に垂直な平面内の電磁場の典型的な配位. 2つの円が原子核, 実線の矢印が磁場, 破線の矢印が電場を表している. このとき, 反応平面 (RP) の上下で電磁場の内積  $\vec{E} \cdot \vec{B}$  が正負になる.

### 膨張する QGP 中のカイラル磁気波の伝搬

非中心衝突での電磁場の典型的配位が図 1 に示してある. これを考慮して電磁場を外場として

$$eB_y(\vec{r}, t) = eB_0 \exp\left(-\frac{r_z^2}{2\sigma_{EB}^2} - \frac{t}{\tau_B}\right), \quad eE_y(\vec{r}, t) = eE_0 \times y \exp\left(-\frac{r_z^2}{2\sigma_{EB}^2} - \frac{t}{\tau_E}\right) \quad (5)$$

と与える. ここで電磁場の大きさは重イオン衝突で生じる典型的な大きさ  $eB_0 = 0.08 \text{ GeV}^2 \simeq (2m_\pi)^2$ ,  $eE_0 = 0.02 \text{ GeV}^2 \simeq m_\pi^2$  とし,  $r_z = \sqrt{x^2 + y^2 + (2z)^2}$ ,  $\sigma_{EB} = 4.0 \text{ fm}$  とした. また, 初期条件は非中心衝突のアーモンド型の分布を再現するよう次のように与えた.

$$T(\vec{r}, t = 0) = T_0 \exp\left(-\frac{r_y^2}{2\sigma_T^2}\right), \quad \mu(\vec{r}, t = 0) = \mu_0 \exp\left(-\frac{r_y^2}{2\sigma_\mu^2}\right) \quad (6)$$

ここで,  $\sigma_T = \sigma_\mu = 5.0 \text{ fm}$  とし, 温度は RHIC や LHC で実現されている  $T_0 = 0.3 \text{ GeV}$  とした. 化学ポテンシャルの大きさは, 初期の正味の電荷のゆらぎを表すパラメーターとして  $0.0 \text{ GeV}$  から  $0.01 \text{ GeV}$  の値に設定した. また, 状態方程式は理想気体のものを用いた.

上記の設定において, 初期に電荷がない場合 ( $\mu_0 = 0 \text{ GeV}$  とした場合) について  $t = 6.0 \text{ fm}$  まで時間発展させた後の電荷分布を図 2 に示す. 初期に電荷がないときであっても量子異常による軸性電荷のわき出しが原因となって CMW が誘起され, 軸性電荷は二重極の変形, 電荷分布は四重極の変形をすることがわかる.

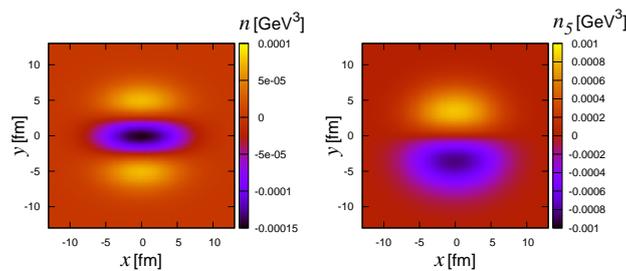


図 2: 時刻  $t = 6 \text{ fm}$  における電荷 (左図) と軸性電荷 (右図) の分布を磁場に平行な平面 ( $z = 0$  平面) でプロットしたもの. 量子異常による軸性電荷のわき出しと CMW の効果により, 初期に電荷がないときでも電荷 (軸性電荷) は四重極 (二重極) 的な変形をする.

## 実験的シグナルに対する示唆—電荷非対称な楕円フロー

上記の計算から得られた  $t = 6.0$  fm の温度、化学ポテンシャルの分布を用いて Cooper-Frye 公式を用いて粒子化を行った。その結果から電荷ごとの粒子の楕円フロー  $v_2^\pm$  を求め、それらの差  $\Delta v_2^\pm$  を正味の電荷の非対称性  $A_\pm = \frac{\bar{N}_+ - \bar{N}_-}{\bar{N}_+ + \bar{N}_-}$  についてプロットした結果が図 3 である。このとき、

$$\Delta v_2^\pm = 2r_e A_\pm + \Delta v_2^\pm(A_\pm = 0) \quad (7)$$

と  $A_\pm$  に対して  $\Delta v_2^\pm$  が比例していることがわかる。近年になってこの傾き  $r_e$  が CMW のシグナルとして提案されていたが [3],  $r_e$  は量子異常の寄与がない場合 (図の実線) と量子異常の寄与がある場合 (図の破線と点線) で変わらない。一方、その切片  $\Delta v_2^\pm(A_\pm = 0)$  は量子異常の有無、そして電磁場の持続時間によって異なることがわかる。以上より量子異常に起因する輸送現象 (CME/CSE) のシグナルとして切片  $\Delta v_2^\pm(A_\pm = 0)$  が有用であることがわかった。

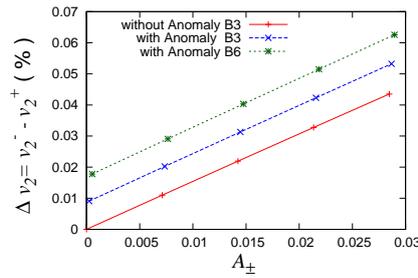


図 3: 楕円フローの電荷非対称性の  $\Delta v_2^\pm \equiv v_2^- - v_2^+$  電荷の非対称性  $A_\pm$  に対するプロット。実線は量子異常の寄与がないとき ( $C = 0$  のとき) の計算結果、破線と点線は量子異常の寄与があるときの計算結果で電磁場の持続時間をそれぞれ  $(\tau_B, \tau_E) = (3.0 \text{ fm}, 1.0 \text{ fm})$ ,  $(\tau_B, \tau_E) = (6.0 \text{ fm}, 1.0 \text{ fm})$  としたものの。それぞれのドットは初期の電荷の化学ポテンシャル  $\mu_0$  を  $0.0 \text{ GeV}$  to  $0.01 \text{ GeV}$  とした。どの計算結果も  $\Delta v_2^\pm$  は  $A_\pm$  に比例していて傾きはほとんど変わらないが、切片  $\Delta v_2^\pm(A_\pm = 0)$  の値は異なる。

## 3 まとめと今後の展望

本研究では量子異常に起因した輸送現象 (CME/CSE) を記述する相対論的流体力学 (anomalous hydrodynamics) の数値シミュレーションを行った。その結果から、膨張している QGP 中での CMW の伝搬を確認し、その実験的なシグナルに関する示唆を得た。今後の展望として、重イオン衝突の現実的なセットアップにあわせた数値計算を行い、CME/CSE の定量的な検証を行うことを考えている。

## 参考文献

- [1] D. T. Son and P. Surowka, Phys. Rev. Lett. **103**, 191601 (2009) [arXiv:0906.5044 [hep-th]].
- [2] D. E. Kharzeev and H. -U. Yee, Phys. Rev. D **83**, 085007 (2011) [arXiv:1012.6026 [hep-th]].
- [3] Y. Burnier, D. E. Kharzeev, J. Liao, and H. -U. Yee, Phys. Rev. Lett. **107**, 052303 (2011) [arXiv:1103.1307 [hep-ph]].
- [4] M. Hongo, Y. Hirono and T. Hirano, arXiv:1309.2823 [nucl-th].