

KEK研究会「原子核・ハドロン物理の課題と将来」

縦方向に膨張する電磁場からの粒子生成

～ 高エネルギー重イオン衝突におけるQGP生成過程の理解を目指して～

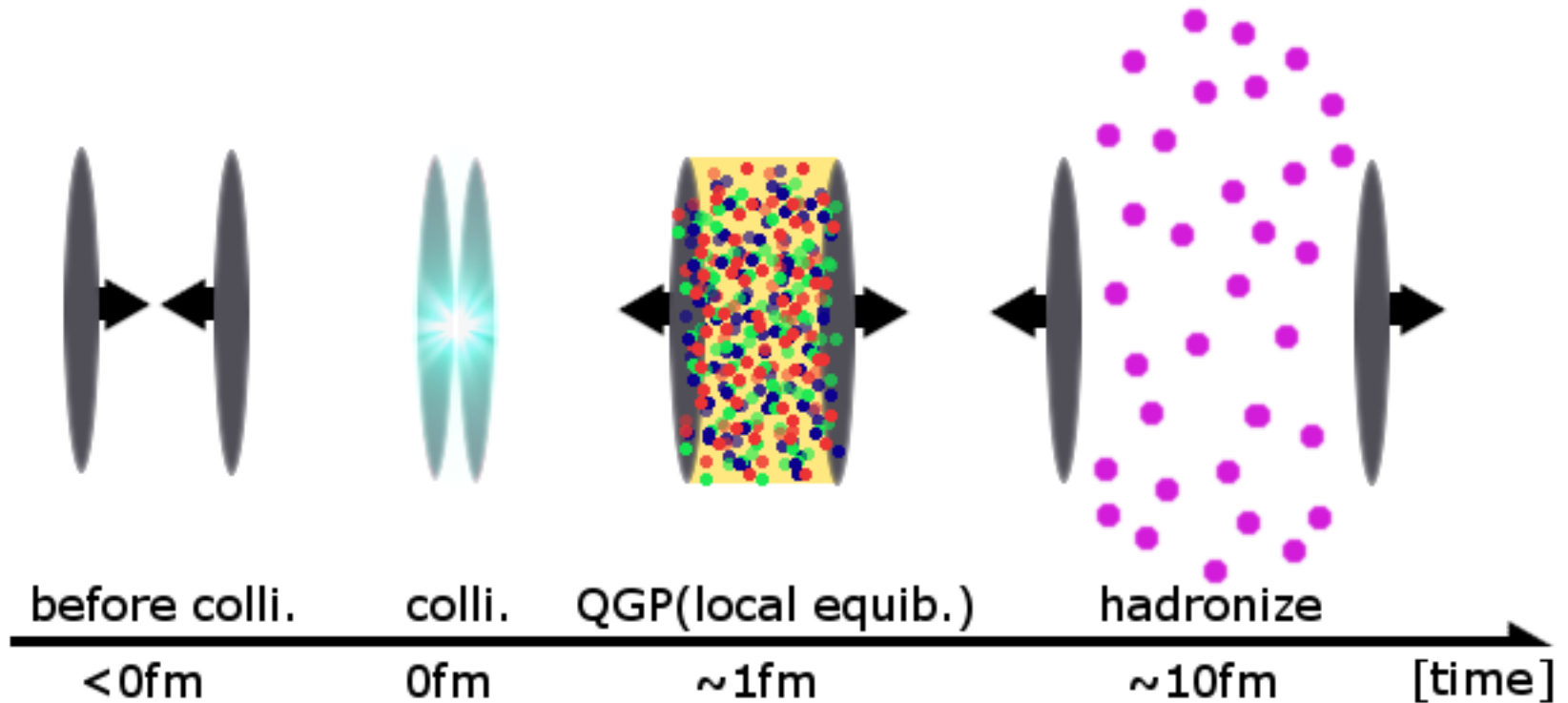
田屋 英俊 (東京大学)

Q.

高エネルギー重イオン衝突における「**QGP生成過程**」とは、
どういう問題か？

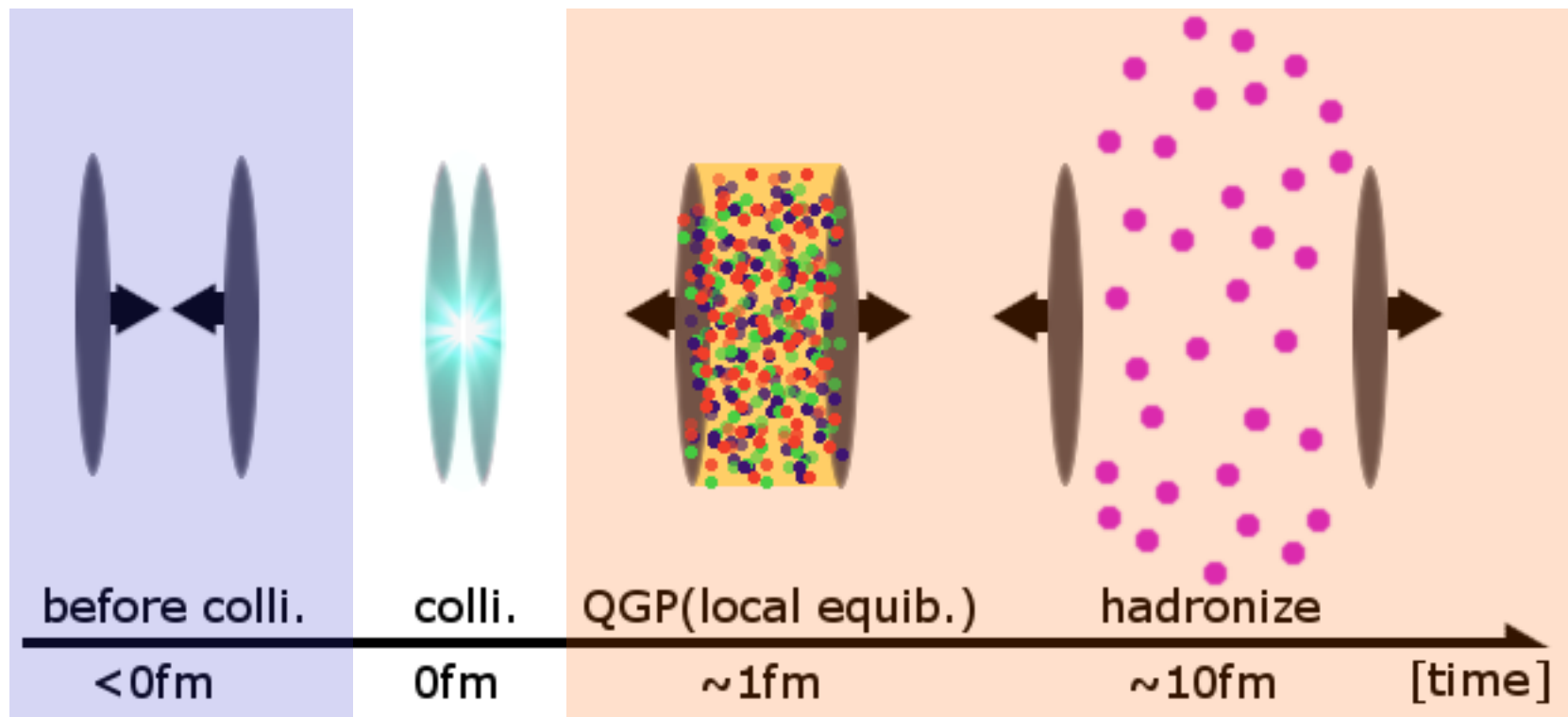
高エネルギー重イオン衝突の概観

導入 → 理論 → 結果 → まとめ



高エネルギー重イオン衝突の概観

導入 → 理論 → 結果 → まとめ



「衝突直前」と「QGP生成以降」は「標準模型」が確立しつつある

実験： DIS, pA衝突

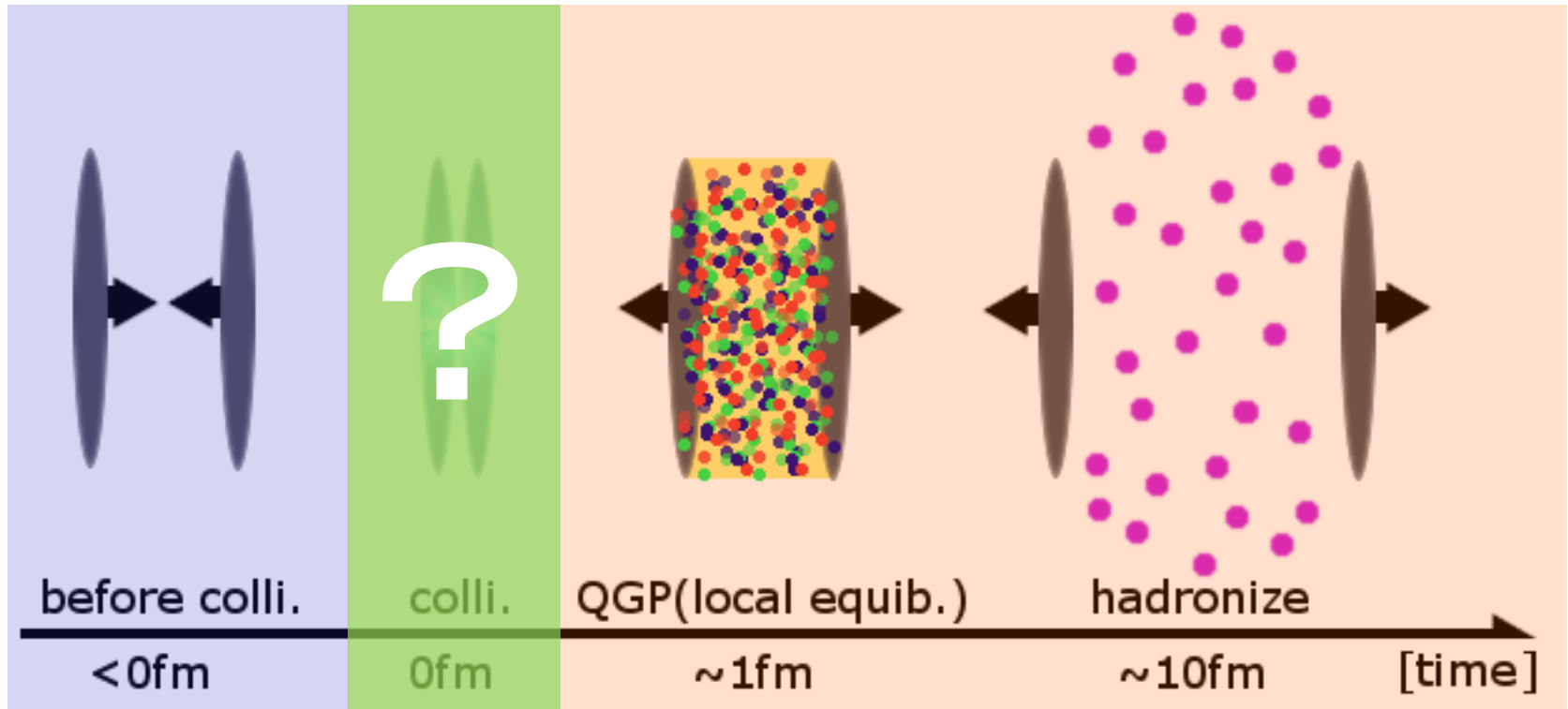
実験： AA衝突 (cf. jet quenching, flow ...)

理論： pQCD (CGC有効理論)

理論： 流体模型 + ハドロン輸送模型

高エネルギー重イオン衝突の概観

導入 → 理論 → 結果 → まとめ



QGP生成過程は(精力的な研究にも関わらず) **十分な理解がない**

Gelis, Epelbaum, Berges, Scheffler, Sexty, Schlichting, Venugopalan, Lappi, Kurkela, Romatschke ...

- ? 大量のクォーク・グルーオン粒子はどのように生成されるのか?
- ? それら大量の粒子は、いかに熱化して流体的なQGPになるのか?

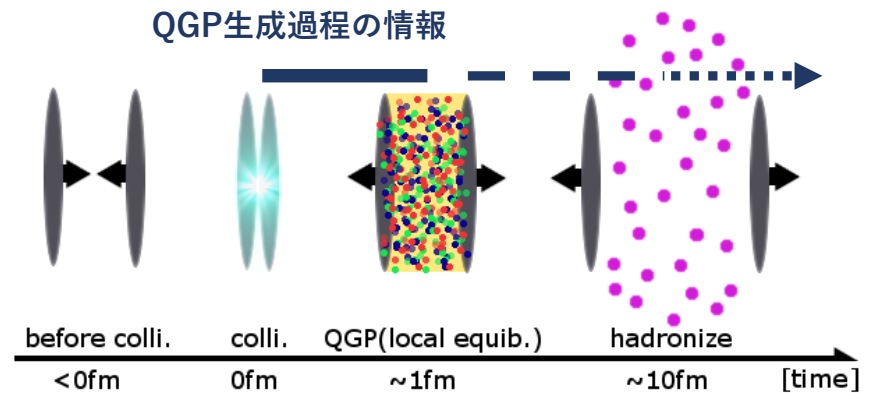
福嶋, 板倉, 藤井, 岩崎, 丹治, 筒井, 築地 ...

QGP生成過程の困難

導入 → 理論 → 結果 → まとめ

① QCDの(とても)非平衡な過程

② 実験的な情報がほとんどない



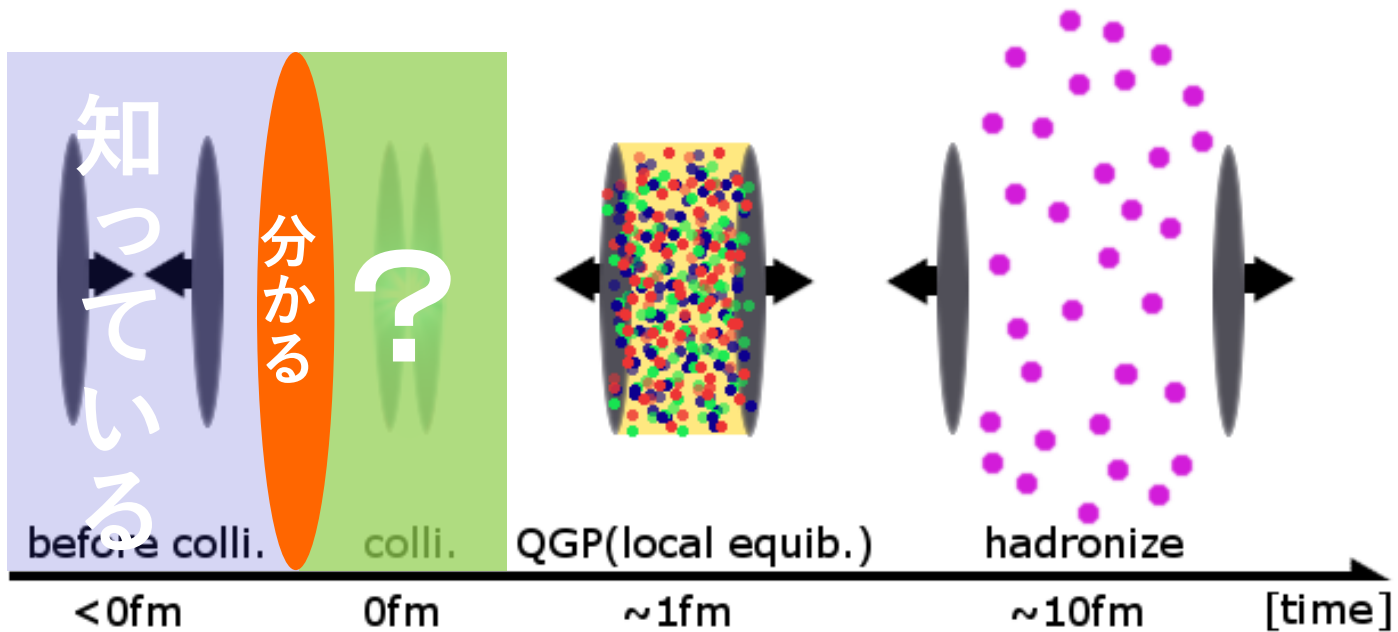
③ 「早いQGP生成」の理論的な説明ができていない

- ▶ 実験結果の現象論的解析は、**1fm/c**程度という非常に早い時間でのQGP生成を好む

例) とても素朴に Boltzman eq. を適用すると、 $\tau \sim \alpha_S^{-13/5} Q_S^{-1} \sim 4 - 5 \text{ fm/c}$

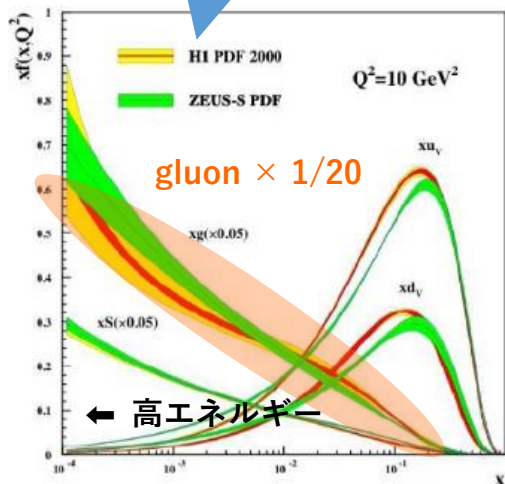
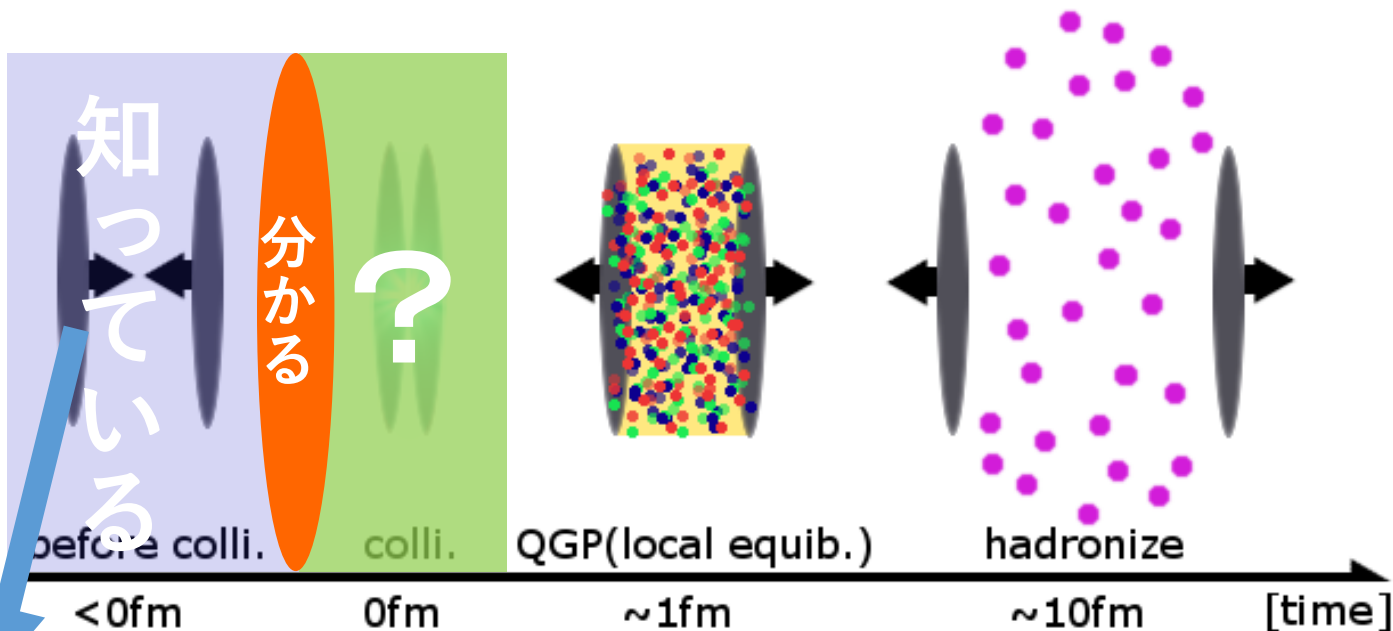
QGP生成過程で「わかっていること」

導入 → 理論 → 結果 → まとめ



QGP生成過程で「わかっていること」

導入 → 理論 → 結果 → まとめ



- ▶ 衝突直前の高エネルギー重イオンは、グルーオンが密に詰まった状態

衝突前の重イオンは、(密に詰まったグルーオン由来の) 大きなカラー電荷を持った、“カラー極板”と見なせる



衝突直後の「強いカラー電磁場」

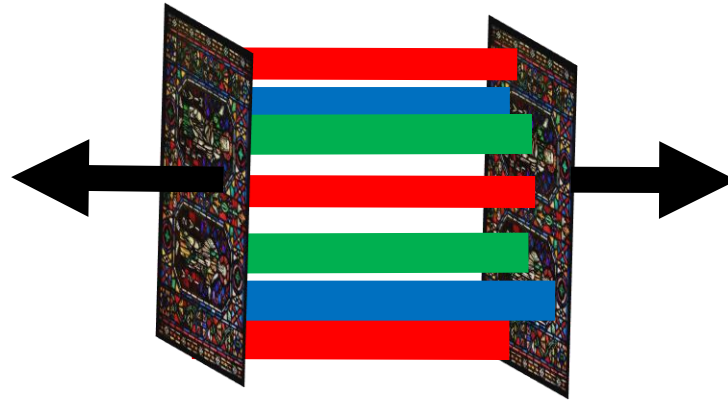
導入 → 理論 → 結果 → まとめ



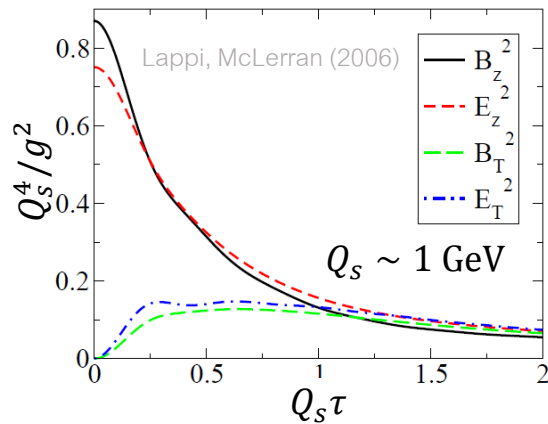
重イオンの衝突直後の系 \simeq 互いに遠ざかるカラーコンデンサー

衝突直後の「強いカラー電磁場」

導入 → 理論 → 結果 → まとめ



重イオンの衝突直後の系 \simeq 互いに遠ざかるカラーコンデンサー



ガウスの法則 $\begin{cases} \nabla_i E_i = \rho_E \\ \nabla_i B_i = \rho_M \end{cases}$

縦に膨張する、強いカラー電磁場

Q.

高エネルギー重イオン衝突における「**QGP生成過程**」
とは、**どういう問題か？**

A.

QGP生成過程の理解とは、衝突直後の系を特徴づける
縦方向に膨張するカラー電磁場 からの

- 1. クォーク・グルーオン粒子の生成**
- 2. その後の熱化機構**

を理解する問題である

今日の話

導入 → 理論 → 結果 → まとめ

縦方向に膨張するカラー電磁場からの 「クォーク・グルーオン粒子生成」

従来の研究

- × 電磁場が膨張していない
- × (非膨張系の)一様定常電場でしか成り立たない粒子生成率の公式(Schwingerの公式)を仮定

最近の進展

- 膨張系の場の理論的取扱いの進展 スカラー粒子: Sommerfeld (1974); Tanji (2013)
フェルミオン: Mihaila et al. (2006); Tanji, Gelis (2015)
- 時間依存する電磁場下での粒子生成の理論的枠組みの発展

Tanji; Schmidt, Blashke, Smolyansky ...; Kluger, Cooper, Mottola, Eisenberg ...

状況設定と簡単化

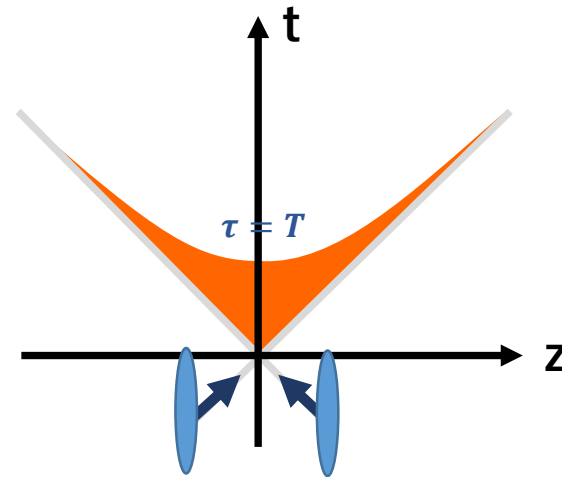
導入 → 理論 → 結果 → まとめ

- カラー $N_c = 3$ 、フレーバー $N_f = 3$ (massless $m = 0$)のQCD
- 衝突直後のカラー電磁場を「縦方向に膨張する、空間一様な寿命 T のカラー電場」でモデル

$$E = \begin{cases} \mathbf{0} & (\tau < 0, \tau > T) \\ E_0 & (0 < \tau < T) \end{cases}$$

$$B = 0$$

E_0 は衝突エネルギーなどで決まり、
だいたい $gE_0 \sim Q_s^2 \sim 1 \text{ GeV}^2$



$$\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$$
$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{t+z}{t-z} \right]$$

- 生成粒子間の衝突や、元々の電磁場への遮蔽効果は無視 ($gE_0 \neq 0, g \rightarrow 0$ の極限)

× 今回は「粒子生成」のみに注目する。熱化については、何も言えない。

計算の(ざっくりとした)概要

導入 → 理論 → 結果 → まとめ

外場との相互作用を非摂動的に含む正準量子化

運動方程式: $0 = (i\not{\partial} - m - g\phi)\hat{\psi}$

モード展開: $\hat{\psi} = \sum_s \int d^3p [+\psi_{p,s}^{as} \hat{a}_{p,s}^{as} + -\psi_{p,s}^{as} \hat{b}_{p,s}^{as\dagger}]$ (as = in-/out-state)

EoMを外場を含めて非摂動的に解いた正/負振動解

as=in/outの違い: inのモード関数 or 演算子は、outのそれが混ざった(Bogoliubov変換)になる。

$$\begin{pmatrix} +\psi_{p,s}^{\text{out}} \\ -\psi_{p,s}^{\text{out}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_p^* & \beta_p^* \\ -\beta_p & \alpha_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} +\psi_{p,s}^{\text{in}} \\ -\psi_{p,s}^{\text{in}} \end{pmatrix}$$

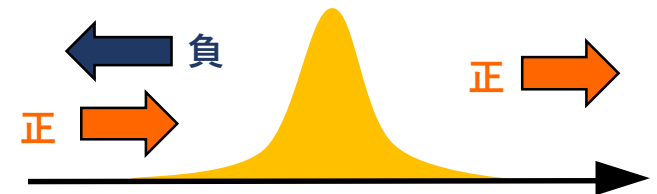
$$\begin{aligned} \hat{a}^{as} &= (+\psi^{as}, \hat{\psi}) \\ \hat{b}^{as} &= (-\psi^{as}, \hat{\psi}) \end{aligned}$$

$$\begin{pmatrix} \hat{a}_{p,s}^{\text{out}} \\ \hat{b}_{-p,s}^{\text{out}\dagger} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_p & \beta_p \\ -\beta_p^* & \alpha_p^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{a}_{p,s}^{\text{in}} \\ \hat{b}_{-p,s}^{\text{in}\dagger} \end{pmatrix}$$

アナロジー: 1次元のポテンシャル散乱

in: 正/負のmix

out: 正だけ

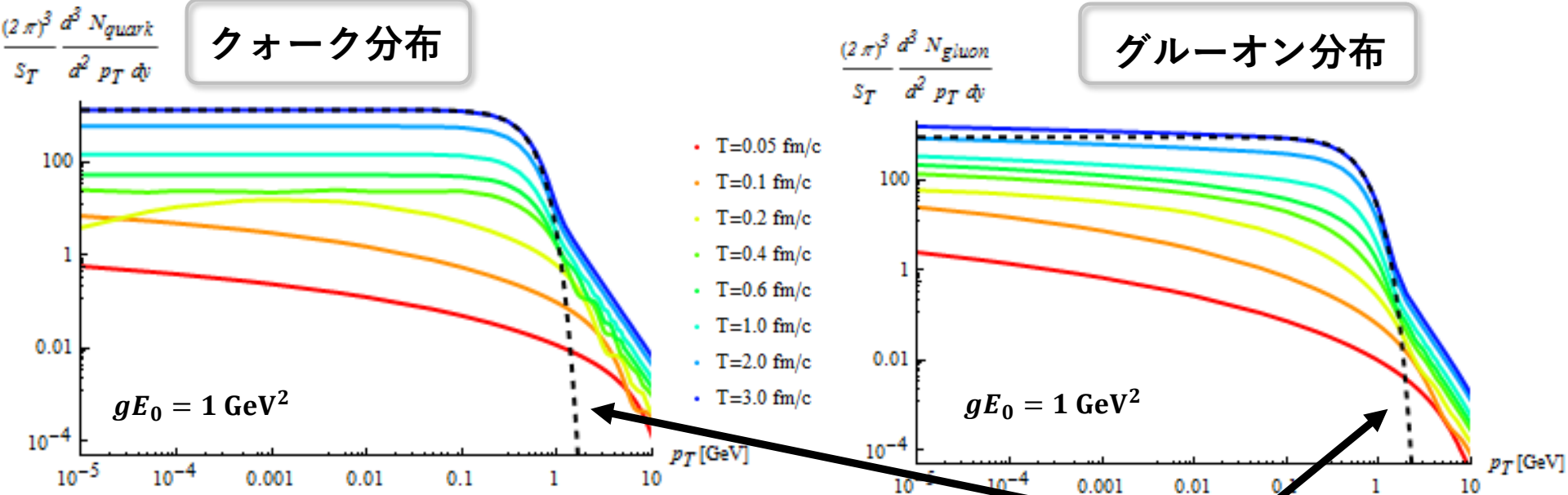


n の公式: $\langle \text{vac}; \text{in} | \hat{n}_{\text{out}} | \text{vac}; \text{in} \rangle \equiv \langle \text{vac}; \text{in} | \hat{a}_{p,s}^{\text{out}\dagger} \hat{a}_{p,s}^{\text{out}} | \text{vac}; \text{in} \rangle = \frac{(2\pi)^3}{V} = |\beta_p|^2$

▶ 粒子分布の公式を求めることは、EoMを解くことに帰着。

粒子の横分布 $d^3N/dydp_T^2$

導入 → 理論 → 結果 → まとめ

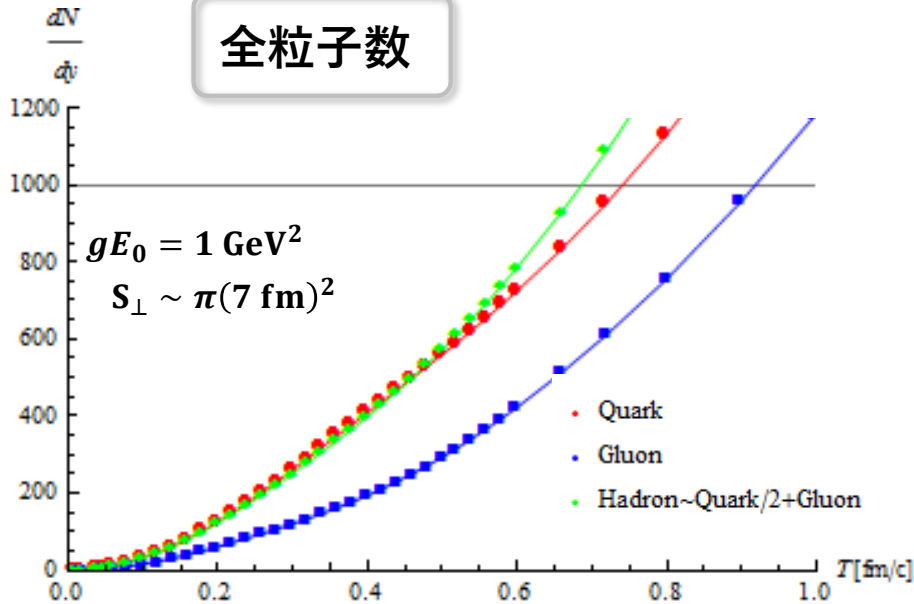


- Tが長い(≥ 1 fm/c)とき、粒子分布は、一様定常電場の結果(Schwingerの公式)に漸近してゆく。
- Tが短い(≤ 1 fm/c)とき、電場がその時間依存性からハードな振動数を持つので、粒子分布は、(比較的)ハードな分布を示す。
- グルーオンはボソンだから、Pauli原理で守られていないので、クォーク(フェルミオン)の分布と比べ、ソフトな粒子が多く生成される。

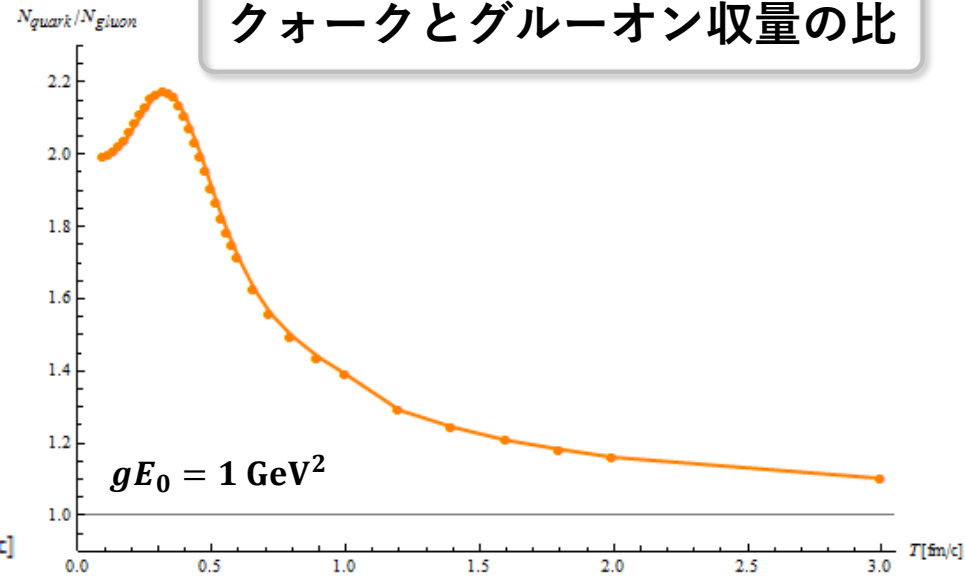
全粒子数 dN/dy

導入 → 理論 → 結果 → まとめ

全粒子数



クォークとグルーオン収量の比



- 粒子生成(観測量 $dN_{\text{Hadron}}/dy \lesssim 1000$)は、1.0 fm/c程度以内にちゃんと完了する。
 - ➔ 現象論的解析が示唆する「早いQGP生成($\tau \lesssim 1.0$ fm/c)」と矛盾しない。
 - ➔ 逆に言えば、実験的な観測量は、衝突直後にあるカラー電磁場の寿命が1.0 fm/c程度以下だ、ということを示唆する。
- 生成されたクォークとグルーオンの粒子数を比べると、クォークが優勢。
 - ➔ 初期過程において、グルーオンのみならず、クォークのダイナミクスも重要だろう。

まとめ

導入 → 理論 → 結果 → **まとめ**

高エネルギー重イオン衝突のQGP生成過程は、QGPの全容解明に必須で、理論的にも興味深い。なのにも関わらず、未解決のまま。

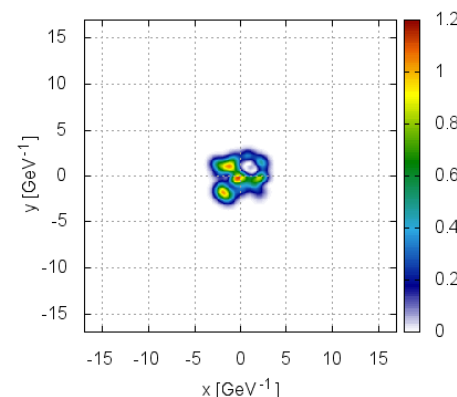
今回の講演では、QGP生成過程における粒子生成の理解を狙って、衝突直後の縦方向に膨張する古典的なカラー電場からのクォーク・グルーオン粒子の生成を、場の理論に基づいて計算し、

- **大量の粒子生成(観測量 $dN_{Hadron}/dy \lesssim 1000$)は、1.0 fm/c程度以内という極短時間で完了する。**
 - ➔ 現象論的解析が示唆する「早いQGP生成($\tau \lesssim 1.0$ fm/c)」と矛盾しない。
 - ➔ 逆に言えば、実験的な観測量は、衝突直後にあるカラー電磁場の寿命は1.0 fm/c程度以下だ、ということを示唆する。
- **短い時間スケールでは、素朴なSchwingerの公式で粒子分布を記述するのはあまり良くない。むしろ、電場の時間依存性から、(比較的)ハードな粒子生成が起きる。**
- **生成されたクォークとグルーオンの粒子数を比べると、クォークが優勢。**
 - ➔ 初期過程においては、グルーオンのみならず、クォークのダイナミクスもきちんと考えることが重要だろう。

今後の展望

導入 → 理論 → 結果 → **まとめ**

カラー電磁場の
energy density ε
[$\tau_0=1.0, \tau=1.0$ in GeV]



● QGP生成過程の解明に向けた拡張

- 生成粒子間の相互作用を入れる → 熱化の記述
- 磁場の効果
- 横方向のダイナミクス

● 強いU(1)電磁場の影響

- 重イオン衝突直後には、強いU(1)電磁場($eE, eB \sim m_\pi^2$)も存在する！
→ 衝突直後にふんだんに存在するクォークにどう影響するか？実験量に反映されるか？

例) Chiral Magnetic Effect Vilenkin, Fukushima, Kharzeev, Warringa ...

非対称原子核衝突における v_1^\pm

理論: Hirono, Hongo, Hirano (2014);
Voronyuk, Toneev, Voloshin, Cassing (2014)

実験: Talk by Niida for STAR at QM2015

● 「強い場の物理」という広い視点から、他分野への応用

Hercules @ アメリカ

- 重イオン衝突でできる場の強さは**宇宙最強**。例) 人類が作れる最強の場の強さより**10桁位**強い。
→ 強い場によって生じ得る、Schwinger機構や非線形Compton散乱、真空複屈折などの
新奇的な物理を学ぶ**ユニーク**なチャンス