

重イオン衝突直後の物理を我々は どこまで理解しているのか？

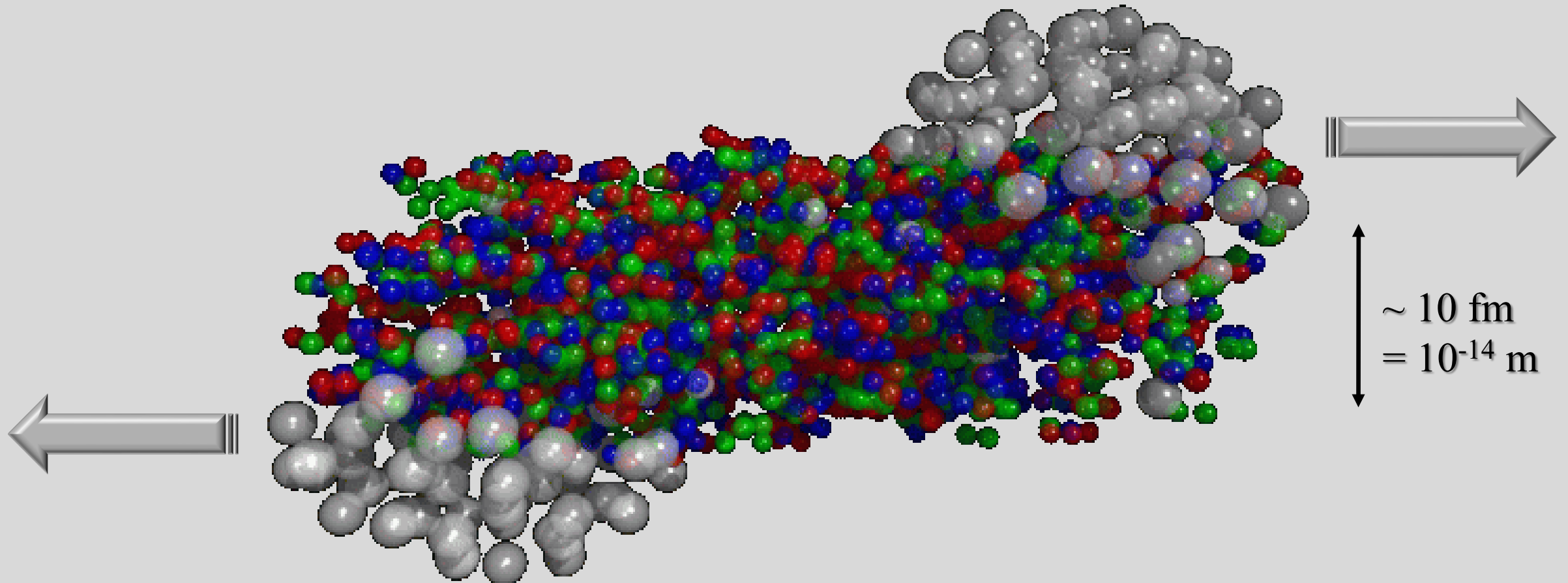
板倉 数記 (長崎総合科学大学)

Itakura_Kazunori@nias.ac.jp

@筑波大 (3/2, 2022)

高エネルギー重イオン衝突実験とその目的

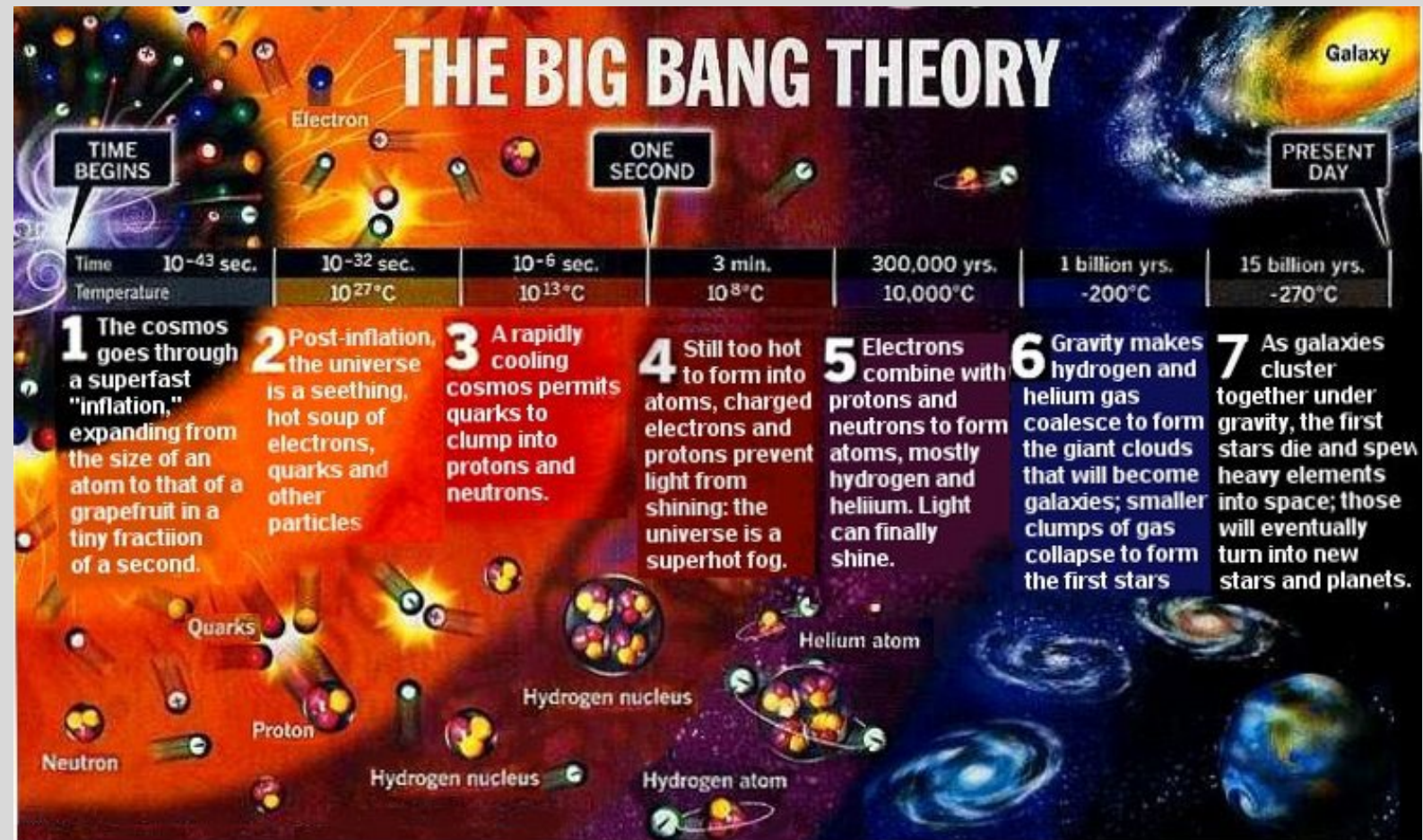
光速近くまで加速した重い原子核どうしを衝突させ、微小な空間的領域に宇宙誕生直後に存在したであろうクォーク・グルーオンプラズマという状態を生成させ、その性質を調べる。



高エネルギー重イオン衝突実験とその目的

光速近くまで加速した重い原子核どうしを衝突させ、微小な空間的領域に宇宙誕生直後に存在したであろうクォーク・グルーオンプラズマという状態を生成させ、その性質を調べる。

宇宙史解明の
重要なステップ



熱平衡化に対する素朴な期待

E. Fermi, “High Energy Nuclear Events” Progress of Theoretical Physics 5 (1950) 570

When two nucleons collide with very great energy in their center of mass system this energy will be suddenly released in a small volume surrounding the two nucleons. We may think pictorially of the event as of a collision in which the nucleons with their surrounding retinue of pions hit against each other so that all the portion of space occupied by the nucleons and by their surrounding pion field will be suddenly loaded with a very great amount of energy. Since the interactions of the pion field are strong we may expect that rapidly this energy will be distributed among the various degrees of freedom present in this volume according to statistical laws. One can then compute statistically the probability that in this tiny volume a certain number of pions will be created with a given energy distribution. It is then assumed that the concentration of energy will rapidly dissolve and that the particles into which the energy has been converted will fly out in all directions.

2つの核子が超高エネルギーで衝突すると、そのエネルギーは核子の周りの小さい空間的領域に解放され、そこにあるpionらが強く相互作用することで多くの自由度に分配され、急速に熱平衡に至るだろう、、、

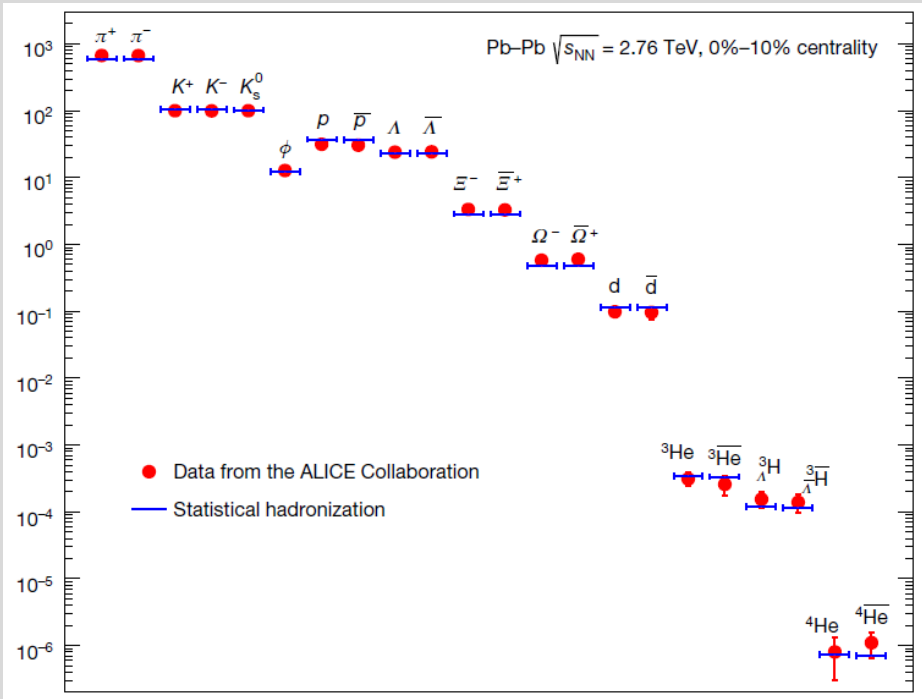
cf) Heisenberg (Nature 1949) はpion fieldが乱流を起こして熱平衡に達するという議論も

比較的低エネルギーの重イオン衝突に近い (Fermi-Landau描像)
高エネルギーの重イオン衝突ではこうならない！

そもそも熱平衡は達成されているのか？

Statistical model の成功

RHIC, LHCにおける粒子の生成量の分布を熱平衡を仮定して少数のパラメータを用いて記述できる (化学凍結温度 T , バリオン化学ポテンシャル μ)

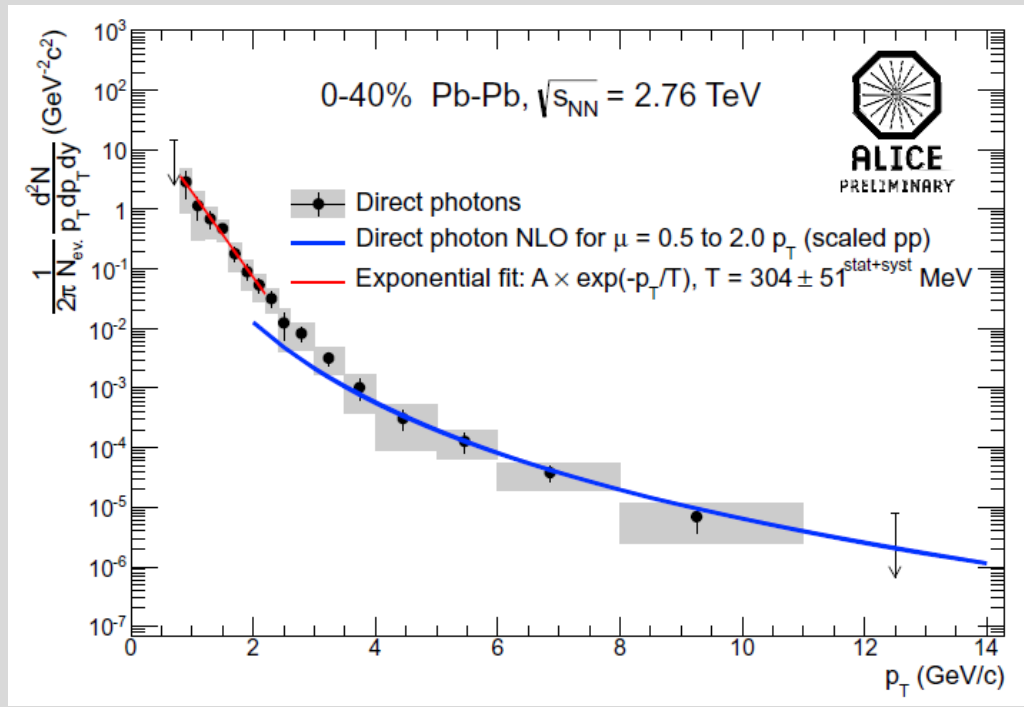


Andronic, et al. Nature 561 (2018) 321

しかし、 $e+e^-$ も、SPS, AGSエネルギーもある程度記述できることから、解釈は注意

Thermal photon の測定

光子は重イオン衝突の全ての過程において ppでの収量をスケールした結果を凌ぐ寄与あり 指数関数フィットで、 $T=300$ MeV程度

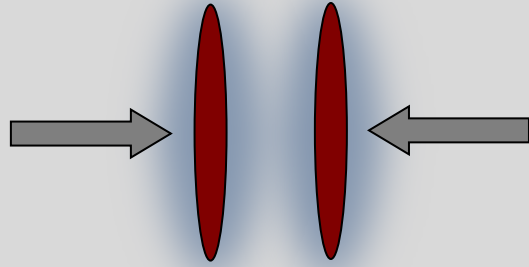


M.Wilde (for ALICE), Nucl. Phys. A904-905 (2013) 573c

しかし、刻々変化する温度の時間積分の結果、Blast waveの寄与など、を考慮する必要あり

重イオン衝突過程の現代的な描像

①

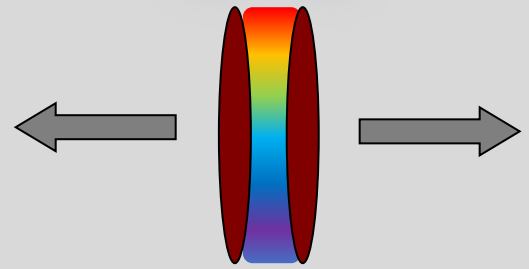


高速に加速され、
パンケーキ状になった
原子核が衝突

Color Glass Condensate

ハドロン・原子核の
高エネルギーでの普遍的な状態

②

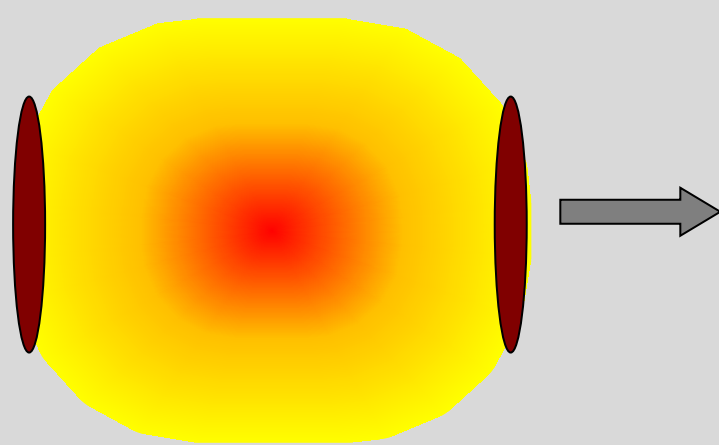


衝突後、
原子核はすり抜け、
通り過ぎた領域に
強いグルオン場が励起

Glasma

QGPに至るまでの過渡的状态
Glasma = Glass + Plasma

③



グルオン場が
相互作用ののち
熱平衡に達し、
膨張していく

Quark-Gluon Plasma

局所熱平衡状態で、流体力学で記述

$$f_{eq}(p, x) = \frac{1}{e^{p \cdot u(x)/T(x)} \pm 1}$$

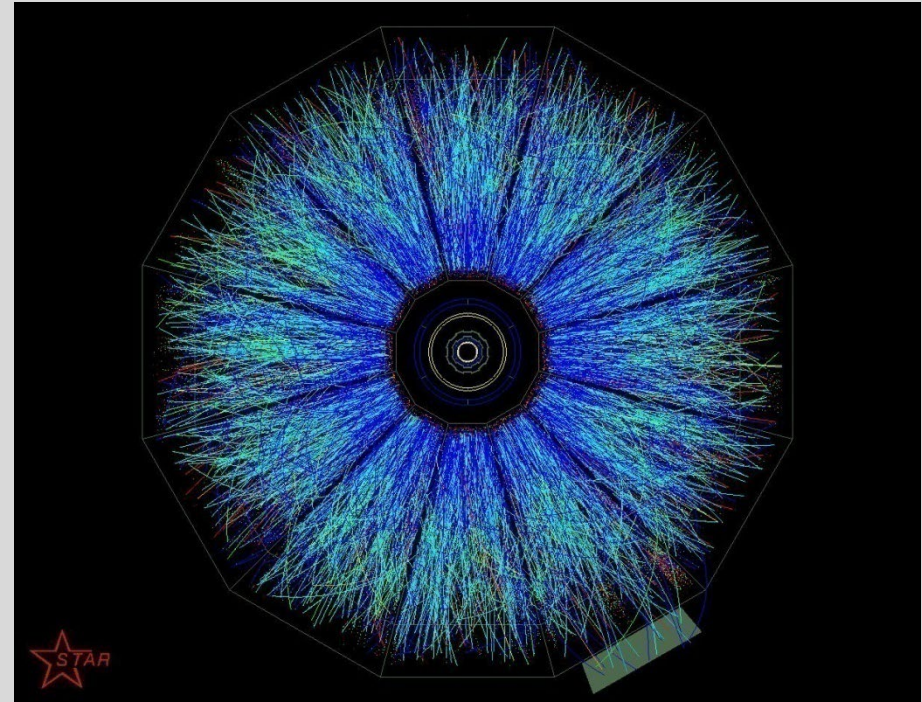
重イオン衝突 初期過程の難しさ/重要性

難しさ

- 強烈な逆問題（閉じ込めという壁。QGPよりさらに以前）
- 情報消失（理想的な熱平衡は大域的な変数のみで記述）
- 強い非平衡性を持つ状態
- 本質的に多体問題（「状態」を生成するため）
- 弱結合→強結合の遷移（CGC→sQGP）

重要性

- 流体力学の初期状態を提供
- エントロピーの主要部分が生成
- 熱平衡化時間が非常に短い可能性
- 極限状況における非平衡過程の理解
- 実験結果の（高次）揺らぎが初期の揺らぎに起因



様々な time scales

Estimates at RHIC

Crossing time ~ longitudinal length

2つの原子核が互いにすり抜ける時間

$$\tau \sim 2R/\gamma \sim 0.1 \text{ fm}/c$$

(for $\gamma=100$)

Formation time

パートンが原子核波動関数から解放される時間

$$\tau \sim 1/Q_S \sim 0.2 \text{ fm}/c$$

(for $Q_S \sim 1 \text{ GeV}$)

Isotropization time

パートンの分布が等方的になる時間 $f(\mathbf{p}, t) \rightarrow f(|\mathbf{p}|, t)$

Thermalization time

熱平衡が実現する時間

Hydrodynamization time

流体力学が使えるようになる時間

$$\tau \sim 0.4 - 0.6 \text{ fm}/c$$

短い！！??

早期熱平衡化問題とは？

$$\tau \sim 0.4 - 0.6 \text{ fm}/c$$

実験で測定された強い楕円流れを与えるには、まだ流体の形状の非等方性が強い初期の寄与が必要であり、熱平衡化時間は十分短い必要がある cf Kolb, Heinz, nucl-th/0305084

$$\tau \sim 2 - 3 \text{ fm}/c$$

pQCDにおけるグルオン2体散乱に基づくkinetic equationによる解析(Bottom-up thermalization)では、熱平衡化時間は長い。(Baier, Mueller, Schiff, Son, Phys. Lett. B539 (2002) 46)

→ これでは説明できない “**Early thermalization problem**”

その後、

様々な新しいアイディアに基づく解析を誘導

粘性を含む流体計算における様々なパラメータのinterplayの解析

熱平衡化時間、初期エントロピー密度分布、 T_{dec} 、状態方程式、 η/s

Shen, Heinz, Huovinen, Song, Phys. Rev. C82 (2010) 054904

→ 明確な結論はないが、やはり短い熱平衡化時間が好まれるようだ

本講演で議論すること

重イオン衝突の最初期に対する理論的アプローチの現状を紹介

衝突前：Color Glass Condensate

衝突直後：Glasma

熱平衡化へのkinetic equationによる解析

Glasmaの物理再考

但し、「孤立系の熱平衡化」という原理的問題については踏み込まない

event-by-eventで平衡に達しているのか？

原理的問題を扱うには自由度が多すぎる

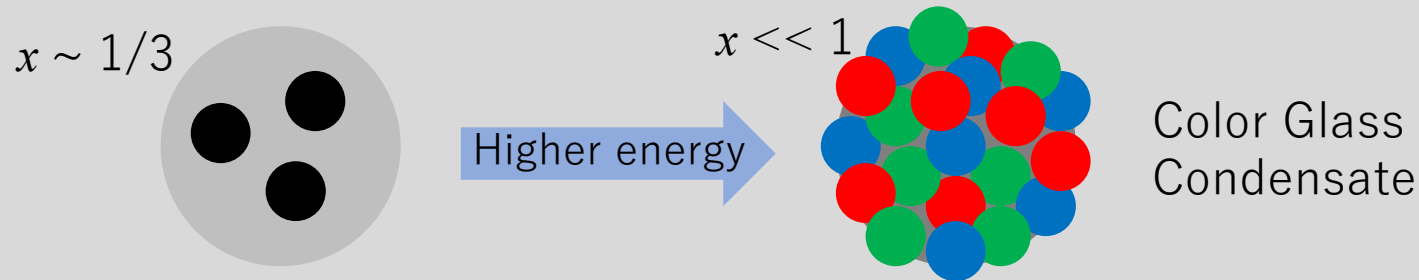
衝突前：Color Glass Condensate (CGC)

散乱エネルギーを増加させたときに出現するハドロン・原子核の普遍的な状態
グルオンが高密度に飽和

Color ... グルーオンは”color”を持つ

Glass ... 円盤上にランダムに分布したvalence partonが源になって
small-xのグルーオンを生成 (スピングラスとの類推)

Condensate ... グルーオン密度は非常に高く、ある値で飽和している

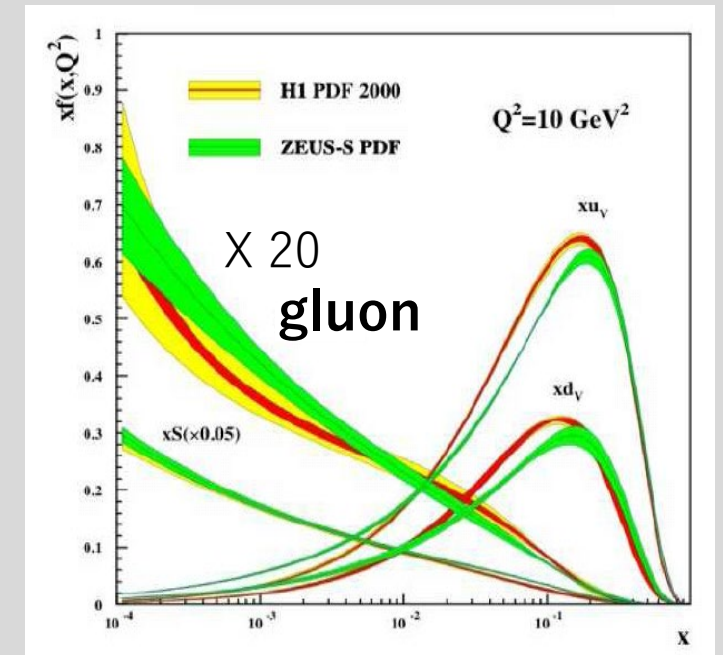


典型的な横運動量 Q_S で特徴づけられる「弱結合多体系」

散乱エネルギーの増加に伴い、 Q_S は増加。 $Q_S \gg \Lambda_{\text{QCD}}$ より、弱結合で記述される

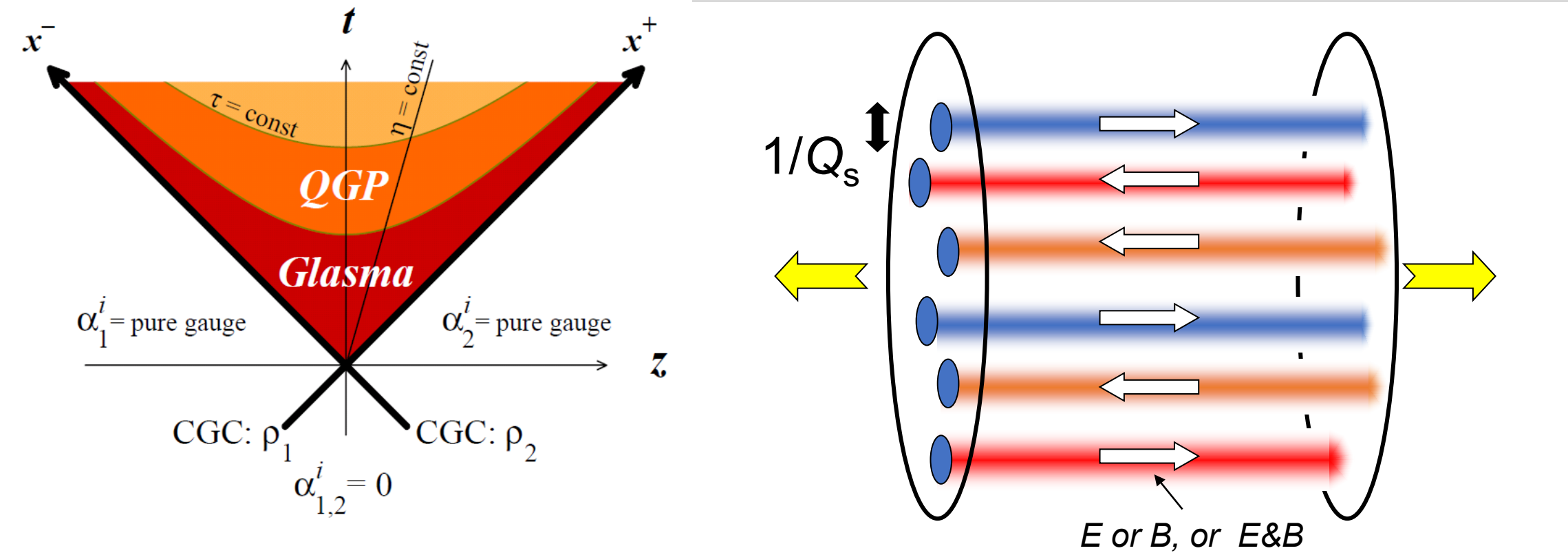
様々な実験的なサポートあり (幾何的スケーリング、前方での粒子生成抑制)

陽子の内部構造



衝突直後：Glasma

Color **G**lass Condensate と Quark Gluon **P**lasma の間にある過渡的な状態



光円錐上を走るカラー荷の間に生成する**古典的グルオン場**の時間発展を解析し、どのようにQGPに変化するのかを理解する

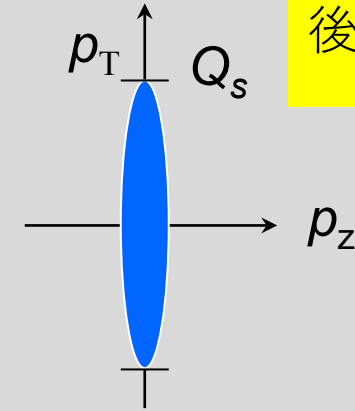
熱平衡化を記述する標準的アプローチ

ゆらぎとしてのグルーオン ($p_{\perp} \sim Q_s$) が原子核から解放され
グルーオン場から粒子へ $\tau_{form} \sim 1/Q_s$

CGCが与える初期運動量分布

$p_{\perp} \sim Q_s, p_z \sim 0$ 非等方的

$f(p_{\perp} \sim Q_s) \propto 1/\alpha_s \gg 1$ overoccupied



Glasmaの時間発展を追うのではなく、場から粒子への転換が起こったとしてその後をkinetic eq.で扱う

→ Boltzmann/Vlasov 方程式を用いる解析

- ・ ハードなグルーオンが相互作用して徐々に熱平衡化 (Bottom-up thermalization)
- ・ ハードなグルーオンが外場と相互作用して不安定性を誘起し、等方化 (Plasma-instability scenario)

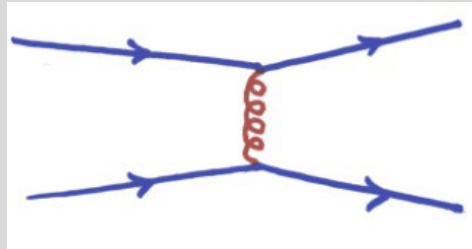
Bottom-up thermalization

Baier, Mueller, Schiff, Son,
Phys. Lett. B539 (2002) 46

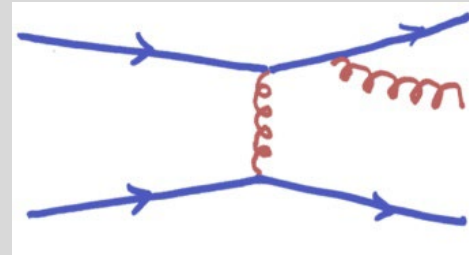
摂動的QCDによる2体散乱に基づく「膨張系」の熱平衡化

$Q_s \tau \sim 1$ Q_s 程度の運動量をもつグルオン(hard particles)が大量に生成

$1 < Q_s \tau < \alpha^{-5/2}$



hard particle 同士の小散乱角の散乱



hard particle からの soft Brems

$\alpha^{-5/2} < Q_s \tau < \alpha^{-13/5}$

soft gluon ($p_{\perp} \ll Q_s$)が増加し、粒子数密度の主要な寄与に
soft gluon同士の散乱 \rightarrow soft gluonの熱平衡が達成

さらに、hard particleのBrems+ cascading \rightarrow 熱平衡

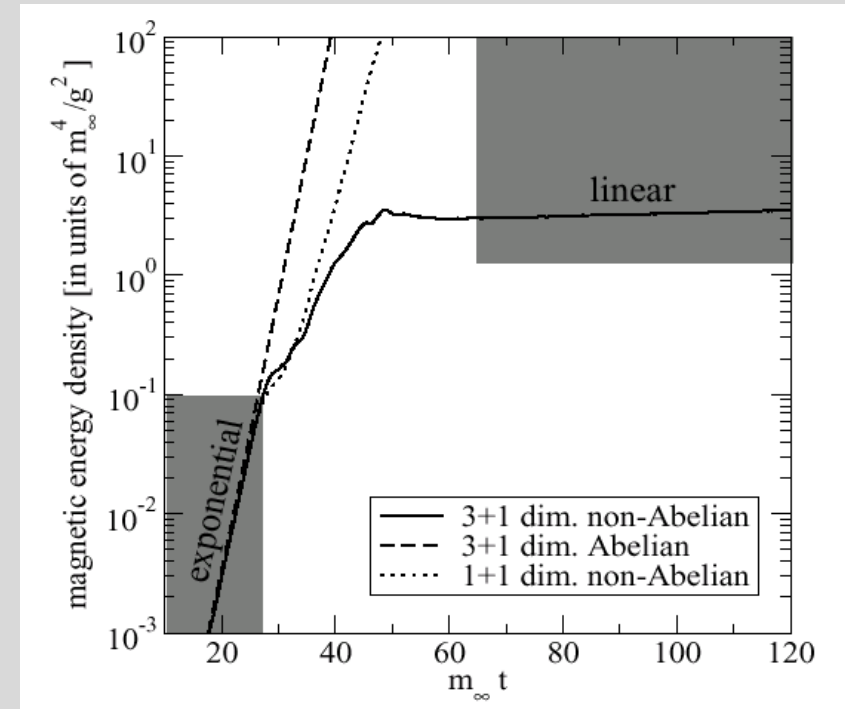
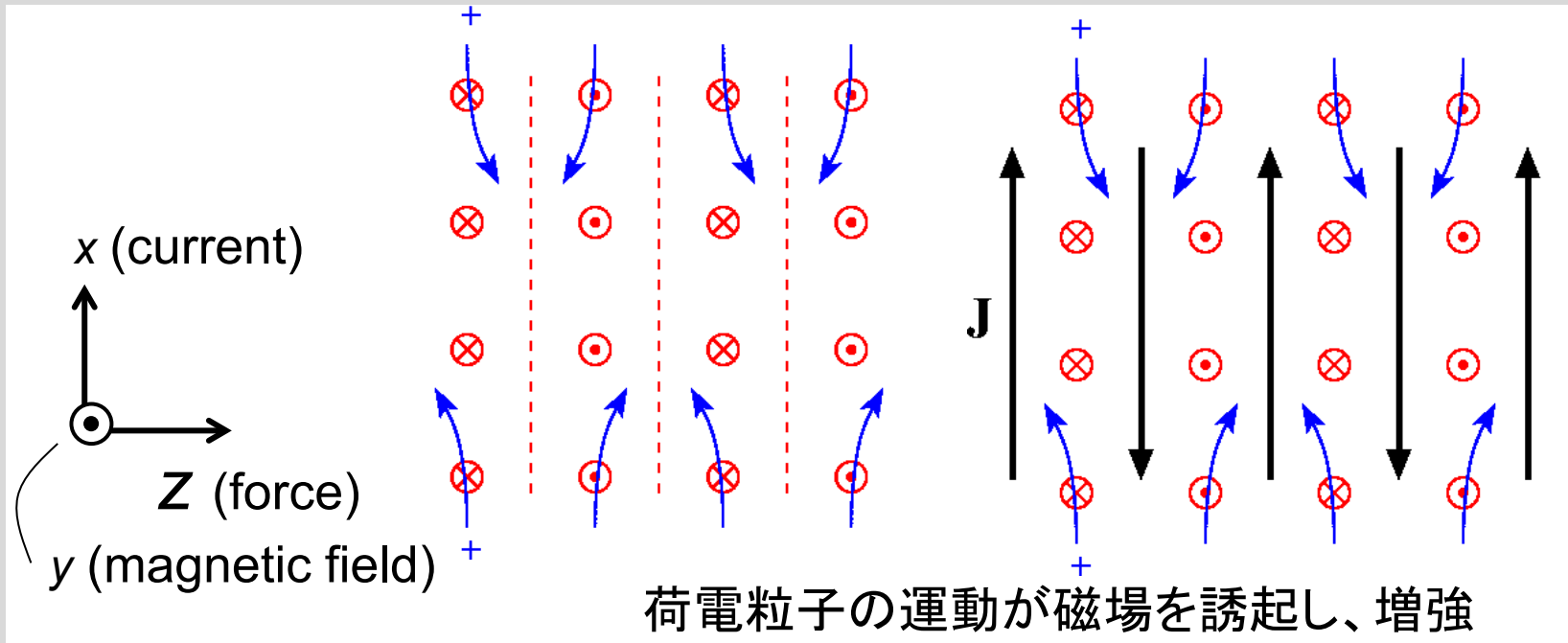
$Q_s \tau_{therm} \sim \alpha^{-13/5}$

At RHIC $Q_s \sim 1.5 - 2$ GeV and $\alpha_s \sim 0.3 \rightarrow \tau_{therm} \sim 2 - 3$ fm/c

Plasma instability scenario

Bottom up scenarioでは無視されたコヒーレントなグルオン場の効果を取り入れる

Weibel不安定性：非等方的分布の粒子が外場の不安定性を誘起



増大したソフトモードはカスケード崩壊して等方化（乱流的エネルギー移行）

Arnold, Moore, and Yaffe,
PR D72 (05) 054003

これらは熱平衡化を記述できたか？

Bottom-up thermalization . . . やはり、最終的な熱平衡化には時間がかかりすぎる

Plasma instability scenario . . . 等方化の先が見えない

流体力学には等方的な平衡分布は不要であるという議論もある 状況は混沌としている、、、

そもそも、これらの枠組みで熱平衡化が達成できたとしても、得られるのは

グルーオンのみの熱平衡分布

であり、我々が欲しいクォーク・グルーオンプラズマではない！！！！

熱平衡のグルーオンガスができてからクォーク・反クォーク対ができる
と考えているのか？流体に必要なのはマクロな物理量だからいいのか？

- Formation time $\tau \sim 1/Q_s$ で非等方のグルオン分布という
出発点は間違っていないか？
- 何か根本的に考え違いをしている可能性はないか？

Glasmaの物理をもう一度考える

LO Glasma

merit

- ・ 衝突直後 $\tau = 0$ から議論ができる
- ・ CGCの性質を直接的に反映したグルオン場を扱える

demerit

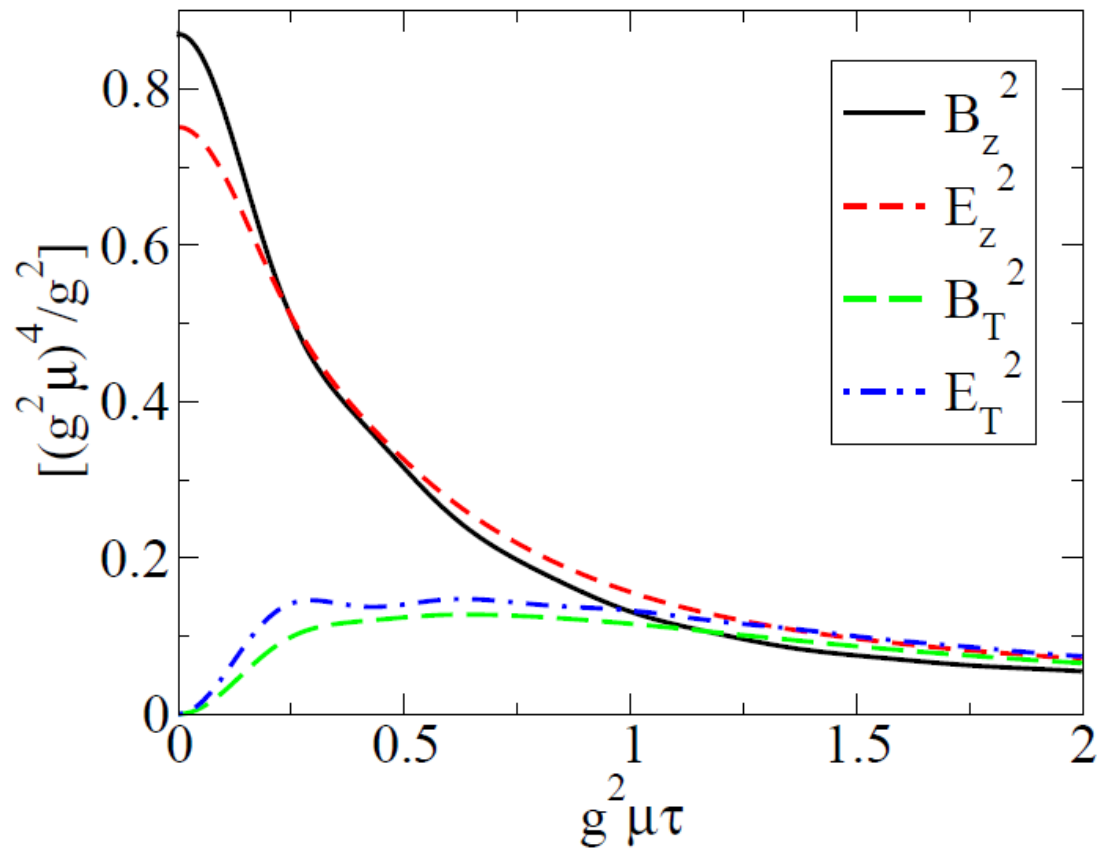
- ・ LO 描像ではboost invariantなので、等方化すら絶対に起こらない
- ・ グルオン場しかない
- ・ いつまでも場で記述は不可能

Possible solutions

- ・ boost invariance を破る : 揺らぎの効果 Nielsen-Olesen instability
- ・ クォーク・反クォーク生成を取り込む: matterを生成、場から粒子への転換
- ・ Glasma以外の効果の必要性: 高エネルギーではhigh pt jet の数も増える

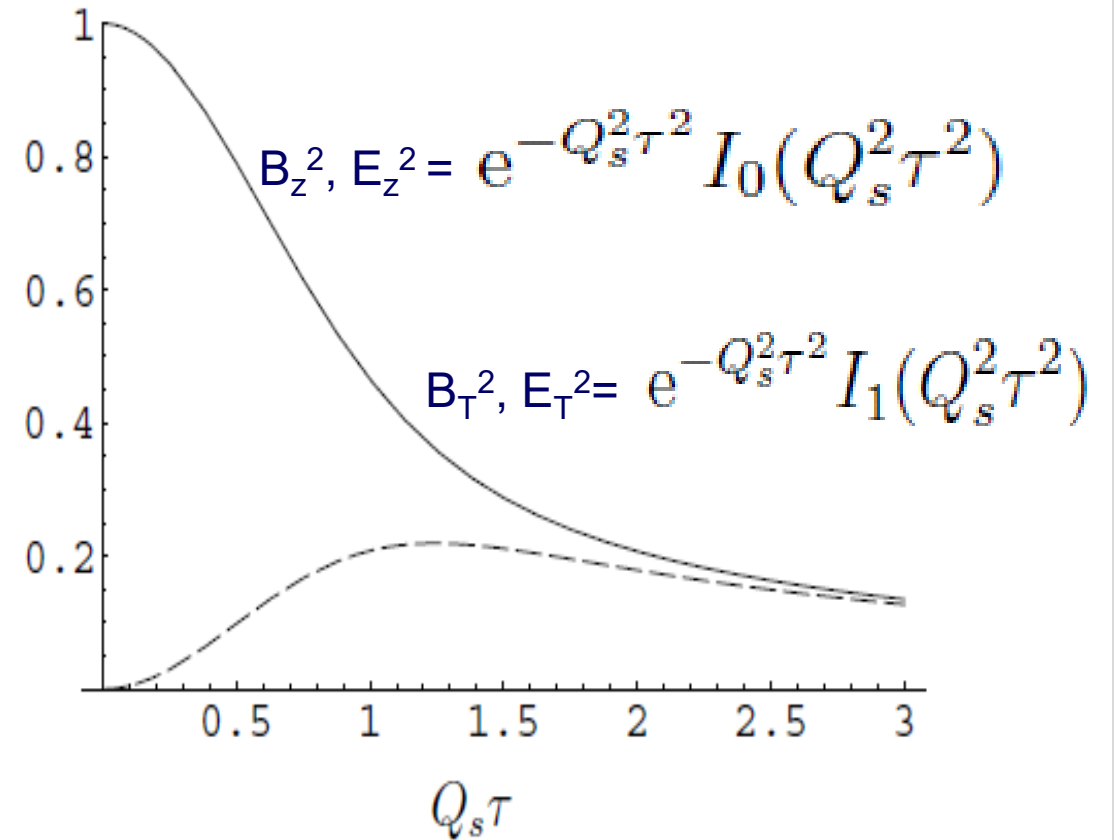
LO Glasma : Field strength

Lappi, McLerran, NPA 772 (2006) 200



等方化が実現するよう見えるが、
boost invariantなので、見かけだけ

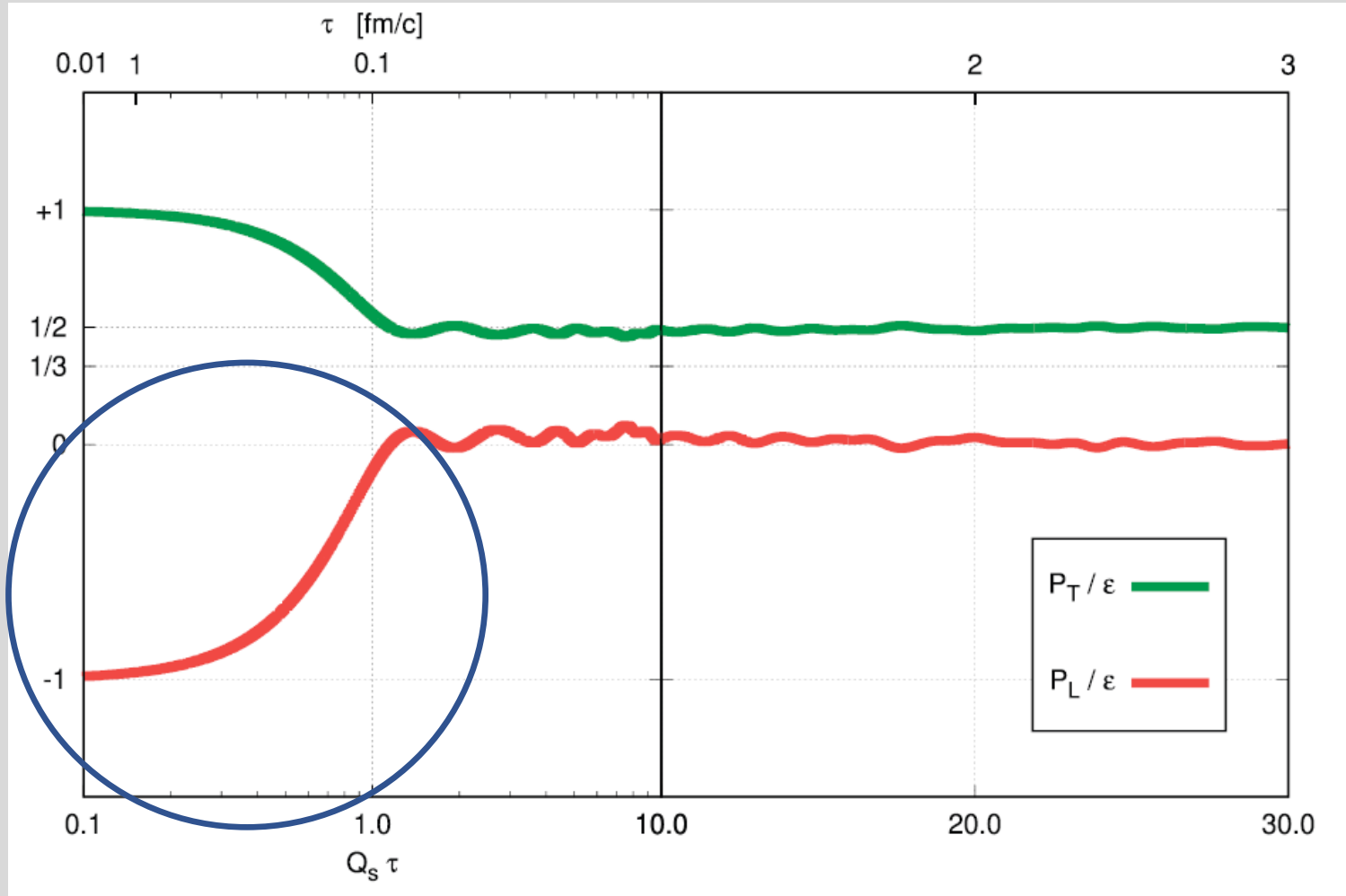
Fujii, Itakura, NPA 809 (2008) 88



Flux tube がtransverse 方向に拡大する効果
Abelianのdynamicsで説明できる

LO Glasma : Longitudinal pressure

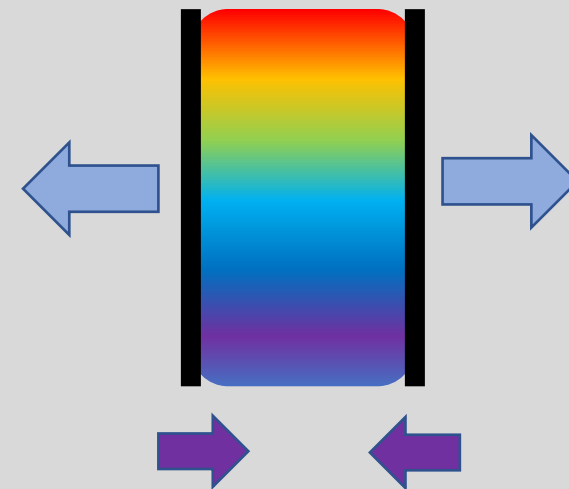
Gelis, Rep. Prog. Phys. 84 (2021) 056301



$Q_s \tau = 1$ まで、 P_L は負

コンデンサー的な状況が続く

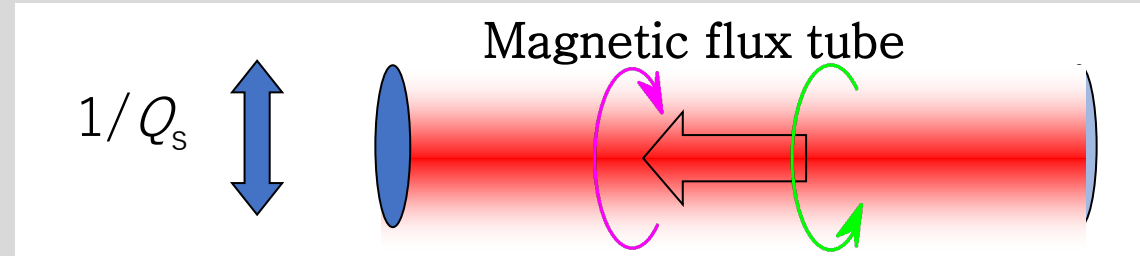
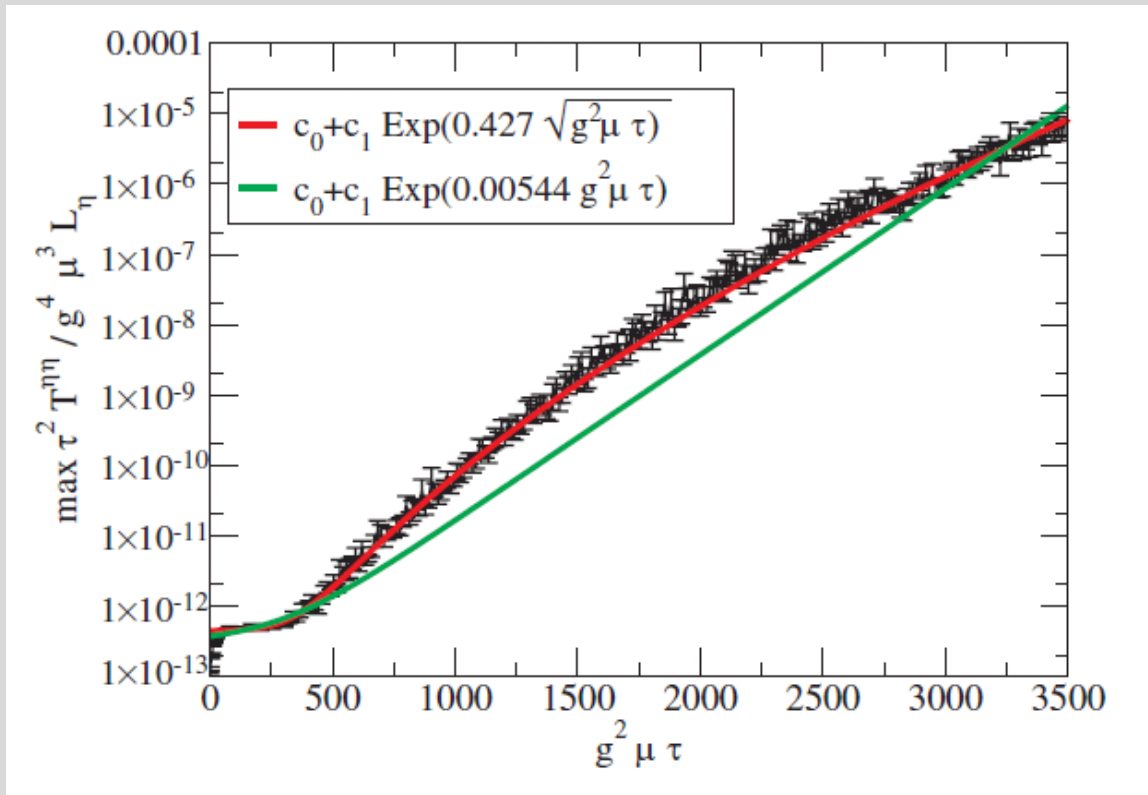
「場」が残っていることの証拠



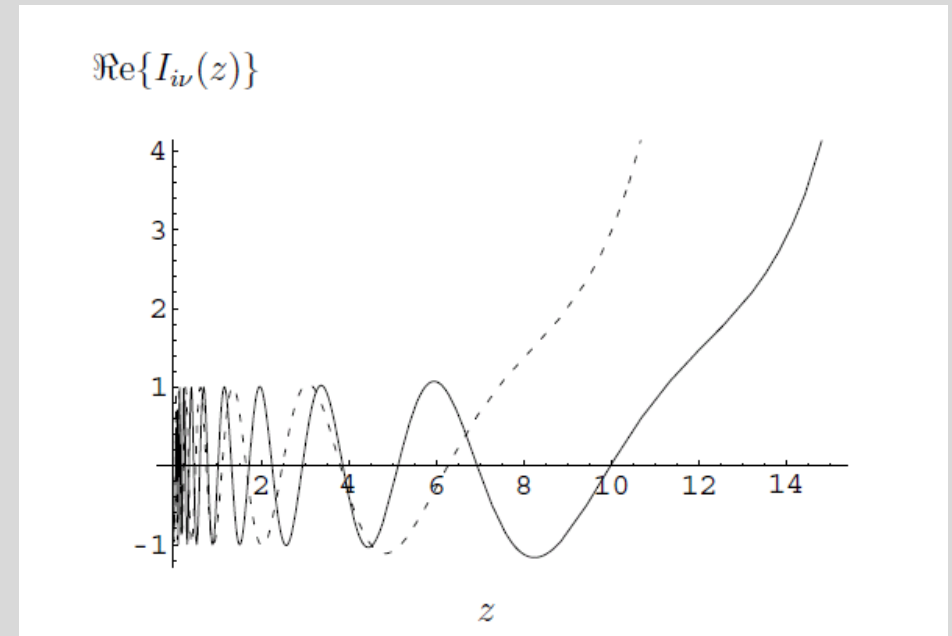
原子核（極板）を引っ張る

Beyond LO Glasma : unstable fluctuation

Romatschke, Venugopalan, PRL96(2006) 062302



Nielsen-Olesen不安定性ではないか？



Boost invarianceを破るRapidity方向の揺らぎを入れると、指数関数的に増大していく

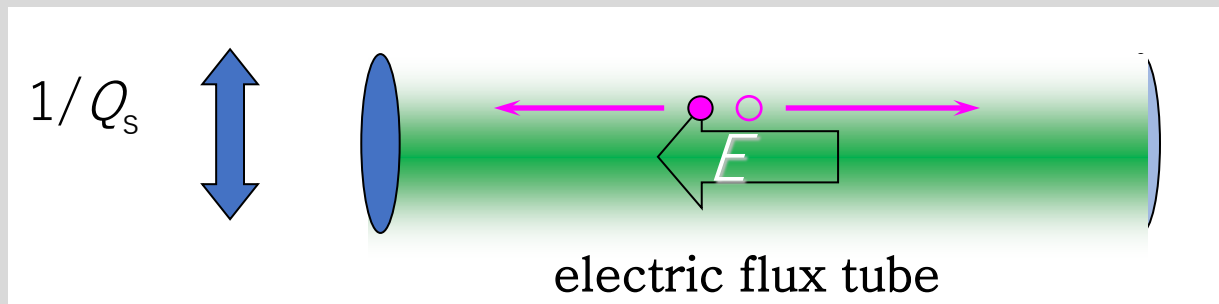
Beyond LO Glasma : strong field

Glasmaのカラー電磁場は強い！

$$\sqrt{gB} \sim \sqrt{gE} \sim Q_s \sim 1 \text{ GeV (RHIC)} - \text{a few GeV (LHC)}$$

\gg クォーク質量 $m_q \sim$ 数MeV

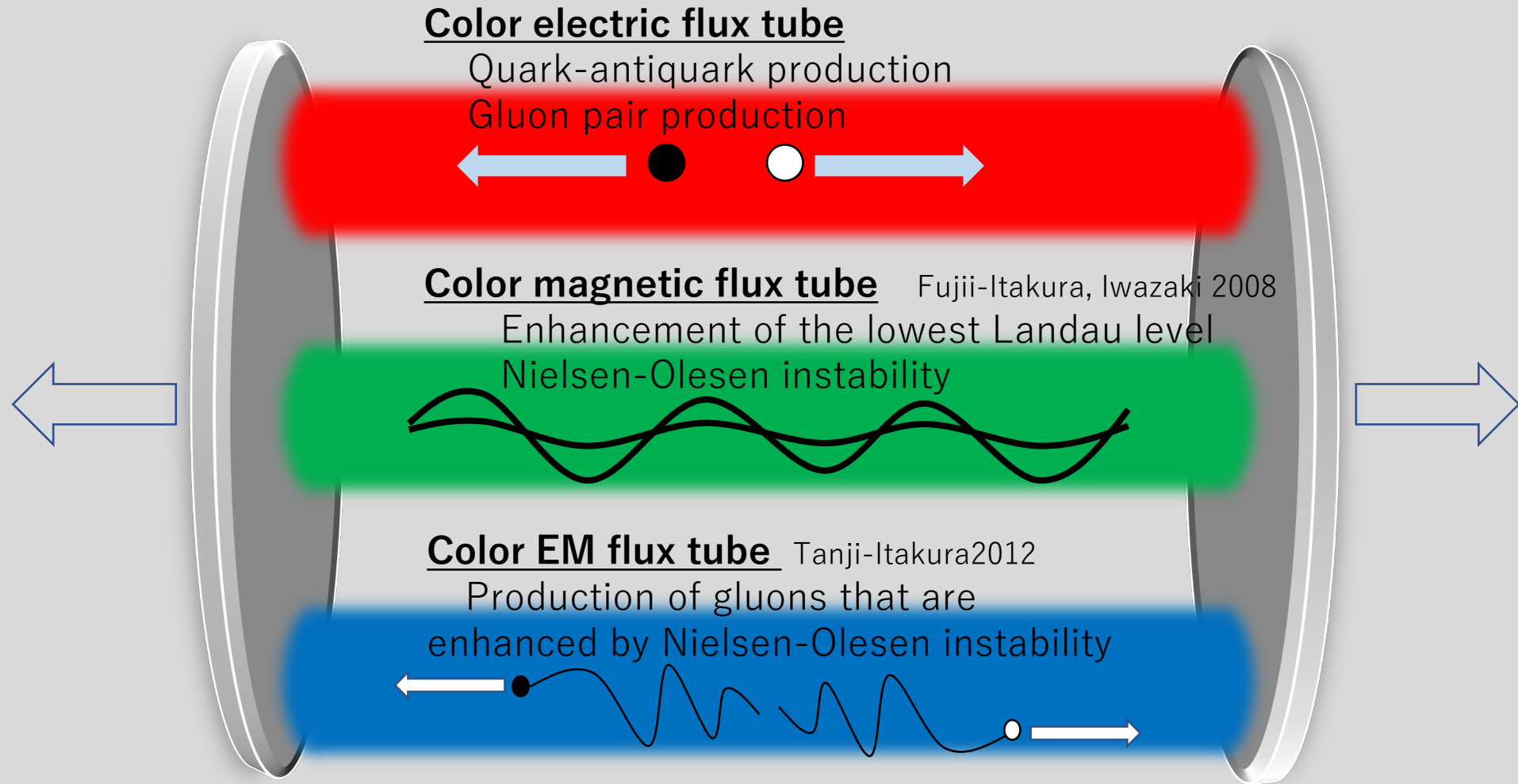
→ カラー電場が粒子対生成(Schwinger機構)によって瞬時に崩壊



場から粒子への転換
 p_z を持つ粒子が $Q_s \tau = 1$
で存在する！！！！

さらに、カラー電場とカラー磁場が共存する場合は、
Nielsen-Olesen不安定性とSchwinger機構が増強しあう Tanji, Itakura2012

Unstable Glasma : まとめ



これらがGlasmaが場の性質を持つ $\tau \sim 1/Q_s$ までに起こる可能性がある。
→ $\tau \sim 1/Q_s$ におけるkinetic equationの初期条件は再考を要する

Other effects

- 高エネルギーでは、 Q_s は増大するが、 $p_{\perp} > Q_s$ のjet も多い。
- Jetは、衝突時に生成するため、そこにGlasmaがあれば、それを貫いていく。
→ Jet – Glasma interaction

最近ようやく議論され始めた :

Carrington, Czajka, Mrowczynski, “Jet quenching in glasma”, arXiv:2112.06812 (Dec. 2021),

“Transport of hard probes through glasma”, arXiv:2202.00357 (Feb.2022)

Ruggieri, et al. “Heavy quarks in the early stage of high energy nuclear collisions at RHIC and LHC”, arXiv:2110.14610 (Oct. 2021)

熱平衡化に効くかどうかは不明だが、素朴なglasma描像を変更する可能性

まとめ

- 高エネルギー極限の立場から重イオン衝突の初期過程に関する理解が進んでいる。
- 衝突前はグルーオンが高密度で飽和した「カラーガラス凝縮」
- 衝突直後はビーム軸方向にフラックスチューブ構造を持つ「グラスマ」
- これらを踏まえて運動学的な解析によって熱平衡化が議論されるが、未だに説明できてはいない。
- 衝突直後のグラスマ状態の物理に立ち返り、今まで考えられていない効果を取り入れる必要があるのではないか？

Questioning “pureness” of glasma

- Typical momentum scale of glasma: $Q_s(x)$

$$Q_s^2(x) \propto (1/x)^\lambda = e^{\lambda Y} \quad \lambda \sim 0.3, \quad 1/x \sim \sqrt{s_{NN}}$$

- But there is particle production with momenta $\gg Q_s$

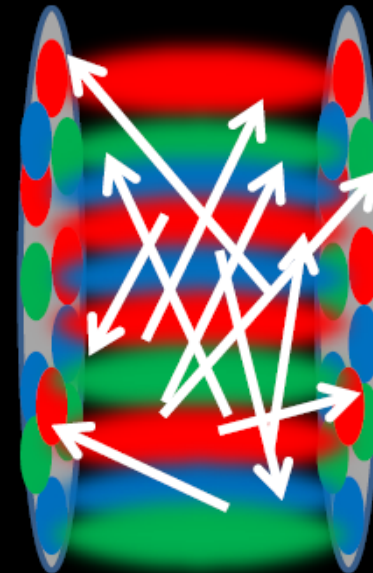
@ RHIC $Q_s \sim$ a few GeV

@ LHC $Q_s < 10$ GeV

Jets are created at the hard collisions

- Relative importance of hard particles increases with increasing energy

Glasma is not pure!



2016年6月@東京
ALICE Calo meeting
における講演
“Early time dynamics
and strong fields”の
スライド