

強い (電磁) 場の物理と 重イオン衝突の初期過程

田屋 英俊

東大駒場(2017学位) → 理研iTHEMS(2017-18)
→ Fudan U. (2018-20) → 慶應(2020-21) → 理研iTHEMS(2021-)

2022/12/19 @ 大阪大学

今日の話と言いたいこと

1. 強い電磁場の物理の研究が活気づきつつある

- ・ 場が強いことで初めて起こるような現象が多々ある
- ・ 実験・観測技術 (e.g., レーザー) の進歩
- ・ 重イオン衝突などの極限状況の物理の理解にも役立つだろう

Ref: Fedotov, Ilderton, Karbstein, King, Seipt, [HT](#), Torgrimsson, arXiv:2203.00019

2. Schwinger機構の最近の発展

- ・ 特に (田屋の仕事を軸にし、重イオンを頭の片隅に置きながら) 時間依存電場のSchwinger機構を議論
⇒ 主張1: 電場の速いと、Schwinger機構の素朴な理解からはかなりズレるので注意
主張2: 強い電場中では真空 (= Dirac sea) の構造がだいぶ違うので、
それを反映していろんな現象が起きる (例: dynamically assisted Schwinger 機構や真空複屈折)

3. 重イオン衝突の初期過程

- ・ 強いカラー電磁場が実現されてる(だろう)ので、強い場やSchwinger機構の知見が使える
- ・ Schwinger機構の知見を使い初期過程を調べる、特に、(1) 有限時間効果、(2) 実時間発展
⇒ 主張: $O(1 \text{ fm}/c)$ 程度の短時間で大量の粒子を作り、強い非等方性を改善することが可

Refs: [HT](#), PRD 96, 014033 (2017) & [HT](#), Ph. D thesis

強い電磁場の物理



真空

強い電磁場の物理



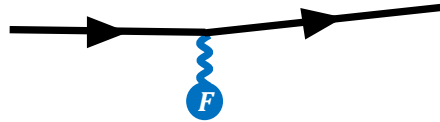
真空

弱い場 ($eF/m^2 \ll 1$)

強い場 ($eF/m^2 \gg 1$)



強い電磁場の物理



真空

弱い場 ($eF/m^2 \ll 1$)

強い場 ($eF/m^2 \gg 1$)

摂動的な物理

⇒ 理論・実験ともに
よくわかっている

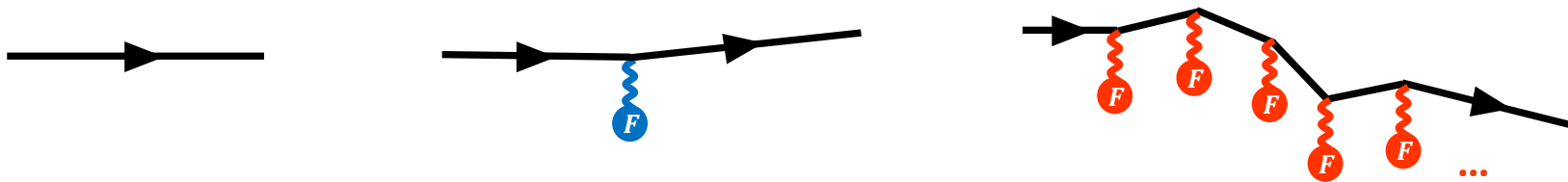
e.g., 電子の異常磁気モーメント

$$\alpha^{-1}(\text{theor.}) = 137.03599914 \dots$$

$$\alpha^{-1}(\text{exp.}) = 137.03599899 \dots$$

[Aoyama, Kinoshita, Nio (2017)]

強い電磁場の物理



真空

弱い場 ($eF/m^2 \ll 1$)

強い場 ($eF/m^2 \gg 1$)

摂動的な物理

⇒ 理論・実験ともに
よくわかっている

e.g., 電子の異常磁気モーメント

$$\alpha^{-1}(\text{theor.}) = 137.03599914 \dots$$

$$\alpha^{-1}(\text{exp.}) = 137.03599899 \dots$$

[Aoyama, Kinoshita, Nio (2017)]

非摂動的な物理

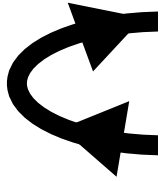
⇒ あまりよくわかっていない

⇒ 少なくとも「普通」ではあり得ない
ようなことが起こるだろう

強い電磁場があると何が起こるか？

✓ 新しいQED過程

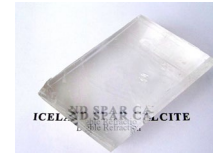
例1) Schwinger機構



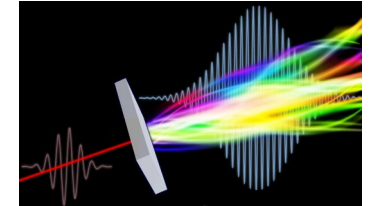
例2) 光子分裂



例3) 真空複屈折



例4) 高次高調波発生

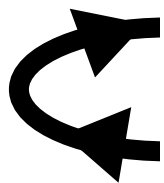


[HI, Hongo, Ikeda (2021)]

強い電磁場があると何が起こるか？

✓ 新しいQED過程

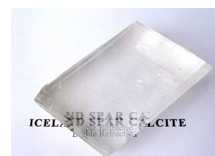
例1) Schwinger機構



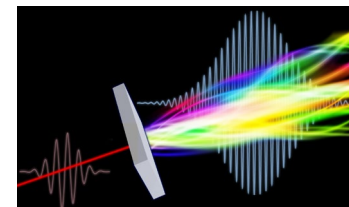
例2) 光子分裂



例3) 真空複屈折



例4) 高次高調波発生

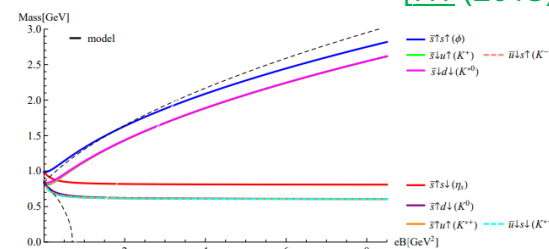
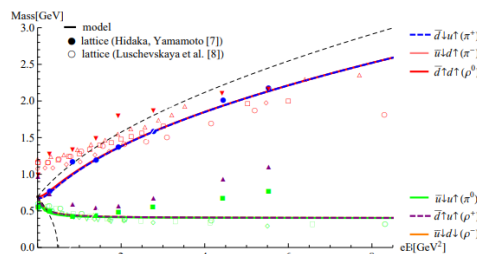


[HI, Hongo, Ikeda (2021)]

✓ スーパー強ければ、QCD・ハドロン物理にも影響する

例1) ハドロン の 性質:

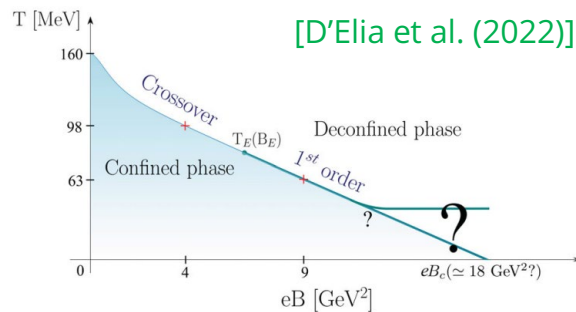
例) 質量、形状、崩壊モード、...



[HI (2015)]

例2) QCD相図

例) カイラル/閉じ込め相転移への影響、(inverse) magnetic catalysis、...



[D'Elia et al. (2022)]

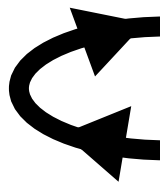
例3) 重イオン衝突

例) 異常輸送現象(CME), スピン偏極, 初期過程(カラー電磁場), ...

強い電磁場があると何が起こるか？

✓ 新しいQED過程

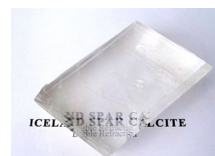
例1) Schwinger機構



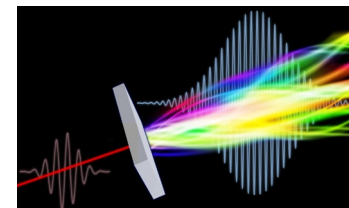
例2) 光子分裂



例3) 真空複屈折



例4) 高次高調波発生

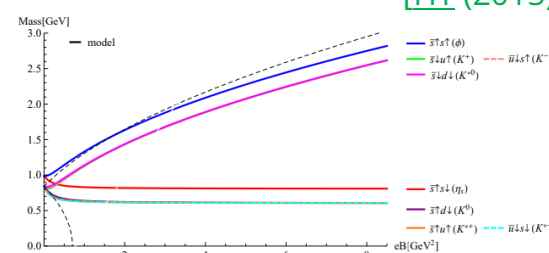
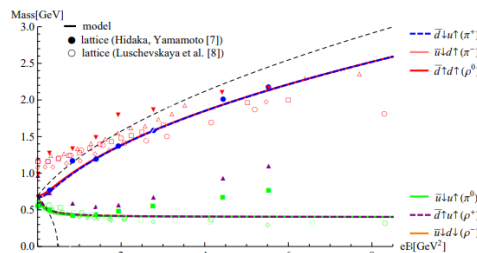


[HI, Hongo, Ikeda (2021)]

✓ スーパー強ければ、QCD・ハドロン物理にも影響する

例1) ハドロン の性質:

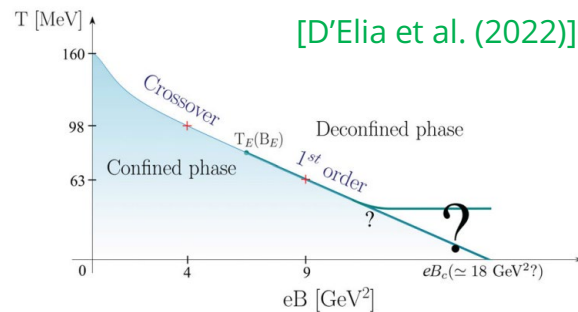
例) 質量、形状、崩壊モード、...



[HI (2015)]

例2) QCD相図

例) カイラル/閉じ込め相転移への影響、(inverse) magnetic catalysis、...



[D'Elia et al. (2022)]

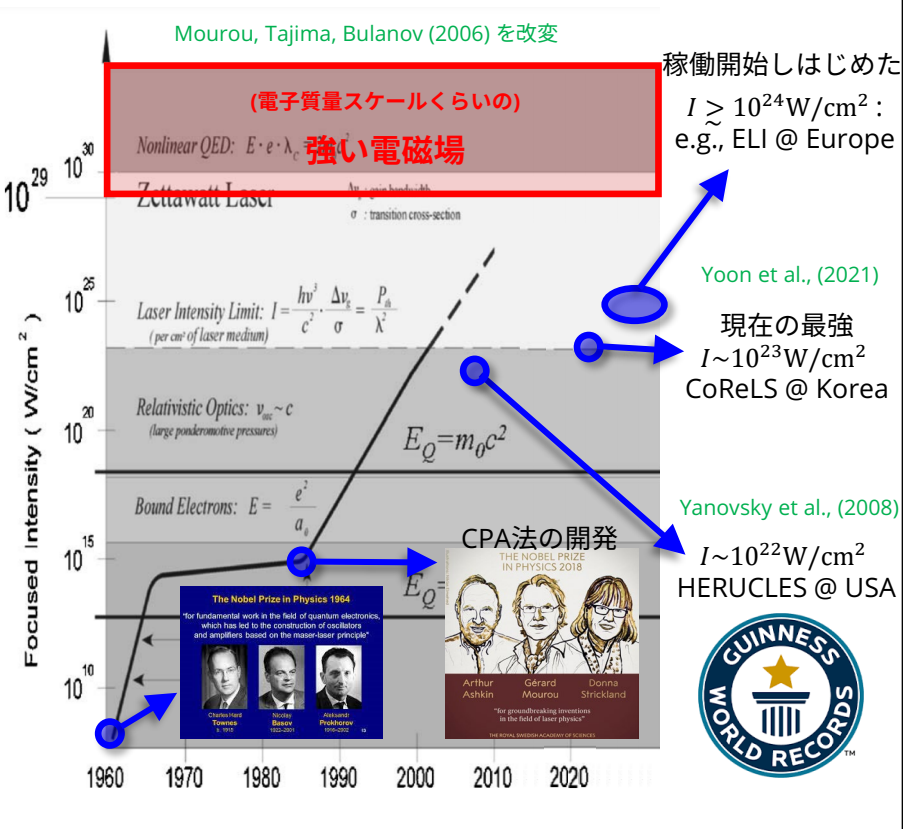
例3) 重イオン衝突

例) 異常輸送現象(CME), スピン偏極, 初期過程(カラー電磁場), ...

これまで実験・観測は不可能だったが、今まさに状況が変わりつつある

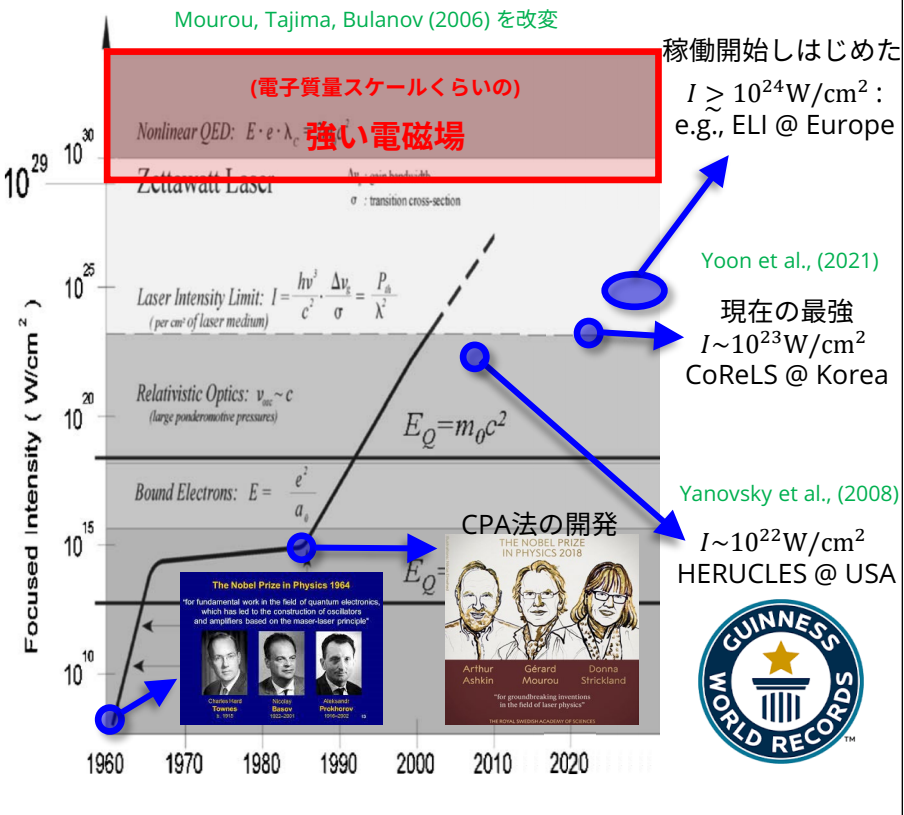
強い電磁場の物理を実現・観測可能になりつつある

高強度レーザー



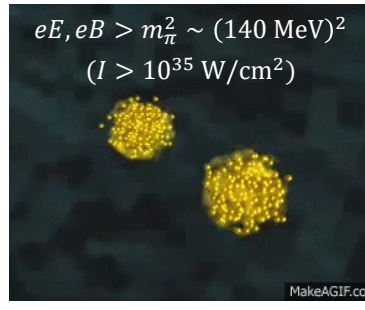
強い電磁場の物理を実現・観測可能になりつつある

高強度レーザー



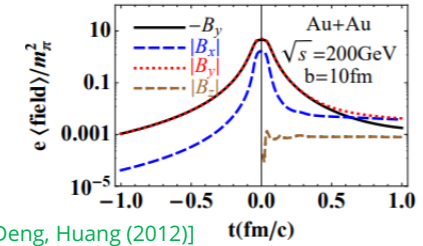
素核宇の極限状況の物理系

・ 重イオン衝突

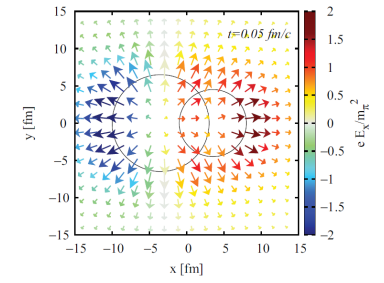


RHIC, LHC など

非中心衝突: $eB \sim \frac{\alpha Z v \gamma}{r^2} \sim \alpha Z \gamma \times m_\pi^2$



非対称衝突: $eE \sim \alpha(Z_1 - Z_2)\gamma/r^2$
 $\sim \alpha(Z_1 - Z_2)\gamma \times m_\pi^2$

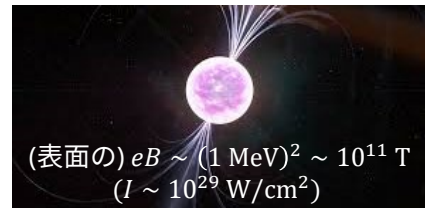


低エネルギー衝突:

$eE \sim \frac{\alpha(Z_1 + Z_2)}{r^2} \sim \alpha(Z_1 + Z_2) \times m_\pi^2$

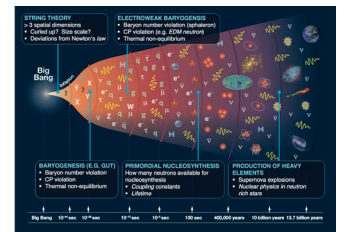
(ちゃんとしたestimateの仕事を知っていたら教えてください)

・ マグネター



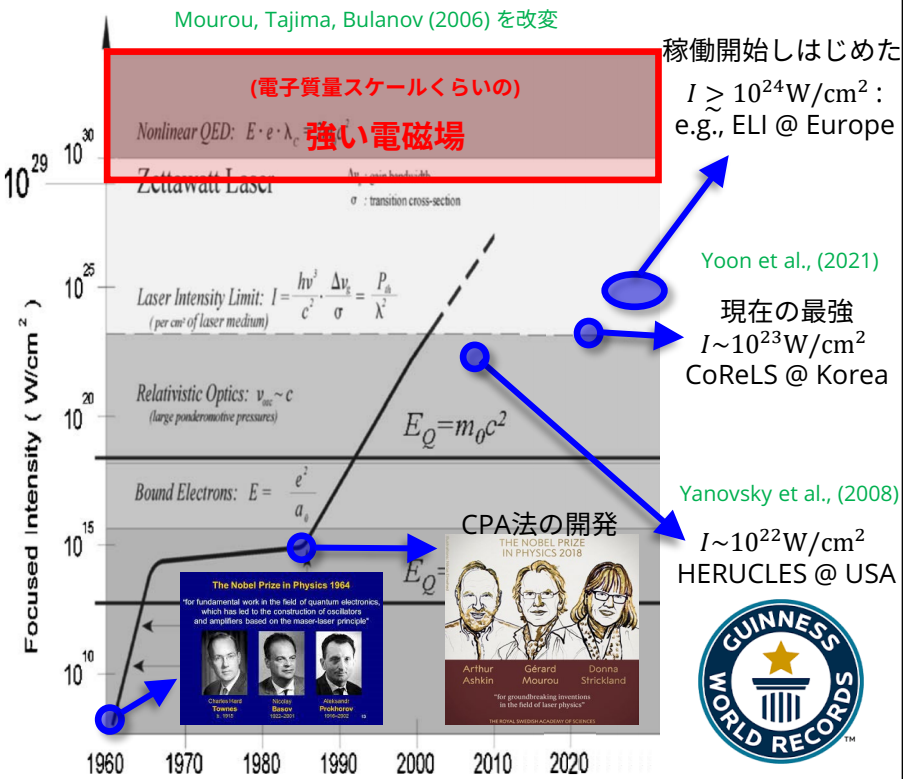
IXPE衛星やXL-Calibur気球が最近打上げ

・ 初期宇宙



強い電磁場の物理を実現・観測可能になりつつある

高強度レーザー

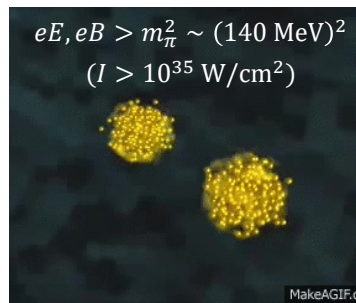


類似の物理系

- テラヘルツレーザー中の固体
⇒ 固体のバンドギャップ $O(1\text{eV}) \sim$ レーザー強度 $O(1 \text{ MV/cm})$
- 電磁場でなく、他の強い場もOK
e.g., Hawking放射 (重力場)、宇宙の再加熱 (インフラトン場)、動的カシミア効果 (振動)、...

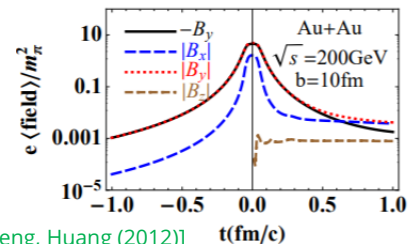
素核宇の極限状況の物理系

• 重イオン衝突

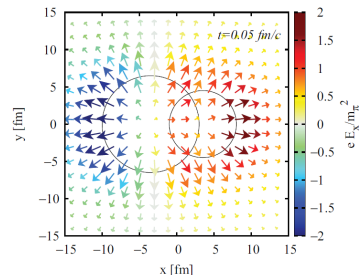


RHIC, LHC など

非中心衝突: $eB \sim \frac{\alpha Z v \gamma}{r^2} \sim \alpha Z \gamma \times m_\pi^2$



非対称衝突: $eE \sim \alpha(Z_1 - Z_2)\gamma/r^2$
 $\sim \alpha(Z_1 - Z_2)\gamma \times m_\pi^2$

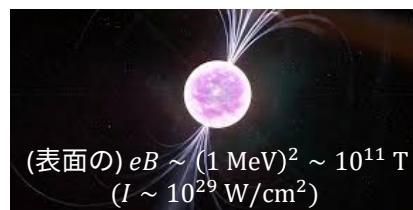


低エネルギー衝突:

$eE \sim \frac{\alpha(Z_1 + Z_2)}{r^2} \sim \alpha(Z_1 + Z_2) \times m_\pi^2$

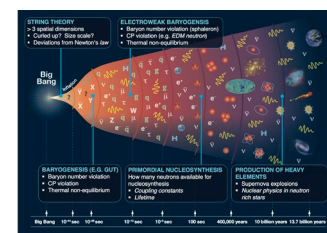
(ちゃんとしたestimateの仕事を知っていたら教えてください)

• マグネター



IXPE衛星やXL-Calibur気球が最近打上げ

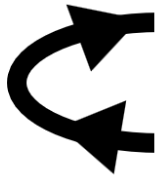
• 初期宇宙



強い電磁場があると何が起こるか？

✓ 新しいQED過程

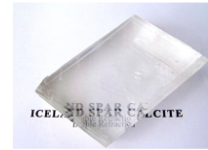
例1) Schwinger機構



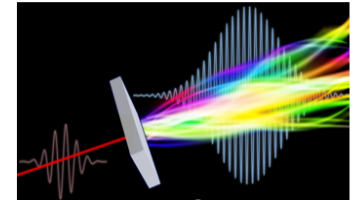
例2) 光子分裂



例3) 真空複屈折



例4) 高次高調波発生

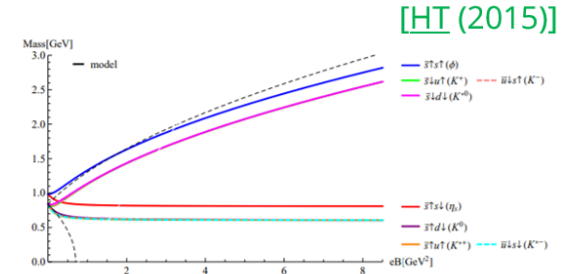
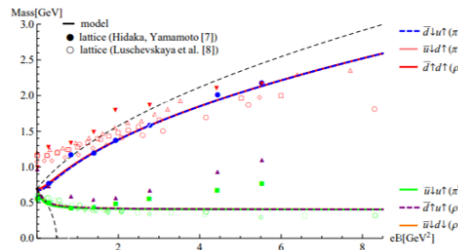


[HT, Hongo, Ikeda (2021)]

✓ スーパー強ければ、QCD・ハドロン物理にも影響する

例1) ハドロン の性質:

e.g., 質量、形状、崩壊モード、...



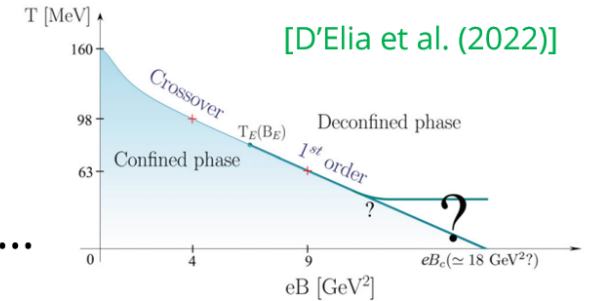
[HT (2015)]

例2) QCD相図

e.g., 相転移温度、(inverse) magnetic catalysis、...

例3) 重イオン衝突: 異常輸送現象(CME), スピン偏極, ...

初期過程(カラー電磁場)



[D'Elia et al. (2022)]

これまで実験・観測は不可能だったが、今まさに状況が変わりつつある

強い電磁場があると何が起こるか？

✓ 新しいQED過程

例1) Schwinger機構



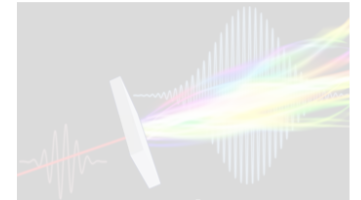
例2) 光子分裂



例3) 真空複屈折



例4) 高次高調波発生

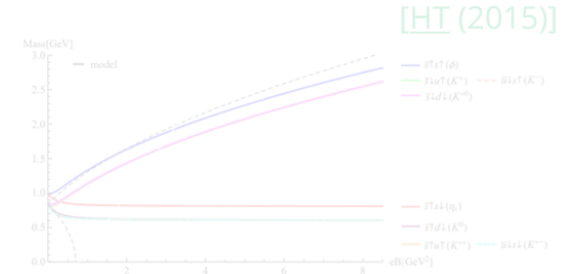
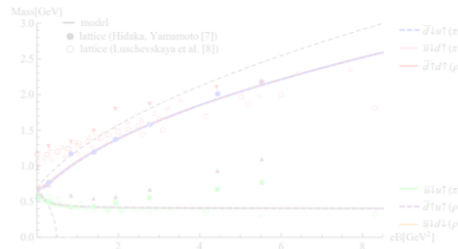


[HT, Hongo, Ikeda (2021)]

✓ スーパー強ければ、QCD・ハドロン物理にも影響する

例1) ハドロンの性質:

e.g., 質量、形状、崩壊モード、...



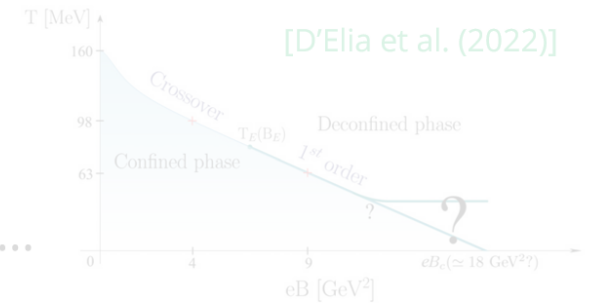
[HT (2015)]

例2) QCD相図

e.g., 相転移温度、(inverse) magnetic catalysis、...

例3) 重イオン衝突: 異常輸送現象(CME), スピン偏極, ...

初期過程(カラー電磁場)



[D'Elia et al. (2022)]

これまで実験・観測は不可能だったが、今まさに状況が変わりつつある

今日の話と言いたいこと

1. 強い電磁場の物理の研究が活気づきつつある

- ・ 場が強いことで初めて起こるような現象が多々ある
- ・ 実験・観測技術 (e.g., レーザー) の進歩
- ・ 重イオン衝突などの極限状況の物理の理解にも役立つだろう

Ref: Fedotov, Ilderton, Karbstein, King, Seipt, [HT](#), Torgrimsson, arXiv:2203.00019

2. Schwinger機構の最近の発展

- ・ 特に (田屋の仕事を軸にし、重イオンを頭の片隅に置きながら) 時間依存電場のSchwinger機構を議論
 - ⇒ 主張1: 電場の速いと、Schwinger機構の素朴な理解からはかなりズレるので注意
 - 主張2: 強い電場中では真空 (= Dirac sea) の構造がだいぶ違うので、それを反映していろんな現象が起きる (例: dynamically assisted Schwinger 機構や真空複屈折)

3. 重イオン衝突の初期過程

- ・ 強いカラー電磁場が実現されてる(だろう)ので、強い場やSchwinger機構の知見が使える
- ・ Schwinger機構の知見を使い初期過程を調べる、特に、(1) 有限時間効果、(2) 実時間発展
 - ⇒ 主張: $O(1 \text{ fm}/c)$ 程度の短時間で大量の粒子を作り、強い非等方性を改善することが可

Refs: [HT](#), PRD 96, 014033 (2017) & [HT](#), Ph. D thesis

Schwinger機構

[Sauter (1932)] [Heisenberg, Euler (1936)]
[Schwinger (1951)]

✓ 真空中に強く遅い電場を当てると、量子トンネルによって粒子対が生成



Schwinger機構

[Sauter (1932)] [Heisenberg, Euler (1936)]
[Schwinger (1951)]


✓ 真空中に強く遅い電場を当てると、量子トンネルによって粒子対が生成



✓ 定常電場するとき (+ 電場へのバックリアクションや生成粒子間相互作用は無視) のときはよくわかってる

⇒ Schwingerの公式:
$$N_{e^\pm} = \frac{(eE)^2 VT}{(2\pi)^3} \times \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE}\right] \sim \exp[-\# \times (\text{gap height}) \times (\text{gap length})]$$

[Schwinger (1951)] [Nikishov (1969)]

- 理論: 雑に言えば、 のような $|0; \text{in}\rangle \rightarrow |e^- e^+; \text{out}\rangle$ の散乱振幅を計算する
- ちなみに、磁場だけだと粒子生成しない \Leftarrow 磁場はバンドを傾けない (円運動させるだけで仕事しない)

Schwinger機構

[Sauter (1932)] [Heisenberg, Euler (1936)]
[Schwinger (1951)]


✓ 真空中に強く遅い電場を当てると、量子トンネルによって粒子対が生成



✓ 定常電場するとき (+ 電場へのバックリアクションや生成粒子間相互作用は無視) のときはよくわかってる

⇒ Schwingerの公式:
$$N_{e^\pm} = \frac{(eE)^2 VT}{(2\pi)^3} \times \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE}\right] \sim \exp[-\# \times (\text{gap height}) \times (\text{gap length})]$$

[Schwinger (1951)] [Nikishov (1969)]

- 理論: 雑に言えば、 のような $|0; \text{in}\rangle \rightarrow |e^- e^+; \text{out}\rangle$ の散乱振幅を計算する
- ちなみに、磁場だけだと粒子生成しない ← 磁場はバンドを傾けない (円運動させるだけで仕事しない)

✓ しかし、仮定がかなり強いので、現実に使えるか要検討

⇒ Schwingerの公式を超えた記述の開発が進められている

- 例) ・ レーザーや重イオン衝突の電磁場は、時空間に対し必ず非一様 ⇒ 定常電場は微妙かも
- 重イオンの電磁場はとても強いので粒子は大量に生成されるかも ⇒ バックリアクション
 - 生成後は散乱して、熱化に向かったり光子を吐いたりする ⇒ 相互作用

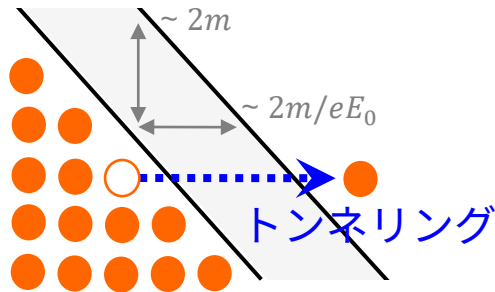
電場が時間依存するとどうなるか？

電場が「速く」になると、非摂動的なSchwinger機構は起きない

電場が「速く」なると、非摂動的なSchwinger機構は起きない

✓ 強さ eE_0 、周波数 Ω を持った時間依存電場

遅い \Rightarrow 非摂動トンネリング $N \sim \exp[\# / eE_0]$



$$\text{トンネリング時間 } \Delta t \sim \frac{2m}{eE_0}$$

\Rightarrow 電場は Δt よりも十分遅くないといけない

$$\Rightarrow \Omega^{-1} \gtrsim \Delta t$$

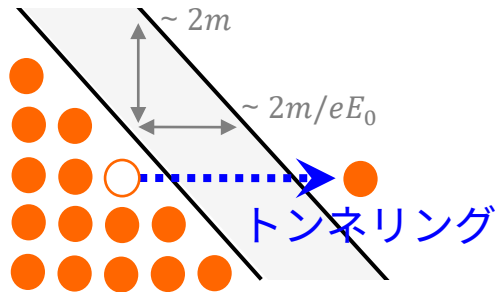
$$\Rightarrow 1 \gtrsim \frac{\Delta t}{\Omega^{-1}} = \frac{\Omega m}{eE_0} \equiv \gamma \text{ (Keldysh パラメータ)}$$

[Keldysh (1965)]

電場が「速く」なると、非摂動的なSchwinger機構は起きない

✓ 強さ eE_0 、周波数 Ω を持った時間依存電場

遅い \Rightarrow 非摂動トンネリング $N \sim \exp[\# / eE_0]$



$$\text{トンネリング時間 } \Delta t \sim \frac{2m}{eE_0}$$

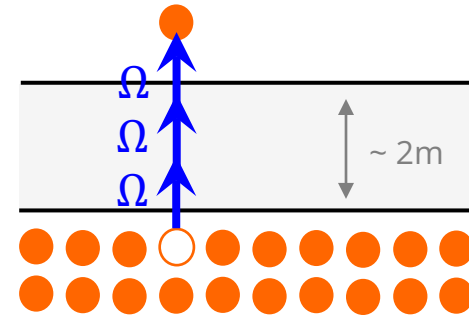
\Rightarrow 電場は Δt よりも十分遅くないといけない

$$\Rightarrow \Omega^{-1} \gtrsim \Delta t$$

$$\Rightarrow 1 \gtrsim \frac{\Delta t}{\Omega^{-1}} = \frac{\Omega m}{eE_0} \equiv \gamma \text{ (Keldysh パラメータ)}$$

[Keldysh (1965)]

速い \Rightarrow 摂動的な光子散乱 $N \sim eE_0^{2n}$



\Rightarrow 電場はインコヒーレントな光子として相互作用しだす

$\Rightarrow n\Omega > 2m$ となるときに粒子生成

(違う理解: 電場が短寿命だと、電場とDiracの海は有限回しか相互作用できない)

\Rightarrow 物質で起こる光電効果と本質的に同じ現象がQED真空でも起こる

最近の進展1: 非摂動 ↔ 摂動的がまじめに調べられた

✓ “相図”みたいなものがわかった

最近の進展1: 非摂動 ↔ 摂動的がまじめに調べられた

✓ “相図”みたいなものがわかった

• 理論: (1) 半古典近似 = \hbar 展開 (トランスシリーズ展開) $N = \sum_{n,m} N_{n,m} \hbar^n e^{-m \frac{S}{\hbar}} = (N_{0,1} + O(\hbar)) e^{-\frac{S}{\hbar}} + O(e^{-\frac{2S}{\hbar}})$

(2) 解ける場合と直接比べる [HT, Fujiii, Itakura (2014)]

[Brezin, Itzykson (1970)] [Popov (1972)]
[Berry (1989)] [Dunne, Shubert (2005)]
[HT, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (2020)]

最近の進展1: 非摂動 ↔ 摂動的がまじめに調べられた

✓ “相図”みたいなものがわかった

- 理論: (1) 半古典近似 = \hbar 展開 (トランスシリーズ展開) $N = \sum_{n,m} N_{n,m} \hbar^n e^{-m \frac{S}{\hbar}} = (N_{0,1} + O(\hbar)) e^{-\frac{S}{\hbar}} + O(e^{-\frac{2S}{\hbar}})$
 - [Brezin, Itzykson (1970)] [Popov (1972)]
 - [Berry (1989)] [Dunne, Shubert (2005)]
 - [HT, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (2020)]
- (2) 解ける場合と直接比べる [HT, Fujiii, Itakura (2014)]

• 2つの無次元量が効く

← もともと3つの次元量 ($eE, \tau := 1/\Omega, m$) があるので

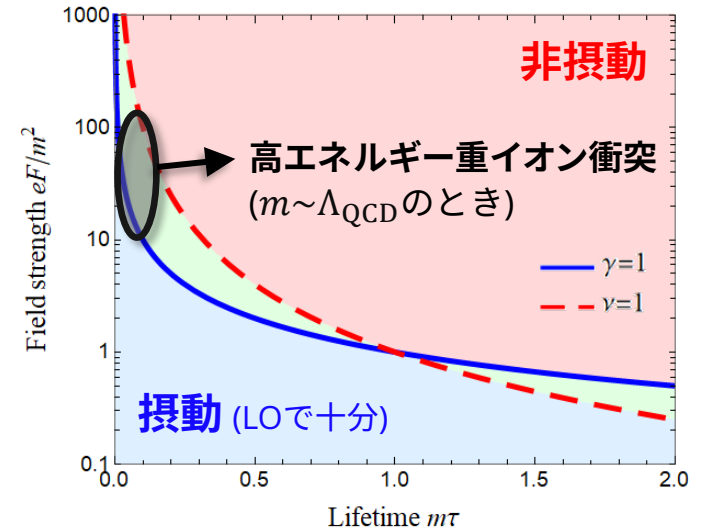
$$\gamma = \frac{m\Omega}{eE} : \text{Keldysh パラメータ}$$

$$\nu = \frac{eE\tau}{\Omega} = \frac{\text{(場がした仕事)}}{\text{(1光子のエネルギー)}} = \text{(過程に関与した光子数)}$$

• 非摂動なSchwinger機構が起こるのは、 $\gamma \ll 1, \nu \gg 1$

• (飛躍するが、Schwinger機構のみならず一般に) **単に場が強いと強い場の物理というわけじゃない** (を示唆)

例) 高エネルギー重イオンは短寿命で微妙: $eF \sim (1 \text{ GeV})^2, \tau \sim 0.1 \text{ fm}/c \Rightarrow \gamma \sim \begin{cases} 10^{-3} (m = \Lambda_{\text{QCD}}) \\ 10^{-5} (m = m_e) \end{cases}, \nu \sim 0.1$



とはいえ、LOからはズレるので、高次QED過程を見るのに使える



光子-光子散乱
[ATLAS (2017)]



(線形) Breit-Wheeler
[STAR (2019)]

最近の進展2: 摂動的な粒子生成の重要性

✓ 電場が速くなると、素朴なSchwingerの公式からズレる

遅い (非摂動的) \Rightarrow 強い指数関数的な抑制 $N \sim \exp[-m^2/eE_0]$

速い (摂動的) \Rightarrow 弱い冪的な抑制 $N \sim (eE_0/m^2)^{2n}$

\Rightarrow (電場がそんなに強くないときは $eE_0 \lesssim m^2$) **速い電場の方がたくさん粒子を作る**

最近の進展2: 摂動的な粒子生成の重要性

✓ 電場が速くなると、素朴なSchwingerの公式からズレる

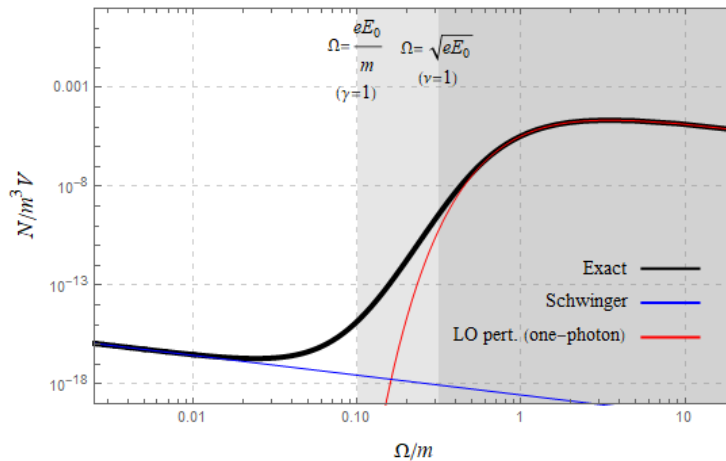
遅い (非摂動的) \Rightarrow 強い指数関数的な抑制 $N \sim \exp[-m^2/eE_0]$

速い (摂動的) \Rightarrow 弱い冪的な抑制 $N \sim (eE_0/m^2)^{2n}$

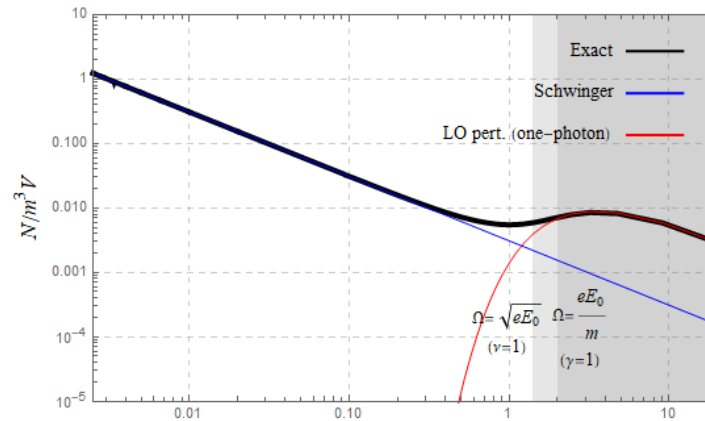
\Rightarrow (電場がそんなに強くないときは $eE_0 \lesssim m^2$) **速い電場の方がたくさん粒子を作る**

具体例: 寿命 $\tau = 1/\Omega$ のパルス電場 (Sauter電場 $eE(t) = \frac{eE_0}{\cosh^2(\Omega t)}$) による粒子生成

弱い電場 $eE_0/m^2 = 0.1$



強い電場 $eE_0/m^2 = 2$



[HI, Fujiii, Itakura (2014)] [HI, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (2020)]

応用例) • 重イオン衝突での (カラー電磁場からの) Heavy quarkの生成の増大 [Levai, Skokov (2010)]

- レーザーみたいな弱い電場で真空から粒子を作りたいときは、速い電場を活用すると良い \Rightarrow Dynamically assisted Schwinger 機構

(次のスライド)

最近の進展3: Dynamically assisted Schwinger 機構 (1/2)

[Dunne, Gies, Schutzhold (2008), (2009)]

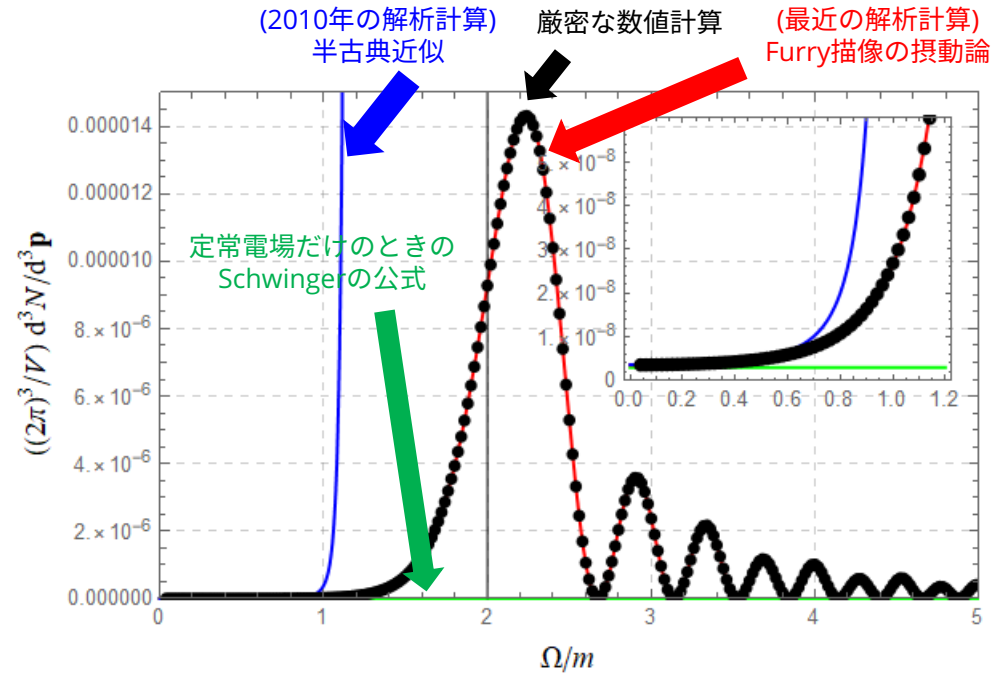
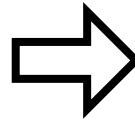
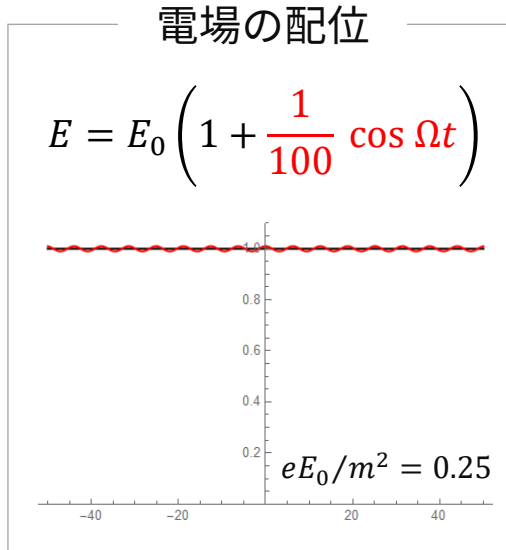
✓ 速い電場を重ねれば、遅い電場が弱くても、有意な粒子数を作れる



$$N \sim \exp[-\# \times (\text{gap height}) \times (\text{gap length})] \Rightarrow \text{粒子生成の増大}$$

↑ ↑
摂動的な1光子散乱で減る

最近の進展3: Dynamically assisted Schwinger 機構 (2/2)



✓ 物理としてわかったこと

- 予想通り: 速い電場がとても弱くても、たしかにとても増大する
- 予想外: 高周波領域に行くと、振動的ふるまいが出てくる

← 強い電場中の Dirac sea の構造と関係 (次のスライド)

✓ 技術的に進展したこと

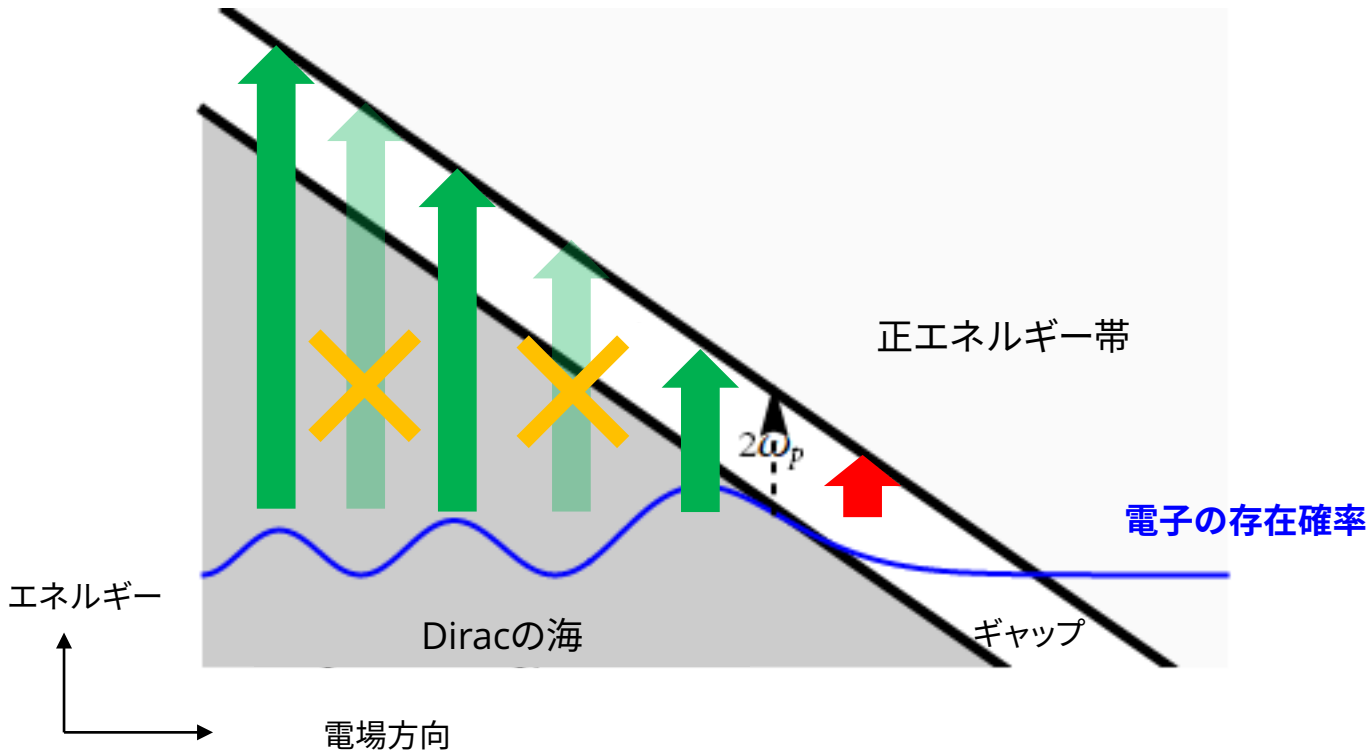
- 不安定な真空中の散乱理論の整備 (Furry描像の摂動論)

[HI, (2019)] [Huang, HI, (2019)]

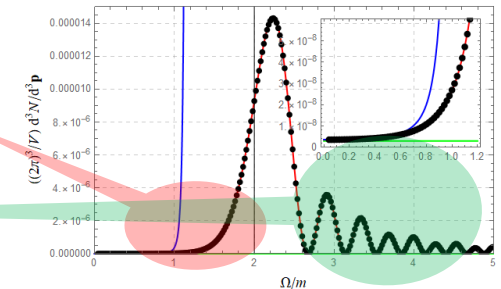
$$N \simeq \left| \begin{array}{c} \text{Loop 1} + \text{Loop 2} + \dots \end{array} \right|^2$$

The diagram shows a series of Feynman diagrams representing particle production. The first diagram is a loop with a thick arrow. The second diagram is a loop with a thick arrow and a blue circle labeled '弱' (weak) connected by a wavy line. The third diagram is a loop with a thick arrow. The entire series is enclosed in large square brackets with a superscript 2.

最近の進展4: 強い電場中の Dirac sea とその応用 (1/2)



- 量子トンネリング ⇒ **粒子生成の増大**
- 量子反射 ⇒ **粒子生成の振動**

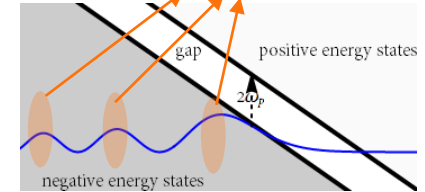


Dynamically assisted Schwinger 機構での粒子生成スペクトルは、
強い電場中のQED真空(Diracの海)の構造を反映する

最近の進展4: 強い電場中の Dirac sea とその応用 (2/2)

- ✓ 真空の歪みは、Schwinger機構だけでなく、真空の上で起こるいろんな物理過程に影響

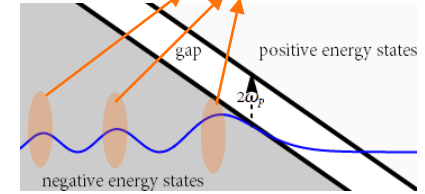
確率密度が大きい \Rightarrow より影響



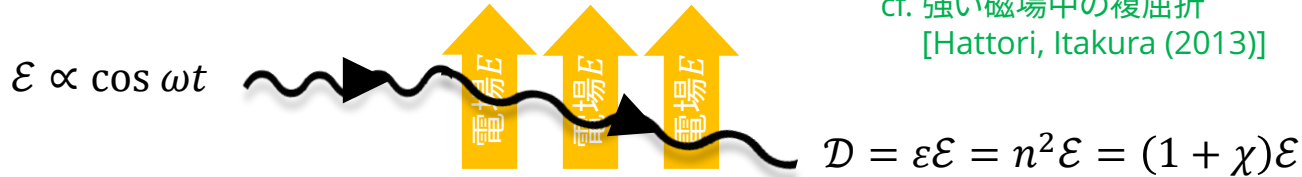
最近の進展4: 強い電場中の Dirac sea とその応用 (2/2)

- ✓ 真空の歪みは、Schwinger機構だけじゃなく、真空の上で起こるいろんな物理過程に影響

確率密度が大きい ⇒ より影響



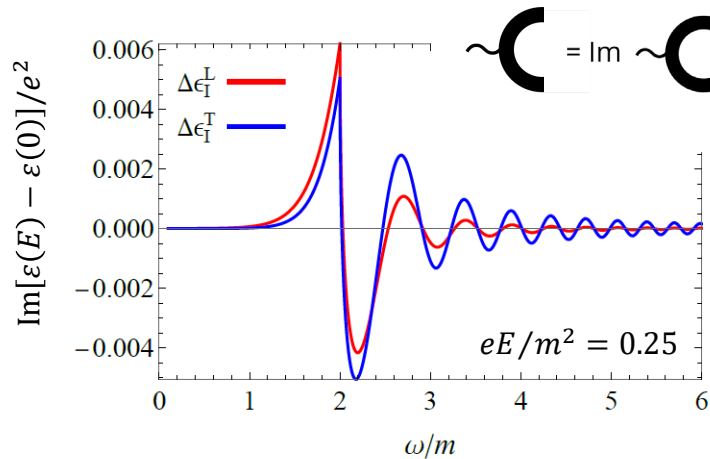
- ✓ 例: 強い電場中の複屈折 (のpreliminaryな結果) [HT, Ironside, in prep]



cf. 強い磁場中の複屈折
[Hattori, Itakura (2013)]

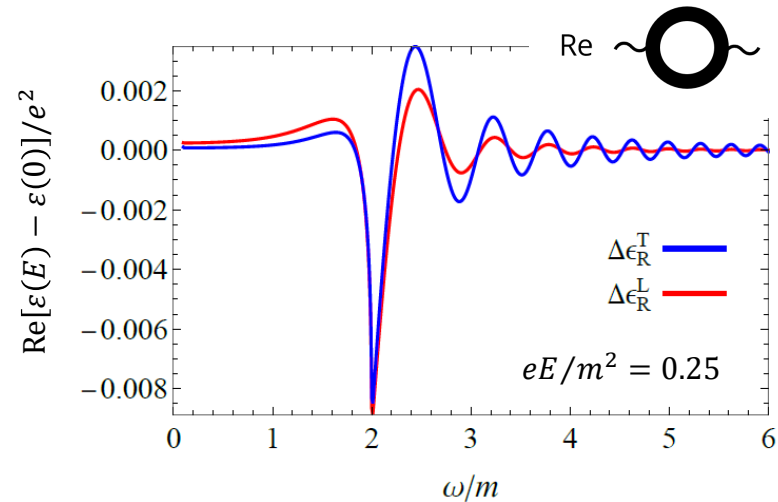
誘電率の虚部

(dynamically assisted の1次補正部分に相当)



光学定理
(Kramers-Kronig rel.)

誘電率の実部



今日の話と言いたいこと

1. 強い電磁場の物理の研究が活気づきつつある

- ・ 場が強いことで初めて起こるような現象が多々ある
- ・ 実験・観測技術 (e.g., レーザー) の進歩
- ・ 重イオン衝突などの極限状況の物理の理解にも役立つだろう

Ref: Fedotov, Ilderton, Karbstein, King, Seipt, [HI](#), Torgrimsson, arXiv:2203.00019

2. Schwinger機構の最近の発展

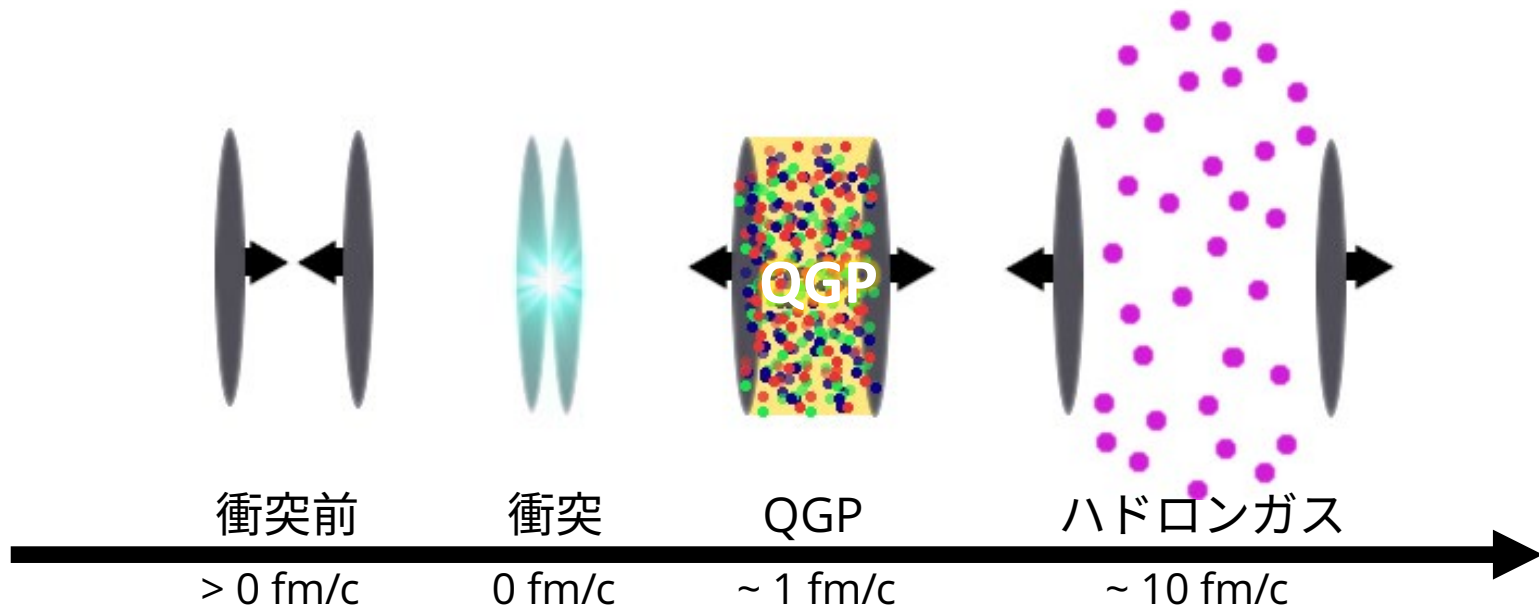
- ・ 特に (田屋の仕事を軸にし、重イオンを頭の片隅に置きながら) 時間依存電場のSchwinger機構を議論
⇒ 主張1: 電場の速いと、Schwinger機構の素朴な理解からはかなりズレるので注意
主張2: 強い電場中では真空 (= Dirac sea) の構造がだいぶ違うので、それを反映していろんな現象が起きる (例: dynamically assisted Schwinger 機構や真空複屈折)

3. 重イオン衝突の初期過程

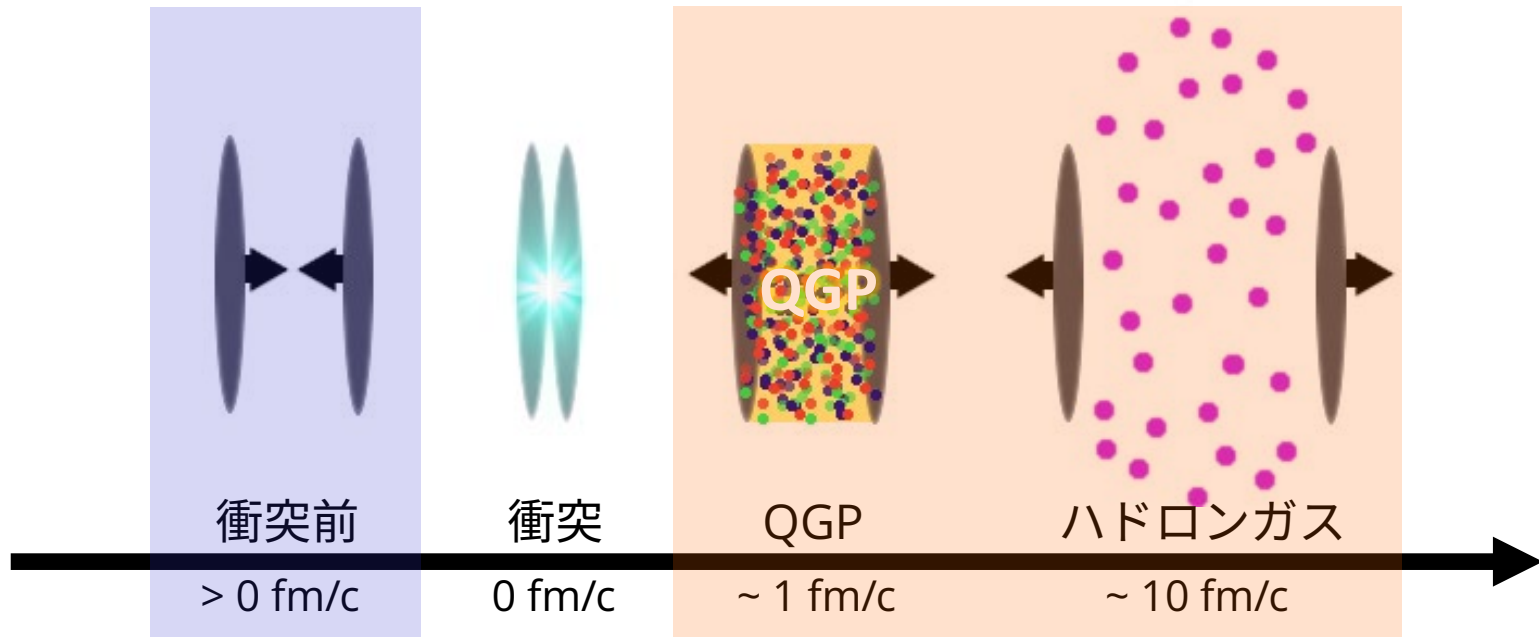
- ・ 強いカラー電磁場が実現されてる(だろう)ので、強い場やSchwinger機構の知見が使える
- ・ Schwinger機構の知見を使い初期過程を調べる、特に、(1) 有限時間効果、(2) 実時間発展
⇒ 主張: $O(1 \text{ fm}/c)$ 程度の短時間で大量の粒子を作り、強い非等方性を改善することが可

Refs: [HI](#), PRD 96, 014033 (2017) & [HI](#), Ph. D thesis

重イオン衝突の時間発展 (1/2)

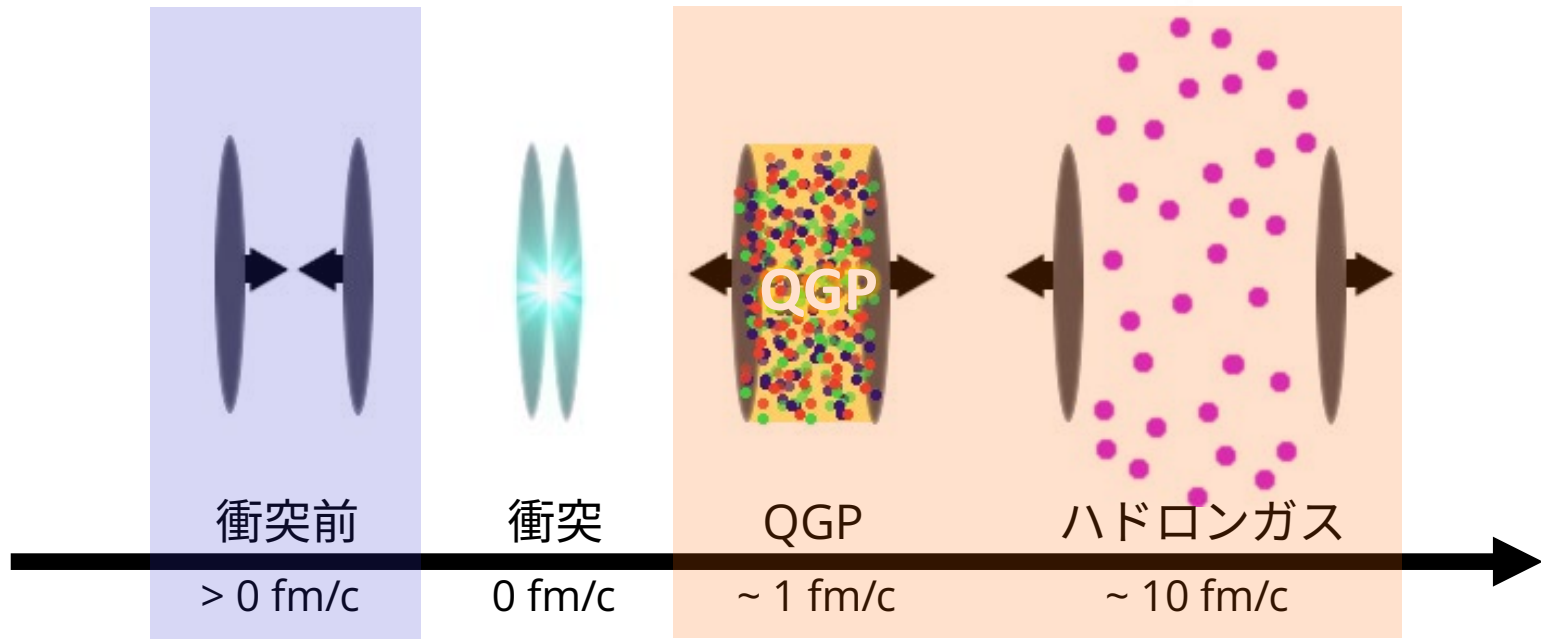


重イオン衝突の時間発展 (1/2)

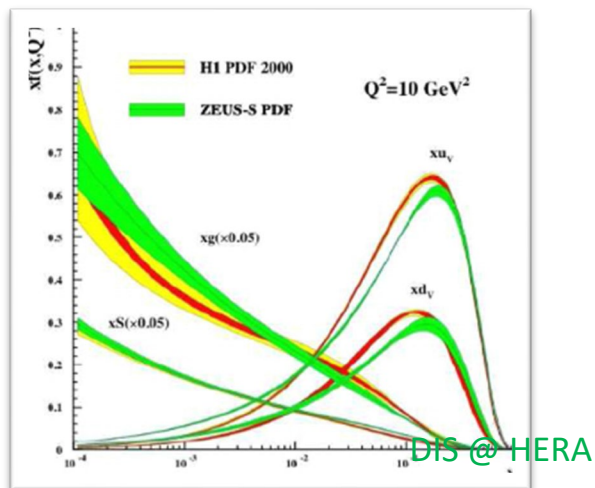


✓ ■ と ■ はおおよそわかっている

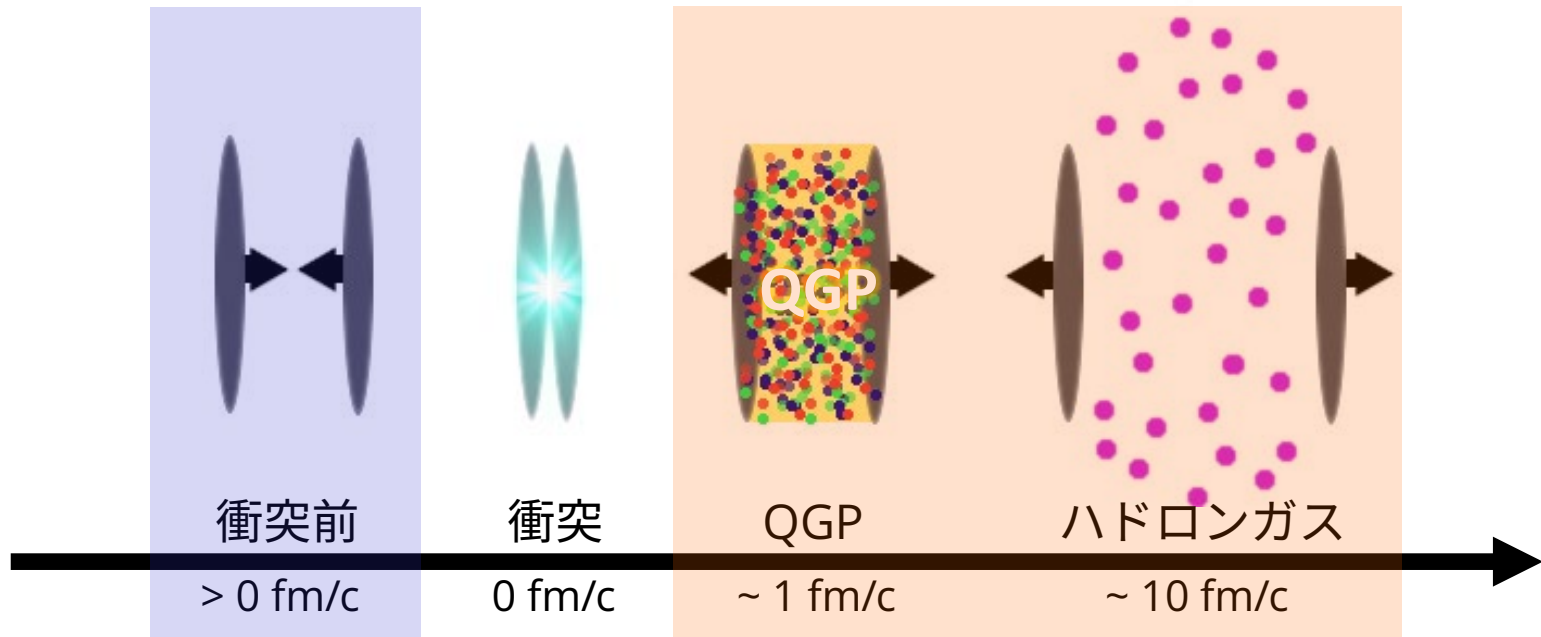
重イオン衝突の時間発展 (1/2)



✓ ■ と ■ はおおよそわかっている



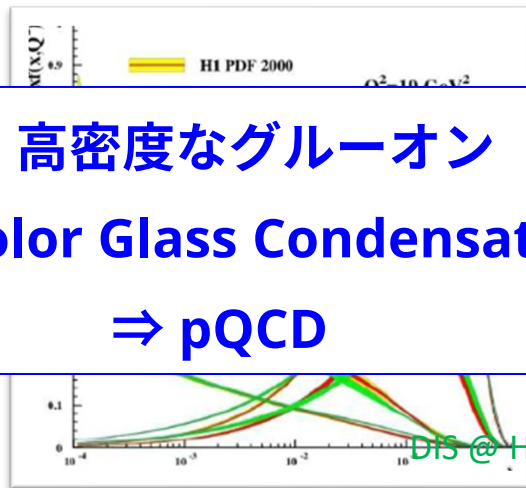
重イオン衝突の時間発展 (1/2)



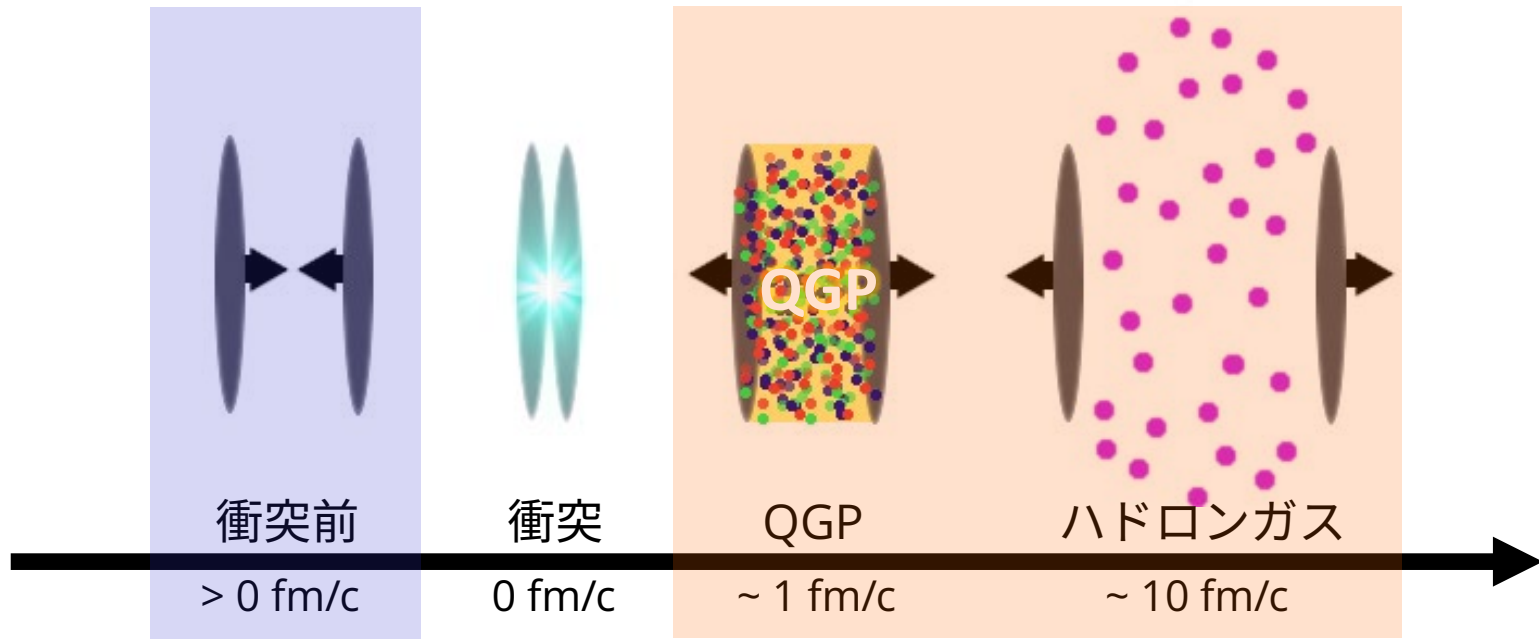
✓ ■ と ■ はおおよそわかっている

高密度なグルーオン
(Color Glass Condensate)

⇒ pQCD



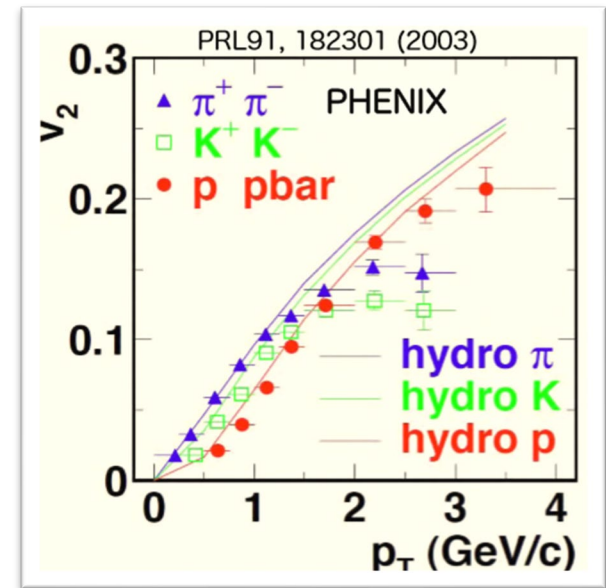
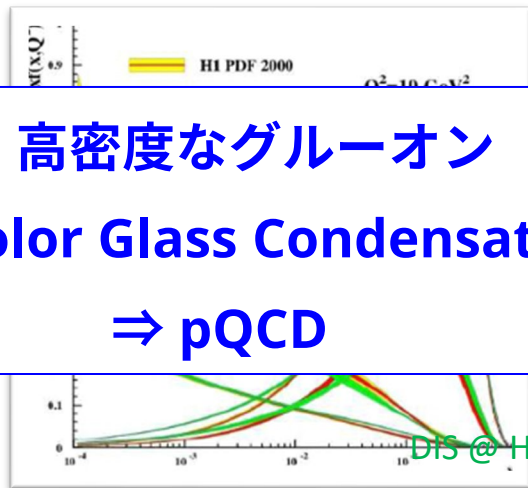
重イオン衝突の時間発展 (1/2)



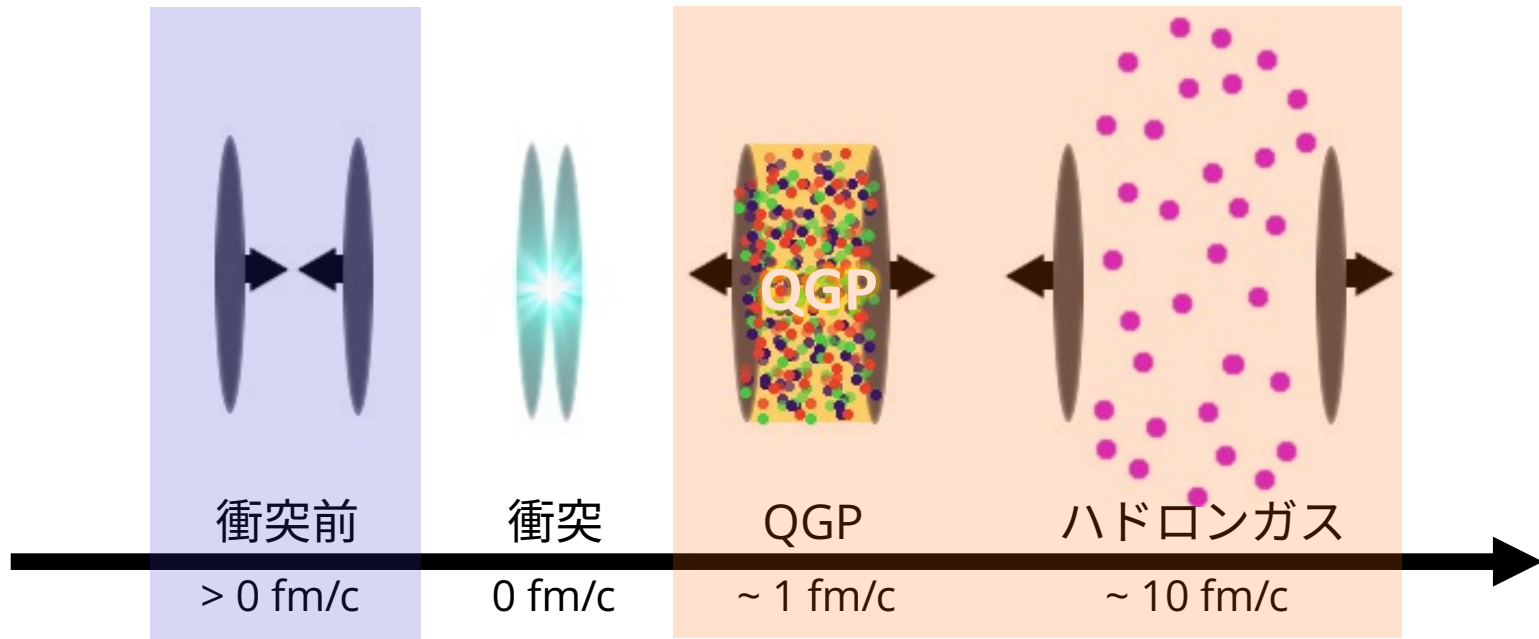
✓ ■ と ■ はおおよそわかっている

高密度なグルーオン
(Color Glass Condensate)

⇒ pQCD



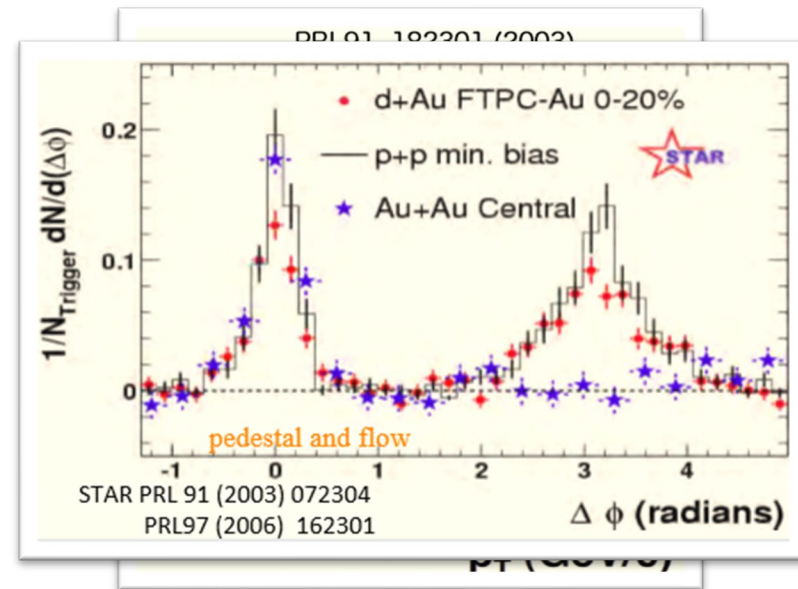
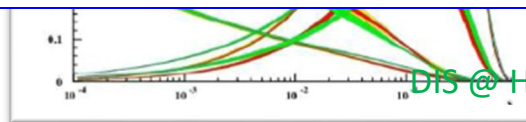
重イオン衝突の時間発展 (1/2)



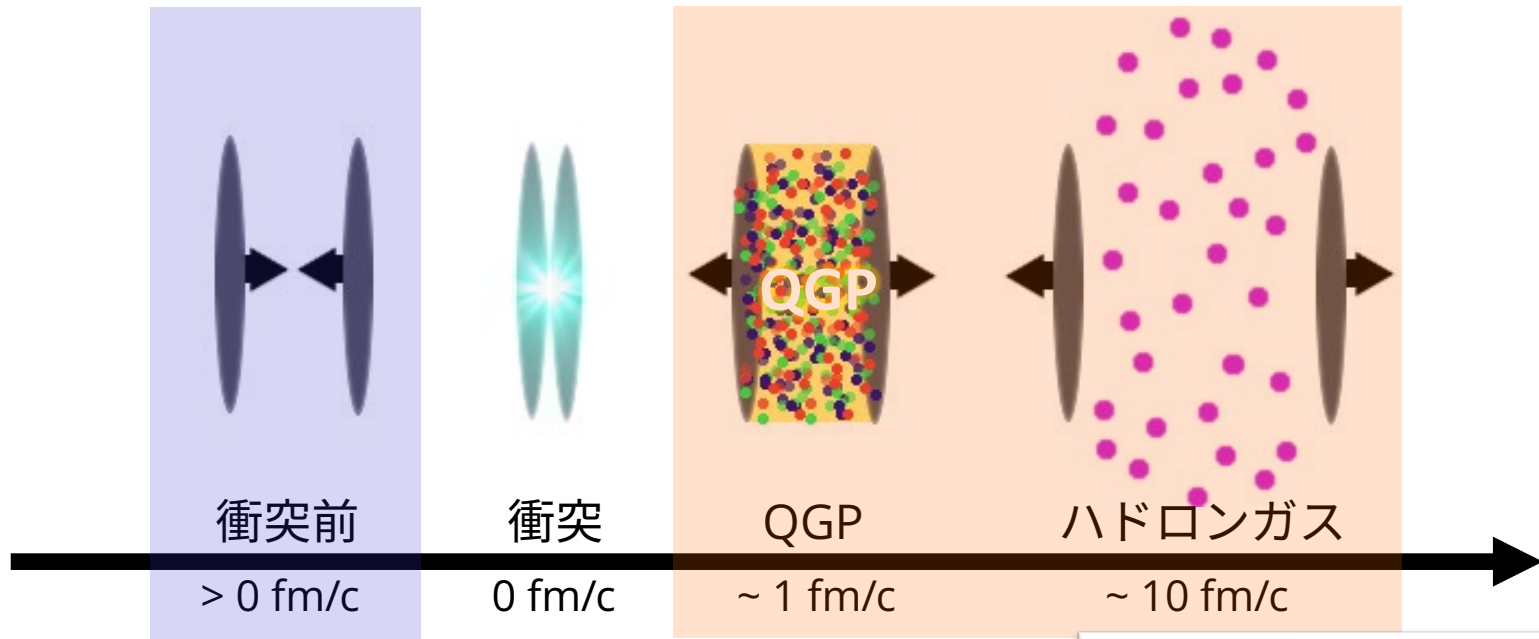
✓ ■ と ■ はおおよそわかっている

高密度なグルーオン
(Color Glass Condensate)

⇒ pQCD



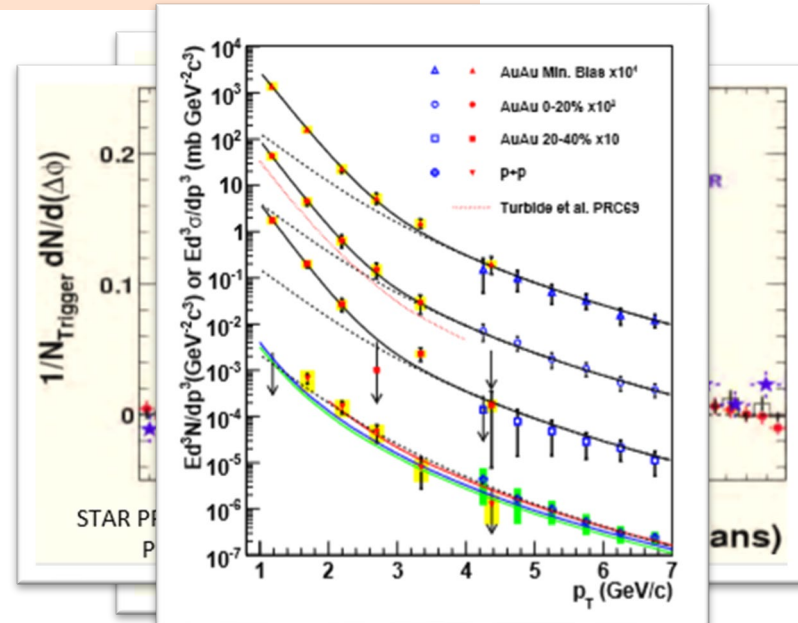
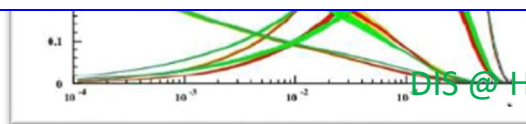
重イオン衝突の時間発展 (1/2)



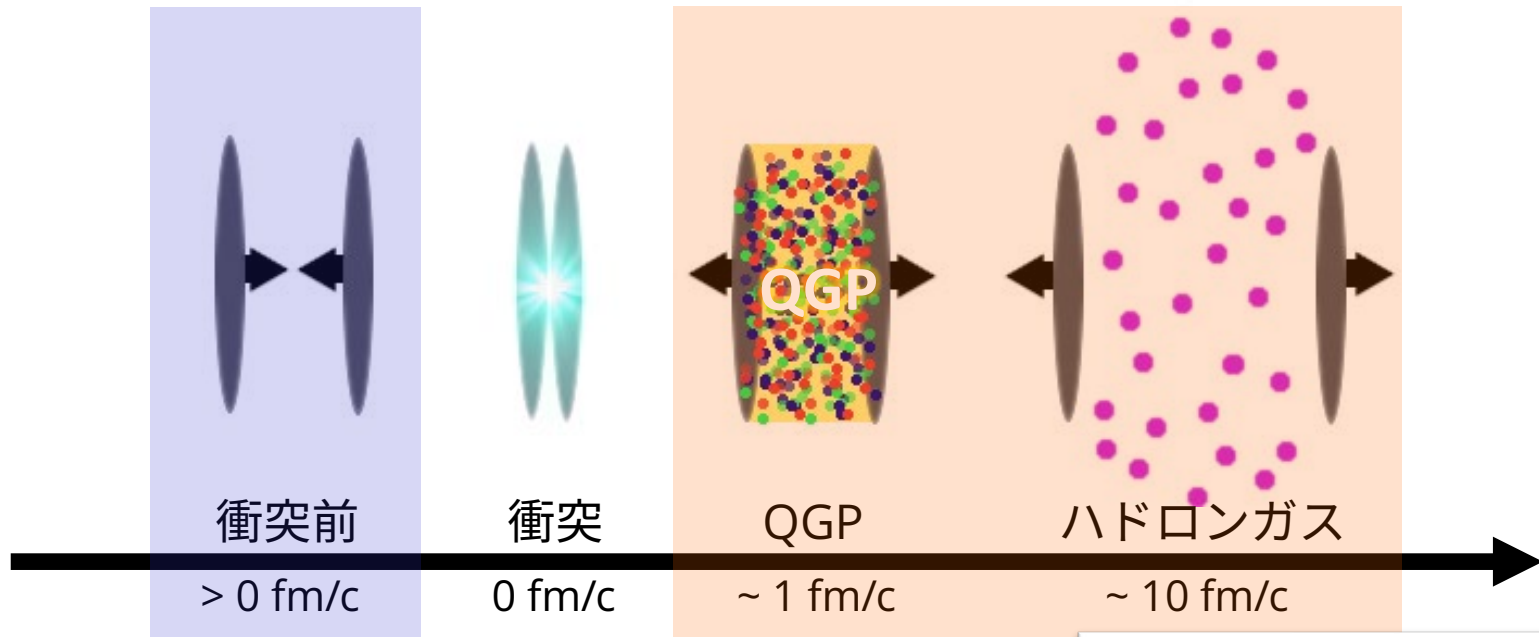
✓ ■ と ■ はおおよそわかっている

高密度なグルーオン
(Color Glass Condensate)

⇒ pQCD



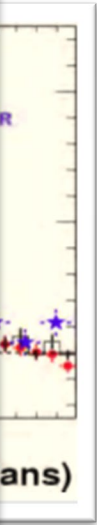
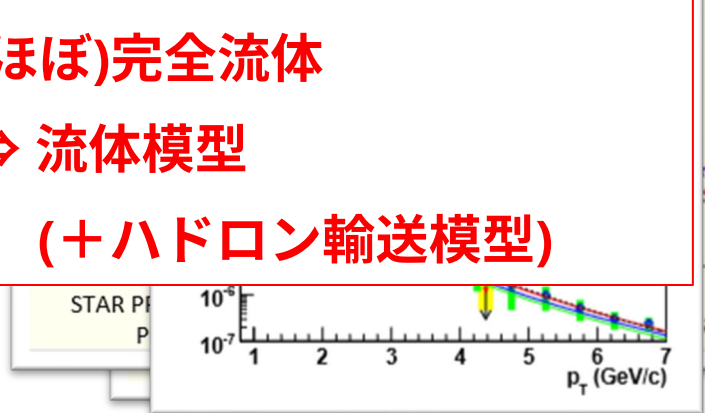
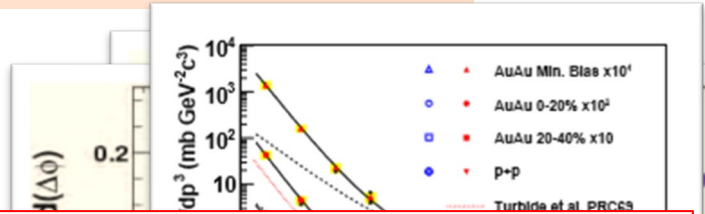
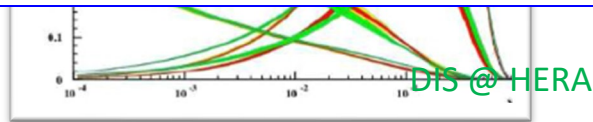
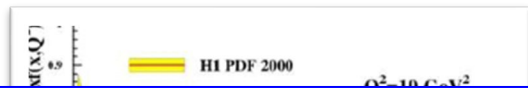
重イオン衝突の時間発展 (1/2)



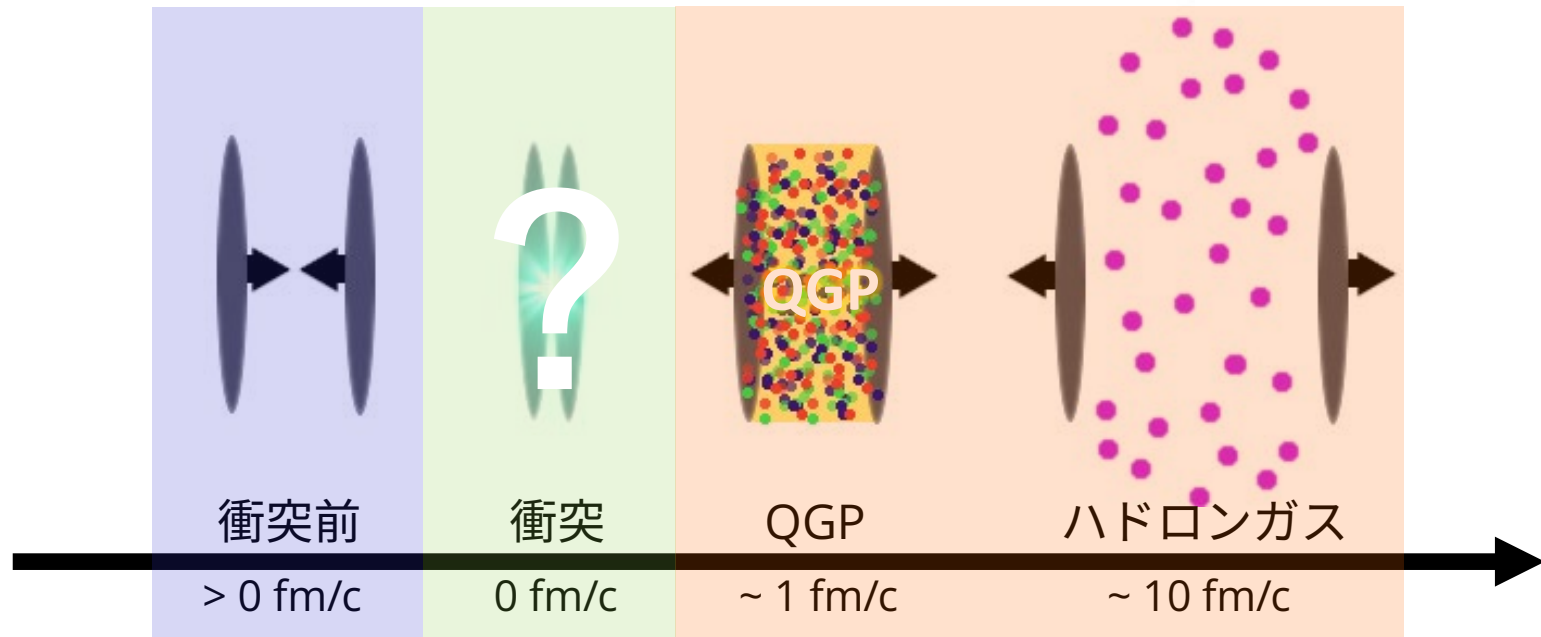
✓ ■ と ■ はおおよそわかっている

高密度なグルーオン
(Color Glass Condensate)
⇒ pQCD

(ほぼ)完全流体
⇒ 流体模型
(+ハドロン輸送模型)



重イオン衝突の時間発展 (2/2)



✓ ■ の理解は確立していない

⇒ QGPの生成過程は十分に理解されていない

- ・ 大量のクォークやグルーオン粒子はどうやって作られるのか？
- ・ 粒子はいかに熱化(流体化)して流体的なQGPを作るのか？
- ・ 実験解析が示唆する $O(1 \text{ fm/c})$ の早い熱化(流体化)は可能か？

✓ 重イオン衝突の時空描像を完成させるだけじゃなくて、現象論的にも大事 (例: 流体模型の初期条件)

強いカラー電磁場 (グラスマ) (1/2)

Low-Nussinov model: Low, Nussinov, Casher, Neuberger (1970~80頃)

Glasma: McLerran, Lappi, Kovner, Weigert (2005頃)

✓ 衝突直後にできる強いカラー電磁場がいかに崩壊するか、の理解がキー

⇒ Schwinger機構による粒子生成

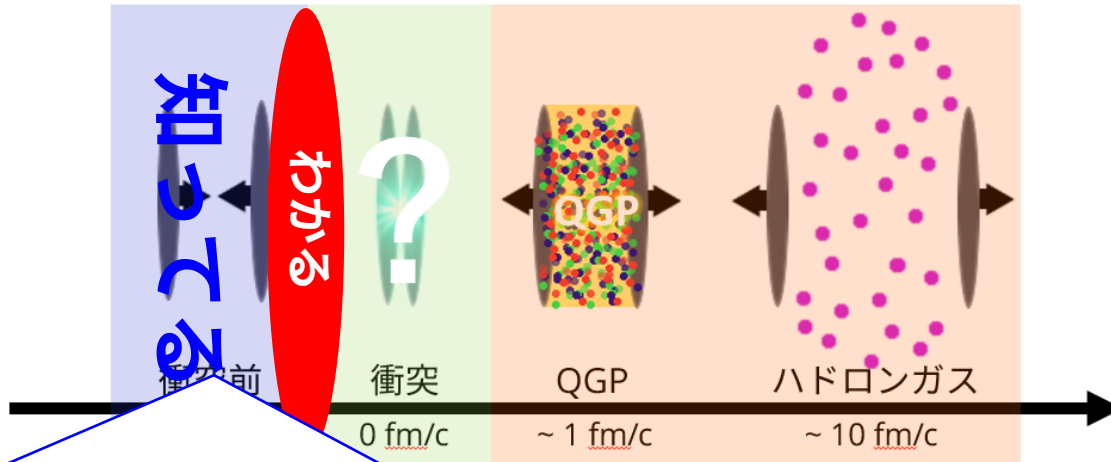
[Kerman, Matsui, Gatoff (1987)]

(cf. 初期のダイレプトン生成 [Asakawa, Matsui (1991)])

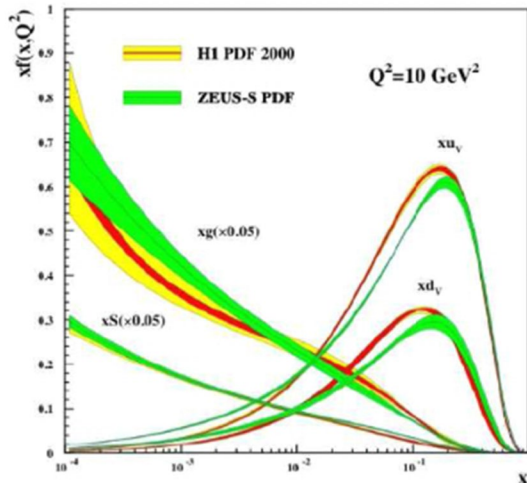
強いカラー電磁場 (グラズマ) (1/2)

Low-Nussinov model: Low, Nussinov, Casher, Neuberger (1970~80頃)
 Glasma: McLerran, Lappi, Kovner, Weigert (2005頃)

- ✓ 衝突直後にできる強いカラー電磁場がいかに崩壊するか、の理解がキー
- ⇒ Schwinger機構による粒子生成 [Kerman, Matsui, Gatoff (1987)]
 (cf. 初期のダイレプトン生成 [Asakawa, Matsui (1991)])



DIS @ HERA



高エネルギー原子核

||

非常に密なグルーオン

||

大きなカラー電荷密度を持つ
 極板みたいな状態
 ($\sigma \sim Q_s^2 \sim O(1) \text{ GeV}^2$)

横平面



強いカラー電磁場 (グラスマ) (2/2)

Low-Nussinov model: Low, Nussinov, Casher, Neuberger (1970~80頃)

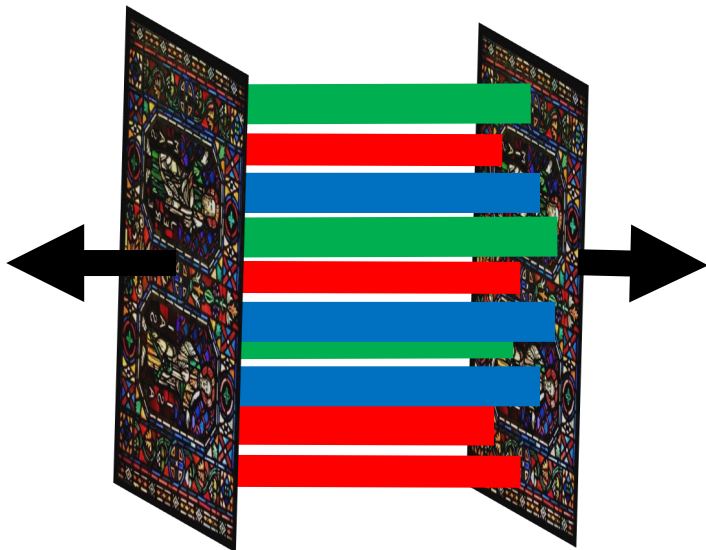
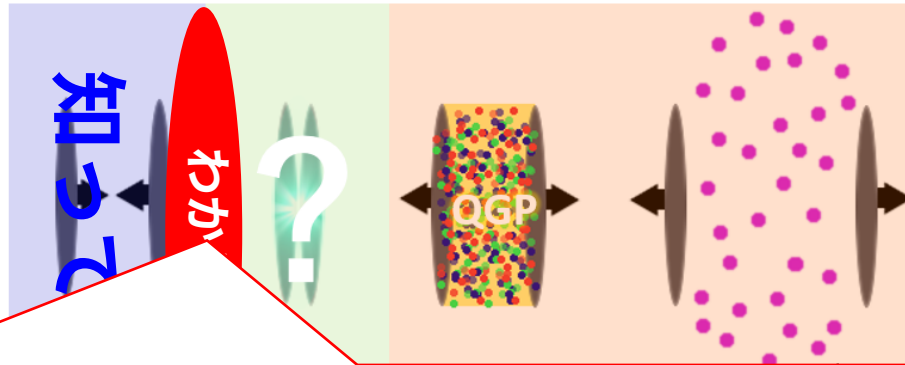
Glasma: McLerran, Lappi, Kovner, Weigert (2005頃)

✓ 衝突直後にできる強いカラー電磁場がいかに崩壊するか、の理解がキー

⇒ Schwinger機構による粒子生成

[Kerman, Matsui, Gatoff (1987)]

(cf. 初期のダイレプトン生成 [Asakawa, Matsui (1991)])



衝突直後

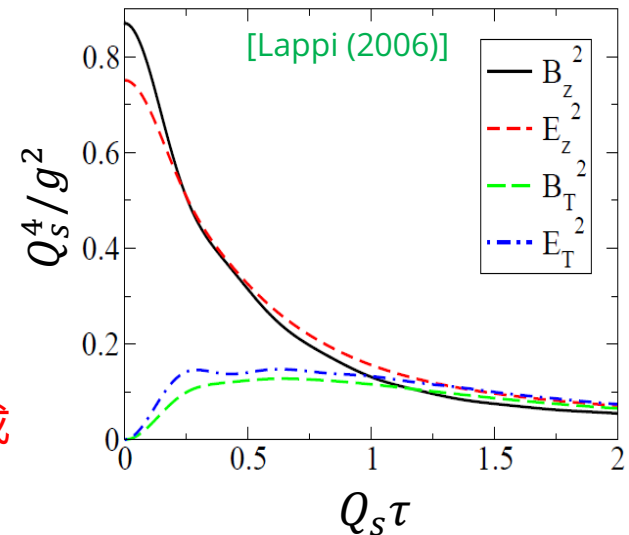
R

遠ざかる

カラー"コンデンサー"
($\sigma \sim Q_s^2 \sim O(1)\text{GeV}^2$)

↓

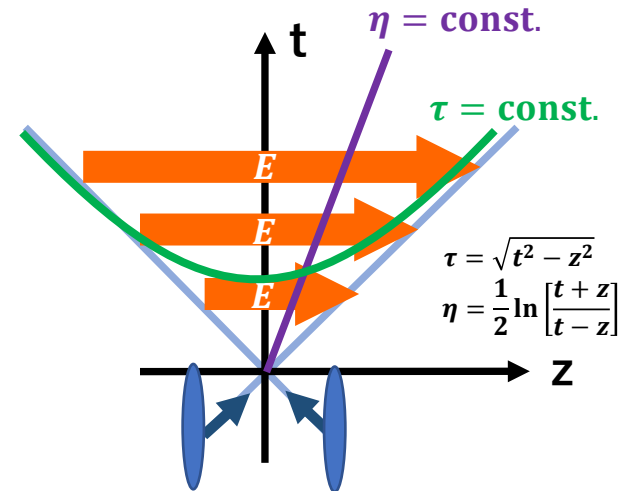
強いカラー電磁場の生成
($gE, gB = O(1)\text{GeV}^2$)



今から議論すること

- ✓ **目的:** 『衝突直後にできた、膨張する強いカラー電場がSchwinger機構(強い電場による粒子生成)でどれくらい粒子を作るのか?』
をQCDに基づいて調べる

- ✓ **問題設定:**
 - ブースト不変に膨張する、
横方向に一様な電場 $E(\tau, \eta, x_{\perp}) = E(\tau)$
 - 磁場は無視
 - 平均場近似 = 高次のゆらぎを手で落とす



- ✓ **やること:**

- (1) バックリアクションを無視したときの粒子生成
- (2) バックリアクションを考慮したときの粒子生成

理論 = 平均場近似 (1/2)

QED: [Kluger, Eisenberg, Svetitsky,
Cooper, Mottola (1990年代)]
[Tanji (2008)]

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{2} \text{tr}[F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}] + L_{\text{quark}} + L_{\text{FP+GF}}$$

物性の時間依存
Bogoliubov-de Gennes (TDBdG)と同じ

理論 = 平均場近似 (1/2)

QED: [Kluger, Eisenberg, Svetitsky,
Cooper, Mottola (1990年代)]
[Tanji (2008)]

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{2} \text{tr}[F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}] + L_{\text{quark}} + L_{\text{FP+GF}}$$

物性の時間依存
Bogoliubov-de Gennes (TDBdG)と同じ

STEP 1 全体のゲージ場 A を古典場(強い場) $\bar{A} = \langle A \rangle$ とその上の量子ゆらぎ a に分ける
 $A = \bar{A} + a$

理論 = 平均場近似 (1/2)

QED: [Kluger, Eisenberg, Svetitsky,
Cooper, Mottola (1990年代)]
[Tanji (2008)]

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{2} \text{tr}[F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}] + L_{\text{quark}} + L_{\text{FP+GF}}$$

物性の時間依存
Bogoliubov-de Gennes (TDBdG)と同じ

STEP 1 全体のゲージ場 A を古典場(強い場) $\bar{A} = \langle A \rangle$ とその上の量子ゆらぎ a に分ける

$$A = \bar{A} + a$$

STEP 2 ラグランジアンを量子ゆらぎ a について展開

理論 = 平均場近似 (1/2)

QED: [Kluger, Eisenberg, Svetitsky, Cooper, Mottola (1990年代)]
[Tanji (2008)]

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{2} \text{tr}[F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}] + L_{\text{quark}} + L_{\text{FP+GF}}$$

物性の時間依存
Bogoliubov-de Gennes (TDBdG)と同じ

STEP 1 全体のゲージ場 A を古典場(強い場) $\bar{A} = \langle A \rangle$ とその上の量子ゆらぎ a に分ける

$$A = \bar{A} + a$$

STEP 2 ラグランジアンを量子ゆらぎ a について展開

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{2} \text{tr}[\bar{F}^{\mu\nu} \bar{F}_{\mu\nu}]$$

+ (a の1次)



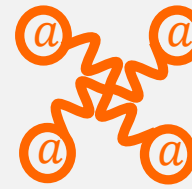
+ (a の2次)



+ $g \times$ (a の3次)



+ $g^2 \times$ (a の4次)



+ $L_{\text{quark}} + L_{\text{FP+GF}}$

✓ a は、 \bar{A} に非摂動的に結合していることに注意

$$\text{wavy line} = \text{wavy line} + \text{wavy line with } \bar{A} \text{ loop} + \text{wavy line with } \bar{A} \text{ loop} + \dots$$

理論 = 平均場近似 (1/2)

QED: [Kluger, Eisenberg, Svetitsky, Cooper, Mottola (1990年代)]
[Tanji (2008)]

物性の時間依存
Bogoliubov-de Gennes (TDBdG)と同じ

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{2} \text{tr}[F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}] + L_{\text{quark}} + L_{\text{FP+GF}}$$

STEP 1 全体のゲージ場 A を古典場(強い場) $\bar{A} = \langle A \rangle$ とその上の量子ゆらぎ a に分ける

$$A = \bar{A} + a$$

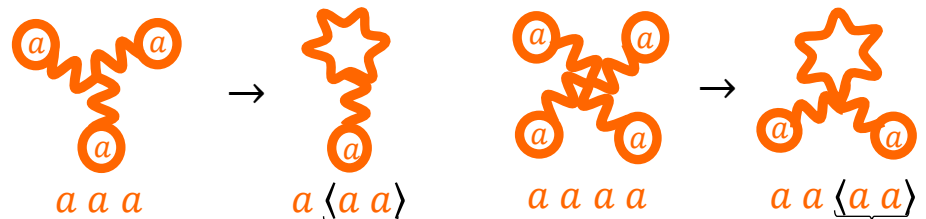
STEP 2 ラグランジアンを量子ゆらぎ a について展開

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{2} \text{tr}[\bar{F}^{\mu\nu} \bar{F}_{\mu\nu}]$$



✓ a は、 \bar{A} に非摂動的に結合していることに注意 $\text{wavy line} = \text{wavy line} + \text{wavy line with } \bar{A} \text{ blob} + \text{wavy line with } \bar{A} \text{ blob} + \dots$

STEP 3 ゆらぎの高次項(a の3次以上) を平均場近似する



カラーカレント $\langle j \rangle$

(local) 自己エネルギー $\langle M \rangle$

理論 = 平均場近似 (1/2)

QED: [Kluger, Eisenberg, Svetitsky, Cooper, Mottola (1990年代)]
[Tanji (2008)]

物性の時間依存
Bogoliubov-de Gennes (TDBdG)と同じ

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{2} \text{tr}[F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}] + L_{\text{quark}} + L_{\text{FP+GF}}$$

STEP 1 全体のゲージ場 A を古典場(強い場) $\bar{A} = \langle A \rangle$ とその上の量子ゆらぎ a に分ける

$$A = \bar{A} + a$$

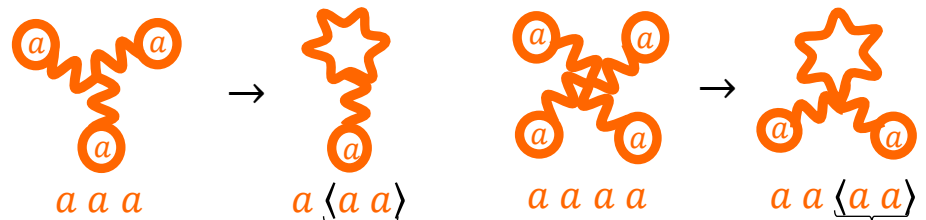
STEP 2 ラグランジアンを量子ゆらぎ a について展開

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{2} \text{tr}[\bar{F}^{\mu\nu} \bar{F}_{\mu\nu}]$$



✓ a は、 \bar{A} に非摂動的に結合していることに注意 $\text{wavy line} = \text{wavy line} + \text{wavy line with } \bar{A} \text{ blob} + \text{wavy line with } \bar{A} \text{ blob} + \dots$

STEP 3 ゆらぎの高次項(a の3次以上) を平均場近似する



カラーカレント $\langle j \rangle$

(local) 自己エネルギー $\langle M \rangle$

$$L_{\text{QCD}} = (a \text{ のたかだか2次})$$



理論 = 平均場近似 (2/2)

QED: [Kluger, Eisenberg, Svetitsky,
Cooper, Mottola (1990年代)]
[Tanji (2008)]

STEP 4 運動方程式を求める

物性の時間依存
Bogoliubov-de Gennes (TDBdG)と同じ

理論 = 平均場近似 (2/2)

QED: [Kluger, Eisenberg, Svetitsky,
Cooper, Mottola (1990年代)]
[Tanji (2008)]

物性の時間依存
Bogoliubov-de Gennes (TDBdG)と同じ

STEP 4 運動方程式を求める

線形な連立方程式を得る

量子ゆらぎ a の運動方程式

$$0 = [(\partial + ig\bar{A})^2 g^{\mu\nu} + \langle M^{\mu\nu} \rangle] a_\nu$$

古典場 \bar{F} の運動方程式

$$\langle j^\mu \rangle = \partial_\nu [\bar{F}^{\nu\mu} + \langle f^{\nu\mu} \rangle]$$

理論 = 平均場近似 (2/2)

QED: [Kluger, Eisenberg, Svetitsky,
Cooper, Mottola (1990年代)]
[Tanji (2008)]

物性の時間依存
Bogoliubov-de Gennes (TDBdG)と同じ

STEP 4 運動方程式を求める

線形な連立方程式を得る

量子ゆらぎ a の運動方程式

$$0 = [(\partial + ig\bar{A})^2 g^{\mu\nu} + \langle M^{\mu\nu} \rangle] a_\nu$$

古典場(\bar{A})と量子ゆらぎ(a)の多重散乱 \Rightarrow 粒子生成

$$\text{wavy line} = \text{wavy line} + \text{wavy line with } \bar{A} + \text{wavy line with } \bar{A} \bar{A} + \dots$$

古典場 \bar{F} の運動方程式

$$\langle j^\mu \rangle = \partial_\nu [\bar{F}^{\nu\mu} + \langle f^{\nu\mu} \rangle]$$

生成粒子のカレント($\langle j^\mu \rangle$)がソースとなって
古典カラー電場(\bar{F})を遮蔽する
 \Rightarrow 古典カラー場の崩壊(decoherence)

理論 = 平均場近似 (2/2)

QED: [Kluger, Eisenberg, Svetitsky, Cooper, Mottola (1990年代)]
[Tanji (2008)]

物性の時間依存
Bogoliubov-de Gennes (TDBdG)と同じ

STEP 4 運動方程式を求める

線形な連立方程式を得る

量子ゆらぎ a の運動方程式

$$0 = [(\partial + ig\bar{A})^2 g^{\mu\nu} + \langle M^{\mu\nu} \rangle] a_\nu$$

古典場(\bar{A})と量子ゆらぎ(a)の多重散乱 \Rightarrow 粒子生成

$$\text{wavy line} = \text{wavy line} + \text{wavy line with } \bar{A} + \text{wavy line with } \bar{A}\bar{A} + \dots$$

古典場 \bar{F} の運動方程式

$$\langle j^\mu \rangle = \partial_\nu [\bar{F}^{\nu\mu} + \langle f^{\nu\mu} \rangle]$$

生成粒子のカレント($\langle j^\mu \rangle$)がソースとなって
古典カラー電場(\bar{F})を遮蔽する
 \Rightarrow 古典カラー場の崩壊(decoherence)

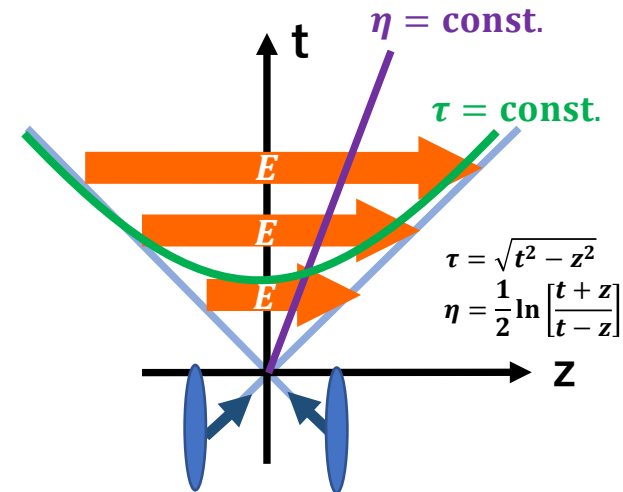
STEP 5 解く

- (1) 2点関数は高次だと思って無視する(=: バックリアクションを無視) \Rightarrow 解析的に解ける
- (2) 無視せずちゃんと解く(=: バックリアクションを考慮) \Rightarrow 数値的に可能

今から議論すること

- ✓ 目的: 『衝突直後にできた、膨張する強いカラー電場がSchwinger機構(強い電場による粒子生成)でどれくらい粒子を作るのか?』をQCDに基づいて調べる

- ✓ 問題設定:
 - ブースト不変に膨張する、横方向に一様な電場 $E(\tau, \eta, x_{\perp}) = E(\tau)$
 - 磁場は無視
 - 平均場近似 = 高次のゆらぎを手で落とす



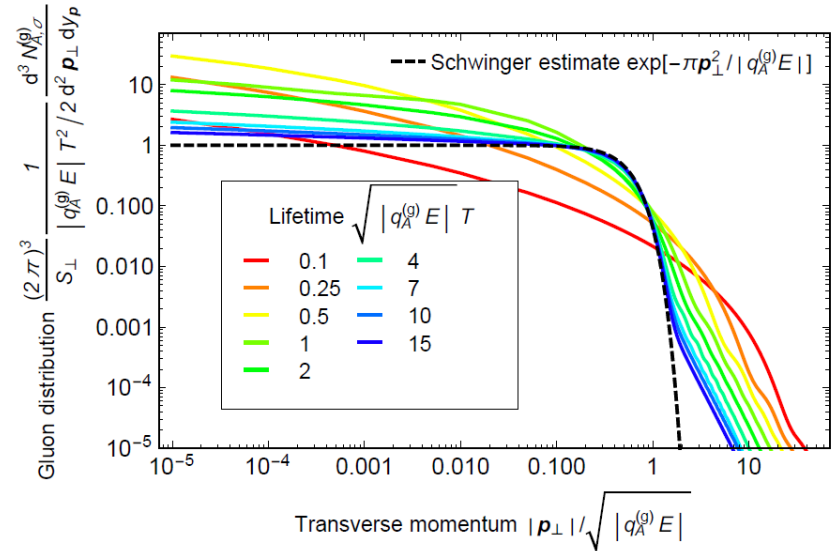
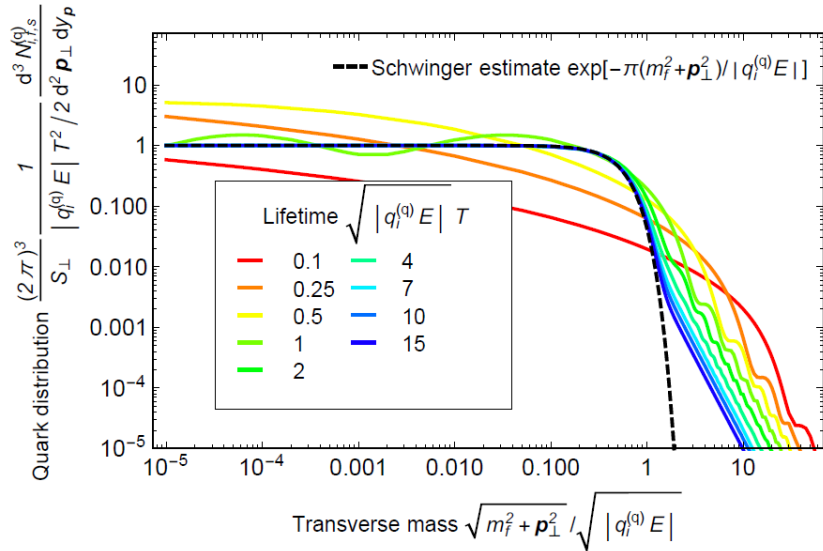
- ✓ やること:

- (1) バックリアクションを無視したときの粒子生成
- (2) バックリアクションを考慮したときの粒子生成

バックリアクションなしの結果(1/2): 生成粒子の横運動量スペクトル

✓ 素朴なSchwingerの公式からどれくらいズレる/ズレないかチェック

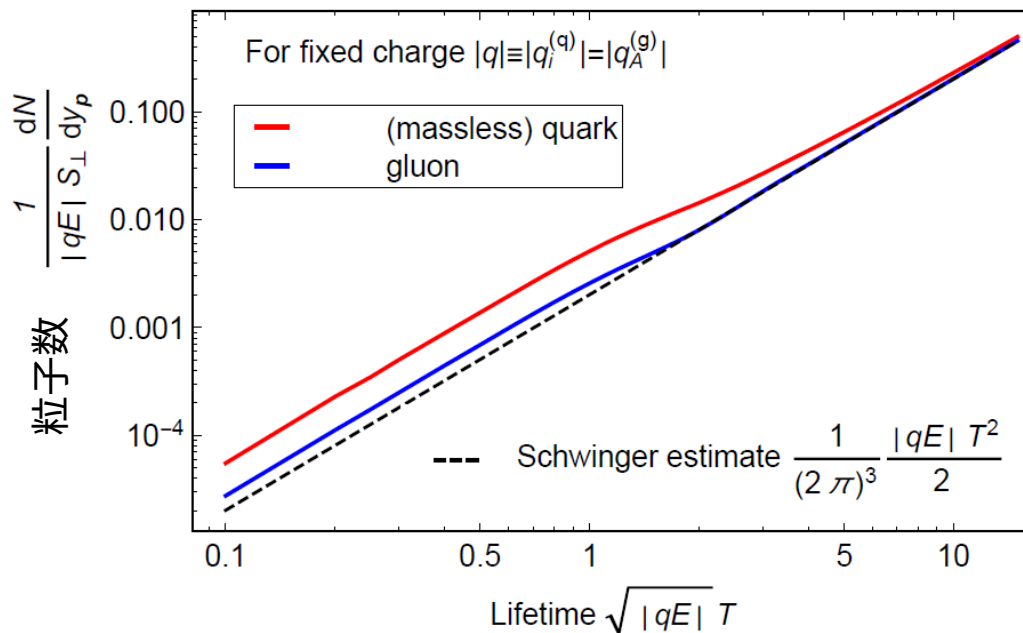
$$N = \frac{(eE)^2 VT}{(2\pi)^3} \times \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE}\right] \quad \leftarrow \text{非膨張系だし、電場の寿命も無限}$$



- O(10fm/c)くらいの長寿命の電場なら、Schwingerの公式とおおよそ一致
- O(1fm/c)くらいだと、Schwingerの公式からズレる
 - ⇒ 特に、有限寿命 = 電場が速い効果により、エネルギーの大きな粒子の生成が増
 - ⇒ 素朴にSchwingerの公式で粒子生成を推定すると underestimate

結果(2/2): 単位ラピディティあたりの生成数

バックリアクションなしの



✓ 有限寿命効果は、(とても重要というわけではないが)無視できない
⇒ 素朴なSchwingerの公式だと1/2~1/3倍くらいunderestimateし得る

✓ O(1000)くらいはかなり大量の粒子が生成されている

($qE S_{\perp} \sim O(4000)$, カラーなどのクォーク・グルーオン自由度O(10))

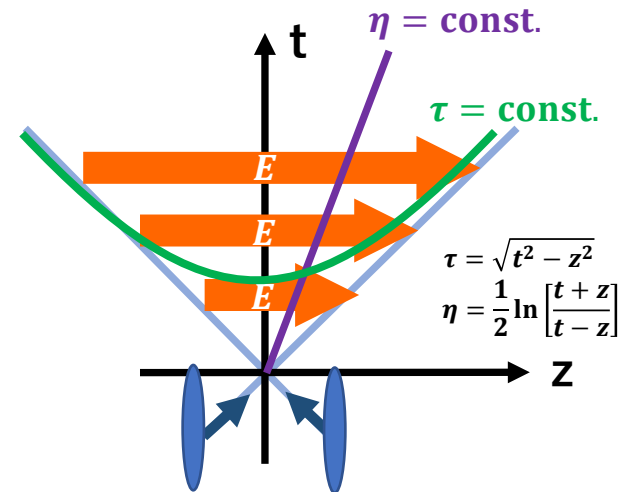
⇒ ・ Schwinger機構による粒子生成シナリオがもっともらしく思える
・ しかし、エネルギー勘定的に、バックリアクションも含める必要

(次以降のスライド)

今から議論すること

- ✓ 目的: 『衝突直後にできた、膨張する強いカラー電場がSchwinger機構(強い電場による粒子生成)でどれくらい粒子を作るのか?』
をQCDに基づいて調べる

- ✓ 問題設定:
 - ブースト不変に膨張する、
横方向に一様な電場 $E(\tau, \eta, x_{\perp}) = E(\tau)$
 - 磁場は無視
 - 平均場近似 = 高次のゆらぎを手で落とす

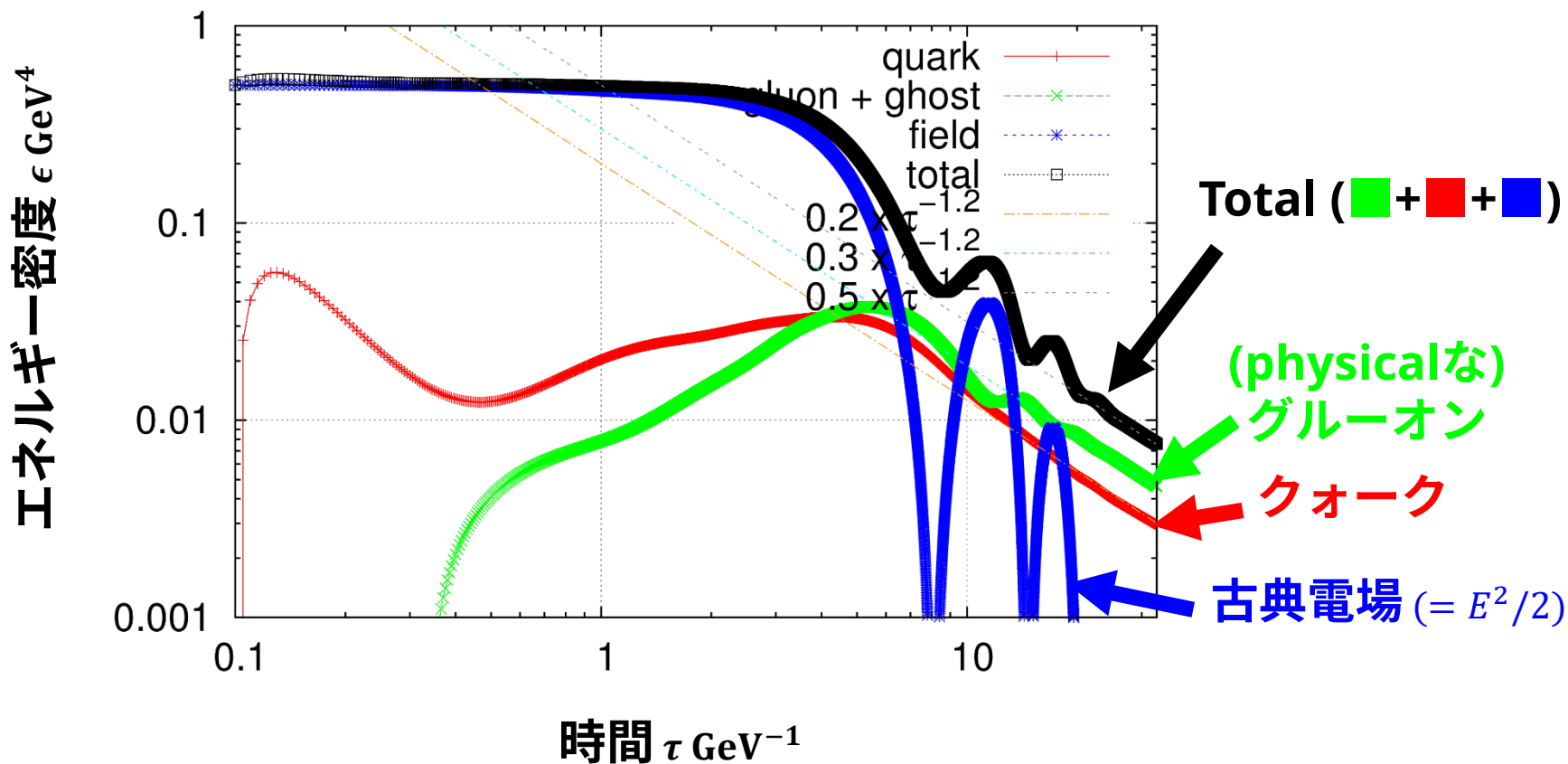


- ✓ やること:

(1) バックリアクションを無視したときの粒子生成

(2) バックリアクションを考慮したときの粒子生成

バックリアクションありの結果(1/4): エネルギー収支



✓ (膨張+) 粒子生成のバックリアクションによって、 $\tau \sim 10 \text{ GeV}^{-1}$ 位の短い時間で電場が崩壊する

非膨張系でQED: [Kluger et al.(1990年代)] [Tanji (2008)]

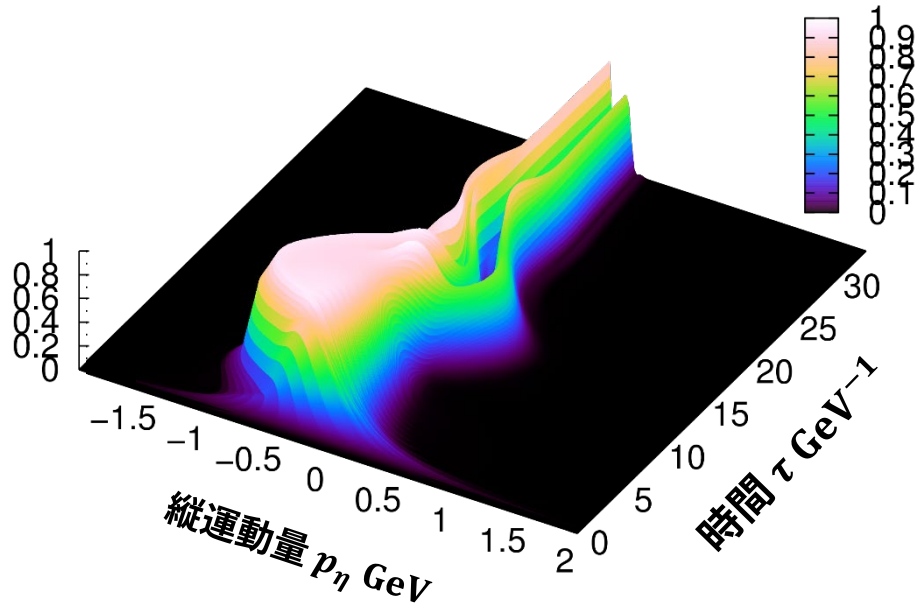
✓ 単に崩壊するだけじゃなくて振動する \Rightarrow プラズマ振動

$\Leftarrow \dot{E} = -J \propto$ (生成粒子の速度) くらいだが、速度は E が0のところで急に0にはならない

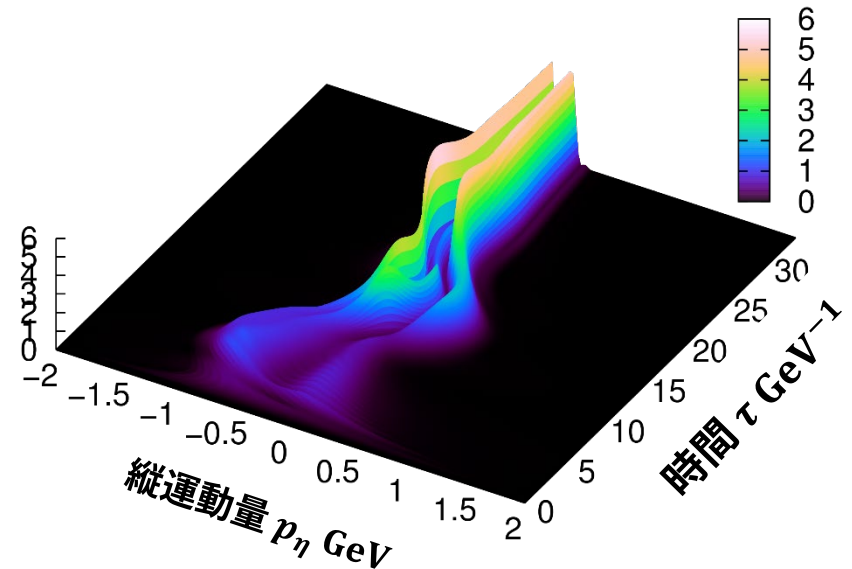
バックリアクションありの結果(2/4): 縦運動量分布

縦方向の分布 $\frac{d^6 N}{dx_T^2 d\eta dp_T^2 dp_\eta}$ at $p_T \sim 0$

クォーク

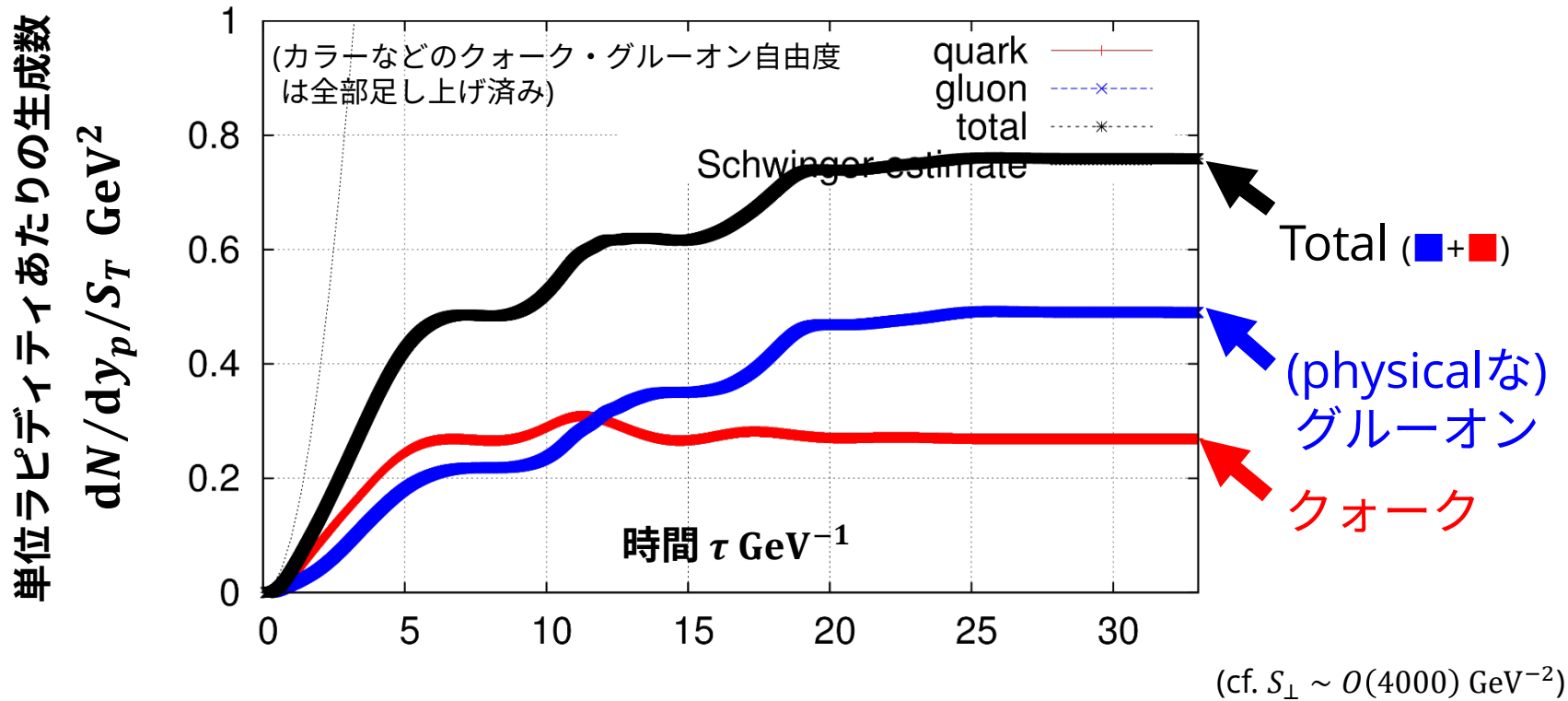


グルーオン



- ✓ プラズマ振動 = 粒子が行ったり来たり
- ✓ プラズマ振動の結果、粒子生成が起こるところを横切ると量子干渉する
 - ⇒ ・ グルーオンは Bose enhancement で生成数がとても増える
 - ・ クォークは Pauli blocking が効き、生成数が増えない

バックリアクションありの結果(3/4): 単位ラピディティあたりの生成数



✓ バックリアクションありでも、たしかに大量の粒子 $O(1000)$ が早期 $O(1 \text{ fm}/c)$ に生成

⇒ Schwinger機構は、重イオン実験が示唆するように、
早期に粒子生成が完了することをちゃんと示す

✓ クォーク生成は早いし多い

⇒ ・ 初期過程でもクォークの存在は無視できない

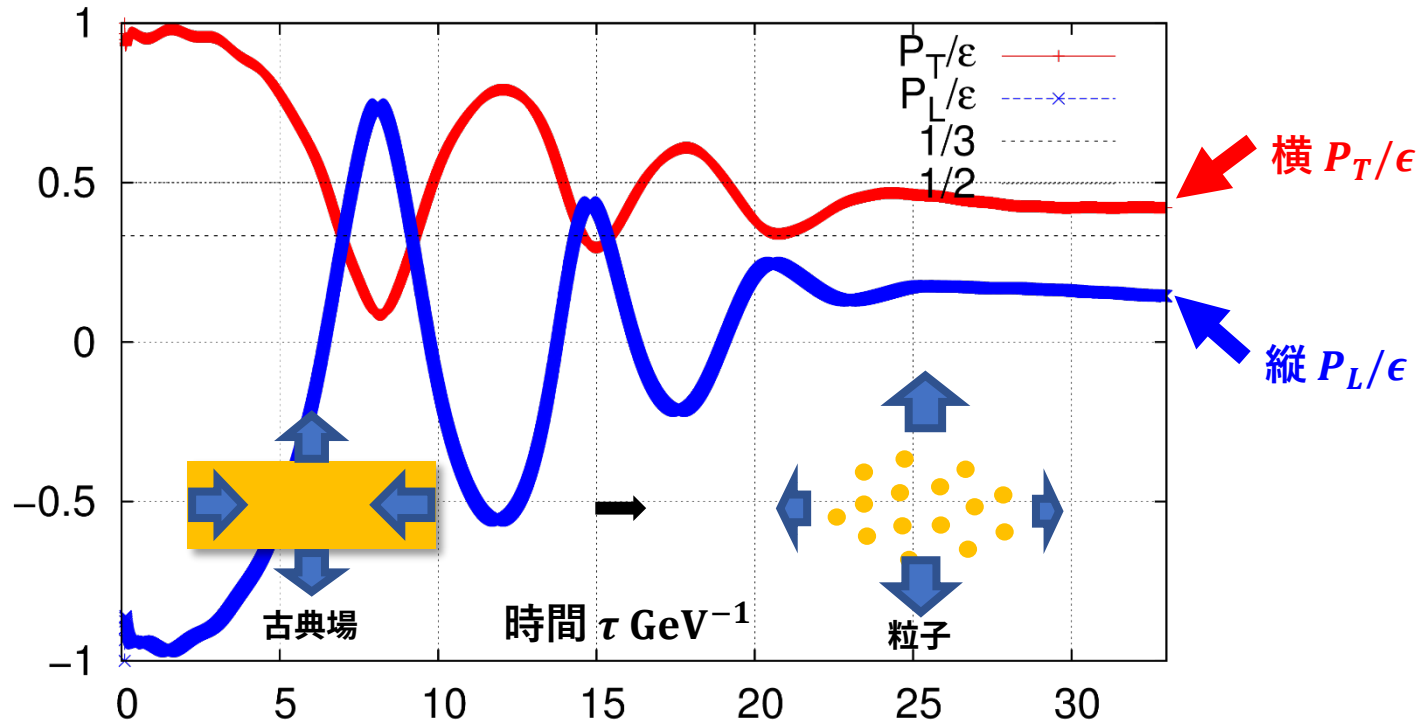
[実験: STAR (2016)]

[モデル(PHSD)での解析: Toneev et al. (2016)]

・ 初期過程のプローブとして、クォークが使えるかも (例: 非対称衝突の電荷依存v1)

バックリアクションありの結果(4/4): 圧力と系の等方性

- ✓ 熱化の指標として、系の等方性を圧力でみる



- ✓ 相互作用なしでも粒子生成が完了した時点で非等方性はだいぶ緩和してる ($P_T/P_L \sim 0.5$)
(電場に加速された分、非ゼロな縦圧力があるため、単なるfree-streaming状態 $P_L = 0$ に落ちない)
- ✓ 課題: 本当に等方化なり熱化なり流体化を見るためには、相互作用を入れる
(=平均場近似を超える)ことが必須

まとめ

まとめ

1. 強い電磁場の物理の研究が活気づきつつある

- 場が強いことで初めて起こるような現象が多々ある
- 実験・観測技術 (e.g., レーザー) の進歩
- 重イオン衝突などの極限状況の物理の理解にも役立つだろう

Ref: Fedotov, Ilderton, Karbstein, King, Seipt, [HI](#), Torgrimsson, arXiv:2203.00019

2. Schwinger機構の最近の発展

- 特に (田屋の仕事を軸にし、重イオンを頭の片隅に置きながら) 時間依存電場のSchwinger機構を議論
⇒ 主張1: 電場の速いと、Schwinger機構の素朴な理解からはかなりズレるので注意
主張2: 強い電場中では真空 (= Dirac sea) の構造がだいぶ違うので、
それを反映していろんな現象が起きる (例: dynamically assisted Schwinger 機構や真空複屈折)

3. 重イオン衝突の初期過程

- 強いカラー電磁場が実現されてる(だろう)ので、強い場やSchwinger機構の知見が使える
- Schwinger機構の知見を使い初期過程を調べる、特に、(1) 有限時間効果、(2) 実時間発展
⇒ 主張: $O(1 \text{ fm}/c)$ 程度の短時間で大量の粒子を作り、強い非等方性を改善することが可

Refs: [HI](#), PRD 96, 014033 (2017) & [HI](#), Ph. D thesis