高エネルギー陽子・原子核散乱

ー　カラーグラス凝縮アプローチ　ー

藤井宏次

（東京大学 駒場）

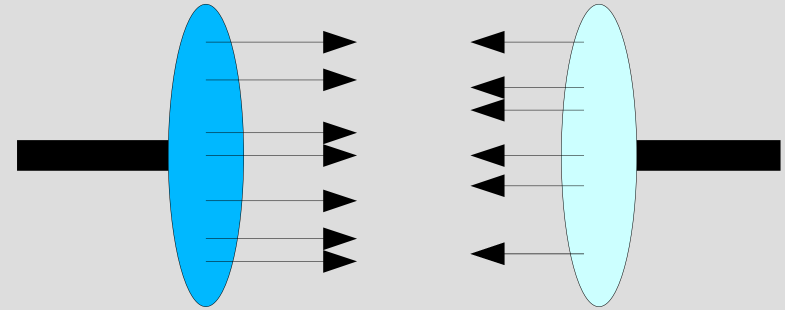
高エネルギー pA 反応の目標

- 原子核反応を用いた QGP 研究
  - 初期条件の理解
  - 観測量での原子核効果（バックグラウンド）の理解
- ハドロン波動関数の高エネルギーでの普遍的構造
  - パートン飽和現象と幾何学的スケーリング
  - “構造関数”の新しい側面
- 高エネルギー宇宙線現象の理解と、そ”こからの情報

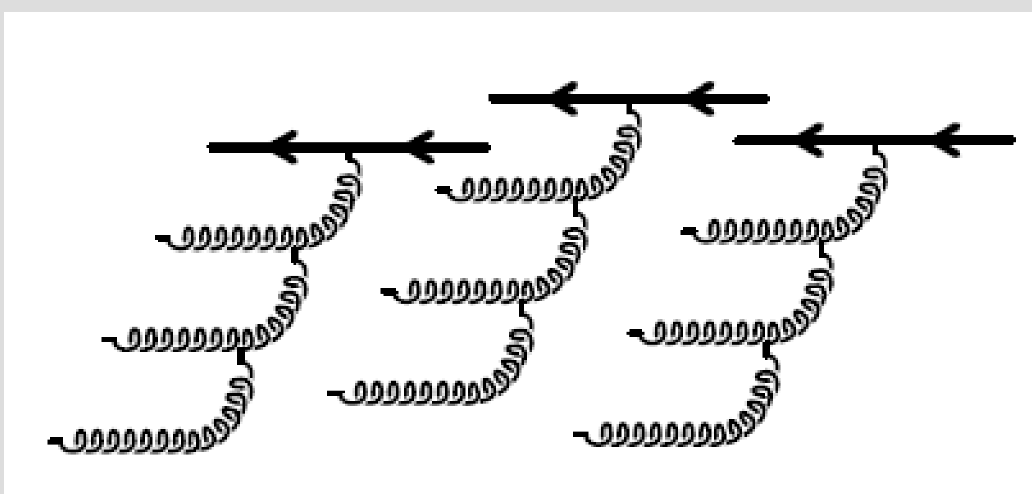
話の予定

- 陽子ー原子核反応 ＝ 希薄 - 濃密系の衝突
  - カラーグラス凝縮による記述の紹介
- RHIC データとの比較
- まとめ

小さい x でのハドロン波動関数



- パートン模型
  - パートンの独立な散乱
  - $\sigma = \int \sigma_{ab}(Q^2)\ f_a(x_1,Q^2)\ f_b(x_2,Q^2)$

- 超高エネルギー：短寿命揺らぎ (BFKL カスケード) が増大
  - 

$$x_2 \sim \frac{m_\perp}{\sqrt{s}}\ e^{-y}$$

カラーグラス凝縮描像

- large-x = 光速の凍結した乱雑カラー電荷
- small-x = 古典カラー場

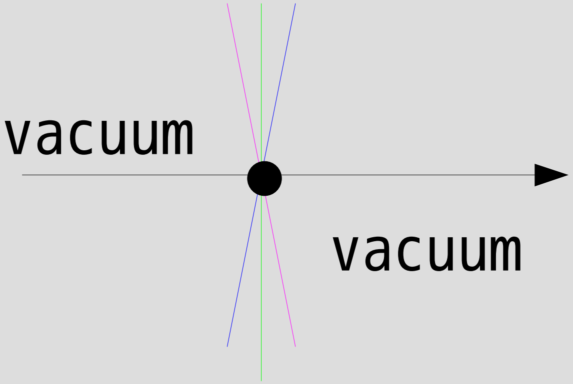
$$[D_\nu, F^{\nu\mu}]_a = \delta^{\mu +}\delta(x^-)\rho_a(\vec{x}_\perp)$$

- Yang-Mills 方程式で関係
- x の分離値は任意； くりこみ群での定式化

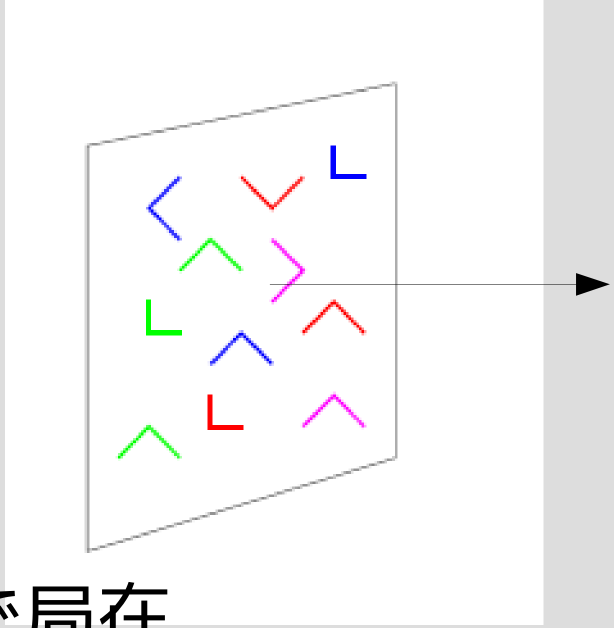
カラーグラス凝縮描像

- large-x = 光速の凍結した乱雑カラー電荷
- small-x = 古典カラー場
- Yang-Mills 方程式で関係

$$[D_\nu, F^{\nu\mu}]_a = \delta^{\mu +}\delta(x^-)\rho_a(\vec{x}_\perp)$$



あるいは



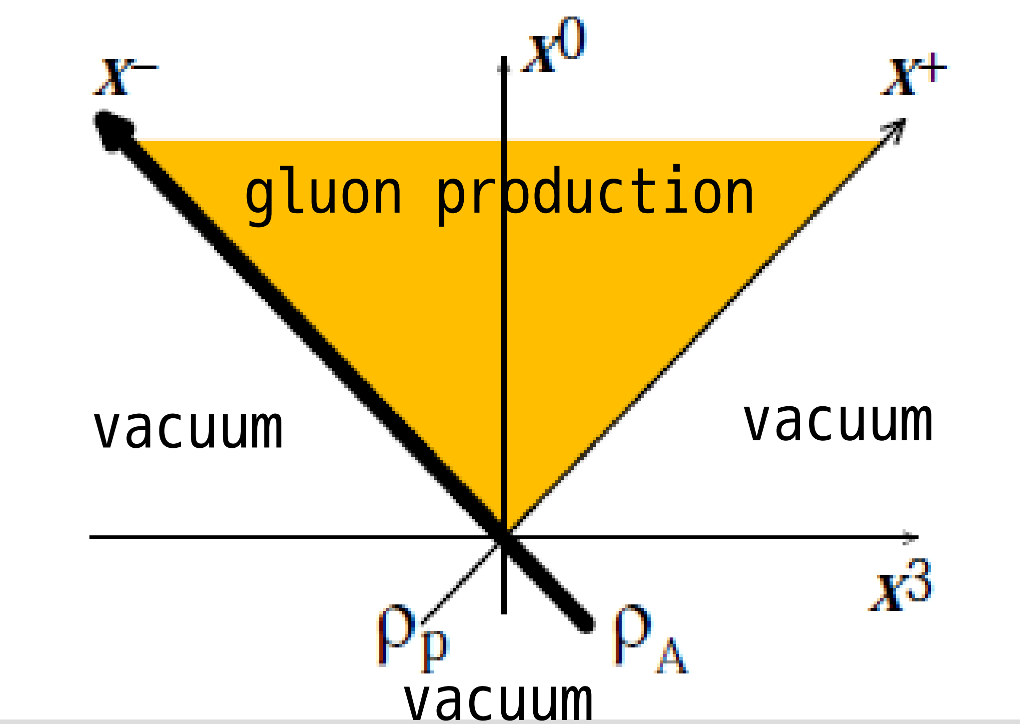
- (解)場は横波のみが光速で局在
- 乱雑カラー電荷平均： $<\rho^a\rho^b> \sim Q_s^2\delta^{ab}\delta(x-y) \propto A^{1/3}$
- カラー中性条件は陽でない

カラーグラス凝縮描像での pA 衝突

- 二つの乱雑カラー電荷が交錯する時の古典カラー場

$$
\begin{aligned}
[D_\nu, F^{\nu\mu}]_a &= J_a^{\mu(0)} \\
J_a^{\nu(0)} &= g\delta^{\nu+}\delta(x^-)\rho_{p,a}(x_\perp) + g\delta^{\nu-}\delta(x^+)\rho_{A,a}(x_\perp)
\end{aligned}
$$

- 衝突後のグルーオン場を EoM を解いて得る (tree)



カラーグラス凝縮描像での pA 衝突

- グルーオン生成数 (LO in α_s, ρ_p, but ρ_A inf)
  - ー kT に依存した関数で因子化

$$\frac{d\overline{N}_g}{d^2q_\perp dy} \sim \frac{\alpha_s}{q_\perp^2}\int_{\boldsymbol{k}_\perp} \varphi_p(\boldsymbol{q}_\perp - \boldsymbol{k}_\perp)\phi_A^{gg}(\boldsymbol{k}_\perp)$$

多重散乱効果を含み kT に依存する「グルーオン分布関数」

ー MV モデル

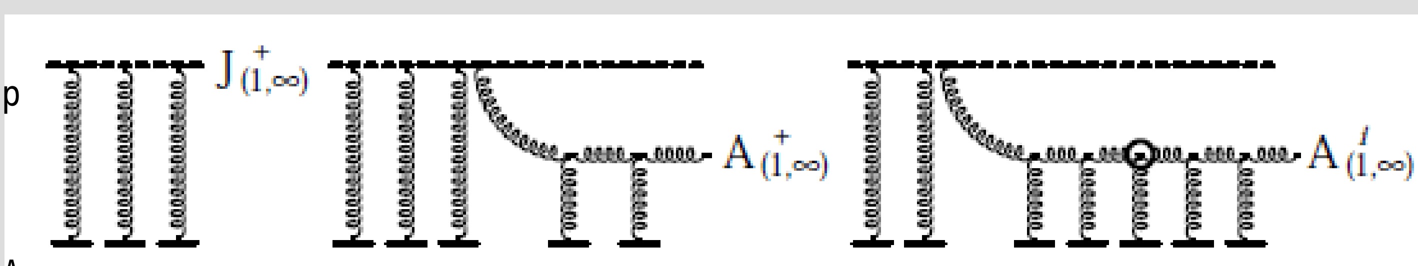
$$\phi_A^{g,g} \sim \boldsymbol{k}_\perp^2 \,\mathrm{FT}\,\langle U(\boldsymbol{x})\,U^\dagger(\boldsymbol{y})\rangle$$

$$U(\boldsymbol{x}) \equiv \mathcal{P}\exp\left[ig^2\int dz^+(1/\nabla^2)\rho(z^+,\boldsymbol{x})\cdot T\right]$$

例）

ρ_p

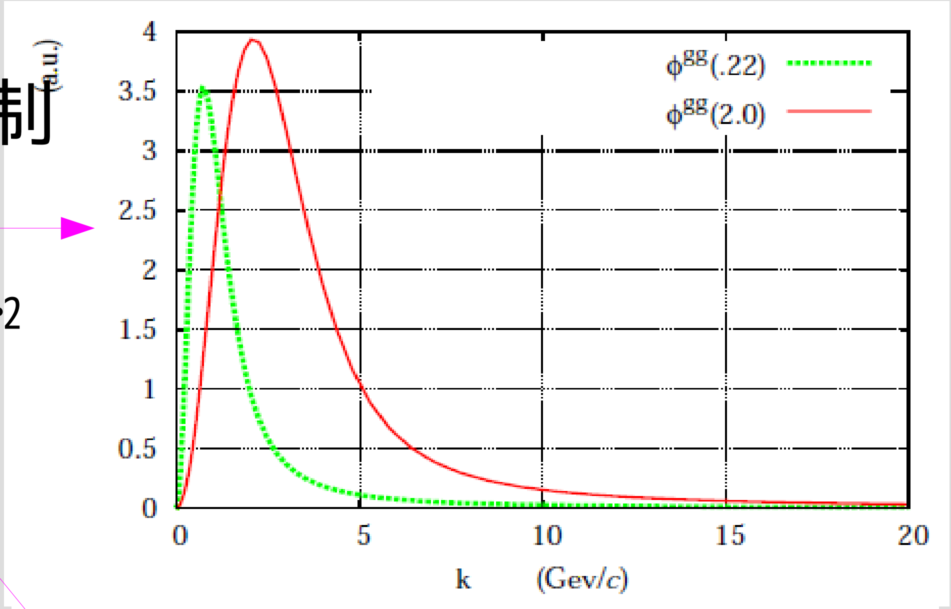
ρ_A

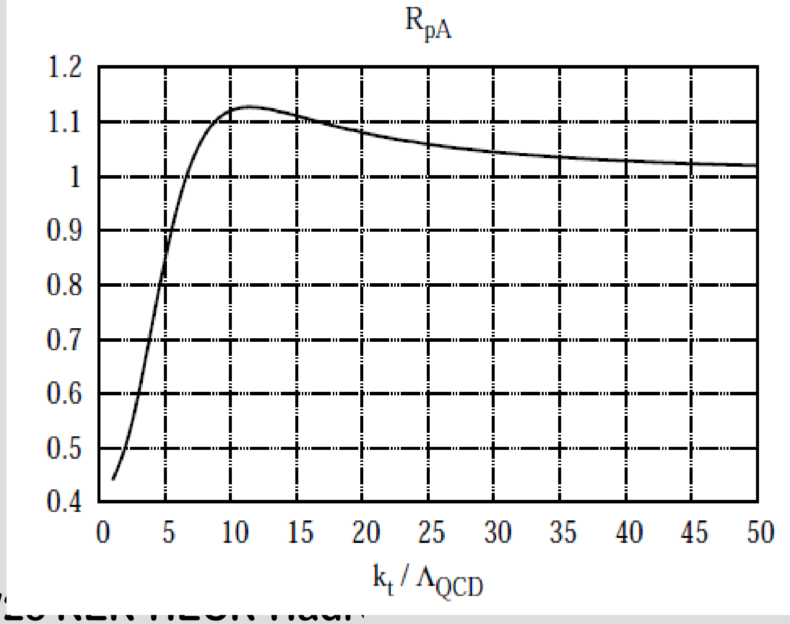


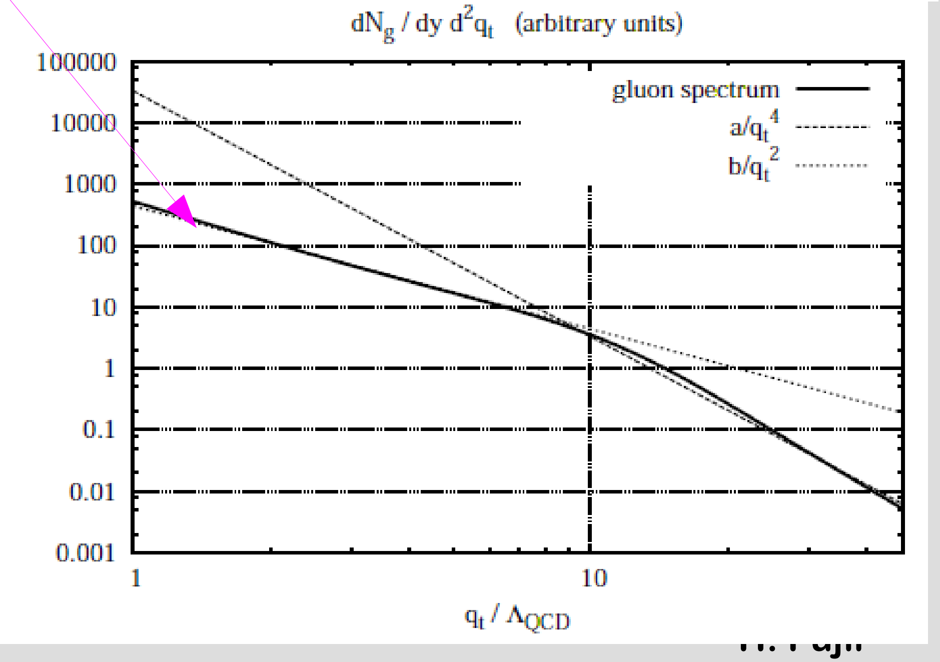
カラーグラス凝縮描像での pA 衝突

Blaizot-Gelis-Venugoplan

- 多重散乱の効果：
  - **kT ＜ Qs** で「分布関数」抑制
    ＝多重散乱効果
  - 小さい **qT** で断面積 〜 **$1/qT^2$**
  - **RpA ...Cronin peak**

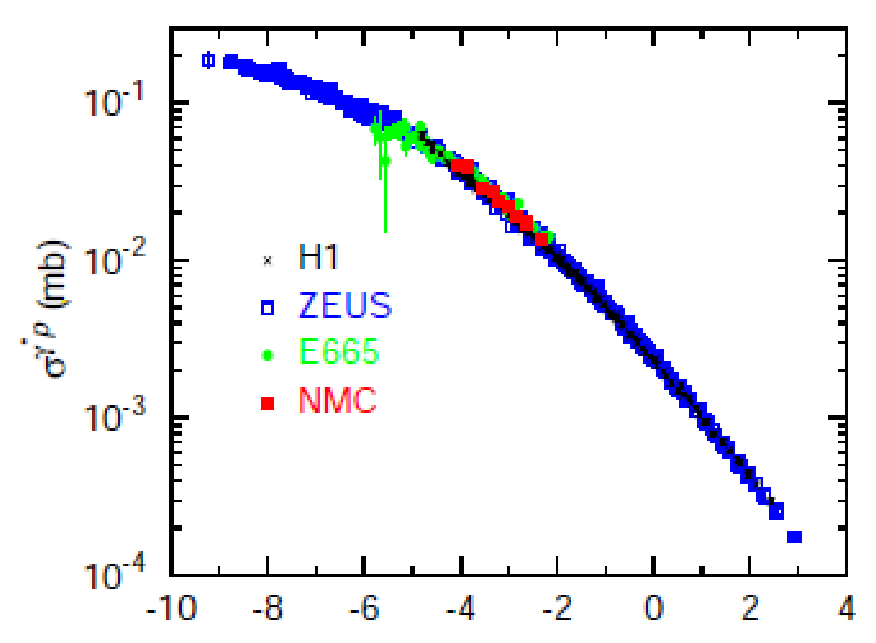






「分布関数」の x 依存性

- **HERA** データ；　$\mathbf{Q_s^2(x) = (0.4\ 10^{-4}/x)^{0.3}\ GeV^2}$
- しかし、広い (x,k) で使える決定版 $\phi_A(x,k)$ はない
  - nuclear (anti-) shadowing ?
  - モデル（パラメトリゼーション）となる



「分布関数」の x 依存性：量子発展

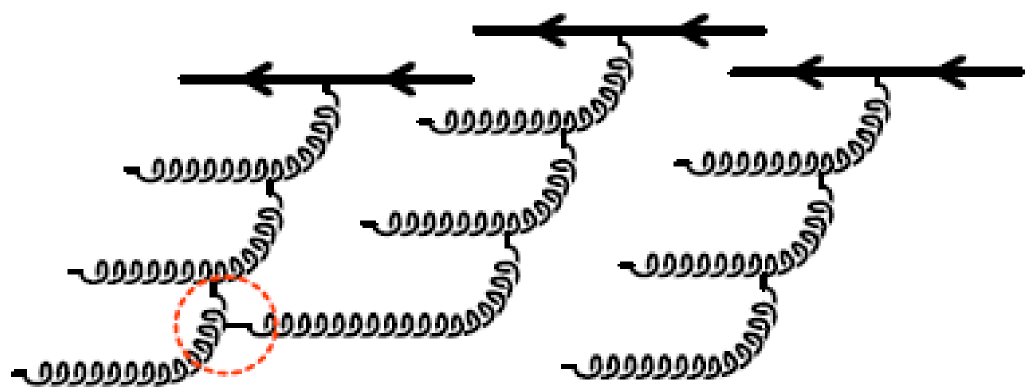
- モデル初期条件から x 発展方程式を用いた分布関数構成：
  - Balitskii-Kovchegov eqn. (large N, LO)
  - パートン分岐 (線形) とパートン融合 (非線型)

$$\frac{\partial}{\partial Y} T_Y(\boldsymbol{k}_\perp) = \bar{\alpha}_s \left[\chi(-\partial_L) T_Y(\boldsymbol{k}_\perp) - T_Y^2(\boldsymbol{k}_\perp) \right]$$

$\bar{\alpha}_s = \alpha_s N/\pi, \qquad L \equiv \ln(k_\perp^2/\Lambda^2)$

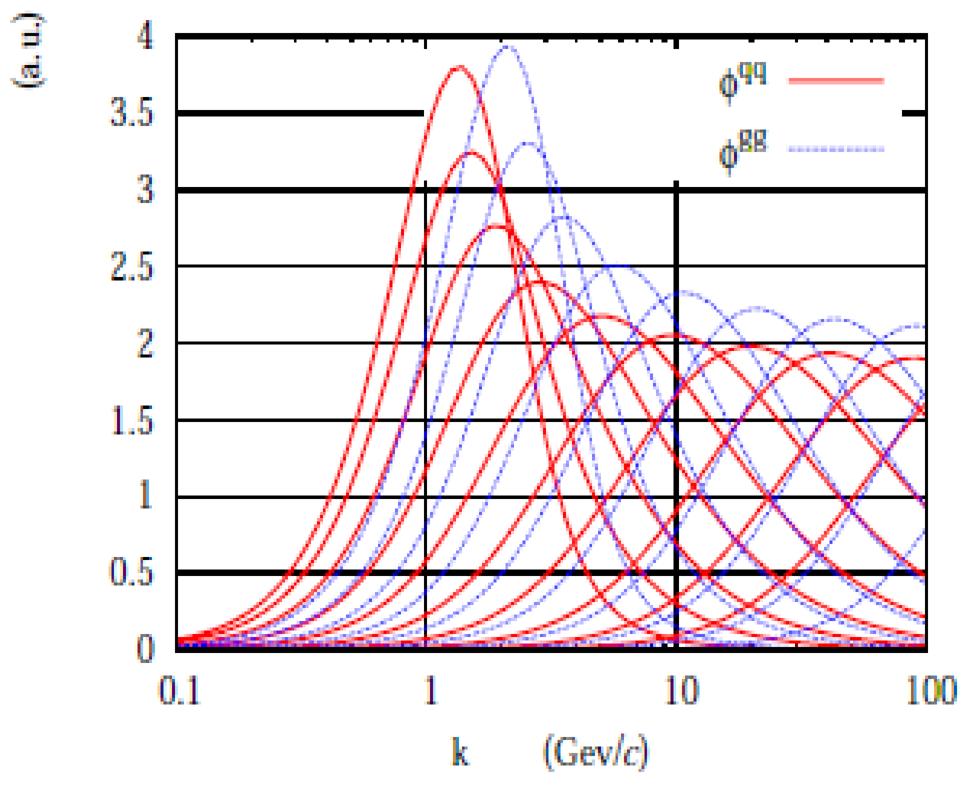
$\chi(\gamma) = 2\psi(1) - \psi(\gamma) - \psi(1-\gamma)$: BFKL kernel

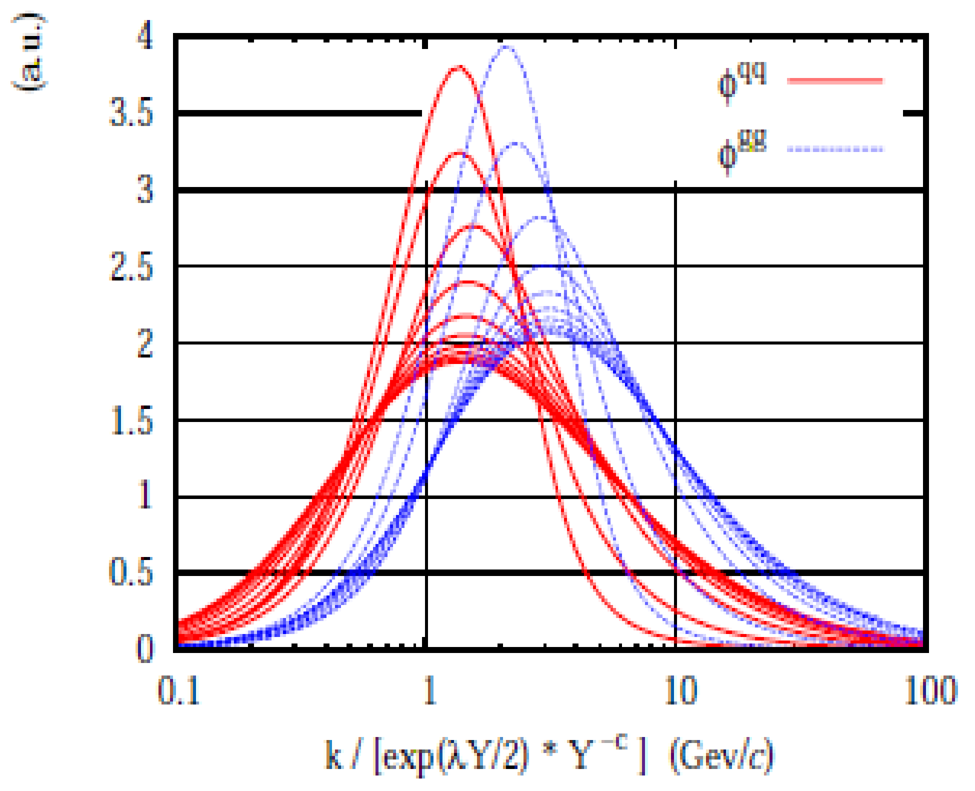
$T_Y(\boldsymbol{k}_\perp) = \int \frac{d^2\boldsymbol{x}_\perp}{2\pi \boldsymbol{x}_\perp^2} (1 - \langle \widetilde{U} \widetilde{U}^\dagger \rangle) e^{i\boldsymbol{k}_\perp \cdot \boldsymbol{x}_\perp}$



「分布関数」の x 依存性：量子発展

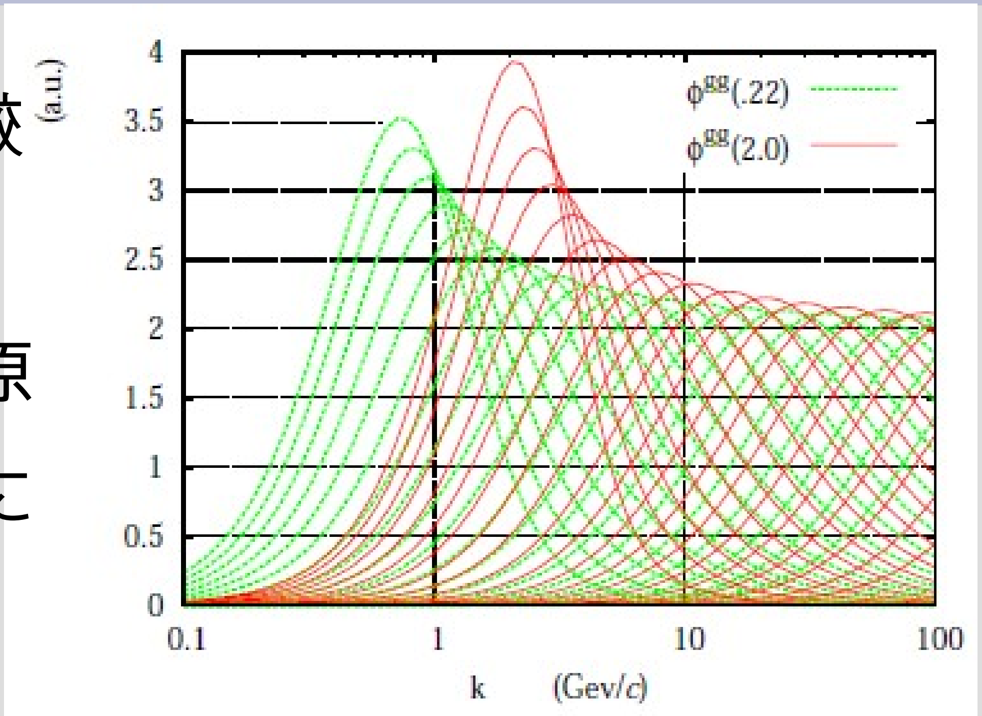
- x 発展方程式
  - 数値解 :large k の増大と small k の抑制
  - スケーリングの性質

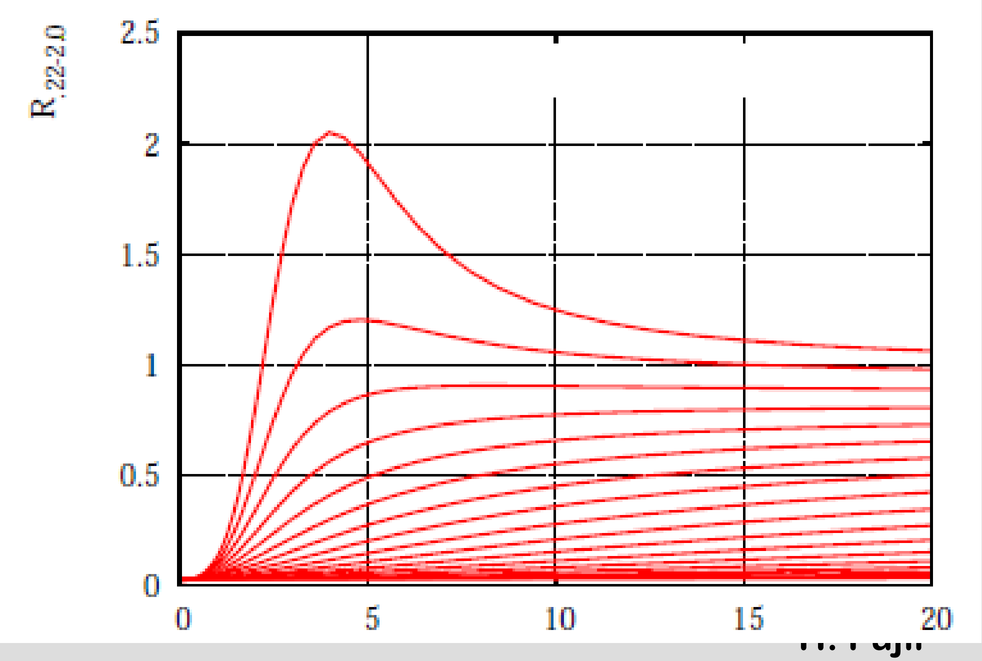




「分布関数」の x 依存性：量子発展

- 「陽子」と「原子核」の比較
  - 原子核の方が速く発展
  - 比を取ると、 x とともに原子核グルーオンが相対的に抑制される

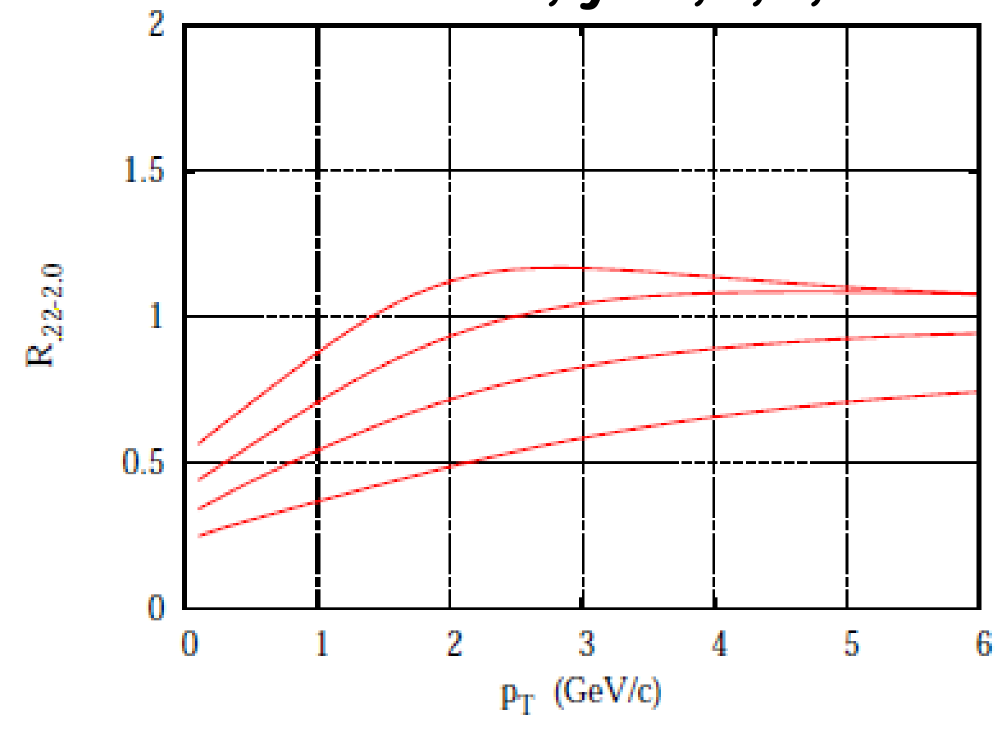


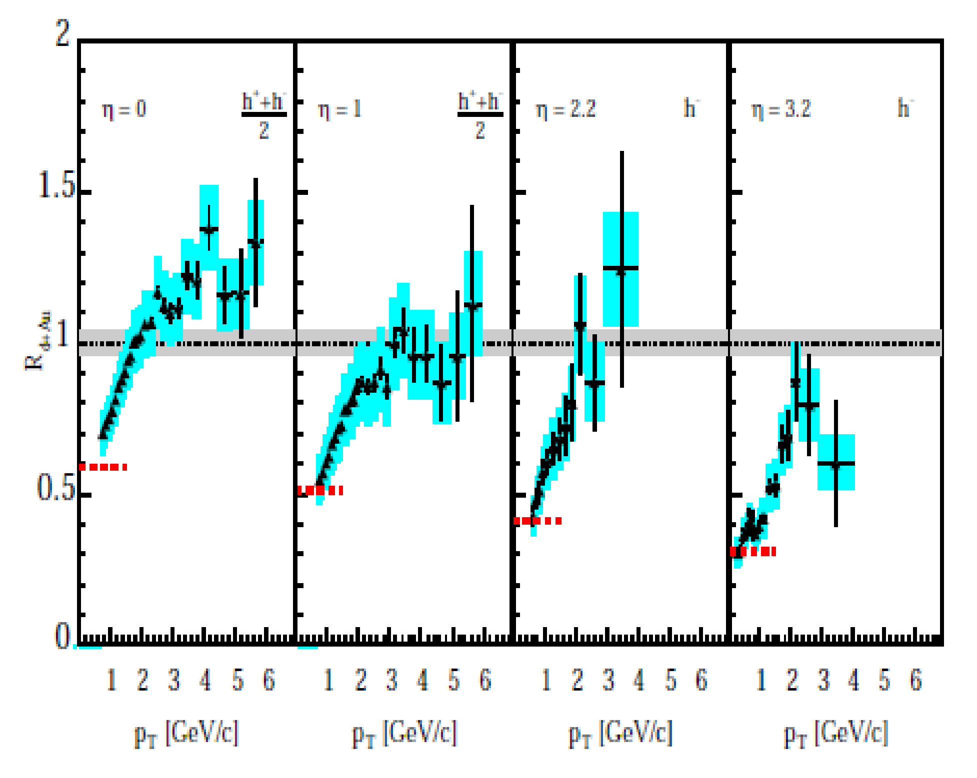


RdA at BRAHMS

- π 生成（グルーオンのみ）
  - Q_s^2=.22 vs 2.0 GeV^2
- d-Au sqrts=200 GeV

Our model, y=0,1,2,3

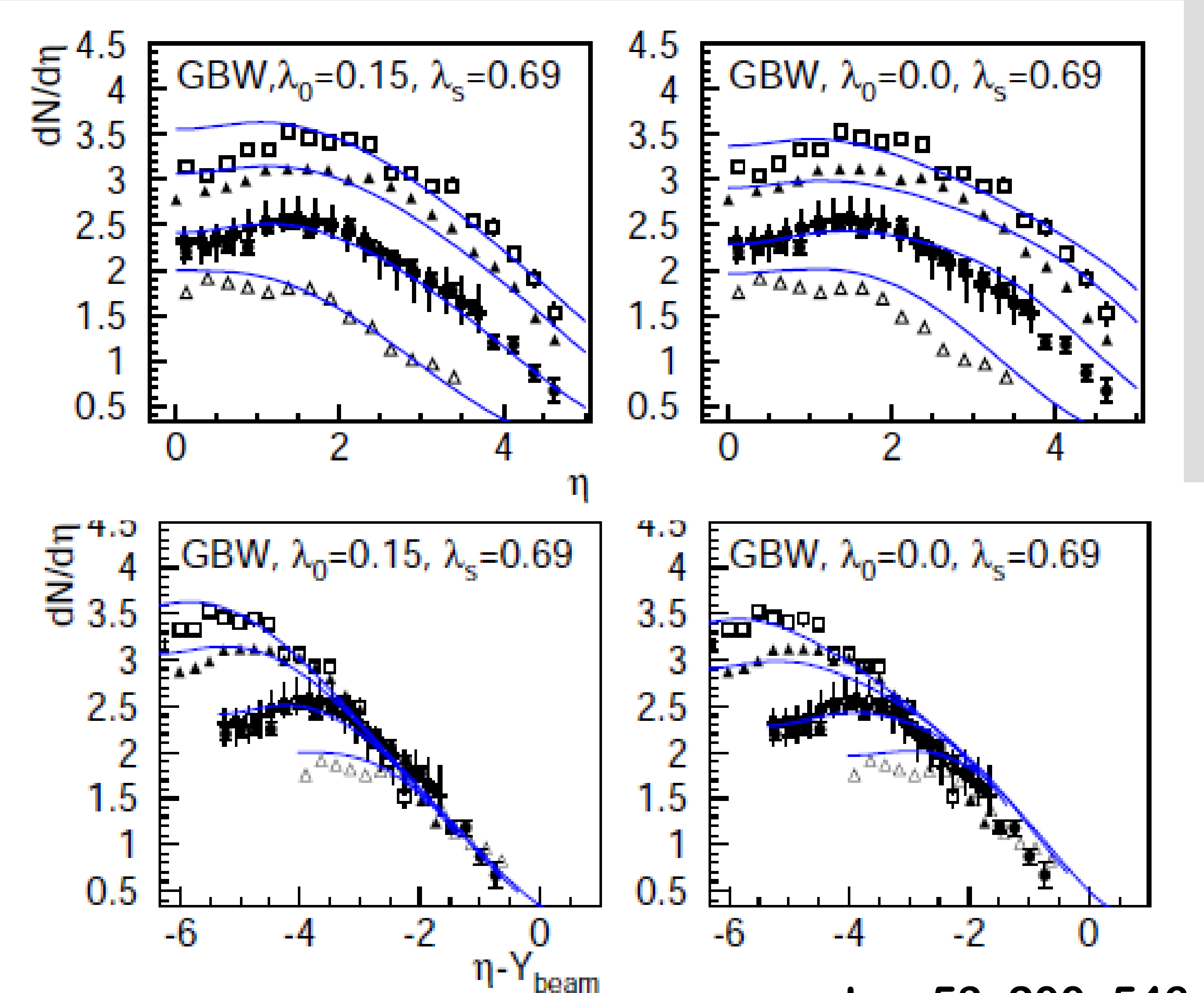




Limiting fragmentation

Gelis-Stasto-Venugopalan

- y_{beam} から測定した **dN/dy** をモデルで再現する

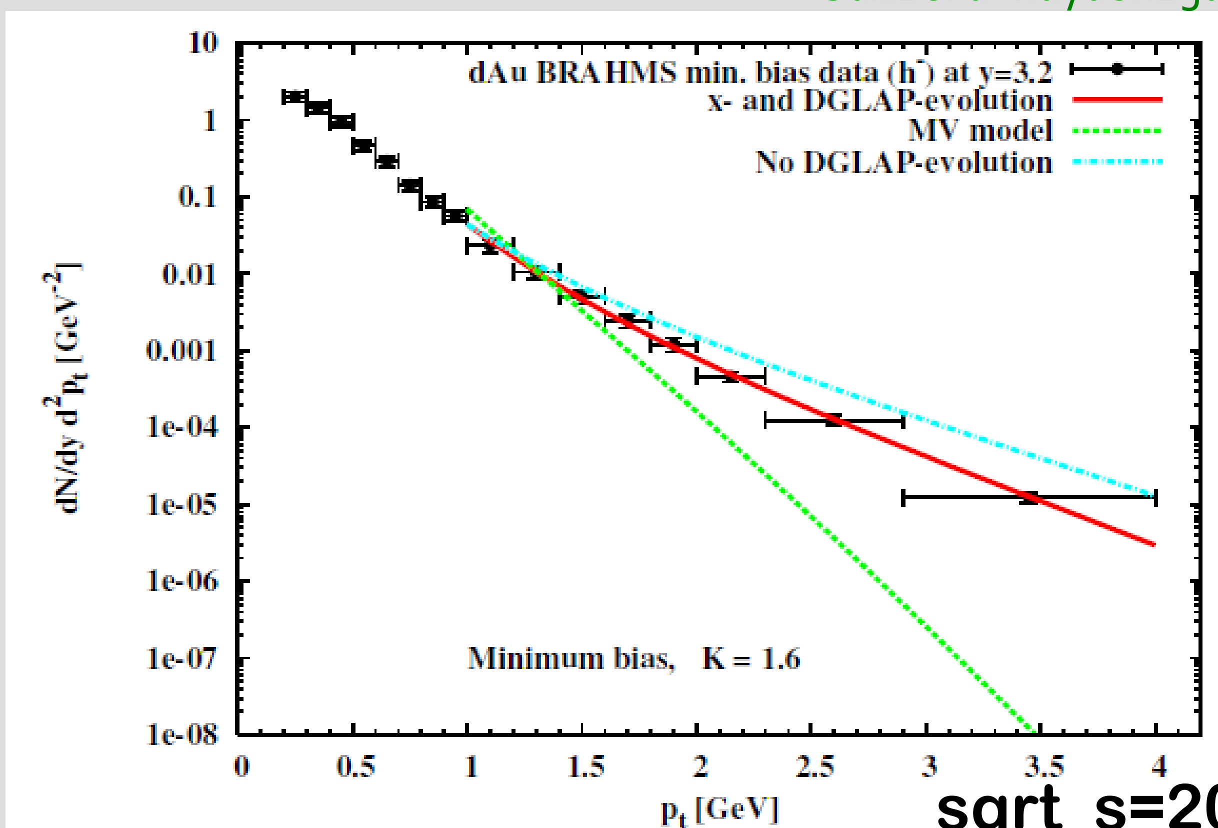


sqrt_s=53, 200, 546, 900 GeV

Asymmetric treatment

- large x from p, small x from Au
  - 陽子構造関数 . 原子核 CGC
  - $\sigma = \text{int}\ \sigma_{ab}\ f_a(x_1,Q^2)\ \phi_{Ab}(x_2,k)\ \text{frag.fn.}(Q^2)$

Dumitru-Hayashigaki-Jalilian-Marian



sqrt_s=200 GeV

まとめ

- **sqrt_s=200GeV** 領域で、原子核波動関数の **small-x** 成分を **CGC** で記述した例を紹介した
- 前方ラピディティで、粒子生成が抑制するという特徴は、 **CGC** 描像と一貫している
- **limiting frag., p_T spectrum** なども記述できる
- **LHC, UHCR** の前方が **CGC** に最適の場所：
  – ϕ_A**(x,k)** に対する情報
  – **NLO** の枠組と数値評価