

# 前方領域でのQCDと核子構造

渡邊 和宏 (成蹊大学)

第21回高エネルギーQCD・核子構造勉強会

11/01/2023, 理化学研究所+オンライン

## Outline

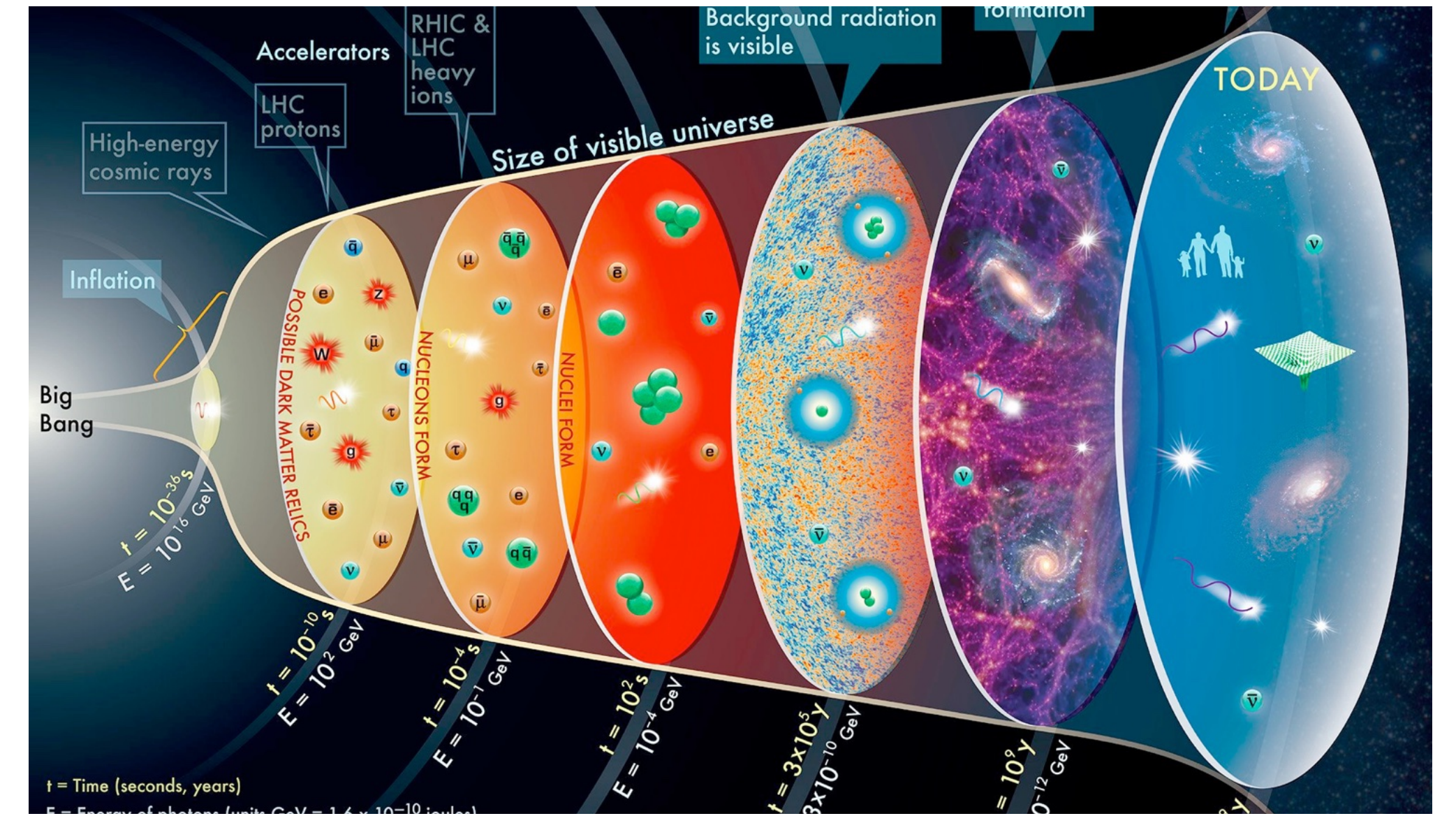
- 背景
- 高エネルギー極限でのQCD
- LHCでの前方粒子生成
- FPFでの粒子生成
- 空気シャワーや重イオン衝突との関係



# 高エネルギーQCDと核子・原子核構造

- 宇宙創成直後に存在した物質の時空発展
- 高温の物質生成, 相転移と冷却

核子や原子核を衝突させた実験がBNL-RHIC, CERN-LHCで行われている. 核子や原子核の構造は重要なインプット.

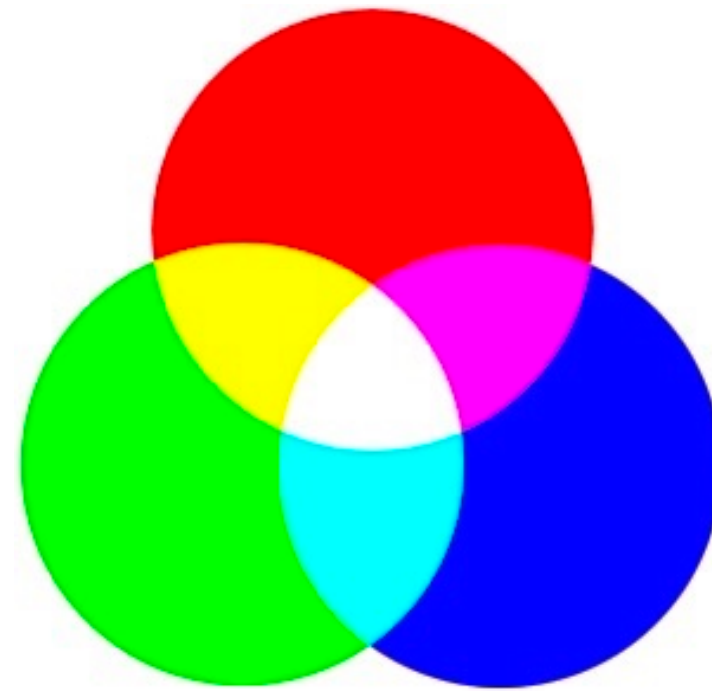
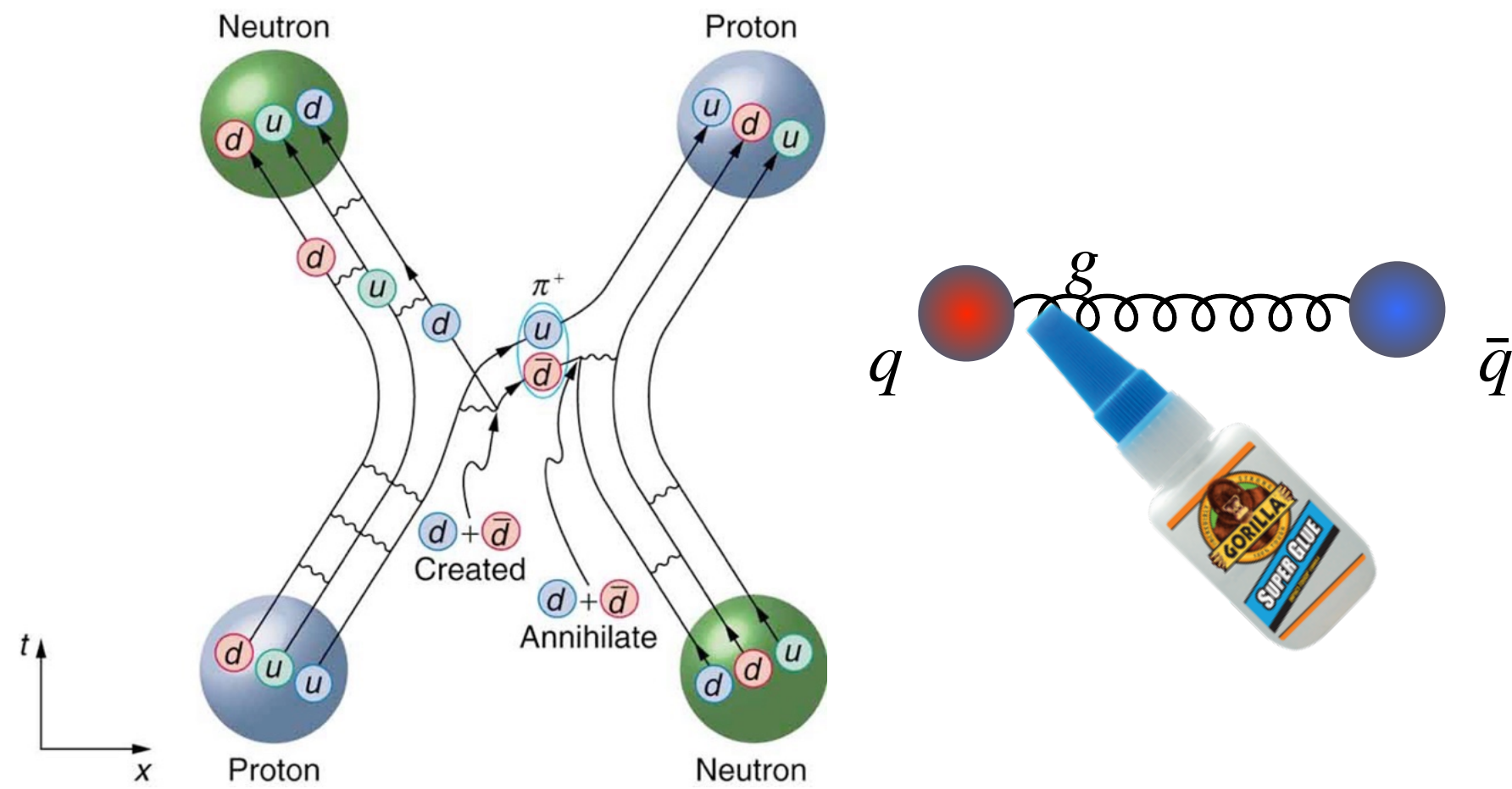


エネルギースケールが陽子の質量よりも大きい ( $\gg 1\text{GeV}$ ), もしくは量子力学の不確定性原理( $E\Delta r \sim \hbar$ )より, 陽子のサイズよりも小さい領域( $\ll 1\text{fm}$ )にあるクォークとグルーオンの振る舞いを調べることで, 核子や原子核 (可視物質)の量子構造や性質を理解したい.



# 核子内の基本自由度とQCD

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \bar{\psi}(iD^\mu \gamma_\mu - m_q)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$$

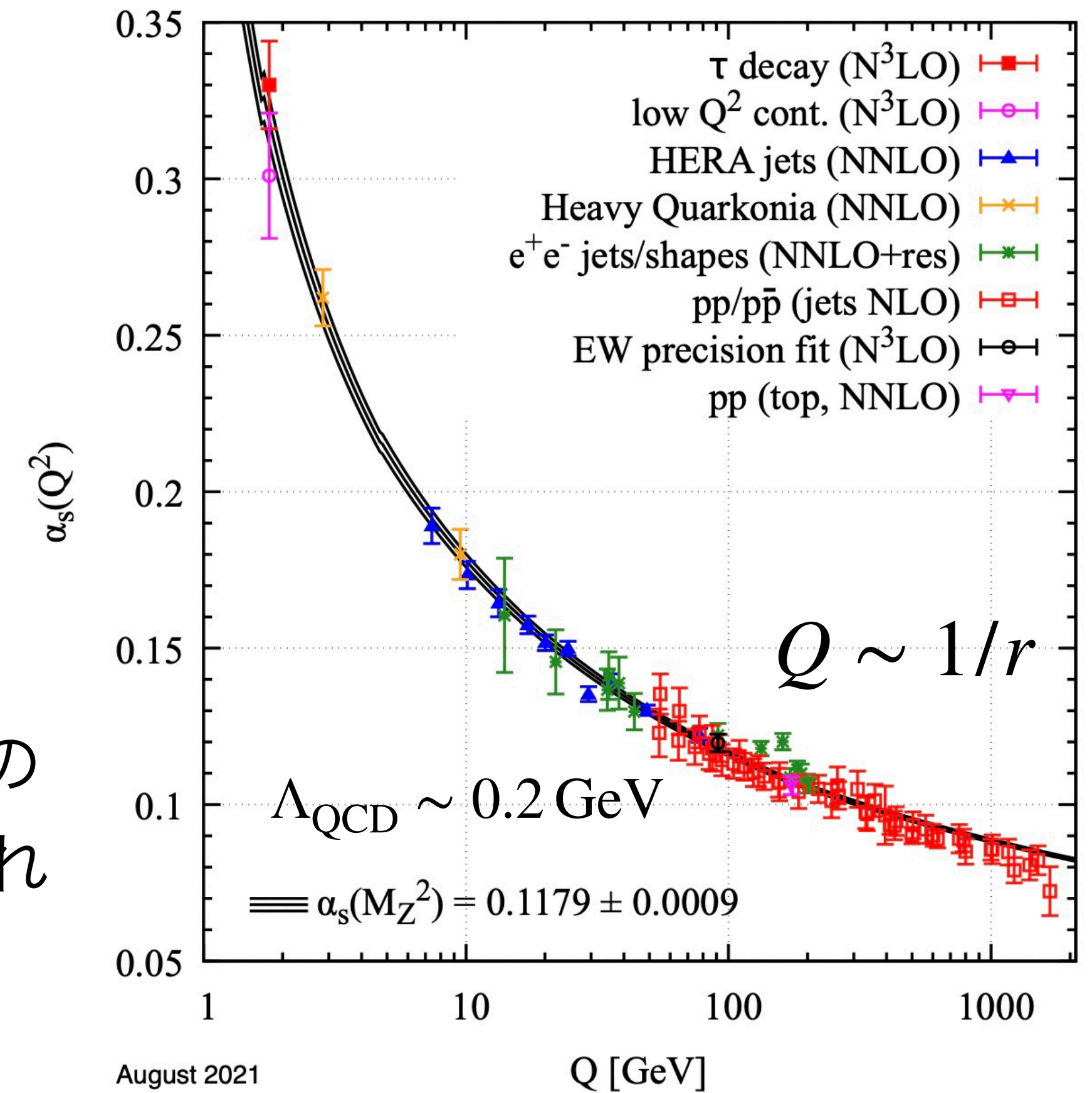


Strong coupling constant  $\alpha_s = g^2/(4\pi)$

## Standard Model of Elementary Particles

three generations of matter (fermions)			interactions / force carriers (bosons)		
	I	II	III		
mass	$\approx 2.2 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.28 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.1 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 124.97 \text{ GeV}/c^2$
charge	$2/3$	$2/3$	$2/3$	0	0
spin	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	0
	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>g</b> gluon	<b>H</b> higgs
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>\gamma</b> photon	
	<b>e</b> electron	<b>\mu</b> muon	<b>\tau</b> tau	<b>Z</b> Z boson	
	<b>\nu_e</b> electron neutrino	<b>\nu_\mu</b> muon neutrino	<b>\nu_\tau</b> tau neutrino	<b>W</b> W boson	

核子・ハドロンは"白色"でSU(3)カラー対称性を持つ。クォークとグルーオンはどのように核子内に閉じ込められているか?



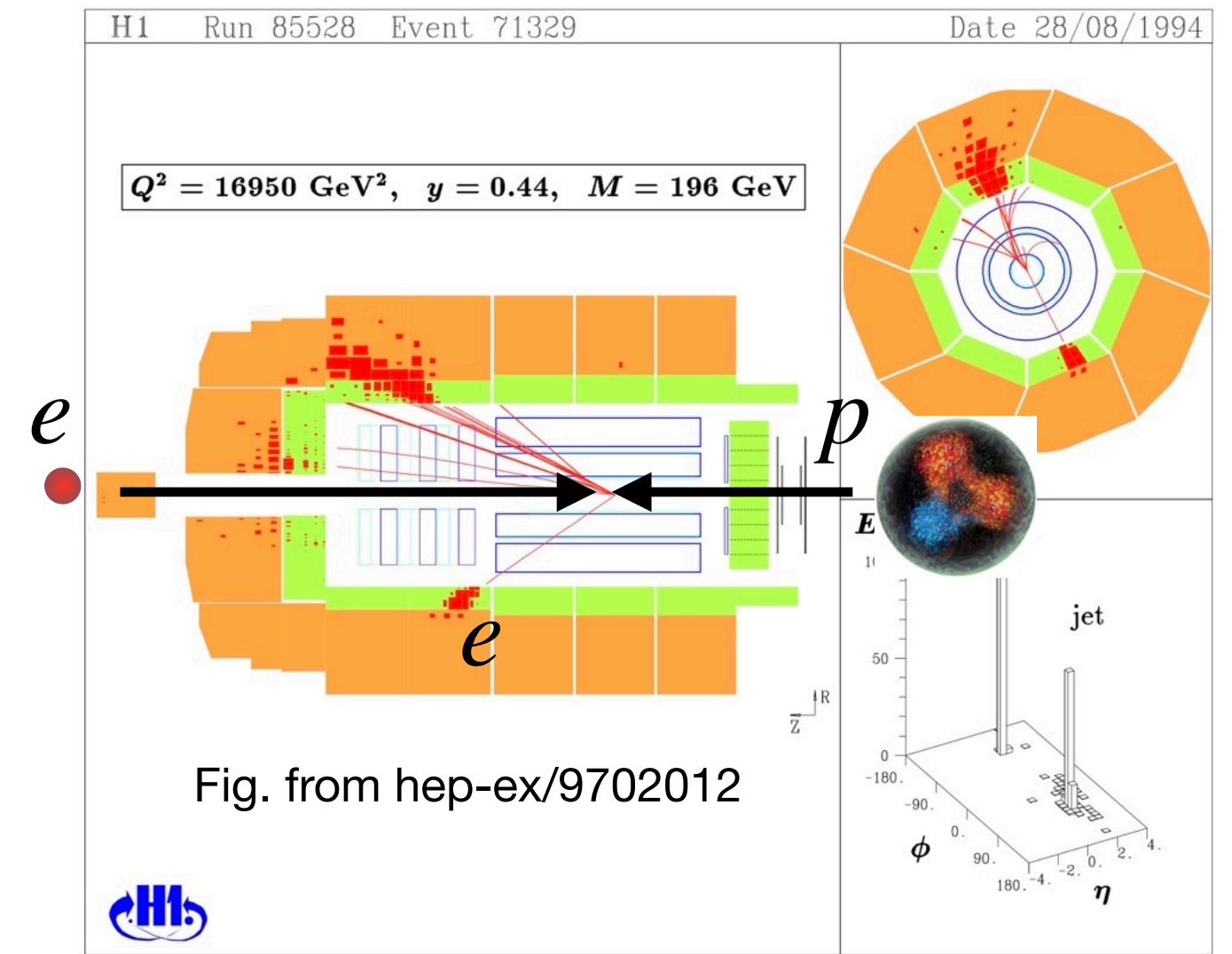
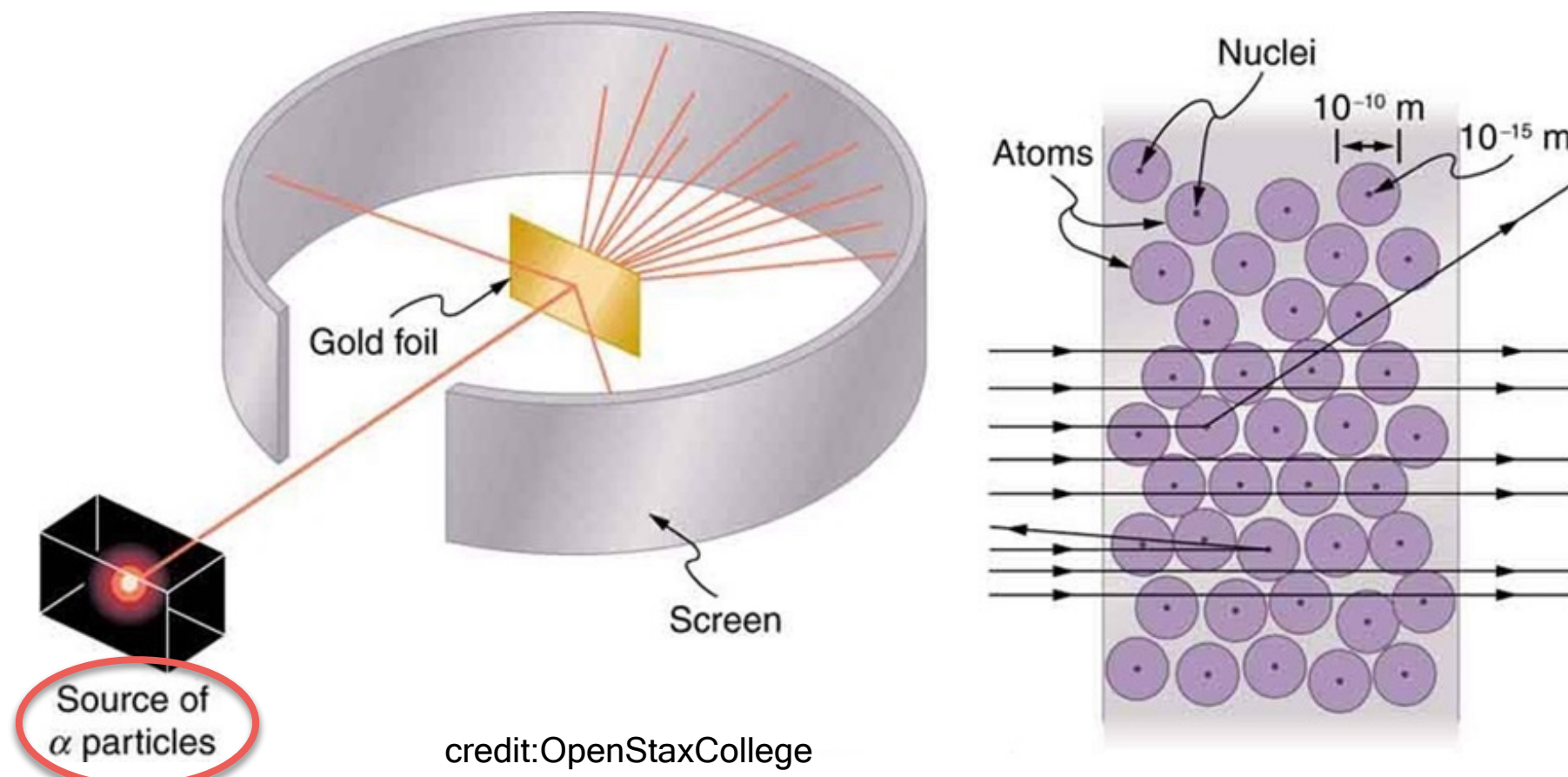
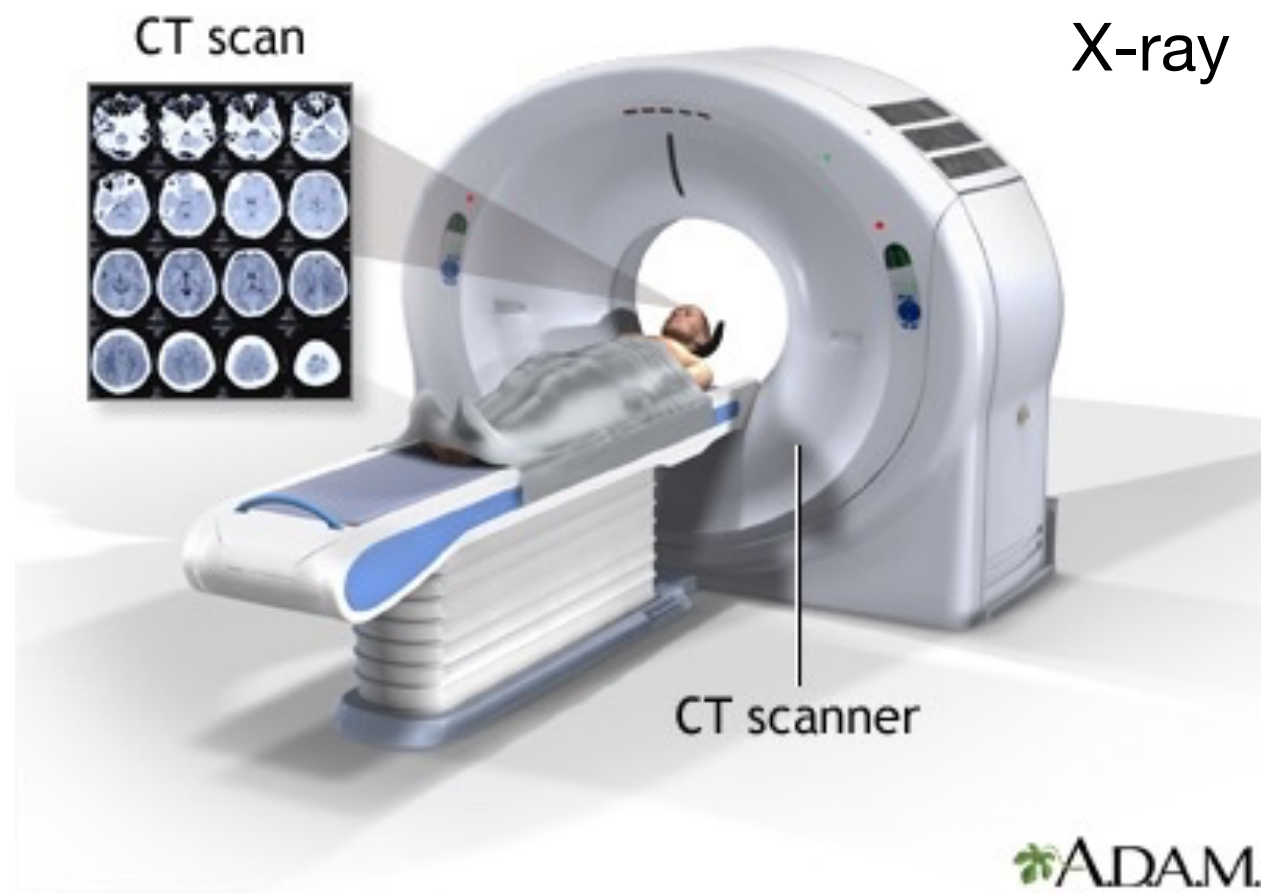
From Wikimedia commons

# ハドロントモグラフィ

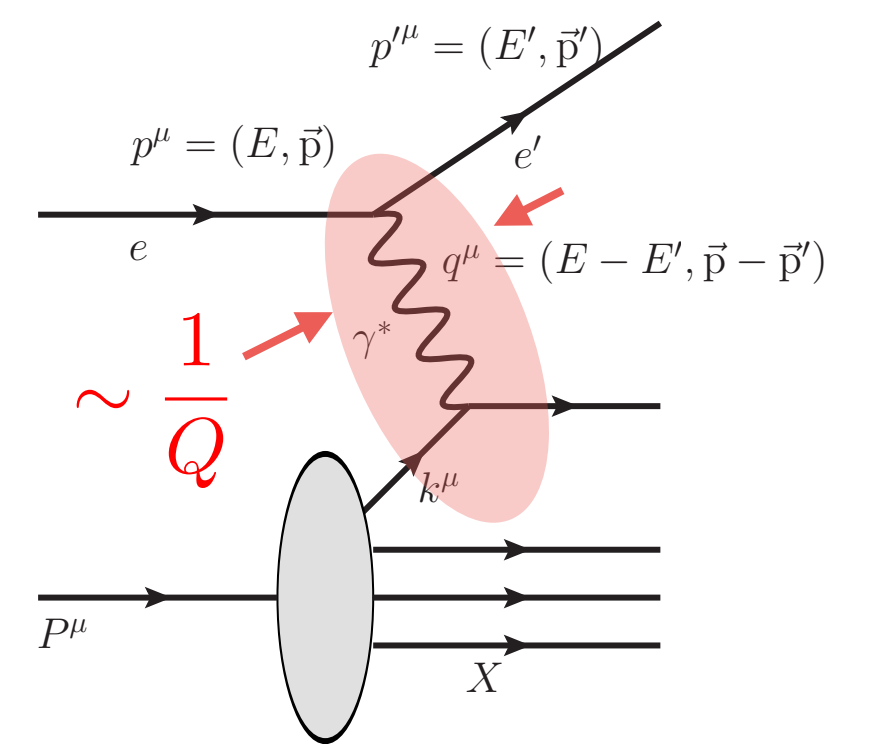
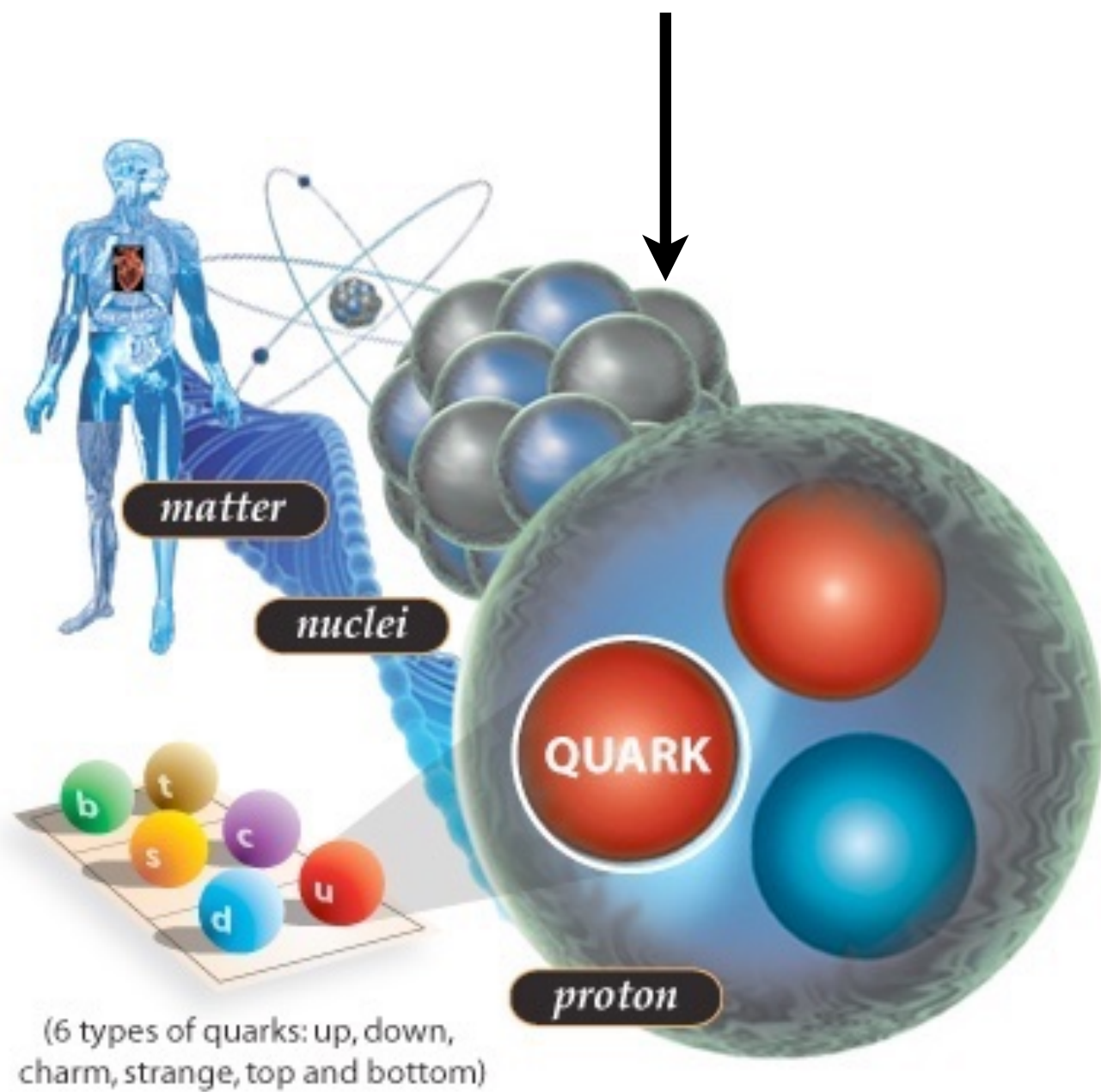
CT = Computed tomography

Rutherford scattering (1911)

Modern Rutherford scattering



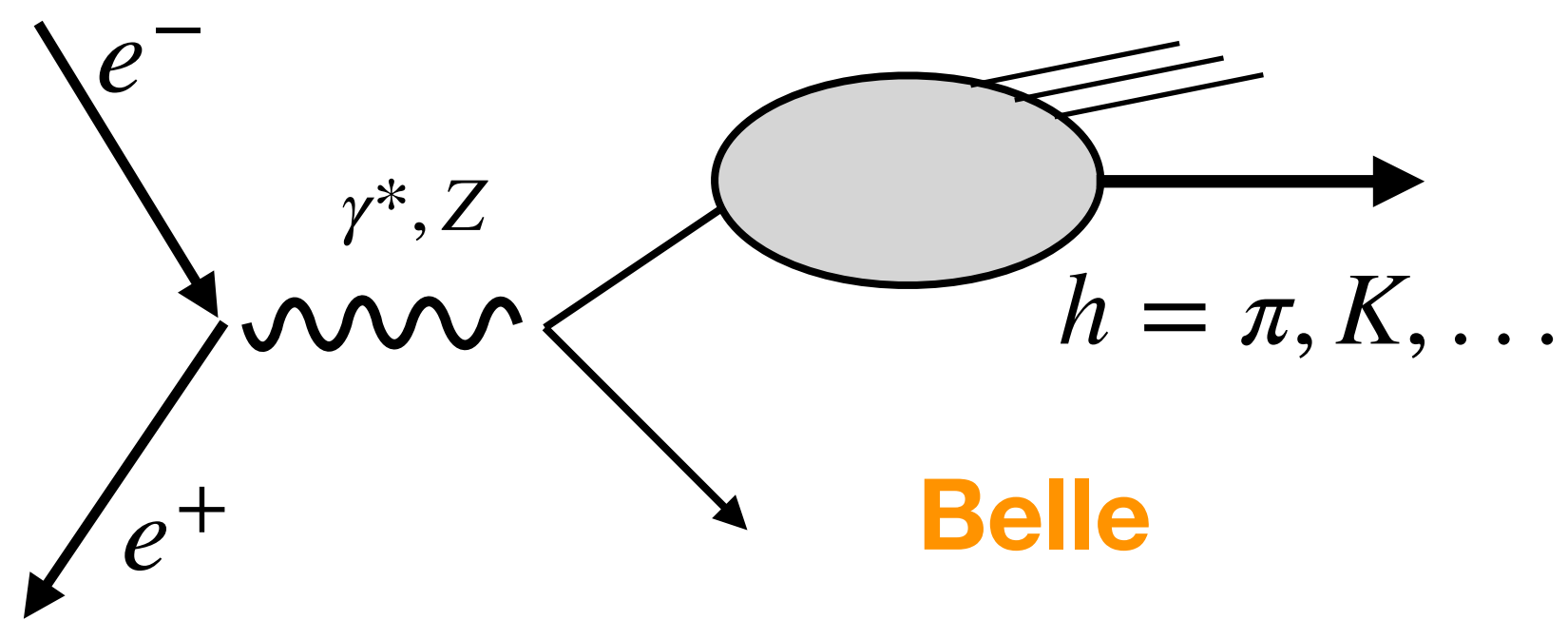
**パートン (クォークとグルーオン)**  
 が織りなす量子描像の情報抽出  
 は, QCD研究にとって重要な課題.



credit:JLab

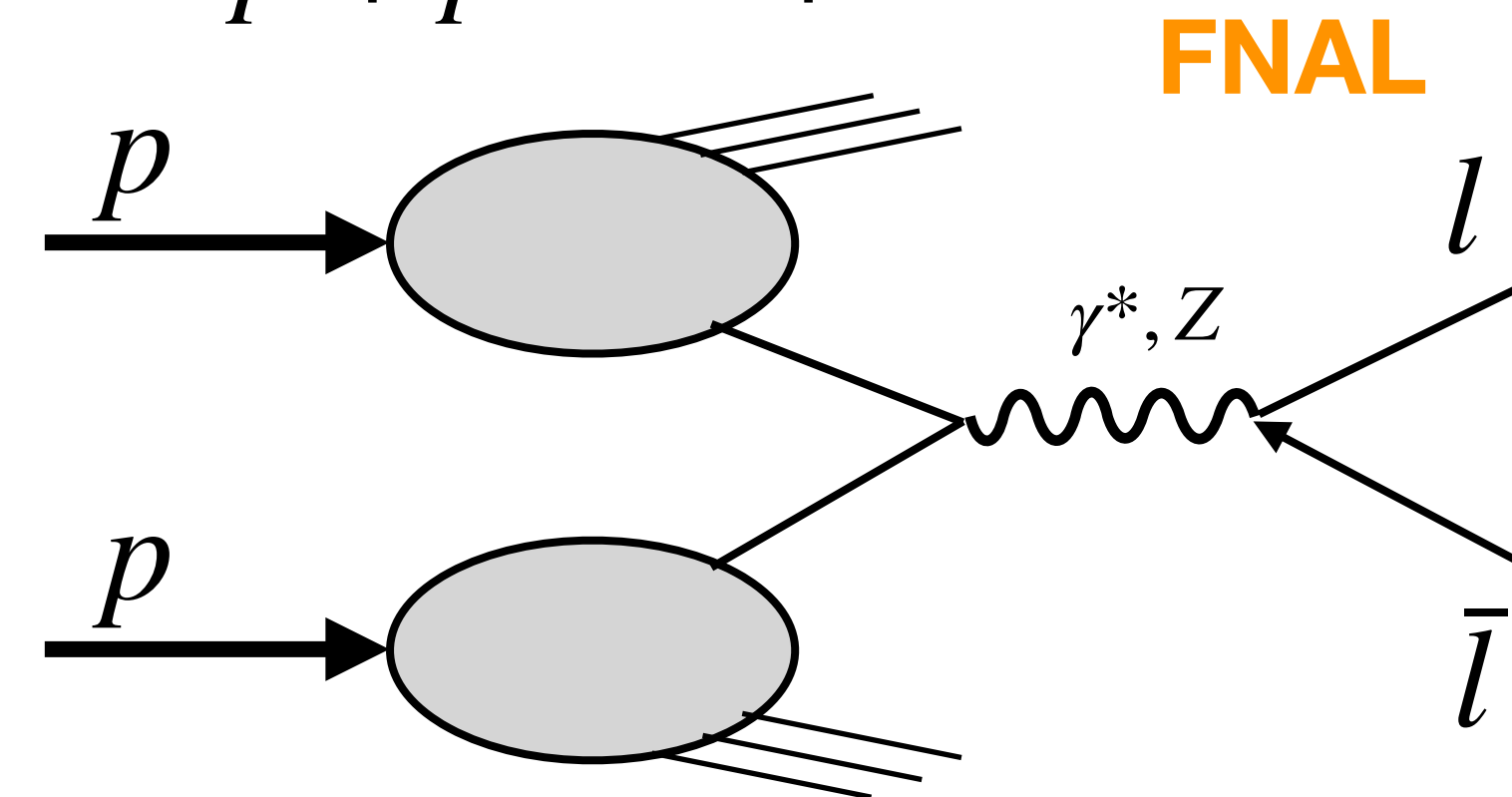
# フェムトスコープ

Semi-inclusive  $e^+e^-$  annihilation:  $e^+ + e^- \rightarrow h + X$



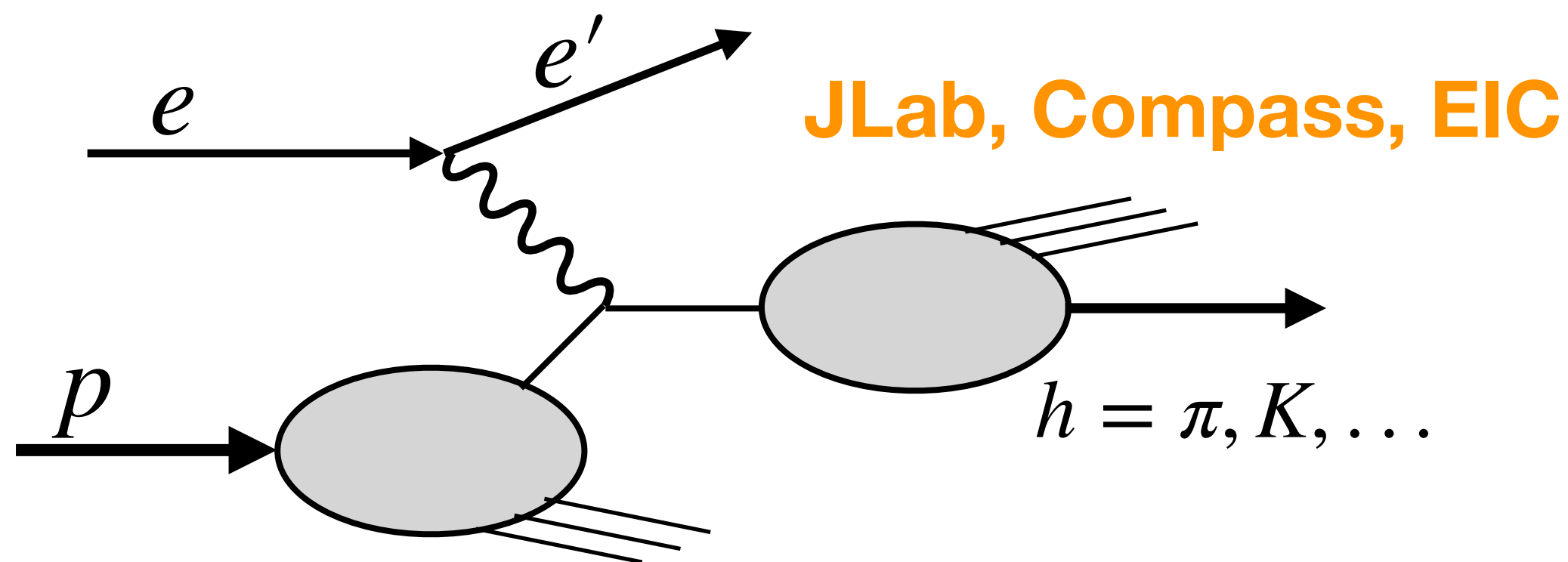
ハドロンの発現. 始状態にカラーフロー無し.

Drell-Yan:  $p + p \rightarrow l + \bar{l}$



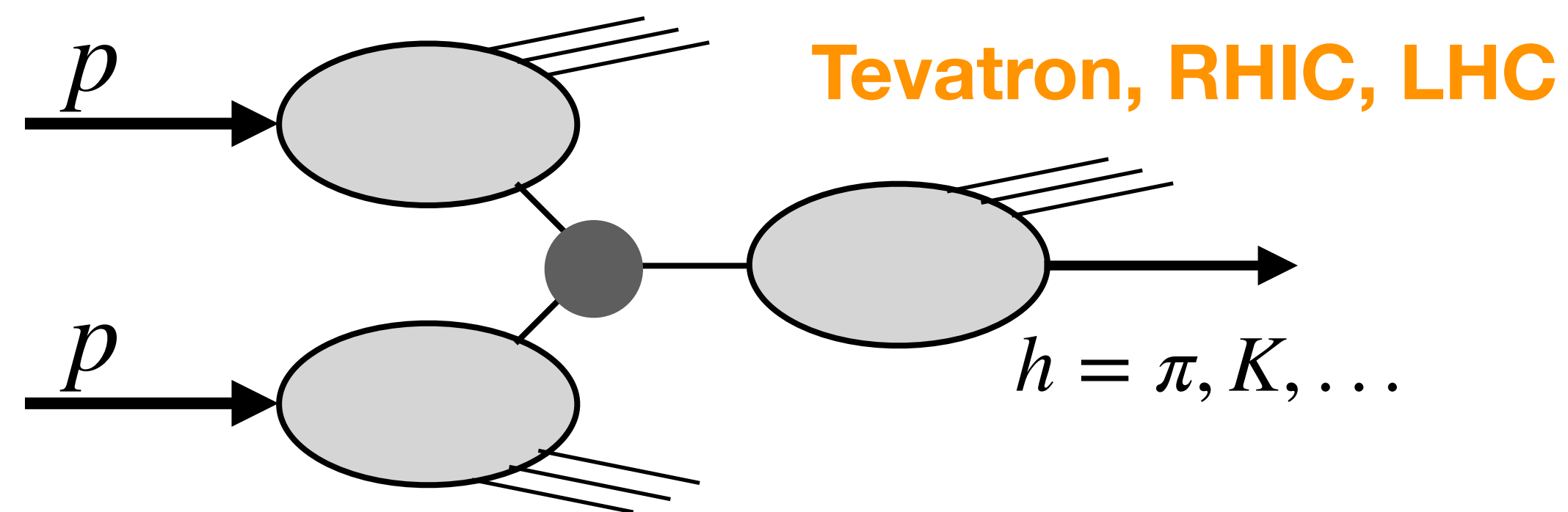
DIS/SIDISと相補的. 終状態にカラーフロー無し.

Semi-inclusive DIS:  $e + p \rightarrow e' + h + X$



核子の構造. 原子核ターゲット(ビーム)が可能.

Hadron from Hadronic collisions:  $p + p \rightarrow h + X$



核子構造とハドロンの発現. 原子核ターゲット(ビーム)が可能.

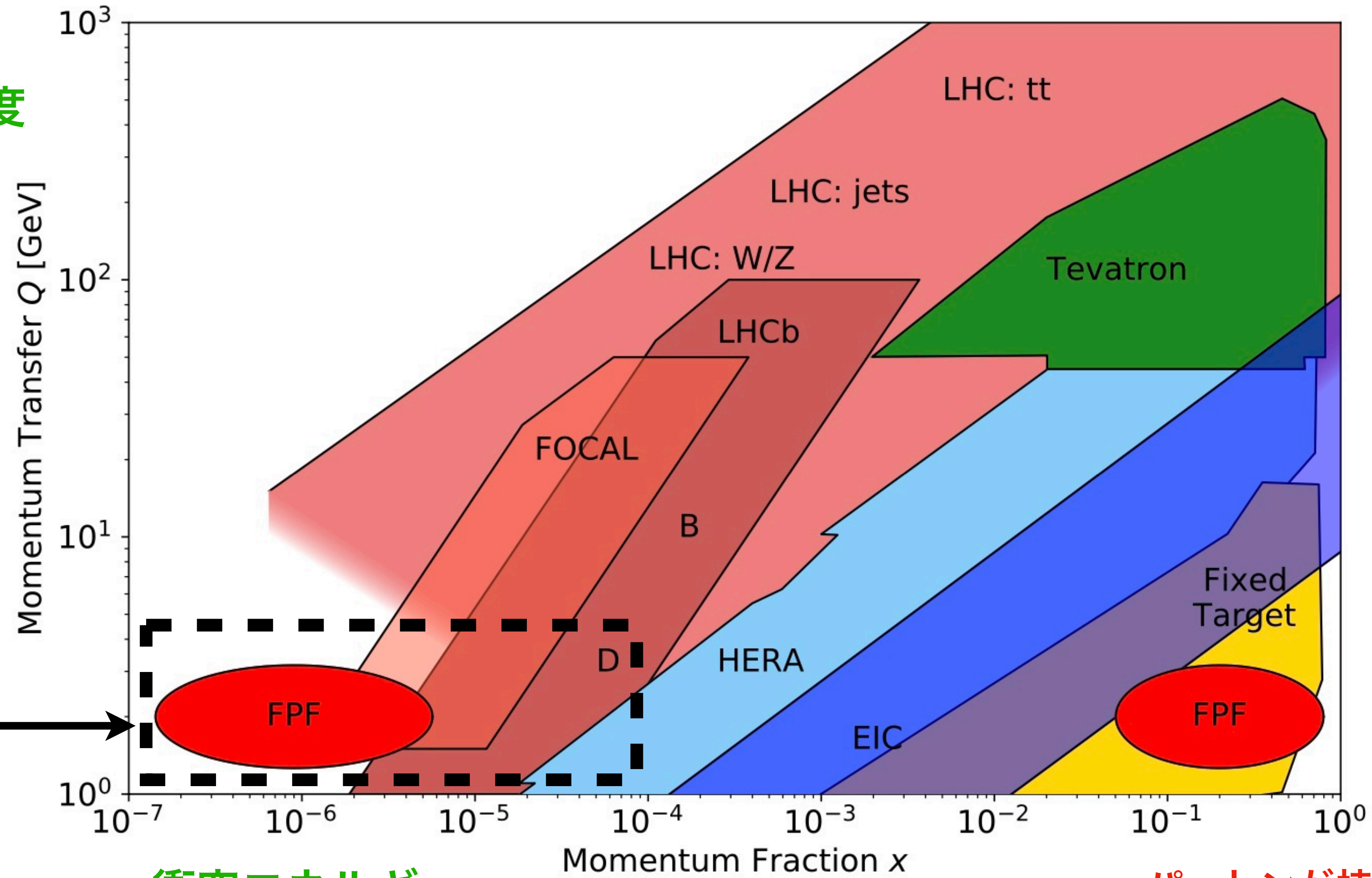
**PDFs and FFs are equally crucial for global data fitting!**

# 関連実験と運動学領域

From FPF white paper, J. Phys. G50, no.3, 030501 (2023)

本日の主題:  
エネルギーフロンティア  
(Small-x領域)での核子構造  
の探索.

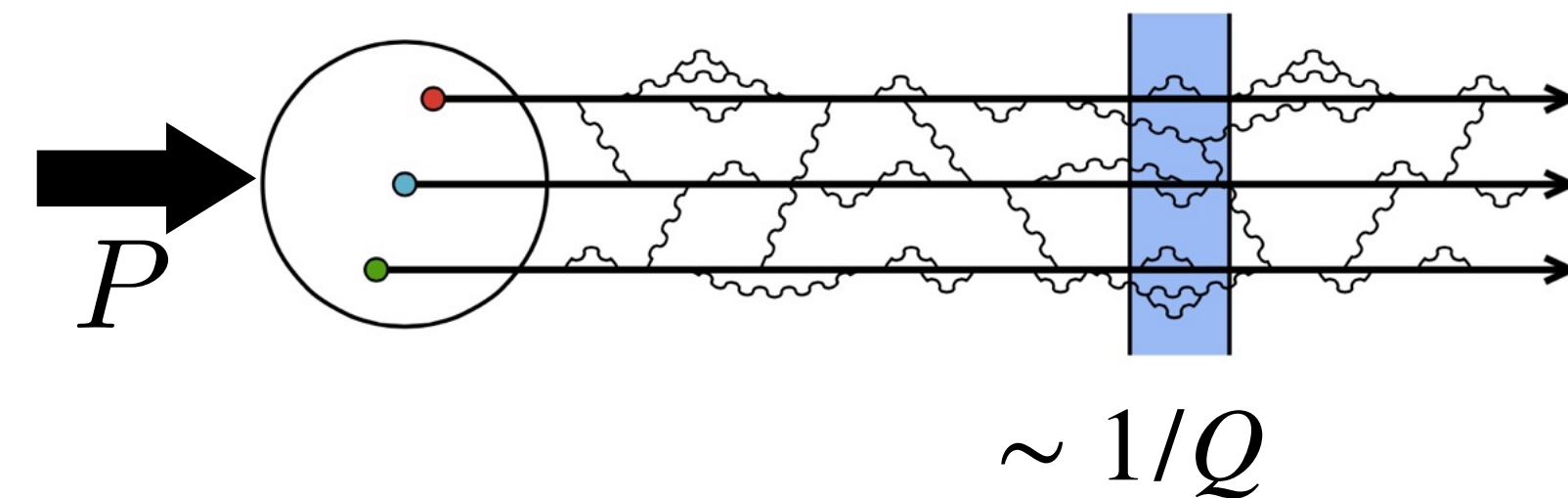
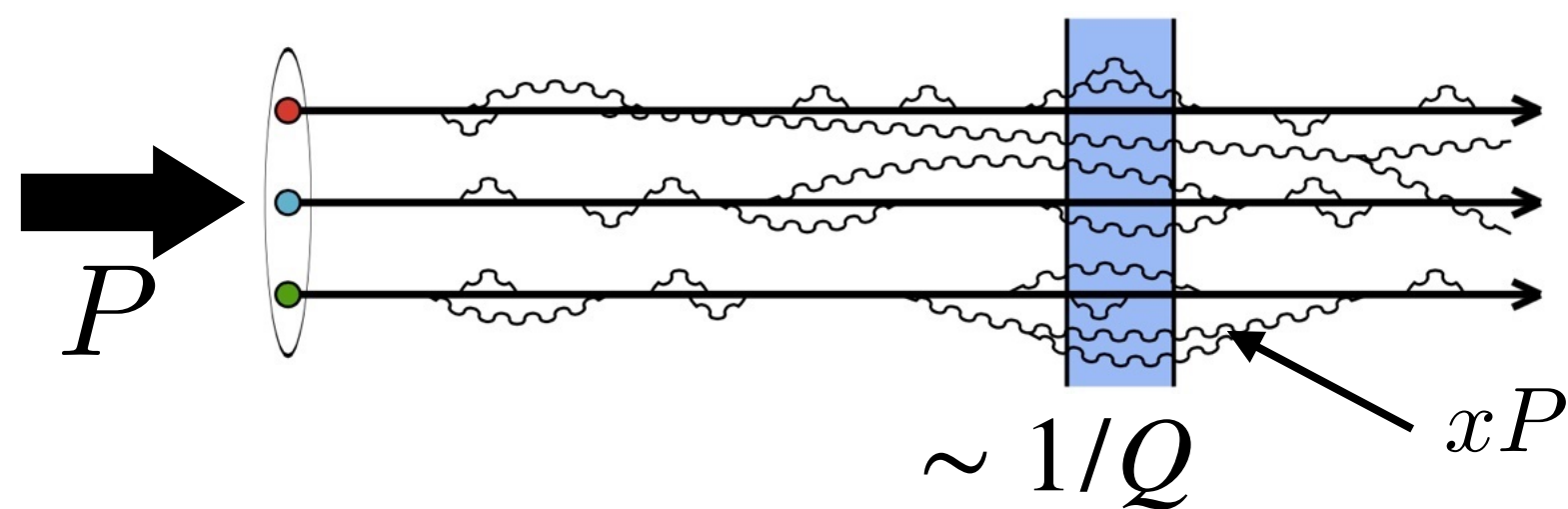
$Q$ : 横方向の解像度



衝突エネルギー



$x$ : パartonが持つ縦運動量比



# 核子の多彩な量子描像

まだ未知の情報

**4+1D**

Wigner Distributions

$$W(x, k_{\perp}, r_{\perp})$$

Transverse Momentum  
Dependent Distributions (TMDs)

Generalized Parton  
Distributions (GPDs)

**2+1D**

近年活発な研究分野

GPDs: 前回の勉強会

TMDs: 今回の勉強会

閉じ込められたパートンの運動

パートンの空間的な分布

Parton Distribution Functions

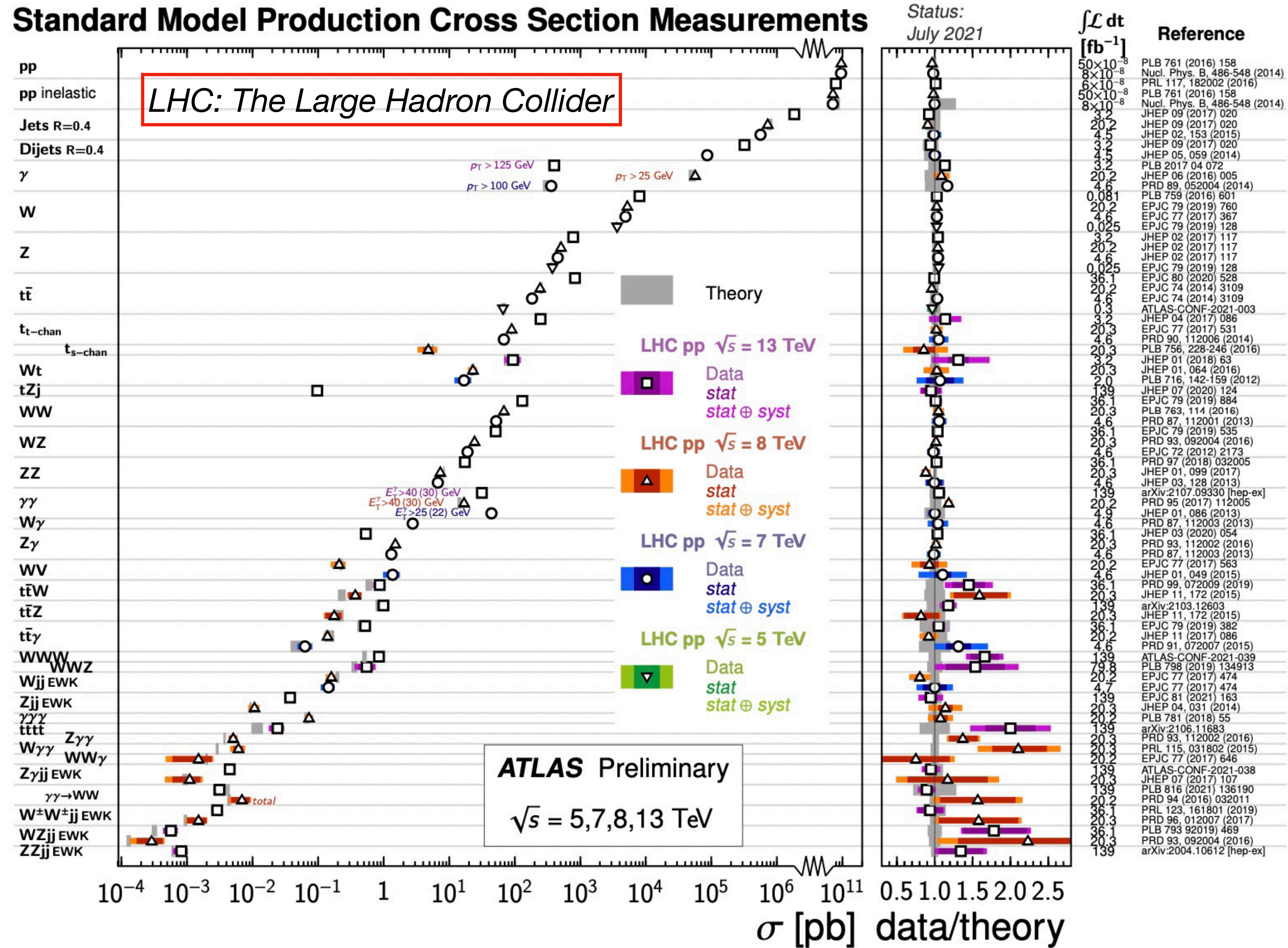
Form Factors

比較的よく知られている **1D**

# 素粒子標準模型 vs. 最高衝突エネルギー実験のデータ

From PDG

収量  
↓  
 $N = L\sigma$   
↑  
積分ルミノシティ  
(ビームフラックス)



素粒子標準模型(EW, QCD摂動計算+PDF)は, 様々なLHCデータを非常によく記述する.



# 核子構造の理解から"QCDの課題"の解決へ

## ➤ 陽子のスピン(1/2)の起源

$$\frac{1}{2} = S_q + S_g + L_q + L_g$$

Jaffe and Manohar, Nucl. Phys. B 337, 509-546 (1990)

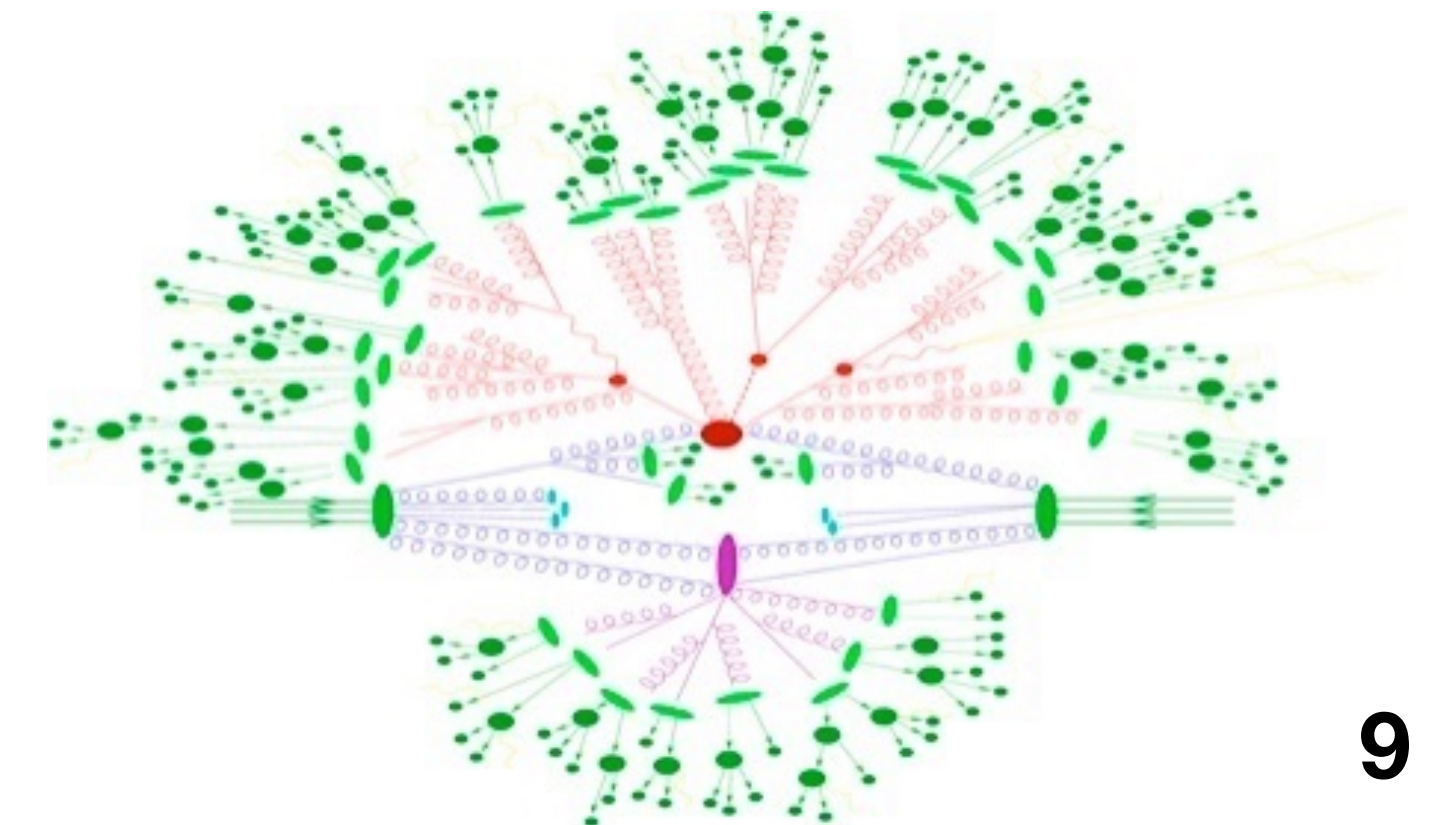
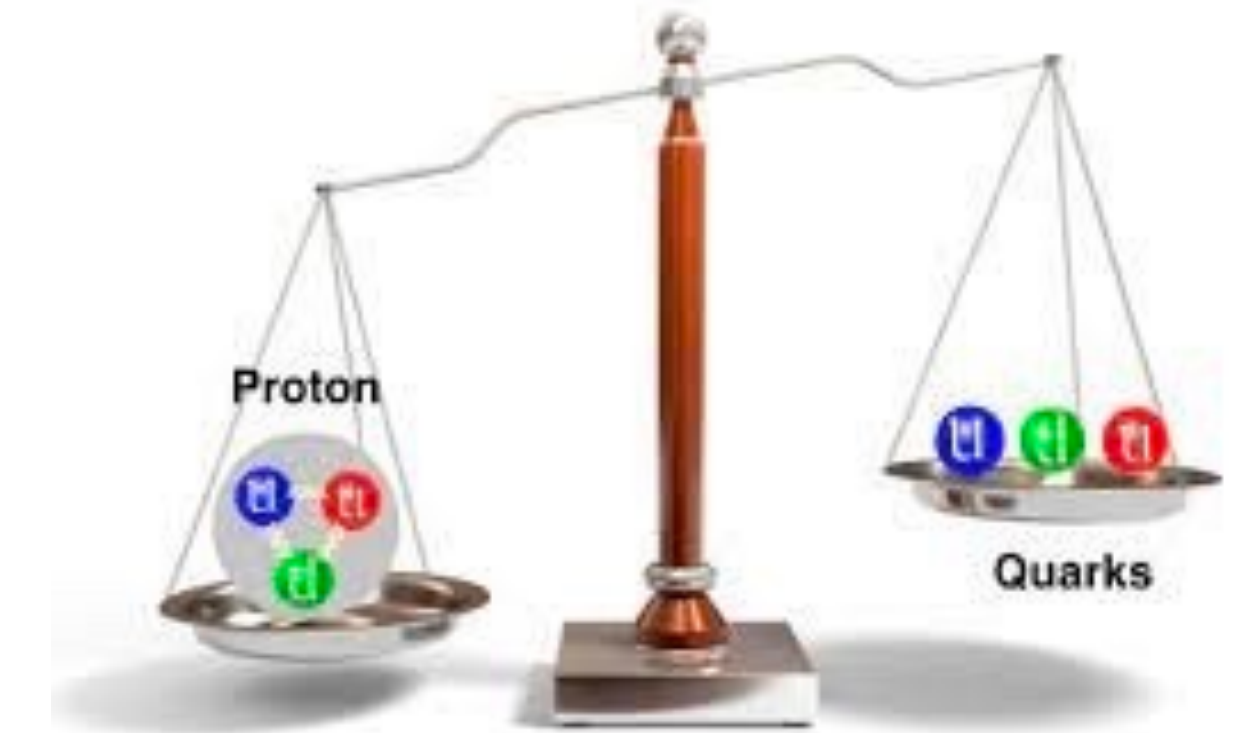
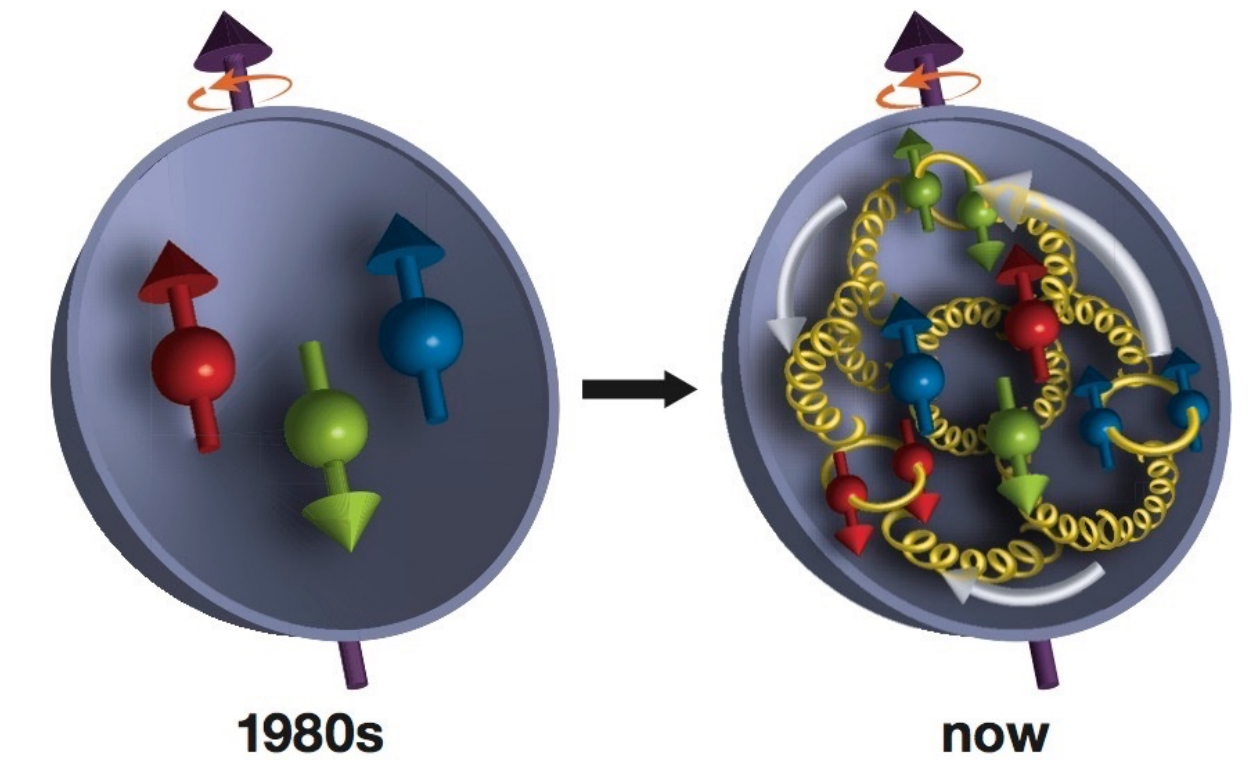
クォークのスピン + グルーオンのヘリシティ + 軌道角運動量

## ➤ 陽子の質量の起源

- クォーク質量(ヒッグス機構)の寄与はわずか**1%**.
- グルーオンは質量がないが, そのダイナミクスが残り**99%**の寄与を与える.

## ➤ ハドロンの生成機構

- クォークとグルーオンはカラー荷を持つ. 一方で, ハドロンはカラー荷を持たない.



# 核子構造の理解から"QCDの課題"の解決へ

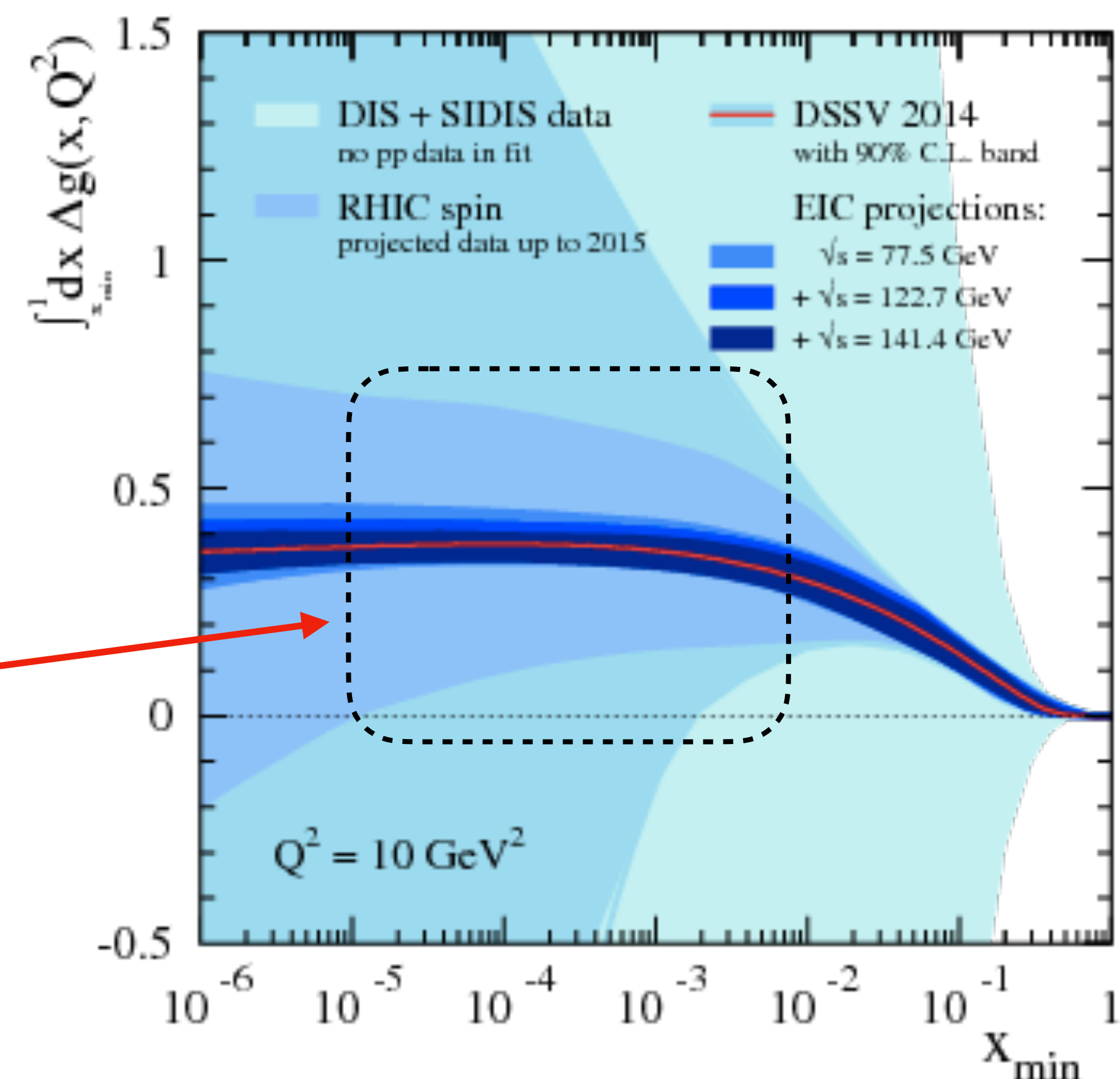
## ➤ 陽子のスピン(1/2)の起源

$$\frac{1}{2} = S_q + S_g + L_q + L_g$$

Spin: measured at RHIC, COMPASS,...

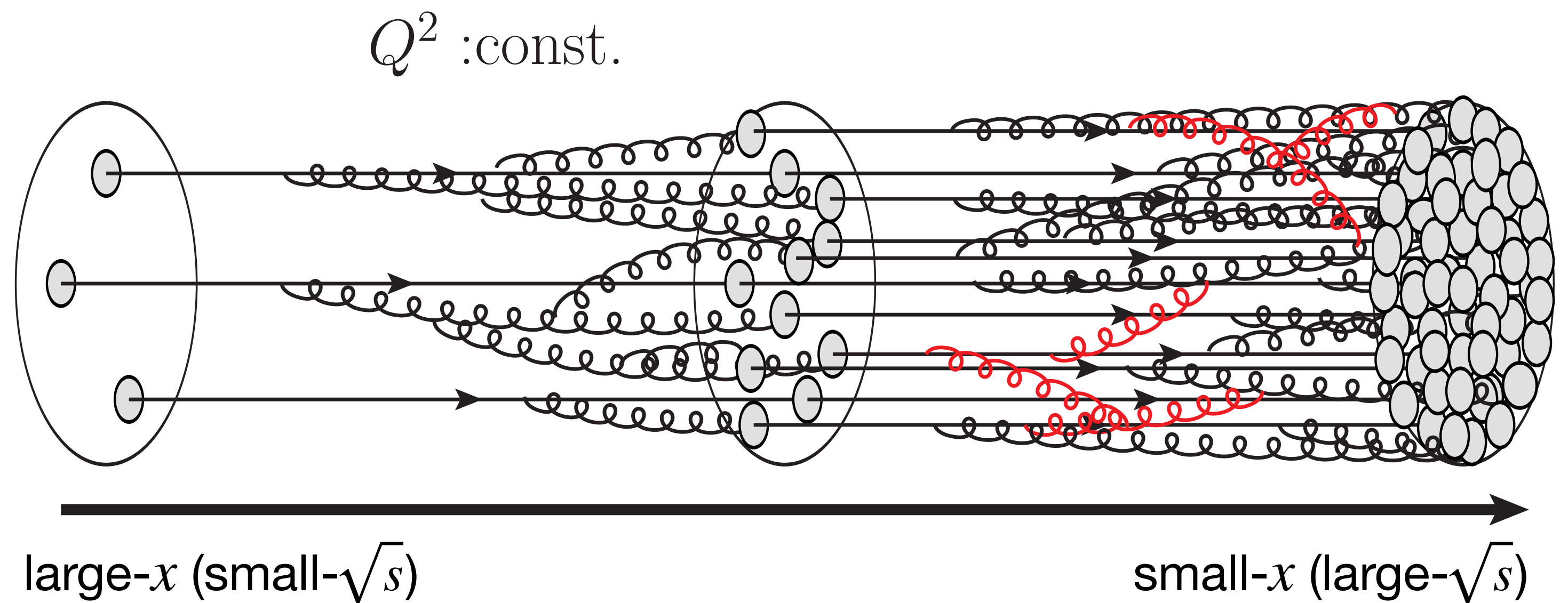
$$S_q = \frac{1}{2} \int_0^1 \Delta\Sigma, \quad S_g = \int_0^1 \Delta G$$

~ 30%



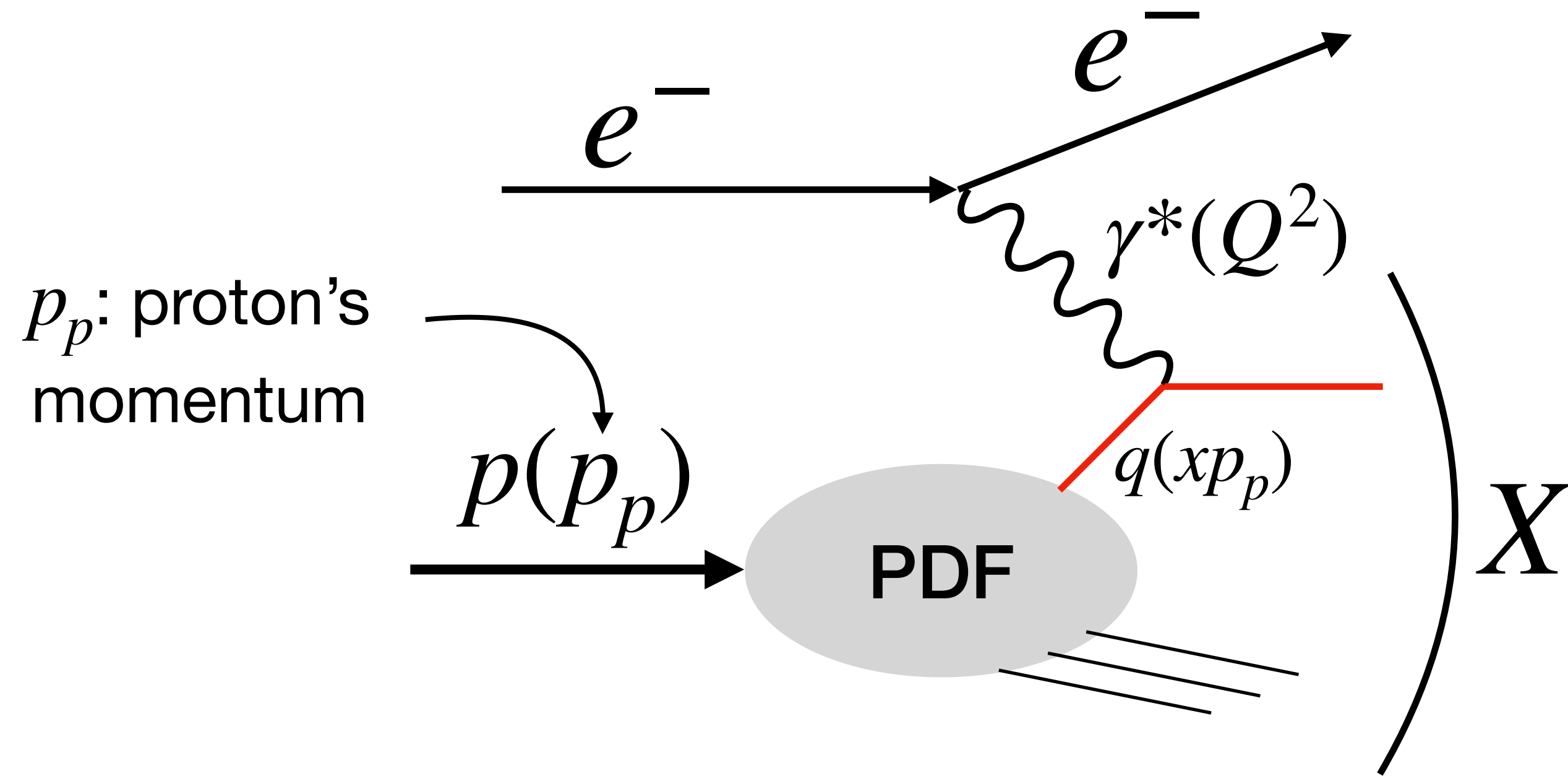
広い運動学領域に渡るパートン分布の精密情報が、核子の性質を特徴づける。

# Part I: 高エネルギー極限でのQCD



# 核子内部のパートン分布関数

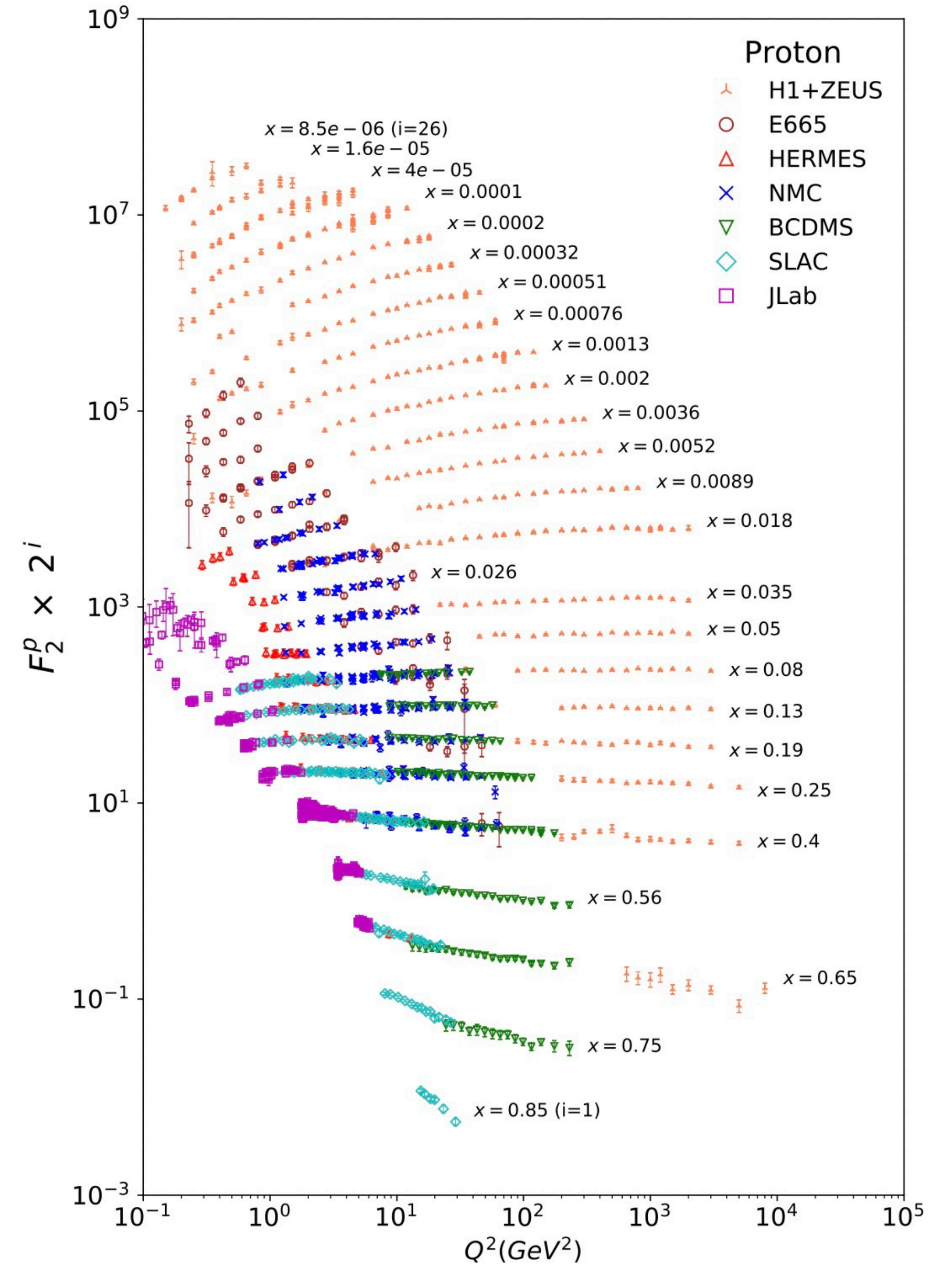
電子-核子深非弾性散乱 (DIS : Deep Inelastic Scattering)



$$\sigma_{e+p \rightarrow e+X} \approx C \otimes f_{q/p}$$

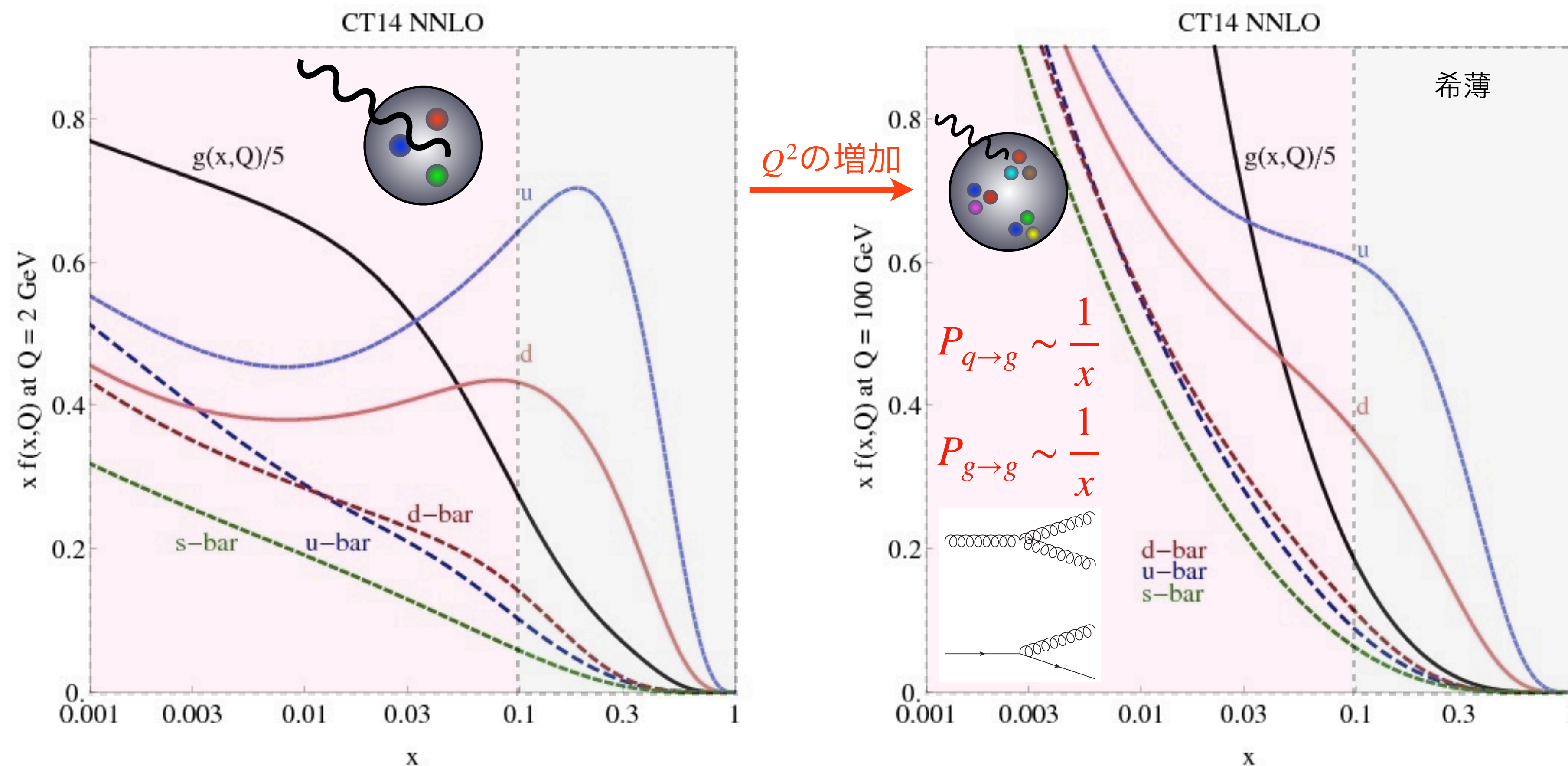
グローバルデータ  
解析で抽出

$f$ :  $x$ と $Q^2$ に依存したパートンの数密度.



構造関数 (inclusive DIS)

# パートン分布関数と量子発展

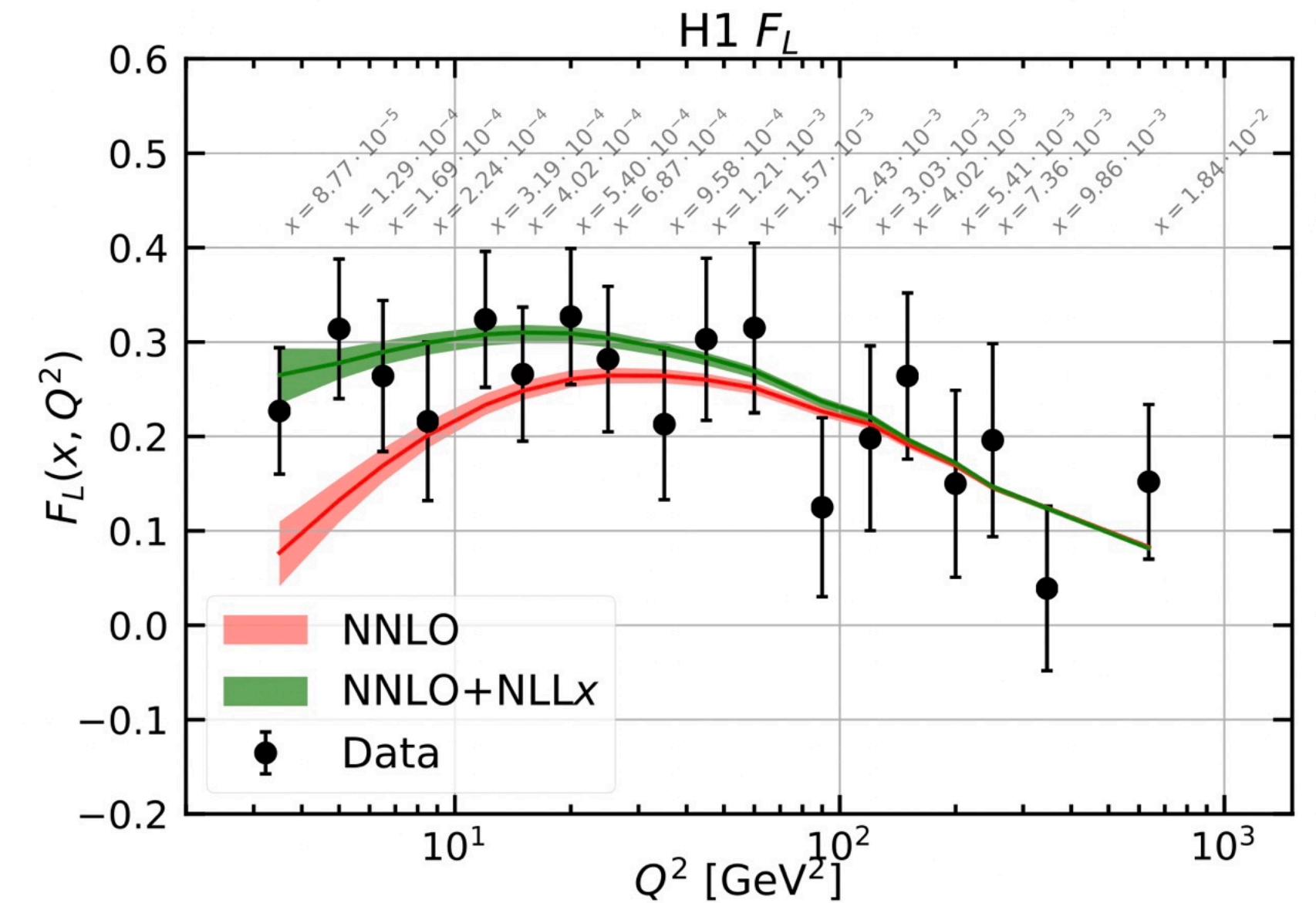
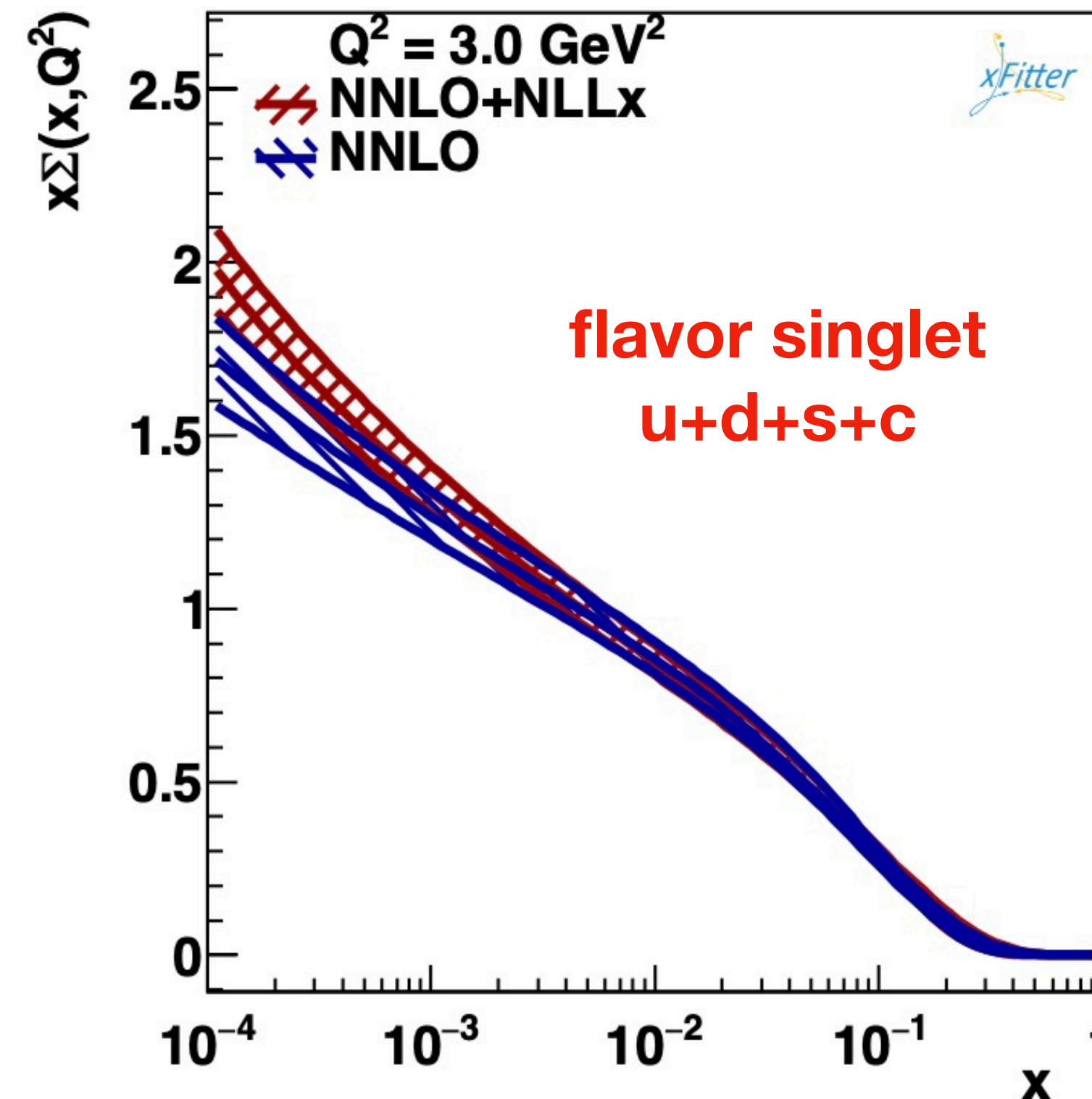
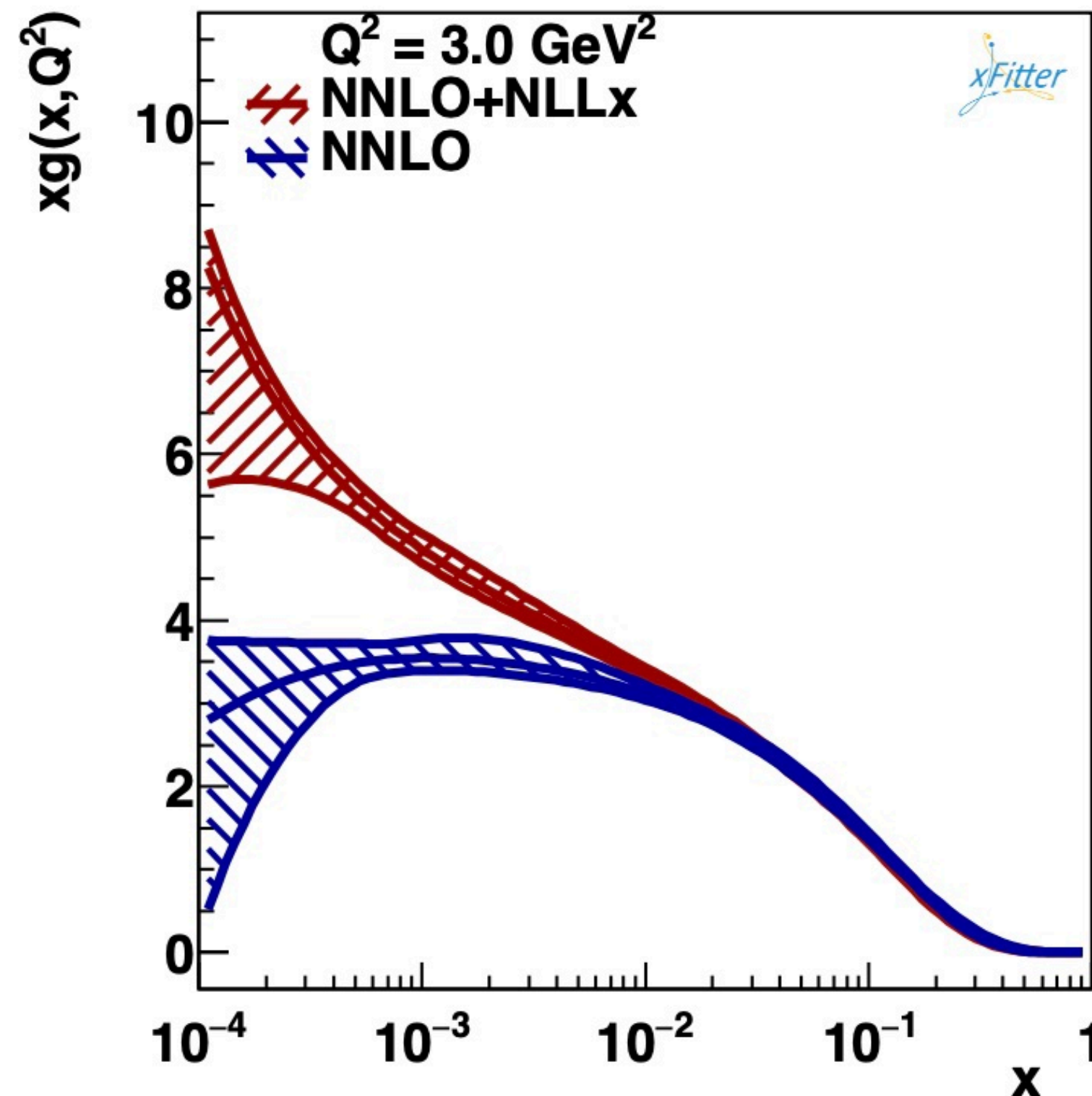


- DGLAP量子発展方程式が $\alpha_s \ln(Q^2/\Lambda^2)$ という大きな量子補正項を足し上げ, クォークとグルーオンの分布を混ぜる.
- 小さな $x$ 領域では,  $\alpha_s \ln(1/x)$ が大きくなり重要となる.

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} \begin{pmatrix} f_{q_i} \\ f_g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{q_i \rightarrow q_j} & P_{g \rightarrow q_j} \\ P_{q_i \rightarrow g} & P_{g \rightarrow g} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} f_{q_j} \\ f_g \end{pmatrix}$$

# 小さな $x$ での量子補正の影響

xFitter Developers' Team, EPJC78, no.8, 621 (2018)



For NLLx, see [Bonvini, Marzani and Peraro, Eur. Phys. J. C76, no.11, 597 (2016)]

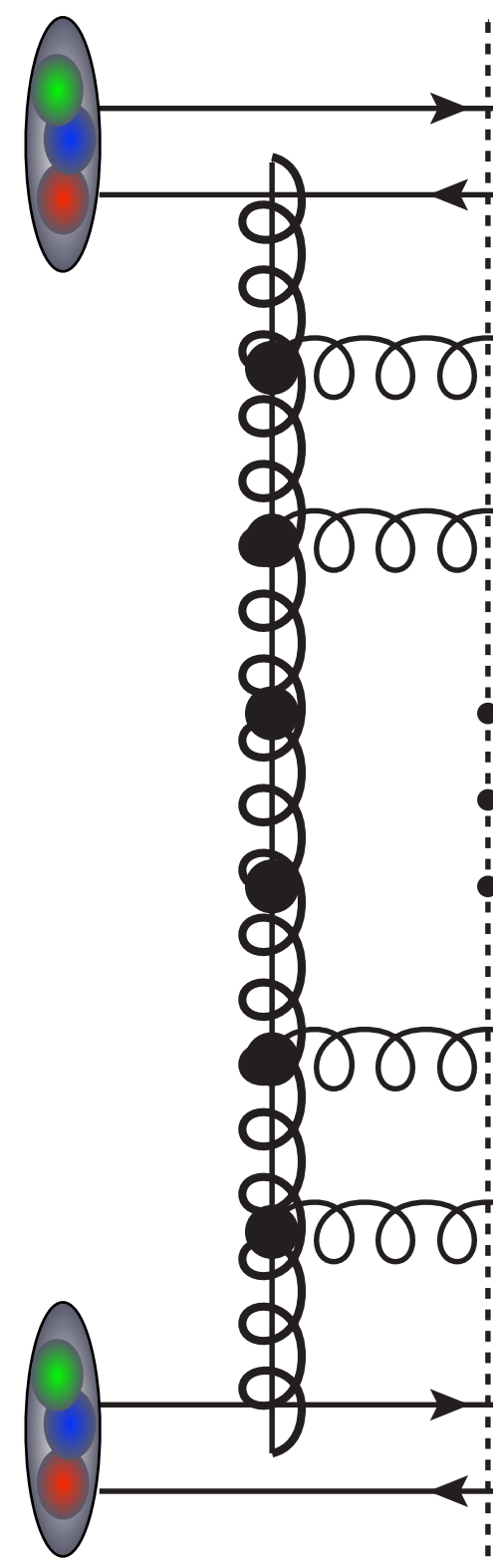
- **NLLx (next-to-leading-log accuracy in  $\ln(1/x)$ )** : NNLOのオーダーで, DGLAP splitting functionsとDISの係数 $C$ に  $\ln(1/x)$ の再足し上げ効果を含める.
- Fixed orderの結果は不定性が大きく,  $\ln(1/x)$ 補正が正しい $x$ 依存性を得るために必要. 特に $c$ -クォーク閾値近辺では, チャームPDFの大きさがグルーオンPDFに影響を及ぼす.

# 高エネルギー極限におけるグルーオン

From PDG

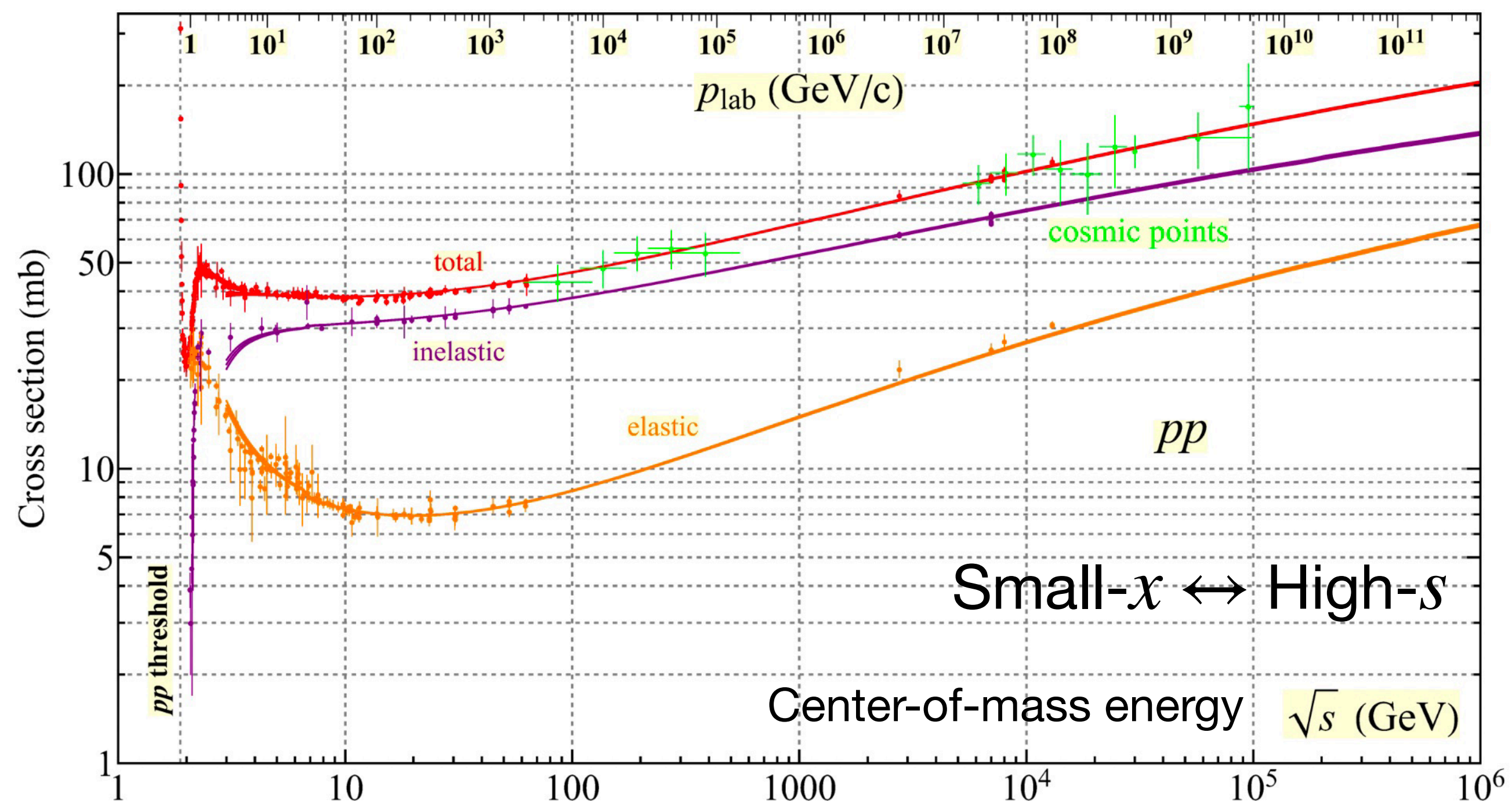
**Froissart-Martin bound (ユニタリティ)**

$$\sigma_{\text{tot}} \leq \text{const.} \times \ln^2 s$$



Gluon TMD at small- $x$ :

$$\phi(x, k_T^2) \sim \left(\frac{1}{x}\right)^{\alpha_P - 1} \rightarrow \sigma_{\text{tot}} \sim s^{\alpha_P - 1}$$



- 摂動計算(BFKL)では  $\alpha_P - 1 > 0.5$ . この場合, 衝突エネルギーが上昇すれば, いずれFroissart-Martin boundが破れてしまう.
- 大きな  $\ln(1/x)$  の足し上げだけでなく, 高エネルギー極限特有の量子補正効果を考慮し, ユニタリティの回復をはかるべき.

# 非線形量子発展：グルーオン密度の飽和へ

グルーオンの密度が高くなれば、量子発展の途中でグルーオン同士の結合が起こりうる

**Pioneering works:**

Gribov, Levin and Ryskin, Phys. Rept. 100, 1 (1983)

Mueller and Qiu, NPB268, 427 (1986)

Qiu, NPB291, 746 (1987)

$$xf_g(x, \mu^2) = \int^{\mu^2} dk_t^2 \phi(x, k_t^2)$$

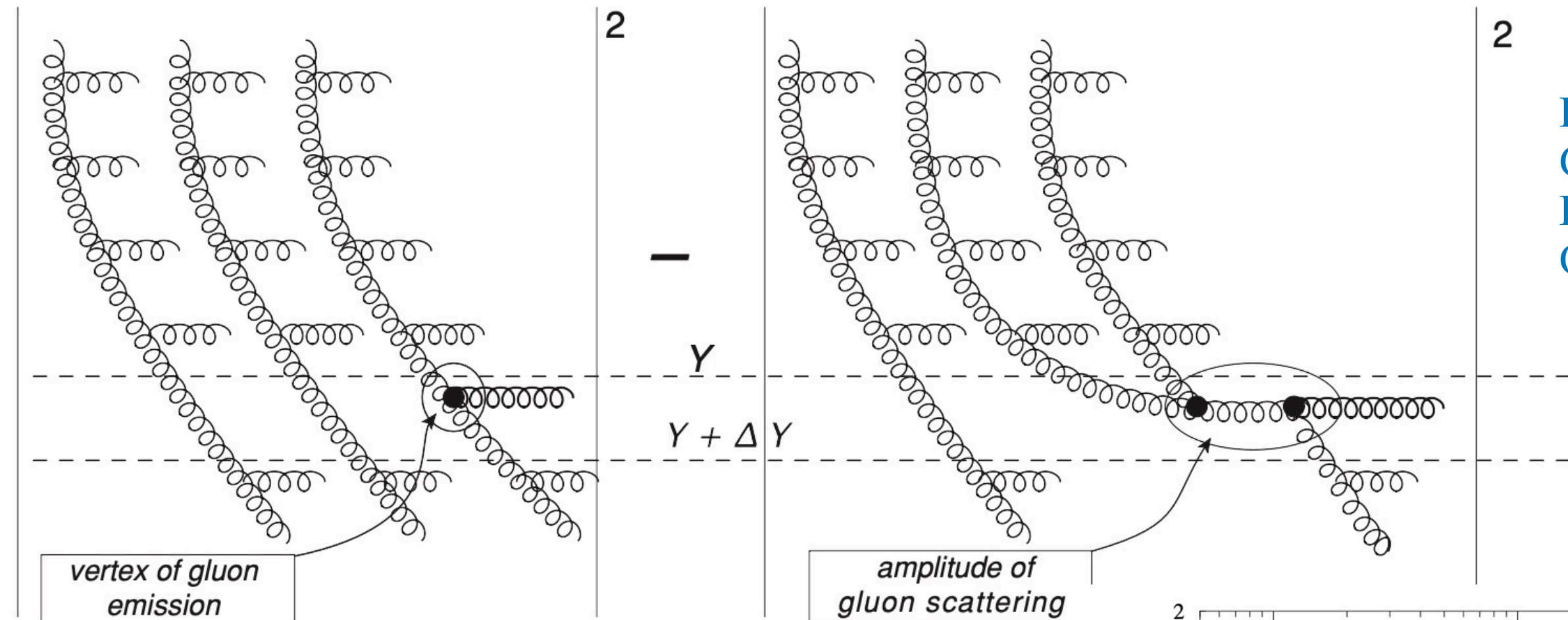
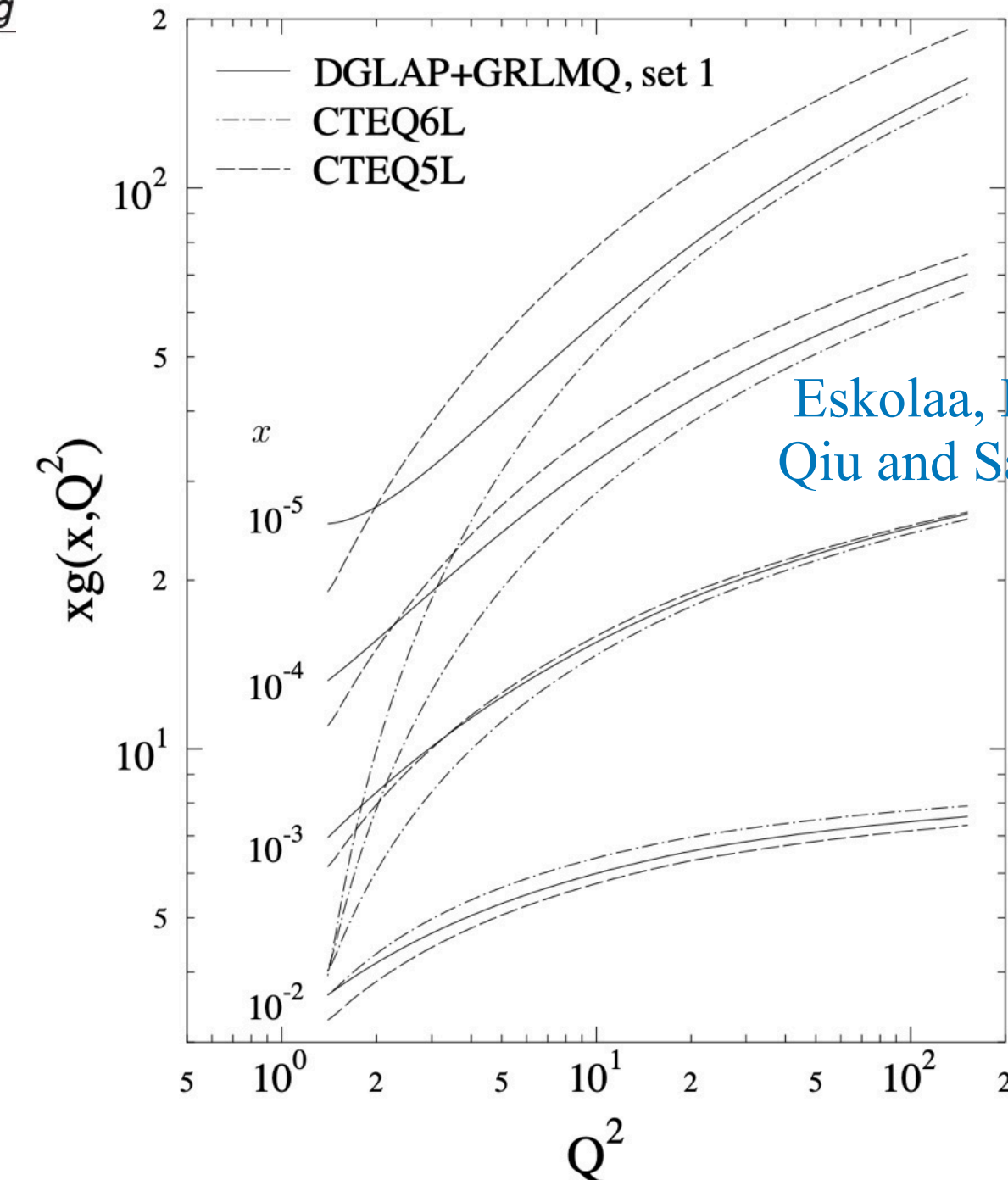


Fig from Kovchegov, Levin, Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. 33, 1-350 (2012) Oxford University Press, 2013

$$\frac{\partial xf_g}{\partial \ln(1/x) \partial \ln \mu^2} = \frac{\alpha_s N_c}{\pi} (xf_g) \left[ \frac{1}{\mu^2} \frac{\alpha_s^2 N_c \pi}{2C_F S_\perp} (xf_g)^2 \right] C_F = \frac{N_c^2 - 1}{2N_c}$$

→ 0, as  $\mu \rightarrow \infty$



Eskola, Honkanena, Kolhinen, Qiu and Salgado, hep-ph/0211239

- 非線形項は高次ツイスト補正.  $1/\mu^2$ のパワーで抑制される.
- ただし, 大きな $\mu^2$ で非線形項が無視できるという意味ではない.
- $\mu^2$ スロープには影響がないが, 分布自身には影響が残る.



# 古典場とその量子発展：カラーグラス凝縮 (CGC)

GLR-QM方程式でスロープが0となる状況では, 全次数のツイストが等しく重要となり, **グルーオン飽和が起こる**.

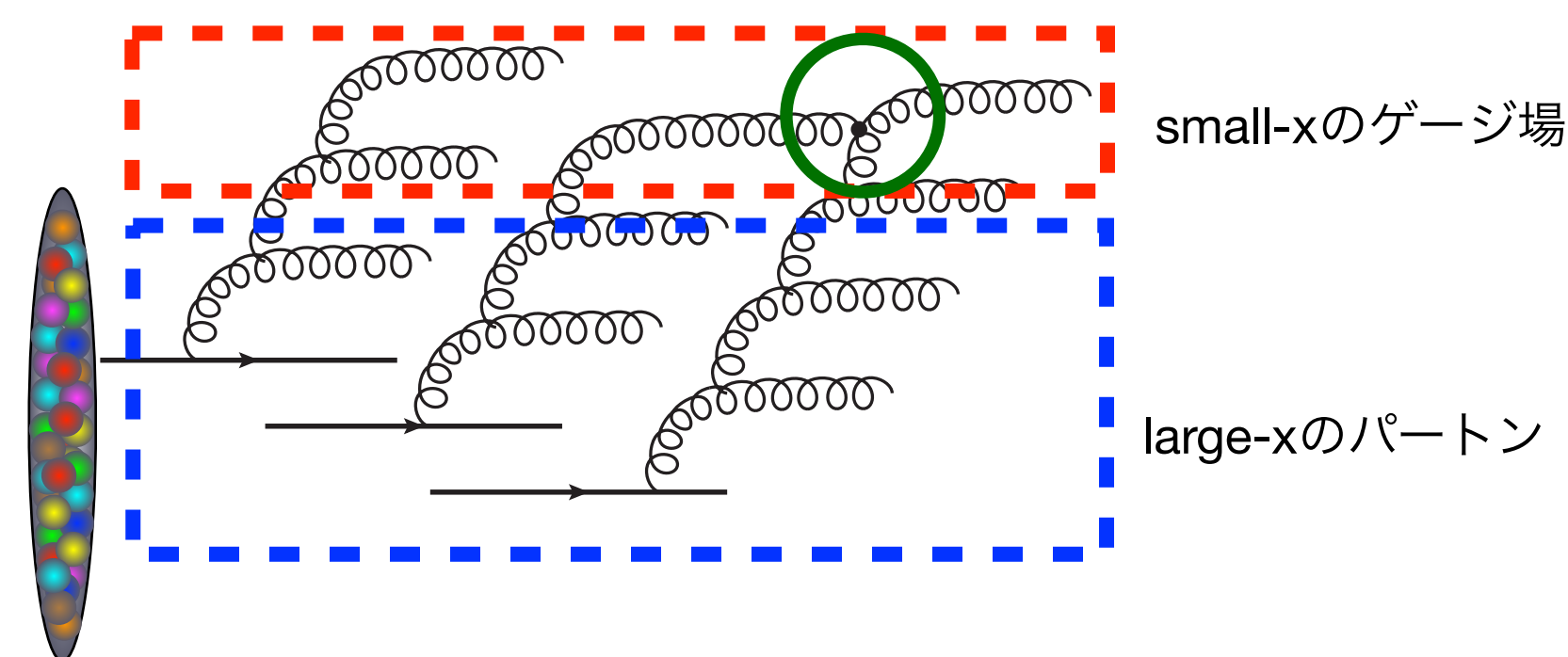
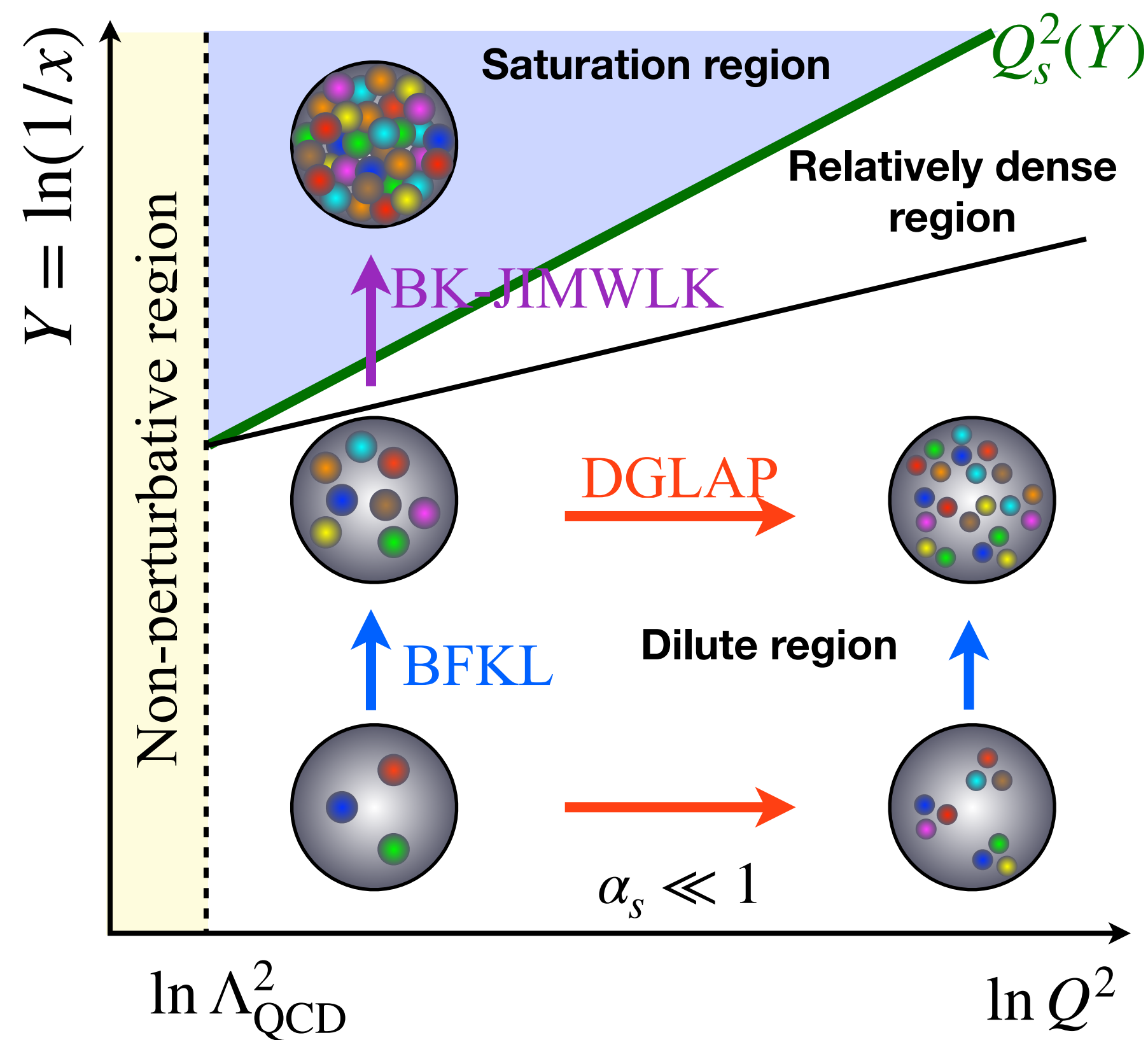
$$Q_s^2 \sim \mu^2 = \frac{\alpha_s \pi^2 x f_g}{2C_F S_\perp} \longrightarrow \frac{x f_g}{Q_s^2 S_\perp} \sim \frac{1}{\alpha_s} \sim \frac{1}{g} \gg 1$$

$Q_s$  : ダイナミカルなグルーオン飽和スケール

強い古典的ゲージ場 ( $A \sim 1/g$ ) による摂動論がOK. また, BK-JIMWLK方程式によりグルーオン分布が量子発展する.

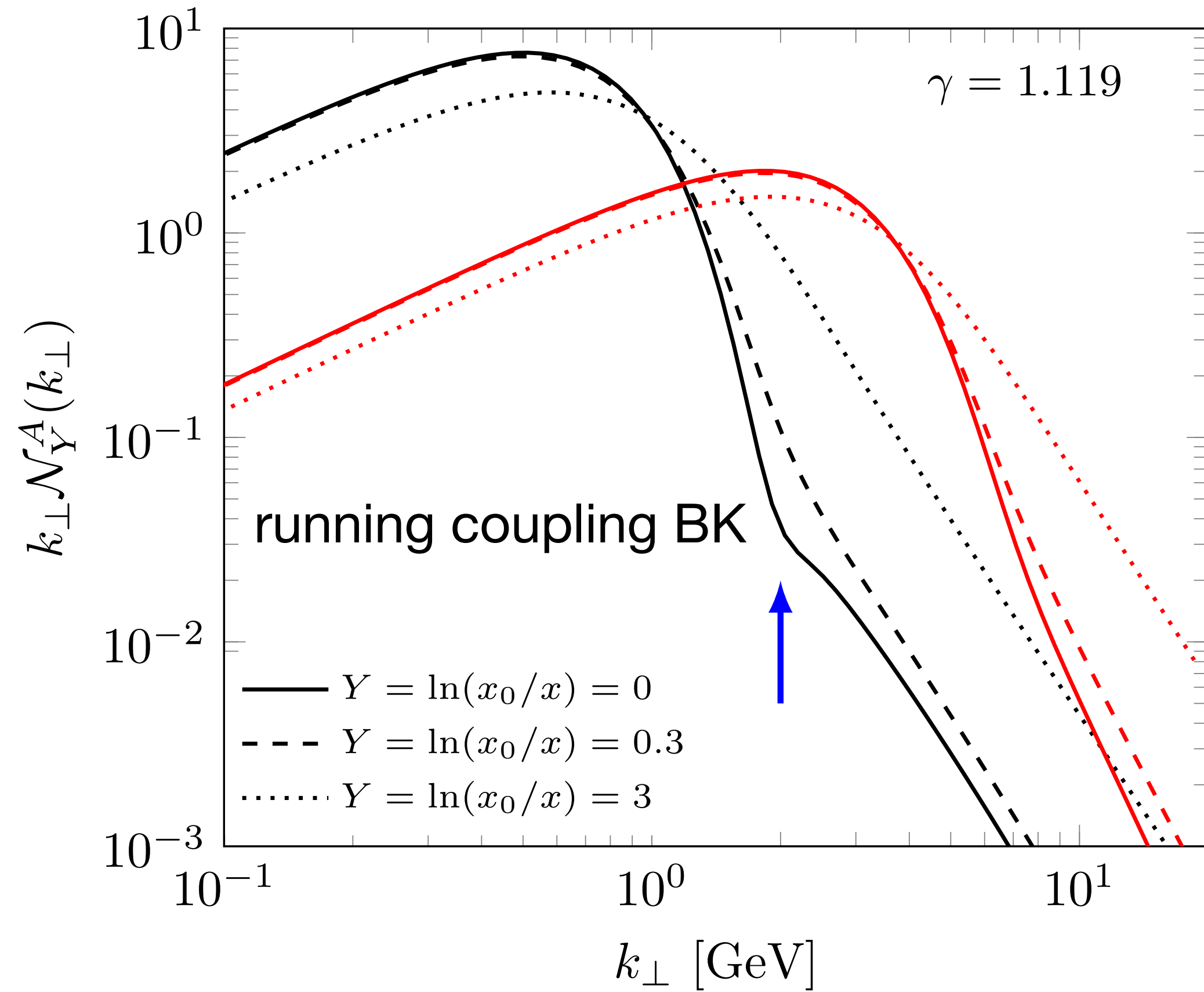
$$\frac{\partial \phi(x, k_T)}{\partial \ln(1/x)} \approx K \otimes \left[ \overset{\text{分岐}}{\phi(x, k_T)} - \overset{\text{再結合}}{\phi(x, k_T)^2} \right]$$

Gelis, Iancu, Jalilian-Marian and Venugopalan,  
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.60, 463 (2010)

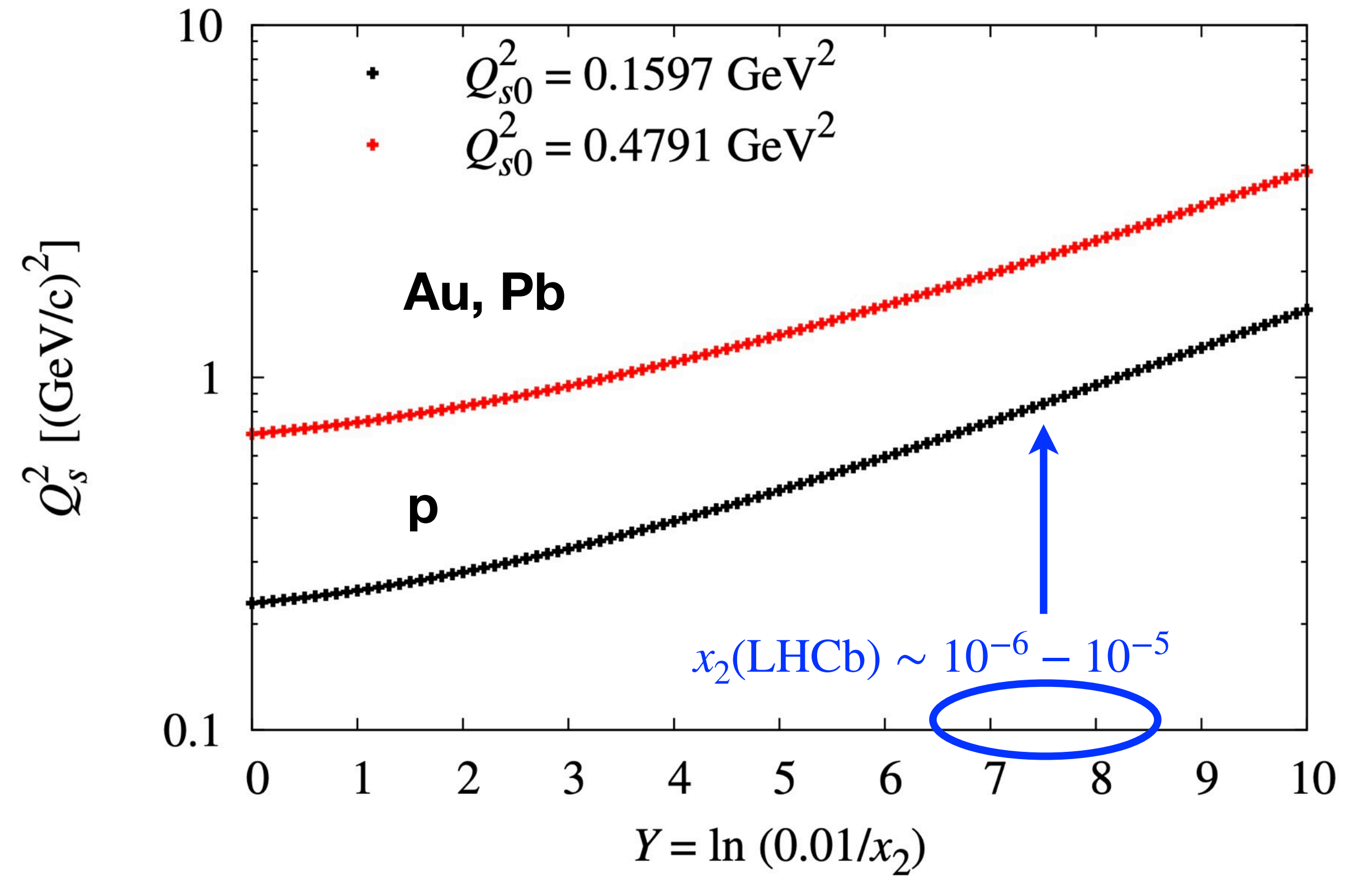


# グルーオン分布関数

Unintegrated gluon distribution (UGD)



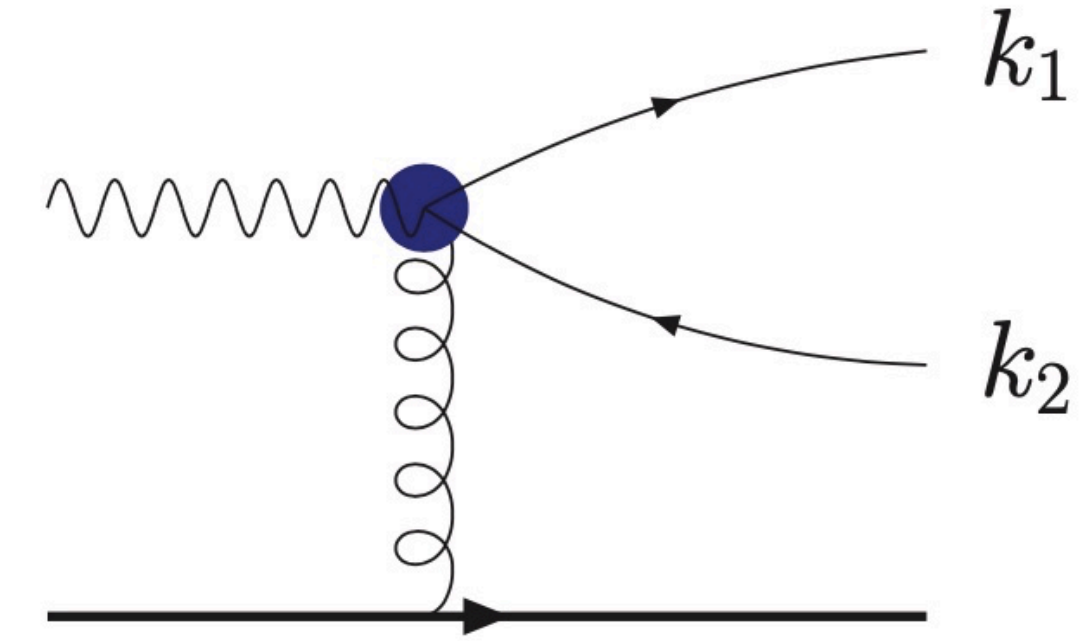
$$\varphi_{p,Y}(k_{\perp}) = \pi R_p^2 \frac{N_c k_{\perp}^2}{4\alpha_s} \mathcal{N}_Y^A(k_{\perp})$$



# 2つのパラダイムとグルーオン飽和探索

原子核媒質中のsmall-xグルーオンとの多重散乱により, 粒子対の相関が失われると考えられる.

**グルーオン飽和の Golden Channel か...?**

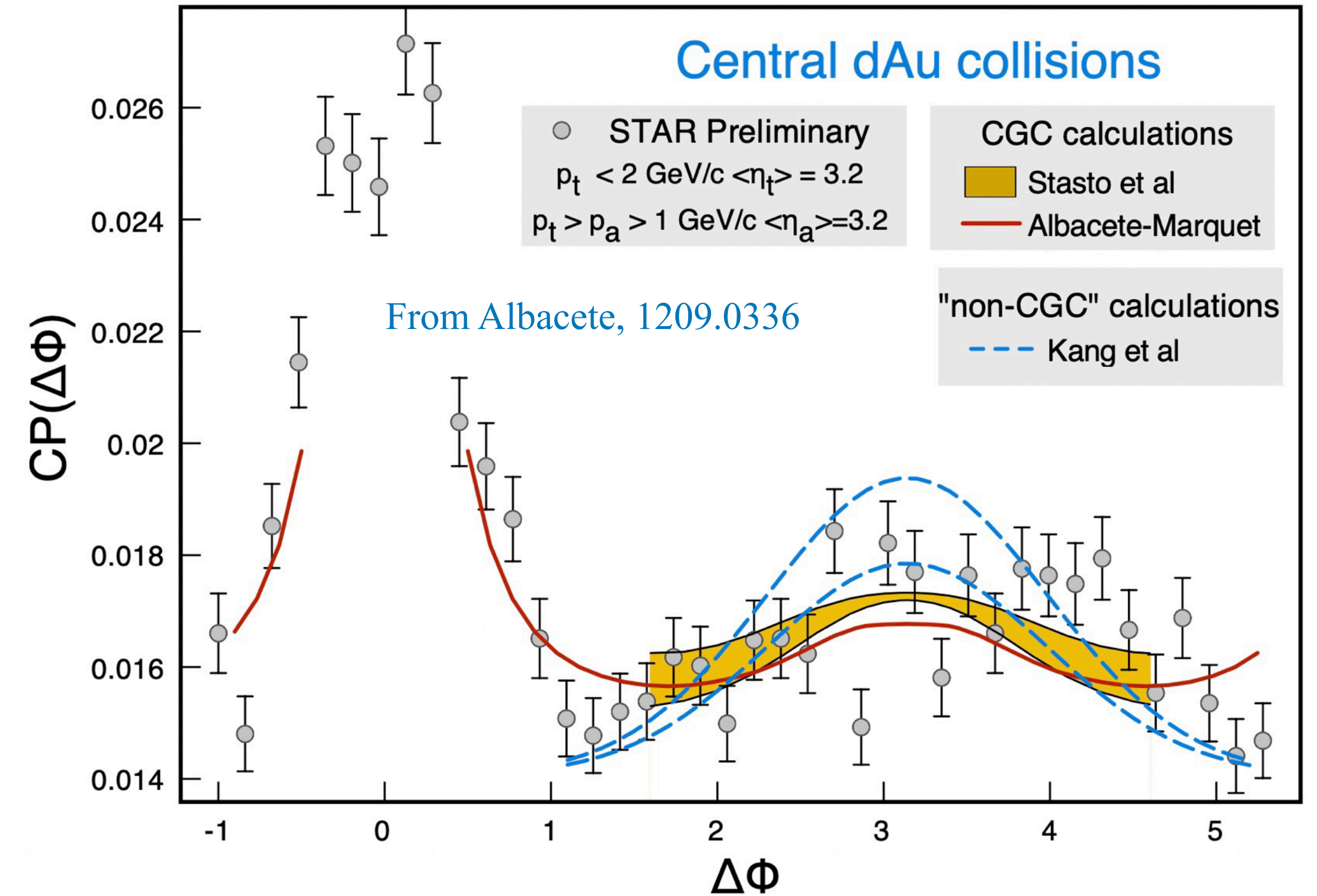


**【警告】**

**2つの異なる理論の枠組みが同じ結論を出す.**

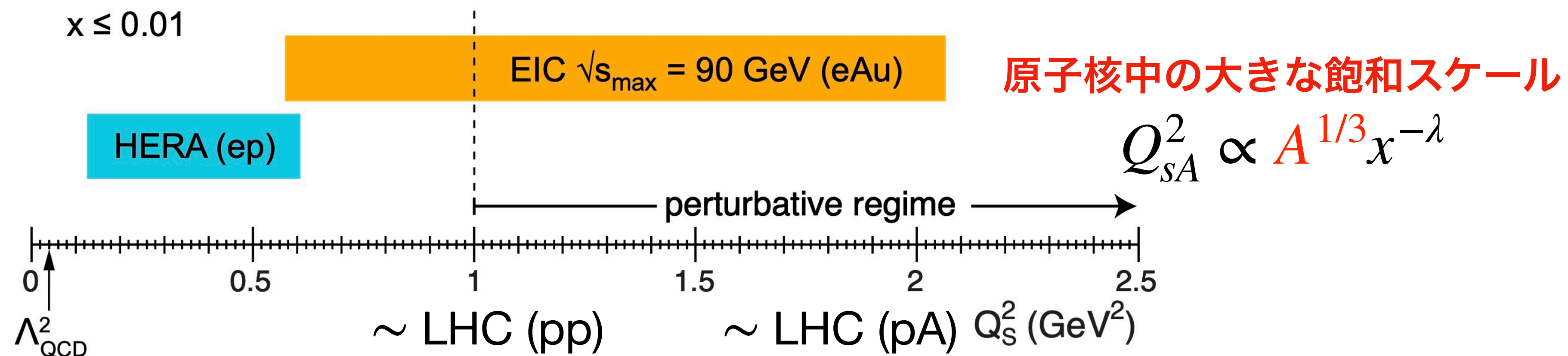
- pQCD : 多重散乱 + DGLAP
- CGC : 多重散乱 + BK-JIMWLK

グルーオン飽和の証拠を見つけ出すことは, 時間がかかる研究となる.



# グルーオン飽和探索の基本方針

Qsが大きくなる領域  
域を見るべき。



## 理論的アプローチ

飽和スケールが大きい領域で、高精度な計算を進め、small-x/グルーオン飽和の物理の精密化を目指す。

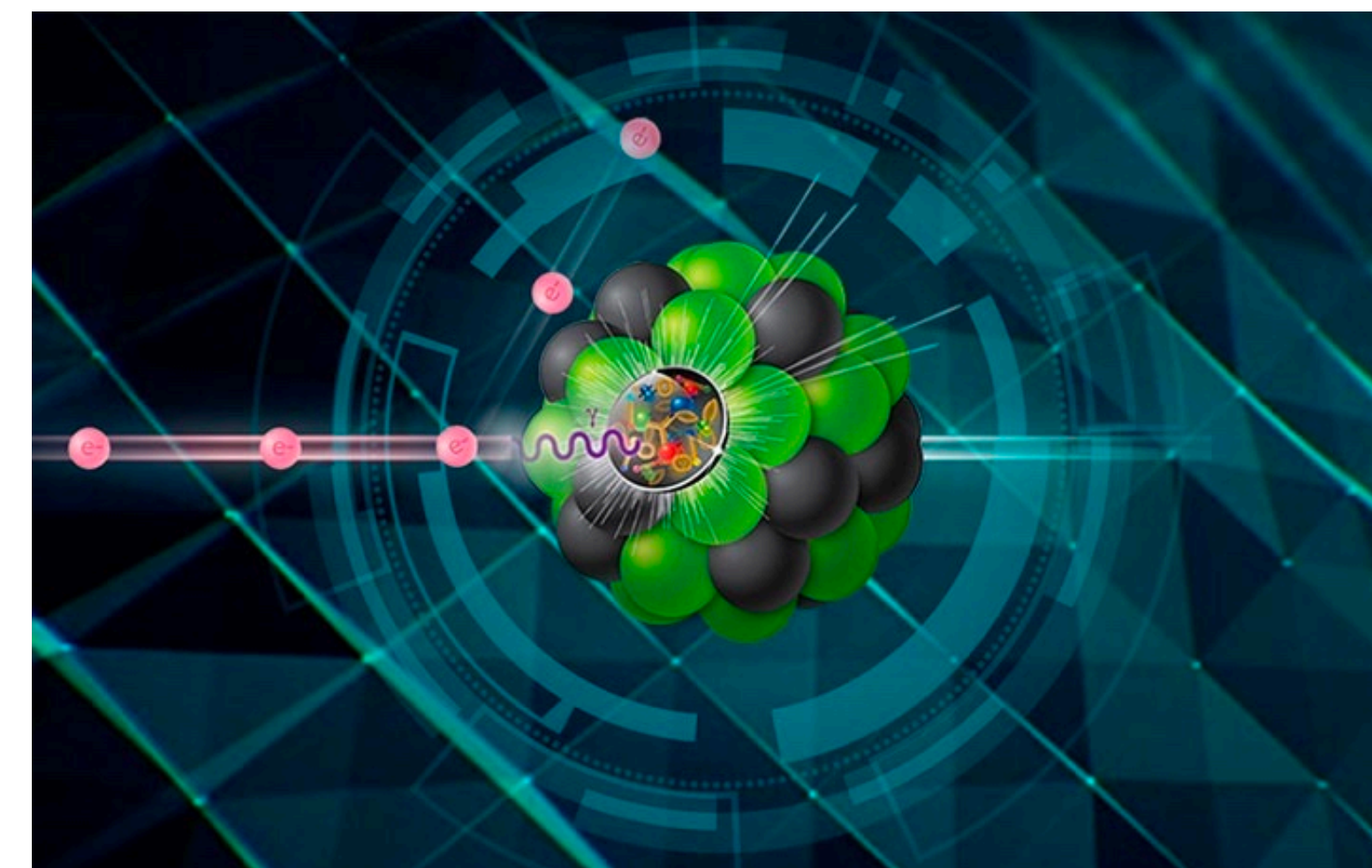
## 実験的アプローチ

### 1. 原子核ターゲットを使用する

- ALIEC-FoCal, LHCb : pp衝突とpA衝突の比較が可能
- ePIC@EIC : クリーンだが、理想的な"small-x machine"ではない。

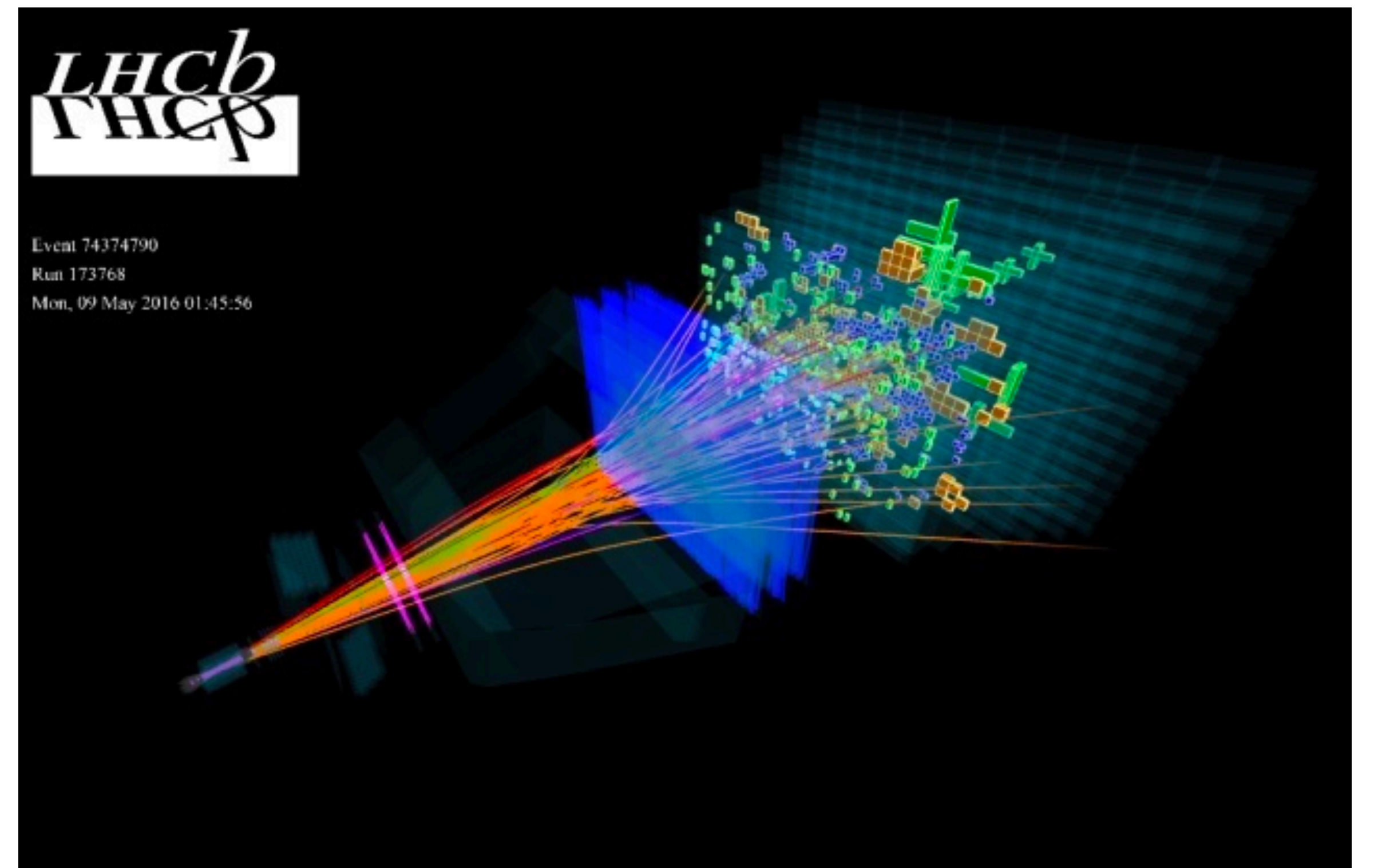
### 2. これまで以上に前方領域を探索する (今日の話)

- LHCf, FASER, SND@LHC, FPF



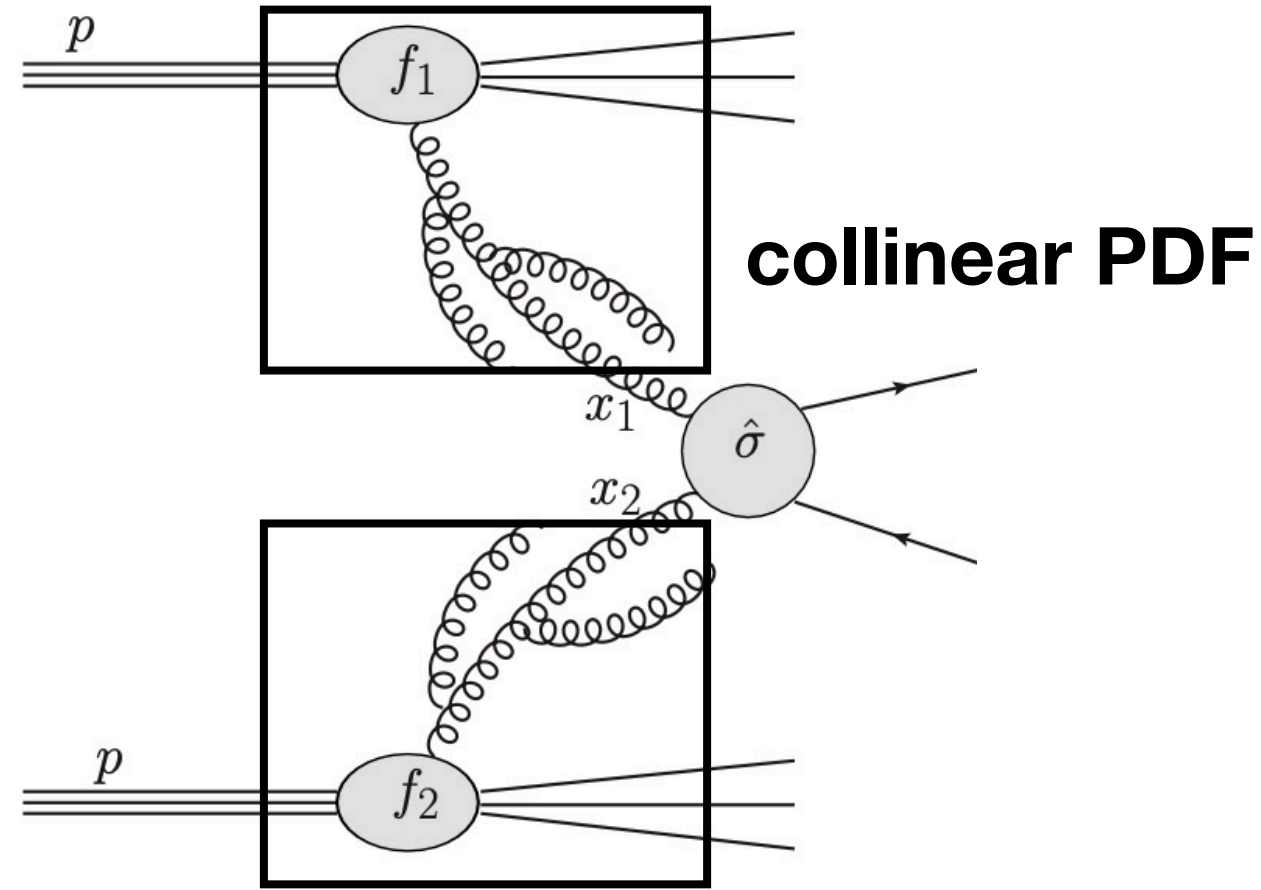
# Part II

## LHCにおける前方ハ ドロン生成



Credit: LHCb collaboration

# 中心領域でのハドロン生成



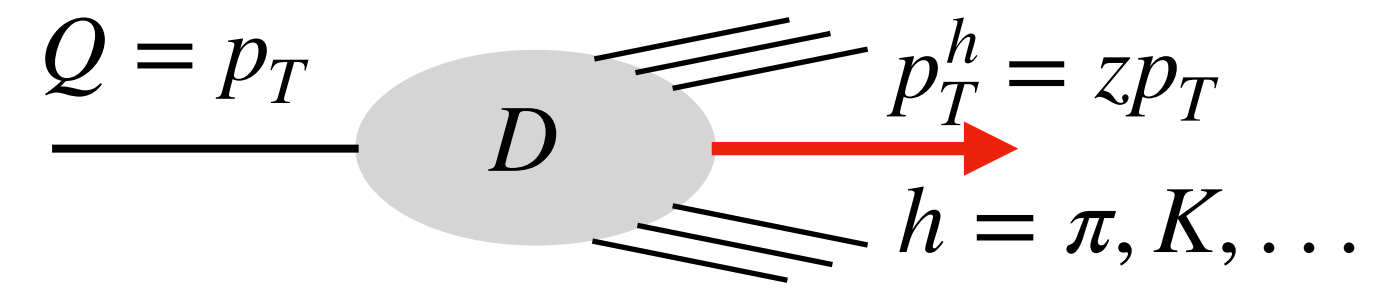
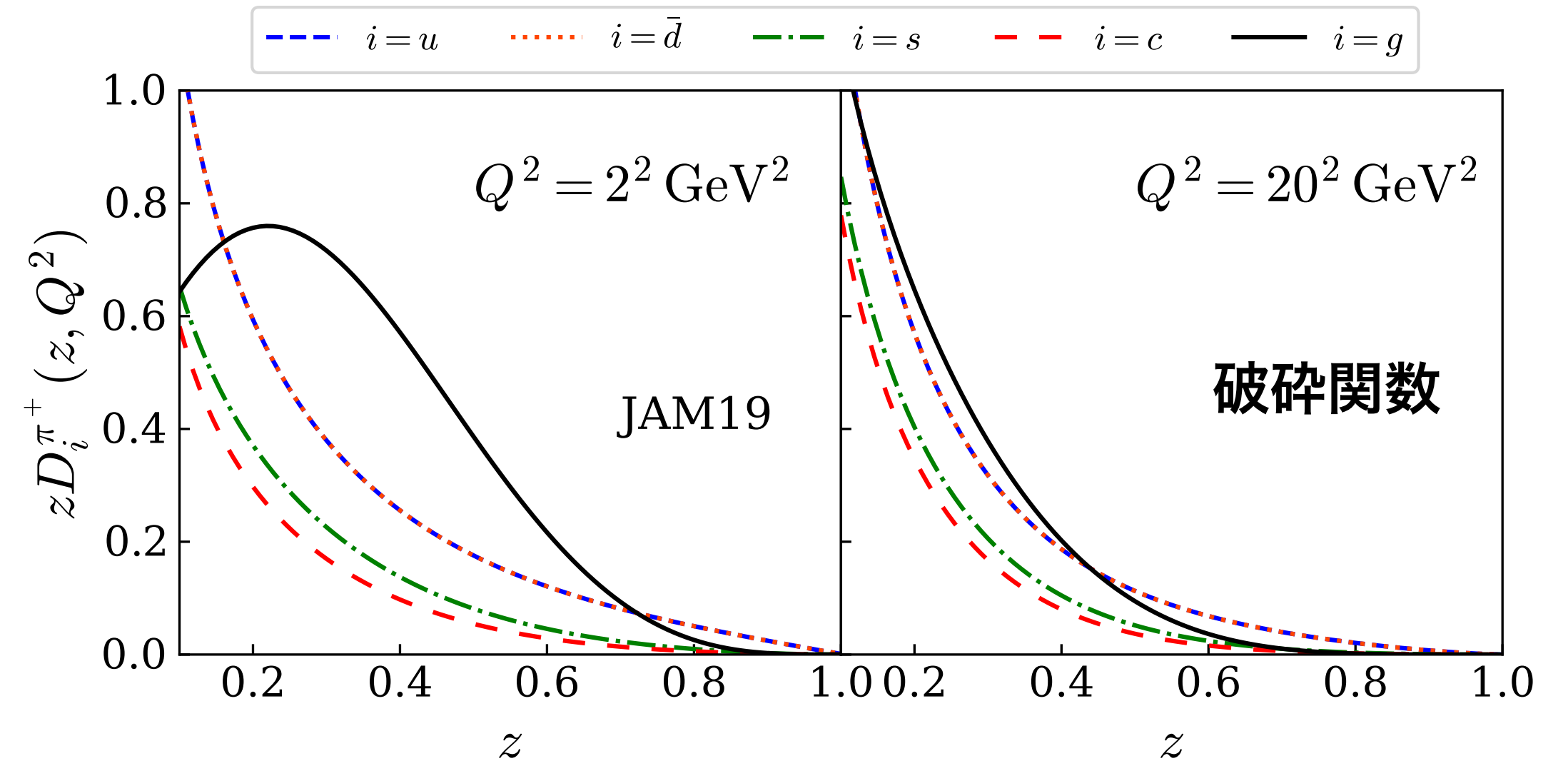
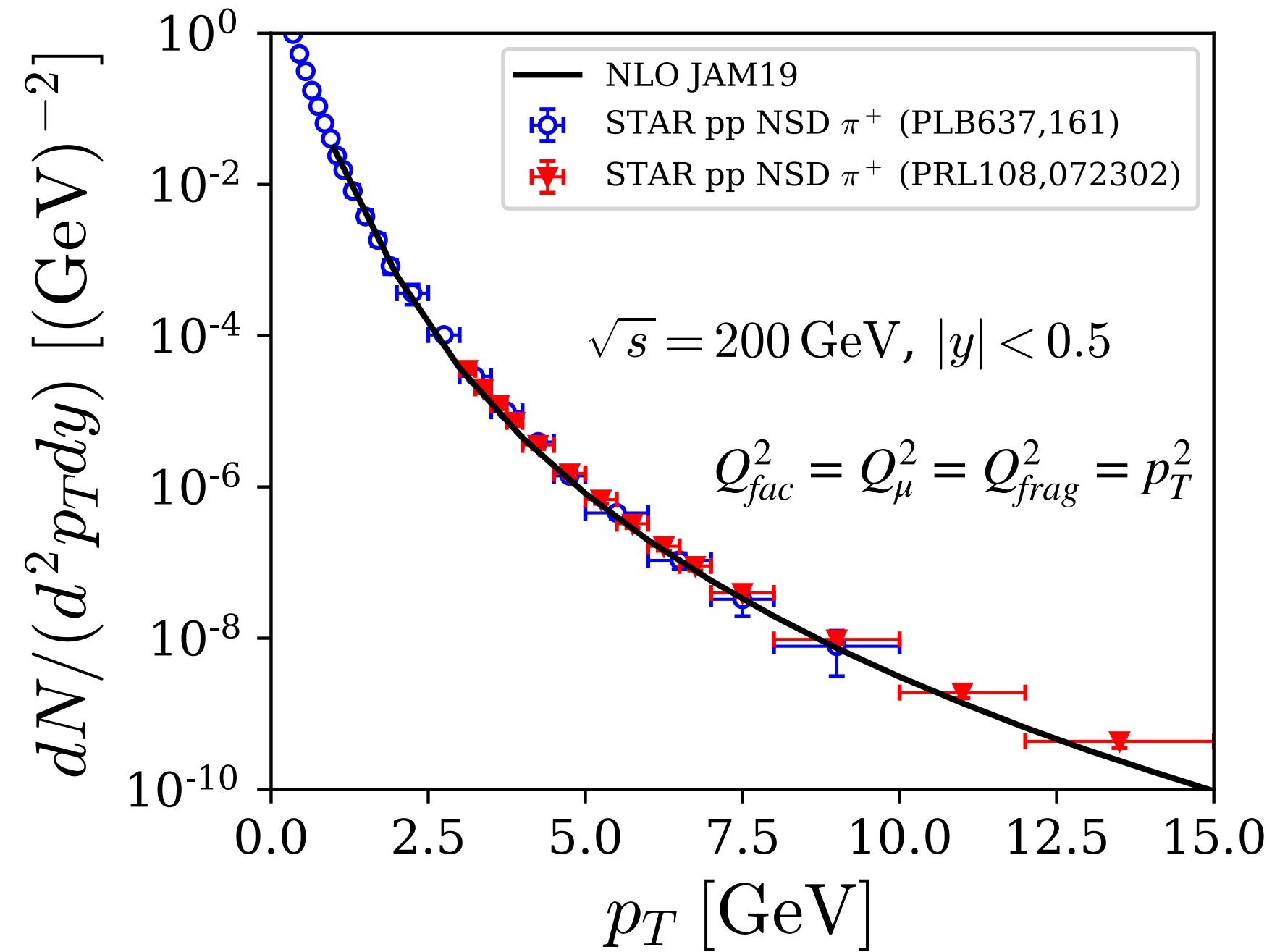
## QCD因子化の枠組み (high- $p_T$ )

Perturbatively calculable coefficients

$$\frac{d\sigma_{p+p \rightarrow h+X}}{dp_T} \approx f_{i/p} \otimes f_{j/p} \otimes D_k^D \otimes C_{ij \rightarrow k}$$

Universal functions: PDFs, FFs

Lee, Qiu, Sterman, KW, 2108.00305 [hep-ph]



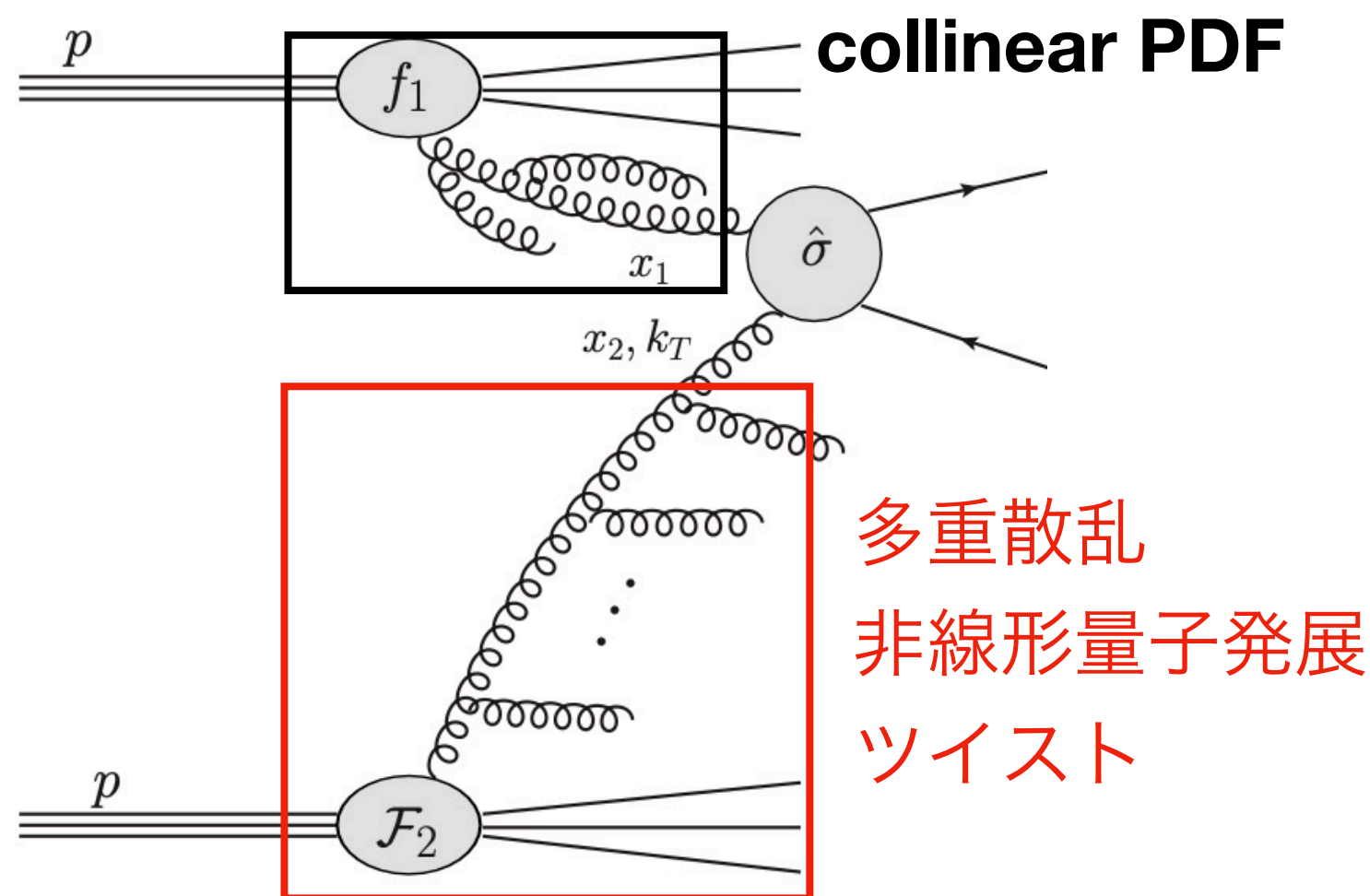
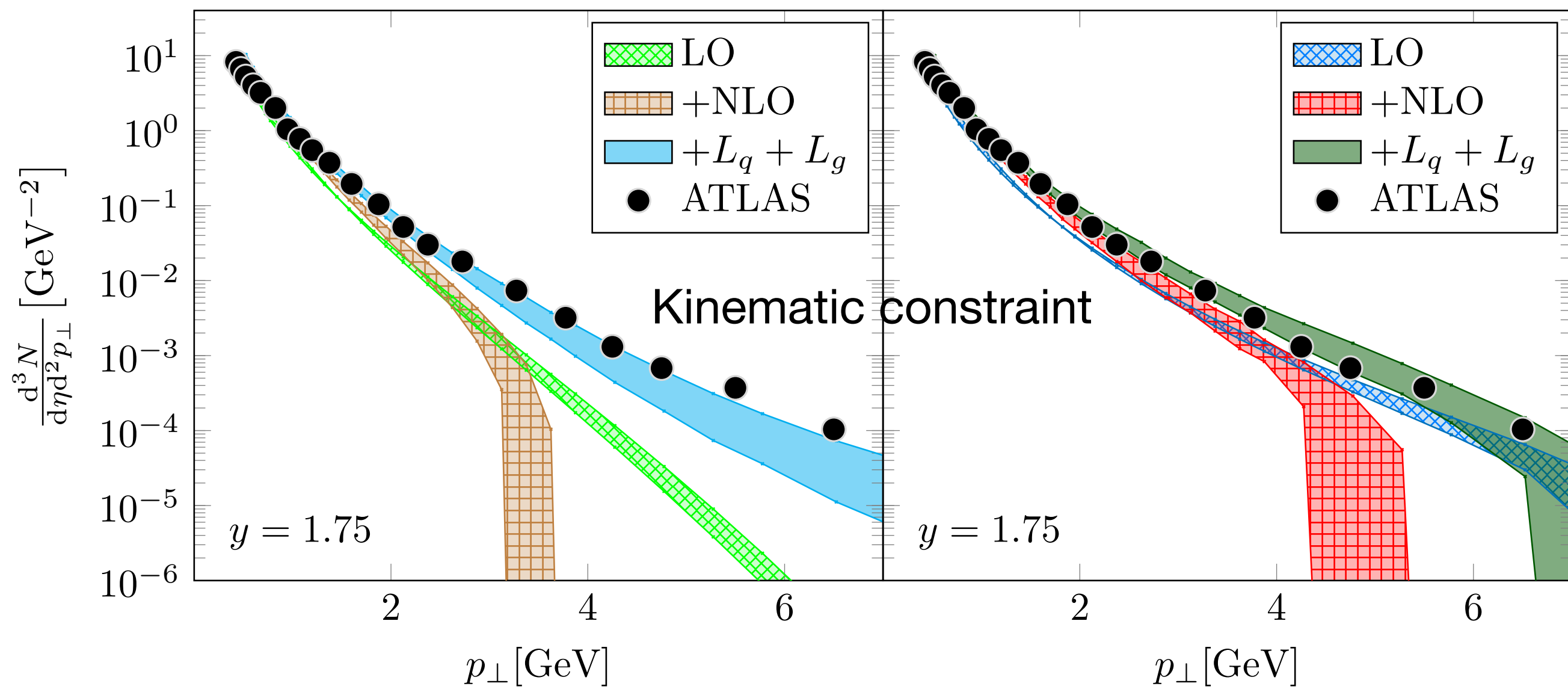
# 前方領域でのハドロン生成

$$p + A \rightarrow h + X$$

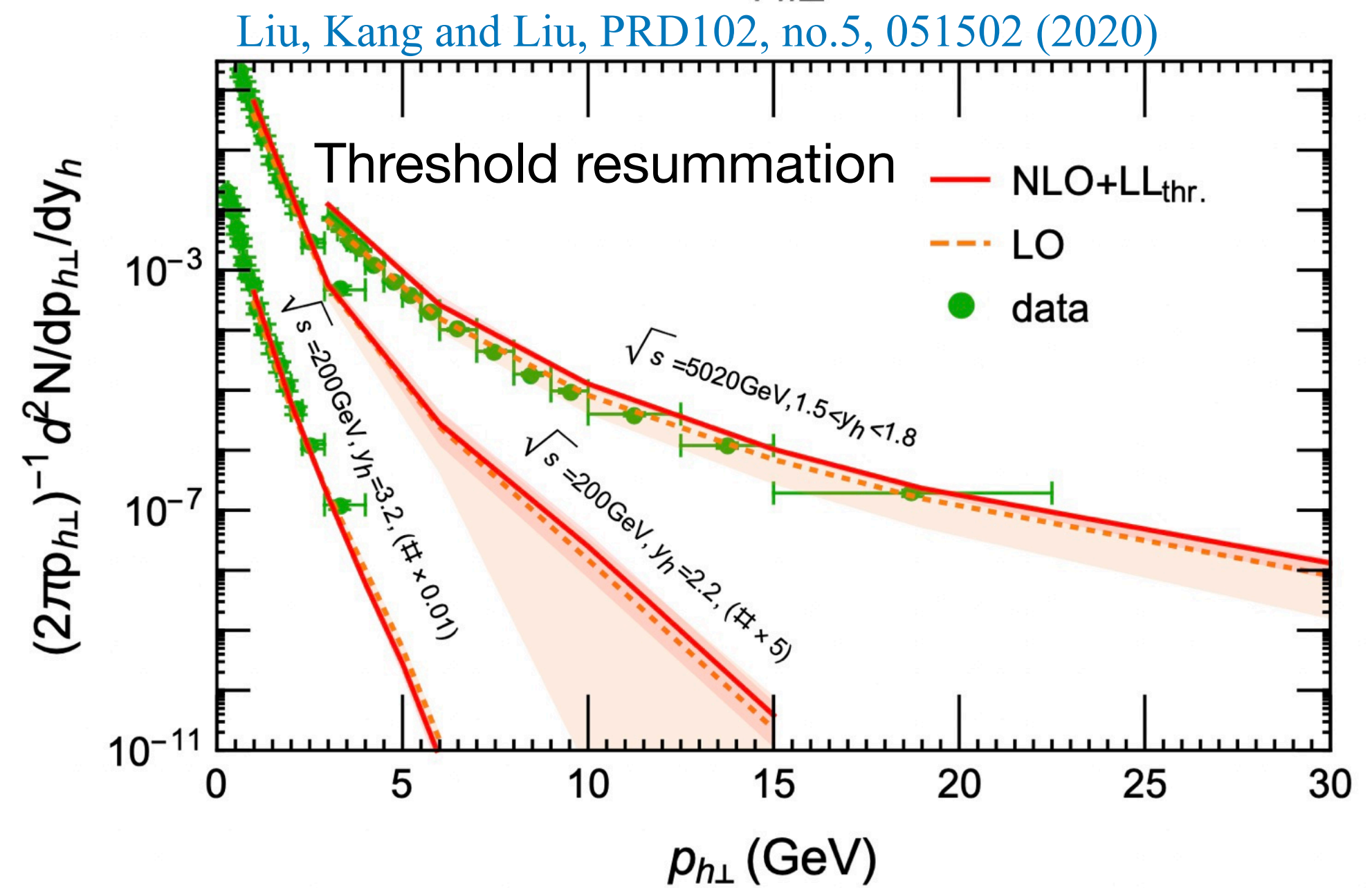
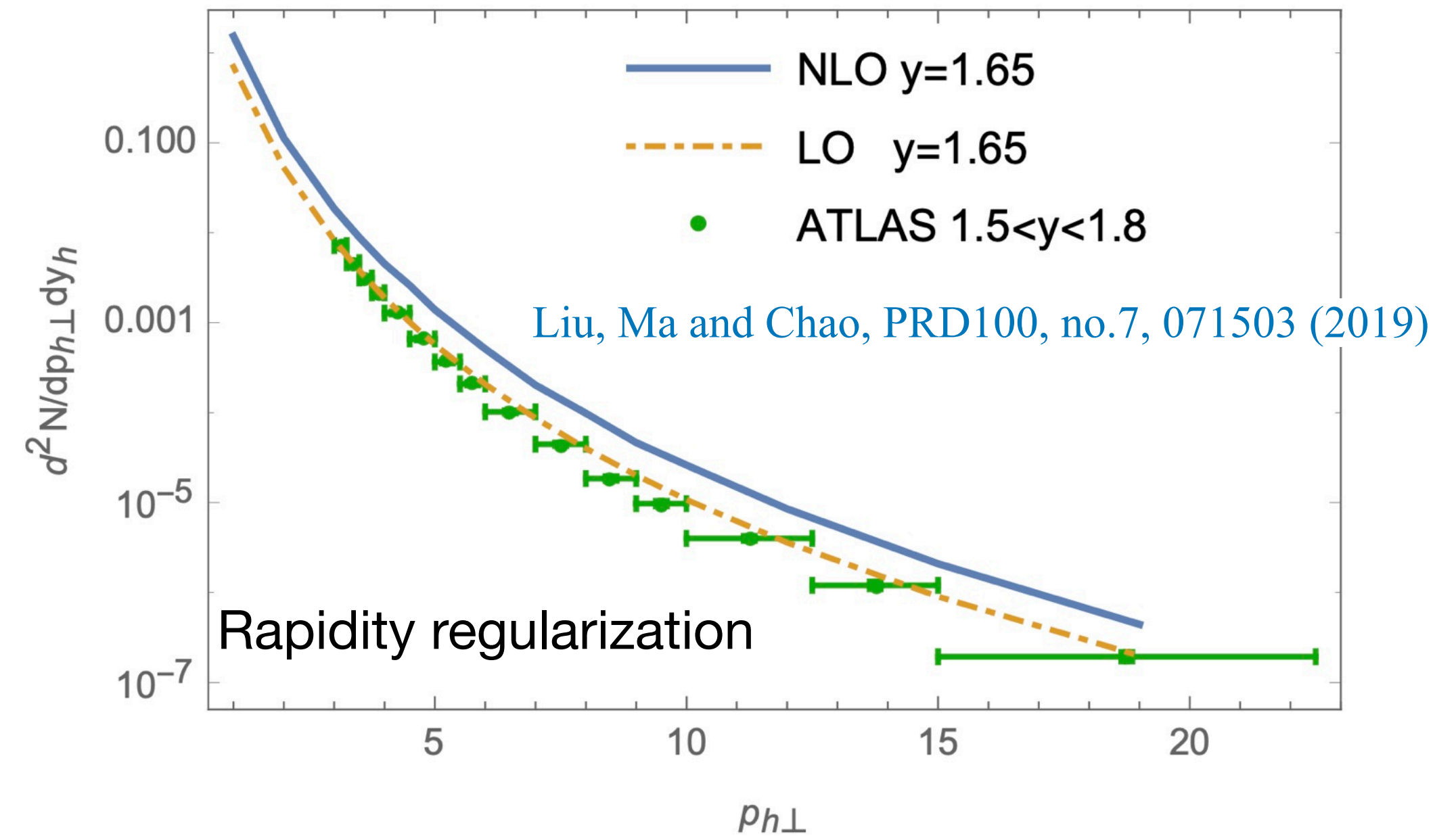
KW, Xiao, Yuan and Zaslavsky, PRD92, no.3, 034026 (2015)

GBW

rcBK  $\Lambda_{\text{QCD}}^2 = 0.01$

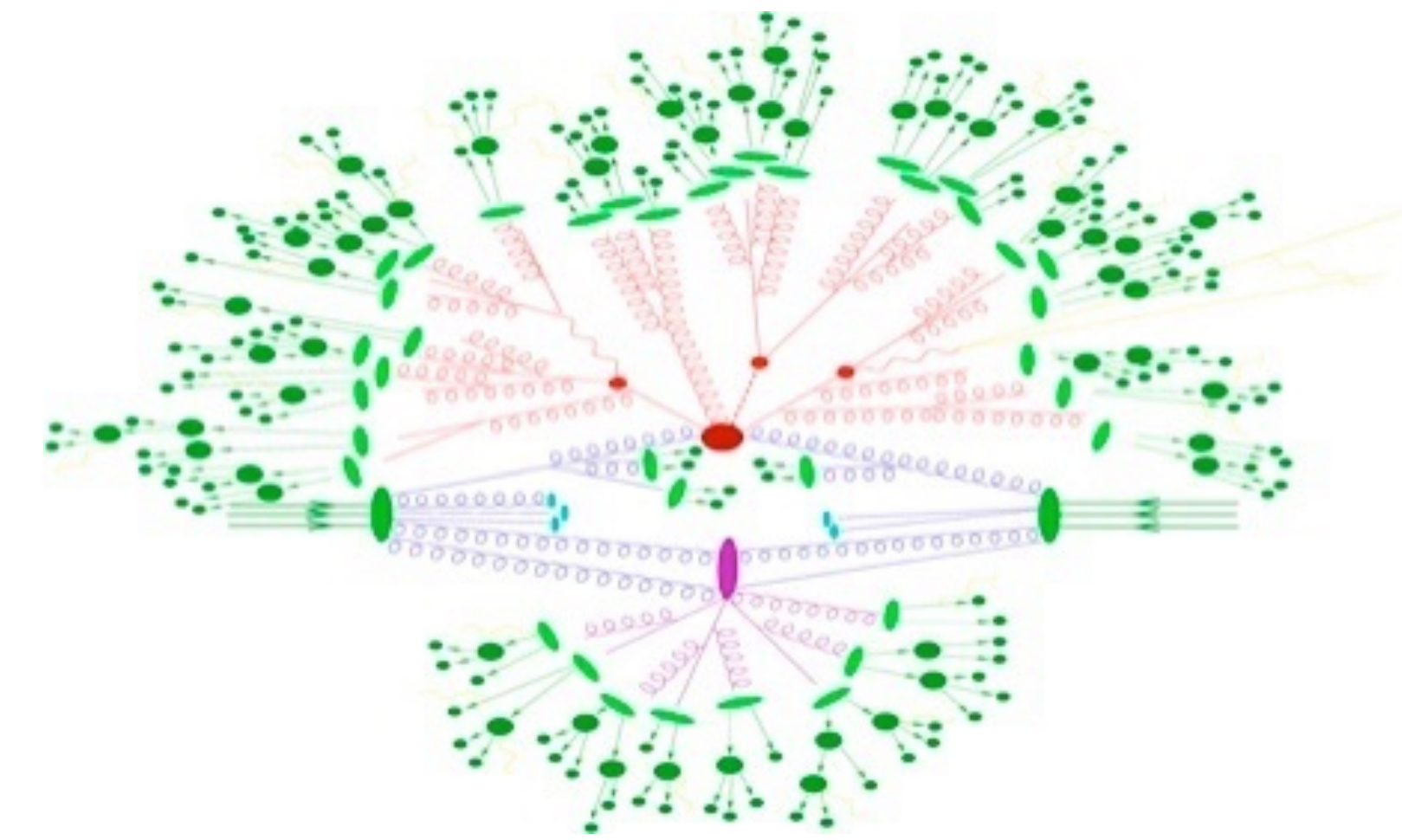


多重散乱  
非線形量子発展  
ツイスト



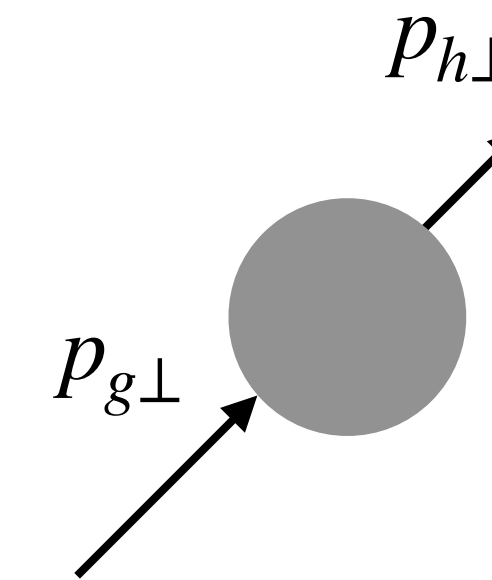
# ハドロン化のモデルの再考

破砕関数は基本的には運動量が大きな領域でのみ使用可能。  
さらに低運動量領域ではハドロン化のモデリングが必要となる。  
グルーオン飽和効果探索にとって極めて重要。



## Local Parton Hadron Duality (LPHD) Hypothesis

- パートの運動方向がハドロン化で変化しない： $p_{\perp}^g \langle z \rangle = p_{\perp}^h$ .
- バルク粒子生成が $\langle z \rangle$ に依存しない： $dN_{ch}/d\eta \sim dN_g/d\eta$ .
- $e^+e^-$ 衝突での粒子多重度の良い記述を与える。

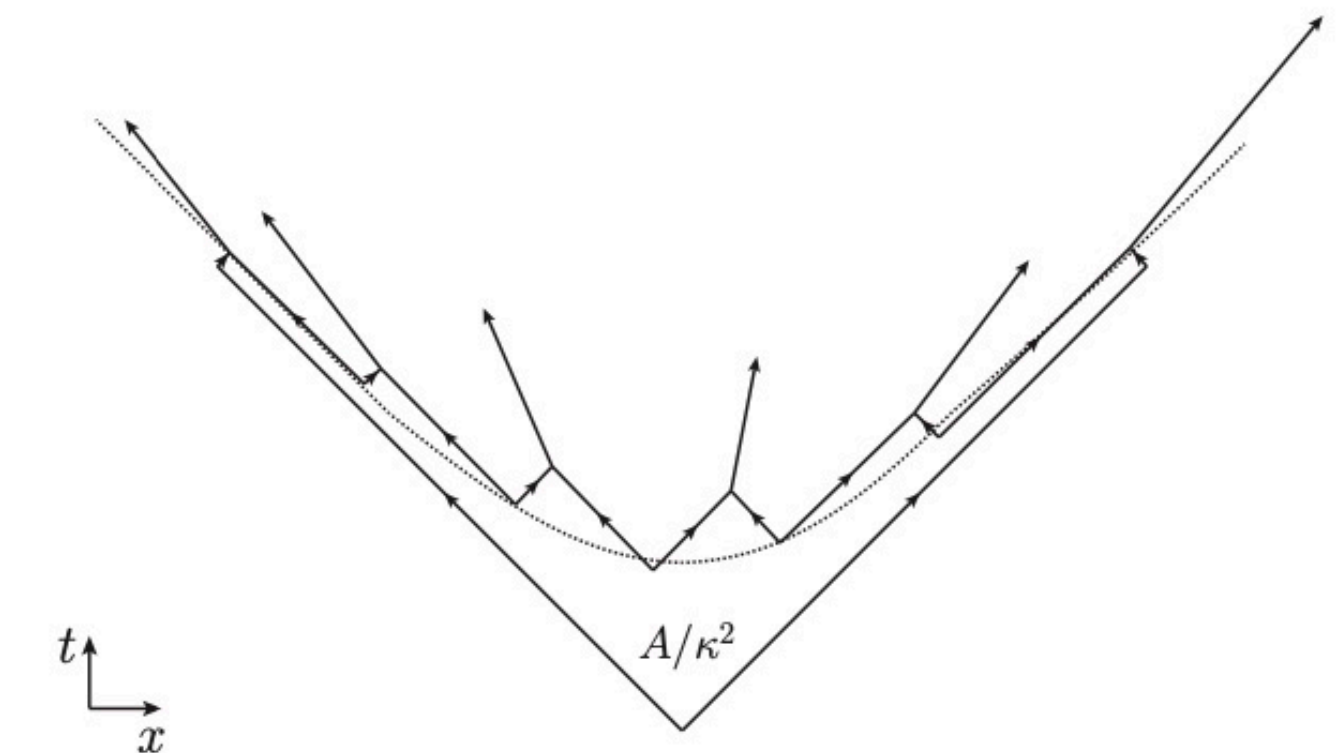


Dokshitzer, Khoze and Troian, J. Phys. G 17, 1585-1587 (1991)  
Dokshitzer, Khoze, Mueller and Troian, "Basics of perturbative QCD," (1991)  
Khoze and Ochs, Int. J. Mod. Phys. A12, 2949-3120 (1997)

## Lund String Fragmentation model

- $q\bar{q}$ 間に張られるstringの崩壊によるハドロン生成
- PYTHIAでのハドロン化のベースとなっている,

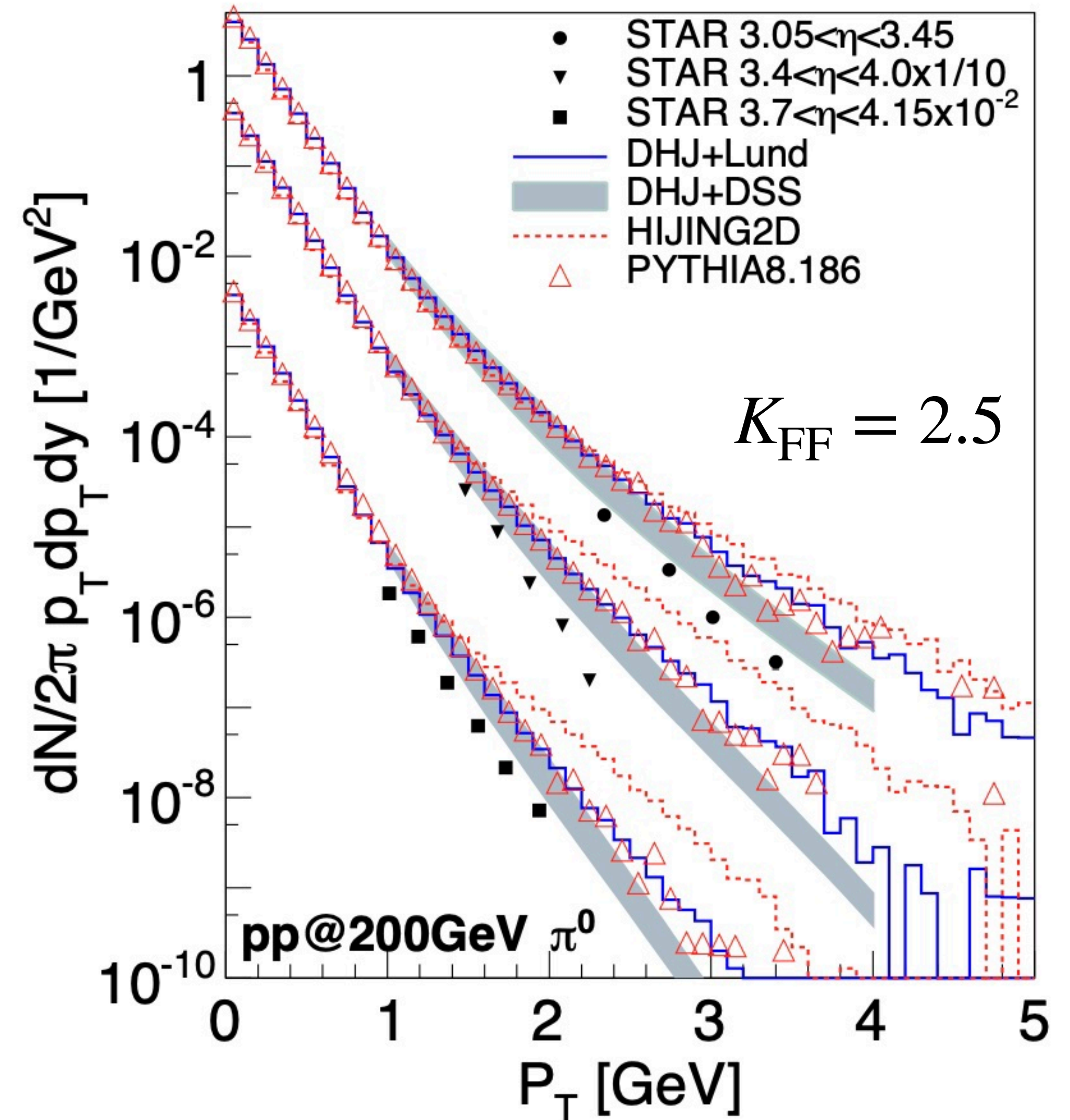
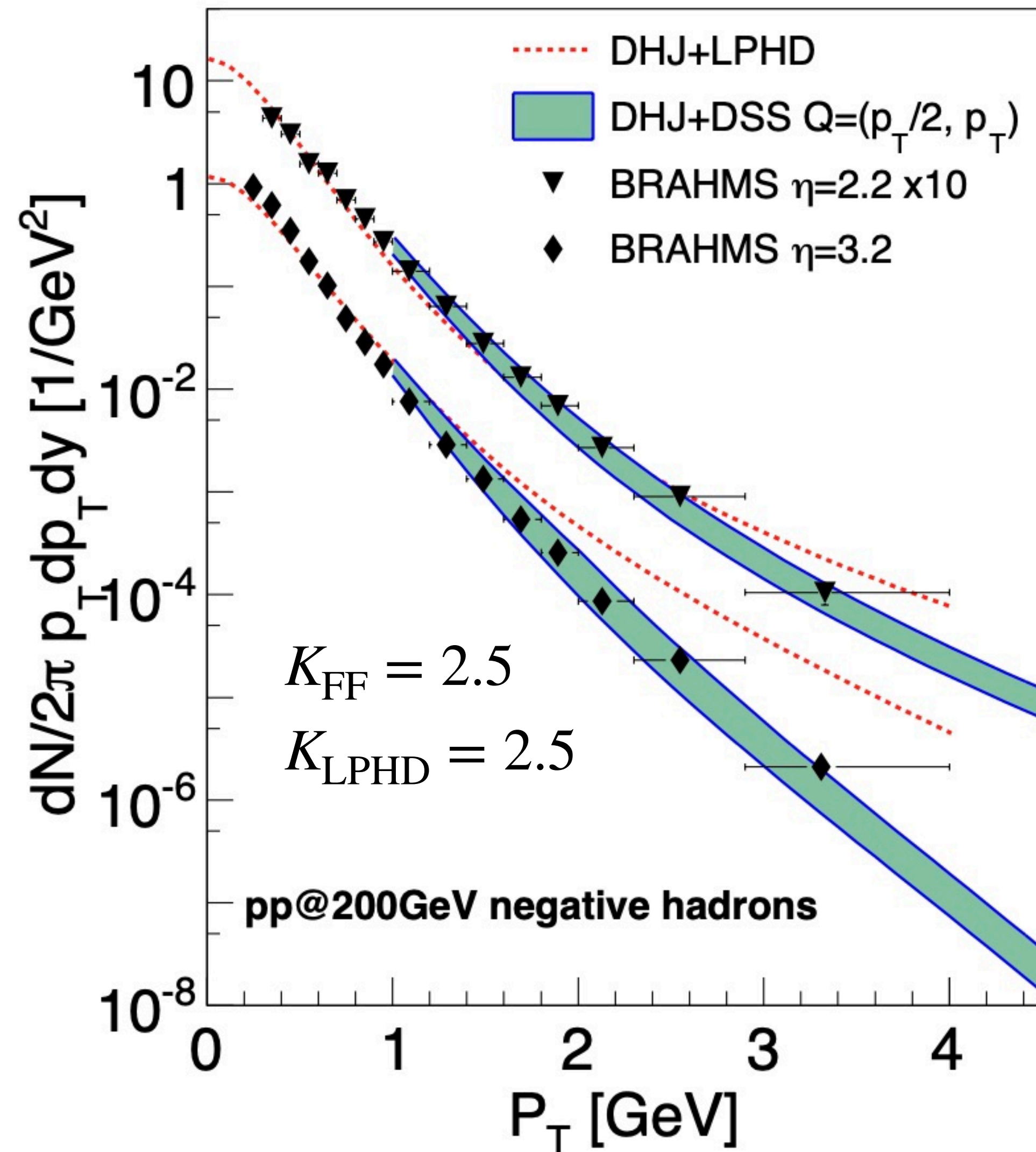
Bierlich et al. SciPost Phys. Codebases 8 (2022)





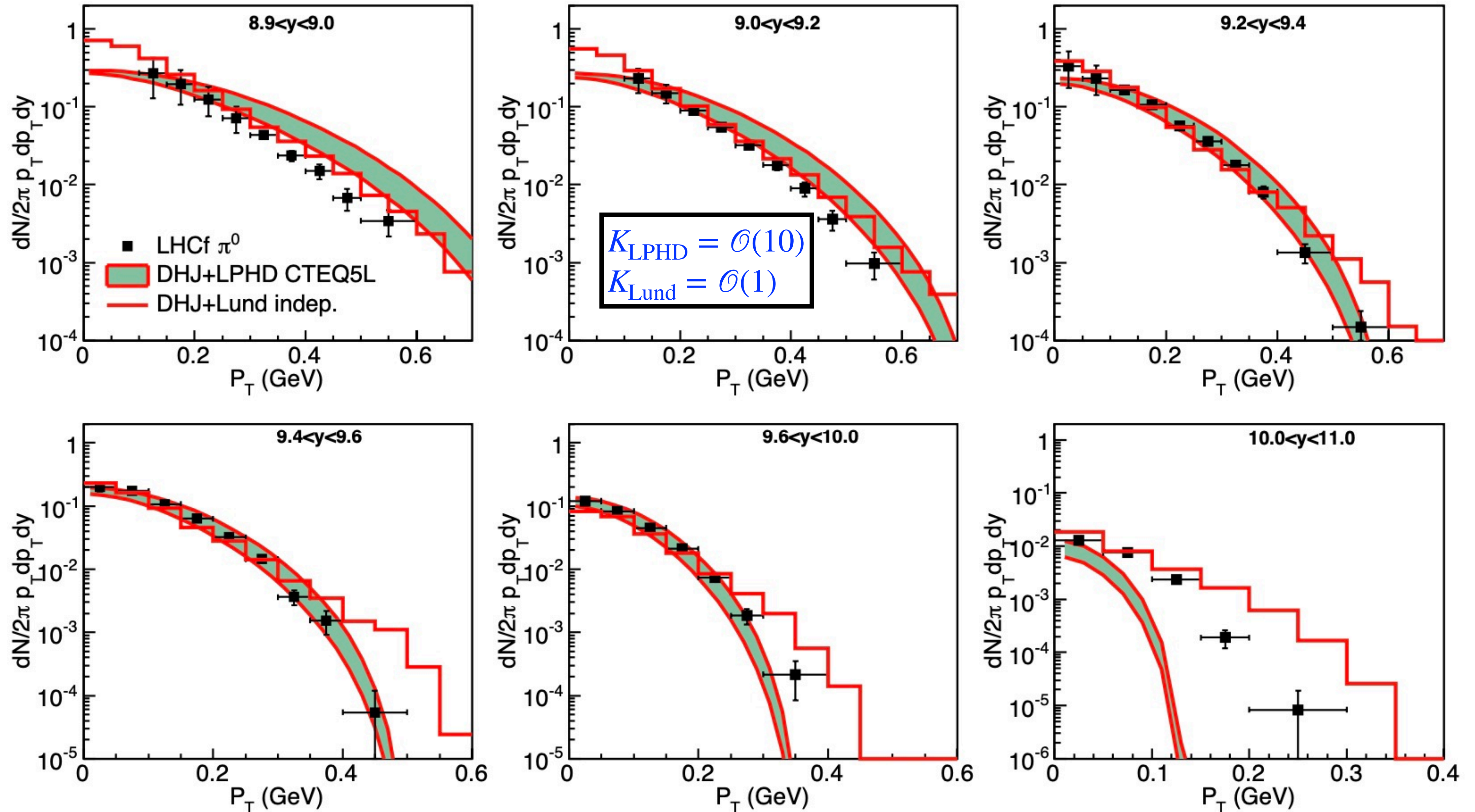
# 破碎関数 vs. LPHD vs. String

Deng, Fujii, Itakura and Nara, PRD91, no.1, 014006 (2015)



# CGC vs. LHCf data on $\pi^0$

Deng, Fujii, Itakura and Nara, PRD91, no.1, 014006 (2015)

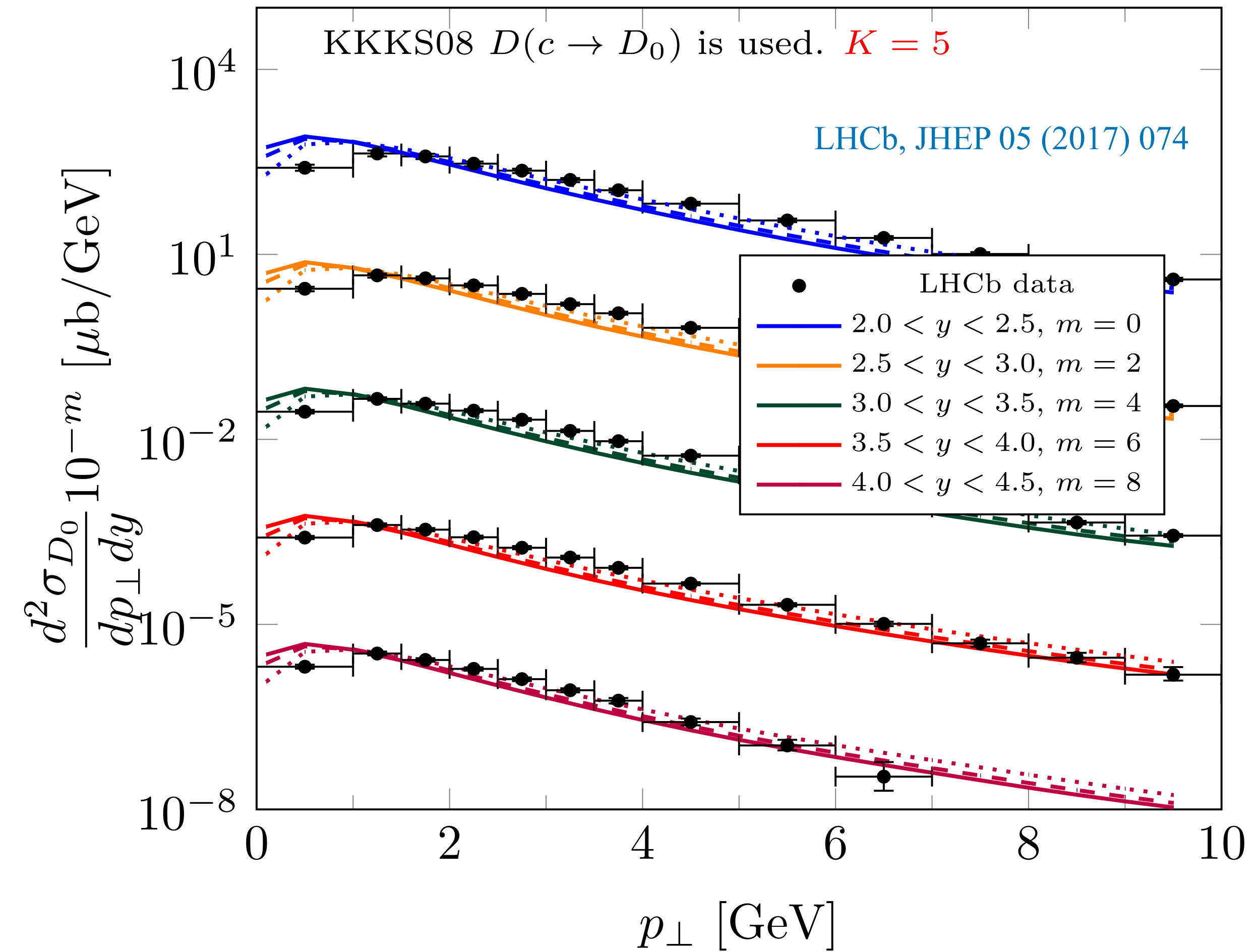
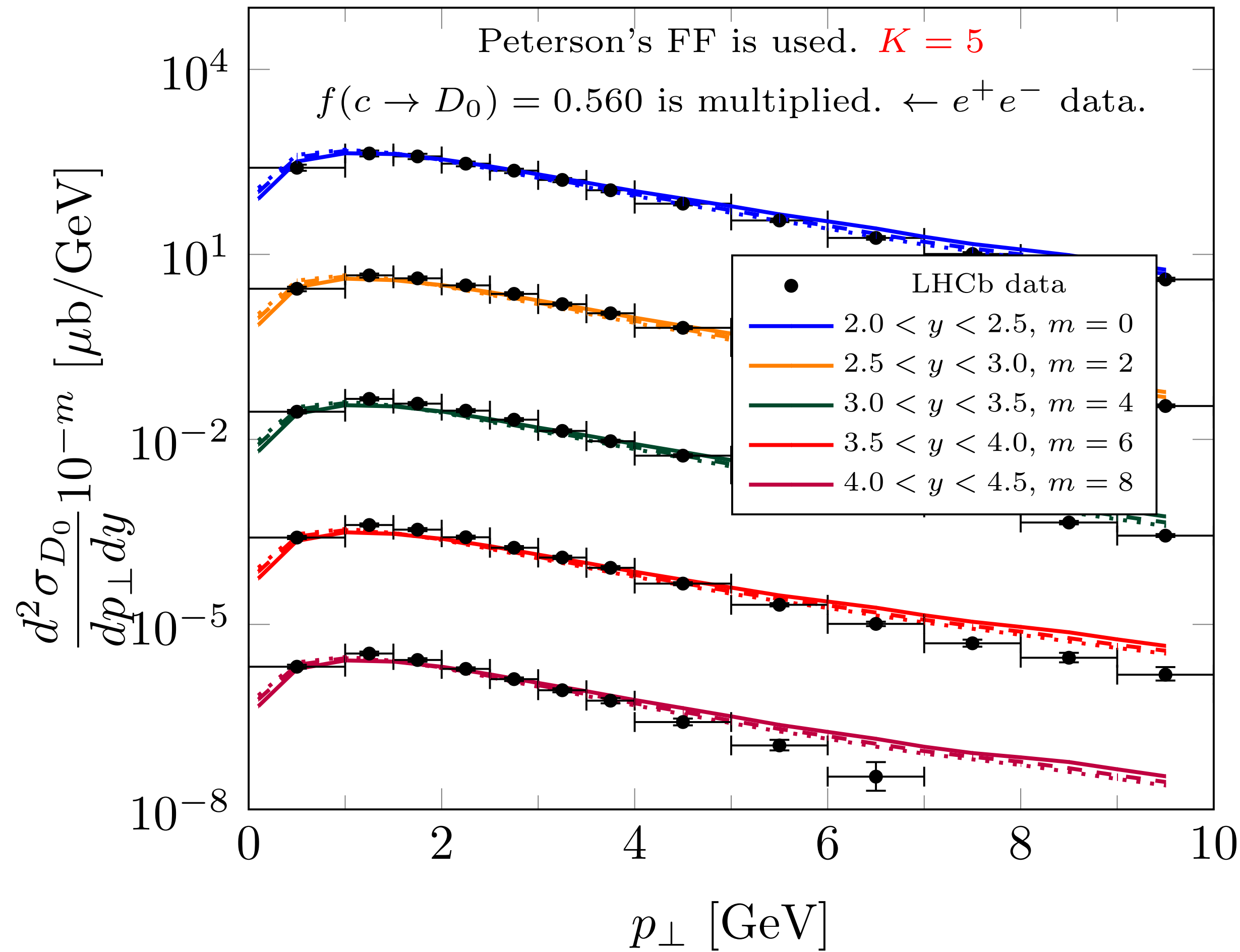


# CGC+FF vs. LHCb data on $D_0$

Based on [Ma, Tribedy, Venugopalan, KW, PRD98, no.7, 074025 (2018)]

$p + p, \sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

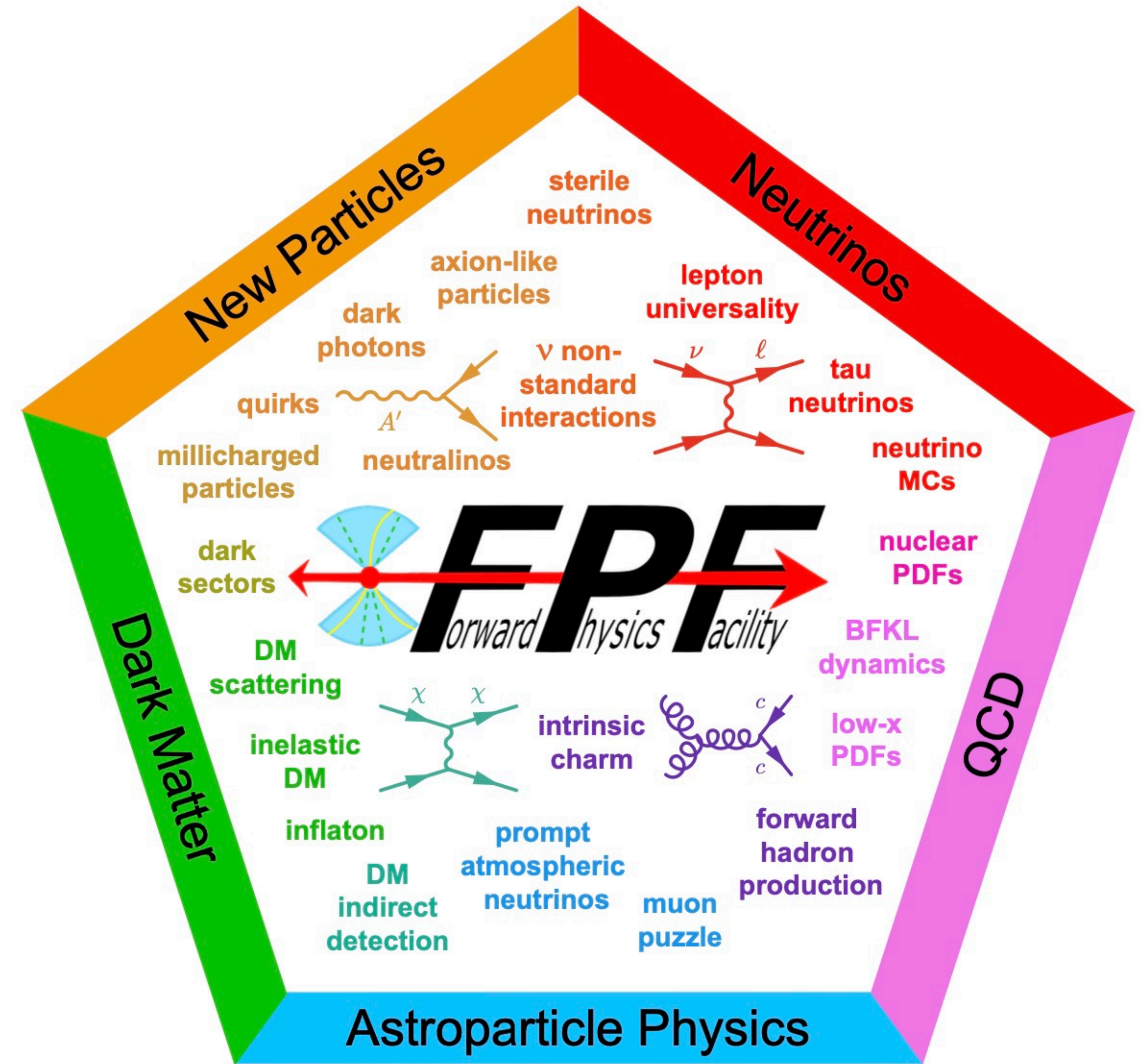
$p + p, \sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$



$p_T$  スロープはOKだが、やはりデータの記述には大きな規格化因子( $K = 5$ )が必要。

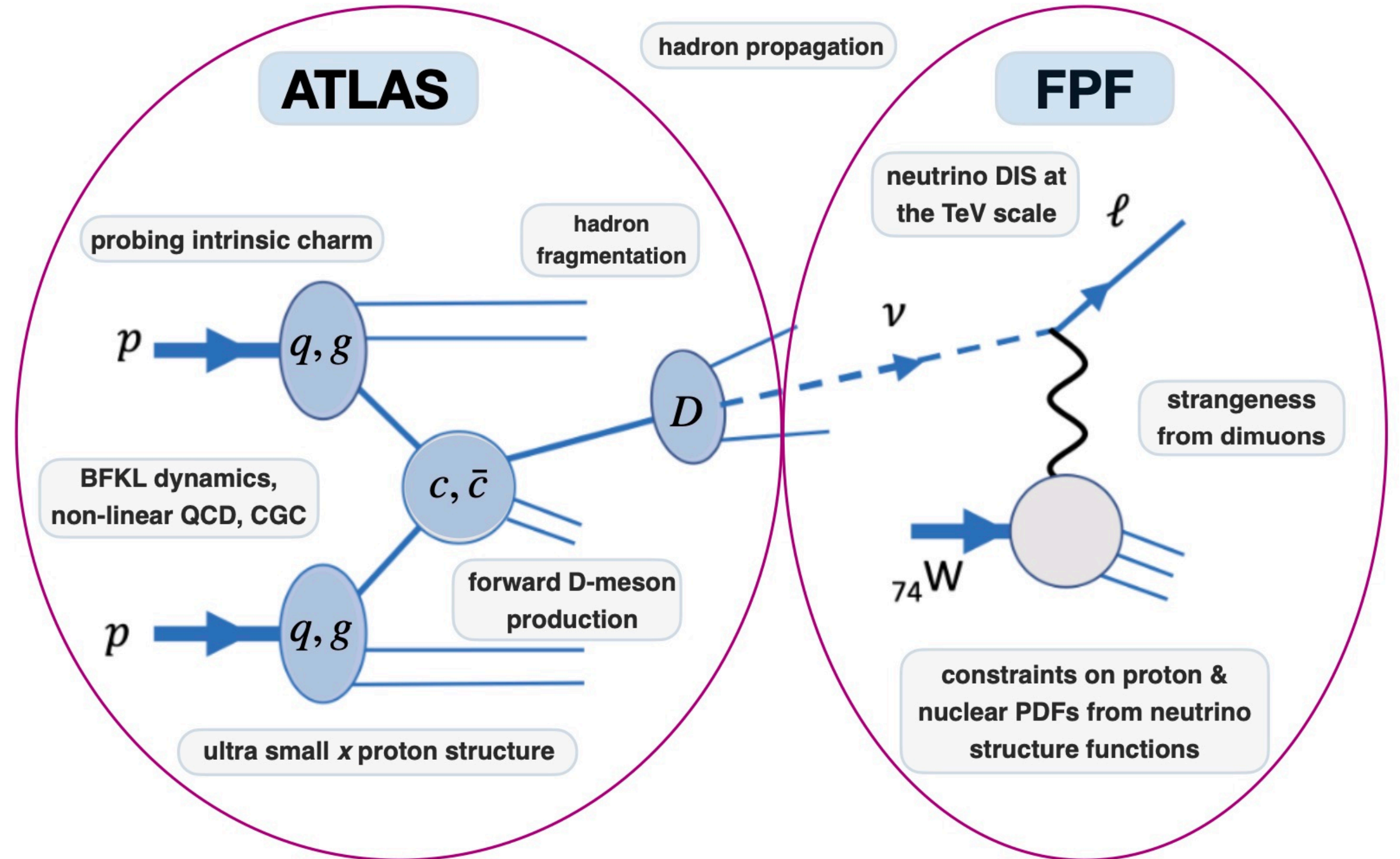
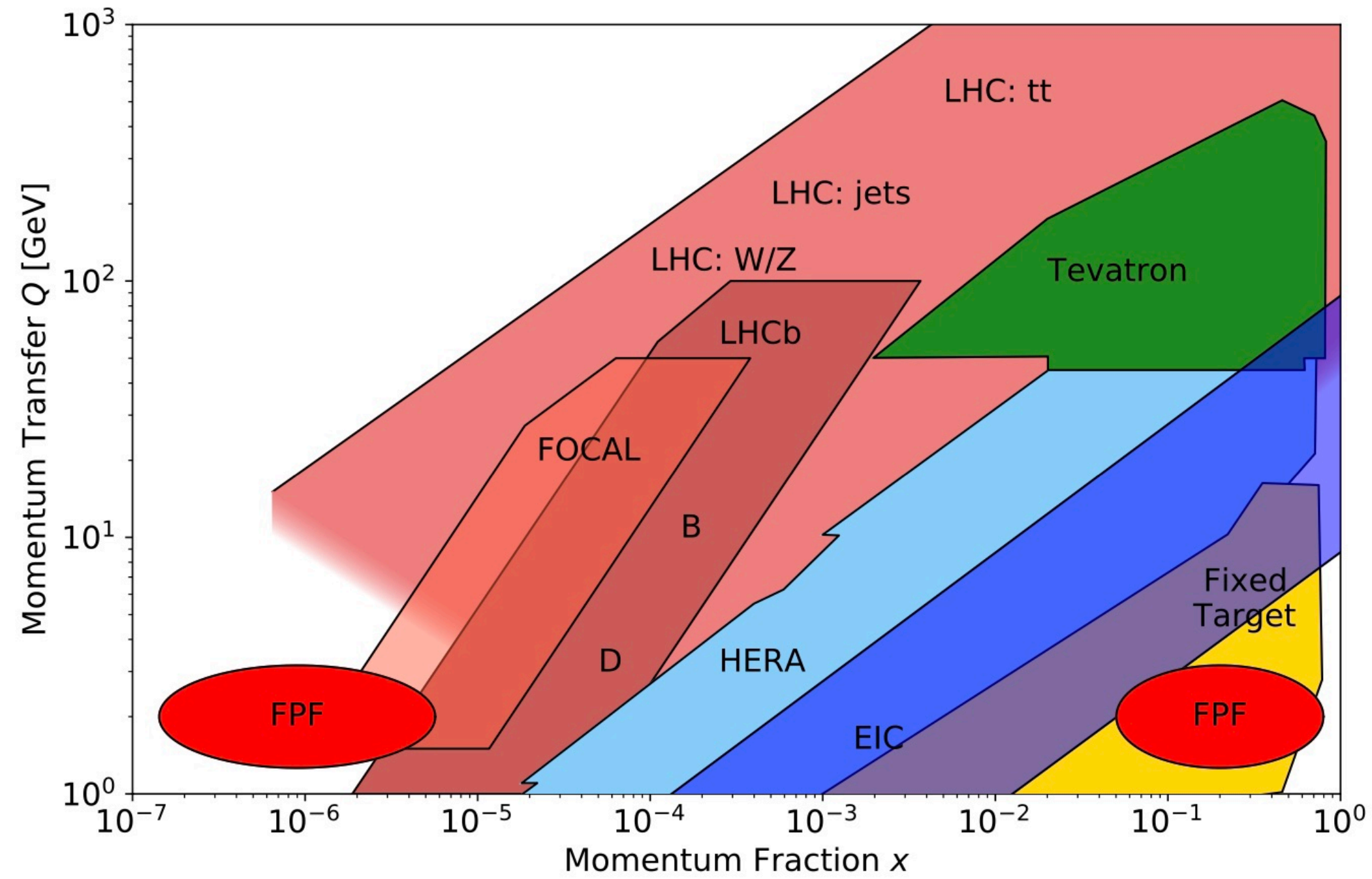
# Part III

## FPFでの粒子生成とグルーオン飽和探索の議論



# チャームクォーク由来のニュートリノ

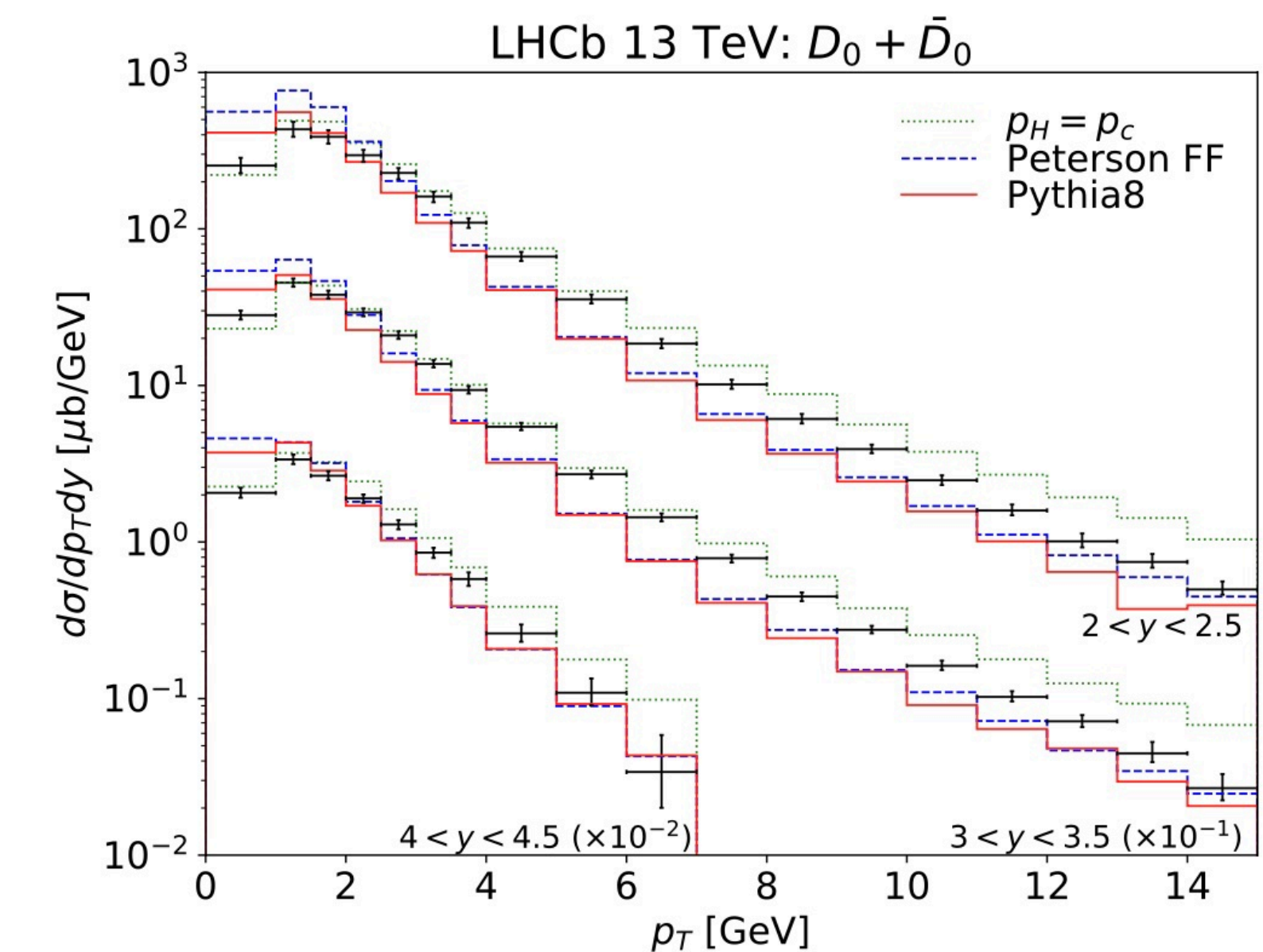
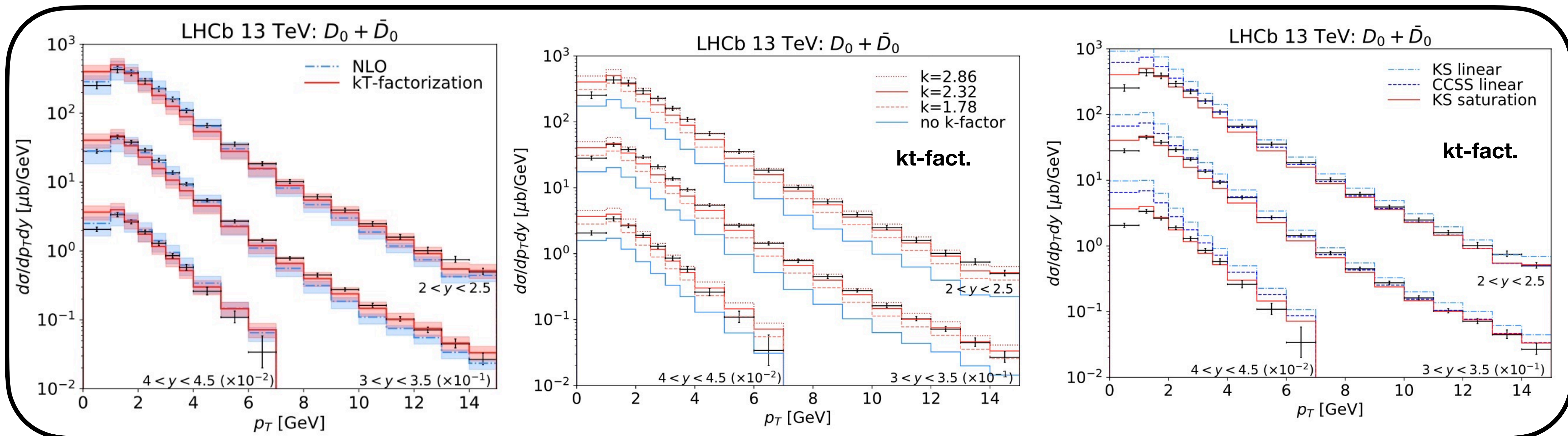
From FPF white paper, J. Phys. G50, no.3, 030501 (2023)



- small- $x$ のグルーオンに敏感なプローブであるチャームクォークは、質量が重いため( $m \gg \Lambda_{\text{QCD}}$ ), 横運動量が非常に小さくても摂動論の計算が可能であると期待される。
- 高エネルギーニュートリノは $D$ -mesonの崩壊から主に生成される： $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ . 原子核内のPDFも同時に調べることができる。

# 理論的不定性の起源

Bhattacharya, Kling, Sarcevic and Stasto, [arXiv:2306.01578 [hep-ph]].



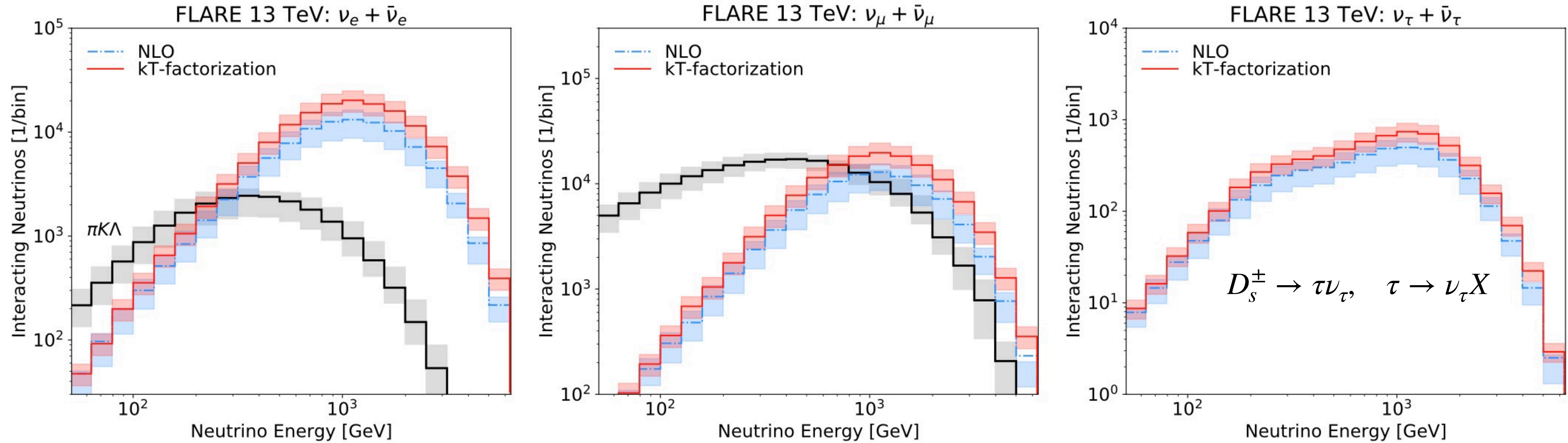
**Pythia 8 with the QCD-inspired color reconnection scheme**

現在の計算が持つ2つの大きな不定性：

- ハドロン化(非摂動破碎関数)のモデル(スキーム)依存性.
- kt-fact.の規格化因子 (**NLO計算が無い**)

# チャームからニュートリノへ

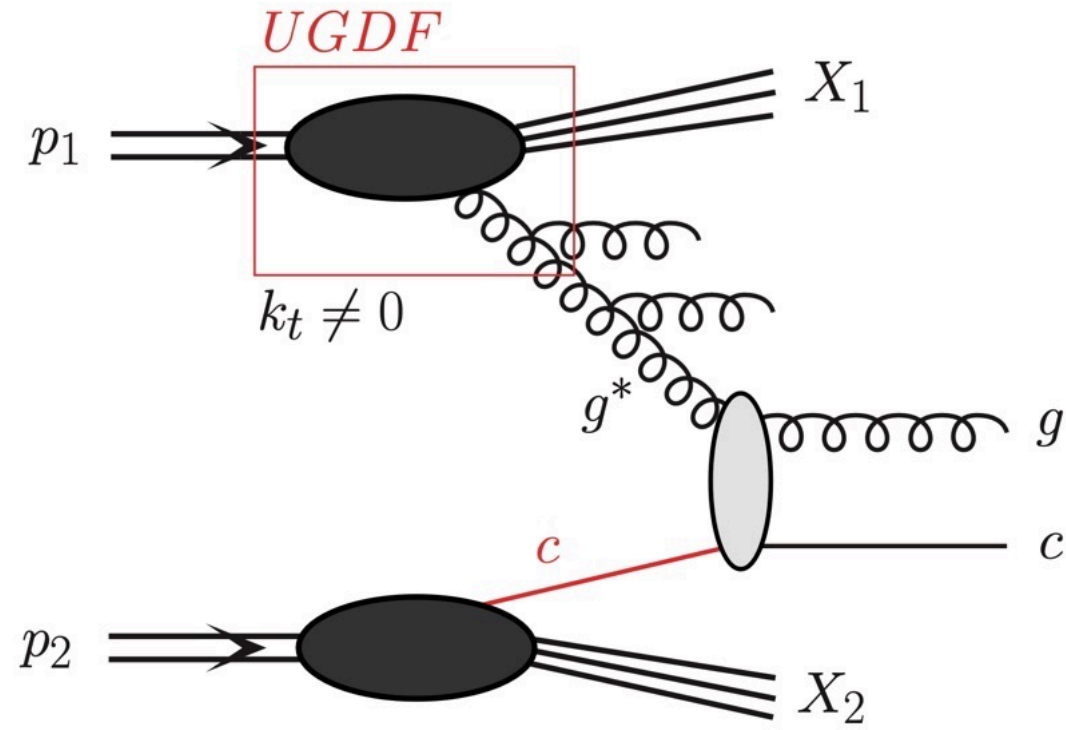
Bhattacharya, Kling, Sarcevic and Stasto, [arXiv:2306.01578 [hep-ph]].



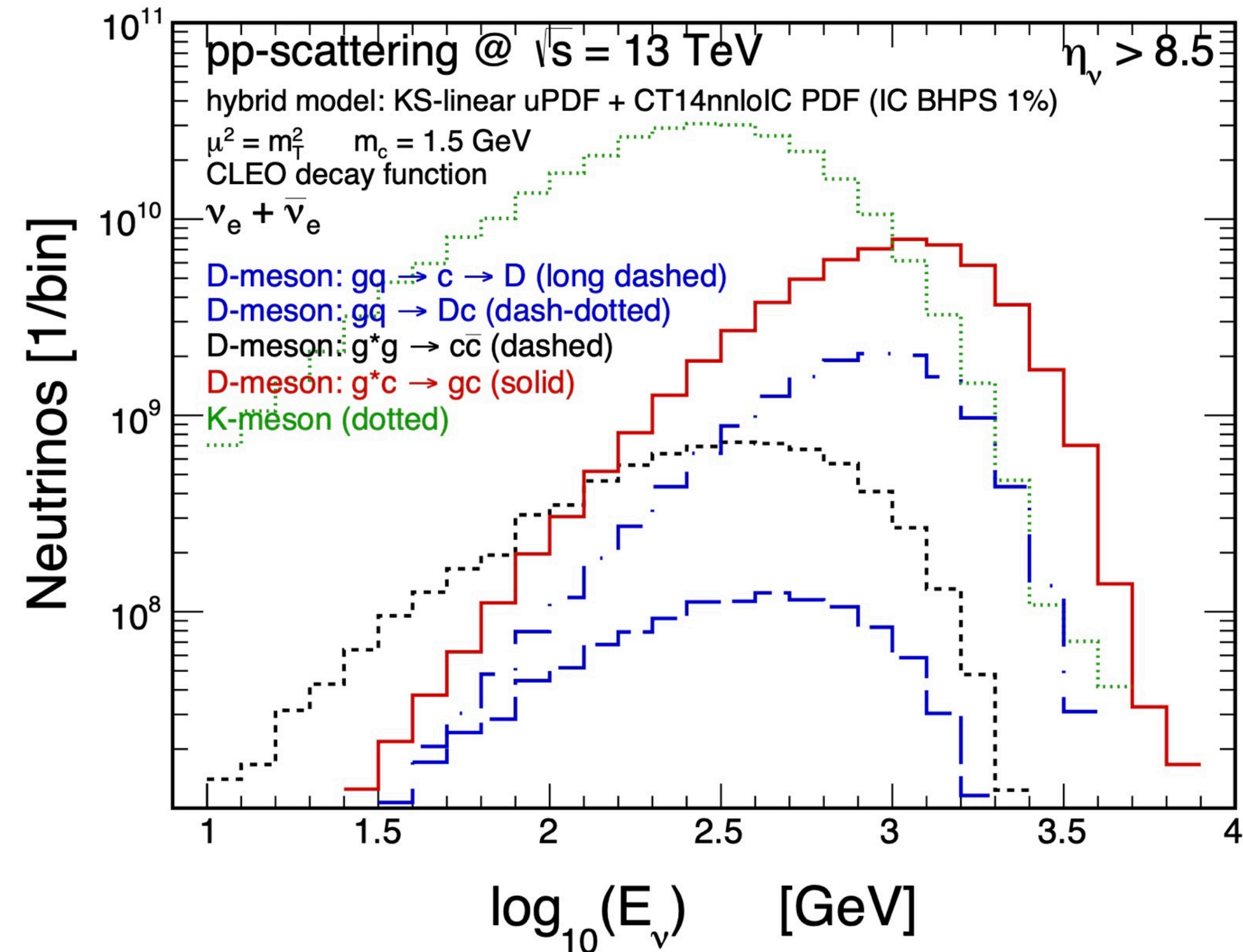
- 高エネルギーニュートリノから、核子のPDFの何らかの情報が読み取れると期待される。
- **【注意】** 将来的にグローバルデータフィットを行うのであれば、様々な因子化の問題を検討する必要がある。本当にグルーオン飽和効果の情報が取り出せるのか？ ビームレムナントからの影響はどの程度あるのか？ .....

# Intrinsic charmの寄与：核子内にcは内在するか？

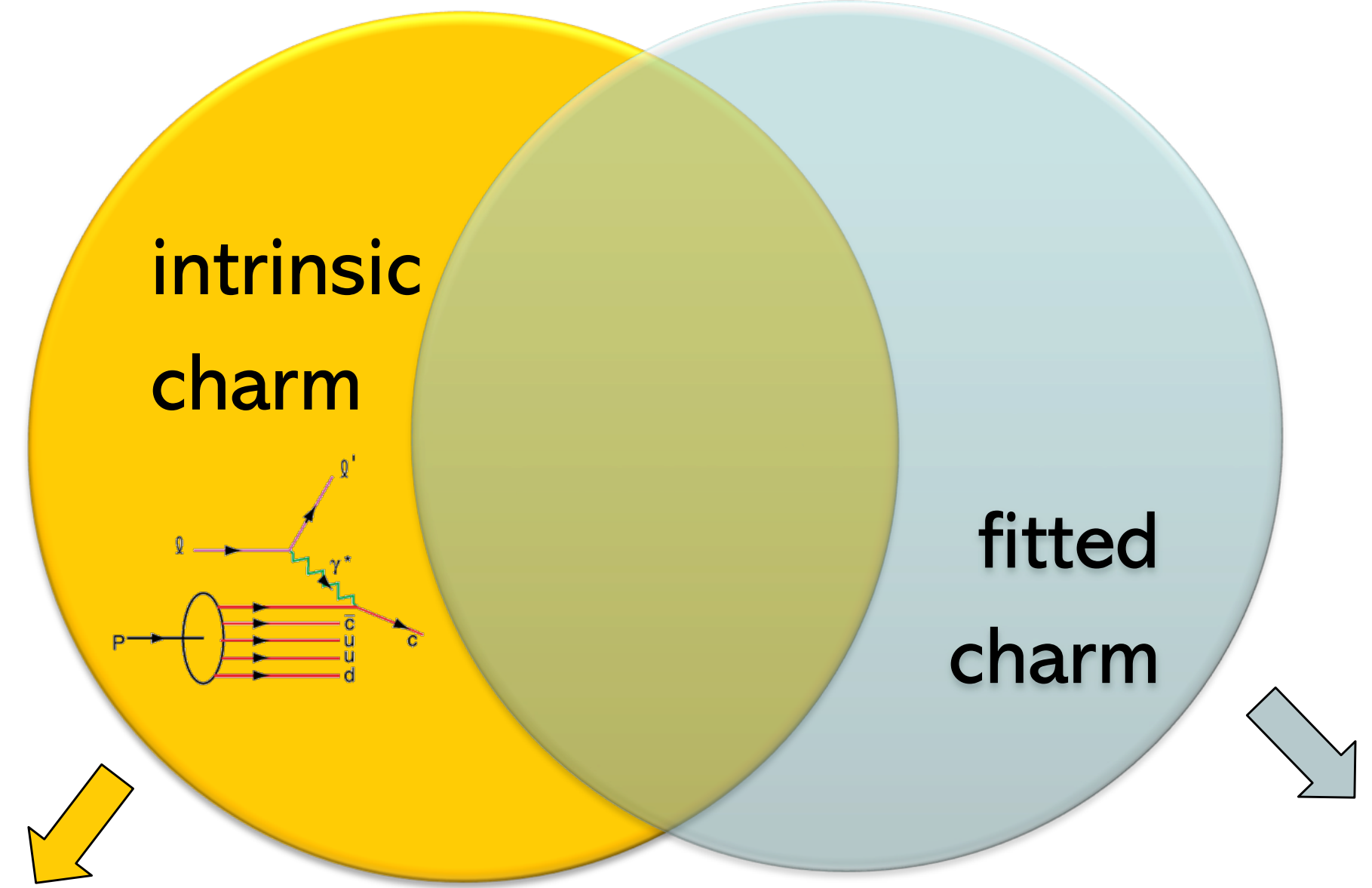
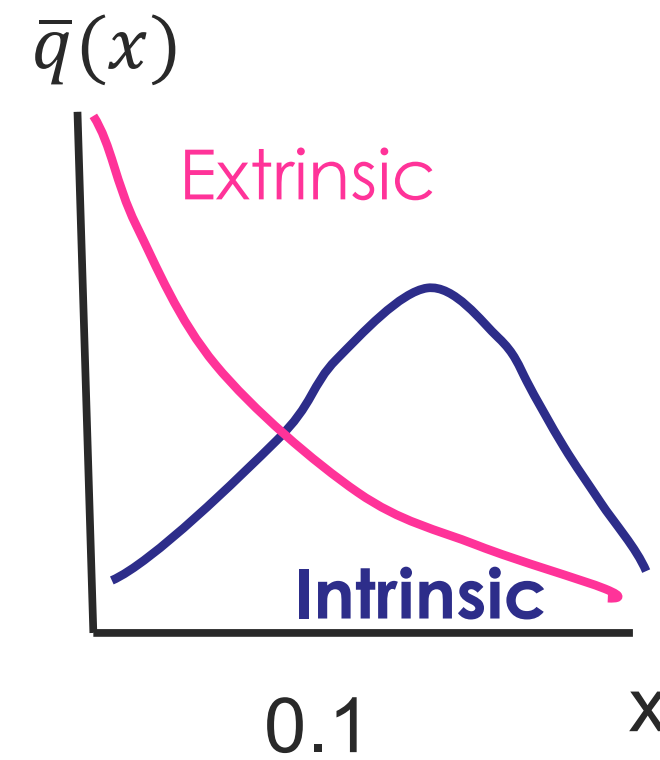
Slide by T. Hobbs for FPF-WG2 talk



FPF white paper, J. Phys. G50, no.3, 030501 (2023)



challenging to formulate a rigorous definition of intrinsic charm



- The concept of nonperturbative methods
- Can refer to a component of the hadronic Fock state or the type of the hard process
- Predicts a typical enhancement of the charm PDF at  $x \gtrsim 0.2$

- A charm PDF parametrization at scale  $Q_0 \approx 1$  GeV found by global fits [CT, NNPDF, ...]
- Arises in perturbative QCD expansions over  $\alpha_s$  and operator products
- May absorb process-dependent or unrelated radiative contributions

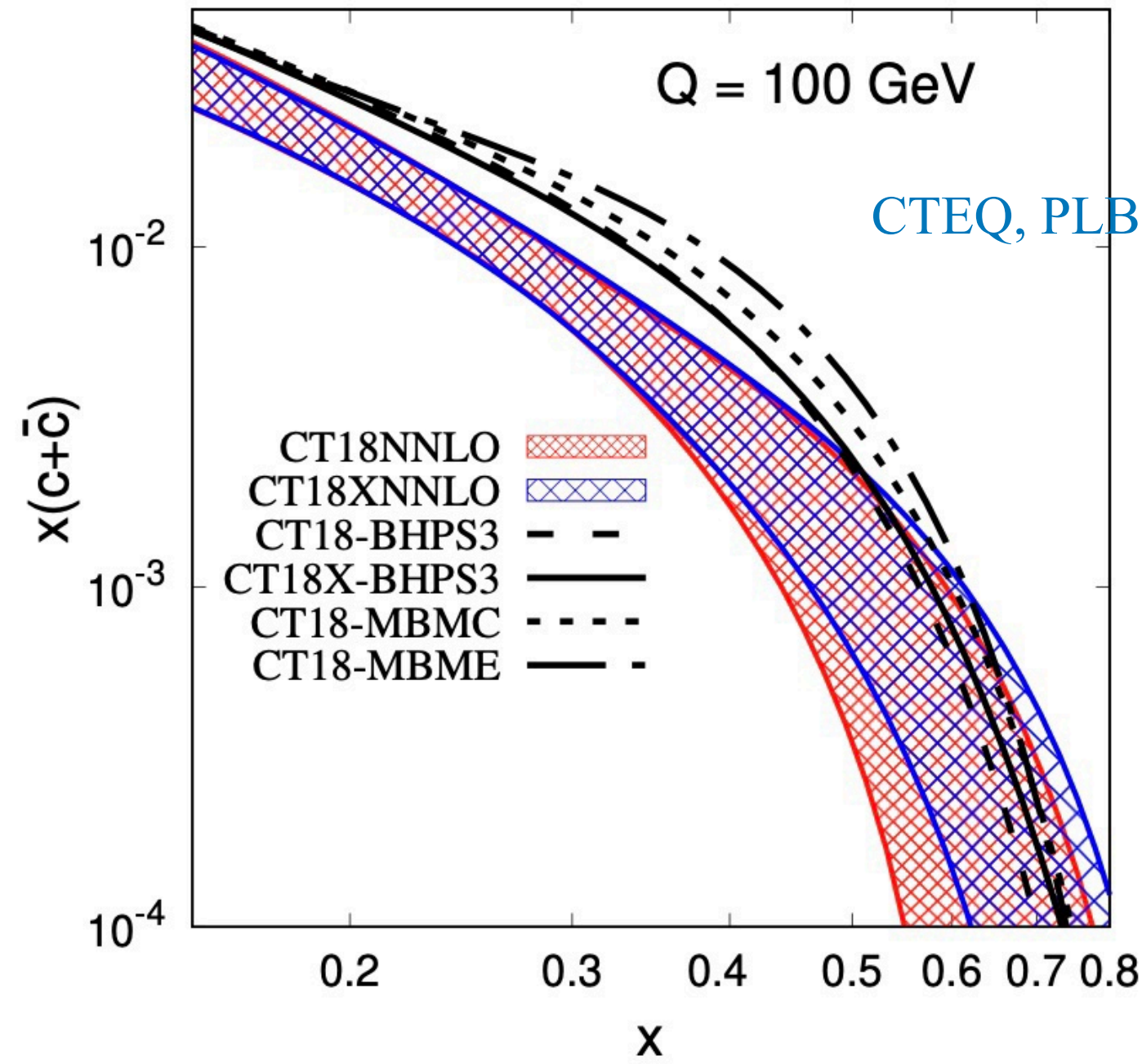
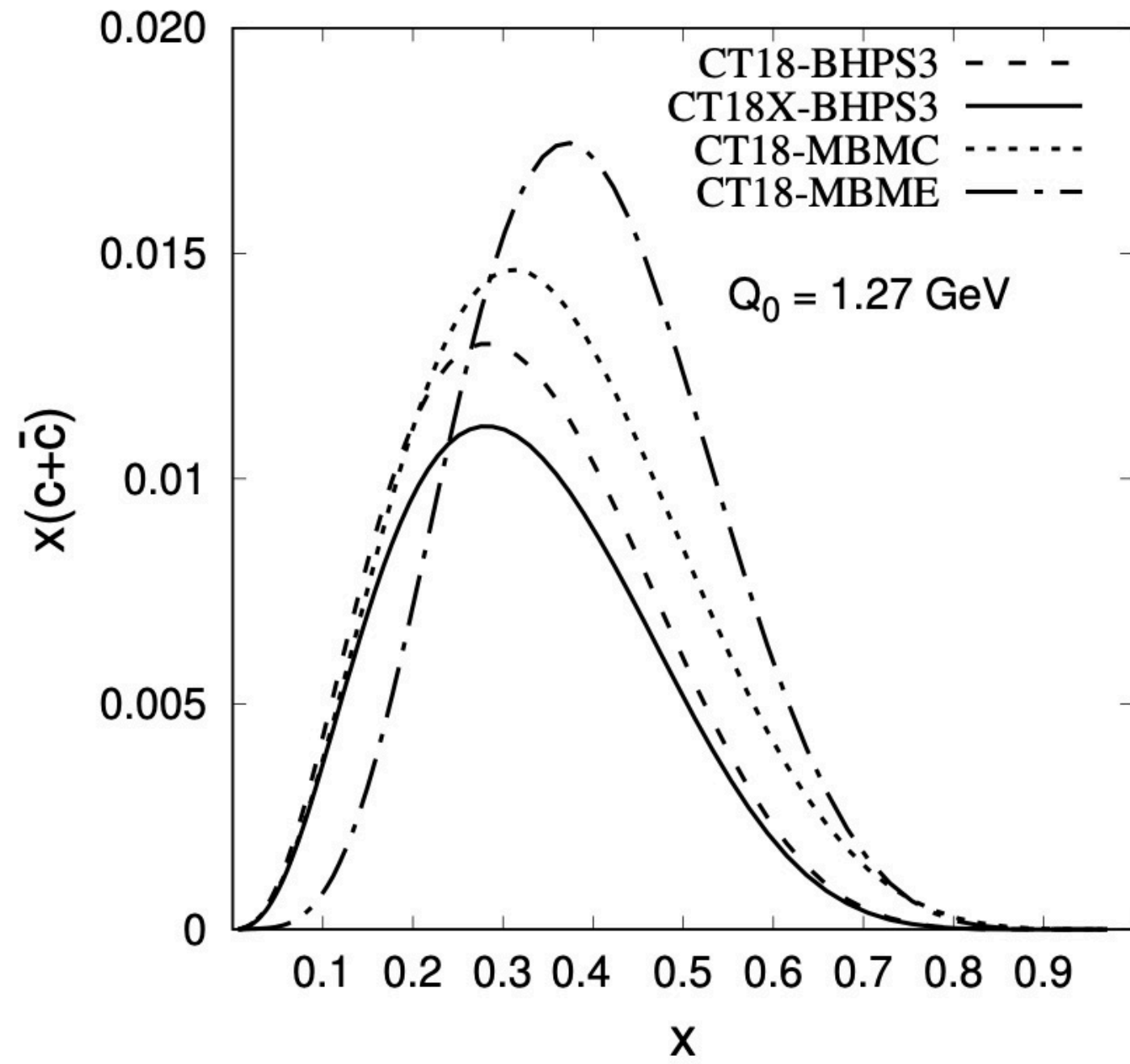
2023-09-18

T. Hobbs, 2023 FPF Theory Workshop

5



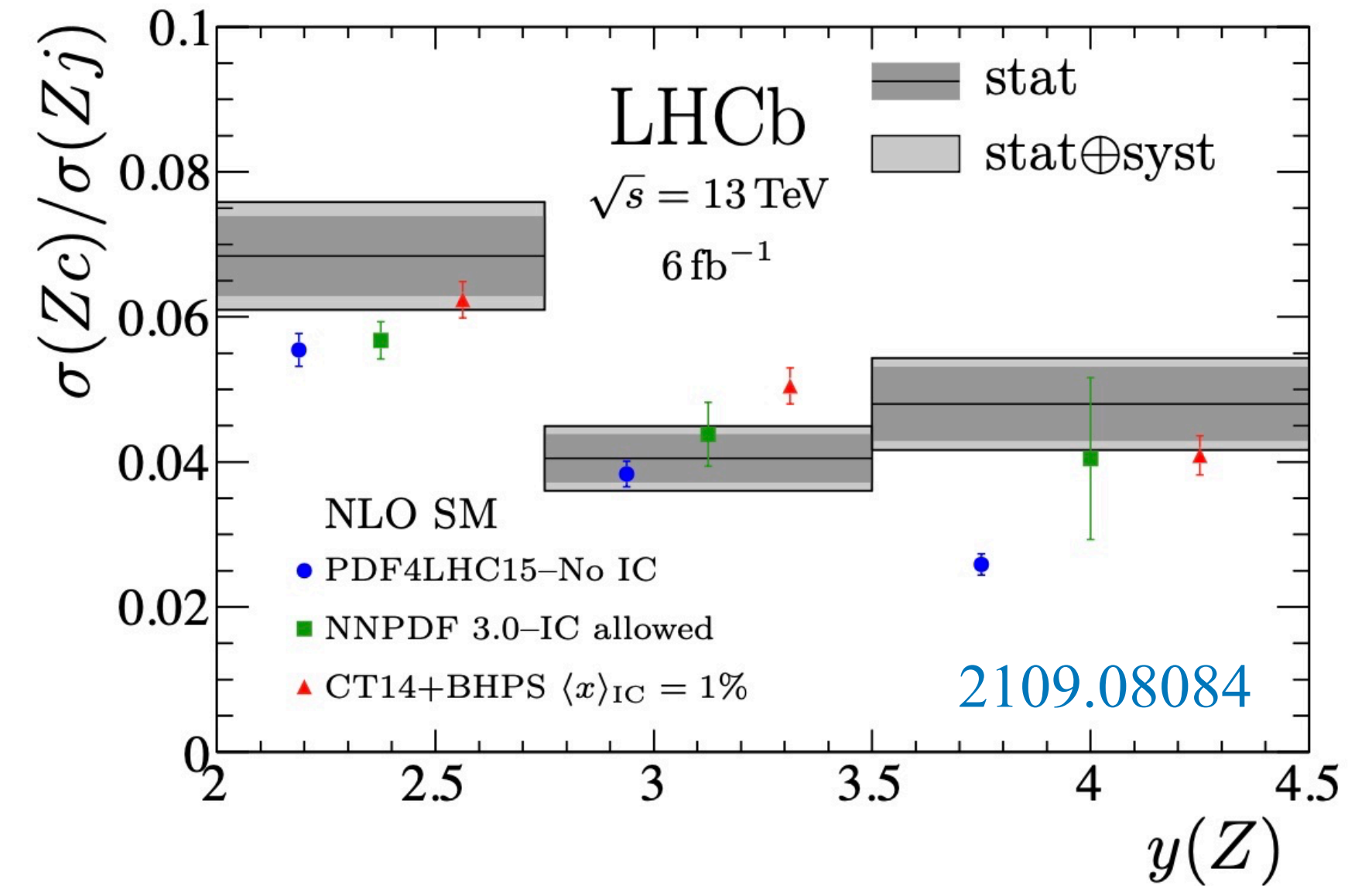
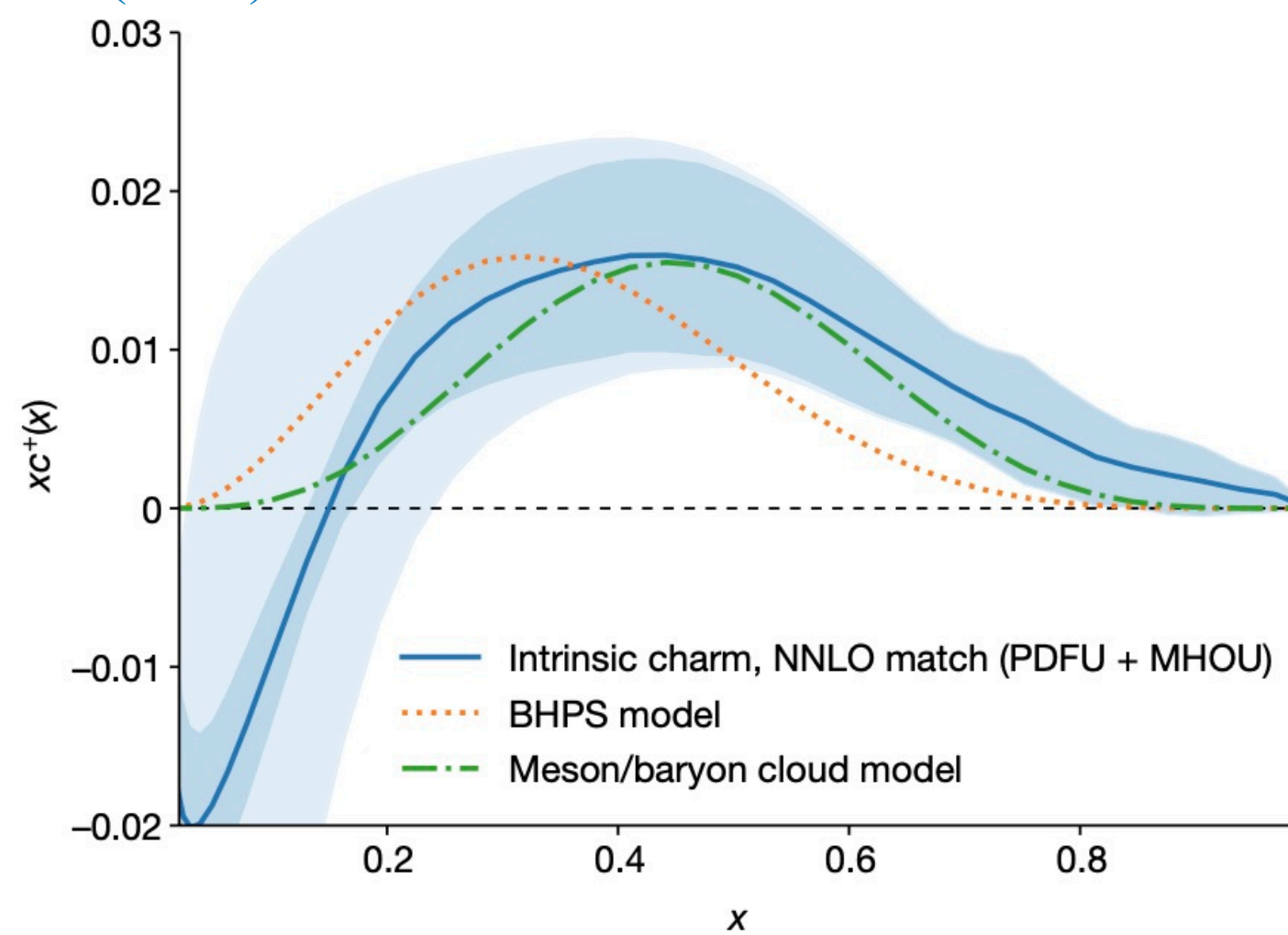
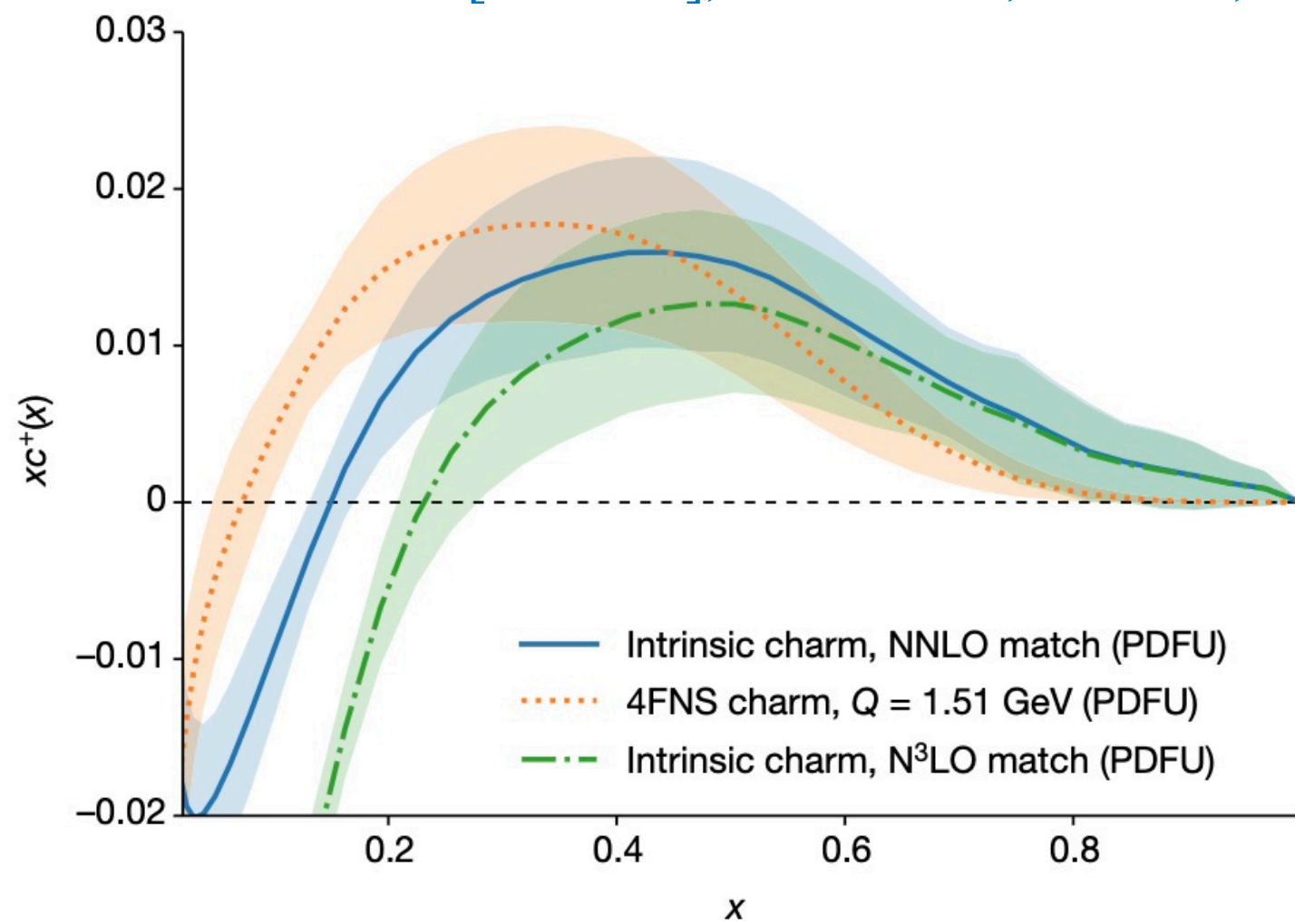
# Intrinsic Charm (IC) from CTEQ & NNPDF



CTEQ, PLB843 (2023) 137975

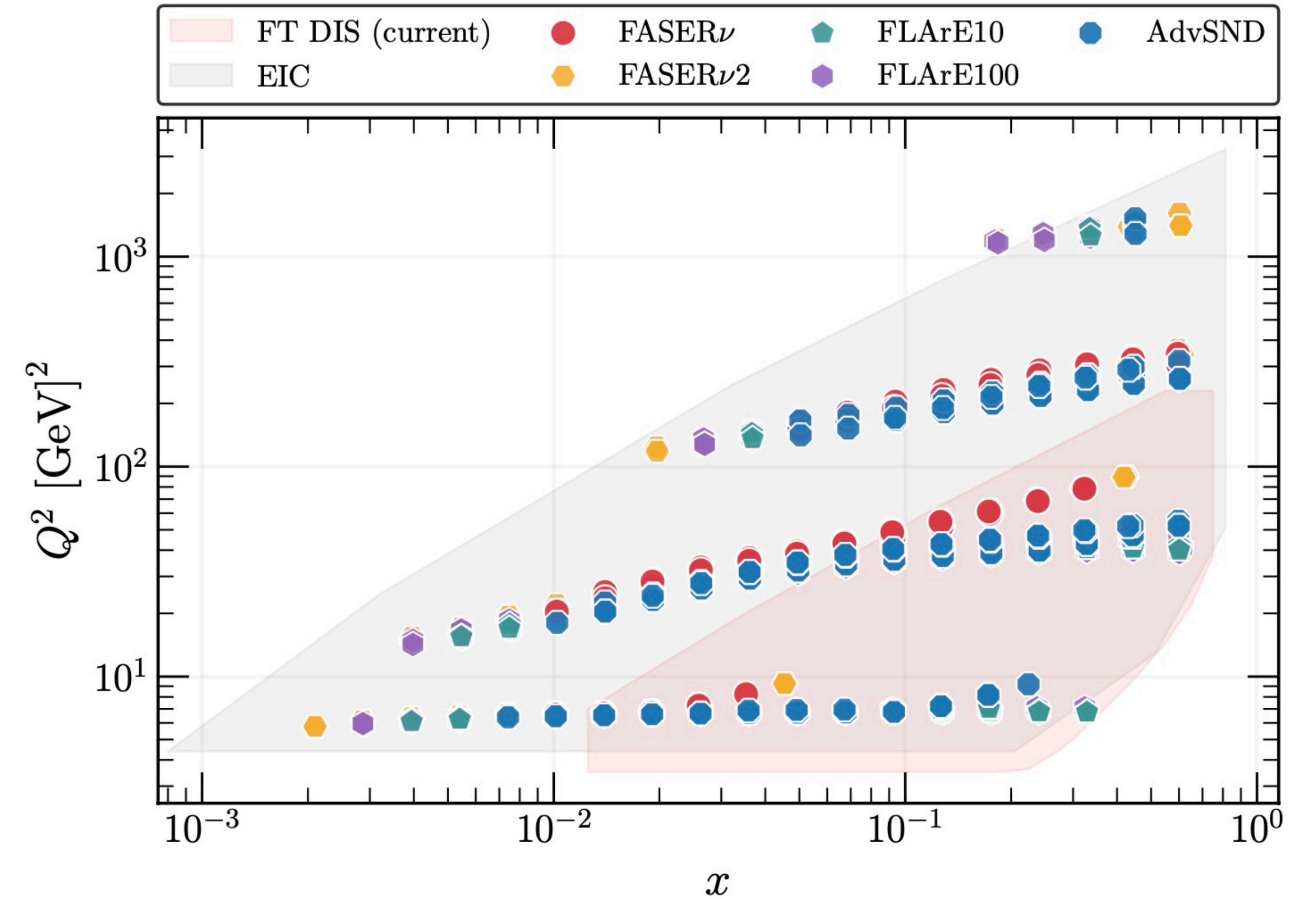
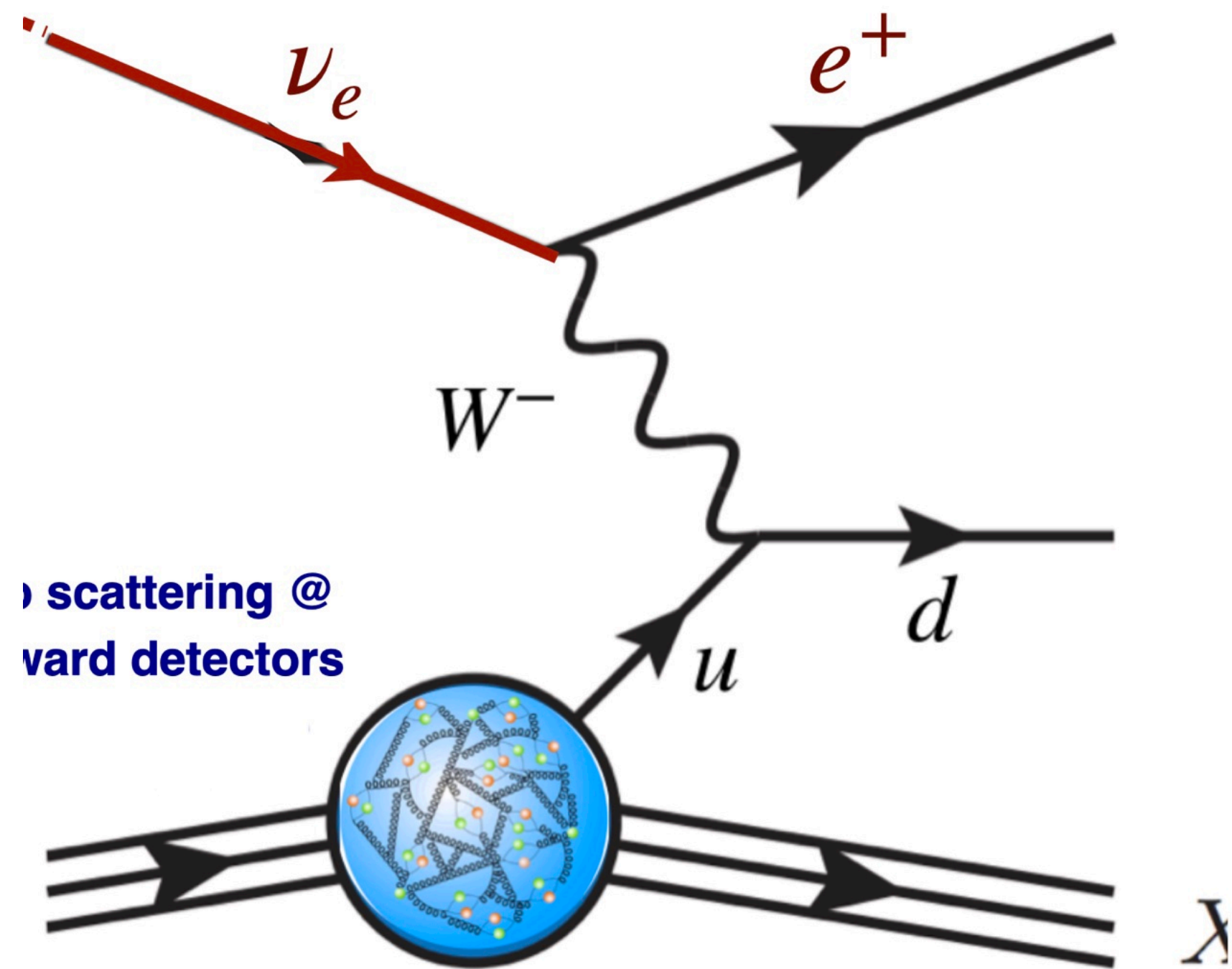
グローバル解析でフィットした  
 チャームとICの間に理論的不定  
 性が残る：**何がIC?**  
 よりICに敏感なデータが必要.

Ball et al. [NNPDF], Nature 608, no.7923, 483-487 (2022)



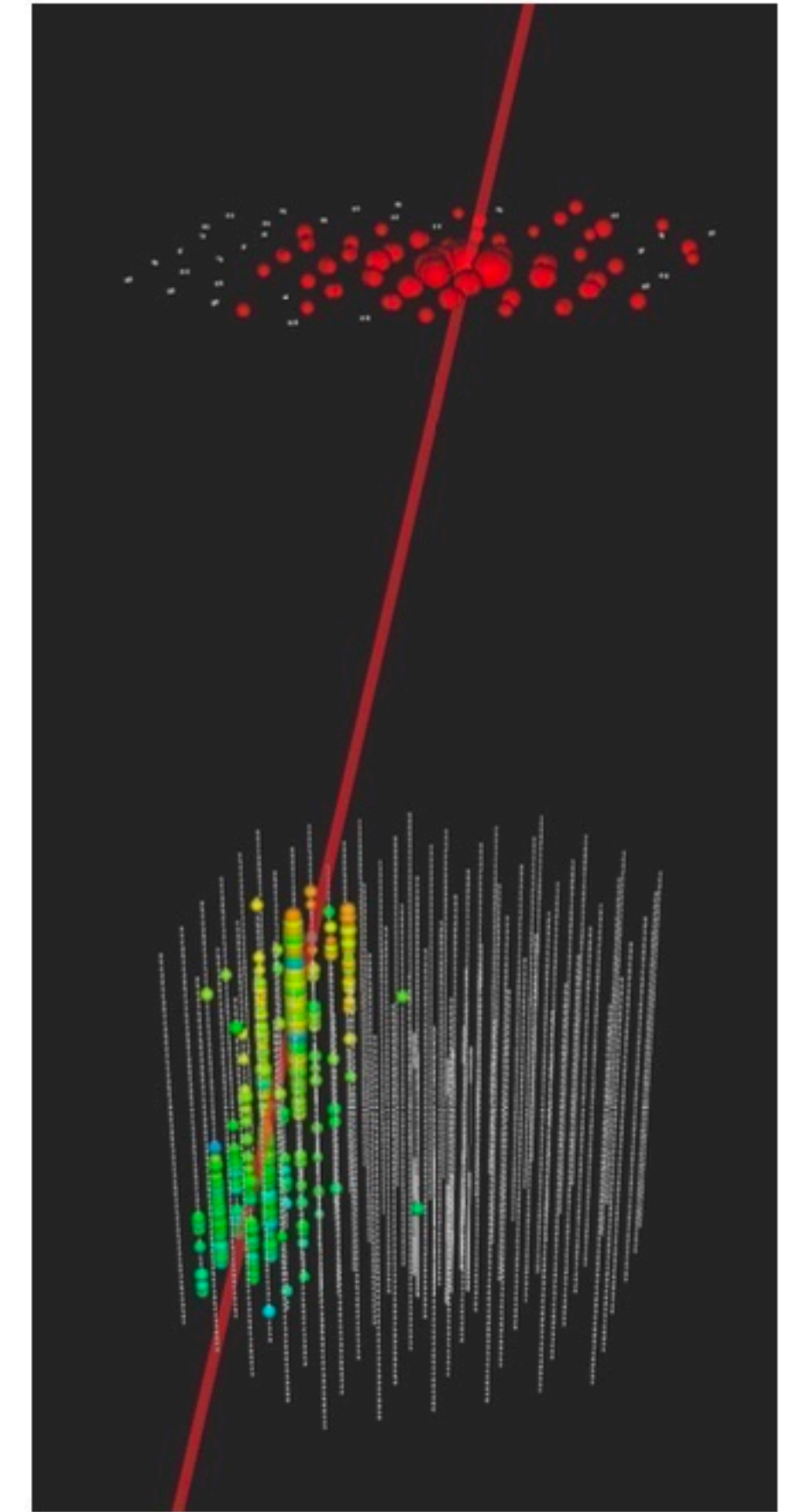
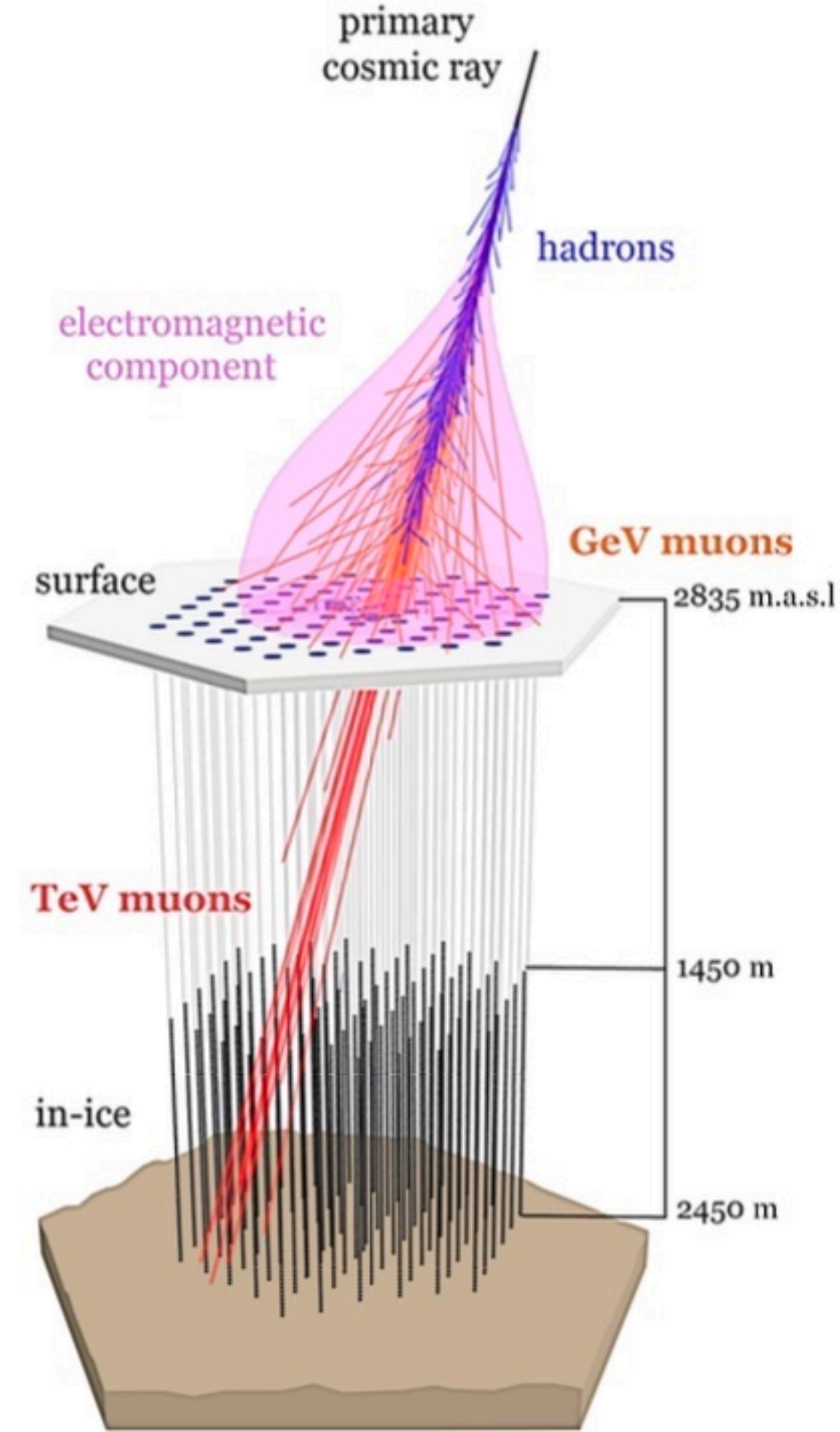
# ニュートリノDIS : inclusive $\nu A$

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + N' + X$$



- EICとFPFは相補的 :  $lA$  (EIC) vs.  $\nu A$  (FPF)
- スレンジクォーク分布の精密測定.
- shadowing, anti-shadowing, EMC効果

# Part IV : 空気シャワーや重イオン 衝突の物理との関係

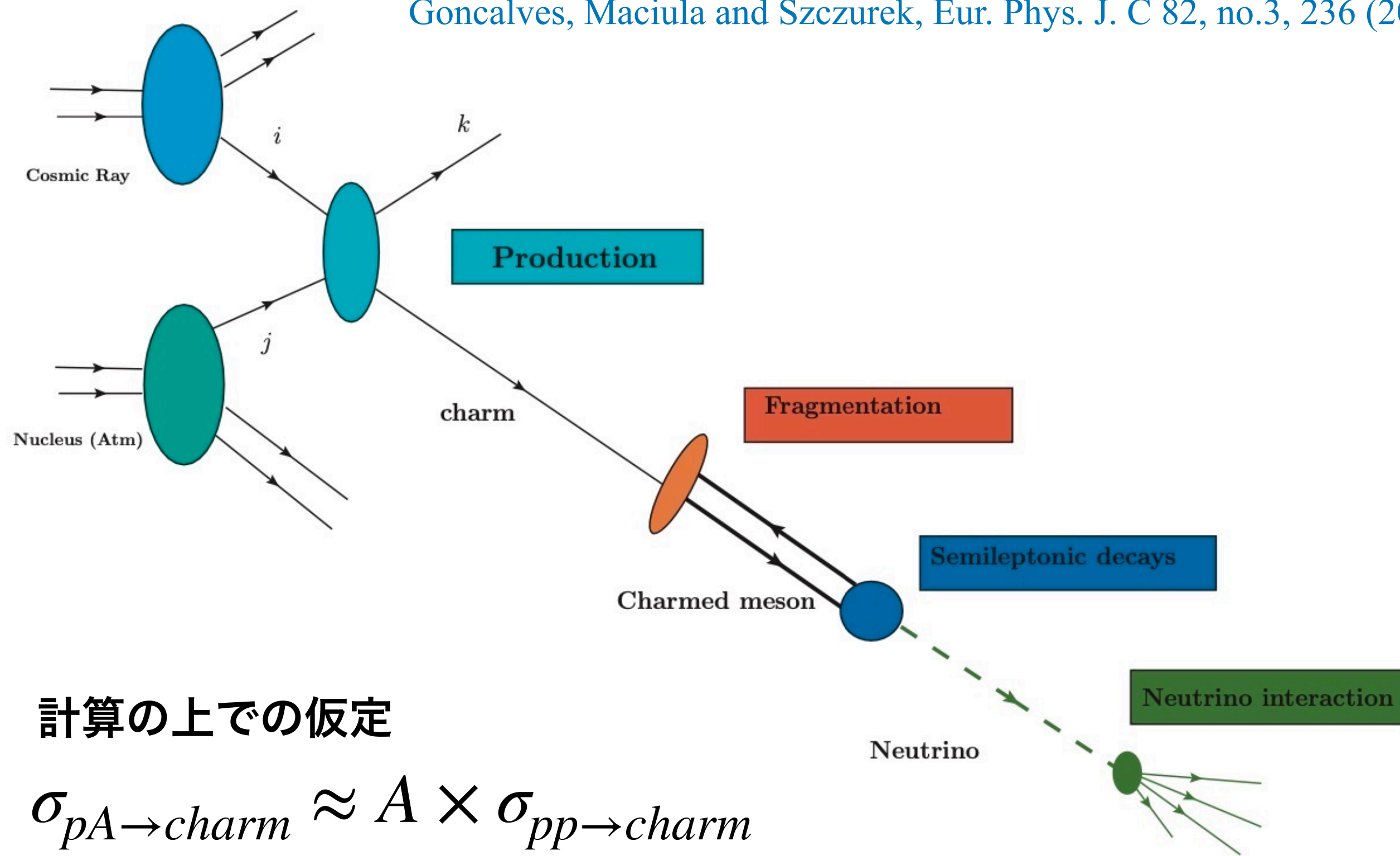


Figs. from arXiv:2107.09387 [astro-ph.HE]

# 大気ニュートリノフラックス

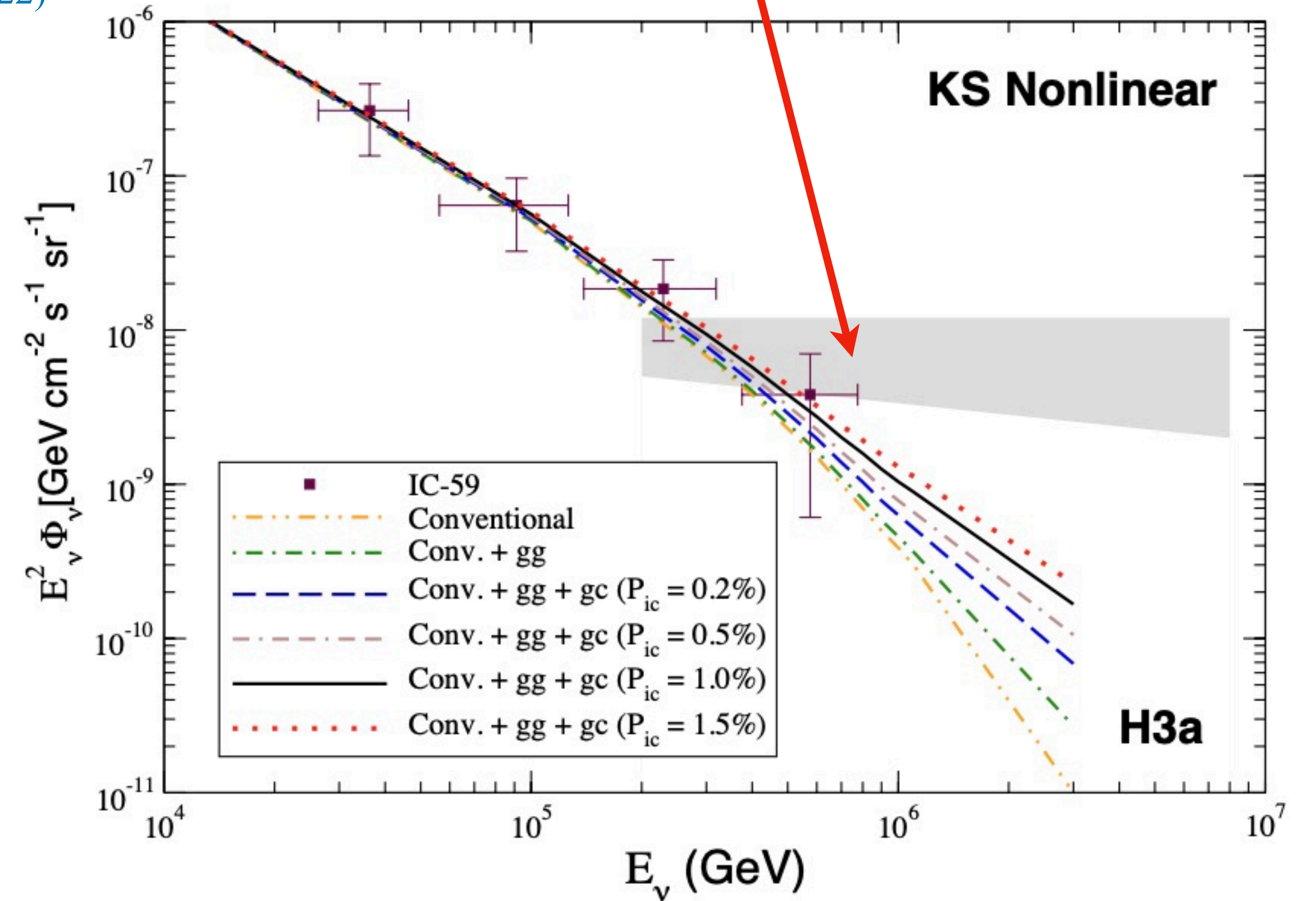
Aartsen et al. [IceCube], *Astrophys. J.* 833, no.1, 3 (2016)

Goncalves, Maciula and Szczurek, *Eur. Phys. J. C* 82, no.3, 236 (2022)



計算の上での仮定

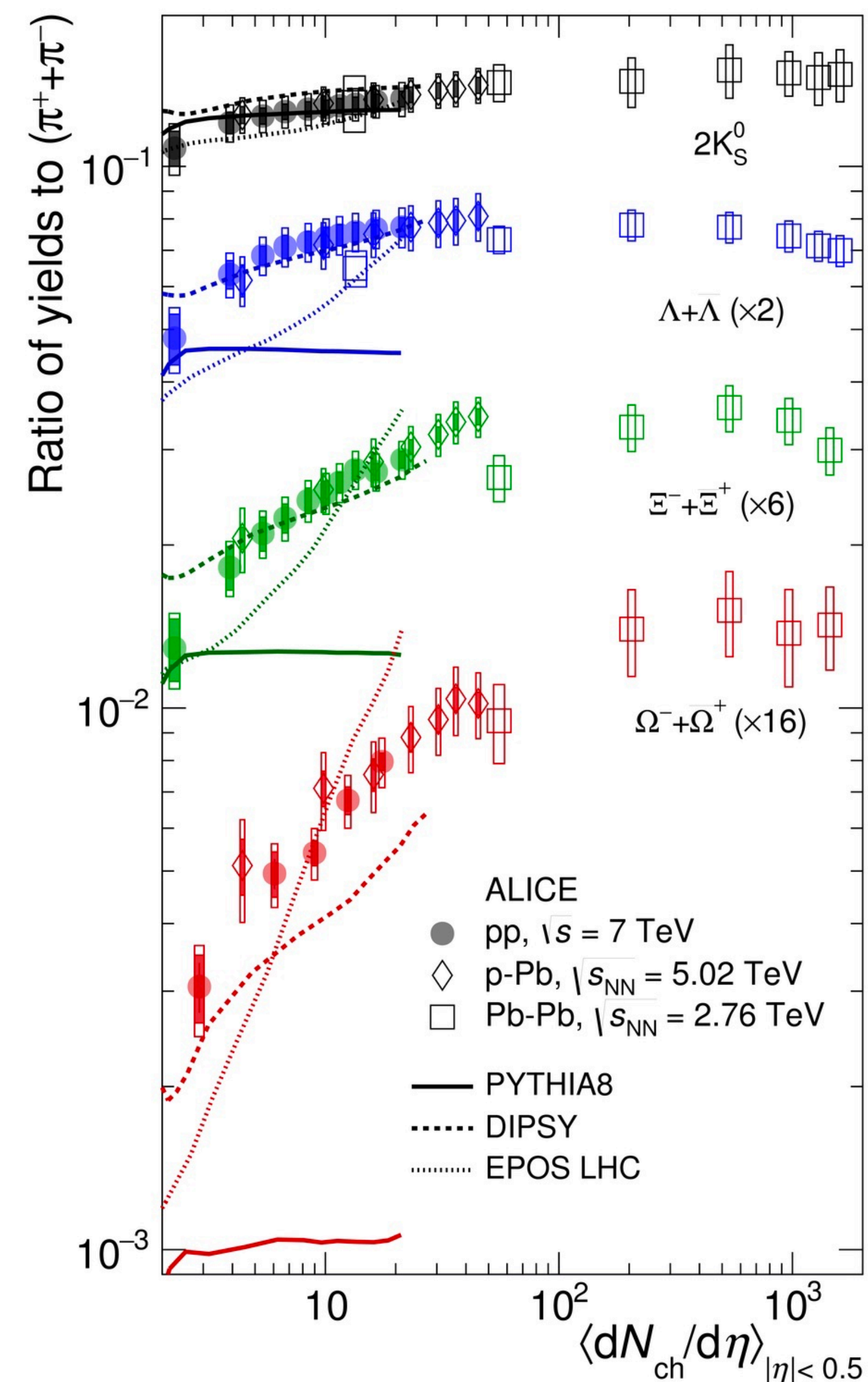
$$\sigma_{pA \rightarrow charm} \approx A \times \sigma_{pp \rightarrow charm}$$



- グルーオン飽和効果によって高エネルギー領域での寄与がより小さくなる。
- Intrinsic charmの寄与により, 宇宙背景ニュートリノのデータに近づく。
- グルーオン飽和効果に対する制限にはなっていない。

# ストレンジネスの増加の起源

- 古くからストレンジネスの増加は, QGP生成の特徴と考えられている. [Johann Rafelski, 1911.00831 \[hep-ph\]](#)
- LHC-ALICEによって, 高多重度イベントにおいて中心ラピディティ領域でストレンジネスの増加が報告されている.
- 小さな衝突系(pp, pA)でもQGPは生成しているか? もしそうであるならば, その生成機構は?
- **超前方でも同様な現象は見られるか? FPF実験結果を通して, ハドロン生成のモデリングへのフィードバックを得たい.**

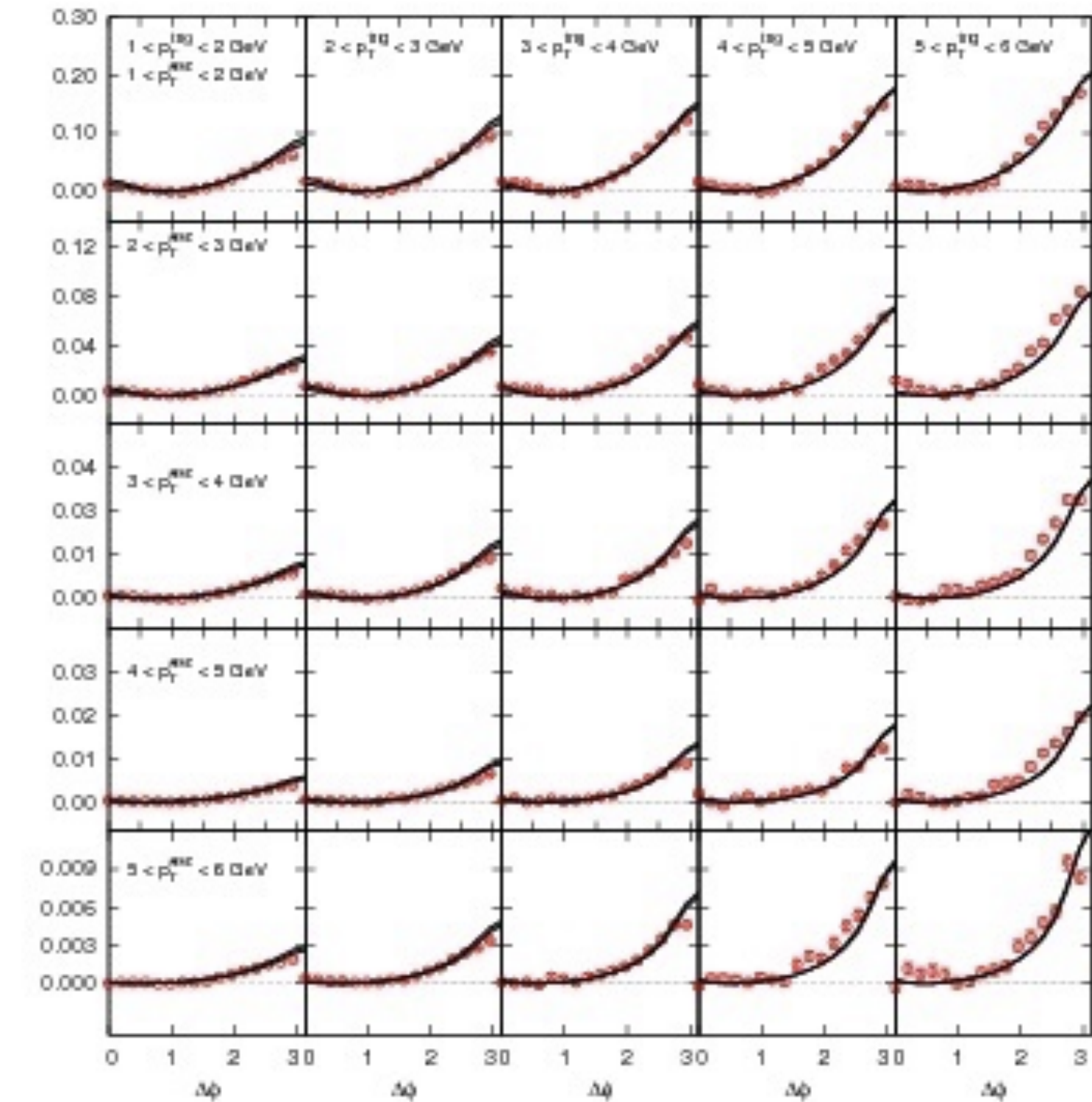
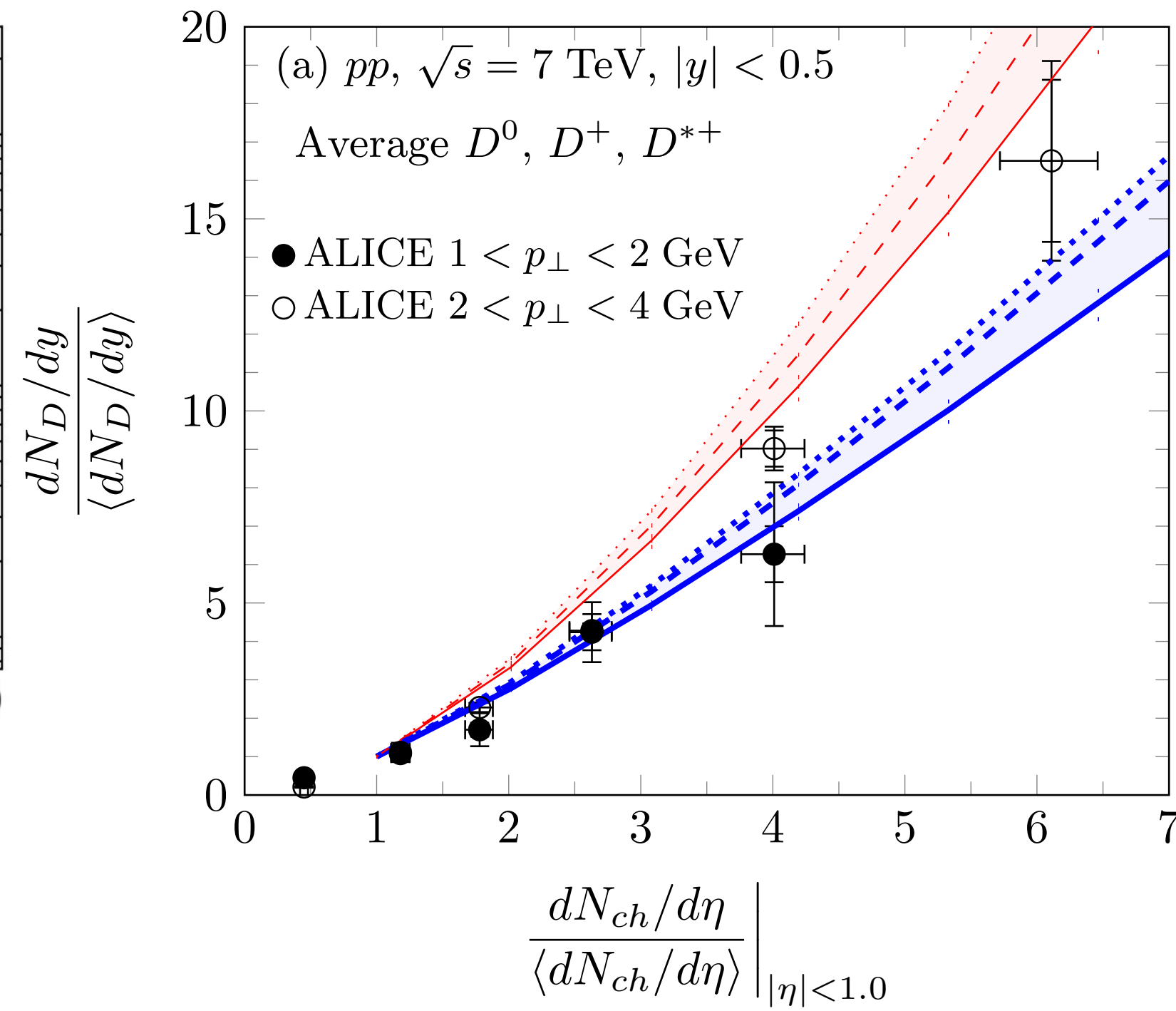
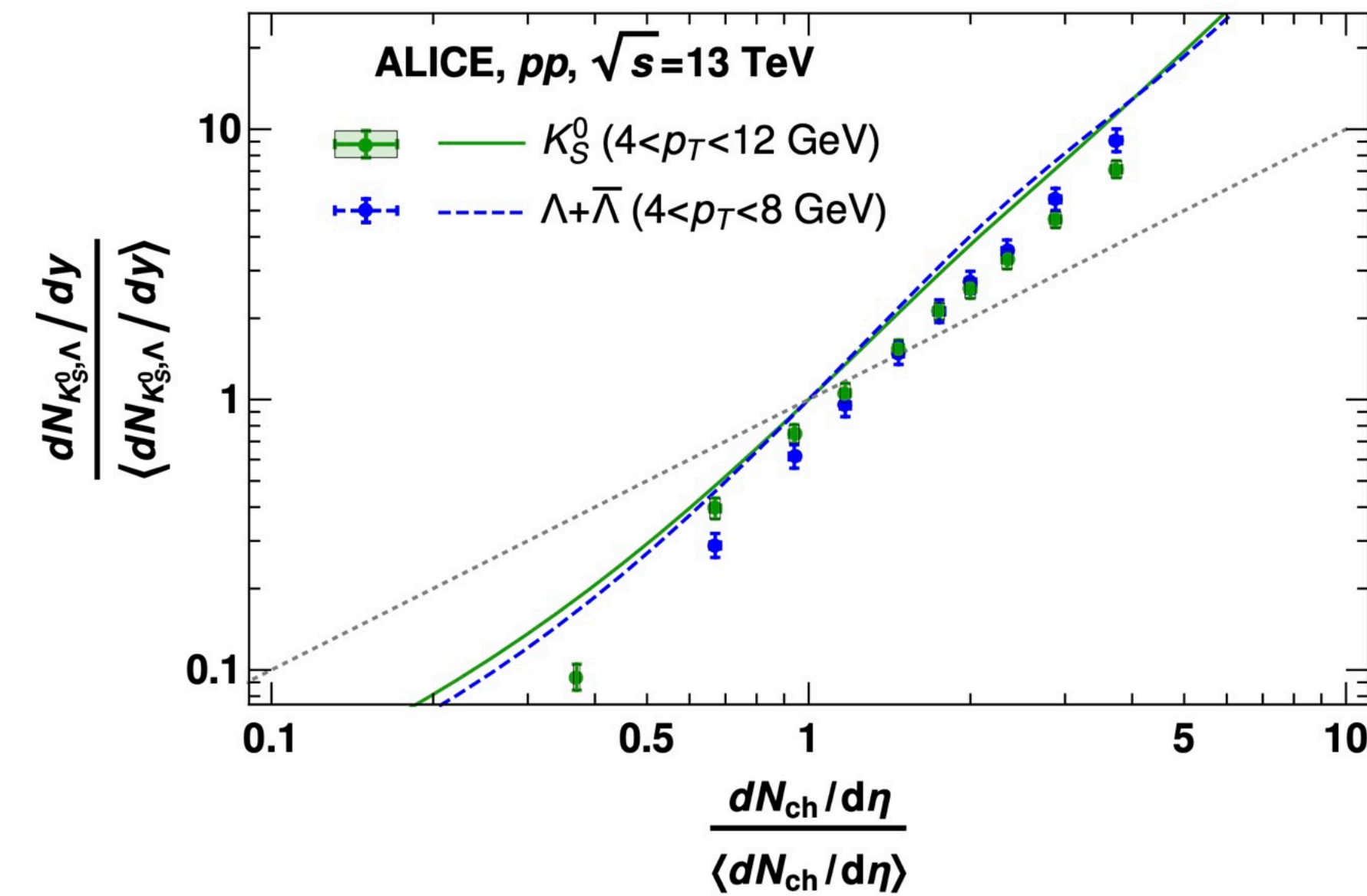


# 高多重度イベント：CGCシナリオ (vs. QGP)

Siddikov and Schmidt, PRD104, no.1, 016024 (2021)

Ma, Tribedy, Venugopalan, KW, PRD98, no.7, 074025 (2018)

Dusling and Venugopalan, PRD87, no.9, 094034 (2013)



Long range two-particle correlation

- CGCに基づくモデル計算だけで、高多重度イベントでのストレンジやチャーム収量の増加や粒子の集団性に関する様々な結果を説明できる。
- QGP効果とCGC効果は最終的には組み合わせるべきだが、理論的枠組みがまだ無い。

# まとめにかえて

- 高エネルギー極限においてQCDがグルーオン飽和を予言する.
- グルーオン飽和の探索はQCDにとって大きな課題であり, 核子構造のより深い理解が必要.
- 今後は理論計算の精度をこれまで以上に上げつつ, 様々な実験を包括的に調べることでグルーオン飽和に迫る.
- さらなる議論, この分野への新規参入を歓迎します.

**Backup**