ФГБУ “Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова НИЦ “Курчатовский институт”
Отделение физики высоких энергий
Лаборатория физики элементарных частиц

ФГАОУ ВО “Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого”
Физико-механический институт
Высшая школа фундаментальных физических исследований

Поиск эффектов БФКЛ эволюции при образовании пар адронных струй с большим разделением по быстроте при энергиях Большого адронного коллайдера

По материалам кандидатской диссертации
1.3.15. Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий

Егоров Анатолий Юрьевич

Гатчина - 2023

Цели и Задачи диссертации

Цель:

- Поиск БФКЛ эффектов при рождении пар струй с большим разделением по быстроте в pp столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ.

Задачи:

- Измерение инклюзивных двухструйных сечений $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$ и $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ в pp столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ. Где Δy - разделение по быстроте между струями. Измерение отношений сечений рождения пар адронных с вето на образование дополнительных струй R^{incl}, R^{MN}, $R^{\text{incl}}_{\text{veto}}$ и $R^{\text{MN}}_{\text{veto}}$.
- Получение результатов аналитических расчетов, основанных на следующем за главным логарифмическим приближением (СГЛП) БФКЛ, для сечения $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$.
- Вычисление влияния условия вето по $p_\perp$ дополнительных струй на инклюзивные сечения рождения пар адронных струй

Апробация

- ICPPA 2020 и 2022 (Москва, Россия)
- NUCLEUS 2022 (Москва, Россия)
- 21 Lomonosov conference on elementary particle physics 2023 (Москва, Россия)
- LII и LV Зимняя Школа ПИЯФ 2018 и 2023 (Рощино, Луга, Россия)
- 19th Annual Russia and Dubna Member States CMS Collaboration Conference 2016 (Варна, Болгария)
- 2nd CMS Workshop "Perspectives on Physics on CMS at HL-LHC" 2017 (Варна, Болгария)

- Результаты также докладывались на регулярных совещаниях рабочих групп коллаборации CMS в CERN, а именно FSQ, SMP, JERC, CMS Statistics Committee. Результаты докладывались на семинарах ОФВЭ ПИЯФ. Результаты докладывались на V Ежегодном Всероссийском Молодежном Научном Форуме Open Science 2018 (Гатчина, Россия)

Публикации автора по теме диссертации

[1] Egorov A. Study of dijet events with large rapidity separation in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV / A. Egorov, A. Tumasyan [и др.] // JHEP. - 2022. - T. 03, -C. 189 (Scopus, WoS, Q2)

[2] Egorov A. Next-to-leading BFKL evolution for dijets with large rapidity separation at different LHC energies / A. Iu. Egorov, V. T. Kim // Phys. Rev. D - 2023. - T. 108, № 1 - C. 014010 (Scopus, Q1)

[3] Egorov A. Dijet events with large rapdity separation in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV with CMS detector / A. Egorov // Phys. Atom. Nucl. - 2022. - T. 85, № 6 - C. 951 (Scopus, ВАК)

[4] Egorov A. Production of dijets with large rapidity separation at colliders / A. Egorov, V. T. Kim // J. Phys. Conf. Ser. - 2020. - T. 1690, № 1 - C. 012158 (Scopus, WoS)

[5] Егоров А. Ю. Асимптотические эффекты при рождении пар адронных струй в протон-протонных столкновениях при сверхвысоких энергиях / А. Ю. Егоров, Я. А. Бердников // НТВ СПбГПУ Физ.-мат. науки. - 2019. - Т. 12, № 2. - С. 121 (ВАК, WoS, Scopus)

[6] Егоров А. Ю. Анализ методов обратоной свертки экспериментальных данных при измерении сечений рождения пар адронных струй / А. Ю. Егоров, Я. А. Бердников, В. А. Бакаев, И. М. Никитцина // НТВ СПбГПУ Физ.-мат. науки. - 2019. - Т. 12, № 3. - С. 123 (ВАК, WoS, Scopus)

[7] Egorov A. The Next-to-Leading BFKL for Mueller-Navelet Dijets with Large Rapidity Separation and Jet Veto / A. Iu. Egorov, V. T. Kim // Phys. Atom. Nucl. - 2023. T. 86, № 6 - C. - ?

Актуальность

ГЛАПД vs БФКЛ

Грибов—Липатов—Альтарелли—Паризи—Докшицер

Предел Бьёркена

$$\sqrt{s} \to \infty; p_T \to \infty; x \sim \frac{p_T}{\sqrt{s}} \sim 1$$

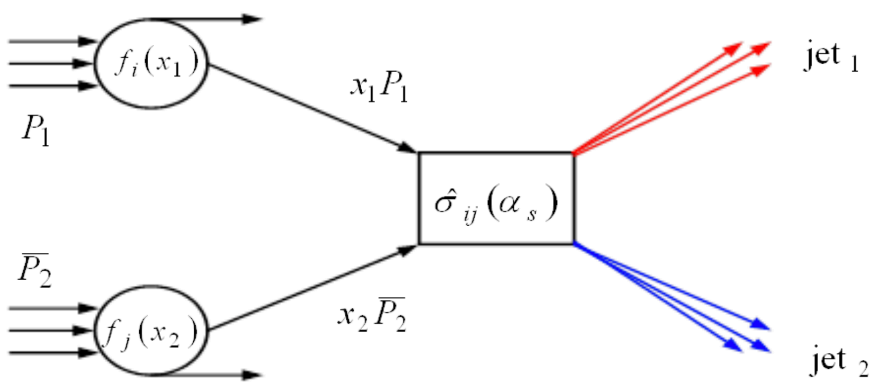
$$k_{Tn} \gg k_{Tn-1} \gg \ldots \gg k_{T2} \gg k_{T1}$$

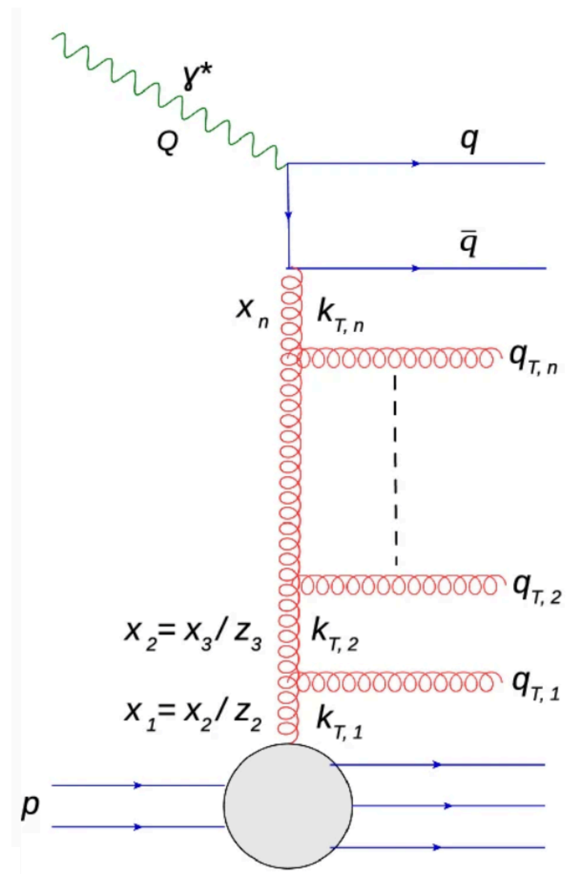
$$[\alpha_s \log Q^2]^n$$

ГЛАПД эволюция

$$\frac{df_i}{d\log\mu^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi}[P_{qq} \otimes f_i + P_{qg} \otimes f_g]$$

$$\frac{df_g}{d\log\mu^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi}[P_{gq} \otimes \sum_i f_i + P_{gg} \otimes f_g]$$





Балицкий—Фадин—Кураев—Липатов

БФКЛ кинематика (ГЛП): Предел Грибова- Редже

$$\sqrt{s} \to \infty; p_T - finite; x \sim \frac{p_T}{\sqrt{s}} \to 0;$$

с $p_T \gg \Lambda_{QCD}$

$$x_n \gg x_{n-1} \gg \ldots \gg x_2 \gg x_1$$

$$k_{Tn} \sim k_{Tn-1} \sim \ldots \sim k_{T2} \sim k_{T1}$$

$$[\alpha_s \log(1/x)]^n$$

БФКЛ эволюция

$$\frac{\partial f_g}{\partial \log 1/x} = K \otimes f_g = \omega f_g \quad \Rightarrow$$

$$f_g \sim \left(\frac{1}{x}\right)^{\omega} \sim \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\omega} \sim e^{\omega \Delta y}$$

$$\omega_{\max} = \alpha_{I\!P}(0) - 1$$

ГЛП БФКЛ:

$$\alpha_{I\!P}^{LL}(0) \approx 1.5$$

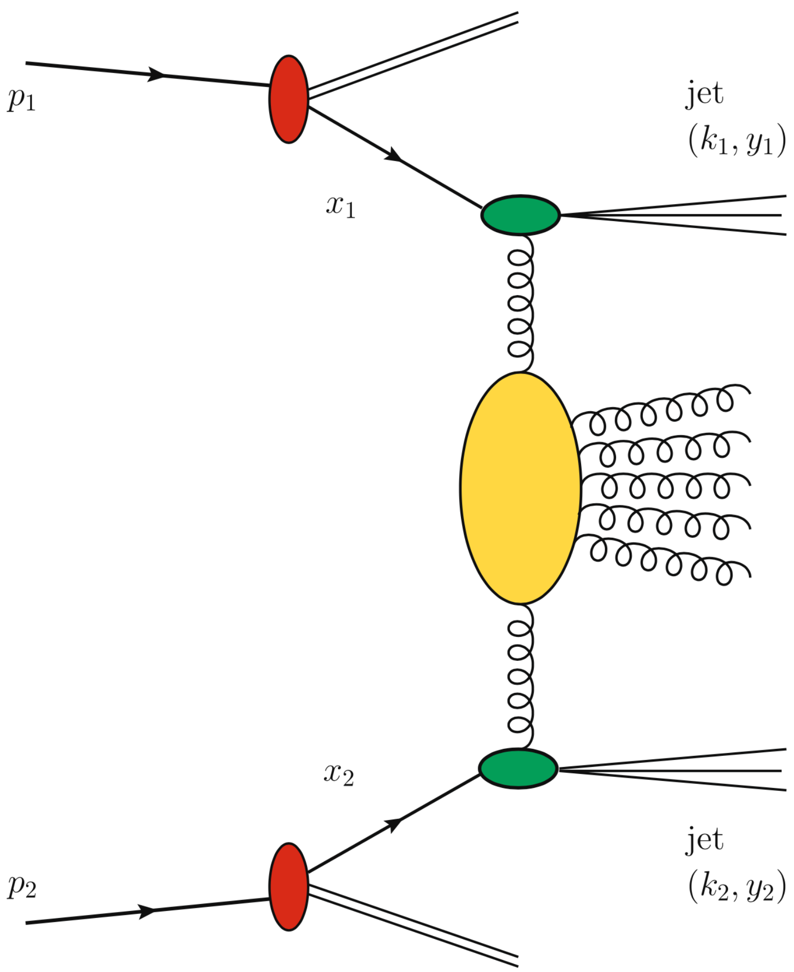
СГЛП БФКЛ: $\alpha_{I\!P}^{NLL} \approx 1.2$

S.J. Brodsky, V.S. Fadin, V.T. Kim, L.N. Lipatov, G.B. Pivovarov [JETP Lett. 70 (1999) 155-160]

Характеристики БФКЛ динамики

$$\log\left(\frac{s}{p_T^2}\right) = \log(1/x_1) + \log\left(\frac{\hat{s}}{p_T^2}\right) + \log(1/x_2) = \log(1/x_1) + \Delta y + \log(1/x_2)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}_{gg}}{dp_{T1}^2 dp_{T2}^2 d\phi} = \frac{C_A^2 \alpha_s^2}{4\pi p_{T1}^3 p_{T2}^3} \sum_n e^{in(\phi-\pi)} \int_0^\infty d\nu e^{\omega(n,\nu)\Delta y} \cos\left(\nu \ln \frac{p_{T1}^2}{p_{T2}^2}\right) \Rightarrow \hat{\sigma}_{gg} \propto e^{A\cdot\Delta y}$$ при $\Delta y \to \infty$



ГЛАПД динамика:

- адронные струи упорядочены по p_T
- нет упорядочения по y
- high-$\sqrt{s}$ high-p_T small-Δy

БФКЛ динамика:

- адронные струи упорядочены по y
- нет упорядочения по p_T
- декорреляция по азимутальному углу
- high-$\sqrt{s}$ low-p_T large-Δy

Предыдущие экспериментальные результаты поиска БФКЛ эффектов на коллайдерах

HERA ep: H1 [Phys. Lett. B 356 (1995) 118, Eur. Phys. J. C 72 (2012) 1910], ZEUS[Eur.Phys.J.C 6 (1999) 239-252, Eur.Phys.J.C 52 (2007) 515-530] $p_T > 5$ ГэВ, $y < 4.3$, $\sqrt{s} < 319$ ГэВ.

LEP e^+e^-: OPAL and L3 [Phys.Lett.B453(1999)333] $\sqrt{s} = 91 \div 183$ ГэВ.

TEVATRON $p\bar{p}$: D0 [Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 5722, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 595, Phys. Lett. B 440 (1998) 189, Phys. Lett. B 524 (2002) 273], CDF [Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 1156], $p_T > 15$ ГэВ, $\Delta y < 6$, $\sqrt{s} = 0.63 \div 1.8$ ТэВ

LHC pp:

ATLAS [JHEP 09(2011) 053, Eur. Phys. J. C (2014) 74:3117] $p_T > 60$ ГэВ, $\Delta y < 8$, $\sqrt{s} = 7$ ТэВ

CMS [Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2216, JHEP 08 (2016) 139, Eur. Phys. J. C 78 (2018) 242] $p_T > 35$ ГэВ, $\Delta y < 9.4$, $\sqrt{s} = 7$ ТэВ

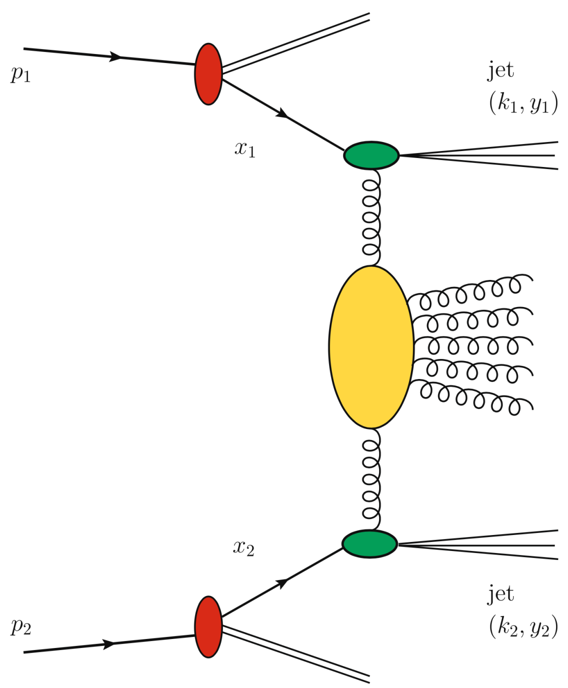
- Ни одна модель, основанная на ГЛАПД, не описывает весь набор наблюдаемых
- СГЛП БФКЛ расчеты, которые доступны только для данных по $\gamma^*\gamma^*$ и азимутальный декорреляциям, согласуются с измерениями на LEP и CMS

Наблюдаемые (1)

Мюллер-Навеле (МН) двухструйное сечение

A. H. Mueller and H. Navelet [Nucl. Phys. B 282 (1987) 727]

$$\sigma^{MN}$$



Мюллер-Навеле (МН) пара струй - пара струй с p_T выше $p_{T\,\min}$ с максимальным интервалом быстроты

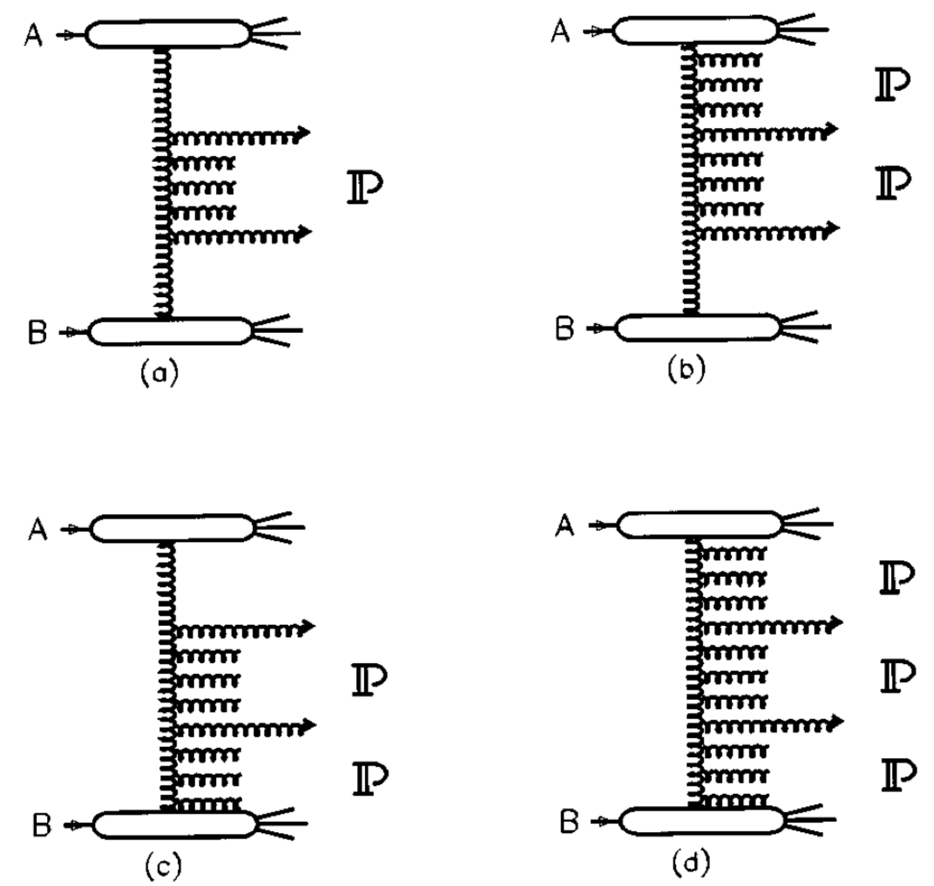
$$\Delta y = |y_1 - y_2|$$

При достаточно высоком $\sqrt{s}$ низком $p_{T\,\min}$ МН пары могут быть за пределами аксептанса детектора

Инклюзивное двухструйное сечение

V. T. Kim and G. B. Pivovarov [Phys. Rev. D 53 (1996) 6]

$$\sigma^{incl}$$

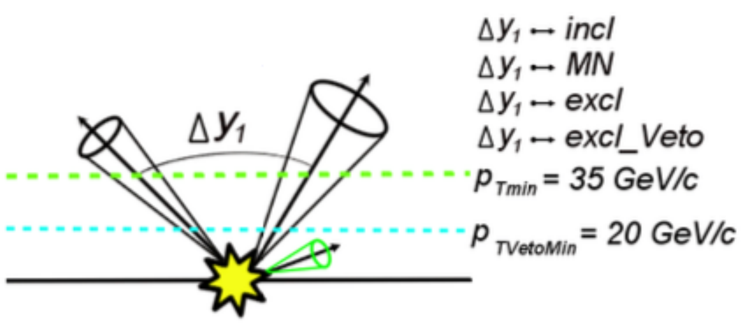


Инклюзивное сечение рождения пар струй - для всех струй с p_T выше $p_{T\,\min}$ попарные комбинации струй дают вклад в сечение

Наблюдаемые (2)

A. H. Mueller and H. Navelet [Nucl. Phys. B 282 (1987) 727] $\frac{\sigma^{MN}}{\sigma^{Born}}$ Мюллер-Навеле K-фактор

V. T. Kim and G. B. Pivovarov [Phys. Rev. D 53 (1996) 6] $\frac{\sigma^{incl}}{\sigma^{Born}}$ Инклюзивный K-фактор



σ^{Born} - не возможно измерить

σ^{excl} "Эксклюзивное" сечение - события только с одной парой струй с p_T выше $p_{T\,\min}$

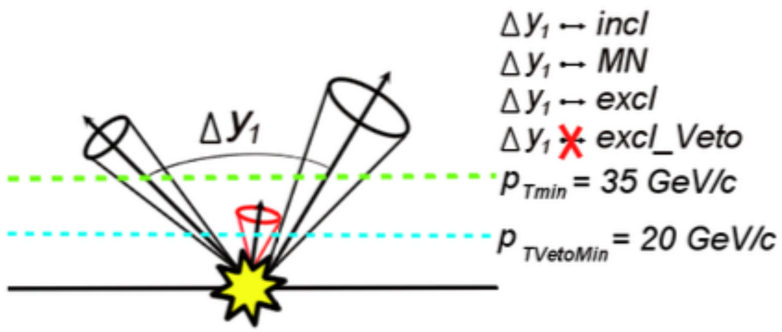
σ^{excl}_{veto} "Эксклюзивное" с вето сечение - "эксклюзивные" события но с вето на дополнительные струи с p_T выше $p_{T\ veto}$

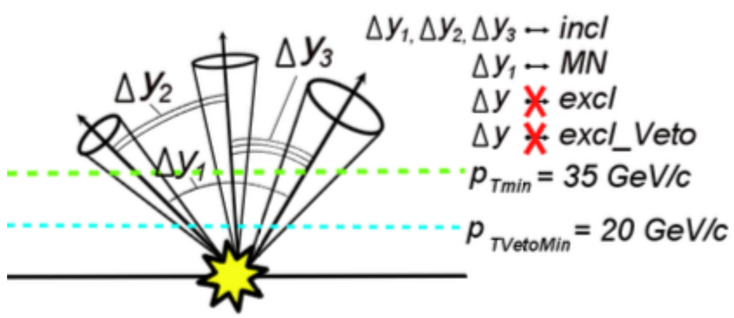
$\frac{\sigma^{MN}}{\sigma^{excl}}$ Мюллер-Навеле "K-фактор"

$\frac{\sigma^{incl}}{\sigma^{excl}}$ Инклюзивный "K-фактор"

$\frac{\sigma^{MN}}{\sigma^{excl}_{veto}}$ Мюллер-Навеле "K-фактор" с вето

$\frac{\sigma^{incl}}{\sigma^{excl}_{veto}}$ Инклюзивный "K-фактор" с вето





Наблюдаемые (3)

σ^{MN} Мюллер-Навеле сечение

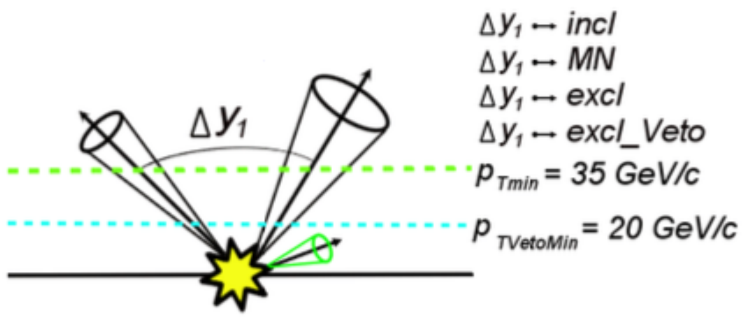
σ^{incl} Инклюзивное сечение

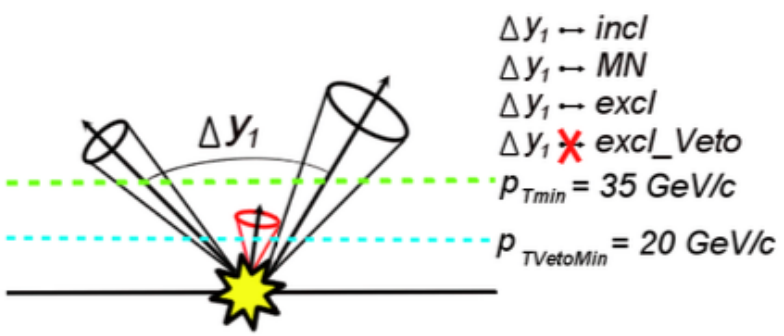
$$R^{\mathrm{MN}} = \frac{\sigma^{\mathrm{MN}}}{\sigma^{\mathrm{excl}}}$$ Мюллер-Навеле “K-фактор”

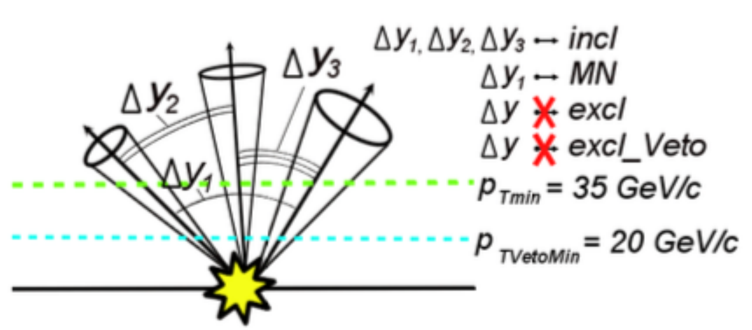
$$R^{\mathrm{incl}} = \frac{\sigma^{\mathrm{incl}}}{\sigma^{\mathrm{excl}}}$$ Инклюзивный “K-фактор”

$$R^{\mathrm{MN}}_{\mathrm{veto}} = \frac{\sigma^{\mathrm{MN}}}{\sigma^{\mathrm{excl}}_{\mathrm{veto}}}$$ Мюллер-Навеле “K-фактор” с вето

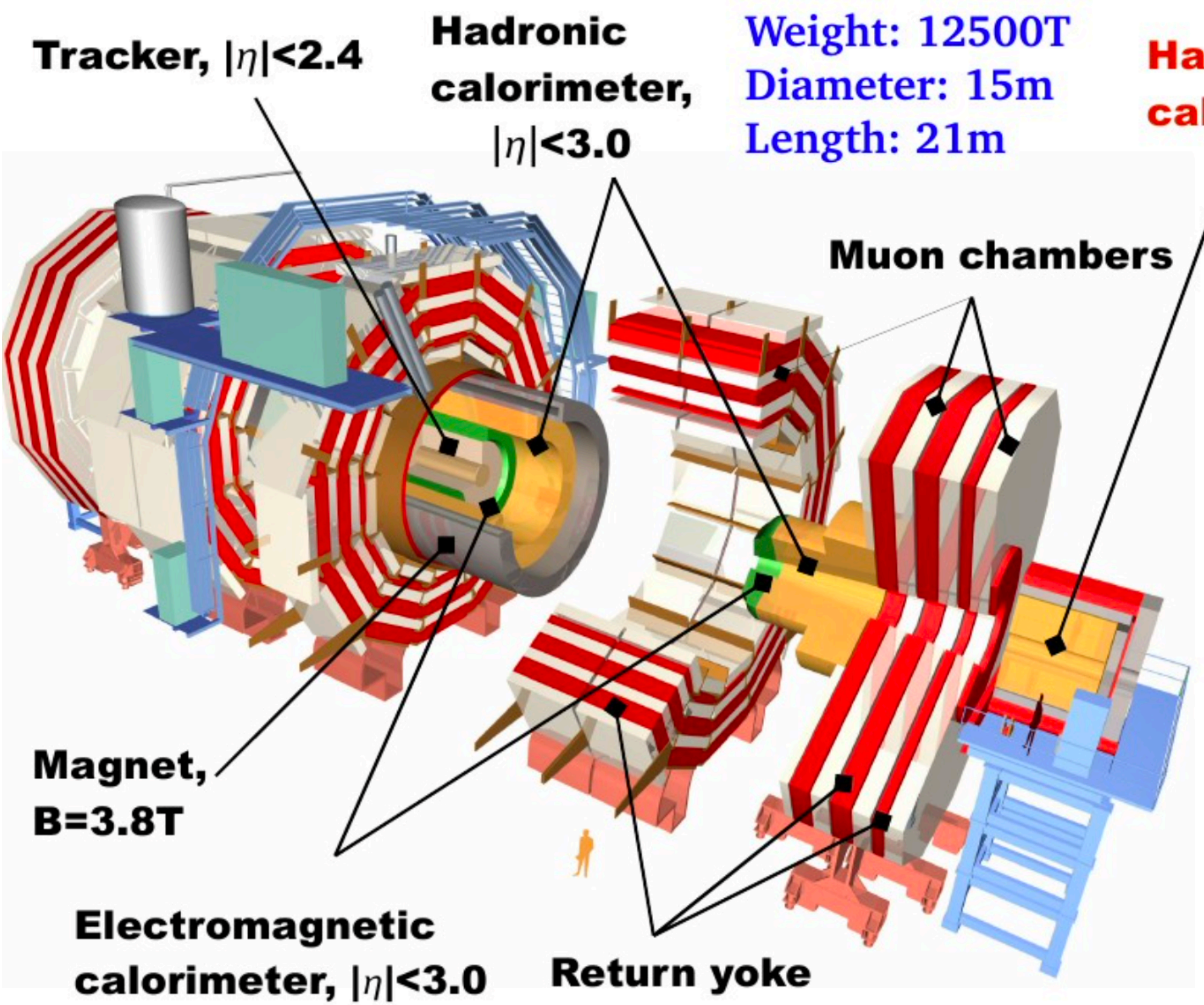
$$R^{\mathrm{incl}}_{\mathrm{veto}} = \frac{\sigma^{\mathrm{incl}}}{\sigma^{\mathrm{excl}}_{\mathrm{veto}}}$$ Инклюзивный “K-фактор” с вето



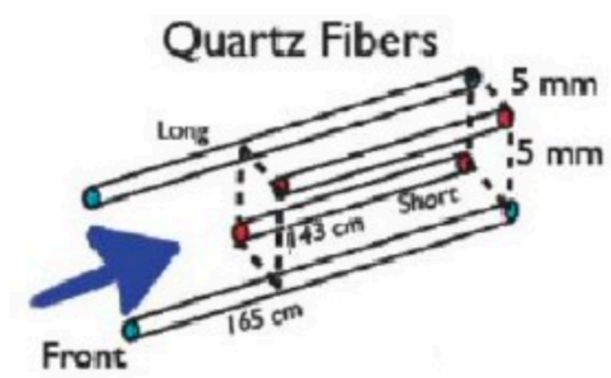




Детектор CMS



Hadronic Forward (HF) calorimeter, 2.9<|η|<5.2

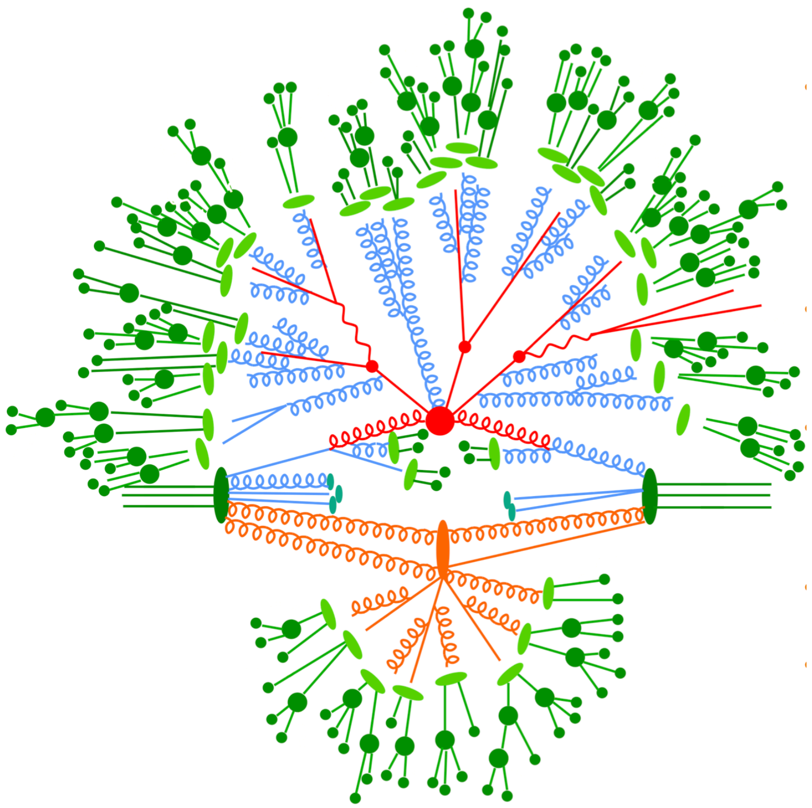


- стальной абсорбер
- радиационно-стойкие кварцевые трубки
- “длинные” и “короткие” сегменты позволяют различать EM и HAD компоненты адронных струй

Анализ данных CMS

- Отбор данных с помощью триггеров
- Оценка триггерной эффективности
- Измерение наблюдаемых на детекторном уровне
- Коррекция детекторных искажений
- Изучение влияния наложения pp столкновений в том же или соседних пересечениях пакетов пучков (Pileup (PU))
- Изучение систематических неопределенностей
  - Неопределенность коэффициентов коррекции адронных струй по энергии
  - Неопределенность коэффициентов энергетического разрешения струй в МК моделировании
  - Модельная зависимость коррекции детекторных искажений
  - Неопределенность, связанная с конечной статистикой МК выборок, используемых при коррекции детекторных искажений
  - Неопределенность, связанная с выбором КХД масштабов в МК генераторах, используемых при коррекции детекторных искажений
  - Неопределенность, связанная с выбором и неопределенностью партонных функций распределения
  - Неопределенность измерения светимости
  - Неопределенность измерения триггерной эффективности
  - Неопределенность, связанная с моделированием PU

Монте Карло генераторы

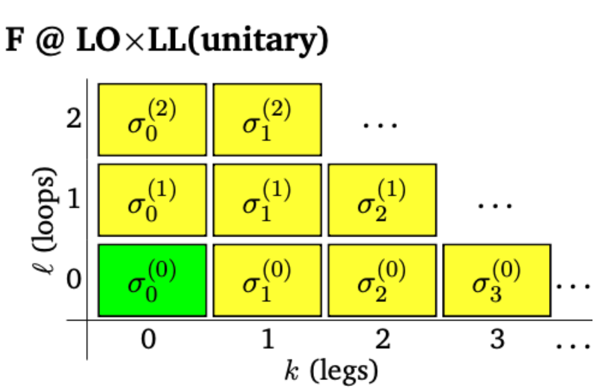


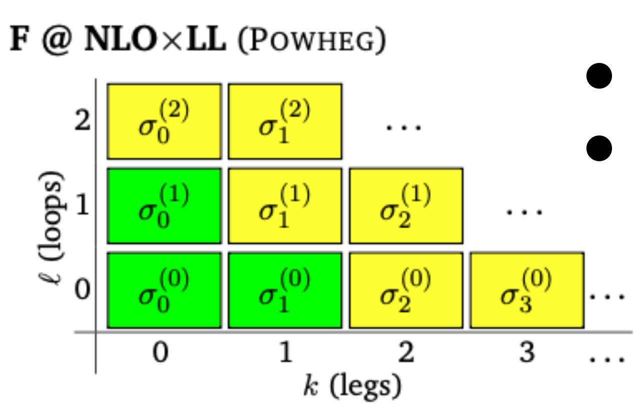
ГЛАПД генераторы

- PYTHIA - ГП + ГЛП ГЛАПД + цветовые диполи
- HERWIG - ГП + ГЛП ГЛАПД + угловое упорядочение
- POWHEG+PYTHIA - СГП + ГЛП ГЛАПД + цветовые диполи
- POWHEG+HERWIG - СГП + ГЛП ГЛАПД + угловое упорядочение
- SHERPA - ГП + N-Real + ГЛП ГЛАПД

Основанные на ГЛАПД генераторы содержат поправки частично учитывающие эффекты БФКЛ, такие как цветовая когерентность, приводящая к угловому упорядочению в партонном каскаде

БФКЛ генераторы





- HEJ - ГЛП БФКЛ (партонный уровень)
- HEJ+ARIADNE - ГЛП БФКЛ (адронный уровень)

Результаты измерений (1)

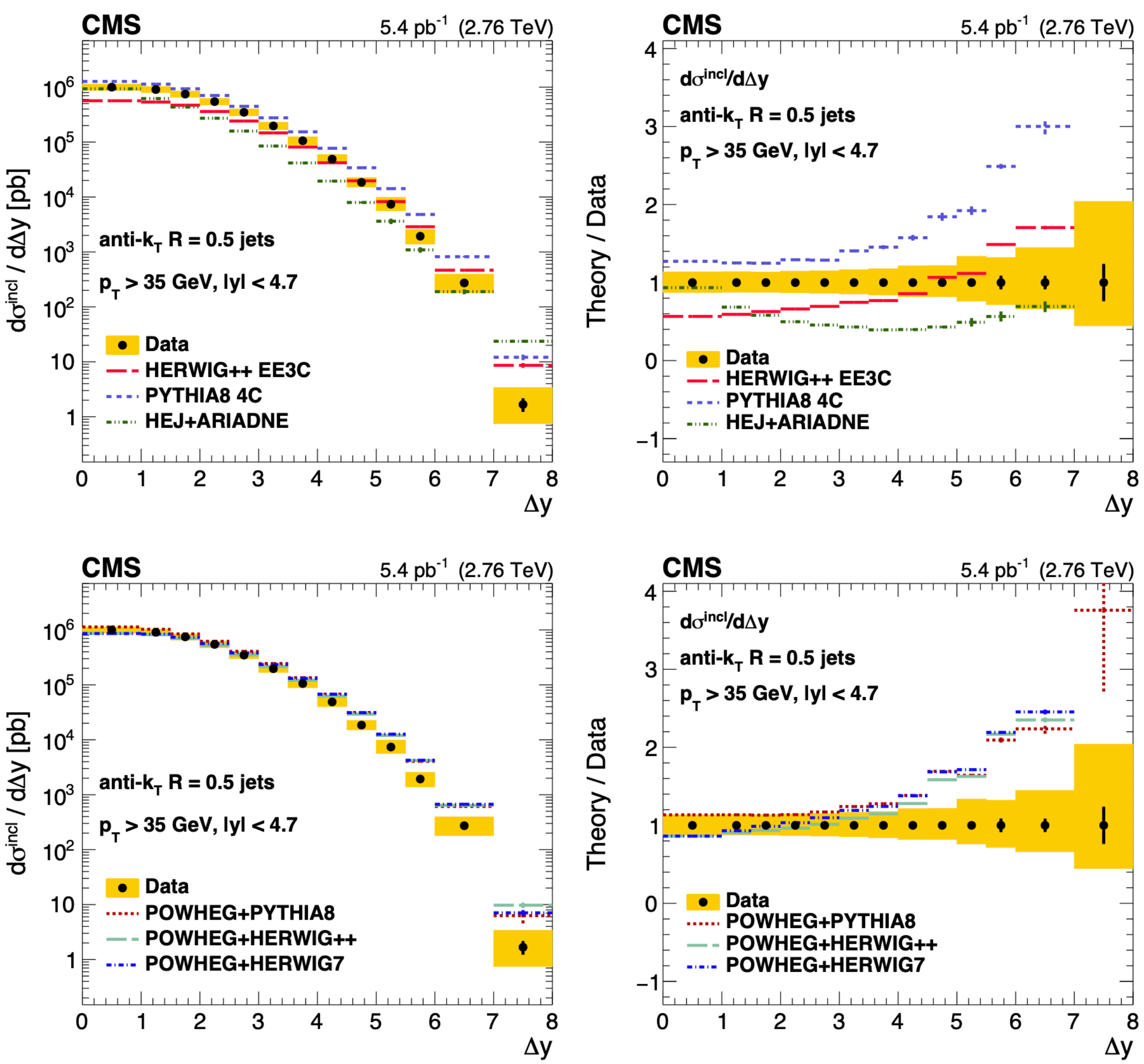
Двухструйные сечения при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ

$p_T > 35$ ГэВ

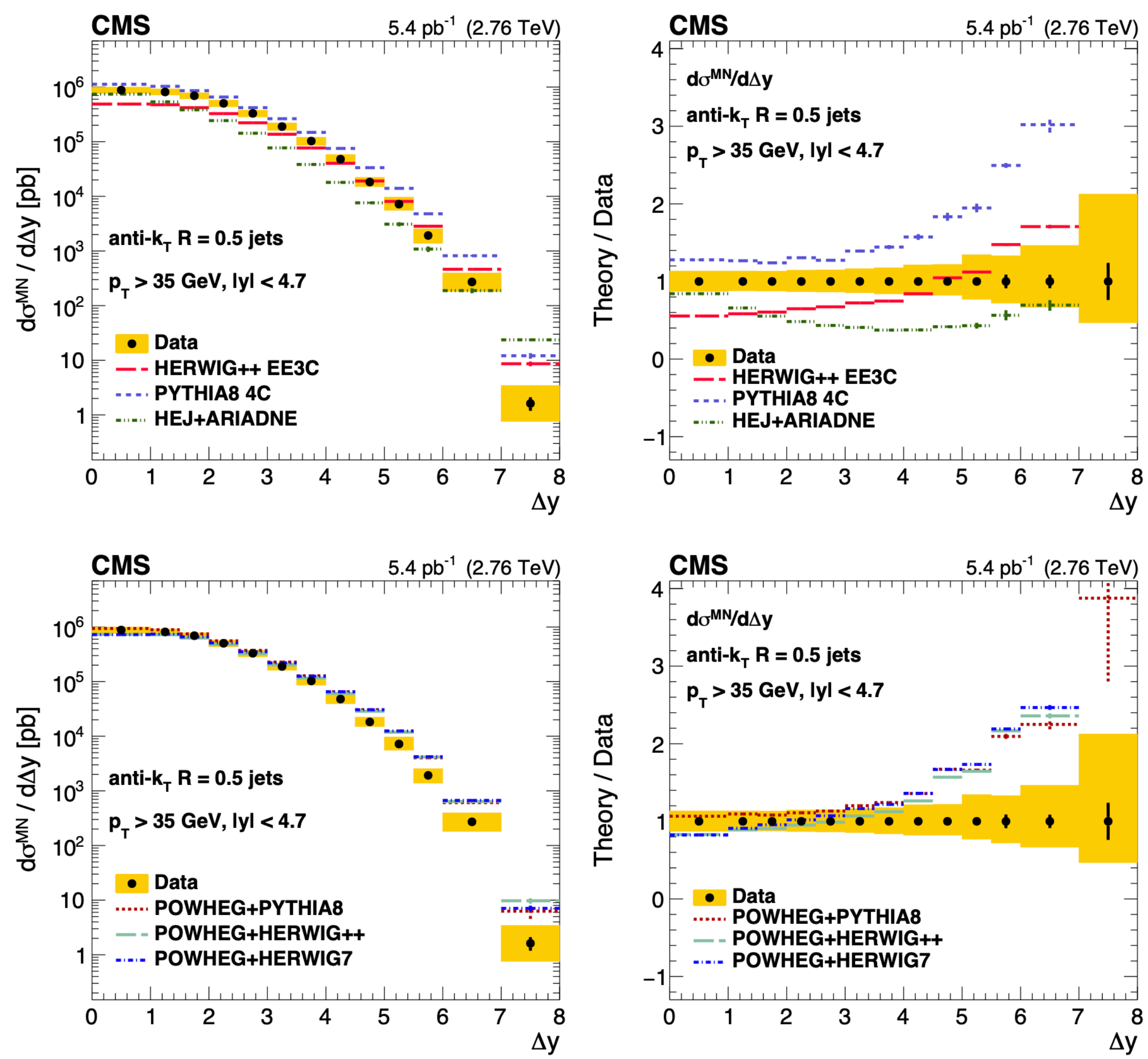
$\Delta y < 9.4$

CMS [JHEP03(2022)189]

$d\sigma^{incl}/d\Delta y$



$d\sigma^{MN}/d\Delta y$



Результаты измерений (2)

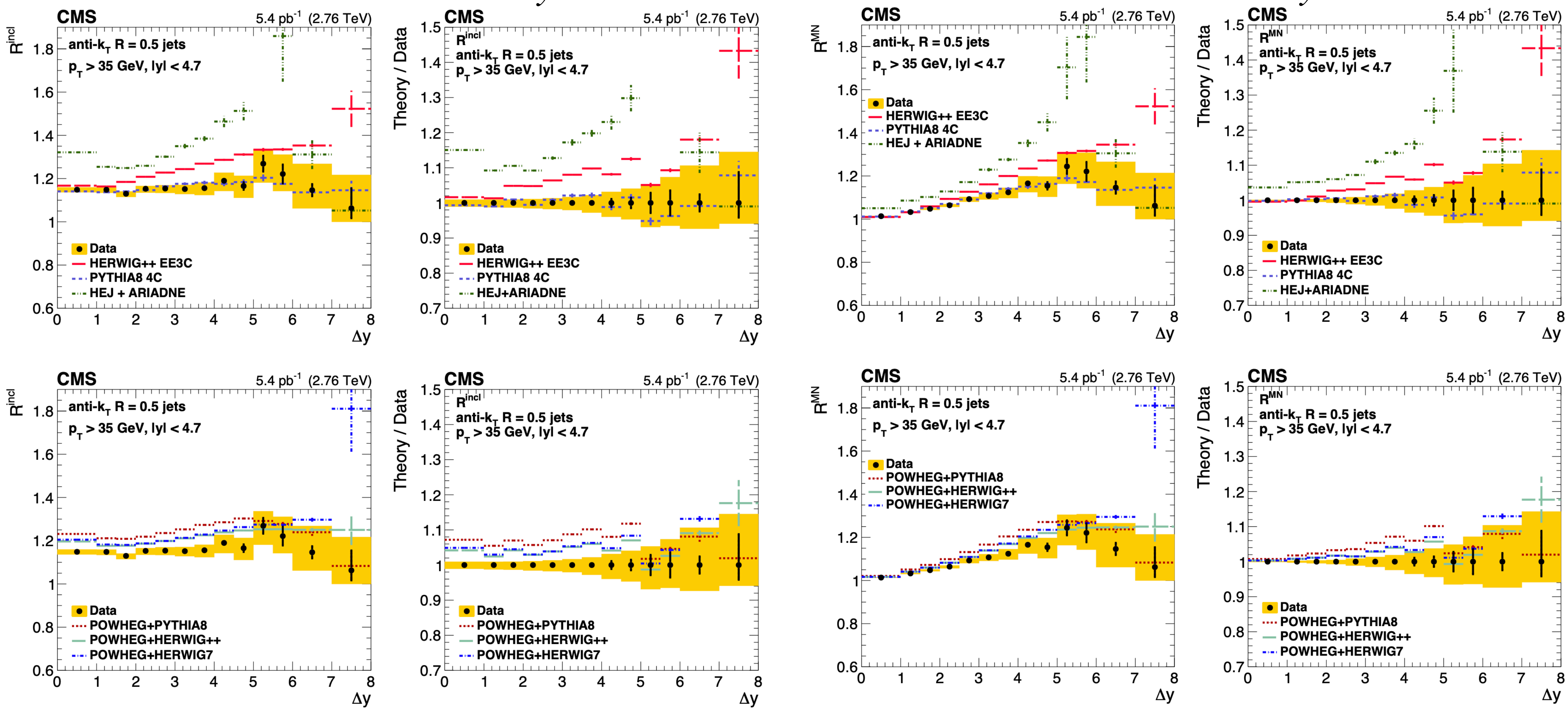
Отношения двухструйных сечений (“K-фактор”) при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ

CMS [JHEP03(2022)189]

$$R^{incl} = \frac{d\sigma^{incl}/d\Delta y}{d\sigma^{excl}/d\Delta y}$$

$p_T > 35$ ГэВ
$\Delta y < 9.4$

$$R^{MN} = \frac{d\sigma^{MN}/d\Delta y}{d\sigma^{excl}/d\Delta y}$$



Результаты измерений (3)

Отношения двухструйных сечений (“K-фактор”) при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ

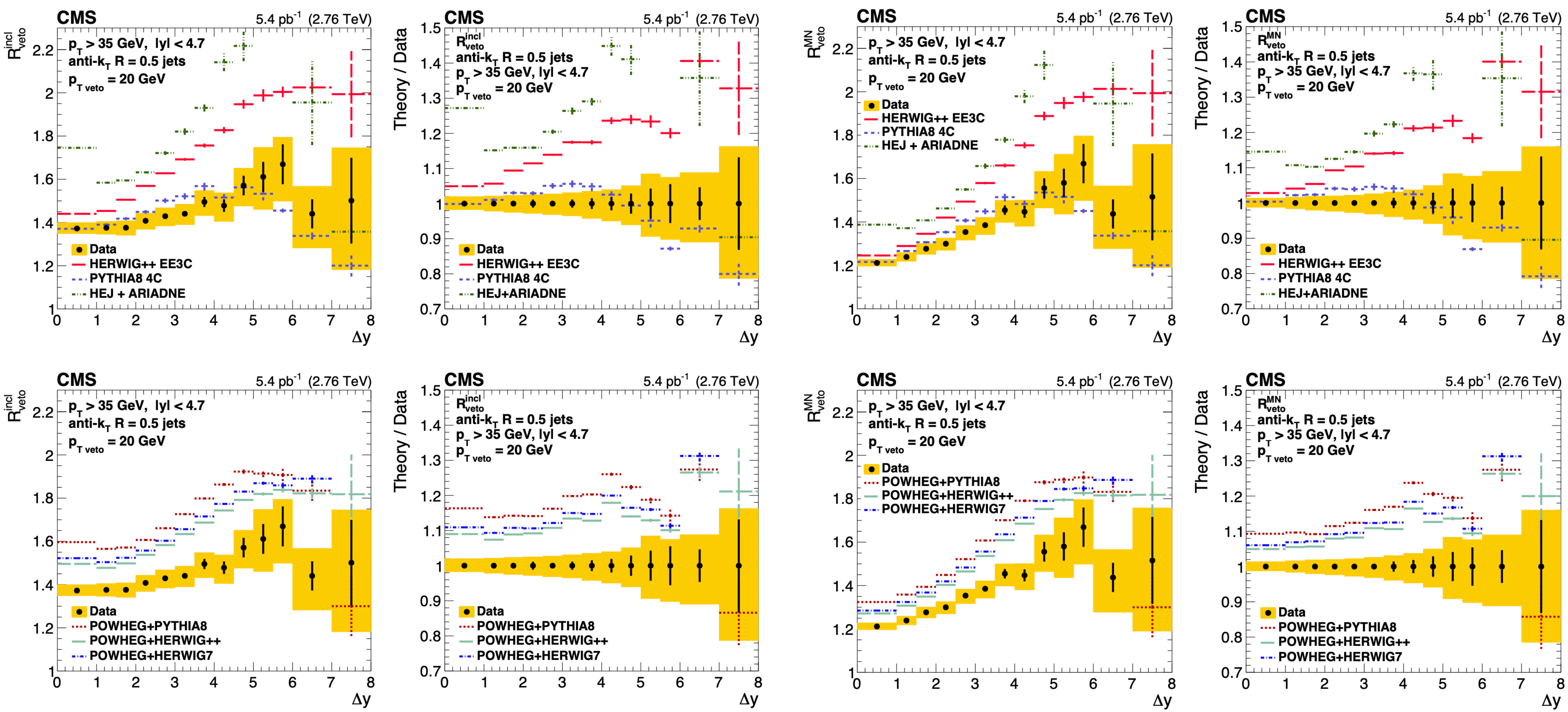
CMS [JHEP03(2022)189]

$$R^{incl}_{veto} = \frac{d\sigma^{incl}/d\Delta y}{d\sigma^{excl}_{veto}/d\Delta y}$$

$p_T > 35$ ГэВ

$\Delta y < 9.4$

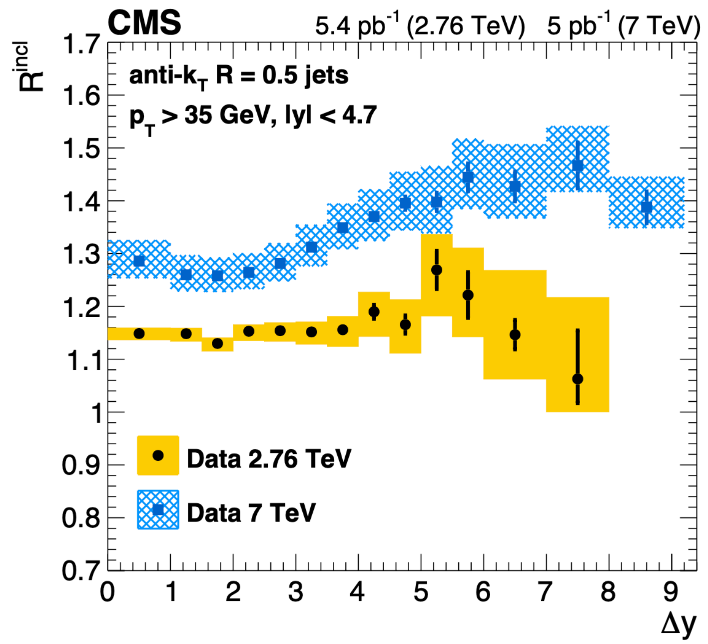
$$R^{MN}_{veto} = \frac{d\sigma^{MN}/d\Delta y}{d\sigma^{excl}_{veto}/d\Delta y}$$

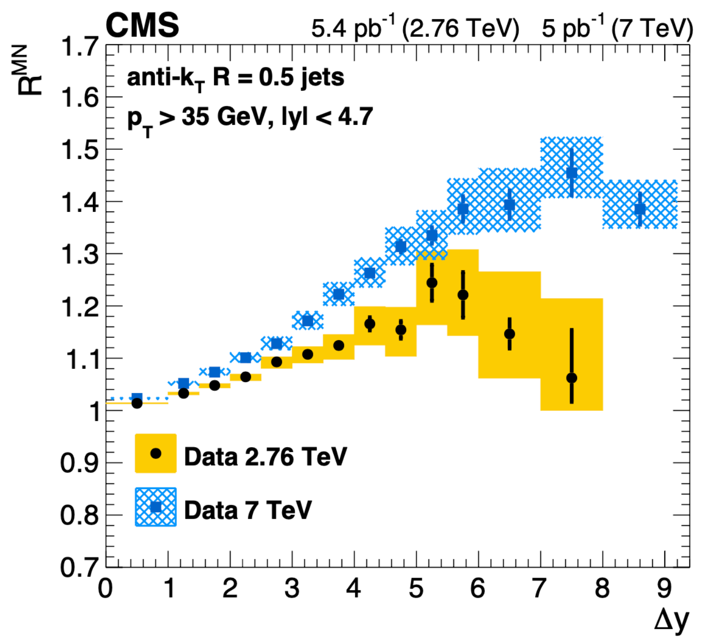


Результаты измерений (4)

Отношения двухструйных сечений (“К-фактор”) при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ и 7 ТэВ

CMS [JHEP03(2022)189]





$p_T > 35$ ГэВ

$\Delta y < 9.4$

- Ни один ГЛАПД генератор не описывает все наблюдаемые 2.76 ТэВ
- HEJ+ARIANDE - переоценивает рост “К-фактора”
- PYTHIA - дает лучшее описание “К-фактора”, но наблюдается отклонение для “К-фактора” с вето

Имеются указания на наличие эффектов БФКЛ

- Необходимы СГЛП БФКЛ расчеты для “К-фактора”
- Необходимы ГЛАПД предсказания без поправок учитывающих эффекты БФКЛ
- Необходимы измерения при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ (сечения, “К-фактор” и азимутальные декорреляции в процессе)

Выводы по измерениям на CMS при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ

- Получены новые указания на проявления эффектов БФКЛ в сечениях и отношениях двухструйных сечений при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ

Для более значимых выводов о наличии БФКЛ эффектов:

- Необходимы предсказания ГЛАПД без цветовой когерентности (без частичного учета эффектов БФКЛ)
- Необходимы СГЛП БФКЛ расчеты (аналитические и/или Монте Карло)

- Необходимы измерения при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ
- Поиск новых наблюдаемых

СГЛП БФКЛ расчет МН сечений (1)

$$\frac{d\sigma}{dy_1 dy_2 d^2\vec{p}_{T1} d^2\vec{p}_{T2}} = \sum_{ij}\int f_i(x_1,\mu_F) f_j(x_2,\mu_F)\frac{d\hat{\sigma}_{ij}(x_1x_2s,\mu_F,\mu_R)}{dy_1 dy_2 d^2\vec{p}_{T1} d^2\vec{p}_{T2}}$$

большие Δy: $f^{\rm eff}(x,\mu_F) = \frac{C_A}{C_F} f_g(x,\mu_F) + \sum_{i=q,\bar{q}} f_i(x,\mu_F),$

СГЛП БФКЛ

$$\frac{d\hat{\sigma}_{gg}}{dy_1 dy_2 d^2\vec{p}_{T1} d^2\vec{p}_{T2}} = \frac{x_{J1}x_{J2}}{(2\pi)^2}\int \frac{d^2\vec{q}_1}{\vec{q}_1^{\,2}} V_1(\vec{q}_1, x_1, \vec{p}_{T1}, x_{J1})$$

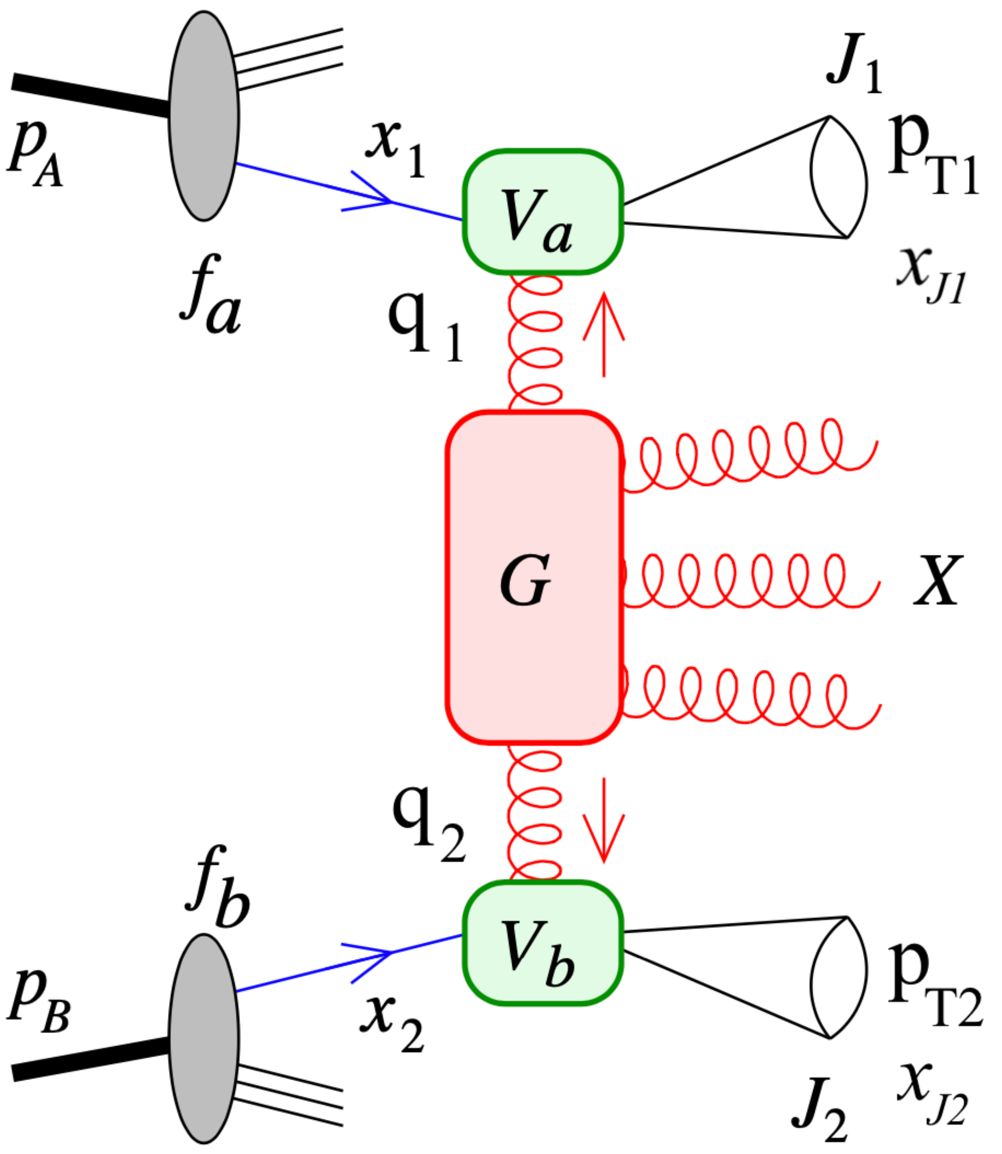
$$\times \int \frac{d^2\vec{q}_2}{\vec{q}_2^{\,2}} V_2(-\vec{q}_2, x_2, \vec{p}_{T2}, x_{J2})$$

$$\times \int_C \frac{d\omega}{2\pi i}\left(\frac{x_1x_2s}{s_0}\right)^{\omega} G_\omega(\vec{q}_1,\vec{q}_2),$$

$$\Phi(\vec{q},\vec{p}_T,x_J,\omega) \equiv \sum_i \int_0^1 dx f_i(x,\mu_F)\left(\frac{x}{x_J}\right)^{\omega} V_i(\vec{q},x,\vec{p}_T,x_J),$$

$$\Phi_{1,2}(n,\nu,\vec{p}_{T1,2},x_{J1,2},\omega) = \alpha_s(\mu_R)[c_{1,2}(n,\nu) + \bar{\alpha}_s(\mu_R)c_{1,2}^{(1)}(n,\nu)]$$

$$\frac{d\sigma}{dy_1 dy_2 d|\vec{p}_{T1}| d|\vec{p}_{T2}| d\phi_1 d\phi_2} = \frac{1}{(2\pi)^2}\left[\mathscr{C}_0 + \sum_{n=1}^{\infty} 2\cos(n\phi)\mathscr{C}_n\right]$$



СГЛП БФКЛ расчет МН сечений (2)

СГЛП БФКЛ

$$\frac{d\sigma}{dy_1 dy_2 d|\vec{p}_{T1}|d|\vec{p}_{T2}|d\phi_1 d\phi_2} = \frac{1}{(2\pi)^2}\left[\mathscr{C}_0 + \sum_{n=1}^{\infty} 2\cos(n\phi)\mathscr{C}_n\right]$$

$$\mathscr{C}_n = \frac{x_{J1}x_{J2}}{|\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|}\int_{-\infty}^{+\infty} d\nu e^{(Y-Y_0)\bar{\alpha}_s(\mu_R)\chi(n,\nu)}\alpha_s^2(\mu_R)c_1(n,\nu)c_1(n,\nu)\left[1 + \bar{\alpha}_s(\mu_R)\left(\frac{\bar{c}_1^{(1)}(n,\nu)}{c_1(n,\nu)} + \frac{\bar{c}_2^{(1)}(n,\nu)}{c_2(n,\nu)}\right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{\beta_0}{2N_c}\left(\frac{5}{3} + \ln\frac{\mu_R^2}{|\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|}\right)\right) + \bar{\alpha}_s^2(\mu_r)\ln\frac{x_{J1}x_{J2}s}{s_0}\left\{\bar{\chi}(n,\nu) + \frac{\beta_0}{4N_c}\chi(n,\nu)\left(-\frac{\chi(n,\nu)}{2} + \frac{5}{3} + \ln\frac{\mu_R^2}{|\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|}\right)\right\}\right]$$

where

$Y = y_1 - y_2 = \ln\frac{x_{J1}x_{J2}s}{|\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|}$ and $Y_0 = \ln\frac{s_0}{|\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|}$

$$\frac{d\sigma}{dy_1 dy_2 d|\vec{p}_{T1}|d|\vec{p}_{T2}|} = \mathscr{C}_0$$

- СГЛП БФКЛ содержит неоднозначность, связанную с выбором схемы и масштаба ультрафиолетовой перенормировки

БФКЛП процедура (1)

Обобщение процедуры выбора оптимального масштаба Бродского-Лепажа-Маккензи (БЛМ) [Phys. Rev. D 28 (1983) 229].

Бродский-Фадин-Ким-Липатов-Пивоваров (БФКЛП) [JETP Lett. 70 (1999) 155-160]

Неоднозначность связана с большими эффектами бегущей константы связи и неабелевостью КХД

$\Rightarrow$ необходимо использовать физическую схему перенормировки, в которой неабелев вклад присутствует в главном порядке теории возмущений

(MOM).

MOM и $\overline{\text{MS}}$ связаны:

$$\alpha_s^{\overline{\text{MS}}} = \alpha_s^{\text{MOM}}\left(1 + \frac{\alpha_s^{\text{MOM}}}{\pi}(T^\beta + T^{\text{conf}})\right),$$

$$T^\beta = -\frac{\beta_0}{2}\left(1 + \frac{2}{3}I\right),$$

$$T^{\text{conf}} = \frac{C_A}{8}\left[\frac{17}{2}I + \frac{3}{2}(I-1)\xi + \left(1 - \frac{1}{3}I\right)\xi^2 - \frac{1}{6}\xi^3\right],$$

где $I \approx 2.3439$, ξ - калибровочный параметр

БФКЛП процедура (2)

Перейти в MOM схему, разделить конформную (β_0 -независимою) и неконформную (β_0 -зависимую) части:

$$\mathscr{C}_n^{\mathrm{MOM}} = \frac{x_{J1}x_{J2}}{|\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|}\int_{-\infty}^{+\infty} d\nu e^{(Y-Y_0)\bar{\alpha}_s^{\mathrm{MOM}}(\mu_R)\chi(n,\nu)}\left(\alpha_s^{\mathrm{MOM}}(\mu_R)\right)^2 c_1(n,\nu)c_2(n,\nu)$$
$$\times\left[1+\bar{\alpha}_s(\mu_R)\left(\frac{\bar{c}_1^{(1)}(n,\nu)}{c_1(n,\nu)}+\frac{\bar{c}_2^{(1)}(n,\nu)}{c_2(n,\nu)}+\frac{2T^{\mathrm{conf}}}{N_c}+\frac{\beta_0}{2N_c}\left(\frac{5}{3}+\ln\frac{\mu_R^2}{|\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|}-2\left(1+\frac{2}{3}I\right)\right)\right)\right.$$
$$\left.+\left(\bar{\alpha}_s^{\mathrm{MOM}}(\mu_R)\right)^2\ln\frac{x_{J1}x_{J2}s}{s_0}\left\{\bar{\chi}(n,\nu)+\frac{T^{\mathrm{conf}}}{N_c}\chi(n,\nu)+\frac{\beta_0}{4N_c}\chi(n,\nu)\left(-\frac{\chi(n,\nu)}{2}+\frac{5}{3}+\ln\frac{\mu_R^2}{|\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|}-2\left(1+\frac{2}{3}I\right)\right)\right\}\right],$$

Выбрать μ_R масштаб так, чтобы неконформная часть занулилась

$$\mathscr{C}_n^{\beta} = \frac{x_{J1}x_{J2}}{|\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|}\int_{-\infty}^{+\infty} d\nu e^{(Y-Y_0)\bar{\alpha}_s^{\mathrm{MOM}}(\mu^{\mathrm{BFKLP}})\chi(n,\nu)}\left(\alpha_s^{\mathrm{MOM}}(\mu^{\mathrm{BFKLP}})\right)^3 c_1(n,\nu)c_2(n,\nu)$$
$$\times\frac{\beta_0}{2N_c}\left[\frac{5}{3}+\ln\frac{(\mu^{\mathrm{BFKLP}})^2}{|\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|}-2\left(1+\frac{2}{3}I\right)+\bar{\alpha}_s^{\mathrm{MOM}}(\mu^{\mathrm{BFKLP}})\ln\frac{x_{J1}x_{J2}s}{s_0}\frac{\chi(n,\nu)}{2}\right.$$
$$\left.\times\left(-\frac{\chi(n,\nu)}{2}+\frac{5}{3}+\ln\frac{(\mu^{\mathrm{BFKLP}})^2}{|\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|}-2\left(1+\frac{2}{3}I\right)\right)\right]=0,$$

Приближенный БФКЛП масштаб

Case a:

F. Caporale, D. Yu. Ivanov, B. Murdaca & A. Papa
[Phys. Rev. D 91 (2015) 114009]

$$(\mu_a^{\mathrm{BFKLP}})^2 = |\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|\exp\left[2\left(1+\frac{2}{3}I\right)-\frac{5}{3}\right],$$

$$\mathscr{C}_a^{\mathrm{BFKLP}} = \frac{x_{J1}x_{J2}}{|\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|}\times\int_{-\infty}^{+\infty} d\nu e^{(Y-Y_0)\overline{\alpha}_s^{\mathrm{MOM}}\left(\mu_a^{\mathrm{BFKLP}}\right)\left[\chi(n,\nu)+\overline{\alpha}_s^{\mathrm{MOM}}(\mu_a^{\mathrm{BFKLP}})\left(\bar{\chi}(n,\nu)+\frac{T^{\mathrm{conf}}}{N_c}\chi(n,\nu)-\frac{\beta 0}{8N_c}\chi^2(n,\nu)\right)\right]}$$

$$\times(\alpha_s^{\mathrm{MOM}}(\mu_a^{\mathrm{BFKLP}}))^2 c_1(n,\nu)c_2(n,\nu)\times\left[1+\overline{\alpha}_s^{\mathrm{MOM}}(\mu_a^{\mathrm{BFKLP}})\left\{\frac{\bar{c}_1^{(1)}(n,\nu)}{c_1(n,\nu)}+\frac{\bar{c}_2^{(1)}(n,\nu)}{c_2(n,\nu)}+\frac{2T^{\mathrm{conf}}}{N_c}\right\}\right]$$

Case b:

$$(\mu_b^{\mathrm{BFKLP}})^2 = |\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|\exp\left[2\left(1+\frac{2}{3}I\right)-\frac{5}{3}+\frac{1}{2}\chi(n,\nu)\right],$$

$$\mathscr{C}_b^{\mathrm{BFKLP}} = \frac{x_{J1}x_{J2}}{|\vec{p}_{T1}||\vec{p}_{T2}|}\times\int_{-\infty}^{+\infty} d\nu e^{(Y-Y_0)\overline{\alpha}_s^{\mathrm{MOM}}\left(\mu_b^{\mathrm{BFKLP}}\right)\left[\chi(n,\nu)+\overline{\alpha}_s^{\mathrm{MOM}}(\mu_b^{\mathrm{BFKLP}})\left(\bar{\chi}(n,\nu)+\frac{T^{\mathrm{conf}}}{N_c}\chi(n,\nu)\right)\right]}$$

$$\times(\alpha_s^{\mathrm{MOM}}(\mu_b^{\mathrm{BFKLP}}))^2 c_1(n,\nu)c_2(n,\nu)\times\left[1+\overline{\alpha}_s^{\mathrm{MOM}}(\mu_b^{\mathrm{BFKLP}})\left\{\frac{\bar{c}_1^{(1)}(n,\nu)}{c_1(n,\nu)}+\frac{\bar{c}_2^{(1)}(n,\nu)}{c_2(n,\nu)}+\frac{2T^{\mathrm{conf}}}{N_c}+\frac{\beta_0}{4N_c}\chi(n,\nu)\right\}\right],$$

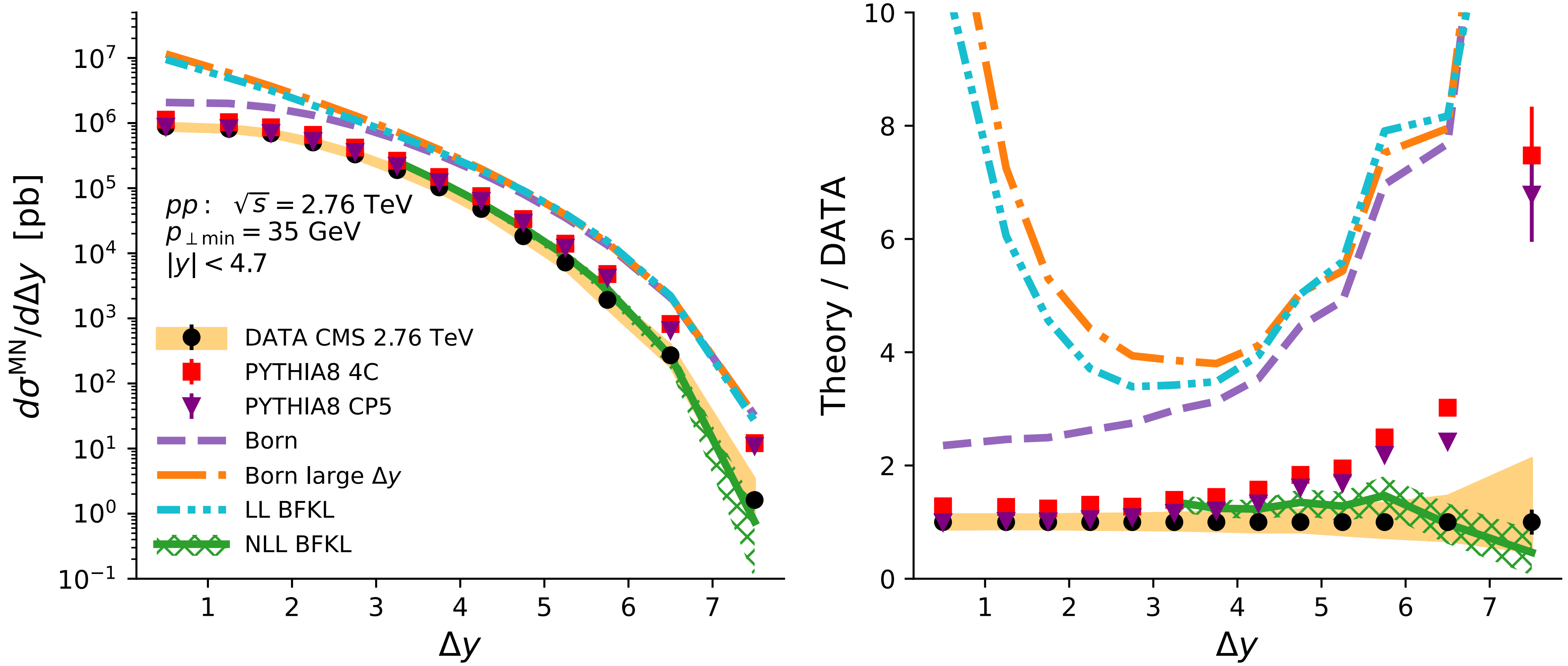
Case (a) лучше воспроизводит μ^{BFKLP}для $\mathscr{C}_0$

F. G. Celiberto, D. Yu. Ivanov, B. Murdaca & A. Papa
[Phys. Rev. D 91 (2015) 114009]

Case (a) $\Rightarrow$ оценка MH сечения; Case (a) - Case(b) $\Rightarrow$ Оценка неопределености

Первое сравнение: СГЛП БФКЛ для МН сечений при 2.76 ТэВ

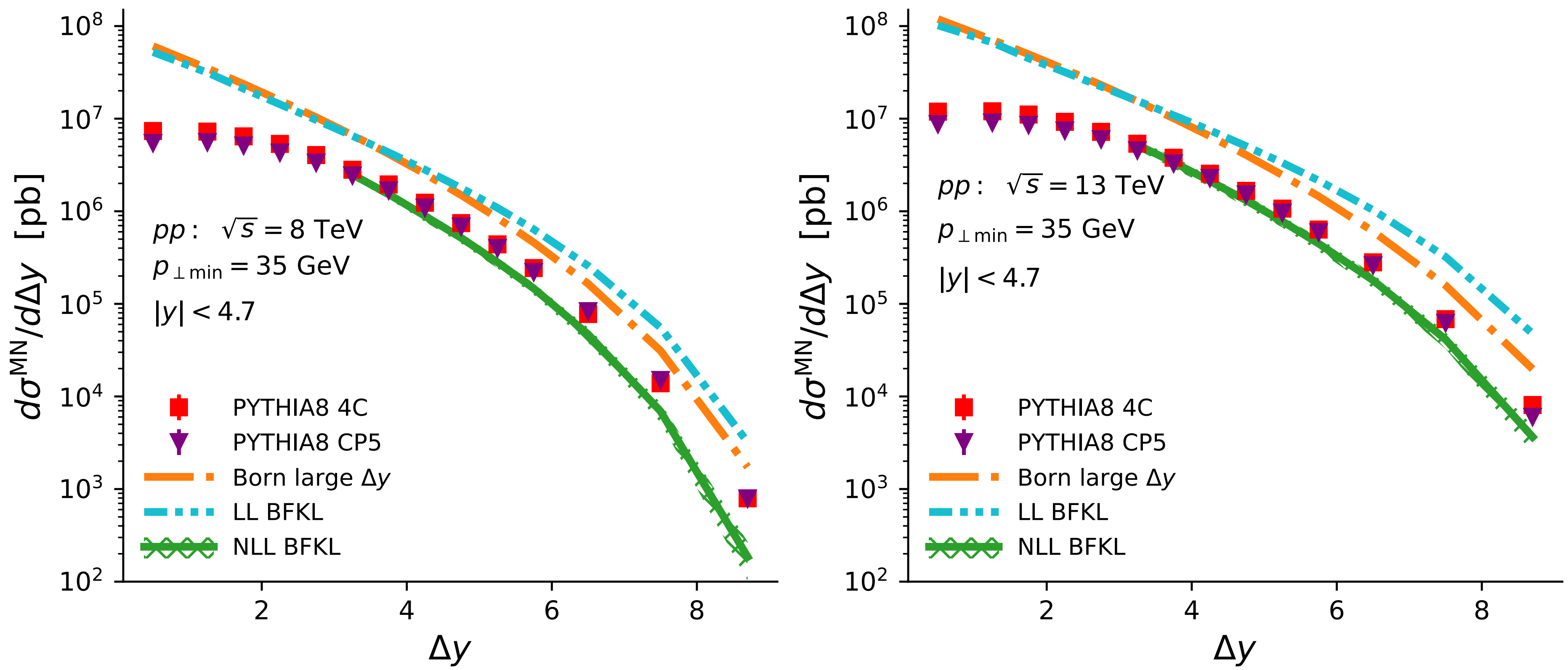
А. Ю. Е. and В. Т. Ким [Phys. Rev. D 108 (2023) 014010]



- СГЛП БФКЛ расчет согласуется с данными при больших Δy
- Все другие расчеты основанные на ГП+ГЛП ГЛАПД переоценивают данные CMS при больших Δy (Born, PYTHIA8, HERWIG [JHEP03(2022)189])
- СГП+ГЛП ГЛАПД POWHEG+PYTHIA8/HERWIG переоценивает CMS данные при больших Δy [JHEP03(2022)189].

Предсказания при 8 и 13 TeV

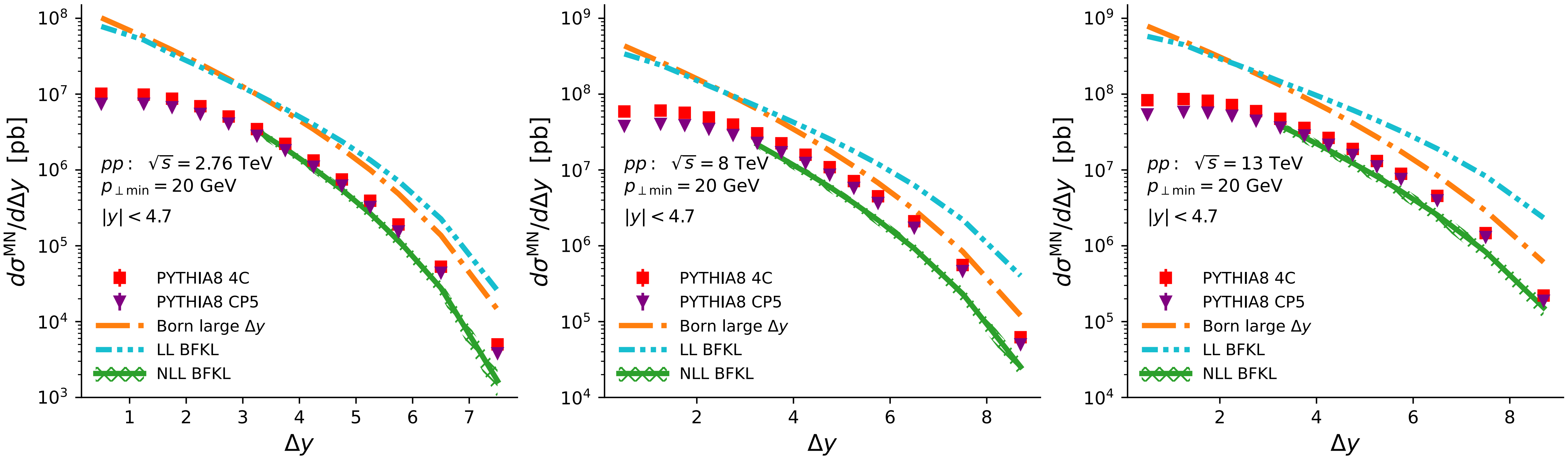
А. Ю. Е. and В. Т. Ким [Phys. Rev. D 108 (2023) 014010]



- СГЛП БФКЛ предсказывает наименьшие значения МН сечений при больших Δy
- Разница между Born (ГП+ГЛП ГЛАПД) и LL BFKL (ГЛП БФКЛ) увеличивается с $\sqrt{s}$ и $\Delta y \Rightarrow$ усиление ожидаемых эффектов БФКЛ с увеличением $\sqrt{s}$ и Δy

СГЛП БФКЛ для МН сечений с пониженным $p_{\perp \min}$ = 20 ГэВ/с при 2.76, 8 и 13 ТэВ

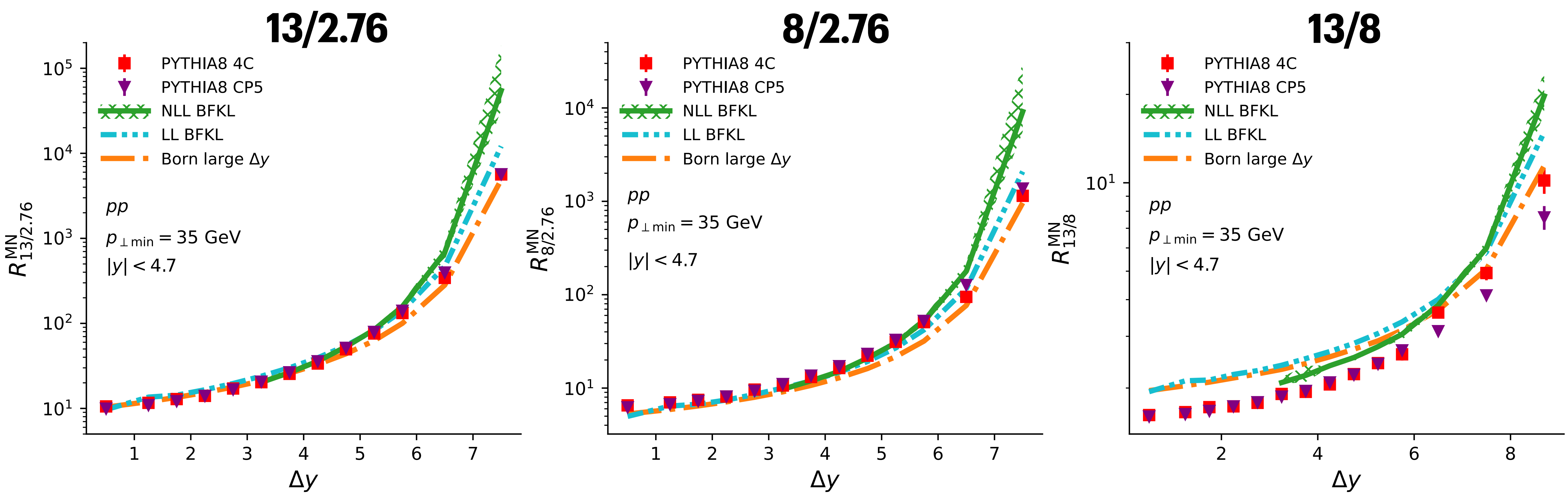
А. Ю. Е. and В. Т. Ким [Phys. Rev. D 108 (2023) 014010]



- СГЛП БФКЛ предсказывает наименьшие значения МН сечений при больших Δy
- Понижение $p_{\perp \min} \Rightarrow$ увеличение чувствительности к БФКЛ эффектам

СГЛП БФКЛ для отношений МН сечений при разных энергиях, $p_{\perp \min}$ = 35 ГэВ/с

А. Ю. Е. and В. Т. Ким [Phys. Rev. D 108 (2023) 014010]

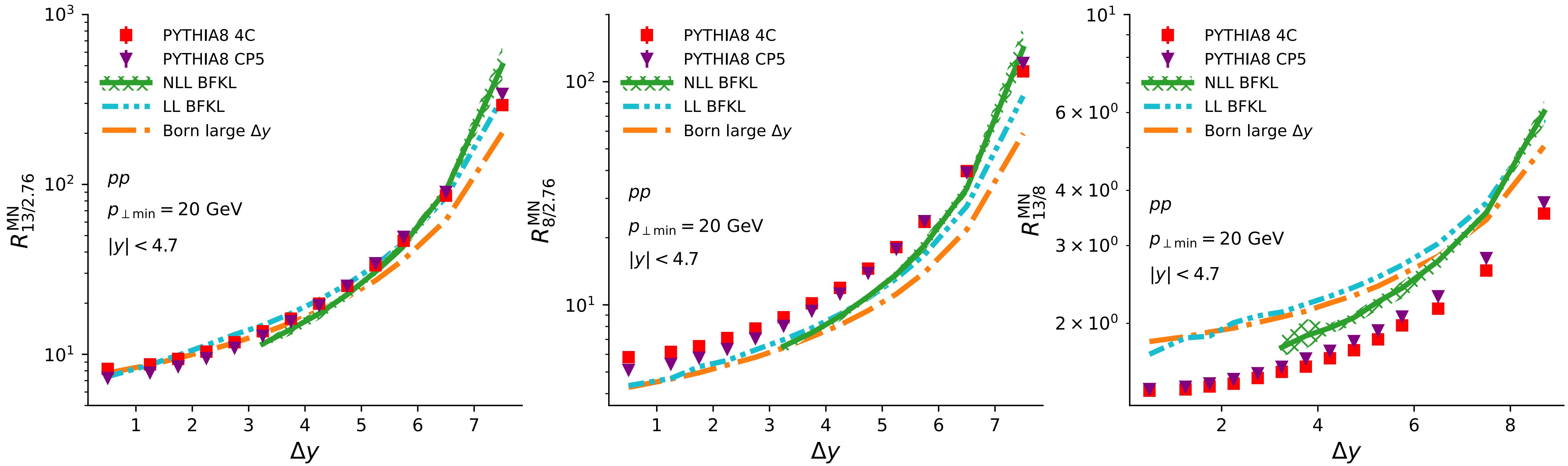


- СГЛП БФКЛ предсказывает наибыстрейший рост с Δy
- Предсказания ГЛАПД и БФКЛ расчетов хорошо разделимы при больших Δy
- Эти отношения чувствительны к эффектам БФКЛ

СГЛП БФКЛ для отношений МН сечений при разных энергиях, $p_{\perp\min}$ = 20 ГэВ/с

А. Ю. Е. and В. Т. Ким [Phys. Rev. D 108 (2023) 014010]

13/2.76 **8/2.76** **13/8**



- СГЛП БФКЛ предсказывает наибыстрейший рост с Δy
- Предсказания ГЛАПД и БФКЛ расчетов хорошо разделимы при больших Δy
- Эти отношения чувствительны к эффектам БФКЛ

Выводы по сравнению СГЛП БФКЛ расчета и МН сечений

- Представлено первое сравнение СГЛП БФКЛ расчета с измерениями МН сечений при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ
- СГЛП БФКЛ расчет согласуется с результатами измерений CMS в то время как все остальные расчеты переоценивают результаты измерений при больших Δy
- Отношения МН сечений при разных энергиях - наблюдаемя чувствительная к эффектам БФКЛ эволюции
- Даны предсказания, которые могут быть измерены на LHC

Учет вето на основе БМС эволюции

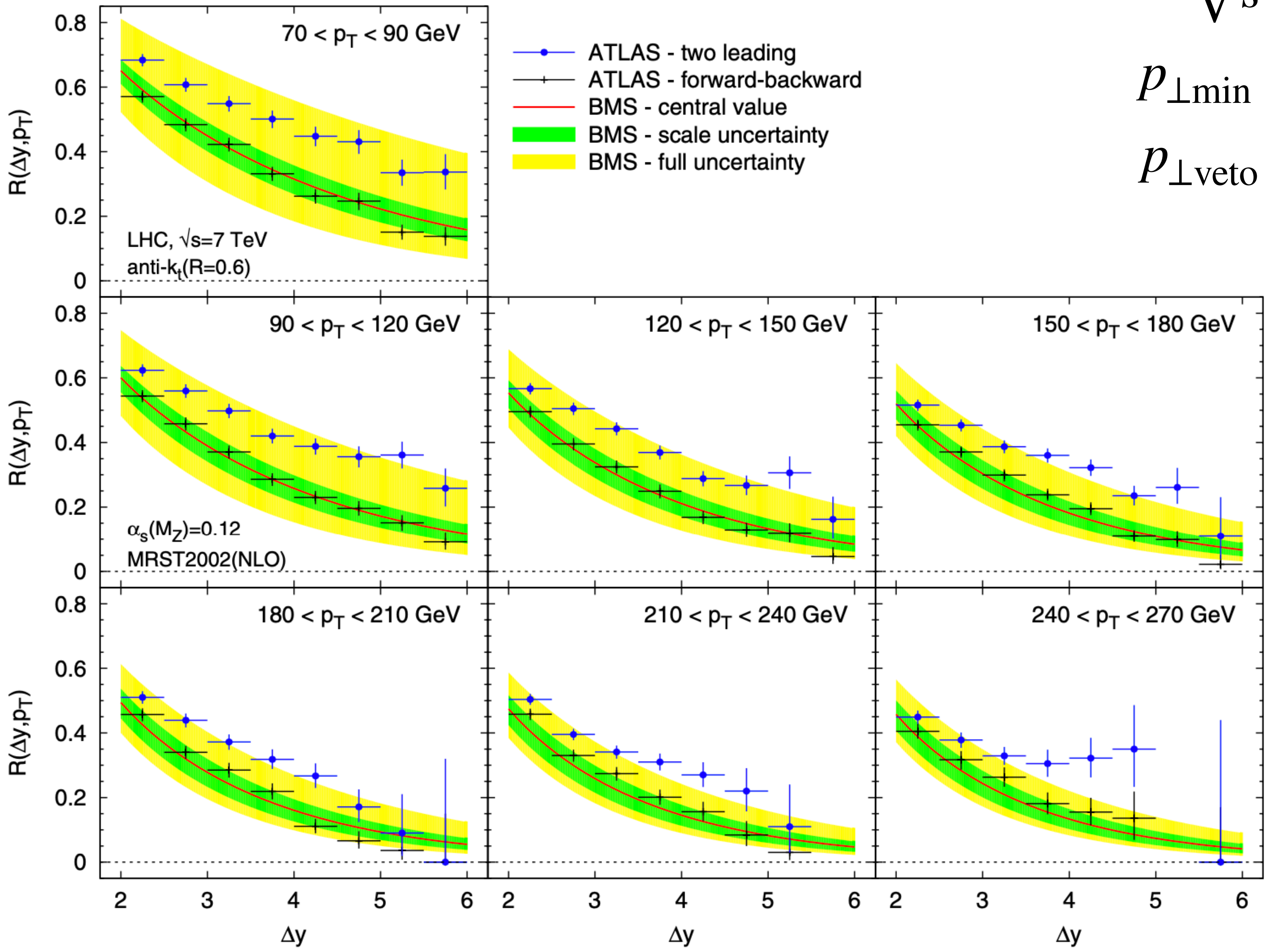
Y.Hatta et al. (2013) [Phys. Rev. D 87, 054016]

Банфи-Маркезини-Смай (БМС) [JHEP 08 (2002) 006]

$$\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$$

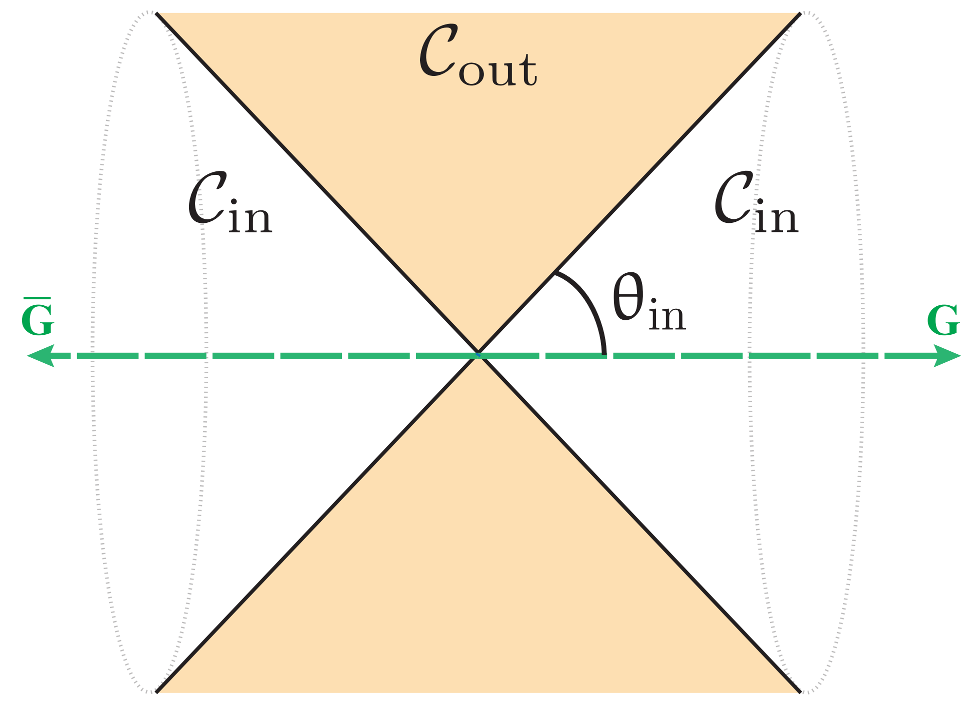
$$p_{\perp\min} = 70 \text{ ГэВ/с}$$

$$p_{\perp\text{veto}} = 20 \text{ ГэВ/с}$$



Уравнение БМС

Банфи-Маркезини-Смай (БМС) [JHEP 08 (2002) 006]



$$P_{out}(Q, E_{out}) = \sum_n \int \frac{d\sigma_n}{\sigma_T} \Theta\left(E_{out} - \sum_{out} q_{ti}\right)$$

Мягкие глюоны, большое N_c, упорядочение по p_T;

Излучение на большой угол, Судаковские и не-глобальные логарифмы;

$$\partial_\tau P_{ab}(\tau) = -(\partial_\tau R_{ab}) P_{ab} + \int_{in} \frac{d\Omega_q}{4\pi} w_{ab}(q) [P_{aq}(\tau) P_{qb}(\tau) - P_{ab}(\tau)]$$

$$\tau = \int_{Q_{\rm veto}}^{Q} \frac{dq_t}{q_t} \frac{\alpha_s(q_t) C_A}{\pi}; \qquad Q_{\rm veto} = p_{\perp \rm veto}; \qquad w_{ab}(q) = \frac{1 - \cos\theta_{ab}}{(1 - \cos\theta_{aq})(1 - \cos\theta_{qb})}$$

$$R_{ab}(\tau) = \int_{Q_{\rm veto}}^{Q} \frac{dq_t}{q_t} \bar{\alpha}_s(q_t) \int_{out} \frac{d\Omega_q}{4\pi} w_{ab}(q) \approx \tau f_{ab};$$

Межструйное вето

$$\frac{d\sigma^{veto}}{d\Delta y d^2 p_T} = \sum_{ij}^{q,\bar{q},g} \int_{\bar{y}_{min}(p_T,\Delta y)}^{\bar{y}_{max}(p_T,\Delta y)} d\bar{y} x_1 f_i(x_1, p_T) x_2 f_j(x_2, p_T) \frac{1}{\pi} \frac{d\hat{\sigma}_{ij}^{veto}}{d\hat{t}}$$

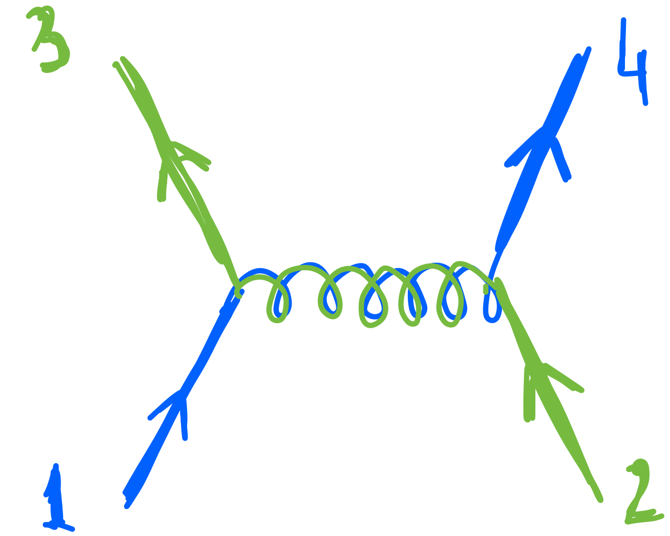
в пределе большого N_c, в одноглюонном обмене,

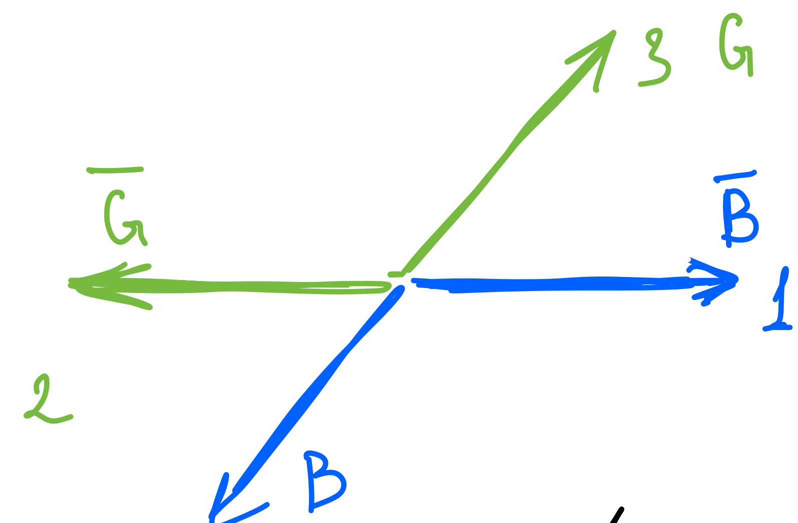
цвет течет от $1 \rightarrow 4$ и $2 \rightarrow 3$

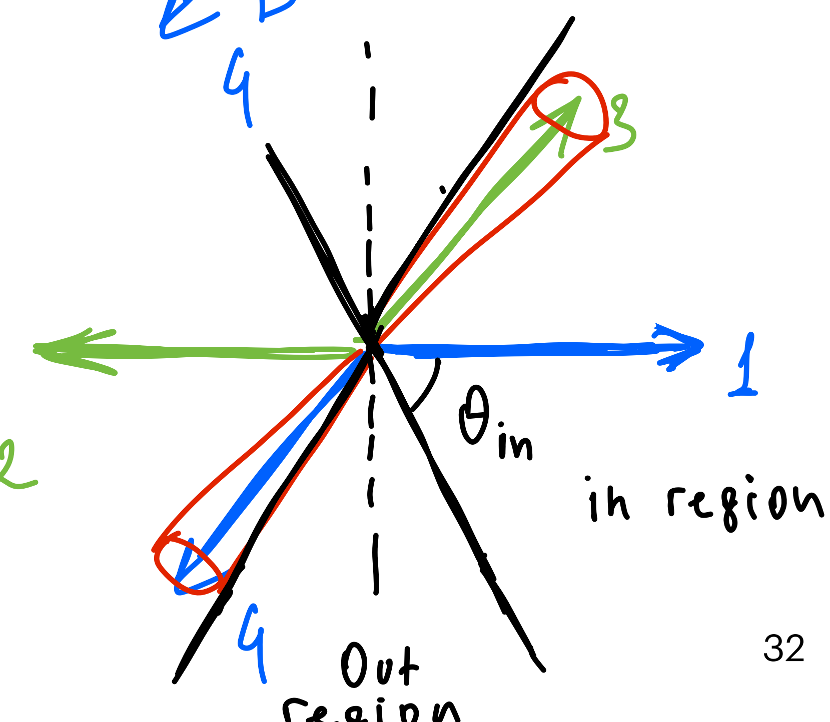
$$\frac{d\hat{\sigma}_{qq'}^{veto}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2}(h^A(\hat{s},\hat{t},\hat{u})P_{14}P_{23} + h^A(\hat{s},\hat{u},\hat{t})P_{13}P_{24})$$

$$h^A(\hat{s},\hat{t},\hat{u}) = g^4 \frac{C_F}{N_c}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}\right)$$

$$y_{in} = \frac{\Delta y}{2} - R_{jet} \qquad y_{in} = -\log\tan\left(\frac{\theta_{in}}{2}\right)$$







Струйное вето

$$y_{bound} = 4.7$$

$$\partial_\tau P_{ab}(\tau) = -(\partial_\tau R_{ab}) P_{ab} + \int_{C_{in}} \frac{d\Omega_q}{4\pi} w_{ab}(q) [P_{aq}(\tau) P_{qb}(\tau) - P_{ab}(\tau)]$$

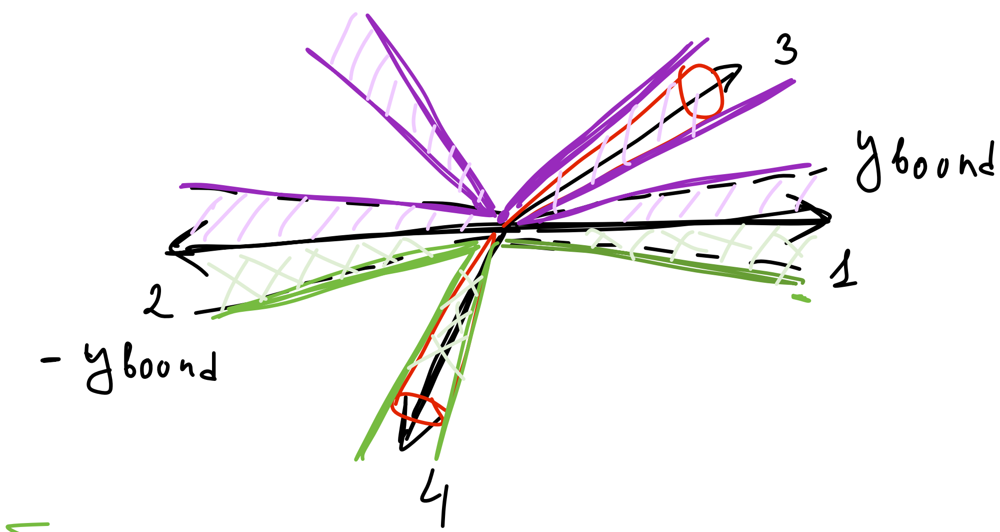
$$R_{ab}(\tau) = \int_{E_{out}}^{Q} \frac{dq_t}{q_t} \bar{\alpha}_s(q_t) \int_{C_{out}} \frac{d\Omega_q}{4\pi} w_{ab}(q) \approx \tau f_{ab C_{out}}$$

До C_{out} определялось Δy (100 Систем)

Теперь C_{out} - функция типа диполя, а так же:

$y_{bound}, Y, \Delta y$

(100x100x6 = 60k Систем)



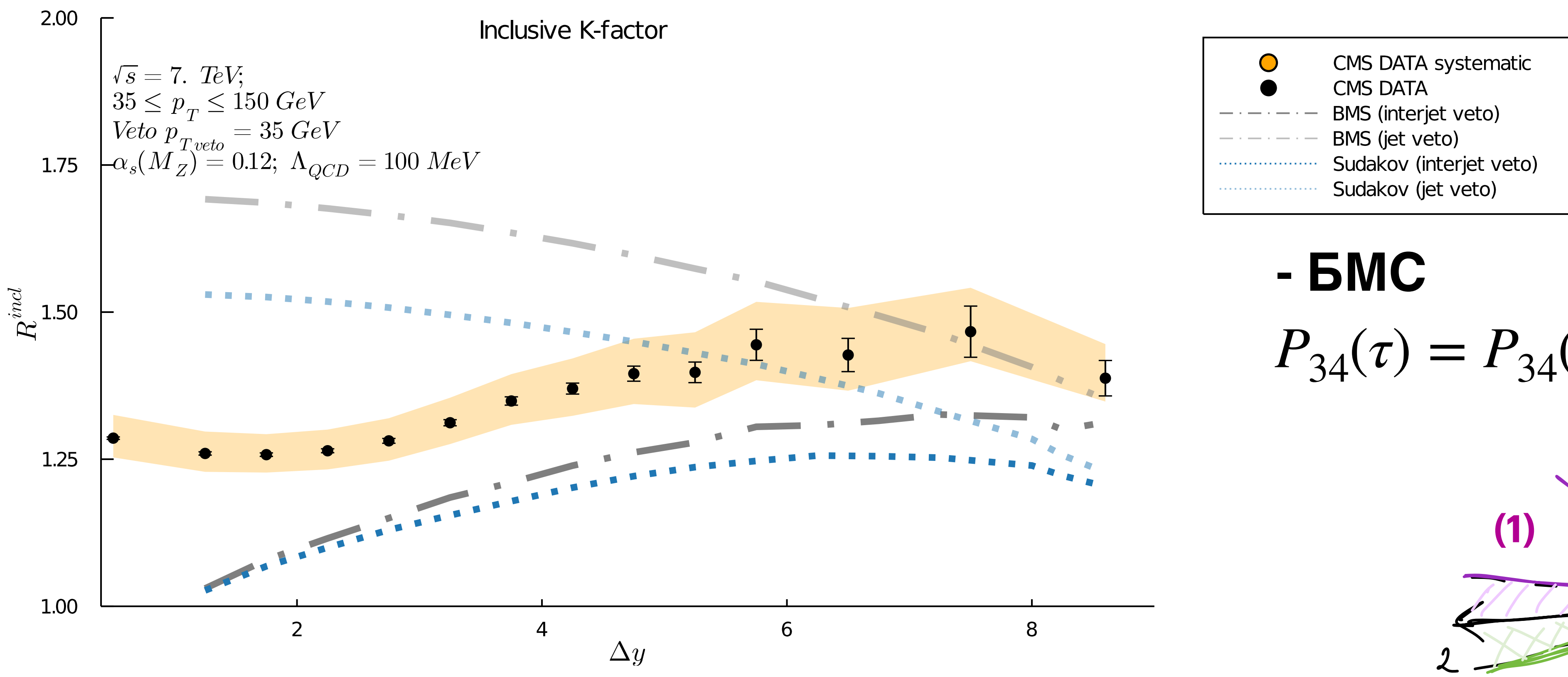
Σ_{24} $C_{out} \in [-y_{bound}, y_4 - R]$
$[y_4 + R, y_{bound}]$

Σ_{34} $C_{out} \in [-y_{bound}, y_4 - R]$
$[y_4 + R, y_3 - R]$
$[y_3 + R, y_{bound}]$

Результаты

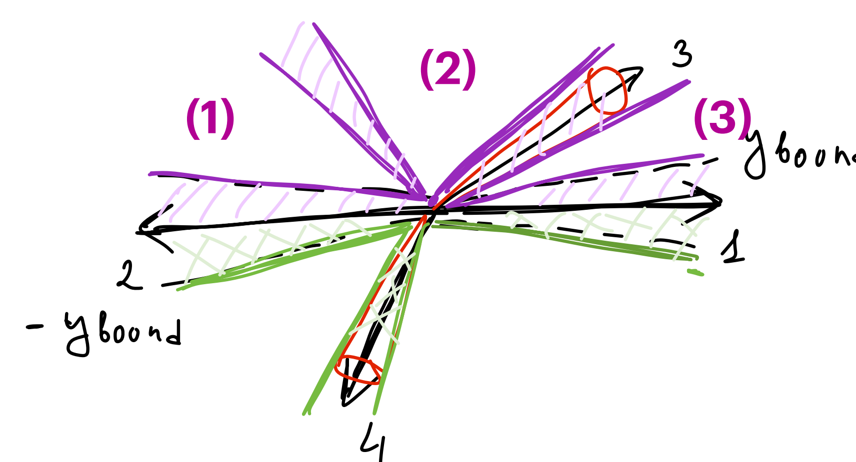
Sudakov and BMS

А. Ю. Е. и В. Т. Ким [J. Phys. Conf. Ser 1690 (2020) 012158]



- **БМС**

$$P_{34}(\tau) = P_{34}(\tau)^{(1)} P_{34}(\tau)^{(2)} P_{34}(\tau)^{(3)}$$



- Судаков: $\partial_\tau P_{ab}(\tau) = -(\partial_\tau R_{ab}) P_{ab}$

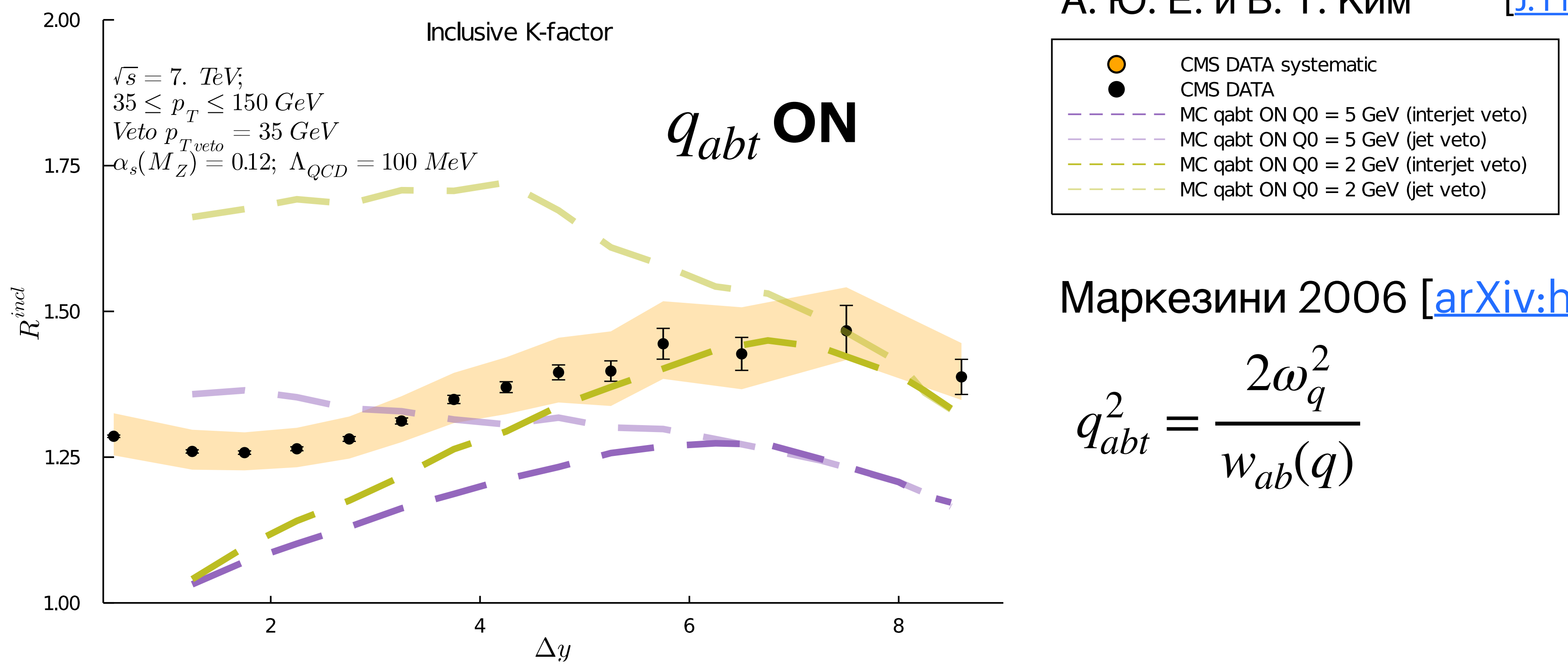
$$R_{ab}(\tau) = \int_{p_{\perp \mathrm{veto}}}^{Q} \frac{dq_t}{q_t} \bar{\alpha}_s(q_t) \int_{C_{out}} \frac{d\Omega_q}{4\pi} w_{ab}(q) \approx \tau f_{ab C_{out}}$$

Σ_{24} $C_{out} \in [-y_{bound}, y_4 - R]$ $[y_4 + R, y_{bond}]$

Σ_{34} $C_{out} \in [-y_{bound}, y_4 - R]$ $[y_4 + R, y_3 - R]$ $[y_3 + R, y_{bound}]$

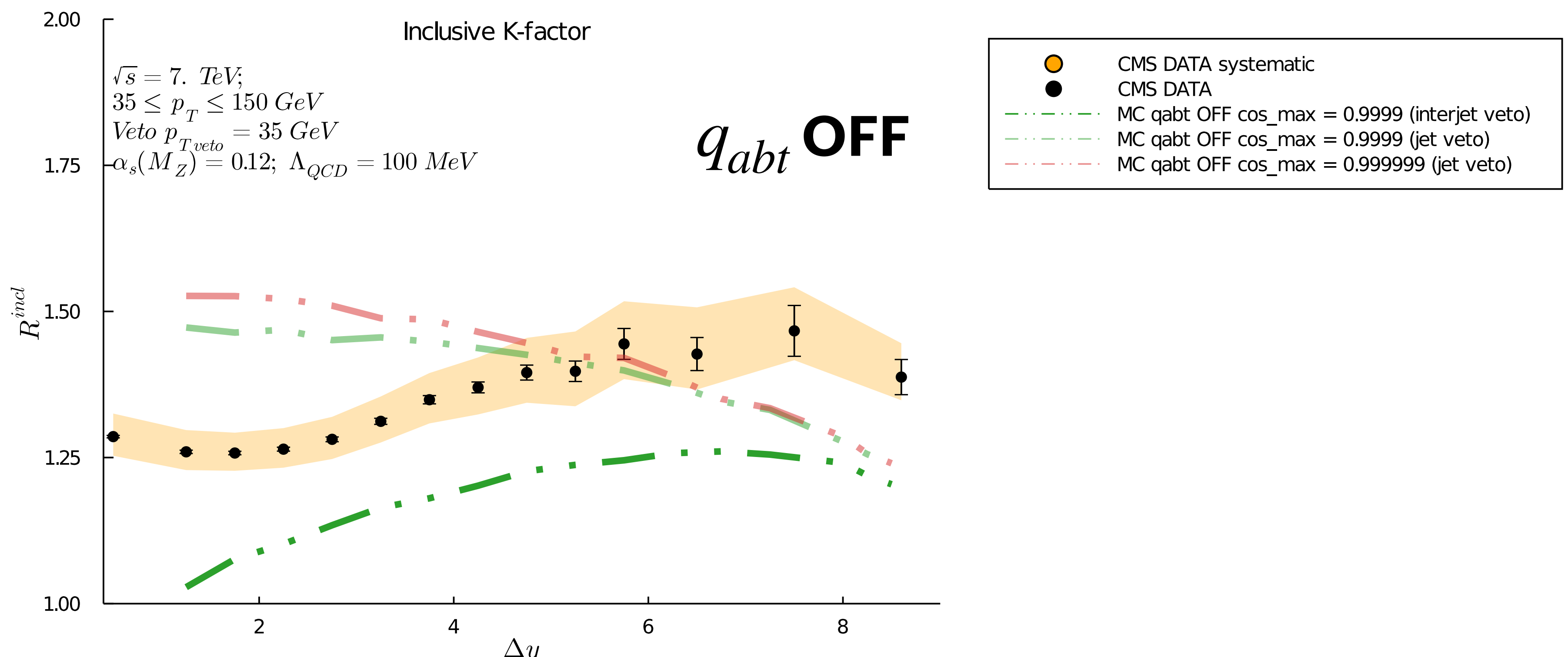
Результаты применения МК алгоритма

А. Ю. Е. и В. Т. Ким [J. Phys. Conf. Ser 1690 (2020) 012158]



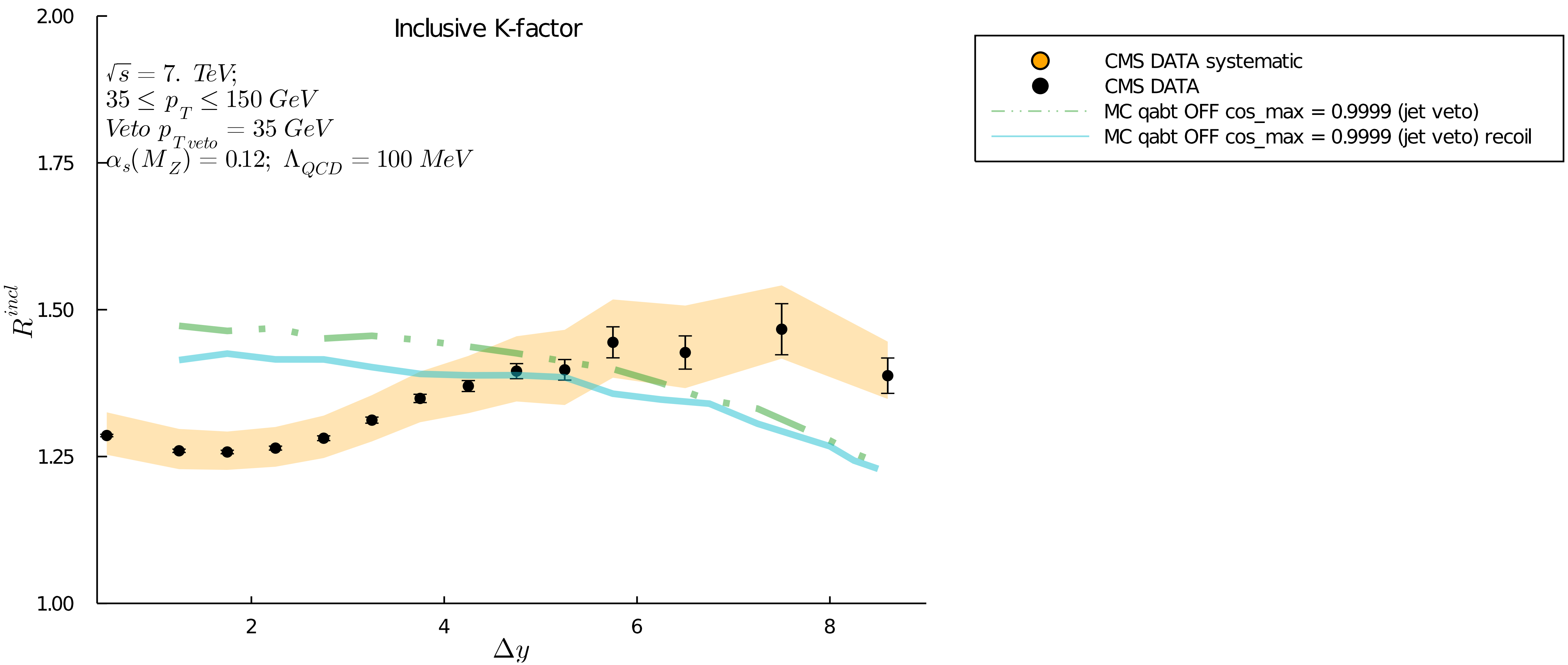
Маркезини 2006 [arXiv:hep-ph/0601068]

$$q_{abt}^2 = \frac{2\omega_q^2}{w_{ab}(q)}$$



Учет сохранения энергии-импульса

А. Ю. Е. and В. Т. Ким [J. Phys. Conf. Ser 1690 (2020) 012158]



Выводы по применению БМС эволюции для струйного вето

- Приближение мягких глюонов подходит для изучения потока энергии и струйного вето.
- МК алгоритм дает решение БМС уравнения намного быстрее
- МК алгоритм намного лучше подходит для струйного вето
- В случае струйного вето необходима модификация МК алгоритма учитывающая сохранение энергии и отдачу.
- БМС эволюция хорошо работает, когда область вето достаточно далеко (по углу) от жестких струй.

Модификация подхода БМС (1)

Борновское сечение подпроцесса $\Rightarrow$ СГЛП БФКЛ сечение подпроцесса

Большие Δy $\quad \hat{s}, |\hat{u}| \gg |\hat{t}|$

$$\frac{d\hat{\sigma}_{ij}(x_1x_2s,\mu_F,\mu_R)}{dy_1dy_2d^2\vec{p}_{T1}d^2\vec{p}_{T2}} \xrightarrow{\Delta y\to\infty} C_i\frac{d\hat{\sigma}_{gg}}{dy_1dy_2d^2\vec{p}_{T1}d^2\vec{p}_{T2}}$$

P_{ab} могут быть усреднены по $f^{\text{eff}}(x,Q)$

$$P^{\text{eff}} = \frac{1}{f^{\text{eff}}(x_1)f^{\text{eff}}(x_2)}\Bigg[\left(\frac{C_A}{C_F}\right)^2 f_g(x_1)f_g(x_2)P_{gg} + \frac{C_A}{C_F}\Bigg(f_g(x_1)\sum_{i=q,\bar{q}} f_i(x_2) + f_g(x_2)\sum_{i=q,\bar{q}} f_i(x_1)\Bigg)P_{gq}$$
$$+\Bigg(\sum_{\substack{i=q\\ j=q}} f_i(x_1)f_j(x_1) + \sum_{\substack{i=\bar{q}\\ j=\bar{q}}} f_i(x_1)f_j(x_1)\Bigg)P_{qq} + \Bigg(\sum_{\substack{i=q\\ j=\bar{q}}} f_i(x_1)f_j(x_2) + \sum_{\substack{i=\bar{q}\\ j=q}} f_i(x_1)f_j(x_2)\Bigg)P_{q\bar{q}}\Bigg]$$

$$P_{gg} = \frac{1}{2}\left(P_{12}P_{13}P_{24}P_{34} + P_{14}P_{24}P_{13}P_{23}\right)$$
$$P_{gq} = \frac{1}{2}\left(P_{24}P_{12}P_{34} + P_{24}P_{14}P_{23}\right)$$
$$P_{qq} = P_{14}P_{23}$$
$$P_{q\bar{q}} = P_{12}P_{34},$$

Модификация подхода БМС (2)

Глюон представляется двумя цветовыми диполями

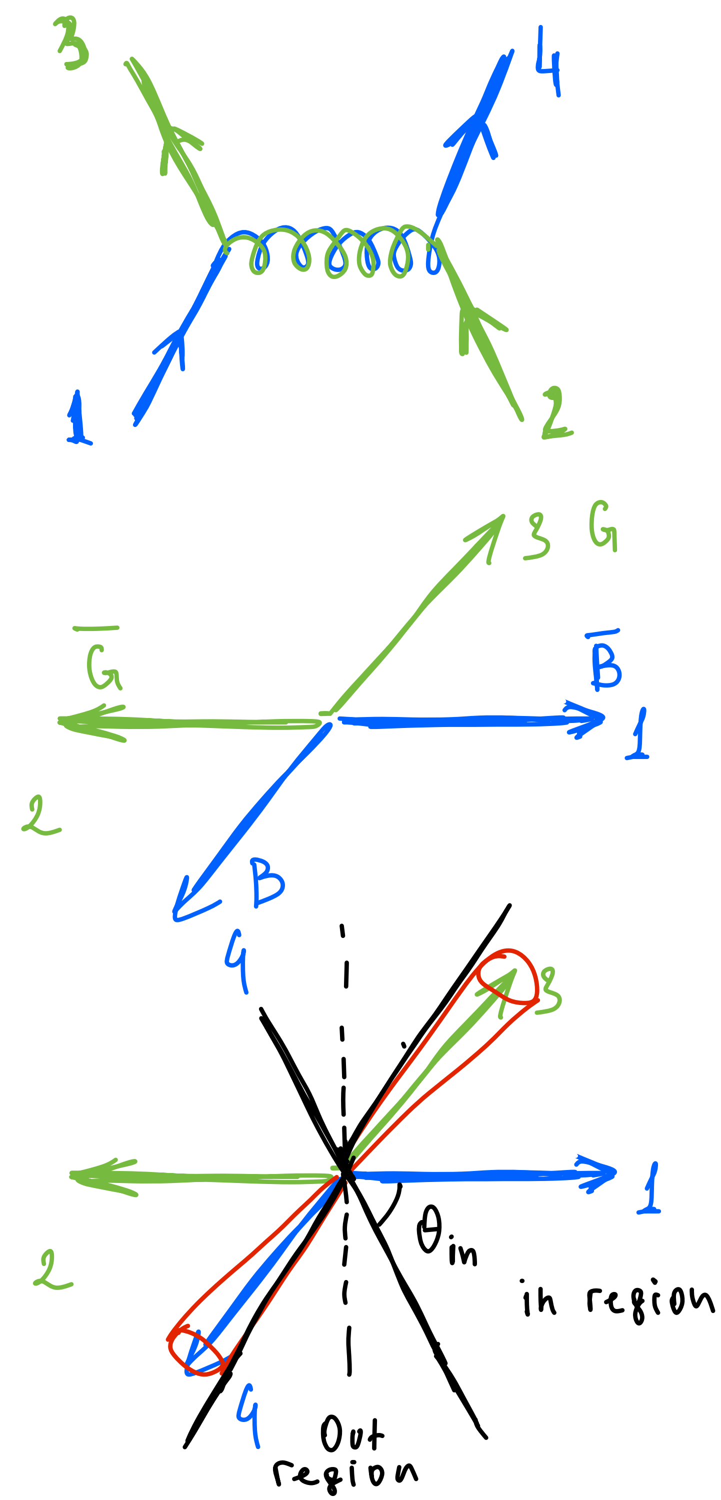
$$\frac{d\hat{\sigma}^{veto}_{qq'}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2}(h^A(\hat{s},\hat{t},\hat{u})P_{14}P_{23}+h^A(\hat{s},\hat{u},\hat{t})P_{13}P_{24})$$

Концы каждого из диполей - триплет-антитриплет

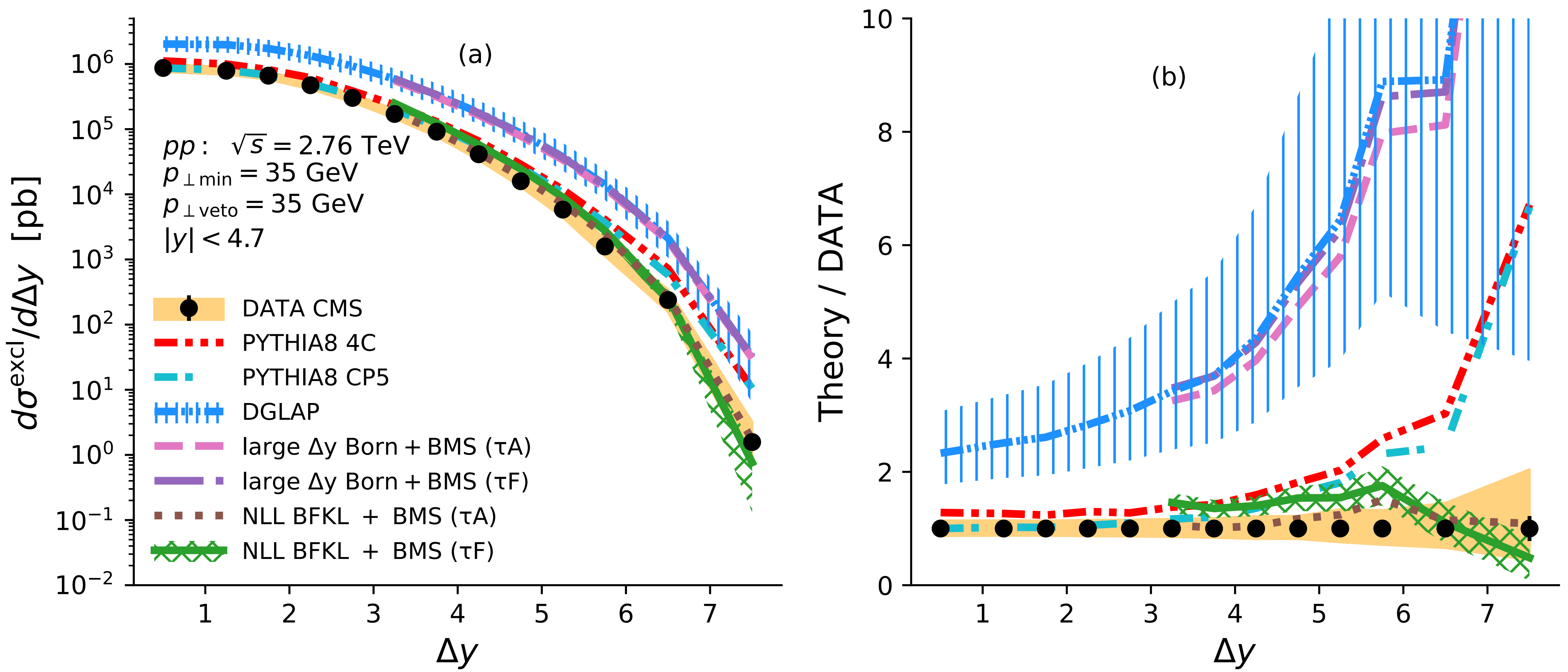
каждый диполь должен излучать $\propto \alpha_s C_F$,

тогда два диполя излучают $\propto \alpha_s(C_F + C_F) = \alpha_s(C_A + 1/N_c)$

$$\tau = \int_{Q_0}^{Q} \frac{dq_t}{q_t}\frac{\alpha_s(q_t)C_A}{\pi} \quad \Rightarrow \tau = \int_{Q_0}^{Q} \frac{dq_t}{q_t}\frac{\alpha_s(q_t)C_F}{\pi}$$

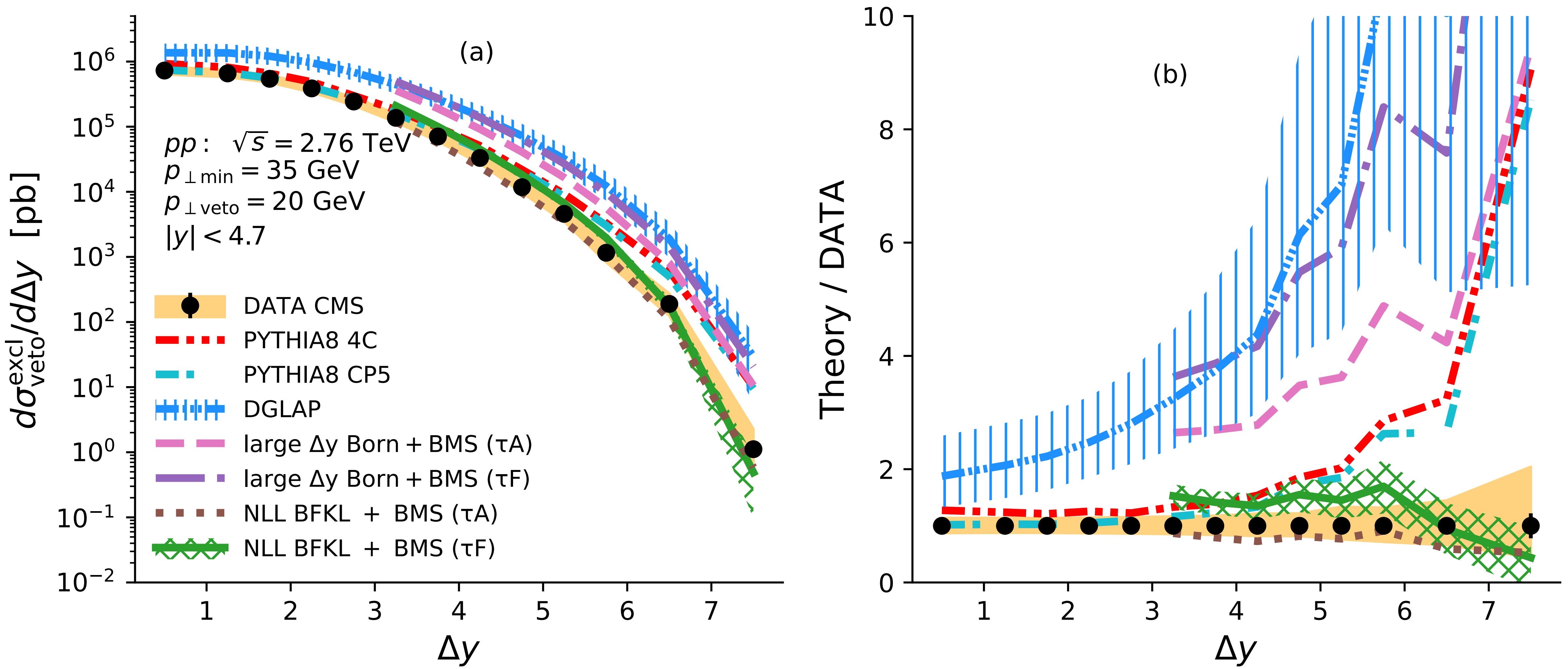


$d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y$ при 2.76 TeV



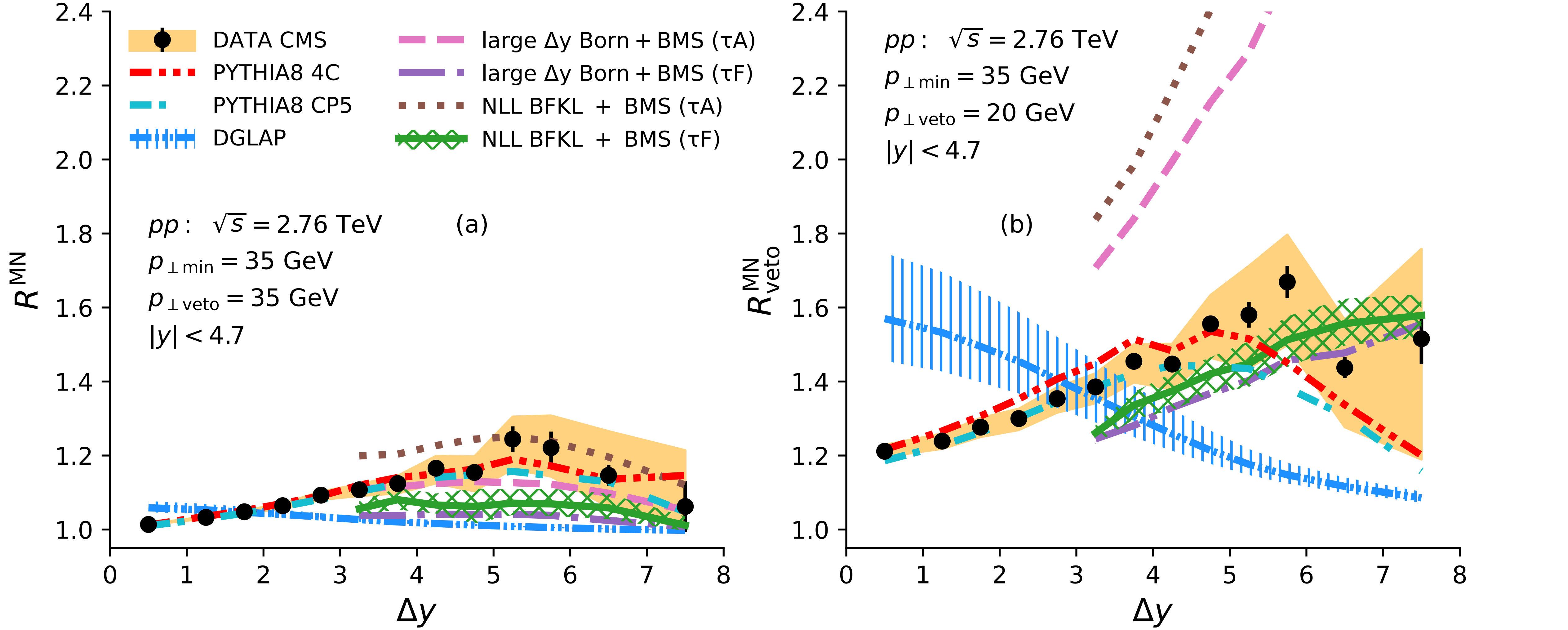
- Разница между БФКЛ+БМС и Борновский подпроцесс+БМС существенна ⇒наблюдаемая чувствительна к правильному учету партонного подпроцесса
- СГЛП БФКЛ + БМС расчет (τ_A и τ_F) согласуется с данными при больших Δy
- Все другие расчеты, основанные на Борновском партонном подпроцессе переоценивают сечение при больших Δy

$d\sigma^{\text{excl}}_{\text{veto}}/d\Delta y$ при 2.76 TeV



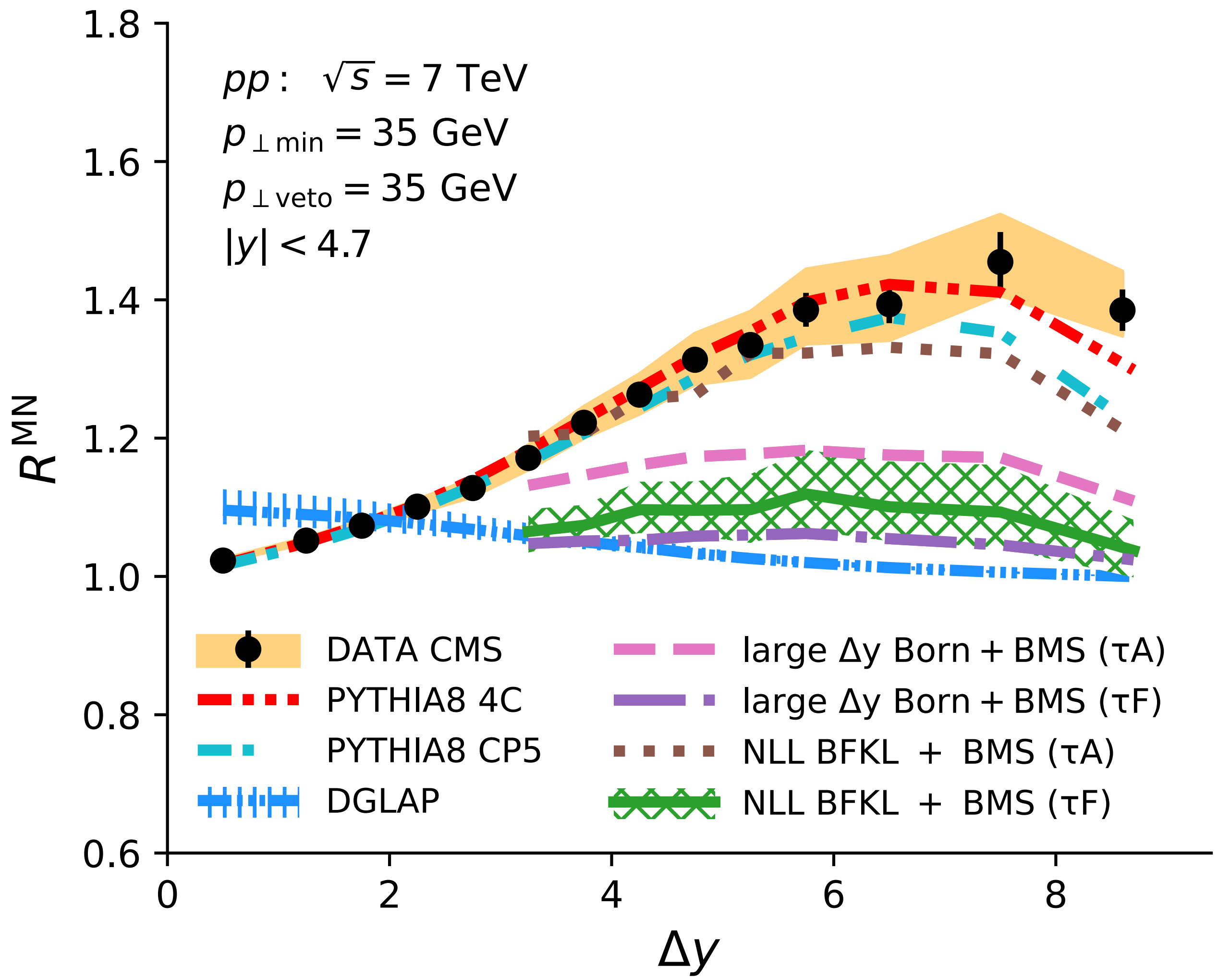
- СГЛП БФКЛ + БМС расчет (τ_A и τ_F) согласуется с данными при больших Δy
- Все другие расчеты, основанные на Борновском партонном подпроцессе переоценивают сечение при больших Δy

Отношения с вето R^{MN} и $R^{\mathrm{MN}}_{\mathrm{veto}}$ при 2.76 TeV



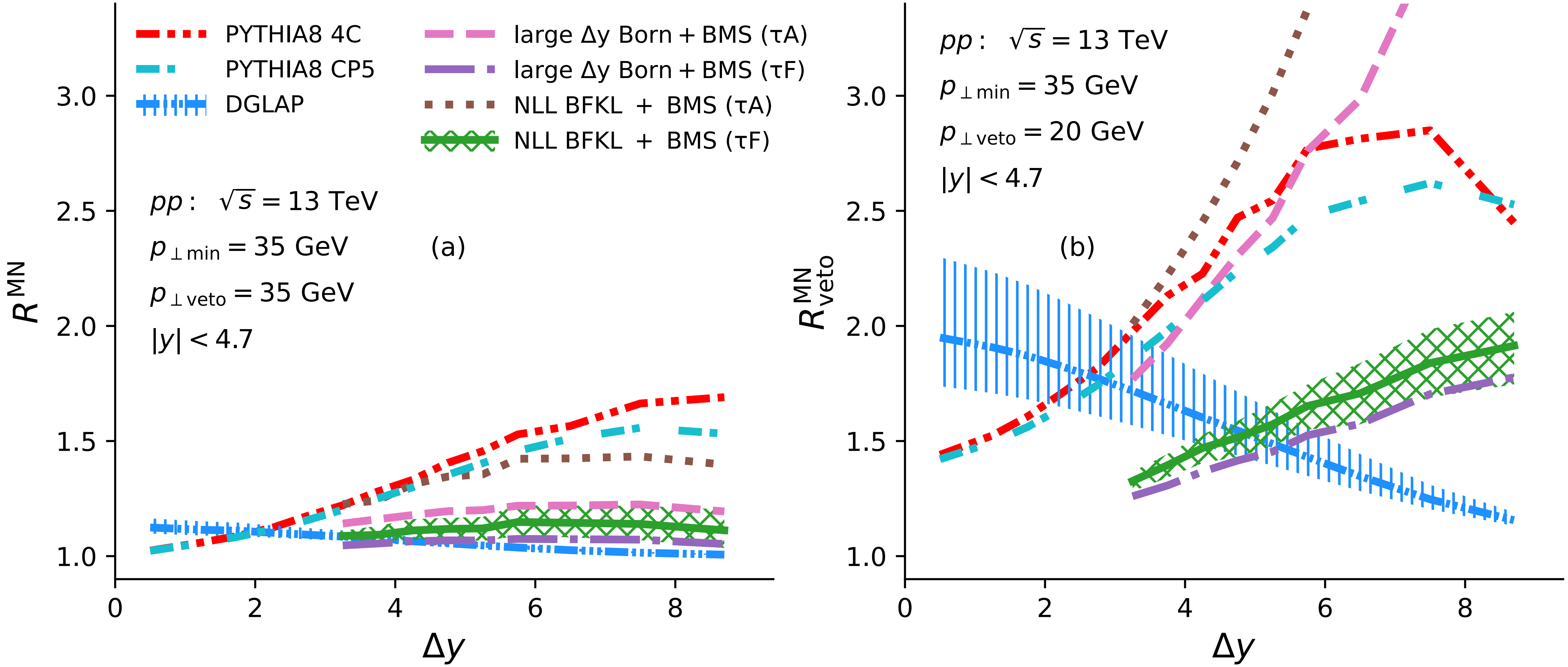
- Разница между БФКЛ+БМС и Борновский подпроцесс+БМС невелика ⇒Наблюдаемая чувствительна к реализации учета вето.
- Чистый ГЛАПД расчет предсказывает падение отношений с Δy
- БМС расчет с τ_A сильно переоценивает отношение
- БМС предсказывает недостаточное излучение для описания отношений, когда $p_{\perp\mathrm{veto}} = p_{\perp\mathrm{min}}$

Отношение с вето R^{MN} при 7 ТэВ



- Чистый ГЛАПД расчет предсказывает падение отношения с Δy
- БМС расчет предсказывает слабый рост с $\sqrt{s}$
- БМС предсказывает недостаточное излучение для описания отношений, когда $p_{\perp\mathrm{veto}} = p_{\perp\min}$

Предсказания отношений с вето R^{MN} и $R^{\mathrm{MN}}_{\mathrm{veto}}$ при 13 ТэВ



- Чистый ГЛАПД расчет предсказывает падение отношений с Δy
- БМС расчет предсказывает слабый рост с $\sqrt{s}$

Выводы по применению СГЛП БФКЛ+БМС приближения

- СГЛП БФКЛ+БМС - лучшее описание сечений с вето при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ
- Расчеты основанные на БМС согласуются с измерениями отношения $R^{\mathrm{MN}}_{\mathrm{veto}}$ при $p_{\perp \mathrm{veto}} = 20$ ГэВ/с только с заменой C_A на C_F
- ГЛАПД без цветовой когерентности и БМС недооценивает R^{MN}, то есть недооценивает излучение когда $p_{\perp \mathrm{veto}} = p_{\perp \mathrm{min}}$
- БМС недооценивает рост отношений с вето с $\sqrt{s}$
- Модели цветовой когерентности (PYTHIA, HERWIG, БМС) сильно расходятся при больших Δy

- Все это указывает на проявление эволюции БФКЛ при исследованной энергии

- Необходимо развитие методов учета вето, основанных на БФКЛ

Положения выносимые на защиту

1. Впервые измерены в pp столкновениях Δy-дифференциальные сечения $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$ и $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ и отношения $R^{\text{incl}}_{\text{veto}}$ и $R^{\text{MN}}_{\text{veto}}$ при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ.

2. Впервые измерены в pp столкновениях отношения R^{incl} и R^{MN} при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, которые были измерены ранее при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

3. Измеренные Δy-дифференциальные сечения быстро падают при больших Δy. Падение быстрее чем предсказывается основанными на ГЛАПД моделями PYTHIA8, HERWIG++, POWHEG+PYTHIA8/HERWIG++/HERWIG7. Измеренное МН сечение согласуется с СГЛП БФКЛ расчетом, что свидетельствует в пользу проявления эффектов БФКЛ в pp столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ.

4. Отношения сечений R^{incl}, R^{MN}, $R^{\text{incl}}_{\text{veto}}$ и $R^{\text{MN}}_{\text{veto}}$ растут с увеличением Δy, что связано с увеличением фазового пространства для упорядоченного по быстроте излучения согласно ожиданиям БФКЛ. При самых больших Δy рост сменяется падением, что связано с кинематическими ограничениями на излучение струй дополнительных к паре. Отношения R^{incl}, R^{MN} растут быстрее с Δy при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, чем при 2.76 ТэВ, и переход от роста к падению наблюдается при больших значениях Δy.

5. Модели, использующие $p_\perp$-упорядоченный ГЛАПД партонный каскад с поправками на цветовую когерентность (PYTHIA, HERWIG, БМС эволюция), демонстрируют сильную зависимость от реализации цветовой когерентности при больших Δy. Это указывает на необходимость учета струйного вето на основе эволюции БФКЛ, как формализма последовательно учитывающего главные вклады при больших Δy

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ

Задачи диссертации

Основные задачи:

- Разработать методику и произвести измерения Δy-дифференциальных сечений $d\sigma^{\rm incl}/d\Delta y$ и $d\sigma^{\rm MN}/d\Delta y$ и отношений дифференциальных сечений с вето $R^{\rm incl}$, $R^{\rm MN}$, $R^{\rm incl}_{\rm veto}$ и $R^{\rm MN}_{\rm veto}$ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ на детекторе CMS.
- Выполнить расчет измеряемых наблюдаемых в различных приближениях с использованием МК генераторов. Вычисления в главном порядке (ГП) тории возмущений с моделированием партонного ливня в главном логарифмическом приближении (ГЛП) ГЛАПД выполнить в программных пакетах PYTHIA8, HERWIG. Вычисления в следующем за главным пордяком (СГП) теории возмущений с партонным ливнем ГЛП ГЛАПД выполнить в программном пакетах POWHEG+PYTHIA8, POWHEG+HERWIG. Вычисления в ГЛП БФКЛ выполнить в программном пакете HEJ+ARIADNE. Сравнить результаты вычислений с результатами измерений.
- Выполнить расчет Δy-дифференциального сечения $d\sigma^{\rm MN}/d\Delta y$ в следующем за главным логарифмическим приближением (СГЛП) БФКЛ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ и провести сравнение с результатами измерений.
- Развить метод учета условия вето по $p_\perp$ на дополнительные адронные струи во всем интервале быстроты на основе уравнения Банфи-Маркезини-Смая (БМС). Выполнить расчет $R^{\rm incl}$ и сравнить с результатами измерений CMS при $\sqrt{s} = 7$.
- Развить метод учета условия вето по $p_\perp$ на дополнительные адронные струи на основе уравнения БМС в рамках вычислений СГЛП БФКЛ. Выполнить расчет в СГЛП БФКЛ+БМС для отношений сечений с вето $R^{\rm MN}$, $R^{\rm MN}_{\rm veto}$ для pp столкновений при $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ и сравнить с результатами измерения CMS.
- Получить предсказания для Δy-дифференциального сечения $d\sigma^{\rm MN}/d\Delta y$ в СГЛП БФКЛ, и для отношений МН сечений при разных энергиях (2.76, 8 и 13 ТэВ), для различных значений $p_{\perp \min} = 35$ ГэВ/с и 20 ГэВ/с, а также отношений сечений с вето $R^{\rm MN}$, $R^{\rm MN}_{\rm veto}$ в СГЛП БФКЛ+БМС для pp столкновений при $\sqrt{s} = 13$, которые могут быть измерены в экспериментах CMS и ATLAS на коллайдере LHC.

Азимутальные декорреляции

V. Del Duca and C.R. Schmidt [Phys. Rev. D 49 (1994) 177]

W.J.Stirling [Nucl. Phys. B 423 (1994) 56]

$$\frac{d\hat{\sigma}_{gg}}{dp_{T1}^2 dp_{T2}^2 d\phi} = \frac{C_A^2 \alpha_s^2}{4\pi p_{T1}^3 p_{T2}^3} \sum_n e^{in(\phi-\pi)} \int_0^\infty d\nu e^{\omega(n,\nu)\Delta y} \cos\left(\nu \ln \frac{p_{T1}^2}{p_{T2}^2}\right) \Rightarrow \hat{\sigma}_{gg} \propto e^{A\cdot\Delta y} \quad \text{при } \Delta y \to \infty$$

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\phi} = \frac{1}{2\pi}\left\{1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} \cos(n\phi)\langle\cos(n\phi)\rangle\right\}$$

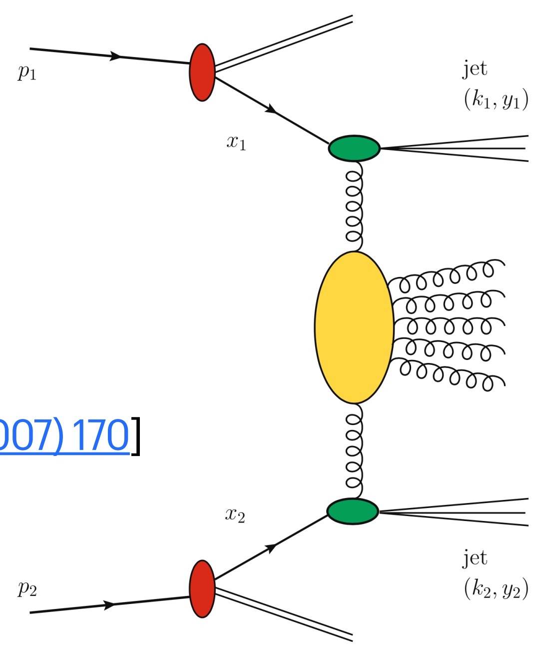
$$C_1 = \langle\cos(\phi)\rangle = \langle\cos(\Delta\phi - \pi)\rangle$$

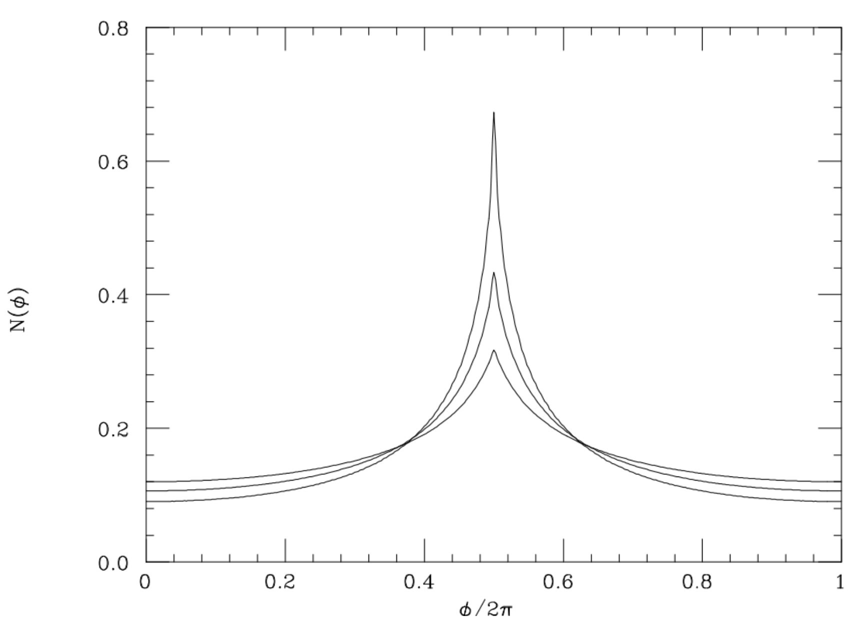
$$C_2 = \langle\cos(2\phi)\rangle = \langle\cos 2(\Delta\phi - \pi)\rangle$$

$$C_3 = \langle\cos(3\phi)\rangle = \langle\cos 3(\Delta\phi - \pi)\rangle$$

A. Sabio Vera and F. Schwennsen [Nucl. Phys. B 776 (2007) 170]

$$\frac{C_2}{C_1} \qquad \frac{C_3}{C_2}$$





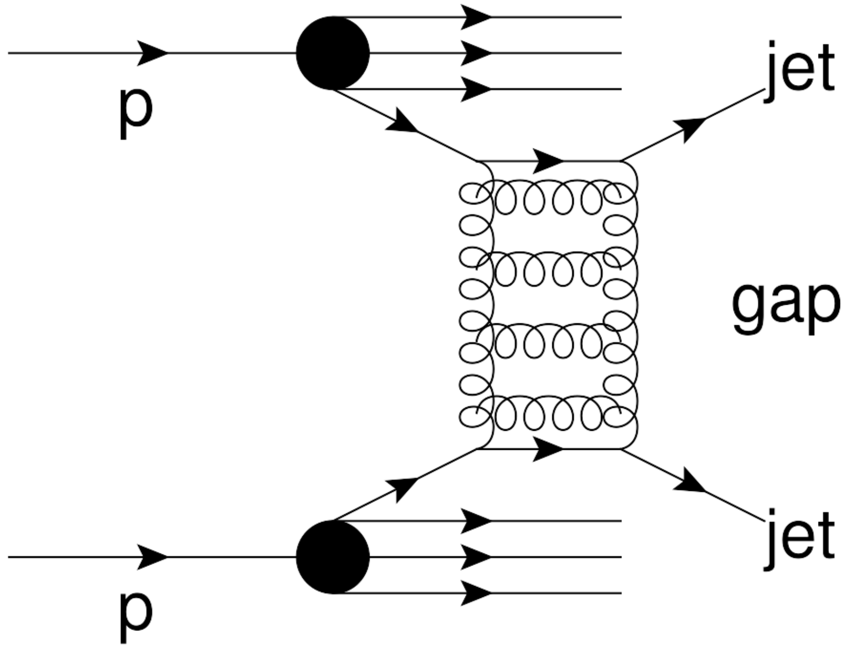
Обмен цветовым синглетом

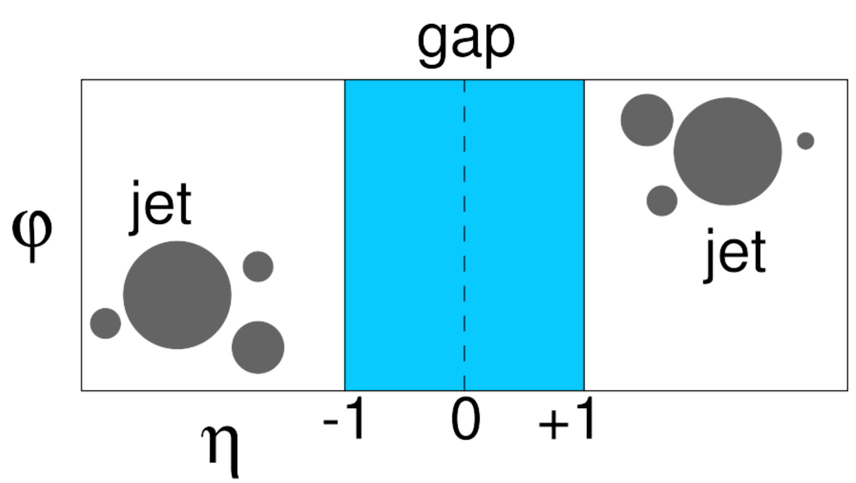
A.H.Mueller and W.-K.Tang [Phys. Lett. B 284, 123 (1992)]

R.Enberg, G.Ingelman and L.Motyka [Phys. Lett. B 524]

R.Enberg, G.Ingelman and L.Motyka [arXiv:1703.10919]

O. Kepka, C. Marquet, and C. Royon [Phys. Rev. D 83, 034036 (2011)]





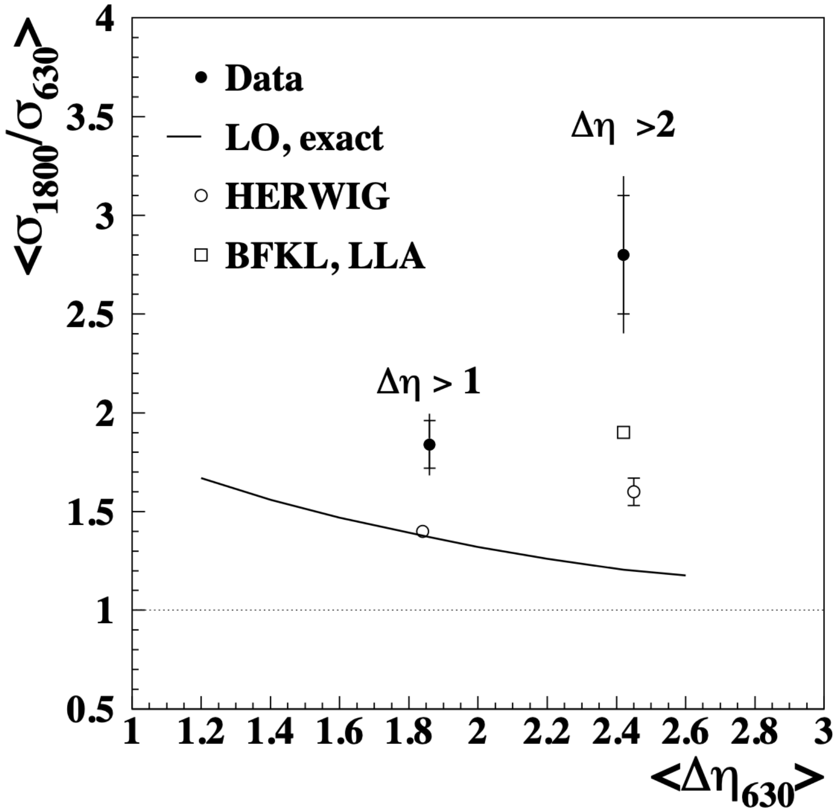
Расчеты БФКЛ должны также поправляться оценками вероятности отсутствия адронной множественности в данном быстротном интервале (gap survival probability)

Измерения до LHC (Tevatron DO)

DO [Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 5722]

$$\sqrt{s} = 0.63 \text{ and } 1.8 \text{ ТэВ}$$
$$E_T > 20 \text{ ГэВ}$$

Отношение сечений в двухструйных событиях

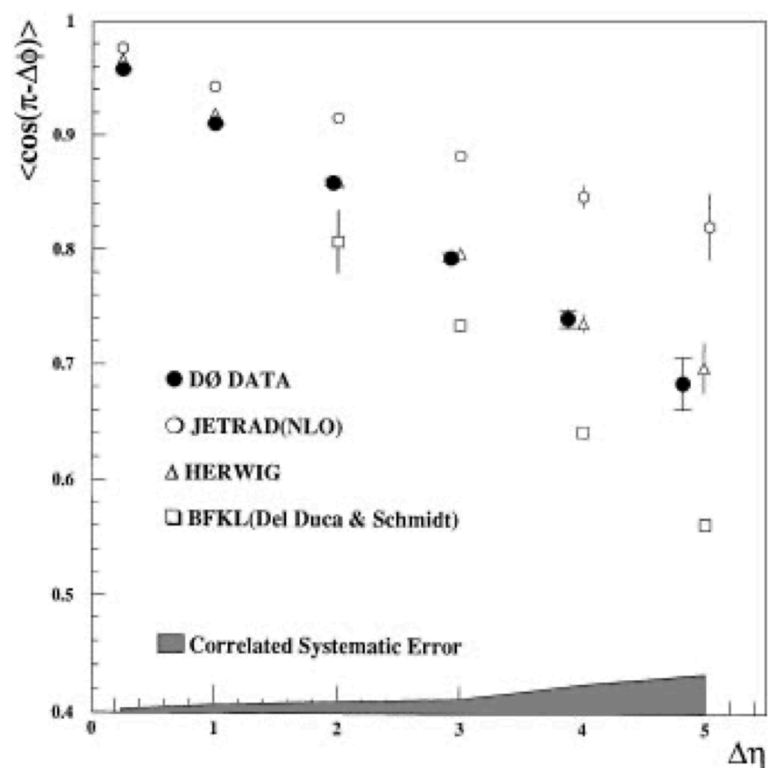


Измерения демонстрирую рост сечений больше чем LL БФКЛ

DO [Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 595]

$$\sqrt{s} = 1.8 \text{ ТэВ}$$
$$E_T > 20 \text{ ГэВ}$$

Азимутальные декорреляции двухструйных событиях



Наблюдаются эффекты цветовой когерентности

DO [Phys. Lett. B 440 (1998) 189]

$$\sqrt{s} = 1.8 \text{ ТэВ}$$

low-E_T: $15 < E_{T2}^{jet} < 25$ ГэВ;

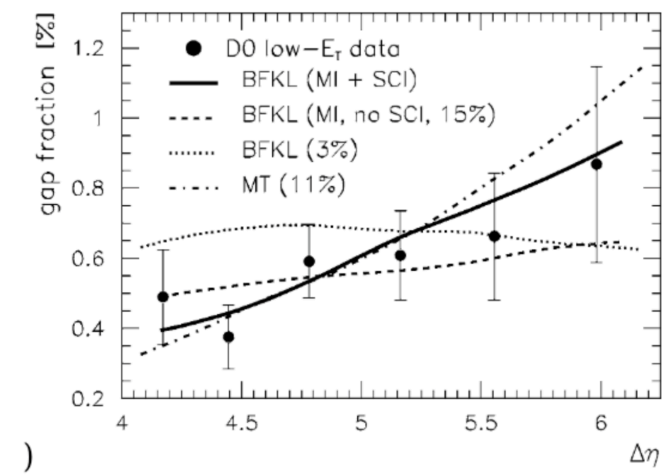
high-E_T: $E_{T2}^{jet} > 30$ ГэВ;

Обмен цветовым синглетом в двухструйных событиях

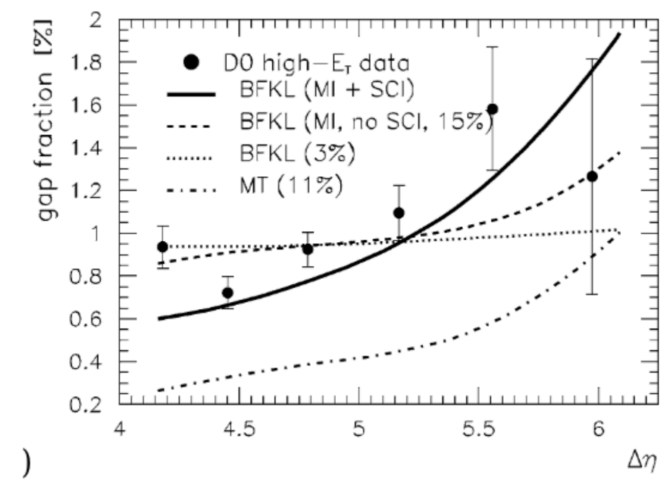
R. Enberg, G. Ingelman, and L. Motyka

BFKL with non-leading correction

[Phys. Lett. B 524 (2002) 273]



)



)

Описывается LL БФКЛ + главные NLL БФКЛ вклады

Измерения до LHC (Tevatron CDF)

CDF [Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 1156]

Обмен цветовым синглетом в двухструйных событиях

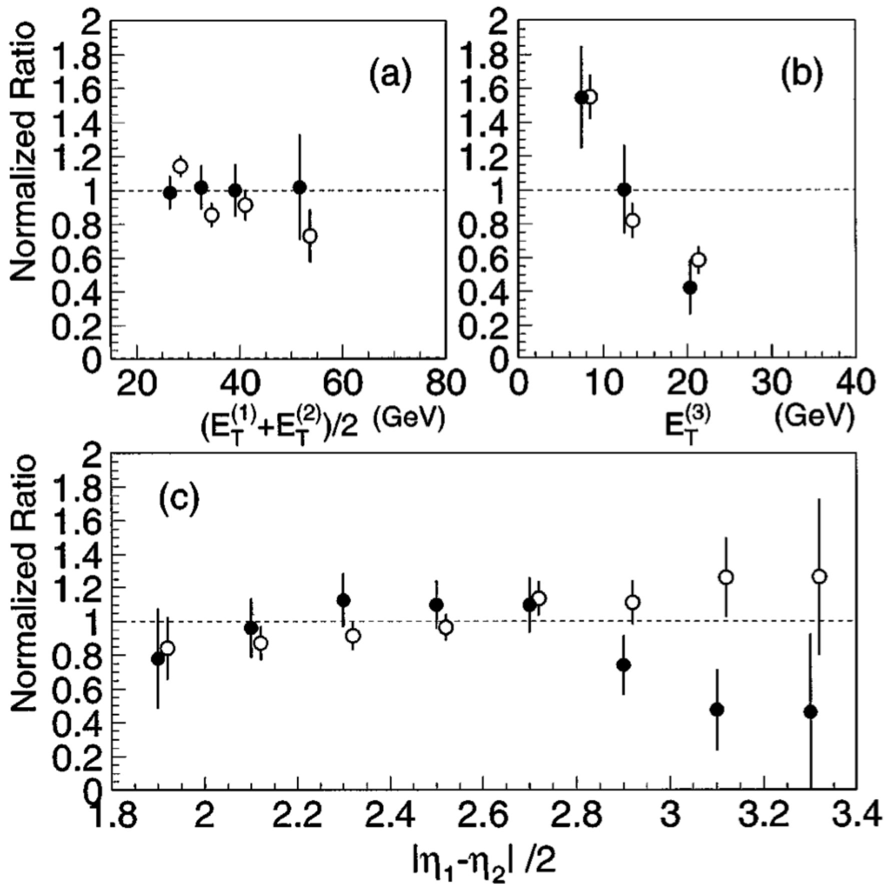


FIG. 4. Normalized (to be unity on average) ratios of gap (solid points) and control sample events (open circles) over all events versus: (a) the average E_T of the two leading jets, (b) the E_T of the third jet, and (c) half the η separation between the two leading jets.

$\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ,
$E_T^{jet} > 20$ ГэВ;
$1.8 < |\eta^{jet}| < 3.5$;
$\eta_1\eta_2 < 0$

In the two-gluon model of Ref. [2], the gap to non-gap ratio is predicted to be independent of jet E_T and $\Delta\eta$. Calculations [9] using a model [10] based on the Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) [11] resummation of a color-singlet gluon ladder exchange also predict a "basically flat" [12] distribution of R versus $\Delta\eta$. Our results are in general agreement with these predictions, but further investigations with higher statistics are needed before firm conclusions can be drawn about the nature of the color-singlet exchange process.

CDF делает вывод, что такое поведение в основном согласуется с БФКЛ предсказаниями, хотя больше статистики необходимо

Измерения на ATLAS (1)

Отношение двухструйных сечений (обратный “K-фактор”) при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ

ATLAS [JHEP 09(2011) 053]

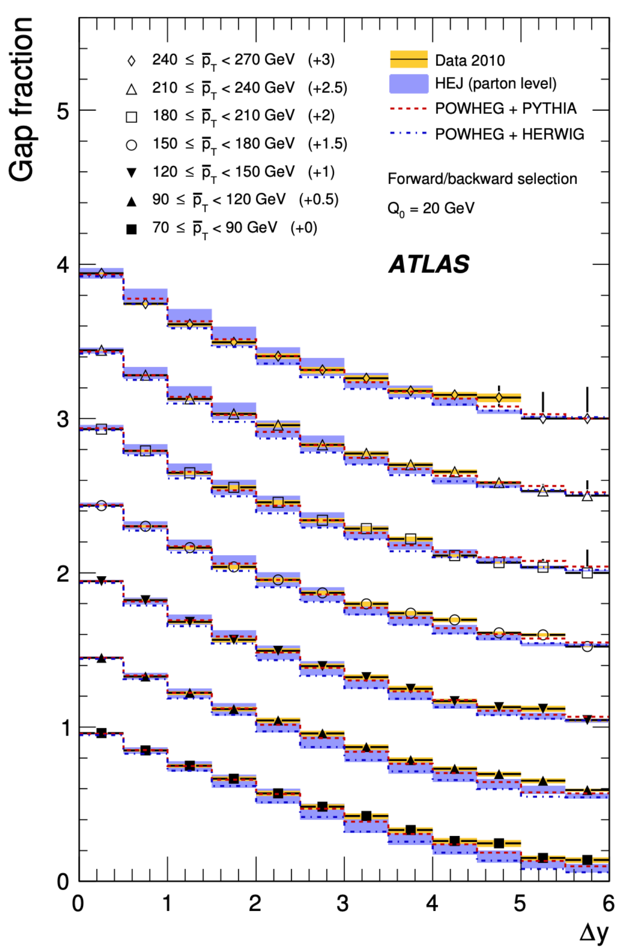
$$(p_{T1} + p_{T2})/2 > 70 \text{ ГэВ}$$
$$\Delta y < 6$$
$$Q_0 = 20 \text{ ГэВ}$$

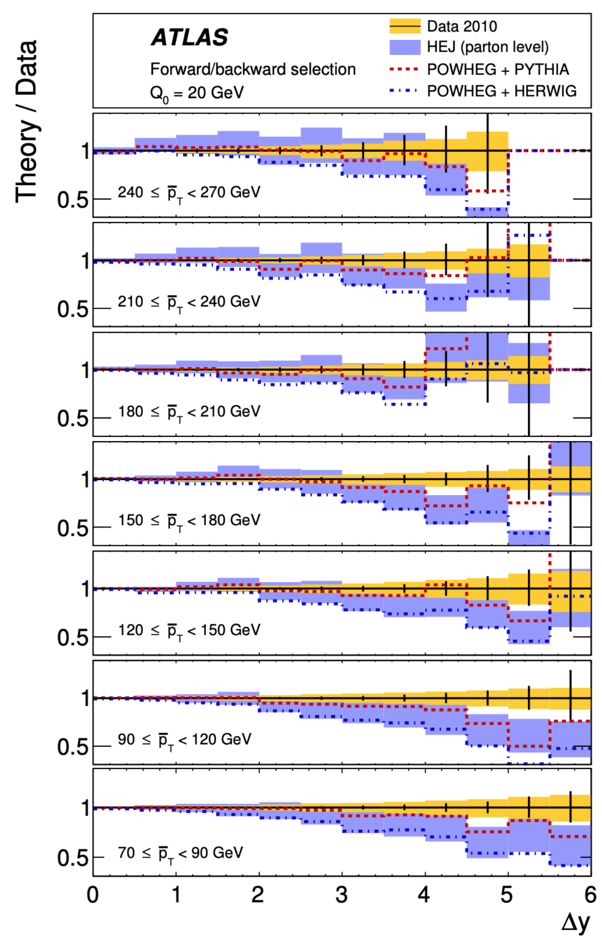
forward/backward отбор

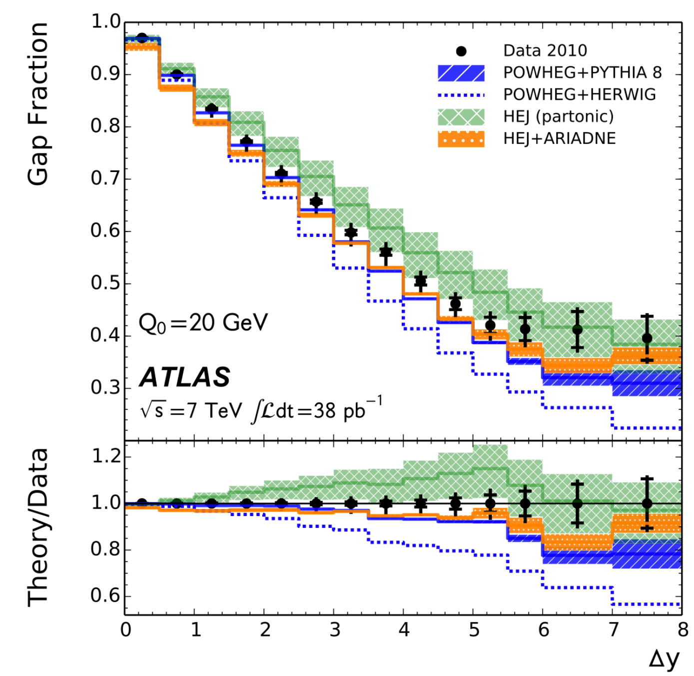
ATLAS [Eur. Phys. J. C (2014) 74:3117]

$$(p_{T1} + p_{T2})/2 > 60 \text{ ГэВ}$$
$$\Delta y < 8$$
$$Q_0 = 20 \text{ ГэВ}$$

leading-pT отбор





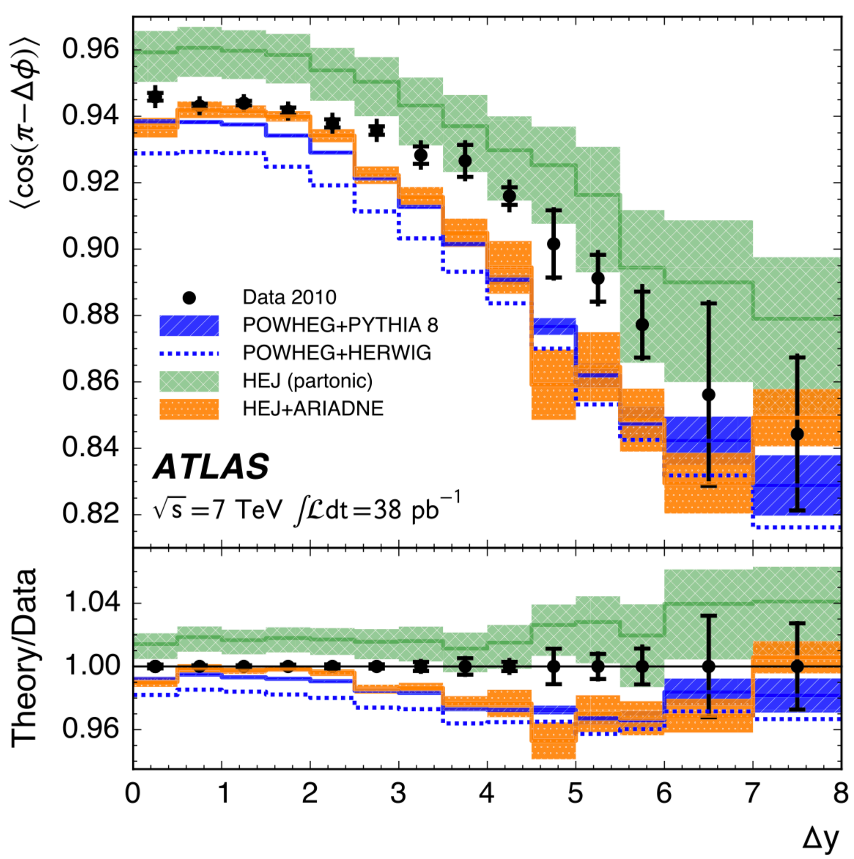


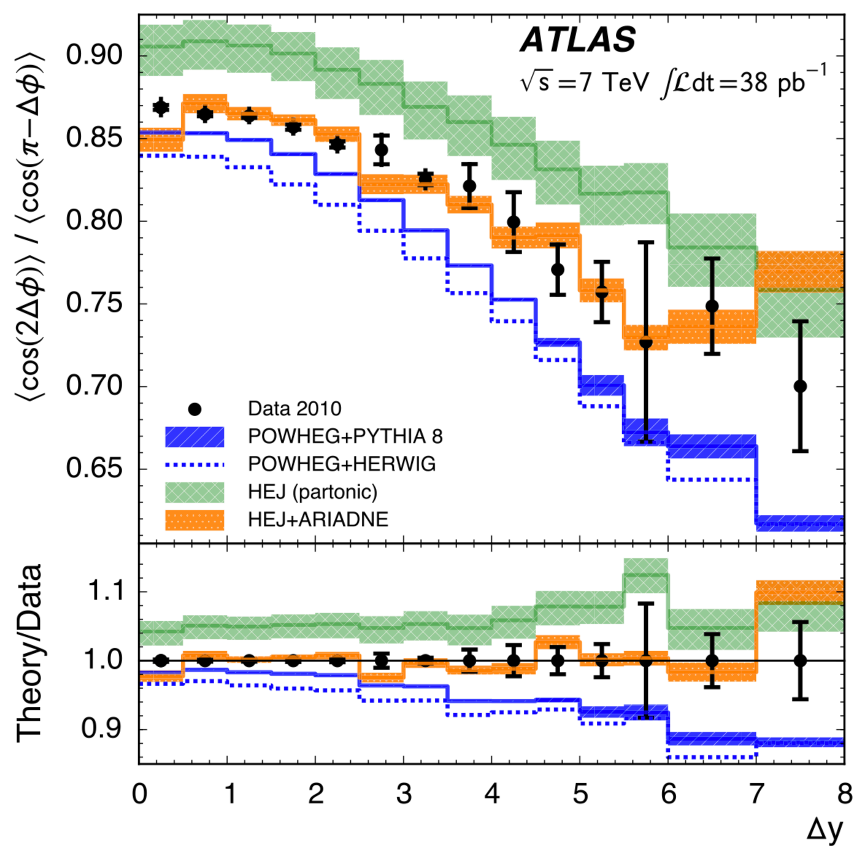
- HEJ+ARIADNE и POWHEG+PYTHIA дают лучшее описание
- HEJ (партонный уровень) - переоценивает
- POWHEG+HERWIG - неодооценивает

Измерения на ATLAS (2)

Азимутальные декорреляции в двухструйных событиях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ

ATLAS [Eur. Phys. J. C (2014) 74:3117]





$(p_{T1} + p_{T2})/2 > 60$ ГэВ

$\Delta y < 8$

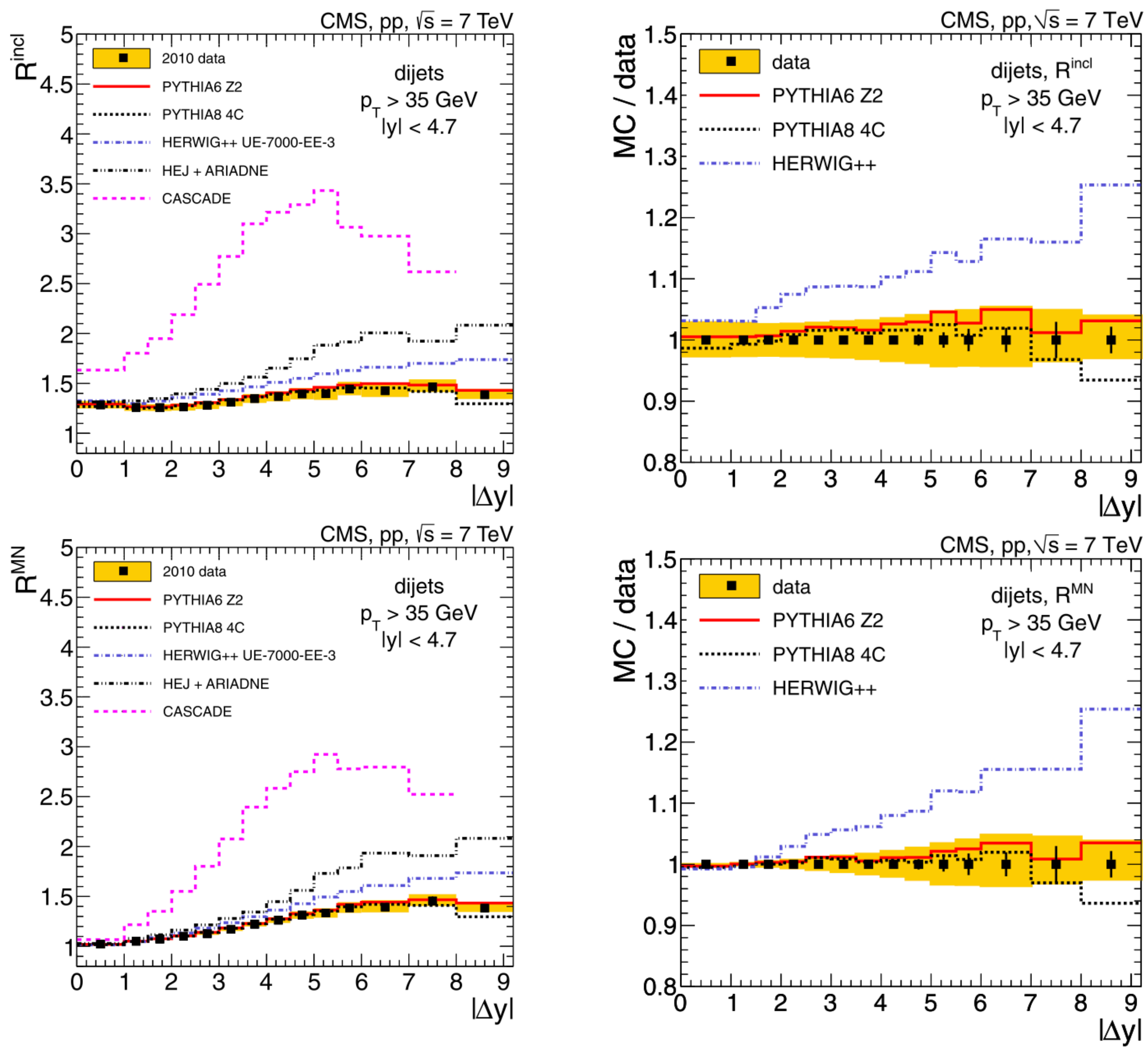
$Q_0 = 20$ ГэВ

- HEJ+ARIANDNE - лучшее описание
- HEJ (партонный уровень) - недооценивает декорреляции
- POWHEG+LL DGLAP - переоценивает декорреляции

Измерения на CMS (1)

Отношение двухструйных сечений (“K-фактор”) при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ

CMS [Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2216]



$p_T > 35$ ГэВ
$\Delta y < 9.4$

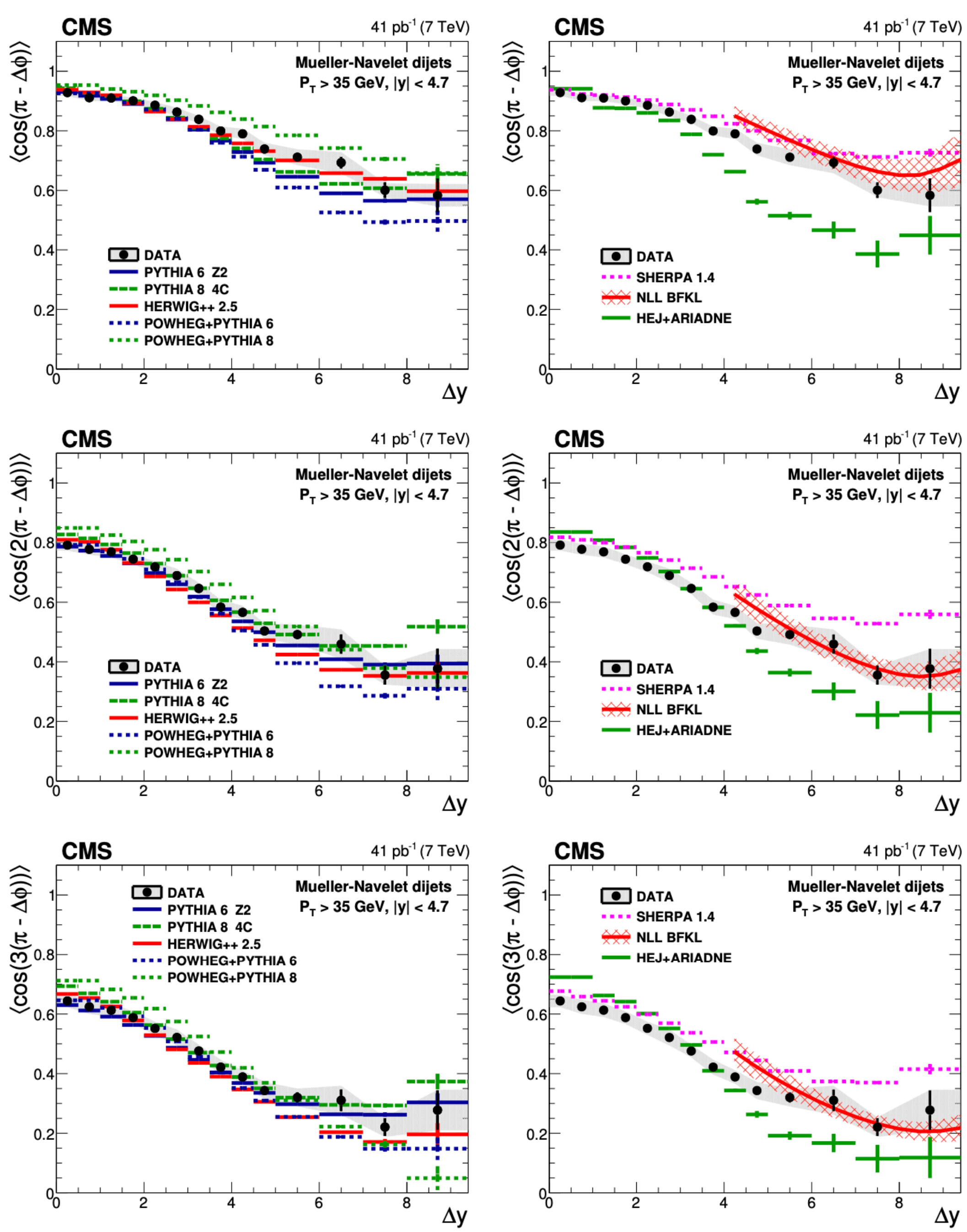
- PYTHIA - лучшее описание
- HERWIG - переоценивает рост “K-фактора”
- HEJ + ARIADNE - переоценивает рост
- CASCADE (ДГЛАП с элементами LL БФКЛ) - очень сильно переоценивает

Нет чистого ДГЛАП генератора
PYTHIA и HERWIG - содержат вклады от БФКЛ, а именно эффекты цветовой когерентности

Нет NLL БФКЛ

Измерения на CMS (2)

Двухструйные азимутальные декорреляции при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ



CMS [JHEP 08 (2016) 139]

$p_T > 35$ ГэВ

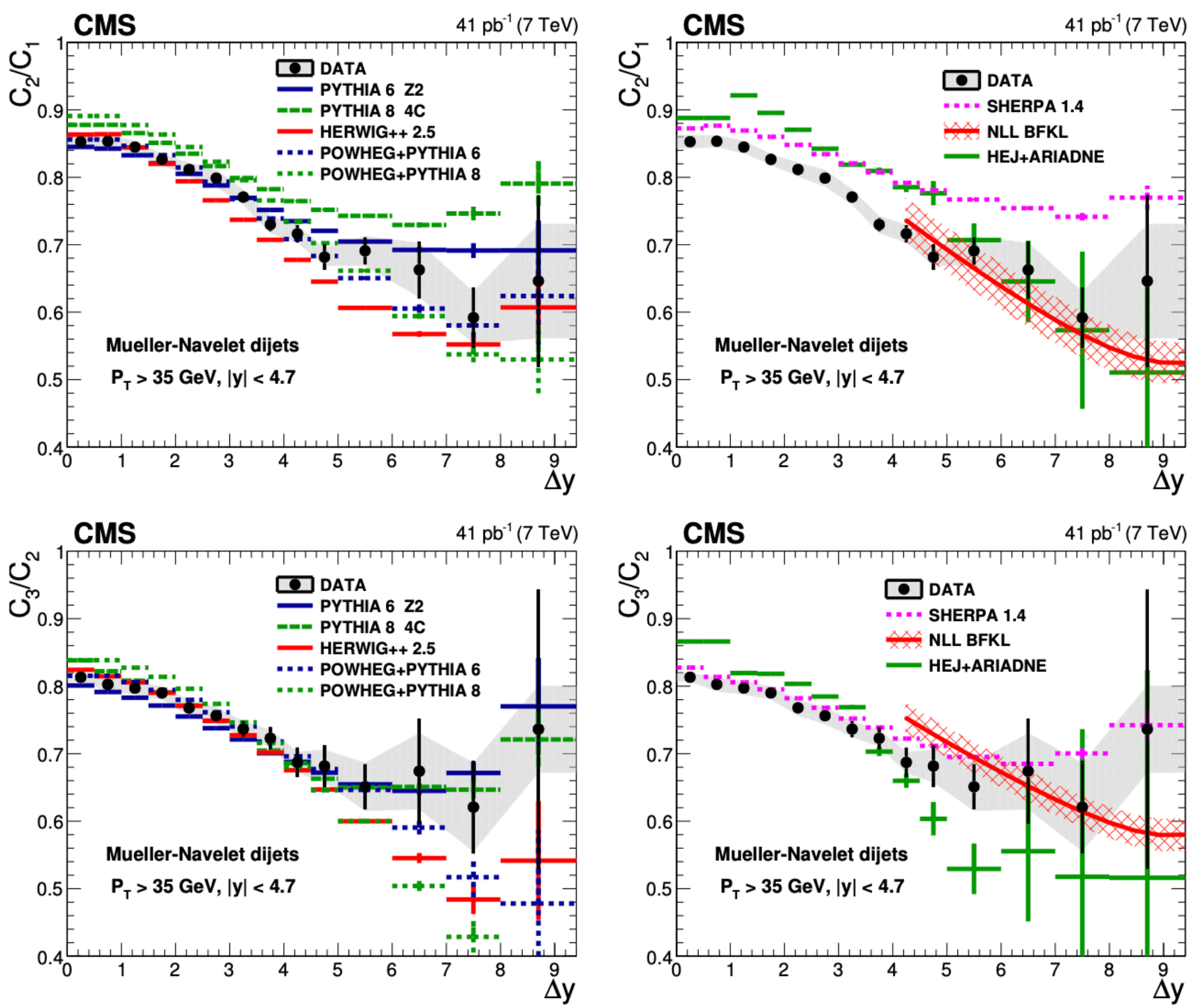
$\Delta y < 9.4$

- ДГЛАП генераторы - описывают частично
- SHERPA - недооценивает декорреляции
- HEJ + ARIADNE - переоценивает декорреляции
- NLL БФКЛ - согласуется с данными

Измерения на CMS (3)

Двухструйные азимутальные декорреляции при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ

CMS [JHEP 08 (2016) 139]



$p_T > 35$ ГэВ

$\Delta y < 9.4$

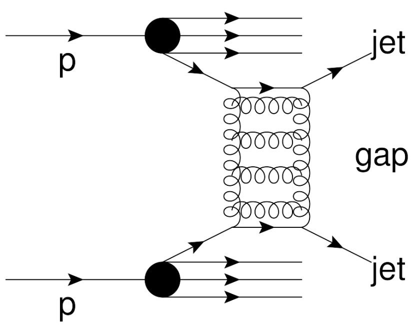
- ДГЛАП генераторы - описывают частично
- SHERPA - недооценивает декорреляции
- HEJ + ARIADNE - переоценивает декорреляции
- NLL БФКЛ - согласуется с данными

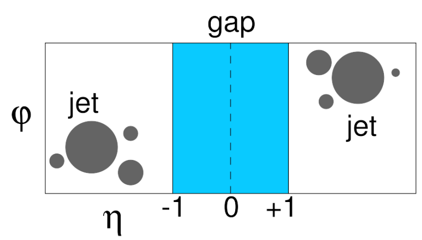
Измерения на CMS (4)

CMS [Phys. Rev. D 104 (2021) 032009]

Обмен цветовым синглетом в двухструйных событиях при $\sqrt{s} = 7$ и 13 ТэВ

CMS [Eur. Phys. J. C 78 (2018) 242]





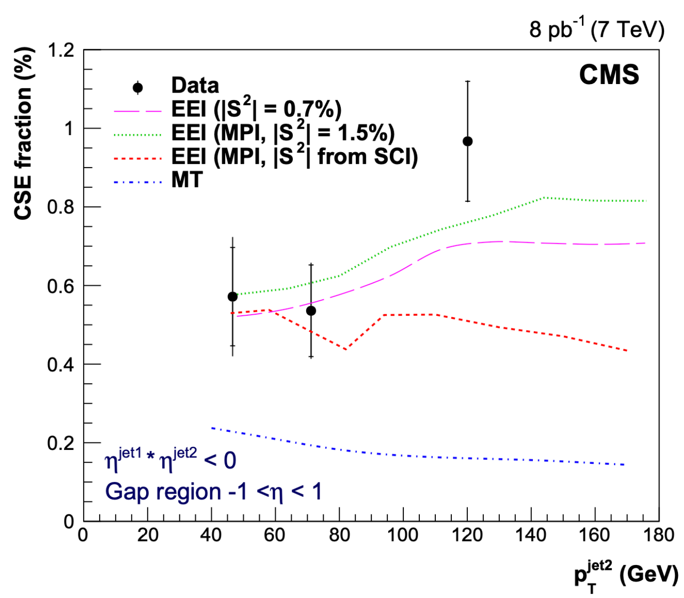
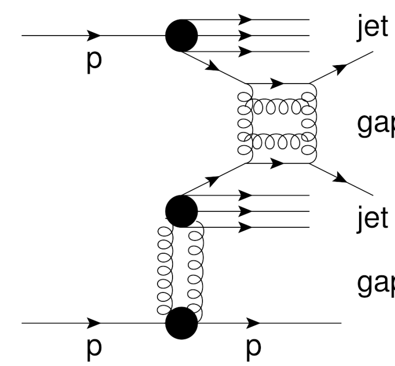
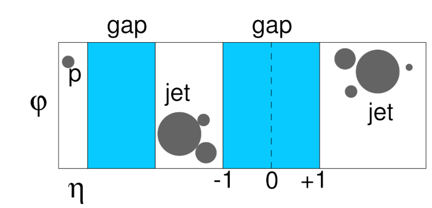
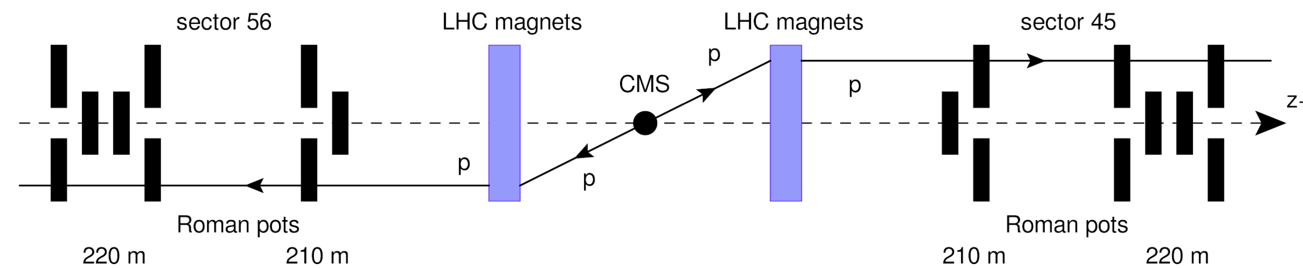
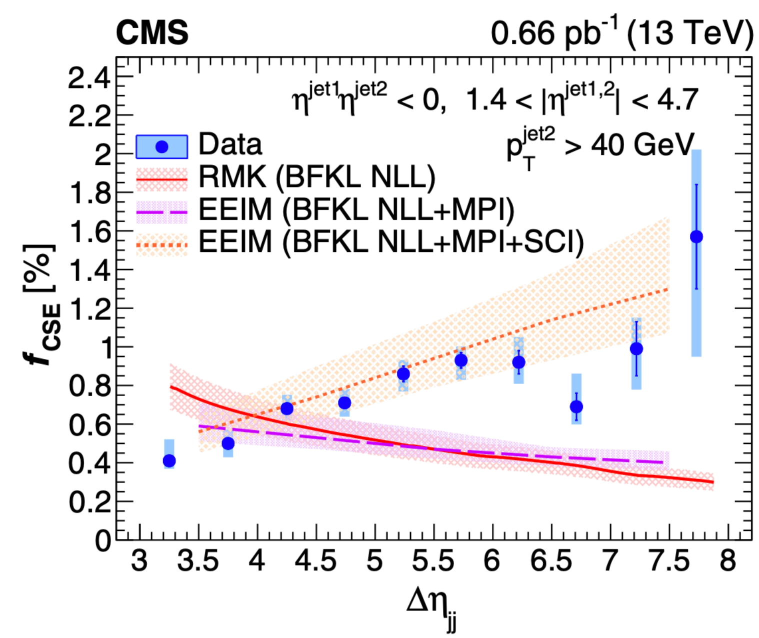


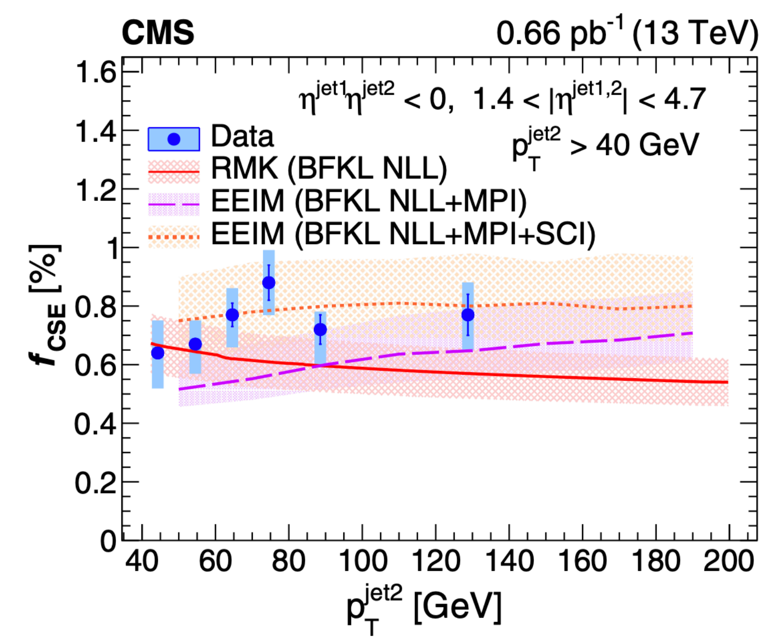
Fig. 9 Fraction of dijet events with a central gap (f_{CSE}) as a function of $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet2}}$ at $\sqrt{s} = 7$ TeV, compared to the predictions of the Mueller and Tang (MT) model [21], and of the Ekstedt, Enberg, and Ingelman (EEI) model [22,23] with three different treatments of the gap survival probability factor $|S|^2$, as described in the text. The results are plotted at the mean value of $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet2}}$ in the bin. The inner and outer error bars represent the statistical, and the statistical and systematic uncertainties added in quadrature, respectively





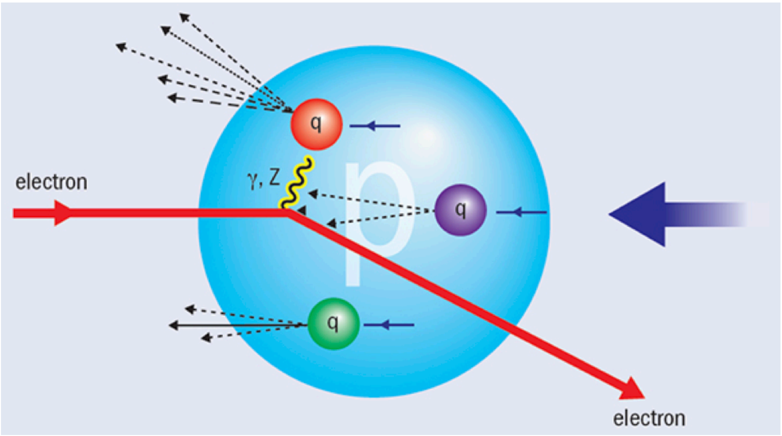






Партонная модель, предел Бъеркена, ДГЛАП

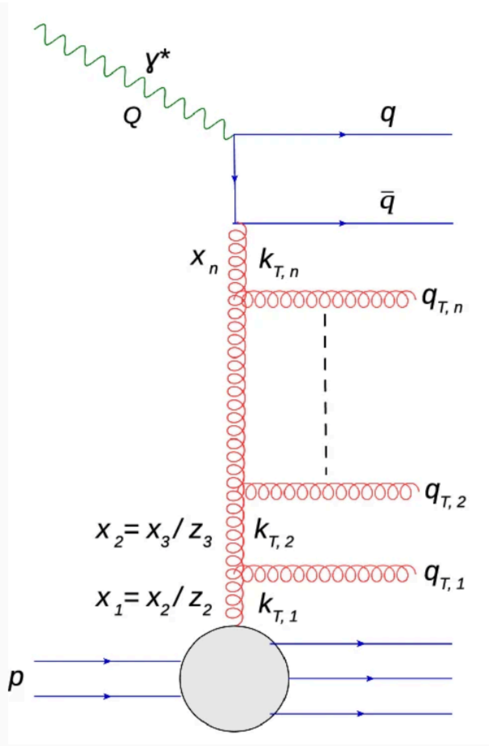
Глубоко-неупругое рассеяние



$$\sigma_0 \propto \frac{\overline{\Sigma}|M_0|^2}{Q^2}\sum_i x_{bj} f_i(x_{bj}) e_i^2 \qquad x_{bj} = \frac{Q^2}{2P\cdot q}$$

КХД поправки нарушают Бъеркеновский скейлинг

Бъеркеновский предел $\sqrt{s} \to \infty; p_T \to \infty; x \sim \frac{p_T}{\sqrt{s}} \sim 1$



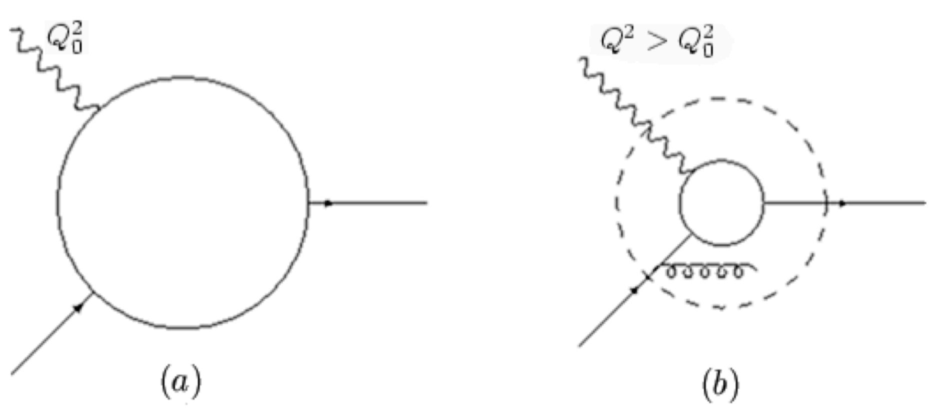
$$k_{Tn} \gg k_{Tn-1} \gg \ldots \gg k_{T2} \gg k_{T1}$$

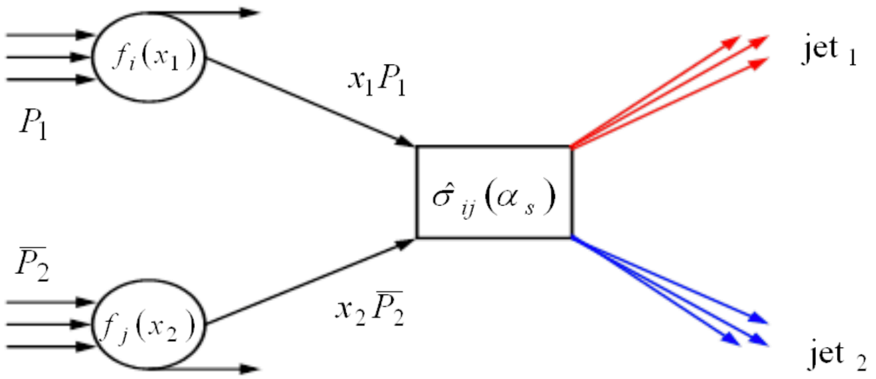
$$[\alpha_s \log Q^2]^n$$

ДГЛАП эволюция

$$\frac{df_i}{d\log\mu^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi}[P_{qq}\otimes f_i + P_{qg}\otimes f_g]$$

$$\frac{df_g}{d\log\mu^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi}[P_{gq}\otimes \sum_i f_i + P_{gg}\otimes f_g]$$

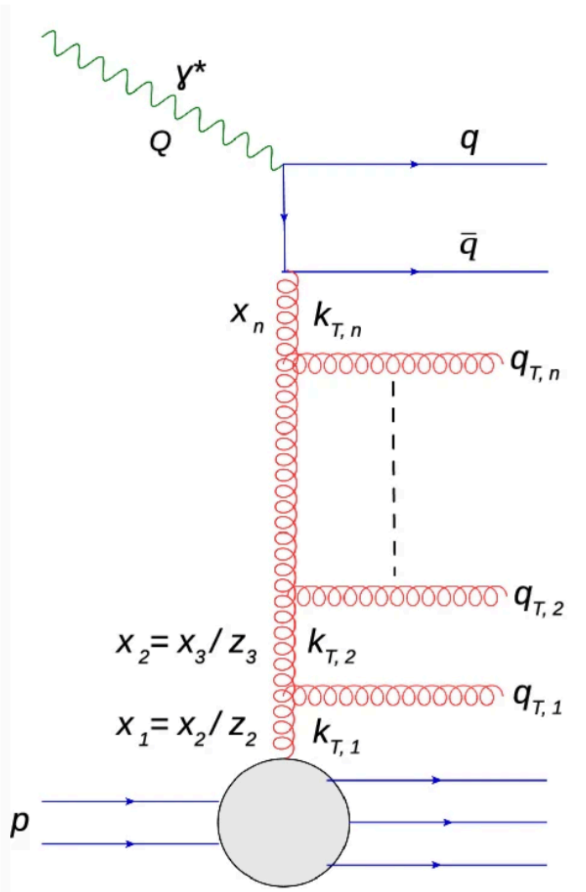




$$d\sigma(pp \to H + X) = \int dx_1 dx_2 \sum_{ij} f_i(x_1, Q) f_j(x_2, Q) d\hat{\sigma}(ij \to H)$$

Предел Редже-Грибова, БФКЛ

БФКЛ Кинематика (LLA): Предел Редже-Грибова $\sqrt{s} \to \infty; p_T - finite; x \sim \frac{p_T}{\sqrt{s}} \to 0;$ с $p_T \gg \Lambda_{QCD}$



Мультиреджевская кинематика

$$\left.\begin{array}{c} x_n \gg x_{n-1} \gg \ldots \gg x_2 \gg x_1 \\ k_{Tn} \sim k_{Tn-1} \sim \ldots \sim k_{T2} \sim k_{T1} \end{array}\right\} \quad y_n \gg y_{n-1} \gg \ldots \gg y_2 \gg y_1$$

$$[\alpha_s \log(1/x)]^n$$

$$\frac{\partial f_g}{\partial \log 1/x} = K \otimes f_g = \omega f_g$$

$$f_g \propto e^{\omega \log 1/x} = x^{-\omega} \propto \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\omega}$$

$$\log\left(\frac{s}{p_T^2}\right) = \log(1/x_1) + \log\left(\frac{\hat{s}}{p_T^2}\right) + \log(1/x_2)$$

$$\omega_{\max} = \alpha_{I\!P}(0) - 1$$

LL БФКЛ дает слишком большой интерсепт

$$\alpha_{I\!P}^{LL}(0) \approx 1.5$$

NLL БФКЛ: $\alpha_{I\!P}^{NLL} \approx 1.2$

S.J. Brodsky, V.S. Fadin, V.T. Kim, L.N. Lipatov, G.B. Pivovarov

[JETP Lett. 70 (1999) 155-160]

$$\frac{d\hat{\sigma}_{gg}}{d^2p_{T1}d^2p_{T2}} = \left[\frac{C_A\alpha_s}{p_{T1}^2}\right] f_g(\Delta y, p_{T1}, p_{T2}) \left[\frac{C_A\alpha_s}{p_{T2}^2}\right]$$

$$\frac{d\hat{\sigma}_{gg}}{dp_{T1}^2 dp_{T2}^2 d\phi} = \frac{C_A^2\alpha_s^2}{4\pi p_{T1}^3 p_{T2}^3} \sum_n e^{in(\phi-\pi)} \int_0^\infty d\nu e^{\omega(n,\nu)\Delta y} \cos\left(\nu \ln \frac{p_{T1}^2}{p_{T2}^2}\right) \Rightarrow \hat{\sigma}_{gg} \propto e^{A\cdot\Delta y}$$

при $\Delta y \to \infty$

Решение уравнения БМС (1)

$$\partial_\tau P_{ab}(\tau) = -(\partial_\tau R_{ab})P_{ab} + \int_{C_{in}} \frac{d\Omega_q}{4\pi} w_{ab}(q)[P_{aq}(\tau)P_{qb}(\tau) - P_{ab}(\tau)]$$

область C_{in}

$$\phi_q \in [0,2\pi]; \qquad \theta_q \in [0,\theta_{in}] \cup [\pi - \theta_{in}, \pi]$$

τ интервал $$\tau = \int_{Q_0}^{Q} \frac{dq_t}{q_t}\bar{\alpha}_s(q_t) \qquad \tau_{max} = \int_{p_{T\ veto}}^{\sqrt{s}/2} \frac{dq_t}{q_t}\bar{\alpha}_s(q_t) = \int_{20}^{7000} \frac{dq_t}{q_t}\bar{\alpha}_s(q_t) = 0.651$$

$$P_{ab}(\tau) = P(\theta_a, \phi_a, \theta_b, \phi_b, \tau, \theta_{in}) = P(\theta_a, \theta_b, \Delta\phi, \tau, \theta_{in})$$

Необходимо решить уравнение для каждого $\theta_{in}(\Delta y)$

Решение уравнения БМС (2)

Численное решение

Преобразование $P_{ab}(\tau) = e^{-\tau f_{ab}} g_{ab}(\tau)$

$$\partial_\tau g_{ab}(\tau) = \int_{C_{in}} \frac{d\Omega_q}{4\pi} w_{ab}(q) U_{abq} [g_{aq}(\tau) g_{qb}(\tau) - g_{ab}(\tau)] \qquad U_{abq} = e^{-\tau(f_{aq}+f_{qb}-f_{ab})}$$

Вычисление θ_{in} в 100 узлах от 0 до $\pi/2$

Разделить область $\theta_q \in [0,\theta_{in}] \cup [\pi - \theta_{in}, \pi]$ на 81 узел

Разделить $\Delta\phi \in [0,\pi]$ на 21 узел

$$\partial_\tau g_{ij}(\tau) = \sum_{k\neq i, k\neq j, k\in C_{in}} \frac{\Delta\Omega_k}{4\pi} w_{ij}(k) U_{ijk} [g_{ik}(\tau) g_{kj}(\tau) - g_{ij}(\tau)]$$

Решение уравнения БМС (3)

Численное решение

Система 81x81x21 ~ 140k ОДУ для каждого θ_{in}

$$\partial_\tau g_{ij}(\tau) = \sum_{k\neq i, k\neq j, k\in C_{in}} \frac{\Delta\Omega_k}{4\pi} w_{ij}(k) U_{ijk}[g_{ik}(\tau)g_{kj}(\tau) - g_{ij}(\tau)]$$

Рунге-Кутты 4 с шагом $\Delta\tau = 0.01$ $\tau \in [0,0.8]$

$$g_{ij}(0) = 1$$

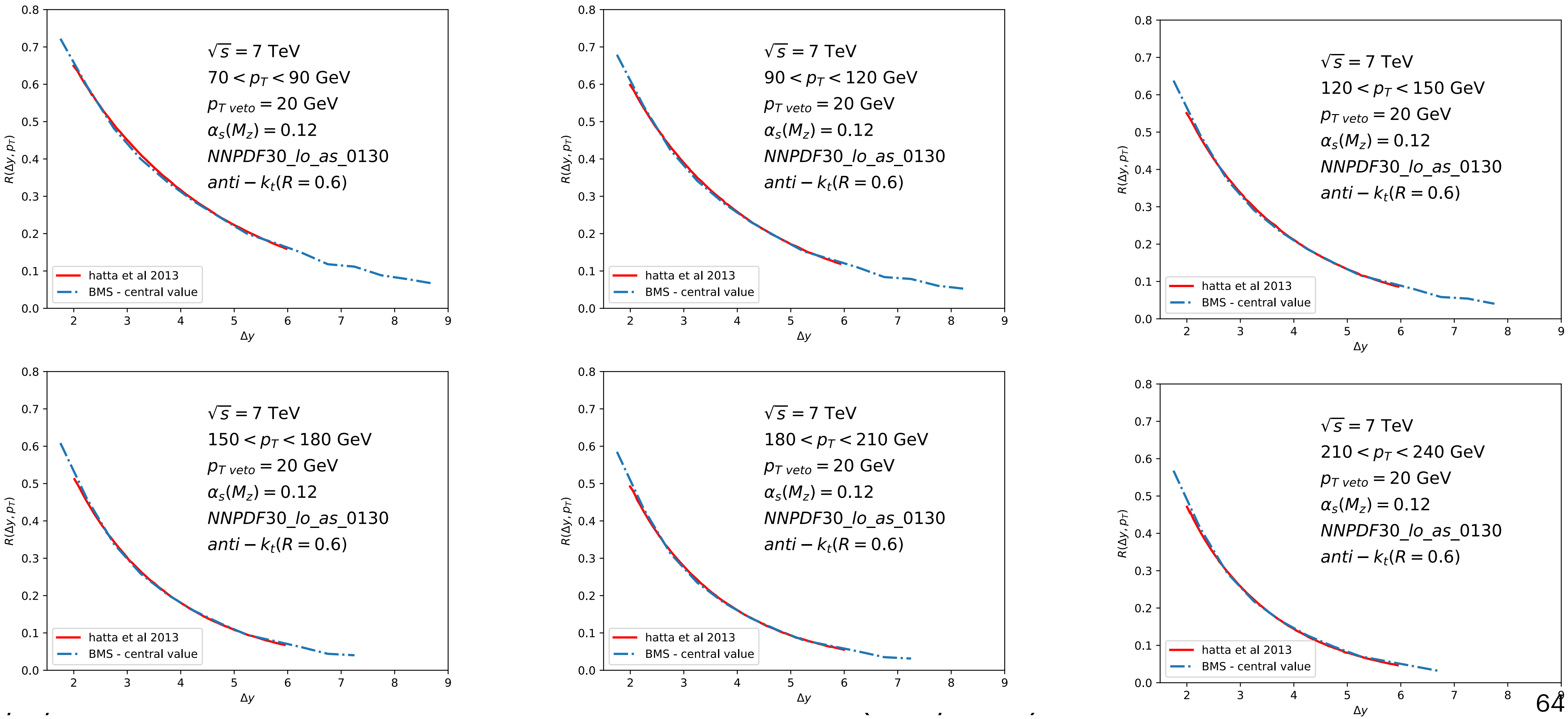
для θ_{in} сисетем решается за 10 часов на ЦОД ПИК

Решение для 100 θ_{in} ~8 Gb .npz (numpy) файлов

Воспроизведение предыдущих результатов

Hatta at al. PHYS. REV. D 87, 054016 (2013)

ATLAS измерения при 7 ТэВ $\mathscr{R}(\Delta y, p_T) = \dfrac{d\sigma^{veto}/d\Delta y d^2 p_T}{d\sigma^{incl}/d\Delta y d^2 p_T}$



Недостатки полученного решения

- Значения известны только в узлах - трудно использовать с МК интегрированием
- эквидистантное разбиение по θ_{in} грубо при больших быстротах

$$\theta_{in} = \{0^\circ,\ 1^\circ,\ 2^\circ,\ 3^\circ,\ 4^\circ,\ 5^\circ\} \Longrightarrow \eta = \{\infty,\ 4.05,\ 3.35,\ 2.94,\ 2.66,\ 2.43\}$$

- Сложно использовать для струйного вето (не межструйного)

Струйное вето

CMS search of BFKL Eur. Phys. J. C (2012) 72:2216

- pp at 7 TeV

- two selection types:

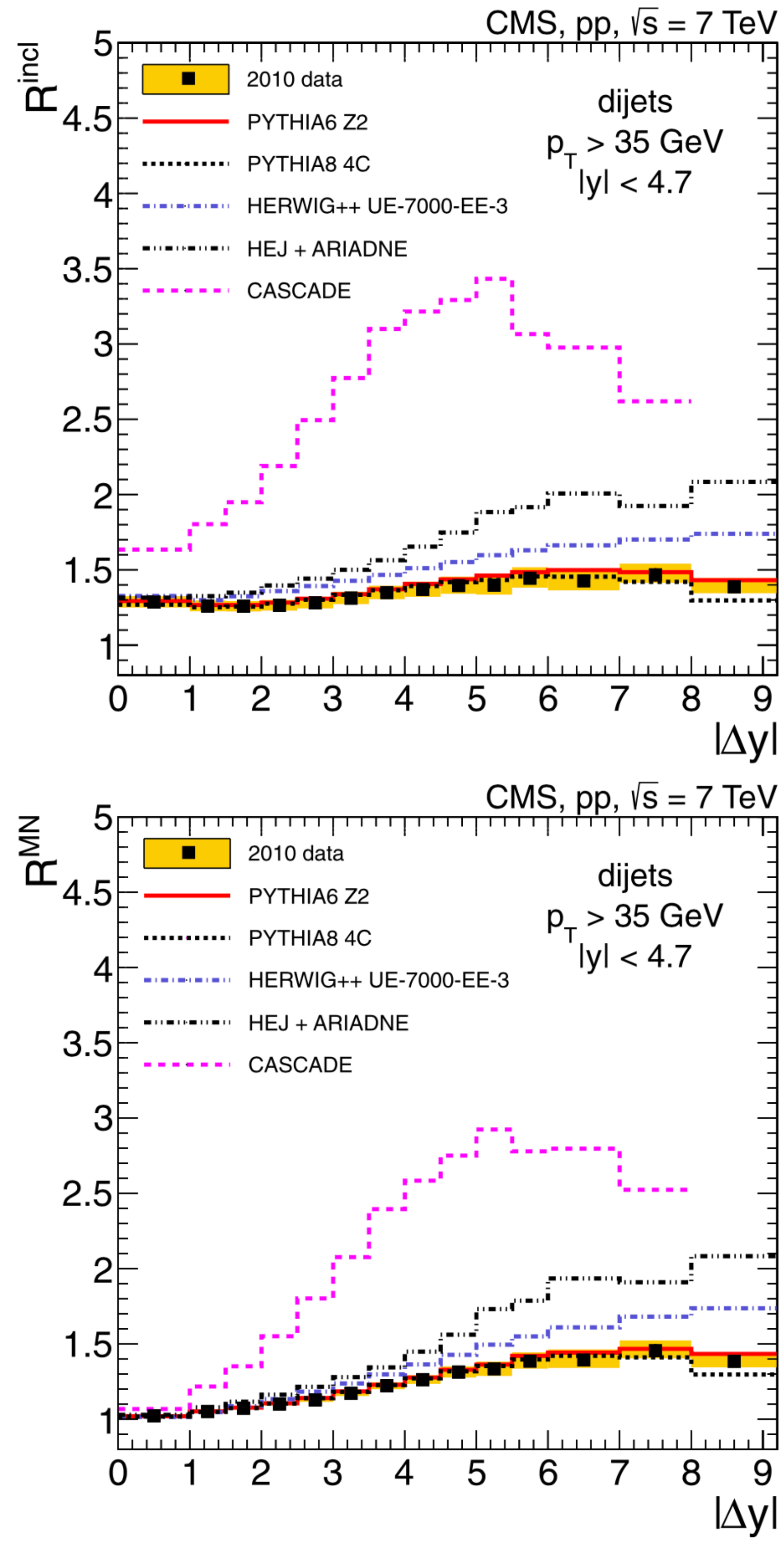
Inclusive dijets

Mueller-Navelet dijets

- $p_T > 35$ GeV

- $\Delta y = |y_1 - y_2| < 9.4$

- Veto $p_{T\ veto} = 35$ GeV



МК алгоритм для БМС эволюции (1)

Marchesini 2006 arXiv:hep-ph/0601068

Производящий функционал

$$\Sigma_{ab}[Q,u] = \sum_n \frac{1}{n!} \int \frac{d\sigma_{ab}^{(n)}}{\sigma_{abT}} \prod_{i=1}^{n} u(q_i)$$

$$Q\partial_Q \Sigma_{ab}[Q,u] = \int \frac{d\Omega_q}{4\pi} \bar{\alpha}_s w_{ab}(q) \left\{ u(q)\Sigma_{aq}[Q,u]\Sigma_{qb}[Q,u] - \Sigma_{ab}[Q,u] \right\}$$

Судаковский форм фактор

$$\ln S_{ab}(Q,Q_0) = -\int_{Q_0}^{Q} \frac{d\omega_q}{\omega_q} \frac{d\Omega_q}{4\pi} \bar{\alpha}_s(q_{abt}) w_{ab}(q) \theta(q_{abt} - Q_0)$$

$$q_{abt}^2 = \frac{2\omega_q^2}{w_{ab}(q)} \qquad w_{ab}(q) = \frac{1-\cos\theta_{ab}}{(1-\cos\theta_{aq})(1-\cos\theta_{qb})}$$

$$\Sigma_{ab}[Q,u] = S_{ab}(Q,Q_0) + \int_{Q_0}^{Q} dP_{ab}(q) u(q) \Sigma_{aq}[\omega_q,u]\Sigma_{qb}[\omega_q,u]$$

МК алгоритм для БМС эволюции (1)

Marchesini 2006 arXiv:hep-ph/0601068

Вероятность расщепления
$$dP_{ab}(q) = d\left(\frac{S_{ab}(Q,Q_0)}{S_{ab}(\omega_q,Q_0)}\right)dR_{ab}(\Omega_q)$$

Угловое распределение
$$\frac{dR_{ab}(\Omega_q)}{d\Omega_q} = \frac{\bar{\alpha}_s(q_{abt})w_{ab}(q)}{N_{ab}(\omega_q)}\theta(q_{abt} - Q_0)$$

Алгоритм: старт с ab-диполя.

используем r случайное число для определения энергии расщепления:

если $r < S(Q,Q_0)$ - диполь не расщепляется (до Q_0).

если $r > S(Q,Q_0)$ - диполь расщепляется при ω_q такой что $S_{ab}(\omega_q,Q_0)\cdot r = S_{ab}(Q,Q_0)$

генерируем направление согласно распределению $dR_{ab}(\Omega_q)$

повторяем для двух дочерних диполей aq и qb пока не достигнем масштаба Q_0

Представленный МК расчет не воспроизводит BMS эволюцию

$$q^2_{abt} = \frac{2\omega_q^2}{w_{ab}(q)}$$

МК

$$\ln S_{ab}(Q, Q_0) = -\int_{Q_0}^{Q} \frac{d\omega_q}{\omega_q}\frac{d\Omega_q}{4\pi}\bar{\alpha}_s(q_{abt})w_{ab}(q)\theta(q_{abt} - Q_0)$$

БМС

$$\ln S_{ab}(Q, Q_0) = -\int_{Q_0}^{Q} \frac{d\omega_q}{\omega_q}\frac{d\Omega_q}{4\pi}\bar{\alpha}_s(\omega_q)w_{ab}(q)$$

$$\Big\downarrow$$

$$\ln S_{ab}(Q, Q_0) = -\int_{Q_0}^{Q} \frac{d\omega_q}{\omega_q}\frac{d\Omega_q}{4\pi}\bar{\alpha}_s(\omega_q)w_{ab}(q)\Theta(\cos(\theta)_{\max} - \cos(\theta))$$

Сведения о диссертации

Научный руководитель:

- **Ким Виктор Тимофеевич**, д.ф.-м.н., Зам. руководителя ОФВЭ по научной работе, Заведующий лаборатории физики элементарных частиц, в.н.с., ФГБУ ПИЯФ НИЦ КИ, профессор ФГАОУ ВО СПбПУ

Официальные оппоненты:

Ведущая организация: