

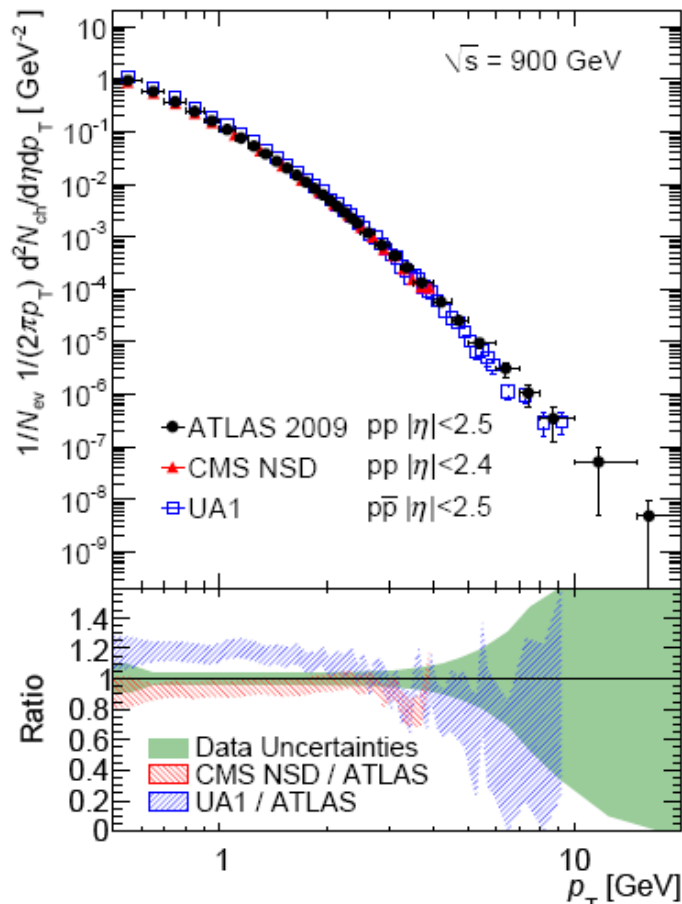
Различие в инклюзивных спектрах
в протон-протонном и протон-
антипротонном взаимодействиях
при высоких энергиях

В.А. Абрамовский

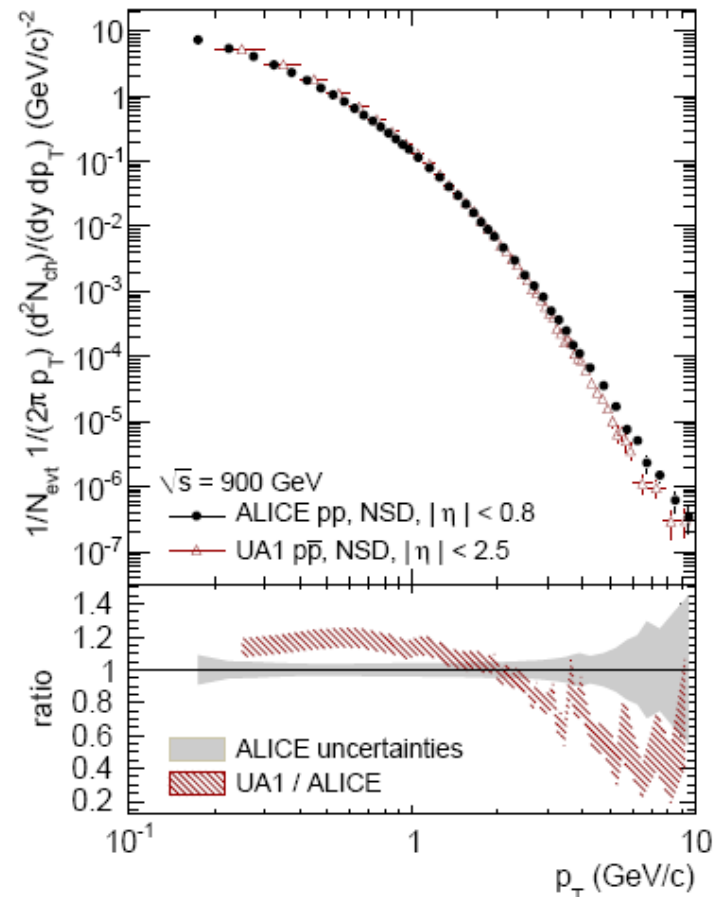
Н.В. Радченко

Новгородский государственный
университет

Отношение инклюзивных сечений протон-антипротонового и протон-протонного взаимодействий



arXiv:1003.3124v2
29 апреля 2010



arXiv:1004.3034v2
19 августа 2010

Объяснение различия в статьях

- ATLAS: “The UA1 results, normalised by their associated cross section measurement, are also overlaid. They are approximately 20% higher than the present data. A shift in this direction is expected from the double-arm scintillator trigger requirement used to collect the UA1 data, which rejected events with low charged-particle multiplicities.”
- ALICE: “In the right panel of Fig. 3, the normalized invariant yield in NSD events is compared to measurements of the UA1 collaboration in $ppbar$ at the same energy, scaled by their measured NSD cross section of 43.5 mb. As in the previous comparison to ATLAS and CMS, the higher yield at large p_T may be related to the different pseudorapidity acceptances. The excess of the UA1 data of about 20% at low p_T is possibly due to the UA1 trigger condition, which suppresses events with very low multiplicity, as pointed out in [19] (ATLAS).”

Инклюзивные сечения и распределения по множественности различны для pp и p *anti*- p

Теорема Померанчука:

полные сечения	}	одинаковы для pp и p <i>anti</i> - p
упругие дифференциальные сечения		
упругие сечения		

Также считается общепринятым, что инклюзивные сечения и распределения по множественности одинаковы для pp и p *anti*- p .

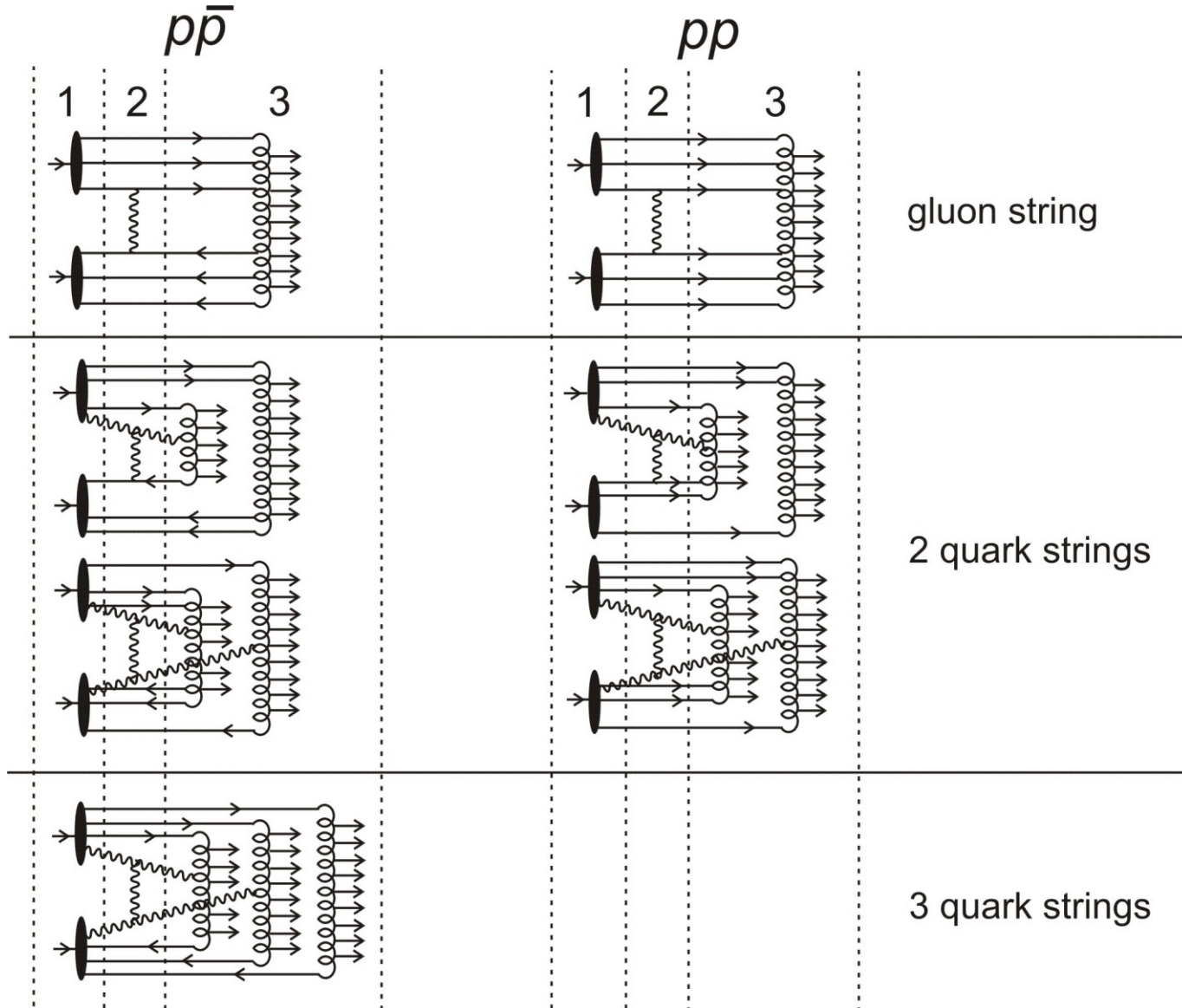
Мы считаем, что распределения по множественности различны для pp и *anti*- p при высоких энергиях ([arXiv:0812.2465](#), 12.12.2008), следовательно, различны инклюзивные сечения. Мы оценили отношение инклюзивных спектров $p\bar{p}/pp = R \approx 1,12$ ([arXiv:0912.1041](#), 5.12.2009)

Модель адронов с малым числом конститuentов (LCNM)

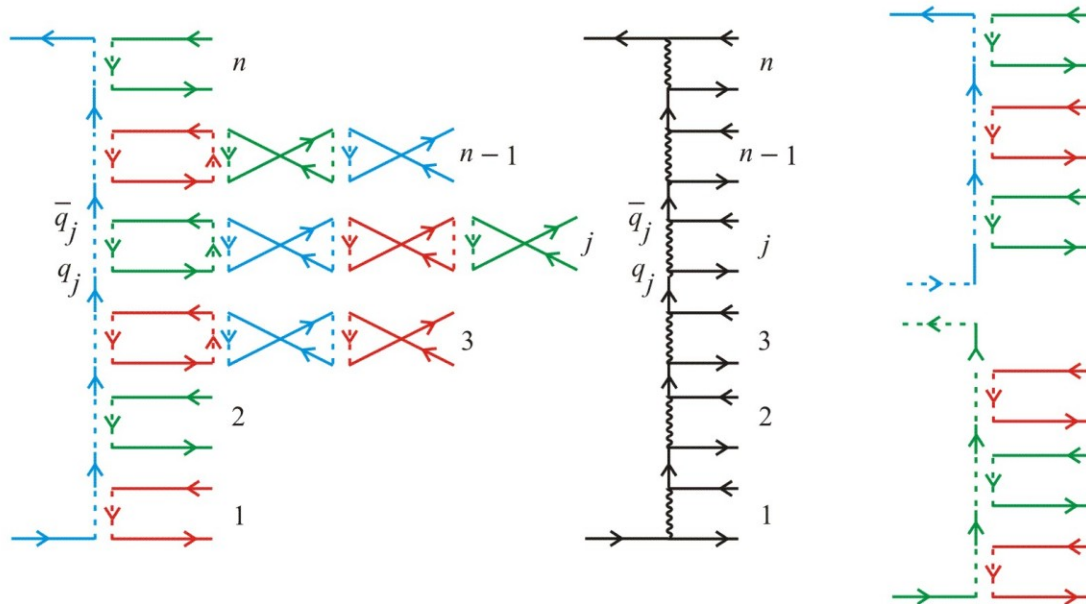
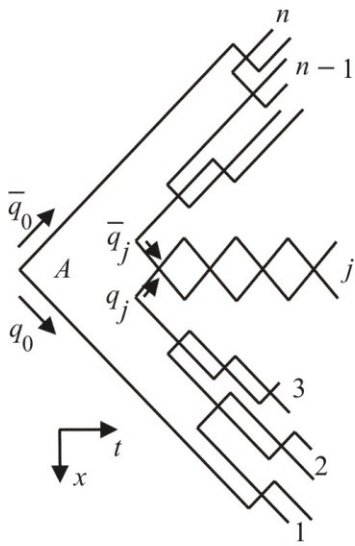
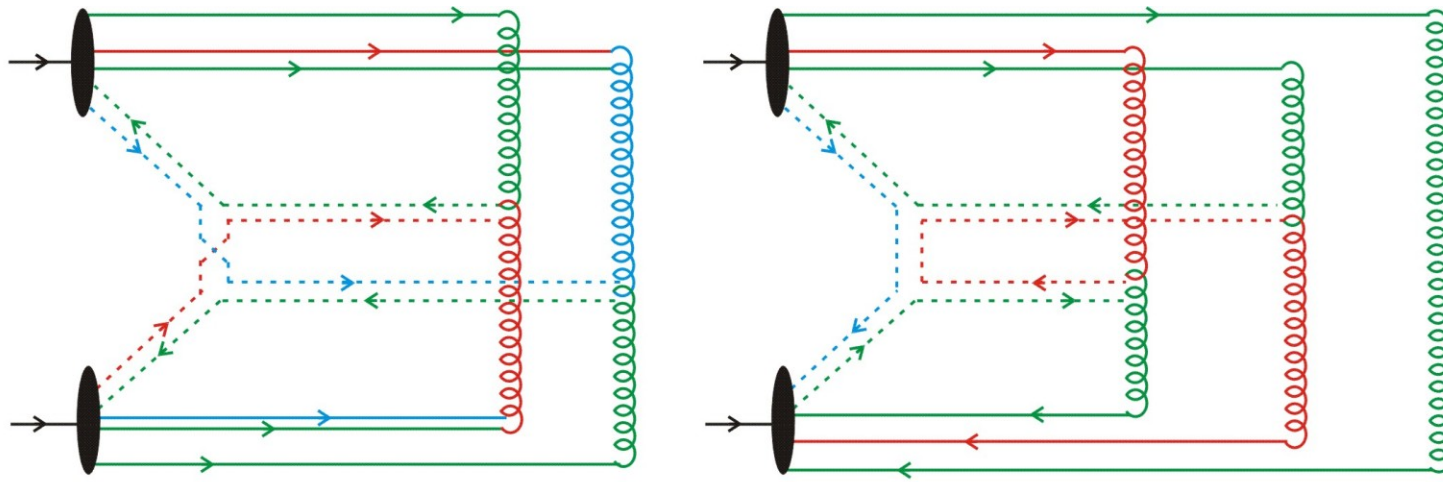
1. На первом этапе, до столкновения, в налетающих адронах содержится малое число конститuentов. В каждом адроне это либо компонента с только валентными кварками, либо с валентными кварками и одним дополнительным глюоном.
2. На втором этапе взаимодействие между адронами происходит в результате глюонного обмена между валентными кварками и начальными глюонами. Адроны приобретают цветной заряд.
3. На третьем этапе, после взаимодействия, происходит разлет цветных зарядов. Когда заряды разойдутся на расстояния, большие радиуса конфайнмента, силовые линии цветного электрического поля соберутся в трубки (цветные струны), при разрывах которых образуются вторичные адроны.

(Абрамовский, Канчели 1980, Абрамовский, Радченко 2009)

Три типа неупругих подпроцессов

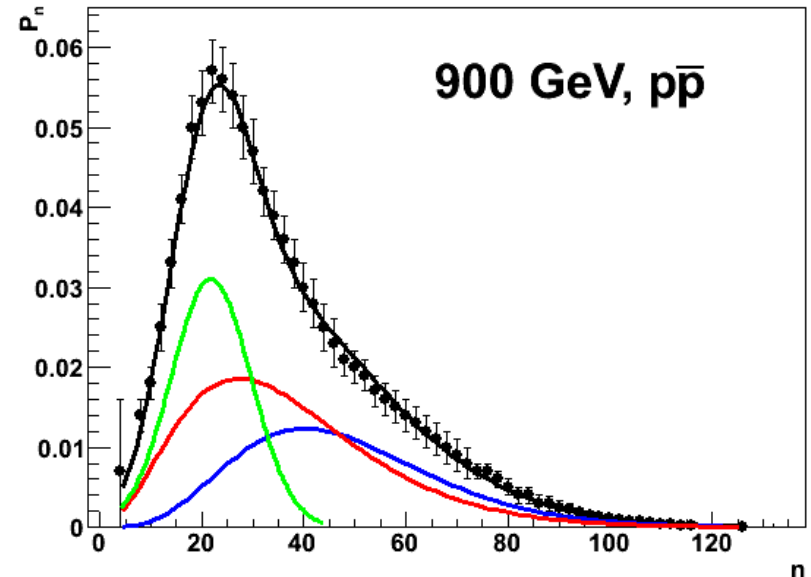
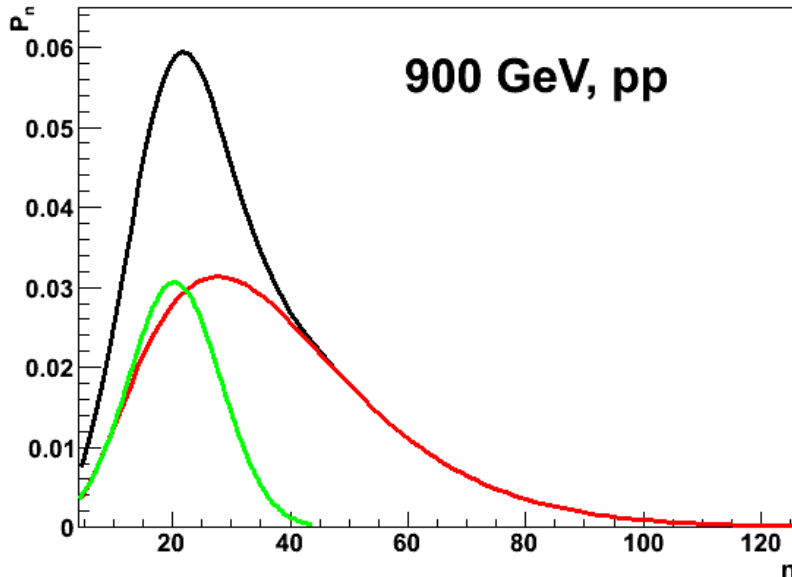


Цветные диаграммы



Инклюзивный подход выделяет события с большой множественностью

- Как следует из LCNM, распределения по множественности различаются для pp и p $anti$ - p из-за подпроцесса с тремя кварковыми струнами в p $anti$ - p (синяя кривая).
- Распад трех кварковых струн рождает события с большой множественностью в хвосте распределения.
- Для того чтобы сделать это различие более заметным, нужно использовать переменную $n \cdot P_n$ вместо P_n .
- $n \cdot P_n$ измеряется независимо от P_n в инклюзивном подходе



Инклюзивные сечения в событиях с фиксированным числом частиц

Топологическое инклюзивное сечение рождения одной заряженной частицы

$$(2\pi)^3 2E \frac{d^3 \sigma_n^{incl}}{d^3 p} = \frac{1}{(n-1)!} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!} \int d\tau_{n-1+m} |A_{2 \rightarrow n+m}|^2$$

Полное инклюзивное сечение и его нормировка

$$(2\pi)^3 2E \frac{d^3 \sigma^{incl}}{d^3 p} = \sum_{n=0}^{\infty} (2\pi)^3 2E \frac{d^3 \sigma_n^{incl}}{d^3 p} \quad \int d^3 p \frac{d^3 \sigma^{incl}}{d^3 p} = \langle n \rangle \sigma^{nsd}$$

Нормировка топологического инклюзивного сечения

$$\int d^3 p \frac{d^3 \sigma_n^{incl}}{d^3 p} = n \sigma_n \quad \sigma_n = \frac{1}{n!} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!} \int d\tau_{n+m} |A_{2 \rightarrow n+m}|^2$$

$$\frac{1}{\sigma^{nsd}} \int d^3 p \frac{d^3 \sigma_n^{incl}}{d^3 p} = n \frac{\sigma_n}{\sigma^{nsd}} = n P_n$$

Инклюзивные сечения в бинах множественности

UA5 Coll. (Z.Phys.C33,1) привела данные, сгруппированные по 9 бинам заряженных частиц: $2 \leq n \leq 10$, $12 \leq n \leq 20$, ... $72 \leq n \leq 80$ и $n \geq 82$.

Определим инклюзивные сечения в бинах

$$\frac{d^3 \sigma^{(1) incl}}{d^3 p} = \sum_{n=2}^{10} \frac{d^3 \sigma_n^{incl}}{d^3 p}, \quad \frac{d^3 \sigma^{(2) incl}}{d^3 p} = \sum_{n=12}^{20} \frac{d^3 \sigma_n^{incl}}{d^3 p}, \dots \quad \frac{d^3 \sigma^{(9) incl}}{d^3 p} = \sum_{n=82}^{\infty} \frac{d^3 \sigma_n^{incl}}{d^3 p}, \Rightarrow$$

$$\sum_{i=1}^9 \frac{d^3 \sigma^{(i) incl}}{d^3 p} = \frac{d^3 \sigma^{incl}}{d^3 p}$$

Инклюзивные сечения в бинах нормированы следующим образом

$$\int d^3 p \frac{d^3 \sigma^{(i) incl}}{d^3 p} = \sigma^{nsd} \sum_{n \text{ in bin}} n P_n = \bar{n}^{(i)} \sigma^{nsd}$$

Различие в инклюзивных сечениях pp и p $anti$ - p

$$\int d^3 p \frac{d^3 \sigma_{pp}^{(i) incl}}{d^3 p} = \int d\eta d^2 p_{\perp} \frac{d^3 \sigma_{pp}^{(i) incl}}{d\eta d^2 p_{\perp}} = \int d\eta \frac{d\sigma_{pp}^{(i) incl}}{d\eta} = \bar{n}_{pp}^{(i)} \sigma^{nsd} \quad (1)$$

$$\int d^3 p \frac{d^3 \sigma_{p\bar{p}}^{(i) incl}}{d^3 p} = \int d\eta d^2 p_{\perp} \frac{d^3 \sigma_{p\bar{p}}^{(i) incl}}{d\eta d^2 p_{\perp}} = \int d\eta \frac{d\sigma_{p\bar{p}}^{(i) incl}}{d\eta} = \bar{n}_{p\bar{p}}^{(i)} \sigma^{nsd} \quad (2)$$

$$\frac{d\sigma^{(i) incl}}{d\eta} = \int d^2 p_{\perp} \frac{d^3 \sigma^{(i) incl}}{d\eta d^2 p_{\perp}}$$

Отношение (1) к (2) дает

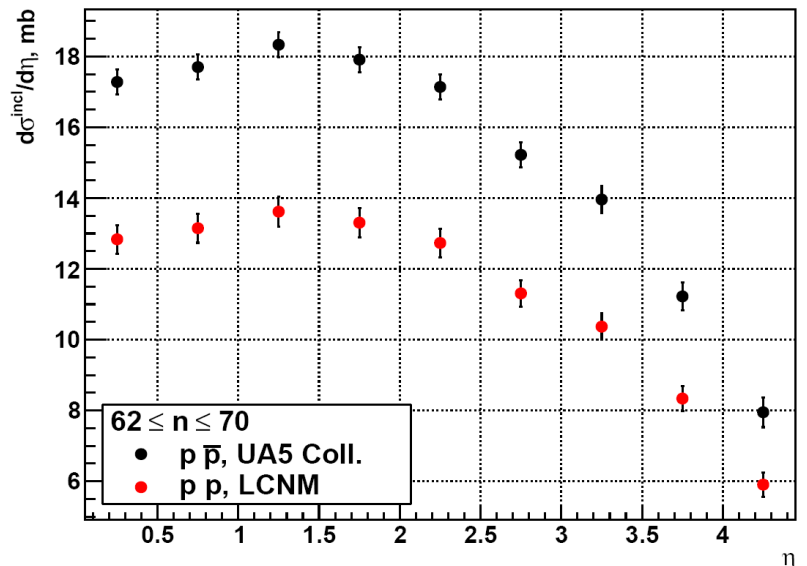
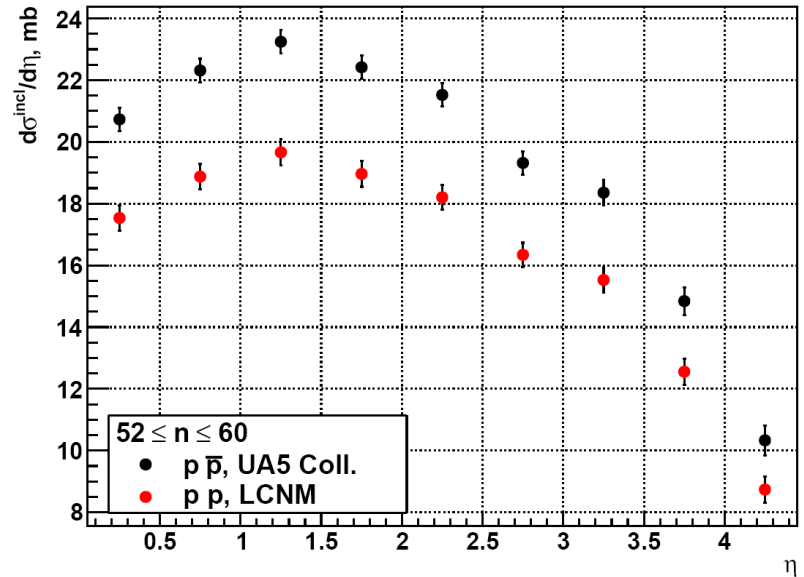
$$\int d\eta \frac{d\sigma_{pp}^{(i) incl}}{d\eta} = \frac{\bar{n}_{pp}^{(i)}}{\bar{n}_{p\bar{p}}^{(i)}} \int d\eta \frac{d\sigma_{p\bar{p}}^{(i) incl}}{d\eta} \quad (3)$$

Решение интегрального уравнения (3) (возможно, единственное)

$$\frac{d\sigma_{pp}^{(i) incl}}{d\eta} = \frac{\bar{n}_{pp}^{(i)}}{\bar{n}_{p\bar{p}}^{(i)}} \frac{d\sigma_{p\bar{p}}^{(i) incl}}{d\eta} \quad (4)$$

Инклюзивные сечения в различных бинах

	$\bar{n}_{p\bar{p}}^{(i)} / \bar{n}_{pp}^{(i)}$
$2 \leq n \leq 10$	0.76 ± 0.01
$12 \leq n \leq 20$	0.86 ± 0.01
$22 \leq n \leq 30$	0.99 ± 0.01
$32 \leq n \leq 40$	1.09 ± 0.01
$42 \leq n \leq 50$	1.10 ± 0.01
$52 \leq n \leq 60$	1.18 ± 0.01
$62 \leq n \leq 70$	1.35 ± 0.02
$72 \leq n \leq 80$	1.45 ± 0.02
$n \geq 82$	1.26 ± 0.02



Инклюзивные сечения, просуммированные по всем бинам множественности

Мы получили численное значение отношения

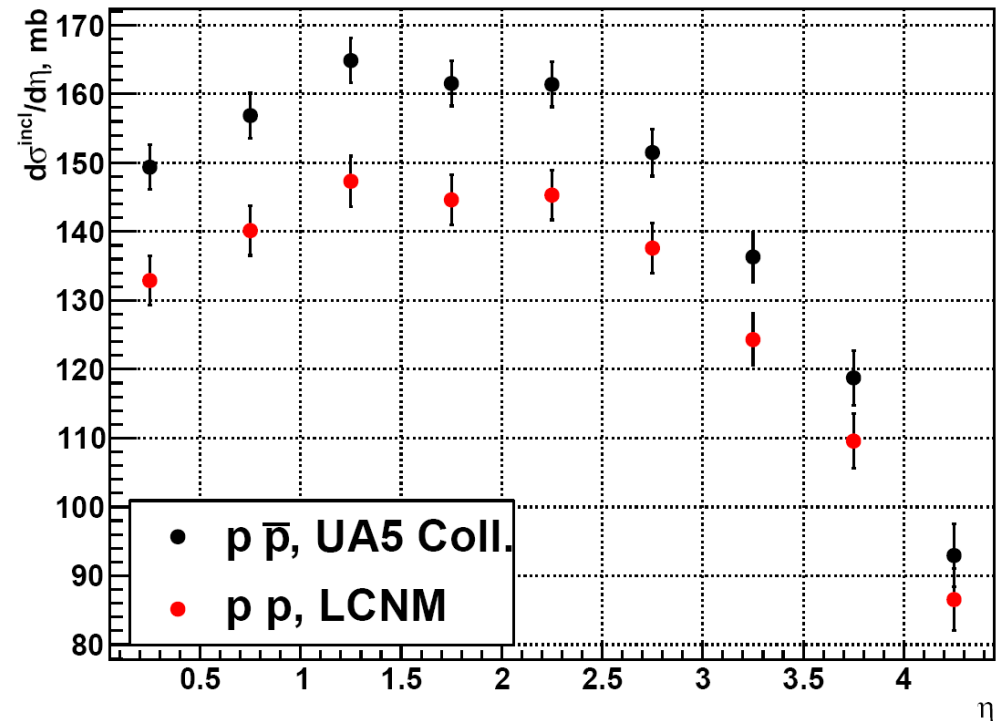
$$\frac{d\sigma_{p\bar{p}}^{incl}}{d\eta} \bigg/ \frac{d\sigma_{pp}^{incl}}{d\eta}$$

просуммировав по всем 9 бинам множественности.

Для $|\eta| < 2.5$

$$\frac{d\sigma_{p\bar{p}}^{incl}}{d\eta} \bigg/ \frac{d\sigma_{pp}^{incl}}{d\eta} = 1,12 \pm 0,03$$

Этот результат будет использован на следующих слайдах.



Инклюзивные сечения с поперечным импульсом

Из правил сокращений АГК следует факторизация зависимости от поперечного импульса в инклюзивном сечении.

$$\frac{1}{2\pi p_{\perp}} \frac{d^2 \sigma^{incl}}{d\eta dp_{\perp}} = f(p_{\perp}) \frac{d\sigma^{incl}}{d\eta}$$

Возвращаясь к формулам (1) и (2), можно записать

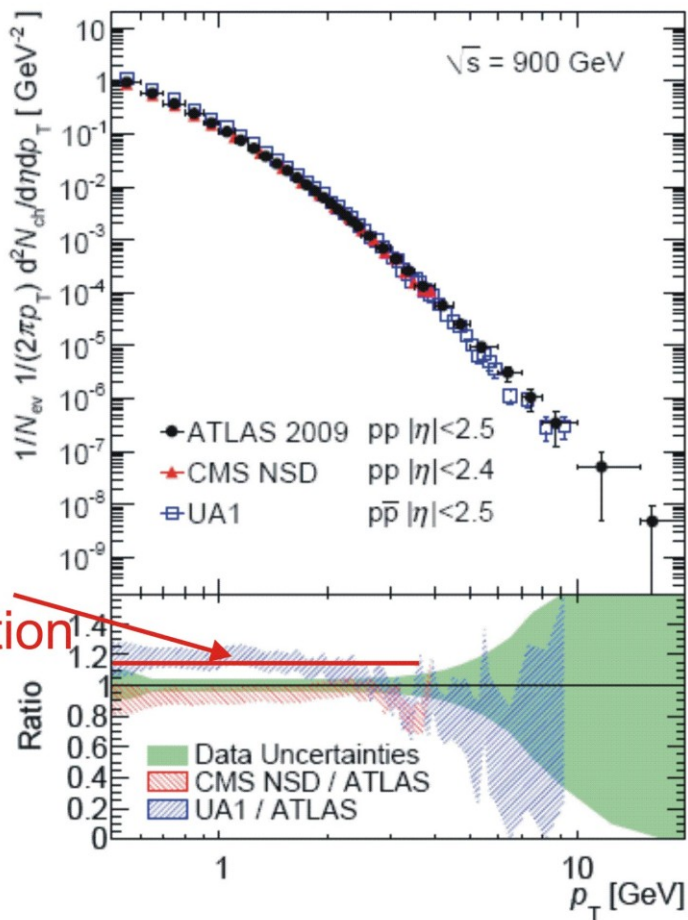
$$\frac{d^3 \sigma_{pp}^{(i)incl}}{d\eta d^2 p_{\perp}} = \frac{\bar{n}_{p\bar{p}}^{(i)}}{\bar{n}_{pp}^{(i)}} \frac{d^3 \sigma_{p\bar{p}}^{(i)incl}}{d\eta d^2 p_{\perp}} .$$

Из этого соотношения строго доказывается, что $f_{pp}(p_{\perp}) = f_{p\bar{p}}(p_{\perp})$, следовательно, получаем

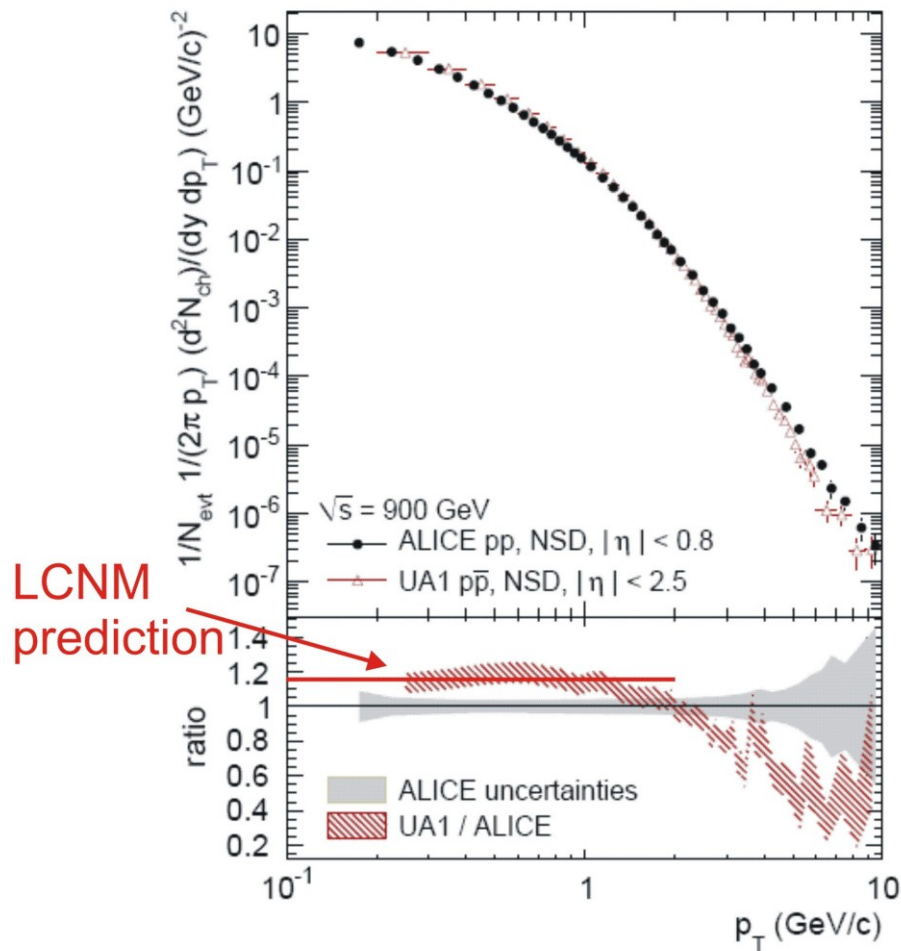
$$\frac{1}{2\pi p_{\perp}} \frac{d^2 \sigma_{p\bar{p}}^{incl}}{d\eta dp_{\perp}} \Big/ \frac{1}{2\pi p_{\perp}} \frac{d^2 \sigma_{pp}^{incl}}{d\eta dp_{\perp}} = \frac{d\sigma_{p\bar{p}}^{incl}}{d\eta} \Big/ \frac{d\sigma_{pp}^{incl}}{d\eta} .$$

Экспериментальные свидетельства различия в pp и p $anti$ - p

ATLAS Coll.



ALICE Coll.



Заключение

- Физическое обоснование различия в инклюзивных сечениях в pp и p *anti*- p взаимодействиях было представлено авторами еще до начала работы LHC.
- Кинематическое объяснение выявленного различия представляется верным только отчасти. Во-первых, различие в спектрах наблюдается до $p_T \approx 2$ ГэВ/с, где вклад событий с малой множественностью мал. Во-вторых, это различие зафиксировано двумя экспериментами с разными кинематическими условиями. В-третьих, UA1 проводила коррекцию своих результатов.
- Косвенным подтверждением различия в множественных процессах pp и p *anti*- p являются серьезные трудности в применении Пифии к описанию полученных данных. Оптимизированная настройка ATLAS MC09 PYTHIA, полученная на основе данных p *anti*- p Теватрона при энергиях 630 и 1800 ГэВ плохо описывает распределения pp даже при 900, полученные ATLAS, хотя интервал энергий в данном случае совпадает.

Заключение

- Мы считаем, что ATLAS открыл новый физический эффект – различие в множественном рождении в протон-протонном и протон-антипротонном взаимодействиях при высоких энергиях. Публикация ALICE запоздала на 3 месяца.
- Этот эффект требует дальнейшего тщательного изучения.

Благодарность

- Авторы выражают благодарность за поддержку Министерству образования и науки РФ, федеральная целевая программа «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», грант П1200.