

Памяти В.И. Кувшинова

**“Феноменология большой множественности”**

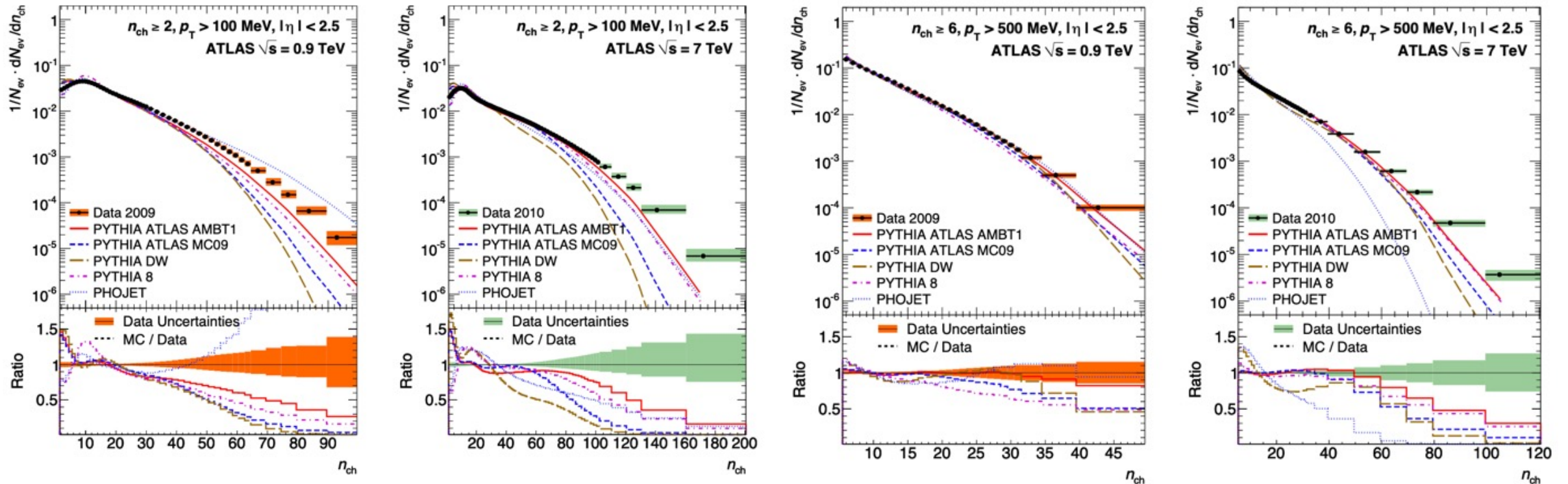
**Елена Кокоулина**

**(Объединенный институт ядерных исследований, РФ и ГГТУ, Гомель)**

# Множественные процессы, изучаемые в физике высоких энергий

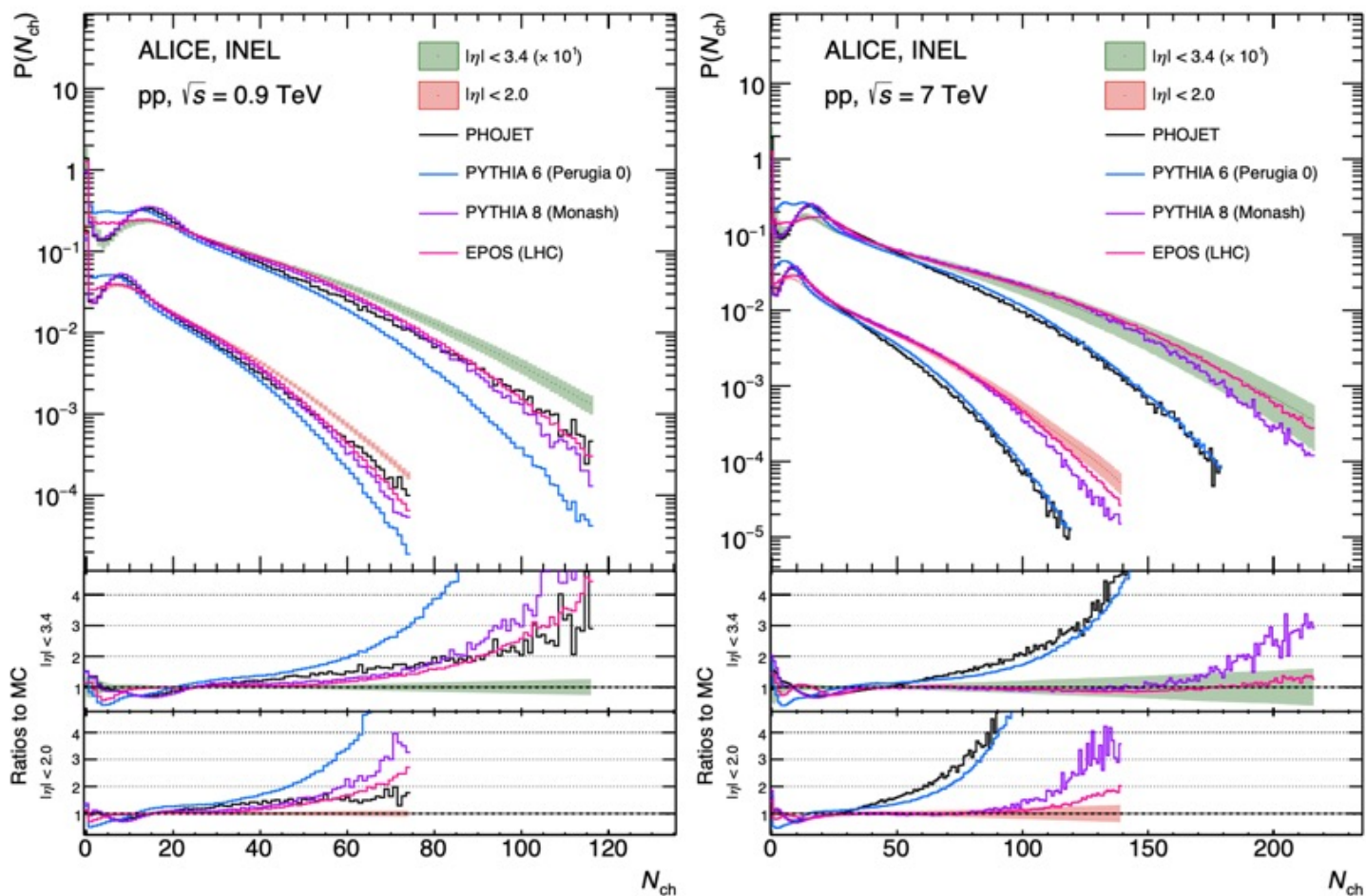
1. Электрон-позитронная аннигиляция ( $e^+e^-$ ).
2. Протонные и протон-антипротонные взаимодействия.
3. Релятивистская ядерная физика (АА).

# Эксперименты на БАК (LHC, ATLAS)



Данные ATLAS [2010] по РМ в pp соударениях при 0.9 ТэВ и сравнение с Монте-Карло генераторами : РУТНІА, РНОЈЕТ.

# Эксперименты на БАК (LHC, ALICE)

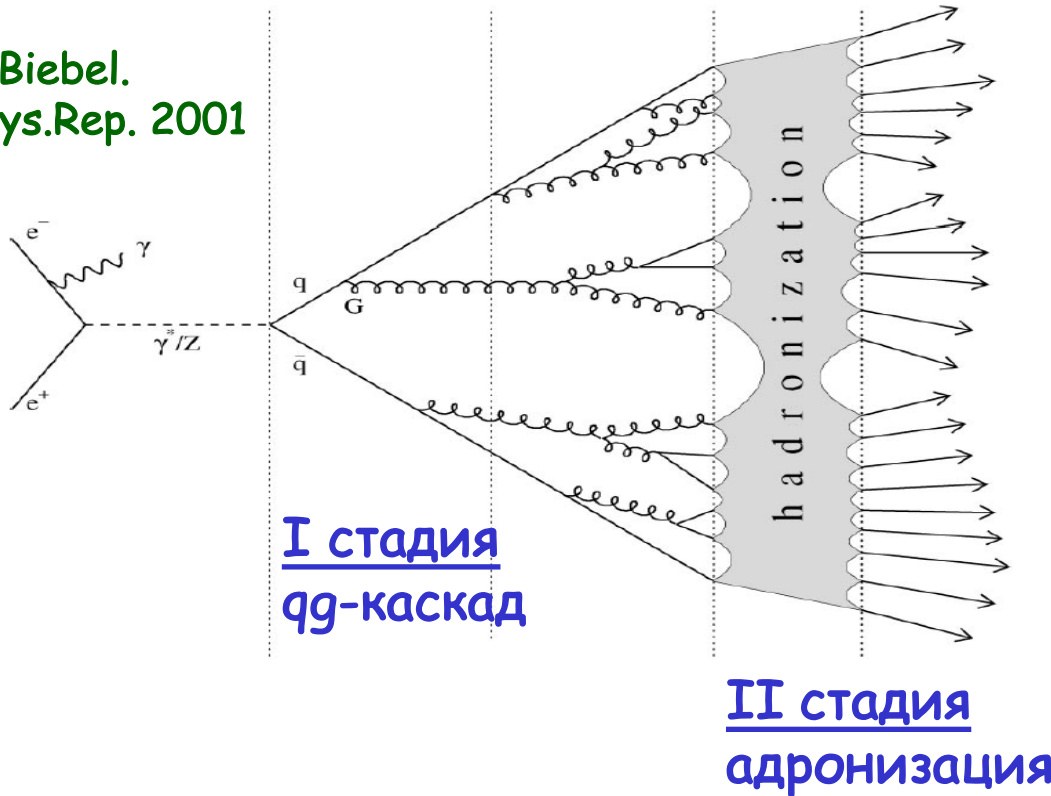


[arXiv:1708.01435, ALICE Coll.]: РМ заряженных частиц в широкой псевдо-быстротной области в pp столкновениях при 0.9 и 7 ТэВ.

# $e^+e^-$ - АННИГИЛЯЦИЯ

$$e^+e^- \rightarrow \gamma(Z^0) \rightarrow q\bar{q} \rightarrow (q, g) \rightarrow ? \rightarrow hadrons$$

O.Biebel.  
Phys.Rep. 2001



Распределение по  
множественности (PM)

$$P_n(s) = \frac{\sigma_n}{\sum_m \sigma_m}$$

Производящая  
функция (ПФ):

$$Q(s, z) = \sum_n P_n(s) z^n$$

ПФ  $\leftrightarrow$  PM

$$P_n(s) = \frac{1}{n!} \frac{\partial^n}{\partial z^n} Q(s, z) \Big|_{z=0}$$

Корреляционные моменты:

$$F_k(s) = \overline{n(n-1)\dots(n-k+1)} = \frac{\partial^k}{\partial z^k} Q(s, z) \Big|_{z=1}$$

## $e^+e^-$ аннигиляция. I стадия

Konishi et al. и Giovannini [NP, 1979] описывают  $q\bar{q}$ -каскад в ТВ КХД с учетом элементарных процессов:

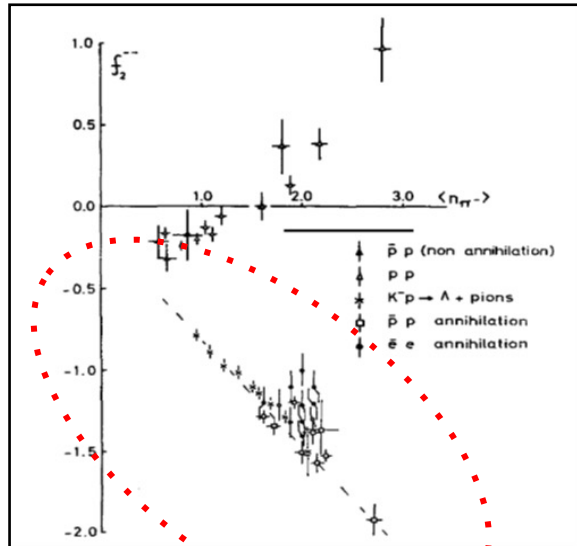
- 1) излучение кварком глюона -  $q \rightarrow q + g$ ,
- 2) деление глюона -  $g \rightarrow g + g$ ,
- 3) рождение из глюона кварк-антикварковой пары -  $g \rightarrow q + \bar{q}$ .

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial G}{\partial Y} = -AG + AG^2, \\ \frac{\partial Q}{\partial Y} = -\tilde{A}Q + \tilde{A}QG. \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{Система диф.ур., описывающая процессы} \\ \text{ветвления, приводит к РМ Фарри для } g\text{-струи и} \\ \text{Поя для } q\text{-струи:} \end{array}$$
$$P_m^g = \frac{1}{\bar{m}} \left(1 - \frac{1}{\bar{m}}\right)^{m-1}, \quad P_m^q = \frac{k_p(k_p+1)\dots(k_p+m-1)}{m!} \left(\frac{\bar{m}}{\bar{m}+k_p}\right)^m \left(\frac{k_p}{\bar{m}+k_p}\right)^{k_p}.$$

$$Y = \frac{1}{2\pi b} \ln[1 + ab \ln(Q^2 / \mu^2)], \quad \text{A и } \tilde{A} \text{ - вероятности процессов 1) и 2).}$$

## $e^+e^-$ аннигиляция- II stage

КХД не в состоянии описать адронизацию. Помощь в выборе РМ на этой стадии подсказывает эксперимент, а именно, поведение  $f_2$ ,



второго корреляционного момента,  $f_2 = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2$ . Независимое рождение описывается РМ Пуассона ( $f_2 = 0$ ). РМ (Тойя) на I стадии - отрицательное биномиальное распределение (ОБР):

$$f_2 = \overline{n(n-1)} - \bar{n}^2 \rightarrow \frac{\bar{m}^2}{k_p} > 0$$

При низких энергиях ( $\sim$  ГэВ)  $f_2 < 0$ . В качестве такого РМ было выбрано биномиальное РМ (Бернулли):

$$P_P^H(n) = C_{N_p}^n \left( \frac{\bar{n}_p^h}{N_p} \right)^n \left( 1 - \frac{\bar{n}_p^h}{N_p} \right)^{N_p - n}, P = q, g.$$

# Конволюция двух стадий

$$Q(s, z) = \sum_m P_m^P Q^H(m, s, z) \quad (\text{мягкое обесцвечивание}).$$

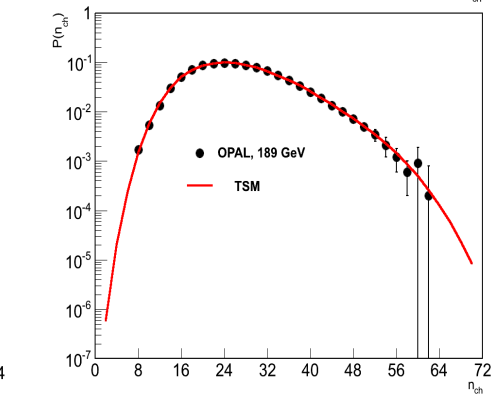
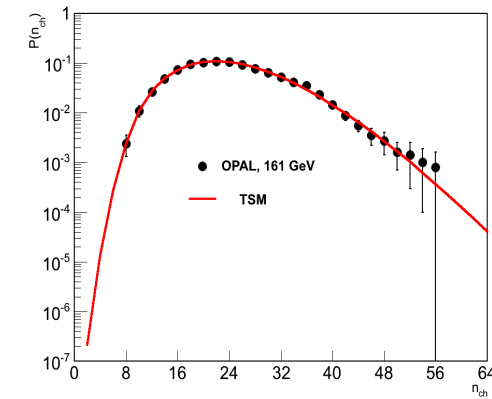
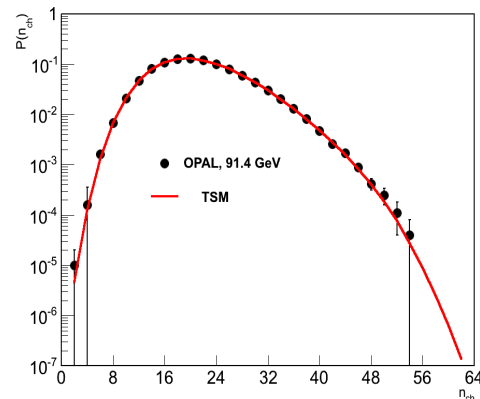
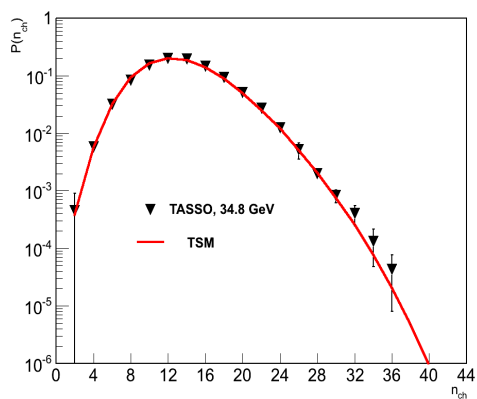
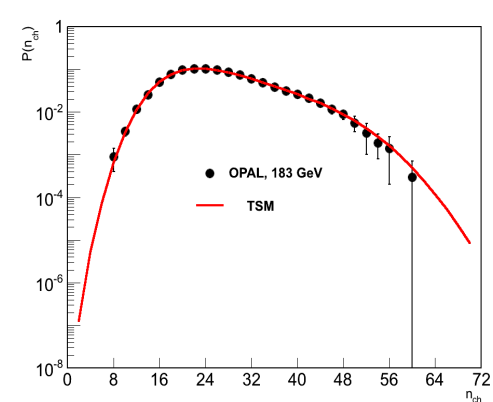
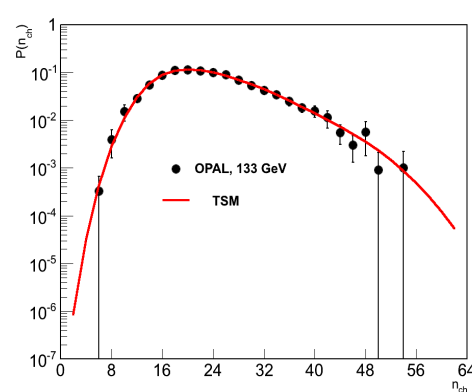
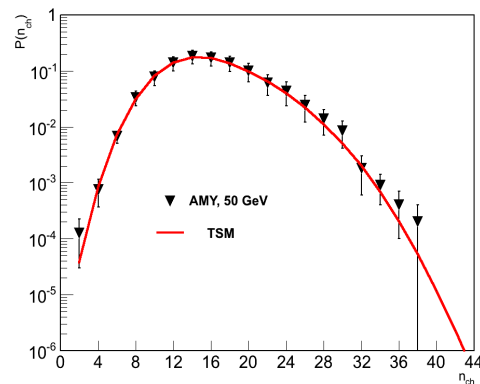
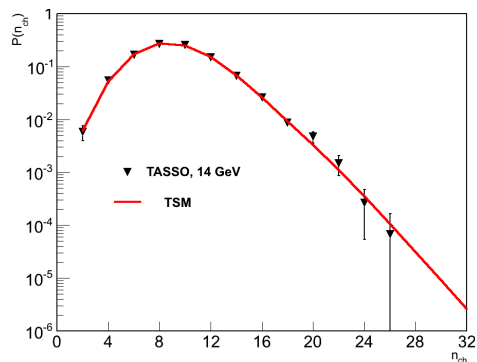
$$P_n(s) = \Omega \sum_{m=0}^{M_g} P_m^P C_{(2+\alpha m)N}^n \left( \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^n \left( 1 - \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{(2+\alpha m)N-n}$$

$$Q_p^H = \left[ 1 + \frac{\bar{n}_p^h}{N_p} (z-1) \right]^{N_p}, \quad p=q, g, \quad f_2 = -\frac{(\bar{n}_p^h)^2}{N_p} < 0.$$

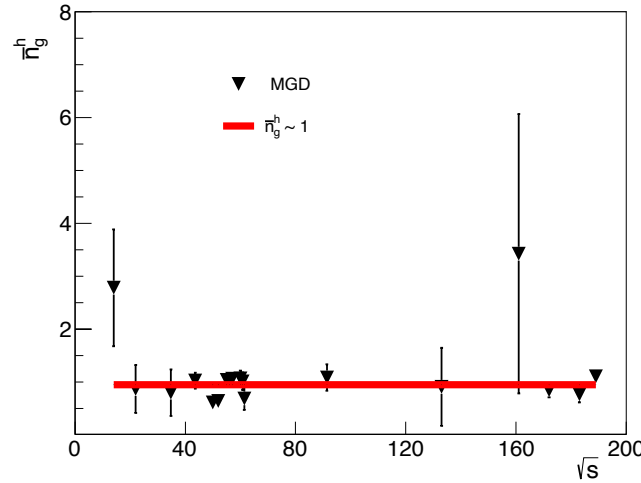
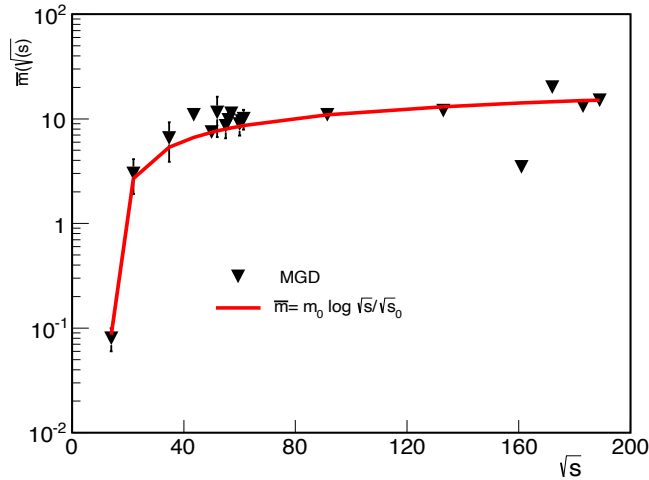
Параметры модели:  $N_q=N$ ,  $\alpha=N_g/N$ ,  $\bar{n}^h$ .



# PM в $e^+e^-$ аннигиляции (14 -189 ГэВ)



# Параметры модели

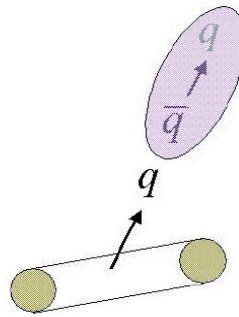


Среднее число адронов из глюона,  $\bar{n}_g^h$  остается близким к 1, что свидет. о фрагментационном механизме адронизации

$\bar{m} \sim \log s .$

Гипотеза партон-адронной дуальности (ЛоПАД)

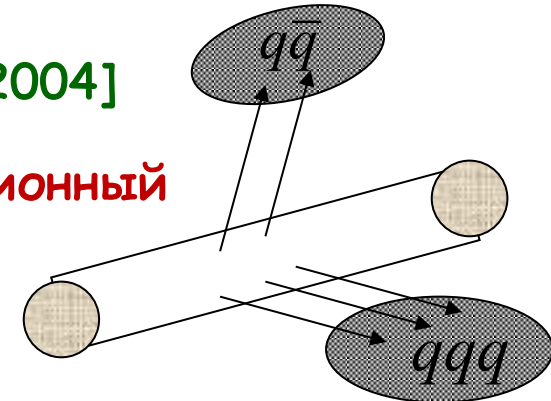
$\langle m \rangle \sim \langle n \rangle$



фрагментационный

[ V. Muller. 2004 ]

рекомбинационный

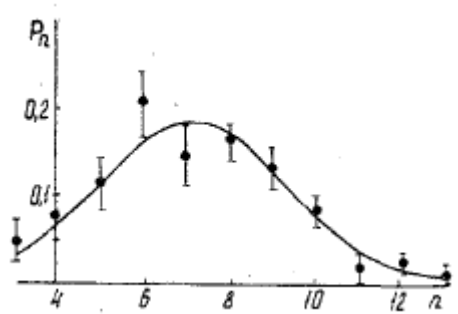
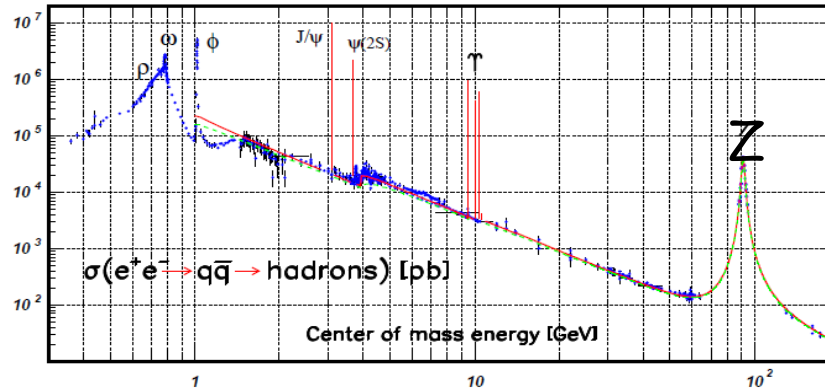
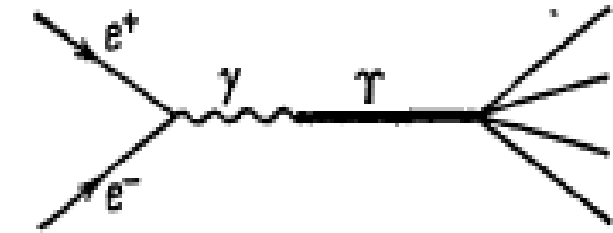


## Изменение знака $f_2$ с ростом энергии с "-" на "+"

$$f_2 = F_2 - F_1^2 = \sum_{m=0} (2 + \alpha m) \left( 2 + \alpha m - \frac{1}{N} \right) P_m^q \cdot (\bar{n}^h)^2 - \left[ (2 + \alpha \bar{m}) \bar{n}^h \right]^2 =$$
$$= \left[ \alpha^2 \frac{\bar{m}^2}{k_p} + \alpha^2 \bar{m} - \frac{2 + \alpha \bar{m}}{N} \right] (\bar{n}^h)^2.$$

Параметры:  $\alpha \sim 1$ ,  $N \sim 6$ . При  $\sqrt{s} < 5$   $\bar{m} \ll 1$  и  $f_2 < 0$ . С ростом энергии при  $\sqrt{s} > \gtrsim 10$ ,  $\bar{m} > 10$  и знак второго корреляционного момента изменяется:  $f_2 > 0$ .

# Трех-глюонный распад кваркониев $\Upsilon(9.46)$ , $\Upsilon(10.02)$

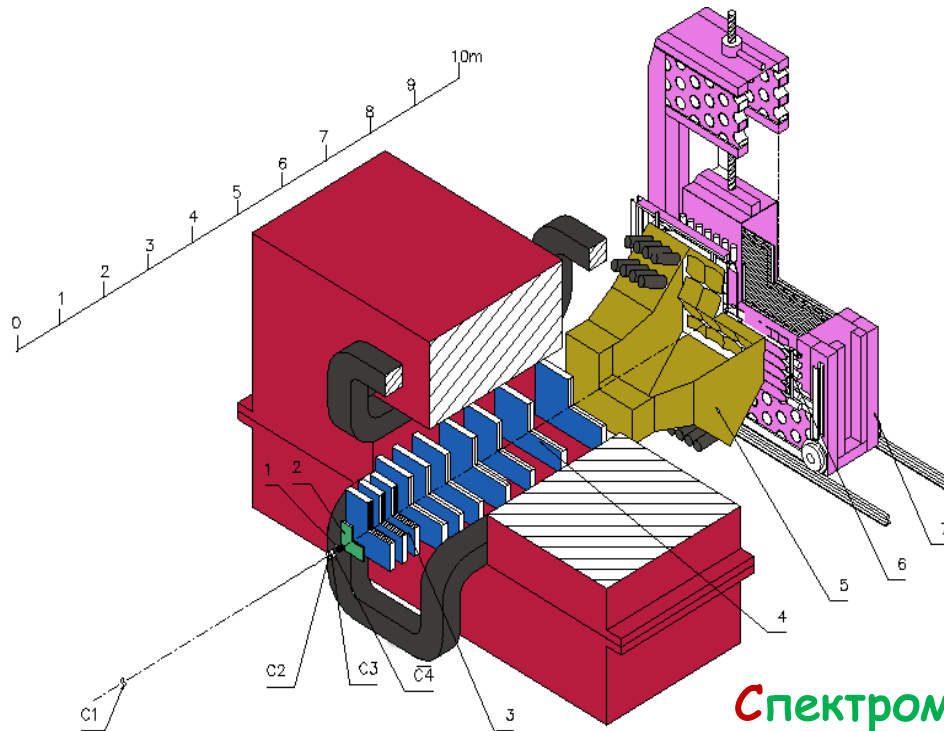


$$P_n(s) = \sum_{m'=0} \frac{(m'-1)(m'-2)}{2(\bar{m}/3)^2} \left(1 - \frac{1}{\bar{m}/3}\right)^{m'} C_{(3+m')N_g}^n \left(\frac{\bar{n}_g^h}{N_g}\right)^n \left(1 - \frac{\bar{n}_g^h}{N_g}\right)^{(3+m')N_g - n}$$

$$\Delta \bar{n}_{TSM}(s) = \left[ \alpha(\bar{m}' - \bar{m}_{(q)}) - 3(\alpha - 2/3) \right] \bar{n}_q^h \quad \Delta \bar{n}_{exp}(s) \approx \Delta \bar{n}_{TSM}(s) \approx 0.8$$

# Адронные взаимодействия с большой множественностью (БМ) проект "Термализация", ИФВЭ+НИИЯФ МГУ+ОИЯИ

$$p + p \rightarrow 2N + \pi_1 + \pi_2 + \dots + \pi_n$$



Спектрометр с Вершинным Детектором  
(СВД)

Эксперимент с 2005 г, установка СВД-2 на ускорителе У-70, 50-ГэВ р-пучок,  $H_2$  мишень. Триггер на БМ. Кинематический предел (вся энергия потрачена на рождение покоящихся вторичных частиц) близок к 59 пионам.

## Модель Глюонной доминантности (МГД)

Выполнена модификация двухстадийной модели: на начальной стадии валентные кварки и освободившиеся (*nascent*) глюоны в соответствии с ТВ КХД ветвятся за счет элементарных процессов деления (1-3). Далее они фрагментируют в реальные адроны в соответствии с биномиальным распределением, подтвержденным в  $e^+e^-$  аннигиляции. Схема конволюции объединяет обе стадии.

Сравнение этой модели с данными эксперимента (Мирабель, У-70) показало, что параметры адронизации значительно отличаются от значений, полученных в  $e^+e^-$  аннигиляции, они были намного меньше 1. Это означало, что число валентных кварков, участвующих в ветвлении, следует уменьшить. Участие всех трех пар кварков маловероятно.

# Модель Глюонной доминантности (МГД)

Наши исследования показали: параметры адронизации растут с уменьшением числа валентных кварков. Только полное их исключение значительно улучшило  $\chi^2$ , но при этом параметры адронизации, например, среднее число адронов из глюона на второй стадии, стало расти с ростом энергии, превысив 1, как было в  $e^+e^-$  аннигиляции.

Валентные кварки остаются в **лидирующих** частицах, вторичные адроны рожают **активные глюоны**, распадающиеся на кварк-антикварковые пары, мягкие глюоны остаются в этой системе и, частично, переизлучая мягкие фотоны (повышенный выход).

# МГД, g-деление:

$$P_k \otimes P_m^P \otimes P_n^h$$



$$P_k = \frac{e^{\bar{k}^k} \bar{k}^k}{k!}; \quad P_n^h = C_{\delta m N_g}^{m-2} \left( \frac{\bar{n}_g^h}{N_g} \right)^{n-2} \left( 1 - \frac{\bar{n}_g^h}{N_g} \right)^{\delta m N_g - (n-2)};$$

$$k > 1, P_m^P = \frac{1}{\bar{m}^k} \left( 1 - \frac{1}{\bar{m}} \right)^{m-k} \frac{(m-1)(m-2)\dots(m-k+1)}{(k-1)!};$$

Почти половина глюонов (47%) остается в  $q\bar{q}$ -системе, не фрагментируя в адроны.



# МГД, схема без деления глюонов

$$P_n(s) = \Omega \sum_{m=1}^{ME} \frac{\bar{m}^m e^{-\bar{m}}}{m!} \cdot C_{mN}^{n-2} \left( \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{n-2} \left( 1 - \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{mN - (n-2)} .$$

параметры:  $N = 4.24 \pm .13$ ,  $\bar{m} = \bar{m}(s) = 2.48 \pm .20$ ,  $\bar{n}^h = 1.63 \pm .12$ ,  $\chi^2 = 2.0$ .

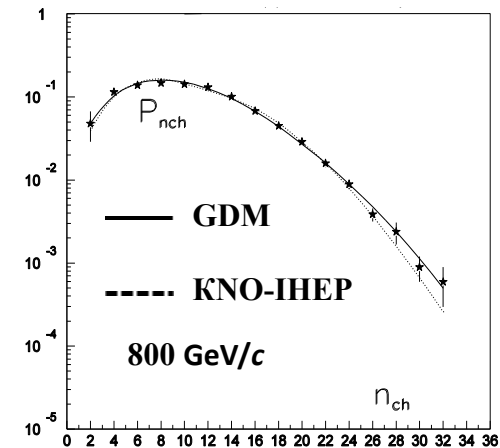
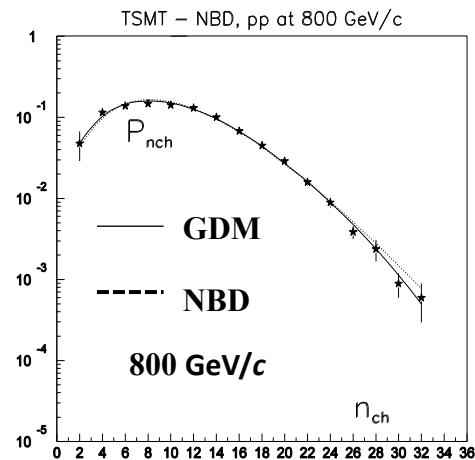
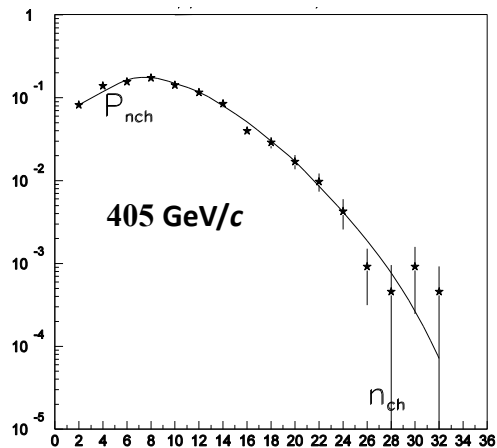
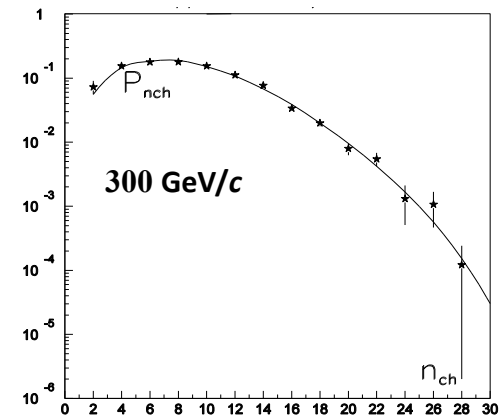
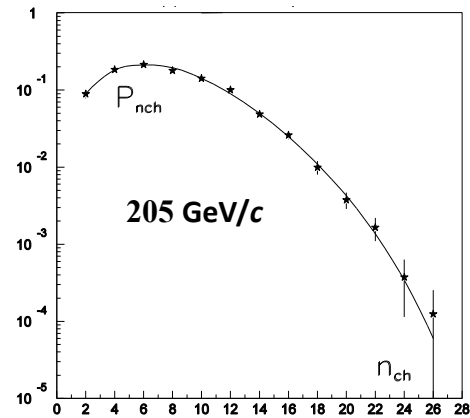
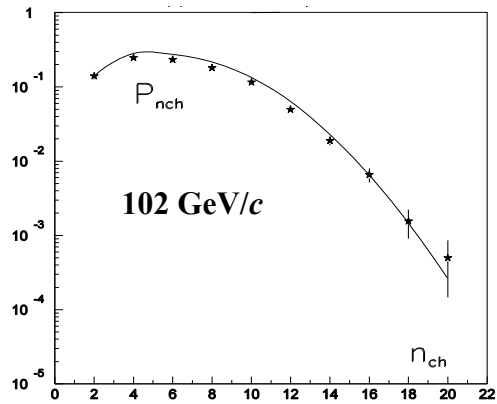
$p$ ГэВ/c	$\bar{m}$	$M_g$	$N$	$\bar{n}_g^h$	$\Omega$	$\chi^2/\text{ndf}$
102	2.75±0.08	8	3.13±0.56	1.64±0.04	1.92±0.08	2.2/5
205	2.82±0.20	8	4.50±0.10	2.02±0.12	2.00±0.07	2.0/8
300	2.94±0.34	10	4.07±0.86	2.22±0.23	1.97±0.05	9.8/9
405	2.70±0.30	9	4.60±0.24	2.66±0.22	1.98±0.07	16.4/12
800	3.41±2.55	10	20.30±10.40	2.41±1.69	2.01±0.08	10.8/12

наблюдаемый рост  $\bar{n}_g^h$   
свидетельствует о  
смене механизма с  
фрагментационного  
на рекомбинационный

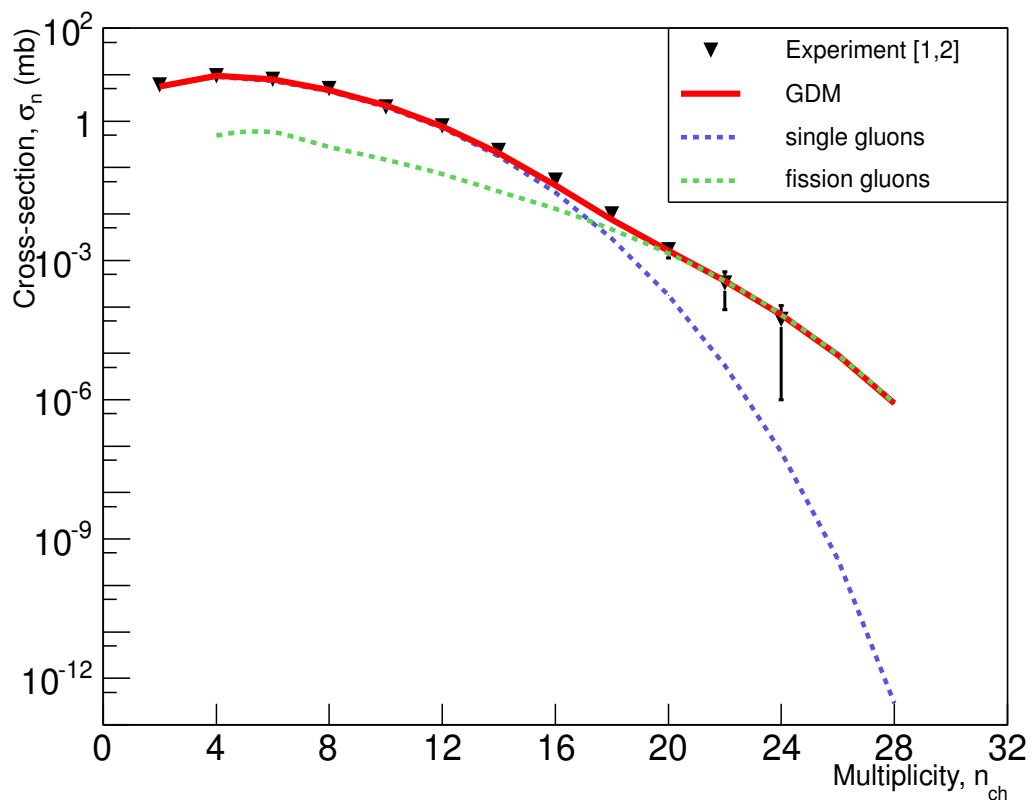
При энергии ISR 60 ГэВ:

$$\bar{n}_g^h \approx 3.3$$

# МГД описывает РМ в pp при 100-800 ГэВ/с



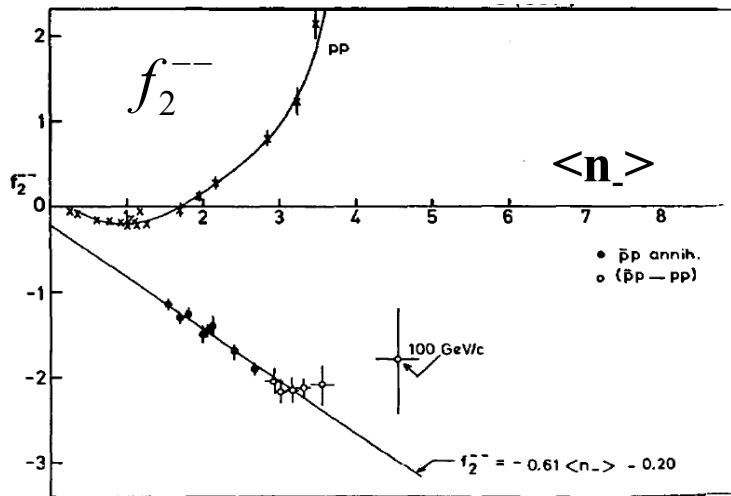
# МГД с делением глюонов



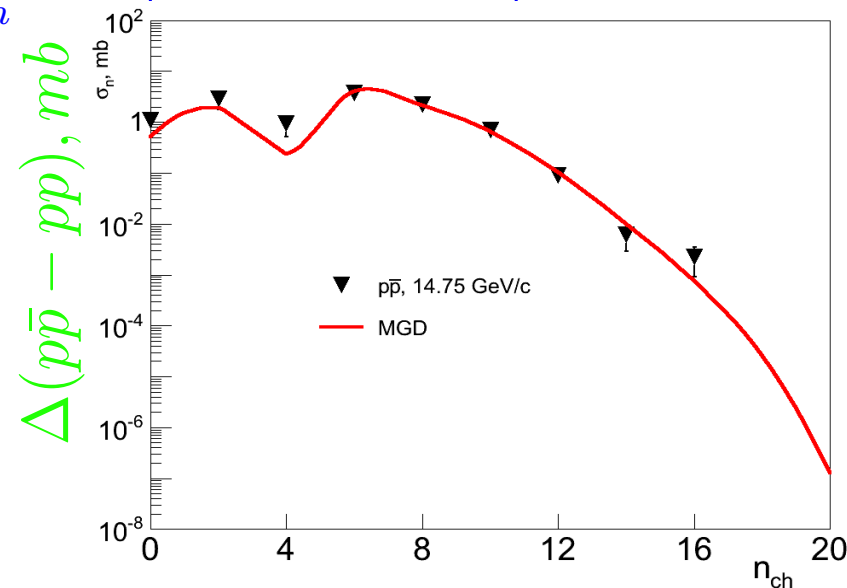
Данные [Мирабель и СВД-2] для  $pp$  соударений при 50 ТэВ/с сшиваются по топологическим сечениям,  $\sigma_n$ . МГД учитывает вклад однократного деления глюона. Зеленая линия - без деления, синяя - с делением. Красная - их суперпозиция. Деление глюонов отвечает за появление событий с БМ.

# Протон-антипротонная аннигиляция в МГД

$$Q(z) = c_0 \sum_m P_m^G \left[ 1 + \frac{\bar{n}^h}{N} (z - 1) \right]^{mN} + c_2 z^2 \sum_m P_m^G \left[ 1 + \frac{\bar{n}^h}{N} (z - 1) \right]^{mN} + c_4 z^4 \sum_m P_m^G \left[ 1 + \frac{\bar{n}^h}{N} (z - 1) \right]^{mN},$$



**J.G. Rushbrooke, B.R. Webber.**  
**Phys.Rep. 44 (1978) 1**



$$\Delta(p\bar{p} - pp) = \sigma_n(p\bar{p}) - \sigma_n(pp)$$

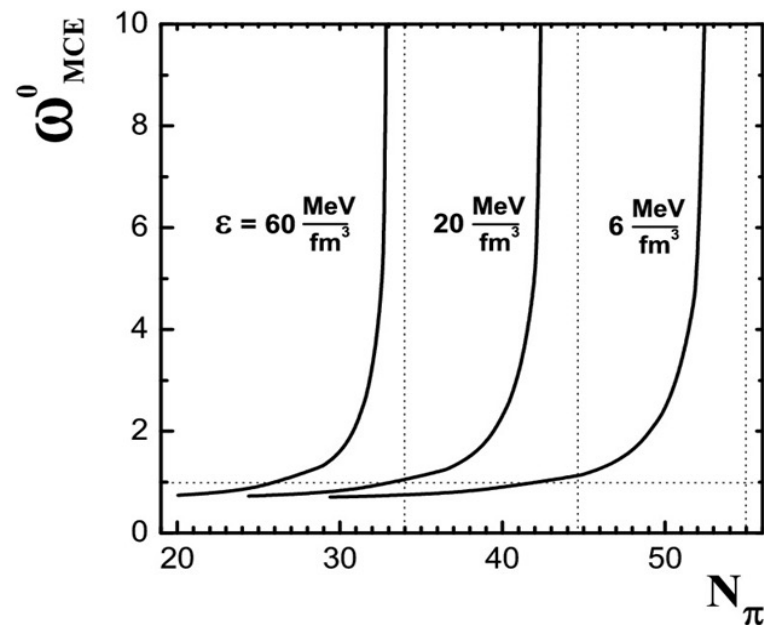
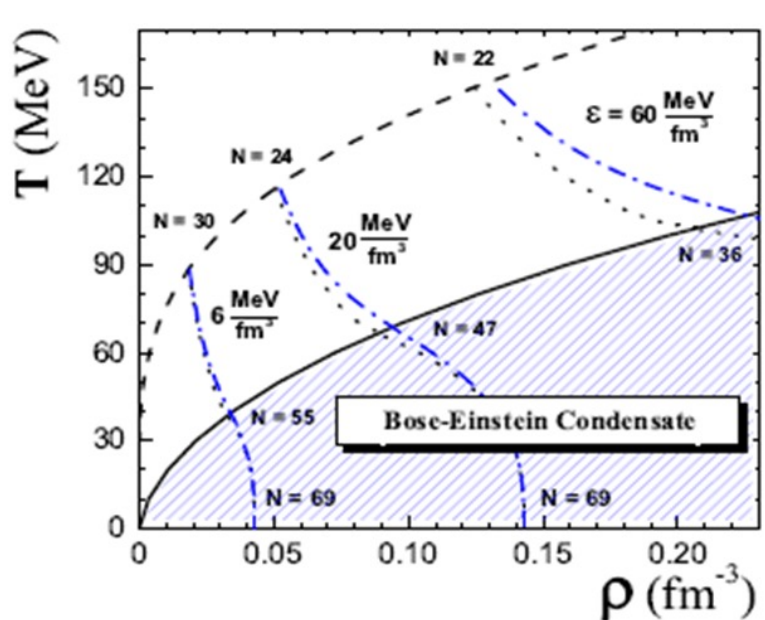
## Флуктуации $\pi^0$ мезонов в области БМ

Бегун В. и Горенштейн М. Поставили перед нами задачу по поиску пионного (Бозе-Эйнштейна) конденсата [Phys.Lett., 2008, Phys.Rev. 2008] в pp взаимодействиях на У-70 в области БМ. Для этого надо было измерить нормированную дисперсию

$$\omega^0 = D / \langle N_0(N_{\text{tot}}) \rangle, \quad D = \langle N_0^2 \rangle - \langle N_0 \rangle^2,$$

числа  $\pi^0$ -мезонов с ростом полной множественности ( $n_{\text{tot}} = n_{\text{ch}} + n_0$ ). Резкий рост  $\omega^0$  будет сигналом образования БЭК.

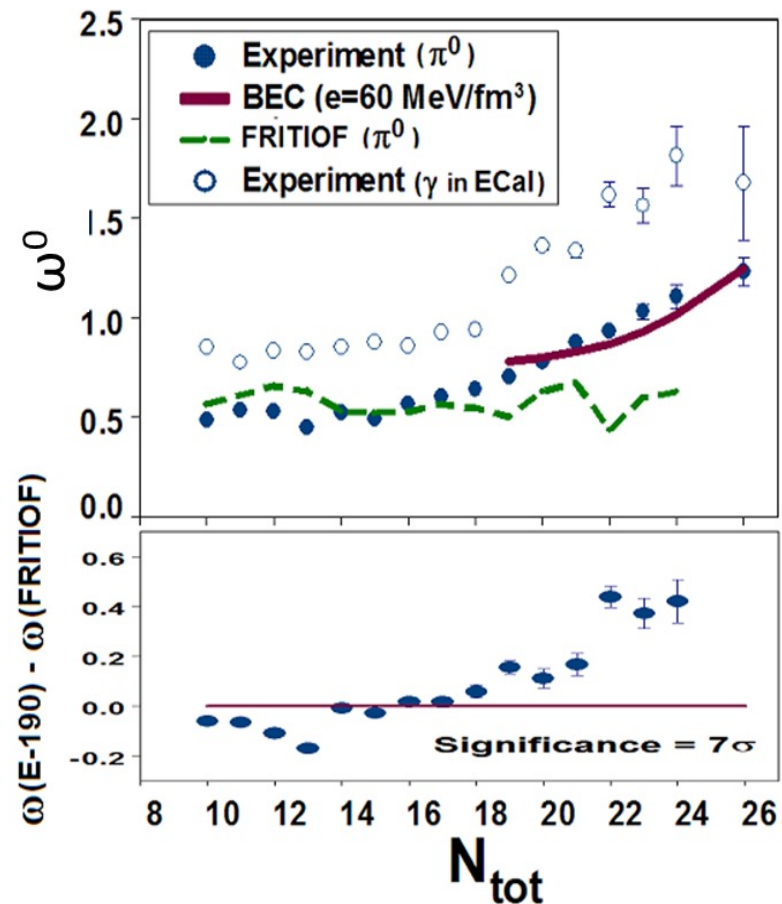
# Флуктуации $\pi^0$ мезонов в области БМ



Фазовая диаграмма пионного газа при  $\mu_Q = 0$ . Штриховка соответствует  $\rho_\pi(T, \mu_\pi = 0)$ , сплошная - БЭК. Плотность энергии 6, 20 и 60 МэВ/фм<sup>3</sup>.

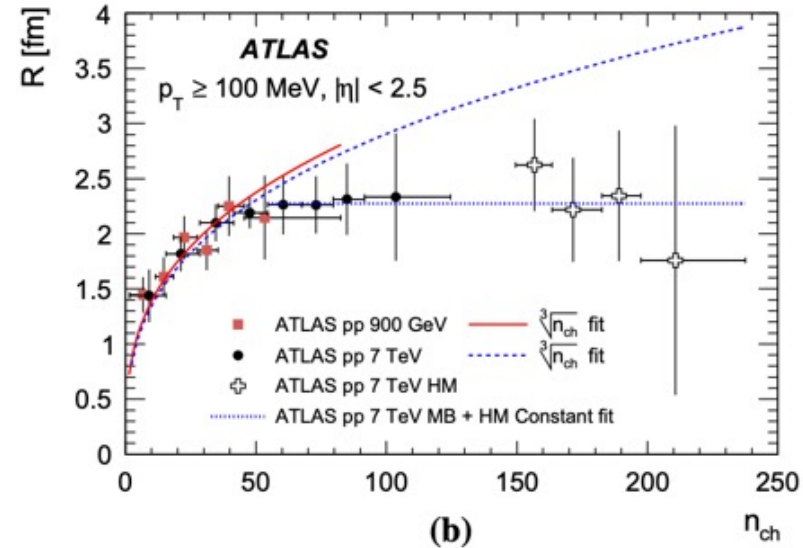
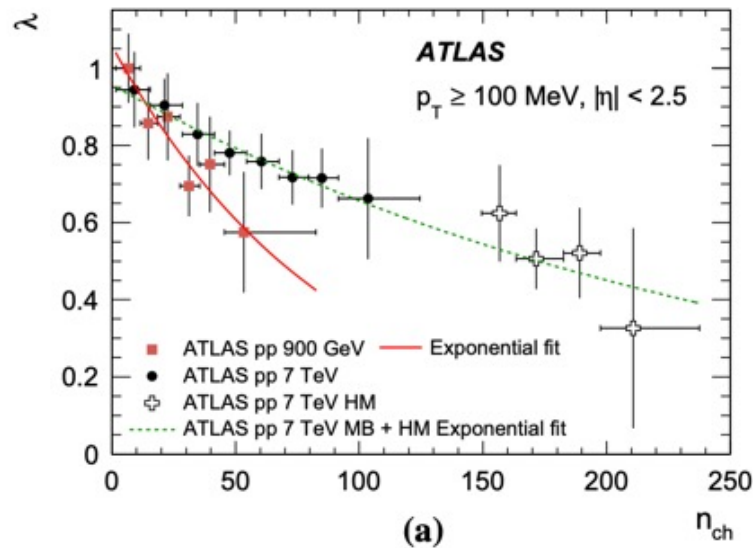
$$\frac{T_C(\pi)}{T_C(A)} \approx \frac{m_A}{m} \left( \frac{r_A}{r_\pi} \right)^2 \cong \frac{m_A}{m} 10^{10} \rightarrow T_C(\pi) \gg T_C(A).$$

# Флуктуации $\pi^0$ мезонов в области БМ



Отклонение нормированной дисперсии, измеренной на СВД-2 от Монте-Карло предсказаний в области БМ составляет  $7\sigma$  при  $N_{tot} \sim 25$  [EPJ, 2012, ICHEP 2012].

# Флуктуации $\pi^0$ мезонов в области БМ



Двухчастичные Бозе-Эйнштейна корреляции в pp при 0.9 и 7 ТэВ. ATLAS Collab. EPJ, 75 (2015).  $C_2(Q) = \rho(Q)/\rho_0(Q) = C_0 [1 + \Omega(\lambda, QR)](1 + \epsilon Q)$ ,  $Q^2 = (p_1 - p_2)^2$ .

$\lambda$  близкое к 1 характеризует хаотичное испускание частиц,  $\lambda$  близкое к 0 - когерентное испускание (характерно БЭК), параметр R определяет размер области испускания, для конденсата это затруднительно [hep-ph 1501.04530]. Волновые функции перепутываются. LHCb подтверждает 1709.01769 [hep-ex].



# Флуктуации $\pi^0$ мезонов в области БМ

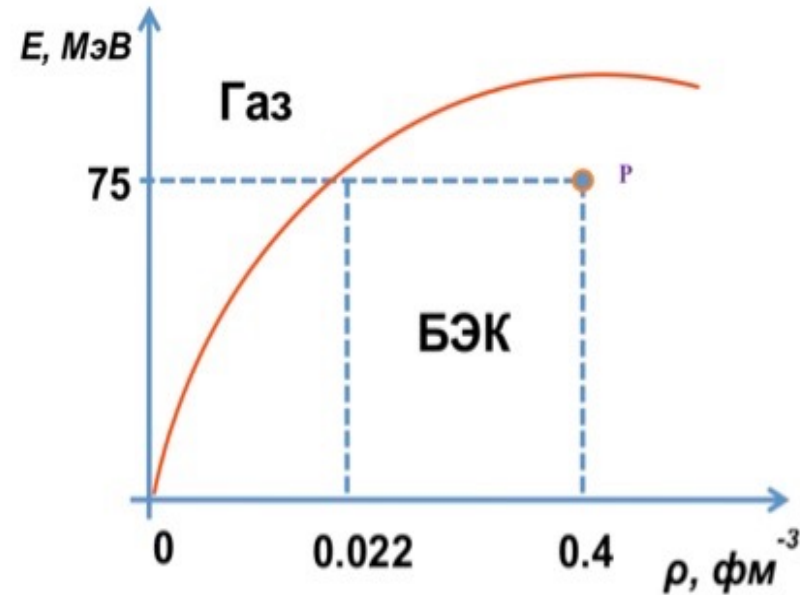
$$\langle E_\pi \rangle = (E_{cms} - 2m_N - n_\pi m_\pi) / n_\pi,$$

$$E_{crit} = (3.31 / g^{2/3}) (\hbar^2 / m_\pi) \rho^{2/3}$$

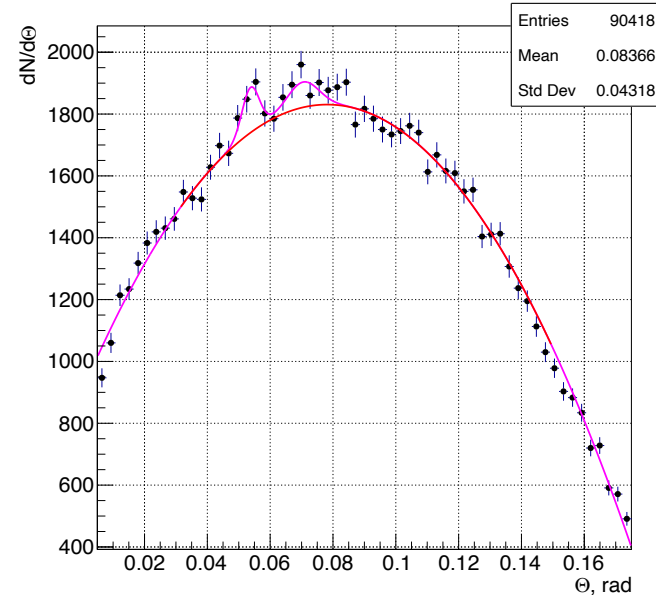
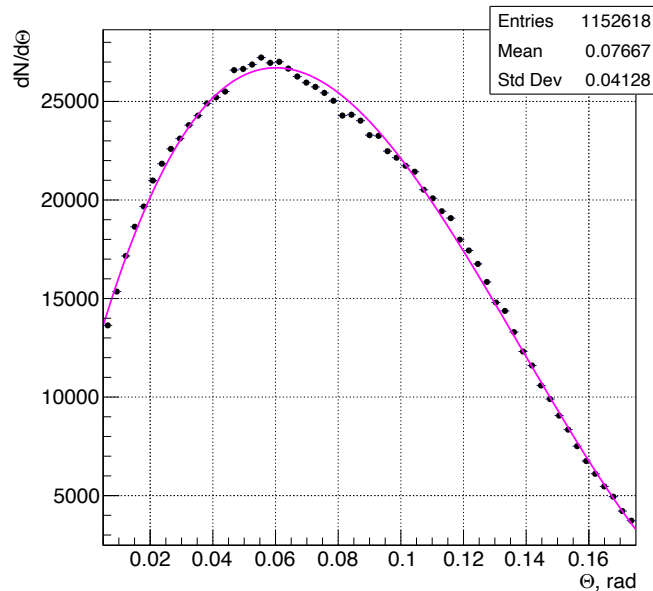
$$N \sim 30, \quad r \sim 1.5 \text{ fm}, \quad \rho \sim 0.2 \text{ fm}^{-3}$$

$$E_{crit} \sim 700 \text{ MeV}, \quad \langle E_\pi \rangle \sim 100 \text{ MeV}$$

$$\langle E_\pi \rangle \ll E_{crit} \text{ (red line)}$$

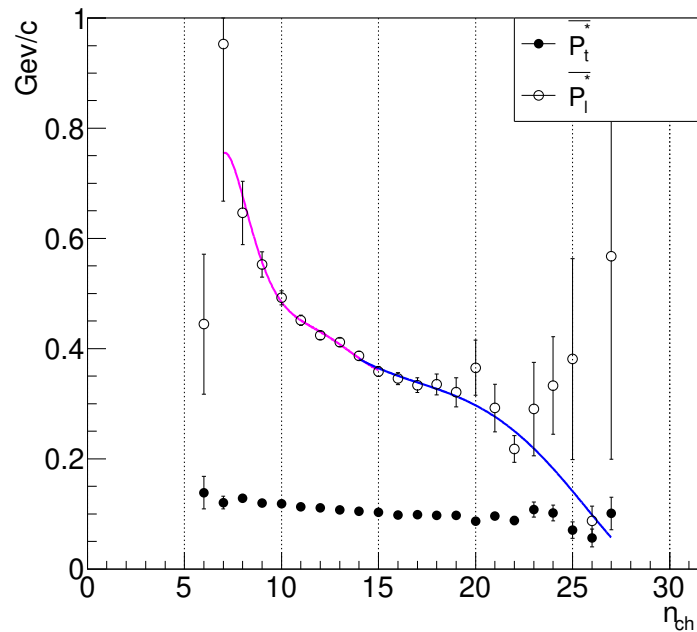
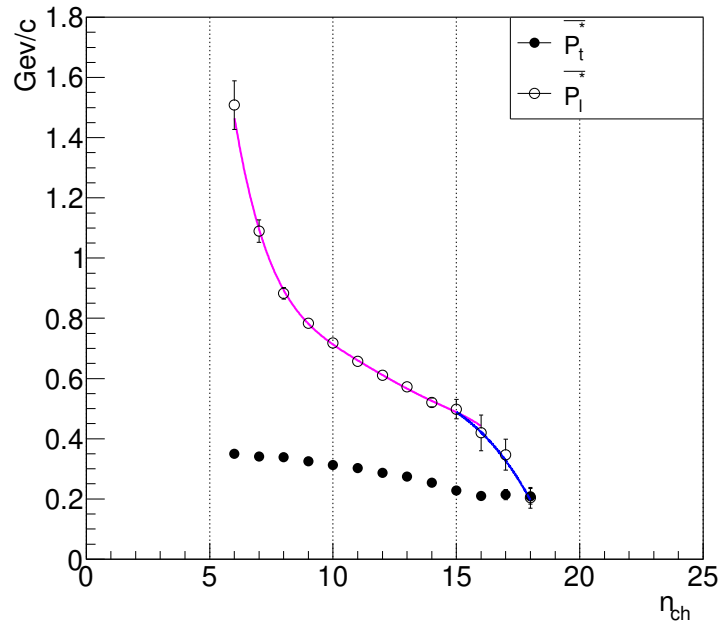


# Распределение по полярному углу $\theta$ в области малой и БМ



Распределения по углу  $\theta$ . В области БМ наблюдаются двугорбая структура, которую мы интерпретируем как излучение Черенкова кварком глюона.  $\theta_{\text{Cher}} = 0.05377 \pm 0.00273$  рад с достоверностью  $3.1 \sigma$ . Для глюонных колец  $\cos \theta = 1/\beta n_r$ , где  $n_r$  коэффициент преломления  $n_r = 1.0016 \pm 0.0001(4)$ , близок к 1, что свидетельствует о разреженности кварк-глюонной среды.

# Продольная и поперечная компонента при БМ



Средние значения поперечной и продольной компонент импульса заряженных частиц. Слева: М.К.-моделирование, справа: экспериментальные данные.

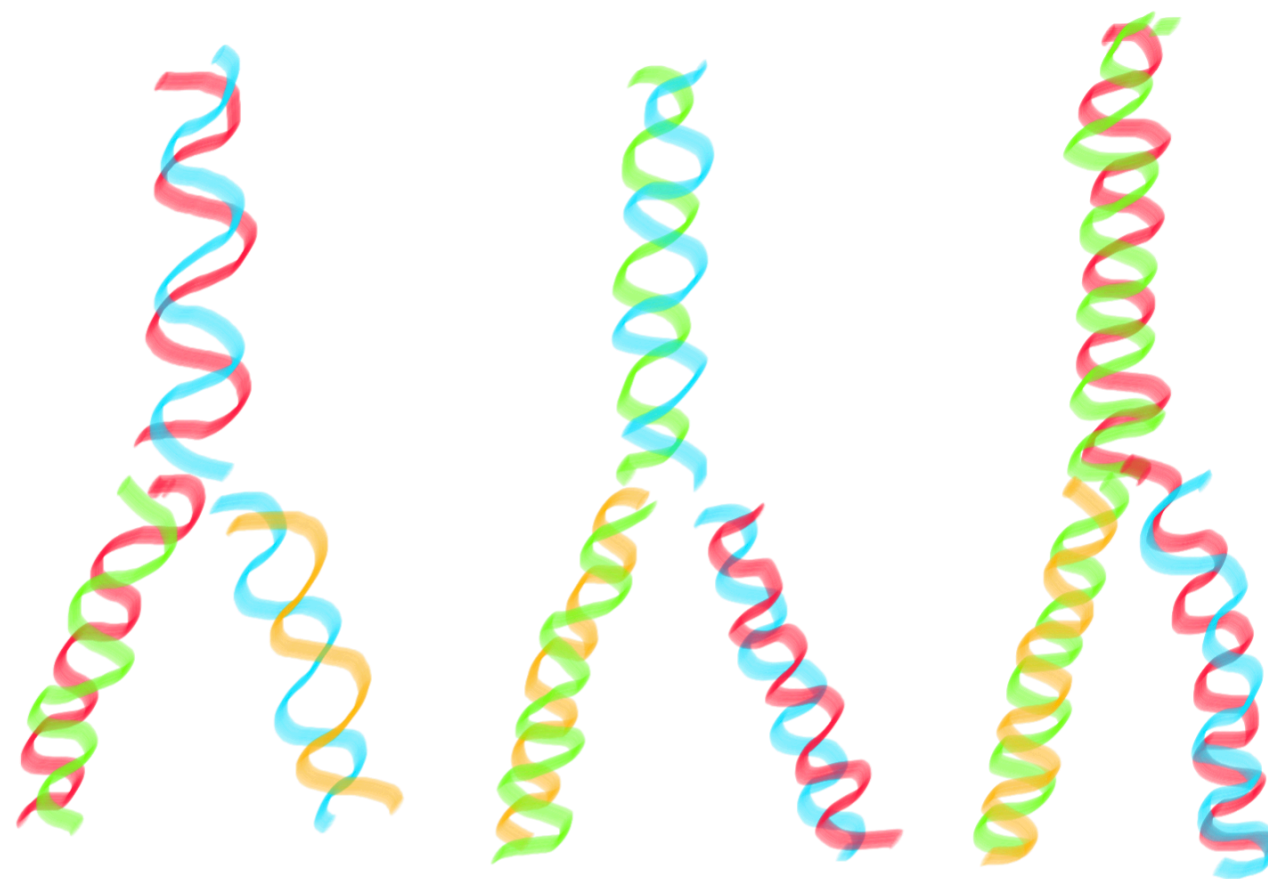
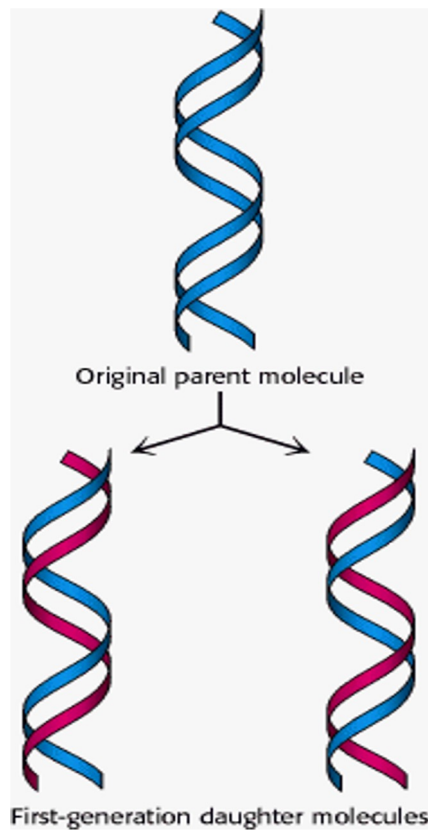
В области  $n_{ch} \sim 16$  наблюдается образование БЭК. При  $n_{tot} > 18$  растет  $\omega^0$ . о исчезают лидирующие частицы, система становится изотропной по всем направлениям.

## Заключение

Изучение событий с БМ подтверждает коллективное поведение вторичных частиц и дает нам новое представление о механизме множественного рождения, в частности, активную роль глюонной компоненты в этом процессе.

# Послесловие

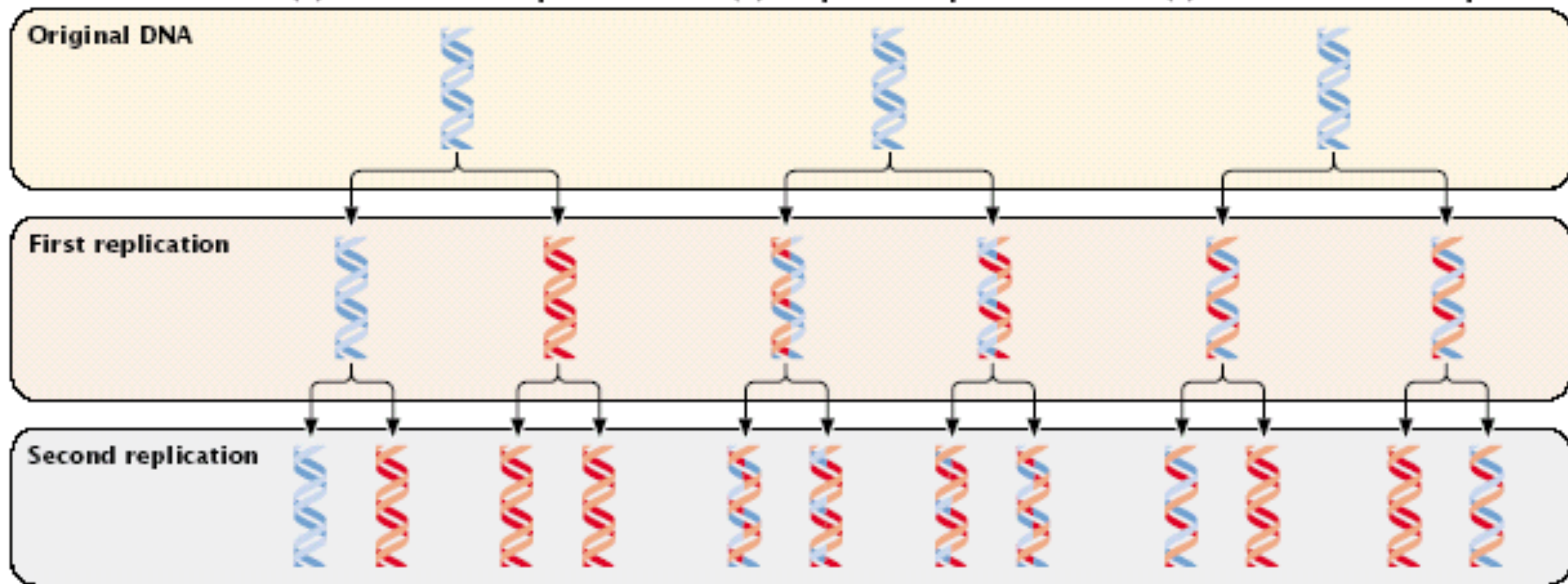
# Репликация: ДНК ~ глюоны -> адроны



(a) Conservative replication

(b) Dispersive replication

(c) Semiconservative replication



12.1 Three proposed models of replication are conservative replication, dispersive replication, and semiconservative replication.