Сильно-интенсивные переменные в pp и AA столкновениях в модели мультипомеронного обмена

В. Н. Коваленко,
Е.В.Андронов, А.М.Пучков

Санкт-Петербургский государственный университет

Работа выполнена при поддержке СПбГУ,
шифр проекта 103821868

Сильно интенсивные флуктуации

величины с тривиальными свойствами в референсных моделях (например, модель раненых нуклонов или идеальный газ Больцмана в Большом каноническом ансамбле)

$$\Delta(P_T,n) = \frac{1}{\omega[p_T]\langle n\rangle}\left(\langle n\rangle\omega[P_T] - \langle P_T\rangle\omega[n]\right)$$

$$\Sigma(P_T,n) = \frac{1}{\omega[p_T]\langle n\rangle}\left(\langle n\rangle\omega[P_T] + \langle P_T\rangle\omega[n] - 2cov(P_T,n)\right)$$

$$P_T = \sum_{i=1}^{N} p_{Ti}$$

n – множественность заряженных адронов в заданном аксептансе

$\omega[p_T] = \frac{\overline{p_T^2} - \overline{p_T}^2}{\overline{p_T}}$ – масштабированная дисперсия инклюзивного p_T распределения

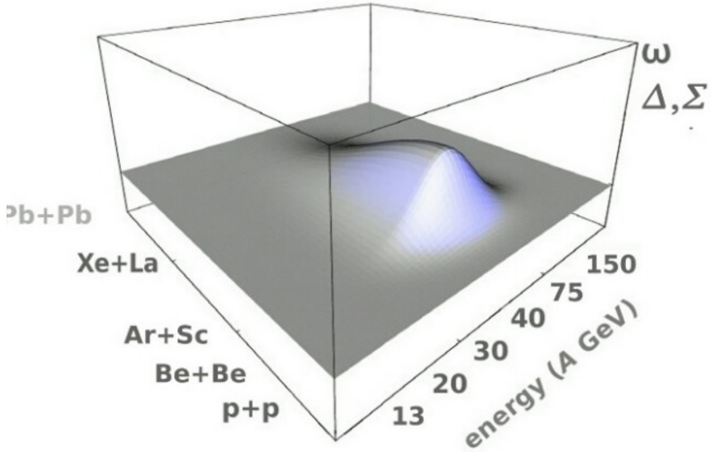
- Не зависит от $\langle W\rangle$ и $\omega[W]$ в модели раненых нуклонов
- $\Delta(P_T,n) = \Sigma(P_T,n) = 1$ для модели независимого рождения частиц
- $\Delta(P_T,n) = \Sigma(P_T,n) = 1$ для идеального газа Больцмана в как в большом каноническом, так и каноническом ансамблях
- $\Delta(P_T,n) = \Sigma(P_T,n) = 0$ при отсутствии флуктуаций

Gorenstein, Gazdzicki, PRC 84:014904; Gorenstein, et al., PRC 88 2:024907

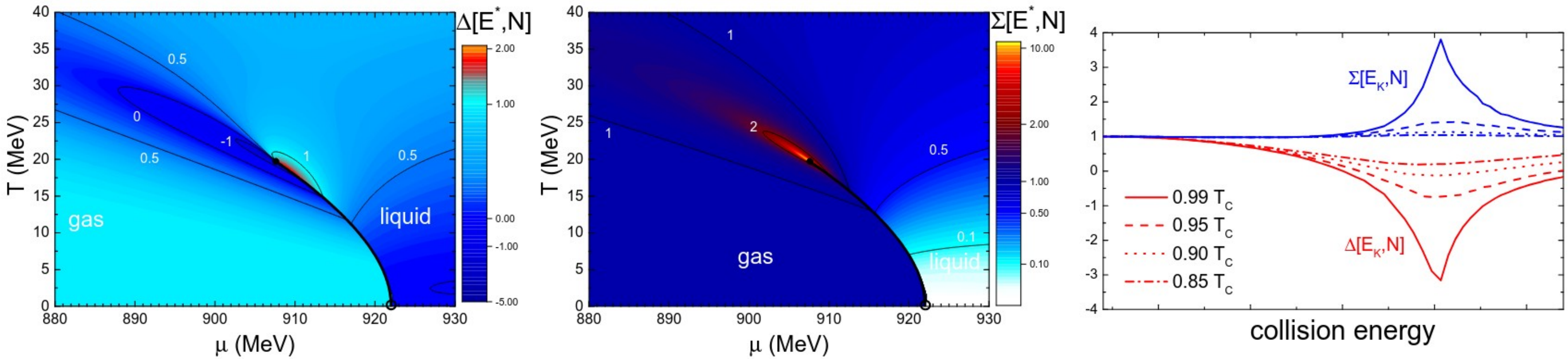
Сильно интенсивные флуктуации

Чувствительность к критической точке

Ожидается, что анализ сильно интенсивных флуктуации даст больше информации о местоположении критической точки



Σ[E*, n] и Δ[E*, n] для нуклонной системы с уравнением состояния Ван-дер-Ваальса для большого кананического ансамбля вблизи критической точки, E* - энергия возбуждения



Vovchenko, Gorenstein, Stoecker, PRL 118: 182301, V. Vovchenko, D. V. Anchishkin, and M. I. Gorenstein, J. Phys. A 48, 305001 (2015); Phys. Rev. C 91, 14 (2015); V. Vovchenko, D. V. Anchishkin, M. I. Gorenstein, and R. V. Poberezhnyuk, Phys. Rev. C 92, 054901 (2015);V. Vovchenko, D.V. Anchishkin, M.I. Gorenstein, R.V. Poberezhnyuk, H. Stoecker, Acta Phys. Pol. B Proc. Suppl. 10, 753 (2017)

Подход мультипомеронного обмена Редже-Грибова

Вероятность рождения n померонов

$$w_n = \sigma_n / \sum_n \sigma_n,$$

где σ_n – сечение обмена n разрезанными померонами:

$$\sigma_n = \frac{\sigma_{\mathrm{P}}}{nz} \left(1 - e^{-z} \sum_{l=0}^{n-1} \frac{z^l}{l!} \right),$$

Каждый разрезанный померон соответствует паре струн

$$z = \frac{2C\gamma s^{\Delta}}{R_0^2 + \alpha' \ln(s)}$$

Числовые значения используемых параметров:

$$\Delta = 0,139\,, \quad \alpha' = 0,21 \text{ GeV}^{-2}\,,$$

$$\gamma = 1,77 \text{ GeV}^{-2}\,, \quad R_0^2 = 3,18 \text{ GeV}^{-2}\,,$$

$$C = 1,5\,.$$

[1] Arakelyan, G.H.; Capella, A.; Kaidalov, A.B.; Shabelski, Y.M.
Baryon number transfer in hadronic interactions. Eur. Phys. J. C 2002, 26, 81.

Расширенная модель многопомеронного обмена

$$\rho(N_{ch}, p_t) =$$

Распределение вероятностей

$$= \frac{C_w}{z} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(1 - \exp(-z) \sum_{l=0}^{n-1} \frac{z^l}{l!} \right) \times$$

Вероятность обмена n разрезанными померонами

$$\times \exp(-2nk\delta) \frac{(2nk\delta)^{N_{ch}}}{N_{ch}!} \times$$

Распределение Пуассона для множественности от 2n струн

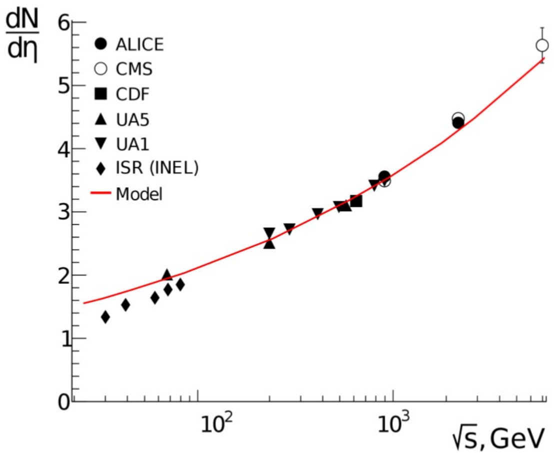
$$\times \frac{1}{n^{\beta} t} \; \exp\left(-\frac{\pi p_t^2}{n^{\beta} t} \right)$$

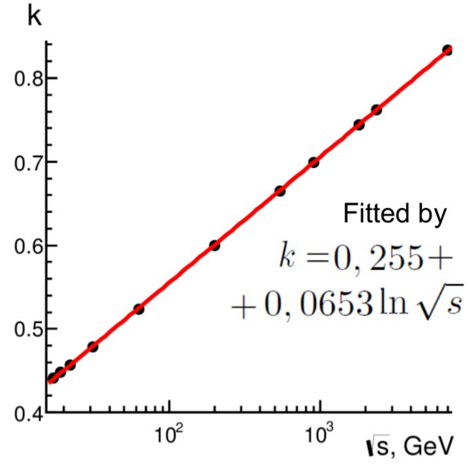
Модифицированный механизм Швингера

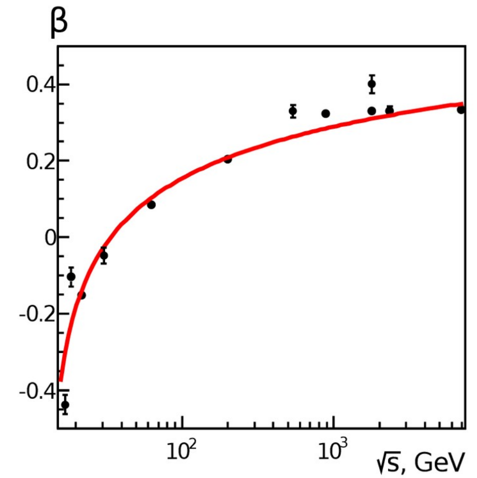
Bodnia, E.; Derkach, D.; Feofilov, G.; Kovalenko, V.; Puchkov, A. PoS QFTHEP2013 2013, 60. https://doi.org/10.22323/1.183.0060

Kovalenko, V.; Feofilov, G.; Puchkov, A.; Valiev, F. . Universe 2022, 8, 246. https://doi.org/10.3390/universe8040246

Определение параметров

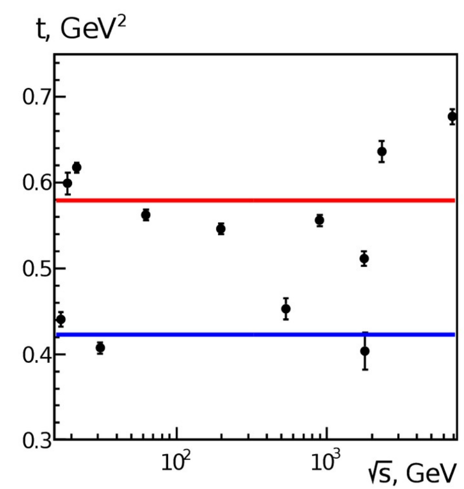


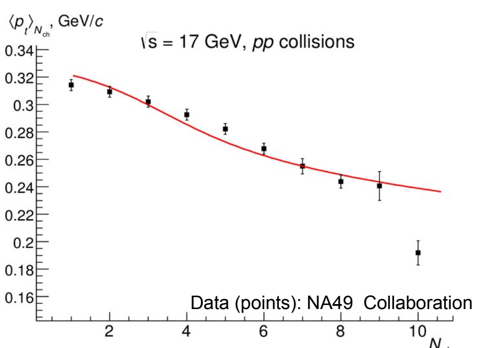


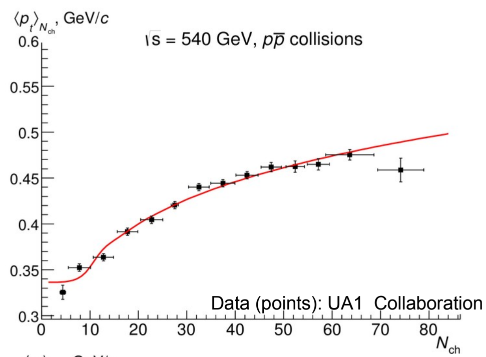


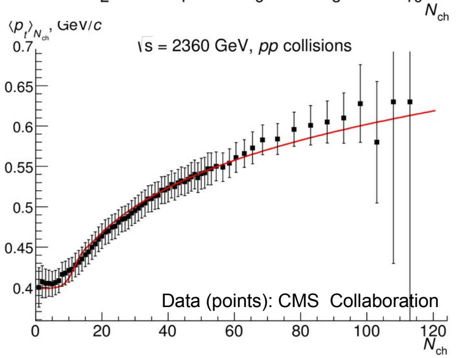
Fitted by

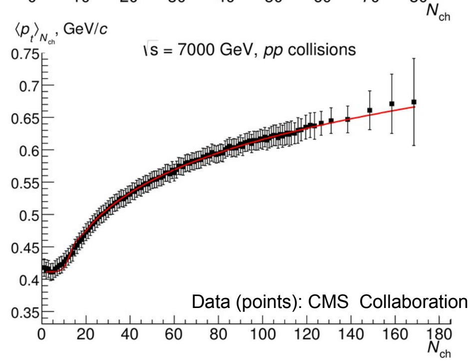
$$\beta = 1.16\left(1 - \left(ln\sqrt{s} - 2.52\right)^{-0.19}\right)$$











Флуктуация плотности струны – тепловой p_T спектр

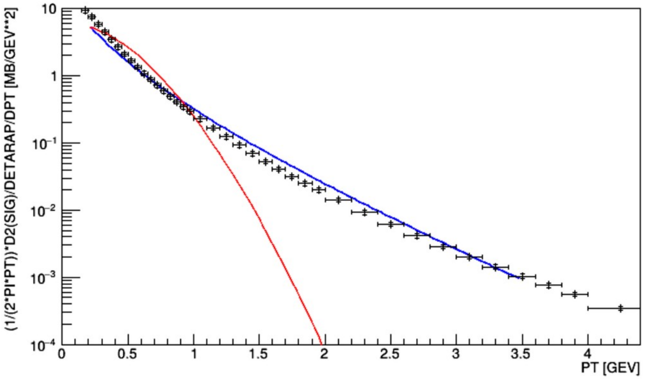
- Швингеровский механизм образования частиц:

$$\frac{d^2N_{ch}}{dp_t^2} \sim \exp\left(-\frac{\pi m_\perp^2}{\tau^2}\right) \qquad P(\tau) = \sqrt{\frac{2}{\pi\langle\tau^2\rangle}} \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\langle\tau^2\rangle}\right)$$

После усреднения по флуктуациям плотности струн – тепловой спектр

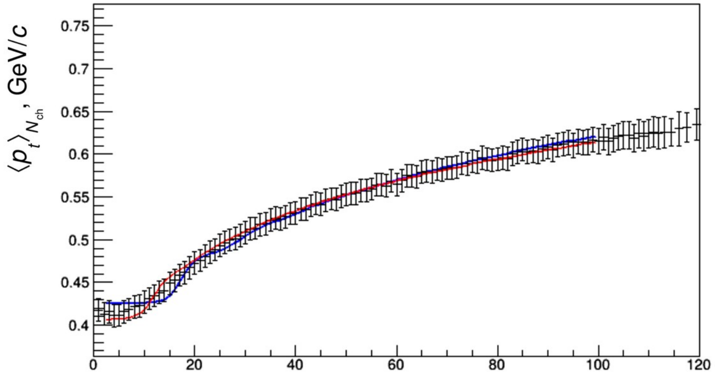
$$g(n, p_t; t, \beta) = \frac{1}{\pi\sqrt{n^\beta t}} \frac{1}{\sqrt{p_t^2 + m^2}} \exp\left(-2\frac{\left(\sqrt{p_t^2 + m^2} - m\right)}{\sqrt{n^\beta t}}\right)$$

Bialas, A. Fluctuations of the string tension and transverse mass distribution.
Phys. Lett. B. 1999, 466, 301–304



pp, 7 TeV

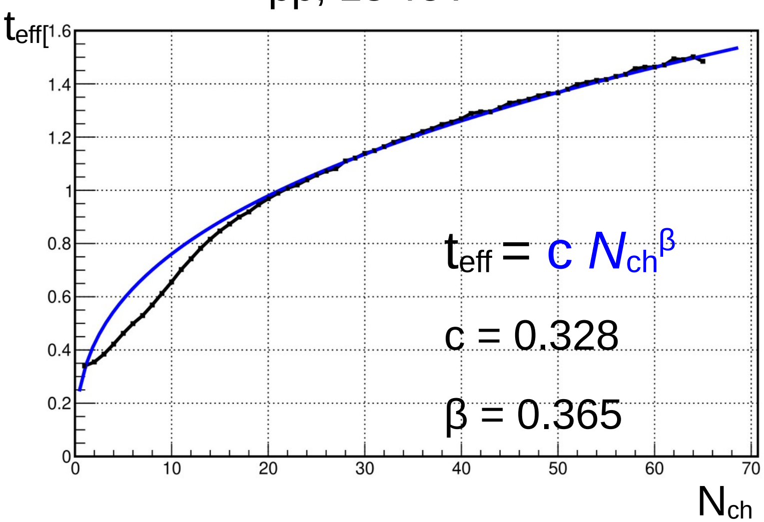
– Швингер
– Термальный



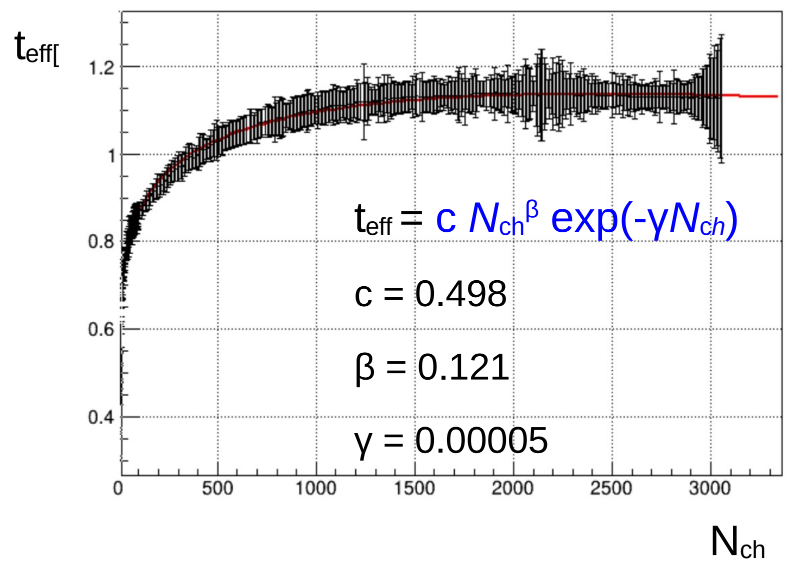
Experimental data ALICE, Eur.Phys.J.C 73 (2013) 2662, 2013. . Khachatryan et al. (CMS Collab.), JHEP 1101 (2011) 079

p_T-спектр в классах по множественности

pp, 13 TeV



Pb-Pb 5.02 TeV



$$g(p_t; t_{\text{eff}}) = \frac{1}{\pi\sqrt{t_{\text{eff}}}}\frac{1}{\sqrt{p_t^2+m^2}}\exp\left(-2\frac{\left(\sqrt{p_t^2+m^2}-m\right)}{\sqrt{t_{\text{eff}}}}\right)$$

Экспериментальные данные: S. Acharya et al (ALICE Collaboration) Phys.Lett.B 845 (2023) 138110

Вычисление сильноинтенсивных величин в расширенной модели мультипомеронного обмена

$$\Delta(P_{\mathrm{t}}, N_{ch}) = \frac{1}{\langle N_{ch}\rangle \omega\langle\langle p_{\mathrm{t}}\rangle\rangle}\left[\langle N_{ch}\rangle \omega[P_{\mathrm{t}}] - \langle P\rangle_{\mathrm{t}}\omega[N_{ch}]\right],$$

$$\Sigma(P_{\mathrm{t}}, N_{ch}) = \frac{1}{\langle N_{ch}\rangle \omega\langle\langle p_{\mathrm{t}}\rangle\rangle}\left[\langle N_{ch}\rangle \omega[P_{\mathrm{t}}] + \langle P\rangle_{\mathrm{t}}\omega[N_{ch}] - 2\,\mathrm{cov}(P_{\mathrm{t}}, N_{ch})\right].$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по событиям,

$\omega[A] = (\langle A^2\rangle - \langle A\rangle^2)/\langle A\rangle$ приведенная дисперсия величины А

$\omega\langle\langle p_{\mathrm{t}}\rangle\rangle = (\langle\langle p_{\mathrm{t}}^2\rangle\rangle - \langle\langle p_{\mathrm{t}}\rangle\rangle^2)/\langle\langle p_{\mathrm{t}}\rangle\rangle$ - приведенная дисперсия инклюзивного распределения по поперечному импульсу, двойные угловые скобки – усреднение по всем частицам.

[Е. В. Андронов, В. Н. Коваленко, ТМФ, 2019, том 200, номер 3, 415–428]

Для вычисления усреднения в модели с термальным распределением используется следующий вид совместного распределения:

$$\tilde{\rho}(N_{ch}, p_t) = \frac{\tilde{C}_w}{\sqrt{2\pi z}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n}\left(1 - \frac{\Gamma(n,z)}{\Gamma(n)}\right) \cdot \exp(-2n\kappa\delta)\frac{(2n\kappa\delta)^{N_{ch}}}{N_{ch}!} \times$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{n^{\beta}\bar{t}}} \frac{1}{\sqrt{p_t^2 + m^2}} \exp\left(-\sqrt{\frac{2\pi(p_t^2 + m^2)}{n^{\beta}\bar{t}}}\right).$$

после выполнения усреднений, для pp-столкновений, получается:

$$\omega[N_{ch}] = 1 + 2k\delta\omega[n], \qquad \langle P_{\mathrm{t}}\rangle = k\delta\sqrt{t}\,\langle n^{1+0.5\beta}\rangle,$$

$$\mathrm{cov}(P_{\mathrm{t}}, N_{ch}) = k\delta\sqrt{t}\,\langle n^{1+0.5\beta}\rangle + 2k^2\delta^2\sqrt{t}\,\mathrm{cov}(n, n^{1+0.5\beta}),$$

$$\langle\langle p_{\mathrm{t}}\rangle\rangle = \frac{k\delta\sqrt{t}\,\langle n^{1+0.5\beta}\rangle}{2k\delta\langle n\rangle} = \frac{\sqrt{t}\langle n^{1+0.5\beta}\rangle}{2\langle n\rangle}, \qquad \langle\langle p_{\mathrm{t}}^2\rangle\rangle = \frac{t\langle n^{1+\beta}\rangle}{2\langle n\rangle}.$$

Отличие от варианта с распределением Швингера только в последней формуле для среднего по всем частицам квадрата поперечного импульса.

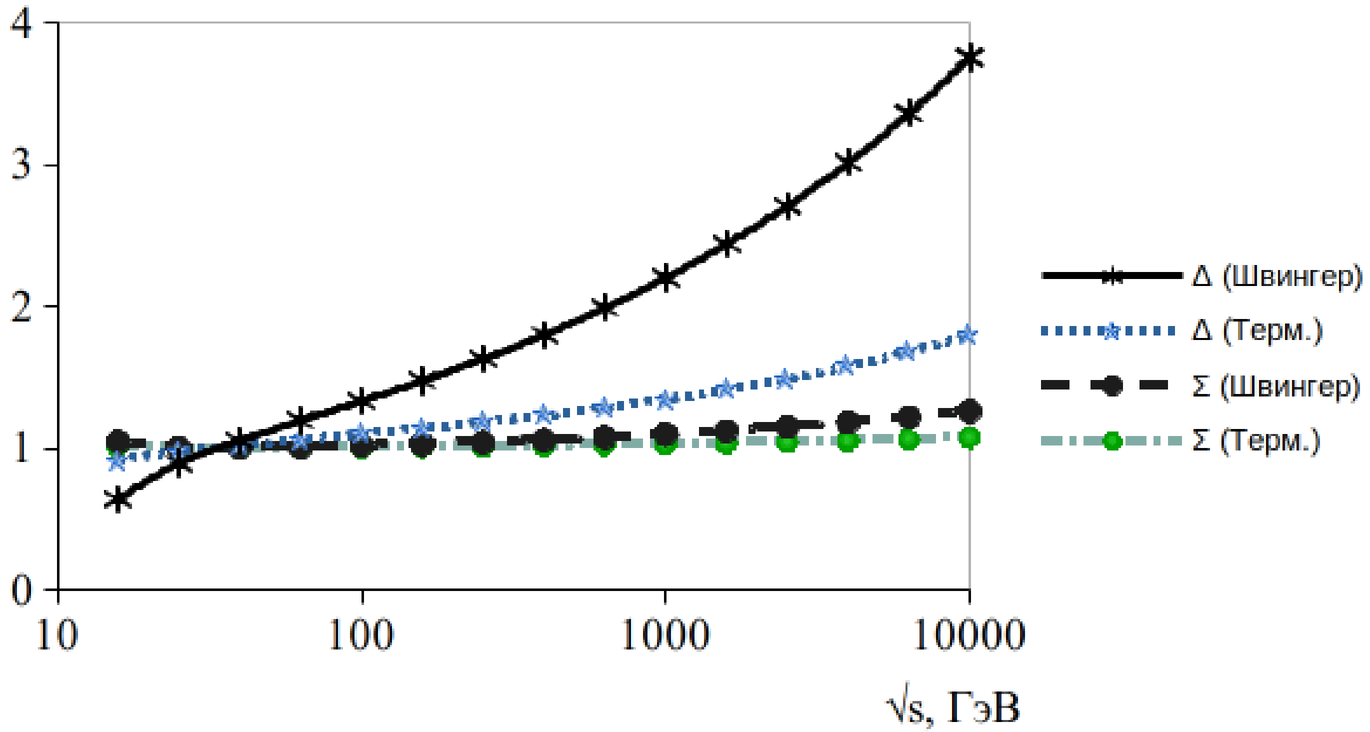
Таким образом, для термального распределения выражения для сильно интенсивных величин в модели ММПО принимают вид:

$$\Delta(P_{\mathrm{t}}, N_{ch}) = 1 + k\delta\langle n^{1+0.5\beta}\rangle\frac{\langle n\rangle\omega[n^{1+0.5\beta}] - \langle n^{1+0.5\beta}\rangle\omega[n]}{\langle n\rangle\langle n^{1+\beta}\rangle - \langle n^{1+0.5\beta}\rangle^2\cdot(1/2)},$$

$$\Sigma(P_{\mathrm{t}}, N_{ch}) = 1 + k\delta\langle n^{1+0.5\beta}\rangle\frac{\langle n\rangle\omega[n^{1+0.5\beta}] + \langle n^{1+0.5\beta}\rangle\omega[n] - 2\,\mathrm{cov}(n, n^{1+0.5\beta})}{\langle n\rangle\langle n^{1+\beta}\rangle - \langle n^{1+0.5\beta}\rangle^2\cdot(1/2)}.$$

Результаты для pp-столкновений в зависимости от энергии

На рисунке показаны результаты расчета в мульти-померонной модели сильно-интенсивных переменных для быстротного диапазона 0.5 по быстроте в pp-столкновениях в широком диапазоне энергий для двух распределений по pt-Швингера и термального.



Качественно поведение совпадает, количественно – форма pt-спектра существенно изменяет величины $\Sigma[P_T, N_{ch}]$ и $\Delta[P_T, N_{ch}]$

В связи с тем, что для AA-столкновений натяжение струны по-другому зависит от множественности, $t_{eff} = c\, N_{ch}^{\beta} \exp(-\gamma N_{ch})$, формулы для сильно-интенсивных переменных необходимо модифицировать. Изменению подвергнутся только слагаемые, где входит поперечный импульс.

$$\omega[N_{ch}] = 1 + 2k\delta\omega[n], \qquad \langle P_{\mathrm{t}}\rangle = k\delta\sqrt{t}\,\langle n^{1+0.5\beta}\, e^{-2\gamma kn}\rangle,$$

$$\mathrm{cov}(P_{\mathrm{t}}, N_{ch}) = k\delta\sqrt{t}\,\langle n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn}\rangle + 2k^2\delta^2\sqrt{t}\,\mathrm{cov}(n, n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn}),$$

$$\langle\langle p_{\mathrm{t}}\rangle\rangle = \frac{\sqrt{t}\langle n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn}\rangle}{2\langle n\rangle}, \qquad \langle\langle p_{\mathrm{t}}^2\rangle\rangle = \frac{t\langle n^{1+\beta}\, e^{-2\gamma kn}\rangle}{2\langle n\rangle}.$$

Таким образом, выражения для сильно-интенсивных переменных Σ[Pt,N] и Δ[Pt,N] имеют вид:

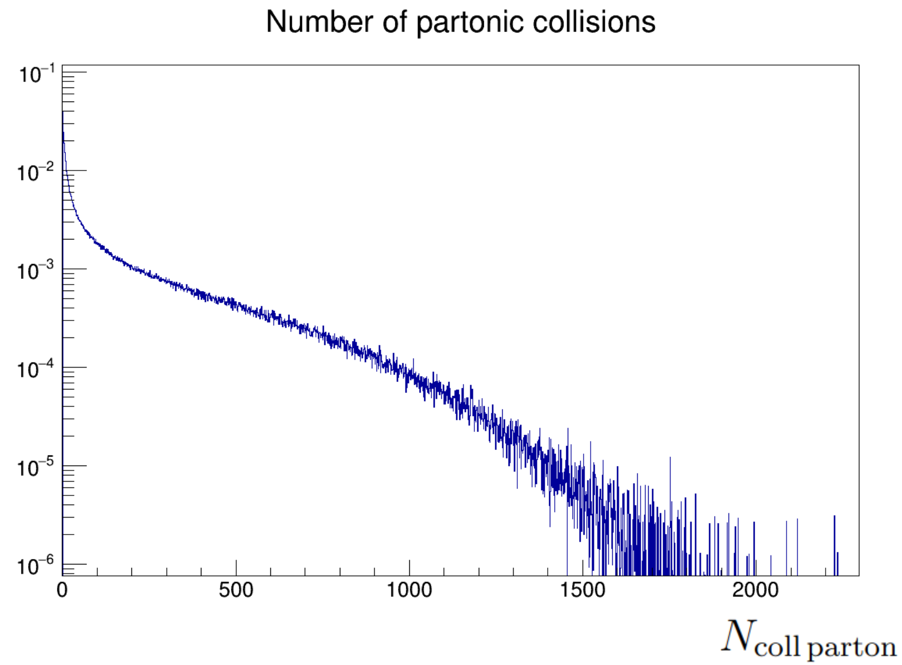
$$\Delta(P_{\mathrm{t}}, N_{ch}) = 1 + k\delta\langle n^{1+0.5\beta}\ e^{-2\gamma kn}\rangle \frac{\langle n\rangle\omega[n^{1+0.5\beta}\, e^{-2\gamma kn}] - \langle n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn}\rangle\omega[n]}{\langle n\rangle\langle n^{1+\beta}\ e^{-4\gamma kn}\rangle - \langle n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn}\rangle^2 \cdot (1/2)},$$

$$\Sigma(P_{\mathrm{t}}, N_{ch}) = 1 + k\delta\langle n^{1+0.5\beta}\ e^{-2\gamma kn}\rangle \frac{\langle n\rangle\omega[n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn}] + \langle n^{1+0.5\beta}\ e^{-2\gamma kn}\rangle\omega[n] - 2\,\mathrm{cov}(n, n^{1+0.5\beta}\ e^{-2\gamma kn})}{\langle n\rangle\langle n^{1+\beta}\ e^{-4\gamma kn}\rangle - \langle n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn}\rangle^2 \cdot (1/2)}.$$

Распределение по числу партонных столкновений в Pb-Pb столкновениях получается с помощью модели Глаубера на партонном уровне.

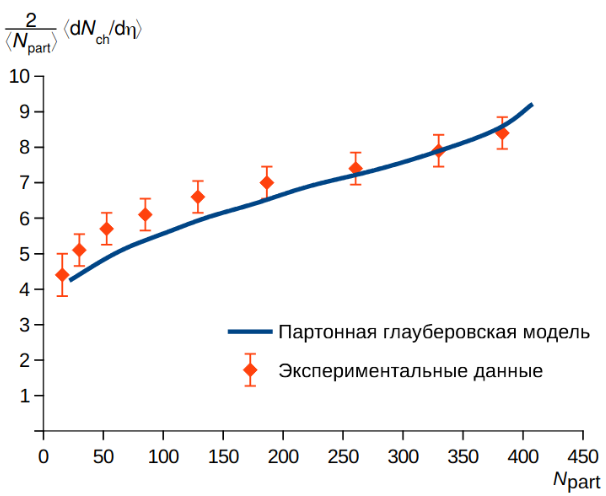
В. П. Михайловский, В.Н.Коваленко, ЭЧАЯ 53, вып.2. 504–517 (2022)

Каждый партон из одного ядра может провзаимодействовать с партоном другого ядра тольно один раз



Определение множественности в модели

$$\langle dN_{\text{ch}}/d\eta\rangle = f(N_{\text{part parton}}) = n_0 N_{\text{part parton}} = 2n_0 N_{\text{coll parton}} \quad n_0 = \mu_0 \simeq 1.$$



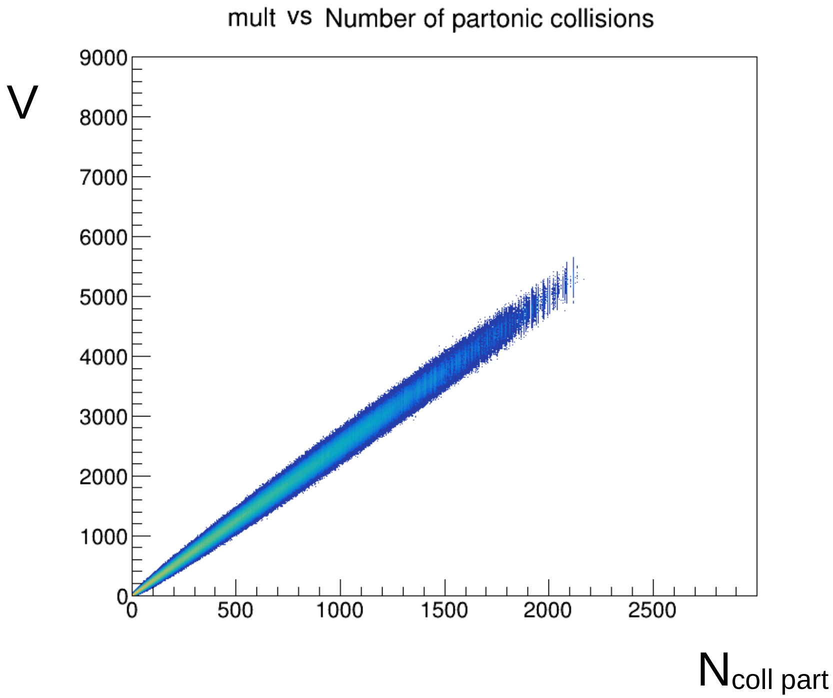
В.Н. Коваленко. Глауберовское моделирование столкновений адронов и ядер на партонном уровне. ЭЧАЯ 2025 (в печати)

Отбор по центральности в модели

Сигнал V0 — это множественность в окне шириной 2.5 ,
распределенная по Гауссу с sigma^2 = 2*mean

[Svetlana Belokurova, Vladimir Vechernin. Symmetry 14 (2022) 8, 1673]

$$P_N(V) = C\,\theta(V)\exp\left[-\frac{(V-\gamma N)^2}{2\sigma^2}\right]$$

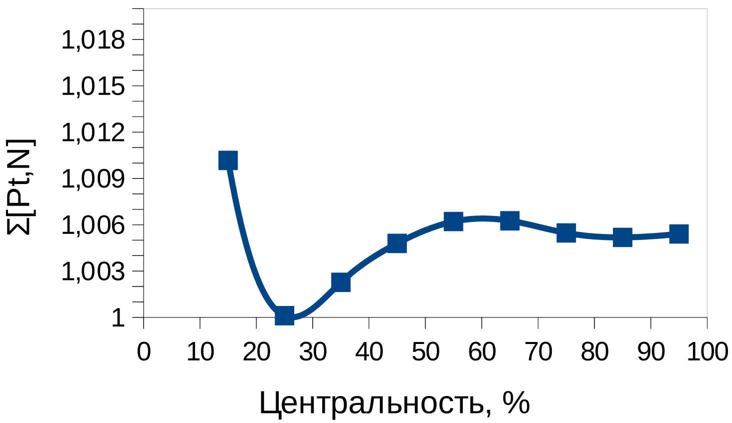


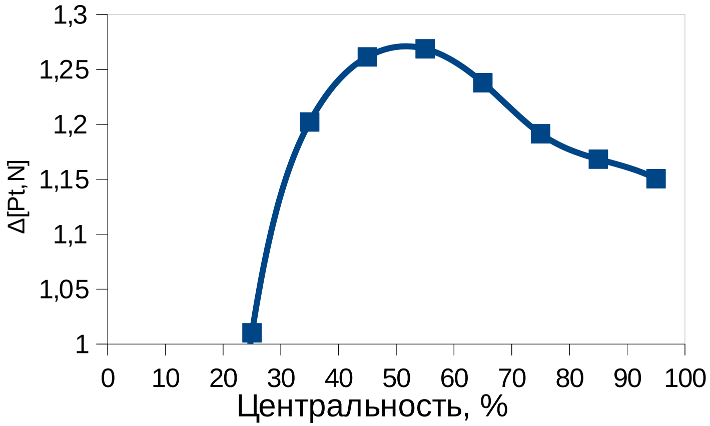
Далее, распределение V0 нарезается на классы заданной ширины

Результаты

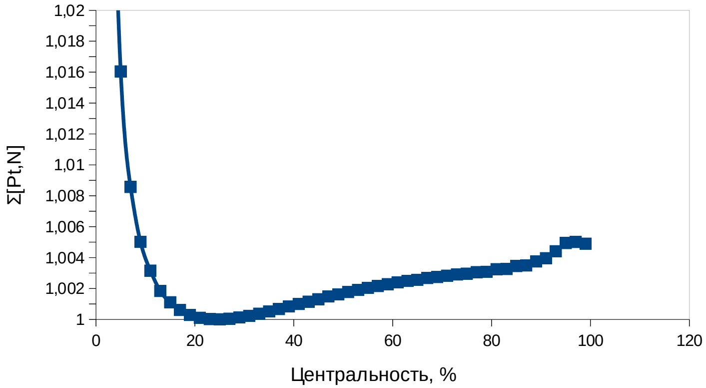
Сильно-интенсивные переменные Σ[Pt, Nch] (слева) и Δ[Pt, Nch] (справа) в зависимости от центральности для Pb-Pb столкновений при энергии 2.76 ТэВ в окне шириной 0.5 по псевдо-быстроте.

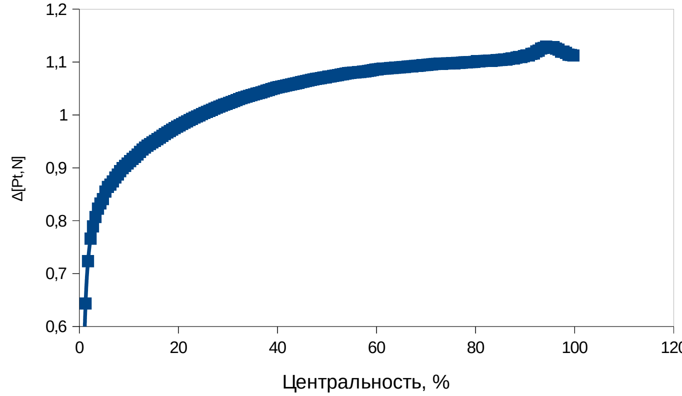
ширина класса центральности 10%





ширина класса центральности 2%

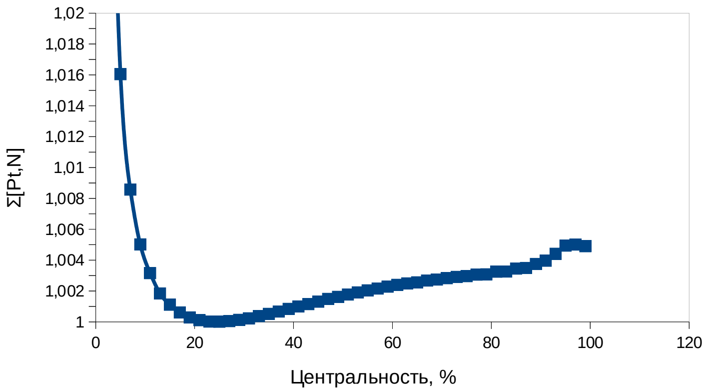


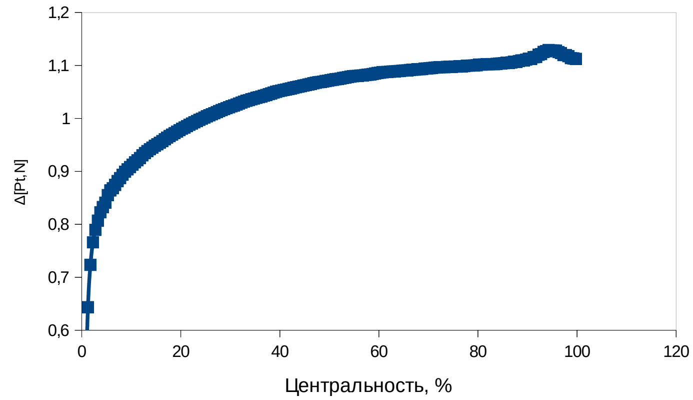


Результаты

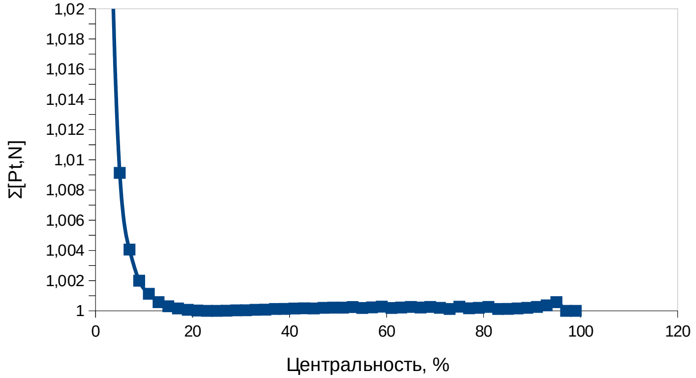
Сильно-интенсивные переменные Σ[Pt, Nch] (слева) и Δ[Pt, Nch] (справа) в зависимости от центральности для Pb-Pb столкновений при энергии 2.76 ТэВ в окне шириной 0.5 по псевдо-быстроте.

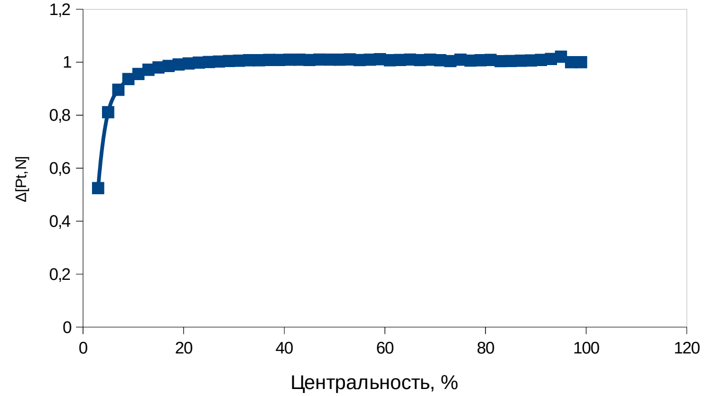
ширина класса центральности 2%, default





Вариант sigma=0 (идеальная центральность)

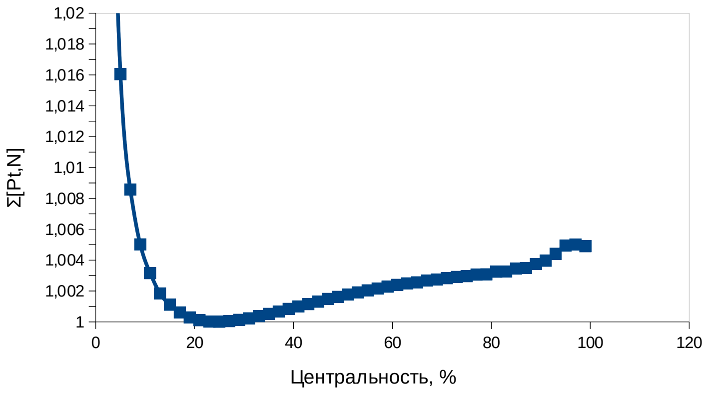


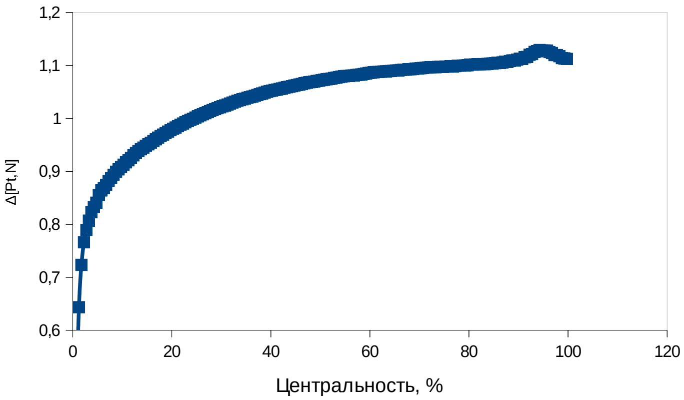


Результаты

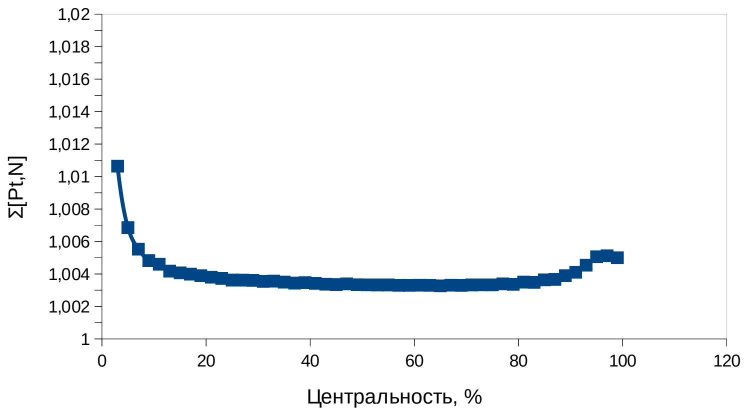
Сильно-интенсивные переменные Σ[Pt, Nch] (слева) и Δ[Pt, Nch] (справа) в зависимости от центральности для Pb-Pb столкновений при энергии 2.76 ТэВ в окне шириной 0.5 по псевдо-быстроте.

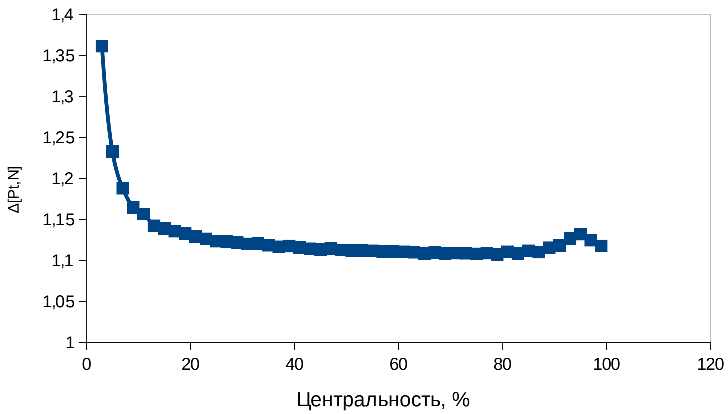
ширина класса центральности 2%, default





Вариант gamma=0 (монотонный рост среднего pt с множественностью)





Заключение

- Произведено дальнейшее развитие обобщенной модели мультипомеронного обмена
- Учет пособытийных флуктуаций в этой модели приводит к термальной форме спектра что позволяет лучше описать форму p_T-спектра в экспериментальных данных.
- В рамках этой модели вычисленысильно-интенсивные флуктуации Σ и Δ между множественностью и суммарным поперечным импульсом как для швингеровского, так и для термального p_T-спектра, и, таким образом, показано, что форма спектра существенно влияет на значения этих сильно-интенсивных переменных.
- Произведено обобщение модели на ядро-ядерные столкновения. В качестве начальных данных используется распределение по числу померонных обменов, полученное из глауберовской модели на партонном уровне
- Сильно-интенсивные переменные Σ и Δ рассчитаны для ядро-ядерных столкновений при энергиях LHC в зависимости от центральности столкновения, показана немонотонная зависимость от центральности величины Σ, а также переход через 1 для величины Δ от периферических к центральным столкновениям
- Показано, что Σ и Δ теряют свойства сильной интенсивности как нечувствительности к ширине класса центральности и способа отбора по центральности → необходимо осуществлять минимизацию ширины класса центральности в соответствии с экспериментальными условиями

Спасибо!