

УДК 539.120.8

## СИЛЬНО-ИНТЕНСИВНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ МЕЖДУ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ И СУММАРНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ ИМПУЛЬСОМ В $p + p$ И $p + p_b$ СТОЛКНОВЕНИЯХ ИЗ ПОДХОДА МУЛЬТИПОМЕРОННОГО ОБМЕНА

© 2020 г. Е. В. Андронов<sup>1</sup>, \*, В. Н. Коваленко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: e.v.andronov@spbu.ru

Поступила в редакцию 11.05.2020 г.

После доработки 02.06.2020 г.

Принята к публикации 26.06.2020 г.

Выполнены расчеты сильно-интенсивных переменных для множественности и суммарного поперечного импульса в подходе мультипомеронного обмена для  $pp$  столкновений в диапазоне энергий от СПС до БАК. Модель позволяет учесть взаимодействие кварк-глюонных струн, роль которого усиливается с ростом энергии столкновения. Кроме того, проведено обобщение на случай  $pPb$  столкновений.

DOI: 10.31857/S036767652010004X

### ВВЕДЕНИЕ

Одними из основных задач современной релятивистской ядерной физики служат изучение фазовой диаграммы “температура–бариохимический потенциал” сильно-взаимодействующей материи, исследование кварк-глюонной плазмы и поиск критической точки [1]. Сигналом фазовых переходов являются усиленные флуктуации различных наблюдаемых величин, таких как множественность, остаточный электрический заряд, остаточное барионное число и прочие [2].

Однако для описания процессов рождения частиц в мягкой области спектра по поперечному импульсу в протон-протонных и ядро-ядерных столкновениях не удается проводить расчеты с помощью фундаментальной теории сильного взаимодействия – квантовой хромодинамики, поэтому используются различные феноменологические модели. Широко развитие получил подход кварк-глюонных струн [3, 4], происходящий из теории Редже-Грибова [5]. Основная идея состоит в том, что при взаимодействиях адронов или нуклонов в ядрах происходит обмен померонами, каждый из которых в разрезанных диаграммах соотносится с двумя цветовыми струнами. Такого рода модели относят к двухстадийным, потому что после натяжения струн на втором этапе в результате их фрагментации образуются наблюдаемые адроны.

С ростом энергии сталкивающихся ядер возрастают вклады от мульти-померонных обменов, что приводит к увеличению числа кварк-глюонных струн. В свою очередь в связи с их конечным размером в плоскости поперечного сечения столкновения при достаточно высокой плотности струн они могут перекрываться, что приводит к изменению цветовых полей и изменению свойств адронизации таких взаимодействующих источников [6–10]. Обобщенная модель мультипомеронного обмена [11] была сформулирована с учетом таких взаимодействий при высоких энергиях. Результаты, полученные с помощью данной модели, позволяют описать корреляции между множественностью заряженных частиц и среднесобытийным значением поперечного импульса заряженных частиц в  $pp$  столкновениях в диапазоне энергий от Протонного суперсинхротрона (СПС) до Большого адронного коллайдера (БАК). Параметры этой модели были определены благодаря сравнению с этими экспериментальными данными [12, 13].

Целью данной работы является применение обобщенной модели мультипомеронного обмена для описания совместных флуктуаций множественности и суммарного поперечного импульса в  $pp$  и  $pPb$  столкновениях в терминах сильно-интенсивных переменных [14]. Переменные такого типа были введены для того, чтобы отделить влияние тривиальных объемных флуктуаций от флук-

туаций, вызванных, в частности, фазовыми переходами или прочими эффектами. При проведении сканирования по фазовой диаграмме “температура-бариохимический потенциал” посредством изменения энергии столкновения и типа сталкивающихся ядер ожидается, что у таких наблюдаемых проявится немонотонное поведение [15]. Такой анализ, в частности, проводится на эксперименте NA61/SHINE на СПС [16–18].

В данной работе будут рассмотрены два семейства сильно-интенсивных переменных:

$$\Delta[P_T, N] = \frac{\langle N \rangle \omega[P_T] - \langle P_T \rangle \omega[N]}{\langle N \rangle \omega[p_T]}, \quad (1)$$

$$\Sigma[P_T, N] = \frac{\langle N \rangle \omega[P_T] + \langle P_T \rangle \omega[N] - 2(\langle N \cdot P_T \rangle - \langle N \rangle \cdot \langle P_T \rangle)}{\langle N \rangle \omega[p_T]}, \quad (2)$$

где  $N$  – множественность заряженных частиц в событии,  $P_T$  – суммарный поперечный импульс заряженных частиц в событии, угловые скобки означают усреднение по всему ансамблю событий, а  $\omega$  – приведенные дисперсии:

$$\omega[N] = \frac{\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2}{\langle N \rangle}, \quad (3)$$

$$\omega[P_T] = \frac{\langle P_T^2 \rangle - \langle P_T \rangle^2}{\langle P_T \rangle}, \quad (4)$$

$$\omega[p_T] = \frac{\langle \langle p_T^2 \rangle \rangle - \langle \langle p_T \rangle \rangle^2}{\langle \langle p_T \rangle \rangle}, \quad (5)$$

где  $p_T$  – поперечный импульс, а двойные угловые скобки означают усреднение по всем заряженным частицам во всем ансамбле событий.

$$\Sigma[P_T, N] = 1 + k \cdot \delta\eta \cdot \langle n^{1+0.5\beta} \rangle \times \frac{\langle n \rangle \omega[n^{1+0.5\beta}] + \langle n^{1+0.5\beta} \rangle \omega[n] - 2(\langle n^{2+0.5\beta} \rangle - \langle n \rangle \cdot \langle n^{1+0.5\beta} \rangle)}{\langle n \rangle \langle n^{1+\beta} \rangle \frac{2}{\pi} - \langle n^{1+0.5\beta} \rangle^2 \frac{1}{2}}, \quad (8)$$

где  $k = 0.255 + 0.0653 \ln(\sqrt{s})$  – параметр модели, характеризующий среднюю множественность от одной струны,  $\delta\eta$  – ширина интервала наблюдения по псевдобыстроте. Можно заметить, что при  $\beta = 0$  выражения (7) и (8) упрощаются до  $\Delta = \Sigma = 1$ , что соответствует модели независимых частиц. Для других значений параметра  $\beta$  сильно-интенсивные величины теряют свое основное свойство, т.к. приобретают зависимость от флуктуаций объема системы, которые в этом случае соответствуют флуктуациям в числе померонов.

## МОДЕЛЬ МУЛЬТИПОМЕРОННОГО ОБМЕНА

Основные положения обобщенной модели мультипомеронного были представлены в работах [11–13]. В ней предполагается, что полуинклюзивное сечение по поперечному импульсу в протон-протонных столкновениях для  $n$ -померонного обмена в соответствии с механизмом Швингера [19] пропорционально следующему выражению:

$$\exp\left[-\frac{\pi(p_T^2 + m^2)}{n^\beta t}\right], \quad (6)$$

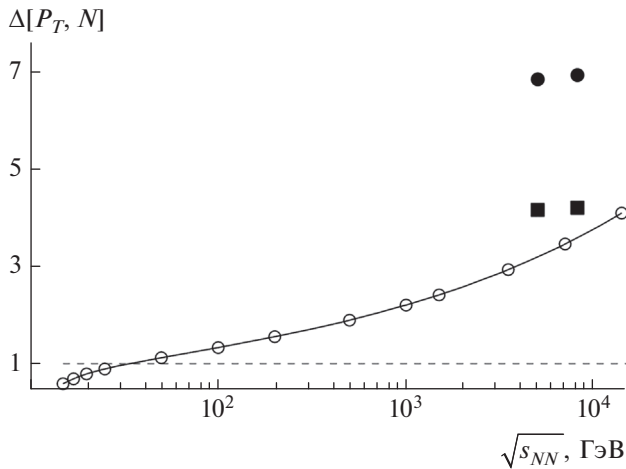
где  $m$  – масса частицы,  $t$  – натяжение струны,  $\beta$  – параметр коллективности. Случай  $\beta = 0$  соответствует отсутствию коллективных эффектов,  $\beta < 0$  описывает уменьшение эффективного натяжения струны вследствие сохранения энергии-импульса и приводит к отрицательным корреляциям между множественностью и поперечным импульсом,  $\beta > 0$  описывает увеличение эффективного натяжения струны за счет эффектов слияния и приводит к положительным корреляциям. Дальнейшие расчеты выполнялись в предположении, что все рождаемые частицы являются пионами.

Для сильно-интенсивных величин в рамках данной модели были получены следующие выражения [20]:

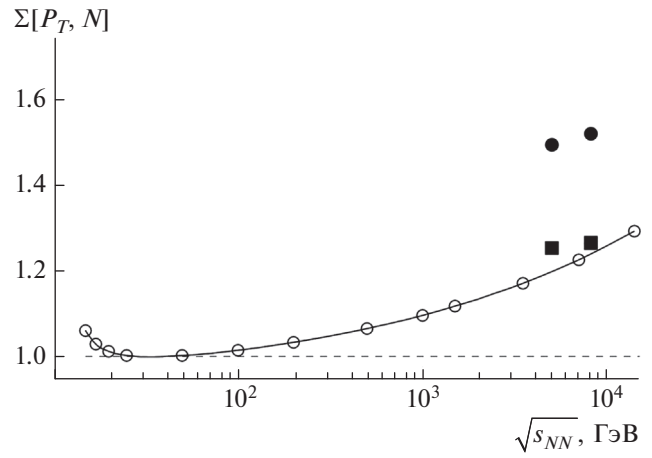
$$\Delta[P_T, N] = 1 + k \cdot \delta\eta \cdot \langle n^{1+0.5\beta} \rangle \times \frac{\langle n \rangle \omega[n^{1+0.5\beta}] - \langle n^{1+0.5\beta} \rangle \omega[n]}{\langle n \rangle \langle n^{1+\beta} \rangle \frac{2}{\pi} - \langle n^{1+0.5\beta} \rangle^2 \frac{1}{2}}, \quad (7)$$

## ОБОБЩЕНИЕ НА СЛУЧАЙ ПРОТОН-СВИНЦОВЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

Отклонение от сильной интенсивности в формулах (7) и (8), вызванное объемными флуктуациями, проявилось уже для  $pp$  столкновений. При этом понятие центральности чаще используется для столкновений ядер, где оно интерпретируется по количеству провзаимодействовавших нуклонов. В этом случае имеют место дополнительные объемные флуктуации, вызванные различным количеством нуклонов-участников. Таким обра-



**Рис. 1.** Сильно-интенсивная величина  $\Delta[P_T, N]$  как функция энергии столкновения на нуклон-нуклонную пару для протон-протонных столкновений (белые круги), протон-свинцовых столкновений при любой центральности (черные круги) и для 5 процентов самых центральных протон-свинцовых столкновений (черные квадраты). В качестве интервала наблюдения выбрано окно по псевдобыстроте шириной в 0.5 единиц.



**Рис. 2.** Сильно-интенсивная величина  $\Sigma[P_T, N]$  как функция энергии столкновения на нуклон-нуклонную пару для протон-протонных столкновений (белые круги), протон-свинцовых столкновений при любой центральности (черные круги) и для 5 процентов самых центральных протон-свинцовых столкновений (черные квадраты). В качестве интервала наблюдения выбрано окно по псевдобыстроте шириной в 0.5 единиц.

зом, чтобы получить распределение по числу померонных обменов в  $pPb$  столкновениях, необходимо провести свертку распределения по числу померонов в  $pp$  столкновениях с распределением по числу нуклонов-участников, традиционно вычисляемому в модели Глаубера [21].

На рис. 1 и 2 показаны результаты численных расчетов величин  $\Delta[P_T, N]$  и  $\Sigma[P_T, N]$  соответственно по формулам (7) и (8) для  $pp$  столкновений,  $pPb$  столкновений без отбора по центральности и для 5 процентов самых центральных  $pPb$  столкновений, определяемых по числу нуклонов-участников. Расчеты для  $pp$  столкновений проводились в диапазоне энергий от СПС до БАК, в то время как для  $pPb$  столкновений для двух энергий на БАК — 5.02 и 8.16 ТэВ.

Из полученных результатов для  $pp$  столкновений можно сделать вывод, что рост числа померонов и усиление эффектов слияния струн приводит к увеличению величин  $\Delta[P_T, N]$  и  $\Sigma[P_T, N]$ , а эффективное уменьшение натяжения струны, как проявление законов сохранения энергии-импульса при энергиях СПС, приводит к неравенствам  $\Delta[P_T, N] < 1$  и  $\Sigma[P_T, N] > 1$ .

Результаты для  $pPb$  столкновений показывают, что дополнительные объемные флуктуации в числе нуклонов-участников приводят значительным изменениям величин  $\Delta[P_T, N]$  и  $\Sigma[P_T, N]$ , в том числе вносят зависимость от центральности столкновения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты расчетов сильно-интенсивных величин, характеризующих совместные флуктуации множественности заряженных адронов и их суммарного поперечного импульса в обобщенной модели мультипомеронного обмена для протон-протонных столкновений. Показано, что коллективность, вызванная взаимодействием кварк-глюонных струн и законами сохранения энергии-импульса, приводит к нарушению свойства сильно-интенсивности.

Проведено дальнейшее обобщение модели на случай  $p + Pb$  столкновений при энергиях, достигаемых на Большом адронном коллайдере. Результаты показывают, что сильная интенсивность нарушается и для этого типа столкновений, что характеризуется различными значениями изучаемых величин для разных классов центральности.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-01055-мол\_а.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stephanov M.* // Prog. Theor. Phys. Suppl. 2004. V. 153. P. 139.
2. *Hippert M., Fraga E.S.* // Phys. Rev. D. 2017. V. 96. Art. № 034011.
3. *Capella A., Sukhatme U., Tan C.-I., Tran Thanh Van J.* // Phys. Lett. B. 1979. V. 81. P. 68.
4. *Kaidalov A.B.* // Phys. Lett. B. 1982. V. 116. P. 459.

5. *Грибов В.Н.* // ЖЭТФ. 1968. Т. 53. С. 654; *Gribov V.N.* // JETP. 1968. V. 26. P. 414.
6. *Biro T. S., Nielsen H.B., Knoll J.* // Nucl. Phys. B. 1984. V. 245. P. 449.
7. *Braun M., Pajares C.* // Nucl. Phys. B. 1993. V. 390. P. 542.
8. *Kovalenko V., Vechernin V.* // PoS. 2013. V. 173. Art. № 077.
9. *Bierlich C., Gustafson G., Lönnblad L.* // Phys. Lett. B. 2018. V. 779. P. 58.
10. *Белокурова С.Н., Вечернин В.В.* // ТМФ. 2019. Т. 200. С. 195; *Belokurova S.N., Vechernin V.V.* // Theor. Math. Phys. 2019. V. 200. P. 1094.
11. *Арместо Н., Деркач Д., Феofilов Г.* // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 2122; *Armesto N., Derkach D., Feofilov G.* // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 2087.
12. *Bodnia E., Derkach D., Feofilov G. et al.* // PoS. 2014. V. 183. Art. № 060.
13. *Bodnia E.O., Kovalenko V.N., Puchkov A.M., Feofilov G.A.* // AIP Conf. Proc. 2014. V. 1606. P. 273.
14. *Gorenstein M.I., Gazdzicki M.* // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. Art. № 014904.
15. *Vovchenko V., Poberezhnyuk R.V., Anishkin D.V., Gorenstein M.I.* // J. Phys. A. 2016. V. 49. Art. № 015003.
16. *Andronov E.* // Acta Phys. Polon. Proc. Suppl. 2017. V. 10. P. 449.
17. *Prokhorova D.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. Art. № 07013.
18. *Andronov E.* // Nucl. Phys. A. 2019. V. 982. P. 835.
19. *Schwinger J.* // Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 664.
20. *Андронов Е.В., Коваленко В.Н.* // ТМФ. 2019. Т. 200. С. 415; *Andronov E.V., Kovalenko V.N.* // Theor. Math. Phys. 2019. V. 200. P. 1282.
21. *Feofilov G., Kovalenko V., Puchkov A.* // EPJ Web Conf. 2018. V. 171. Art. № 18003.