

УДК 539.17:539.126

## ЭФФЕКТЫ ЛОКАЛЬНОГО НЕСОХРАНЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В Pb-Pb-СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ БАК

© 2024 г. В. Н. Коваленко\*

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
«Санкт-Петербургский государственный университет», Санкт-Петербург, Россия

\* E-mail: v.ovalenko@spbu.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Учет эффектов локального несохранения четности в сильноизаимодействующей среде реализован в рамках монте-карловской модели. Получены предсказания для распределений инвариантных масс ди-мюонов и ди-электронов от распадов легких векторных мезонов в Pb-Pb-столкновениях при энергии LHC с учетом разрешающей способности детектирующей систем. Оценено влияние флюктуаций аксиального химического потенциала.

DOI: 10.31857/S0367676524110198, EDN: FKBZNA

### ВВЕДЕНИЕ

Известно, что глобальное сохранение пространственной четности является хорошо установленной симметрией сильных взаимодействий. До сих пор не было найдено никаких доказательств нарушения P- и CP-симметрии в сильных взаимодействиях.

Однако КХД не запрещает локальное нарушение симметрии четности из-за больших топологических флюктуаций при высокой температуре с динамической генерацией конфигураций нетривиального топологического заряда. Необходимым условием наблюдения этих эффектов является достаточно большое время жизни горячей капли, доступное в центральных ядерно-ядерных столкновениях на БАК [1–3].

Как было показано, эффект локального несохранения четности в сильных взаимодействиях может быть экспериментально проверен угловым анализом рождения дилептонов в области малых инвариантных масс в столкновениях тяжелых ионов [4, 5] и поиском распадов легких мезонов в специфических каналах, которые запрещены глобальным сохранением четности [6, 7]. В частности, к таким процессам можно отнести распады скалярного заряженного  $a_0$ -мезона на фотон и заряженный пион и на три заряженных пиона.

В данной работе исследуется влияние локального несохранения четности в сильных взаимодействиях на распад легких векторных мезонов на лептон-антитераптонные пары. Эффекты нарушения четности

реализованы в рамках монте-карловской модели, основанной на генераторе событий Pythia 8. Получены предсказания распределений инвариантных масс ди-мюонов и ди-электронов в Pb-Pb-столкновениях при энергии LHC с учетом экспериментального разрешения детекторов. Показано, что модернизация детектора ALICE во время Long Shutdown 2 значительно улучшает возможность проведения этих экспериментальных исследований в третий период сбора данных БАК (LHC Run 3) [8].

### ВОЗМОЖНОСТИ ЛОКАЛЬНОГО НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Одним из наиболее важных направлений исследований в релятивистской ядерной физике является поиск и детальное исследование модификации свойств адронов в присутствии горячей среды в состоянии деконфайнмента, образуемой в столкновениях тяжелых ионов. Они могут возникать в связи с неоднородностью среды, а также ввиду таких не-пертурбативных эффектов, как, например, инстантоны [9]. Эти конфигурации соответствуют связям различных вырожденных вакуумов, объединенных топологически нетривиальными калибровочными преобразованиями. В пертурбативной теории амплитуды таких переходов равны нулю в любом порядке теории возмущений и связаны только с не-пертурбативными явлениями. При высокой температуре возможен так называемый сферонный

переход [10–12] через потенциальный барьер, разделяющий топологически неэквивалентные вакуумы. Такие конфигурации могут возбуждаться при столкновении тяжелых ионов, или изначально существовать в них [1, 2]. Предполагается, что фаза с нарушением пространственной четности может возникать при столкновении релятивистских ядер в конечном объеме.

Поскольку для глюонных полей топологический заряд не является калибровочно-инвариантным объектом относительно глобальных преобразований, при столкновениях тяжелых ионов в конечном объеме и на продолжительное время в файерболе возникает скачок топологического заряда. В связи с частичным несохранением аксиального тока в КХД в приближении малых масс фермионов можно связать топологический заряд с величиной кирального дисбаланса, определяемой как средняя разница между числом правых и левых кварков в файерболе после столкновения тяжелых ионов при высокой энергии [13].

Таким образом, киральный дисбаланс может приводить к образованию локального нарушения четности (LPB) в кварк-адронной среде с локальным термодинамическим равновесием и характеризоваться аксиальным химическим потенциалом [14, 15]. При этом возникает связь между топологическим ( $\mu_0$ ) и аксиальным ( $\mu_5$ ) химическим потенциалами:

$$\mu_5 = \frac{1}{2N_f} \mu_0. \quad (1)$$

## ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ЭФФЕКТОВ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ

В работах [4, 5] было показано, что эффект локального несохранения четности можно проверить экспериментально путем анализа выходов дилептонных пар в области малых инвариантных масс в столкновениях тяжелых ионов. Для этого потребуется одновременное сканирование и по инвариантной массе ( $m_{\perp}$ ), и по углу разлета ( $\theta_A$ ) лептонов от распадов легких векторных мезонов. Такой экспериментальный анализ до сих пор не проводился. При этом в случае ненулевого аксиального химического потенциала в части фазового пространства происходит поляризационное расщепление спектральных функций  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов с образованием характерной двухпиковской структуры. Были предложены также дополнительные проявления локального несохранения четности в сильных взаимодействий.

Позднее было показано [5], что если учесть радиационные поправки, то наличие аксиального химического потенциала приводит не только к расщеплению масс левых и правых поляризаций векторных мезонов, но и их общему сдвигу в сторону

увеличения. Оба эффекта зависят как от величины аксиального химического потенциала  $\mu_5$ , так и импульса векторного мезона ( $k$ ).

Результирующая формула для модификации масс векторных мезонов имеет вид

$$\Delta m^{\pm} = c_1 \mu_5^2 \pm c_2 \mu_5 k + c_3 \mu_5^2 k^2, \quad (2)$$

где  $c_1 = 0.23 \text{ ГэВ}^{-2}$ ,  $c_2 = 1.37 \text{ ГэВ}^{-2}$ ,  $c_3 = 2.54 \text{ ГэВ}^{-4}$ .

Рассмотренный выше возможный вариант наблюдения эффектов несохранения четности не является единственным, применение других эффективных теорий предсказывает и дополнительные результаты в данной области. К примеру, в присутствии кирального дисбаланса при более высоких энергиях в рамках линейной сигма-модели могут быть возможными экзотические распады, а также распады скалярных состояний одновременно на три и на два пиона в результате смешения пионных и  $a_0$ -мезонных состояний [7]. Еще одним потенциальным вариантом проявления нарушения четности может являться распад пионов: при достаточно большом киральном химическом потенциале заряженные пи-мезоны перестанут распадаться на пары мюон и нейтрино [17], а чаще могут происходить распады в канале нейтрино-электрон. Также для обнаружения локального нарушения четности существует предложение измерить возможную асимметрию поляризации фотона [18].

## ИСПОЛЬЗУЕМАЯ МОДЕЛЬ

Для вычисления спектров инвариантных масс дилептонов была использована монте-карловская модель на основе генератора событий Pythia 8 (версия 8.2) [19] со встроенной моделью столкновения релятивистских ядер Angantyr. Для симуляций использовались столкновения ядер свинца при энергии 5.02 ТэВ.

Для того чтобы увеличить статистику дилептонного спектра, доля распадов  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов по дил-электронному и дил-мюонному каналам была повышена в несколько раз до 0.44. Рассматривались продукты распада в следующих быстротных интервалах:  $-0.8 < \eta < 0.8$  для электронов,  $-3.6 < \eta < -2.45$  для мюонов.

Это соответствует диапазону времени проекционной камеры и внутренней трековой системы эксперимента ALICE на БАК в центральной области быстрот и мюонной системе в передней области быстрот. Для единого применения углового анализа в дил-мюонном и дил-электронном каналах применялся буст по оси  $z$  на величину быстроты 3.05 для всех мюонных треков, чтобы они в новой системе отсчета находились в центральной области быстрот.

Поскольку основное внимание данного исследования уделяется разрешающей способности детектирующих систем, а не оптимизации

отношений сигнал/фон, для анализа сохранялись только ди-лептоны, вызванные распадом легких векторных мезонов, а фоновые события не учитывались.

### Учет разрешающей способности эксперимента *ALICE*

Основное размытие пиков спектра инвариантных масс связано с конечной разрешающей способностью детектирующих систем по поперечному импульсу треков. Особенно это важно в области малых  $p_T$  и малых инвариантных масс. Для учета разрешения по  $p_T$  треков электронов использовались сведения из *ALICE* TDR [20], согласно которым в интересующей нас области  $p_T$  среднеквадратичное отклонение составляет около 5% в условиях Run 2 и 1% в условиях Run 3. Для мюонных треков также оценивалось соответствие ширины пика от  $\rho$  и  $\omega$  мезонов в отсутствии эффектов нарушения пространственной четности тем значениям, что приведены в работе [21]. Соответствующая разрешающая способность оказалась равна 1.5% для Run 2 и 0.5% для Run 3.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1. показана спектральная функция распадов  $\rho$ - и  $\omega$ - мезонов от распадов на ди-мюоны без учета каких-либо детекторных эффектов в присутствии среды, нарушающей  $P$ -четность при  $\mu_5 = 0.1$  ГэВ. Для ди-электронного канала картина полностью аналогична. Использовались следующие ограничения на поперечные импульсы мюонов и ди-мюонной пары:  $p_{T\mu} > 0.2$  ГэВ/с,  $p_{T_{\mu\mu}} > 0.4$  ГэВ/с. Видно, что расщепление поляризаций векторных мезонов отчетливо наблюдается и без какого-либо углового анализа. Однако при включении ограничения на угол между лептонами  $0.4 < \theta_A < 0.5$  наблюданное расщепление значительно усиливается. Во многом это вызвано именно тем, что расщепление левых и правых поляризаций векторных мезонов зависит от импульса частицы, и, таким образом, наложение ограничений на угол разлета ди-лептонов уменьшает размытие, связанное с разбросом по импульсу.

На рис. 2. показаны распределения по инвариантным массам ди-мюонов и ди-электронов от распадов легких векторных мезонов в условиях эксперимента *ALICE* Run 2. Значение аксиального химического потенциала составляло  $\mu_5 = 0.1$  ГэВ. Чтобы учесть реалистичные ограничения на поперечные импульсы, в рамках которых возможна ожидаемая разрешающая способность, использовались следующие ограничения на поперечный импульс:  $p_{T\mu} > 0.65$  ГэВ/с,  $p_{T_{\mu\mu}} > 1.3$  ГэВ/с для ди-мюонов и  $p_{Te} > 0.3$  ГэВ/с,  $p_{Tee} > 0.4$  ГэВ/с для ди-электронов. Видно, что в отсутствие ограничений на угол разлета расщепление поляризаций практически не видно.

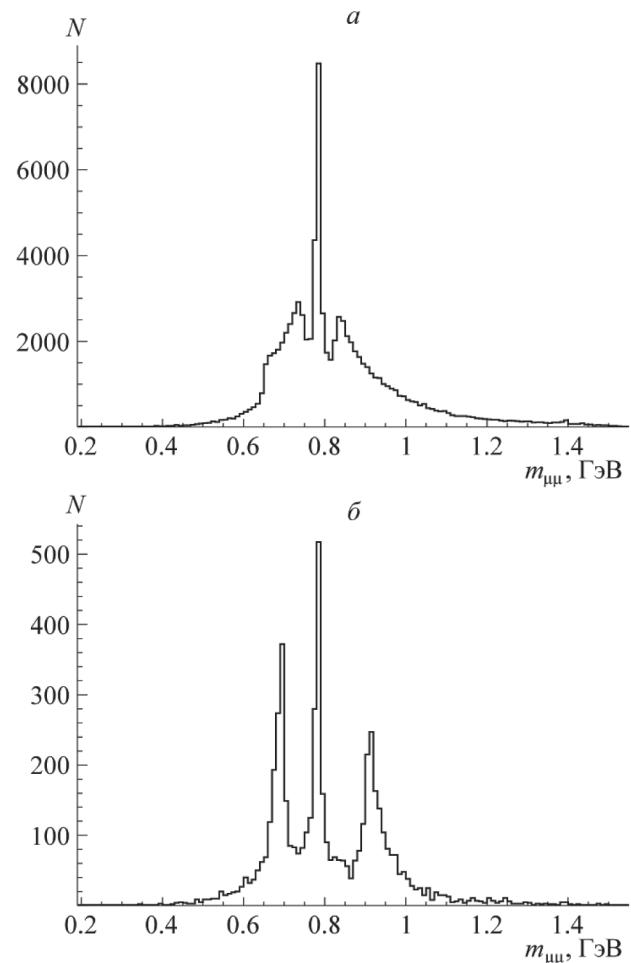


Рис. 1. Распределение по инвариантным массам ди-мюонов от распадов  $\rho$ - и  $\omega$ - мезонов без учета детекторных эффектов в присутствии среды, нарушающей  $P$ -четность при  $\mu_5 = 0.1$  ГэВ: без отбора по углу  $\theta_A$  между лептонами (а), при условии  $0.4 < \theta_A < 0.5$  (б).

В связи с жесткими ограничениями на  $p_T$  мюонов был выбран более свободный диапазон для угла ди-мюонов:  $0.4 < \theta_A < 0.8$ . Видно, что введение ограничений на угол ди-лептона повышает видимость расщепления поляризаций, однако эффект все равно виден слабо, особенно в ди-электронном канале.

На рис. 3 показаны распределения по инвариантным массам ди-мюонов и ди-электронов от распадов  $\rho$ - и  $\omega$ - мезонов в условиях, которые, как ожидается, будут достигнуты в эксперименте *ALICE* во время периода сбора данных Run 3 при значении аксиального химического потенциала  $\mu_5 = 0.1$  ГэВ.

Использовались следующие ограничения на поперечный импульс:  $p_{T\mu} > 0.5$  ГэВ/с,  $p_{T_{\mu\mu}} > 0.5$  ГэВ/с для ди-мюонов и  $p_{Te} > 0.15$  ГэВ/с,  $p_{Tee} > 0.4$  ГэВ/с для ди-электронов. Ограничение на угол между лептонами составляло  $0.4 < \theta_A < 0.5$  как в ди-электронном, так и в ди-мюонном канале.

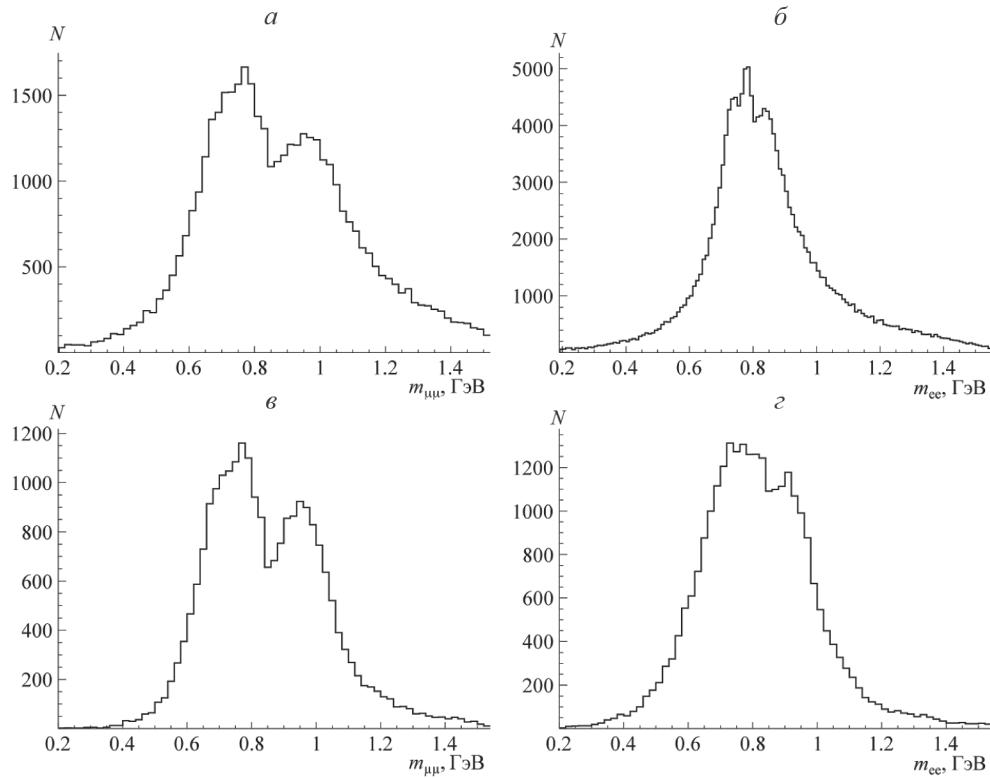


Рис. 2. Распределение по инвариантным массам ди-мюонов ( $\alpha, \beta$ ) и ди-электронов ( $\beta, \gamma$ ) от распадов  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов в условиях эксперимента ALICE Run 2 при  $\mu_5 = 0.1$  ГэВ: без отбора по углу  $\theta_A$  ( $\alpha, \beta$ ), при условии  $0.4 < \theta_A < 0.8$  ( $\beta$ ), при условии  $0.4 < \theta_A < 0.5$  ( $\gamma$ ).

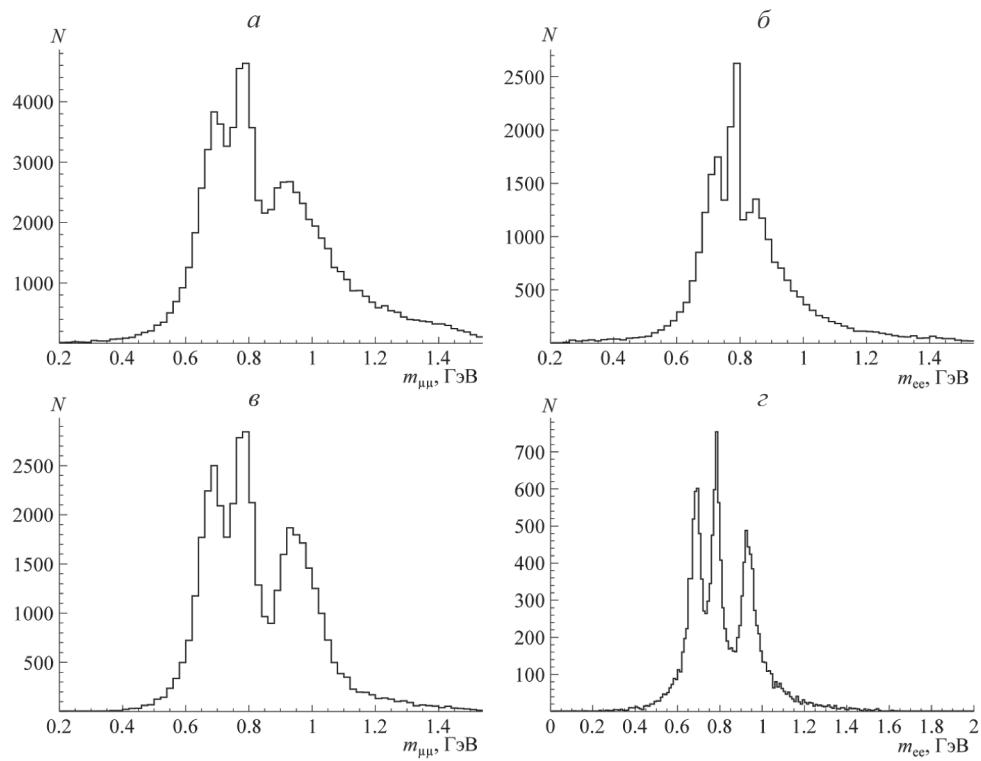


Рис. 3. Распределение по инвариантным массам ди-мюонов ( $\alpha, \beta$ ) и ди-электронов ( $\beta, \gamma$ ) от распадов  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов в ожидаемых условиях эксперимента ALICE Run 3 при  $\mu_5 = 0.1$  ГэВ: без отбора по углу  $\theta_A$  ( $\alpha, \beta$ ), при условии  $0.4 < \theta_A < 0.5$  ( $\beta, \gamma$ ).

Видно, что в условиях модернизированных детекторных систем и с учетом углового анализа наблюдается хорошее разделение всех трех поляризаций как в ди-мюонном, так и в ди-электронном канале.

Однако стоит отметить, что приведенные до этого расчеты были выполнены для фиксированного аксиального химического потенциала  $\mu_5$ , тогда как его сильные флуктуации могут дополнитель но размыть наблюдаемые спектры. В связи с этим также были произведены расчеты для флуктуирующего аксиального химического потенциала. Было рассмотрено два случая:

1) Равномерное распределение по  $\mu_5$ , от 0.05 ГэВ до 0.15 ГэВ.

2) Равномерное распределение по  $\mu_5$ , от 0 до 0.15 ГэВ.

Оба случая характеризуются одним и тем же средним значением  $\mu_5 = 0.1$  ГэВ, но разной дисперсией. Результаты представлены на рис. 4. Видно, что в условиях умеренной дисперсии (среднеквадратичное отклонение  $\sigma_\mu \sim 30\%$ ) расщепление поляризаций векторных мезонов остается видно в спектрах ди-лептонов, тогда как при большой флуктуации по  $\mu_5$  ( $\sigma_\mu \sim 60\%$ ) наблюдение данного расщепления становится проблематичным.

Стоит отметить, что данное исследование носит во многом оценочный характер. Установление

точных пределов разрешающей способности и значимости наблюдаемых эффектов потребует гораздо более детального моделирования всей установки, а также более продвинутых монте-карловских генераторов. Помимо этого, необходима оценка вклада фоновых процессов, эффективности идентификации частиц и систематических неопределенностей. Также необходимо учитывать другие возможные источники модификации спектральной функции легких мезонов, например эффекты холодной ядерной материи [22].

Дальнейшее более детальное исследование должно включать полный статистический анализ уровней сигнала и фона, определение значимости наблюдаемых эффектов, проверку влияния других явлений, таких как радиальный и азимутальный потоки и их флуктуации, а также как можно более полное моделирование отклика детектора. Также представляет интерес изучение возможности поиска данных эффектов на коллайдере NICA в экспериментах MPD [23, 24] и SPD [25].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, исследовано проявление возможного локального нарушения пространственной четности в сильных взаимодействиях при распадах легких векторных мезонов на лептон-антилептонные

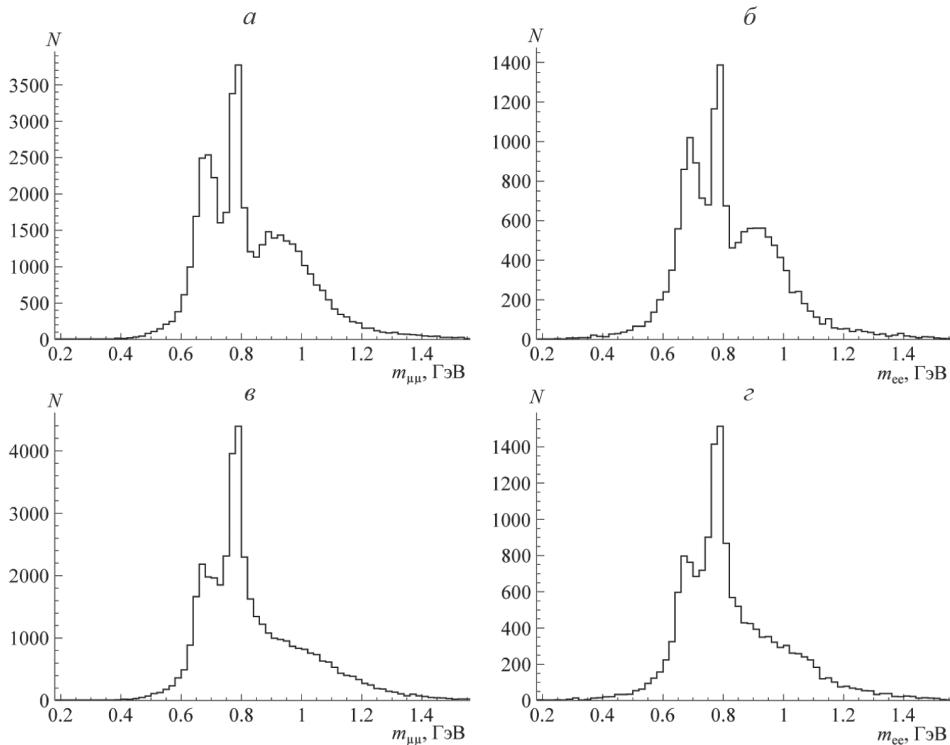


Рис. 4. Влияние флуктуаций аксиального химического потенциала на расщепление спектральных функций  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов в спектре инвариантных масс ди-мюонов (a, в) и ди-электронов (b, г):  $0.05 \text{ ГэВ} < \mu_5 < 0.15 \text{ ГэВ}$  ( $\sigma_\mu \approx 30\%$ ) (a, б),  $0 \text{ ГэВ} < \mu_5 < 0.2 \text{ ГэВ}$  ( $\sigma_\mu \approx 60\%$ ) (в, г). Учтена разрешающая способность эксперимента ALICE в условиях Run 3.

пары. Результаты монте-карловского моделирования подтверждают, что угловой анализ рождения ди-лептонов в области малых масс усиливает расщепление поляризаций  $\rho$  и  $\omega$  мезонов, которые можно наблюдать в спектре инвариантных масс ди-мюонов или ди-электронов. Модернизация детекторных систем ALICE, произведенная во время длительного перерыва работы коллайдера (Long Shutdown 2) значительно улучшает возможности этих экспериментальных исследований на БАК в новом периоде сбора данных Run 3.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00493, <https://rscf.ru/project/22-22-00493/>

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kharzeev D., Zhitnitsky A.* // Nucl. Phys. A. 2007. V. 797. P. 67.
2. *Buckley K., Fugleberg T., Zhitnitsky A.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4814.
3. *Son D.T., Zhitnitsky A.R.* // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. Art. No. 07401.
4. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D., Planells X.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 710. P. 230.
5. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D., Planells X.* // Phys. Rev. D. 2014. V. 90. Art. No. 034024.
6. *Andrianov A., Espriu D., Planells X.* // Eur. Phys. J. C. 2013. V. 73. P. 2294.
7. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D. et al.* // EPJ Web Conf. 2017. V. 158. Art. No. 03012.
8. *Abelev B., Adam J., Adamova D. et al. (ALICE Collaboration)* // J. Physics G. 2014. V. 41. Art. No. 087001.
9. *Belavin A.A., Polyakov A.M., Shvarts A.S., Tyupkin Y.S.* // Phys. Lett. B. 1975. V. 59. P. 85.
10. *McLerran L.D., Mottola E., Shaposhnikov M.E.* // Phys. Rev. D. 1991. V. 43. P. 2027.
11. *Moore G.D., Rummukainen K.* // Phys. Rev. D. 2000. V. 61. Art. No. 105008.
12. *Shuryak E., Zahed I.* // Phys. Rev. D. 2003. V. 67. Art. No. 014006.
13. *Kharzeev D., Pisarski R.D., Tytgat M.H.G.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 512.
14. *Kharzeev D.* // Phys. Lett. B. 2006. V. 633. P. 260.
15. *Хайдуков З.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 117. № 10. С. 719; *Khaidukov Z.V.* // JETP Lett. 2023. V. 117. No. 10. P. 721.
16. *Kovalenko V., Andrianov A., Andrianov V.* // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1690. Art. No. 012097.
17. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D.* // Particles. 2020. V. 3. P. 15.
18. *Putilova A.E., Iakubovich A.V., Andrianov A.A. et al.* // EPJ Web Conf. 2018. V. 191. Art. No. 05014.
19. *Sjöstrand T., Ask S., Christiansen J.R. et al.* // Comput. Phys. Commun. 2015. V. 191. P. 159.
20. *Abelev B., Adam J., Adamova D. et al. (ALICE Collaboration)* // J. Physics G. 2014. V. 41 Art. No. 087002.
21. *Garcia-Solis E. for the ALICE Collaboration* // Nucl. Part. Phys. Proc. 2015. V. 267–269. P. 382.
22. *Евдокимов С.В., Изучеев В.И., Кондратюк Е.С. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. С. 291; *Evdokimov S.V., Izuchеев V.I., Kondratyuk E.S. et al.* // JETP Lett. 2021. V. 113. P. 289.
23. *Abgaryan V., Acevedo Kado R., Afanasyev S.V. et al. (MPD Collaboration)* // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58. Art. No. 140.
24. *Иванышев Д.А., Котов Д.О., Малаев М.В и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 5. № 12. С. 1800; *Ivanishchev D.A., Kotov D.O., Malaev M.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 12. P. 1439.
25. *Abramov V.V., Aleshko A., Baskov V.A. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2021. V. 52. P. 1044.

## Effects of local parity nonconservation in strong interactions in Pb-Pb collisions at LHC energy

V. N. Kovalenko\*

Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034, Russia  
\* e-mail: v.kovalenko@spbu.ru

Accounting for the effects of local parity nonconservation in a strongly interacting medium is implemented within the framework of the Monte Carlo model. Predictions are obtained for the distributions of the invariant masses of di-muons and di-electrons from the decays of light vector mesons in Pb-Pb collisions at the LHC energy, taking into account the resolution of the detecting systems. The influence of fluctuations of the axial chemical potential is estimated.