

## ОБРАЗОВАНИЕ АДРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ С ALICE НА LHC

*С. Киселев\* от имени коллаборации ALICE*

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

Представлены недавние результаты по исследованию короткоживущих адронных резонансов, полученные в эксперименте ALICE при энергиях LHC. Они включают зависимости от размера системы и энергии столкновения: спектров поперечных импульсов, выходов и отношений выходов резонансов к выходам более долгоживущих частиц, факторов ядерной модификации. Результаты сравниваются с модельными предсказаниями и измерениями при более низких энергиях.

Recent results on short-lived hadronic resonances obtained by the ALICE experiment at LHC energies are presented. The results include system-size and collision-energy evolution of transverse momentum spectra, yields and ratios of resonance yields to those of longer lived particles, and nuclear modification factors. The results are compared with model predictions and measurements at lower energies.

PACS: 14.40.-n; 14.20.-c; 25.75.-q

Образование адронных резонансов играет важную роль как в элементарных, так и в ядро-ядерных столкновениях. В столкновениях тяжелых ионов, поскольку времена жизни короткоживущих резонансов сравнимы со временем жизни поздней адронной фазы, эффекты регенерации и перерасеяния становятся важными и отношения выходов резонансов к выходам более долгоживущих частиц можно использовать для оценки интервала времени между химическим и кинетическим замораживанием. Измерения в  $pp$ - и  $p$ -Pb-столкновениях дают информацию для настройки генераторов столкновений, инспирированных квантовой хромодинамикой.

С использованием данных детектора ALICE были получены результаты по короткоживущим мезонным  $\rho(770)^0$ -,  $K^*(892)^0$ -,  $K^*(892)^{\pm}$ -,  $f_0(980)$ -,  $\varphi(1020)$ -, а также барионным  $\Sigma(1385)^{\pm}$ -,  $\Lambda(1520)$ - и  $\Xi(1530)^0$ -резонансам (далее  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$ ,  $K^{*\pm}$ ,  $f_0$ ,  $\varphi$ ,  $\Sigma^{\pm}$ ,  $\Lambda^*$ ,  $\Xi^{*0}$ ). Резонансы реконструировались по адронным каналам распада и имеют очень разные времена жизни, как показано в таблице. Эта работа представляет недавние результаты, полученные для  $K^{*0}$  и  $\varphi$  в  $p$ -Pb при

---

\* E-mail: [Sergey.Kiselev@cern.ch](mailto:Sergey.Kiselev@cern.ch)

$\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  [12] и 8,16 ТэВ [11],  $pp$  и Pb–Pb при 5,02 ТэВ [10], для  $K^{*\pm}$  в  $pp$  при 5,02, 8, 13 ТэВ [14] и Pb–Pb при 5,02 ТэВ [15], для  $f_0$  в  $pp$  [16] и  $p$ –Pb при 5,02 ТэВ, для  $\Sigma^{*\pm}$  в Pb–Pb при 5,02 ТэВ [20], для  $\Lambda^*$  в  $pp$  при 5,02, 13 ТэВ и Pb–Pb при 5,02 ТэВ.

На рис. 1 показаны спектры поперечного импульса для  $K^{*\pm}$ , измеренные в неупругих  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 5,02, 8$  и 13 ТэВ. Данные сравниваются с предсказаниями моделей PYTHIA6 [23], PYTHIA8 [24] и EPOS-LHC [25]. Расхождение с данными уменьшается с ростом энергии. Лучшее согласие дает PYTHIA для 13 ТэВ. Все модели не описывают

**Моды распада, значения времени жизни [1] и ссылки на публикации ALICE для адронных резонансов**

Характеристика	$\rho^0$	$K^{*0}$	$K^{*\pm}$	$f_0$	$\Sigma^{*\pm}$	$\Lambda^*$	$\Xi^{*0}$	$\varphi$
Мода	$\pi\pi$	$K\pi$	$K_S^0\pi$	$\pi\pi$	$\Lambda\pi$	$pK$	$\Xi\pi$	$KK$
Время жизни, фм/с	1,3	4,2	4,2	$\sim 5$	5–5,5	12,6	21,7	46,2
Ссылка	[2]	[3–13]	[14, 15]	[16]	[17–20]	[21, 22]	[17–19]	[3–12]

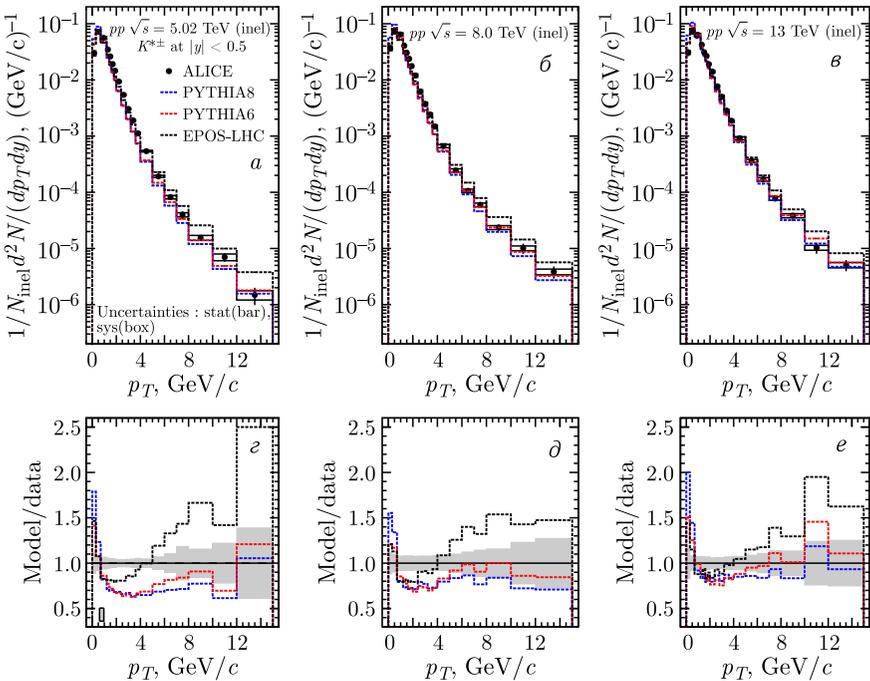


Рис. 1. Спектры  $K^{*\pm}$ , измеренные в неупругих  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 5,02$  (а, а'), 8 (б, б') и 13 ТэВ (в, в'), сравниваются с распределениями, предсказанными PYTHIA6 [23], PYTHIA8 [24] и EPOS-LHC [25]

образование  $K^{*\pm}$  с небольшим импульсом и, следовательно, не в состоянии описать средние поперечные импульсы и интегральные выходы.

Средние поперечные импульсы  $\Lambda^*$  в зависимости от плотности множественности заряженных частиц представлены на рис. 2, сверху. Новые данные для столкновений Pb–Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ показывают большие значения, чем при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ и предсказания модели Blast-Wave [26]. Предсказания модели MUSIC+SMASH [27], включающей моделирование адронной фазы, согласуются с данными для центральных столкновений, но занижают их для периферических столкновений. Модели без адронной фазы занижают измерения при обеих энергиях. На рис. 2 (снизу,  $\theta$ ,  $\varphi$ ) показаны средние поперечные импульсы  $K^{*0}$  ( $\theta$ ) и  $\varphi$  ( $\varphi$ ) как функции плотности множественности заряженных частиц. Новые значения данных для  $p$ –Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$  ТэВ близки к значениям для других легких систем. Среди моделей EPOS-LHC дает наилучшее согласие с данными. В  $pp$ - и  $p$ –Pb-столкновениях  $\langle p_T \rangle$  растет быстрее с увеличением множественности, чем в столкновениях Pb–Pb. Аналогичное поведение наблюдалось в [30] для заряженных частиц и может быть понято как эффект пересоединения цвета между струнами, образующимися в многопартонных взаимодействиях.

Нормированные  $p_T$ -интегральные выходы  $K^{*0}$  и  $\varphi$  в зависимости от плотности множественности заряженных частиц представлены на рис. 2 (снизу,  $a, б$ ). Новые данные для столкновений  $p$ –Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$  ТэВ следуют общей тенденции: выходы не зависят от системы столкновений и энергии и, по-видимому, обусловлены множественностью. Предсказания EPOS-LHC согласуются с данными.

На рис. 3,  $a$  показаны отношения выходов частиц  $K^{*\pm}/K_S^0$  в зависимости от плотности множественности заряженных частиц. Отношение значительно подавлено, примерно на 55 %, если двигаться от периферических к центральным столкновениям Pb–Pb. Это подавление согласуется с доминирующим влиянием перерасеяния продуктов распада  $K^{*\pm}$  в адронной фазе центральных столкновений. Модели с эффектом перерасеяния (MUSIC+SMASH и HRG-PCE [33]) качественно описывают данные. Есть намек на уменьшение отношения с увеличением множественности в  $pp$ -столкновениях. Среди моделей EPOS-LHC дает наилучшее согласие с данными. Измерение  $K^{*\pm}$  согласуется с предыдущими результатами для  $K^{*0}$  [8].

Отношения выходов частиц  $\Lambda^*/\Lambda$  показаны на рис. 3,  $б$ . Новые измерения для Pb–Pb-столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ следуют тенденции подавления, наблюдаемой для Pb–Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ [21]. Подавление, около 70 %, больше, чем для  $K^{*\pm}/K_S^0$ , хотя  $\tau(\Lambda^*) \approx 3\tau(K^{*\pm})$ . Расхождение может быть объяснено различием в сечениях взаимодействия продуктов резонансного распада с пионами, наиболее распространенными частицами в адронном газе. Модель MUSIC+SMASH воспроизводит тенденцию подавления. Все тепловые модели завышают

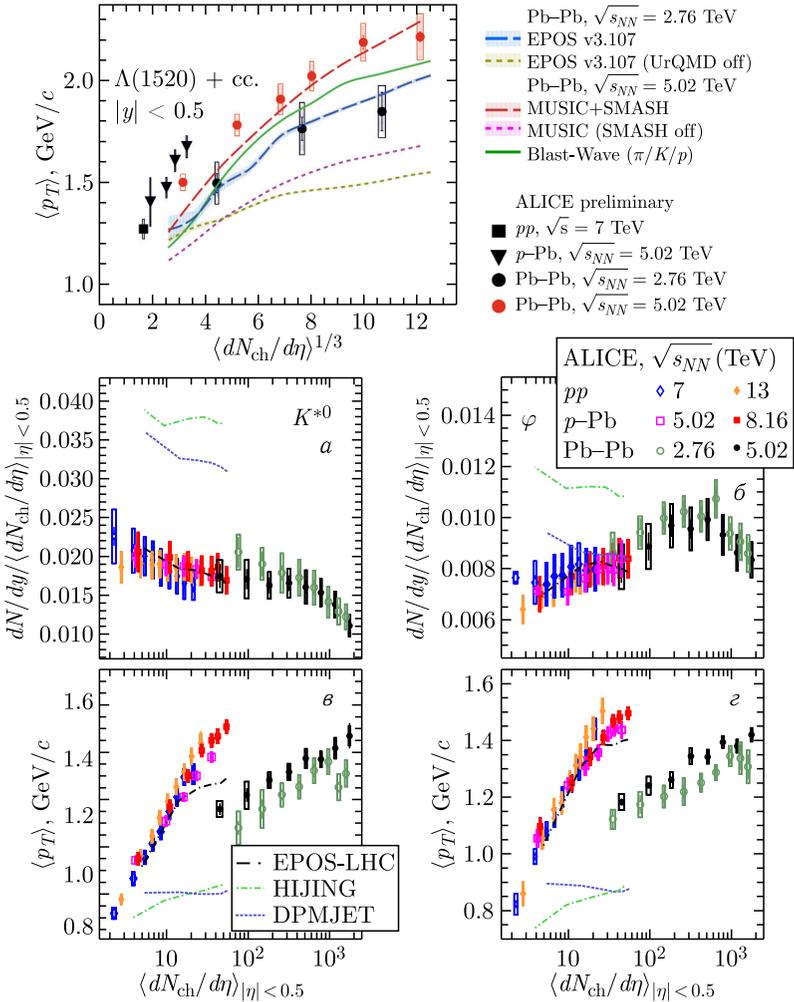


Рис. 2. Сверху: средний поперечный импульс  $\Lambda^*$  как функции плотности множественности заряженных частиц в столкновениях Pb-Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ с модельными предсказаниями Blast-Wave [26] и MUSIC [27] с адронной фазой и без нее (SMASH off). Также показаны результаты для  $pp$  при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [22],  $p$ -Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ [22] и Pb-Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ с предсказаниями EPOS3 [21]. Снизу: нормированные  $p_T$ -интегральные выходы (а, б) и средний поперечный импульс (в, г)  $K^{*0}$  (а, в) и  $\phi$  (б, г) как функция плотности множественности заряженных частиц в столкновениях  $p$ -Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$  ТэВ с модельными предсказаниями от EPOS-LHC [25], DPMJET [28] и HIJING [29]. Также показаны измерения в  $pp$  при  $\sqrt{s} = 7$  [3], 13 [8] ТэВ,  $p$ -Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ [5] и Pb-Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  [4], 5,02 [7] ТэВ

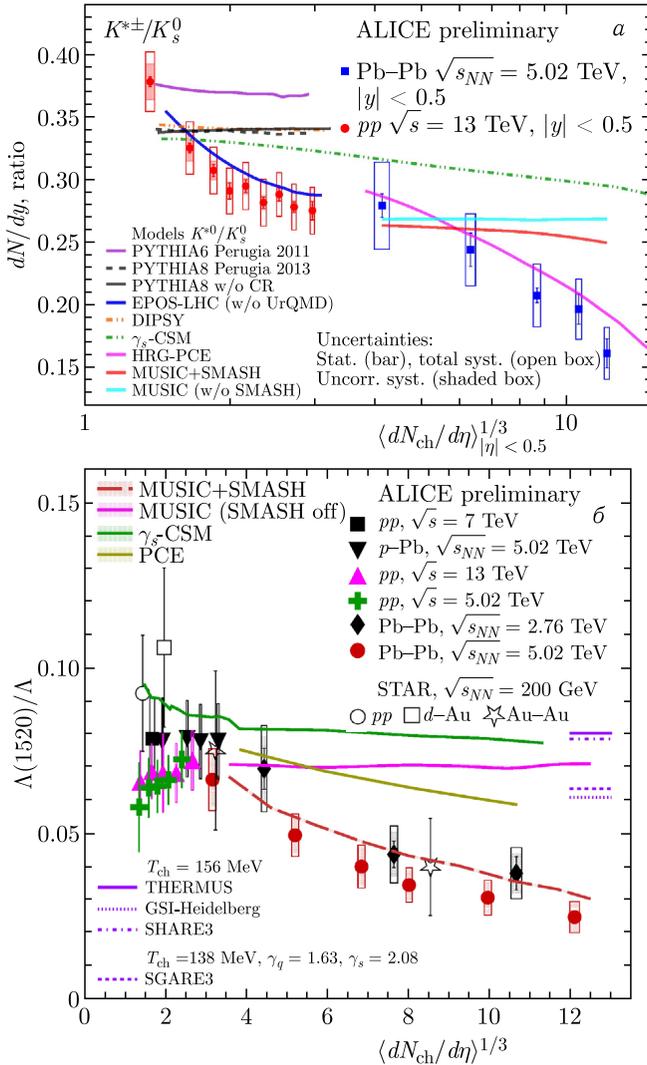


Рис. 3. Отношения выходов частиц  $K^{*\pm}/K_s^0$  (а) и  $\Lambda^*/\Lambda$  (б) в зависимости от плотности множественности заряженных частиц в  $pp$ -,  $p$ -Pb- и Pb-Pb-столкновениях с модельными предсказаниями PYTHIA6 [23], PYTHIA8 [24], EPOS-LHC [25], DIPSY [31],  $\gamma_s$ -CSM [32], HRG-PCE [33], MUSIC [27], THERMUS [34], GSI-Heidelberg [35] и SHARE3 [36]. Для отношений  $\Lambda^*/\Lambda$  также показаны данные STAR [37]

отношение в центральных столкновениях Pb–Pb. Не наблюдается подавления с ростом множественности в новых данных для  $pp$ -столкновений при  $\sqrt{s} = 5,02$  и 13 ТэВ. Результаты ALICE подтверждают тенденцию, наблюдаемую STAR при 200 ГэВ.

На рис. 4, *а* показаны отношения выходов частиц  $\Sigma^{*\pm}/\pi$  в зависимости от плотности множественности заряженных частиц в столкновениях  $pp$ ,  $p$ –Pb и Pb–Pb. Новые результаты для Pb–Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ не указывают на явную зависимость от множественности [20]. Есть намеки на некоторое подавление при самой высокой множественности, но нужны измерения с более высокой точностью. Модели EPOS с UrQMD [39] и PYTHIA/Angantyr [38] качественно воспроизводят зависимость от множественности. Тепловая модель GSI-Heidelberg [35] завышает отношение в центральных столкновениях Pb–Pb. В  $pp$ - и  $p$ –Pb-столкновениях результаты ALICE близки к данным STAR.

Для исследования структуры  $f_0$  новые измерения их выходов сравниваются с выходами других адронов и резонансов с аналогичной массой. Рис. 4, *б* показывает двойное отношение выходов частиц к выходам пионов в зависимости от множественности в столкновениях  $p$ –Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ. Рост отношения  $\varphi/\pi$  с увеличением множественности можно объяснить ростом странности с увеличением множественности. Отношение  $K^{*0}/\pi$  демонстрирует компенсацию эффекта странности эффектом перерасеяния. Подавление  $f_0/\pi$  показывает, что перерасеяние — главный эффект, который влияет на выход (при небольших  $p_T$ ). Примечательно, что предсказания модели  $\gamma_S$ -CSM [32] для отношения  $f_0/\pi$ , предполагающего нулевую общую странность  $f_0$ , согласуются с данными в пределах  $1,9\sigma$  [16].

На рис. 5 представлен коэффициент ядерной модификации  $R_{AA}$  для  $K^{*0}$  и  $\varphi$  в столкновениях Pb–Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ. При  $p_T > 8$  ГэВ/с значения  $R_{AA}$  для  $K^{*0}$ ,  $\varphi$  и адронов с легкими кварками близки в пределах неопределенностей. При низких  $p_T$  ( $< 2$  ГэВ/с) наименьшие значения  $R_{AA}$  для  $K^{*0}$  наблюдаются для центральных столкновений за счет эффектов перерасеяния. Как показано в [10], новые результаты при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ близки к соответствующим измерениям при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ [6].

Зависимости фактора ядерной модификации  $Q_{CP}$  для  $K^{*0}$ - и  $\varphi$ -мезонов в столкновениях  $p$ –Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ от множественности и скорости представлены на рис. 6. Этот фактор определяется как  $Q_{CP} = S_{HM}/S_{LM}$ , где  $S = d^2N/(\langle N_{coll} \rangle dp_T dy)$  вычисляется для столкновений с низкой (LM) и высокой (HM) множественностью соответственно,  $\langle N_{coll} \rangle$  — среднее число нуклон-нуклонных столкновений. Значения  $Q_{CP}$  как функции  $p_T$  демонстрируют максимум около 3 ГэВ/с. Это подобно кронинговскому усилению сильнее выражено для больших отрицательных скоростей (направление движения Pb) и для более центральных (с более высокой множественностью) столкновений.

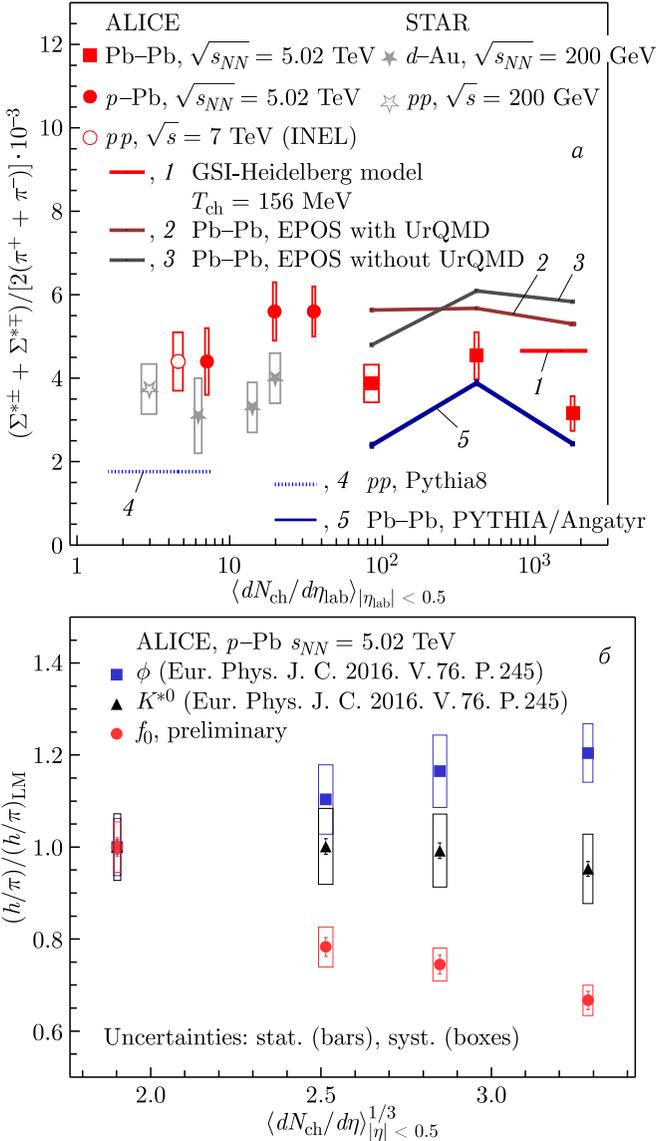


Рис. 4 (цветной в электронной версии). *а*) Отношения выходов частиц  $\Sigma^{*\pm}/\pi$  в зависимости от плотности множественности заряженных частиц в столкновениях  $pp$ ,  $p$ -Pb и Pb-Pb с модельными предсказаниями PYTHIA/Angantyr [38], EPOS [39] и GSI-Heidelberg [35]. Также показаны данные STAR [37]. *б*) Двойное отношение выходов частиц к выходам пионов в зависимости от множественности в столкновениях  $p$ -Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ

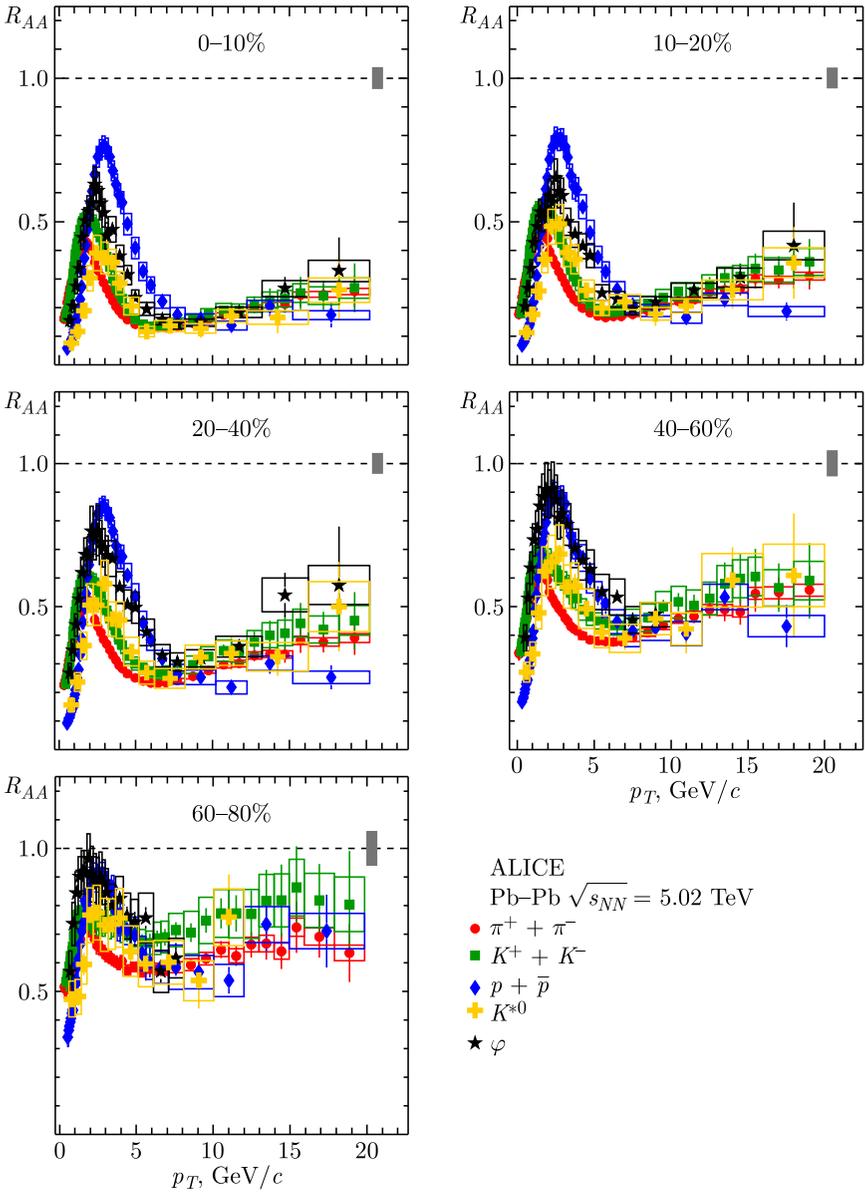


Рис. 5. Фактор ядерной модификации  $R_{AA}$  для  $K^{*0}$  и  $\varphi$  как функция поперечного импульса в столкновениях Рb-Рb для разных классов центральности при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ. Результаты сравниваются с  $R_{AA}$  для  $\pi$ ,  $K$  и  $p$  [40]

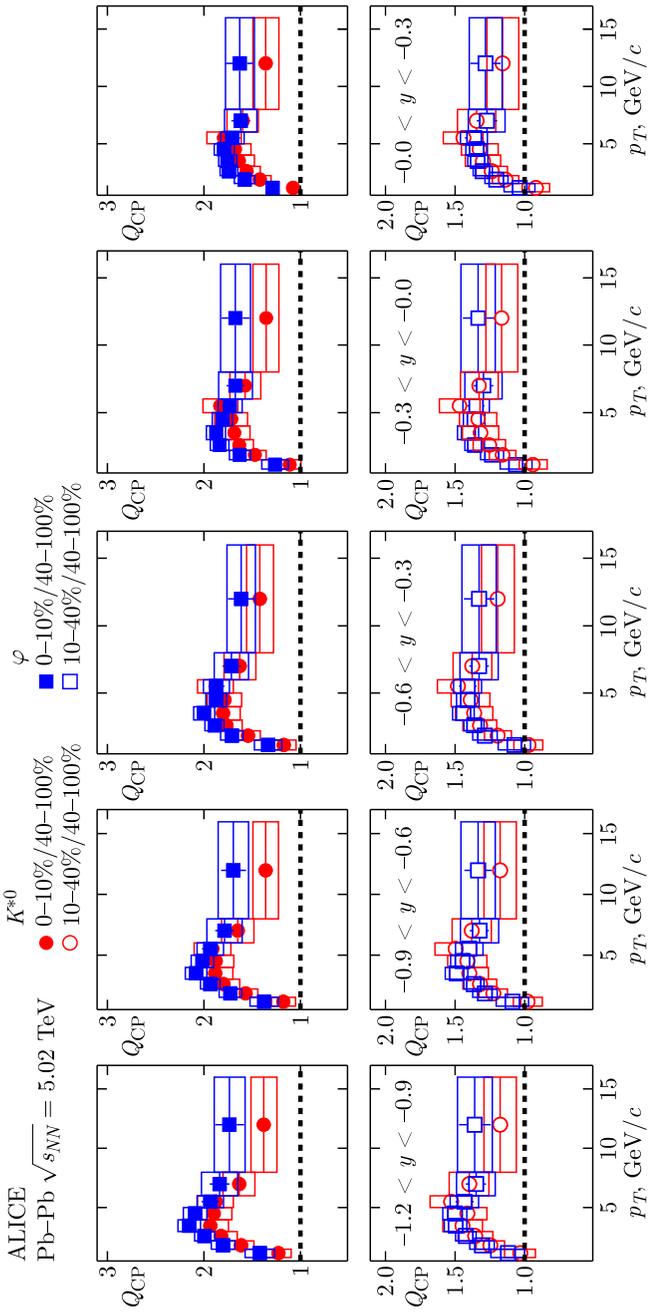


Рис. 6 (цветной в электронной версии).  $Q_{CP}$  мезонов  $K^{*0}$  (красные кружки) и  $\varphi$  (синие квадраты) как функция  $p_T$  для 0-10%/40-100% (сверху) и 10-40%/40-100% (снизу) в различных интервалах быстрой в пределах диапазона  $-1.2 < y < -0.3$  в столкновениях p-Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ

Таким образом, были представлены недавние результаты по короткоживущим адронным резонансам, полученные в эксперименте ALICE в  $pp$ -,  $p$ -Pb- и Pb-Pb-столкновениях при энергиях ЛHC. В  $pp$ - и  $p$ -Pb-столкновениях значения  $\langle p_T \rangle$  для  $K^{*0}$ - и  $\phi$ -резонансов растут быстрее с ростом множественности, чем в столкновениях Pb-Pb. Одним из возможных объяснений может быть эффект пересоединения цвета между струнами, образующимися в многопартонных взаимодействиях. Выходы  $K^{*0}$  и  $\phi$  не зависят от системы столкновений и энергии и, по-видимому, определяются множественностью частиц в событии. Отношения  $K^{*\pm}/K_S^0$  и  $\Lambda^*/\Lambda$  демонстрируют существенное подавление, если двигаться от периферических к центральным столкновениям Pb-Pb, что согласуется с доминирующим влиянием перерасеяния продуктов распада короткоживущих резонансов в адронной фазе. Есть намеки на подавление для отношения  $\Sigma^{*\pm}/\pi$ , но в будущем потребуются более высокоточные измерения. Для легких систем есть намеки на подавление для отношений  $K^{*\pm}/K_S^0$  и  $f_0/\pi$  и отсутствие подавления для  $\Lambda^*/\Lambda$ . В столкновениях Pb-Pb значения  $R_{AA}$  для  $K^{*0}$ ,  $\phi$  и адронов с легкими кварками близки в пределах неопределенностей при  $p_T > 8$  ГэВ/с. В столкновениях  $p$ -Pb  $Q_{CP}$  демонстрирует усиление, подобное крониновскому, которое сильнее выражено для больших отрицательных быстрот (направление движения Pb) и для более центральных (с более высокой множественностью) столкновений.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Workman R. L. et al. (Particle Data Group)* // Prog. Theor. Exp. Phys. 2022. V. 2022. P. 083C01.
2. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.)* // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. P. 064901.
3. *Abelev B. et al. (ALICE Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2012. V. 72. P. 2183.
4. *Abelev B. et al. (ALICE Collab.)* // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. P. 024609.
5. *Adam J. et al. (ALICE Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2016. V. 76. P. 245.
6. *Adam J. et al. (ALICE Collab.)* // Phys. Rev. C. 2017. V. 95. P. 064606.
7. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.)* // Phys. Lett. B. 2020. V. 802. P. 135225.
8. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.)* // Ibid. V. 807. P. 135501.
9. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.)* // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. P. 024912.
10. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.)* // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. P. 034907.
11. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.)* // Phys. Rev. C. 2023. V. 107. P. 055201.
12. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2023. V. 83. P. 540.
13. *ALICE Collab.* arXiv:2308.16115 [nucl-ex].
14. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.)* // Phys. Lett. B. 2022. V. 828. P. 137013.
15. *ALICE Collab.* arXiv:2308.16119 [nucl-ex].
16. *ALICE Collab.* arXiv:2206.06216 [nucl-ex].
17. *Abelev B. et al. (ALICE Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75. P. 1.
18. *Adamova D. et al. (ALICE Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 389.

19. *ALICE Collab.* arXiv:2308.16116 [nucl-ex].
20. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2023. V. 83. P. 351.
21. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.)* // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. P. 024905.
22. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80. P. 160.
23. *Skands P. Z.* // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. P. 074018.
24. *Skands P. Z. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2014. V. 74. P. 3024.
25. *Pierog T. et al.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 92. P. 034906.
26. *Abelev B. et al. (ALICE Collab.)* // Phys. Lett. B. 2014. V. 728. P. 25.
27. *Oliinychenko D., Shen C.* arXiv:2105.07539 [hep-ph].
28. *Roesler S., Engel R., Ranft J.* arXiv:0012252 [hep-ph].
29. *Gyulassy M., Wang X.-N.* // Comput. Phys. Commun. 1994. V. 83. P. 307.
30. *Abelev B. et al. (ALICE Collab.)* // Phys. Lett. B. 2013. V. 727. P. 371.
31. *Flensburg C. et al.* // JHEP. 2011. V. 8. P. 103.
32. *Vovchenko V., Donigus B., Stoecker H.* // Phys. Rev. C. 2019. V. 100. P. 054906.
33. *Motornenko A. et al.* // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. P. 024909.
34. *Wheaton S. et al.* // Comput. Phys. Commun. 2009. V. 180. P. 84.
35. *Stachel J. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2014. V. 509. P. 012019.
36. *Petran M. et al.* // Comput. Phys. Commun. 2014. V. 185. P. 2056.
37. *Abelev B. et al. (STAR Collab.)* // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 044906.
38. *Bierlich C. et al.* // JHEP. 2018. V. 10. P. 134.
39. *Knospe A. G. et al.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. P. 014911.
40. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.)* // Phys. Rev. C. 2020. V. 101. P. 044907.