Эффект хребта (ridge effect) в многочастичных корреляциях в pp соударениях с большой множественностью и его возможные объяснения

Керим Гусейнов
Email: guseynovkerim@gmail.com

Московский государственный университет, физический факультет

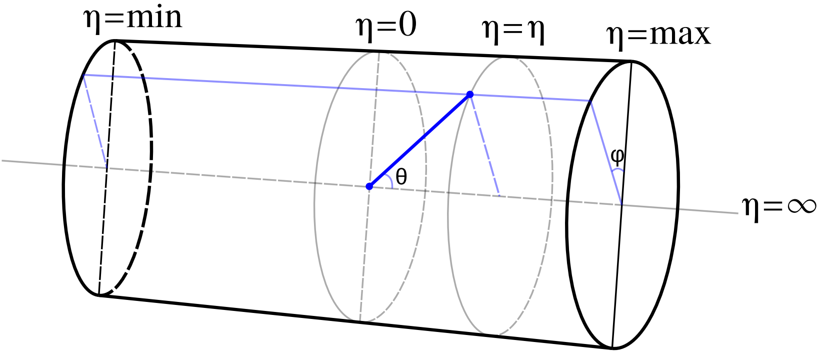
19 ноября 2019

Псевдобыстрота и азимутальный угол

Псевдобыстрота η – кинематически удобная характеристика движения релятивистской частицы. Для ультрарелятивистских частиц она еще удобнее.

Обычная быстрота ψ определяется как $\tanh\psi = v/c$. Псевдобыстрота – как $\tanh\eta = v_L/v \;\Rightarrow \eta = -\frac{1}{2}\ln\frac{v-v_L}{v+v_L}$

$$\eta = -\frac{1}{2}\ln\frac{1-\cos\theta}{1+\cos\theta} = -\ln \mathrm{tg}\,\frac{\theta}{2}$$



Что показывают на графиках

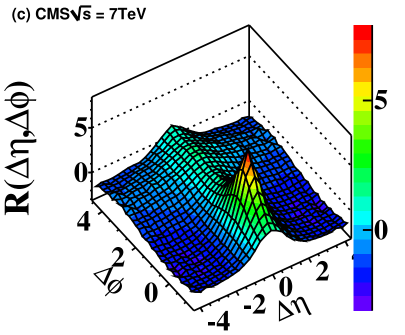
Число частиц, регистрируемых детектором в какой-то области, зависит не только от геометрии распределения частиц, но и от эффективности детектора в этой области. Чтобы как-то исправить ситуацию, не уничтожая физические корреляции между частицами, принято рассматривать отношение

$$C(\Delta\eta, \Delta\varphi) = \frac{S(\Delta\eta, \Delta\varphi)}{B(\Delta\eta, \Delta\varphi)},$$

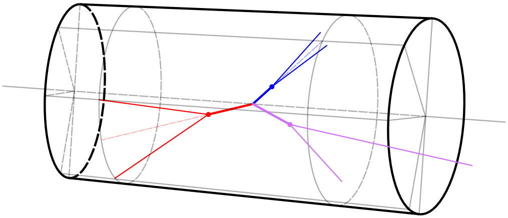
где S – число пар частиц с $\Delta\eta$, $\Delta\varphi$, выбранных в одном событии, а B – выбранных в разных, но похожих событиях.
Если, например, в соударениях с большой вероятностью рождается 3 струи, то, очевидно, абсолютные значения их углов в пространстве никак не связаны в двух разных событиях. Тогда усреднение по смешанным событиям уничтожит информацию о трех струях в B, но не уничтожит в S.

Картина при малой множественности

[arXiv:1009.4122]

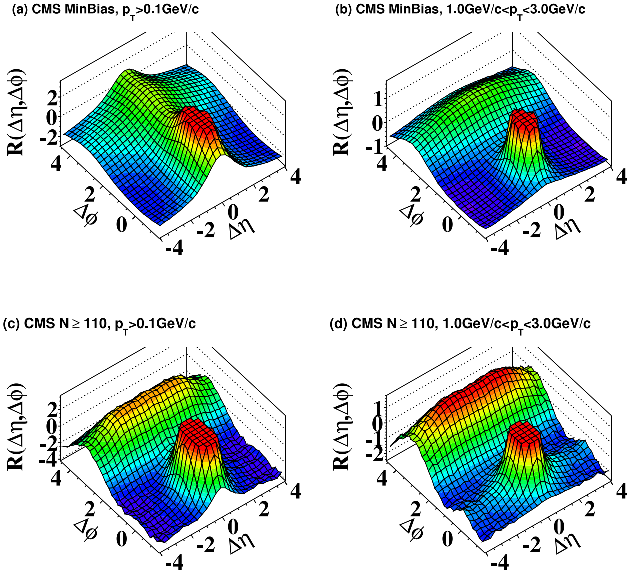


Многочастичные корреляции при малой множественности – распады частиц и закон сохранения импульса.



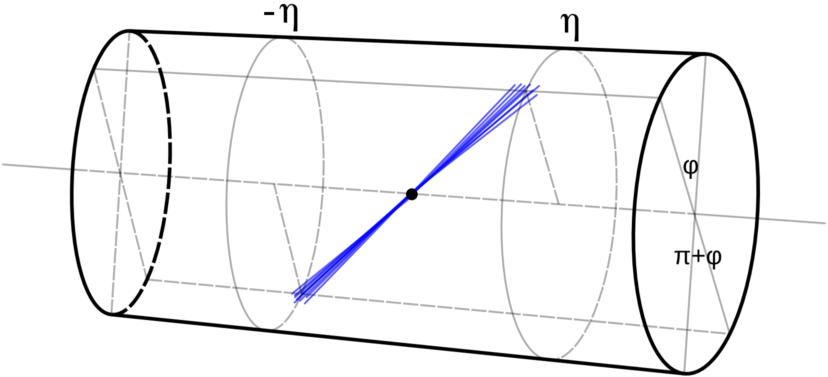
При распаде одна частица становится одной или более парами, которые имеют очевидный пик при $\Delta\varphi = 0$, $\Delta\eta = 0$, а также в целом сосредоточены вблизи $\Delta\eta = 0$, поскольку пары с большим $\Delta\eta$ регистрируются менее охотно.

Появление хребта в pp соударениях



[arXiv:1009.4122]

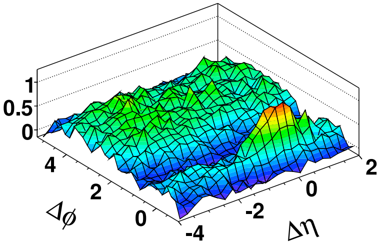
Пик около (0,0) и хребет при $\varphi = \pi$



Для пар частиц в одной струе $\Delta\varphi \approx 0$, $\Delta\eta \approx 0$, а в противоположных – $\Delta\varphi \approx \pi$, $\Delta\eta \approx 2\eta$.

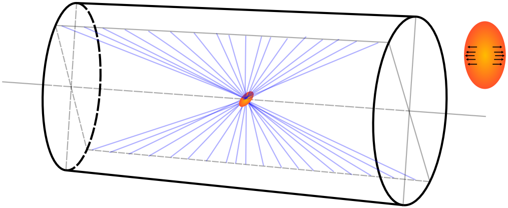
Здесь явление односторонних дальних корреляций связывают с гидродинамическими характеристиками области столкновения ядер, однако многие теоретические модели выдают подобную геометрию рождения частиц и за счет эффектов рассеяния партонов еще до образования КГП.

[arXiv:0911.2720]



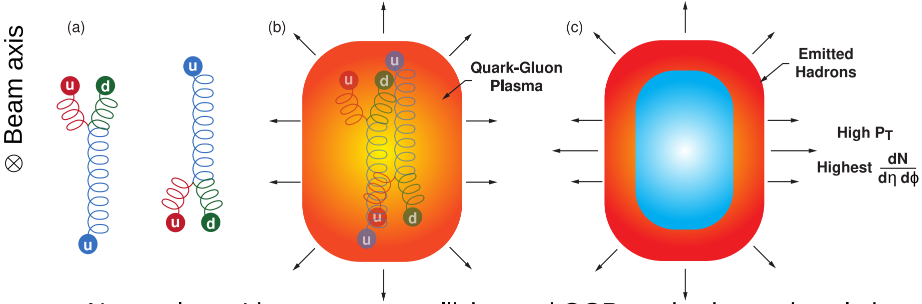
[Phys.Rev.Lett. 104, 062301]

Многочастичные корреляции в AuAu столкновениях.



Кварк-глюонная плазма в pp соударениях

[arXiv:1308.1435]



No overlap   Linear protons collision and QGP production and evolution

Можно предположить ненулевую вероятность, что протон представляет собой вытянутую глюонную струну, соединяющую кварк и дикварк. Если эта вероятность хотя бы 20%, сечения хватит для объяснения зарегистрированных количеств частиц.

Корреляции на самых ранних стадиях соударений

Ввиду большого расстояния между частицами, участвующими в дальних корреляциях, образование связи между ними должно происходить на самых ранних стадиях столкновения или даже до самого столкновения в волновых функциях сталкивающихся частиц. Первая из этих ситуаций может происходить в результате партонных рассеяний, поскольку существенный пик глюонных распределений происходит при рождении коллинеарных частиц. Причем распределение глюонов размывается при уменьшении Q_s^2, что объясняет отсутствие дальних корреляций частиц с малыми импульсами и при малых множественностях.

[arXiv:1201.2658]

Экспериментально изучаемые распределения

Назовем частицы в рассматриваемых парах a и b. Помимо упомянутой величины $C(\Delta\eta, \Delta\varphi) = \dfrac{S(\Delta\eta, \Delta\varphi)}{B(\Delta\eta, \Delta\varphi)}$ удобно рассматривать величину

$C(\Delta\varphi) = \dfrac{\int_2^5 S(\Delta\eta,\Delta\varphi)\mathrm{d}\Delta\eta}{\int_2^5 B(\Delta\eta,\Delta\varphi)\mathrm{d}\Delta\eta} \equiv \dfrac{S(\Delta\varphi)}{B(\Delta\varphi)}$ и кроме нее

$Y(\Delta\varphi) = \dfrac{\int_{-\pi/2}^{3\pi/2} B(\Delta\varphi)\mathrm{d}\Delta\varphi}{N_a \int_{-\pi/2}^{3\pi/2} \mathrm{d}\Delta\varphi} C(\Delta\varphi)$, где N_a – полное число частиц a. Тогда

$Y(\Delta\varphi)$ – среднее число частиц b, соответствующих окрестности $\Delta\varphi$. Для выявления вклада непосредственно хребта, Y представляют в виде

$$Y(\Delta\varphi) = Y^{\mathsf{ridge}}(\Delta\varphi) + Y^{\mathsf{hard}}(\Delta\varphi),$$

$$Y^{\mathsf{ridge}}(\Delta\varphi) = G\left(1 + \sum_{n=2}^{\infty} 2v_{n,n}\cos(n\Delta\varphi)\right), \quad Y^{\mathsf{hard}}(\Delta\varphi) = F\cos(\Delta\varphi)$$

Попарная независимость частиц

Многочастичные корреляции могут появляться и при отсутствии связи между каждой парой частиц. Пусть одночастичное распределение

$$\frac{\mathrm{d}N^{\text{частиц}}}{\mathrm{d}\varphi} = \mathrm{const}\left(1 + \sum_n 2v_n \cos\left(n(\varphi - \psi_n)\right)\right),$$

а двухчастичное

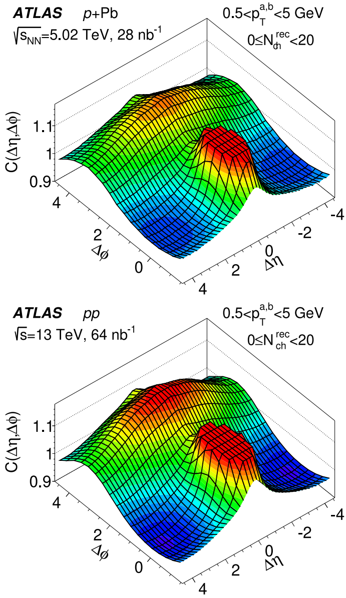
$$\frac{\mathrm{d}N^{\text{пар}}}{\mathrm{d}\Delta\varphi} = \mathrm{const}\left(1 + \sum_n 2v_{n,n}\cos(n\Delta\varphi)\right).$$

Тогда, если двухчастичные корреляции отсутствуют, $v_{n,n} = v_n^2$ или $v_n(p_T^a)\, v_n(p_T^b)$

В связи с этим также рассматривают “одночастичные” характеристики

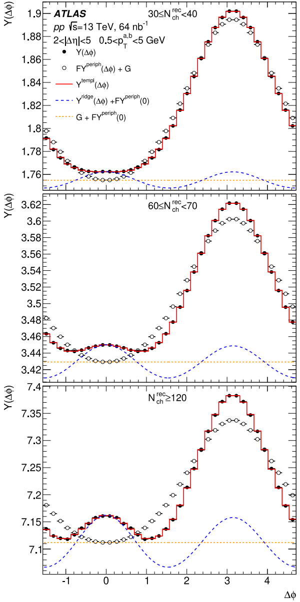
$$v_n(p_T^a) = v_{n,n}(p_T^a, p_T^b) \Big/ \sqrt{v_{n.n}(p_T^b, p_T^b)}$$

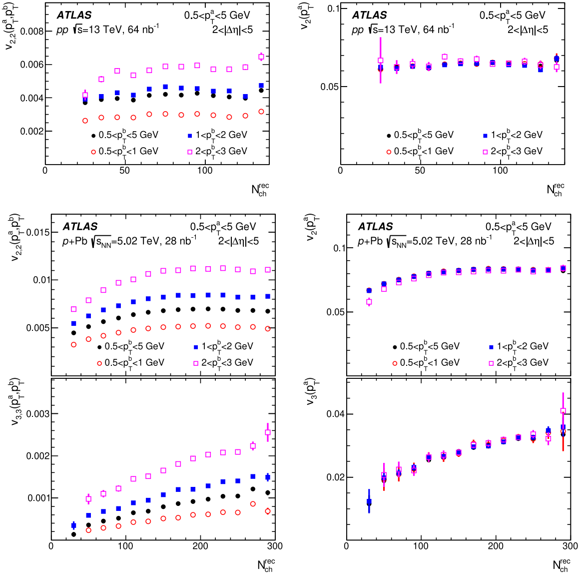
Хребты в pp и $p\mathrm{Pb}$ соударениях



[arXiv:1609.06213]

Факторизация коэффициентов $v_{n,n}$

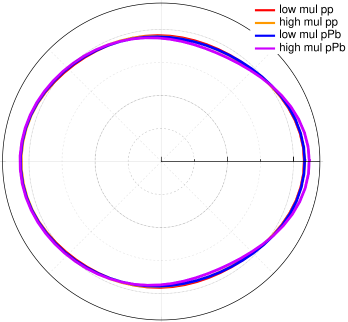




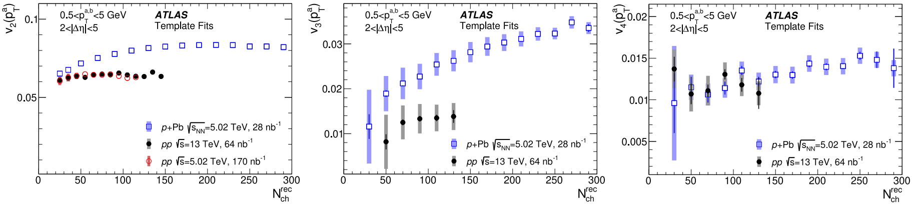
[arXiv:1609.06213]

Различия pp и $p\mathrm{Pb}$ соударений

Форма распределения частиц в pp соударениях не зависит от множественности в событии, то есть большая множественность в событиях обусловлена явлениями, имеющими то же азимутальное распределение, что и уже известные. В $p\mathrm{Pb}$ соударениях оно меняется – становится более вытянутым.



[arXiv:1609.06213]



Выводы

- Приведена принципиальная форма функции, отражающей многочастичные корреляции.
- Успешно описаны процессы, дающие вклад в корреляцию в pp соударениях с малой множественностью.
- Рассмотрены изменения корреляций при увеличении множественности и поперечных импульсов частиц в событиях.
- Описаны пик при $\Delta\varphi = 0$, $\Delta\eta = 0$ и широкий хребет при $\Delta\varphi = \pi$.
- Рассмотрены и удовлетворительно объяснены односторонние дальние корреляции (хребет при $\Delta\varphi = 0$) в ядро-ядерных соударениях.
- Показаны способы описания аналогичных корреляций в протонных соударениях.
- Проведено сравнение протонных и протон-ядерных соударений при различных множественностях. Распределения частиц не идентичны.