

Спектры частиц, acceptance и конечная ширина $dN/d\eta$

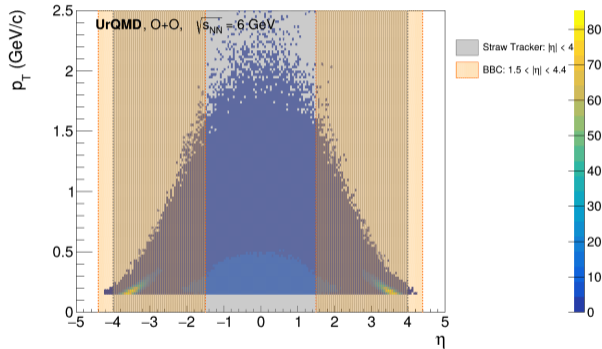
обсуждение графиков и переход к физической теории

Левков Анатолий Александрович

UrQMD, O+O, $\sqrt{s_{NN}} = 6$ GeV

2026 г.

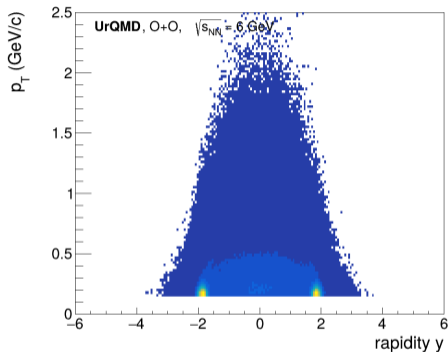
1. Карта $p_T(\eta)$ и acceptance подсистем



Что видно:

- ▶ распределение по η имеет конечную ширину;
- ▶ $|\eta| < 1.5$ соответствует центральной/трековой области;
- ▶ BBC закрывает forward/backward области $1.5 < |\eta| < 4.4$;
- ▶ большие $|\eta|$ связаны в основном с малыми p_T .

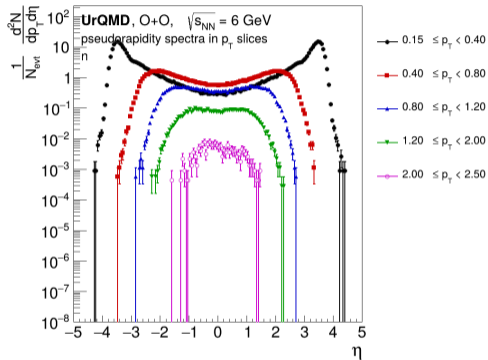
2. Карта $p_T(y)$: диагностика продольной кинематики



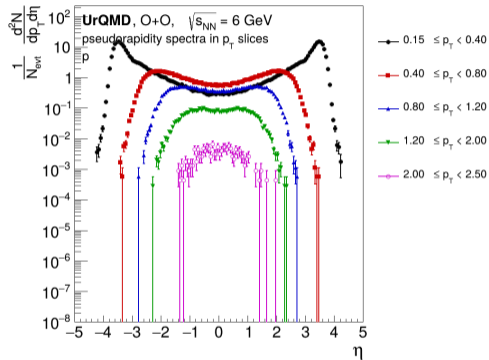
Что видно:

- ▶ распределение по быстройте имеет конечную ширину: основная область лежит примерно в пределах $|y| \lesssim 3$;
- ▶ при малых p_T заметны две яркие области около $y \simeq \pm 1.8$;
- ▶ эти максимумы связаны с leading / projectile-like и target-like барионами около быстроты пучка;
- ▶ центральная participant-компонента около $y \approx 0$ имеет более широкий вклад по p_T ;
- ▶ при больших p_T области больших $|y|$ быстро подавляются.

$dN/d\eta$ в срезах по p_T : нейтроны и протоны



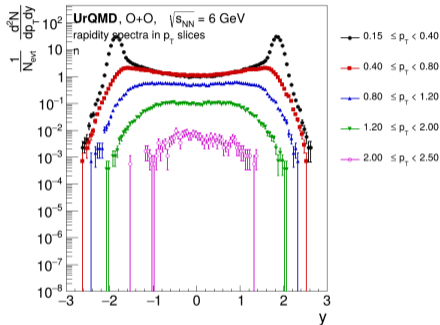
нейтроны



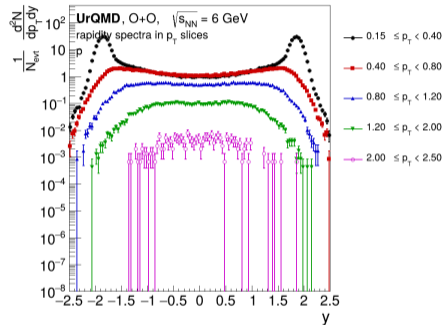
протоны

В малом p_T -интервале появляются выраженные forward/backward области около $|\eta| \sim 3.5-4$. При увеличении p_T распределение сжимается к центральным η : для большой псевдобыстроты нужно одновременно большое p_z и очень малое p_T .

dN/dy в срезах по p_T : нейтроны и протоны



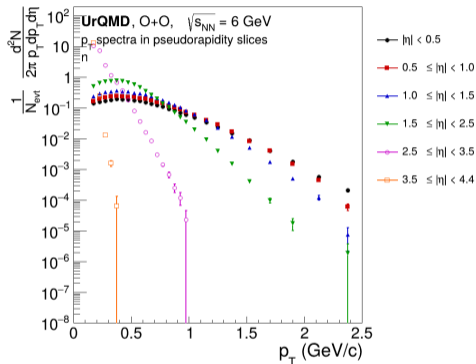
нейтроны



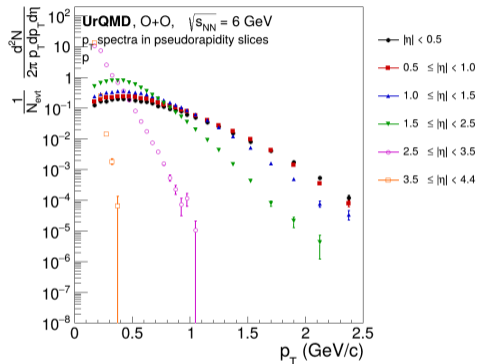
протоны

dN/dy прямо показывает продольную динамику: в малом p_T видны forward/backward максимумы около $|y| \sim y_{\text{beam}}$, а при росте p_T большие $|y|$ подавляются. Сходство p и n проверяет согласованность отборов.

p_T -спектры в срезах по $|\eta|$



нейтроны

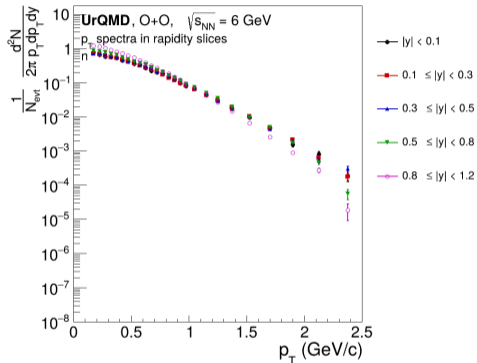


протоны

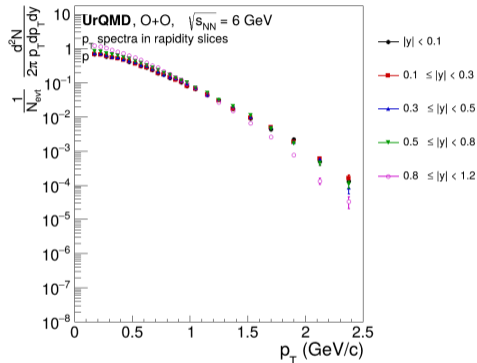
Центральные интервалы по $|\eta|$ дают более длинный хвост по p_T .

Forward-интервалы $2.5 \leq |\eta| < 3.5$ и $3.5 \leq |\eta| < 4.4$ заселены главным образом на малых p_T , что согласуется с геометрией BBC и relation $p_T = p_z \tan \theta$.

p_T -спектры в срезах по $|y|$



нейтроны



протоны

В срезах по $|y|$ формы p_T -спектров меняются мягче, чем в срезах по $|\eta|$. Это ожидаемо: y описывает продольную динамику, а η прежде всего угловую область регистрации.

Сравнение протонов и нейтронов

Почему сравнение полезно:

- ▶ массы близки: $m_p \approx m_n$;
- ▶ при одинаковых кинематических отборах формы должны быть похожи;

Что видно на графиках:

- ▶ протонные и нейтронные спектры похожи по общей структуре;
- ▶ forward/backward особенности сильнее всего видны при малых p_T ;
- ▶ срезы по η и по y отвечают на разные физические вопросы.

1. кинематика переменных p_T, y, η ;
2. фазовое подавление больших $|\eta|$ при конечной энергии;
3. распады резонансов и отличие рожденных частиц от spectator/leading baryons.

Базовые кинематические переменные

Поперечный импульс:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}.$$

Полный импульс и энергия:

$$p = \sqrt{p_T^2 + p_z^2}, \quad E = \sqrt{m^2 + p_T^2 + p_z^2}.$$

Быстрота:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}.$$

Псевдобыстрота:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z}.$$

Из определения псевдобыстроты следуют важные соотношения:

$$p_z = p_T \sinh \eta, \quad p = p_T \cosh \eta.$$

Значит большая псевдобыстрота требует сильной иерархии:

$$|\eta| \gg 1 \quad \Longleftrightarrow \quad |p_z| \gg p_T.$$

Например, при $p_z \sim 3 \text{ GeV}/c$ и $\eta = 6$:

$$p_T = \frac{p_z}{\sinh \eta} \approx 0.015 \text{ GeV}/c.$$

Далее будет рассмотрена практическая невозможность такого случая

Конечная энергия и масштаб быстроты пучка

Для симметричного столкновения в системе центра масс:

$$E_{\text{beam}} = \frac{\sqrt{S_{NN}}}{2} = 3 \text{ GeV.}$$

Для нуклона:

$$y_{\text{beam}} = \text{arcosh} \frac{\sqrt{S_{NN}}}{2m_N}.$$

При $m_N \approx 0.938 \text{ GeV}$:

$$y_{\text{beam}} \approx \text{arcosh} \frac{3}{0.938} \approx 1.83.$$

Это не строгая граница для η всех вторичных частиц, но это естественный продольный масштаб системы при $\sqrt{S_{NN}} = 6 \text{ GeV}$.

Почему y и η различаются для массивных частиц

Используя $p_z = p_T \sinh \eta$, можно записать:

$$y(\eta, p_T, m) = \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{m^2 + p_T^2 \cosh^2 \eta} + p_T \sinh \eta}{\sqrt{m^2 + p_T^2 \cosh^2 \eta} - p_T \sinh \eta}.$$

Якобиан перехода:

$$\frac{dy}{d\eta} = \frac{p}{E} = \frac{p_T \cosh \eta}{\sqrt{m^2 + p_T^2 \cosh^2 \eta}}.$$

Для пионов при больших импульсах $y \approx \eta$. Для протонов и нейтронов при малых p_T различие будет существенным.

Фазовое подавление больших $|\eta|$ при конечной энергии

Если максимальная доступная энергия частицы равна E_{\max} , то

$$E^2 = m^2 + p_T^2 \cosh^2 \eta \leq E_{\max}^2.$$

Отсюда:

$$p_T \leq p_{T,\max}(\eta) = \frac{\sqrt{E_{\max}^2 - m^2}}{\cosh \eta}.$$

При больших $|\eta|$:

$$p_{T,\max} \propto e^{-|\eta|}.$$

А элемент фазового объёма содержит множитель

$$d^3 p = p_T dp_T d\varphi dp_z.$$

Поэтому вклад большой $|\eta|$ -области оценивается как

$$\frac{dN}{d\eta} \sim \int_0^{p_{T,\max}} p_T dp_T \propto \frac{1}{\cosh^2 \eta} \sim e^{-2|\eta|}.$$

Почему почти маловероятен коллинеарный вылет

Для двухчастичного распада $R \rightarrow a + b$ в системе покоя резонанса

$$p^* = \frac{\sqrt{\lambda(M_R^2, m_a^2, m_b^2)}}{2M_R}, \quad \lambda = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz.$$

Если распад изотропен,

$$dP = \frac{1}{4\pi} \sin \theta^* d\theta^* d\varphi^*.$$

Вероятность попасть в узкий конус около оси:

$$P(\theta < \theta_0) = \frac{1 - \cos \theta_0}{2} \approx \frac{\theta_0^2}{4}.$$

Так как при больших η угол $\theta \approx 2e^{-\eta}$, то

$$P(\eta > \eta_0) \propto e^{-2\eta_0}.$$

Фазовое пространство распадов: PDG; Peskin-Schroeder, Introduction to QFT.

Продольный буст резонанса не убирает подавление

Пусть резонанс движется вдоль оси z с быстротой Y_R . При лоренцевом бусте:

$$p_T = p_T^* = p^* \sin \theta^*,$$

то есть поперечный импульс не меняется.

Продольная компонента становится

$$p_z = \gamma_R (p^* \cos \theta^* + \beta_R E^*).$$

Псевдобыстрота дочерней частицы:

$$\eta = \operatorname{arsinh} \left(\frac{p_z}{p_T} \right).$$

Большая η снова возникает при малом знаменателе, то есть при

$$\sin \theta^* \ll 1.$$

Буст может сдвинуть распределение дочерних частиц во forward-направление, но он не превращает узкий конус в большую область фазового пространства.

Почему это относится к UrQMD при $\sqrt{s_{NN}} = 6 \text{ GeV}$

В транспортной модели вторичные адроны рождаются через последовательность мягких адронных процессов:

$$\begin{aligned} NN &\rightarrow N\Delta, & NN &\rightarrow NN^*, & NN &\rightarrow NN\pi, \\ \Delta &\rightarrow N\pi, & N^* &\rightarrow N\pi, & \rho &\rightarrow \pi\pi. \end{aligned}$$

Эти процессы имеют:

- ▶ конечные массы начальных и конечных адронов;
- ▶ конечный доступный импульс p^* ;
- ▶ регулярные угловые распределения без коллинеарной сингулярности.

Следовательно, мягкая адронная физика естественно формирует конечные p_T и не создаёт массового числа частиц, летящих почти строго вдоль оси пучка. Microscopic models and UrQMD: Bass et al.; Bleicher et al.

Spectator / projectile-like / target-like:

- ▶ слабо участвуют в столкновении;
- ▶ сохраняют значительную часть начального p_z ;
- ▶ остаются около $y \approx \pm y_{\text{beam}}$;
- ▶ могут давать forward/backward структуры.

Рожденные частицы:

- ▶ появляются после возбуждения системы;
- ▶ проходят через резонансы и перерассеяния;
- ▶ получают конечный p_T ;
- ▶ не летят строго вдоль пучка.

Что дают эти графики перед анализом потоков

Азимутальные потоки определяются через разложение

$$\frac{dN}{d\varphi} \propto 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos n(\varphi - \Psi_R), \quad v_n = \langle \cos n(\varphi - \Psi_R) \rangle.$$

Но на практике поток всегда зависит от отбора:

$$v_n = v_n(p_T, y, \eta, \text{species}, \text{centrality}).$$

Спектры нужны, чтобы:

- ▶ выбрать статистически надёжные интервалы по p_T ;
- ▶ не смешать midrapidity и forward/backward области;
- ▶ понимать, какие частицы попадают в детекторы
- ▶ корректно интерпретировать $v_1(y)$, $v_2(p_T)$ и event-plane observables.

Flow formalism: Ollitrault; Voloshin-Zhang; Poskanzer-Voloshin.

Итоговая физическая картина

1. Большая псевдобыстрота означает почти коллинеарный вылет вдоль оси пучка:

$$|\eta| \gg 1 \Rightarrow p_T \ll |p_z|.$$

2. При конечной энергии доступный диапазон p_T при больших $|\eta|$ быстро сжимается:

$$p_{T,\max} \propto \frac{1}{\cosh \eta}.$$

3. Фазовый объём содержит множитель $p_T dp_T$, поэтому вклад больших $|\eta|$ подавляется:

$$\frac{dN}{d\eta} \sim e^{-2|\eta|}.$$

4. Резонансные распады и мягкое перерасеяние дают конечные p_T и не создают массового коллинеарного хвоста.

Конечная ширина $dN/d\eta$ в UrQMD при $\sqrt{s_{NN}} = 6$ GeV является физически ожидаемой.

Спасибо за внимание