

Спектры и корреляции прямых фотонов в тяжелоионных столкновениях при энергии NICA

Секция ядерной физики ОФН РАН | 70 лет В.А. Рубакову

Владислав Кусков
Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»

17 февраля 2025

vakuskov@mephi.ru

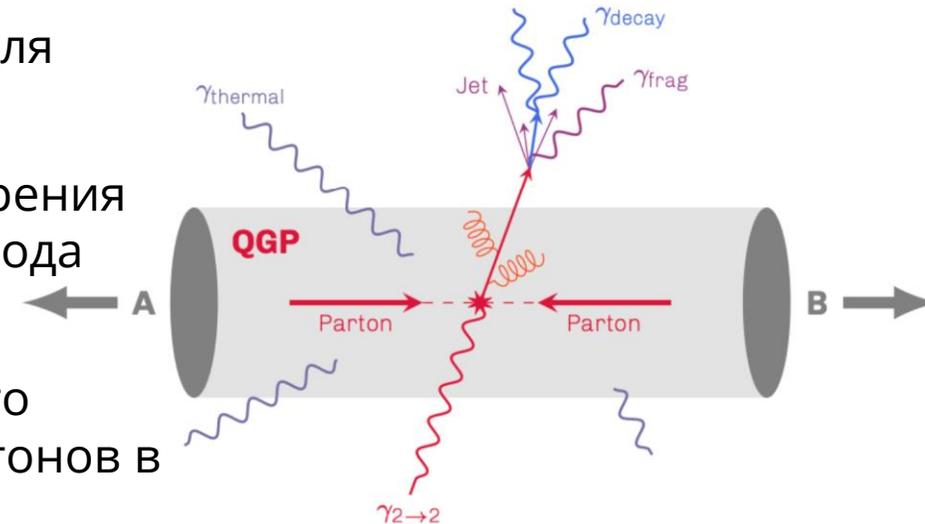
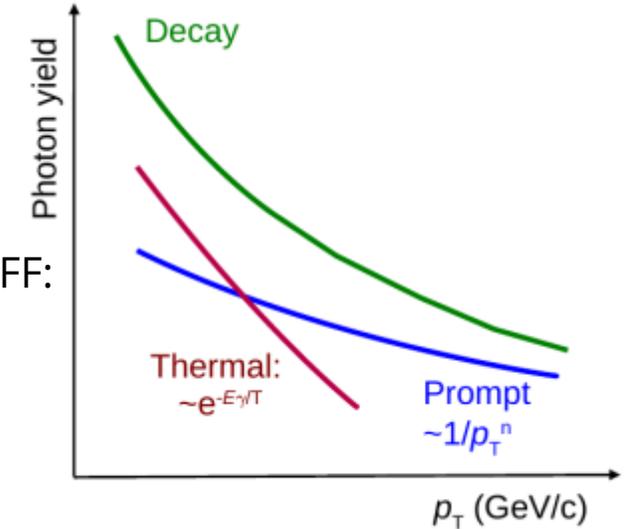
Введение

- **Прямые фотоны** – фотоны, рожденные не в результате распада адронов в конечных состояниях:

- **тепловые фотоны** ($\sim e^{-E_\gamma T}$), термическое расширение КГП, пространственно-временная эволюция КГП
- **мгновенные фотоны** ($\sim 1/p_T^n$), жесткие рассеяния кварков и глюонов, проверка предсказаний пертурбативной КХД, тестирование PDF (+nPDF) и FF:

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = \sum_{i,j,k} f_i(x_i, Q^2) \otimes f_j(x_j, Q^2) \otimes D_k(z_k, Q^2)$$

- Другие фотоны: фотоны фрагментации, предравновесные фотоны
- Фотоны не чувствительные к цвету \rightarrow идеальный инструмент для изучения свойств КГП
- Двухфотонные корреляции могут быть использованы для измерения корреляционного радиуса источника фотонов и измерения выхода фотонов
- В этом отчете мы представляем результаты гидродинамического расчета спектров и корреляций (интерферометрии) прямых фотонов в столкновения Vi-Vi при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$ ГэВ



Гидродинамическая модель

- Вычисления выполнены в **гидродинамическом режиме UrQMD**
- Рассмотрены два сценария:
 - Горячая плотная материя с КХД переходом первого порядка из КГП в адронную стадию **Bag model EoS** (уравнение состояния)
 - Адронный газ, включающий в себя адроны с массой $m > 2.2$ ГэВ (как и оригинальная UrQMD), без фазового перехода **HG EoS**

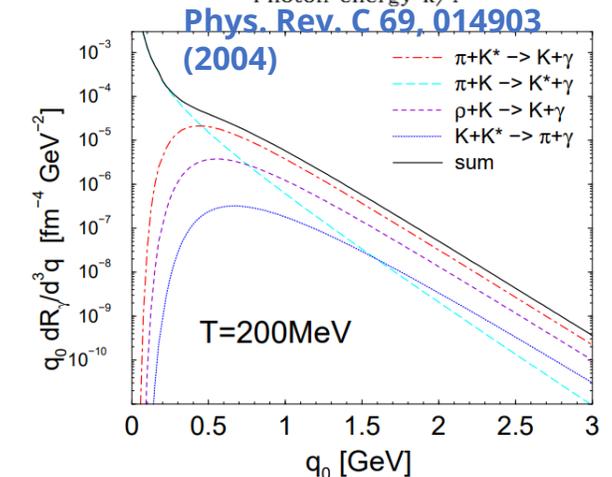
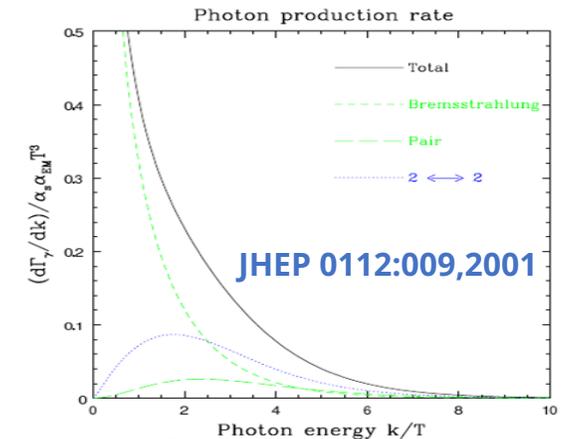
Гидродинамическая модель

- Вычисления выполнены в **гидродинамическом режиме UrQMD**
- Рассмотрены два сценария:
 - Горячая плотная материя с КХД переходом первого порядка из КГП в адронную стадию **Bag model EoS** (уравнение состояния)
 - Адронный газ, включающий в себя адроны с массой $m > 2.2$ ГэВ (как и оригинальная UrQMD), без фазового перехода **HG EoS**
- Для каждой ячейки (100x100x100) в гидродинамике рассчитывается выход прямых фотонов согласно функциям излучения с предыдущего слайда:

$$R(T(x), \mu_B(x), p_\gamma \cdot u(x)) = f_{\text{QGP}} \cdot R_{\text{QGP}} + (1 - f_{\text{QGP}}) \cdot R_{\text{HG}}$$

R_{QGP} выход в чистой КГП, f_{QGP} доля КГП в соответствующей ячейке

R_{HG} выход в чистом адронном газе



Гидродинамическая модель

- Вычисления выполнены в **гидродинамическом режиме UrQMD**
- Рассмотрены два сценария:
 - Горячая плотная материя с КХД переходом первого порядка из КГП в адронную стадию **Bag model EoS** (уравнение состояния)
 - Адронный газ, включающий в себя адроны с массой $m > 2.2$ ГэВ (как и оригинальная UrQMD), без фазового перехода **HG EoS**
- Для каждой ячейки (100x100x100) в гидродинамике рассчитывается выход прямых фотонов согласно функциям излучения с предыдущего слайда:

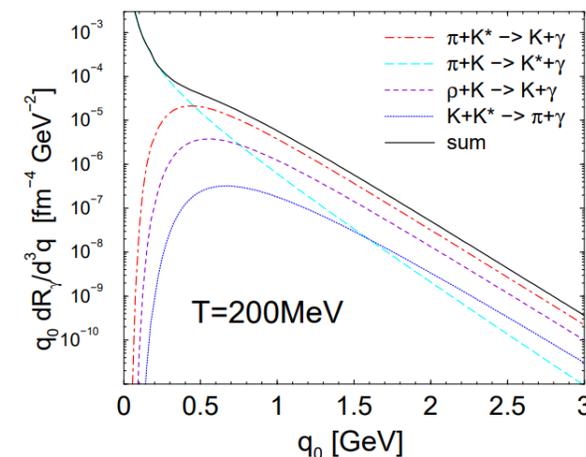
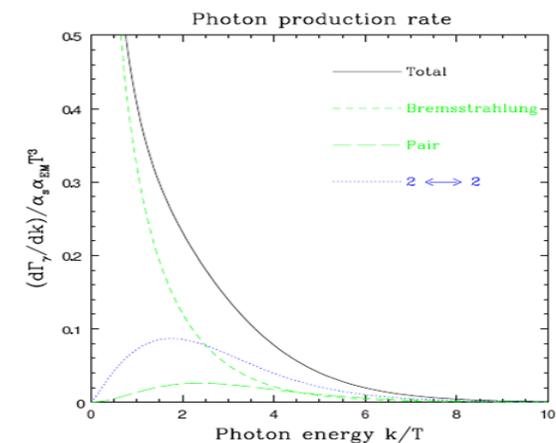
$$R(T(x), \mu_B(x), p_\gamma \cdot u(x)) = f_{\text{QGP}} \cdot R_{\text{QGP}} + (1 - f_{\text{QGP}}) \cdot R_{\text{HG}}$$

R_{QGP} выход в чистой КГП, f_{QGP} доля КГП в соответствующей ячейке

R_{HG} выход в чистом адронном газе

- Полный выход прямых фотонов рассчитывается интегрированием выхода фотонов по всем ячейкам (x-y-z в лабораторной системе) в течение всего времени гидродинамической эволюции системы:

$$E_\gamma \frac{d^3 N}{dp_\gamma^3} = \int d^4 x R(T(x), \mu_B(x), p_\gamma \cdot u(x))$$



Спектры прямых фотонов. Центральные столкновения

Функция излучения в каждой ячейке:

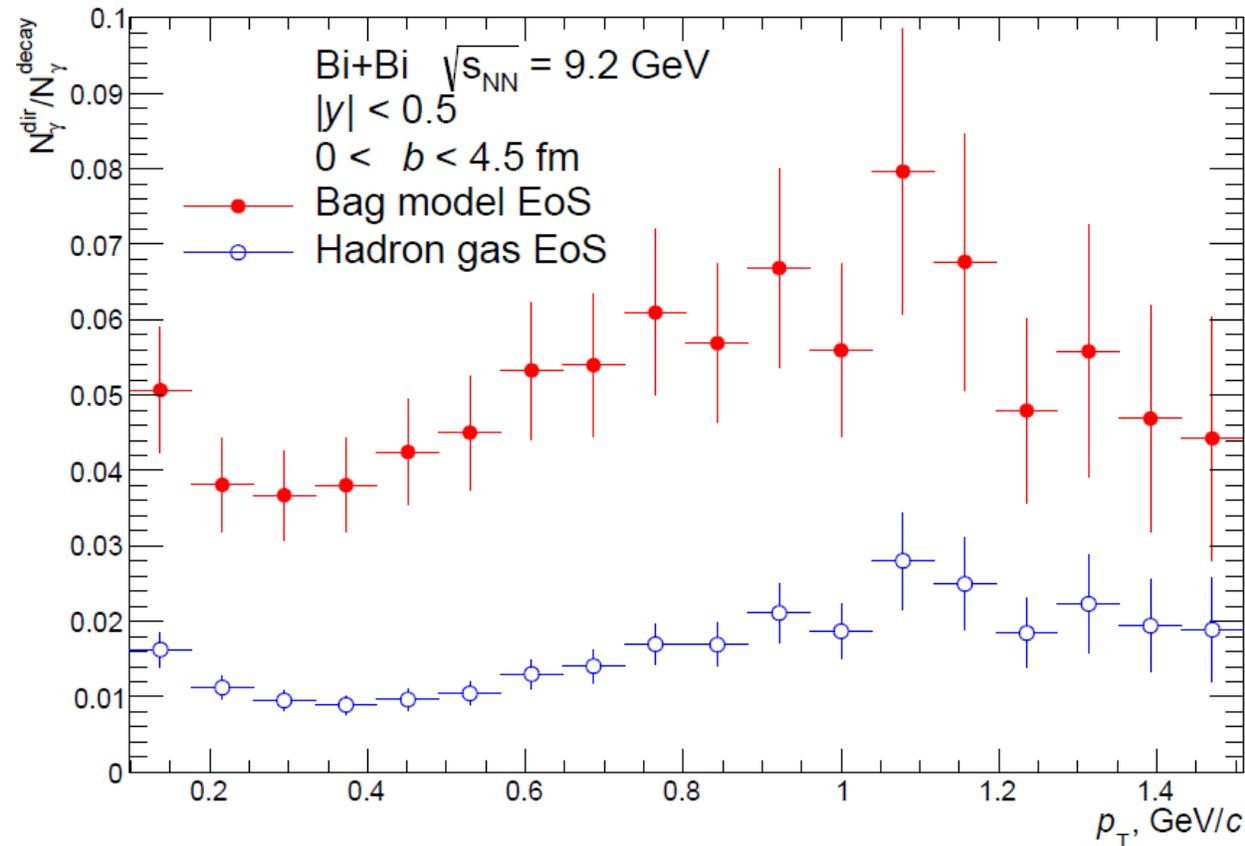
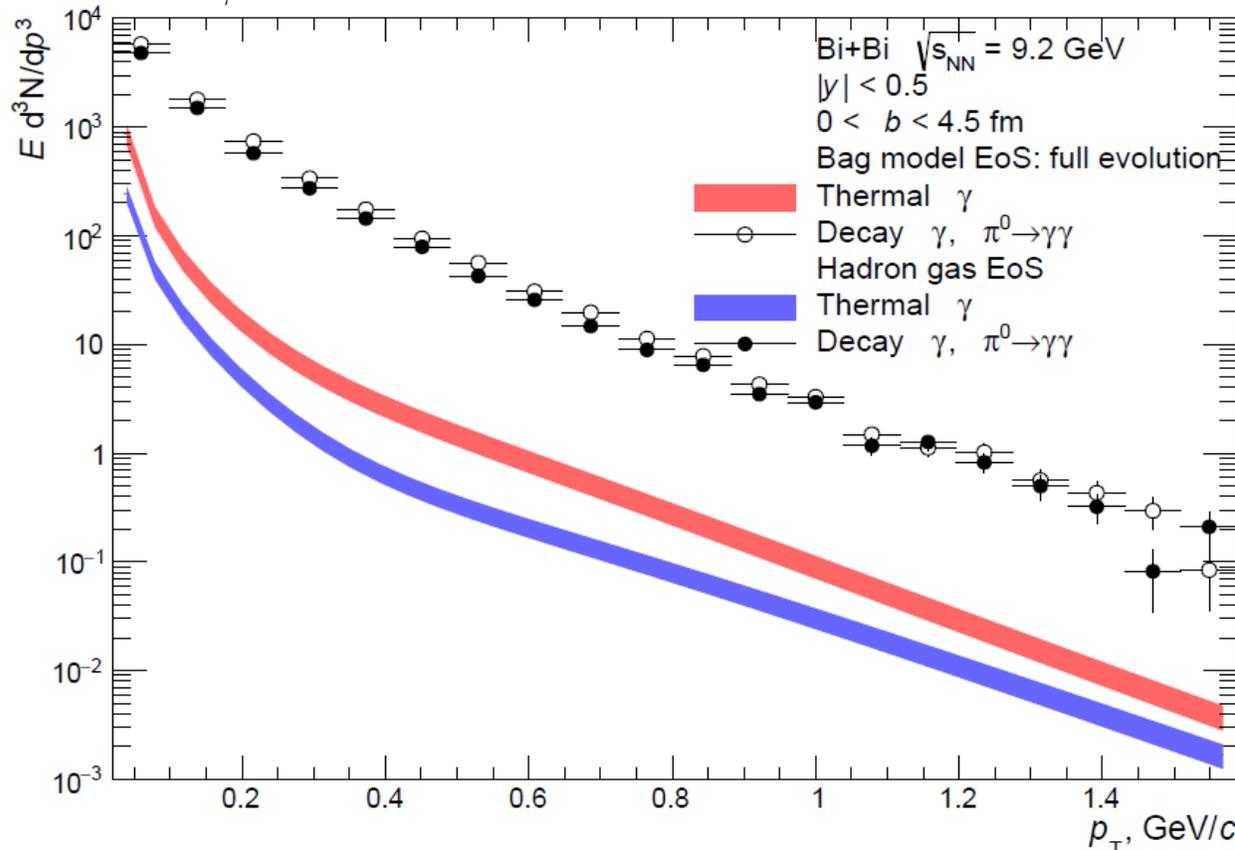
$$R(T(x), \mu_B(x), p_\gamma \cdot u(x)) = f_{\text{QGP}} \cdot R_{\text{QGP}} + (1 - f_{\text{QGP}}) \cdot R_{\text{HG}}$$

Полный выход оценен как:

$$E_\gamma \frac{d^3 N}{dp_\gamma^3} = \int d^4 x R(T(x), \mu_B(x), p_\gamma \cdot u(x))$$

Ошибки взяты как стандартное отклонение в распределении по 100 событиям

Отношение к распадным фотонам:



Спектры прямых фотонов. Полуцентральные события

Функция излучения в каждой ячейке:

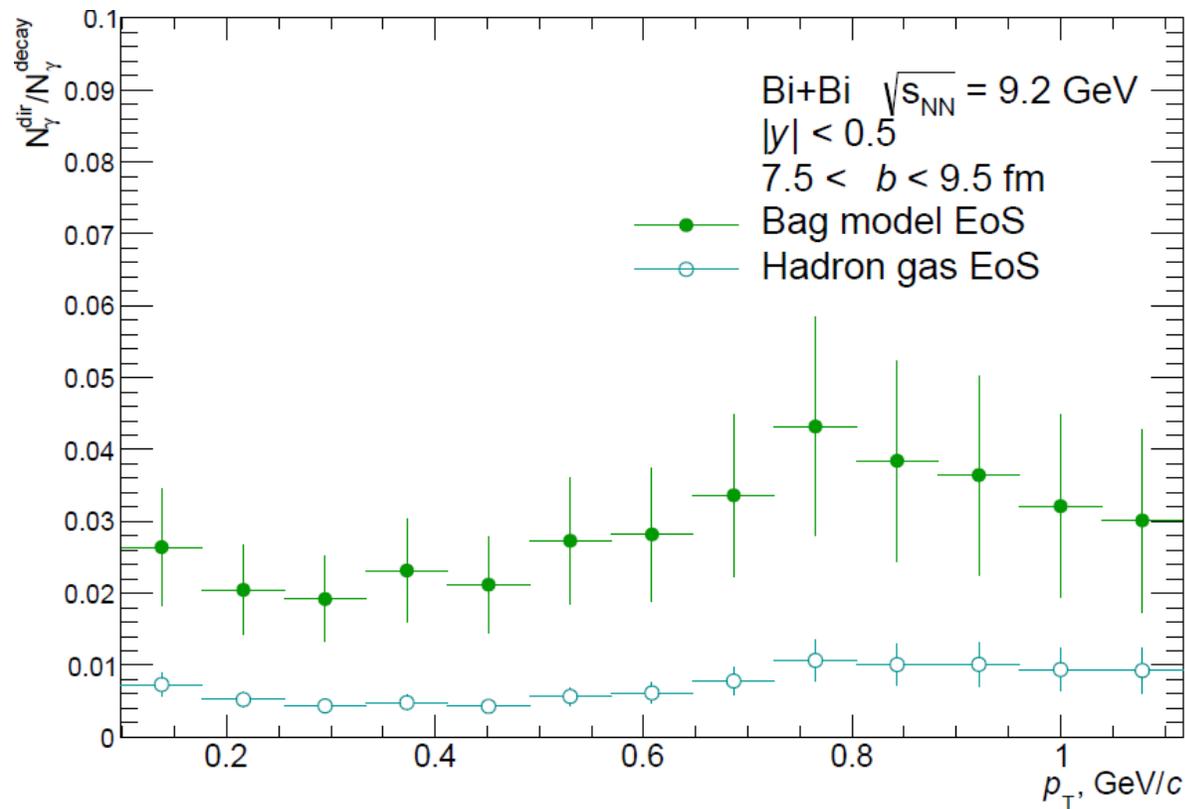
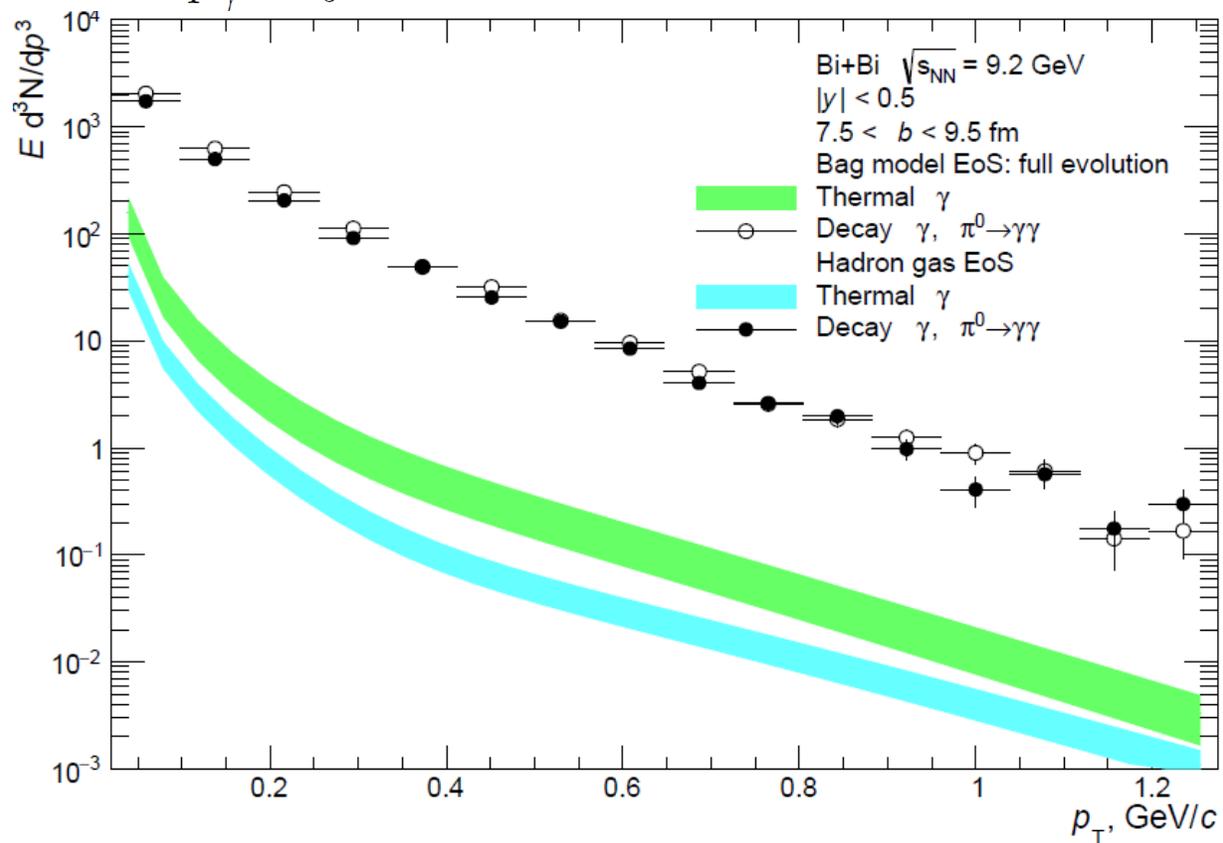
$$R(T(x), \mu_B(x), p_\gamma \cdot u(x)) = f_{\text{QGP}} \cdot R_{\text{QGP}} + (1 - f_{\text{QGP}}) \cdot R_{\text{HG}}$$

Полный выход оценен как:

$$E_\gamma \frac{d^3 N}{dp_\gamma^3} = \int d^4 x R(T(x), \mu_B(x), p_\gamma \cdot u(x))$$

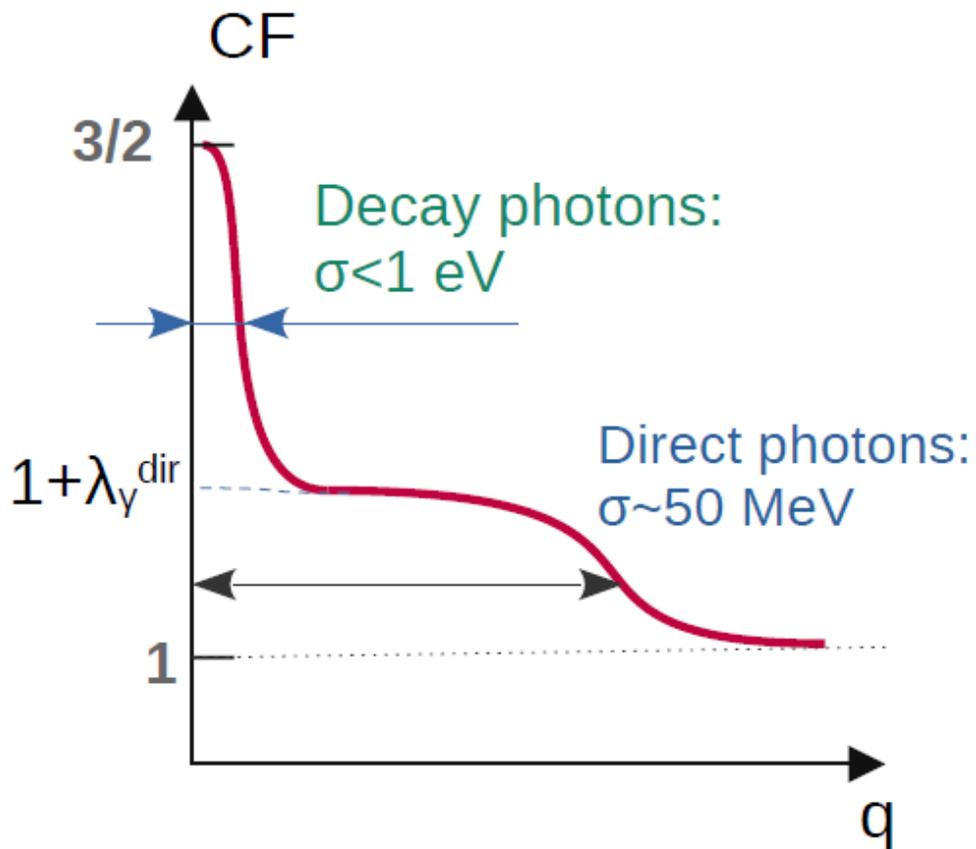
Ошибки взяты как стандартное отклонение в распределении по 100 событиям

Отношение к распадным фотонам:



Корреляции Бозе-Эйнштейна прямых фотонов

Функция корреляции:



- Интерферометрия в физике столкновений тяжелых ионов основана на интерферометрии интенсивностей (абсолютного выхода частиц) двух идентичных частиц
→ для бозонов это корреляции **Бозе-Эйнштейна (БЭ)**
- Повышенная вероятность нахождения частиц с низким **относительным импульсом пары (q)**
→ оценка размеров излучающего источника
- Наблюдаемая для интерферометрии – **функция корреляции (C₂)**: отношение распределения скореллированной пары фотонов в событии к распределениям нескореллированных одиночных фотонов

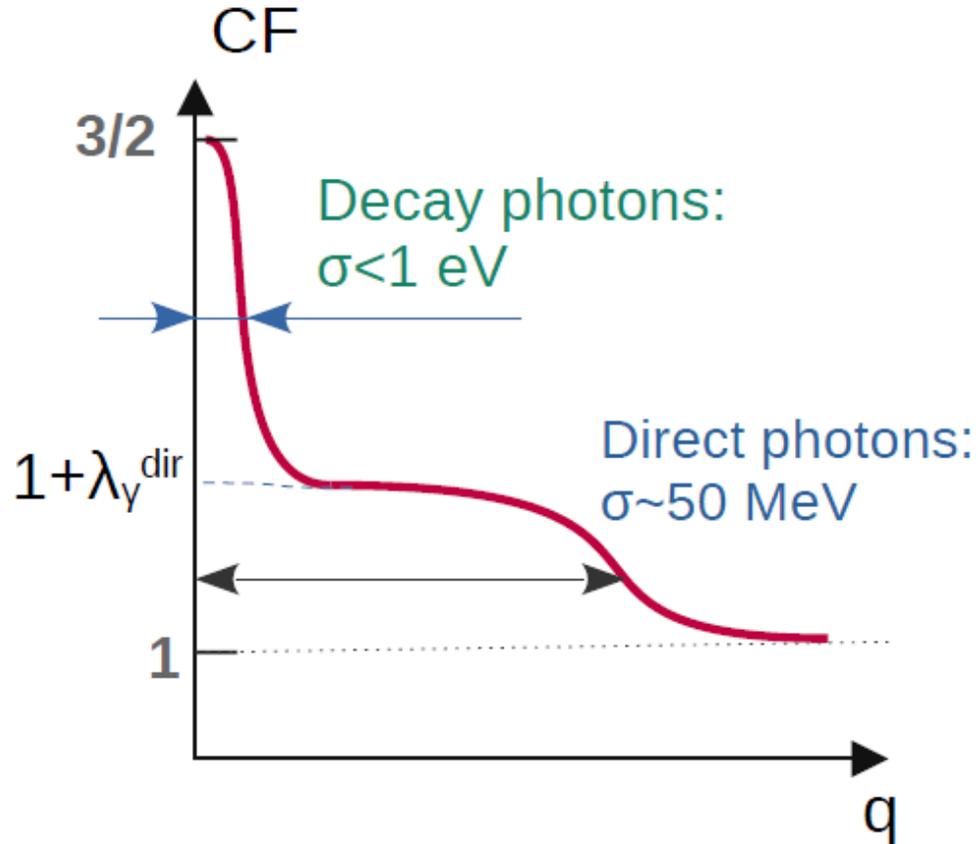
$$C_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \frac{E_1 E_2 dN / (d^3 p_1 d^3 p_2)}{(E_1 dN / d^3 p_1)(E_2 dN / d^3 p_2)}$$

Кинематические переменные:

- Относительный импульс пары фотонов: $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$
- Средний импульс пары: $\mathbf{K} = \frac{1}{2}(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)$

Корреляции Бозе-Эйнштейна прямых фотонов

Функция корреляции:



- Основное определение:

$$C_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \frac{E_1 E_2 dN / (d^3 p_1 d^3 p_2)}{(E_1 dN / d^3 p_1)(E_2 dN / d^3 p_2)}$$

- Это выражение может быть записано как:

$$C_2(\mathbf{q}, \mathbf{K}) = 1 \pm \frac{|\int d^4 x S(x, K) e^{iq \cdot x}|^2}{\int d^4 x_1 S(x_1, K + 1/2 \cdot q) \int d^4 x_2 S(x_2, K + 1/2 \cdot q)}$$

где S – функция плотности, (-) для фермионов, (+) для бозонов

- Было показано, что **приближение гладкости (smoothness approximation)** справедливо для вычислений столкновений тяжелых ионов Pratt S. *Phys. Rev. C* 56:1095 (1997)

$$C_2(\mathbf{q}, \mathbf{K}) \approx 1 + \left| \frac{\int d^4 x S(x, K) e^{iq \cdot x}}{\int d^4 x S(x, K)} \right|^2$$

Гидродинамическая модель

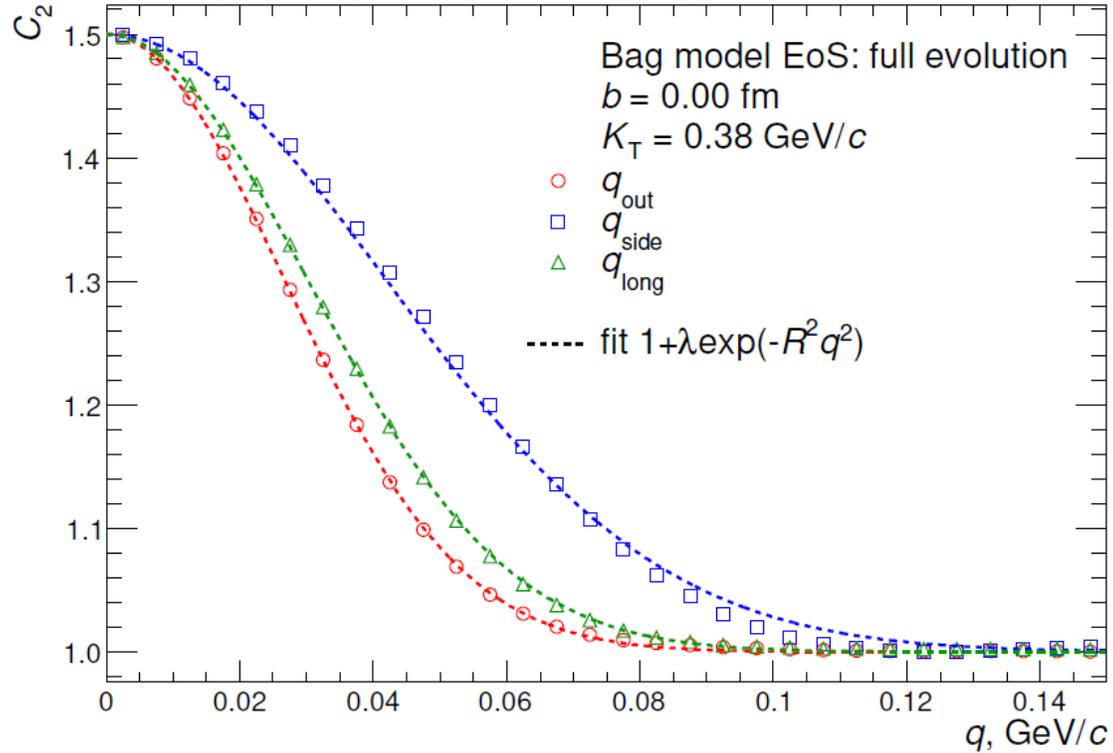
- Вычисления выполнены в **гидродинамическом режиме UrQMD**
- Рассмотрены два сценария:
 - Горячая плотная материя с КХД переходом первого порядка из КГП в адронную стадию **Bag model EoS** (уравнение состояния)
 - Адронный газ, включающий в себя адроны с массой $m > 2.2$ ГэВ (как и оригинальная UrQMD), без фазового перехода **HG EoS**
- Используется **out-side-long параметризация** относительного момента (и соответствующие величины):

$$\begin{aligned}
 K^\mu &= (K^0, K_\perp, 0, K^z), & q^\mu &= (q^0, q_o, q_s, q_l), \\
 \xrightarrow{\text{Оба фотона на}} & q_\mu K^\mu = 0 & \xrightarrow{\text{массовой поверхности}} & q_o = (q_\perp \cdot K_\perp) / K_\perp, \quad q^0 = \frac{q \cdot K}{K^0} \\
 & & & q_s = |q_\perp - (q_\perp \cdot K_\perp) K_\perp / K_\perp^2|, \\
 & & & q_l = q_z.
 \end{aligned}
 \quad \longrightarrow \quad
 \begin{aligned}
 R_s^2 &= \langle x_s^2 \rangle \\
 R_o^2 &= \langle (x_o - \beta_T t)^2 \rangle \\
 R_L^2 &= \langle (x_l - \beta_L t)^2 \rangle
 \end{aligned}$$

- Выход фотонов рассчитывается аналогичным методом, как это было проделано для спектров одиночных фотонов

Корреляционные функции

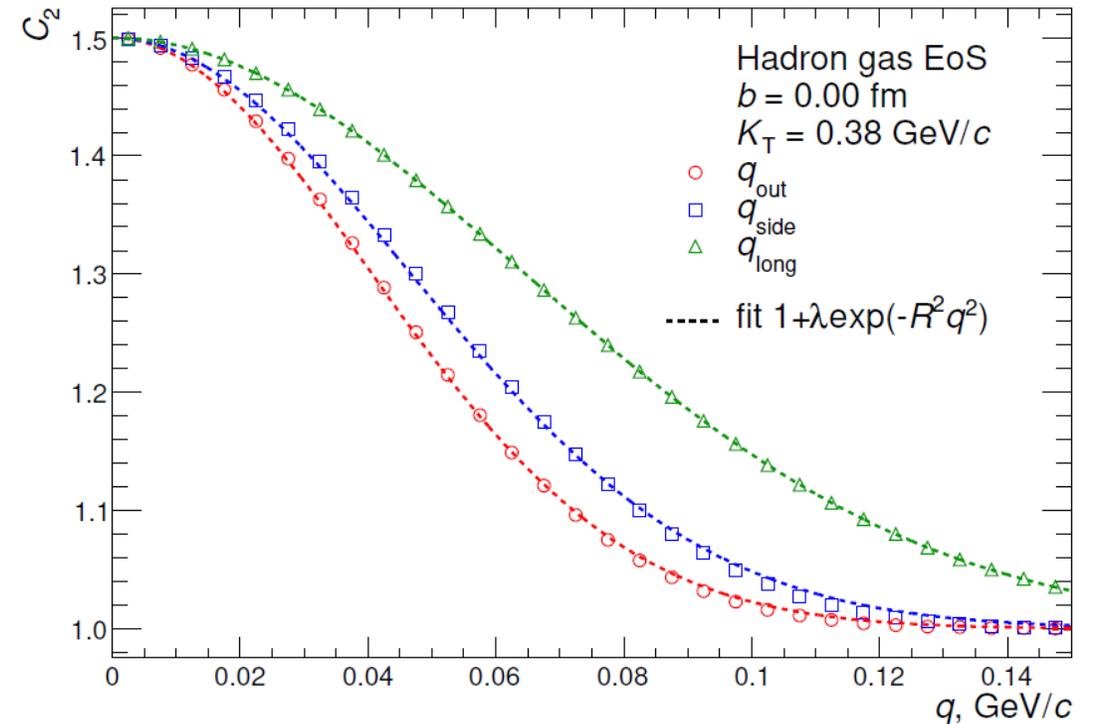
Гидродинамика с учетом фазового перехода КХД первого рода:



- Учитывая гауссову форму источника R , C_2 может быть описана как:

$$C_2(q) = \lambda \exp(-q^2 R^2)$$

Гидродинамика без фазового перехода (чистый адронный газ):

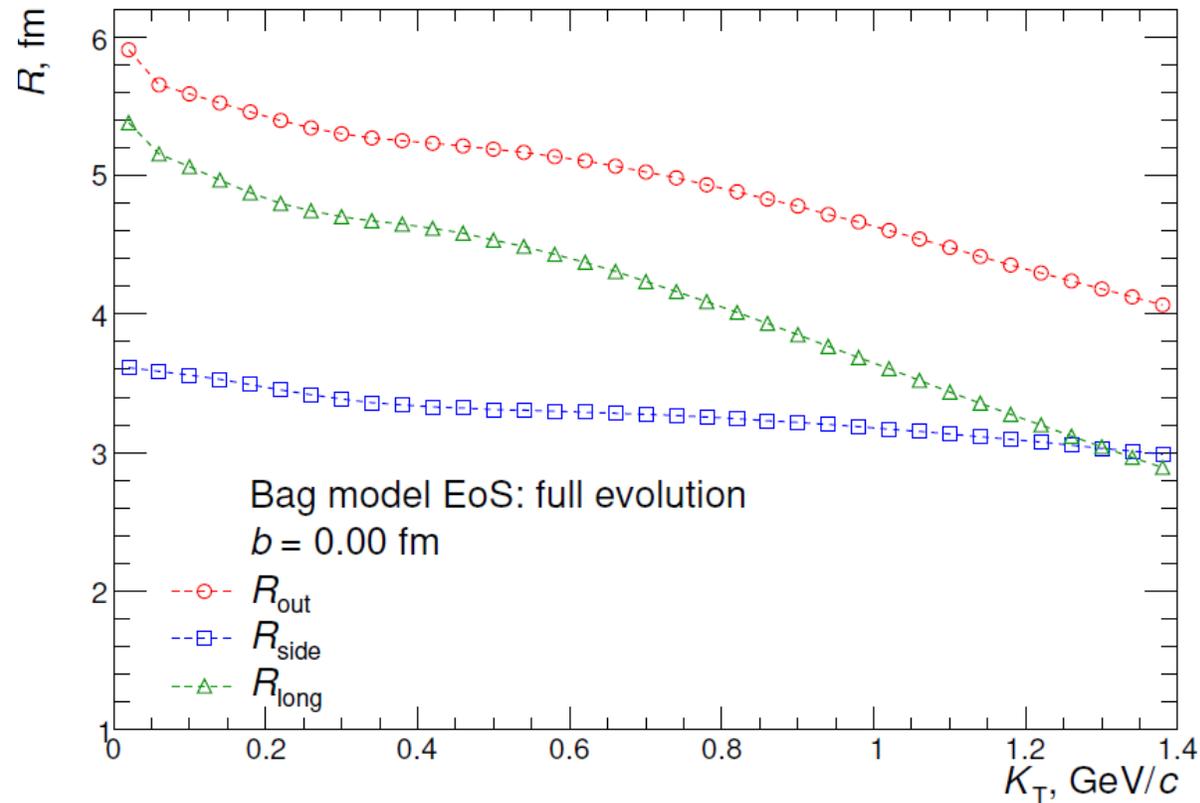


- C_2 рассматривается для выделенного диапазона поперечного импульса пары:

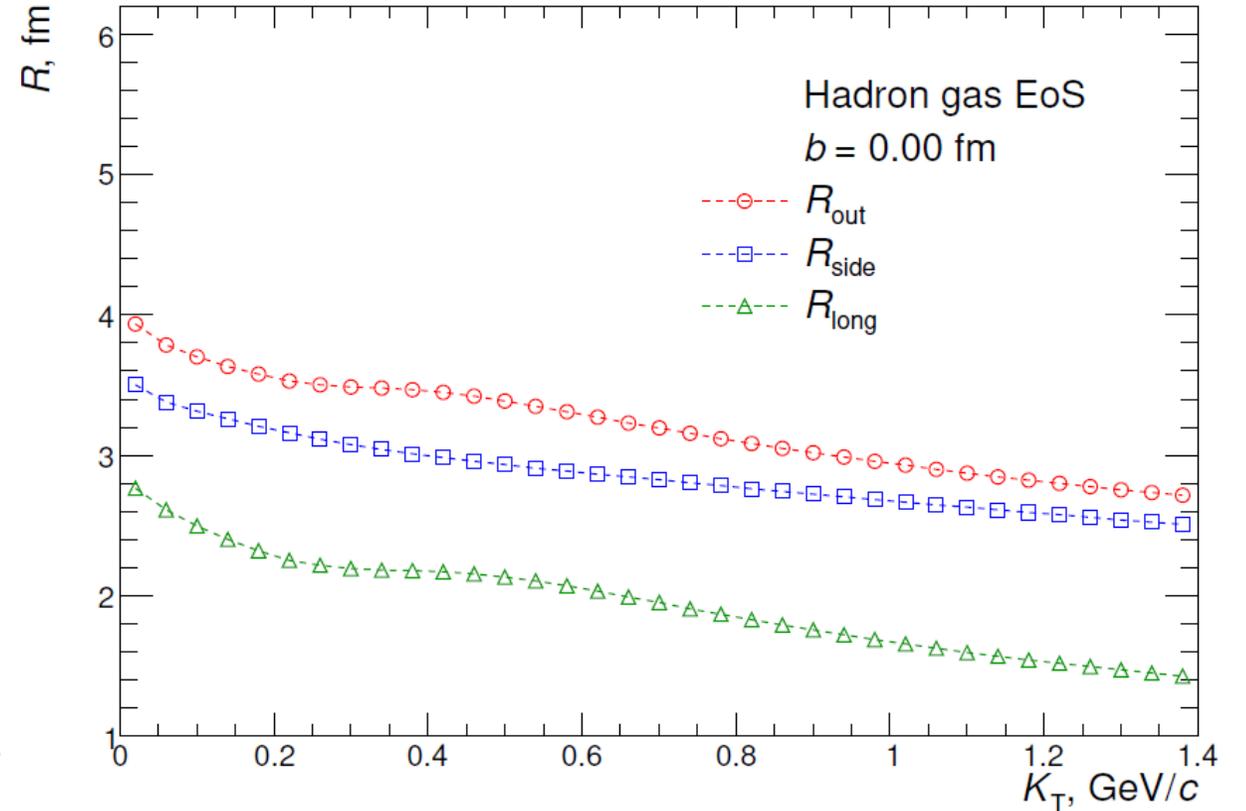
$$K_T = \frac{1}{2}(p_{1T} + p_{2T})$$

Correlation radius

Гидродинамика с учетом фазового перехода КХД первого рода:



Гидродинамика без фазового перехода (чистый адронный газ):



Наличие смешанной фазы (КГП + АГ) приводит к увеличенному времени жизни системы ($\Delta\tau \approx \sqrt{R_o^2 - R_s^2}$) в сценарии включающем фазовый переход КХД

Заключение

- В данной работе представлены спектры и корреляции прямых фотонов в $\text{V}i\text{-V}i$ столкновениях при энергии $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 9.2$ ГэВ
- Результаты получены путем гидродинамического расчета с использованием UrQMD
- Перспективы:
 - С экспериментальной точки зрения, использование out-side-long параметризации не рационально (требует огромной статистики) – рациональнее использовать величины $q_{\text{inv}} = -\sqrt{\mathbf{q}^2}$ или параметризацию в **продольно движущейся система** (LCMS)
 - С помощью корреляций фотонов возможна оценка **выхода прямых фотонов** при малых p_{T} :

$$\lambda = \frac{1}{2} \left(\frac{N_{\gamma}^{\text{dir}}}{N_{\gamma}^{\text{inc}}} \right)^2 \rightarrow R_{\gamma} = \frac{N_{\gamma}^{\text{inc}}}{N_{\gamma}^{\text{decay}}} = \frac{1}{1 - \sqrt{2\lambda}} \rightarrow \frac{1}{2\pi N_{\text{ev}}} \frac{d^2 N_{\gamma}^{\text{dir}}}{p_{\text{T}} dp_{\text{T}} dy} = \frac{1}{2\pi N_{\text{ev}}} \frac{d^2 N_{\gamma}^{\text{inc}}}{p_{\text{T}} dp_{\text{T}} dy} \times \left(1 - \frac{1}{R_{\gamma}} \right)$$

- Доля прямых фотонов может быть также оценена с помощью UrQMD \rightarrow более реалистичные функции C_2 (подавленные до $\sim 10^{-3}$)

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!

Владислав Кусков
17 февраля 2025

vakuskov@mephi.ru

Васкир. Функции излучения прямых фотонов

Излучение КГП: [JHEP 0112:009,2001](#)

$$S(K) = A(K) \cdot (\ln(T/m) + C_{\text{tot}})$$

$$C_{\text{tot}} = \frac{1}{2} \ln(2K/T) + C_{\text{breem}}(K/T) + C_{\text{annih}}(K/T) + C_{2 \rightarrow 2}(K/T)$$

Учитывает рождение фотонов в реакциях тормозного излучения кварков, аннигиляции квар-антикварк, и реакции рассеяния кварков и глюонов

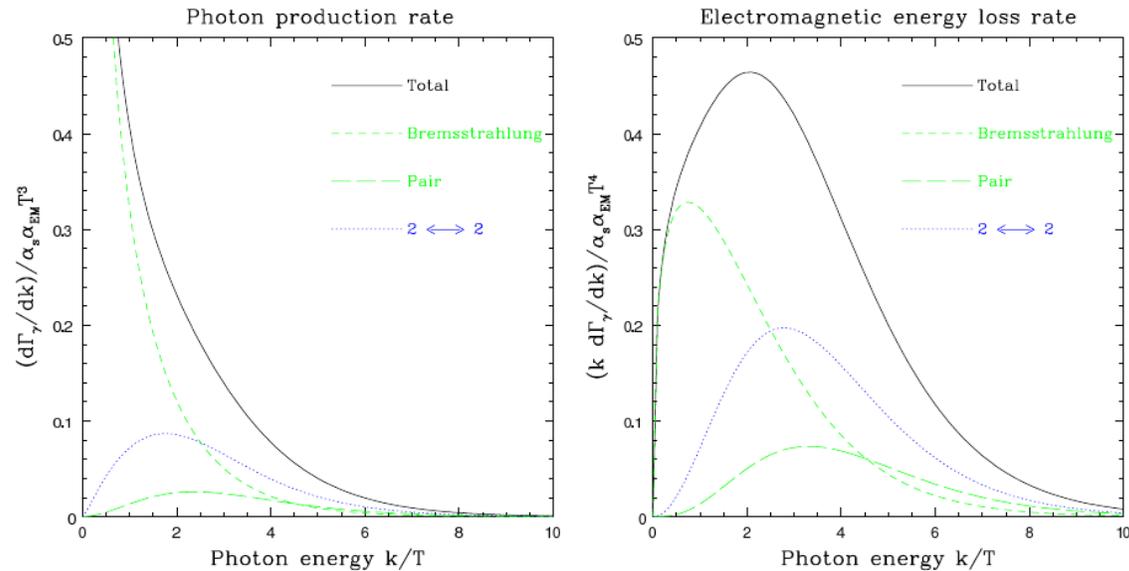
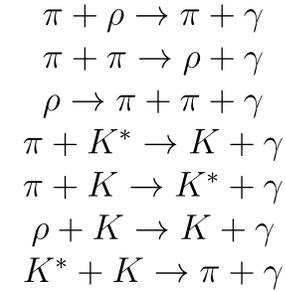


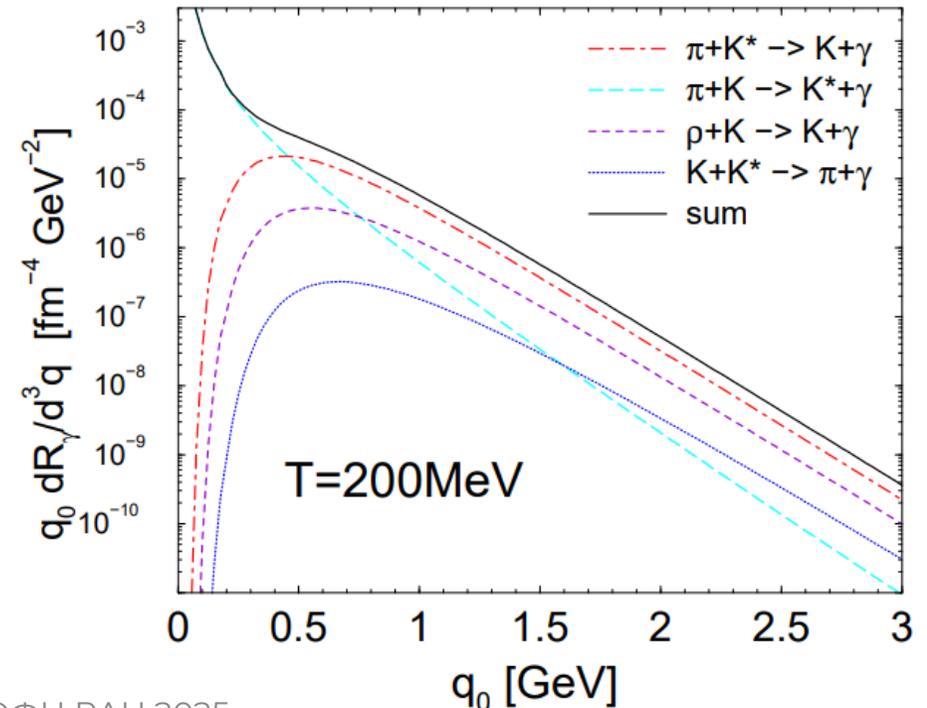
FIG. 9. Total photon emission rate, together with the bremsstrahlung, inelastic pair annihilation and $2 \leftrightarrow 2$ contributions, for two-flavor QCD with $\alpha_s = 0.2$. The left panel shows $d\Gamma_\gamma/dk$, divided by $\alpha_s \alpha_{\text{EM}} T^3$, while the right panel shows rates weighted by photon energy.

Излучение адронного газа: [Phys. Rev. C 69, 014903 \(2004\)](#)

Включают такие реакции как:



**ВЫХОД
ФОТОНОВ**



Васкир. Распределения по псевдобыстроте

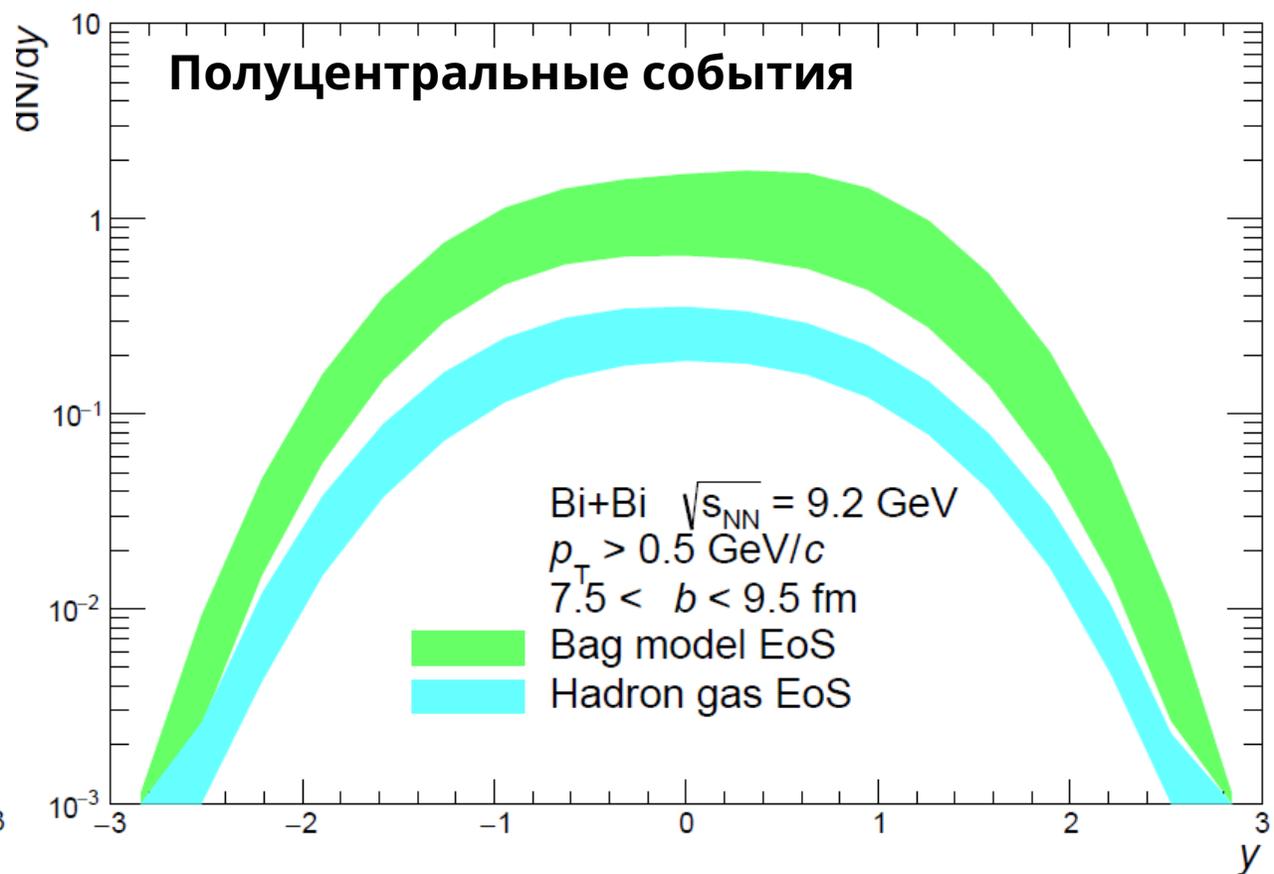
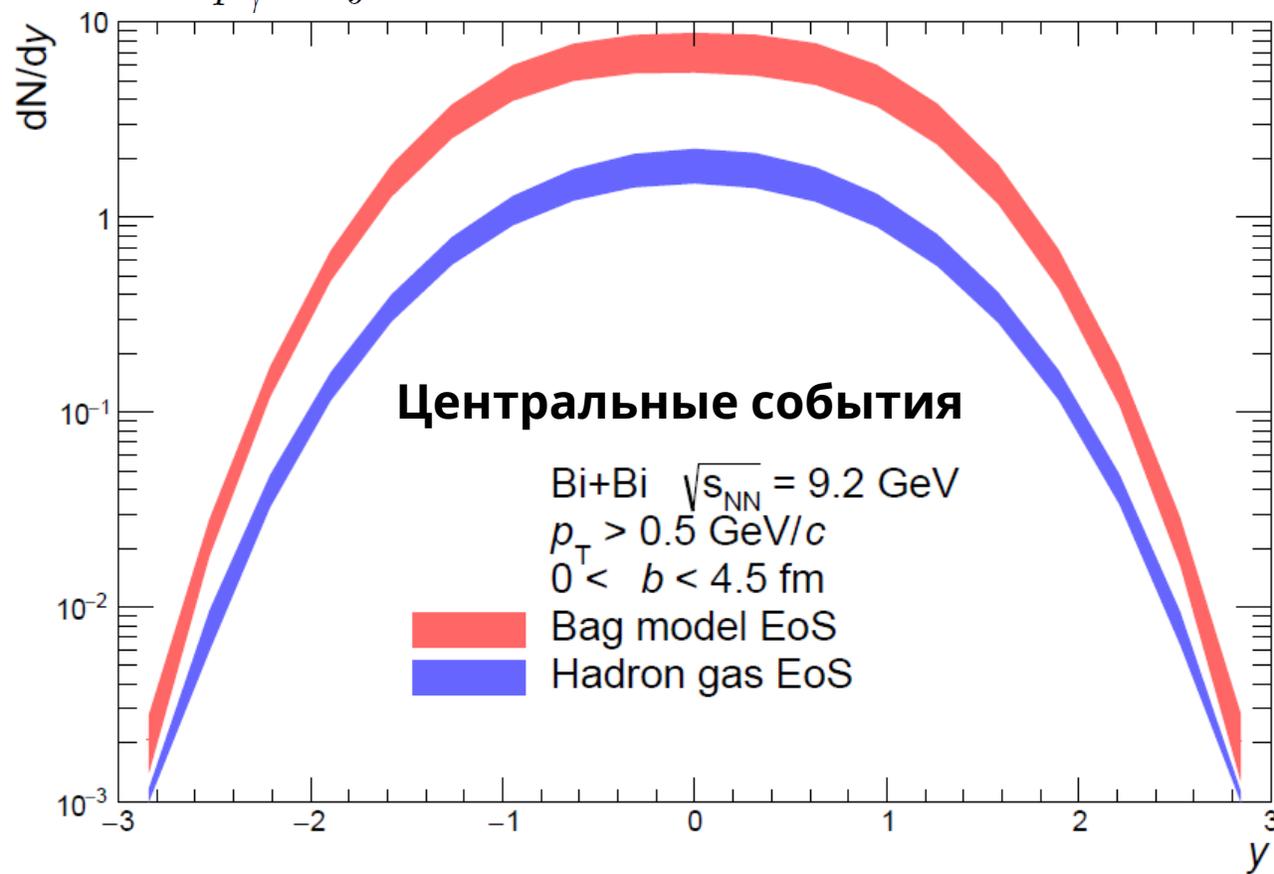
Функция излучения в каждой ячейке:

$$R(T(x), \mu_B(x), p_\gamma \cdot u(x)) = f_{\text{QGP}} \cdot R_{\text{QGP}} + (1 - f_{\text{QGP}}) \cdot R_{\text{HG}}$$

Полный выход оценен как:

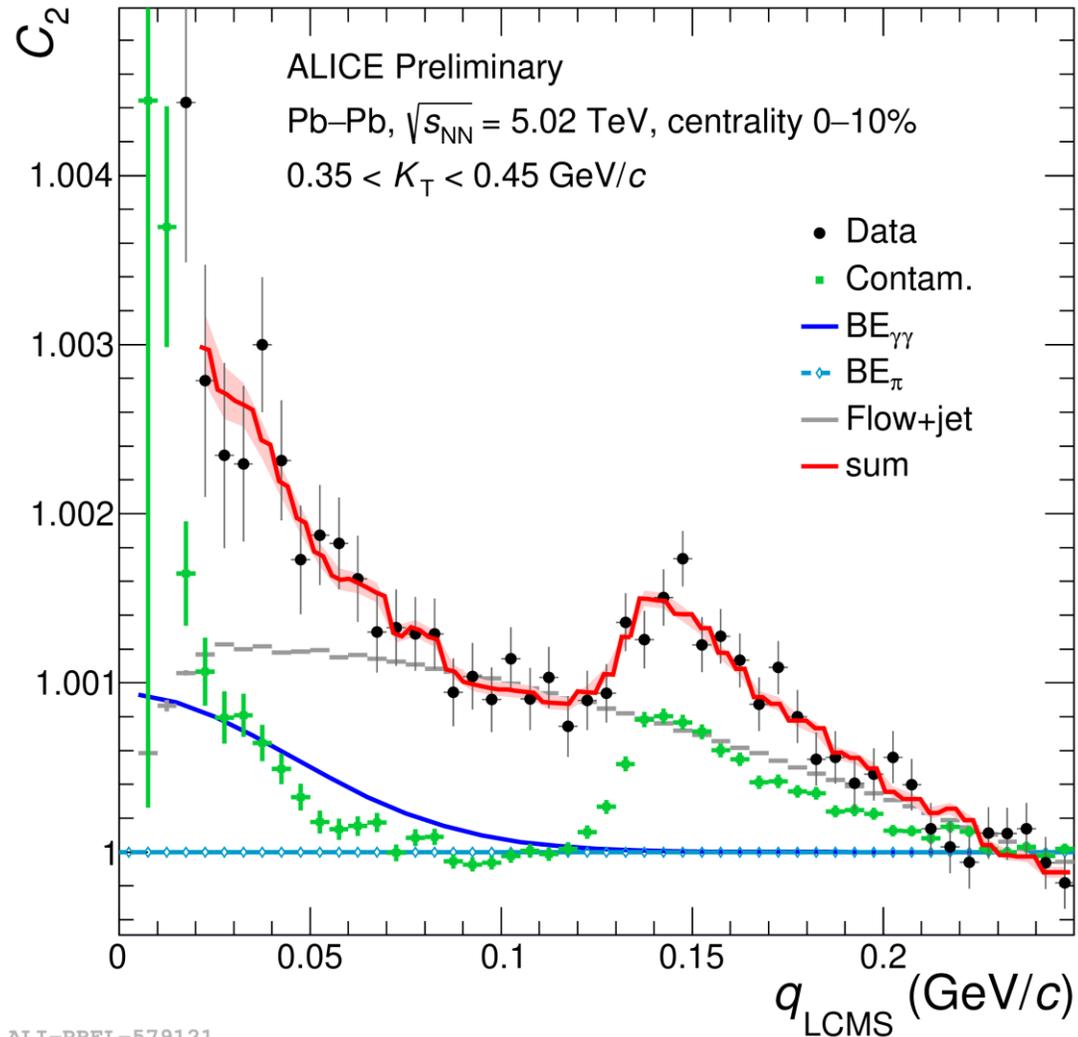
$$E_\gamma \frac{d^3 N}{dp_\gamma^3} = \int d^4 x R(T(x), \mu_B(x), p_\gamma \cdot u(x))$$

Ошибки взяты как стандартное отклонение в распределении по 100 событиям



Васкур. Результаты коллаборации ALICE

C_2 measured with PHOS:



C_2 is decomposed into the contributions:

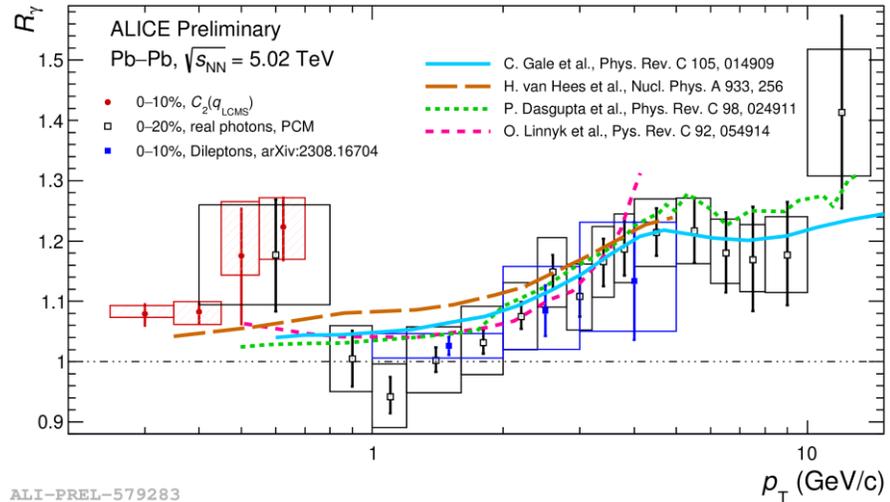
- **Contamination**: photon conversion, hadron bremsstrahlung, residual correlations in resonance decays
- **Direct photon BE** correlations
- Residual correlation in decays of **BE correlated π^0** (negligible in this K_T bin)
- **Long-range** (flow and jet) correlations
- **Summary** of all contributions

Kinematics variables:

- 3D relative momentum of the pair in Longitudinally Co-Moving System: $q_{LCMS} = |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|$
- Mean pair transverse momentum: $K_T = \frac{1}{2}(p_{1T} + p_{2T})$

Васкюр. Результаты коллаборации ALICE

Double ratio estimated with C_2 :



Correlation strength (λ) of $C_2 \rightarrow R_\gamma$:

$$\lambda = \frac{1}{2} \left(\frac{N_\gamma^{dir}}{N_\gamma^{inc}} \right)^2 \rightarrow R_\gamma = \frac{N_\gamma^{inc}}{N_\gamma^{decay}} = \frac{1}{1 - \sqrt{2\lambda}}$$

- Extended measurements down to **250 MeV/c**
- Method provide consistent results in the overlap region
- Measured spectrum exceeds predictions at low p_T by **factor ≈ 2**

Direct photon yield:

