

*Vector meson photoproduction in ultra-  
peripheral heavy ion collisions  
at  $\sqrt{s}=5.02 \text{ TeV}$*

Тимошенко С.Л.

Москва, МИФИ

2020

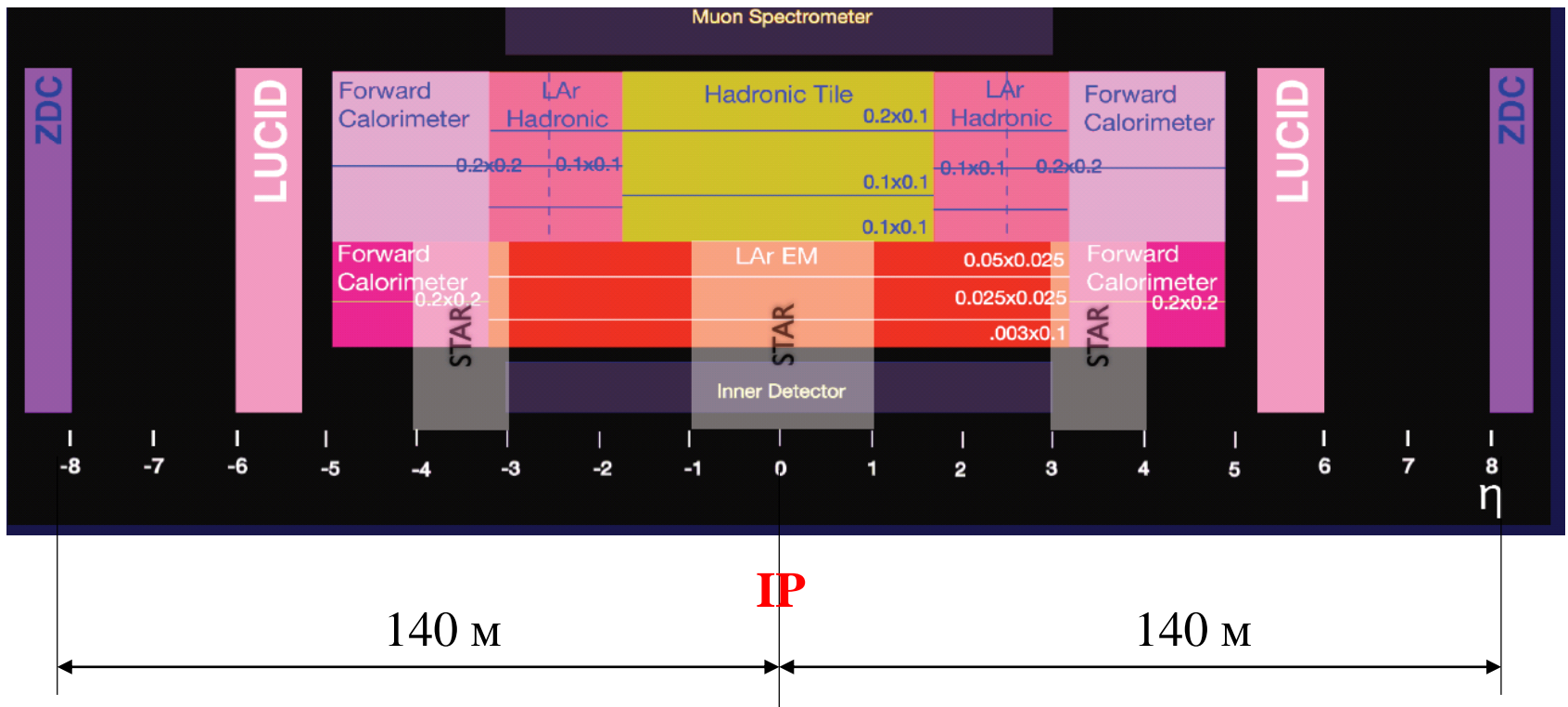
# ATLAS HI

- Correlation and Global observables
  - Particle/energy yields  $dn/d\eta$ ,  $dn/d\eta d\phi$ ,  $dET/d\eta d\phi$
  - Elliptic flow,  $v_2(\eta)$ ,  $v_2(p_T)$
- Jets
  - ET spectra, di-jet acoplanarity, di-jet ET balance
  - Jet fragmentation
  - Heavy flavor jets
- Photons
  - Single prompt photons
  - Photon-jet
- ElectroWeak and Quarkonia
  - $J/\psi$ , Upsilon production
  - W, Z production
- UPC

# *UPC group*

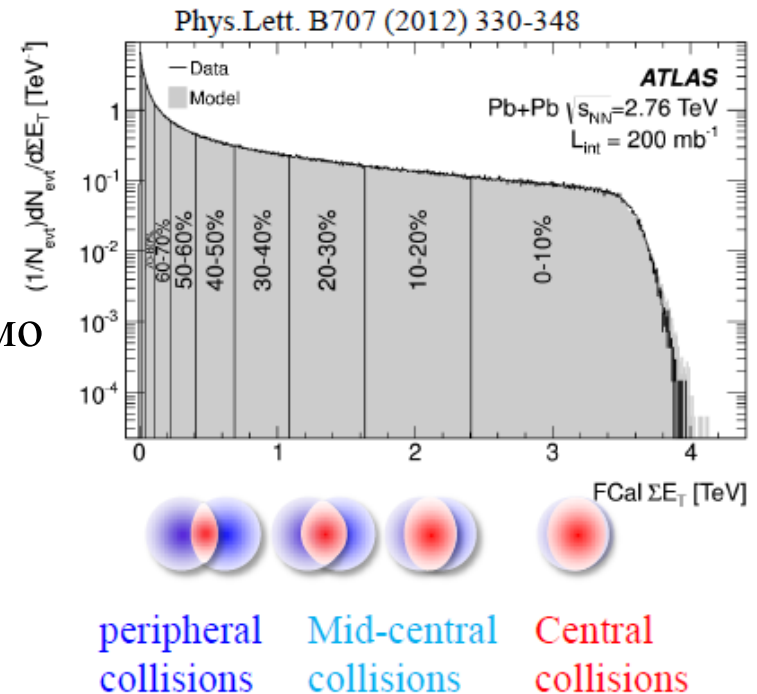
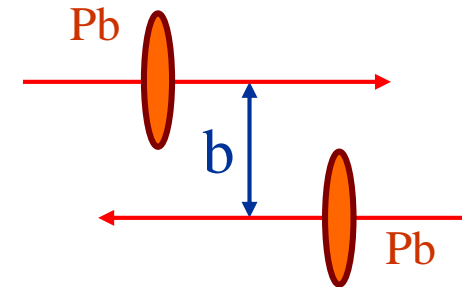
- Exclusive vector meson production
  - $\rho^0$
  - $\rho^0$ Prime
  - heavy vector mesons (J/psi, Y)
- Jets in UPC
- Photon-photon scattering

# ATLAS Acceptance



# Ультрапериферические взаимодействия

- $b \ll R$  – центральные столкновения
  - плотности ядер перекрываются
  - сильные взаимодействия
- $b > 1 \text{ fm}$  – периферические столкновения
- $b > 2R_A$  – ультрапериферические столкновения
  - Два ядра геометрически проходят мимо друг друга
    - электромагнитные взаимодействия доминируют над сильными
    - нет адронных взаимодействий
    - малая множественность
- Ионы являются источником полей
  - фотонов
  - померонов



Померон - переносчик сильных взаимодействий, но бесцветный и имеет квантовый числа вакуума  $J^P = 0^{++}$

# Ультрапериферические взаимодействия

- Основопологающей работой для изучения ультрапериферических столкновений адронов, наверное, можно считать работу Энрике Ферми «Теория столкновений между атомами и упруго заряженными частицами», опубликованную в 1924 году в журнале *Zeitschrift für Physik*.
- В этой публикации Ферми изложил метод, известный как метод эквивалентных (или виртуальных) фотонов, где он трактовал электромагнитные поля заряженных частиц как поток виртуальных фотонов.
- Несколько лет спустя, Вайцеккер и Вильямс расширили это приближение, для того чтобы включить в него ультрарелятивистские частицы, и этот метод теперь часто называют как метод Вайцеккера – Вильямса.

# Эквивалентный поток фотонов

- В приближении Вайцекера-Вильямса спектр эквивалентных (виртуальных) фотонов записывается в виде:

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2 \alpha \omega^2}{\pi^2 \gamma^2 \hbar^2 \beta^2 c^2} \left( K_1^2(x) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(x) \right)$$

$$x = \omega b / \gamma \beta \hbar c$$

- $K_0$  и  $K_1$  – модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков.
  - первое слагаемое ( $K_1$ ) выражает поток поперечно поляризованных фотонов в направлении движения иона,
  - второе слагаемое ( $K_0$ ) – поток продольно поляризованных фотонов.
- Как можно видеть, поперечная поляризация для ультррелятивистских частиц ( $\gamma \gg 1$ ) оказывается доминирующей.

Получены Э. Ферми в 1924 году и используются до сегодняшнего дня, когда построены и работают РНЭС и ЛЭС!

Die in diesem Ausdruck vorkommenden Integrale können mit den modifizierten Besselschen<sup>1)</sup> Funktionen zweiter Art, nullter und erster Ordnung ausgedrückt werden. Man hat in der Tat

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos \omega x d x}{(1+x^2)^{3/2}} = 2 \omega K_1(\omega),$$

1924 год

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{x \sin \omega x d x}{(1+x^2)^{3/2}} = -2 \omega K_0(\omega).$$

Durch diese Formeln finden wir sofort:

$$J(\nu) = \frac{8 \pi c \varepsilon^2 \nu^2}{v^4} \left\{ K_0^2\left(\frac{2 \pi \nu b}{v}\right) + K_1^2\left(\frac{2 \pi \nu b}{v}\right) \right\}, \quad (4)$$

setzen wir zur Abkürzung

$$B(\omega) = K_0^2(\omega) + K_1^2(\omega),$$

so finden wir

$$J(\nu) = \frac{8 \pi c \varepsilon^2 \nu^2}{v^4} B\left(\frac{2 \pi \nu b}{v}\right). \quad (5)$$

---

<sup>1)</sup> Siehe z. B. Gray, Mathews and MacRobert-Bessel Functions, London 1922, wo man auch numerische Tabellen dieser Funktionen finden kann. Über



# Ограничения из кинематики процесса

- Среди этих фотонов можно выделить фотоны, длина волны которых превышает радиус ядра. Эти фотоны связаны с зарядом ядра, а не с зарядами отдельных составляющих ядро протонов. Такие фотоны называются когерентными.
- Условие когерентности (излучают все заряды в ядре с радиусом  $R$ , ядро остается в основном состоянии) ограничивает квадрат уносимого фотоном 4-импульса:

$$Q \leq 1 / R^2$$

- поэтому излучение ядра состоит из фотонов с малой виртуальностью, в отличие от таковых в реакциях  $(e, e')$  – фотоядерные реакции с реальными фотонами

# Ограничения из кинематики процесса

- Обозначим 4-импульс фотона как

$$p^\mu = (E, p_\perp, p_\parallel) = -Q^\mu$$

- Считаем, что движущееся со скоростью  $v$ ,  $\gamma = 1/(1-v^2)^{1/2} \gg 1$  ультрарелятивистское ядро осталось в своем основном состоянии и фотон унес пренебрежимо малую часть кинетической энергии ядра. Вместе с условием когерентности это дает

$$p_\perp < h/R_A$$

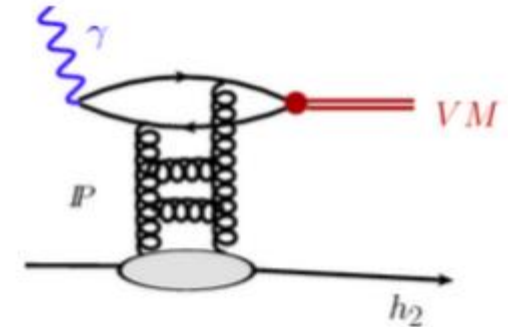
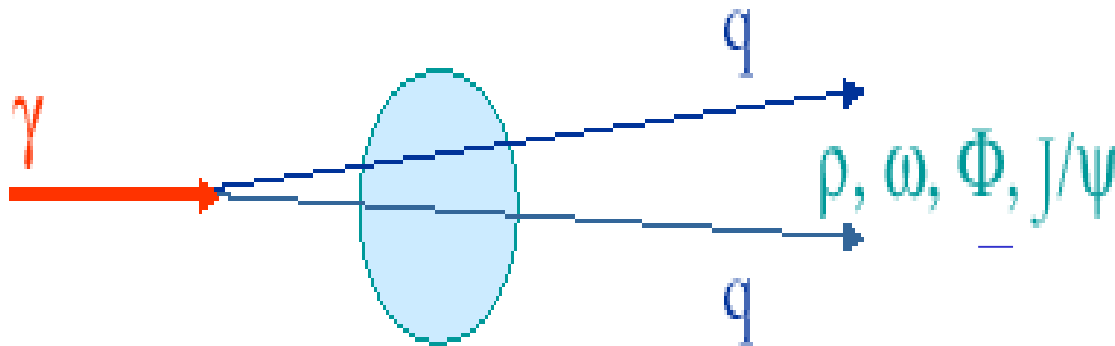
$$p_\parallel < \gamma h/R_A$$

- При эксклюзивном образовании векторных мезонов в ультрапериферических взаимодействиях тяжелых ионов исходные ядра остаются в основном состоянии и не образуются частицы сопровождения.

# Фотон при высоких энергиях

- Реальный фотон имеет сложную природу. В первом приближении фотон можно представить, как точечную частицу, хотя в теории поля он может флуктуировать в фермион-антифермионную пару.
- Флуктуации в кварк-антикварковую пару могут сильно взаимодействовать и дают вклад в двухфотонное адронное сечение, в то время как флуктуации в лептонные пары взаимодействуют электромагнитным образом, и поэтому на полное двухфотонное сечение не оказывают влияния.
- Вероятности лептонных флуктуаций могут быть вычислены в теории возмущений, в то время как данный подход не применим для кварковых пар. Для описания флуктуаций с малыми виртуальностями используется непертурбативная КХД. Таким образом, спектр фотонных флуктуаций может быть разделен на маловиртуальную и высоковиртуальную части. Для описания первой используется феноменологическая модель векторной доминантности, в которой фотонные флуктуации представляют собой сумму векторных мезонных состояний. Кварковая же часть с высокой виртуальностью описывается теорией возмущений.

# Образование векторных мезонов



- При фотон-померонном взаимодействии фотон можно рассматривать как состояние “голого” фотона плюс различные кварк-антикварковые флуктуации. Когда ядро поглощает “голый” фотон,  $q\bar{q}$  флуктуации становятся доминирующими. При рассеянии кварк-антикварковой пары на помероне другого ядра  $q\bar{q}$  инвариантная масса может оказаться на массовой поверхности  $\rho, \phi, J/\psi$  -мезонов, т.е. образуется реальный векторный мезон

$$|\gamma\rangle = c_0 |\gamma_0\rangle + \sum_{V=\rho^0, \omega, \phi, J/\psi, \gamma} c_V |V\rangle + \sum_{q=u, d, s, c, b} c_q |q\bar{q}\rangle + \sum_{l=e, \mu, \tau} c_l |l^+l^-\rangle$$

где  $|\gamma_0\rangle$ ,  $|V\rangle$ ,  $|q\bar{q}\rangle$  и  $|l^+l^-\rangle$  – волновые функции точечного фотона, векторного мезона, кварковых и лептонных пар, соответственно

# Померон

- Концепция померона существует в физике сильных взаимодействий уже более 30 лет, однако его природа до сих пор неясна. Считается, что померон – бесцветный (в отличие от глюонов) переносчик сильных взаимодействий с вакуумными квантовыми числами  $J^P=0^{++}$ .
- В одних процессах (с малыми виртуальностями  $Q^2$ ) проявляются свойства «мягкого» померона, в других (при больших  $Q^2$ ) – «жесткого» померона. Однако очевидно, что это, скорее всего, один и тот же объект.
- «Мягкий» померон связан с поглощательной (неупругой) частью ядерного сечения.
- «Жесткий» померон обычно трактуется как состояние двух или более глюонов. Концепция «жесткого» померона используется для трактовки жестких процессов, например, образование струй с большими поперечными импульсами.
- В настоящее время не понятно, как соотносятся представления о «мягком» и «жестком» помероне.

# Модели

- Существуют 3 модели для вычисления когерентного сечения образования векторных мезонов в ультрапериферических взаимодействиях тяжелых ионов:
  - Первая модель – модель (Klein and Nystrand – KN) в основе которой лежит модель векторной доминантности (VDM) плюс Глауберовское приближение для ядерного рассеяния. В KN используется информация из экспериментов  $\gamma p \rightarrow V p$  для экстраполяции.
  - Вторая модель (Frankfurt, Strikman and Zhalov – FSZ) рассматривает образование векторных мезонов с использованием обобщенной квантовой VDM и приближение Грибова-Глаубера
  - Третья модель (Goncalves and Machado - GM ) описывает фотообразование векторных мезонов в UPC с использованием BFKL приближения (модель жесткого померона).

# Ультрапериферические взаимодействия

- Ионы являются источником полей

- фотонов

- $\sigma_{\gamma\gamma} \sim Z^4$

- померонов

- $\sigma_{\gamma P} \sim Z^2 A^2$  - для тяжелых мезонов (J/psi)

- $\sigma_{\gamma P} \sim Z^2 A^{4/3}$  - для легких мезонов ( $\rho, \omega, \phi$ )

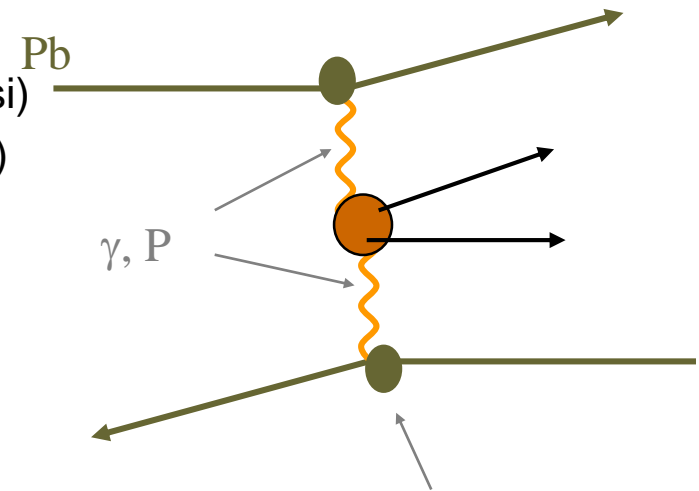
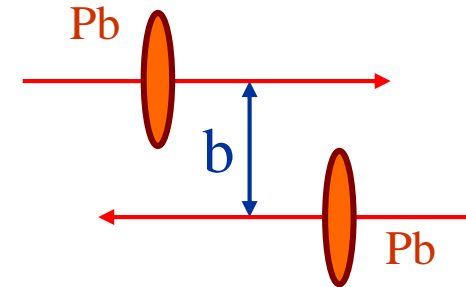
- В когерентных полях:

- ◆ Небольшой поперечный импульс:

- ◆  $p_{\perp} < \hbar/R_A \sim 90 \text{ МэВ}$  (для Pb)

- ◆ Максимальная продольная компонента

- ◆  $p_{\parallel} < \gamma\hbar/R_A \sim 100 \text{ GeV}$   $E_{\gamma\text{max}} \sim \gamma\hbar c/b$



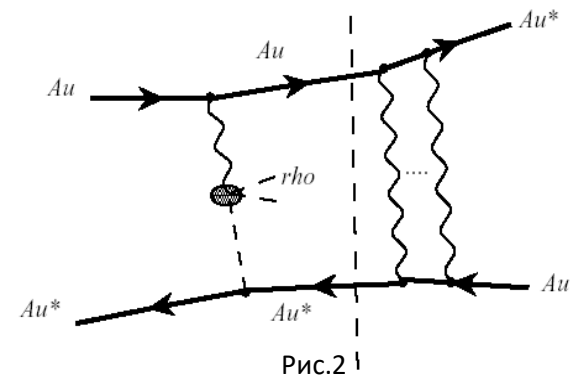
ядерный форм-фактор

Baur G., J.Phys. G24 (1998) 1657

| Energy                       | AuAu (RHIC) | PbPb (LHC) | pp (LHC)                |
|------------------------------|-------------|------------|-------------------------|
| CM Energy $W_{\gamma\gamma}$ | 24 GeV      | 700 GeV    | $\sim 3000 \text{ GeV}$ |
| Max $\gamma\gamma$ Energy    | 6 GeV       | 200 GeV    | $\sim 1400 \text{ GeV}$ |

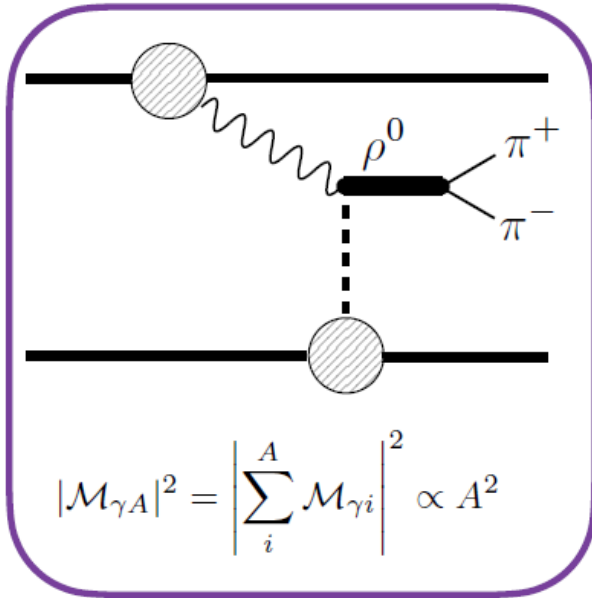
# Образование векторных мезонов с возбуждением сталкивающихся ядер

- При  $b > 2R$  возможны следующие фотоядерные взаимодействия:
  - ядерные возбуждения,
  - некогерентное рождение мезонов,
  - уругие некогерентные ядерные реакции.
- Например, каждое ядро испускает фотон, который поглощается другим ядром, приводя к взаимному возбуждению сталкивающихся ядер. Возбужденные ядра обычно распадаются с испусканием одного или нескольких нейтронов, движущихся в продольном направлении приблизительно с тем же импульсом, что и исходное ядро. Этот процесс имеет достаточно отчетливую сигнатуру в калориметре нулевых углов

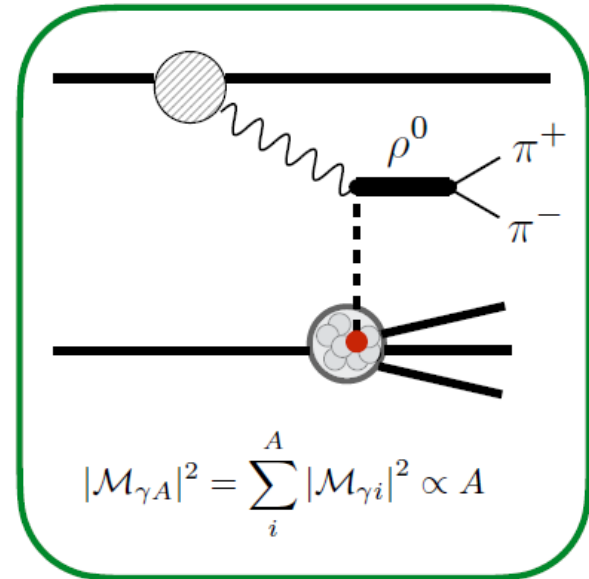




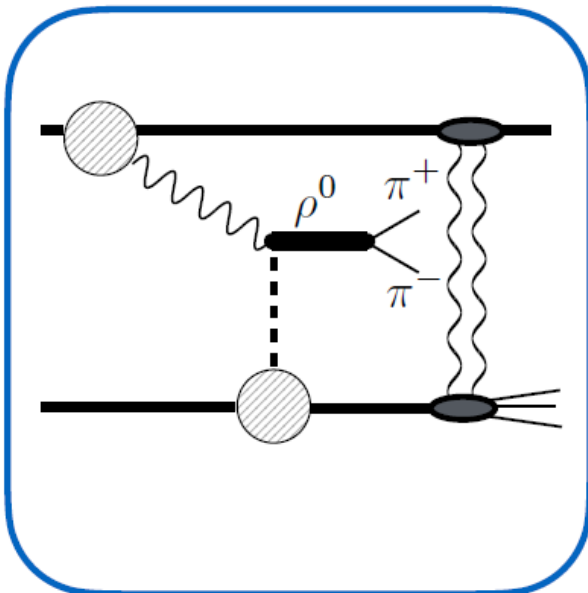
## Coherent



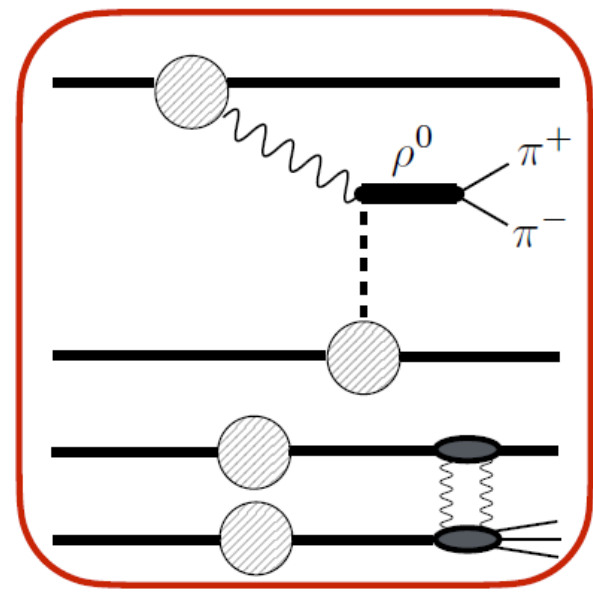
## Incoherent



## Coherent+EM exchange



## Coherent + EM pileup



# Физический интерес

- Мезонная спектроскопия

Baur G., Phys.Rept. 364 (2002) 359

- $J^{PC} = 0^{-+}, 0^{++}, 2^{++}$

- Барионные пары

Bertulani C., Klein S., Nystrand J.,  
**nucl-ex/0502005**

- $\gamma\gamma \rightarrow p(\text{anti})p$  (около 10%)

- Лептонные пары ( $\mu\mu$ ,  $ee$ )

- $e^+e^- \sim 200\text{kb}$ ,  $\mu^+\mu^- \sim 2\text{ b}$ ,  $\tau^+\tau^- \sim$

lepton pairs can be useful as a calibration, efficiency

- Рассеяние фотонов

Vogt R., ep-ph/0407298

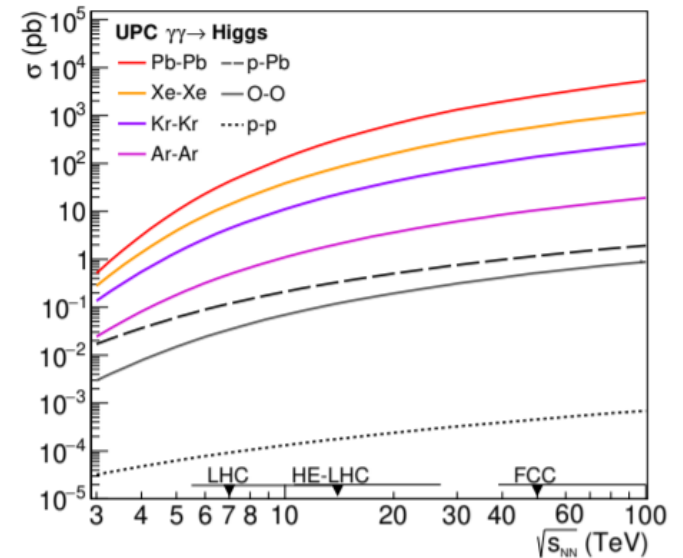
- Векторные мезоны

- Jets в UPC

# Образование векторных мезонов в UPC

| Meson      | Au+Au, RHIC<br>$\sigma(\text{mb})$ | Pb+Pb, LHC<br>$\sigma(\text{mb})$ | Meson                 | Pb+Pb, LHC<br>$\sigma(\text{mb})$ |
|------------|------------------------------------|-----------------------------------|-----------------------|-----------------------------------|
|            |                                    |                                   | $\rho^0\rho^0$        | 8,8                               |
| $\rho^0$   | 590                                | 5200                              | $\omega\omega$        | 0,073                             |
| $\omega$   | 59                                 | 490                               | $\phi\phi$            | 0,076                             |
| $\phi$     | 39                                 | 460                               | $\rho^0\omega$        | 1,6                               |
| J/ $\psi$  | 0.29                               | 32                                | $\rho^0\phi$          | 1,6                               |
| $\Upsilon$ |                                    | 150 $\mu\text{b}$                 | $\rho^0\text{J}/\psi$ | 0,2                               |

Klein S. and Nystrand J.,  
Phys. Rev. C 60 (1999) 014903



Плотность мягких глюонов в ядрах  $g_A(x, Q^2)$  является ключевым параметром, характеризующим свойства высокотемпературной кварк-глюонной среды, формирующейся в центральных столкновениях ультрарелятивистских ядер. Одним из способов исследования  $g_A(x, Q)$  при малых  $x$  является изучение процессов фоторождения кваркониев

HERA:  $\gamma p \rightarrow V p$  ( $V=J/\Psi, \Upsilon$ ) very sensitive to gluon distrib. at small- $x$ :

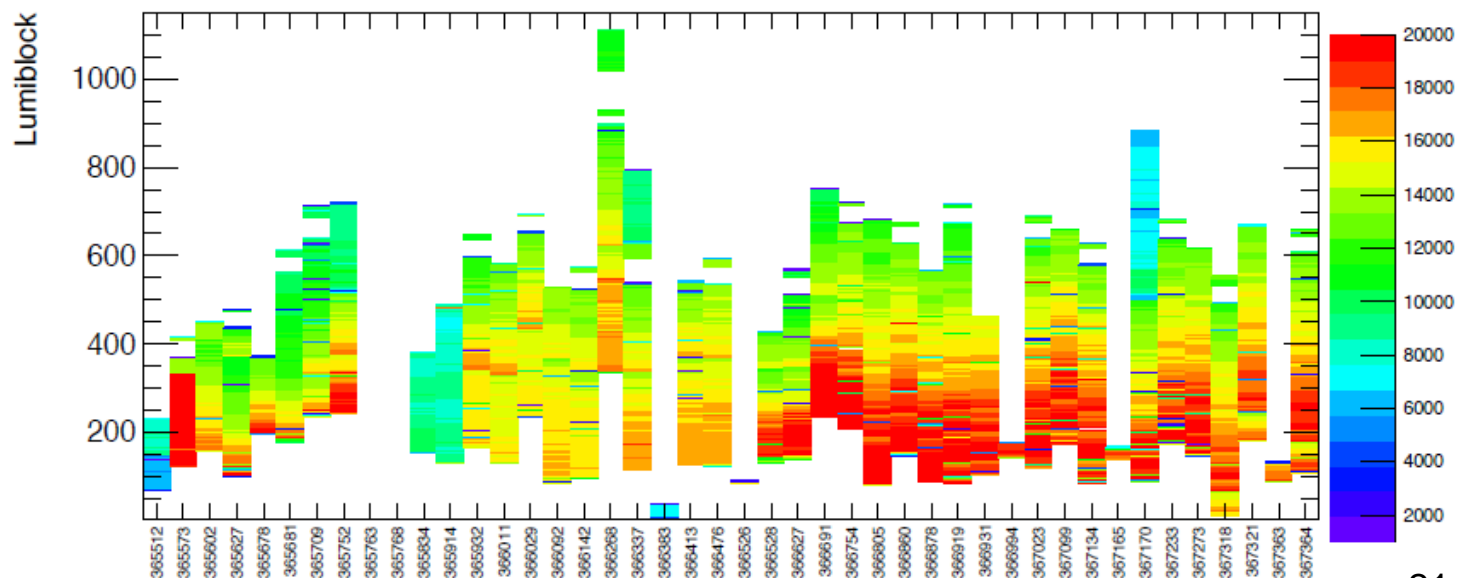
Perturbative process:  $\frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow V p)}{dt} \Big|_{t=0} = \frac{\alpha_s^2 \Gamma_{ee}}{3\alpha M_V^5} 16\pi^3 [xG(x, Q^2)]^2$ , with  $Q^2 = M_V^2/4$   
 $x = M_V^2/W_{\gamma p}^2$

Likewise RHIC, LHC:  $\gamma A \rightarrow V A$  ( $V=J/\Psi, \Upsilon$ ) in UPC A+A clean measurement of:

➤ Nuclear  $G_A(x, Q^2)$  at small- $x$ :  $x(J/\Psi) \sim 4 \cdot 10^{-4}$ ,  $x(\Upsilon) \sim 10^{-3}$  at LHC ( $y=0$ )

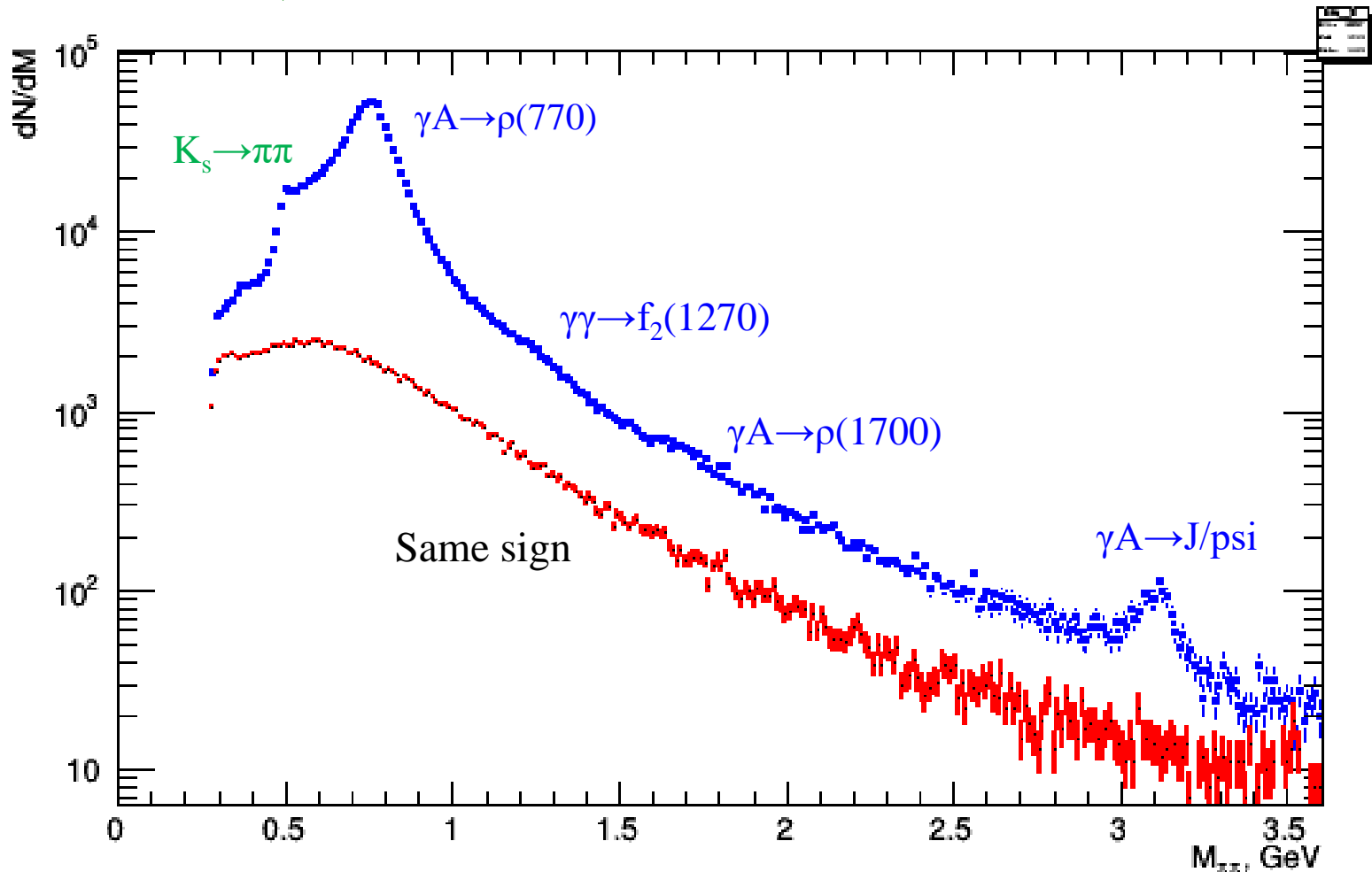
# Набор данных

- Pb+Pb run 2018
- 39 good runs
- $L_{\text{int}} = 1.44 \text{ nb}^{-1}$
- $N_{\text{tot}} = 220 \text{ M}$
- Триггер
  - HLT\_mb\_sptrk\_exclusiveloose\_vetosp1500\_L1VTE20
  - $N \sim 50 \text{ M}$

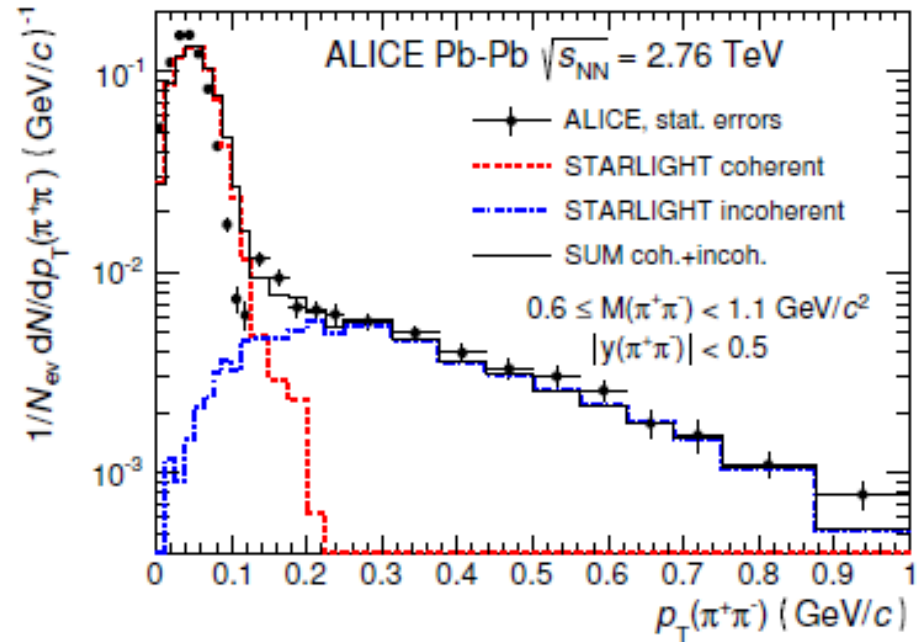
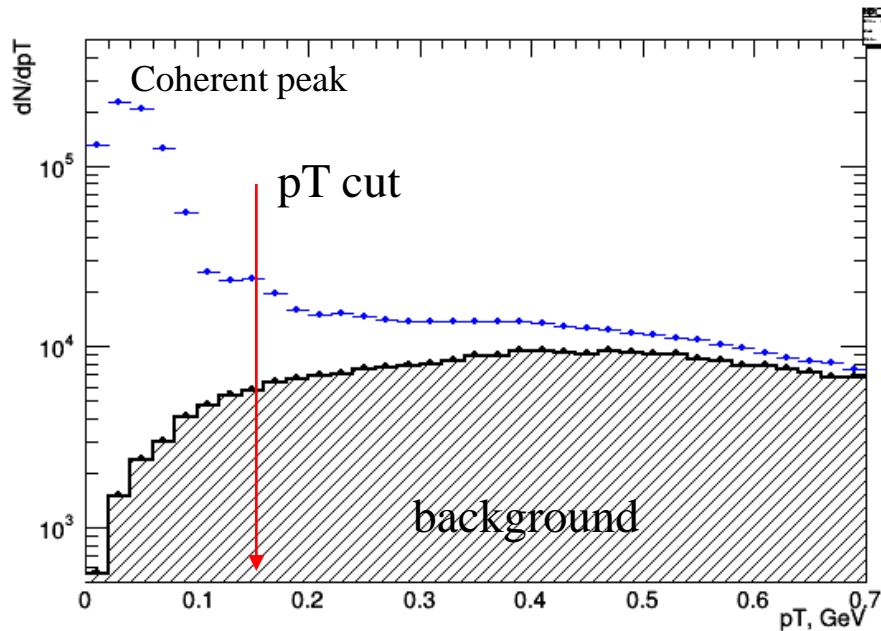


# Распределение по инвариантной массе $\pi^+\pi^-$

- Доп. условия:
  - Число треков==2
  - $n_{\text{Pit}} \geq 1$ ;  $n_{\text{SCT}} > 3$

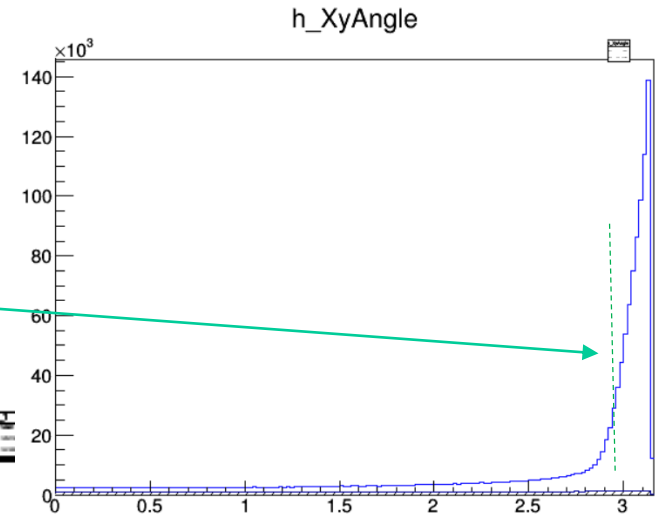
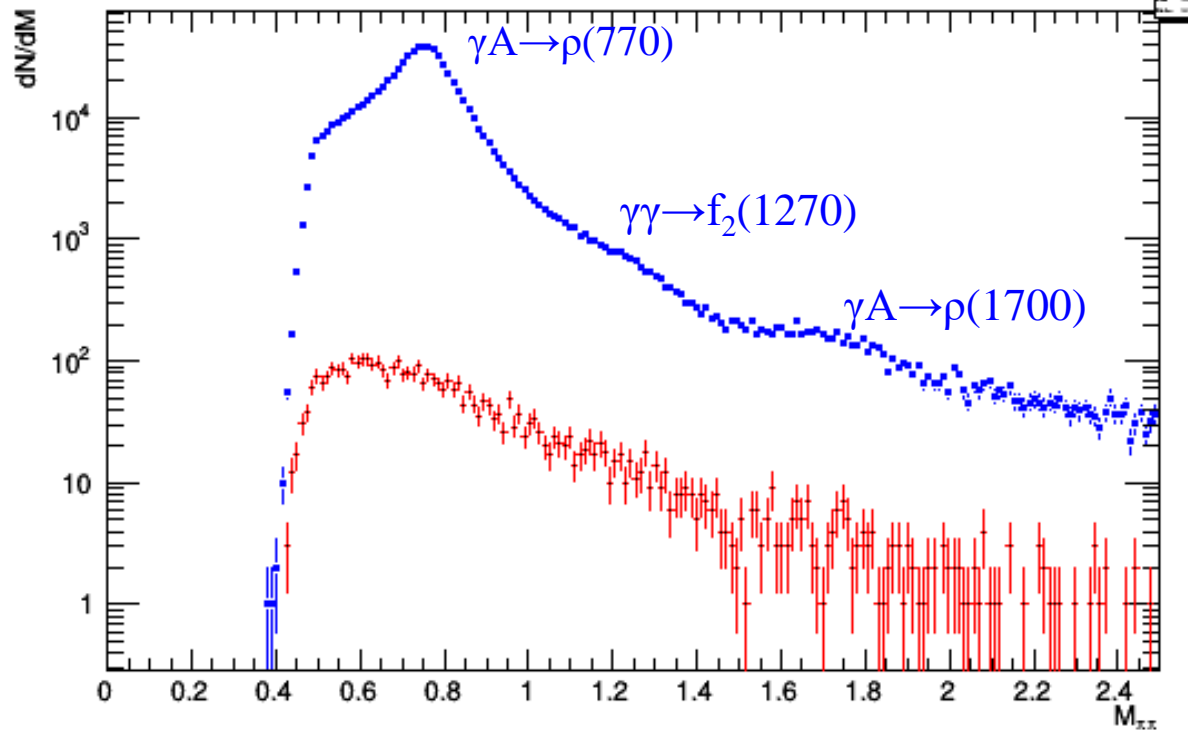


# Распределение по поперечному импульсу $\pi^+\pi^-$



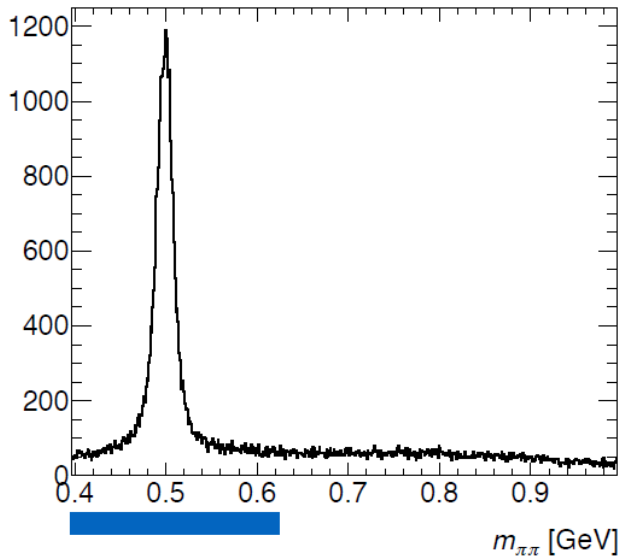
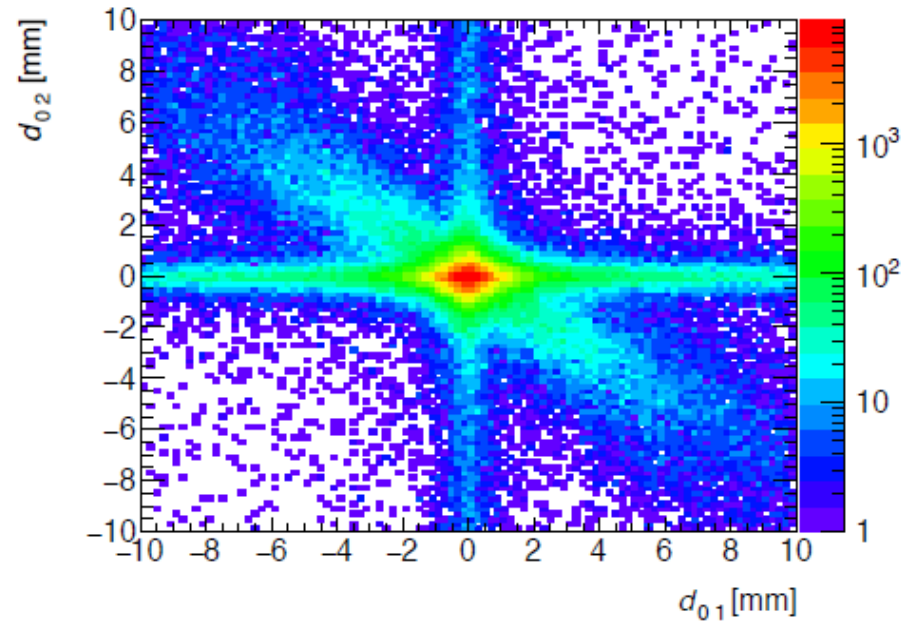
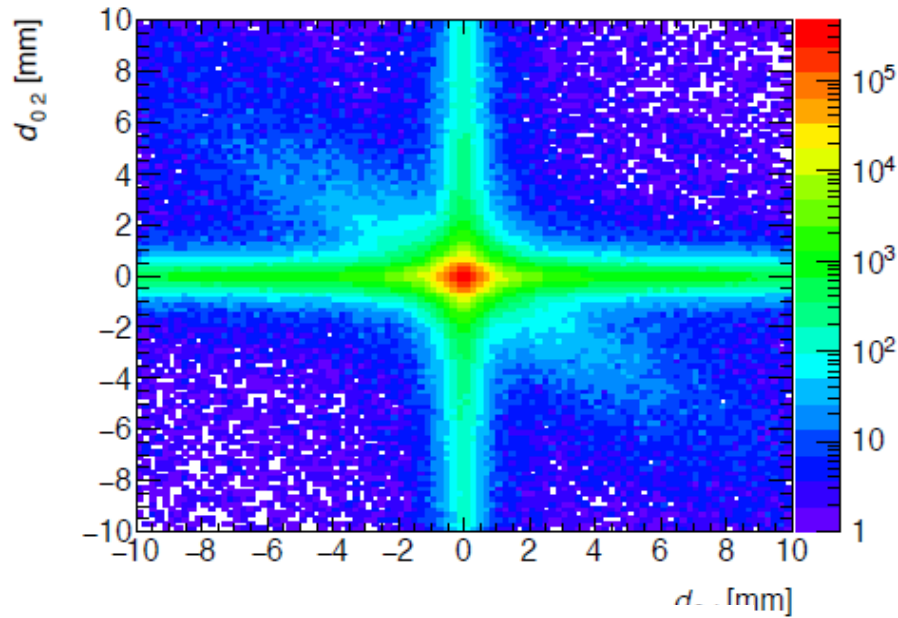
# Распределение по инвариантной массе $\pi^+\pi^-$

- Доп. ограничения
  - $p_T(2\pi) < 0,12 \text{ GeV}$
  - $X_{y\text{Angle}} > 3,0$  (back to back)





# $K_s$ in $\pi^+\pi^-$ $K_s$ mass window



$$d_{01} \cdot d_{02} < 2.25 \text{ mm}^2$$

# *The $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ final states*

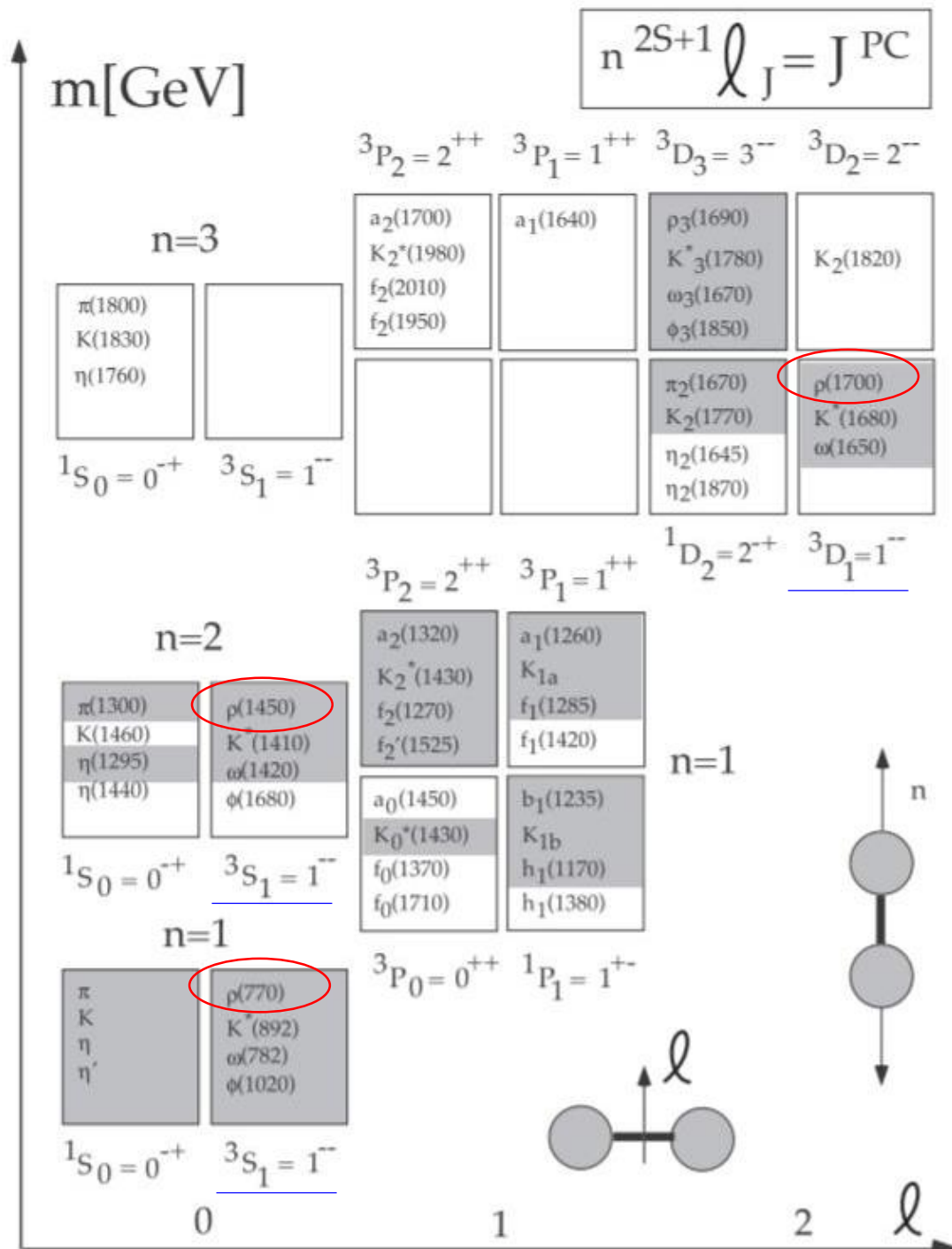
- Study of the  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  photonuclear production in ultra-peripheral Pb+Pb collisions at 5.02 TeV
- The  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  has not yet been studied at such energies
- There are several inserting channels for the production of the  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  final states, for example:
  - Photon+pomeron  $\rightarrow \rho' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ 
    - in paper arXiv:0912/0604v2[nucl-ex] the  $\rho'$  production cross section estimated ~13% of that of the  $\rho^0(770)$  meson
  - Photon+pomeron  $\rightarrow \rho^0\phi \rightarrow \rho K_L K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ 
    - $\sigma(\rho^0\phi) \sim 1,6$  mb
  - Photon+pomeron  $\rightarrow \rho^0\omega \rightarrow (\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ 
    - $\sigma(\rho^0\omega) \sim 1,6$  mb
  - Photon+photon  $\rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ 
    - $\sigma(\rho^0\rho^0) \sim 8,8$  mb

# $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ photoproduction

- The PDG currently lists two excited  $\rho^0$  states
  - $\rho^0(1450)$  [ $^3S_1$ ] – radially excited 2S state
  - $\rho^0(1700)$  [ $^1D_1$ ] – orbitally excited 3D state

which are seen in various production modes and decay channels including two- and four-pion final states.

- The nature of these states is still an open question, because their decay patterns do not match quark model predictions.
- Little data exist on high-energy photoproduction of excited  $\rho^0$  states in the **four-pion decay channel**.
  - Most of them are from photon-proton or photon-d(or C) fixed target experiments at photon energies in the range from 3.0 to 70 GeV.
  - Latest data is the photoproduction of  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  in UPC Au+Au at 200 GeV at the STAR



# $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ photoproduction

- These experiments observe a broad structure in the four-pion invariant mass distribution at masses ranging from  $1430 \pm 50 \text{ MeV}/c^2$  to  $1570 \pm 60 \text{ MeV}/c^2$  and with widths between  $340 \pm 60 \text{ MeV}/c^2$  and  $850 \pm 200 \text{ MeV}/c^2$  that the PDG assigns to the  $\rho^0(1700)$ -(1450).

| Mass (MeV)       | Year | Reaction                             | Reference                                |
|------------------|------|--------------------------------------|--|
| 1430±50          | 1972 | 9.3 $\gamma p \rightarrow p 4\pi$    | Bingham, Phys.Lett. 41B 635              |
| 1450±100         | 1974 | 9-18 $\gamma p \rightarrow p 4\pi$   | Schacht, Nucl.Phys. B81 205              |
| 1550±50          | 1974 | 5.5-19 $\gamma p \rightarrow p 4\pi$ | Schacht, Nucl.Phys. B81 205              |
| 1550±60          | 1974 | $e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)$   | Conversi, Phys. Lett. 52B 493            |
| 1570±60          | 1975 | 7.5 $\gamma d \rightarrow d 4\pi$    | Alexander, Phys. Lett. 57B 487           |
| 1500             | 1979 | 50 $\gamma C \rightarrow p 4\pi$     | Atiya, Phys. Rev. Lett. 43 1691          |
| 1780             | 1980 | 11 $e^-p \rightarrow e^-p 4\pi$      | Killian, Phys. Rev. D21 3005             |
| 1666±39          | 1980 | $e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)$   | Bacci, Phys. Lett. 95B 139               |
| 1654±25          | 1981 | $\pi^+d \rightarrow p p 4\pi$        | DiBianca, Phys.Rev. D23 595              |
| 1520±30          | 1981 | 20-70 $\gamma p \rightarrow p 4\pi$  | Aston, Nucl. Phys. B189 15               |
| 1570±20          | 1982 | $e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)$   | Cordier, Phys. Lett. 109B 129            |
| 1465±25; 1700±20 | 2001 | (anti)pd $\rightarrow p 4\pi$        | Crystal BARREL Collaboration             |
| 1540±40          | 2007 | $AuAu \rightarrow Au^* Au^* 4\pi$    | Abelev (STAR coll.), Phys.Rev.C81 044901 |

| Reaction (E $\gamma$ , GeV)                            |  |   | exp(-bt)   |
|--|--|---|--|
| $\gamma p \rightarrow p 4\pi$ (9,3)                    | $\sigma(\rho' \rightarrow \rho^0 \pi^- \pi^+) = 1,6 \mu\text{b}$   | $R = (\rho' \rightarrow \pi^- \pi^+) / (\rho' \rightarrow \rho^0 \pi^- \pi^+) = 0,2$  | $b = 5,6 \text{ GeV}^{-2}$   |
| $\gamma p \rightarrow p 4\pi$ (4,4)<br>(7,1)<br>(12,7) | $\sigma(\gamma p \rightarrow p \rho') = 1,3 \mu\text{b}$<br>$= 1,0 \mu\text{b}$<br>$= 1,6 \mu\text{b}$   |   | $b = 6,6 \text{ GeV}^{-2}$<br>$b = 7,3 \text{ GeV}^{-2}$<br>$b = 4,9 \text{ GeV}^{-2}$ |
| $\gamma d \rightarrow d 4\pi$ (7,5)                    | $\sigma(\gamma d \rightarrow d \rho') = 0,84 \mu\text{b}$<br>(t < 0,2)   | $(f_{\rho'}^2) / (f_{\rho}^2) = 6,0$  | $b = 7,5 \text{ GeV}^{-2}$   |
| $\gamma C \rightarrow p 4\pi$ (50)                     | $\sigma(\gamma C \rightarrow \rho' \rightarrow 2\pi) = 67 \text{ nb/N}$<br>$\sigma(\gamma C \rightarrow \rho' \rightarrow 4\pi) = 1 \mu\text{b/N}$ |   | $b = 64,6 \text{ GeV}^{-2}$  |
| $\gamma p \rightarrow p 4\pi$ (20-70)                  |  | $R = \sigma(\rho' \rightarrow \pi^- \pi^+) / \sigma(\rho^0) = 0,01$<br>$R = (\rho' \rightarrow \pi^- \pi^+) / (\rho' \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+) = 0,13$   |  |
| $\text{AuAu} \rightarrow \text{Au}^* \text{Au}^* 4\pi$ |  | $R = (\rho' \rightarrow \pi^- \pi^+) / (\rho' \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+) = 0,012$<br>$\frac{\sigma_{4\pi, XnXn}^{coh}}{\sigma_{\rho, XnXn}^{coh}} = \frac{\sigma_{\rho', XnXn}^{coh} \cdot B(\rho' \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-)}{\sigma_{\rho, XnXn}^{coh}} = 16\%$<br>$\sigma_{\rho', 0n0n}^{coh} = 53 \text{ mb}$ |  |

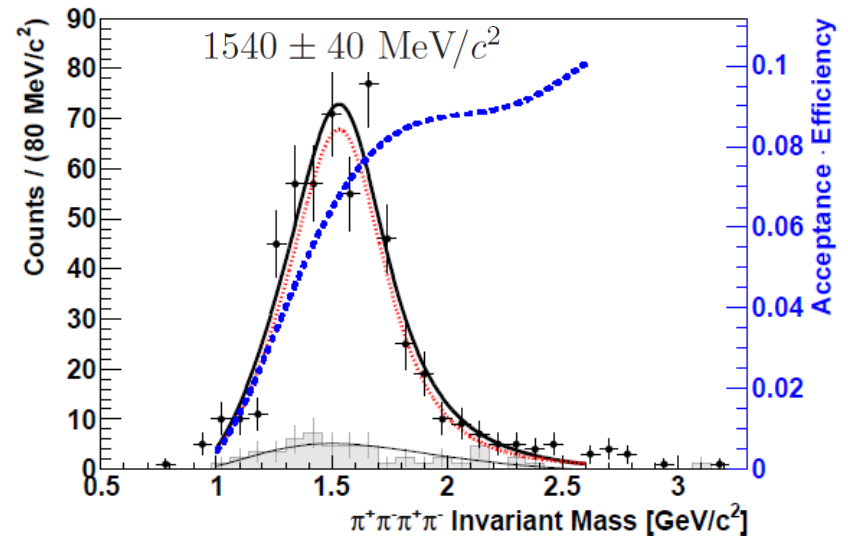
# STAR results

Observation of  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  Photoproduction in Ultra-Peripheral Heavy Ion Collisions  
at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV at the STAR Detector

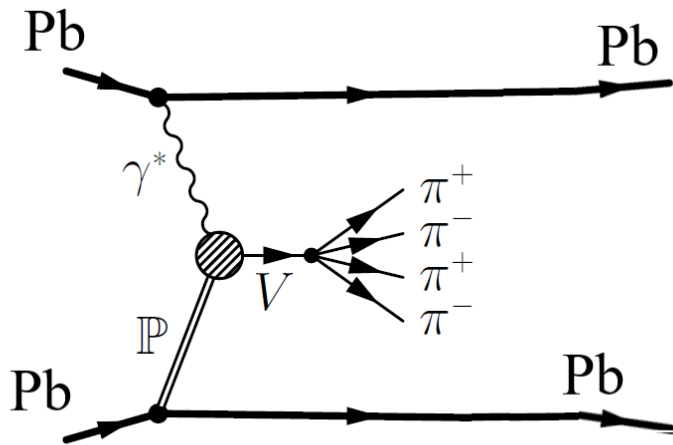
[arXiv:0912.0604v2](https://arxiv.org/abs/0912.0604v2) [nucl-ex] 25 Feb 2010

$$\rho' \rightarrow \rho^0(770) f_0(600) \rightarrow [\pi^+\pi^-]_{P\text{-wave}} [\pi^+\pi^-]_{S\text{-wave}}$$

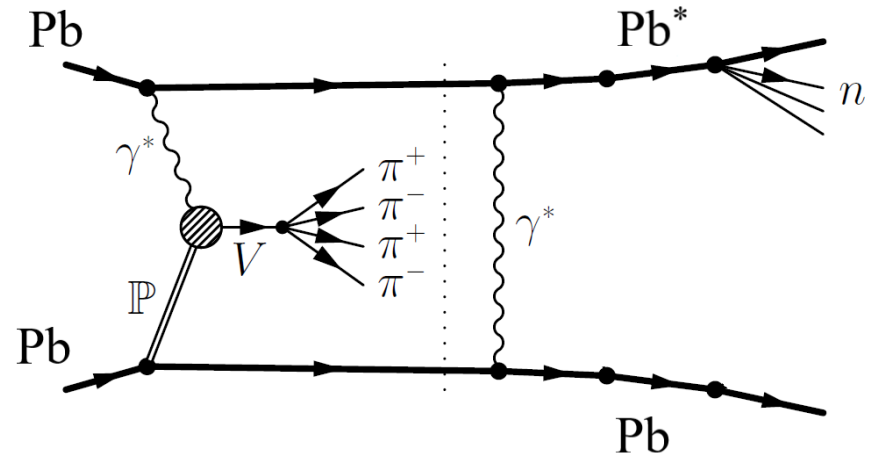
confidence level. The coherent  $\rho'$  production cross section is  $13.4 \pm 0.8_{\text{stat.}} \pm 4.4_{\text{syst.}}\%$  of that of the  $\rho^0(770)$  meson.



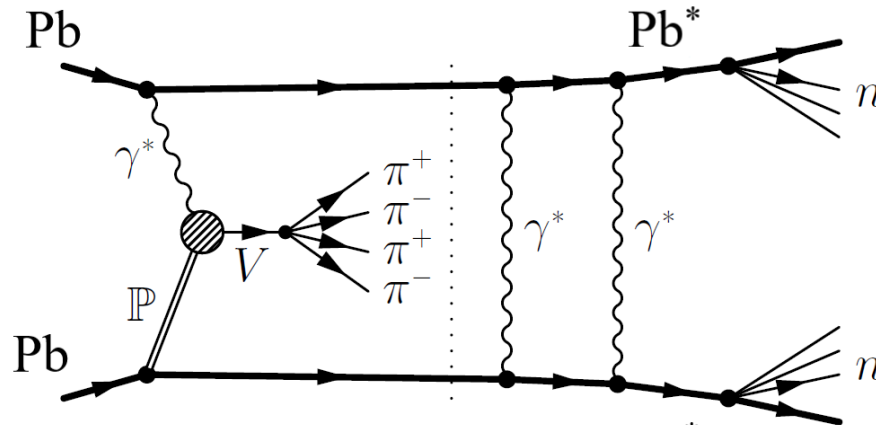
# $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ photoproduction



$\text{PbPb} \rightarrow \rho(1450)\text{PbPb}$



$\text{PbPb} \rightarrow \rho(1450)\text{PbPb}^*$

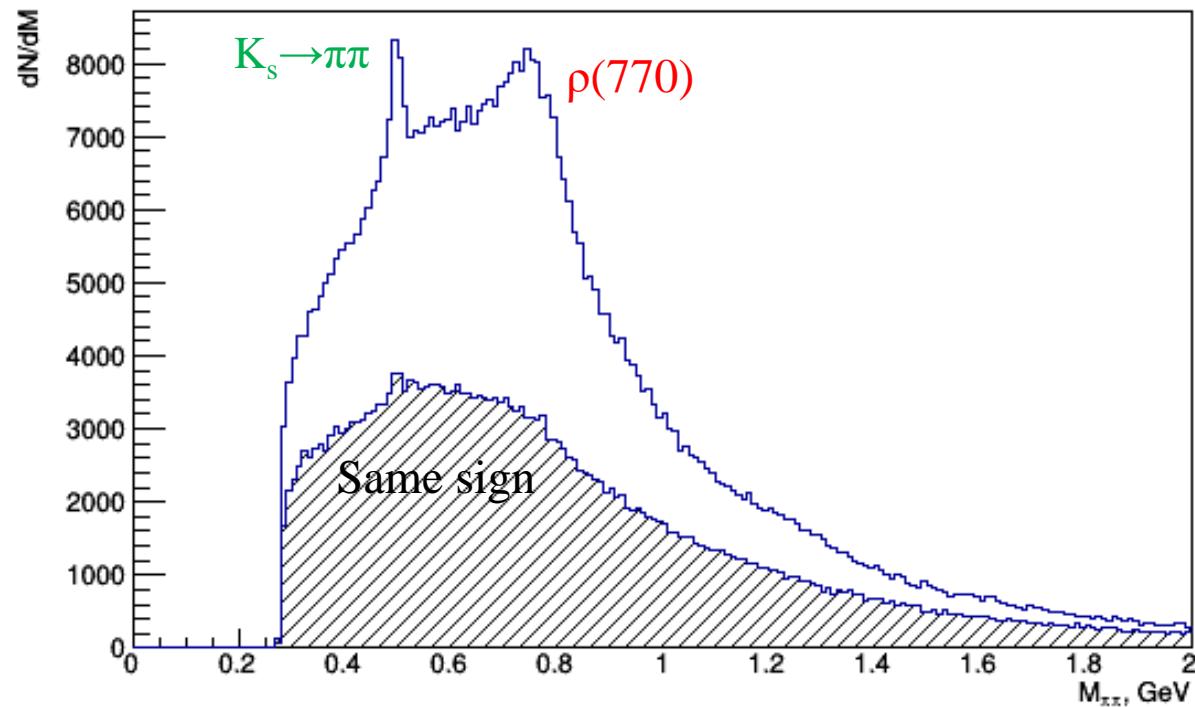


$\text{PbPb} \rightarrow \rho(1450)\text{Pb}^*\text{Pb}^*$



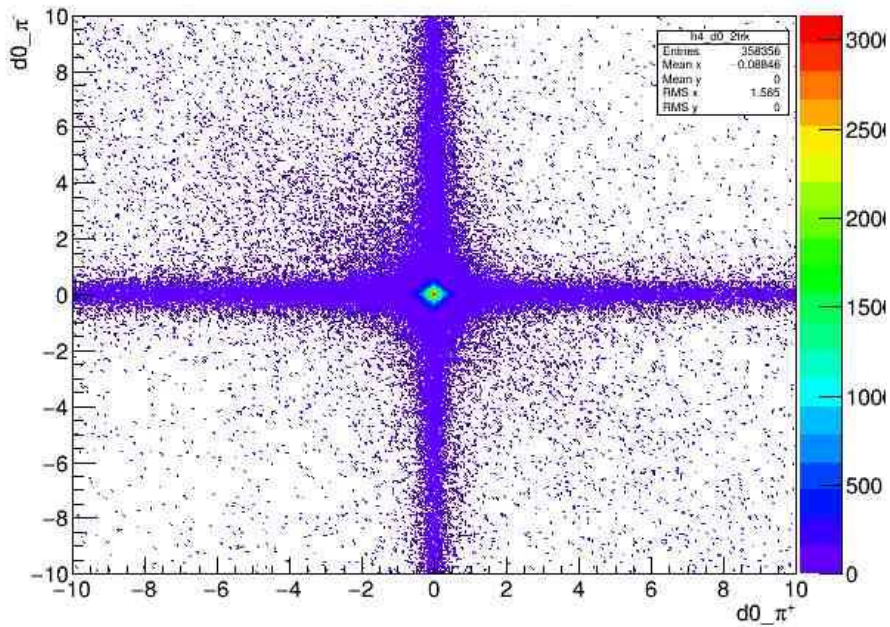
# Распределение $\pi^+\pi^-$ из системы 4-х $\pi$

- Распределение по инвариантной массе  $\pi^+\pi^-$  в 4-х трековом событии

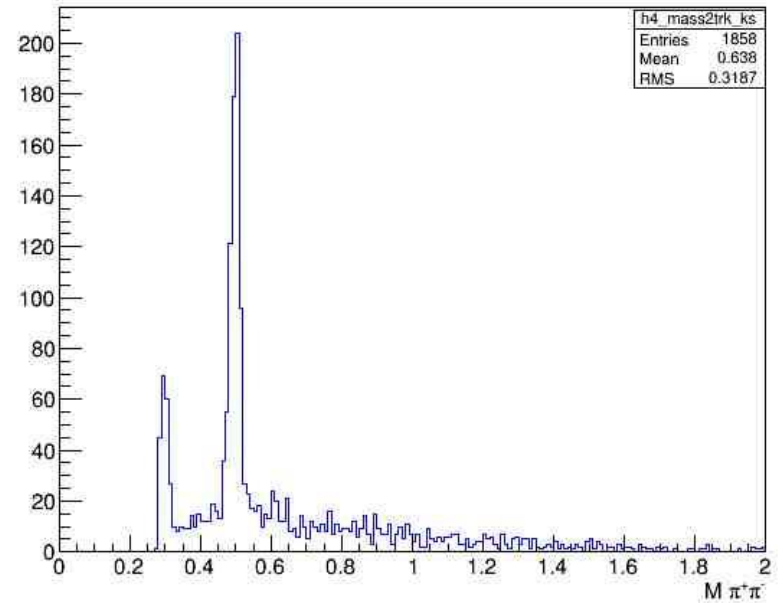


$$\rho^0 \phi \rightarrow \rho K_L K_S \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- ???$$

# $K_s$ in $\pi^+\pi\pi^+\pi$

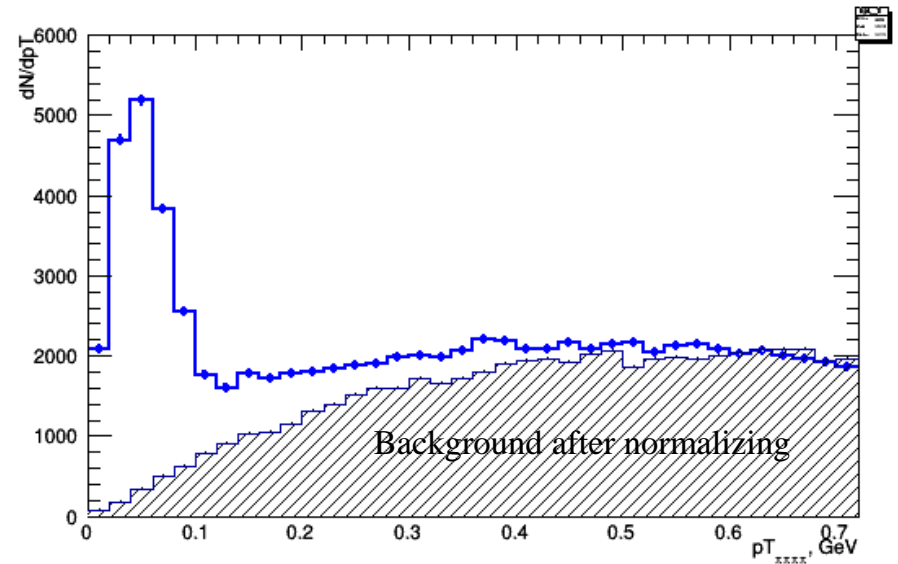
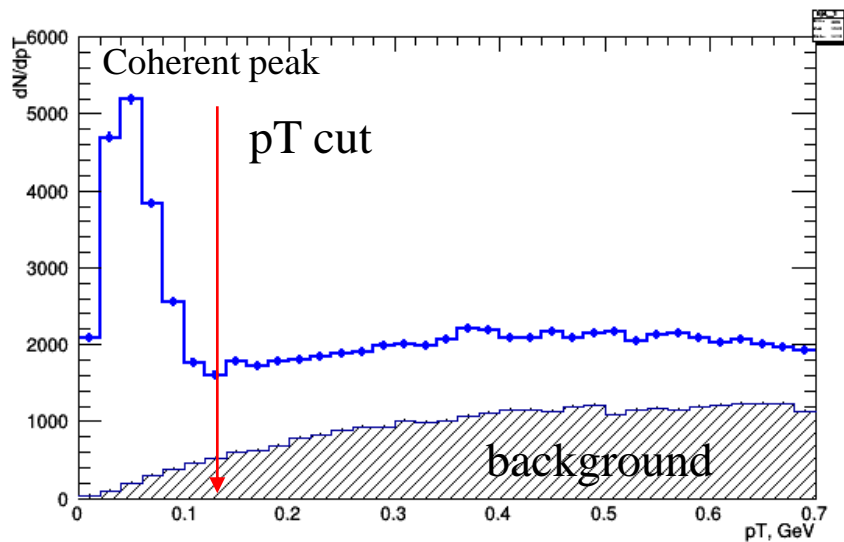


without pT cut +  $d0(\pi^+) * d0(\pi^-) < 2,25 \text{mm}^2$

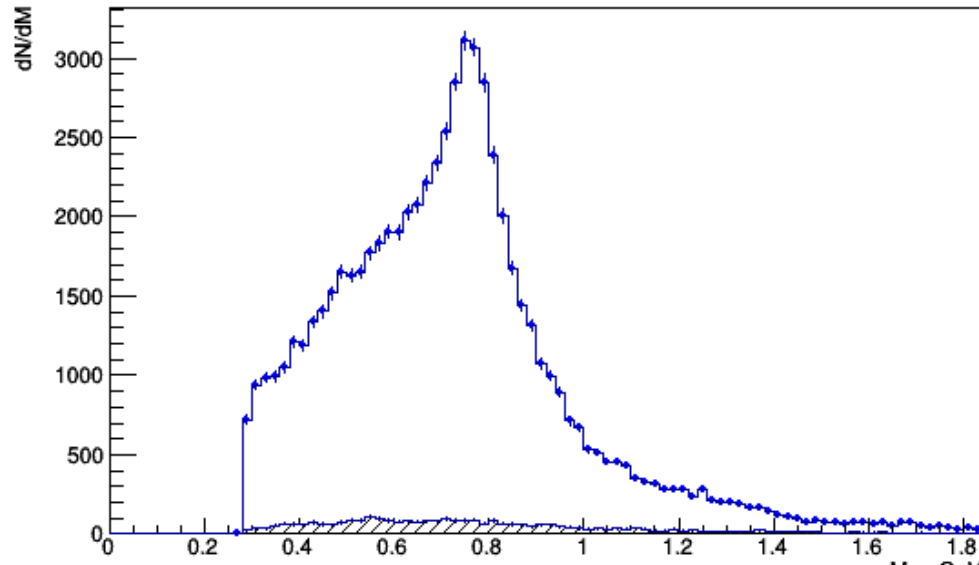


# Распределение по поперечному импульсу 4-х $\pi$

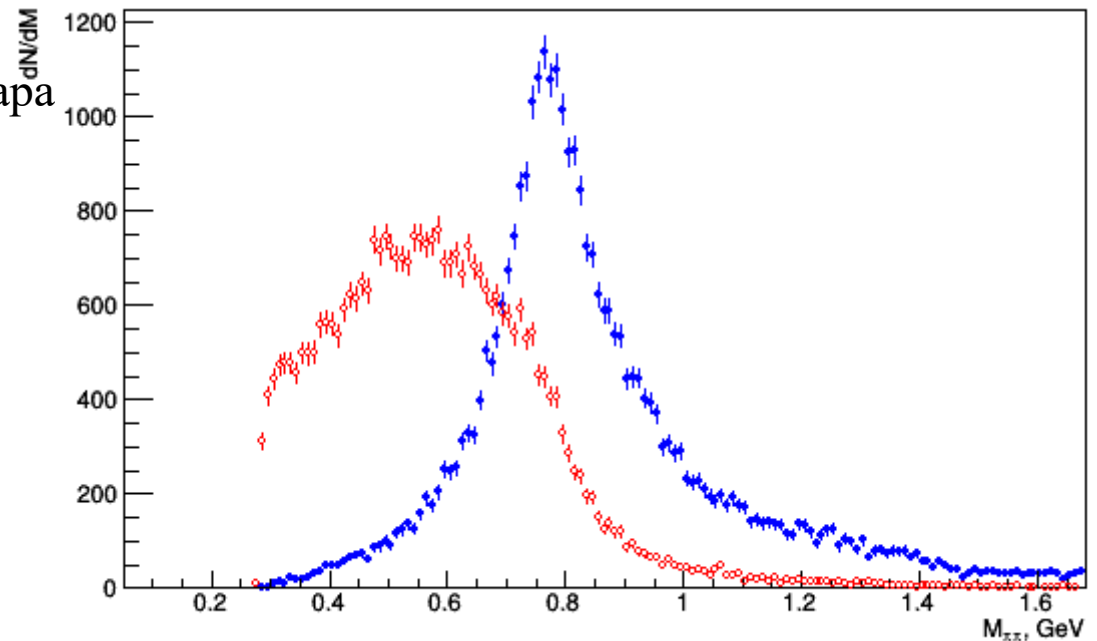
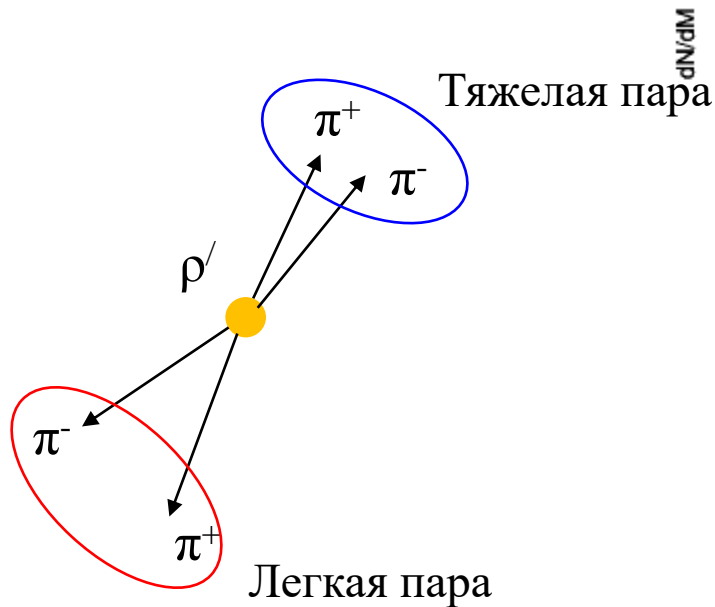
- Условия для отбора 4-х частичных событий
  - число треков==4
  - $n_{\text{Pix}} \geq 1$
  - $n_{\text{SCT}} > 3$
  - $|d_0| < 1,5$
  - $Q=0$  – signal;  $Q=+2$  or  $-2$  - background



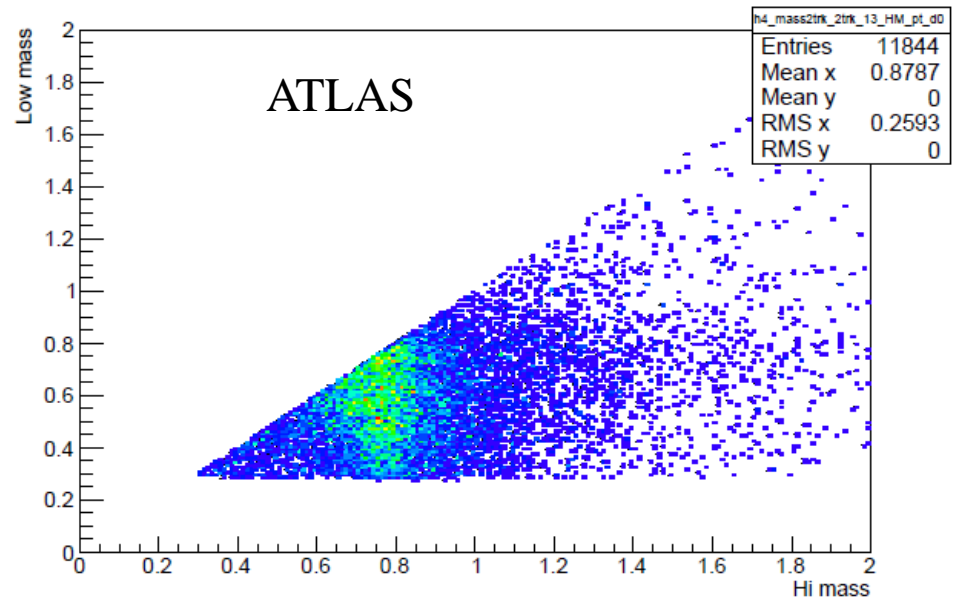
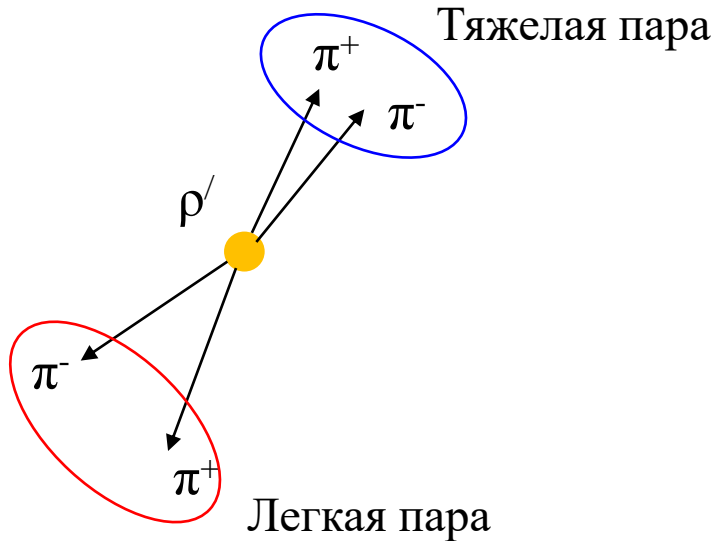
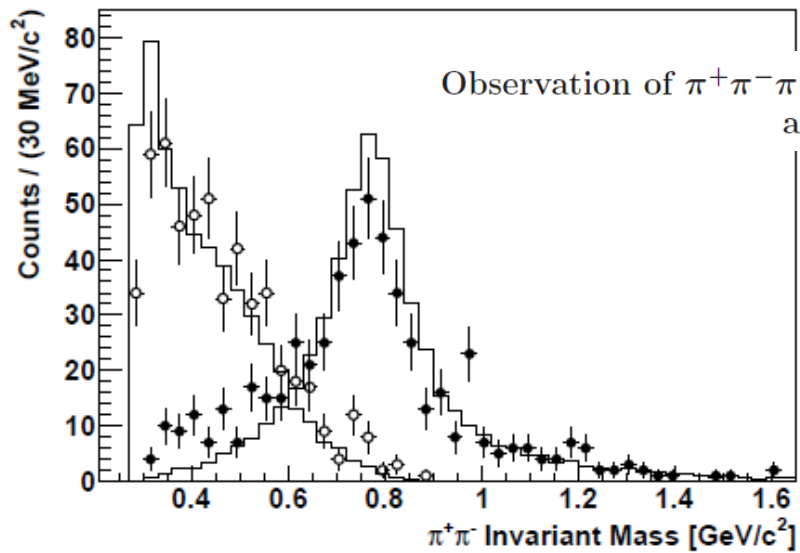
# Распределение $\pi^+\pi^-$ из системы 4-х $\pi$



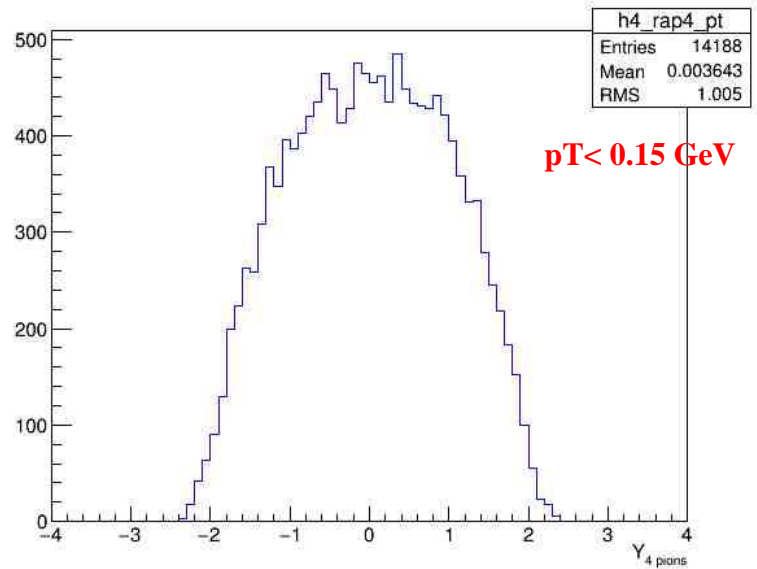
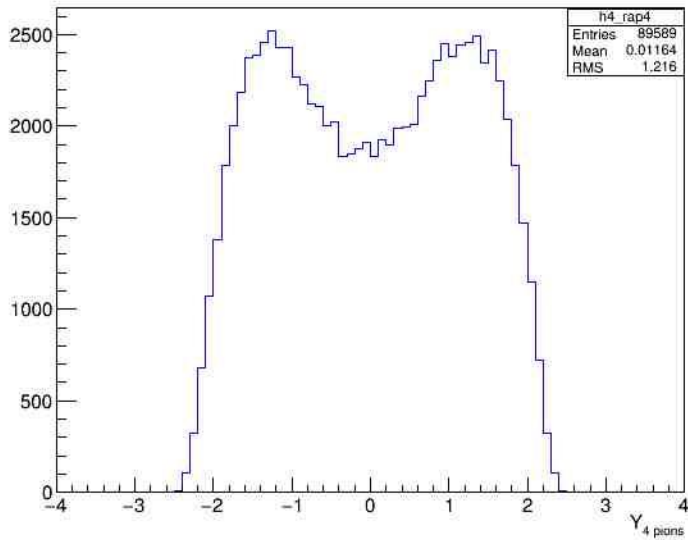
- Доп. ограничения
  - $p_T(4\pi) < 0,12$  GeV
  - $d_0 < 1,5$



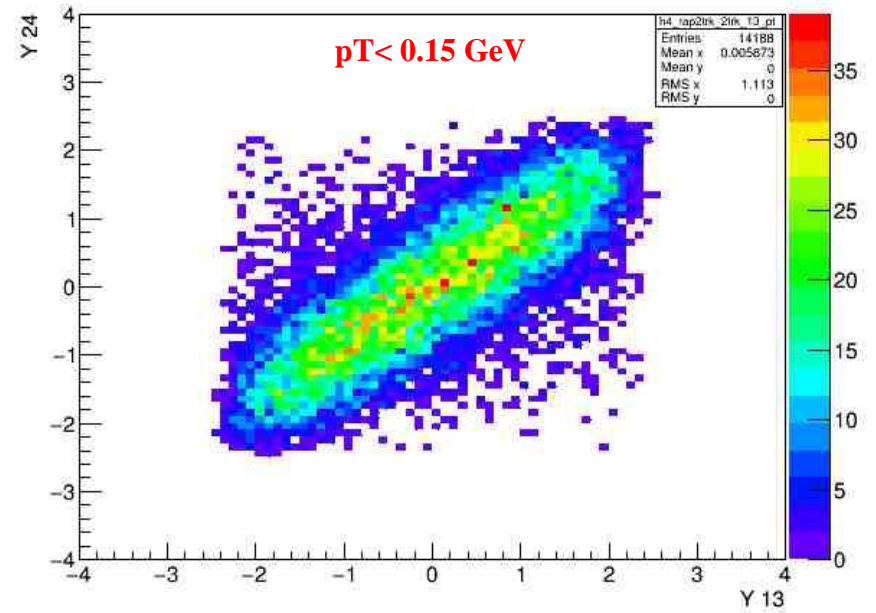
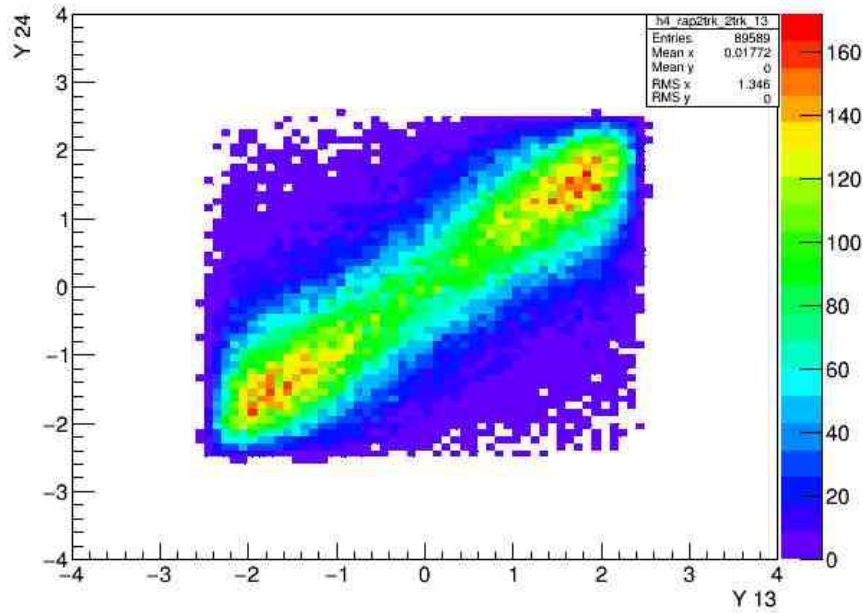
# Распределение $\pi^+\pi^-$ из системы 4-х $\pi$



# Rapidity $4-\chi\pi$

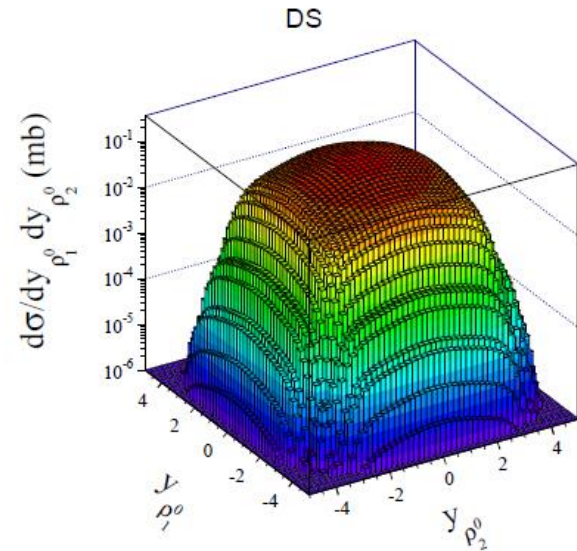
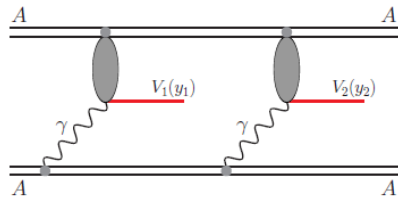


# Rapidity $4-\chi\pi$



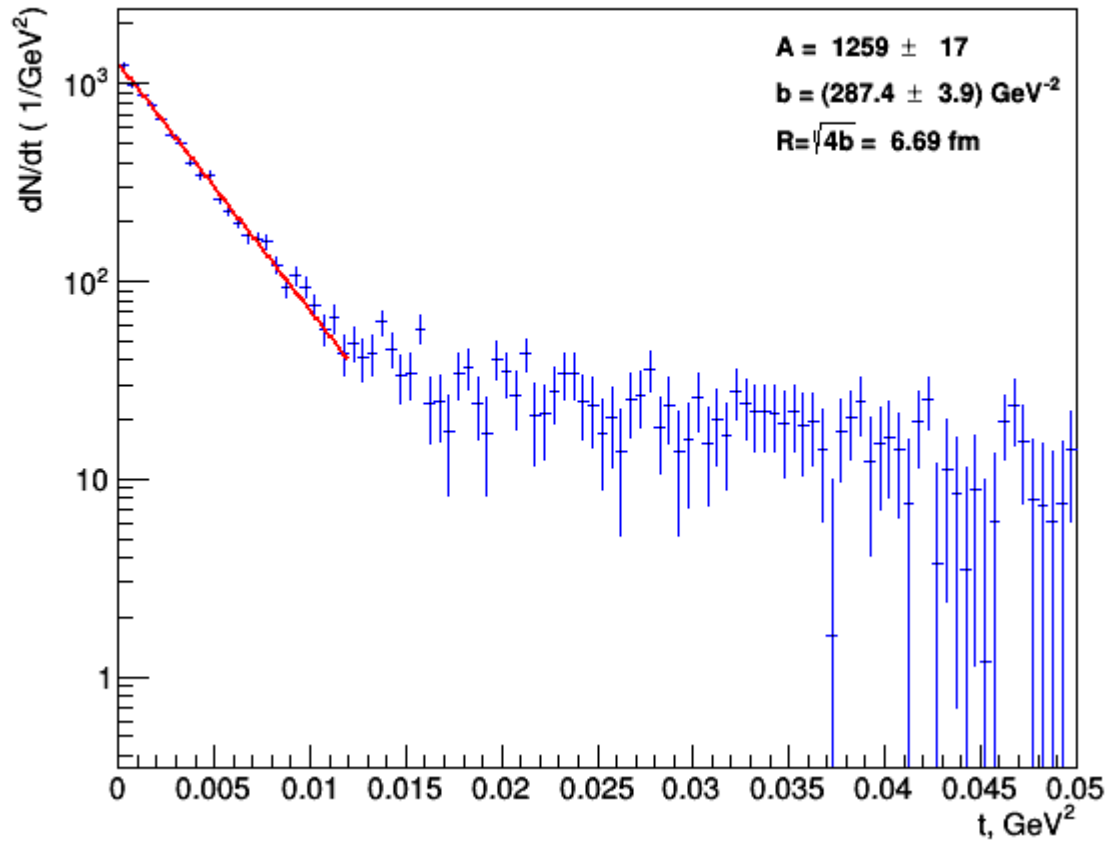
Double-scattering mechanism in exclusive  $AA \rightarrow AA\rho^0\rho^0$  reaction at ultrarelativistic collisions

arXiv:1309.2463v1 [nucl-th] 10 Sep 2013



# *t* distribution

dN/dt distribution



$$\frac{d\sigma}{dt} = A_V \exp(-bt)$$

$$A_V = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0}$$

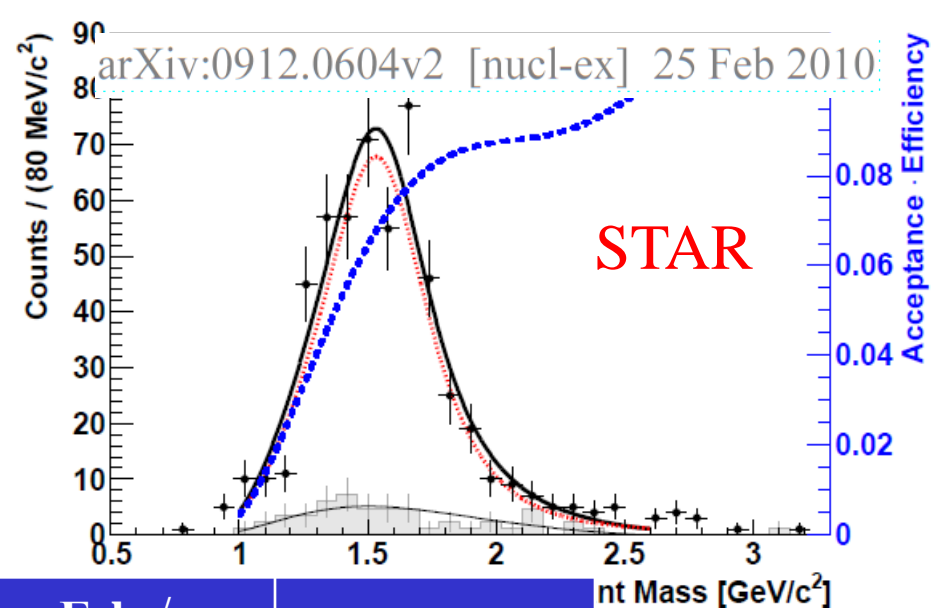
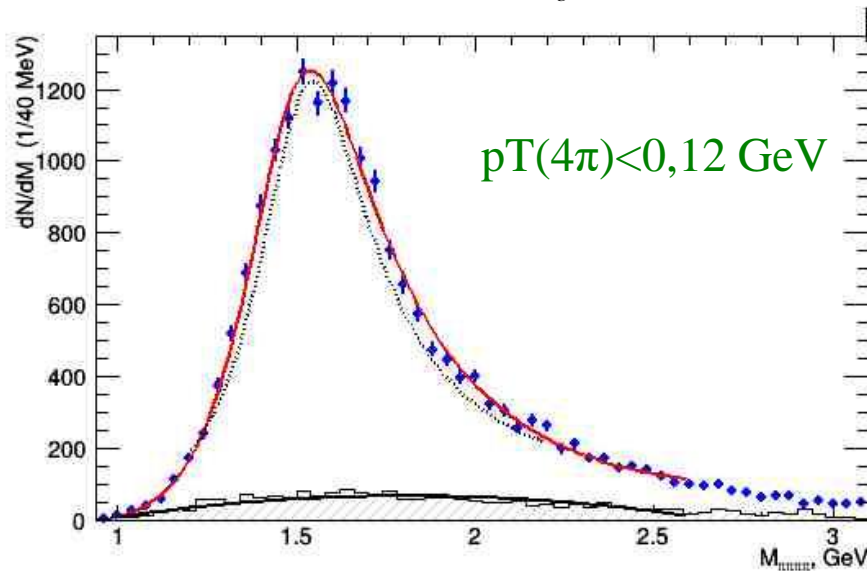


# Распределение по инвариантной массе $\pi\pi\pi\pi$

- Феноменологическая параметризация (Ross and Stodolsky):

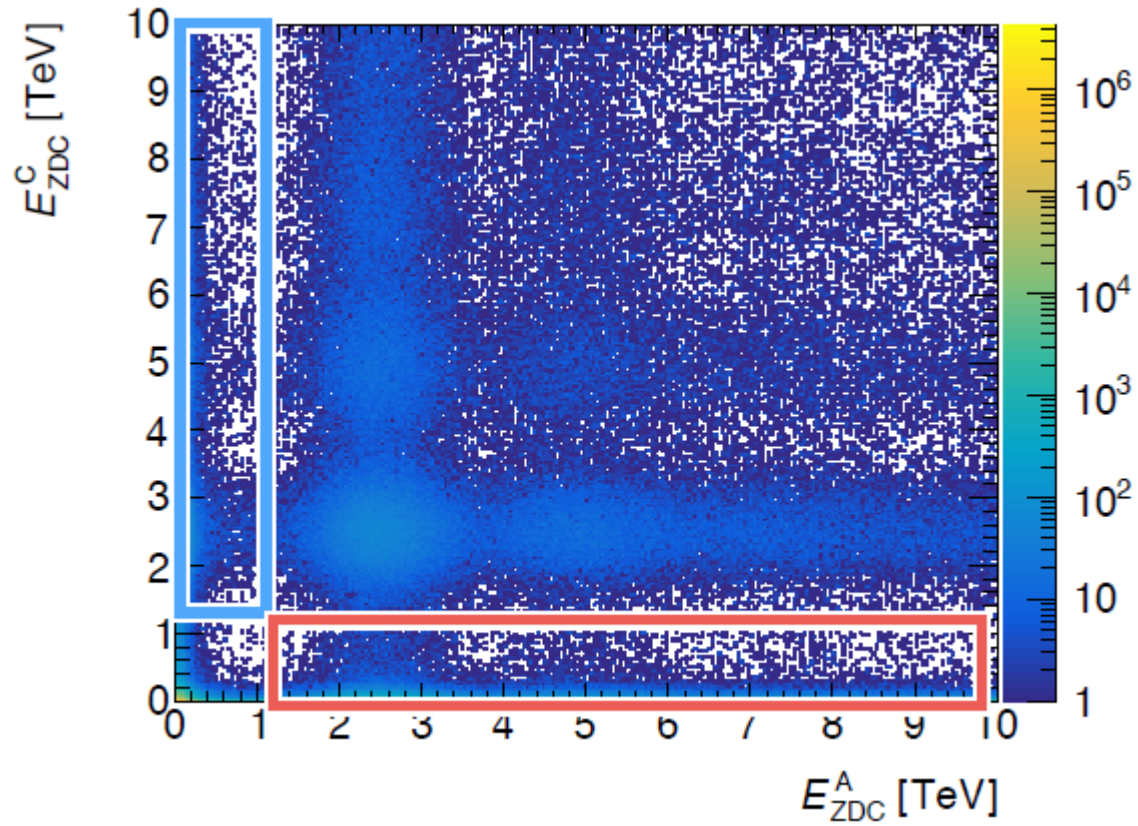
$$f(m) = f_{\rho\omega} \left( \frac{m_0}{m} \right)^n \frac{m_0^2 \Gamma_0^2}{(m_0^2 - m^2)^2 + m_0^2 \Gamma_0^2} + f_{bg}(m)$$

$f_{bg}(m)$  – polynomial of a second order



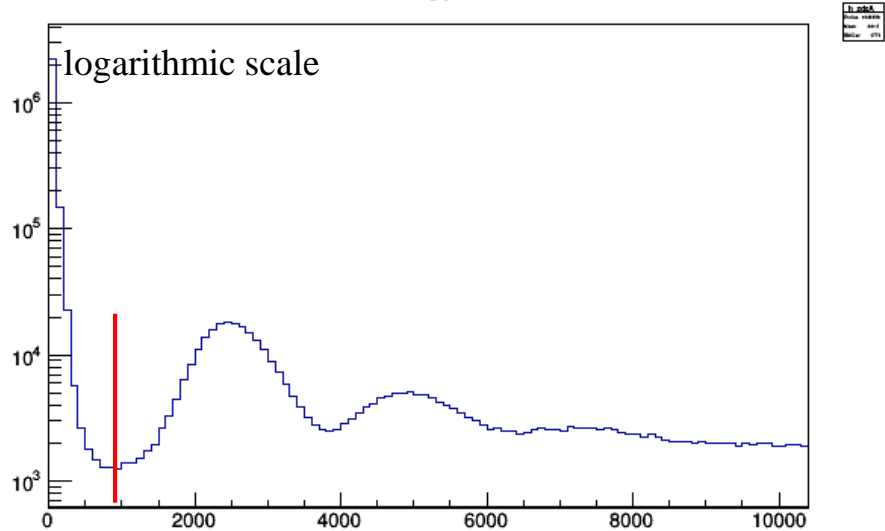
|       | $M_{\rho\omega}$ | $\Gamma_{\rho\omega}$ | $n$           |
|-------|------------------|-----------------------|---------------|
| STAR  | $1540 \pm 40$    | $570 \pm 60$          | $2,4 \pm 0,7$ |
| ATLAS | $1460 \pm 10$    | $477 \pm 14$          | $4,3 \pm 0,2$ |
| PDG   | $1465 \pm 25$    | $400 \pm 60$          |               |

# ZDC

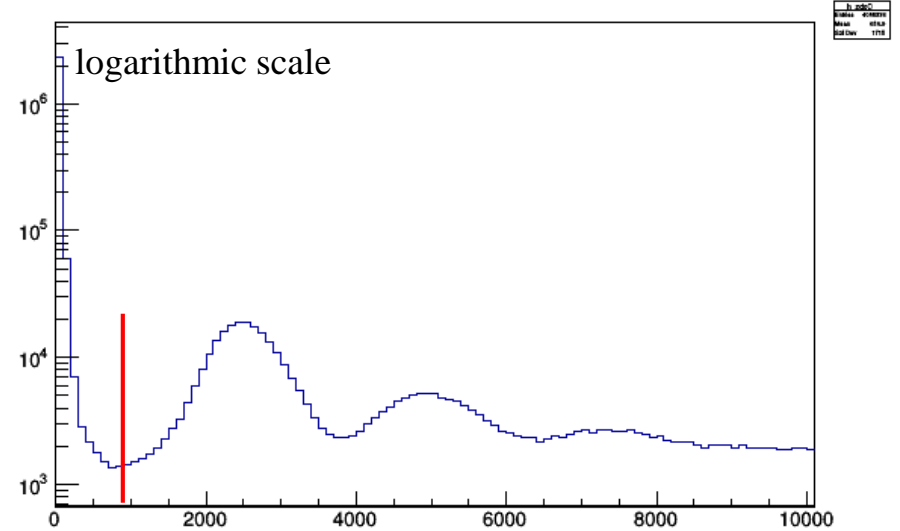


# ZDC selection

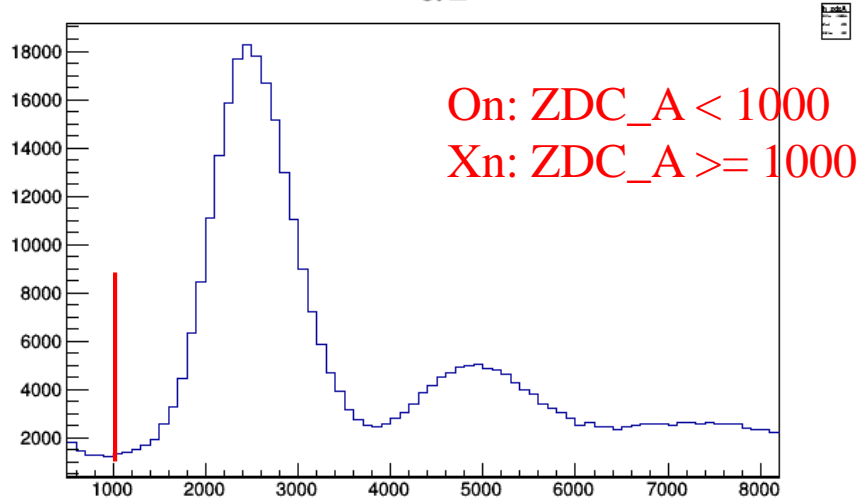
Energy\_A



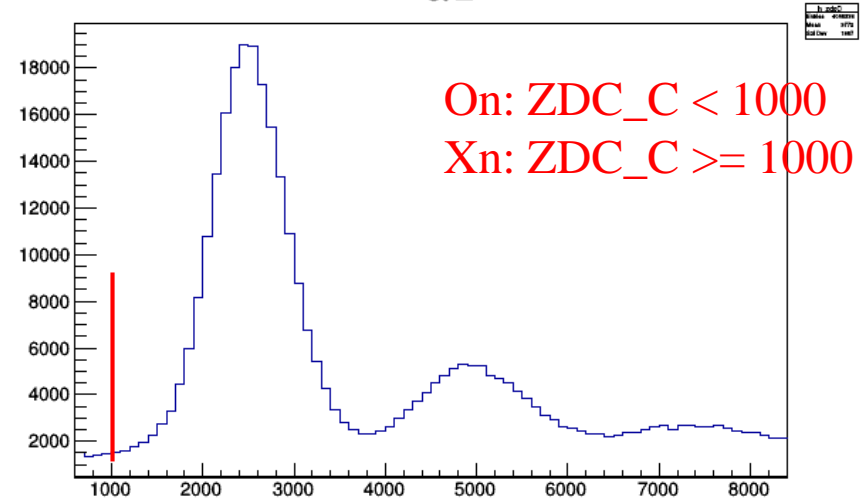
Energy\_C

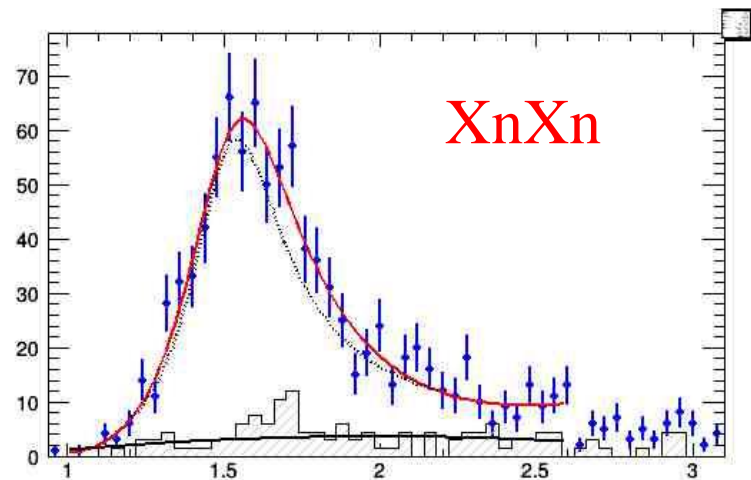
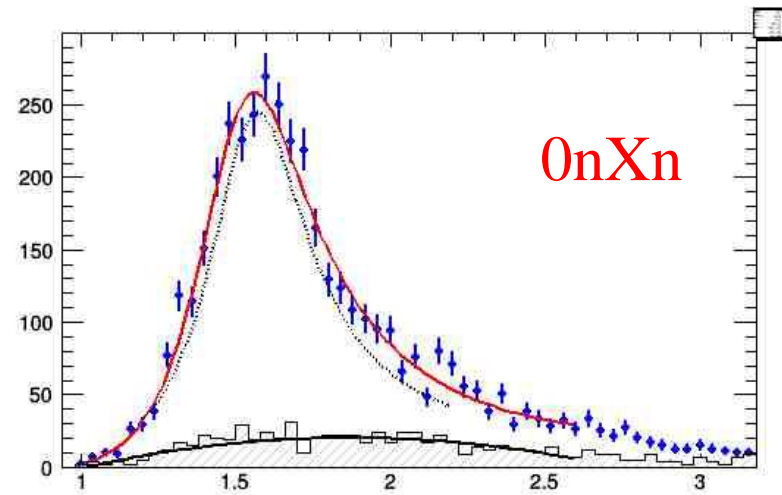
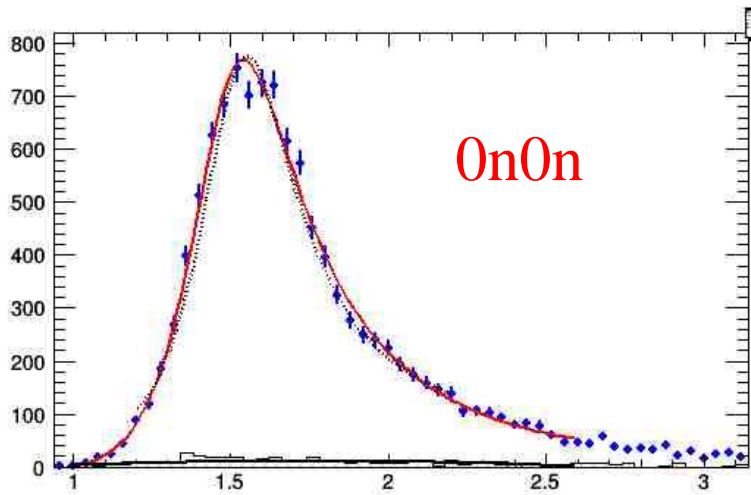


Energy\_A



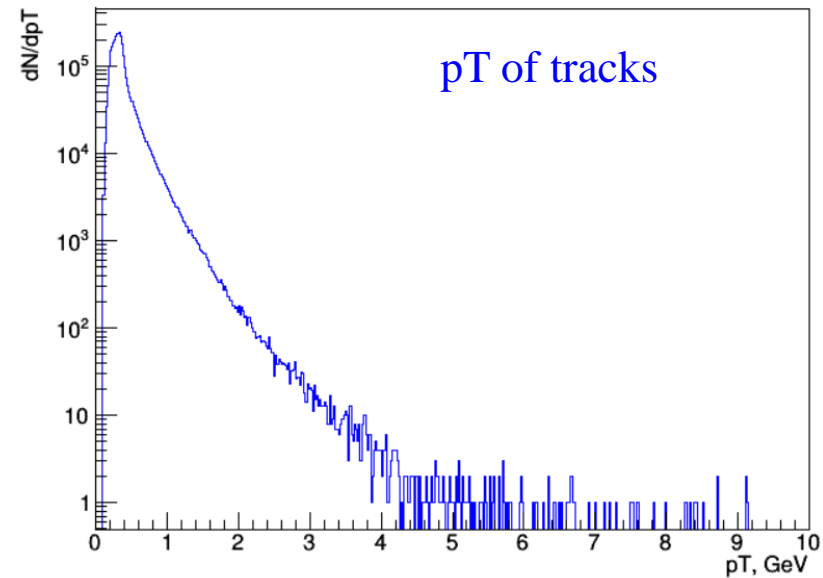
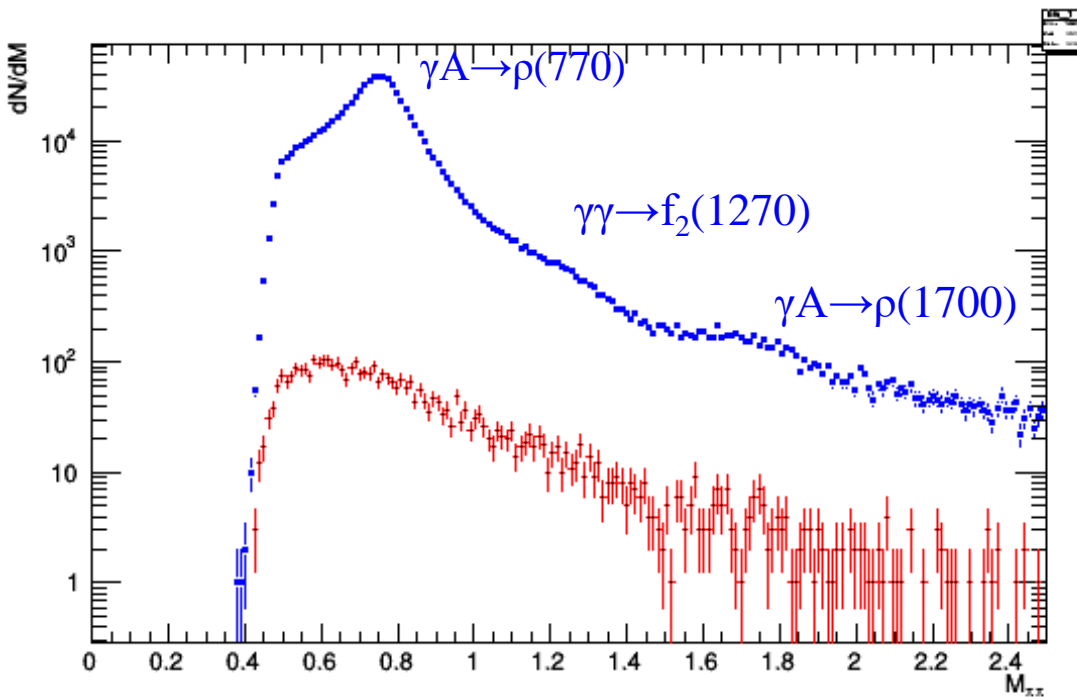
Energy\_C





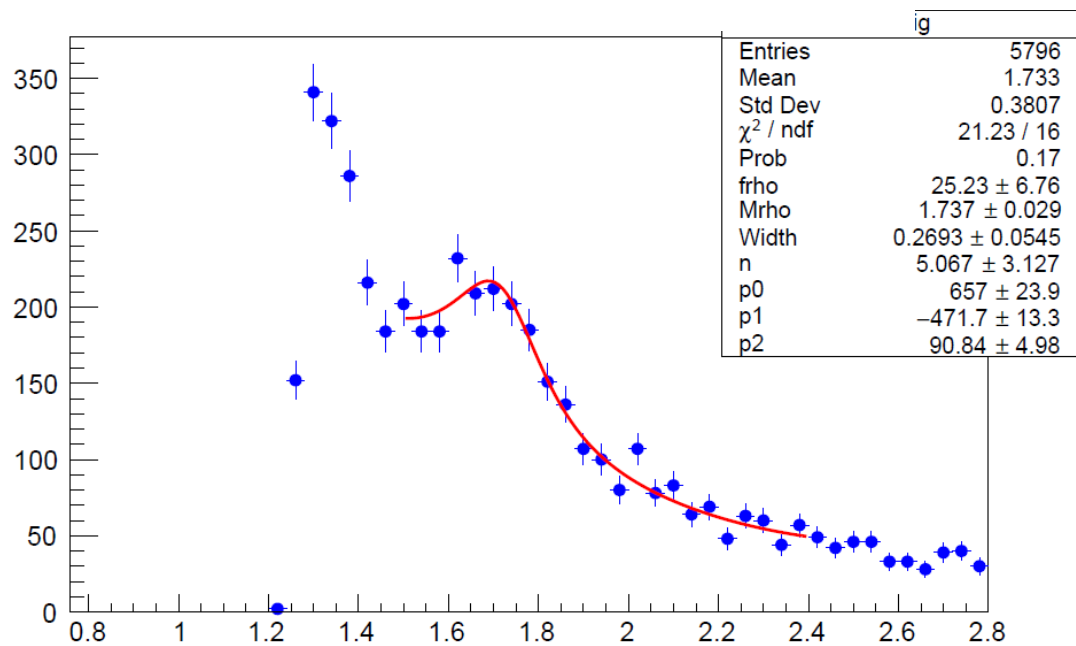
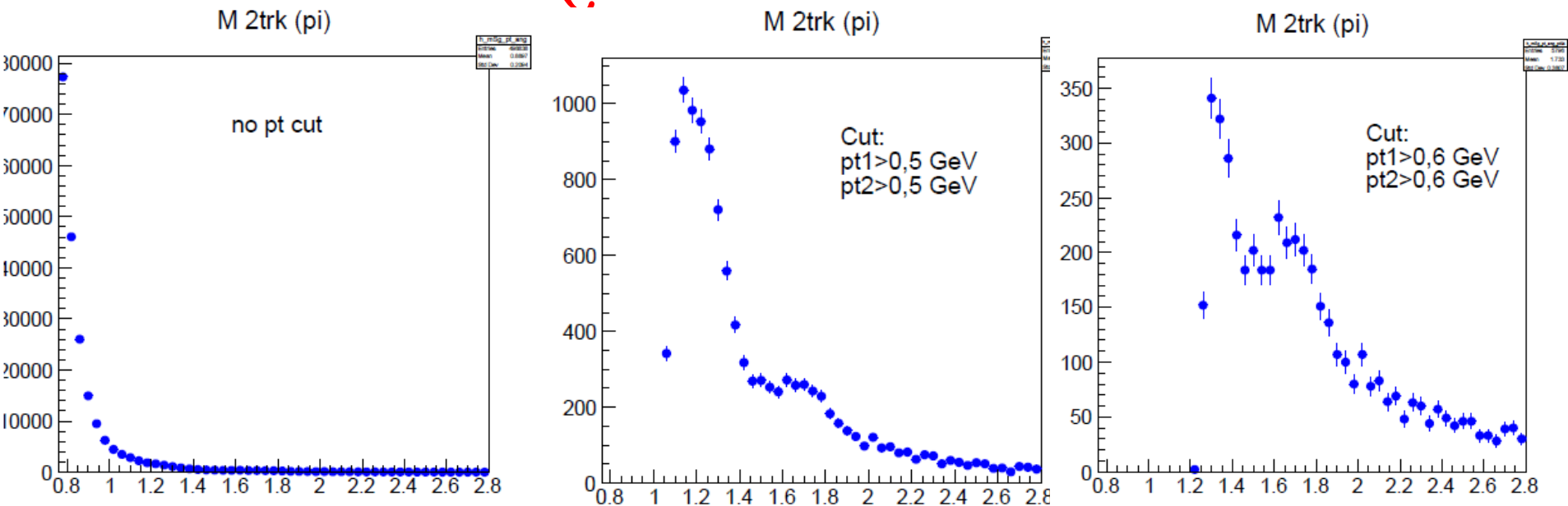
|                 | $0n0n$          | $XnXn$        | $0nXn$         |
|-----------------|-----------------|---------------|----------------|
| $N_{rho}'$      | $16400 \pm 300$ | $1380 \pm 90$ | $5730 \pm 180$ |
| $M_{rho}'$      | $1466 \pm 7$    | $1490 \pm 30$ | $1486 \pm 16$  |
| $\Gamma_{rho}'$ | $445 \pm 2$     | $471 \pm 7$   | $471 \pm 3$    |
| $n$             | $4,6 \pm 0,2$   | $3,8 \pm 0,9$ | $4,1 \pm 0,41$ |

# *RhoPrime to 2π*

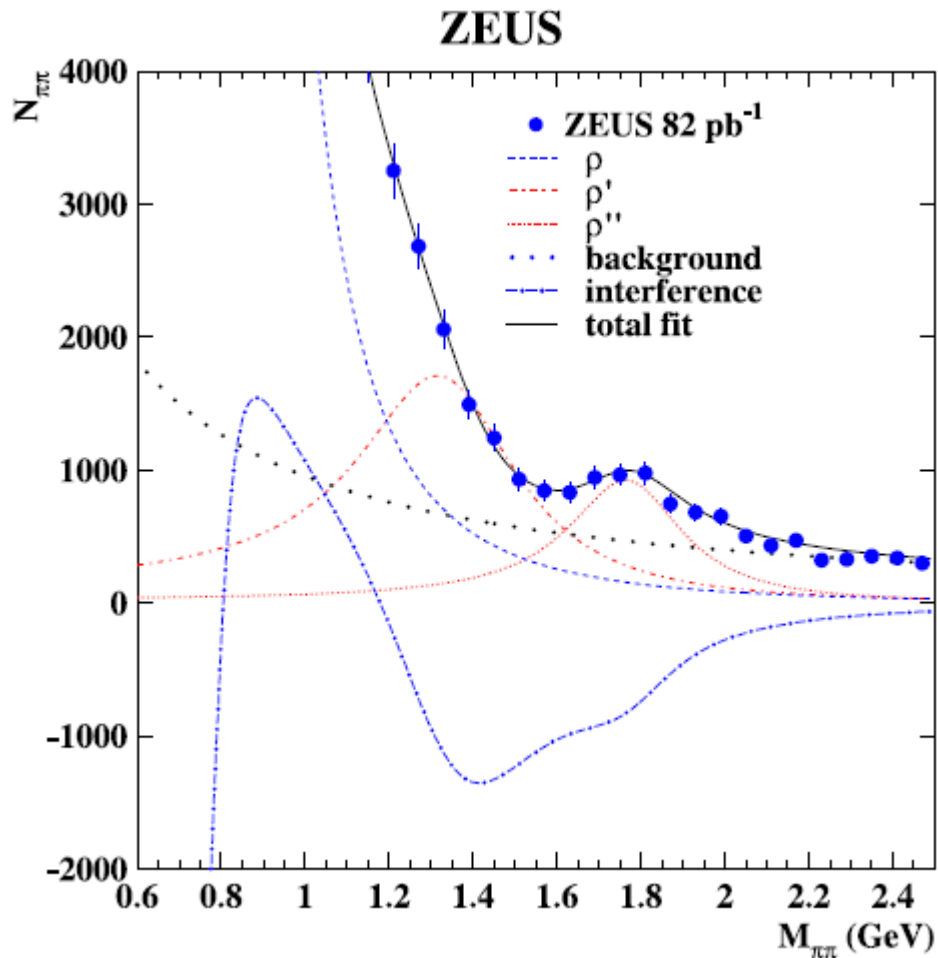


- Число треков==2
- $n_{\text{Pix}} \geq 1$ ;  $n_{\text{SCT}} > 3$
- $p_T(2\pi) < 0,12 \text{ GeV}$
- $X_{\text{yAngle}} > 3,0$  (back to back)
- d0 cut

# *RhoPrime to 2π*



# ZEUS: $\rho$ Prime to $2\pi$



| Parameter               | ZEUS                            | PDG               |
|-------------------------|---------------------------------|-------------------|
| $M_\rho$ (MeV)          | $771 \pm 2^{+2}_{-1}$           | $775.49 \pm 0.34$ |
| $\Gamma_\rho$ (MeV)     | $155 \pm 5 \pm 2$               | $149.1 \pm 0.8$   |
| $\beta$                 | $-0.27 \pm 0.02 \pm 0.02$       |                   |
| $M_{\rho'}$ (MeV)       | $1350 \pm 20^{+20}_{-30}$       | $1465 \pm 25$     |
| $\Gamma_{\rho'}$ (MeV)  | $460 \pm 30^{+40}_{-45}$        | $400 \pm 60$      |
| $\gamma$                | $0.10 \pm 0.02^{+0.02}_{-0.01}$ |                   |
| $M_{\rho''}$ (MeV)      | $1780 \pm 20^{+15}_{-20}$       | $1720 \pm 20$     |
| $\Gamma_{\rho''}$ (MeV) | $310 \pm 30^{+25}_{-35}$        | $250 \pm 100$     |
| $B$                     | $0.41 \pm 0.03 \pm 0.07$        |                   |
| $n$                     | $1.30 \pm 0.06^{+0.18}_{-0.13}$ |                   |

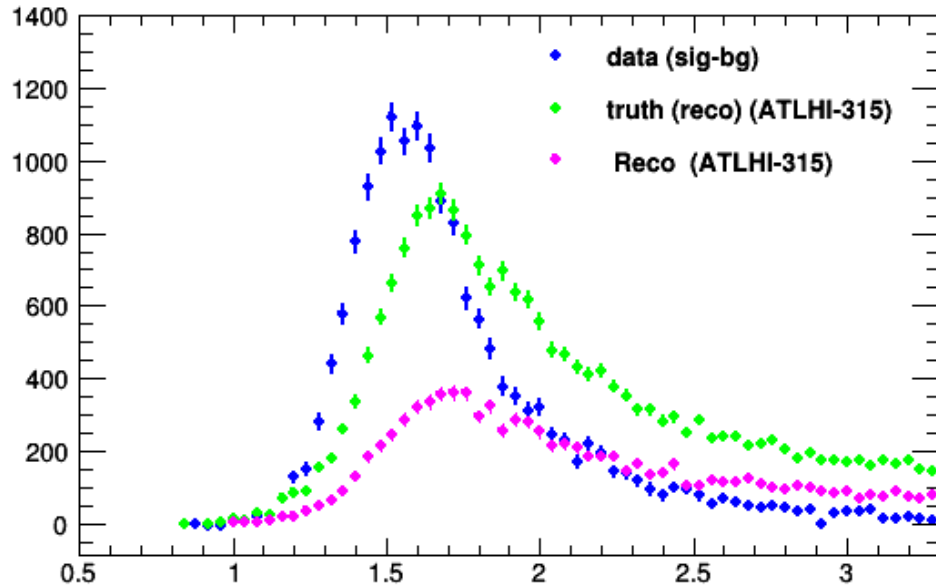
# Simulation

- MC generator “Starlight” based on the KN-model:
  - photon-photon photon-pomeron interactions in UPCs  
(Klein S. and Nystrand J., Phys.Rev. C60, 014903 (1999) and Klein S. and Nystrand J., Phys.Rev.Lett. 84, 2330 (2000)).
- Starlight v.3.13 – fixed bug
- In order to determine the acceptance corrections for the four-prong case, one assume a simple decay model, where an excited  $\rho^0$  meson decays into  $\rho^0(770)$  and  $f_0(600)$ , each in turn decaying into  $\pi^+\pi^-$ :

$$\rho' \rightarrow \rho^0(770) f_0(600) \rightarrow [\pi^+\pi^-]_{P\text{-wave}} [\pi^+\pi^-]_{S\text{-wave}}$$



# Data vs Reco(ATLHI-315)



Default the input parameters of RhoPrime in STARlight r313

➤ Mass = 1540 MeV

➤ Width = 570 MeV

This parameters were used for STAR experiment.

$\rho(1450)$  MASS

$\rho(1450)$  MASS

VALUE (MeV)

DOCUMENT ID

**1465 ± 25 OUR ESTIMATE** This is only an educated guess; the error given is larger than the error on the average of the published values.

<http://pdg.lbl.gov/2019/listings/rpp2019-list-rho-1450.pdf>

$\rho(1450)$  WIDTH

$\rho(1450)$  WIDTH

VALUE (MeV)

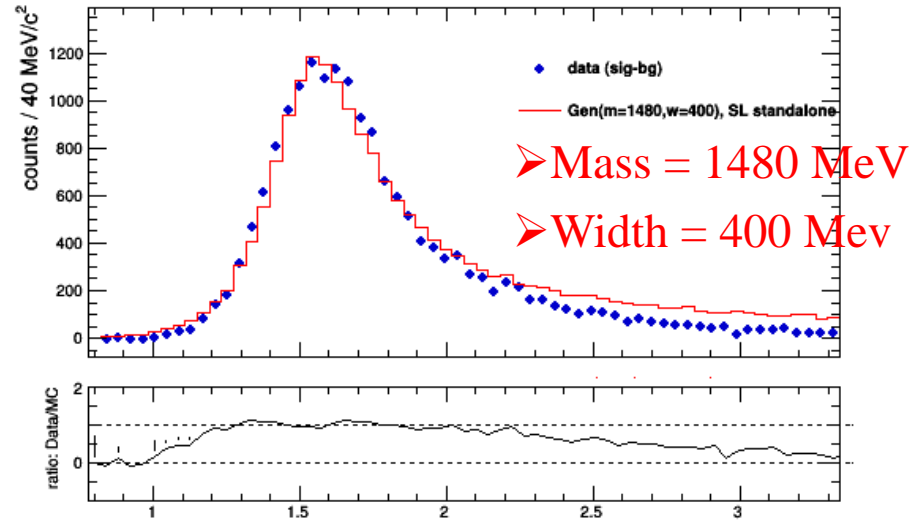
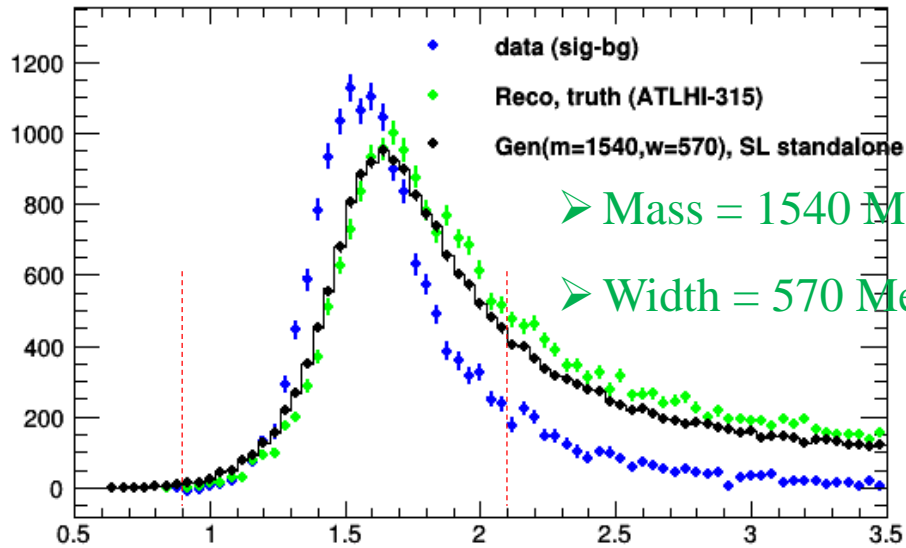
DOCUMENT ID

TECN

COMMENT

**400 ± 60 OUR ESTIMATE** This is only an educated guess; the error given is larger than the error on the average of the published values.

# Data vs Reco(ATLHI-315) vs Gen(standalone)



MC distributions and data were normalized in the range from 0.9 to 2.1

# *Analysis outline*

Phase0:

<https://glance.cern.ch/atlas/analysis/analyses/details.php?id=3645>

- Event selections
  - in progress
- Analysis  $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$  invariant mass and  $pt$  distributions, and studying backgrounds
  - in progress
- Analysis of  $t$  and  $y$  distributions
  - start of work (~ 3-4 month)
- Including ZDC in the above analysis
  - start of work (~ 3-4 month)
- Monte Carlo production and data comparison
  - private production for validation (~ 1-2 month)
  - full production (~ 3-4 month)

# *Analysis outline*

- Efficiency and acceptance
  - after full production (~ 3-4 month)
- Systematics uncertainties (~ 4-6 month)
  - tracking
  - additional cuts
  - trigger (???)
  - luminosity (???)
  - ZDC (???)
- During one year complete the analysis and prepare material for paper and conference (2021)

# *Resource requirements and analysis team*

- Monte Carlo production
  - STARlight:  $\rho' \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ 
    - 1 step: private production – 30 kEvents !
    - 2 step: **validation**
    - 3 step: full production –  $10^6$  events
  - STARlight:
    - $\rho^0 \rho^0$  – 10k
    - $\rho^0 \phi, \rho^0 \omega$  – 10k (for estimate background)?
- Luminosity
- ZDC
- Analysis team:
  - Sergei Timoshenko
  - Aaron Angerami

# *J/psi and $\Upsilon$ in UPC*

- In progress
  - coherent
  - incoherent

# *Back up*

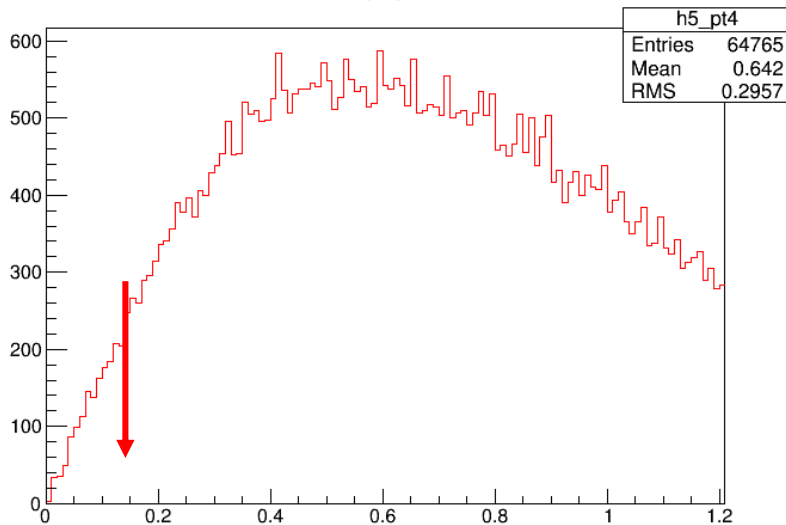
# 5 prong

- Only the following pions combinations were used for analysis:

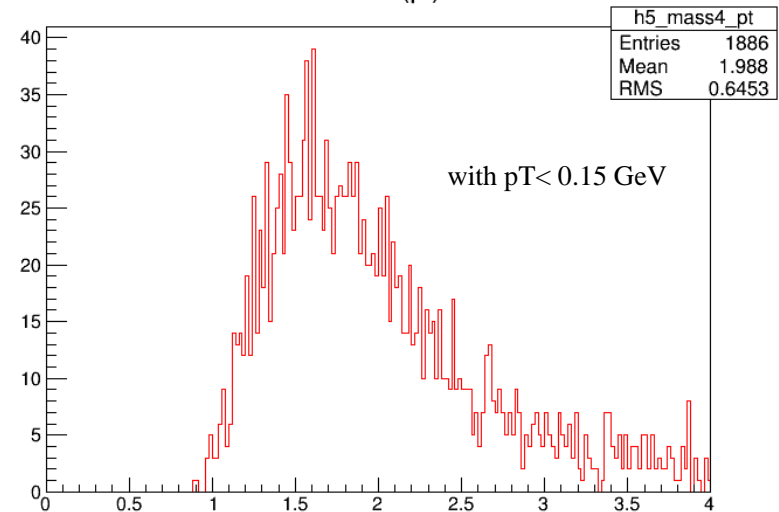
- $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-$

- $\pi^+\pi^+\pi^+$   $\pi^-\pi^-$

Pt 4trk



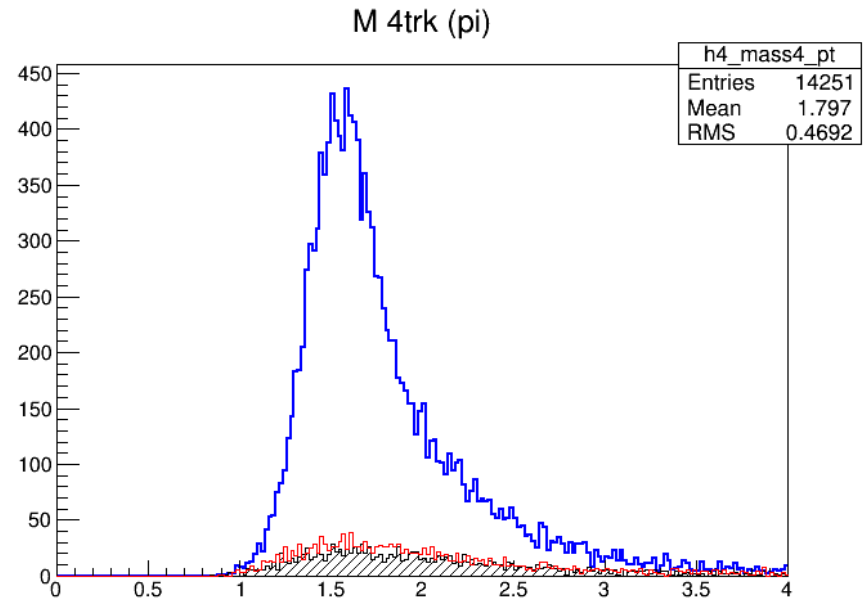
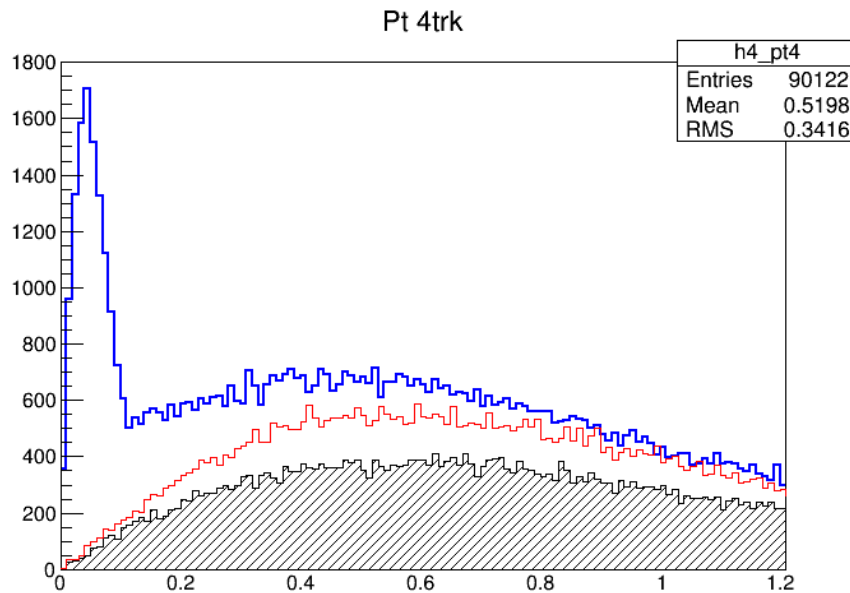
M 4trk (pi)





# Compare 4 and 5 prong events

- Blue – 4 tracks, signal
- Hatched – 4 tracks, background
- Red – 4 tracks from 5, one tracks was missed.



# Эквивалентный поток фотонов

- Движущийся электрический заряд является источником электромагнитного поля. Равномерно быстро движущаяся частица с зарядом  $Z$  и скоростью  $\mathbf{v}$  создает в точке, отстоящей от заряда на расстоянии  $\mathbf{r}$ , электрическое и магнитное поля, напряженности которых определяются хорошо известными выражениями:

$$\vec{E} = \gamma \frac{Z\vec{r}}{(b^2 + v^2 t^2 \gamma^2)^{3/2}}, \quad \vec{H} = \frac{1}{c} [\vec{v}\vec{E}]$$

где

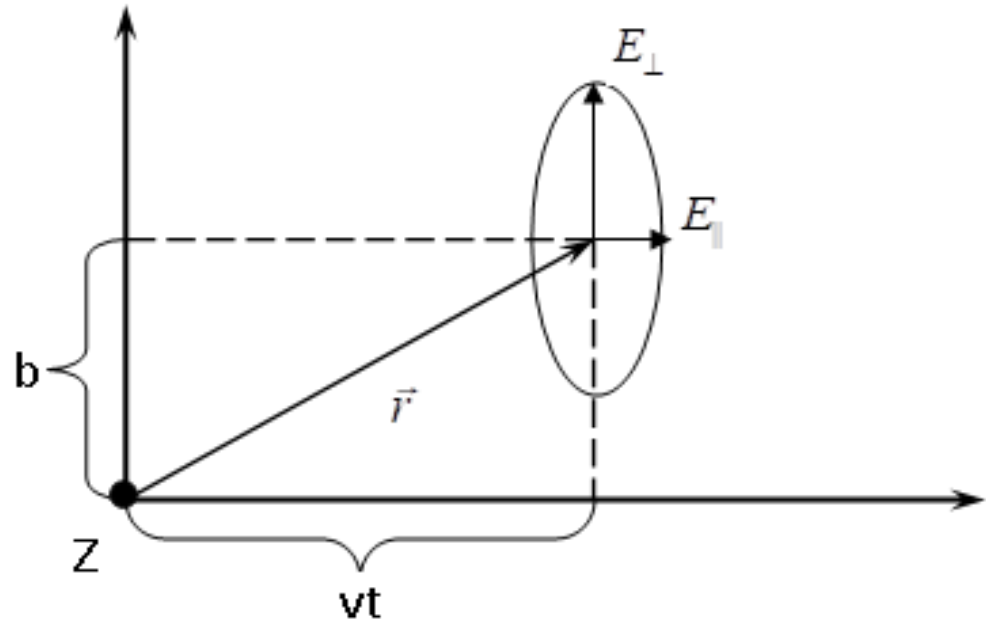
$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}$$

# Эквивалентный поток фотонов

$b$  – это проекция вектора  $\mathbf{r}$  на плоскость, перпендикулярную направлению траектории, проекция же  $\mathbf{r}$  на направление движения определяется величиной  $vt$ .

$$E_{\parallel} = \gamma \frac{Zvt}{(b^2 + v^2 t^2 \gamma^2)^{3/2}}$$

$$E_{\perp} = \gamma \frac{Zb}{(b^2 + v^2 t^2 \gamma^2)^{3/2}}$$



- При  $v \rightarrow c$  электромагнитное поле заряженной частицы приобретает свойства электромагнитных волн, и действие частицы будет эквивалентно действию набора фотонов различной частоты. Чтобы получить спектральную составляющую переменного во времени поля частицы, нужно разложить напряженности  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  в интеграл Фурье по времени

# Эквивалентный поток фотонов

- Поток фотонов частоты  $\omega$ , проходящих через элементарную площадку, расположенную на расстоянии прицельного параметра  $b$  перпендикулярно направлению движения частицы, определяется следующим образом

$$I(\omega, b) = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}(\omega)\vec{H}(\omega)]$$

- Тогда вероятность произойти некоторого электромагнитного процесса при столкновениях релятивистских ядер в зависимости от прицельного параметра выражается формулой:

$$P(b) = \int I(\omega, b)\sigma(\hbar\omega)d(\hbar\omega) = \int N(\omega, b)\sigma(\omega)\frac{d\omega}{\omega}$$

- поле быстро движущейся частицы с зарядом  $Z$  можно заменить набором фотонов  $N(\omega, b)$  с частотой  $\omega$ .
- Таким образом, в квантовом случае можно считать, что движущийся заряд «сопровождает» поток фотонов

# Модель векторной доминантности

- Согласно обобщенной модели векторной доминантности, амплитуда рассеяния для процесса  $\gamma + A \rightarrow B$  определяется как сумма всех соответствующих амплитуд рассеяния векторного мезона

$$A_{\gamma+A \rightarrow B}(s, t) = \sum_V c_V A_{V+A \rightarrow B}(s, t)$$

- Для упругого рассеяния  $\gamma + A \rightarrow V + A$  сечение можно записать в виде

$$\frac{d\sigma(\gamma + A \rightarrow V + A)}{dt} = c_V^2 \frac{d\sigma(V + A \rightarrow V + A)}{dt}$$

где  $t$  - квадрат переданного импульса,  $d\sigma / dt = |A|^2$

- Квадрат переданного импульса для упругого рассеяния определяется адронным форм-фактором  $F(t)$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} |F(t)|^2$$

# Эксклюзивное образование

- Эксклюзивное образование векторных мезонов в ультрапериферических взаимодействиях тяжелых ионов это когда исходные ядра остаются в основном состоянии и не образуются частицы сопровождения..
- Сечение эксклюзивного образования векторного мезона в ультрапериферических взаимодействиях тяжелых ядер

$$\sigma(AA \rightarrow AAV) = 2 \int d\omega \frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega} \sigma(\gamma A \rightarrow VA)$$

ИЛИ

$$\sigma(AA \rightarrow AAV) = 2 \int d\omega \frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega} \int_{t_{\min}}^{\infty} dt \left. \frac{d\sigma(\gamma A \rightarrow VA)}{dt} \right|_{t=0} |F(t)|^2$$

# Эксклюзивное образование

- Сечение  $\sigma(\gamma A \rightarrow VA)$  определяют используя глауберовское приближение и сечение рождения векторного мезона на протоне
- Сечение процесса  $\gamma p \rightarrow Vp$  в широком интервале энергией известно, и его параметризуют.
- Из модели векторной доминантности

$$\left. \frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow Vp)}{dt} \right|_{t=0} = \frac{4\pi\alpha}{f_V^2} \left. \frac{d\sigma(Vp \rightarrow Vp)}{dt} \right|_{t=0}$$

- $f_V$  – константа связи фотона и векторного мезона:

$$\frac{f_V^2}{4\pi} = \frac{M_V \alpha^2}{3\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}}$$

- Согласно оптической теореме, полное сечение

$$\sigma_{tot}^2(Vp) = 16\pi \left. \frac{d\sigma(Vp \rightarrow Vp)}{dt} \right|_{t=0}$$

# Модель векторной доминантности

- В глауберовском приближении сечение рождения векторного мезона на тяжелом ядре

$$\sigma_{tot}(VA) = \int d^2\vec{r} (1 - e^{-\sigma_{tot}(Vp)T_A(\vec{r})})$$

- С учетом оптической теоремы

$$\left. \frac{d\sigma(\gamma A \rightarrow VA)}{dt} \right|_{t=0} = \frac{\alpha \sigma_{tot}^2(VA)}{4f_V^2}$$

- Полное сечение зависит от наклона  $\frac{d\sigma}{dt}$
- Для протонной мишени сечение параметризуется в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = A_V \exp(-bt + c|t|^2)$$

- параметры  $b$  и  $c$  связаны с размером протона и радиусом взаимодействия. Размер тяжелых ядер гораздо больше размера протона, поэтому параметр  $b$  определяется радиусом ядра  $b \sim R$