

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

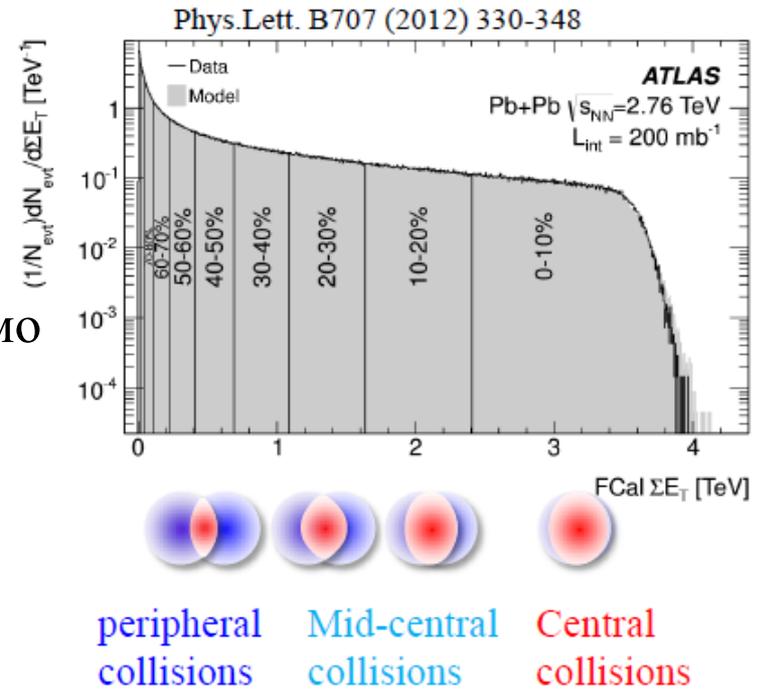
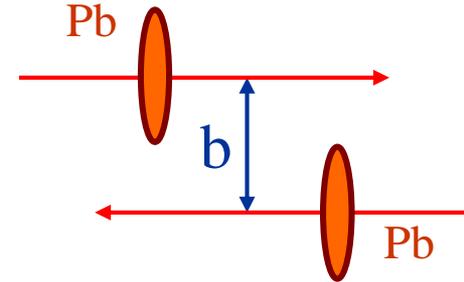
Тимошенко С.Л.

Москва, МИФИ

2022

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

- 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 (ρ, ω, ϕ)

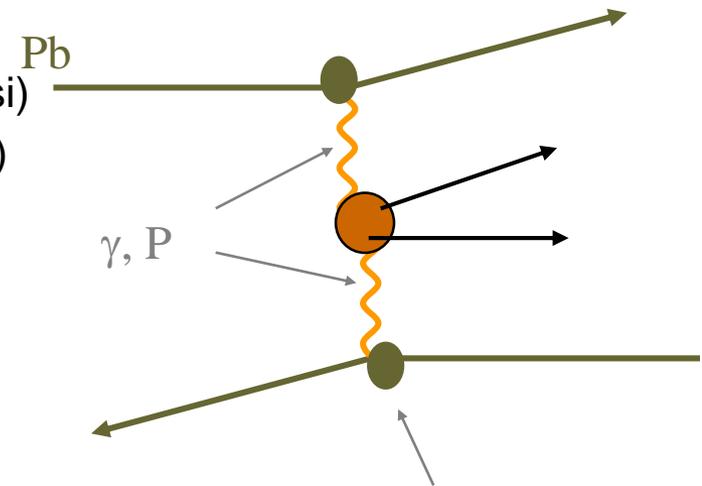
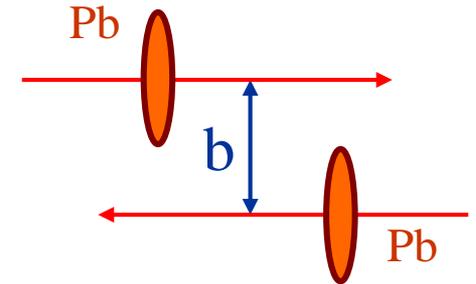
- В когерентных полях:

- ◆ Небольшой поперечный импульс:

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

- ◆ Максимальная продольная компонента

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



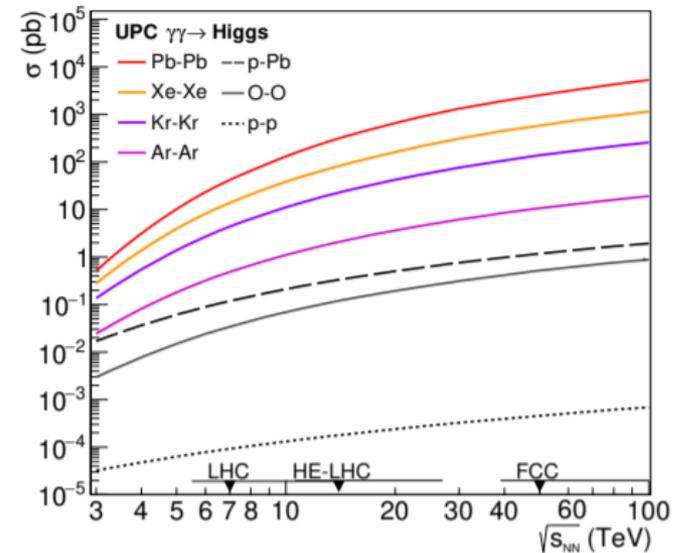
Baur G., J.Phys. G24 (1998) 1657

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

Образование векторных мезонов в UPC

Meson	Au+Au, RHIC $\sigma(\text{mb})$	Pb+Pb, LHC $\sigma(\text{mb})$	Meson	Pb+Pb, LHC $\sigma(\text{mb})$
			$\rho^0\rho^0$	8,8
ρ^0	590	5200	$\omega\omega$	0,073
ω	59	490	$\phi\phi$	0,076
ϕ	39	460	$\rho^0\omega$	1,6
J/ ψ	0.29	32	$\rho^0\phi$	1,6
Υ		150 μb	$\rho^0\text{J}/\psi$	0,2

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



Статус

I. rhoPrime(1700) (возбужденное состояние $\rho(770)$)

- a) $\rho' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ (4-х частичный распад) - in progress
- b) $\rho' \rightarrow \pi^+\pi^-$ (2-х частичный распад)

II. phi(1020) (А. Захаров)

$$\varphi \rightarrow K_L^0 K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \quad Br(\varphi \rightarrow K_L^0 K_S^0) = 34,2\%$$

III. образование пары векторных мезонов

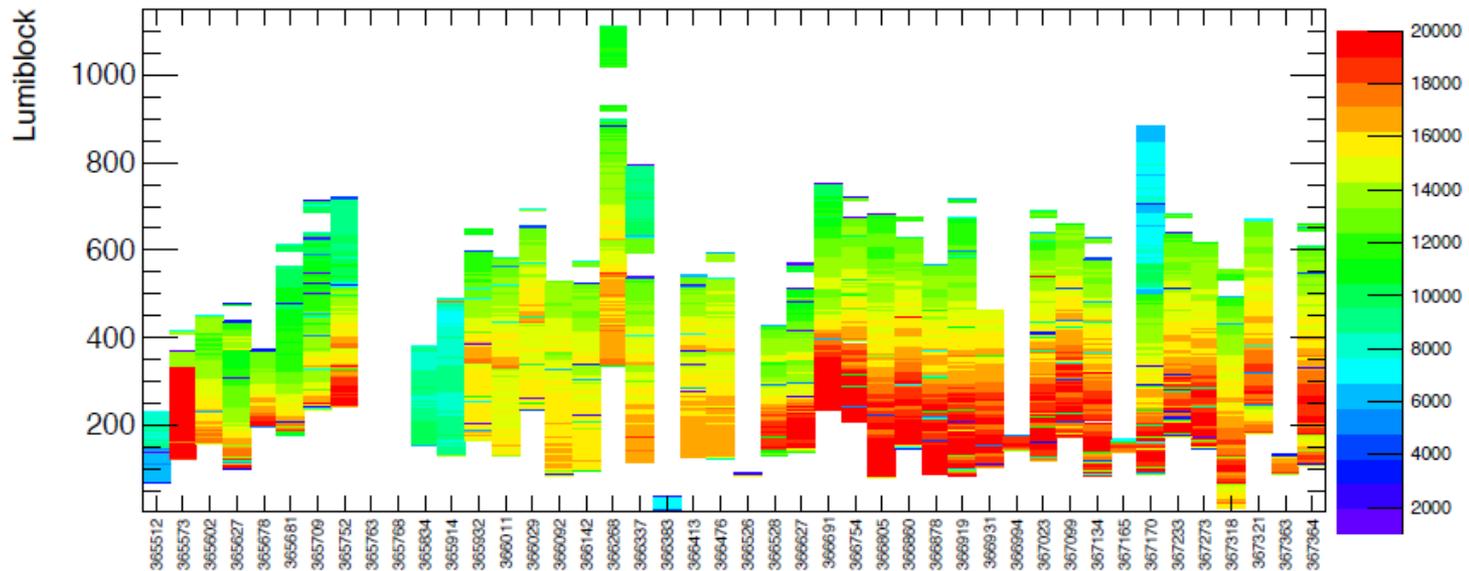
- a) $\rho^0\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ (STARLight, Pythia) - задача для бакалавра
- b) $\rho^0\omega \rightarrow (\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$
- c) $\rho^0\phi \rightarrow \rho K_L K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

IV. когерентное и некогерентное образование тяжелых векторных мезонов (J/psi, Y) - in the future

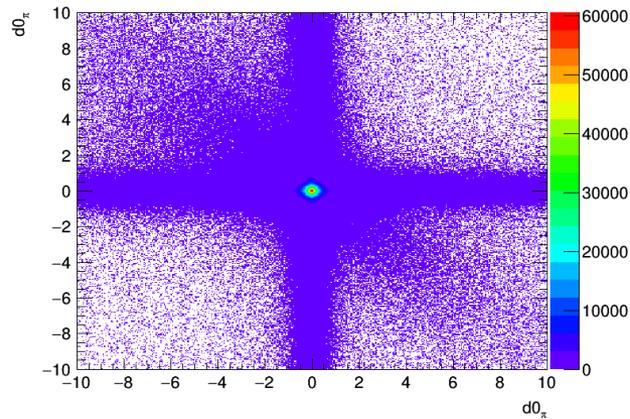
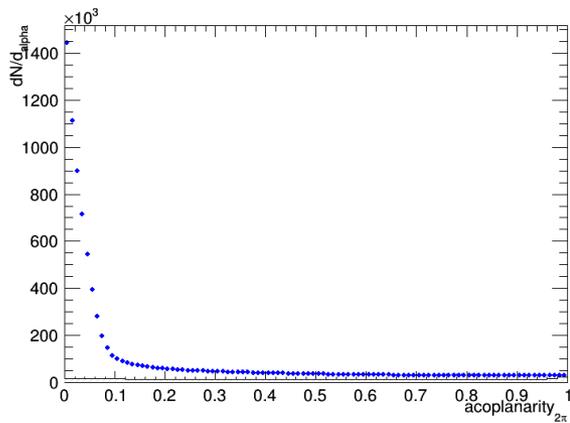
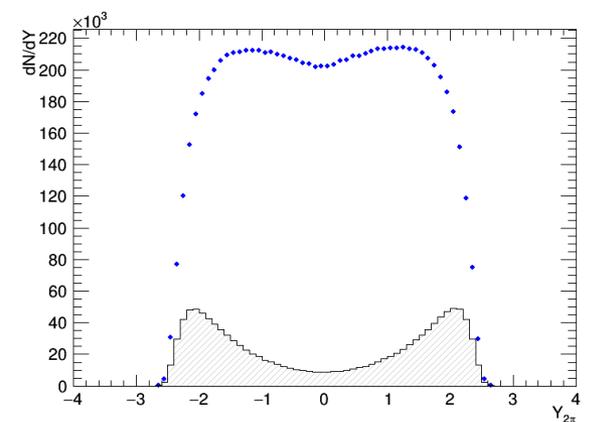
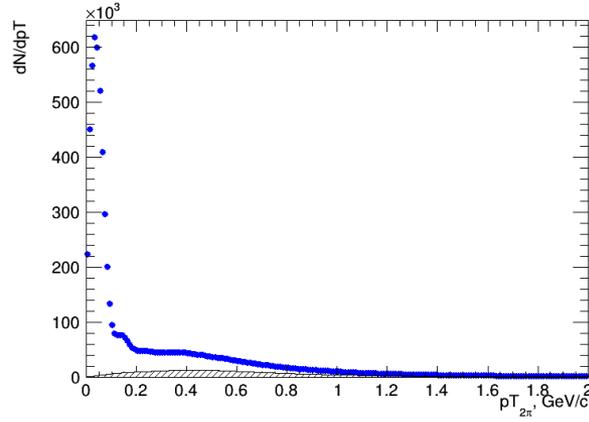
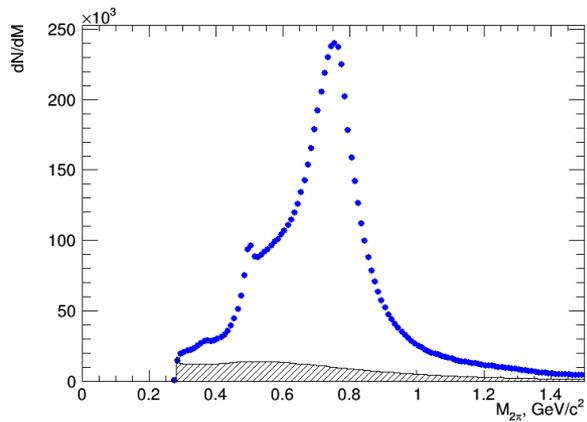
V. ...

Набор данных

- Data:
 - Pb+Pb 2018
 - https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/HeavyIonRunList#Pb_Pb_Run_2018
 - data18_hi.0036***.physics_UPC.merge.AOD.f1028_m2055
 - Trigger: HLT_mb_sptrk_exclusiveloose_vetosp1500_L1VTE20



Data: only 2 tracks



STARlight

- The STARlight Monte Carlo models 2-photon and photon-Pomeron interactions in ultra-peripheral heavy ion collisions. The physics approach for the photon-Pomeron interactions is described in Klein and Nystrand, Phys. Rev. C60, 014903 (1999), with the p_t spectrum (including vector meson interference) discussed in Phys. Rev. Lett. 84, 2330 (2000). The 2-photon interactions are described in Baltz, Gorbunov, Klein, Nystrand, Phys.Rev. C80 044902 (2009)

2-Photon Channels

Currently supported 2-photon (prod. mode = 1)

jetset id	particle
221	eta
331	eta-prime
441	eta-c
9010221	f0(975)
225	f2(1270)
115	a2(1320)
335	f2(1525)
33	rho0 pair
11	e+/e- pair
13	mu+/mu- pair
15	tau+/tau- pair
88	axion-like particle (ALP)

Currently supported vector meson (prod. mode = 2/3/4) options:

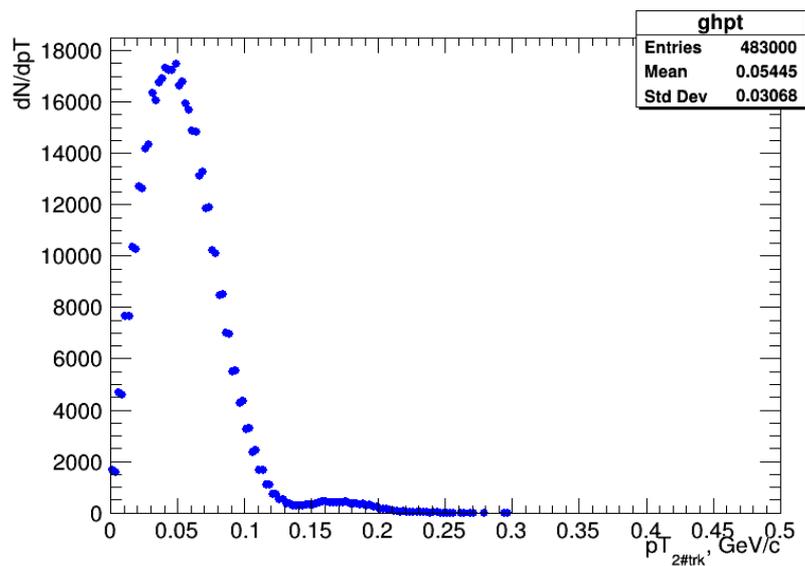
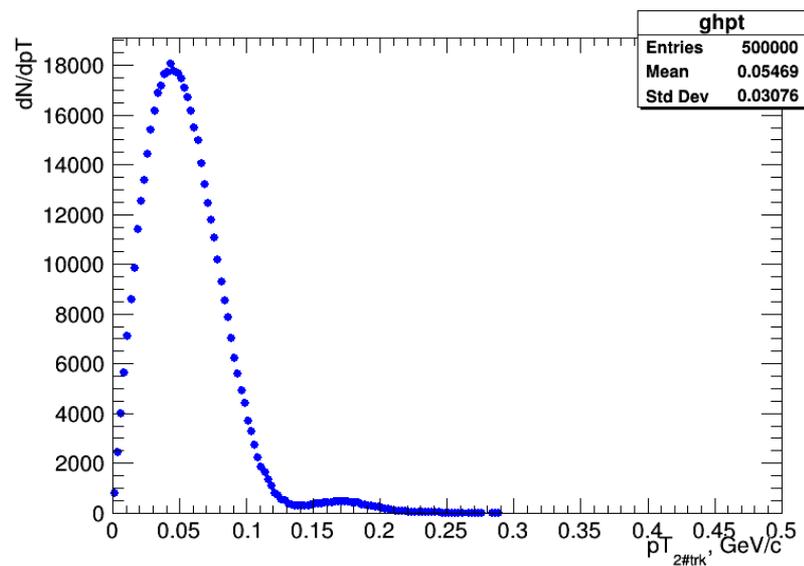
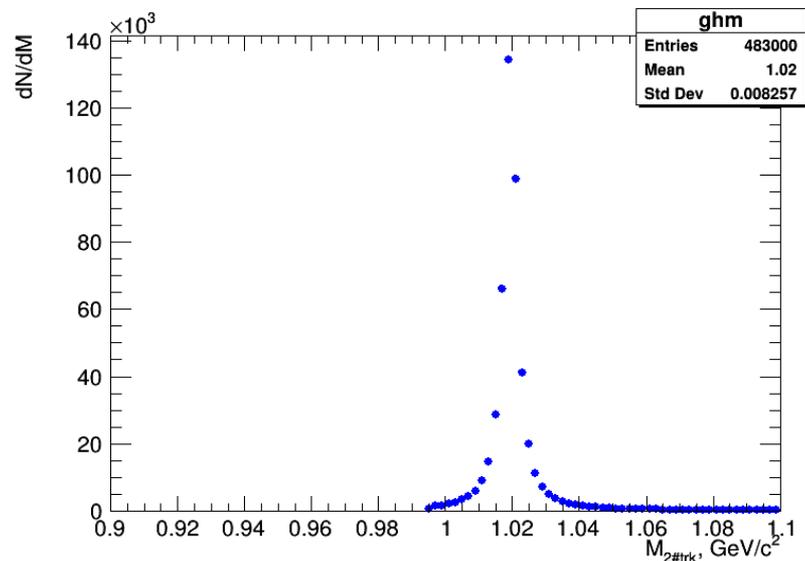
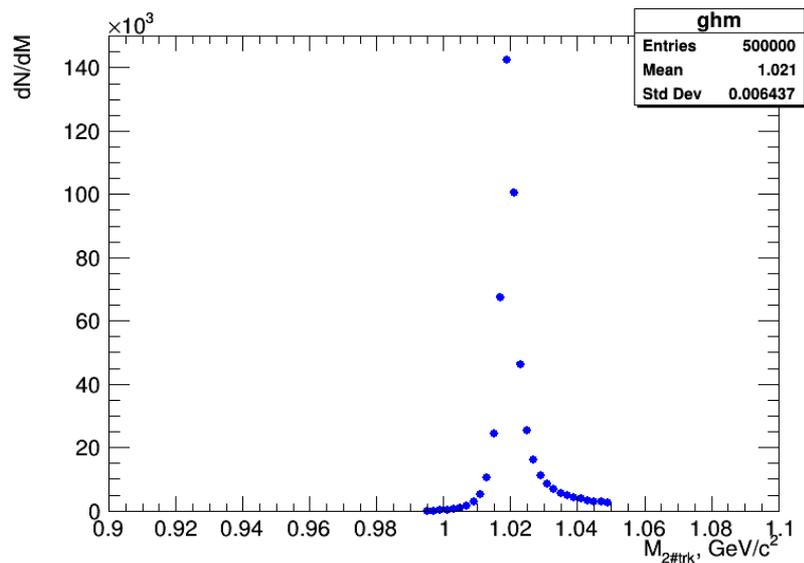
jetset id	particle
113	rho0
113011	rho0 --> e+e-
113013	rho0 --> mu+mu-
223	omega
223211111	omega --> pi+pi-pi0 (UNSTABLE)
333	phi --> K+K-
443011	J/psi --> e+e-
443013	J/Psi --> mu+mu-
4432212	J/psi --> proton antiproton
444011	Psi(2S) --> e+e-
444013	Psi(2S) --> mu+mu-
553011	Upsilon(1S) --> e+e-
553013	Upsilon(1S) --> mu+mu-
554011	Upsilon(2S) --> e+e-
554013	Upsilon(2S) --> mu+mu-
555011	Upsilon(3S) --> e+e-
555013	Upsilon(3S) --> mu+mu-
913	rho0 + direct pi+pi- (with interference). The direct pi+pi- fraction is from the ZEUS results, EPJ C2 p247 (1998)
999	four-prong final states (rho'-like to pi+pi-pi+pi-)

ParticleGun

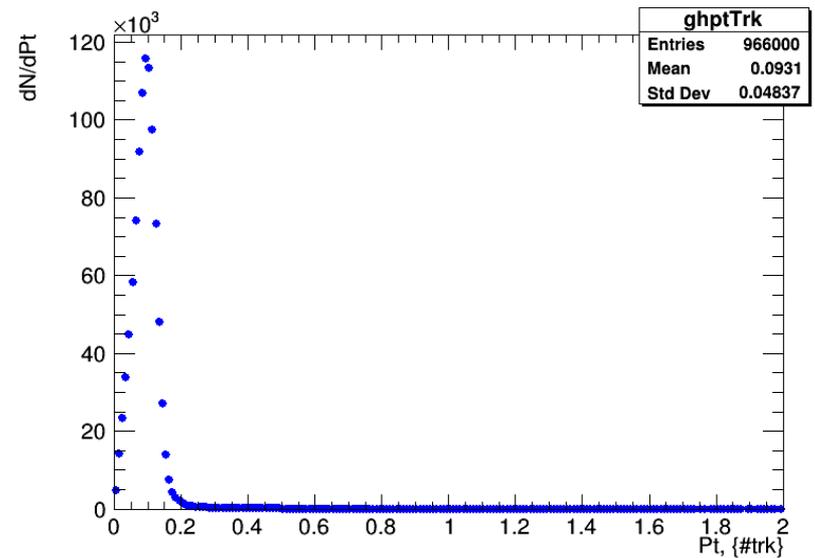
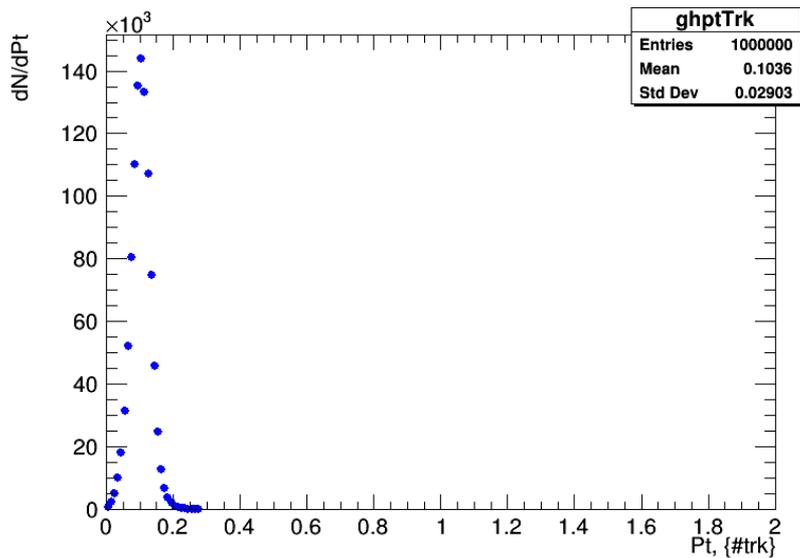
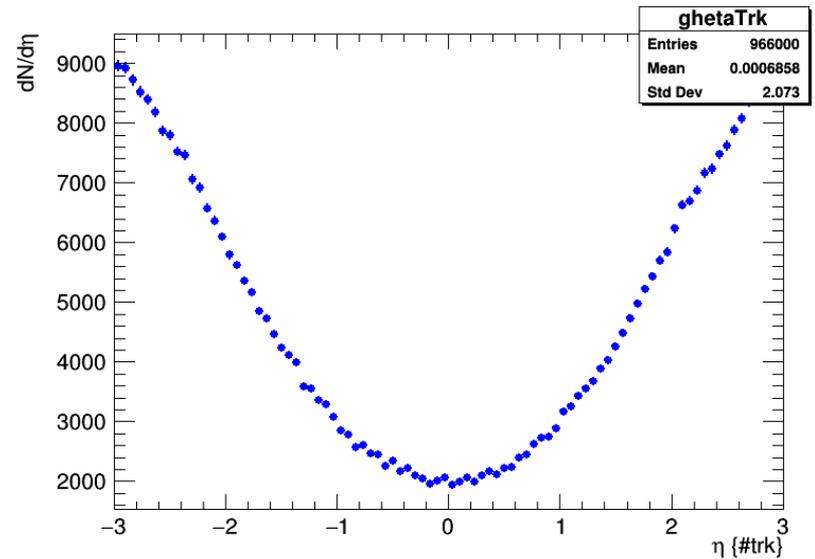
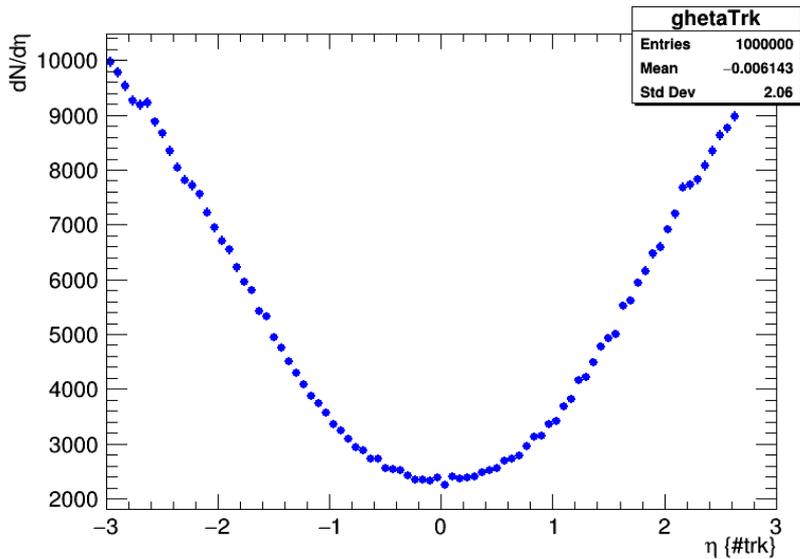
- The ParticleGun generator is a more general successor to the long-used ParticleGenerator package. Instead of being controlled by strings of "orders", which could only produce certain simple configurations, ParticleGun allows completely general kinematic and particle ID samplers to be passed to the generator. (Common samplers such as flat phi, const pT or E, etc. are accessible in a much simpler way, however!)

<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/ParticleGunForAtlas>

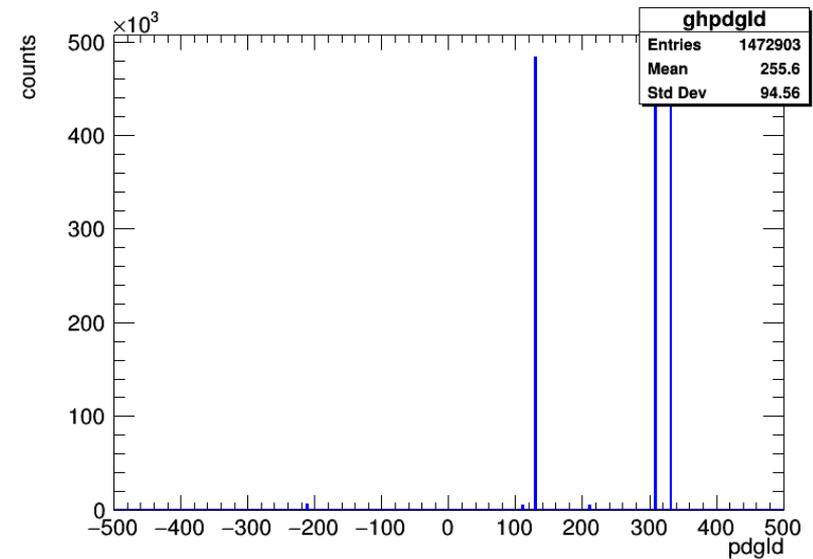
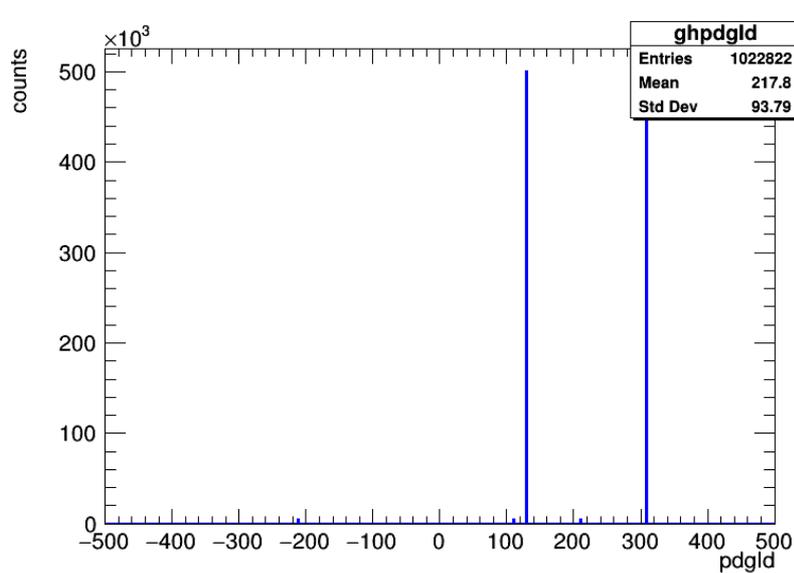
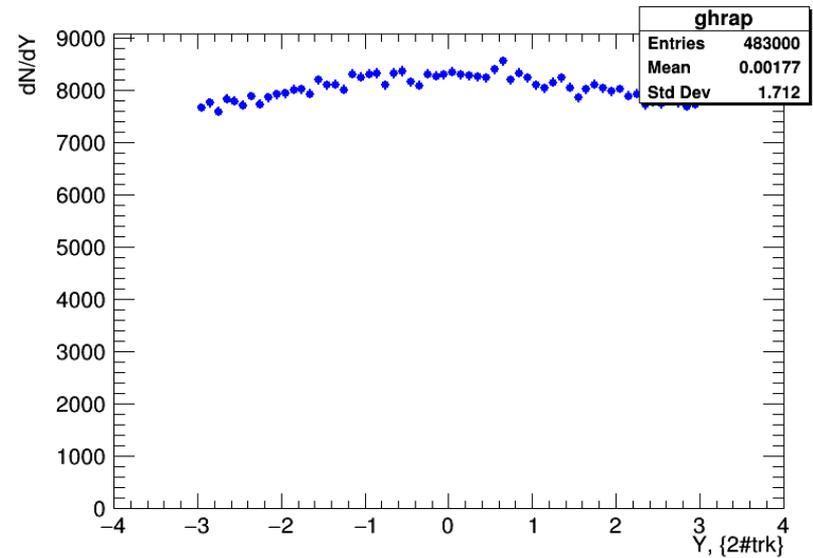
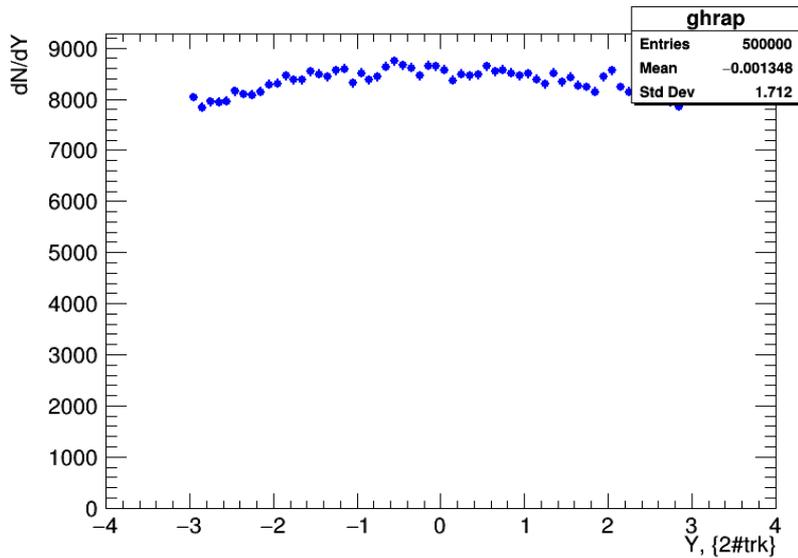
MC (Truth): STARLight (left) & PG (right)



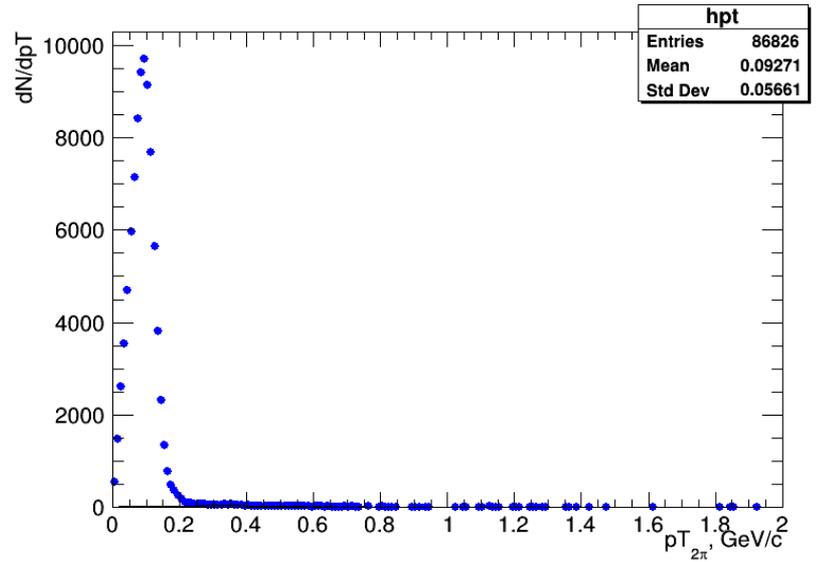
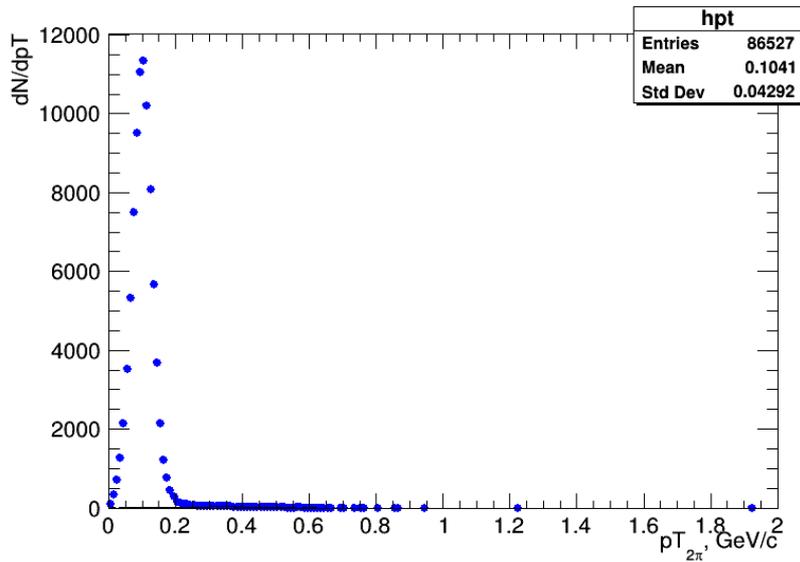
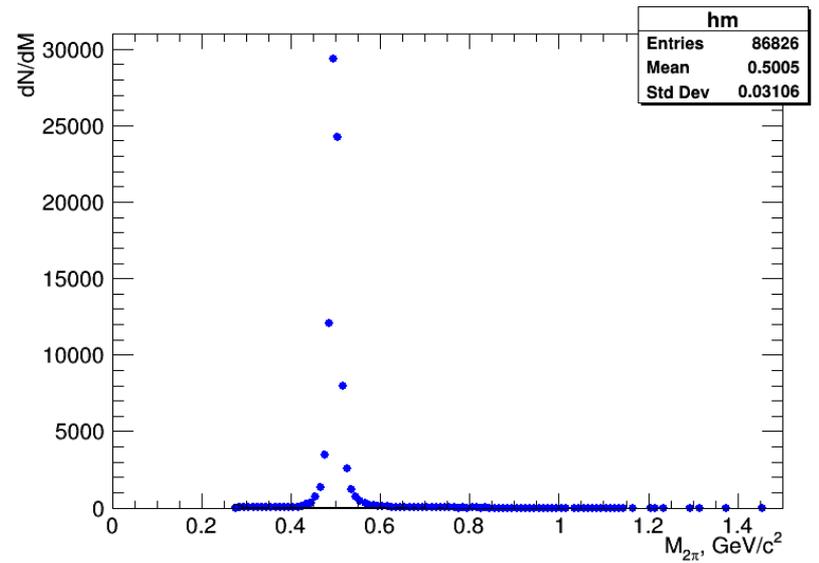
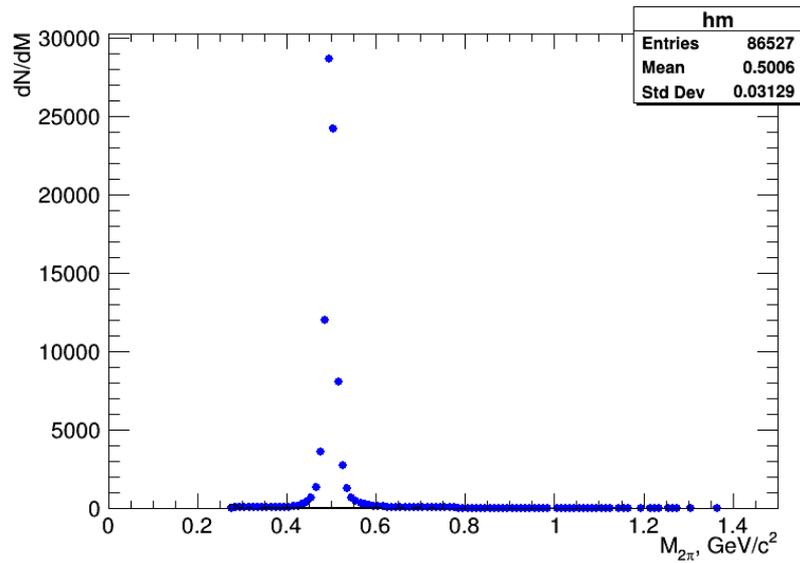
MC (Truth): STARLight (left) & PG (right)



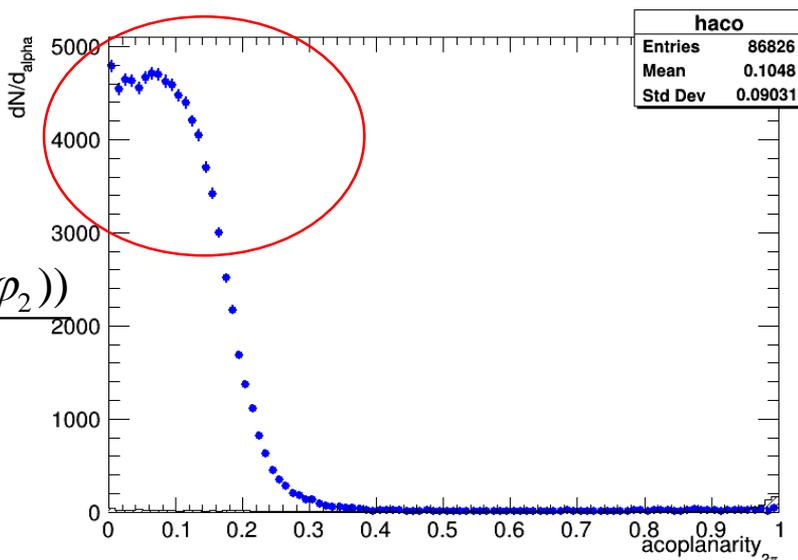
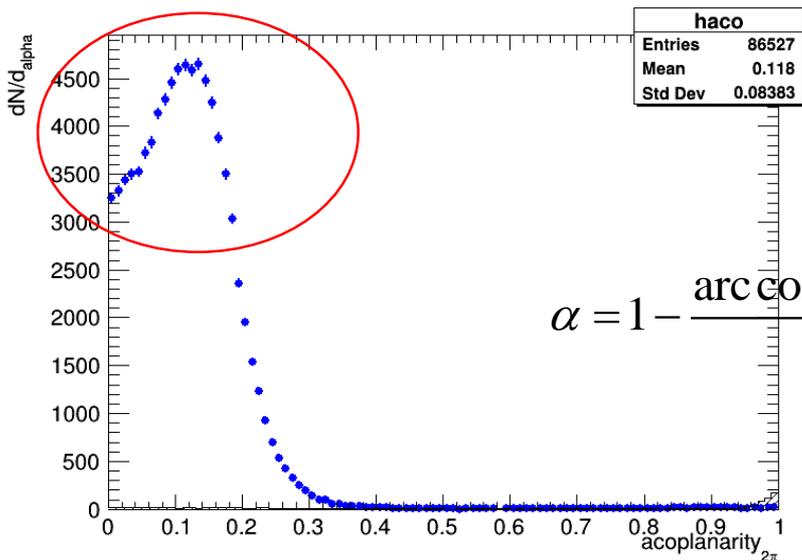
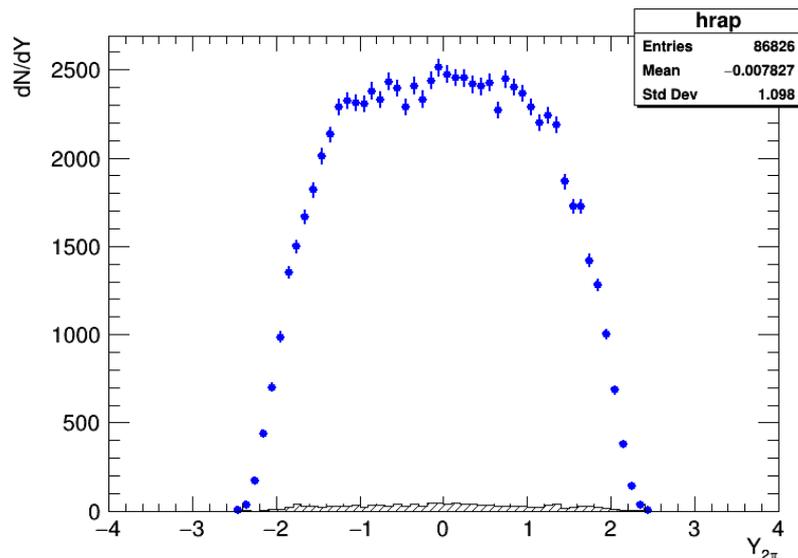
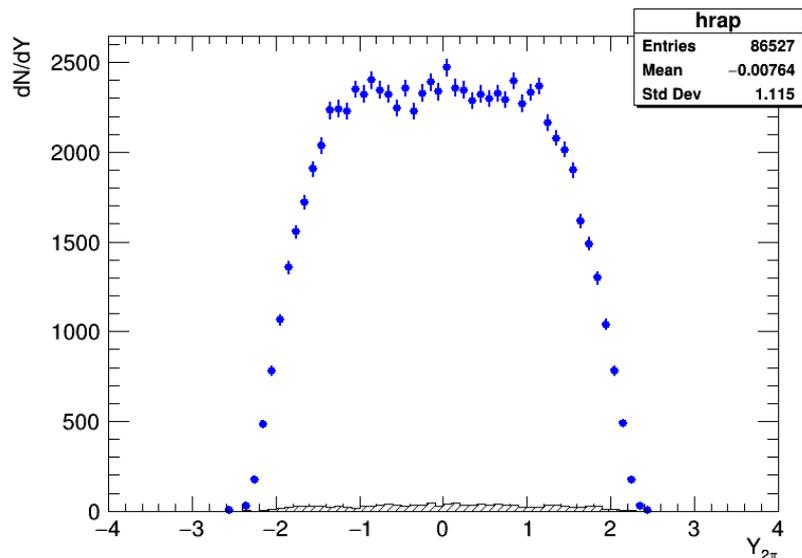
MC (Truth): STARLight (left) & PG (right)



MC (reco): STARLight (left) & PG (right)

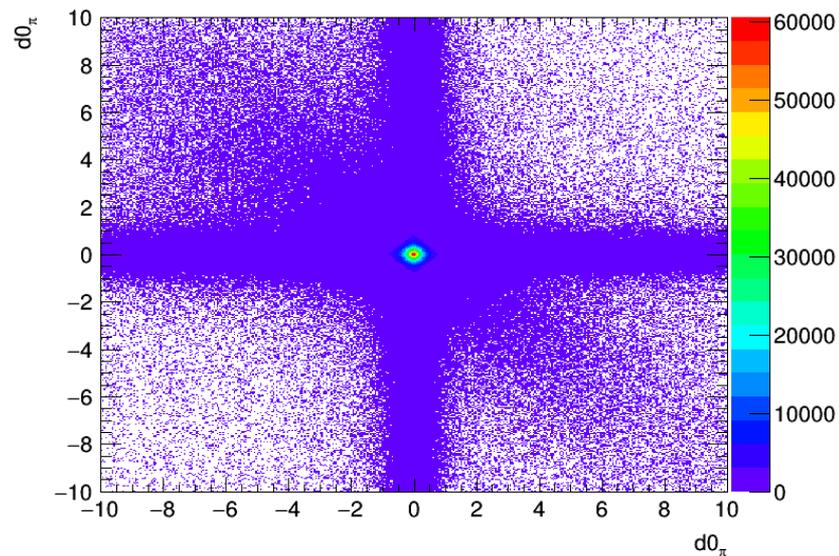
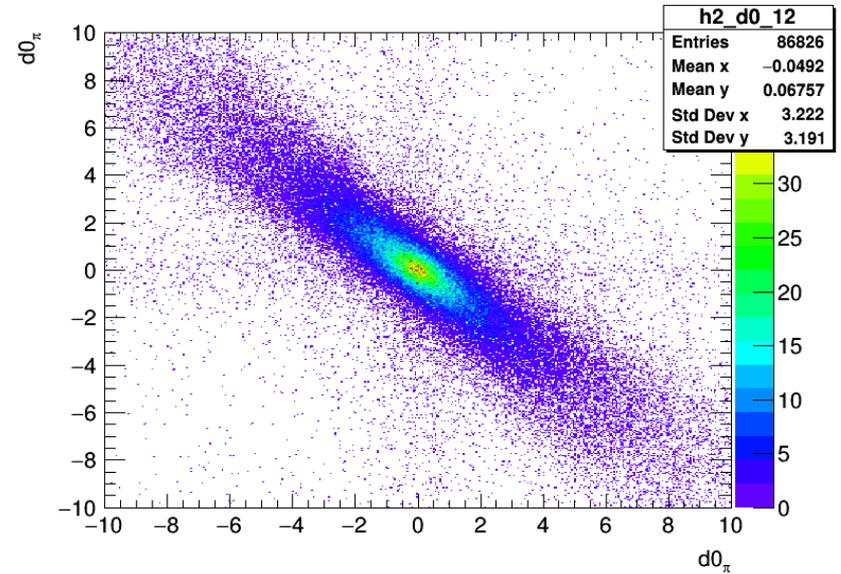
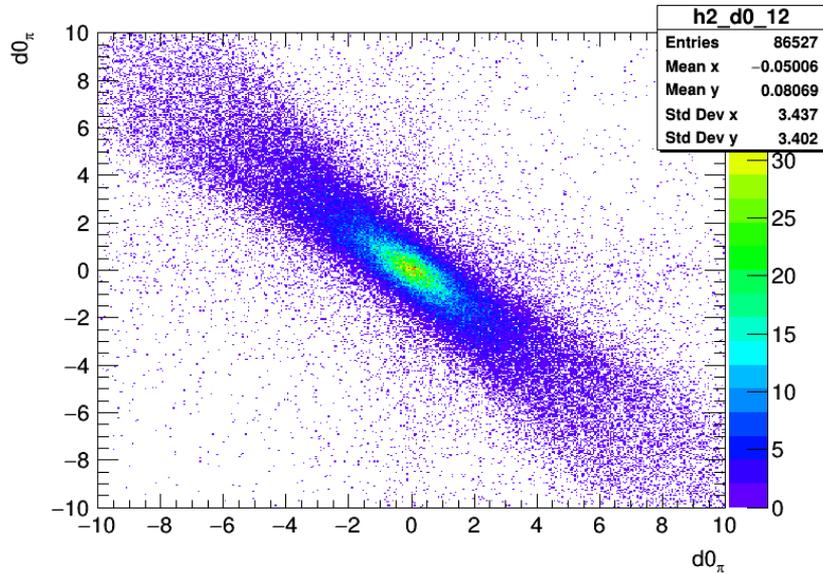


MC (reco): STARLight (left) & PG (right)

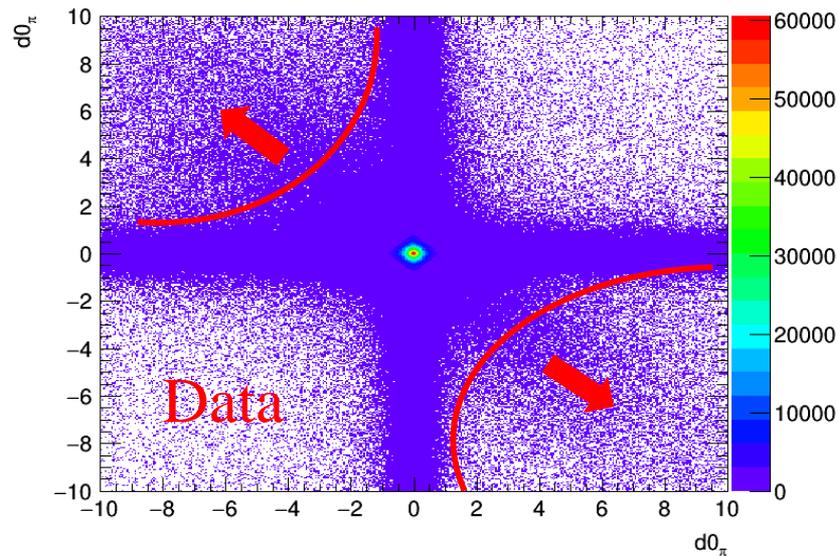
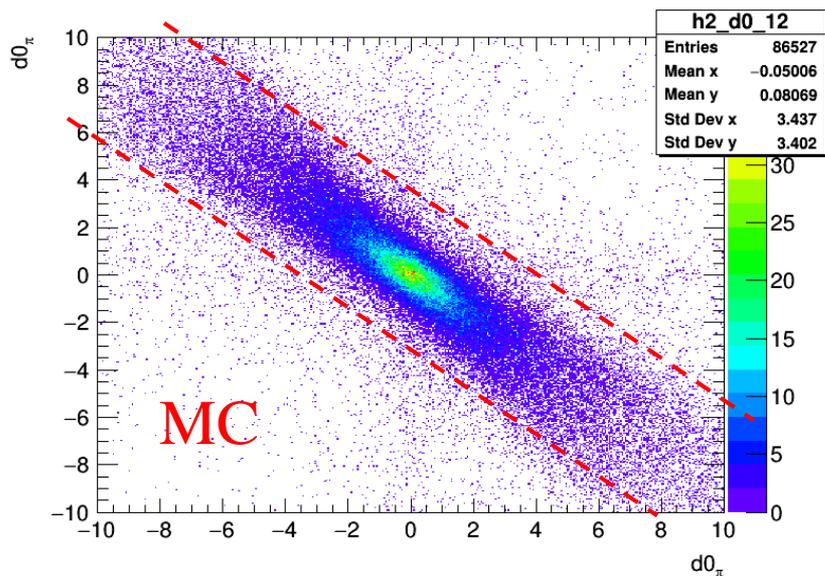


$$\alpha = 1 - \frac{\arccos(\cos(\varphi_1 - \varphi_2))}{\pi}$$

MC (reco): STARLight (left) & PG (right)

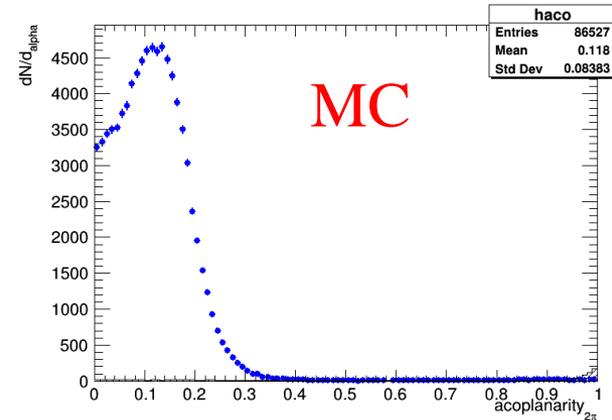
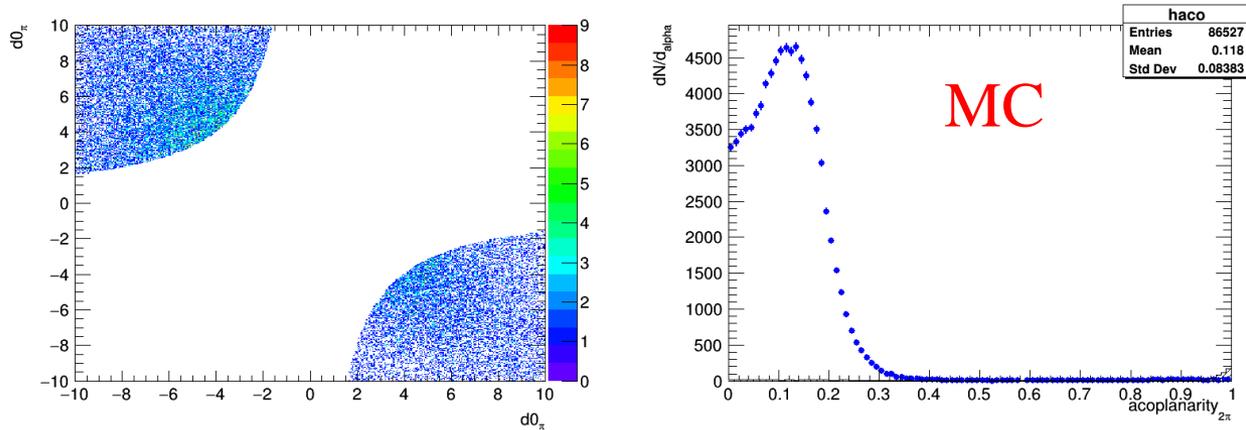
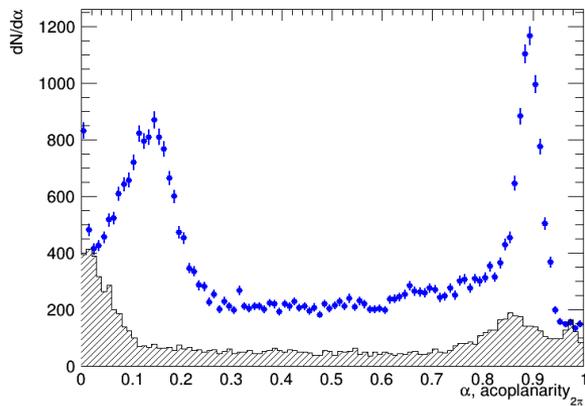
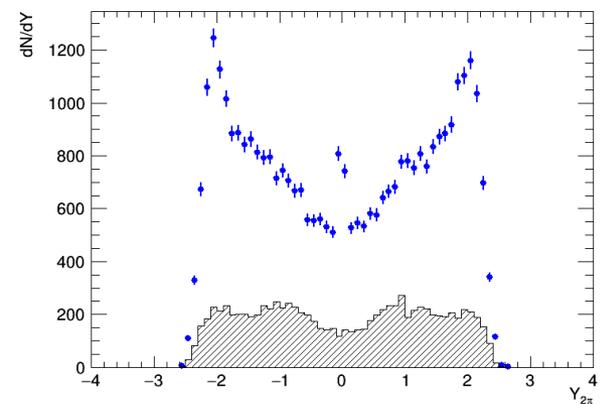
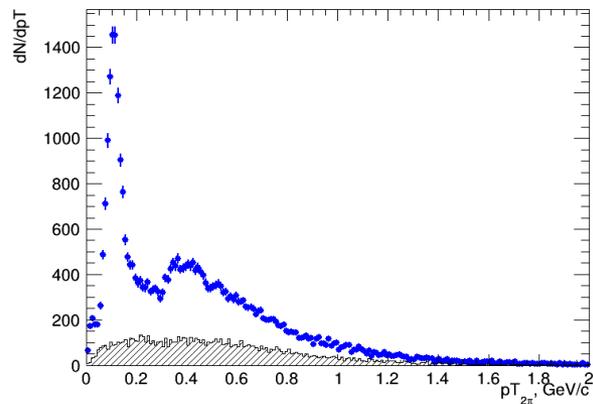
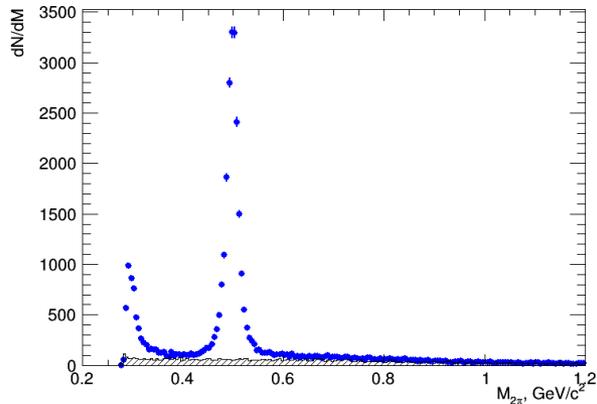


d0 selections

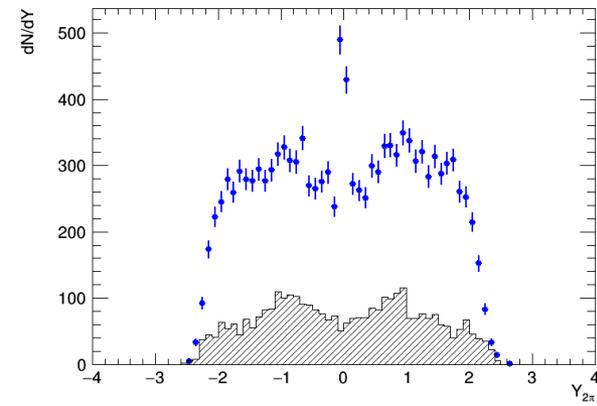
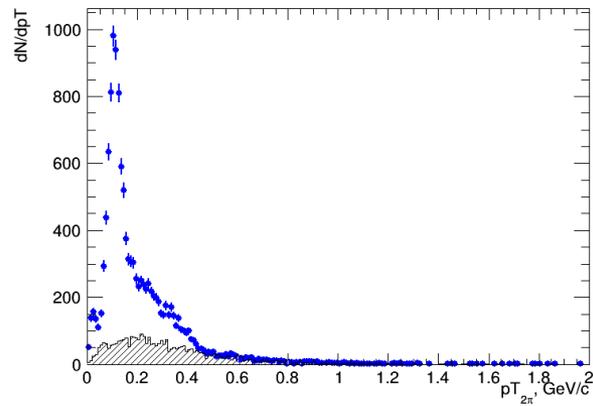
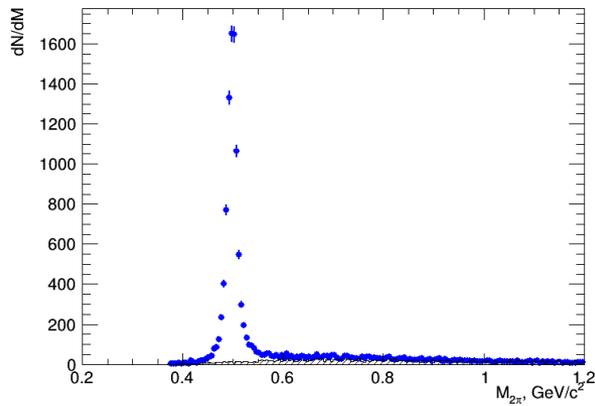


- $d0^*d0 < -25 \text{ mm}^2$
- $d0^*d0 < -16 \text{ mm}^2$
- $d0^*d0 < -9 \text{ mm}^2$
- $d0^*d0 < -4 \text{ mm}^2$
- $d0^*d0 < -2.25 \text{ mm}^2$

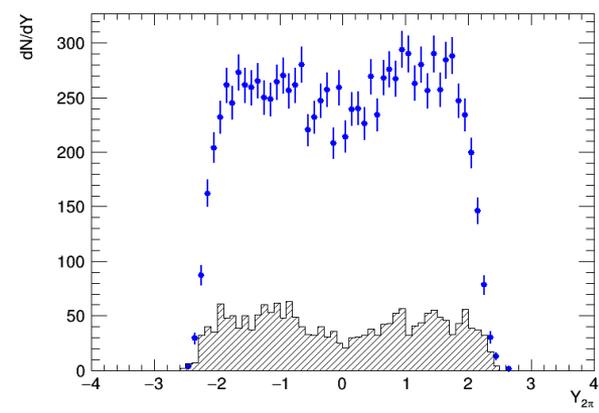
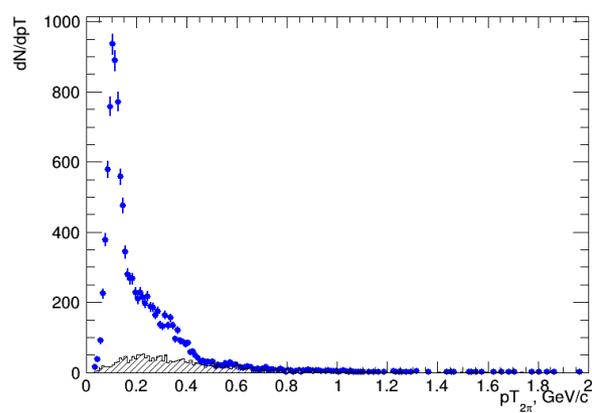
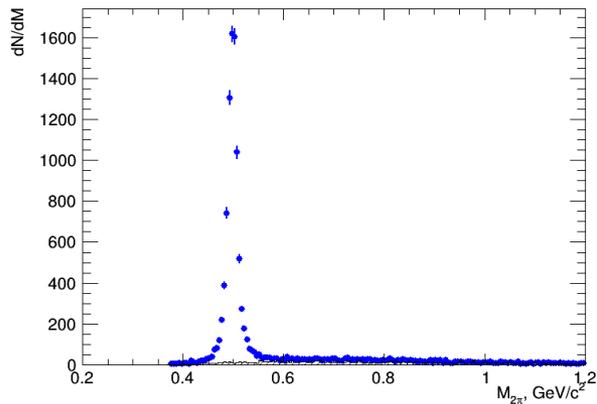
Data: $d_0 * d_0 < -16$



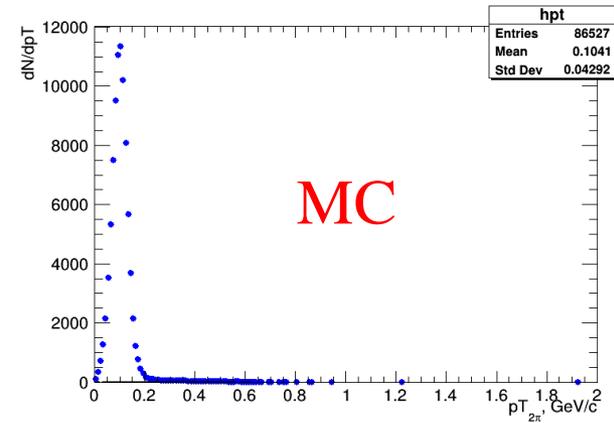
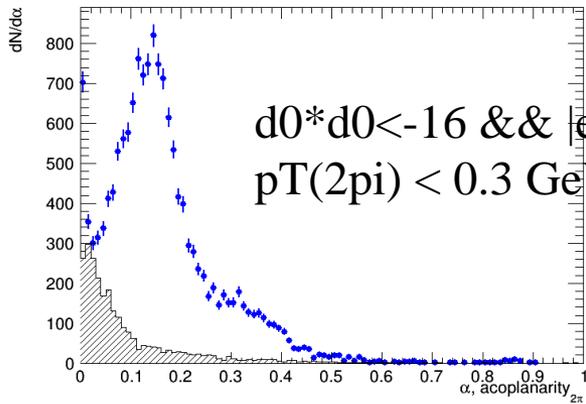
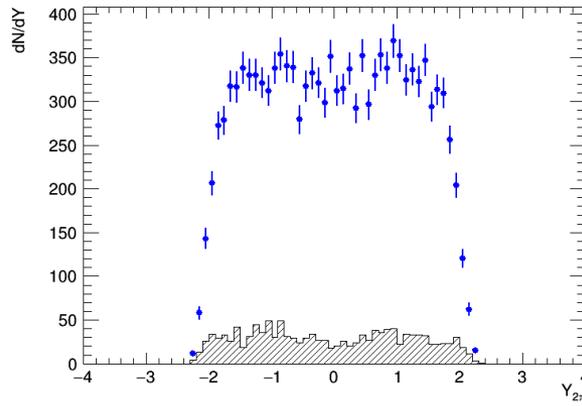
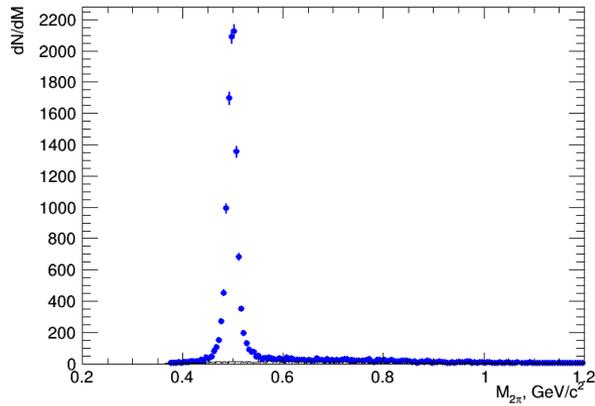
Data: $d0 \cdot d0 < -16$ && $aco < 0.5$



+ $aco > 0.05$

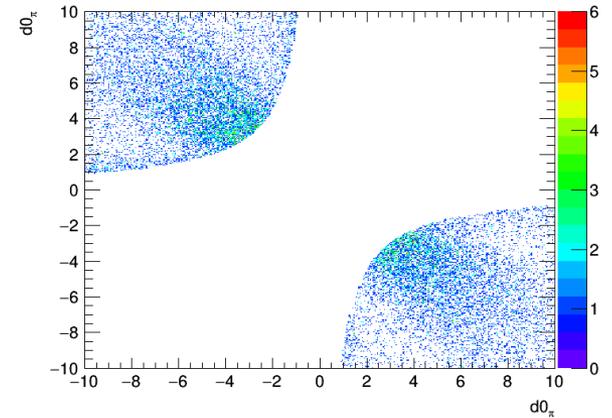
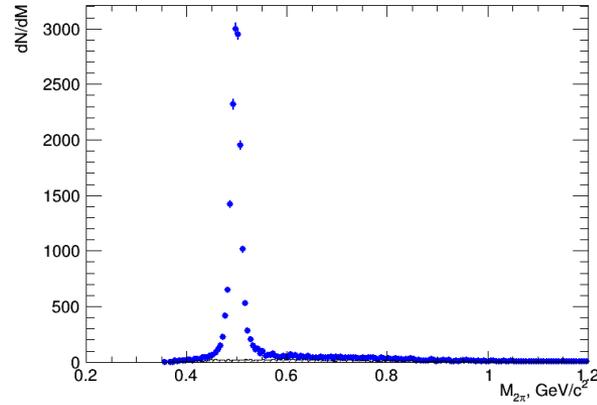


Data: $d_0 * d_0 < -16$ && $aco < 0.5$ && $aco > 0.05$ &&
 $|\eta_{trk}| < 2.4$ && $pT(2\pi) < 0.3$ GeV

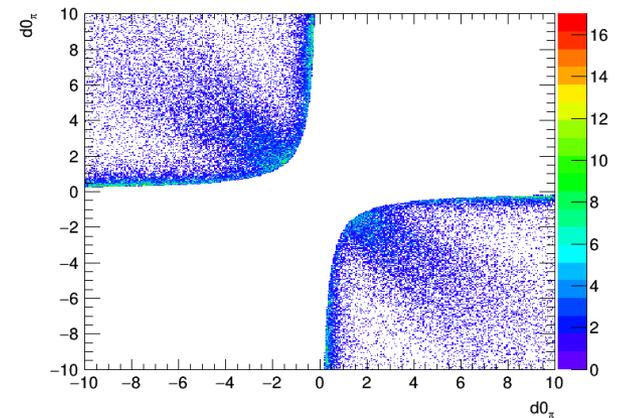
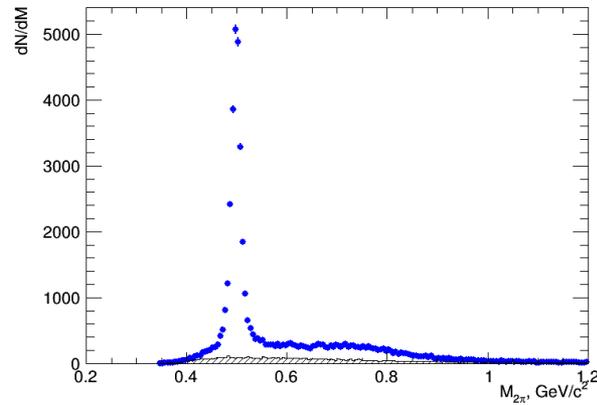


Data: $aco < 0.5 \ \&\& \ aco > 0.05 \ \&\&$
 $|\eta_{\text{trk}}| < 2.4 \ \&\& \ pT(2\pi) < 0.3 \text{ GeV}$

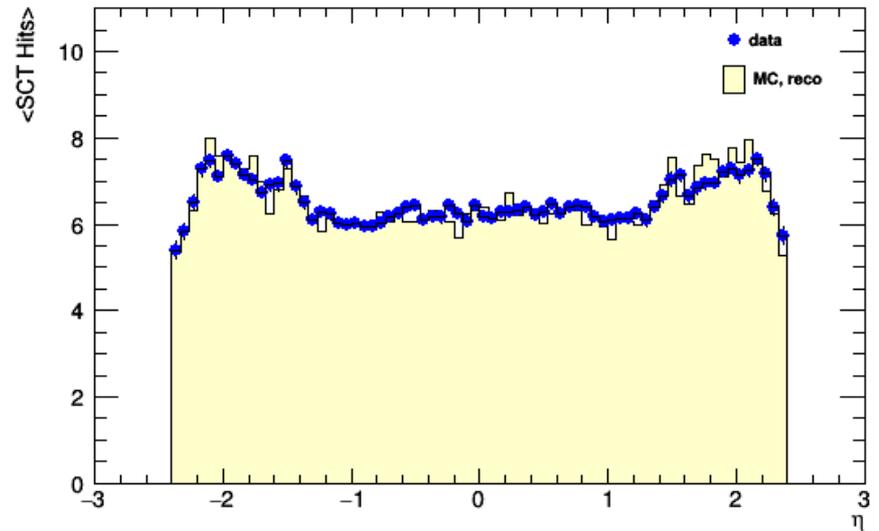
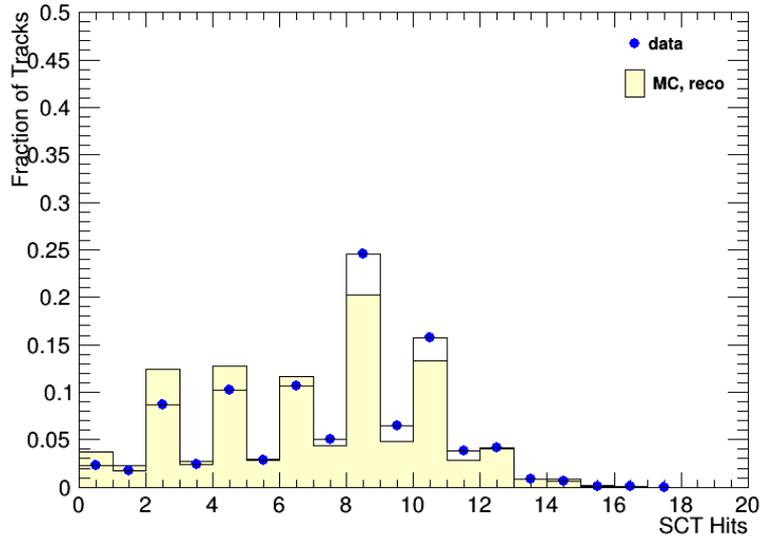
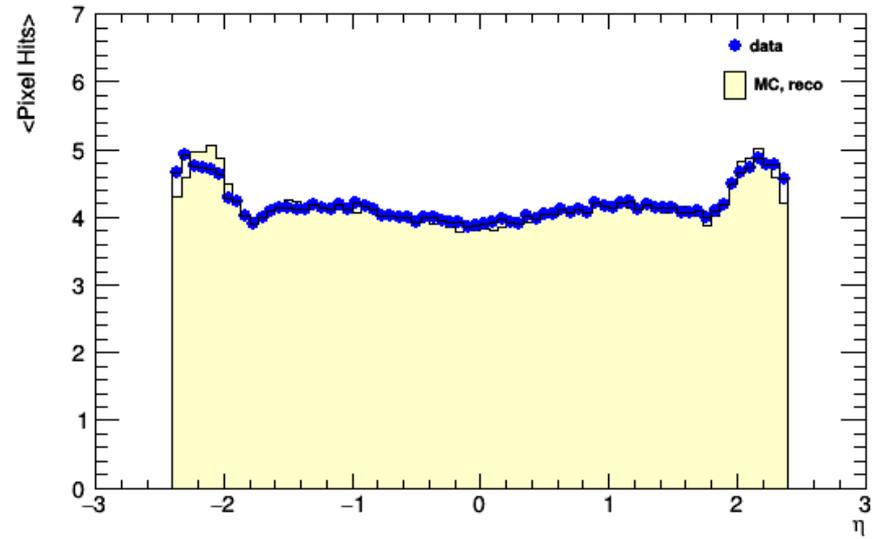
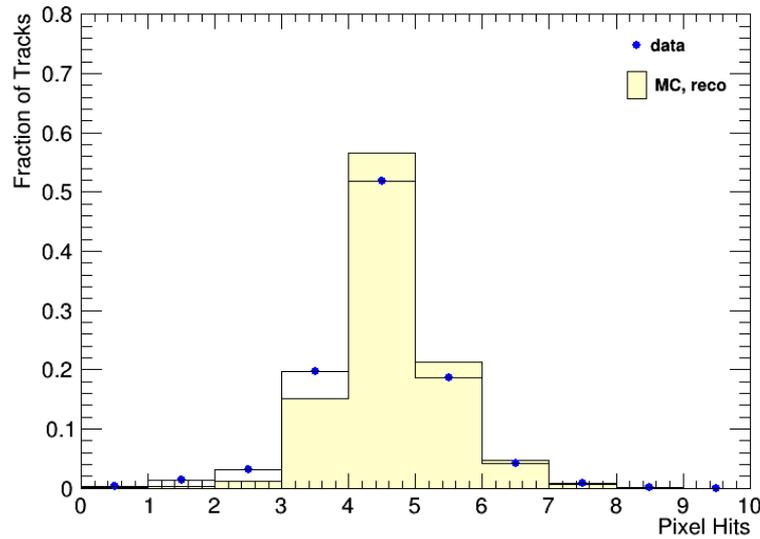
$d0 * d0 < -9$



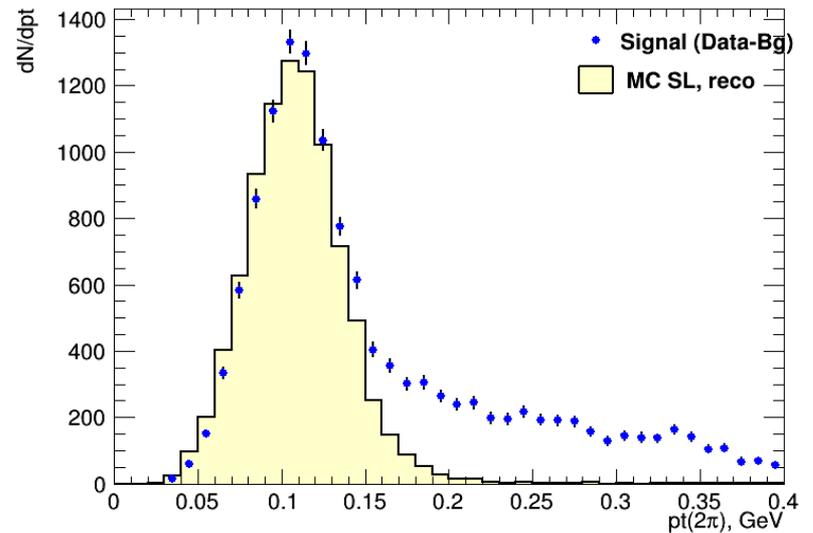
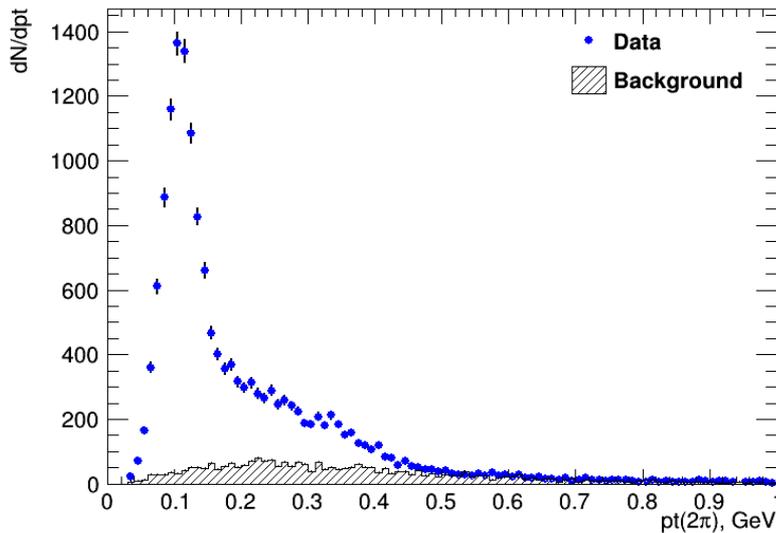
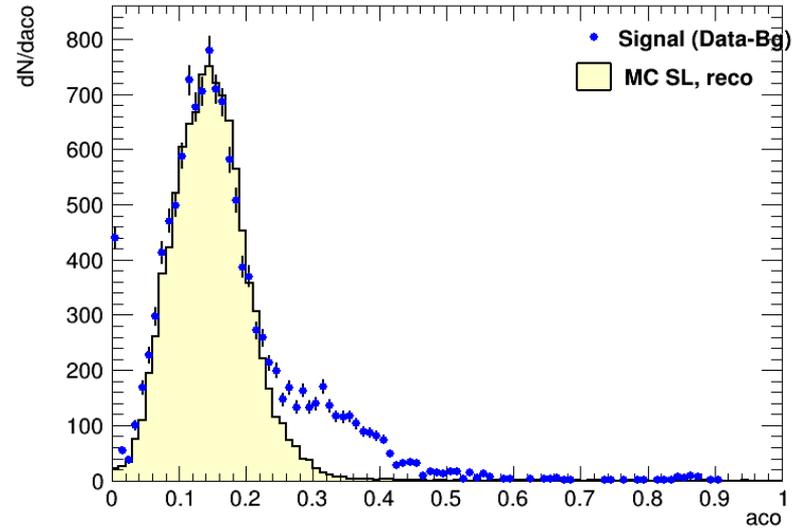
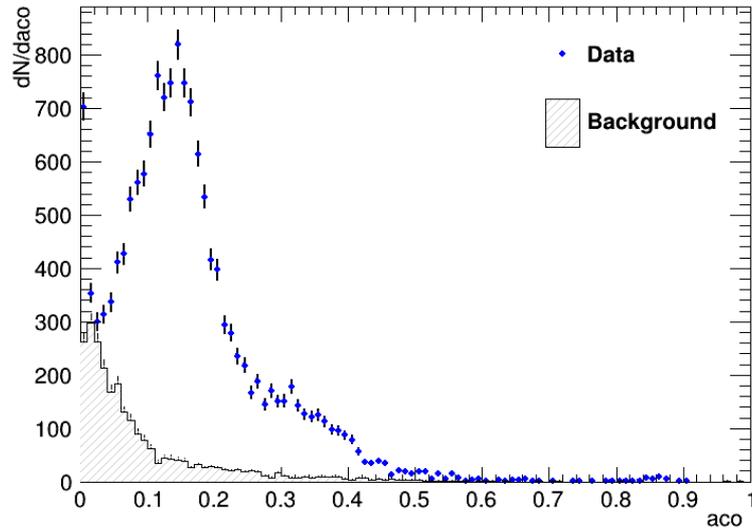
$d0 * d0 < -2.25$



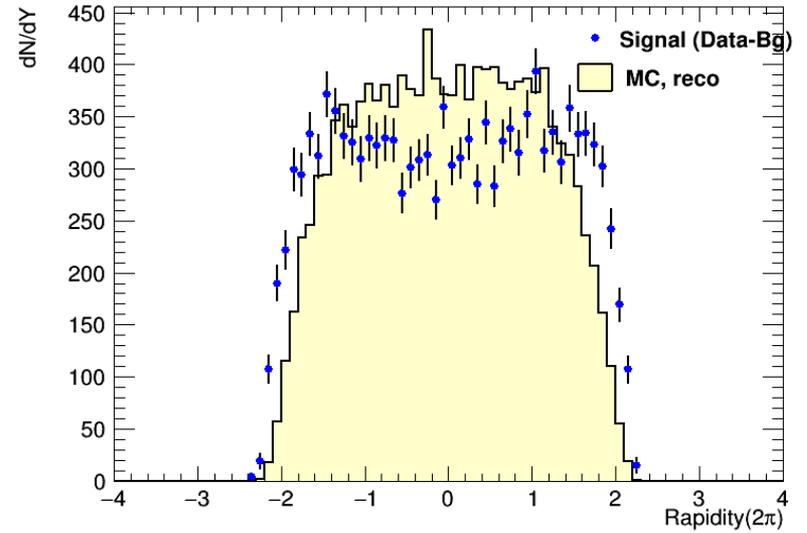
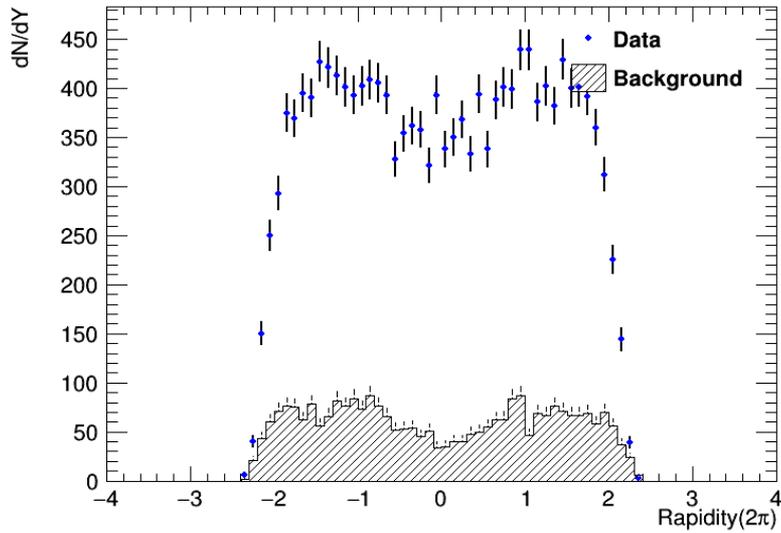
Pixle and SCT: data vs MC reco



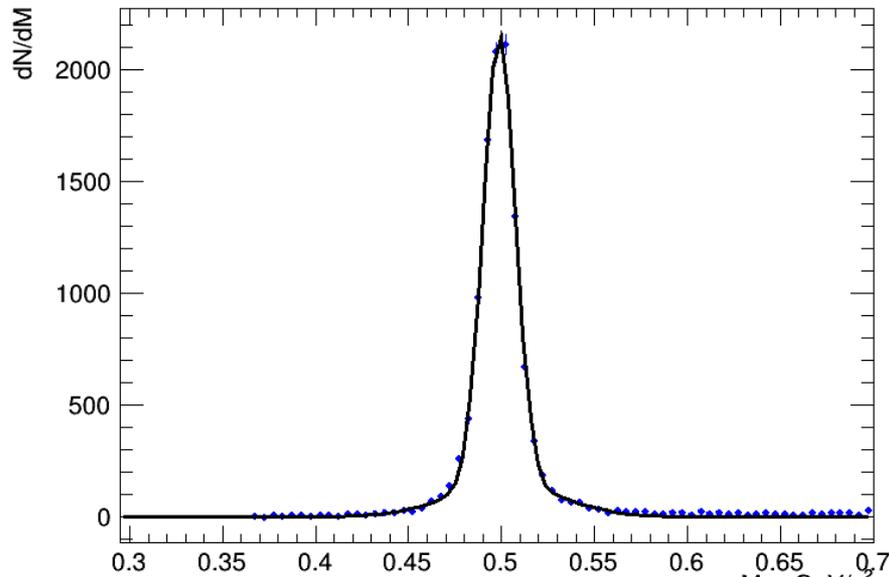
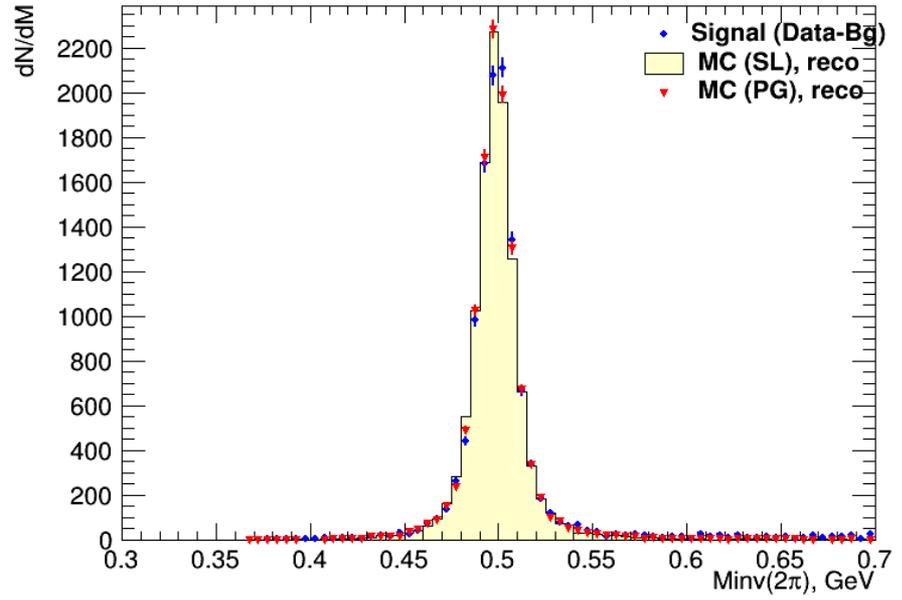
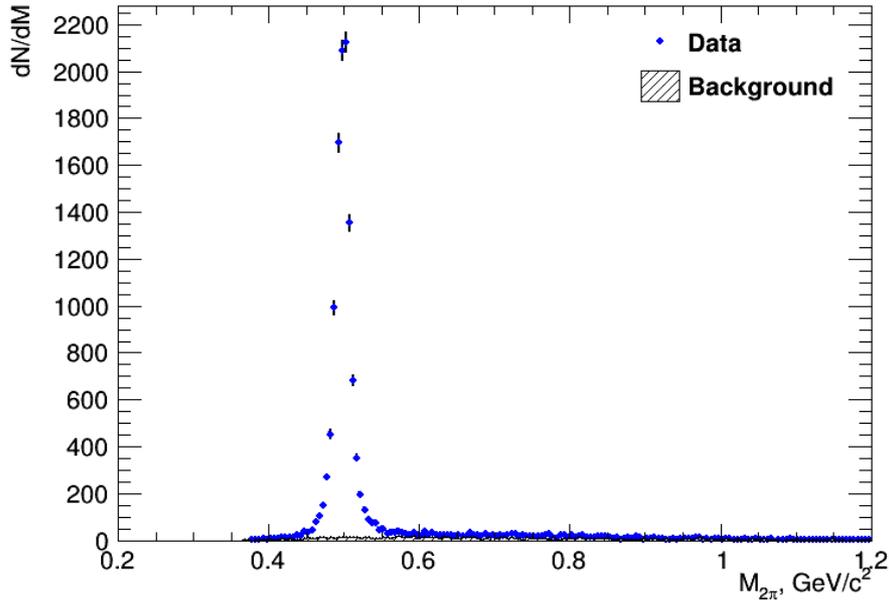
pT and Aco: data vs MC reco



Rapidity: data vs MC reco

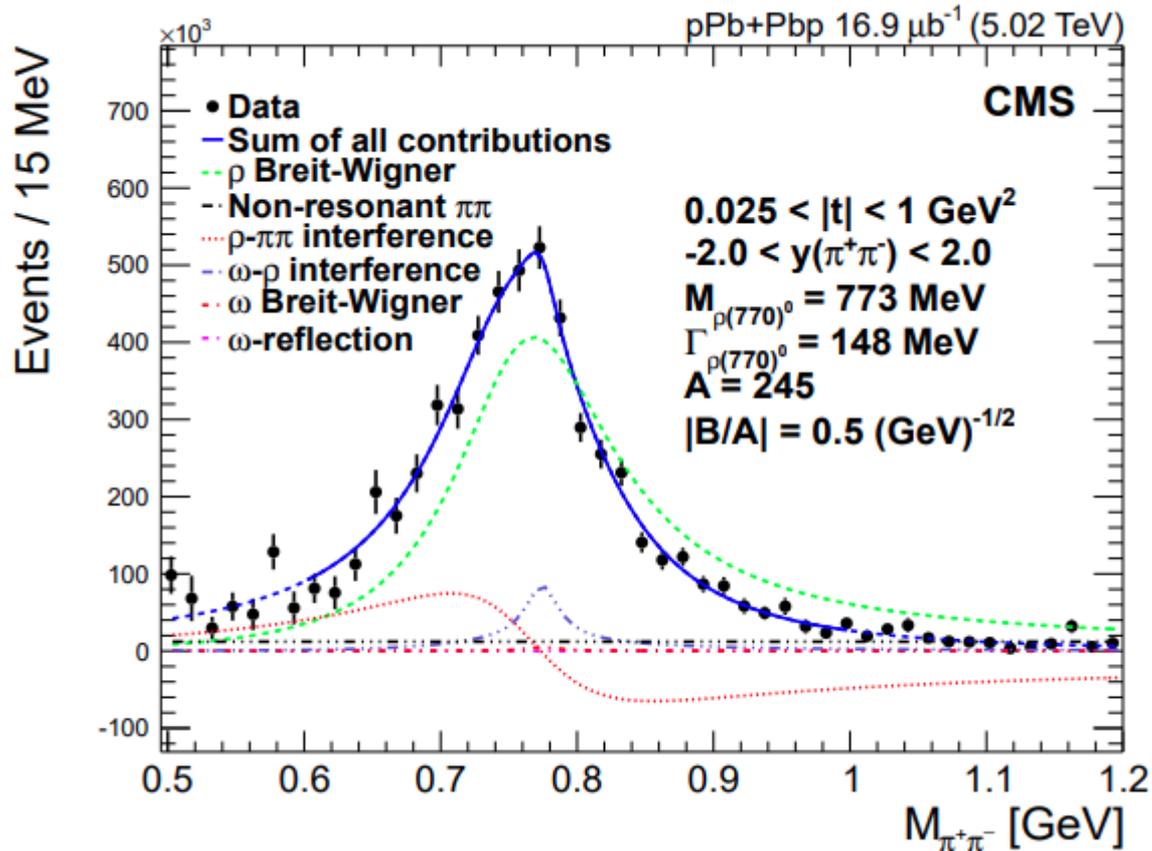


Rapidity: data vs MC reco



ouble Gaussian fit:
 $M = 0,498 \text{ MeV}$
 $\sigma = 8 \text{ MeV}$

$\rho(770)$ from CMC



<https://arxiv.org/pdf/1902.01339.pdf>

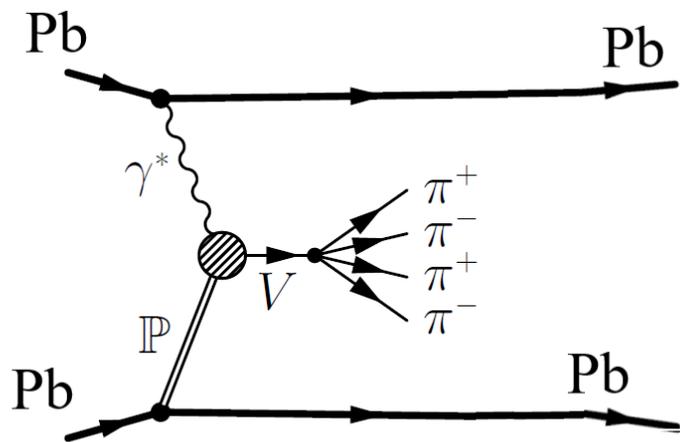
Ratio $\mathcal{N}(\phi)/\mathcal{N}(\rho^0)$?

$$\sigma = \frac{N}{acc \cdot Eff(reco) \cdot Eff(trig) \cdot L \cdot Br}$$

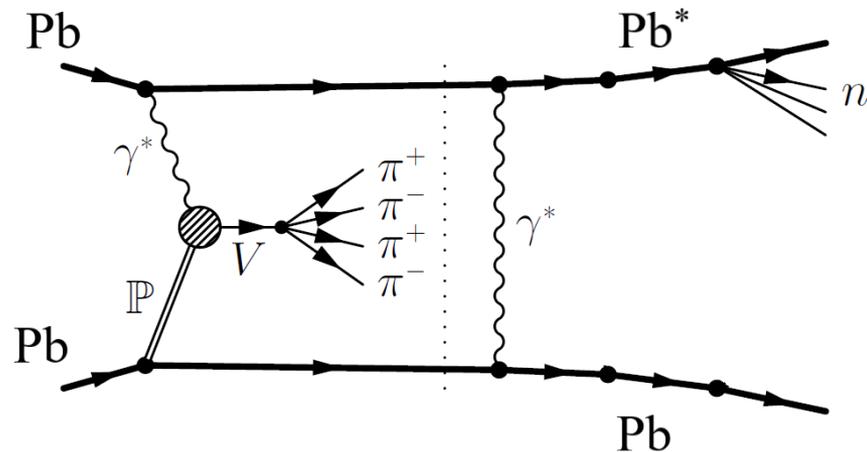
$$\frac{\sigma(\phi_{1020})}{\sigma(\rho^0)} = \frac{N(K_S^0)}{N(\rho^0)} \cdot \frac{Eff_{\rho^0}(reco) \cdot acc_{\rho^0}}{Eff_{K_S^0}(reco) \cdot acc_{K_S^0} \cdot Br(1020 \rightarrow K_S^0 K_L^0)}$$

Back up

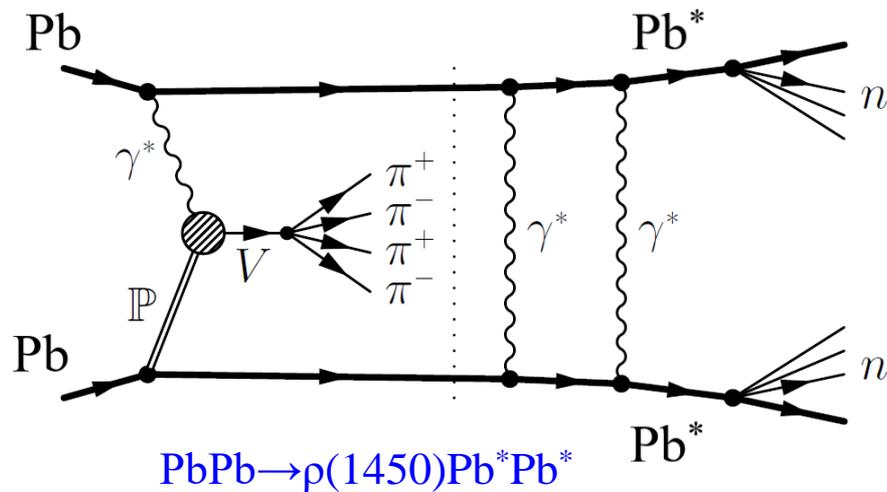
$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ photoproduction



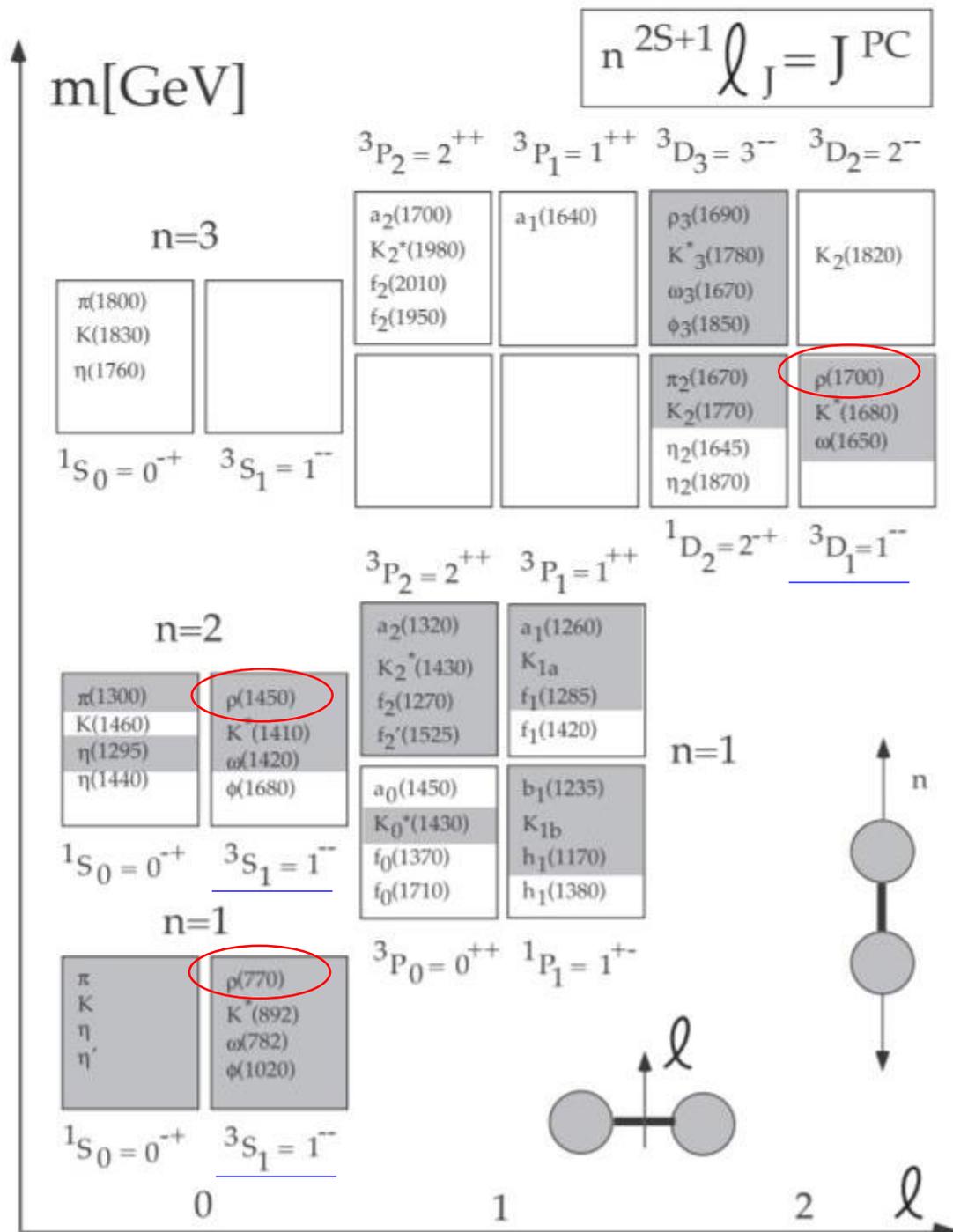
$\text{PbPb} \rightarrow \rho(1450)\text{PbPb}$



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



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



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

- The PDG currently lists two excited ρ^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 ρ^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

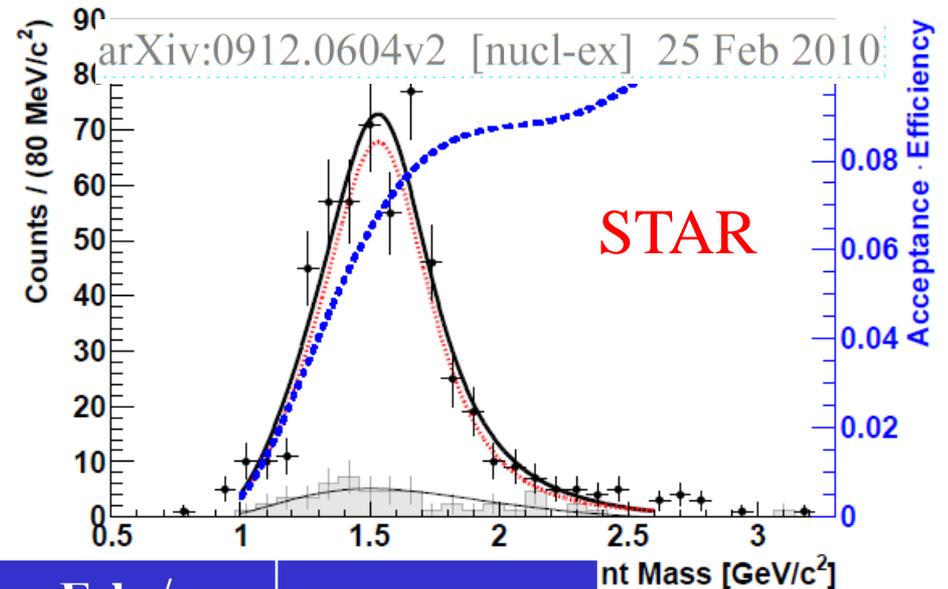
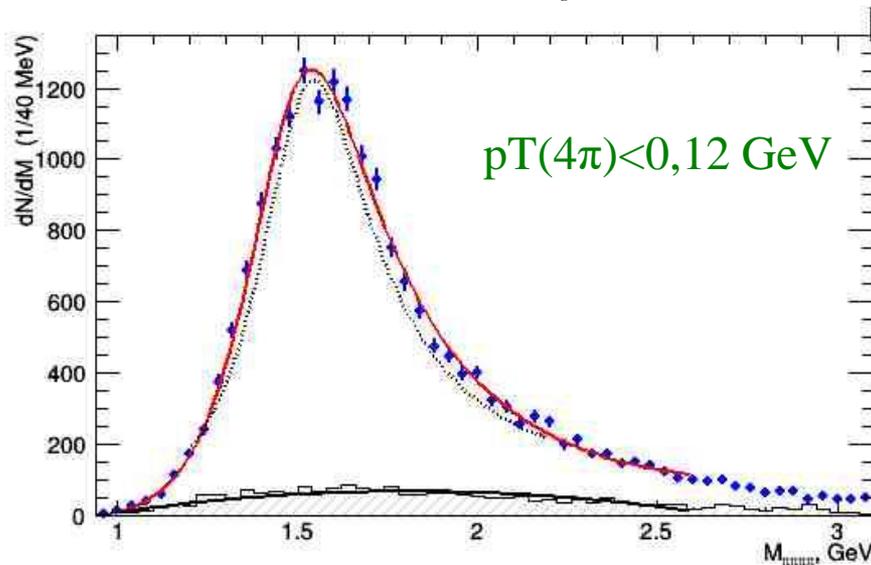
Reaction (E γ , GeV)			exp(-bt)
$\gamma p \rightarrow p 4\pi$ (9,3)	$\sigma(\rho' \rightarrow \rho^0 \pi^- \pi^+) = 1,6 \mu\text{b}$	$R = (\rho' \rightarrow \pi^- \pi^+) / (\rho' \rightarrow \rho^0 \pi^- \pi^+) = 0,2$	$b = 5,6 \text{ GeV}^{-2}$
$\gamma p \rightarrow p 4\pi$ (4,4) (7,1) (12,7)	$\sigma(\gamma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

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

- Феноменологическая параметризация (Ross and Stodolsky):

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

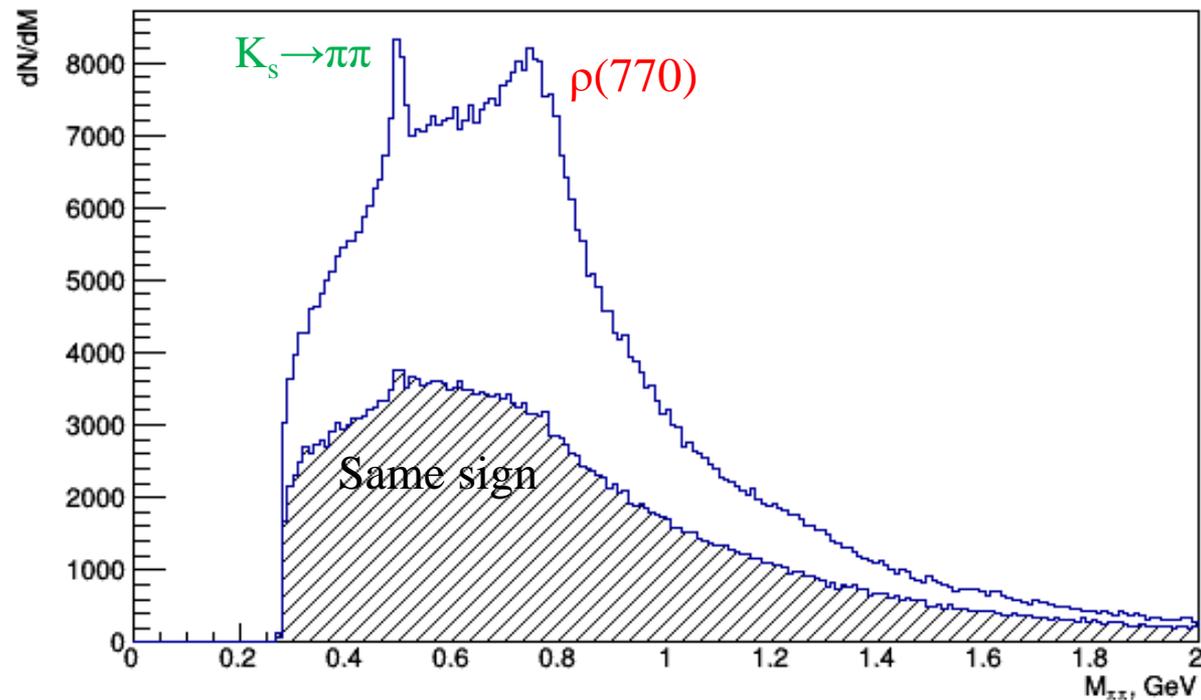
$f_{bg}(m)$ – polynomial of a second order



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

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

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



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

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

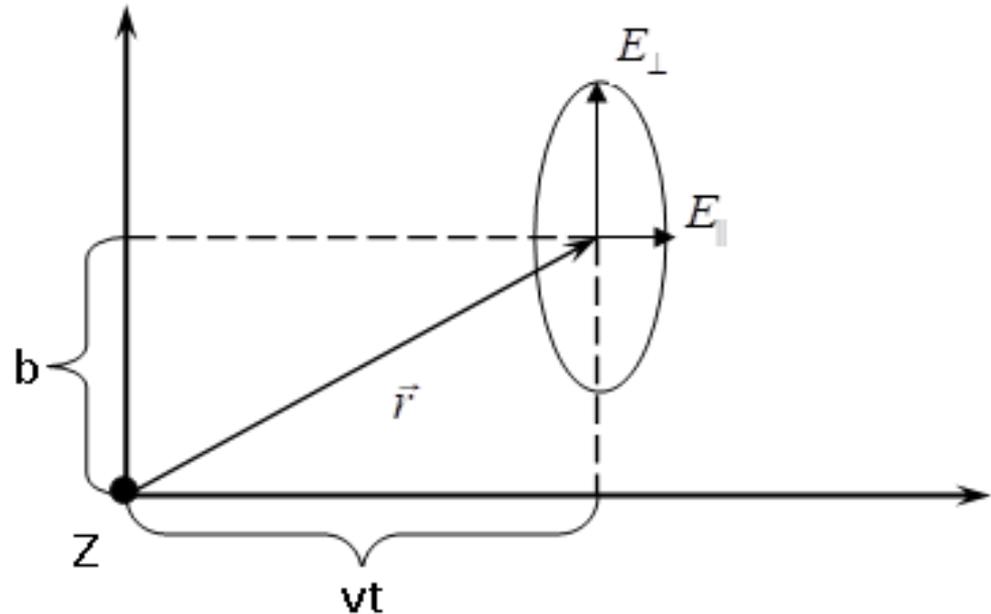
$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}$$

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 ω , 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 ω .
- 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 $b \sim R$