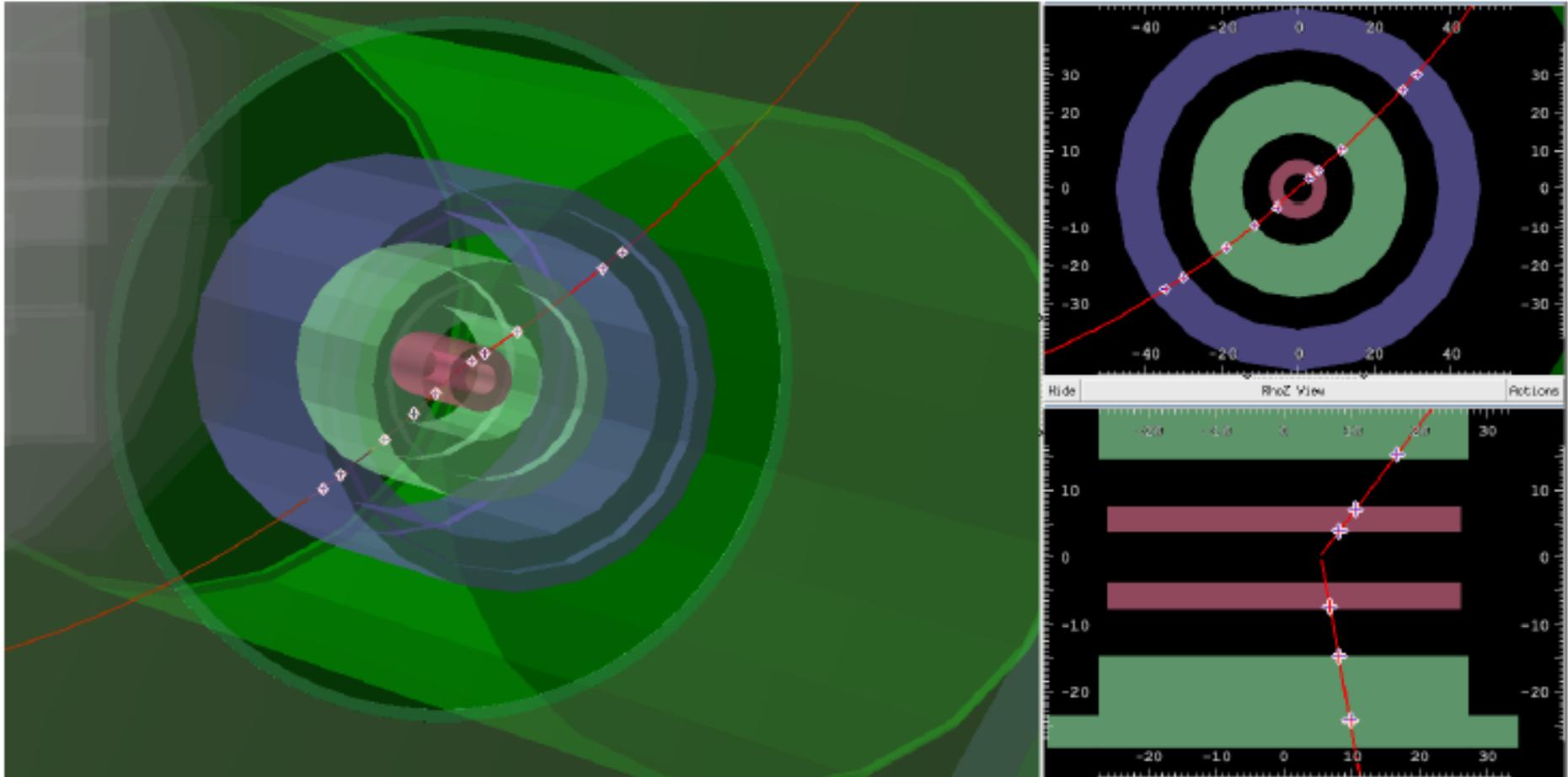
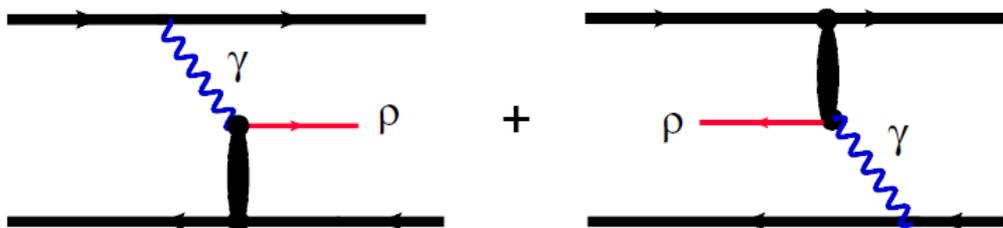


Фоторождение легких векторных мезонов на БАК



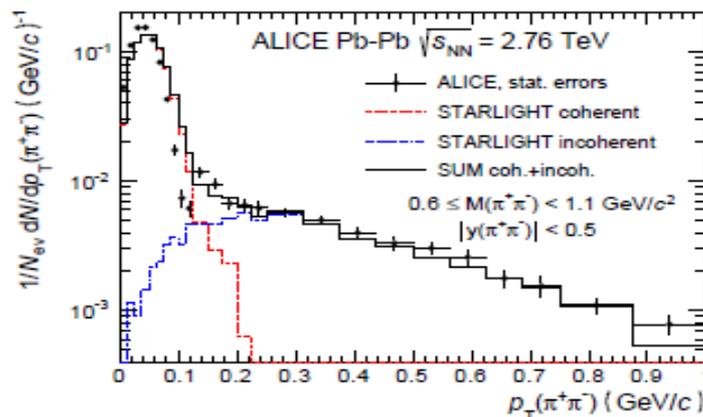
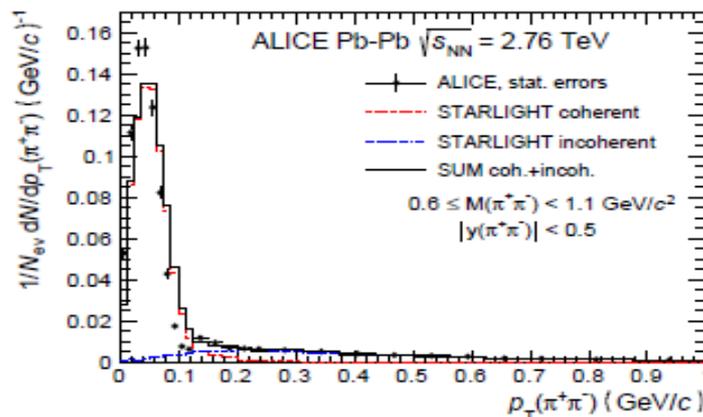
Когерентное фоторождение ρ мезона в УПС

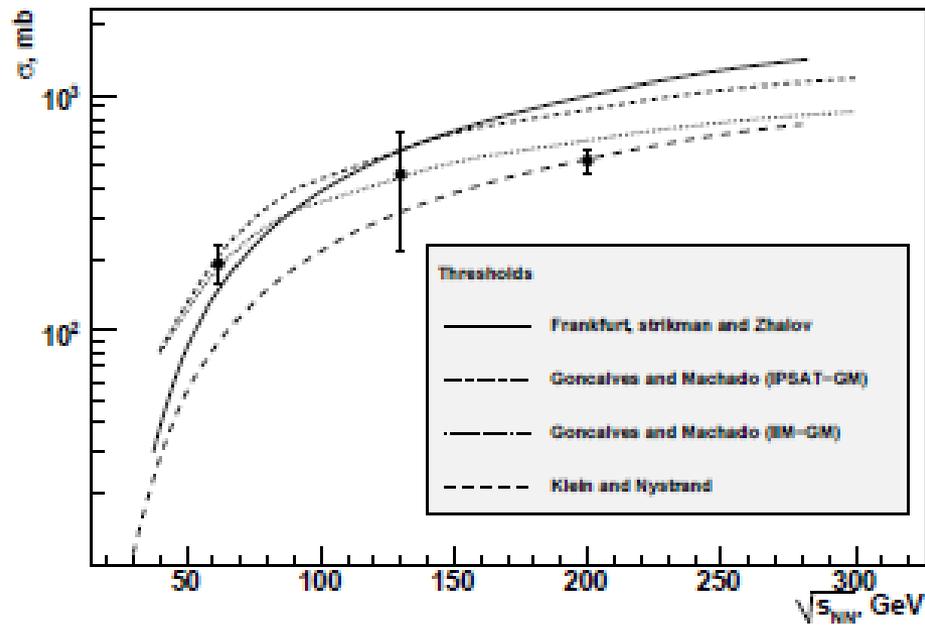
Гузей, Жалов,
Стрикман, Франкфурт
Phys.Lett. B752,2016



$$\sigma_{AA \rightarrow AA\rho} = N_{\underline{\gamma}}(y) \cdot \sigma_{\gamma A \rightarrow A\rho}(y) + N_{\underline{\gamma}}(-y) \cdot \sigma_{\gamma A \rightarrow A\rho}(-y)$$

1. Вклад от двух сталкивающихся ядер;
2. Фотон квазиреален – факторизация: сечение в УПС – произведение потока фотонов и сечения фоторождения на мишени;
3. Поток фотонов с 5% точностью;
4. Без ухищрений легко извлекается только сечение фоторождения при одной энергии, соответствующей быстрой $y=0$

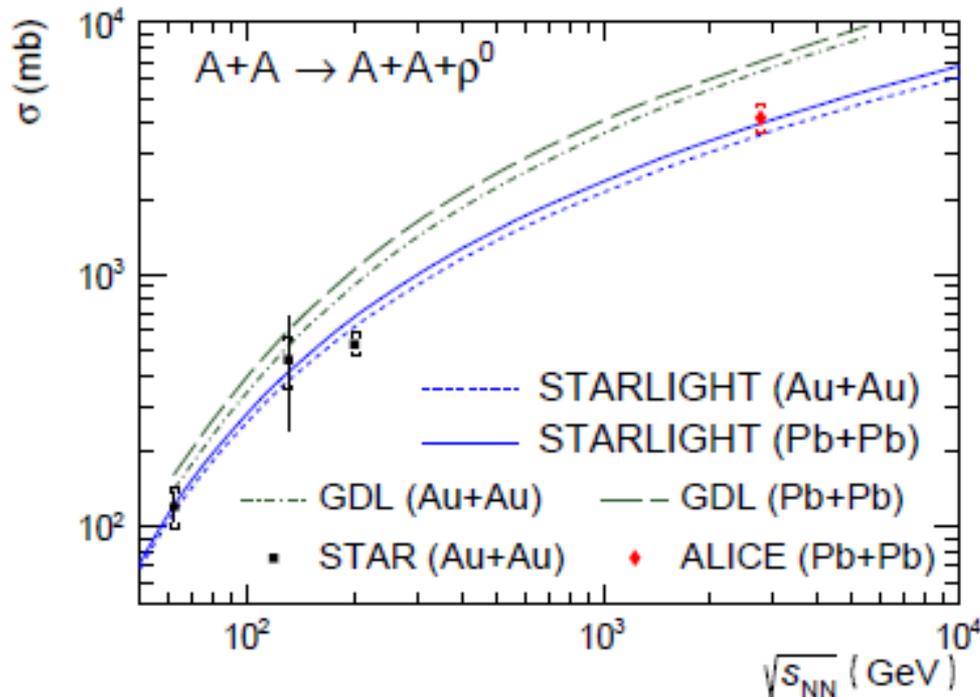




$$\frac{d\sigma_{\gamma A \rightarrow \rho A}(t)}{dt} = \frac{d\sigma_{\gamma A \rightarrow \rho A}(t=0)}{dt} F_A^2(t)$$

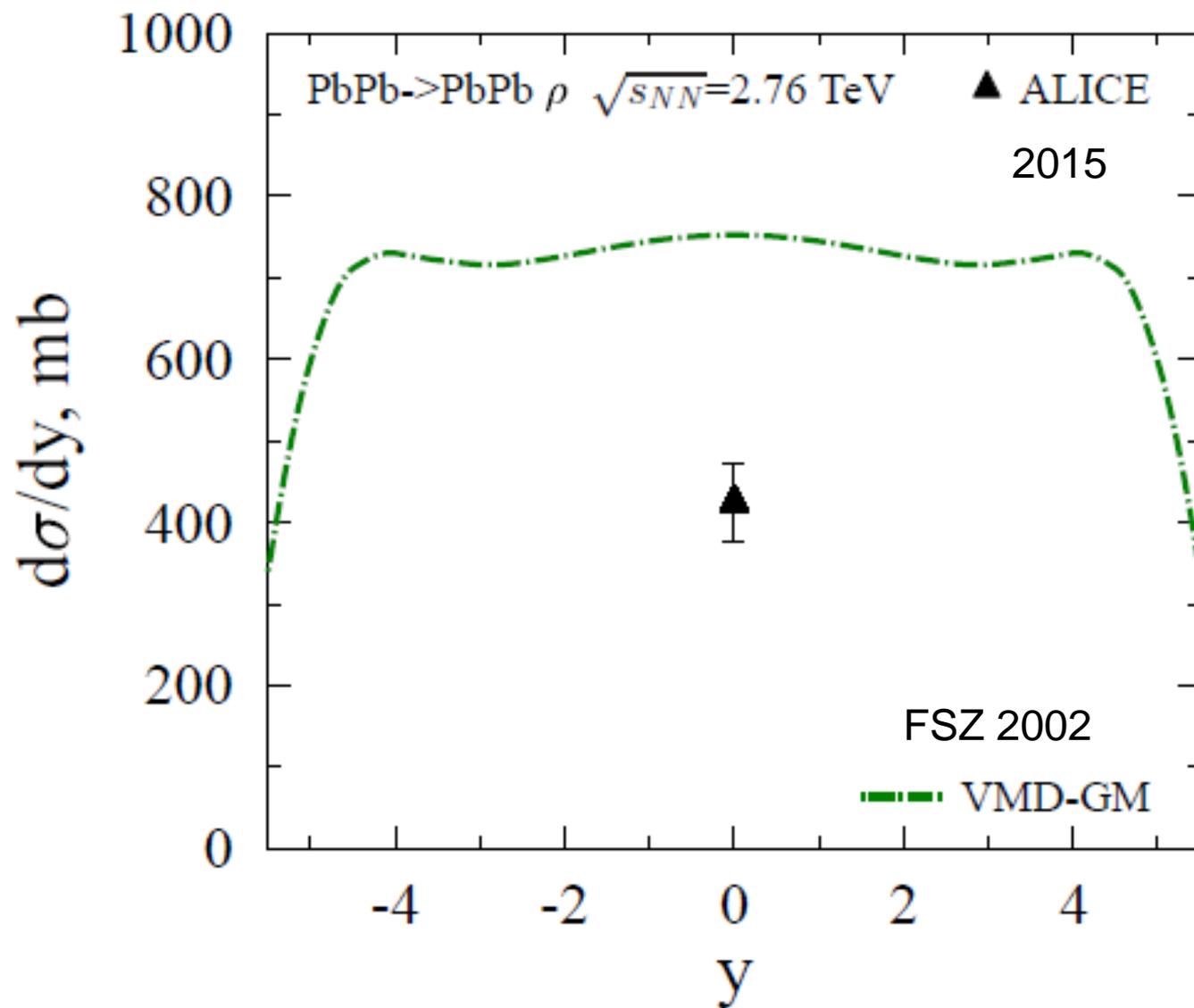
$$\frac{d\sigma_{\gamma A \rightarrow \rho A}(t=0)}{dt} \propto \frac{d\sigma_{\rho A \rightarrow \rho A}(t=0)}{dt} \propto \sigma_{\rho A}^2$$

$$\sigma_{\rho A} = 2\pi \int_0^\infty b db \left[1 - e^{-\sigma_{\rho N} T(\vec{b})} \right]$$



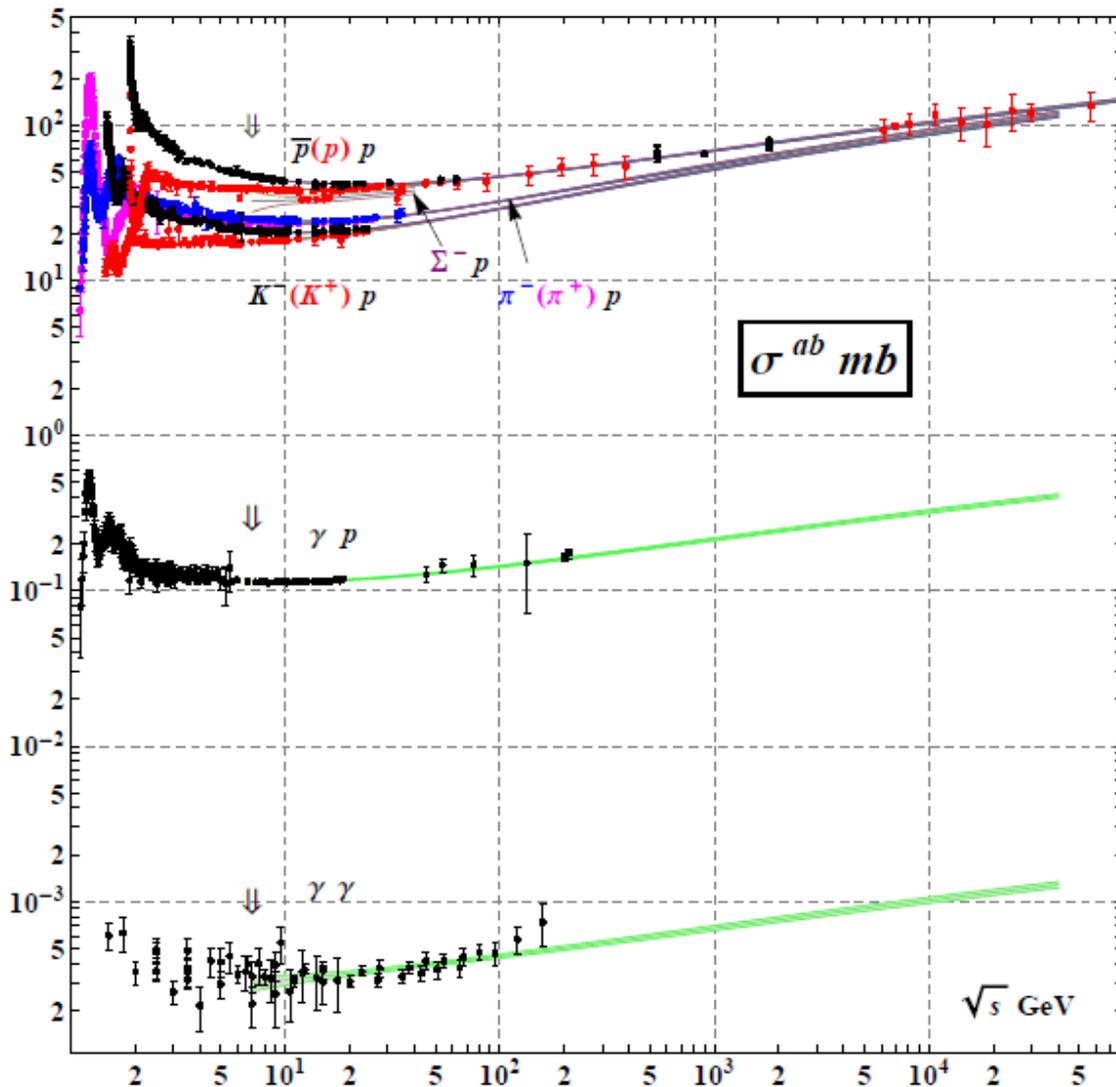
$$T(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho_A(\vec{b}, z)$$

$$\sigma_{\rho A} = 2 \cdot 2\pi \int_0^\infty b db \left[1 - e^{-\frac{\sigma_{\rho N}}{2} T(\vec{b})} \right]$$



VDM, волновая функция фотона

$$|\gamma\rangle = C_\gamma |\gamma_0\rangle + \sum_V \frac{e}{f_V} |V\rangle + \text{continuum}$$



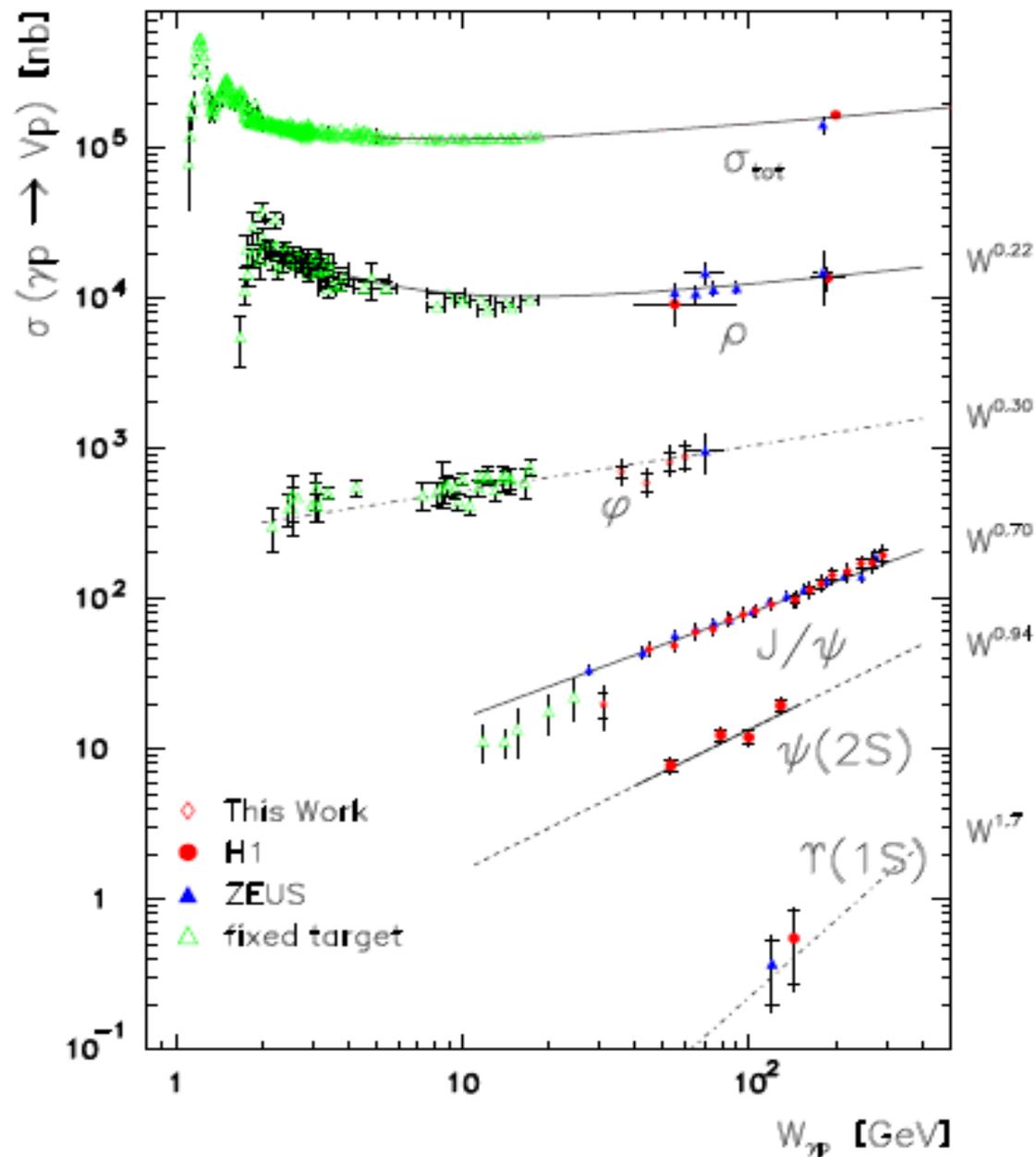
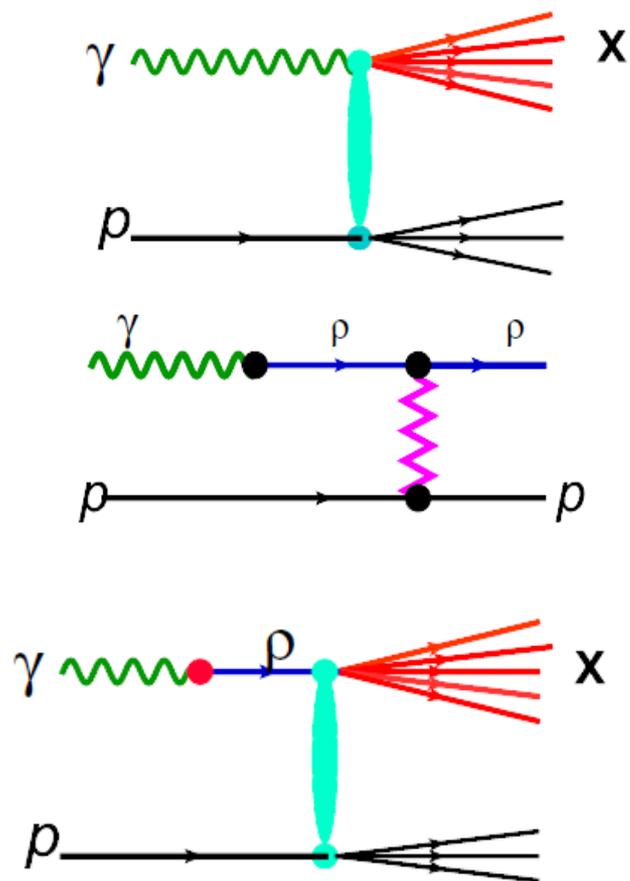
$$V = \rho, \omega, \varphi, \dots$$

$$\frac{4\pi}{f_V^2} = \frac{12\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}}{(\alpha M_V)^2}$$

$$\frac{f_\rho^2}{4\pi} = 2.02$$

$$\frac{f_\varphi^2}{4\pi} = 13.7$$

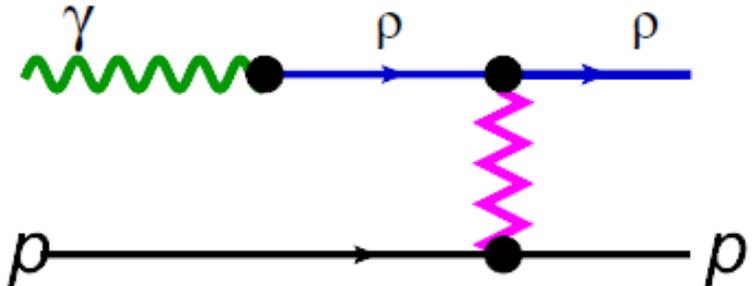
$$\frac{f_\omega^2}{4\pi} = 23.1$$



$\gamma \rightarrow \rho$ обеспечивает $\approx (70\% \div 80\%) \sigma_{\gamma p}^{tot}$

В когерентном процессе – параметр длина когерентности

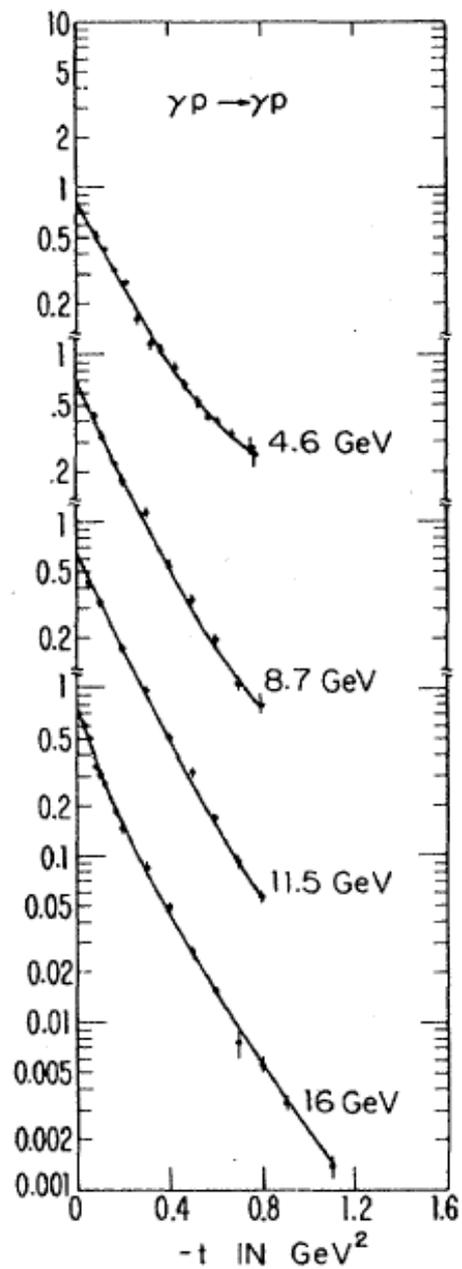
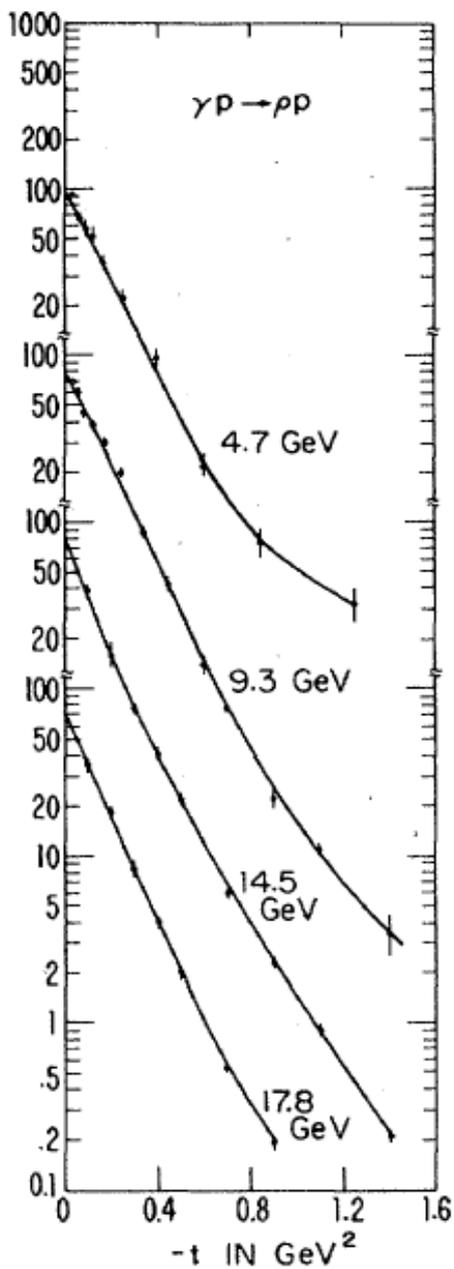
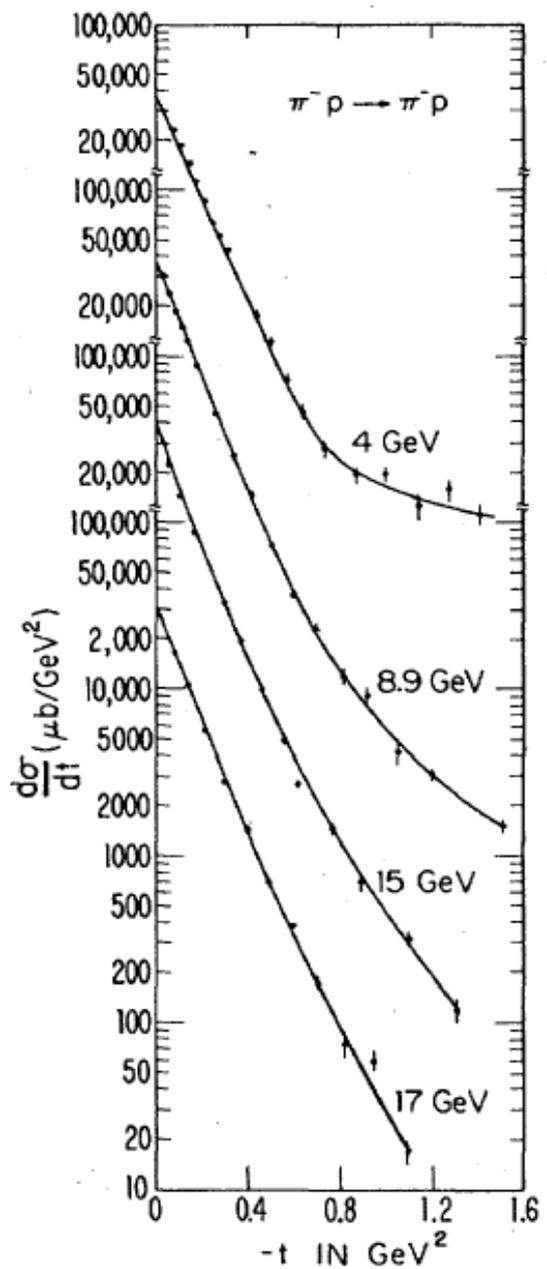
$$l_c \approx \frac{1}{q_L} \approx \frac{1}{k - (k^2 - m_V^2)^{\frac{1}{2}}} \approx \frac{2k}{m_V^2} \gg R_T$$



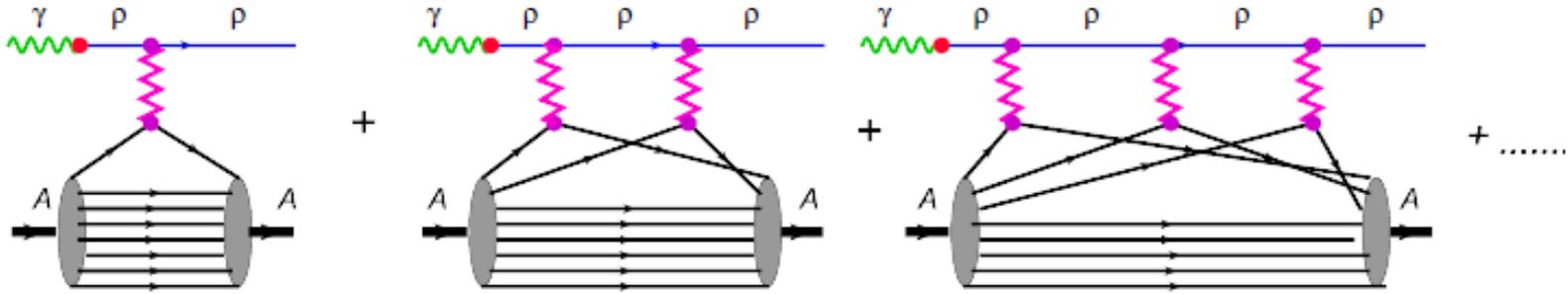
$$\frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho p}(t=0)}{dt} = \frac{e^2}{f_\rho^2} \frac{d\sigma_{\rho p \rightarrow \rho p}(t=0)}{dt} = \frac{e^2}{f_\rho^2} \frac{1}{16\pi} \sigma_{\rho N}^2$$

t-зависимость: e^{Bt}

Наклон с хорошей точностью совпадает с наклоном в упругом пион-протонном рассеянии



Ядро – модель Глаубера



В Импульсном приближении

$$\frac{d\sigma_{\gamma A \rightarrow \rho A}(t=0)}{dt} = \frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho p}(t=0)}{dt} |F_A(t=0)|^2 = A^2 \frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho p}(t=0)}{dt}$$

$$\sigma_{\gamma A \rightarrow \rho A} = \frac{e^2}{f_\rho^2} \frac{1}{16\pi} \sigma_{\rho N}^2 A^2 \int_{t_{min}}^{\infty} dt |F_A(t)|^2$$

В Глаубере

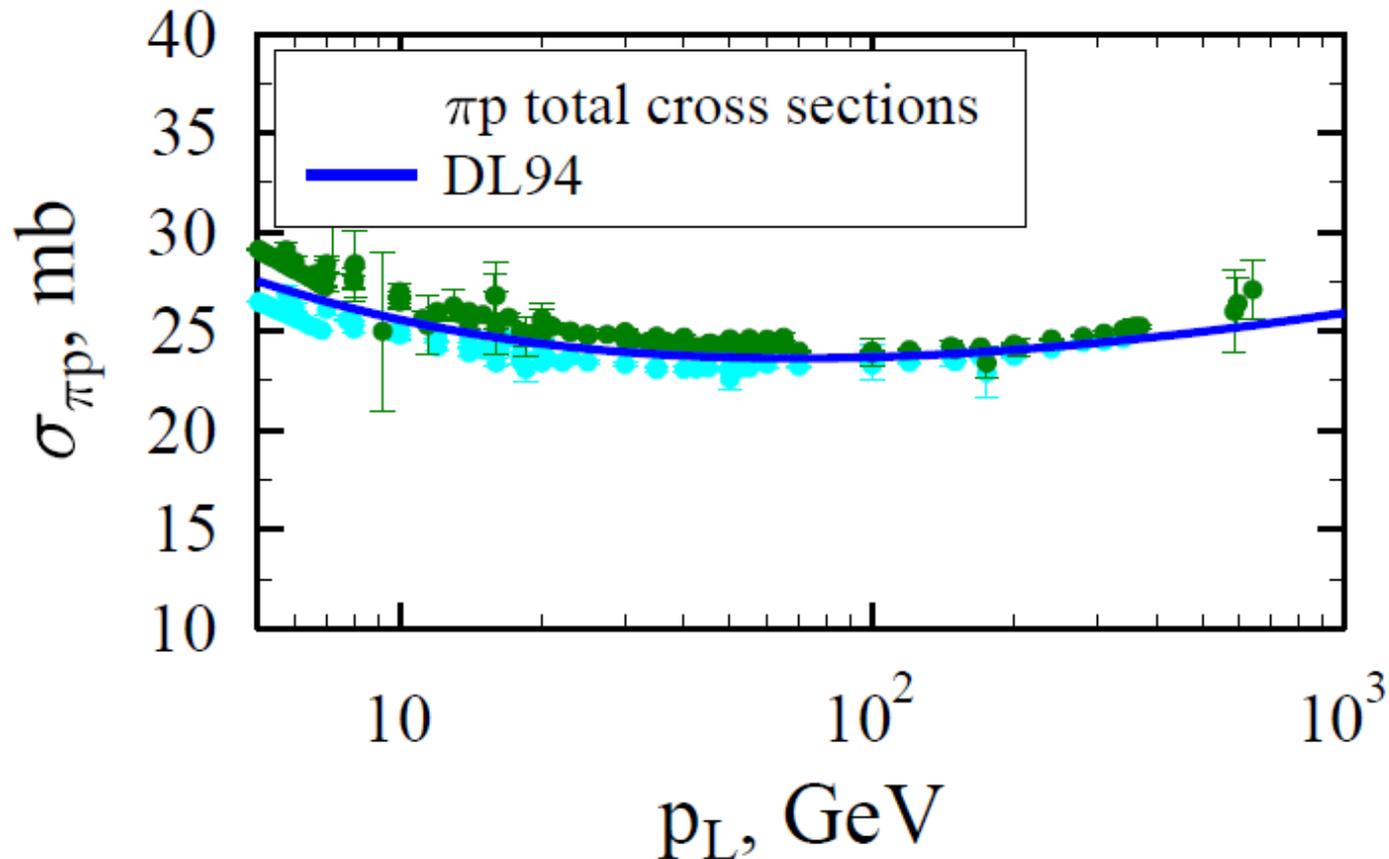
$$\sigma_{\gamma A \rightarrow A\rho} = \frac{e^2}{f_\rho^2} \sigma_{\rho A}^{el} \quad \sigma_{\rho A}^{el} = \int d\vec{b} \left| 1 - e^{-\frac{\sigma_{\rho N}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(b,z)} \right|^2$$

Единственный требуемый параметр - $\sigma_{\rho N}$

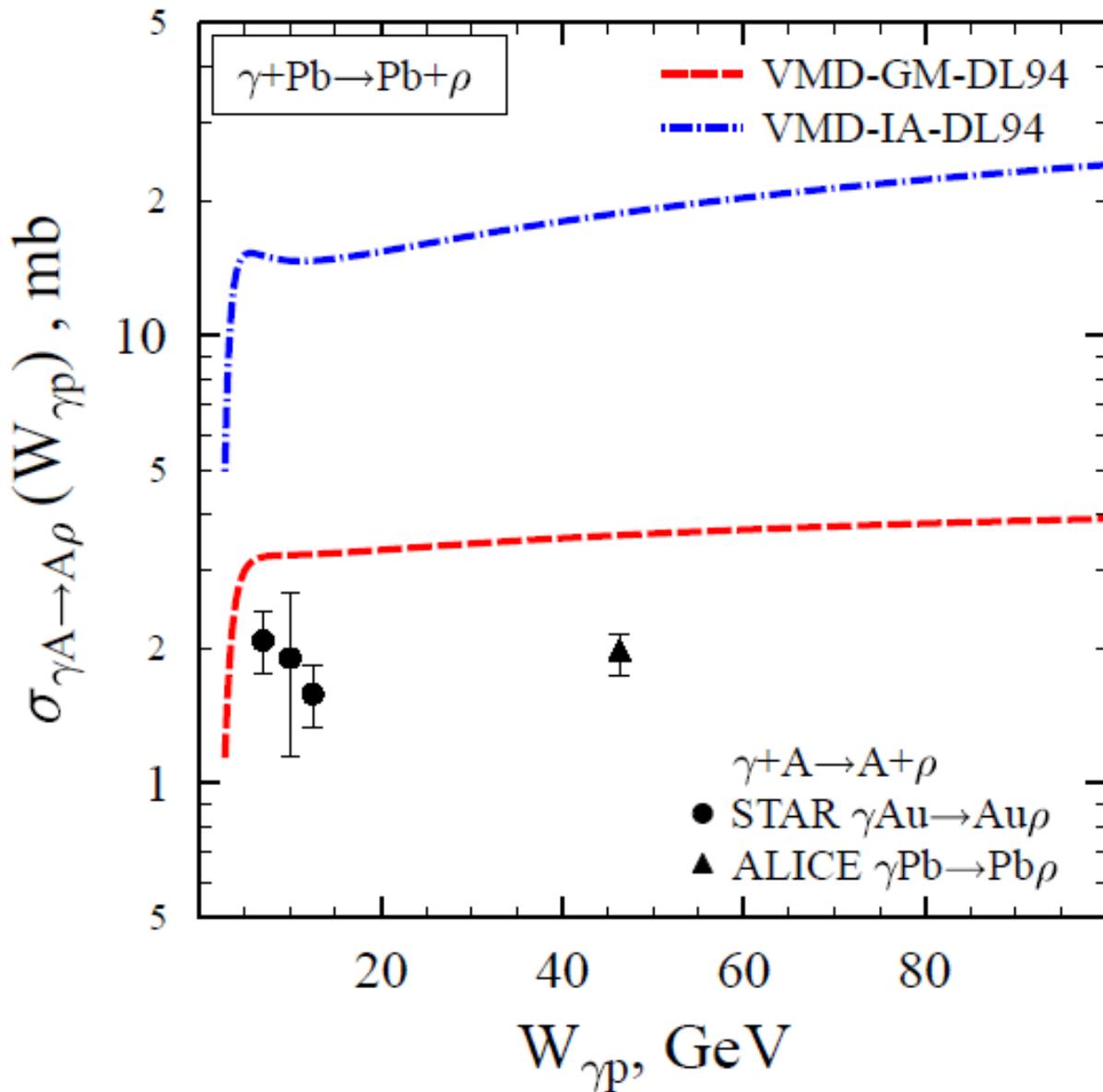
Модель Donnachie-Landshoff для взаимодействия адронов:

1. Модель аддитивных кварков
2. Обмен реджеоном и мягким помероном

$$\sigma_{\rho N} = \frac{1}{2} (\sigma_{\pi^+ N} + \sigma_{\pi^- N}) = A_R S^{-0.45} + A_P S^{0.08}$$

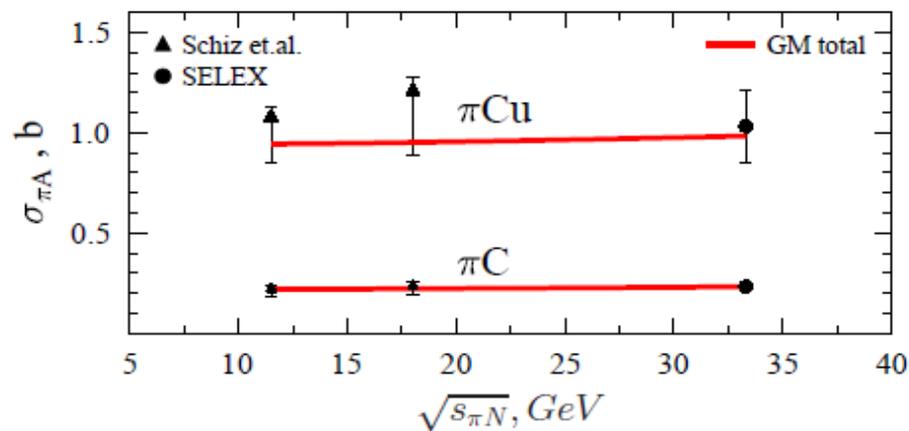
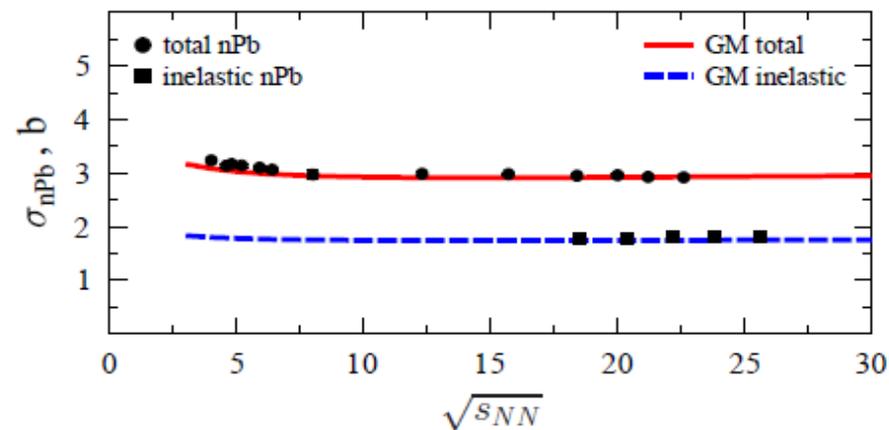
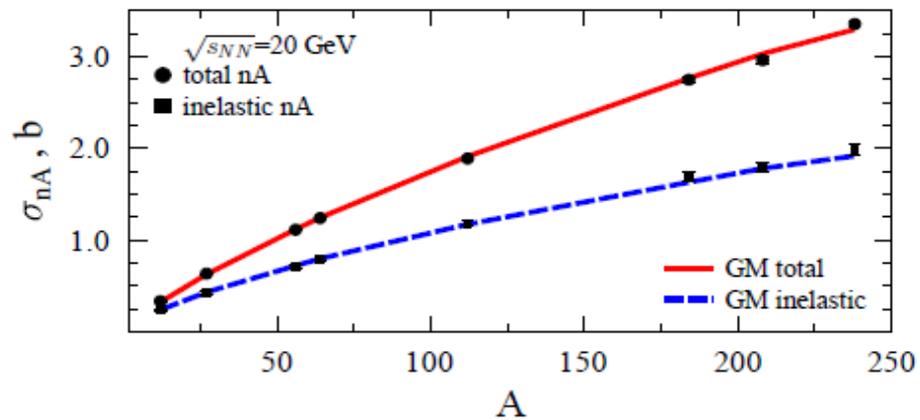
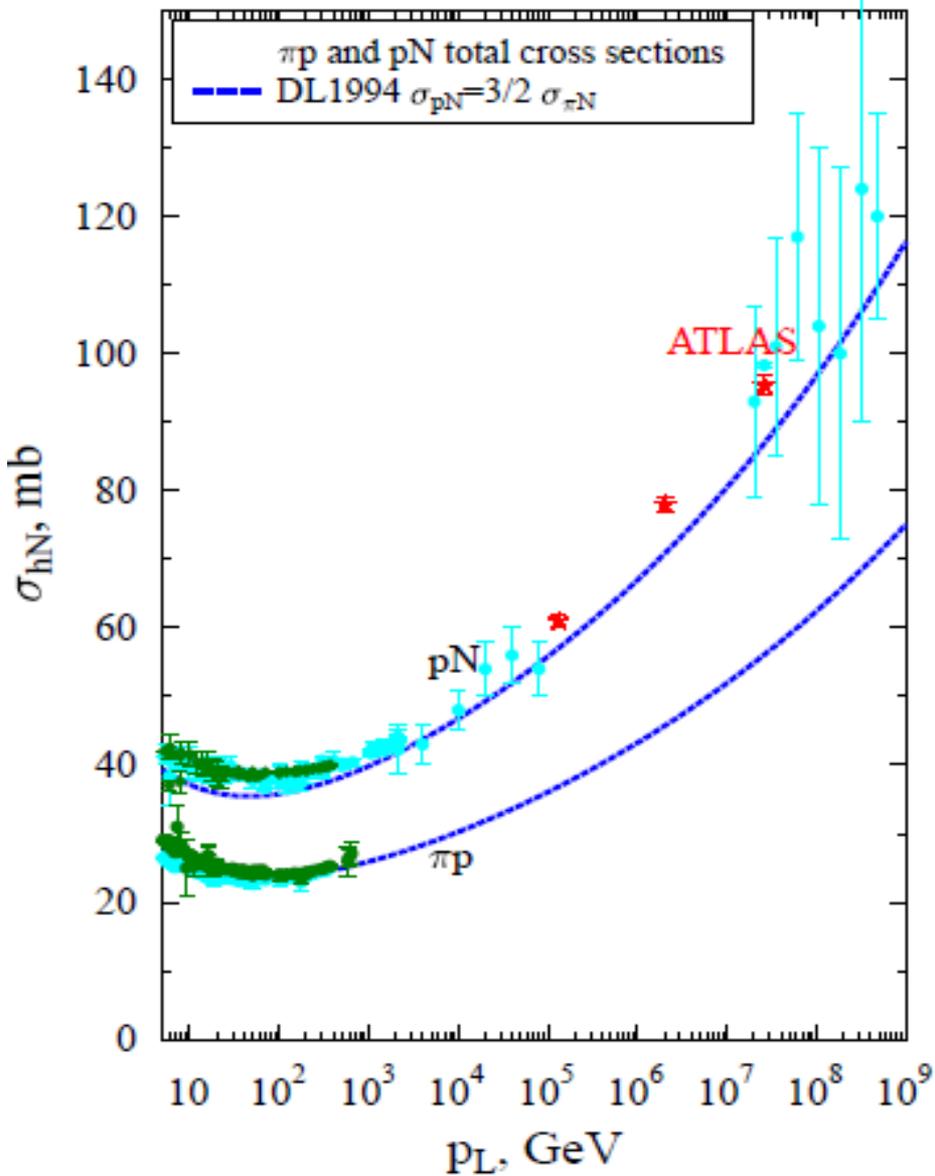


Извлеченное из УПС сечение фоторождения на ядре



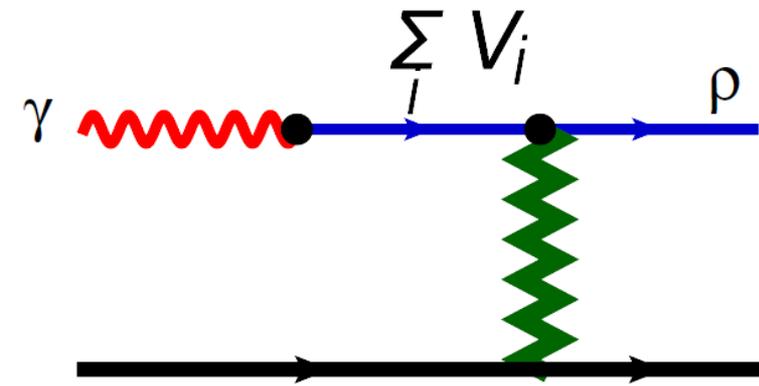
**ПОДАВЛЕНИЕ ЗА
СЧЕТ УПРУГОЙ
ГЛАУБЕРОВСКОЙ
ЭКРАНИРОВКИ
ПРИМЕРНО В
ШЕСТЬ РАЗ**
при
использовании
Модели
Donnachie-
Landshoff

Теорема Левина-Франкфурта



GVDM

с ростом энергии фотона
условие когерентности
выполняется для состояний с
большой массой



$$F_{\gamma\rho} = \frac{e}{f_\rho} F_{\rho\rho} + \frac{e}{f_{\rho'}} F_{\rho'\rho} + \dots$$

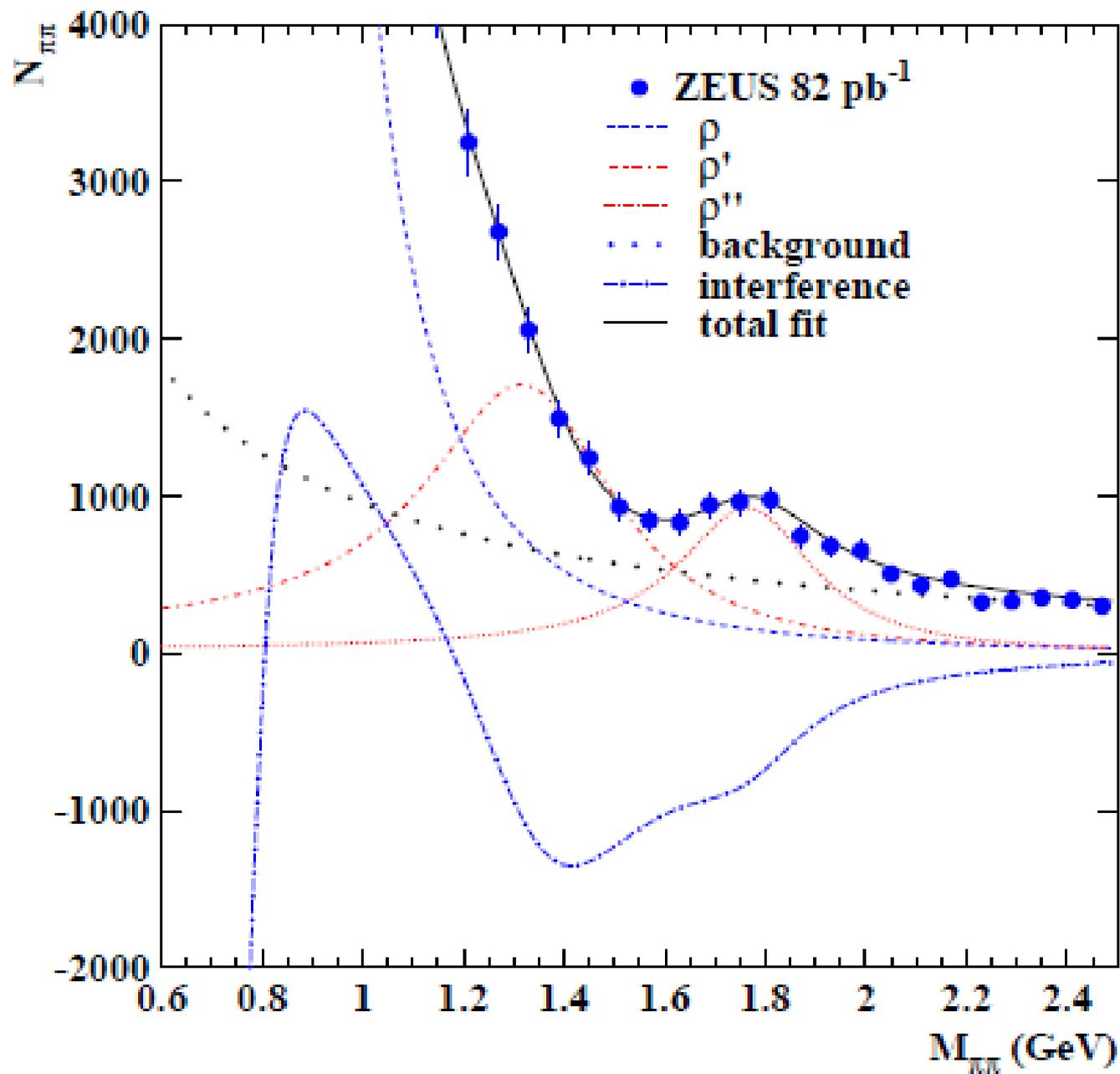
$$F_{\gamma\rho'} = \frac{e}{f_{\rho'}} F_{\rho'\rho'} + \frac{e}{f_\rho} F_{\rho\rho'} + \dots$$

$$F_{\rho'\rho'} = F_{\rho\rho} \quad F_{\rho'\rho} = F_{\rho\rho'} \quad f_{\rho'} = \frac{m_{\rho'}}{m_\rho} f_\rho$$

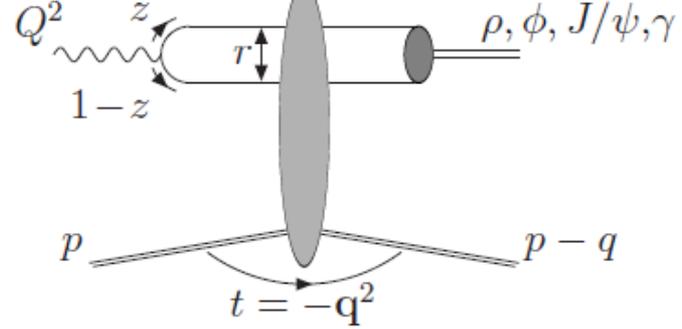
$$F_{\rho'\rho} = -\varepsilon F_{\rho\rho} \quad m_{\rho'} \approx \sqrt{3} m_\rho$$

$$\frac{d\sigma_{\gamma\rho \rightarrow \rho\rho}(t \approx 0)}{dt} = \frac{4\pi\alpha}{f_\rho^2} \sigma_{\rho\rho}^2 \left[1 - \varepsilon \frac{m_\rho}{m_{\rho'}} \right]^2$$

ZEUS

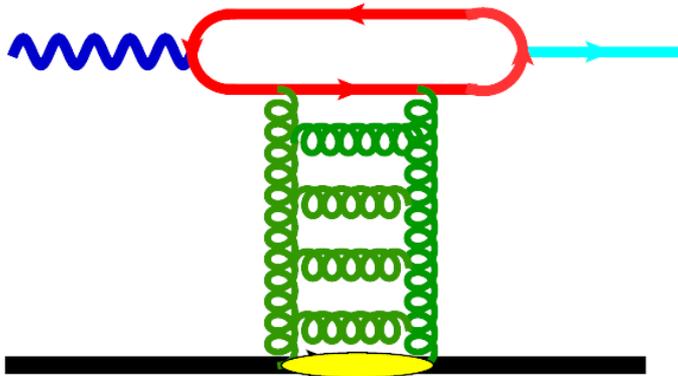


Color Dipole Model



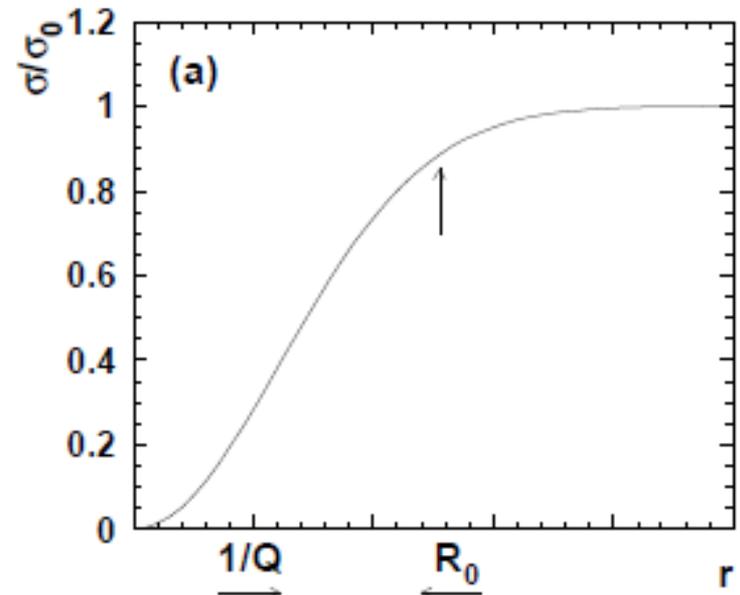
$$\psi_\gamma(z, \vec{r}) \propto \exp(-m_q r)$$

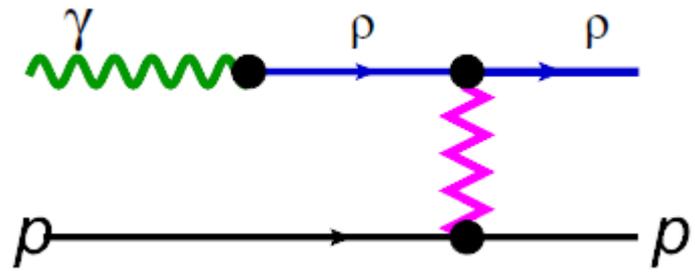
$$\sigma(\gamma p \rightarrow V p) = \frac{1}{16\pi B_V} \left| \int dz d^2 r \psi_\gamma(z, \vec{r}, m_q) \sigma_{dip}(x, \vec{r}) \psi_V(z, \vec{r}, m_q) \right|^2$$



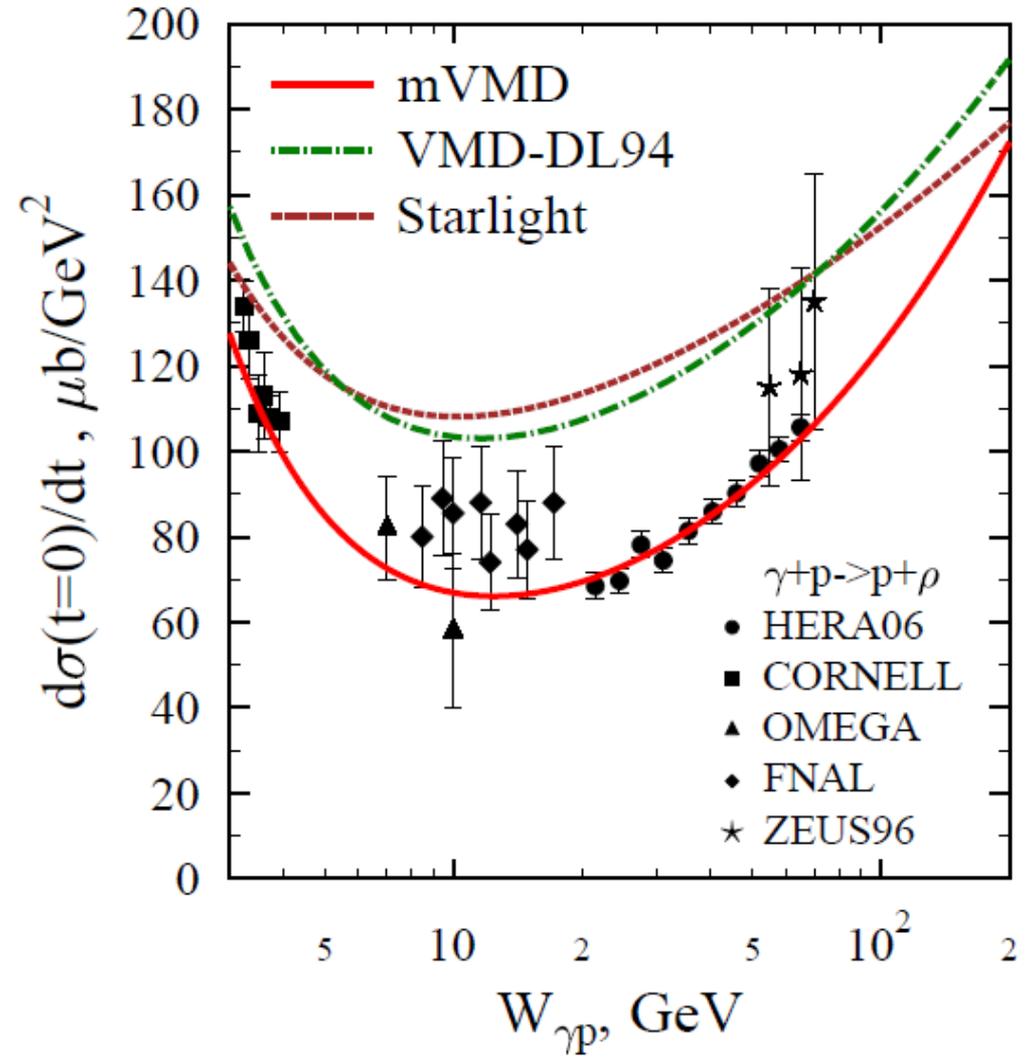
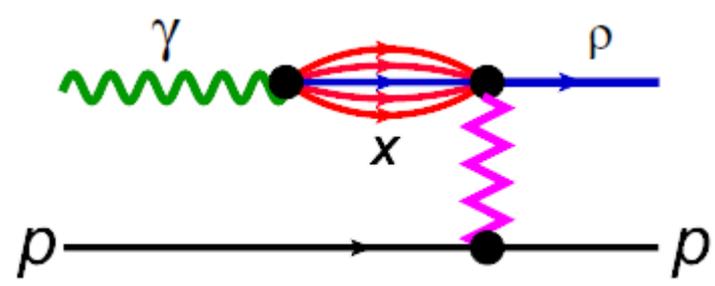
$$\sigma_{dip}(x, \vec{r}) = 3\pi^2 \vec{r}^2 \alpha_s \left(\frac{1}{r^2}, x \right) x G(x, \frac{1}{r^2})$$

$$\sigma_{dip}(x, \vec{r}) = \sigma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{x^\delta \vec{r}^2}{4x_0^\delta}\right) \right]$$



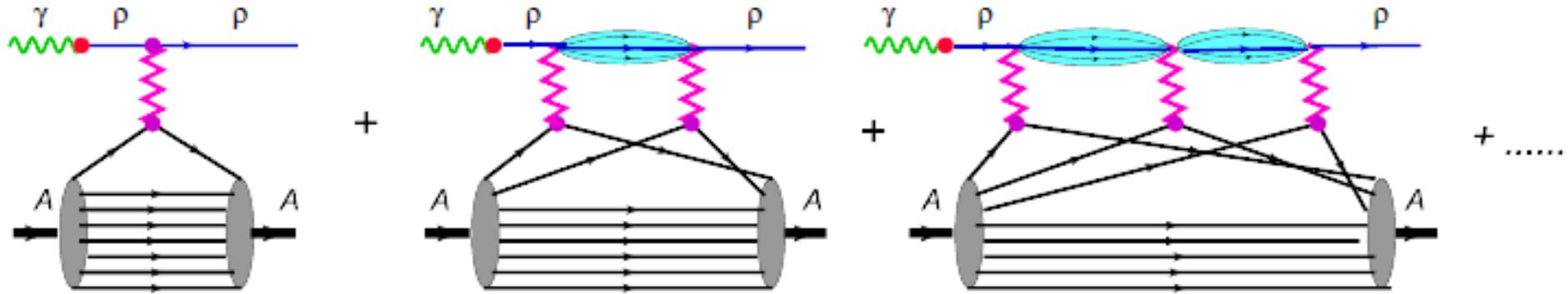


$$\sigma_{\rho N} = \frac{f_\rho}{e} \sqrt{16\pi \frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho p}(t=0)}{dt}}$$



Эффективное сечение $\sigma_{\rho N}$ в процессе фоторождения меньше сечения в мягком адронном процессе

Gribov inelastic shadowing



$$\sigma_{\rho A}^{el} = \int d\vec{b} \left| \int d\sigma P(\sigma) \left[1 - e^{-\frac{\sigma}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(b,z)} \right] \right|^2 \quad \text{Frozen app.}$$

$$P(\sigma) = \frac{C}{1 + \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^2} e^{-\frac{(1 - \sigma/\sigma_0)^2}{\delta^2}}$$

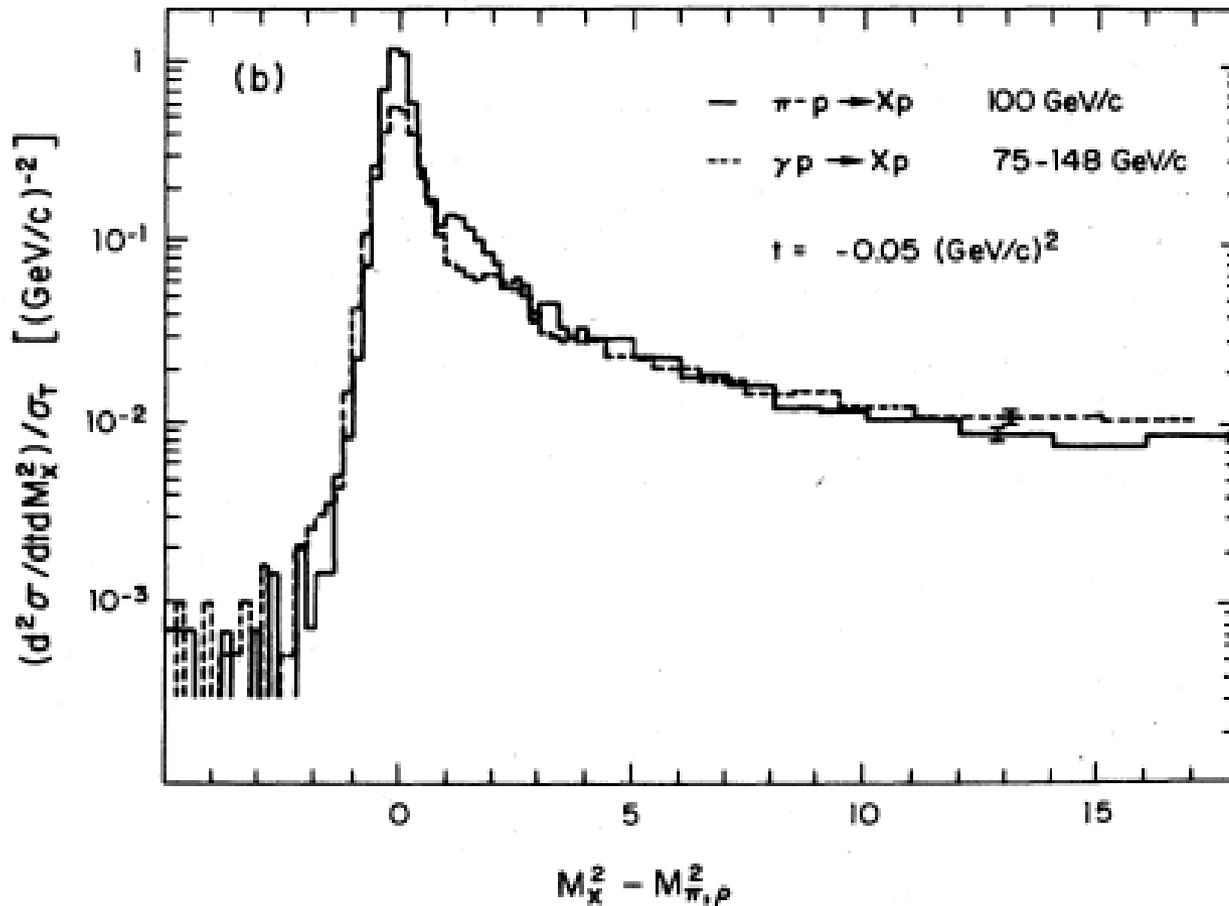
$$\int_0^{\infty} P(\sigma) d\sigma = 1$$

$$\int_0^{\infty} P(\sigma) \sigma d\sigma = \langle \sigma \rangle = \sigma_{\rho N}$$

$$\int_0^{\infty} \sigma^2 P(\sigma) d\sigma = \langle \sigma^2 \rangle = (1 + \omega_{\sigma}) \sigma_{\rho N}^2$$

$$\omega = \frac{\langle \sigma^2 \rangle - \langle \sigma \rangle^2}{\langle \sigma \rangle^2}$$

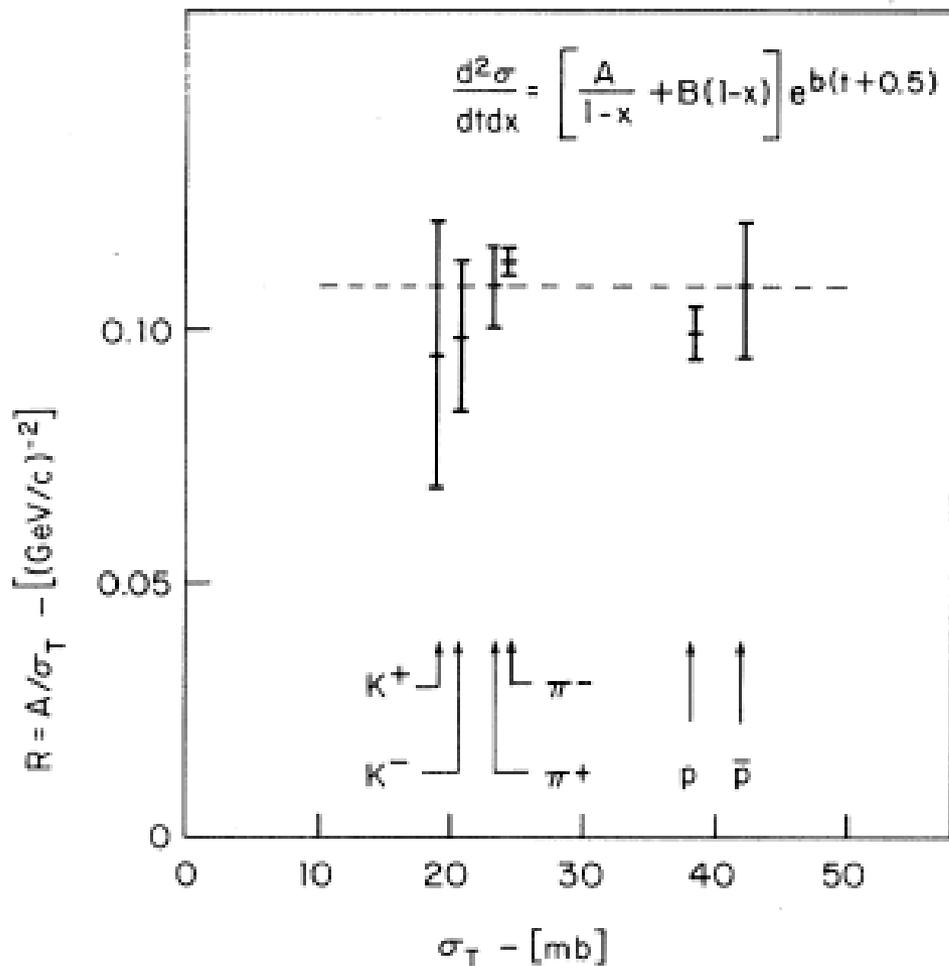
$$\frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow Xp}(t=0)}{dt} = \frac{1}{16\pi} \frac{e^2}{f_\rho^2} \left[\int d\sigma P(\sigma) \sigma^2 - \sigma_{\rho N}^2 \right] = \frac{\omega_\rho^\sigma}{16\pi} \sigma_{\rho N}^2$$



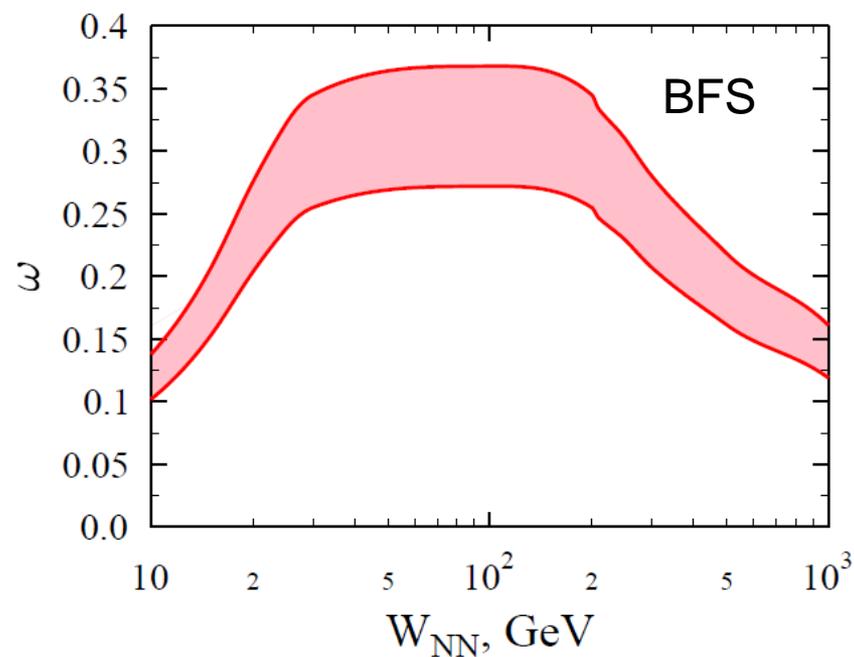
FNAL,
Chapin et.al.

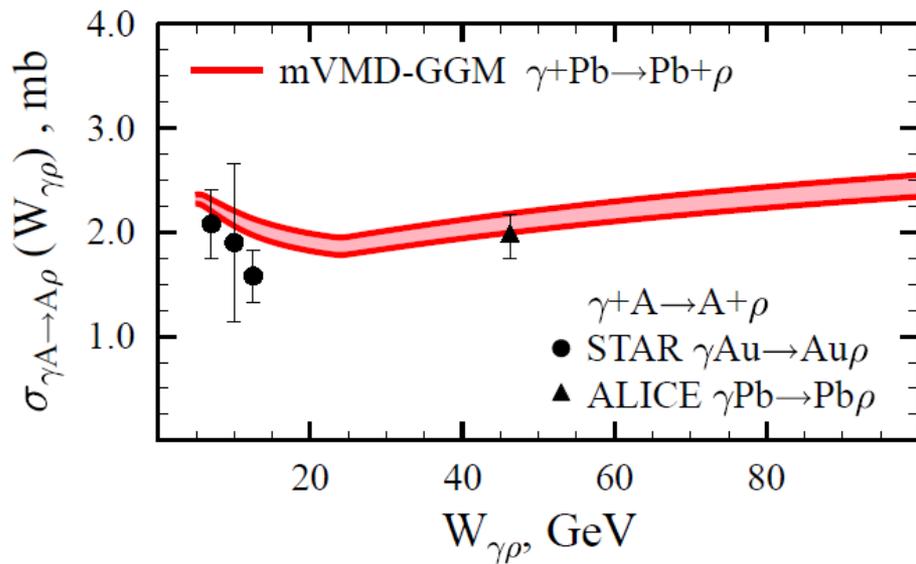
$$\frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow Xp}(t=0)}{\sigma_{\gamma p}} = \frac{d\sigma_{\pi p \rightarrow Xp}(t=0)}{\sigma_{\pi p}} = \frac{\omega_\sigma^\pi}{16\pi} \sigma_{\pi p}$$

$$\omega_{\sigma}^{\rho} = \left[\frac{f_{\rho}}{e} \right]^2 \frac{\sigma_{\gamma p} \sigma_{\pi N}}{\sigma_{\rho N}^2} \omega_{\sigma}^{\pi}$$



$$\omega_{\sigma}^{\pi}(s) = \frac{3}{2} \omega_{\sigma}^N$$





Выводы:

1. Описание фоторождения ро-мезона на ядре в широком диапазоне энергий благодаря неупругой Грибовской экранировке
2. Чем меньше сечение адрона с нуклоном, тем больше его флуктуация
3. Сечения взаимодействия с нуклоном ро-мезонов, рожденных в мягком адронном процессе и в фоторождении отличаются
4. Грибовские неупругие экранировки значительно сильнее в когерентном процессе, чем в неупругом

