



Федеральное государственное бюджетное учреждение  
Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова  
Национального исследовательского центра  
“Курчатовский институт”

# Дифракционные процессы эксклюзивного центрального рождения, диссоциации и перезарядки в Редже-эйконоальном подходе

**Р.А. РЮТИН**

*Апробация диссертации  
на соискание ученой степени д.ф.-.м.н.  
по специальности 01.04.02 - теоретическая физика*

*10 октября 2018 года, ОТФ ИФВЭ, Протвино*

# Структура диссертации

**Введение:** проблематика, актуальность, новизна, результаты, публикации

**Глава 1:** краткое историческое введение в дифракцию адронов и современные представления о ней, включая различные теоретические подходы.

**Глава 2:** описание кинематики, динамики, измеряемых величин, проблематики, экспериментов и предсказаний для эксклюзивного дифракционного центрального рождения

**Глава 3:** описание кинематики, динамики, измеряемых величин, проблематики, экспериментов и предсказаний для пион-протонных и пион-пионных сечений в рамках измерений процессов перезарядки, методология извлечения сечений из экспериментальных данных.

**Глава 4:** описание кинематики, динамики, измеряемых величин, проблематики, экспериментов и предсказаний для процессов диссоциации, с оценкой протон-Померонных сечений, в рамках ковариантного Реджевского подхода с учетом унитарных поправок.

**Глава 5:** описаны разработанные программы симуляции дифракционных процессов

**Заключение:** основные результаты диссертации.

# Введение. Актуальность темы. Решаемые задачи.

## ❑ Универсальное асимптотическое поведение адронных сечений.

Нужны данные по всем процессам при сверхвысоких энергиях. На данный момент хорошо исследованными являются только процессы протон-протонного, протон-антипротонного, фотон-протонного рассеяния.

**Задача:** получить сечения непрямыми способами: пион-протонные, пион-пионные

## ❑ КХД и дифракционная физика.

Нужны исследования структуры реджеонов, траекторий Редже и их вычисление.

**Задача:** получение (извлечение) реджеон-адронных сечений

## ❑ Разработка адекватных моделей дифракции.

Нужны исследования процессов с разными пространственно-временными масштабами. Нужен корректный учет унитарных поправок в рамках одной модели.

**Задача:** выделение параметров, по которым легко провести проверку моделей

## ❑ Четкая физическая интерпретация результатов

Получение результатов в рамках только одного подхода.

**Задача:** найти связь параметров модели со свойствами взаимодействия

## ❑ Экспериментальное определение дифракции

Нужны исследования процессов с разными пространственно-временными масштабами.

**Задачи:** четкое определение кинематической области, моделирование в условиях реальных экспериментов

# Выносятся на защиту

- Детально разработан общий подход (**для включения любых моделей**) к описанию процессов эксклюзивного дифракционного центрального рождения (ЭДЦР). В рамках подхода с применением редже-эйкональной модели описаны данные экспериментов с ускорителями HERA (DESY) и TeVatron. Получены параметры модели для дальнейших предсказаний.
- Получены предсказания (полные и дифференциальные сечения) для процессов ЭДЦР на БАК с рождением бозона Хиггса, гравитонов, двух струй, двух гамма-квантов, тяжелых кваркониев  $\chi_{c,b}$ .
- Получены предсказания для процессов ЭРВМ на БАК с рождением  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  мезонов. **Проведено сравнение с последними данными коллаборации LHCb.**
- Подробно разработан тензорный подход в реджевских моделях с произвольным спином. Получен общий вид распределений по азимутальному углу для рождения резонансов в ЭДЦР со спином 0,1,2. Распределения использованы для нормировки на данные коллаборации WA102. Основываясь на этом подходе, сделаны предсказания полярных и азимутальных распределений для ЭДЦР на БАК.

# Выносятся на защиту

- Детально разработана модель одиночной (ОП) и двойной (ДП) перезарядки. Проведен полный анализ данных по процессам с рождением лидирующих нейтронов с предыдущих экспериментов (HERA, ISR, RHIC STAR) в рамках разработанной модели.
- Разработана методика (с минимальными модельными предположениями) извлечения пион-протонных и пион-пионных сечений из данных по экспериментам с рождением лидирующих нейтронов и опробована на низкоэнергетических данных.
- Детально разработана постановка эксперимента по извлечению пион-протонных и пион-пионных сечений на БАК. Проведено численное моделирование для данного эксперимента с участием детекторов ZDC (Zero Degree Calorimeter) коллаборации CMS.
- На основе новейших данных коллаборации БАК LHCf, при использовании методики извлечения сечений, впервые в мире получены сечения пион-протонного рассеяния для энергий в области 1-3 ТэВ. Проведено сравнение с имеющимися моделями для пион-протонных сечений.

# Выносятся на защиту

- Детально исследованы процессы одиночной (ОДД) и двойной (ДДД) дифракционной диссоциации. На основе точного тензорного анализа в Реджевском подходе с сохраняющимися токами получены выражения для дифференциальных сечений данных процессов. На основе **разработанной методики извлечения сечений** и экспериментальных данных CDF и TOTEM по процессам ОДД и ДДД получены **оценки Померон-протонных сечений при разных модельных предположениях**.
- Написаны программы Монте-карло моделирования процессов ЭДЦР (EDDE), перезарядки (MonChER) и общий генератор эксклюзивных дифракционных процессов ExDiff, который может моделировать любые эксклюзивные процессы типа  $2 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 3$  и  $2 \rightarrow 4$ .

## Статьи в реферируемых журналах:

1. R.A. Ryutin, *Visualizations of exclusive central diffraction*, Eur. Phys. J. C 74 (2014) 3162;
2. V.A. Petrov, R.A. Ryutin, *Patterns of the exclusive double diffraction*, J. Phys. G 35 (2008) 065004.
3. V. Petrov, R. Ryutin and A. Sobol, *LHC as  $\pi p$  and  $\pi \pi$  Collider*, Eur. Phys.J. C 65 (2010) 637.
4. A. Sobol, R. Ryutin, V. Petrov, M. Murray, *Elastic  $\pi + p$  and  $\pi + \pi +$  scattering at LHC*, Eur. Phys. J. C 69 (2010) 641.
5. V.A. Petrov, R.A. Ryutin, A.E. Sobol, M.J. Murray, *Can We Get Deeper Inside the Pion at the LHC?*, Eur. Phys. J. C 72 (2012) 1886.
6. R.A. Ryutin, *Total pion–proton cross section from the new LHCf data on leading neutrons spectra*, Eur. Phys. J. C 77 (2017) 114; Erratum: Eur. Phys. J. C 77 (2017) 843.
7. V.A. Petrov and R.A. Ryutin, *Single and double diffractive dissociation and the problem of extraction of the proton–Pomeron cross-section*, Int. J. Mod. Phys. A 31 (2016) 1650049.
8. V.A. Petrov and R.A. Ryutin, *High-energy scattering versus static QCD strings*, Mod. Phys. Lett. A 30 (2015) 1550081.
9. R.A. Ryutin, *Exclusive Double Diffractive Events: general framework and prospects*, Eur. Phys. J. C 73 (2013) 2443.
10. R.A. Ryutin, V.A. Petrov and A.E. Sobol, *Towards Extraction of  $\pi + p$  and  $\pi + \pi +$  cross-sections from Charge Exchange Processes at the LHC*, Eur. Phys. J. C 71 (2011) 1667.
11. R.A. Ryutin, *Investigation of diffractive processes with the CMS detector: New results*, Phys. Atom. Nucl. 73 (2010) 1956; Yad. Fiz. 73 (2010) 2009.
12. A.V. Kisselev, V.A. Petrov and R.A. Ryutin, *5-dimensional quantum gravity effects in exclusive double diffractive events*, Phys. Lett. B 630 (2005) 100.
13. V.A. Petrov, R.A. Ryutin, A.E. Sobol and J.-P. Guillaud, *Azimuthal angular distributions in EDDE as spin-parity analyser and glueball filter for LHC*, JHEP 0506 (2005) 007.
14. V.A. Petrov, R.A. Ryutin and A.V. Prokudin, *From the exclusive photoproduction of heavy quarkonia at HERA to the EDDE at Tevatron and LHC*, Czech. J. Phys. 55 (2005) 17.

## Доклады на конференциях:

1. A.V. Kisselev, V.A. Petrov and R.A. Ryutin, *Production of radions and massive gravitons at LHC*, Proceedings, 28th International Workshop on Fundamental Problems of High Energy Physics and Field Theory: New Physics at Colliders and in Cosmic Rays : Protvino, Russia, June 22-24, 2005.197
2. V. Petrov, R. Ryutin, A. Sobol , *RDMS Diffraction Physics*, Proceedings, 13th Annual RDMS CMS Collab. Conference, August 2009.
3. R. Ryutin (on behalf of the IHEP Diffractive Group),  *$\pi$ - $p$  and  $\pi$ - $\pi$  scattering: towards the first LHC results*, Proceedings, 14th RDMS CMS Annual Conference, Varna, September 2010.
4. R. Ryutin (on behalf of the IHEP Diffractive Group) ,  *$\pi$ - $p$  and  $\pi$ - $\pi$  scattering at LHC*, Proceedings, Diffraction 2010, Otranto, Italy, September 2010.

## Препринты:

1. M. Albrow et al., *Prospects for Diffractive and Forward Physics at the LHC*, LHCC-G-124 ; CERN-LHCC-2006-039-G-124 ; CMS-Note-2007-002 ; TOTEM-Note-2006-005 ; CERN-TOTEM-Note-2006-005
2. A. Godizov, V. Petrov, A. Prokudin, R. Ryutin , *Hard Diffractive Scattering at LHC Energies*, CMS-IN-2003/016
3. V. Petrov, R. Ryutin , *Measurements of Diffractive Patterns*, CMS-IN-2006/051
4. V. Petrov, R. Ryutin , *Exclusive and Semiinclusive Central Diffraction*, CMS-IN-2007/022
5. R. Ryutin , *One remark on the  $\gamma\gamma$  production in the central exclusive diffraction*, CMS-IN-2007/063

## Статья в монографии:

В. Петров, Р. Рютин, А. Соболев , *Физика больших расстояний в экспериментах на Большом Адронном Коллайдере*, статья в книге (Сборник статей "В глубь материи. Физика 21 века глазами создателей экспериментального комплекса на Большом адронном коллайдере". Москва, 2009 г. Издается Институтом истории естествознания и техники им. С.И. Вавилова РАН.)

# Современное описание дифракционных процессов

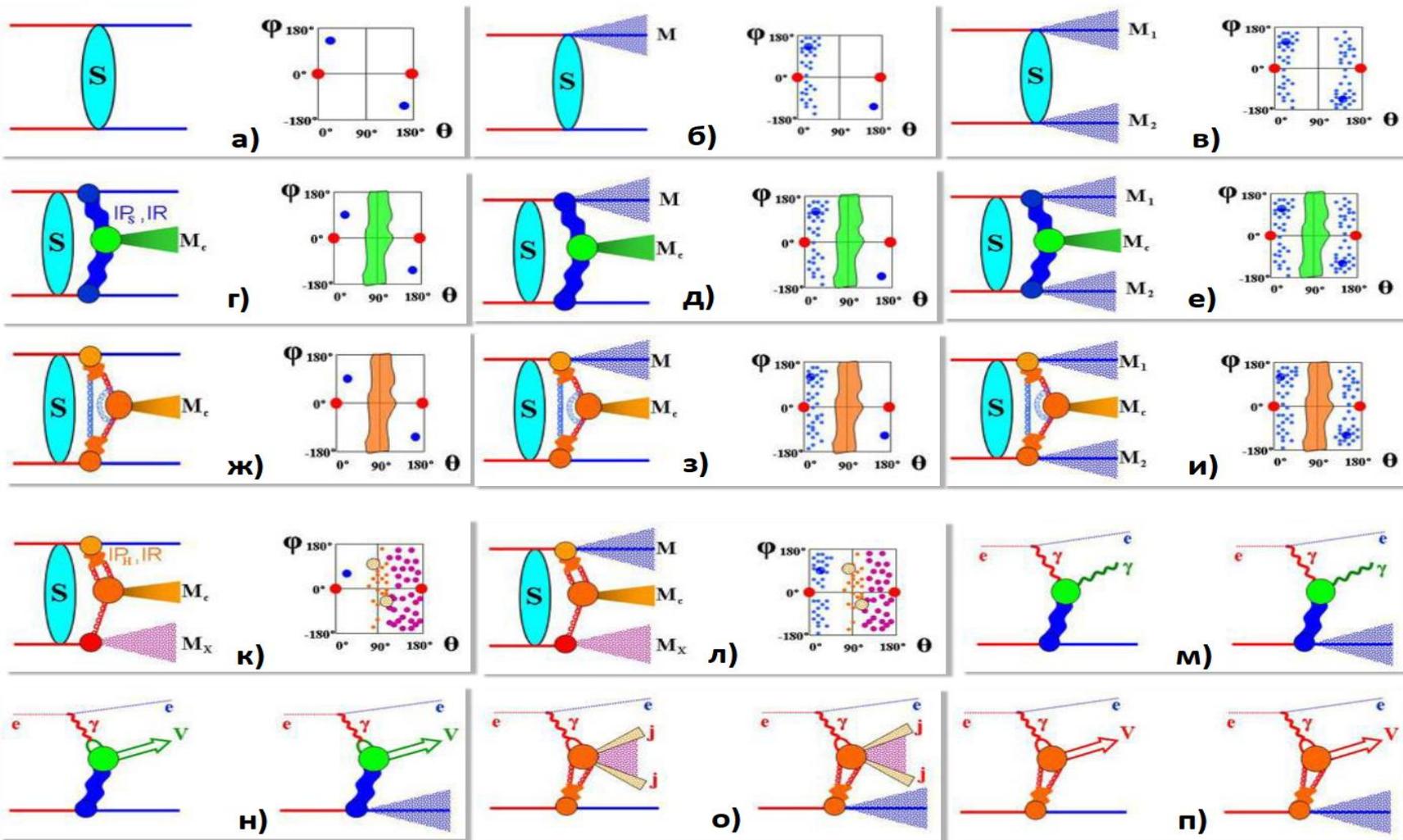
## Подходы к определению дифракции:

- аналогия с обычной оптической дифракцией;
- с точки зрения теоретических объектов (таких как Померон, Фруассарон, Реджеон, струна и т.д.) в разных моделях взаимодействий;
- из экспериментальной топологии и кинематики событий.

## Ключевые моменты, по которым можно выделить дифракционные процессы:

- Взаимодействия, при которых начальные частицы переходят в конечное состояние «нетронутыми» (как в упругом рассеянии) или диссоциируют в состояния с массой до нескольких десятков ГэВ.
- Распределение по углу рассеяния адронов дает типичный дифракционный рисунок с максимумом при нулевом угле и один (или, иногда больше) максимумов и минимумов при больших углах.
- Взаимодействия, опосредованные  $t$ -канальным(и) обменом(ами) с квантовыми числами вакуума (Помероном(ами) в различных теоретических представлениях, инстантонами, струнами и т.д.)
- Отсутствие рождения частиц в определенной кинематической области по быстроте (процессы с Large Rapidity Gaps, LRG)

# Современное описание дифракционных процессов

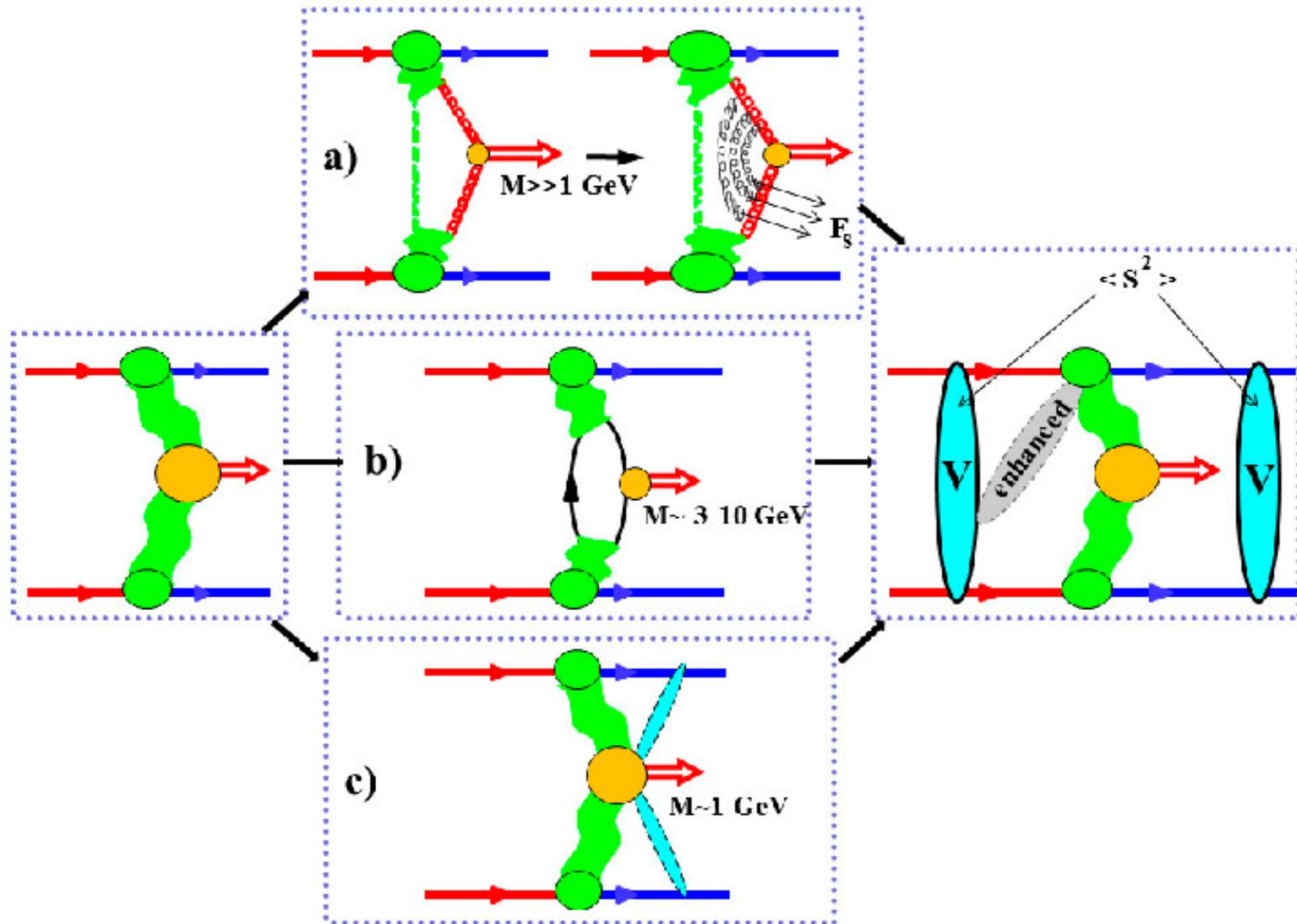


# Эксклюзивное дифракционное центральное рождение

## Свойства процесса

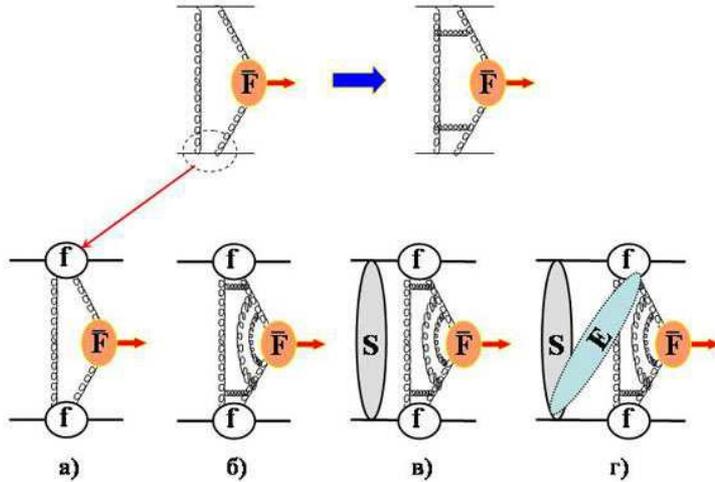
- ❑ чёткая сигнатура, центральная система отделена от конечных протонов большими промежутками по быстроте (LRG);
- ❑ возможность использовать ``метод недостающих масс (МММ), который улучшает разрешение по массе центральной системы;
- ❑ сильное подавление фонов (например, в процессе с рождением бозона Хиггса и его последующим распадом на две струи b-кварков) из-за ``правила отбора"  $J_z=0$ , которое является следствием закона сохранения углового момента;
- ❑ возможность спин-четностного анализа центральной частицы или системы с определением квантовых чисел (например, для определения четности бозона Хиггса или других открываемых частиц);
- ❑ возможность измерений, которые могут показать взаимовлияние ``мягких" и ``жестких" масштабов на картину взаимодействия (в частности, на угловые распределения); мы можем получить основные свойства области взаимодействия (форма и размер) из дифракционной картины (углового распределения).

# Эксклюзивное дифракционное центральное рождение

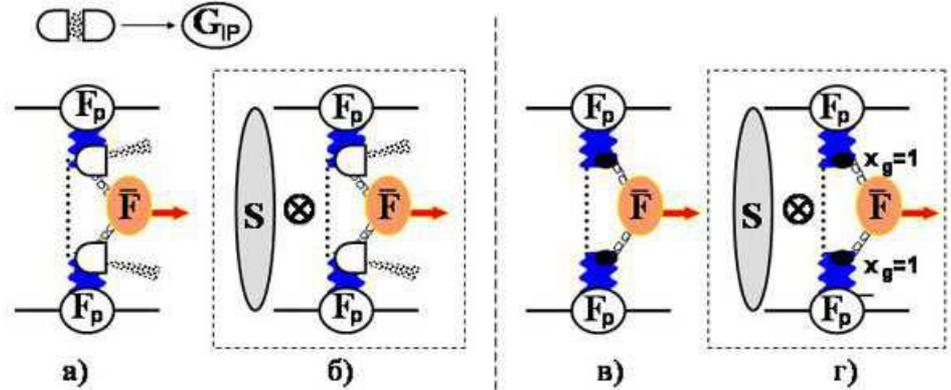


# Эксклюзивное дифракционное центральное рождение

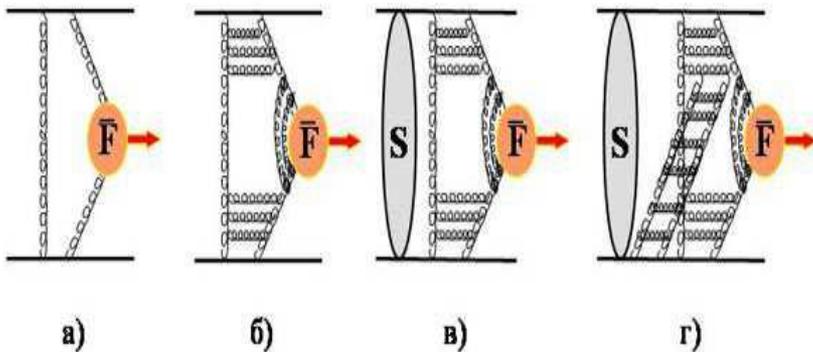
## KMR



Дифракционные функции распределения (в Помероне), проинтегрированные или нет



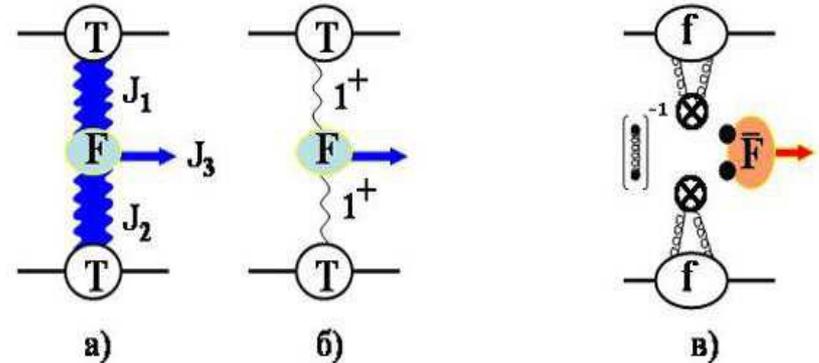
## BFKL



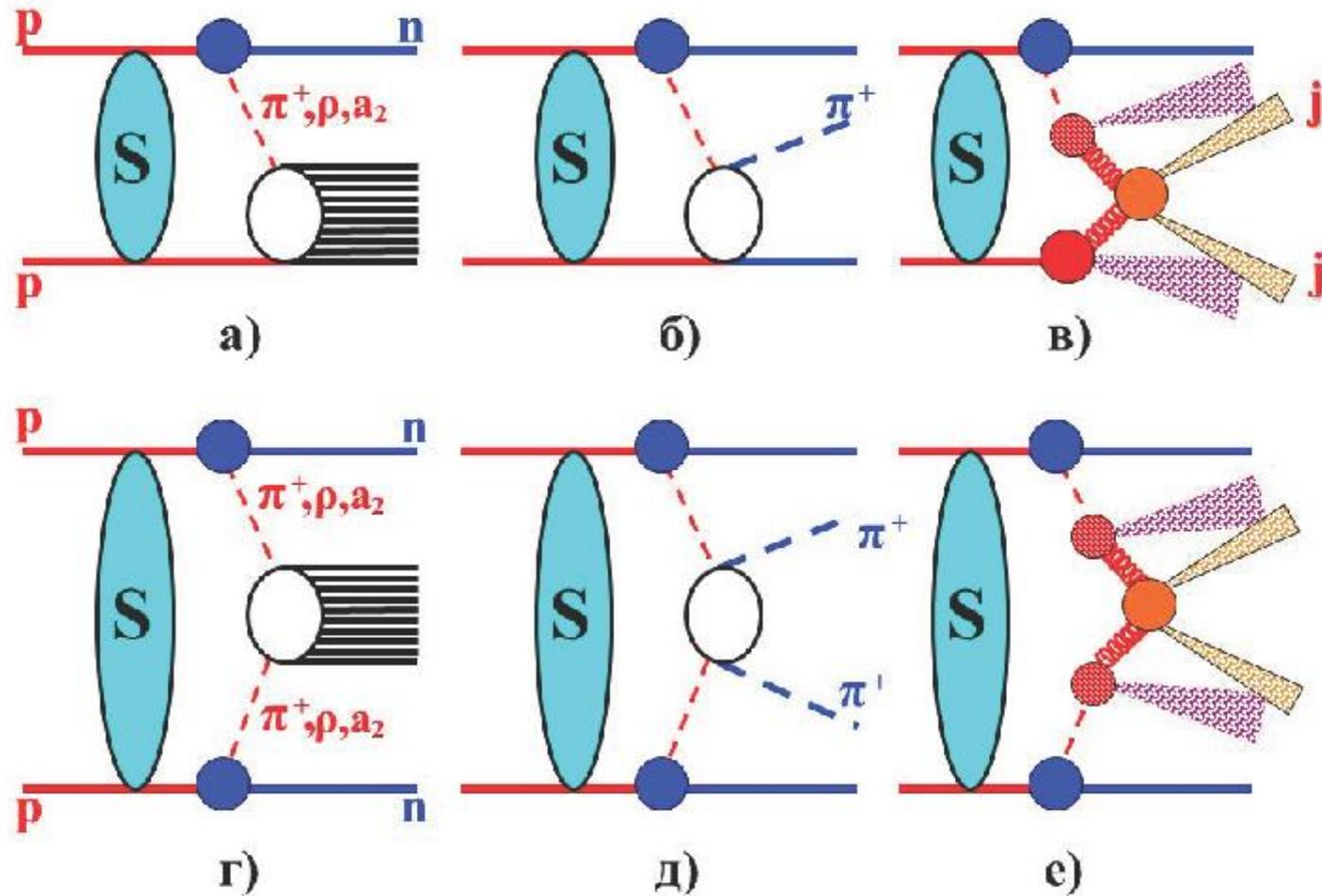
Редже

Эквивалент фотона

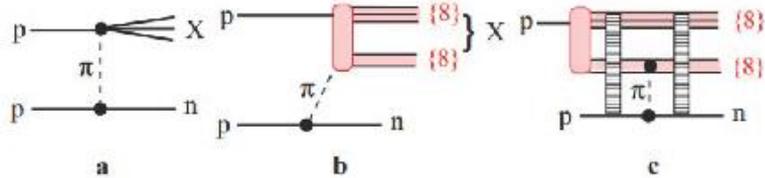
Операторное разложение



# Процессы перезарядки

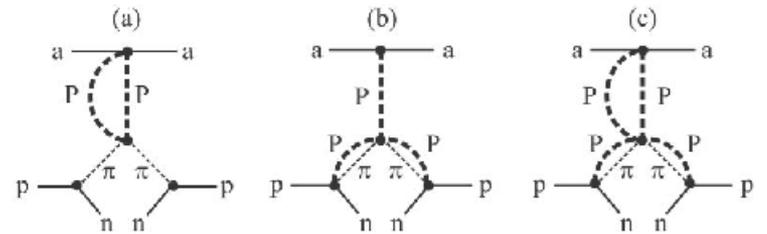
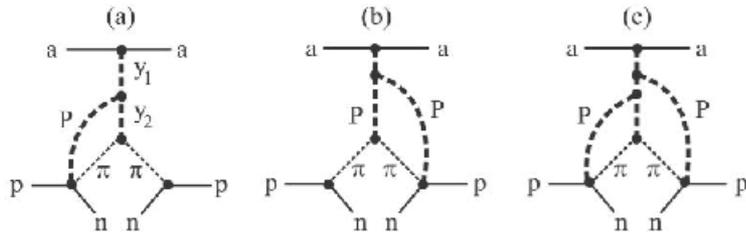
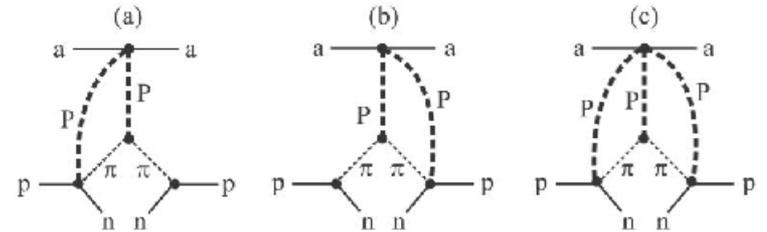
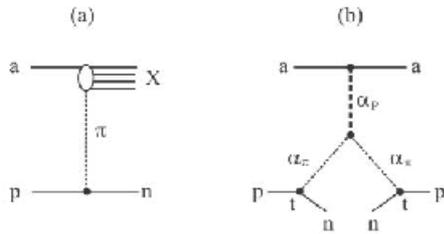


# Процессы перезарядки



## Цветовые диполи

## Реджеонная теория поля (РТП)



# Процессы диссоциации

Реакции типа  $a+b \rightarrow X+b$  и  $a+b \rightarrow X+Y$  считаются дифракционными, если:

- выполняется ограничение на массу диссоциировавшей системы

$$\xi_{X,Y} = (M_{X,Y}^2 - m_p^2)/s \leq 0.05$$

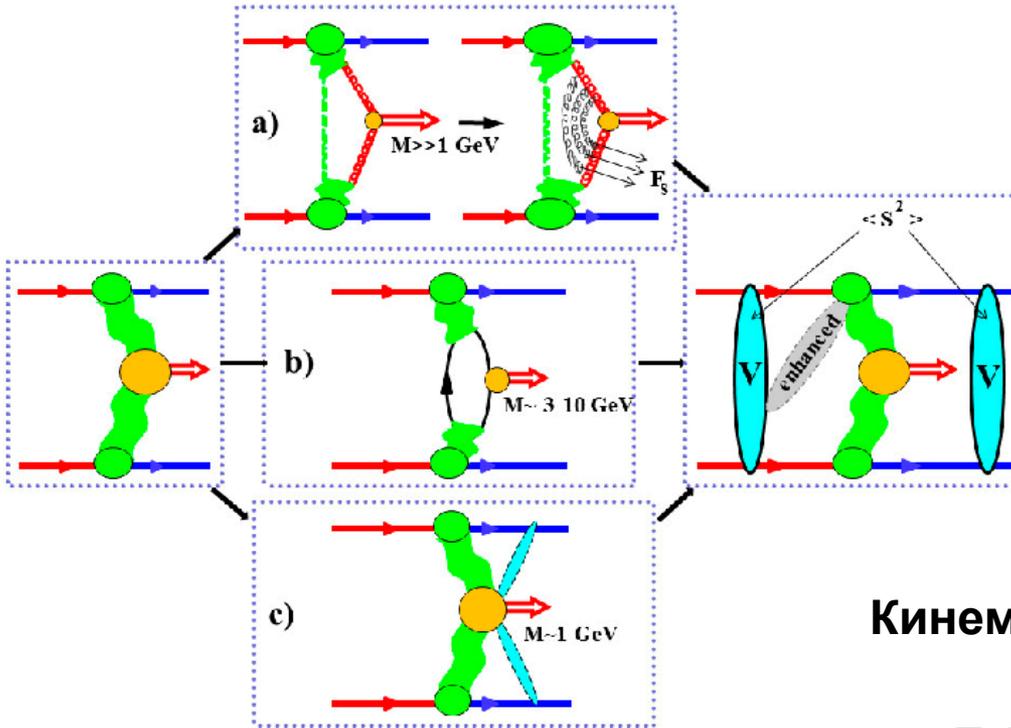
(либо 0.1 для энергий меньше 1 ТэВ). Это условие коррелирует с условием LRG для дифракционных процессов любого типа.

- имеется типичная дифракционная картина по  $t$ .

**Распространенные представления амплитуд:**

- **Малые массы:** “дифракционные возбужденные состояния” (Good-Walker), “многоканальные” эйконалы
- **Большие массы:**
  - Модель группы из Дарема (KMR): трехреджеонные вершины, реджеонная теория поля, БФКЛ, “многоканальный” редже-эйкональный подход.
  - GLM-модель: БФКЛ, трехпомеронные вершины, “многоканальный” редже-эйкональный подход.
  - Аддитивная кварковая модель (AQM): кварковая модель и Реджевский подход.
  - Трехпомеронное приближение: чисто Реджевский подход.
  - БФКЛ, Померонные петли, РТП.
  - Модель цветowych диполей, трехреджеонные вершины и лестничные диаграммы типа БФКЛ.
  - Модель типа струнной, РТП.
  - Трехреджеонная модель с унитарными поправками.
  - Модель “развала” диссоциирующего адрона (пиона или протона) на 2 или 3 кварковых струи, используется т.н.  $kt$ -факторизация.
  - Полная эйкональная унитаризованная модель (Фруассароны)
  - **Модель с ковариантной реджезацией с унитарными поправками (в данной диссертации)**

# ЭДЦР. “Стандартные свечи”.



## Кинематическая область процесса

$$0.01 \Gamma \text{эВ}^2 \leq |t_{1,2}| \leq \sim 1 \Gamma \text{эВ}^2 ,$$

$$\xi_{min} \simeq \frac{M^2}{s \xi_{max}} \leq \xi_{1,2} \leq \xi_{max} \sim 0.1 ,$$

$$(\sqrt{-t_1} - \sqrt{-t_2})^2 \leq \kappa \leq (\sqrt{-t_1} + \sqrt{-t_2})^2$$

$$\kappa = \xi_1 \xi_2 s - M^2 \ll M^2$$

# ЭДЦР. “Стандартные свечи”.

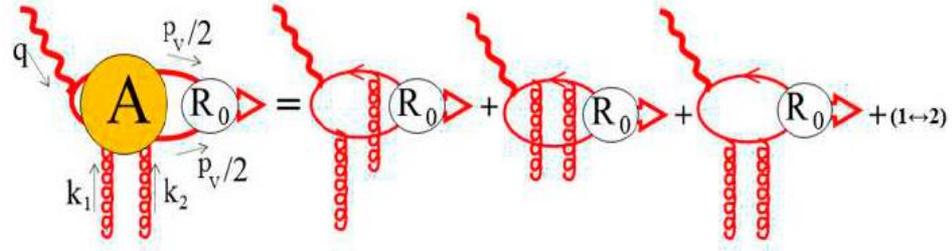
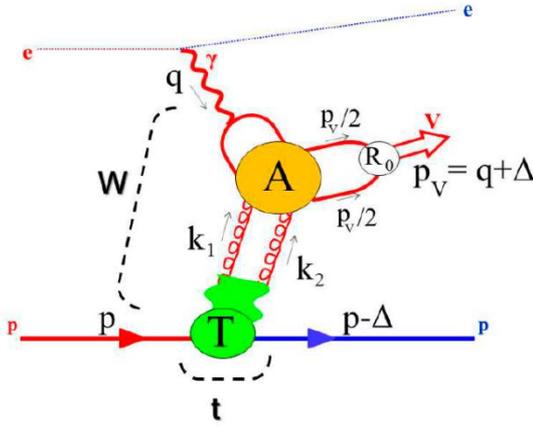
для больших центральных масс ( $M \gg 1$  ГэВ, преобладает пертурбативный механизм Померон-Помероновых взаимодействий)

- $\gamma^* + p \rightarrow V + p$  (Эксклюзивное рождение векторных мезонов, ЭРВМ),  $m_V \gg 1$  ГэВ
- $p + p \rightarrow p + M + p$ ,  $M = jj, M = \{Q\bar{Q}\}$  (тяжелый кварконий),  $\chi_{c,b}$ ,  $M = hh$  (система из двух адронов);

для малых центральных масс ( $M \sim 1$  ГэВ, непертурбативный механизм Померон-Помероновых взаимодействий)

- $\gamma^* + p \rightarrow V + p$  (ЭРВМ),  $m_V \sim 1$  ГэВ;
- $p + p \rightarrow p + M + p$ ,  $M = \{q\bar{q}\}$  (лёгкий мезон) или “глюбол”,  $M = hh$  (система из двух адронов);

# ЭДЦР. Нормировка. Эксклюзивное рождение векторных мезонов



ЭРВМ в рамках NRQCD. “Жесткая” амплитуда.

$$\begin{aligned} \tilde{O}_{\epsilon_\gamma, \epsilon_V}^{\alpha\beta} &= Sp \left[ \hat{O}^{\alpha\beta} (\hat{p}_V - m_V) \hat{\epsilon}_V \right], \quad \mathcal{K}_V = \frac{8R_{V,0}\pi e_Q \sqrt{\alpha_e \alpha_s}}{\sqrt{3}m_V}, \\ A^{ab, \alpha\beta} &= \frac{R_{V,0}}{4\sqrt{\pi}m_V} \times e_Q \sqrt{4\pi\alpha_e} \times 4\pi\alpha_s \times \left[ t_{ij}^{ab} t_{jk} \frac{\delta^{ik}}{\sqrt{3}} \right] \tilde{O}_{\epsilon_\gamma, \epsilon_V}^{\alpha\beta} \\ &= \mathcal{K}_V \frac{\delta^{ab}}{8} \tilde{O}_{\epsilon_\gamma, \epsilon_V}^{\alpha\beta}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

где  $e_Q$  - заряд тяжелого кварка  $Q$ ,  $R_{V,0}$  - модуль радиальной волновой функции векторного мезона в начале координат,  $\left[ t_{ij}^{ab} t_{jk} \frac{\delta^{ik}}{\sqrt{3}} \right] = \frac{\delta^{ab}}{2\sqrt{3}}$  согласно правилам группы  $SU(3)$ :

$$\begin{aligned} T^{ab, \alpha\beta} &\equiv T^{ab, \alpha\beta}(p, k_1, k_2) \\ &= \delta^{ab} \tilde{G}^{\alpha\beta}(p, k_1, k_2) T^D((p - k_1)^2, t, k_1 k_2), \\ \tilde{G}^{\alpha\beta} &= G^{\alpha\beta} - \frac{P_1^\alpha P_2^\beta}{P_1 P_2}, \\ G^{\alpha\beta} &= g^{\alpha\beta} - \frac{k_2^\alpha k_1^\beta}{k_1 k_2}, \quad P_{1,2} = p - k_{2,1} \frac{pk_{1,2}}{k_1 k_2}. \end{aligned}$$

$$\mathcal{T}_{\epsilon_\gamma, \epsilon_V} = \tilde{O}_{\epsilon_\gamma, \epsilon_V}^{\alpha\beta} d_{\alpha\alpha'} d_{\beta\beta'} \tilde{G}^{\alpha'\beta'},$$

$$\begin{aligned} d_{\alpha\alpha'} &= -g^{\alpha\alpha'} + \frac{1}{(k_1 k_2)^2 - k_1^2 k_2^2} \\ &\times [k_1 k_2 (k_{1, \alpha} k_{2, \alpha'} + k_{1, \alpha'} k_{2, \alpha}) \\ &- k_1^2 k_{2, \alpha} k_{2, \alpha'} - k_2^2 k_{1, \alpha} k_{1, \alpha'}] \end{aligned}$$

# ЭДЦР. Нормировка. Эксклюзивное рождение векторных мезонов

После всех сверток диагональный элемент амплитуды процесса  $\gamma + p \rightarrow V + p$  выглядит следующим образом

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{i,i} &= \int \frac{d^4\kappa}{(2\pi)^4} \frac{\mathcal{K}_V \mathcal{T}_{(i,i)} T^D((p-k_1)^2)}{(k_1^2 + i0)(k_2^2 + i0)} \\ &= \int dy dy_+ dy_- \int_0^\pi \frac{d\phi}{\pi} \frac{\pi m_V^4 \mathcal{K}_V \mathcal{T}_{(i,i)} T^D(z_v y_- s)}{8 (2\pi)^4} \\ &\times \left[ \frac{4}{m_V^4 z_v^2 (y_-^2 - (\tilde{y}_- - i0)^2)} \right] \\ &= \bar{\mathcal{K}}_V \mathcal{I}_V \end{aligned}$$

$$\mathcal{I}_V \simeq \frac{1}{8} \int_0^1 dy \left\{ \tilde{f}_+ \hat{\mathcal{I}}_+ + \tilde{f}_- \hat{\mathcal{I}}_- \right\},$$

$$\tilde{f}_\tau = f(\tilde{y}_+, \tilde{y}_-, y) = \frac{y^2}{2} [2 + y^2 + \tau |1 + y|(2 - y)],$$

$$\tau = \text{sign}(y_+ y_- y), \quad \tilde{f}_\pm \equiv \tilde{f}_{\pm 1},$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{I}}_\pm &\simeq \int_0^\infty \frac{dy_+}{(y_+^2 - (\tilde{y}_+ - i0)^2)} \int_0^\infty \frac{dy_-}{(y_-^2 - (\tilde{y}_- - i0)^2)} \\ &\times \frac{T^D(z_v y_- s) + T^D(-z_v y_- s)}{z_v^2 y_-^2} \theta(y \pm 4y_+ y_-), \end{aligned}$$

$$\bar{\mathcal{K}}_V = \frac{16 R_{V,0} e_Q \sqrt{\alpha_e \alpha_s}}{\sqrt{3} m_V^{3/2} \pi^2}, \quad \tilde{y}_- = \left| \frac{y}{2z_v} \right|, \quad \tilde{y}_+ = \left| \frac{z_v}{2} (1 + y) \right|.$$

$$\mathcal{M}_{i,i}^{\gamma+p \rightarrow V+p} = \frac{3\pi^2}{8\alpha_s(m_V^2)} \bar{\mathcal{K}}_V \mathcal{M}_{i,i}^{V^*+p \rightarrow V+p}.$$

$$\mathcal{I}_V = \frac{3\pi^2}{8\alpha_s(m_V^2)} \mathcal{M}_{i,i}^{V^*+p \rightarrow V+p}.$$

$$\int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt |\mathcal{I}_V(s, t)|^2$$

$$= \left( \frac{3\pi^2}{8\alpha_s(m_V^2)} \right)^2 \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt \left| \mathcal{M}_{i,i}^{V^*+p \rightarrow V+p}(s, t) \right|^2.$$

## Извлечение параметров в модели с тремя Померонами

$$T^D \simeq \eta_{P_3} c_{gp}^{(3)} e^{B_0^{(3)} t} \left( \frac{2p\kappa}{s_0 - \kappa^2} \right)^{\alpha_{P_3}(t)},$$

$$\mathcal{I}_V = I_V c_{gp}^{(3)} \eta_{P_3} e^{B_0^{(3)} t} \left( \frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_{P_3}(t)},$$

$$\mathcal{M}_{i,i}^{V^*+p \rightarrow V+p} = c_{Vp}^{(3)} \eta_{P_3} e^{B_0^{(3)} t} \left( \frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_{P_3}(t)}$$

$$B_0^{(3)} = \frac{1}{4} \left( \frac{r_{pP_3}^2}{2} + r_{gP_3}^2 \right),$$

$$\alpha_{P_3}(t) = 1 + \Delta + \alpha' t, \quad \Delta = 0.2032 \pm 0.0041,$$

$$\alpha' = 0.0937 \pm 0.0029 \text{ ГэВ}^{-2},$$

$$r_{pP_3}^2 = (2.4771 \pm 0.0964) \text{ ГэВ}^{-2},$$

$$r_{gP_3}^2 = (2.54 \pm 0.41) \text{ ГэВ}^{-2},$$

$$c_{J/\Psi p}^{(3)} = 1.11 \pm 0.07, \quad \chi^2/dof = 1.48.$$

$$c_{gp}^{(3)} = \frac{3\pi^2}{8\alpha_s(m_V^2) |I_V|} c_{Vp}^{(3)}.$$

$$c_{gp}^{(3)} = 6.535 \pm 0.418.$$

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{th.} &= \frac{\sigma_{\gamma p \rightarrow \Upsilon p}(W_\Upsilon)}{\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\Psi p}(W_{J/\Psi})} \\ &\simeq \left( \frac{\alpha_s(m_\Upsilon)^2 \langle I_\Upsilon \rangle (m_\Upsilon, W_\Upsilon) W_\Upsilon^\Delta}{\alpha_s(m_{J/\Psi}^2) \langle I_{J/\Psi} \rangle (m_{J/\Psi}, W_{J/\Psi}) W_{J/\Psi}^\Delta} \right)^2 \\ &\times \frac{\frac{\Gamma_{\Upsilon \rightarrow e^+e^-}}{m_\Upsilon}}{\frac{\Gamma_{J/\Psi \rightarrow e^+e^-}}{m_{J/\Psi}}}, \end{aligned}$$

$$m_{J/\Psi} = 3.1 \text{ ГэВ}, \quad \alpha_s(m_{J/\Psi}^2) = 0.25,$$

$$\Gamma_{J/\Psi \rightarrow e^+e^-} = 5.52 \pm 0.18 \text{ кэВ},$$

$$m_\Upsilon = 9.46 \text{ ГэВ}, \quad \alpha_s(m_\Upsilon^2) = 0.182,$$

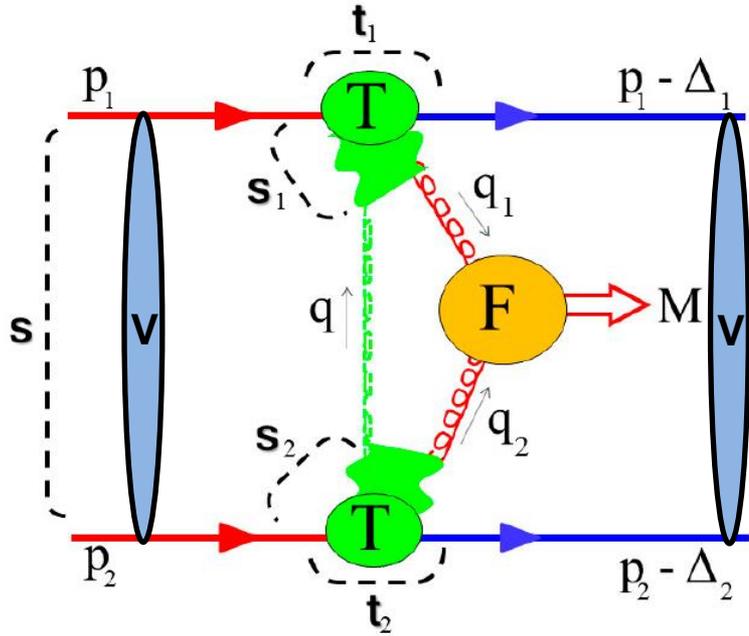
$$\Gamma_{\Upsilon \rightarrow e^+e^-} = 1.34 \pm 0.05 \text{ кэВ}.$$

# ЭДЦР. Нормировка. Эксклюзивное рождение векторных мезонов

Теоретические предсказания и экспериментальные результаты для отношения  $\mathcal{R}$  при различных значениях энергии столкновения фоторождения  $J/\Psi$  и  $\Upsilon$ .

$W_{J/\Psi}$ , ГэВ	$W_{\Upsilon}$ , ГэВ	$\mathcal{R}_{exp.} \times 10^3$	$\mathcal{R}_{th.} \times 10^3$
20-30	60-130	$4.91 \pm 2.23$	$3.49 \pm 0.64$
20-30	130-220	$9.85 \pm 4.37$	$4.43 \pm 0.66$
20-30	60-220	$7.21 \pm 2.45$	$4.06 \pm 1.03$
30-50	60-130	$3.86 \pm 1.55$	$2.89 \pm 0.56$
30-50	130-220	$7.73 \pm 3.0$	$3.68 \pm 0.59$
30-50	60-220	$5.66 \pm 1.49$	$3.37 \pm 0.88$
50-70	60-130	$2.87 \pm 1.15$	$2.47 \pm 0.44$
50-70	130-220	$5.75 \pm 2.24$	$3.13 \pm 0.44$
50-70	60-220	$4.21 \pm 1.12$	$2.87 \pm 0.72$
70-90	60-130	$2.4 \pm 0.99$	$2.2 \pm 0.38$
70-90	130-220	$4.82 \pm 1.9$	$2.79 \pm 0.37$
70-90	60-220	$3.53 \pm 0.96$	$2.56 \pm 0.63$
90-110	60-130	$2.18 \pm 0.88$	$2.01 \pm 0.34$
90-110	130-220	$4.37 \pm 1.7$	$2.56 \pm 0.33$
90-110	60-220	$3.2 \pm 0.85$	$2.34 \pm 0.57$
110-130	60-130	$1.85 \pm 0.74$	$1.87 \pm 0.31$
110-130	130-220	$3.7 \pm 1.44$	$2.38 \pm 0.3$
110-130	60-220	$2.71 \pm 0.71$	$2.18 \pm 0.53$
130-150	60-130	$1.54 \pm 0.63$	$1.76 \pm 0.29$
130-150	130-220	$3.09 \pm 1.23$	$2.24 \pm 0.28$
130-150	60-220	$2.26 \pm 0.63$	$2.05 \pm 0.5$
150-170	60-130	$1.46 \pm 0.61$	$1.67 \pm 0.28$
150-170	130-220	$2.92 \pm 1.19$	$2.12 \pm 0.27$
150-170	60-220	$2.14 \pm 0.62$	$1.94 \pm 0.47$

# ЭДЦР. Элементы модели для больших масс.



$$T_1^{\alpha\mu} \equiv T^{\alpha\mu}(p_1, -q, q_1), \quad T_2^{\alpha\nu} \equiv T^{\alpha\nu}(p_2, q, q_2)$$

$$F_{\mu\nu} = G_{\mu\nu} F_{gg \rightarrow M}, \quad G_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \frac{q_{2,\mu} q_{1,\nu}}{q_1 q_2},$$

$$F_s(l^2, \mu^2) = \exp \left[ - \int_{l^2}^{\mu^2} \frac{dp_T^2}{p_T^2} \frac{\alpha_s(p_T^2)}{2\pi} \int_{\Delta_{(\mu)}}^{1-\Delta_{(\mu)}} z P_{gg}(z) dz + \int_0^1 \sum_q P_{qq}(z) dz \right].$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^U(p_1, p_2, \Delta_1, \Delta_2) &= \int \frac{d^2 \vec{q}_T}{(2\pi)^2} \frac{d^2 \vec{q}'_T}{(2\pi)^2} V(s, \vec{q}_T) \\ &\times \mathcal{M}(p_1 - q_T, p_2 + q_T, \Delta_{1T}, \Delta_{2T}) V(s', \vec{q}'_T), \\ V(s, \vec{q}_T) &= \int d^2 \vec{b} e^{i\vec{q}_T \vec{b}} \sqrt{1 + 2i T_{pp \rightarrow pp}^{el}(s, \vec{b})}, \end{aligned}$$

$$V(s, \vec{q}_T) = \int d^2 \vec{b} e^{i\vec{q}_T \vec{b}} e^{i\delta_{pp \rightarrow pp}(s, \vec{b})},$$

$$P_{gg}(z) = 6 \frac{(1 - z(1 - z))^2}{z(1 - z)},$$

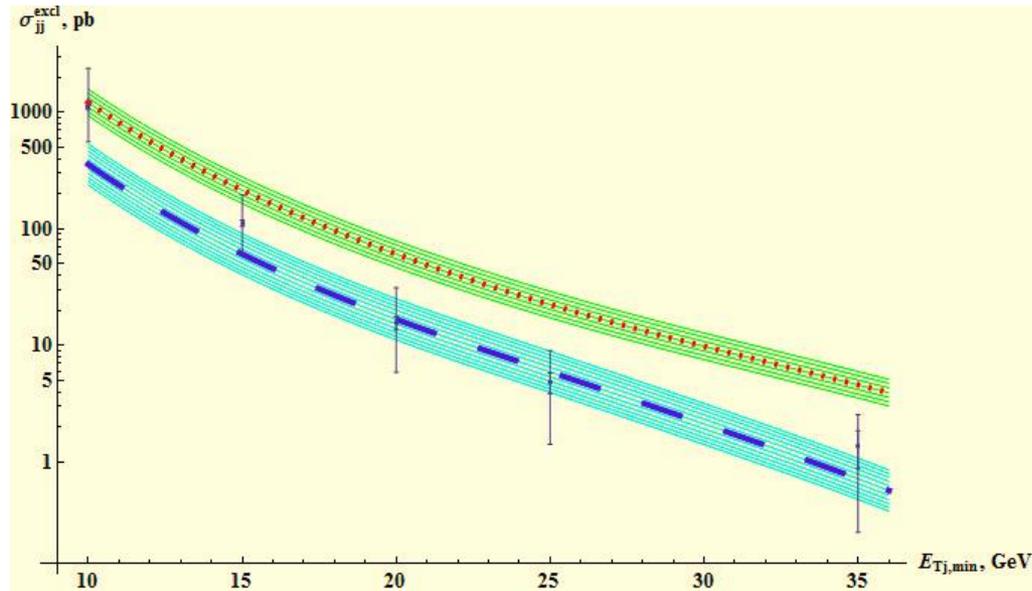
$$\Delta_{(\mu)} = \frac{p_T}{p_T + \mu}, \quad l^2 = -q^2, \quad \mu = M/2,$$

$$\frac{d\sigma_R^{\text{ЭДЦР}}}{d\vec{\Delta}_1^2 d\vec{\Delta}_2^2 d\phi_0 dy_c} \simeq \frac{|\mathcal{M}_R^U|^2}{2^8 \pi^4 s s'},$$

$$\frac{d\sigma_{ab}^{\text{ЭДЦР}}}{d\vec{\Delta}_1^2 d\vec{\Delta}_2^2 d\phi_0 dy_c dM^2 d\Phi_{ab}} \simeq \frac{|\mathcal{M}_{ab}^U|^2}{2^9 \pi^5 s s'},$$

# ЭДЦР. Большие инвариантные массы. Предсказания.

Данные CDF по **рождению двух струй в ЭДЦР** в зависимости от нижнего обрезания по поперечной энергии струи  $E_{Tj\min}$  и предсказания модели с тремя Померонами. Верхняя пунктирная кривая соответствует значению константы  $c_{gr}$ , полученной путем фитирования данных с HERA по ЭРВМ. Нижняя штриховая кривая получена при помощи перемасштабирования  $E_{Tj}=0.75 \cdot E_{tg}$ . Заштрихованные области обозначают ошибки в вычислении константы  $c_{gr}$ .



Предсказания модели и данные CDF по **рождению двух фотонов в ЭДЦР** в зависимости от нижнего обрезания по поперечной энергии фотона

$$E_T > 5 \text{ ГэВ}, |\eta_\gamma| < 1 \implies \sigma_{\gamma\gamma}^{excl, th} = 28 \pm 8 \text{ фб},$$

$$E_T > 2.5 \text{ ГэВ}, |\eta_\gamma| < 1$$

$$\implies \sigma_{\gamma\gamma}^{excl, th} = 0.29 \pm 0.08 \text{ пб},$$

$$E_T > 5 \text{ ГэВ}, |\eta_\gamma| < 1 \implies \sigma_{\gamma\gamma}^{excl, CDF} < 410 \text{ фб},$$

$$E_T > 2.5 \text{ ГэВ}, |\eta_\gamma| < 1$$

$$\implies \sigma_{\gamma\gamma}^{excl, CDF} = 2.48^{+0.40}_{-0.35} \text{ (stat)} \text{ }^{+0.40}_{-0.51} \text{ (syst)} \text{ пб}$$

# ЭДЦР. Большие инвариантные массы. Предсказания.

Предсказания для рождения  $\chi_{c,0}$  в ЭДЦР

$$\left. \frac{d\sigma_{\chi_{c,0}}^{excl, th}}{dy} \right|_{y=0} = 15.9 \pm 4.1 \text{ нб},$$

а данные CDF дают

$$\left. \frac{d\sigma_{\chi_{c,0}}^{excl, CDF}}{dy} \right|_{y=0} = 76 \pm 10 (stat) \pm 10 (syst) \text{ нб}.$$

Теоретические предсказания в  $3 \div 5$  раз ниже. Как было указано выше, непертурбативные эффекты в столкновении Померонов в этом случае могут играть существенную роль, так как инвариантная масса не достаточно большая.

---

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\sigma_{J/\Psi}^{excl, th}}{dy} \right|_{y=0} &= \mathcal{C}_{CDF} \times \sigma_{\gamma+p \rightarrow J/\Psi+p}(W_0) \\ &= 3.51 \pm 0.45 \text{ нб}, \end{aligned}$$

$$W_0 = \sqrt{m_{J/\Psi} \sqrt{s_{CDF}}} \simeq 78 \text{ ГэВ}, \quad \mathcal{C}_{CDF} \simeq 5.3 \times 10^{-5}$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\sigma_{J/\Psi}^{excl, CDF}}{dy} \right|_{y=0} \\ = 3.92 \pm 0.25 (stat) \pm 0.52 (syst) \text{ нб}, \end{aligned}$$

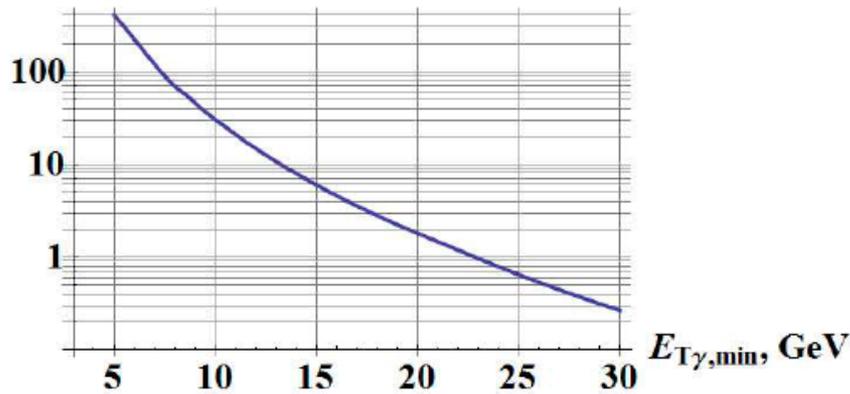
# ЭДЦР. Большие инвариантные массы. Предсказания.

Предсказание модели по **рождению бозона Хиггса в ЭДЦР** при энергии 7 ТэВ

$$\sigma_{p+p \rightarrow p+H+p}(M_H = 125 \text{ ГэВ}) \simeq 0.55 \pm 0.15 \text{ фб},$$
$$10^{-4} < \xi_{1,2} < 0.1, \quad 0.001 \text{ ГэВ}^2 < |t_{1,2}| < 1 \text{ ГэВ}^2.$$

верхний предел для процесса с рождением двух фотонов при  $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$

$\sigma_{\gamma\gamma}^{\text{excl}}, \text{ fb}$

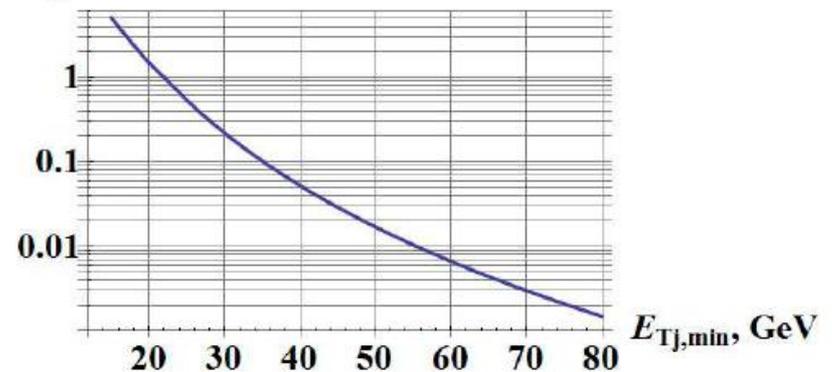


$$\sigma_{p+p \rightarrow p^* + \gamma\gamma + p^*} < 1.18 \text{ пб},$$
$$E_{T,\gamma} > 5.5 \text{ ГэВ}, \quad |\eta_\gamma| < 2.5,$$

при отсутствии частиц в области  $|\eta_\gamma| < 5.2$ .

Предсказание модели по **рождению двух струй в ЭДЦР** при энергии 7 ТэВ

$\sigma_{jj}^{\text{excl}}, \text{ nb}$



# ЭДЦР. Большие инвариантные массы. Предсказания.

$$\begin{aligned}\left. \frac{d\sigma_{\chi_{c,0}}^{excl, th}}{dy} \right|_{y=0} &= 20 \pm 5 \text{ нб}, \\ \sigma_{\chi_{c,0}}^{excl, th} &= 212 \pm 53 \text{ нб}, \\ \left. \frac{d\sigma_{J/\Psi}^{excl, th}}{dy} \right|_{y=0} &= \mathcal{C}_{LHC} \times \sigma_{\gamma+p \rightarrow J/\Psi+p}(W_0) \\ &= 7.06 \pm 0.91 \text{ нб}, \\ \sigma_{J/\Psi}^{excl, th} &= 76.3 \pm 19.1 \text{ нб},\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sigma_{\chi_{c,0}}^{excl, LHCb} &= 160.9 \pm 78.8 \text{ нб}, \\ \sigma_{J/\Psi}^{excl, LHCb} &= 81.9 \pm 18.3 \text{ нб},\end{aligned}$$

$$W_0 = \sqrt{m_{J/\Psi} \sqrt{7000} \text{ ГэВ}} \simeq 147 \text{ ГэВ}, \quad \mathcal{C}_{LHC} \simeq 6.6 \times 10^{-5}.$$

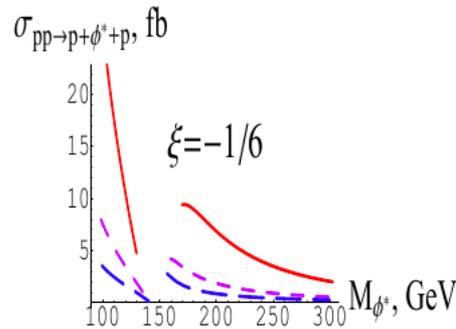
# ЭДЦР. Большие инвариантные массы. Предсказания.

Рождение “радиона” и гравитонов на БАК в ЭДЦР в модели RS1.

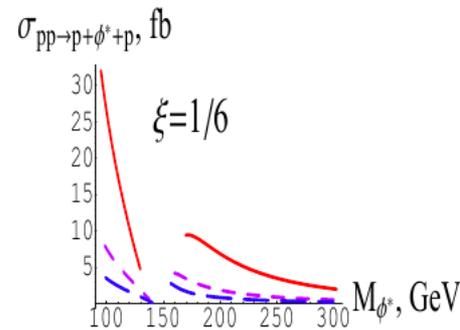
$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{1}{\bar{M}_{Pl}} T^{\mu\nu} h_{\mu\nu}^{(0)} - \frac{1}{\Lambda_\pi} T^{\mu\nu} \sum_{n=1}^{\infty} h_{\mu\nu}^{(n)} + \frac{1}{\sqrt{3}\Lambda_\pi} T^\mu{}_\mu \phi .$$

$$\Lambda_\pi = \left( \frac{\bar{M}_5^3}{\kappa} \right)^{1/2}$$

$$\kappa \simeq \bar{M}_5 \sim 1 \text{ ТэВ},$$



a)



b)

Сечение рождения радиона в ЭДЦР в зависимости от массы наблюдаемого собственного состояния  $\phi^*$ . Массовый параметр бозона Хиггса  $M(h) = 150$  ГэВ. Три кривые соответствуют (снизу вверх) значениям  $\Lambda_\phi = 1$  ТэВ, 2 ТэВ, 4 ТэВ. а)  $\xi = -1/6$ ; б)  $\xi = 1/6$ .

# ЭДЦР. Большие инвариантные массы. Предсказания.

$$\kappa \ll \bar{M}_5 \sim 1 \text{ ТэВ.}$$

В этом случае массовая щель  $\Delta m \simeq \pi\kappa$  может быть выбрана меньше, чем разрешающая способность детекторов БАК. К примеру, для  $\kappa r_c = 9.7$  мы получаем  $\pi\kappa = 50$  МэВ, и масса самого легкого КК-возбуждения  $m_1 = 60.5$  МэВ. Этот слу-

КК-гравитоны ведут себя как *очень узкие массивные резонансы со спином 2*. Исходя из этого, типичной сигнатурой рождения КК-гравитонов является *недостающая масса в финальном состоянии с непрерывным распределением масс*, которая может быть обнаружена в процессе ЭДЦР типа

$$p + p \rightarrow p + \text{“пусто”} + p.$$

Другими словами, нужно искать ЭДЦР с недостающей массой  $M_{miss}$  и “отсутствием частиц” в центральной области.

Можно показать, что распределение по  $M_{miss}$  пропорционально

$$\frac{d\sigma_{gr}}{dM_{miss}} \sim \frac{1}{\kappa \Lambda_\pi^2} \sim \frac{1}{\bar{M}_5^3}.$$

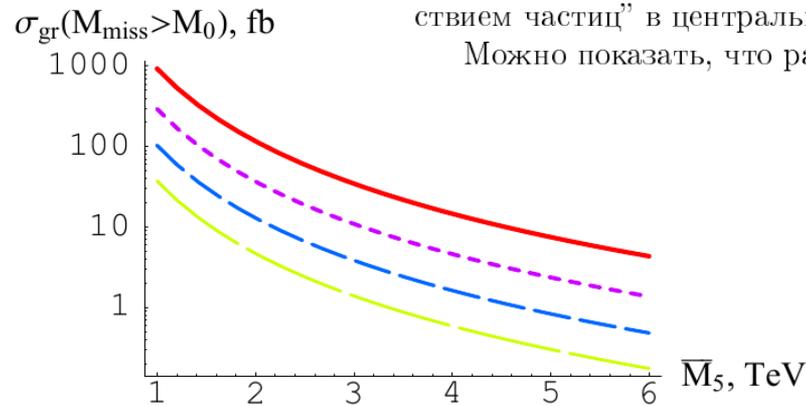


Рис. 2.17: Сечение рождения КК-гравитонов в ЭДЦР с массами больше, чем  $M_0$  как функция пятимерного Планковского масштаба  $\bar{M}_5$ . Кривые соответствуют (сверху вниз)  $M_0 = 3$  ГэВ, 14 ГэВ, 30 ГэВ и 50 ГэВ.

# ЭДЦР. Малые инвариантные массы. Модель.

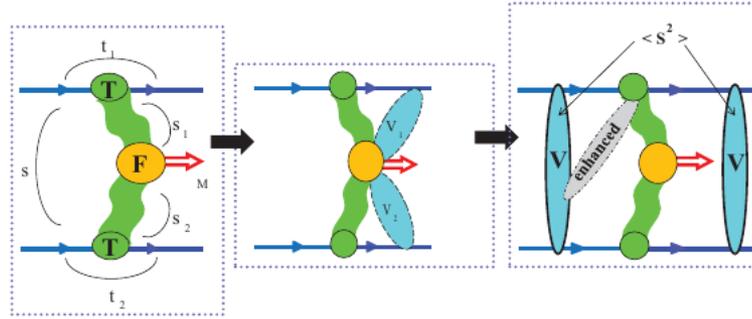
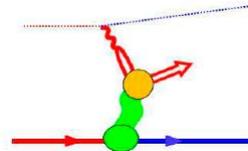


Рис. 2.19: Схема вычисления полной амплитуды ЭДЦР в случае малых инвариантных масс ( $M < 3$  ГэВ), то есть непертурбативное Померон-Померонное взаимодействие.

Для малых центральных масс в качестве “стандартных свечей” мы можем использовать процессы

- $\gamma^* + p \rightarrow V + p$  (ЭРВМ),  $m_V < 3$  ГэВ
- $p + p \rightarrow p + M + p$ ,  $M = \{q\bar{q}\}$  (легкий мезон) или “Глюбол”,  $M = hh$  (система двух адронов)



# ЭДЦР. Малые инвариантные массы. Модель.

## Ковариантная реджезация и формулы амплитуд

Базовые элементы данного подхода - вершинные функции

$$T^{\mu_1 \dots \mu_J}(p, \Delta) = \langle p - \Delta | I^{\mu_1 \dots \mu_J} | p \rangle \quad (\text{П.5.1})$$

и

$$F_{\alpha_1 \dots \alpha_J}^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}, \nu_1 \dots \nu_{J_2}}(\Delta_1, \Delta_2, p_X) = \int d^4x d^4y e^{-i\Delta_1 x - i\Delta_2 y} \cdot \langle 0 | T^* I^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}}(x) I^{\nu_1 \dots \nu_{J_2}}(y) I_{\alpha_1 \dots \alpha_J}(0) | 0 \rangle , \quad (\text{П.5.2})$$

где  $I^{\mu_1 \dots \mu_J}$  - оператор тока, соответствующий адронному оператору поля со спином  $J$ ,

$$(\square + m_J^2) \Phi^{\mu_1 \dots \mu_J}(x) = I^{\mu_1 \dots \mu_J}(x) . \quad (\text{П.5.3})$$

Амплитуда  $\mathcal{M}^{J^P}$  (левая картинка на рисунке 2.19) состоит из вершин  $T^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}}$ ,  $T^{\nu_1 \dots \nu_{J_2}}$ ,  $F_{\alpha_1 \dots \alpha_J}^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}, \nu_1 \dots \nu_{J_2}}$  и пропагаторов  $d(J_i, t)/(m^2(J_i) - t)$ , которые имеют полюса при

$$m^2(J_i) - t = 0, \text{ i.e. } J_i = \alpha_{\mathbb{R}_i}(t) , \quad (\text{П.5.4})$$

после подходящего аналитического продолжения амплитуд с определенной сигнатурой по  $J_i$  в комплексную плоскость. Мы предполагаем, что эти полюса, где  $\alpha_{\mathbb{R}_i}$  - траектории Редже, дают лидирующий вклад при высоких энергиях после взятия соответствующих вычетов. Реджевские разрезы генерируются унитаризацией.

# ЭДЦР. Малые инвариантные массы. Модель.

Формулы для квадратов амплитуд после всех  
сверток и предписания реджезации

$$\sum_J \frac{F^J}{(t - m^2)} \rightarrow \frac{\alpha'_{\mathbb{R}}}{2} \eta_{\mathbb{R}}(t) \Gamma(-\alpha_{\mathbb{R}}(t)) F^{\alpha_{\mathbb{R}}(t)}.$$

$$\left| \mathcal{M}^{0+} \right|^2 \sim (M_{\perp}^2)^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)} (f_0 M_{\perp}^2 + 2f_1)^2,$$

$$\left| \mathcal{M}^{0-} \right|^2 \sim (M_{\perp}^2)^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)} f_0 t_1 t_2 \sin^2 \phi_0,$$

$$\left| \mathcal{M}^{1+} \right|^2 \sim (M_{\perp}^2)^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)} (\mathcal{F}_0 M_{\perp}^4 + \mathcal{F}_1 t_1 t_2 \sin^2 \phi_0 + \mathcal{F}_2),$$

$$\mathcal{F}_{0,2} \sim o(t_i),$$

$$\left| \mathcal{M}^{2+} \right|^2 \sim (M_{\perp}^2)^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)} (\mathcal{F}_0 M_{\perp}^4 + \mathcal{F}_1 M_{\perp}^2 + \mathcal{F}_2),$$

# ЭДЦР. Малые инвариантные массы. Модель.

Для рождения систем с малыми инвариантными массами с  $J^P$  (спин-четность), когда  $s_i \sqrt{-t_i} \gg \sim 1 \text{ ГэВ}^3$  и вклады вторичных реджеонов малы, мы получаем квадраты “раздетых” амплитуд

$$F_{\mathbb{P}\mathbb{P}}^{0\pm} = \left| \prod_{i=1,2} \tilde{T}_0(t_i) \left( \frac{s_i}{M^2} \right)^{\alpha_i} \sum_{k=0}^{\infty} \tilde{f}_{0\pm}^k \left( \frac{2\sqrt{t_1 t_2} \cos \phi}{M^2} \right)^k \right|^2,$$

$$\tilde{T}_0(t_i) = \frac{\alpha'_{\mathbb{P}}}{2} T_0(t_i) \left( \frac{\sqrt{-t_i}}{m} \right)^{\alpha_i},$$

$$\tilde{f}^k = \tilde{f}^k [\eta_1 \eta_{21} \Gamma(k - \alpha_1) \Gamma(\alpha_1 - \alpha_2 - k) + \eta_2 \eta_{12} \Gamma(k - \alpha_2) \Gamma(\alpha_2 - \alpha_1 - k)],$$

$$|\mathcal{M}^{0+}|^2 \simeq F_{\mathbb{P}\mathbb{P}}^{0+},$$

$$|\mathcal{M}^{0-}|^2 \simeq F_{\mathbb{P}\mathbb{P}}^{0-} \sin^2 \phi,$$

$$\eta_i = (-1)^{\sigma_i} + e^{-i\pi\alpha_i},$$

$$\eta_{ij} = (-1)^{\sigma_i} (-1)^{\sigma_j} + e^{-i\pi(\alpha_i - \alpha_j)},$$

$$\alpha_i = \alpha_{\mathbb{P}}(t_i), \sigma_i = 0,$$

$\tilde{f}^k$  не имеют сингулярностей

при  $t_i \rightarrow 0$ ,  $T_0(t)$  обычно представляется в экспоненциальной форме  $e^{Bt_i}$  или как  $1/(1 - t_i/B)$ .

в классической Реджевской схеме фактор  $(-t_i)^{\alpha_i/2}$  включен в неизвестный вычет полюса Редже. Но для фиксированного целого  $J$  этот фактор всегда присутствует в  $t$ -канальном косинусе.

# ЭДЦР. Малые инвариантные массы. WA102.

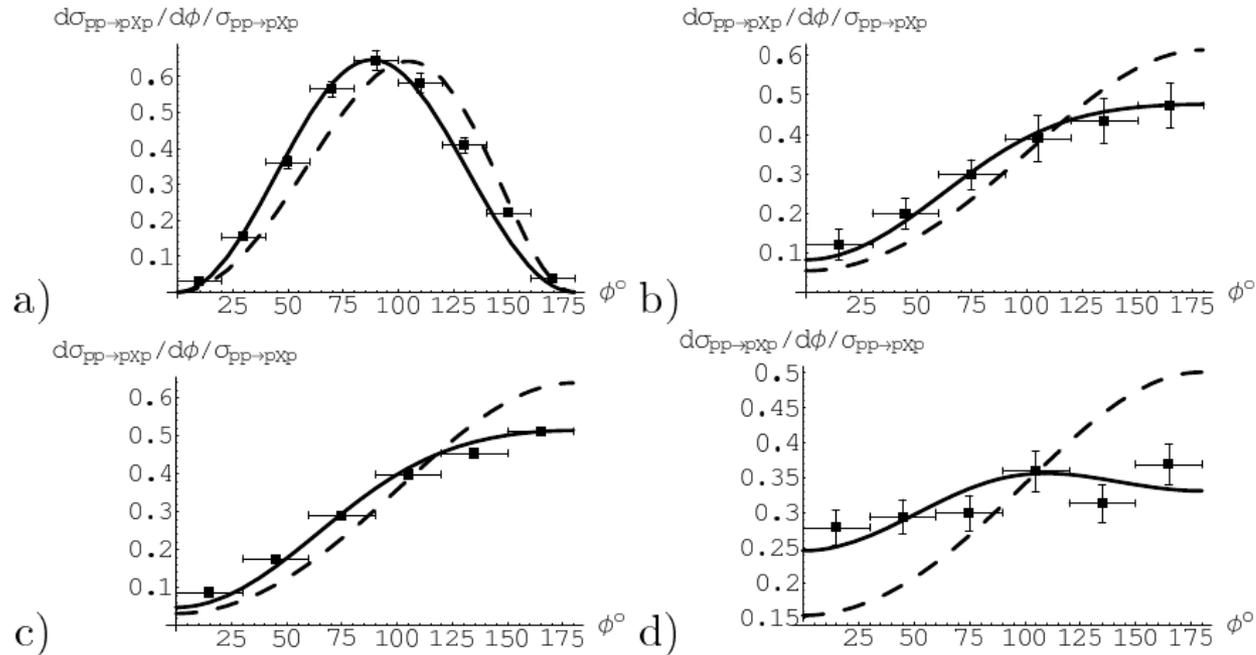


Рис. 2.25: Экспериментальные данные WA102. Штриховая кривая представляет “раздетое” сечение, а сплошная - унитаризованный результат. а)  $\eta'$ ,  $0^{-+}$ ; б)  $f_1(1285)$ ,  $1^{++}$ , all  $t_i$ ; в)  $f_1(1285)$ ,  $|t_1 - t_2| < 0.2 \text{ ГэВ}^2$ ; д)  $f_1(1285)$ ,  $|t_1 - t_2| > 0.4 \text{ ГэВ}^2$ ;

# ЭДЦР. Малые инвариантные массы. WA102.

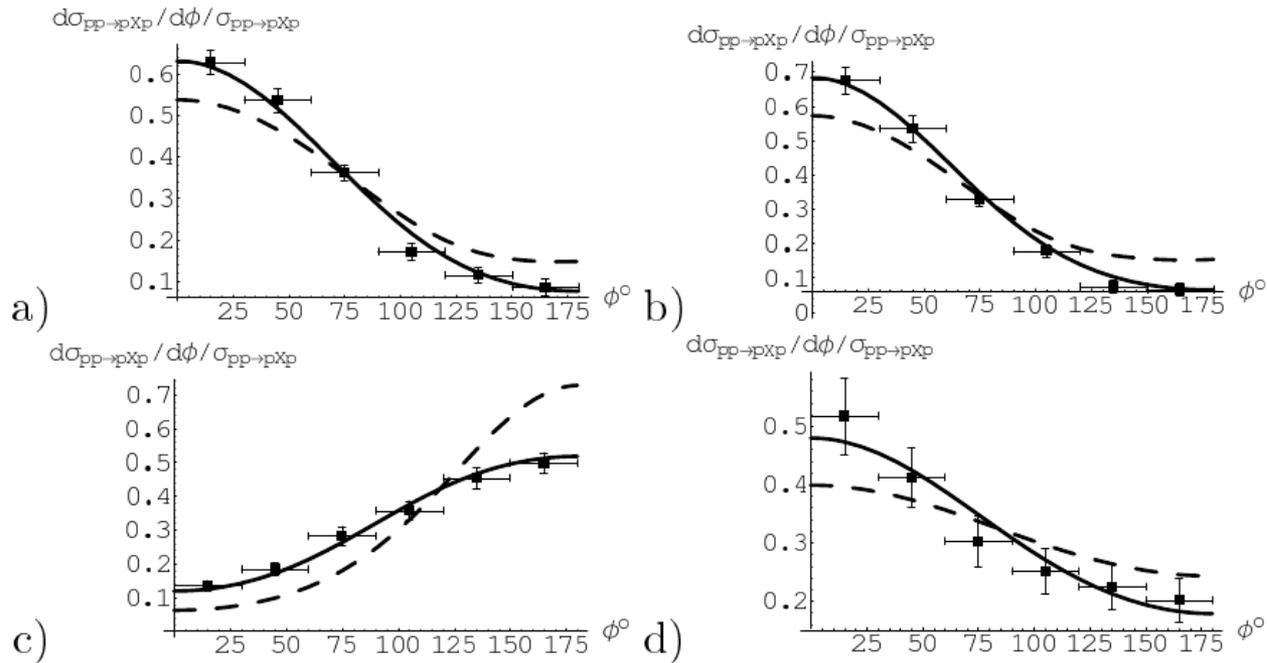


Рис. 2.26: Экспериментальные данные WA102, усредненные по всем измеренным значениям  $t_i$ . Штриховая кривая представляет “раздетое” сечение, а сплошная - унитаризованный результат. а)  $f_0(980), 0^{++}$ ; б)  $f_0(1500), 0^{++}$ ; в)  $f_2(1270), 2^{++}$ ; д)  $f_2(1950), 2^{++}$ ;

# ЭДЦР. Малые инвариантные массы. БАК, 7 ТэВ.

Для частиц с малой массой, которые рождаются в ЭДЦР, полные сечения оказываются порядка  $1 \div 30$  мкб на БАК. Сечения для кандидатов в “глюболы”  $f_0(1500)$  и  $f_2(1950)$  порядка 30 мкб (зависит от кинематики БАК и может быть больше), а эффективный наклон 10. Типичные значения  $\xi = M_X/\sqrt{s} \sim 10^{-4}$ .

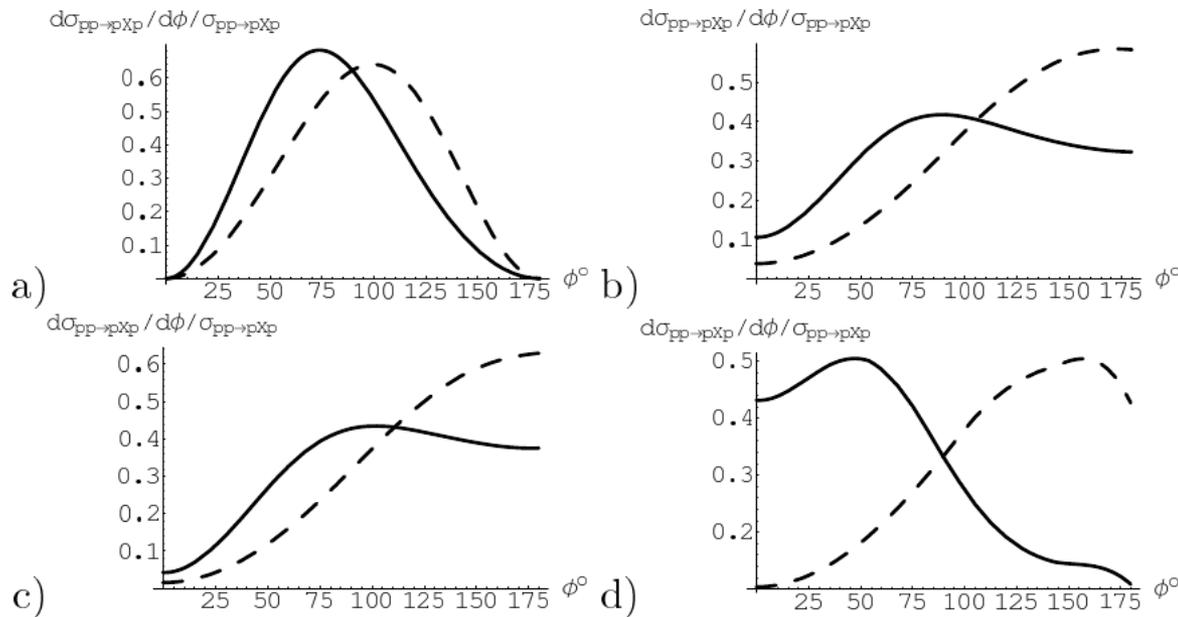


Рис. 2.27: Результаты для энергии БАК. а)  $\eta'$ ,  $0^{-+}$ ; б)  $f_1(1285)$ ,  $1^{++}$ , all  $t_i$ ; в)  $f_1(1285)$ ,  $|t_1 - t_2| < 0.1$  ГэВ<sup>2</sup>; д)  $f_1(1285)$ ,  $|t_1 - t_2| > 0.2$  ГэВ<sup>2</sup>;

# ЭДЦР. Малые инвариантные массы. БАК, 7 ТэВ.

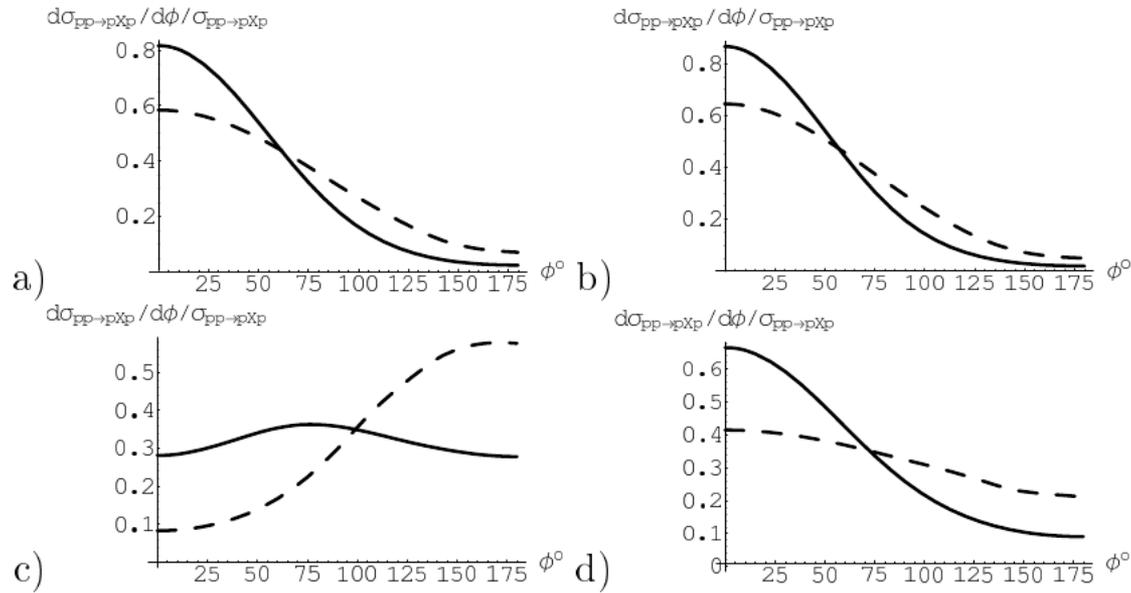


Рис. 2.28: Результаты для энергий БАК. а)  $f_0(980)$ ,  $0^{++}$ ; б)  $f_0(1500)$ ,  $0^{++}$ ; в)  $f_2(1270)$ ,  $2^{++}$ ; г)  $f_2(1950)$ ,  $2^{++}$ ;

Главным свойством является то, что унитаризация приводит к искажению (смещению) “раздетого” сечения в сторону малых углов и к уменьшению его значения. Различие тем больше, чем больше энергия, и проявляется на БАК более сильно, чем в эксперименте WA102,

# ЭДЦР. Малые инвариантные массы.

Дифракционные картины по разным переменным и эффекты унитаризации

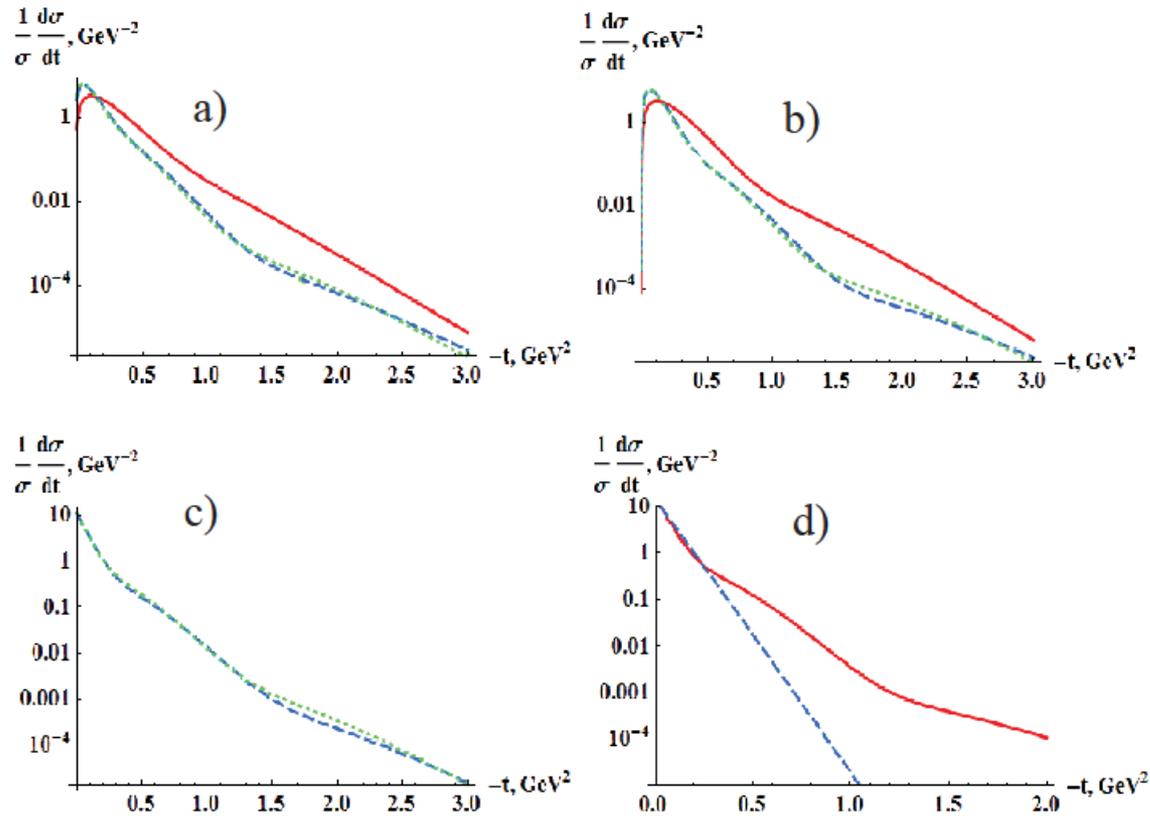


Рис. 2.21: Дифракционные  $t$ -распределения для различных конечных состояний (соответствующие амплитуды указаны): а) подобные “глоболам” (П.8.11); б)  $\eta'$  (П.8.10); в)  $\pi^+\pi^-$  (П.7.2). Сплошные кривые в а), б) даны для  $\sqrt{s} = 30$  ТэВ, штриховые и точечные кривые в а), б), в) представляют  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ и  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ соответственно. Рисунок d) показывает простое  $e^{2Bt}$  сечение (штриховая кривая) и унитаризованный результат (сплошная кривая) при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ.

# ЭДЦР. Малые инвариантные массы.

Дифракционные картины по разным переменным и эффекты унитаризации

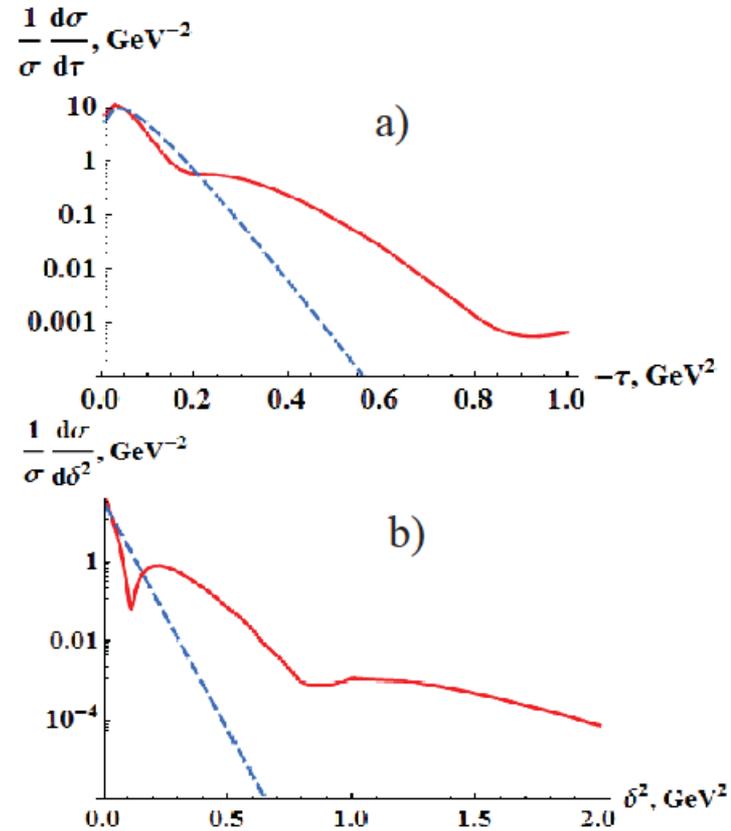
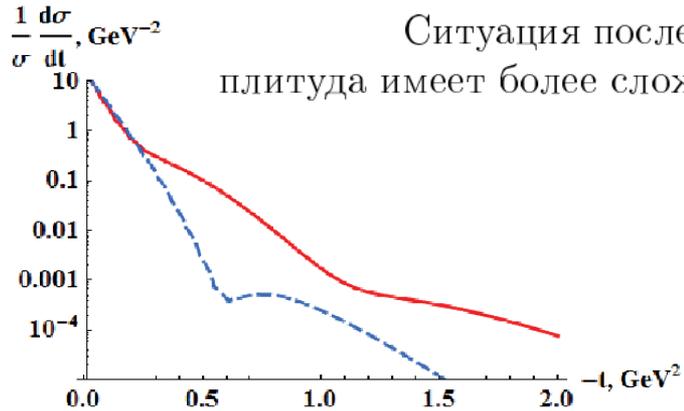


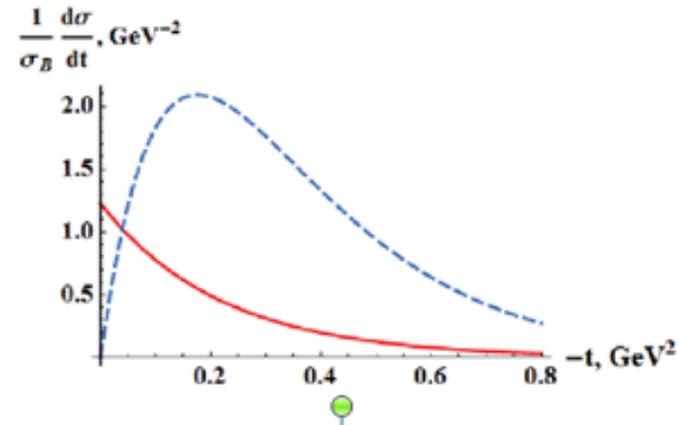
Рис. 2.22: Дифракционные картины по различным  $t$ -подобным переменным: а)  $\tau = (t_1 + t_2)/2$ ; б)  $\delta^2 = (\vec{\Delta}_1 - \vec{\Delta}_2)^2/4$ . Борновская амплитуда (штриховая кривая) и унитаризованный результат (сплошная кривая) показаны при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ.

# ЭДЦР. Малые инвариантные массы.

Дифракционные картины по разным переменным и эффекты унитаризации



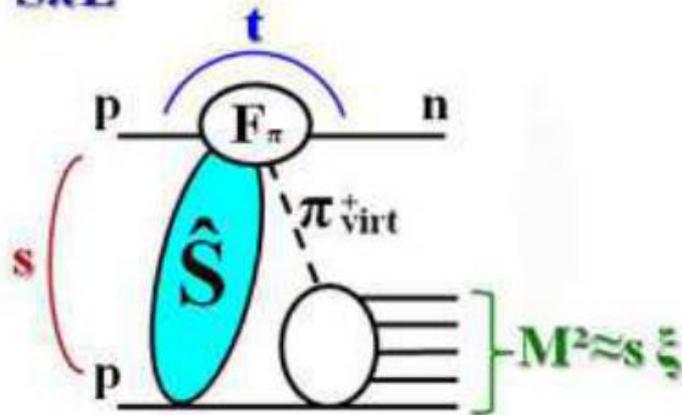
Ситуация после унитаризации (сплошная кривая), когда “раздетая” амплитуда имеет более сложную структуру (штриховая линия).



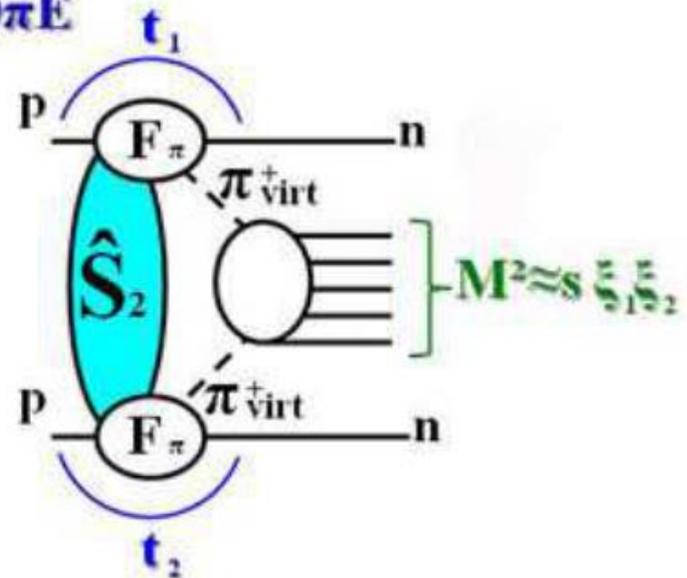
Унитаризация сечения  $|t|e^{-2B|t|}$  ( $B \simeq 2.85 \text{ ГэВ}^{-2}$ ,  $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ ), соответствующего амплитуде (П.8.11). Штриховая кривая представляет “раздетый” вклад, а сплошная кривая показывает унитаризованный результат.  $\sigma_B$  - интегральное “раздетое” сечение. Ноль в точке  $t = 0$  исчезает в унитаризованном сечении.

# Процессы перезарядки. Модель.

$S\pi E$



$D\pi E$



# Процессы перезарядки. Модель.

Как Борновское приближение к пионному обмену мы используем обычную трехреджеонную формулу (см. рисунок [3.3](#)), которая может быть переписана следующим образом

$$\frac{d\sigma_0(p + p \rightarrow n + X)}{d\xi dt} = \frac{G_{\pi^+pn}^2}{16\pi^2} \frac{-t}{(t - m_\pi^2)^2} F^2(t) \xi^{1-2\alpha_\pi(t)} \sigma_{\pi^+p}(\xi s), \quad (3.25)$$

где  $\alpha_\pi(t) = \alpha'_\pi(t - m_\pi^2)$  - пионная траектория с производной  $\alpha' \simeq 0.9 \text{ ГэВ}^{-2}$ , и  $G_{\pi^0pp}^2/(4\pi) = G_{\pi^+pn}^2/(8\pi) = 13.75$  [\[224\]](#).  $\xi = 1 - x_L$ , где  $x_L$  - доля продольного импульса начального протона, уносимого нейтроном. Форм-фактор  $F(t)$  обычно берется в экспоненциальной форме

$$F(t) = \exp(bt), \quad (3.26)$$

где, исходя из последних данных [\[23\]](#), [\[225\]](#), мы полагаем  $b \simeq 0.3 \text{ ГэВ}^{-2}$ . Нас интересует кинематическая область  $0.01 \text{ ГэВ}^2 < |t| < 0.5 \text{ ГэВ}^2$ ,  $\xi < 0.4$ , где главный вклад дает формула [\(3.25\)](#)

# Процессы перезарядки. Модель.

Сечение для одиночного пионного обмена с учетом абсорбции

$$\frac{d\sigma_0(\xi, \vec{q}^2)}{d\xi d\vec{q}^2} = (m_p^2 \xi^2 + \vec{q}^2) |\Phi_B(\xi, \vec{q}^2)|^2 \frac{\xi}{(1-\xi)^2} \sigma_{\pi+p}(\xi, s),$$

$$\frac{d\sigma(s/s_0, \xi, \vec{q}^2)}{d\xi d\vec{q}^2} = S(s/s_0, \xi, \vec{q}^2) \frac{d\sigma_0(\xi, \vec{q}^2)}{d\xi d\vec{q}^2},$$

$$S = \frac{m_p^2 \xi^2 |\Phi_0(s/s_0, \xi, \vec{q}^2)|^2 + \vec{q}^2 |\Phi_s(s/s_0, \xi, \vec{q}^2)|^2}{(m_p^2 \xi^2 + \vec{q}^2) |\Phi_B(\xi, \vec{q}^2)|^2},$$

где функции  $\Phi_0$  и  $\Phi_s$  возникают из разных спиновых вкладов в амплитуду

$$A_{p \rightarrow n} = \frac{1}{\sqrt{1-\xi}} \bar{\Psi}_n \left( m_p \xi \hat{\sigma}_3 \cdot \Phi_0 + \vec{q} \hat{\vec{\sigma}} \cdot \Phi_s \right) \Psi_p$$

и обе эквивалентны  $\Phi_B$  в Борновском приближении. Здесь  $\hat{\sigma}_i$  - матрицы Паули и  $\bar{\Psi}_n, \Psi_p$  - спиноры нейтрона и протона.

# Процессы перезарядки. Модель.

Для  $\pi^+p$  взаимодействия мы используем, например, параметризации Доннаки-Ландсхофа

$$\sigma_{\pi^+p}(s) = 13.63 s^{0.0808} + 25.56 s^{-0.4525}, \text{ (мб)}.$$

и COMPETE

$$\sigma_{\pi^+p}(s) = Z_{\pi p} + B \ln^2 \left( \frac{s}{s_0} \right) + (Y_+ s^{\alpha_+} - Y_- s^{\alpha_-}) / s, \text{ (мб)}.$$

$$Z_{\pi p} = 21.23 \pm 0.33 \text{ мб}, \quad B = 0.3152 \pm 0.0095 \text{ мб},$$

$$s_0 = 34 \pm 5.4 \text{ ГэВ}^2,$$

$$Y_+ = 17.8 \pm 1.1, \quad \alpha_+ = 0.533 \pm 0.015,$$

$$Y_- = 5.72 \pm 0.16, \quad \alpha_- = 0.4602 \pm 0.0064.$$

чтобы сделать предсказания для ISR      и PHENIX

# Процессы перезарядки. Предсказания.

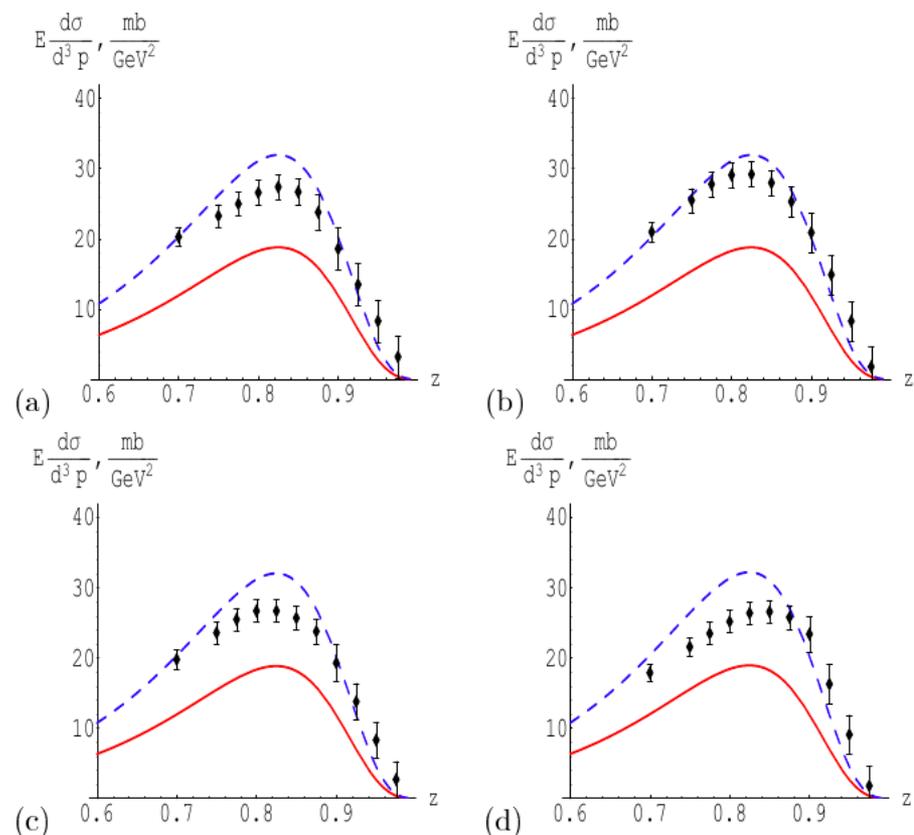


Рис. 3.6: Теоретическое дифференциальное сечение  $E d\sigma/d^3p$ , мб/ГэВ<sup>2</sup> и данные ISR [27]: а)  $\sqrt{s} = 30.6$  ГэВ, б)  $\sqrt{s} = 44.9$  ГэВ, в)  $\sqrt{s} = 52.8$  ГэВ, д)  $\sqrt{s} = 62.7$  ГэВ. Нижние кривые - это теоретические предсказания, а верхние кривые - предсказания, умноженные на 1.7.

# Процессы перезарядки. Предсказания.

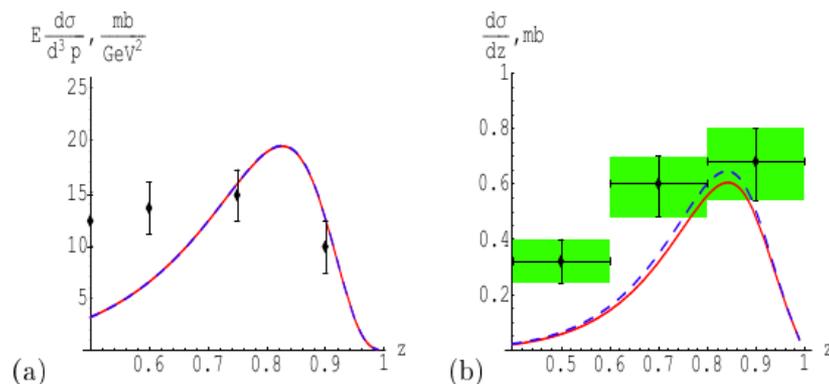


Рис. 3.7: Теоретические дифференциальные сечения: а)  $E d\sigma/d^3p$ ,  $\text{мб}/\text{ГэВ}^2$  и данные NA49 [32] при  $\sqrt{s} = 17.2$   $\text{ГэВ}$ ; б)  $d\sigma/dz$ ,  $\text{мб}$  и данные PHENIX [33] при  $\sqrt{s} = 200$   $\text{ГэВ}$ . Использованы параметризации (3.42) (сплошная) и (3.43) (штриховая). Две кривые совпадают на а).

# Процессы перезарядки. Модель.

Сечение для двойного пионного обмена с учетом абсорбции

$$\frac{d\sigma_0(\xi_1, \xi_2, \vec{q}_1^2, \vec{q}_2^2)}{d\xi_1 d\xi_2 d\vec{q}_1^2 d\vec{q}_2^2} = \prod_{i=1}^2 \left[ (m_p^2 \xi_i^2 + \vec{q}_i^2) |\Phi_B(\xi_i, \vec{q}_i^2)|^2 \frac{\xi_i}{(1 - \xi_i)^2} \right] \sigma_{\pi^+\pi^+}(\xi_1 \xi_2 s),$$

$$d\sigma = S_2(s/s_0, \xi_{1,2}, \vec{q}_{1,2}^2) d\sigma_0,$$

$$S_2 = \frac{\sum_{i,j=0,s} \rho_{ij}^2 |\bar{\Phi}_{ij}(s/s_0, \xi_{1,2}, \vec{q}_{1,2}^2)|^2}{2 \prod_{i=1}^2 [(m_p^2 \xi_i^2 + \vec{q}_i^2) |\Phi_B(\xi_i, \vec{q}_i^2)|^2]},$$

$$\bar{\Phi}_{ij} = \frac{N(\xi_1)N(\xi_2)}{(2\pi)^2} \int_0^\infty db_1 db_2 \Theta_i(b_1, \xi_1, |\vec{q}_1|) \Theta_j(b_2, \xi_2, |\vec{q}_2|) I_\phi(b_1, b_2),$$

$$I_\phi(b_1, b_2) = \int_0^\pi \frac{d\phi}{\pi} V \left( \sqrt{b_1^2 + b_2^2 - 2b_1 b_2 \cos \phi} \right),$$

$$\rho_{00} = m_p^2 \xi_1 \xi_2, \quad \rho_{0s} = m_p \xi_1, \quad \rho_{s0} = m_p \xi_2, \quad \rho_{ss} = 1.$$

# Процессы перезарядки. Извлечение сечений.

Извлечение полных и упругих сечений пион-пионного рассеяния из низкоэнергетических данных по эксклюзивной перезарядке

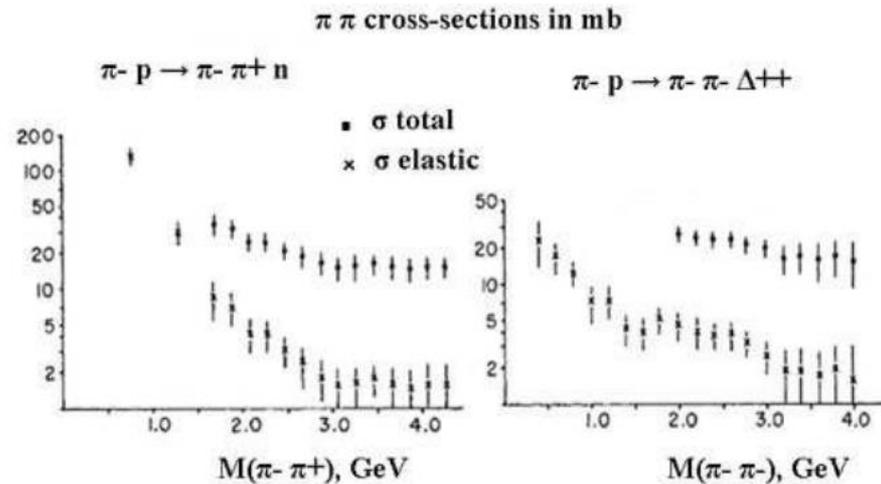


Рис. 3.12: Упругие и полные сечения  $\pi^- \pi^+$  и  $\pi^- \pi^-$  рассеяния из данных по эксклюзивным реакциям как функция инвариантной массы системы двух пионов

# Процессы перезарядки. Извлечение сечений.

## Формулы для сечений

$$\frac{d\sigma_{S\pi E}}{dt d\xi} = F_\pi(\xi, t) S(s/s_0, \xi, t) \sigma_{\pi p}(s, \xi),$$

$$\frac{d\sigma_{D\pi E}}{dt_1 dt_2 d\xi_1 d\xi_2} = F_\pi(\xi_1, t_1) F_\pi(\xi_2, t_2) S_2(s/s_0, \xi_{1,2}, t_{1,2}) \sigma_{\pi\pi}(s, \xi_1 \xi_2),$$

$$F_\pi(\xi, t) = 1/E(\xi, t) = \frac{G_{\pi^+pn}^2}{16\pi^2} \frac{-t}{(t - m_\pi^2)^2} e^{2bt} \xi^{1-2\alpha_\pi(t)}.$$

## Экстраполяция

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi p}(s, \xi; \{m_p^2, m_\pi^2\}) &= \lim_{t \rightarrow m_\pi^2} \sigma_{\pi_{virt} p}(s, \xi; \{m_p^2, t\}) \frac{S(s/s_0, \xi, t) t}{m_\pi^2} = \\ &= \lim_{t \rightarrow m_\pi^2} E(\xi, t) \frac{d\sigma_{S\pi E}}{dt d\xi}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi\pi}(s, \xi_1 \xi_2; \{m_\pi^2, m_\pi^2\}) &= \lim_{t_{1,2} \rightarrow m_\pi^2} \sigma_{\pi_{virt} \pi_{virt}}(s, \xi_1 \xi_2; \{t_1, t_2\}) \frac{S_2(s/s_0, \xi_{1,2}, t_{1,2}) t_1 t_2}{m_\pi^4} = \\ &= \lim_{t_{1,2} \rightarrow m_\pi^2} E(\xi_1, t_1) E(\xi_2, t_2) \frac{d\sigma_{D\pi E}}{dt_1 dt_2 d\xi_1 d\xi_2}. \end{aligned}$$

Главный вклад приходит от пионов с очень малыми виртуальностями  $|t_i| < 0.3 \text{ ГэВ}^2$ . Нам интересна кинематическая область  $0.01 \text{ ГэВ}^2 < |t_i| < 0.5 \text{ ГэВ}^2$ ,  $\xi_i < 0.4$ ,

# Процессы перезарядки. Извлечение сечений.

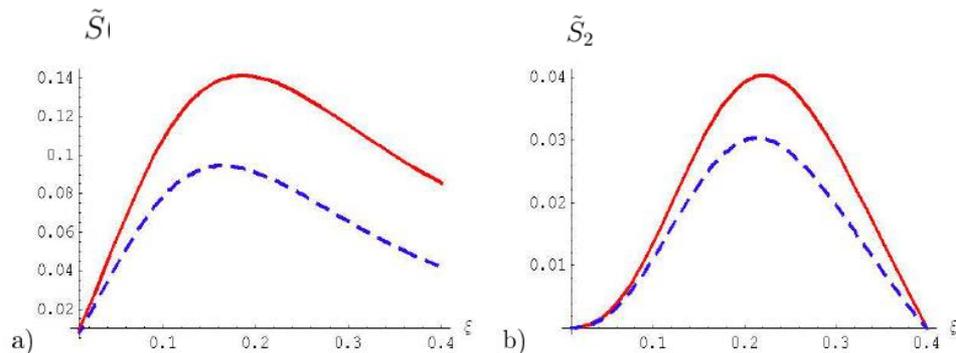
Если предположить достаточно слабую зависимость от  $t$  сечений  $\pi p$  и  $\pi\pi$  рассеяния, то мы можем надеяться извлечь эти сечения (поначалу с достаточно большими ошибками), используя следующую процедуру:

$$\tilde{S}(s, \xi) = \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt S\left(\frac{s}{s_0}, \xi, t\right) F_{\pi}(\xi, t), \quad \sigma_{\pi p}(M_{\pi p}^2) = \frac{d\sigma_{S\pi E}}{d\xi}, \quad \xi \simeq \frac{M_{\pi p}^2}{s},$$

$$\tilde{S}_2(s, \xi_1, \xi_2) = \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt_1 dt_2 S_2\left(\frac{s}{s_0}, \xi_{1,2}, t_{1,2}\right) F_{\pi}(\xi_1, t_1) F_{\pi}(\xi_2, t_2),$$

$$\tilde{S}_2(s, \xi_0) = \int_{-y_0}^{y_0} dy \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt_1 dt_2 S_2\left(\frac{s}{s_0}, \xi_{1,2}, t_{1,2}\right) F_{\pi}(\xi_1, t_1) F_{\pi}(\xi_2, t_2),$$

$$\sigma_{\pi\pi}(M_{\pi\pi}^2) = \frac{d\sigma_{D\pi E}}{d\xi_0}, \quad \xi_0 \simeq \frac{M_{\pi\pi}}{\sqrt{s}}, \quad \xi_{1,2} = \xi_0 e^{\pm y}, \quad y_0 = \ln \frac{\xi_{max}}{\xi_0}.$$



# Процессы перезарядки. Экспериментальные оценки.

Оценки вкладов  $\rho$  и  $a_2$  обменов для БАК

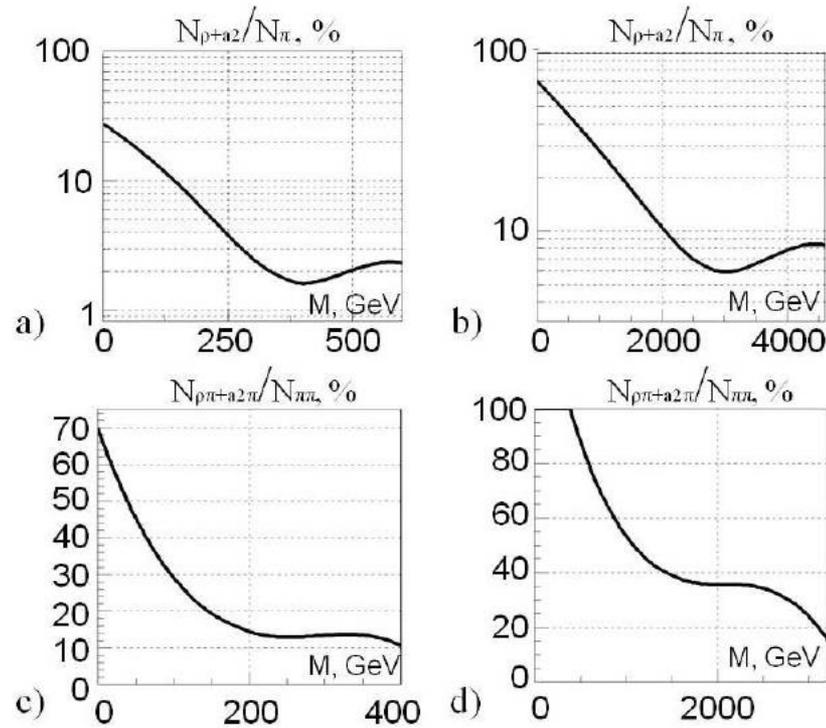
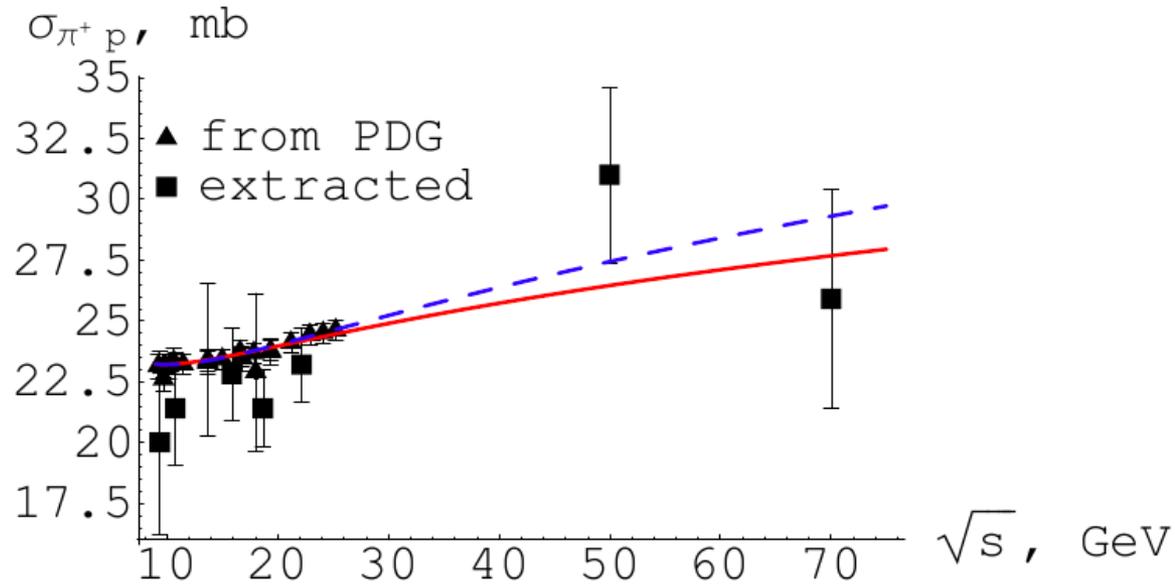


Рис. 3.23: Отношения количества событий с реджеонными обменами к количеству пионных обменов в области детектирования ZDC в зависимости от инвариантной массы реджеон-протонной (реджеон-реджеонной) системы: а)  $(N_{S\rho E} + N_{Sa_2E})/N_{S\pi E}$ ,  $\sqrt{s} = 900$  ГэВ; б)  $(N_{S\rho E} + N_{Sa_2E})/N_{S\pi E}$ ,  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ; в)  $(N_{D\rho\pi E} + N_{Da_2\pi E})/N_{D\pi E}$ ,  $\sqrt{s} = 900$  ГэВ; д)  $(N_{D\rho\pi E} + N_{Da_2\pi E})/N_{D\pi E}$ ,  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. Результаты для различных моделей похожи.

# Процессы перезарядки. Экспериментальные оценки.

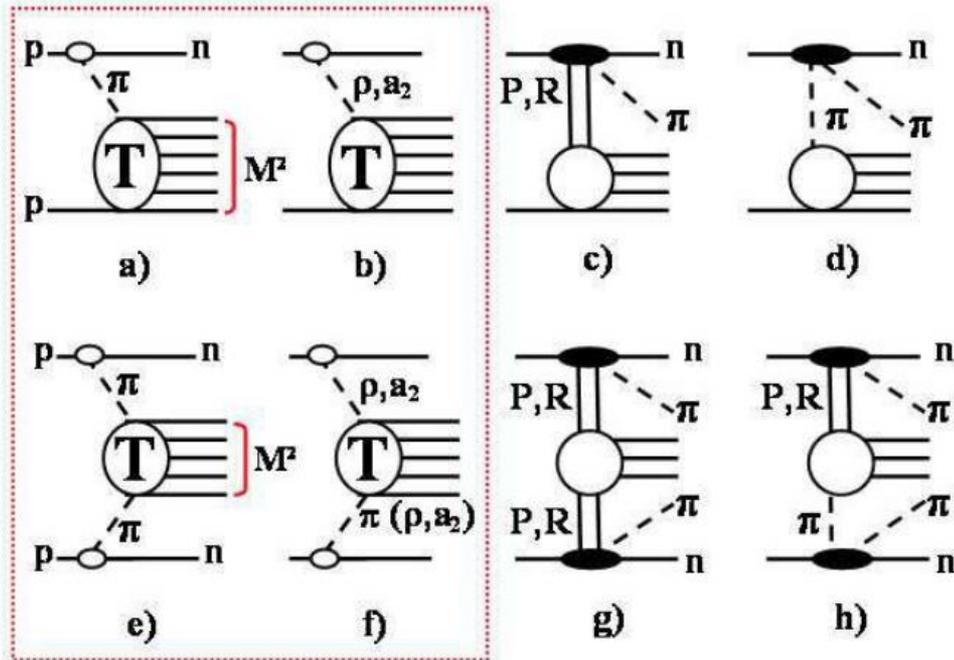
Извлечение сечений при низких энергиях



$\sqrt{s}$ , ГэВ	9.4	10.8	15.9	18.7	22.2	50	70
$\sigma_{\pi^+ p}$ , Мб	$20 \pm 3.75$	$21.4 \pm 2.3$	$22.8 \pm 1.9$	$21.4 \pm 1.6$	$23.2 \pm 1.5$	$31 \pm 3.6$	$25.9 \pm 4.5$
$\sigma_{\pi^+ p}^{exp.}$ , Мб	23.2	23.19	23.55	23.85	24.27	27.43	29.3

# Процессы перезарядки. Экспериментальные оценки.

Сигнал и фон для инклюзивных процессов перезарядки. Извлечение полных пион-протонных и пион-пионных сечений на БАК



## Одиночная перезарядка

Сигнал/фон  $\sim 10/6$  без отборов по  $t$ , только сигнал в ZDC и детекторах CMS

Сигнал/фон  $\sim 100/8$  при  $t < 0.2 \text{ ГэВ}^2$

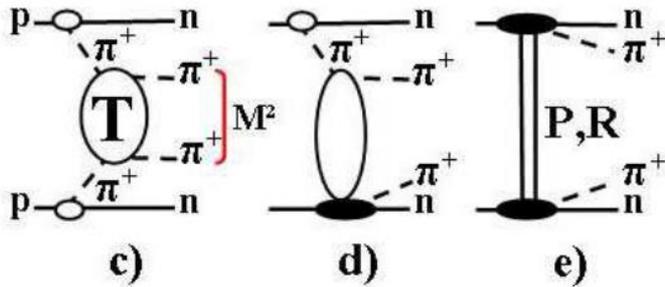
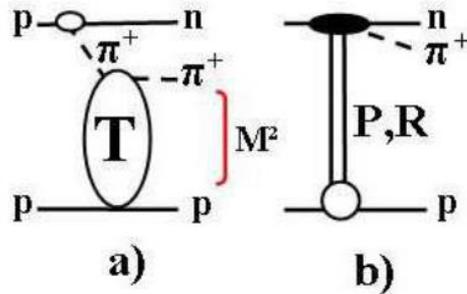
## Двойная перезарядка

Сигнал/фон  $\sim 10/7$  без отборов по  $t$ , только сигнал в ZDC и детекторах CMS

Сигнал/фон  $\sim 100/7$  при  $t < 0.3 \text{ ГэВ}^2$

# Процессы перезарядки. Экспериментальные оценки.

Сигнал и фон для эксклюзивных процессов перезарядки. Извлечение упругих пион-протонных и пион-пионных сечений



## Одиночная перезарядка

Сигнал/фон  $\sim 1$  без отборов по  $t$ , только сигнал в ZDC и детекторах CMS

Сигнал/фон  $\sim 1.7$  при  $t < 0.2$  ГэВ<sup>2</sup>, и  $\sim 5$ , если использовать FSC

## Двойная перезарядка

Сигнал/фон  $\sim 1.1$  без отборов по  $t$ , только сигнал в ZDC и детекторах CMS

Сигнал/фон  $\sim 2$  при  $t < 0.25$  ГэВ<sup>2</sup>, и  $\sim 7$ , если использовать FSC

# Процессы перезарядки. Экспериментальные оценки.

Сигнал и фон для инклюзивных процессов перезарядки. Извлечение двухструйных пион-протонных и пион-пионных сечений

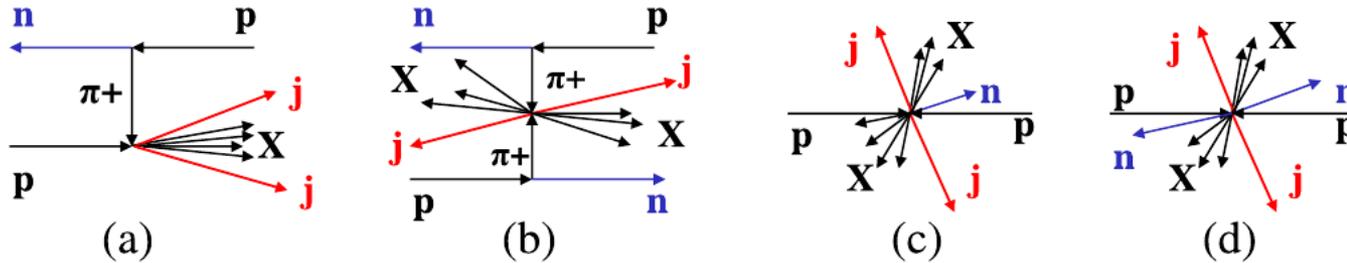


Рис. 3.43: (a) и (b): диаграммы процессов  $S\pi E$  и  $D\pi E$  с рождением двух струй. (c) и (d): диаграммы процессов неупругих  $pp$  взаимодействий с рождением двух струй и лидирующих нейтронов, которые могут имитировать процессы (a) и (b).

## До отборов

$$\sigma_{D\pi E} : \sigma_{S\pi E} : \sigma_{TOTAL} = 1 : 7.6 : 530.$$

## Одиночная перезарядка

Сигнал/фон  $\sim 0.22$  без отборов по  $t$ . только сигнал в ZDC

Сигнал/фон  $\sim 1/0.065$ , если  $6990 < \sum (E_{jets} + E_{neutrons}) < 7010$  ГэВ, остается 2% сигн.

## Двойная перезарядка

Сигнал/фон  $\sim 0.76$  без отборов по  $t$ , только сигнал в ZDC

Сигнал/фон  $\sim 0$ , если  $6990 < \sum (E_{jets} + E_{neutrons}) < 7010$  ГэВ, остается 9% сигнала

# Процессы перезарядки. Результаты.

## Результаты извлечения полных пи-протон на БАК, LHCf

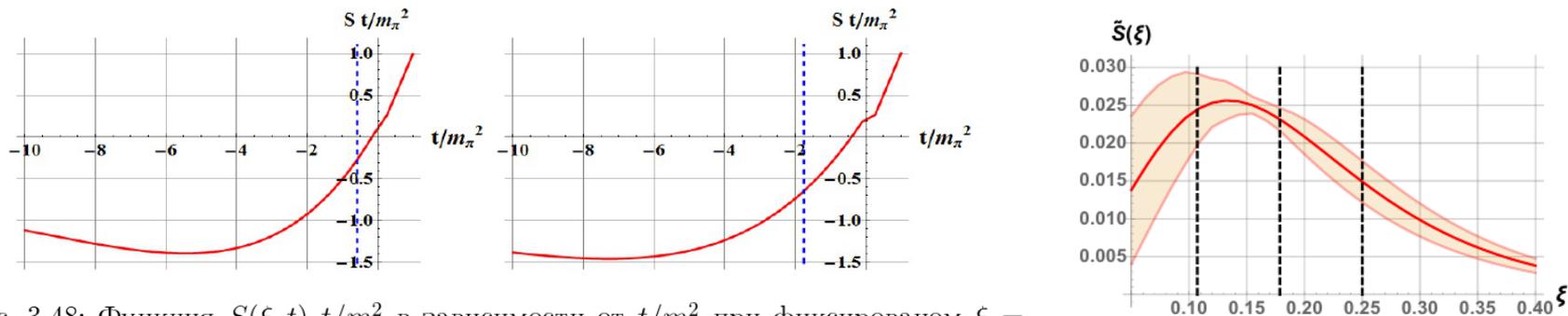
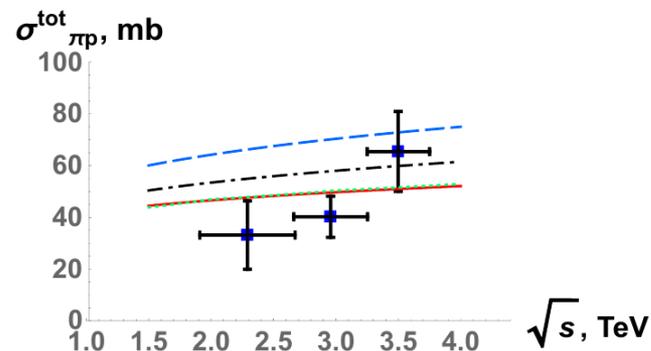


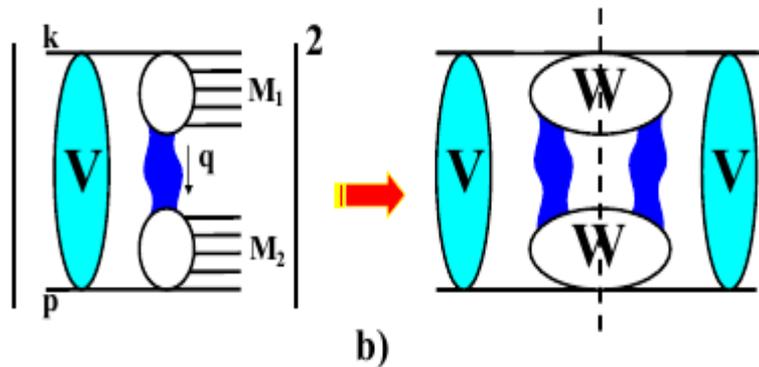
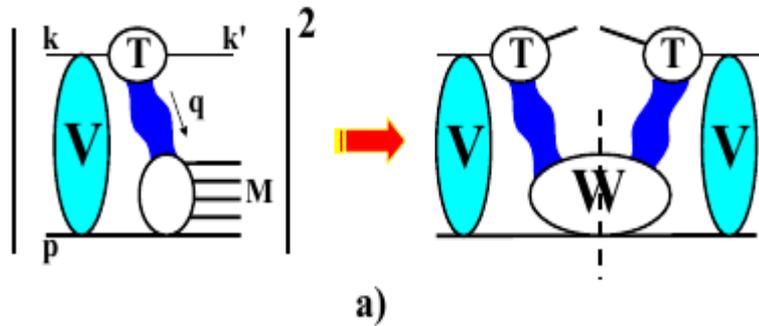
Рис. 3.48: Функция  $S(\xi, t) t/m_\pi^2$  в зависимости от  $t/m_\pi^2$  при фиксированом  $\xi = 0.107$  (левая картинка) и  $\xi = 0.179$  (правая картинка). Граница физической области  $t_0 = -m_p^2 \xi^2 / (1 - \xi)$  показана как вертикальная штриховая линия.

Таблица 3.14: Значения полных сечений  $\pi p$  рассеяния, извлеченные из данных LHCf [254] и изображенных также на рисунке [3.51]. Соответствующие средние значения  $|t|$  и  $q_0$  ( $q_t < q_0$ ) также показаны. Фоны от обменов  $\rho$  и  $a_2$  мезонами уже учтены.

$\sqrt{s}$ , ТэВ	$\sqrt{ t }/m_\pi$	$q_0$ , ГэВ	$\sigma_{\pi p}^{tot}$ , мб
$2.291 \pm 0.382$	$0.91 \pm 0.29$	0.132	$33.15 \pm 13.1$
$2.958 \pm 0.296$	$1.41 \pm 0.166$	0.12	$40.22 \pm 7.76$
$3.5 \pm 0.25$	$1.99 \pm 0.11$	0.112	$65.43 \pm 15.15$



# Процессы диссоциации. Модель.



$$\frac{d^2\sigma_{SD}}{d|t|d\xi} = \frac{(\pi\alpha'_{\mathbb{P}}(t))^2|\eta_{\mathbb{P}}(t)|^2}{32\pi^2}\xi \times$$

$$|F_{\alpha_{\mathbb{P}}}(t)|^2 \left(\frac{m^2}{(m^2 + |t|/4)}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)} \frac{1}{2^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}} \times$$

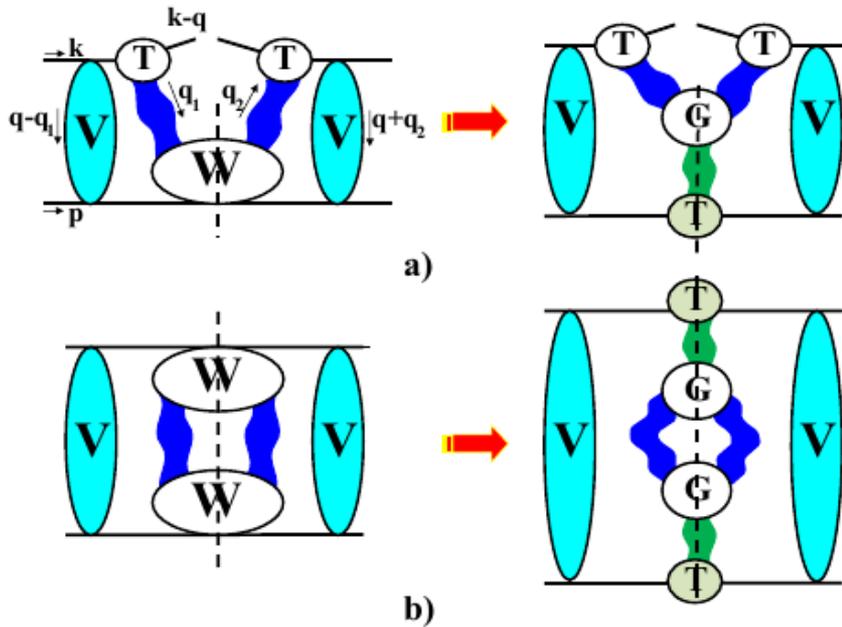
$$\left(\frac{|t|}{|t|_{\min}} - 1\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)} (2\alpha_{\mathbb{P}}(t) + 1)\sigma_{p\mathbb{P}}(M^2).$$

$$\frac{d^3\sigma_{DD}}{d|t|d\xi_1d\xi_2} = \frac{(\pi\alpha'_{\mathbb{P}}(t))^2|\eta_{\mathbb{P}}(t)|^2}{64\pi^3}s^2\xi_1\xi_2 \times$$

$$4 \left(\frac{|t|}{|t|_{\min}}\right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} \left[\frac{1 + (1 - |t|_{\min}/|t|)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)}}{2}\right] \times$$

$$(2\alpha_{\mathbb{P}}(t) + 1)^2\sigma_{p\mathbb{P}}(M_1^2)\sigma_{p\mathbb{P}}(M_2^2).$$

# Процессы диссоциации. Унитаризация.



Введем новые обозначения:

$$\mathcal{F}_{SD}(t, \xi) = \frac{\alpha'_P(t)\eta_P(t)}{4} \sqrt{\xi} F_{\alpha_P}(t) \left( \frac{m^2}{2(m^2 + |t|/4)} \right)^{\alpha_P(t)/2} \times \left( \frac{|t|}{|t|_{\min}} - 1 \right)^{\alpha_P(t)/2} \sqrt{2\alpha_P(t) + 1}$$

$$\mathcal{F}_{DD}(t, \xi_1, \xi_2) = \frac{\alpha'_P(t)\eta_P(t)}{4\sqrt{\pi}} s \sqrt{\xi_1 \xi_2} \left( \frac{|t|}{|t|_{\min}} \right)^{\alpha_P(t)} \times \left[ \frac{1 + (1 - |t|_{\min}/|t|)^{2\alpha_P(t)}}{2} \right]^{1/2} (2\alpha_P(t) + 1).$$

$$\frac{d^2 \sigma_{SD}}{d|t| d\xi} = |\mathcal{F}_{SD}(t, \xi)|^2 \sigma_{pP}(M^2; t),$$

$$\frac{d^3 \sigma_{DD}}{d|t| d\xi_1 d\xi_2} = |\mathcal{F}_{DD}(t, \xi_1, \xi_2)|^2 \sigma_{pP}(M_1^2; t) \sigma_{pP}(M_2^2; t).$$

# Процессы диссоциации. Унитаризация.

Предположим сначала, что протон-Померонное полное сечение может быть представлено в факторизованной форме:

$$\sigma_{p\mathbb{P}}(M^2; t) = h(M^2)f(t).$$

Теперь мы можем учесть унитарные поправки, которые обозначены как амплитуды  $V$  на рисунке

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_{SD}(t, \xi) &= \mathcal{F}_{SD}(t, \xi)\sqrt{f(t)}, \\ \mathcal{H}_{DD}(t, \xi_1, \xi_2) &= \mathcal{F}_{DD}(t, \xi_1, \xi_2)f(t).\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_a^{(2)U}(-\vec{q}^2; \dots) &= \frac{1}{(4\pi)^2} \int_0^\infty \int_0^\infty d\vec{q}_1^2 d\vec{q}_2^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi_1 d\phi_2 \\ &V(s, (\vec{q} - \vec{q}_1)^2) \mathcal{H}_a^{(2),nf}(\vec{q}_1^2, \vec{q}_2^2, \vec{q}_1\vec{q}_2; \dots) V(s, (\vec{q} + \vec{q}_2)^2), \\ V(s, \vec{q}^2) &= \int_0^\infty b db J_0(b|\vec{q}|) e^{-\tilde{\Omega}_{\mathbb{P}}(s,b)},\end{aligned}$$

# Процессы диссоциации. Извлечение сечений.

$$\sigma_{p\mathbb{P}}(M^2; t) = \frac{\frac{d\sigma_{SD}^U}{d\xi}}{\int_{t_1}^{t_2} \mathcal{H}_{SD}^{(2)U}(t; \xi)} f(t), \quad \sigma_{p\mathbb{P}}(M_1^2; t) \sigma_{p\mathbb{P}}(M_2^2; t) = \frac{\frac{d^2\sigma_{DD}^U}{d\xi_1 d\xi_2}}{\int_{t_1}^{t_2} \mathcal{H}_{DD}^{(2)U}(t; \xi_1, \xi_2)} [f(t)]^2$$

Теперь мы суммируем все предположения, которые позволяют нам выяснить что-нибудь о протон-Померонном сечении:

1. Конечность адронного тензора  $W_{\mu_1 \dots \nu_J}(p, q)$  для  $t = q^2 \rightarrow \sim 0$ , которая дает дополнительные соотношения между структурными функциями и оставляет только одну независимую функцию, через которую все выражается.
2. Процедура унитаризации сводится к учету только поправок перерассеяния в начальном состоянии. Это может не быть в точности так, но скорее всего в определенной кинематической области мы можем использовать данное приближение.
3. Более того, необходимо предположить также конкретную параметризацию для  $\sigma_{p\mathbb{P}}(M^2; t)$ , если мы хотим извлечь его из дифференциальных (или, в более сложном случае, проинтегрированных) сечений SD (DD). Только если мы возьмем  $f(t) \equiv 1$  и в отсутствие унитарных поправок (очень сильное предположение, если учесть, что для упругих сечений при высоких энергиях это далеко не так), тогда мы можем говорить о модельно независимом извлечении  $\sigma_{p\mathbb{P}}(M^2)$ .
4. Другие осложнения могут возникнуть, если мы попытаемся учесть вклады вторичных реджеонов, которые могут существенно испортить общую картину, описанную выше. Как мы полагаем, этот вопрос может быть решен при выборе определенной кинематической области (см. ниже).

# Процессы диссоциации. Извлечение сечений.

В конечном итоге, когда мы извлекаем каким-то образом протон-Померонное сечение из данных при различных энергиях, мы должны быть уверены, что оно не зависит от полной энергии процесса SD или DD ( $s$ ). Если мы обнаруживаем такую зависимость, это означает, что наши предположения не верны и должны быть пересмотрены.

Для начала используем следующие возможности:

I нет унитарных поправок,  $\mathcal{H}_a^{(2)U} = |\mathcal{H}_a|^2$ . В этом случае мы можем напрямую извлечь  $\sigma_{pP}(M^2, t)$  без дополнительных предположений о его поведении;

II перерасеяние учитывается,  $f(t) \equiv 1$ ;

III перерасеяние учитывается,  $f(t) = t^{-\alpha_P(0)/2}$ ;

IV перерасеяние учитывается,  $f(t) = t^{-\alpha_P(t)}$

и исследуем их, сравнивая результаты с экспериментальными данными

# Процессы диссоциации. Извлечение сечений.

Чтобы быть уверенным, что вклад вторичных реджеонов пренебрежимо мал, рассмотрим следующую (“Померонную”) кинематическую область:

- $t$  должно быть достаточно маленьким, чтобы выразить адронный тензор через одну функцию:

$$0.01 \text{ ГэВ}^2 < |t| < 0.1 \text{ ГэВ}^2$$

- чтобы убрать вклады вторичных реджеонов (которые дают вклад 15% при  $\sqrt{s} > \sqrt{s_{\text{ISR}}} = 62 \text{ ГэВ}$  в упругое рассеяние), мы можем использовать условие “промежутка по скорости” (LRG)

$$\ln \frac{s}{M^2} > \ln \frac{s_{\text{ISR}}}{2m^2} \rightarrow \xi < 0.00052 \text{ (SD)},$$

$$M < 0.023\sqrt{s} \sim 160 \text{ ГэВ при } 7 \text{ ТэВ, БАК,}$$

$$\ln \frac{ss_0}{M_1^2 M_2^2} > \ln \frac{s_{\text{ISR}}}{2m^2} \rightarrow \sqrt{\xi_1 \xi_2} < \sqrt{\frac{2m^2 s_0}{ss_{\text{ISR}}}} \simeq \frac{0.023}{\sqrt{s}} \text{ (DD)}$$

$$\sqrt{M_1 M_2} < \sqrt{0.023\sqrt{s}} \sim 12.6 \text{ ГэВ при } 7 \text{ ТэВ, БАК}$$

- если мы используем трехпомеронную вершину, тогда (в случае сохраняющихся тензорных токов)

$$\frac{M_i}{(|t|m^2)^{1/4}} > \sqrt{\frac{s_{\text{ISR}}}{2}} \sim 43.$$

Для DD мы имеем меньше возможностей выбрать необходимую кинематическую область для случаев Па,b: даже для очень больших  $\sqrt{s} \sim 10 \text{ ТэВ}$  и достаточно малых  $|t| \sim 0.01 \text{ ГэВ}^2$ , то есть будет сложно извлечь  $\sigma_{p\mathbb{P}}$  из сечений, проинтегрированных, к примеру, по  $\xi_{1,2} (M_{1,2})$ .

# Процессы диссоциации. Анализ результатов.

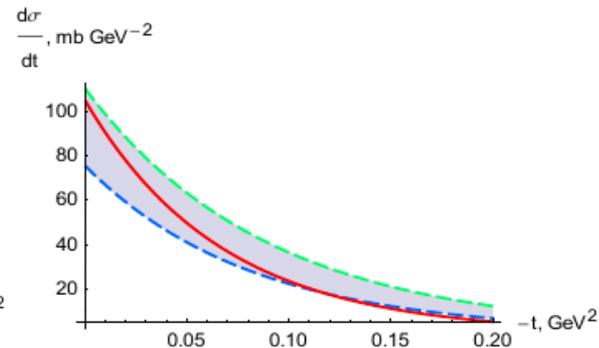
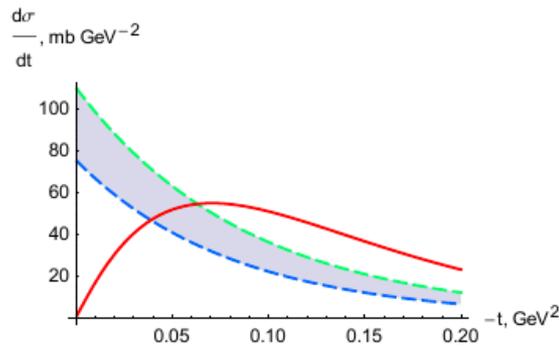
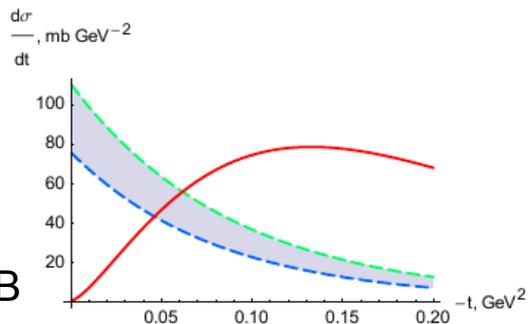
Полуколичественная подгонка данных, для иллюстрации

II

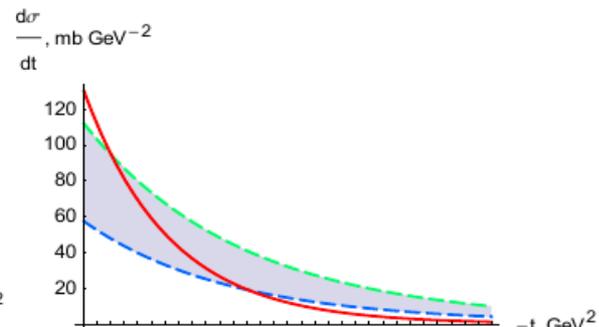
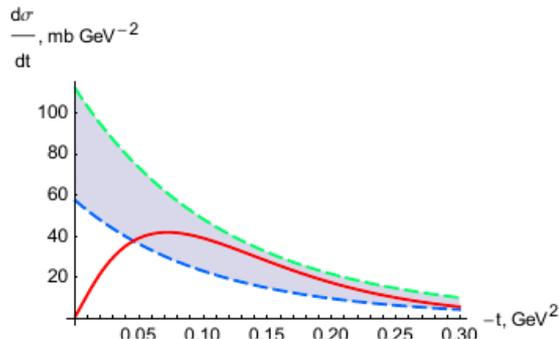
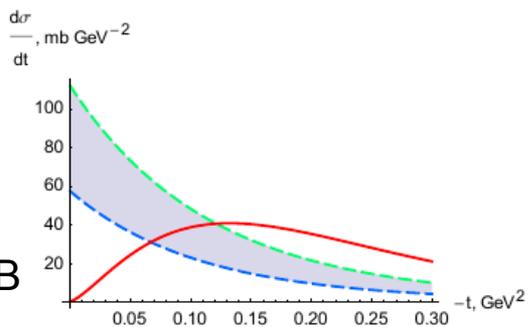
III

IV

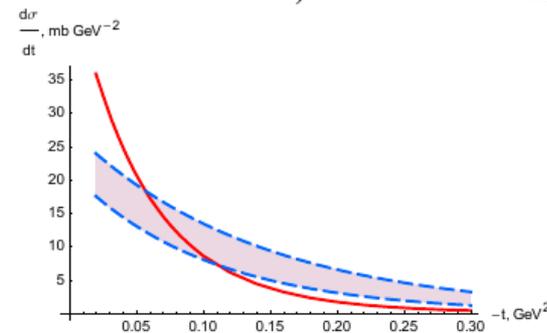
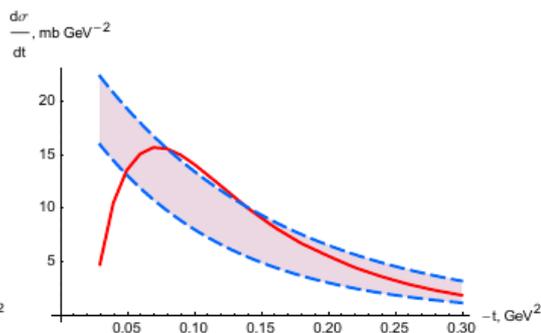
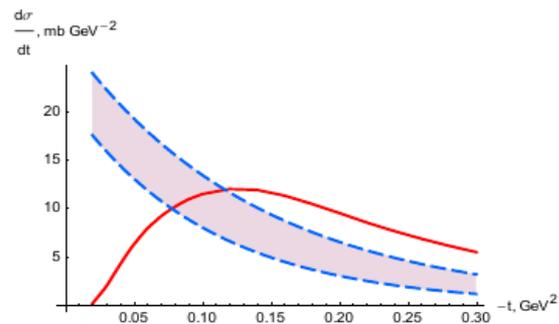
546 ГэВ



1.8 ТэВ



7 ТэВ



# Процессы диссоциации. Анализ результатов.

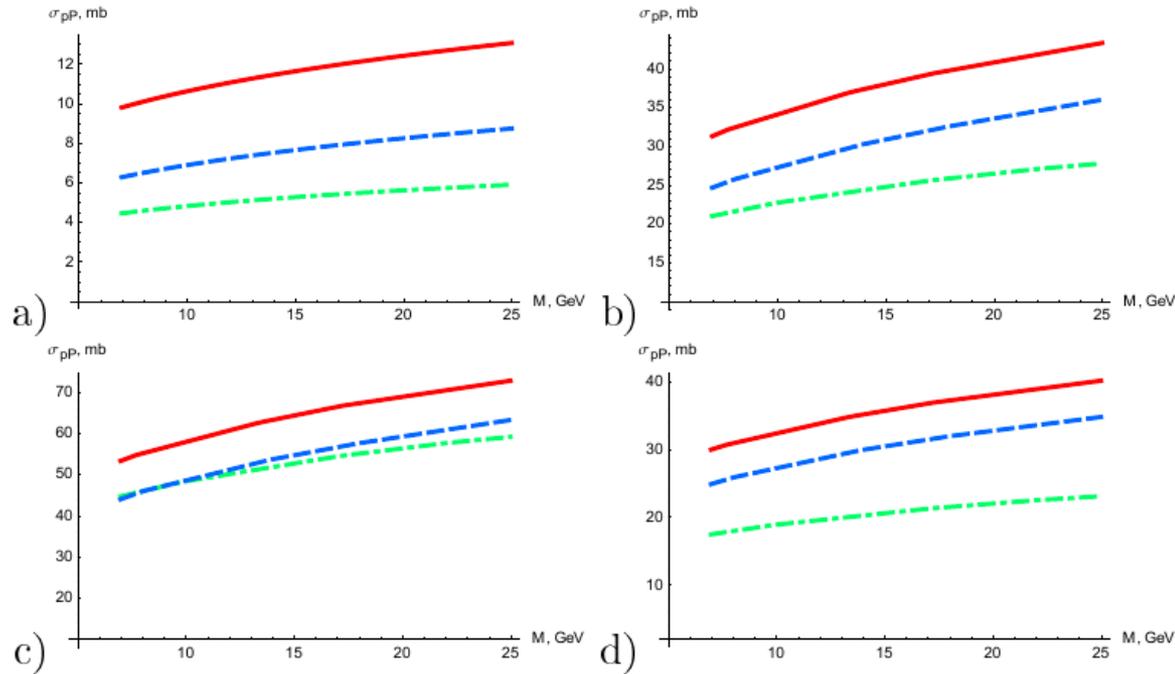


Рис. 4.6: М-зависимость извлеченных Померон-протонных сечений для разных случаев: а) I; б) II; в) III; г) IV at  $t = -0.1 \text{ ГэВ}^2$ . Соответствующее полуколичественное описание данных представлено на рисунках [4.7](#)-[4.10](#). Сплошные кривые представляют данные при  $\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}$ , штриховые кривые соответствуют  $\sqrt{s} = 1800 \text{ ГэВ}$ , и штрих-пунктирные относятся к  $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ .

# Процессы диссоциации. Анализ результатов.

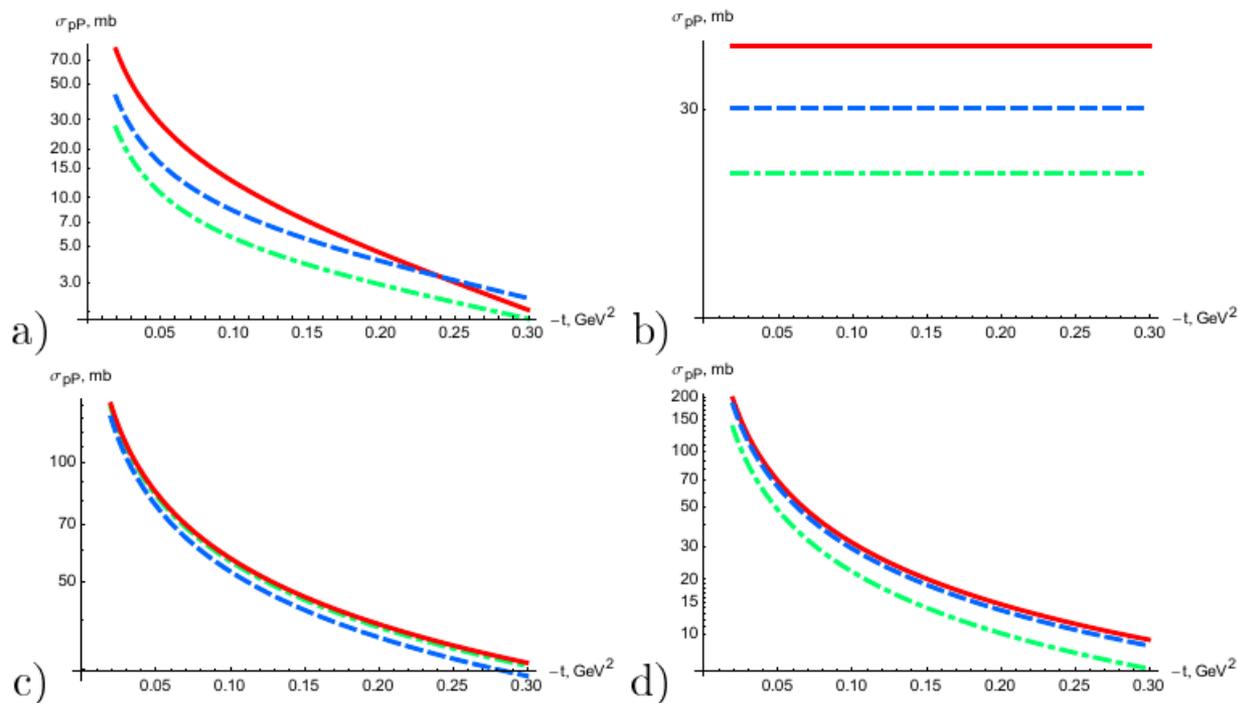


Рис. 4.3:  $t$ -зависимость извлеченных Померон-протонных сечений при  $M = 20$  ГэВ для разных случаев: а) I; б) II; в) III; г) IV. Соответствующее полу-количественное описание данных представлено на рисунках [4.7](#)-[4.10](#). Сплошные кривые представляют данные при  $\sqrt{s} = 546$  ГэВ, штриховые кривые соответствуют  $\sqrt{s} = 1800$  ГэВ, и штрих-пунктирные относятся к  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ.

## Процессы диссоциации. Анализ результатов.

Мы можем заключить из приведенного выше анализа, что в приближении сохраняющихся токов протон-Померонное сечение должно иметь существенную  $t$ -зависимость, чтобы близко описать существующие данные по SD, включая последние экспериментальные результаты коллаборации TOTEM [261], [262]. Что касается данных других коллабораций [263]-[267], они дают только проинтегрированные сечения и иногда без детектирования конечных протонов (только с промежутками по быстроте, LRG). Достаточно сложно извлечь протон-Померонное сечение в этом случае более или менее модельно независимым способом, так как мы не знаем его точное поведение по  $t$ .

## 5.1 Генератор EDDE

Эта программа написана на языке FORTRAN и включает процессы ЭДЦР, которые были рассмотрены в главе [2](#). Подробное описание можно найти в [268](#). Генератор интегрирован с программой RUTHIA. Он интенсивно использовался при подготовке экспериментов БАК, изучающих процессы ЭДЦР.

## 5.2 Генератор MonChER

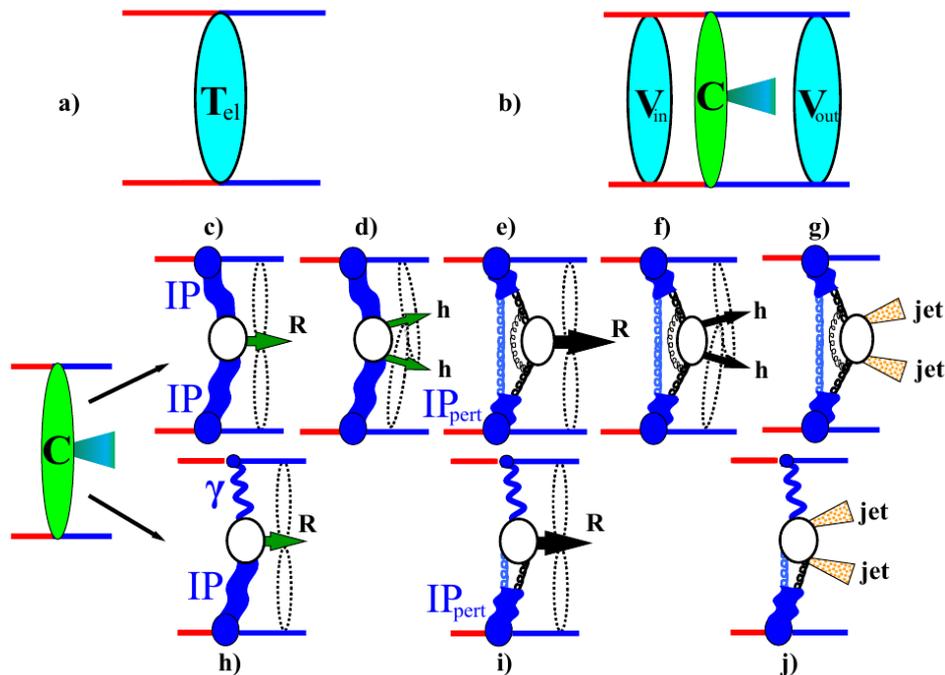
Эта программа написана на языке FORTRAN и включает процессы ОП и ДП (при энергиях БАК от 0.9 до 14 ТэВ), которые были рассмотрены в главе [3](#).

Подробное описание можно найти в [269](#). Все численные результаты моделирования экспериментов по извлечению сечений пион-протонного и пион-пионного рассеяния, представленные в диссертационной работе, были получены при помощи данного генератора, интегрированного с программой RUTHIA, с последующим моделированием реальных детекторов БАК.

# Генераторы событий

## 5.3 Генератор ExDiff

Генератор посвящается моделированию любых эксклюзивных (дифракционных) процессов типа  $2 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 3$  и  $2 \rightarrow 4$  в протон-протонных столкновениях (упругий процесс и ЭДЦР с рождением малых масс в текущей версии) и является будущим обобщением предыдущих двух генераторов. Все процессы представлены на рисунке



Эта программа находится в стадии интенсивной разработки и включена в официальные программы коллаборации ST-PPS (БАК).

# Заключение

- Детально разработан общий подход (**для включения любых моделей**) к описанию процессов эксклюзивного дифракционного центрального рождения (ЭДЦР). В рамках подхода с применением редже-эйкональной модели описаны данные экспериментов с ускорителями HERA (DESY) и TeVatron. Получены параметры модели для дальнейших предсказаний.
- Получены предсказания (полные и дифференциальные сечения) для процессов ЭДЦР на БАК с рождением бозона Хиггса, гравитонов, двух струй, двух гамма-квантов, тяжелых кваркониев  $\chi_{c,b}$ .
- Получены предсказания для процессов ЭРВМ на БАК с рождением  $J/\Psi$  и  $\Upsilon$  мезонов. **Проведено сравнение с последними данными коллаборации LHCb.**
- Подробно разработан тензорный подход в реджевских моделях с произвольным спином. Получен общий вид распределений по азимутальному углу для рождения резонансов в ЭДЦР со спином 0,1,2. Распределения использованы для нормировки на данные коллаборации WA102. Основываясь на этом подходе, сделаны предсказания полярных и азимутальных распределений для ЭДЦР на БАК.

# Заключение

- Детально разработана модель одиночной (ОП) и двойной (ДП) перезарядки. Проведен полный анализ данных по процессам с рождением лидирующих нейтронов с предыдущих экспериментов (HERA, ISR, RHIC STAR) в рамках разработанной модели.
- Разработана методика (с минимальными модельными предположениями) извлечения пион-протонных и пион-пионных сечений из данных по экспериментам с рождением лидирующих нейтронов и опробована на низкоэнергетических данных.
- Детально разработана постановка эксперимента по извлечению пион-протонных и пион-пионных сечений на БАК. Проведено численное моделирование для данного эксперимента с участием детекторов ZDC (Zero Degree Calorimeter) коллаборации CMS.
- На основе новейших данных коллаборации БАК LHCf, при использовании методики извлечения сечений, впервые в мире получены сечения пион-протонного рассеяния для энергий в области 1-3 ТэВ. Проведено сравнение с имеющимися моделями для пион-протонных сечений.

# Заключение

- Детально исследованы процессы одиночной (ОДД) и двойной (ДДД) дифракционной диссоциации. На основе точного тензорного анализа в Реджевском подходе с сохраняющимися токами получены выражения для дифференциальных сечений данных процессов. На основе **разработанной методики извлечения сечений** и экспериментальных данных CDF и TOTEM по процессам ОДД и ДДД получены **оценки Померон-протонных сечений при разных модельных предположениях**.
- Написаны программы Монте-карло моделирования процессов ЭДЦР (EDDE), перезарядки (MonChER) и общий генератор эксклюзивных дифракционных процессов ExDiff, который может моделировать любые эксклюзивные процессы типа  $2 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 3$  и  $2 \rightarrow 4$ .

**СПАСИБО  
ЗА  
ВНИМАНИЕ!**