

# Сессия-конференция СЯФ ОФН РАН

Когерентное фоторождение нейтральных  
псевдоскалярных мезонов  $\pi^0\pi^0$  и  $\pi^0\eta$  на  
лёгких ядрах

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ  
им. академ. Е.И. Забабахина»

Автор: к.ф.-м.н. Егоров М.В.

Новосибирск 2020

# Исследование спектра адронов

- Проблема «недостающих резонансов».  
Предсказания АдС/КХД теории и кварковых моделей положения и количества  $N$ ,  $\Delta$  — резонансов и соответствие им в данных по упругому  $\pi N$  рассеянию.
- Связь  $N$ ,  $\Delta$  — резонансов с мезонными модами распада.
- Отсутствие дублета по чётности ( $\Delta(1920)3/2^+$ ,  $\Delta(1940)3/2^-$ )

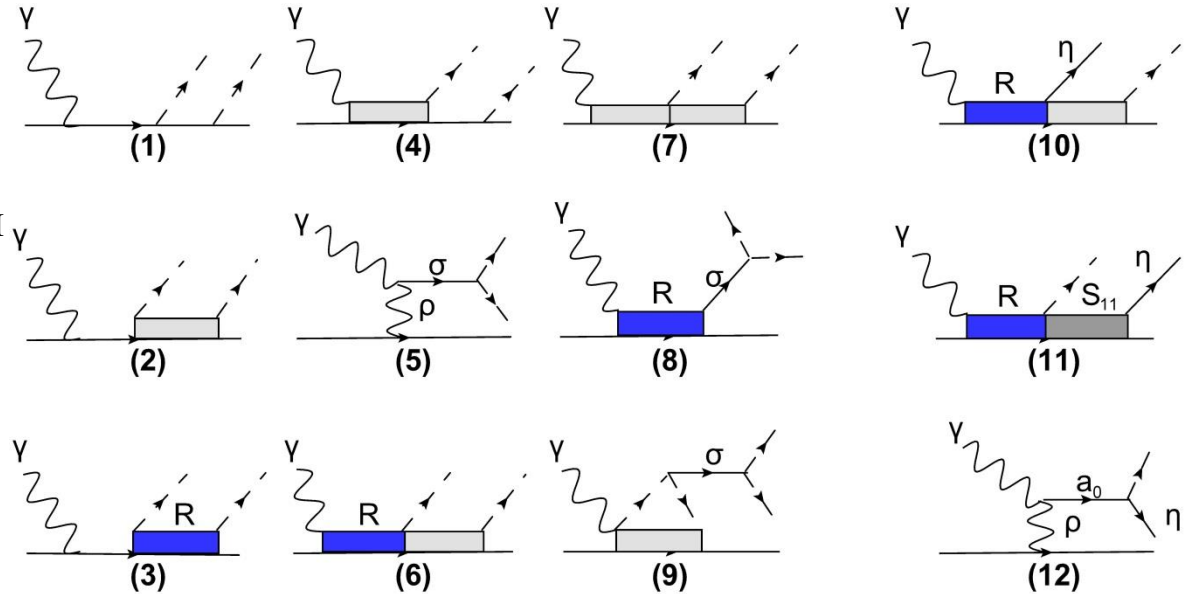
Ввиду особенностей электромагнитного взаимодействия, именно электромагнитное возбуждение является наиболее подходящим способом Экспериментального изучения адронных резонансов.  
(Коллаборации CBELSA/TAPS, A2-TAPS MAMI, CLAS и др.)

- Чистота интерпретации эксперимента
- Малая константа связи  $\rightarrow$  методы теории возмущений
- Проблема взаимодействия частиц в конечном состоянии.

# Когерентное фоторождение нейтральных псевдоскалярных мезонов $\pi^0\pi^0$ и $\pi^0\eta$ на лёгких ядрах

$$\gamma(\vec{k}, \epsilon_\lambda) + A(\vec{p}_i, E_A) \rightarrow \pi^0(\vec{q}_\pi, E_\pi) + s(\vec{q}_s, E_s) + A(\vec{p}_f, E'_A), \quad s \in (\pi^0, \eta)$$

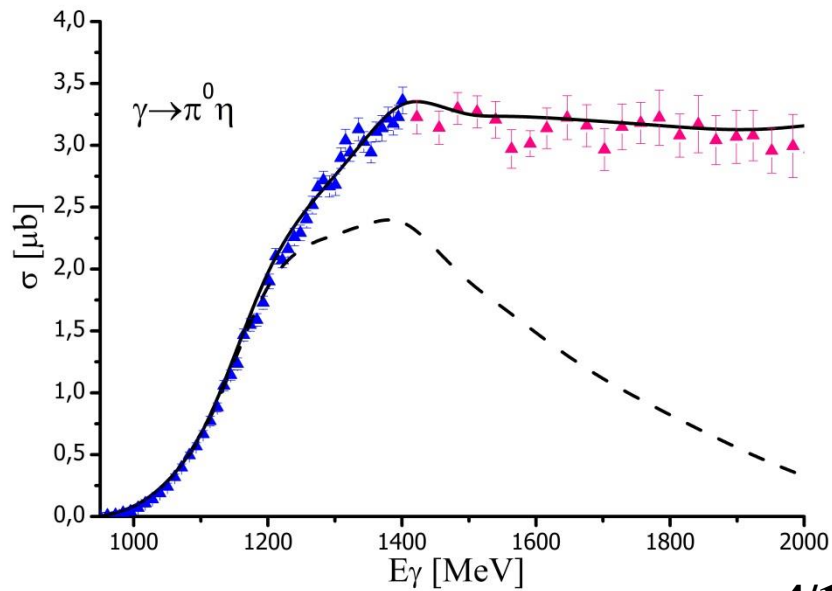
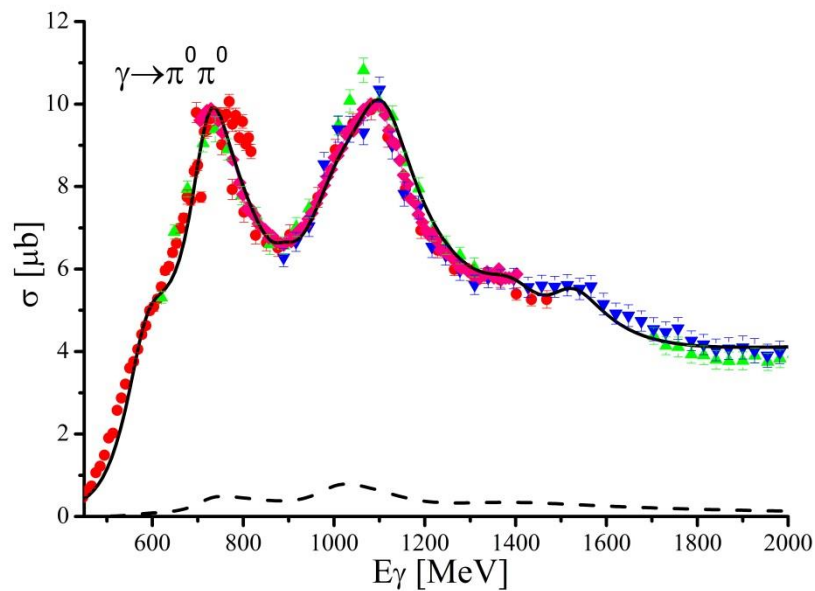
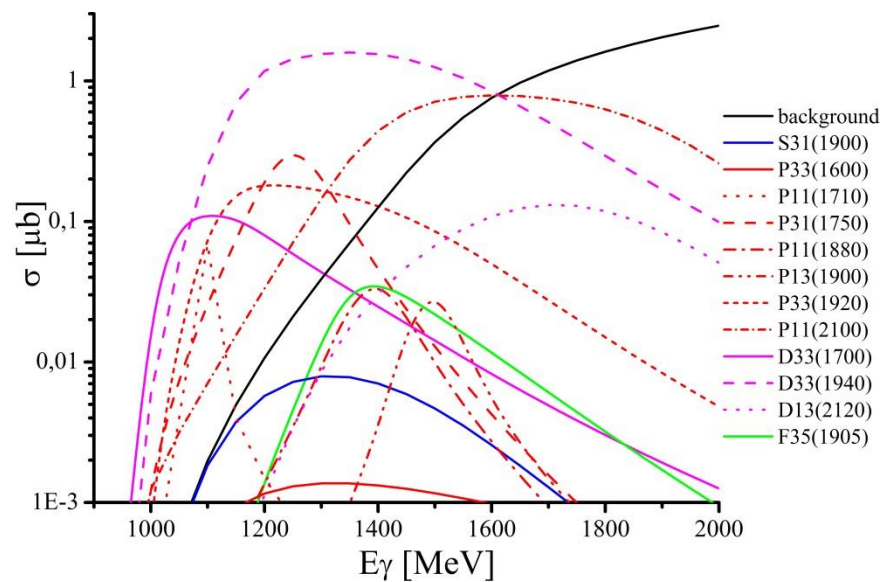
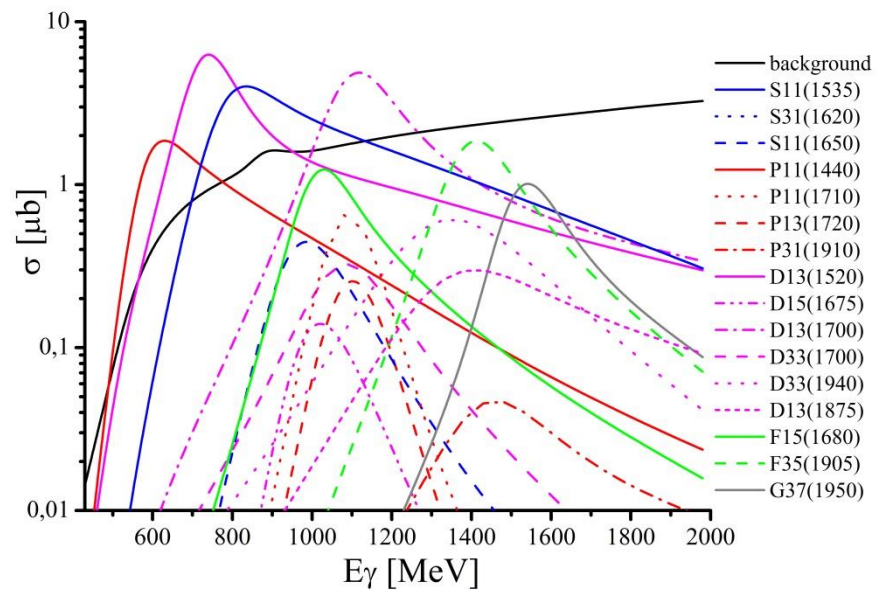
- Простота изобарных моделей  
[Eur.Phys.J.A25(2005)115]
- Создание унифицированной (для  $\pi^0\pi^0$  и  $\pi^0\eta$ ), поддерживающей унитарность модели
- Импульсное приближение и эффекты взаимодействия в конечном состоянии.



Массы и ширины резонансов из Particle Data Group (2019):

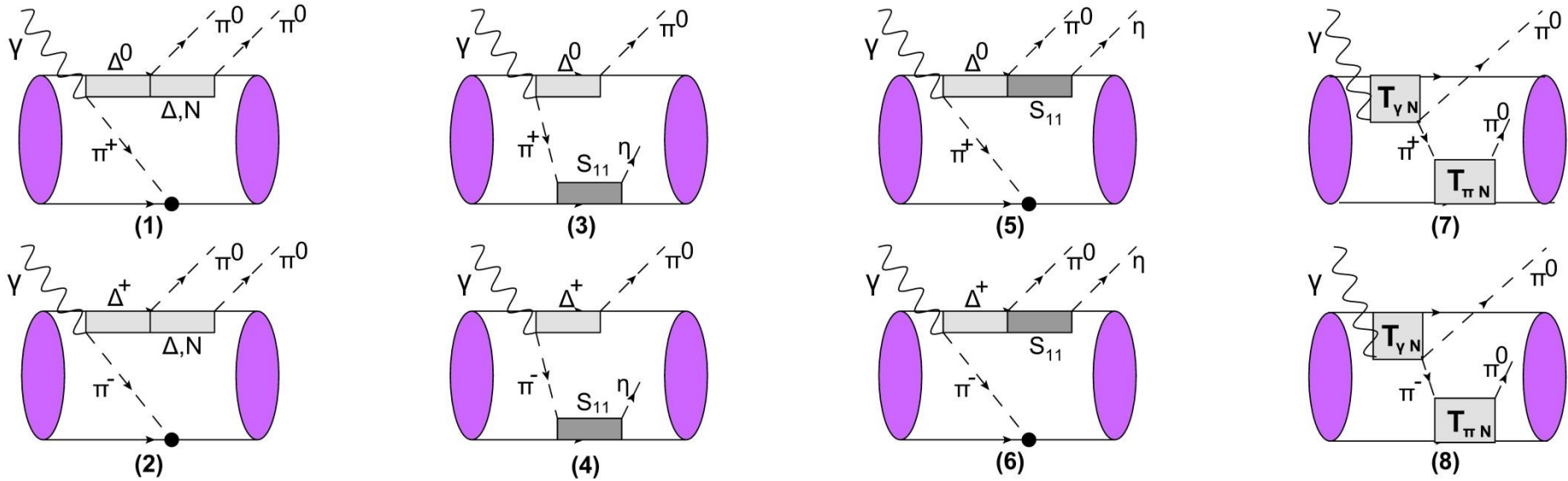
$$\begin{aligned} & N(1440)\frac{1}{2}^+, N(1520)\frac{3}{2}^-, N(1535)\frac{1}{2}^-, N(1650)\frac{1}{2}^-, N(1675)\frac{5}{2}^-, N(1680)\frac{5}{2}^+, N(1700)\frac{3}{2}^-, N(1710)\frac{1}{2}^+, \\ & N(1720)\frac{3}{2}^+, N(1875)\frac{3}{2}^-, N(1880)\frac{1}{2}^+, N(1900)\frac{3}{2}^+, N(2100)\frac{1}{2}^+, N(2120)\frac{3}{2}^-, \\ & \Delta(1232)\frac{3}{2}^+, \Delta(1600)\frac{3}{2}^+, \Delta(1620)\frac{1}{2}^-, \Delta(1700)\frac{3}{2}^-, \Delta(1750)\frac{1}{2}^+, \Delta(1900)\frac{1}{2}^-, \Delta(1905)\frac{5}{2}^+, \Delta(1910)\frac{1}{2}^+, \\ & \Delta(1920)\frac{3}{2}^+, \Delta(1940)\frac{3}{2}^-, \Delta(1950)\frac{7}{2}^-. \end{aligned}$$

# Элементарные спектры и сечения



# Взаимодействие $\pi^0$ и $\eta$ с ядром в конечном состоянии

- Отсутствие сильных Борновских вкладов
- Сильная зависимость полного сечения от типа ядра-мишени



$$T_{M_i M_f} = T_{IA} + T_{MS} + T_{MMA} + T_{MBF}$$

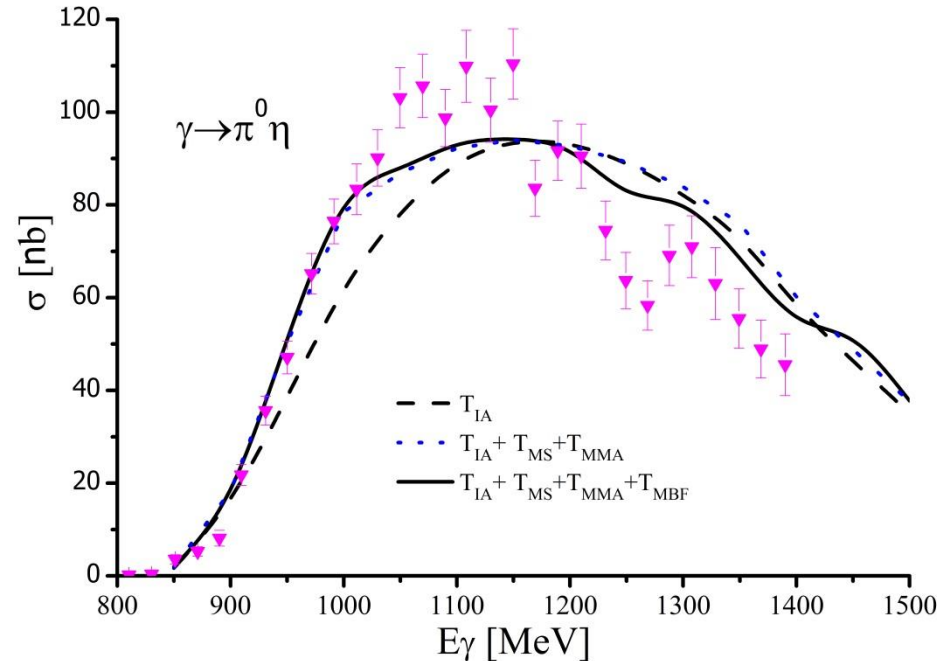
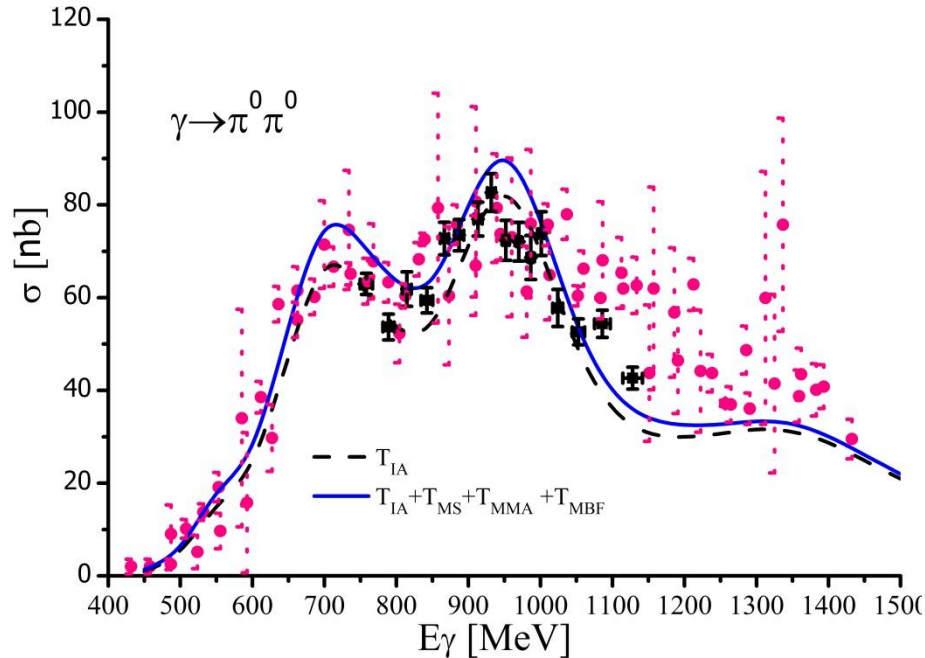
$T_{IA}$  — импульсное приближение

$T_{MS}$  — рассеяние  $\pi N \rightarrow \pi N, \pi N \rightarrow \eta N$

$T_{MMA}$  — фоторождение  $\pi^{+,-} \pi^0 \pi^0$  и  $\pi^{+,-} \pi^0 \eta$  с последующим поглощением  $\pi^{+,-}$

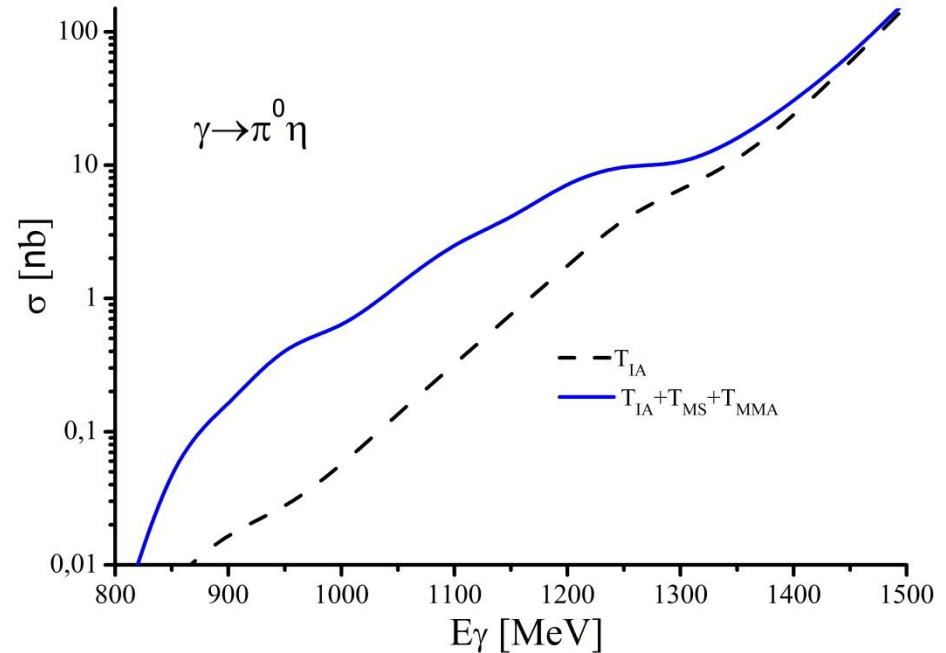
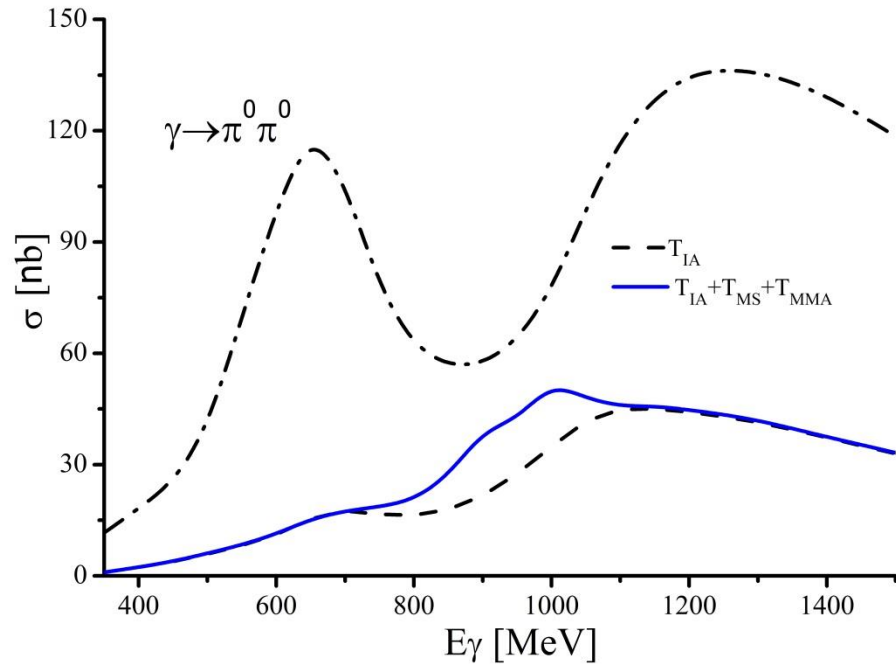
$T_{MBF}$  — многочастичное взаимодействие мезонов с ядром в конечном состоянии

## Реакции $d(\gamma, \pi^0 \pi^0)d$ и $d(\gamma, \pi^0 \eta)d$



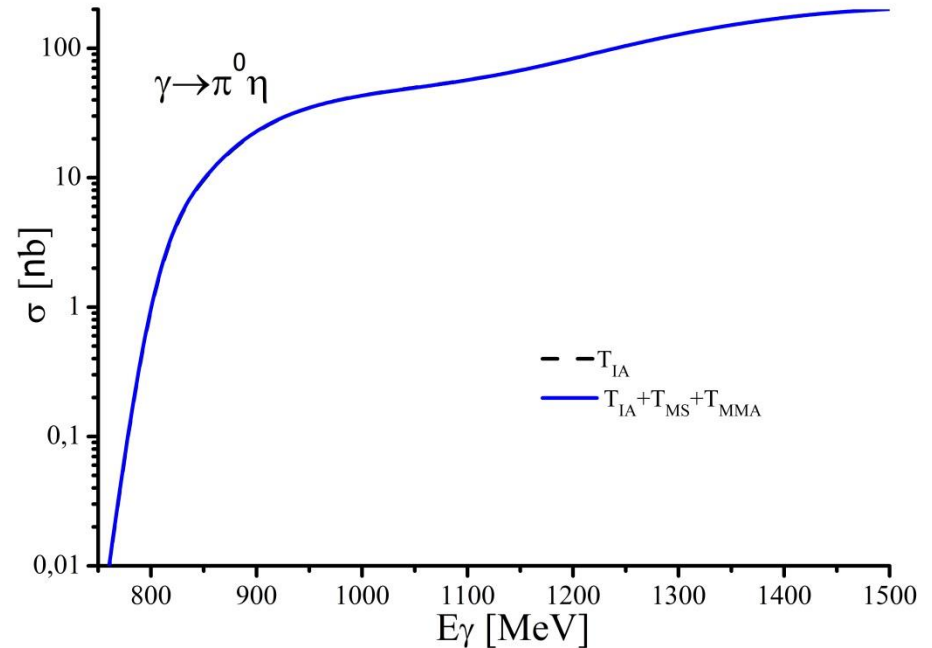
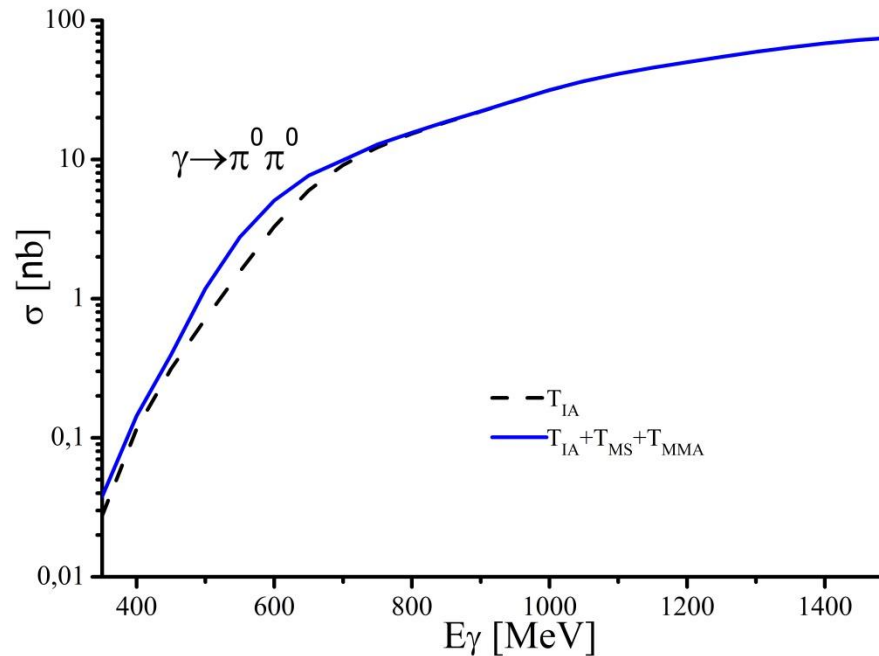
- Обмен  $\pi^{+,-}$  приводит к росту сечения
- Фильтрующее действие дейтрона – отсеивает механизмы 7-8 (пионная оптика не применима)
- Волновая функция дейтрона [Mackleidt, Phys.Rep.149(1987)], позволяет описывать  $\delta_L$  для упругого NN рассеяния до 500 МэВ
- Вклад  $\pi - NN$  ничтожен,  $\eta - NN$  велик

# Реакции ${}^3\text{He}(\gamma, \pi^0 \pi^0) {}^3\text{He}$ и ${}^3\text{He}(\gamma, \pi^0 \eta) {}^3\text{He}$



- Обмен  $\pi^{+,-}$  приводит к росту сечения только в некоторых областях
- Удачная параметризация 3N волновой функции гелия-3 [Baru, Eur.Phys.J.A16(2003)] позволяет описать данные по фоторождению  $\pi^+$  вплоть до переданных импульсов  $Q^2 = 8 \text{ фм}^{-2} \approx 550 \text{ МэВ}$ .
- Точный учёт спектроскопической связи в ядерном матричном элементе важен. Вклады  $\pi - NN$  и  $\eta - NN$  не рассчитывались

# Реакции ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0 \pi^0) {}^4\text{He}$ и ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0 \eta) {}^4\text{He}$



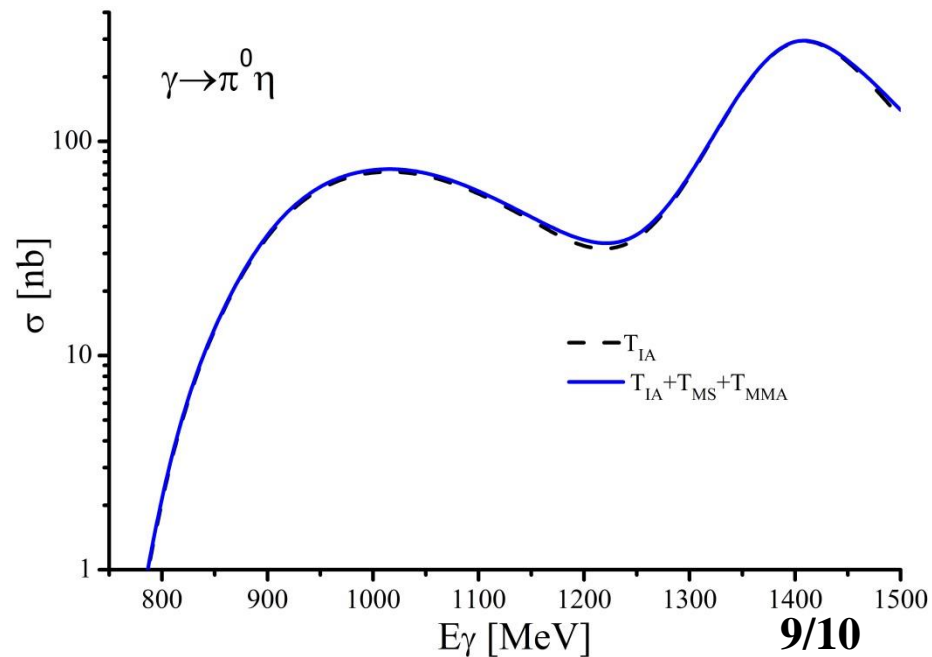
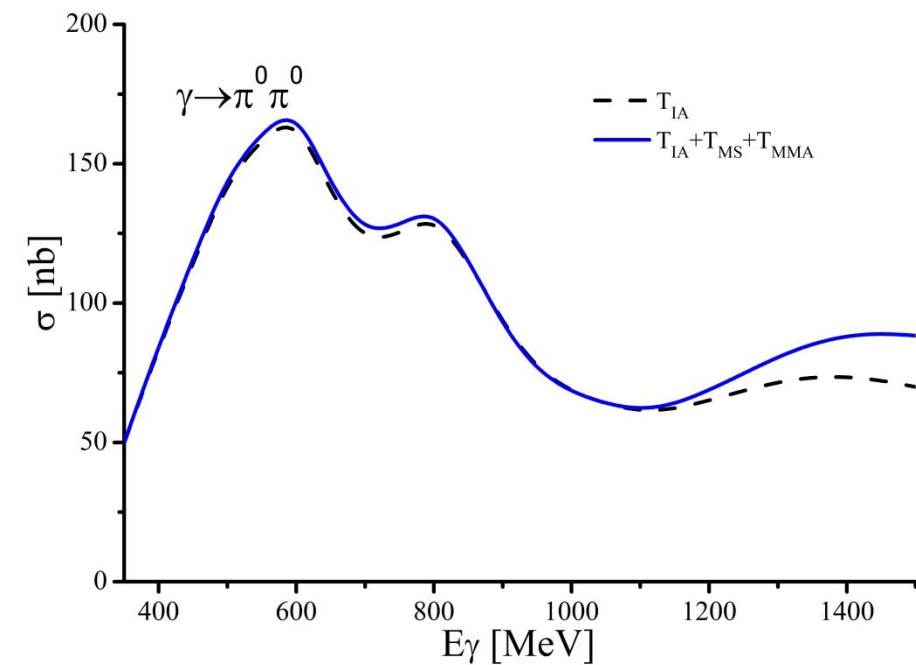
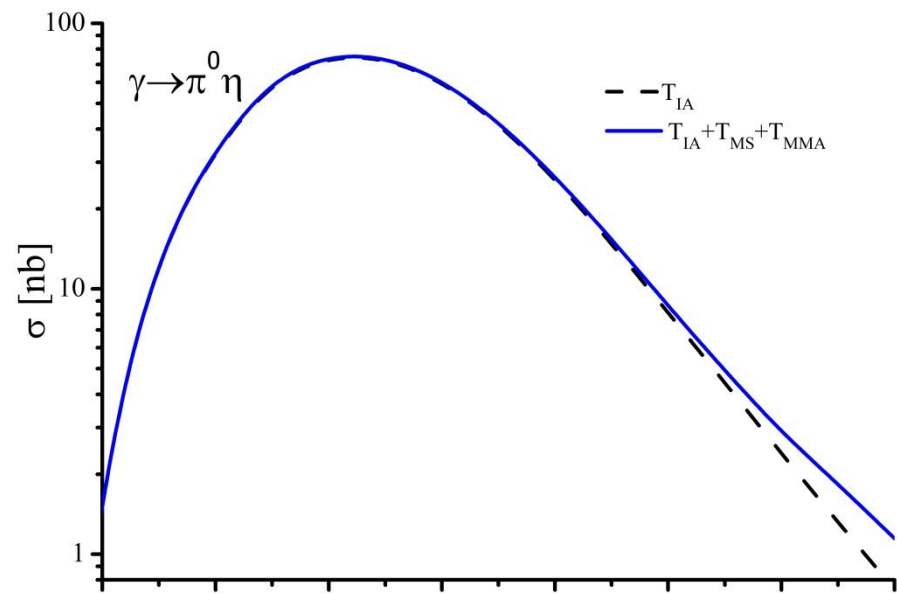
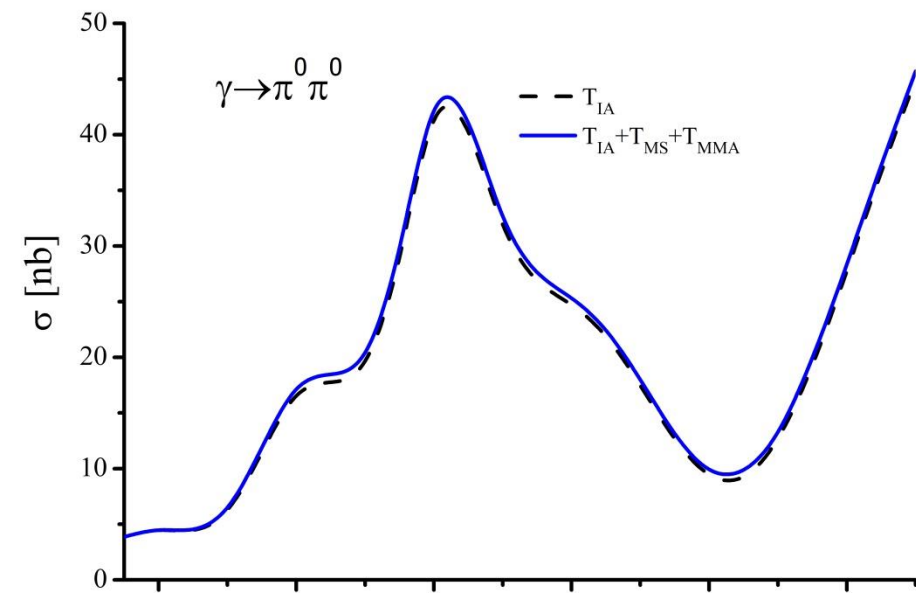
- Обмен  $\pi^{+,-}$  приводит к росту сечения только в канале  $\pi^0 \pi^0$
- Волновая функция  ${}^4\text{He}$  получена на основе DWBA [Sherif, PRC27(1983)]

$$\psi(r) = \frac{\exp(\alpha r)}{r} \sum_{j=1} a_j \exp(-\beta_j r)$$

- Не чувствительна к отдельным спин-угловым состояниям активного нуклона
- Вклады  $\pi - NN$  и  $\eta - NN$  не рассчитывались

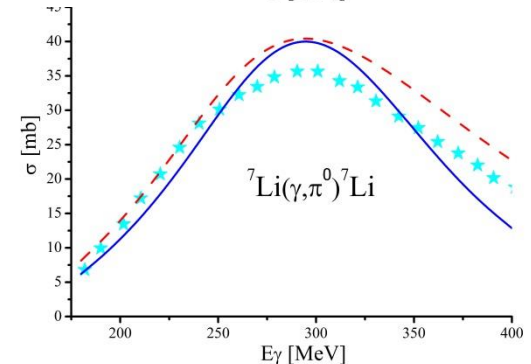
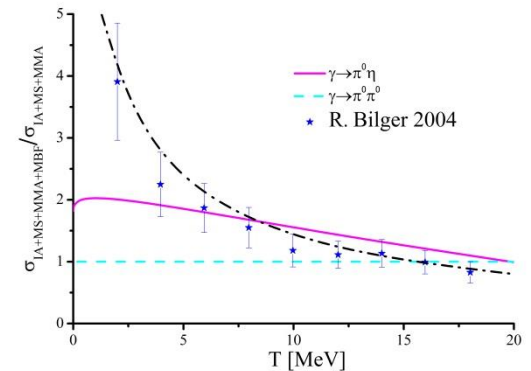
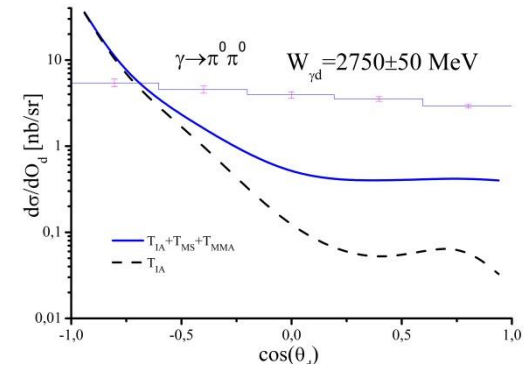


Реакции  ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^0 \pi^0) {}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}(\gamma, \pi^0 \pi^0) {}^7\text{Li}$  и  ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^0 \eta) {}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}(\gamma, \pi^0 \eta) {}^7\text{Li}$



# Выводы

- Модель  $p(\gamma, \pi^0 \pi^0)p, p(\gamma, \pi^0 \eta)p$  достаточно хорошо описывает полные сечения.
- Фоторождение  $\pi^+, -\pi^0 \pi^0$  и  $\pi^+, -\pi^0 \eta$  с последующим поглощением  $\pi^+, -$  существенно увеличивает выход d в области  $\cos(\theta_d) > -0.5$  и полное сечение.
- Вклад  $\eta - NN$  взаимодействия оказывается важным, но вклад в полное сечение мал. В области  $T_\eta < 5$  МэВ существенную роль играет зависимость  $\lambda_{ij}(W)$ .
- При переходе к ядрам с  $A > 2$  ключевое значение в описании сечений когерентных процессов  $(\gamma, \pi^0 \pi^0)$  и  $(\gamma, \pi^0 \eta)$  приобретает волновая функция ядра мишени.
- Для ядер с  $A > 4$ , по-видимому, уже оболочечная модель с промежуточной связью качественно передаёт поведение сечения фоторождения пионов с ростом энергий.
- Полное сечение  ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^0 \pi^0){}^6\text{Li}$  того же порядка, что и  $d(\gamma, \pi^0 \pi^0)d$ , в то же время поведение  ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0 \pi^0){}^4\text{He}$ , а также  ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0 \eta){}^4\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^0 \eta){}^6\text{Li}$  отличается заметно → влияние ядерной волновой функции



**Первое систематическое изучение  $(\gamma, \pi^0 \pi^0)$  и  $(\gamma, \pi^0 \eta)$  на лёгких ядрах в единой микроскопической манере.**