

**Исследование образования барионных и бозонных
резонансов $\Delta(1232)$, $\rho^0(770)$, $f_0(980)$, $f_2(1270)$ в
нейтрино-ядерных взаимодействиях**

Поляруш Александр Юрьевич
polyarush@yandex.ru

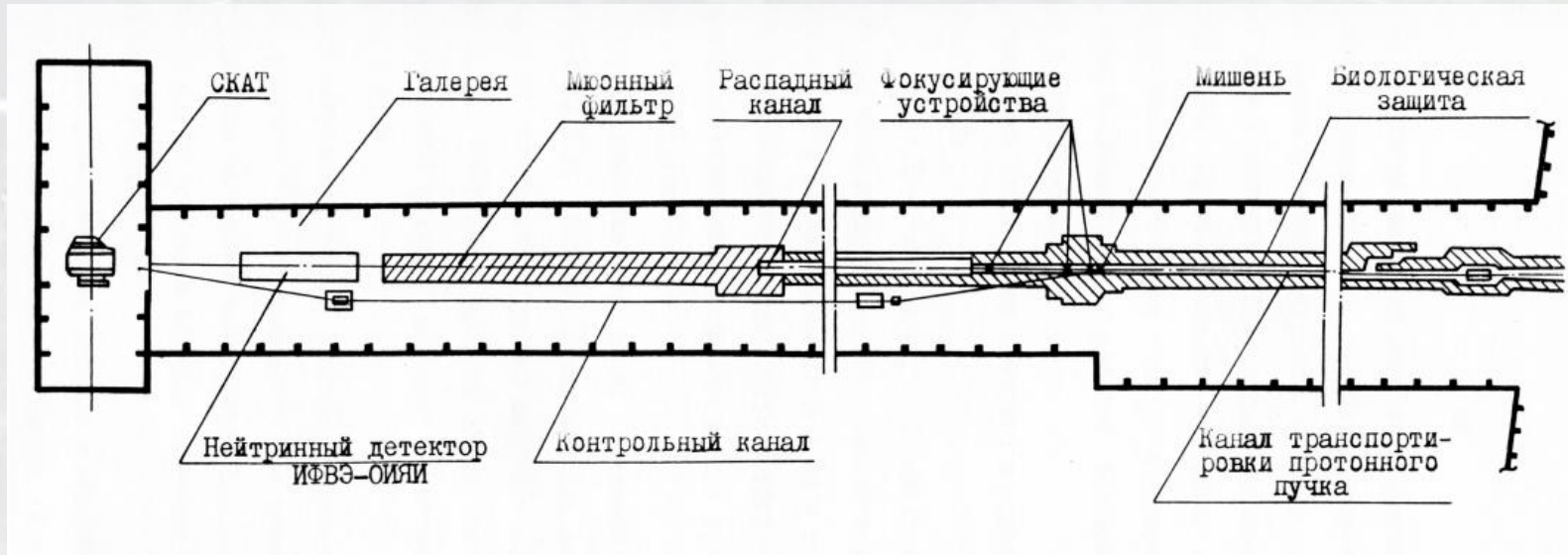
План семинара

1. Введение.
2. Эксперимент SKAT.
3. Квазиупругое взаимодействие.
4. Барионные резонансы.
5. Исследование образования $\rho^0(770)$ мезонов.
6. Эксперимент NOMAD.
7. Изучение образования $\rho^0(770)$, $f_0(980)$, $f_2(1270)$.

Протвино. Ускоритель У-70



Нейтринный канал



Пучок протонов - $(2-3) \cdot 10^{12}$ за сброс.

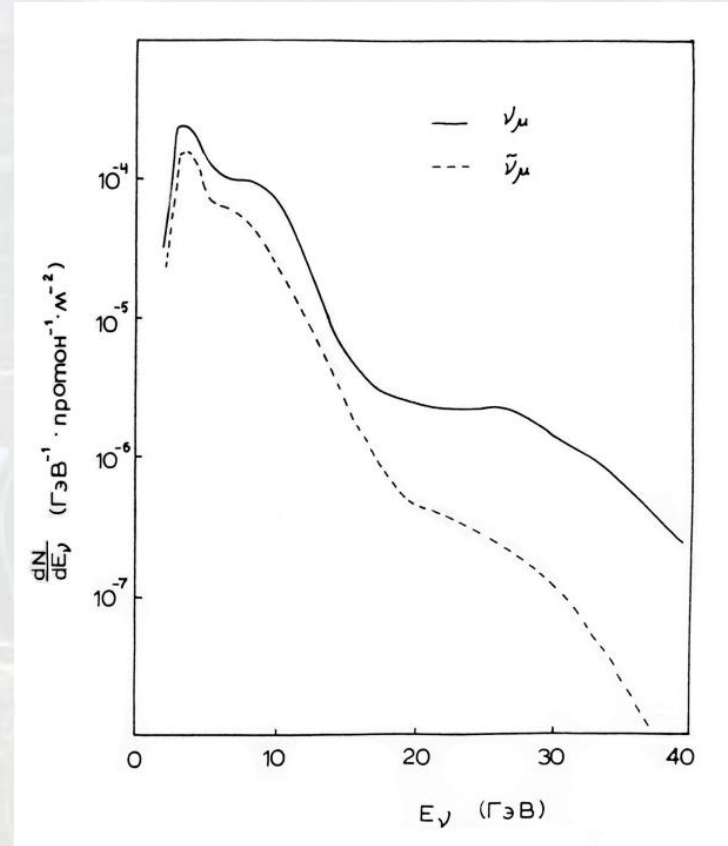
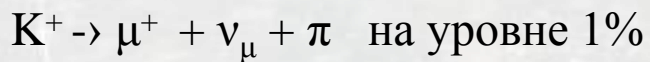
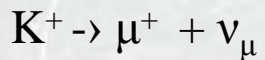
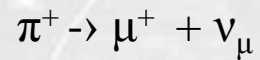
Число протонов, сброшенных на мишень нейтронного канала,

$5.3 \cdot 10^{17}$ для нейтронной экспозиции

$4.4 \cdot 10^{17}$ для антинейтронной

Нейтринные спектры

Основные источники нейтрино:



Энергетические спектры потоков нейтрино и антинейтрино в эксперименте SKAT.

Пузырьковая камера СКАТ



Пузырьковая камера СКАТ проектировалась и строилась с 1964г. по 1975г.

Облучалась в ней тринном канале ИФВЭ с 1975г. по 1989г.

Установка СКАТ

Фреон CF_3Br

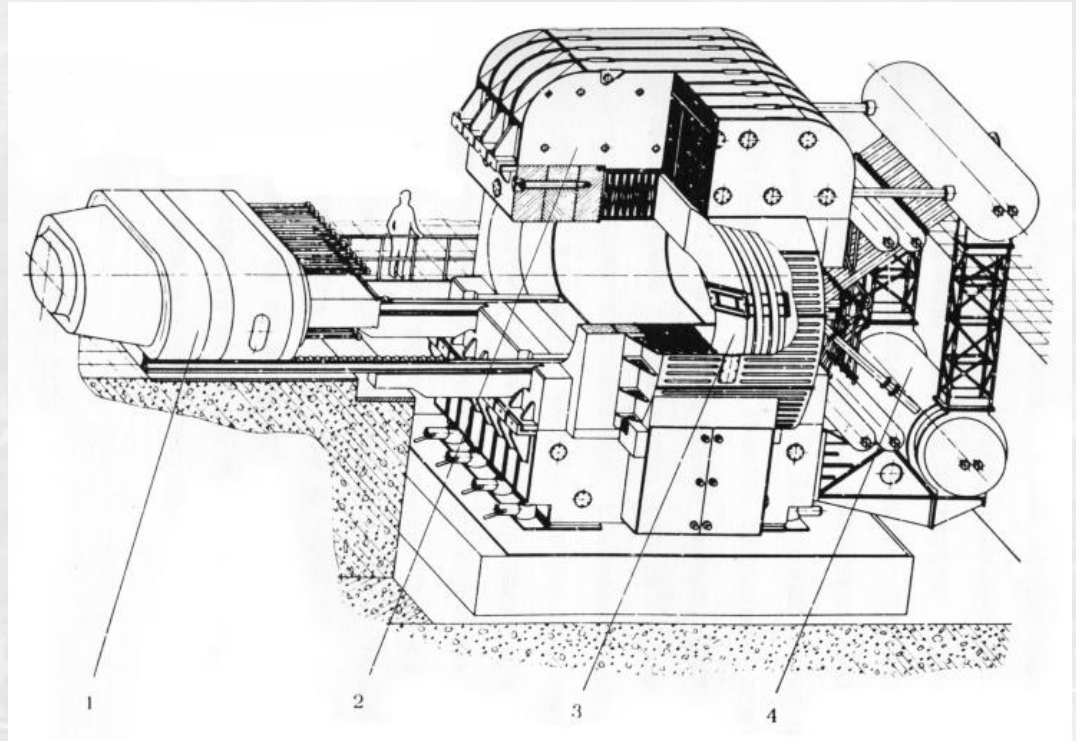
Плотность - 1.47г/см^3

Радиационная длина - 11 см

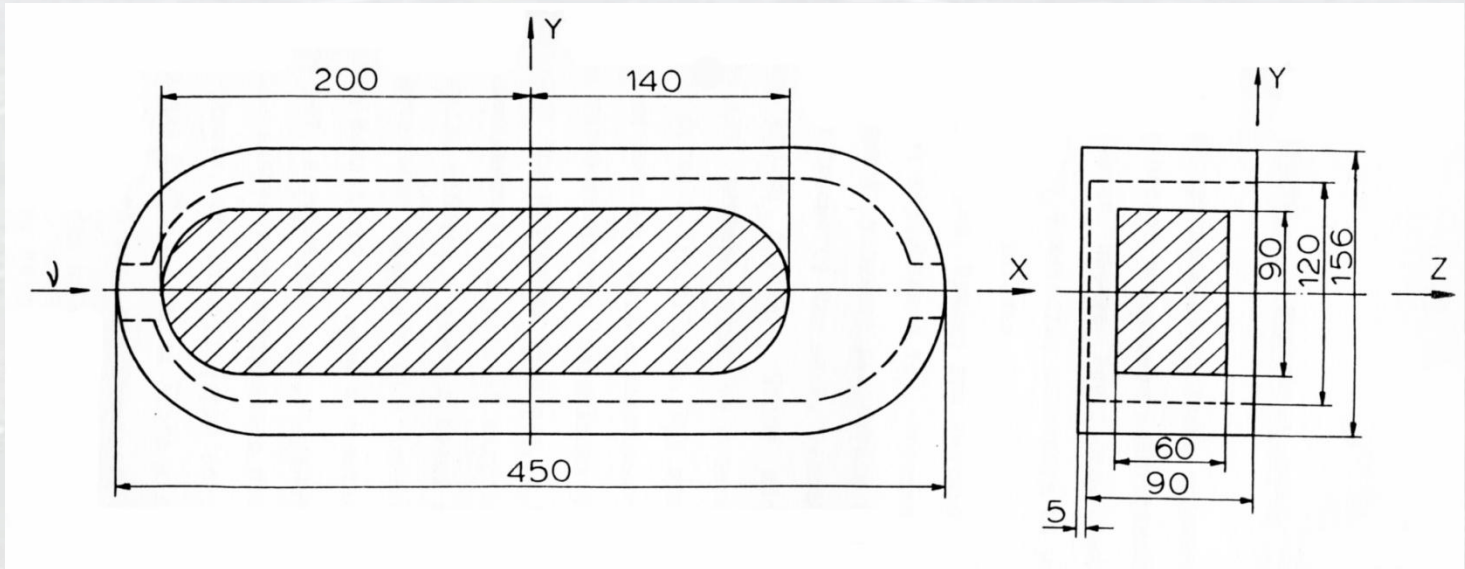
Длина взаимодействия – 60 см

Магнитное поле 2 Тесла

Размер пузырька 800 мкм.



Эффективный объем



Полный фотографируемый объем $\sim 7\text{м}^3$

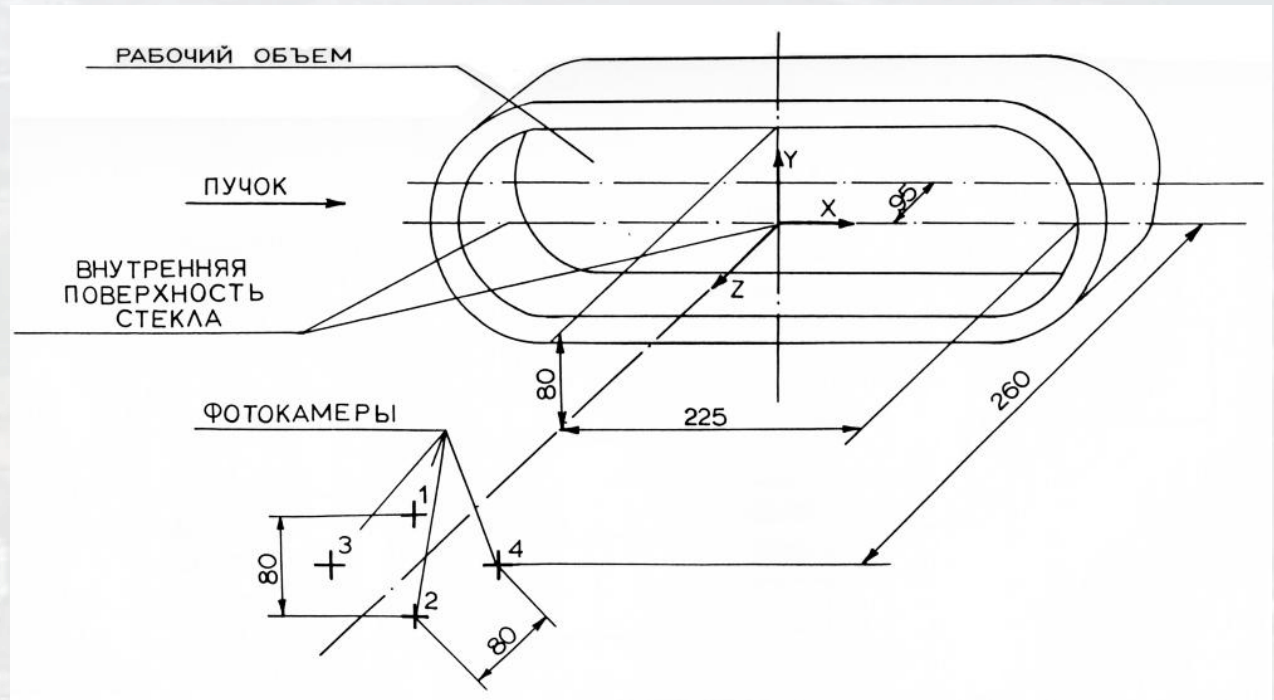
Эффективный объем $1.73\text{м}^3 - 2.54\text{т}$

В данном эффективном объеме регистрировалось

1 событие на 20 кадров в нейтринных сеансах и

1 событие на 90 кадр в антинейтринных.

Система обработки



Просмотр и измерение фильмового материала осуществлялся на приборах двух типов - спиральный считыватель SAAB (цена отсчета 2мкм) и ПУОС-4 (цена отсчёта 1мкм).

Измерения обрабатывались программой геометрической реконструкции H-GEOM, адаптированной для нашего эксперимента.

Нейтральные частицы γ , n , V проходили через программу кинематического анализа H-KINE.

Программа генерации искусственных событий

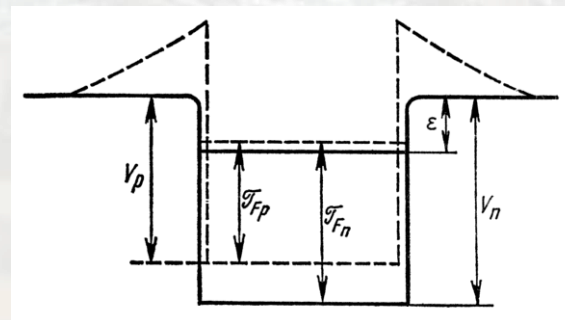
Процедура розыгрыша событий естественно разбивается на три стадии:

- а) генерация первичного нейтринного взаимодействия,
- б) внутриядерные взаимодействия вторичных частиц и
- в) моделирование события в условиях реальной пузырьковой камеры.

Ядро как мишень учитывалось с помощью программы внутриядерного каскада, основанной на модели, в которой ядро рассматривается как вырожденный ферми-газ свободных нуклонов, заключенный в сферическую потенциальную яму радиусом равным ядерному.

Глубина потенциала одинаковая для протонов и нейтронов

| Ядро | V_N (МэВ) |
|------|-------------|
| C | 33.7 |
| F | 35.8 |
| BR | 43.4 |



Квазиупругое взаимодействие

Отбирались события с одним мюоном нужного знака и 1 (или 0) быстрым протоном или нейтроном. Допускалось наличие медленных испарительных нуклонов ($T_{\text{kin}} < 30$ МэВ).

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta M^2}{8\pi E_\nu^2} \left[A(q^2) \mp \frac{(s-u)}{M^2} B(q^2) + \frac{(s-u)^2}{M^4} C(q^2) \right],$$

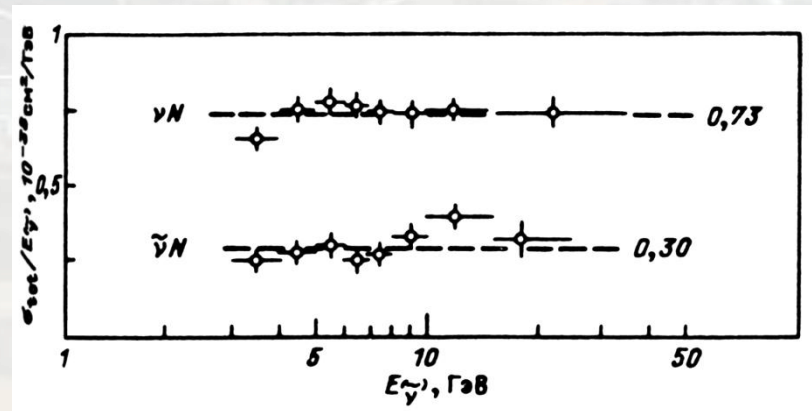
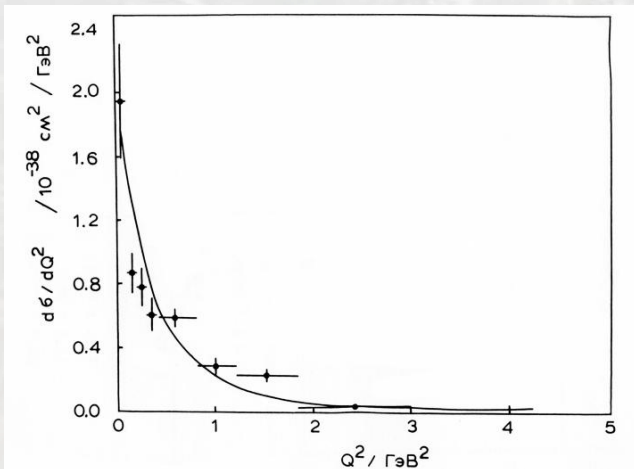
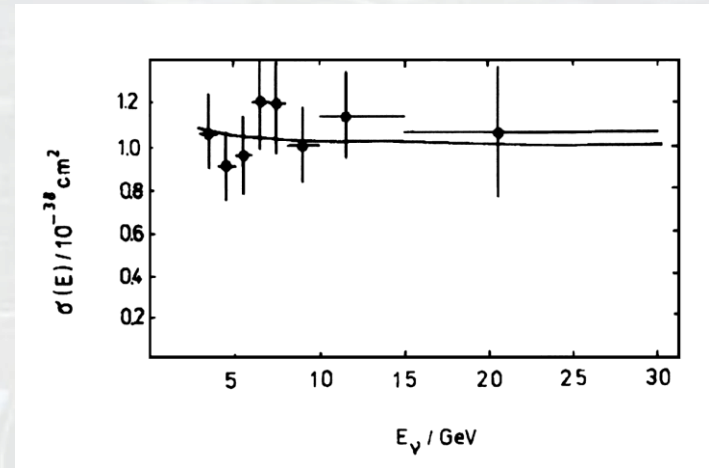
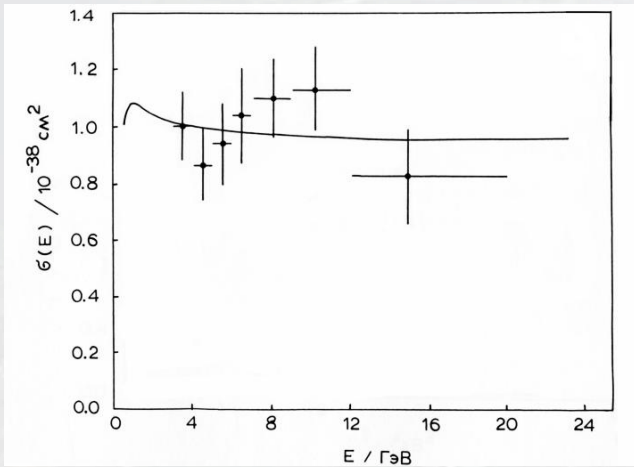
$$A(Q^2) = \frac{(Q^2 + m_\mu^2)}{4M^2} \left[F_V^2 (Q^2/M^2 - 4) + F_M^2 (1 - Q^2/M^2) Q^2/M^2 + \right. \\ \left. + 4F_A F_M (Q^2/M^2 - 4) + F_A^2 (4 + Q^2/M^2) \right]$$

$$B(Q^2) = Q^2 (F_V + F_M) F_A / M^2$$

$$C(Q^2) = \frac{1}{4} (F_V^2 + Q^2 F_M / 4M^2 + F_A^2)$$

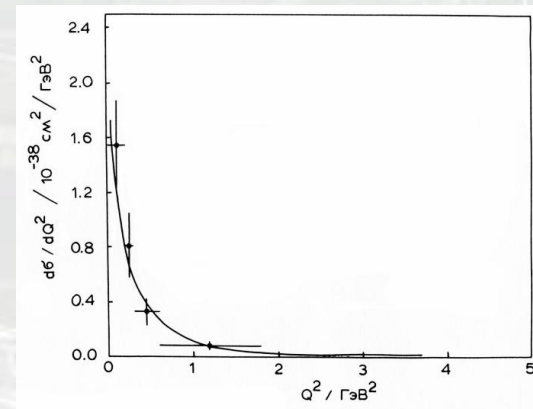
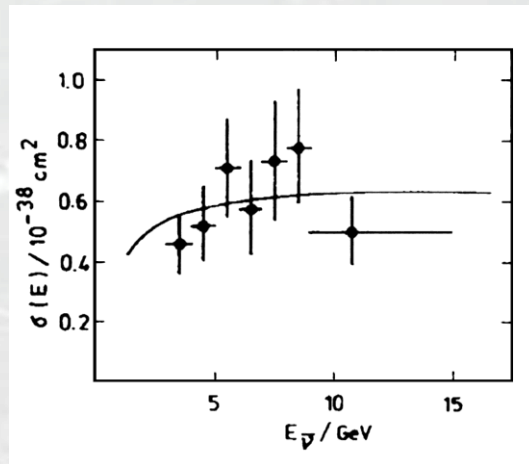
$$F_A(Q^2) = \frac{F_A(0)}{(1 + Q^2/M_A^2)^2}$$

Квазиупругое взаимодействие (2)



Полное сечение

Квазиупругое взаимодействие (3)



| Пучок | Ускоритель | Эксперимент | Мишень | M_A (ГэВ) | ссылка |
|-----------------|------------|-------------|----------|--------------------------|------------|
| ν_μ | АНЛ | ИК | Al | 1.05 ± 0.20 | [117] |
| ν_μ | | 12'ПК | D_2 | 1.00 ± 0.05 | [131] |
| ν_μ | БНЛ | 7'ПК | D_2 | 1.07 ± 0.06 | [127] |
| ν_μ | ЦЕРН ПС | ПК | фреон | $0.75^{+0.24}_{-0.20}$ | [118] |
| ν_μ | | ПК | пропан | 0.7 ± 0.2 | [124] |
| ν_μ | | ИК | Al | $0.65^{+0.45}_{-0.40}$ | [120] |
| ν_μ | | ПК ГГМ | фреон | 0.96 ± 0.16 | [125] |
| ν_μ | | ПК ГГМ | пропан | $0.87 \pm 0.05 \pm 0.17$ | [126] |
| ν_μ | ИФВЭ У70 | ИК | Al | 1.00 ± 0.04 | [128] |
| ν_μ | ИФВЭ У70 | ПК СКАТ | фреон | $1.06 \pm 0.05 \pm 0.14$ | ЭТОТ ЭКСП. |
| ν_μ | ЦЕРН СПС | ВЕВС | D_2 | 1.29 ± 0.09 | [121] |
| ν_μ | ФНАЛ | 15'ПК | Ne/H_2 | 1.08 ± 0.08 | [123] |
| ν_μ | ФНАЛ | 15'ПК | D_2 | $1.05^{+0.12}_{-0.16}$ | [132] |
| $\bar{\nu}_\mu$ | БНЛ | 7'ПК | H_2 | $0.9^{+0.4}_{-0.3}$ | [133] |
| $\bar{\nu}_\mu$ | ЦЕРН ПС | ПК ГГМ | фреон | 0.69 ± 0.44 | [125] |
| $\bar{\nu}_\mu$ | ИФВЭ У70 | ИК | Al | 1.00 ± 0.04 | [128] |
| $\bar{\nu}_\mu$ | ИФВЭ У70 | ПК СКАТ | фреон | $0.71 \pm 0.10 \pm 0.20$ | ЭТОТ ЭКСП. |
| $\bar{\nu}_\mu$ | ЦЕРН СПС | ПК ГГМ | пропан | 0.91 ± 0.40 | [134] |
| ν_μ | ФНАЛ | 15'ПК | Ne/H_2 | 0.99 ± 0.11 | [135] |

Барионные резонансы

Модель Фейнмана, Кизлингера, Равндала является четырехмерным обобщением нерелятивистской модели трехмерного осциллятора

$$\frac{d\sigma(\nu N \rightarrow \mu \Delta)}{dq^2 dW} = \frac{G^2}{4\pi} \left(\frac{-q^2}{Q^2} \right) \frac{W}{M_p} (u^2 \sigma_L + v^2 \sigma_R + 2uv \sigma_S)$$

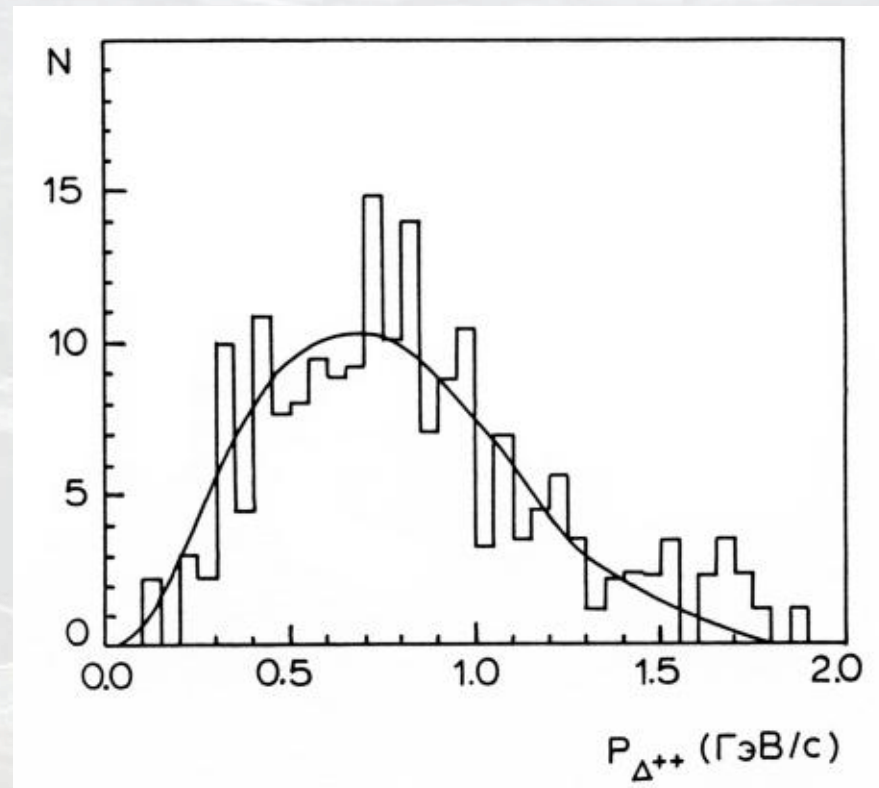
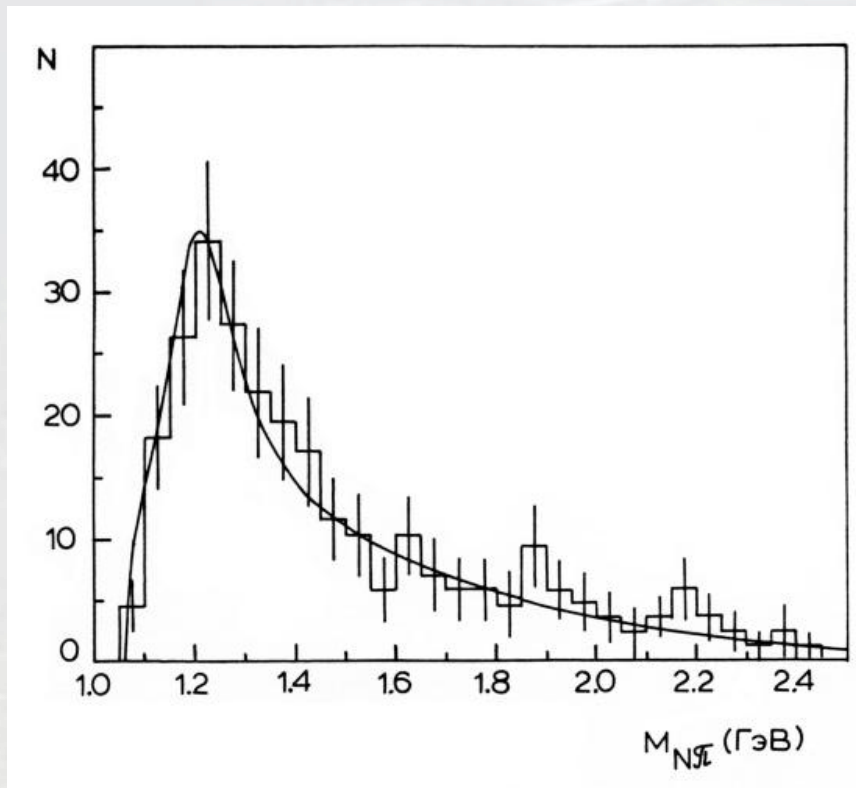
здесь $u = (E + E' - Q)/2E$, $v = (E + E' + Q)/2E$, а

$$\sigma_{L/R} = \frac{W}{2M_p} \sum_{j_z} | \langle N, j_z \mp 1 | F_{\mp} | N^*, j_z \rangle |^2 \eta_{BW}$$

$$\sigma_S = \frac{W}{2M_p} \left(\frac{Q^2}{-q^2} \right) \sum_{j_z} | \langle N, j_z | F_0 | N^*, j_z \rangle |^2 \eta_{BW},$$

Мы сравниваем свои экспериментальные данные по барионным резонансам с релятивистской кварковой моделью ФКР в обобщении Рейна, Сегала. Ими была учтена интерференция, нерезонансный фон.

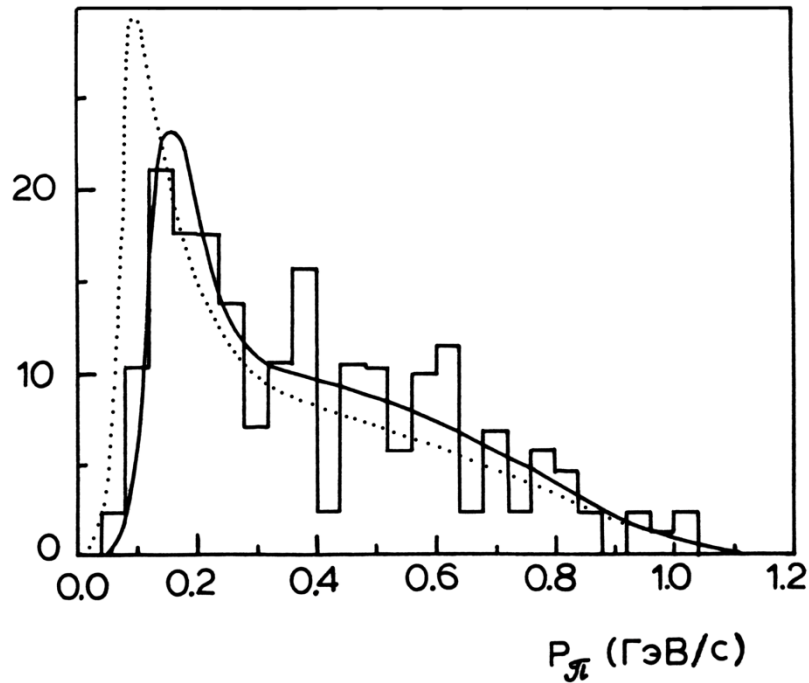
Барионные резонансы (3)



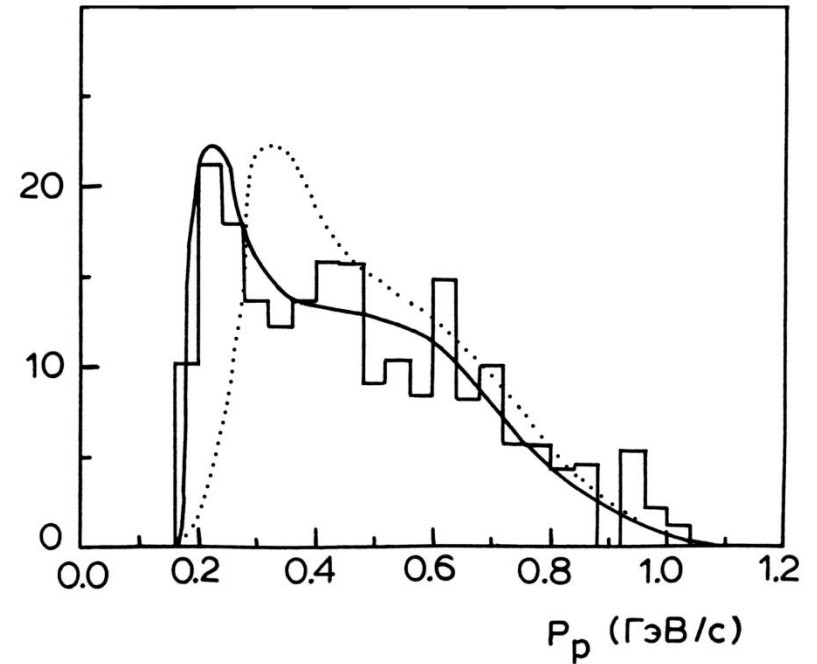
$\nu p \rightarrow \mu^- \Delta^{++}(1232) \rightarrow \mu^+ p \pi^+$

197 кандидатов

Барионные резонансы (4)

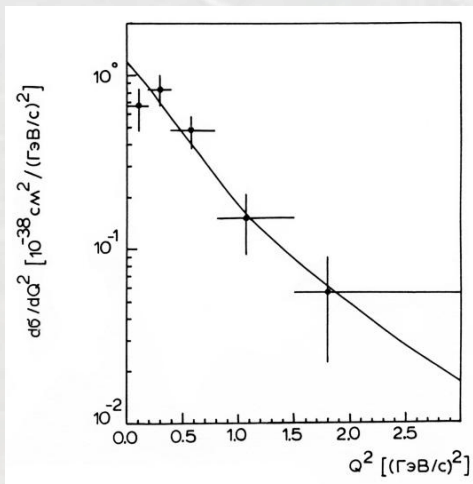
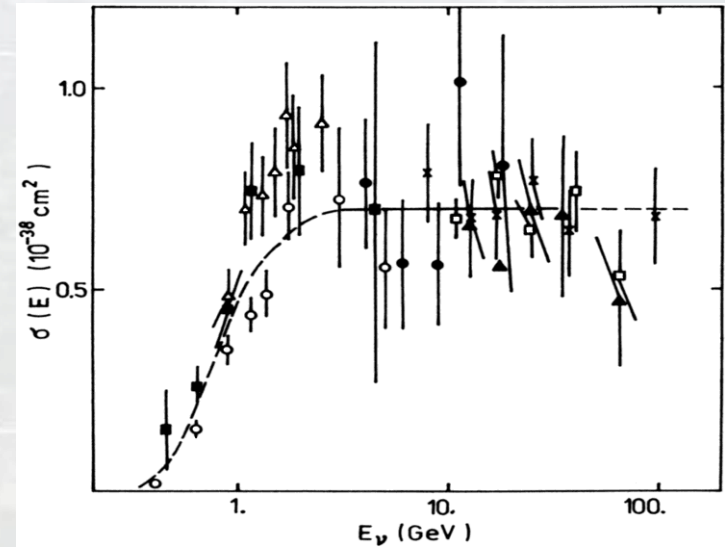
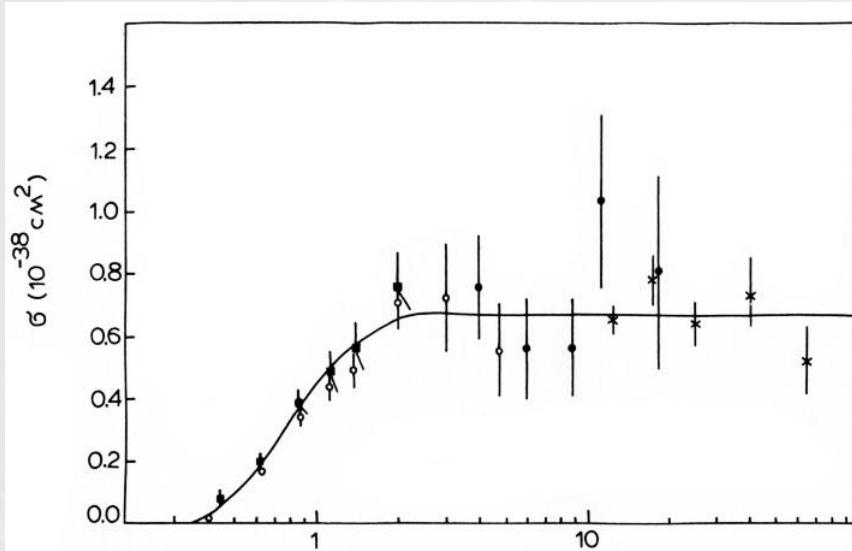


Сплошная кривая $V_\pi=0$
Точечная кривая $V_\pi=25\text{МэВ}$



Сплошная кривая $V_N=33.7\text{МэВ}$ и др
Точечная кривая $V_\pi=0\text{МэВ}$

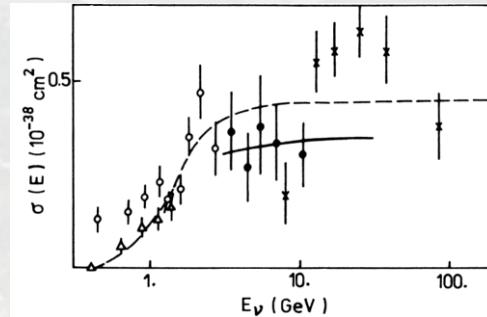
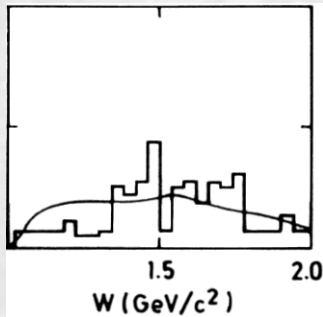
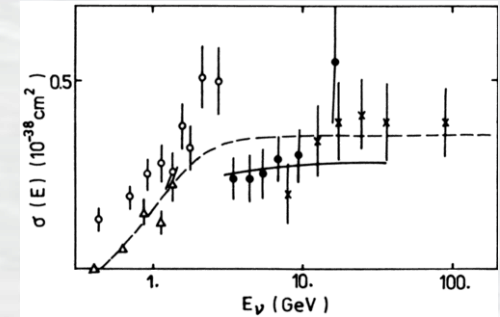
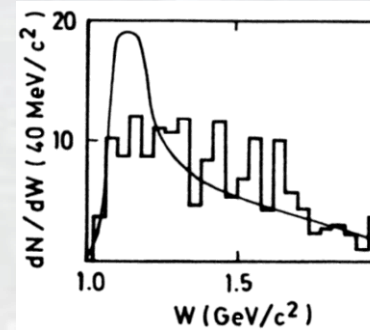
Барионные резонансы (5)



| Пучок | Ускоритель | Эксперимент | Мишень | M_A (ГэВ) | ссылка |
|-----------|------------|-------------|-----------|--------------------------|------------|
| ν_μ | АНЛ | 12'ПК | D_2 | $0.98^{+0.06}_{-0.03}$ | [139] |
| ν_μ | | | H_2/D_2 | 0.93 ± 0.11 | [149] |
| ν_μ | БНЛ | 7'ПК | D_2 | 1.28 ± 0.11 | [140] |
| ν_μ | ИФВЭ | ПК СКАТ | CF_3Br | $1.01 \pm 0.09 \pm 0.15$ | ЭТОТ ЭКСП. |
| ν_μ | ФНАЛ | 15'ПК | Ne/H_2 | $1.25^{+0.15}_{-0.13}$ | [147] |
| ν_μ | ЦЕРН ПС | ПК БЕБС | D_2 | 0.85 ± 0.10 | [141] |
| ν_μ | | | H_2/D_2 | 1.03 ± 0.07 | [151] |

Барионные резонансы (6)

$\nu n \rightarrow \mu \pi^+$



| Эксперимент | $M_A/\Gamma \text{эВ}/c^2$ | Ссылка |
|----------------|----------------------------|--------|
| ANL | 1.00 ± 0.11 | [139] |
| BNL | 1.54 ± 0.10 | [153] |
| СКАТ | $0.90 \pm 0.07 \pm 0.15$ | [41] |
| SPS BEBC D_2 | 1.07 ± 0.08 | [121] |

$\nu n \rightarrow \mu \pi^0$

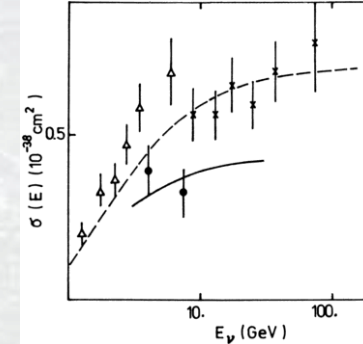
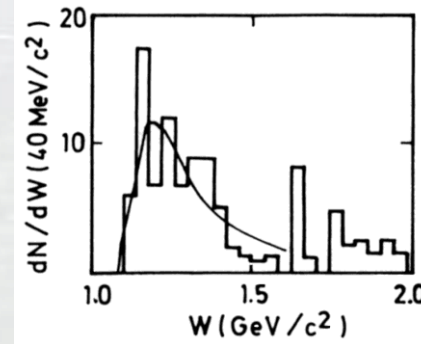
| Эксперимент | $M_A/\Gamma \text{эВ}/c^2$ | Ссылка |
|----------------|----------------------------|--------|
| ANL | 0.97 ± 0.09 | [139] |
| BNL | 1.12 ± 0.06 | [140] |
| У70 СКАТ | $0.88 \pm 0.09 \pm 0.15$ | [41] |
| SPS BEBC D_2 | 1.16 ± 0.09 | [121] |

● - данные СКАТ

Барионные резонансы (7)

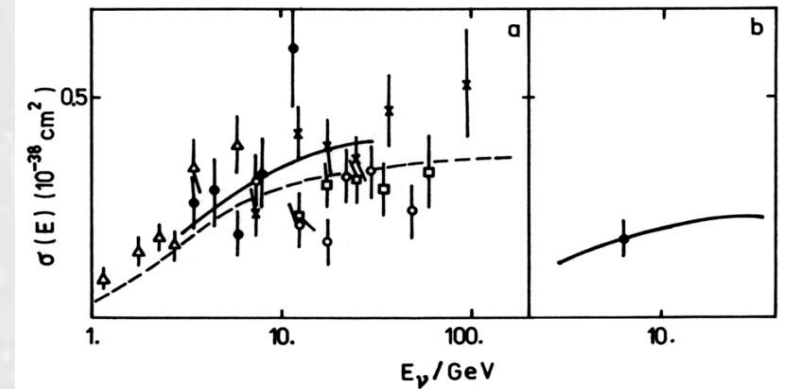
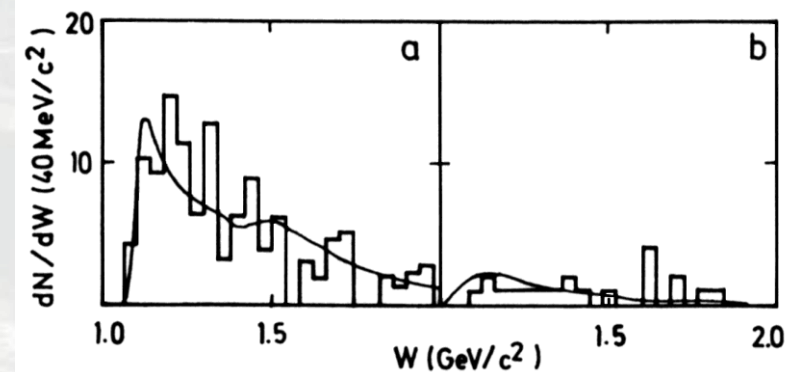
$$\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+n\pi^-$$

| Эксперимент | $M_A/\Gamma\text{эВ}/c^2$ | Ссылка |
|----------------|---------------------------|--------|
| PS GGM | 1.27 ± 0.06 | [139] |
| У70 СКАТ | $0.64 \pm 0.14 \pm 0.15$ | [41] |
| SPS BEBC D_2 | 0.98 ± 0.05 | [154] |



$$\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+p\pi^- \text{ (a)}$$

$$\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+n\pi^0 \text{ (b)}$$



| Эксперимент | $M_A/\Gamma\text{эВ}/c^2$ | Ссылка |
|----------------|---------------------------|--------|
| ANL | 0.73 ± 0.08 | [155] |
| PS GGM | 1.25 ± 0.07 | [139] |
| СКАТ | $1.05 \pm 0.09 \pm 0.15$ | [41] |
| SPS BEBC D_2 | 1.06 ± 0.05 | [67] |
| SPS BEBC H_2 | 0.84 ± 0.07 | [68] |

● - данные СКАТ

Исследование образования $\rho^0(770)$ мезонов

Резонанс $\rho^0(770)$ мы ищем как пик распределении по массе $(\pi^+ \pi^-)$ -пар.

$$\frac{dN}{dm} = [1 + a_1 BW_\rho(m)] BG(m)$$

$$BW = \frac{m}{k} \frac{m_R \Gamma'_R}{(m^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R'^2},$$

$$\Gamma'_R = \Gamma_R \left(\frac{k}{k_R} \right)^{2L+1} \frac{m_R}{m}$$

$$BG = \alpha_1 \exp(\alpha_2 M + \alpha_3 M^2).$$

Учет отражений

Кроме $\rho^0(770)$ -мезонов на форму $dN/dM(\pi^+ \pi^-)$ -распределения влияет вклад и от других резонансов, среди продуктов распада которых имеются $\pi^+ \pi^-$ -пары. Такие вклады обычно называют отражениями.

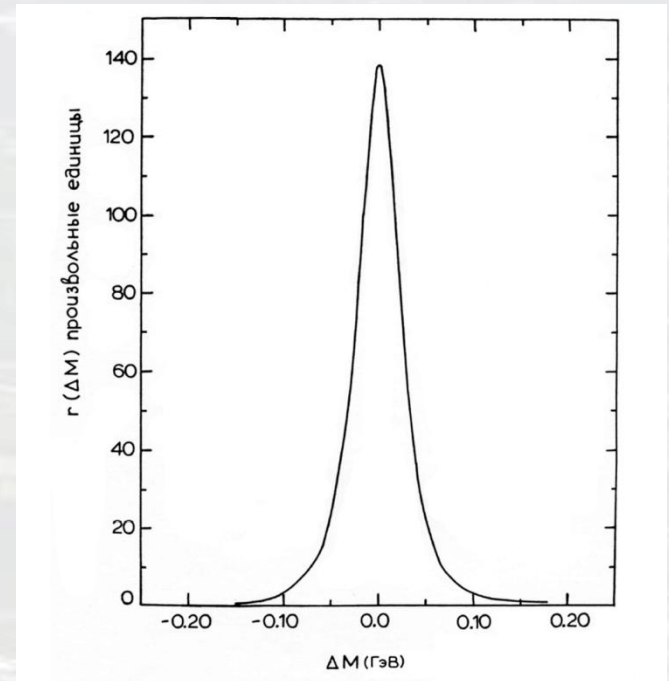
Испытаны два метода учета отражений.

$$\frac{dF(\omega)}{dM(\pi^+ \pi^-)} = KM \left[-\frac{1}{12} M^2 [x_{max}^3 - x_{min}^3] + \right. \\ \left. \frac{1}{4} M^2 (m_\pi^2 - \nu) [x_{max}^2 - x_{min}^2] - \frac{1}{4} m_\pi^2 (m_\omega^2 - m_\pi^2)^2 [x_{max}^2 - x_{min}^2] \right]$$

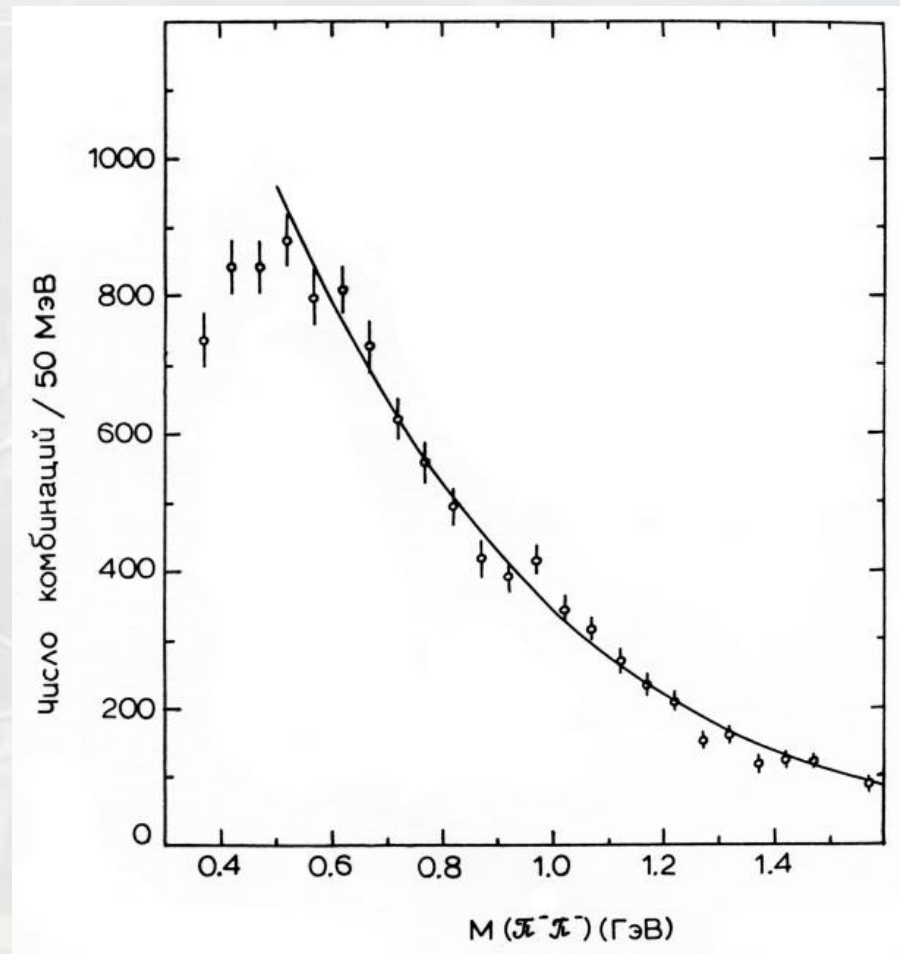
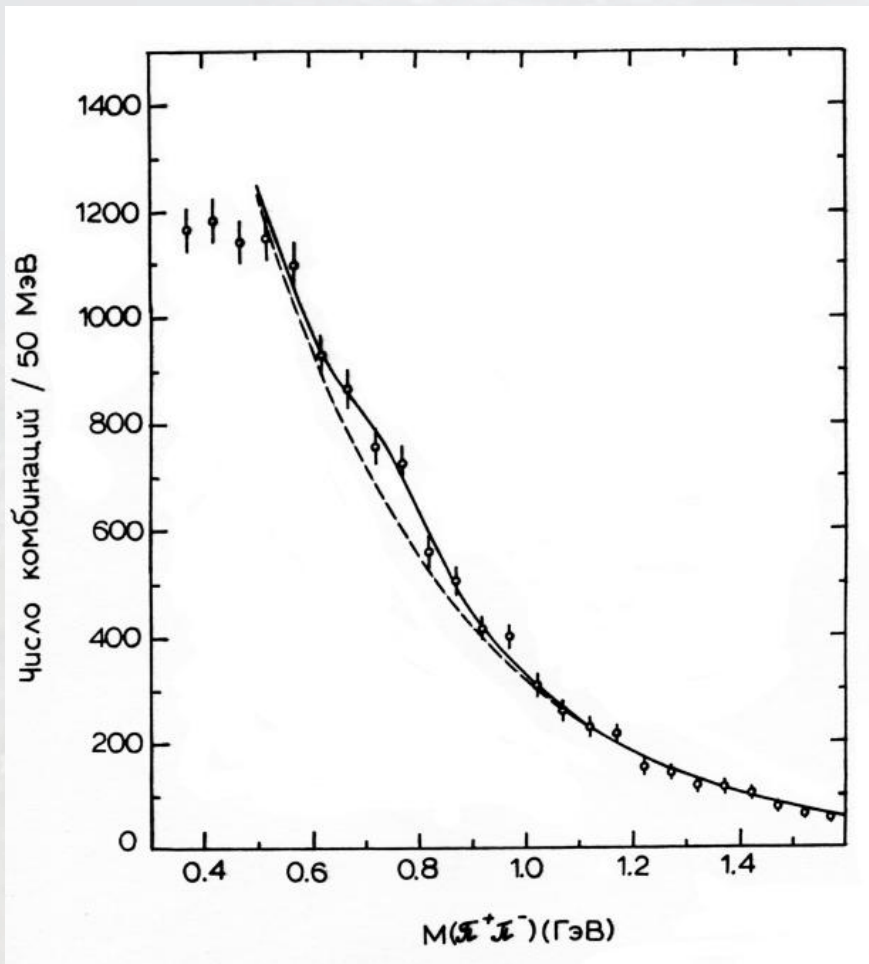
где $\nu = (m_\omega^2 + m_\pi^2 - M^2)/2$, K - нормировочный множитель.

Для подавления отражения ω -мезона нижней границей фита выбрано значение $M(\pi^+ \pi^-) = 0.5$ ГэВ, которое выше максимума распределения отражения ω -мезона.

Учет экспериментального разрешения

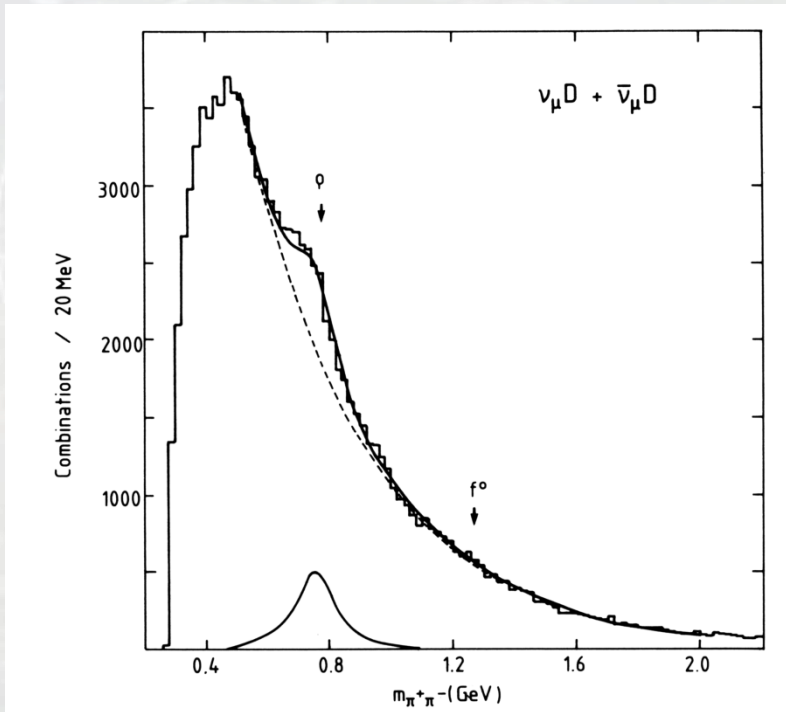


Искажение формы резонансного пика в распределении dN/dM за счет экспериментальных погрешностей при восстановлении эффективной массы $\pi^+ \pi^-$ -пары учитывалось добавлением экспериментального разрешения по массе в области массы $\rho^0(770)$ -мезона $\Delta\Gamma = 47$ МэВ к табличной ширине резонанса .

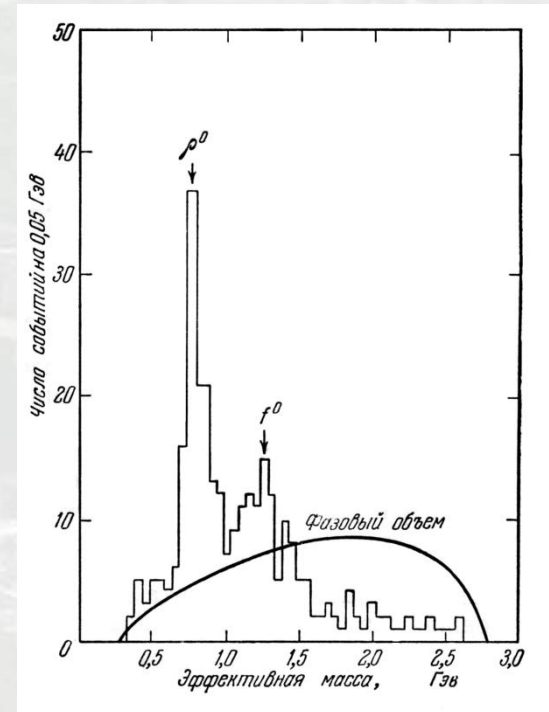


В массовом распределении пар одинакового знака резонансов быть не должно.

Что у конкурентов? Что в адронных экспериментах?



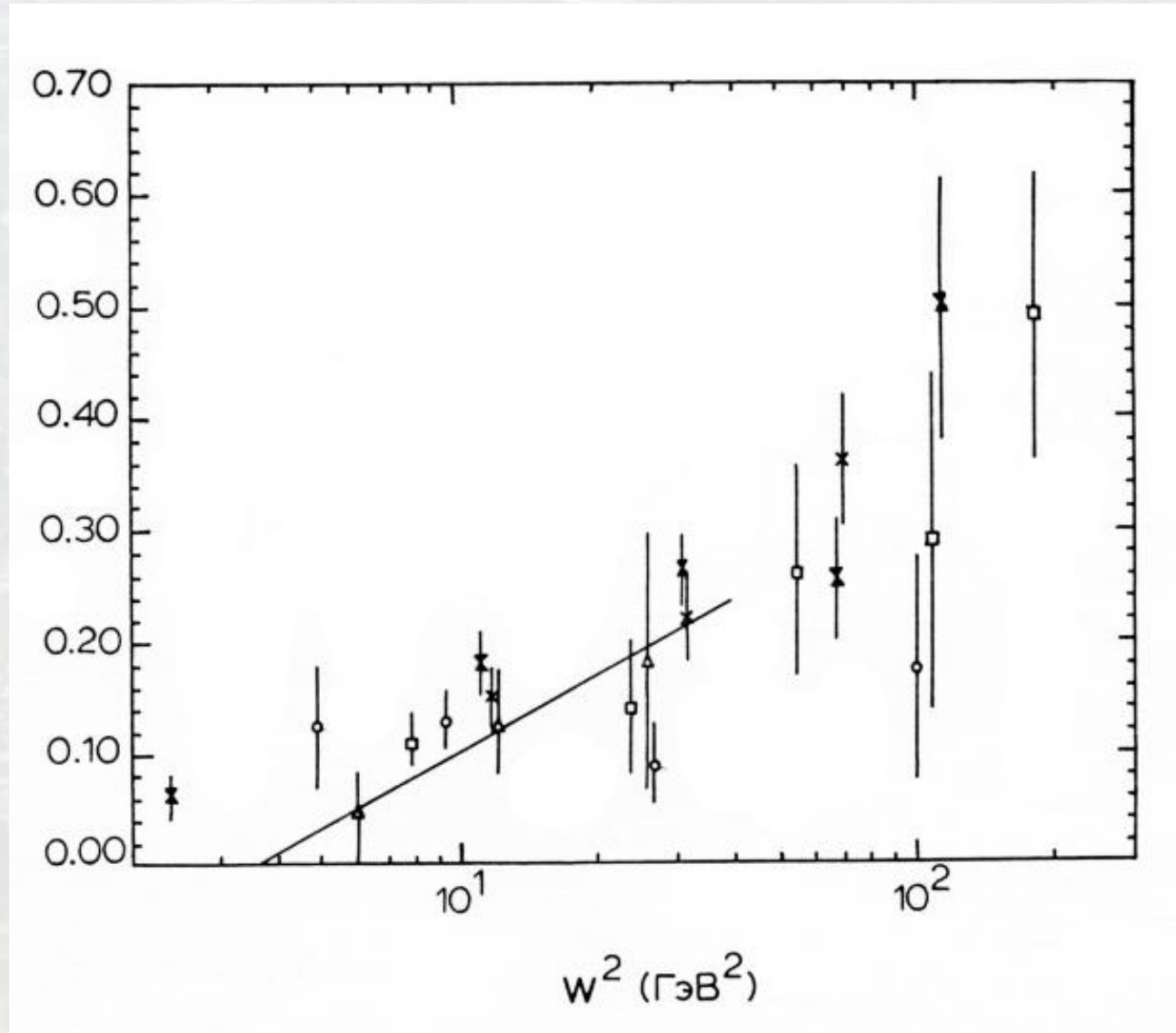
BEBC 1986г.

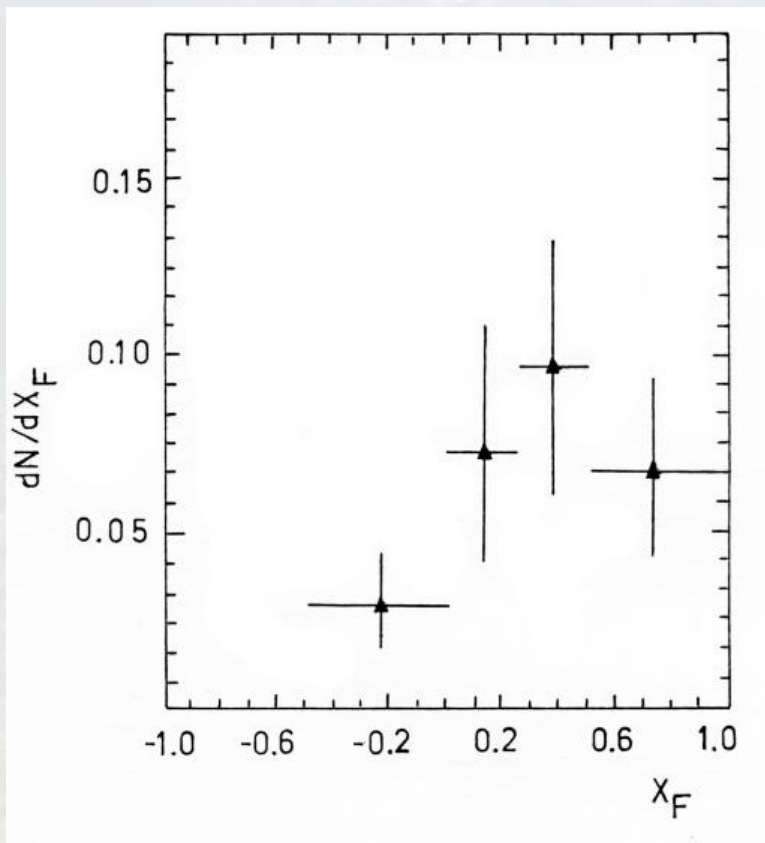


пучок π^- $p = 8 \text{ ГэВ/с}$

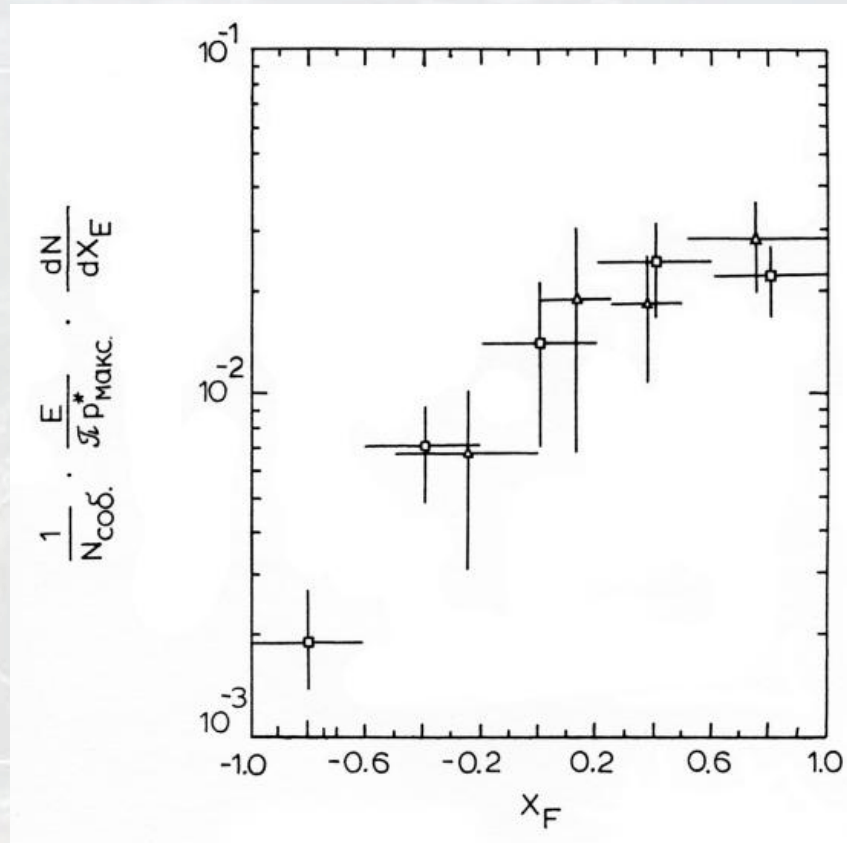
Распределение по W^2

Δ – данные SKAT



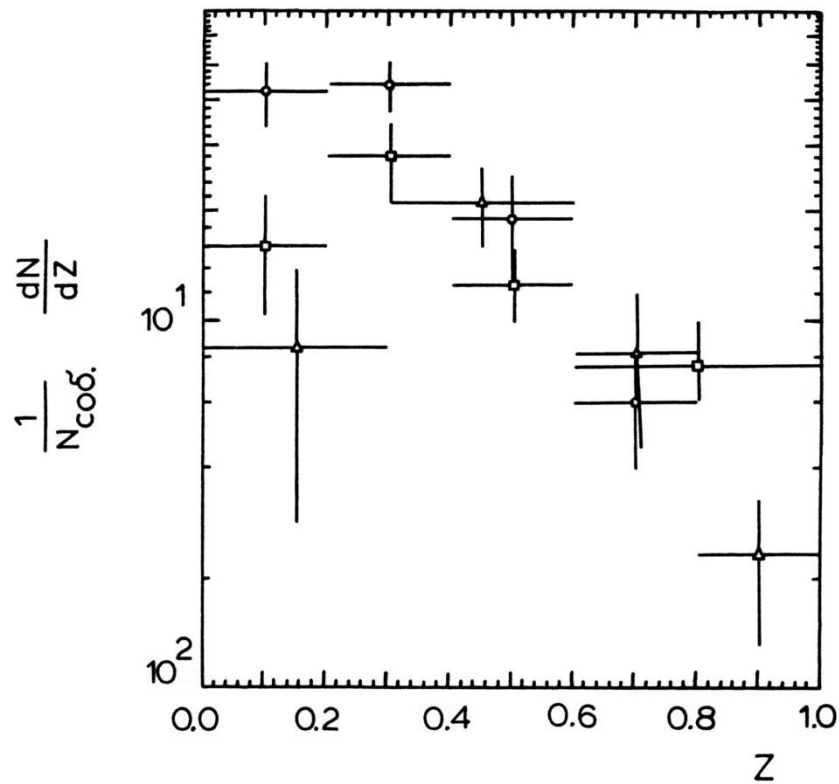


$$X_F = 2p_{L^*}/W$$

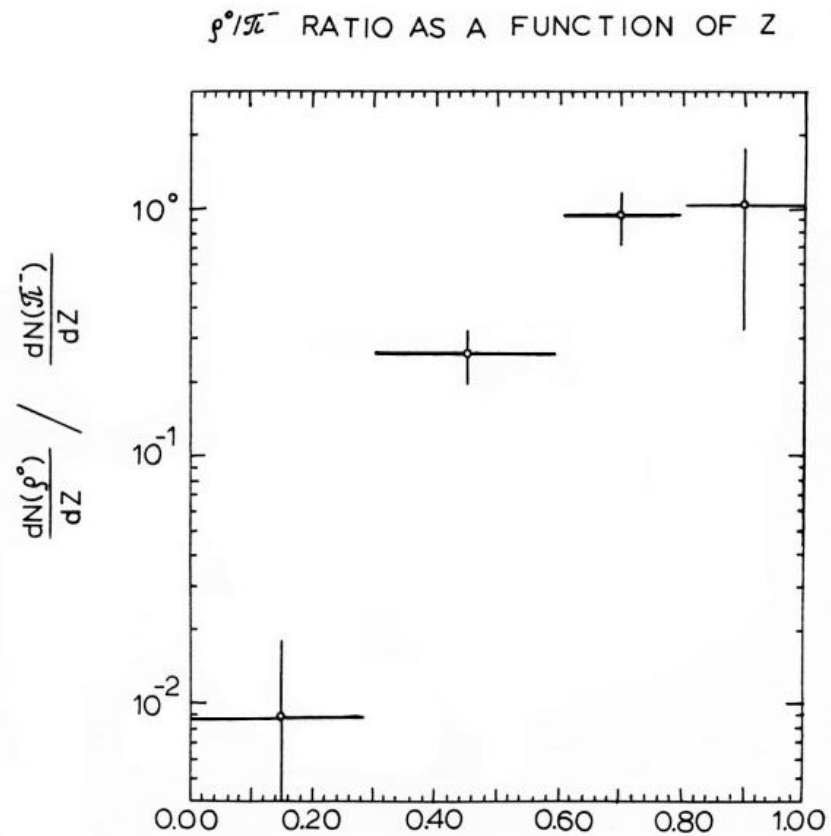
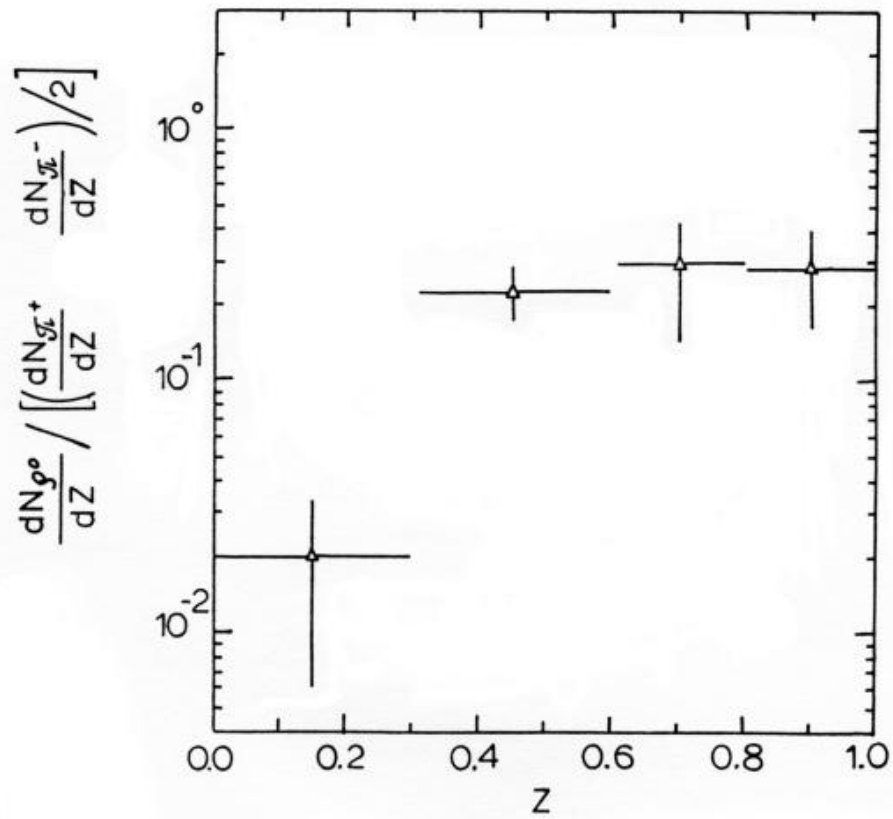


Δ – данные SKAT

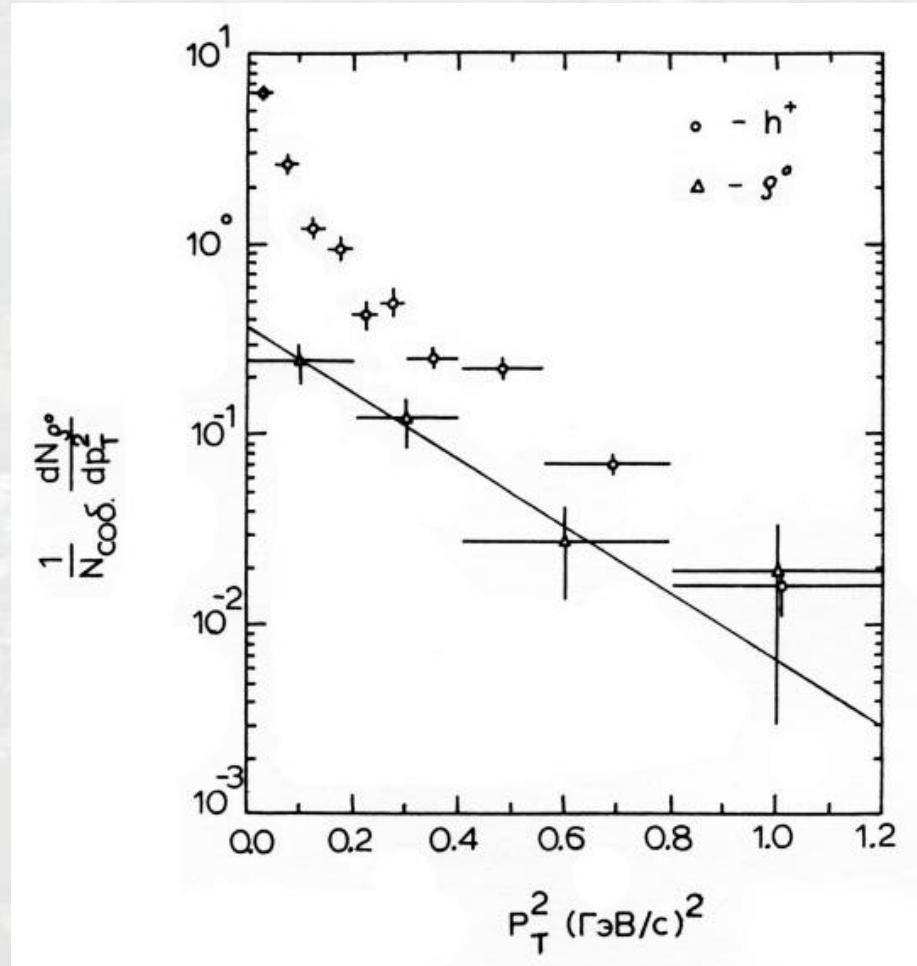
$$Z = E_{\rho} / E_{\text{hadr}}$$



Δ – данные SKAT



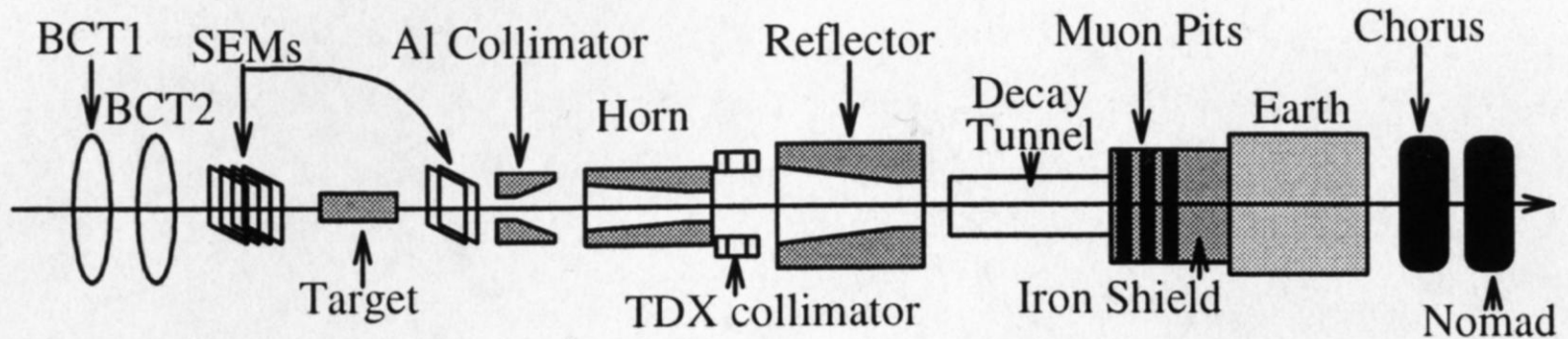
Распределение по P_T^2



При $P_T^2 > 0.2$ наклоны совпадают.



Нейтринный пучок WANF CERN

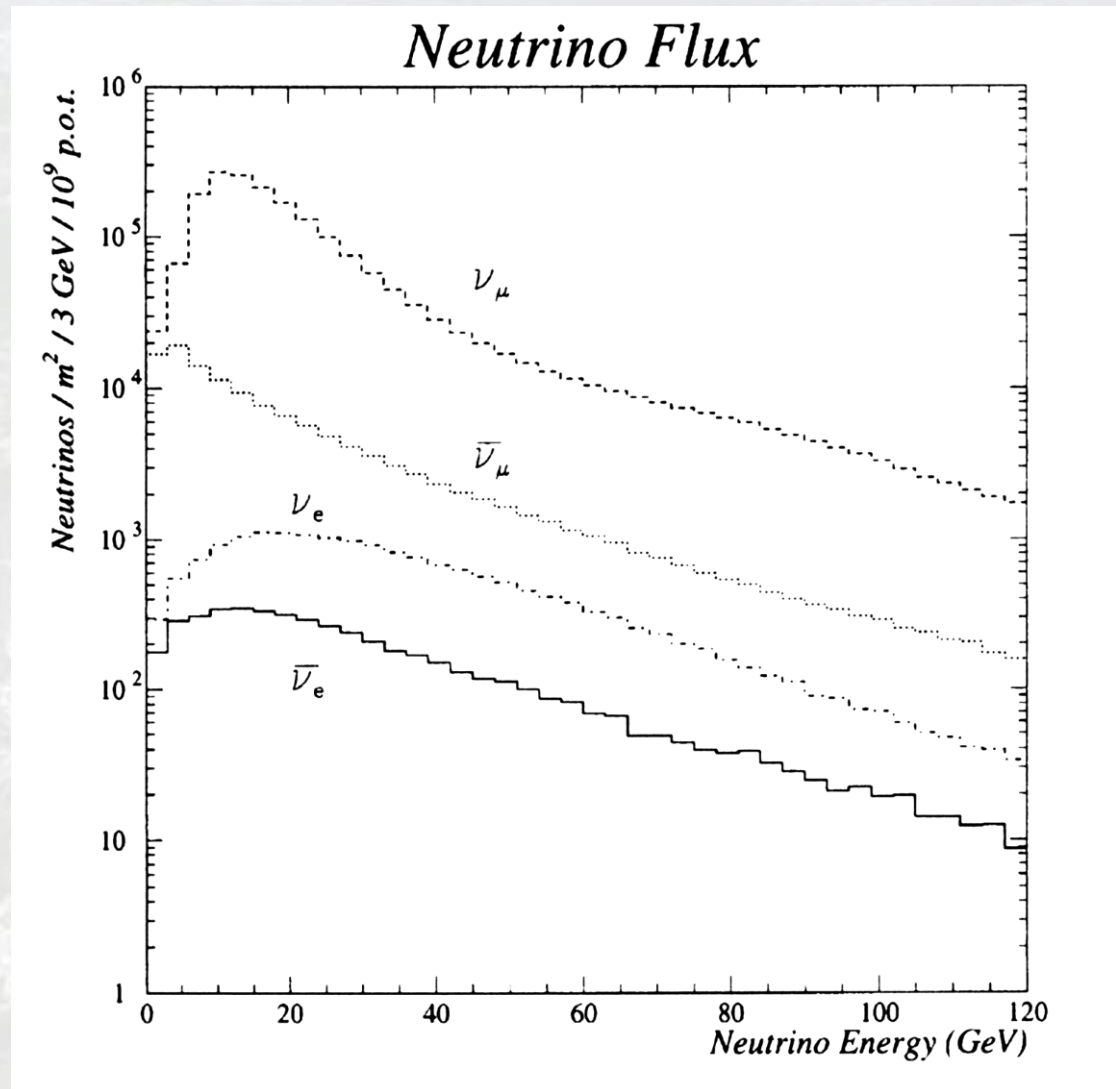


| Нейтрино флейвор | Поток | | СС взаимодействия в NOMAD | |
|---------------------|-------------------------------|------------|-------------------------------|------------|
| | $\langle E_\nu \rangle$ [ГэВ] | отн. вклад | $\langle E_\nu \rangle$ [ГэВ] | отн. вклад |
| ν_μ | 23.5 | 1 | 43.8 | 1 |
| $\bar{\nu}_\mu$ | 19.2 | 0.0612 | 42.8 | 0.0255 |
| ν_e | 37.1 | 0.0094 | 58.3 | 0.0148 |
| $\bar{\nu}_e$ | 31.3 | 0.0024 | 54.5 | 0.0016 |

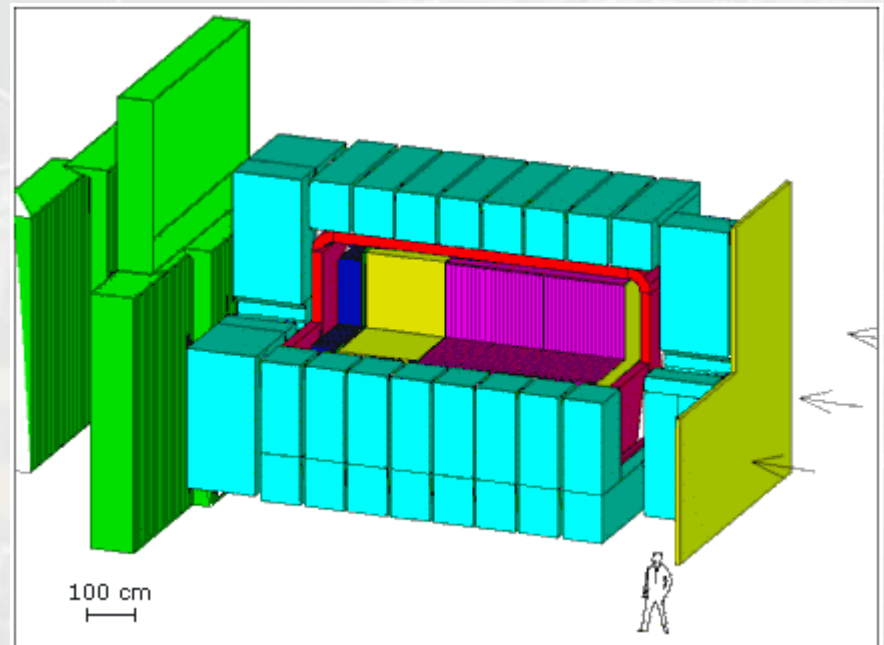
| Нейтрино флейвор | СС взаимодействия в NOMAD | |
|---------------------|-------------------------------|------------|
| | $\langle E_\nu \rangle$ [ГэВ] | отн. вклад |
| ν_μ | 58.2 | 0.384 |
| $\bar{\nu}_\mu$ | 34. | 1. |
| ν_e | 56.6 | 0.0165 |
| $\bar{\nu}_e$ | 47.9 | 0.013 |

Отрицательная фокусировка ->

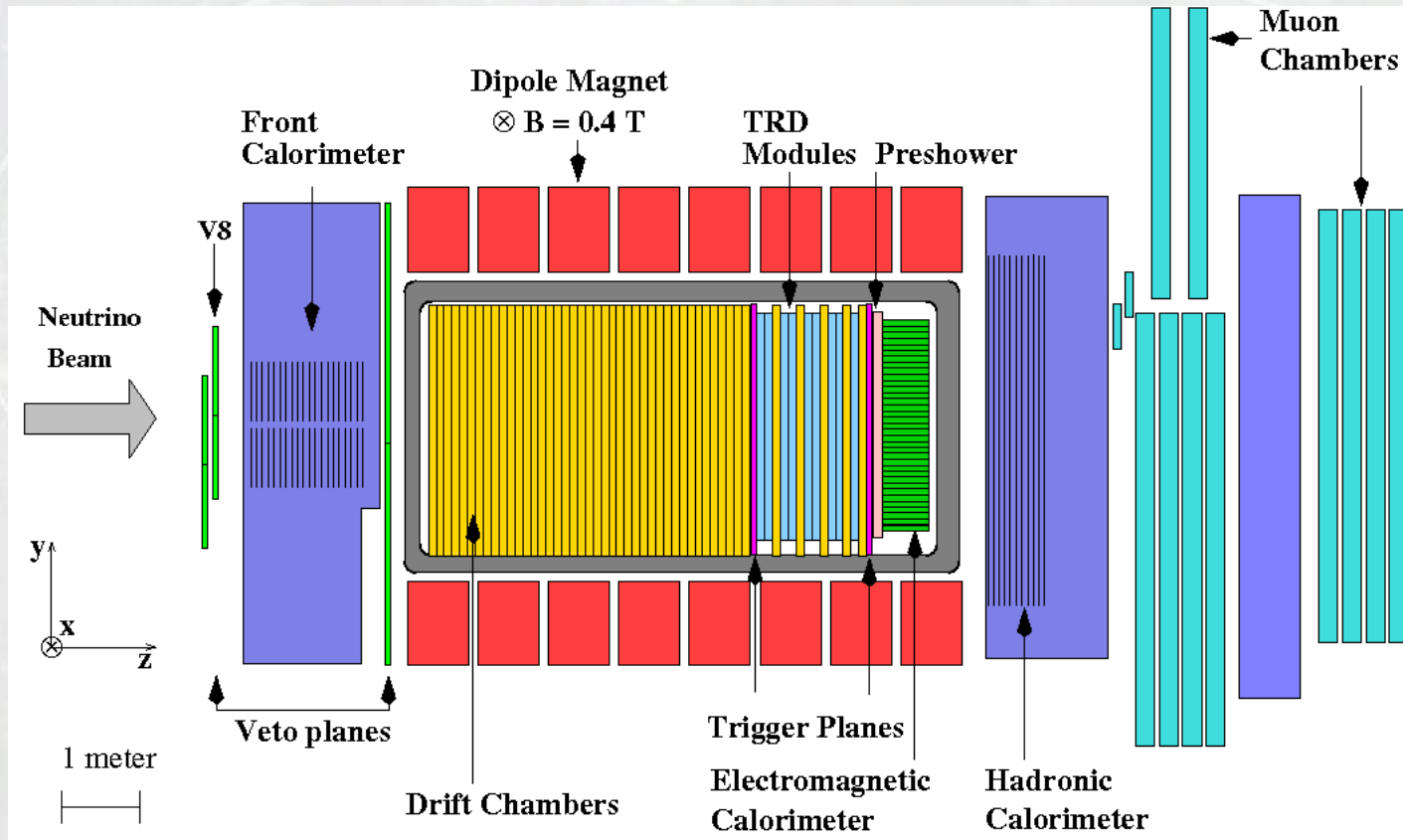
Нейтринные спектры



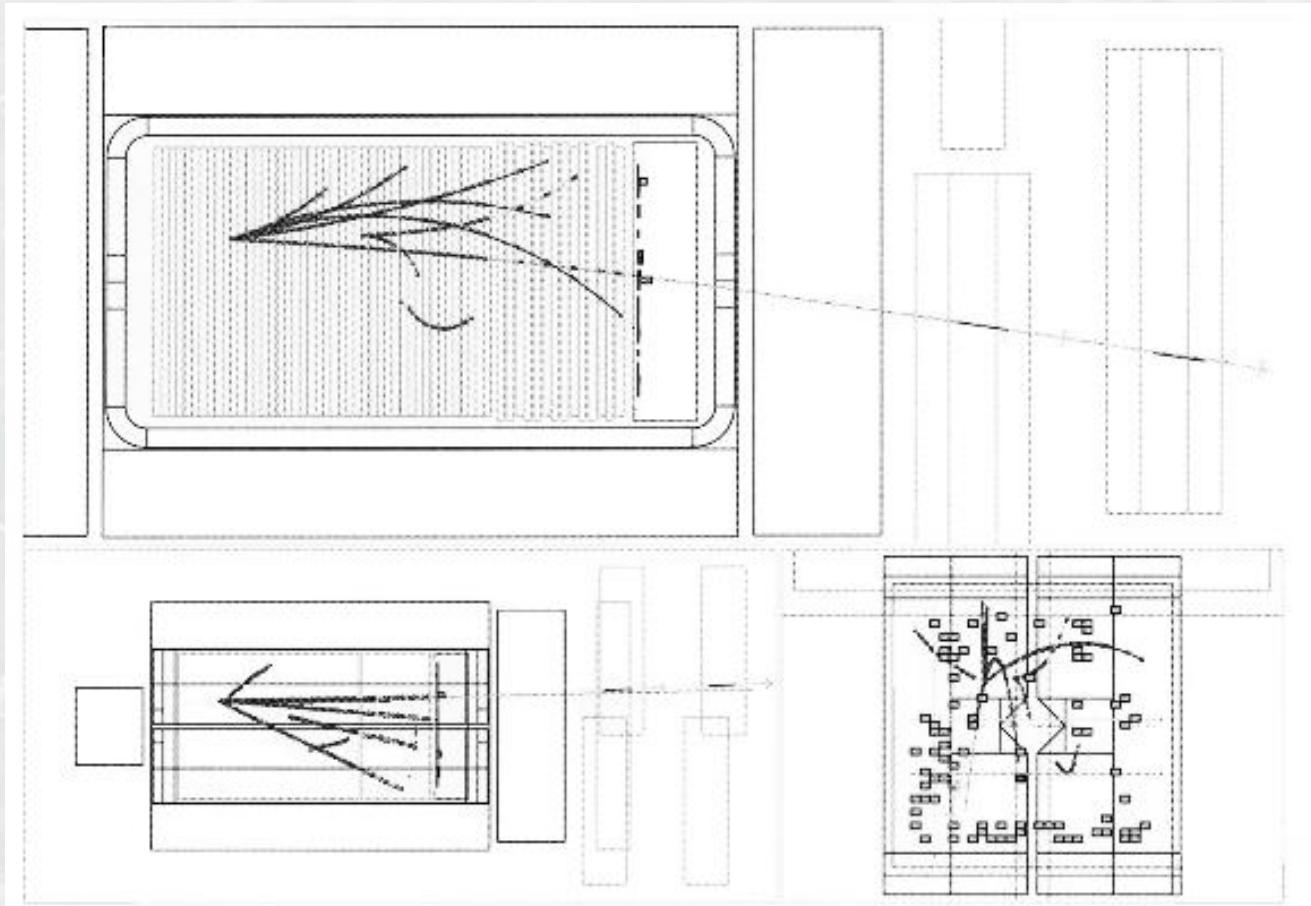
Установка NOMAD



Установка NOMAD



Типичное событие заряженного тока

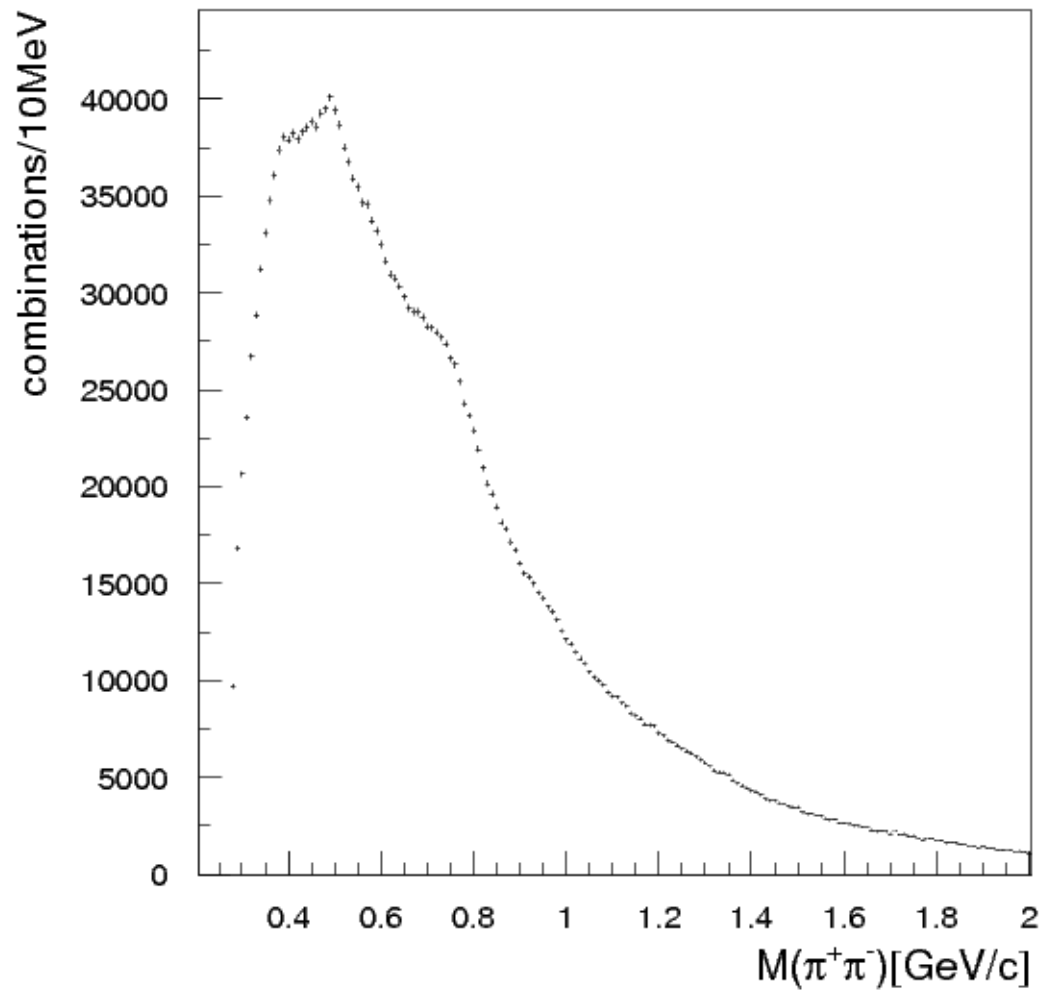


Эксперимент NOMAD

Установка NOMAD создавалась для поиска осцилляций $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$
 ν_{τ} СС взаимодействия идентифицируются по распадам τ^- .

Наблюдение ν_{τ} в детекторе несомненно свидетельствует об осцилляции.

Монте-Карло симуляция основана на программах LEPTO6.1 - JETSET7.4 -
Geant3.



Распределение по массе ($\pi^+ \pi^-$)-пар в сырой выборке.

Выделение сигнала

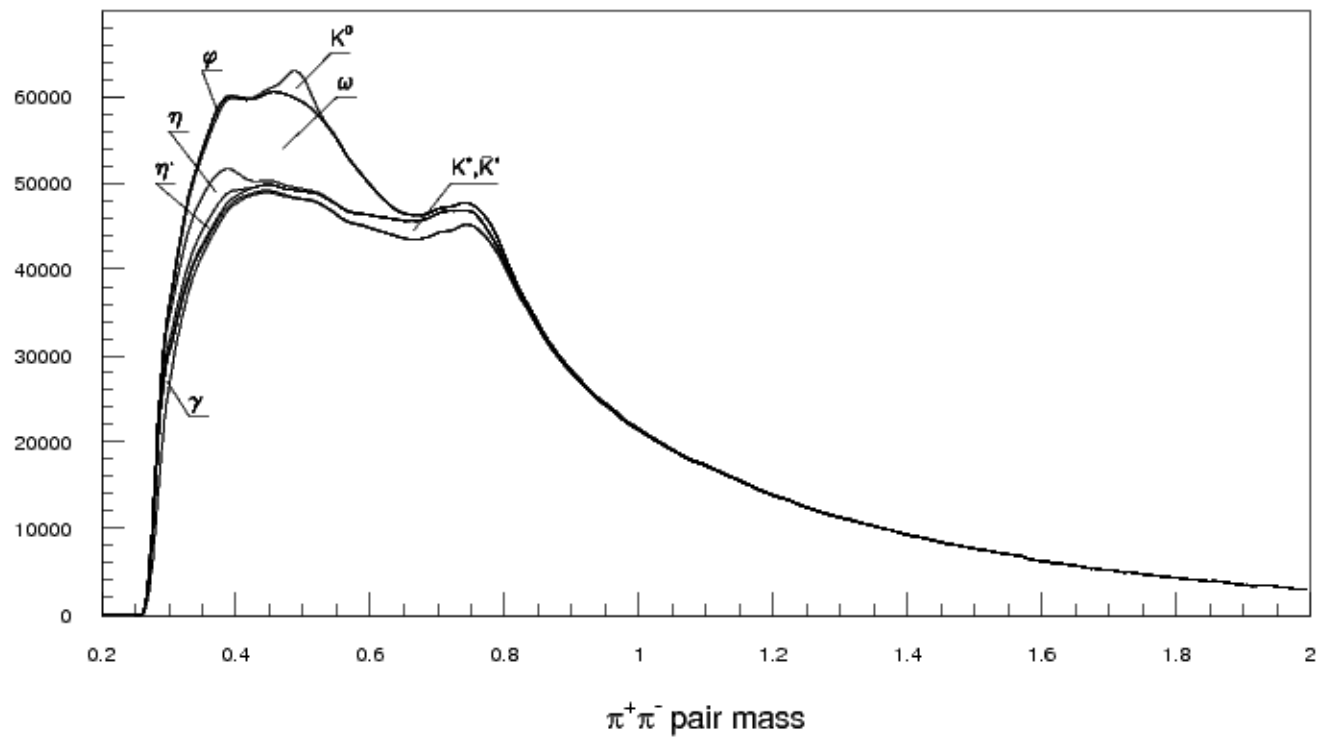
$$\frac{dN}{dm} = [1 + a_1 BW_\rho(m) + a_2 BW_{f_0}(m) + a_3 BW_{f_2}(m)] BG(m).$$

$$BW = \frac{m}{k} \frac{m_R \Gamma'_R}{(m^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R'^2}$$

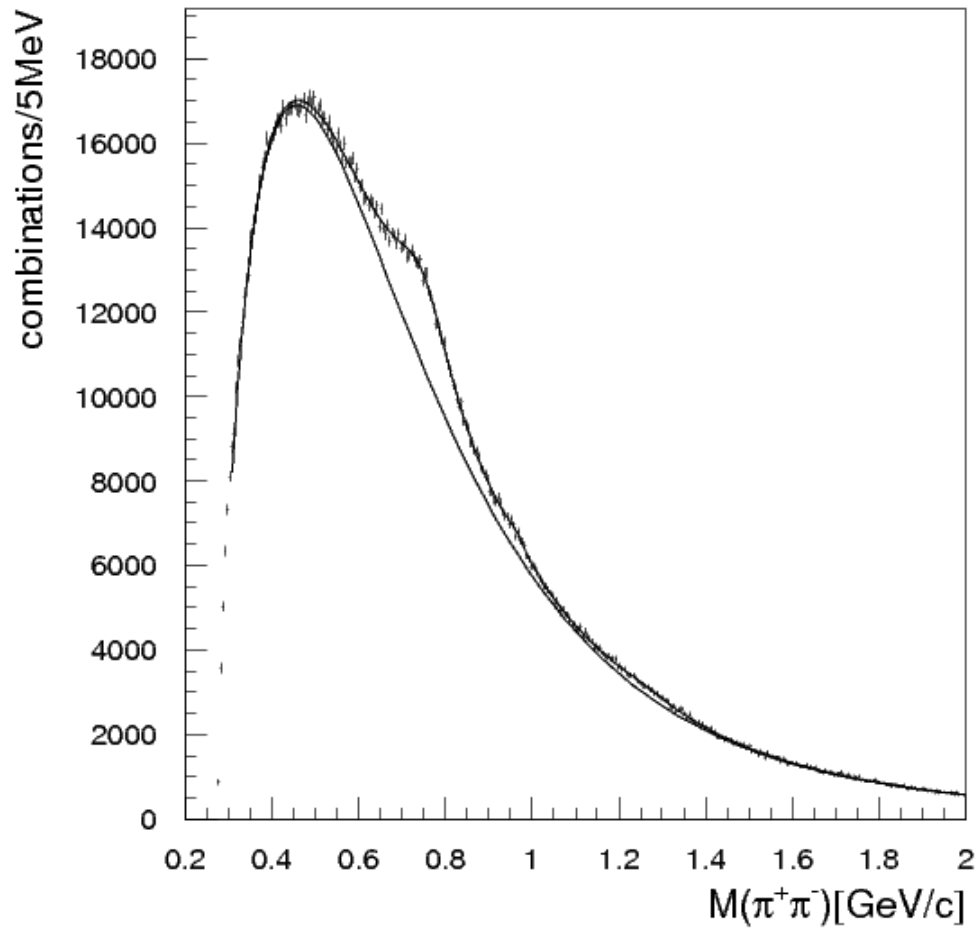
$$\Gamma'_R = \Gamma_R \left(\frac{k}{k_R} \right)^{2L+1} \frac{m_R}{m}$$

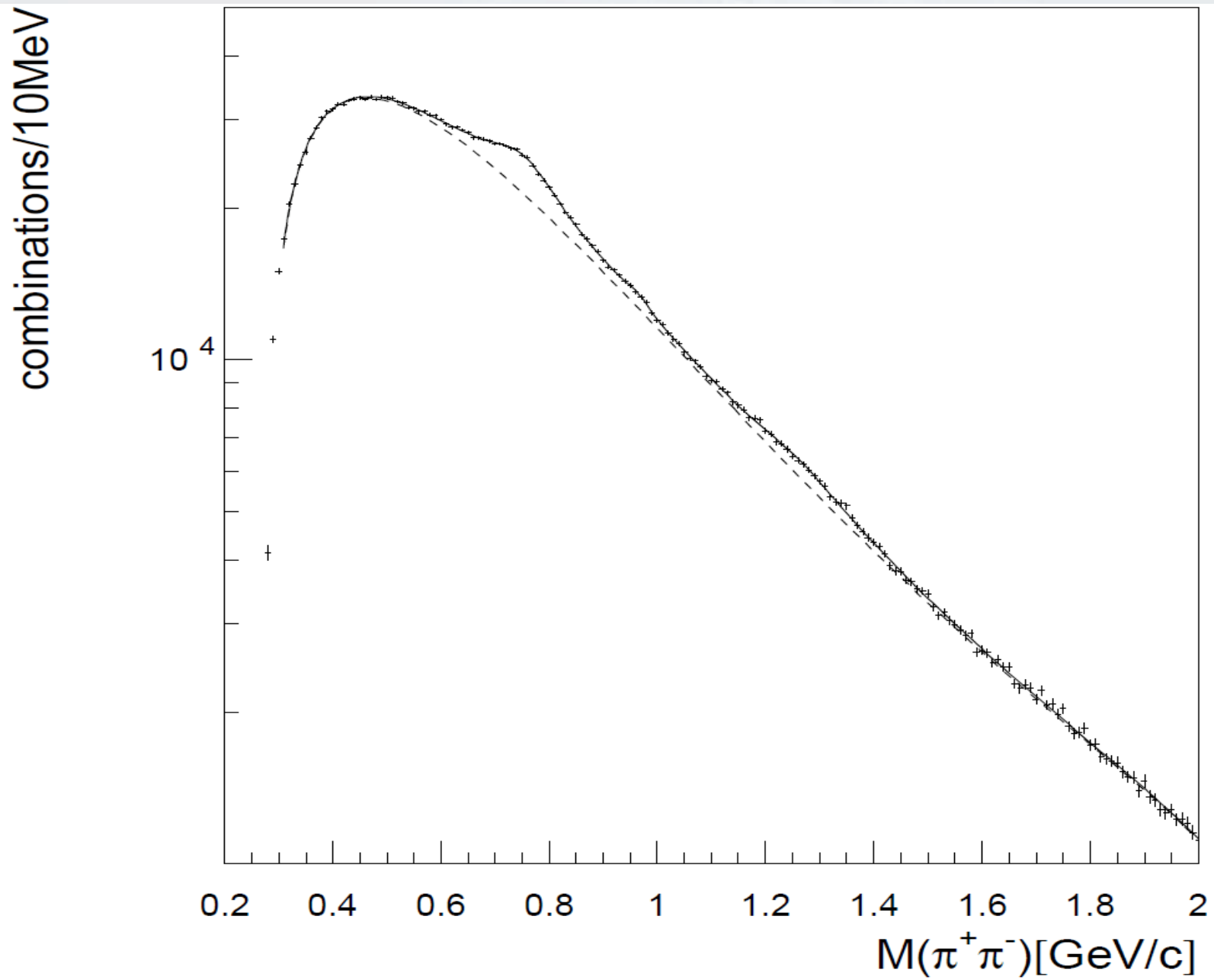
$$BG = a_4 (m - 2m_\pi)^{a_5} \exp(a_6 m + a_7 m^2 + a_8 m^3),$$

Учет отражений

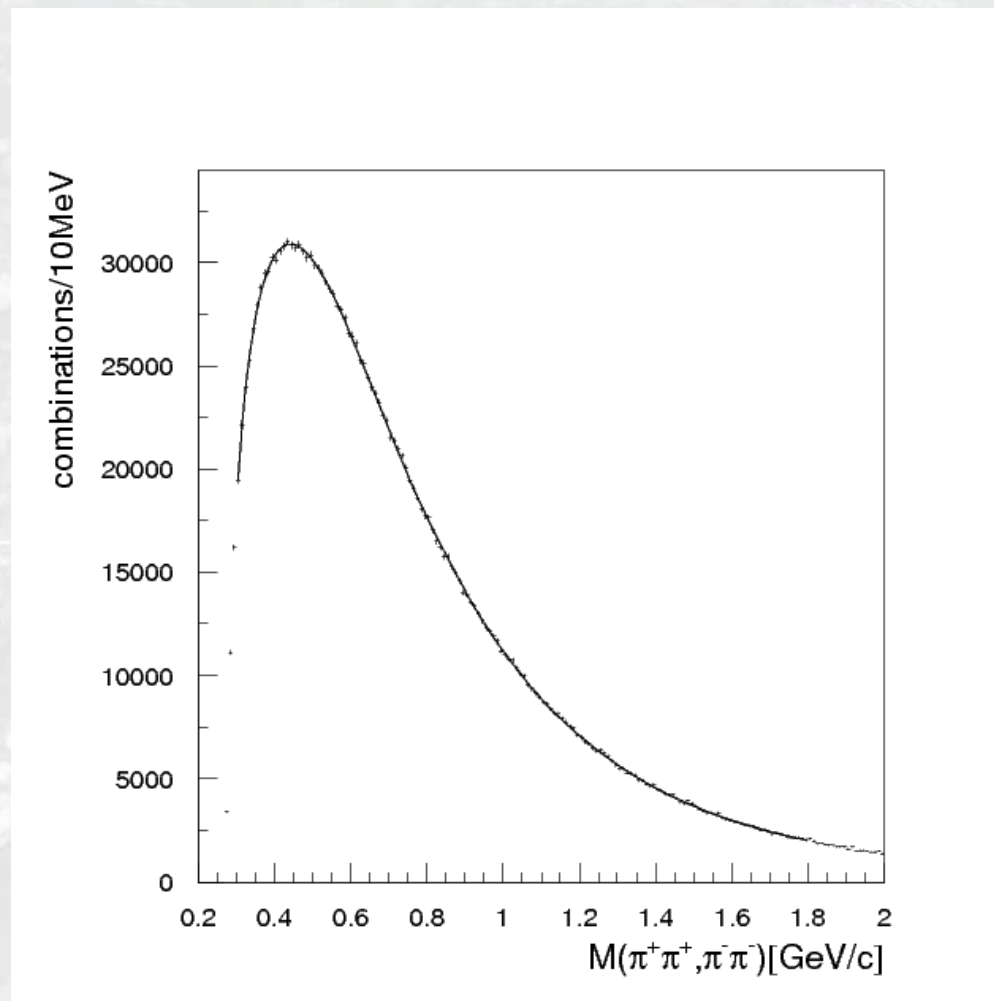


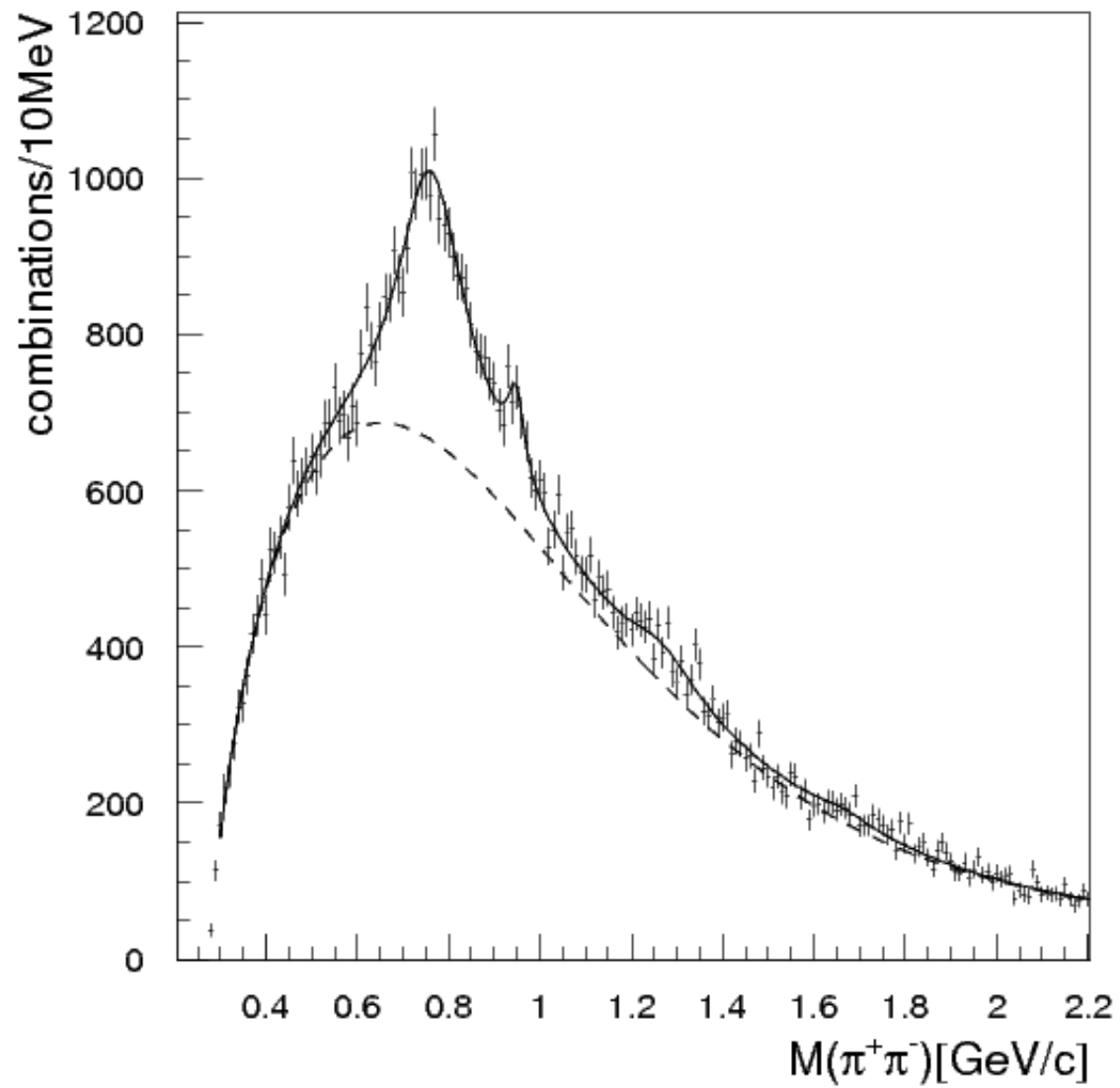
После вычитания отражений





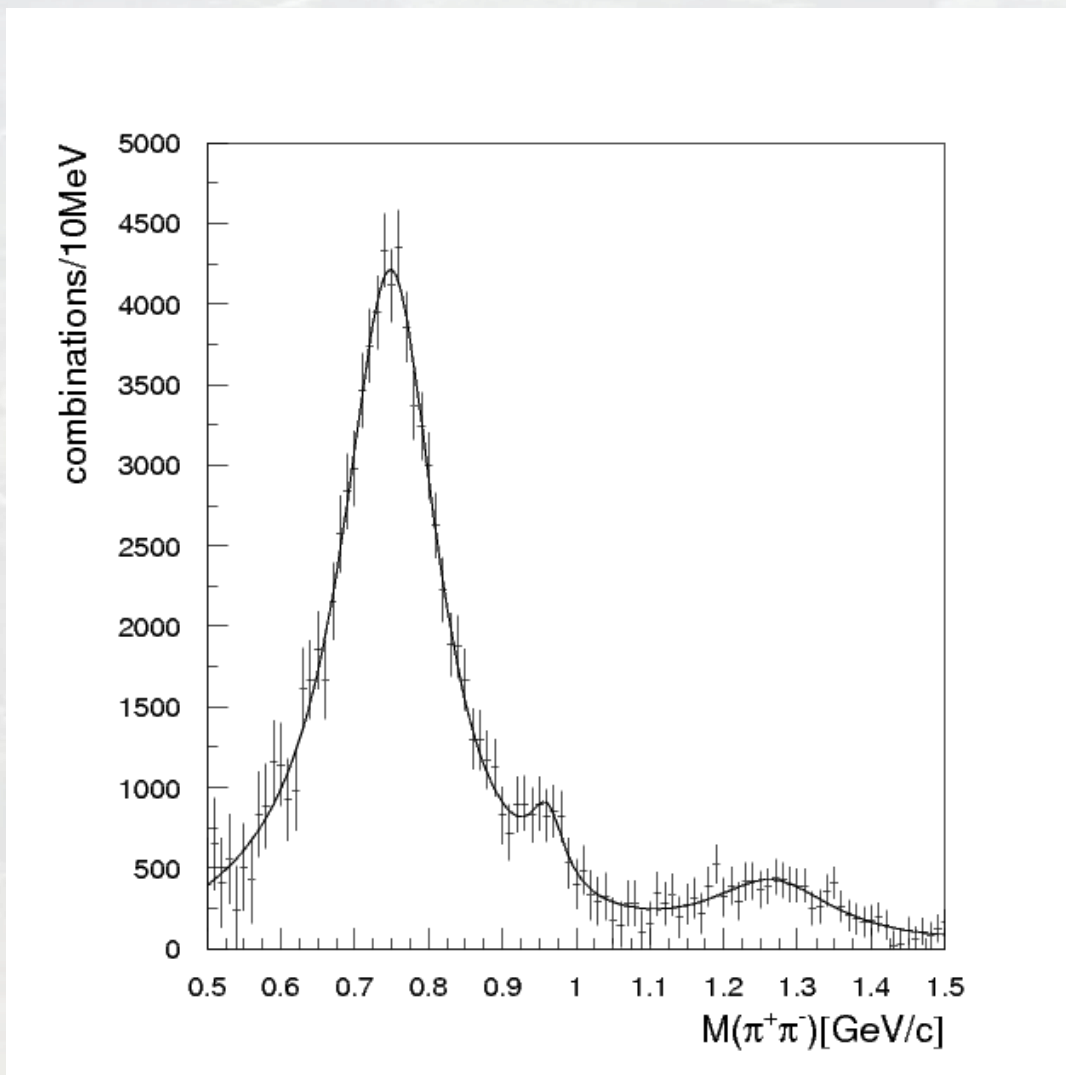
В массовом распределении пар одинакового знака резонансов быть не должно.

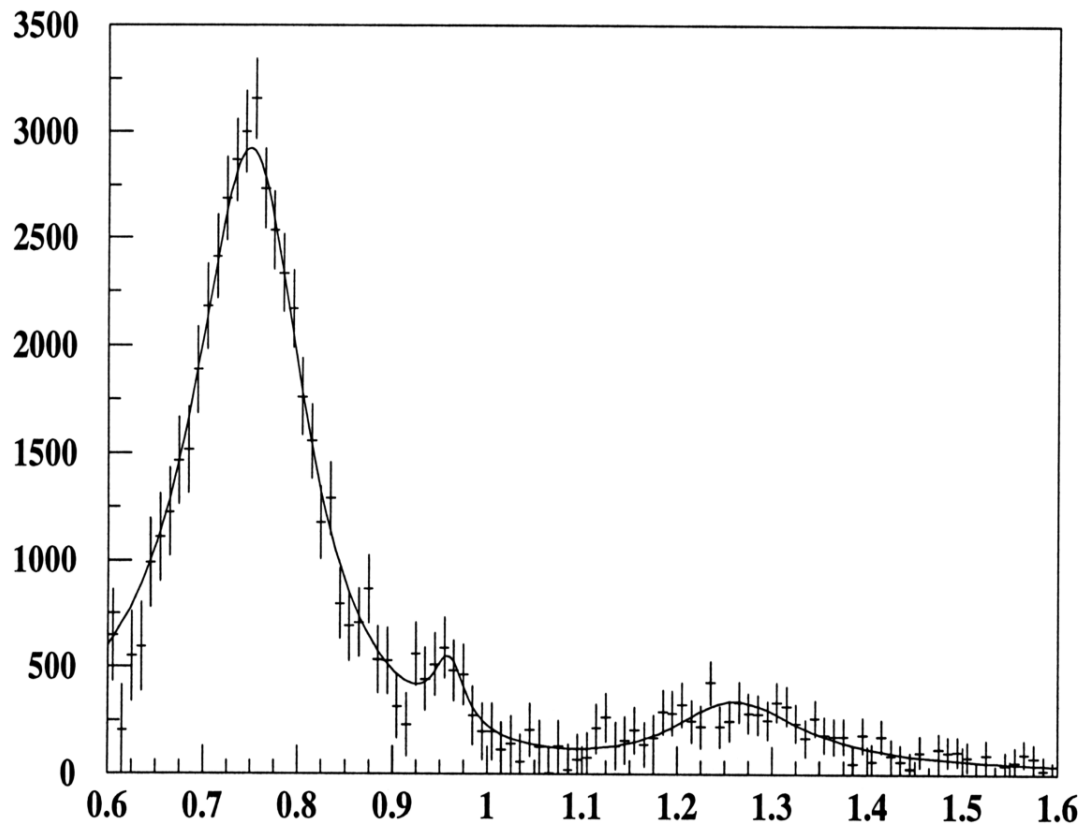




$x_F > 0.6$

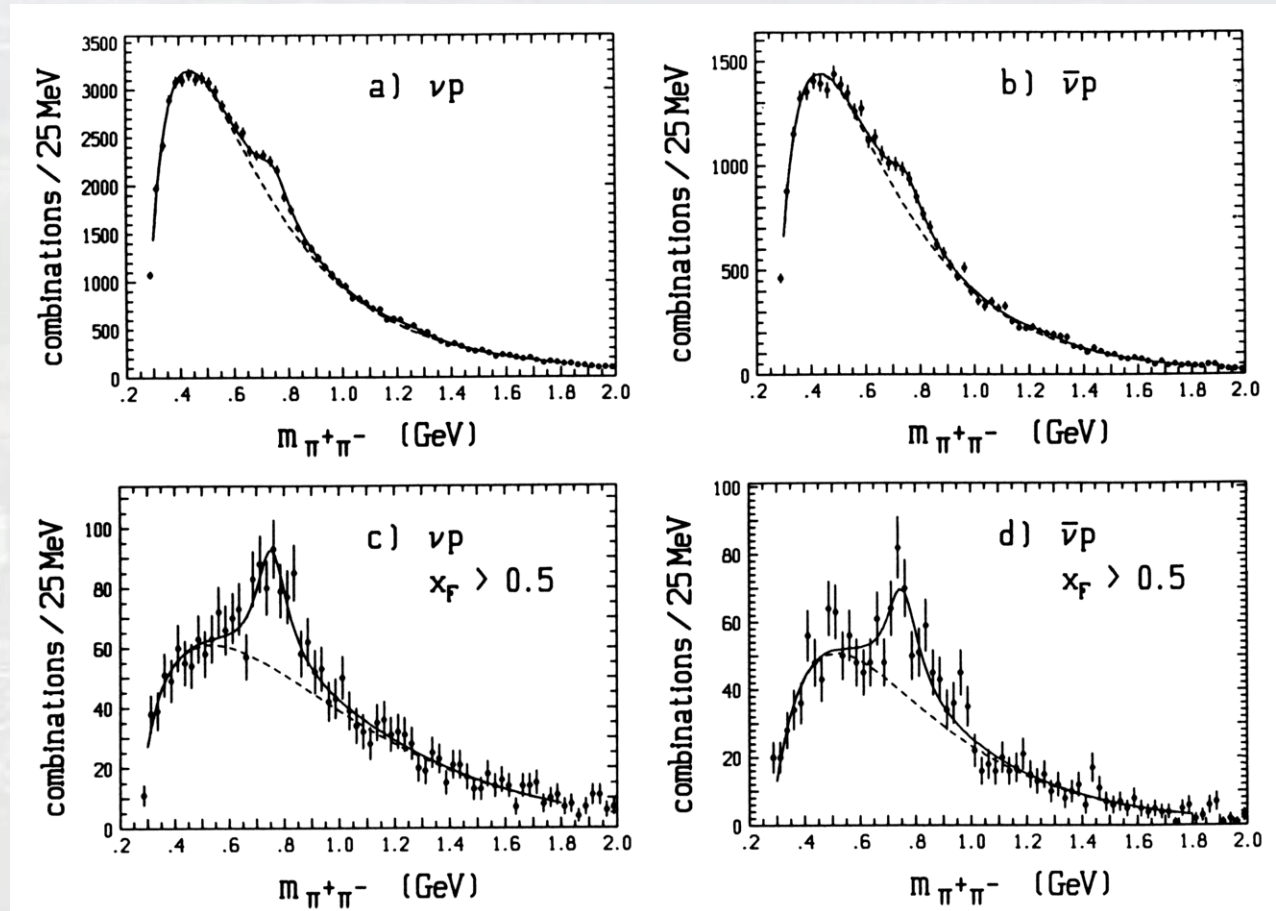
После вычитания комбинаторного фона





Что у предшественников?

BEBC WA21 1991г.



Отражения у них не вычитались.

Функция разрешения не учитывалась.

Значения масс и ширин резонансов не измеряли.

Массы и ширины резонансов

Наши результаты:

| Резонанс | Брэнчинг в $\pi^+\pi^-$ [212] | Полное число мезонов | Средняя множественность | Масса МэВ | Γ (МэВ) |
|---------------|----------------------------------|-------------------------|----------------------------|--------------|----------------|
| $\rho^0(770)$ | 1.000 | 130368 ± 4336 | 0.195 ± 0.007 | 768 ± 2 | 151 ± 7 |
| $f_0(980)$ | 0.666 | 11809 ± 1965 | 0.018 ± 0.003 | 963 ± 5 | 35 ± 10 |
| $f_2(1270)$ | 0.564 | 25189 ± 3958 | 0.038 ± 0.006 | 1286 ± 9 | 198 ± 30 |

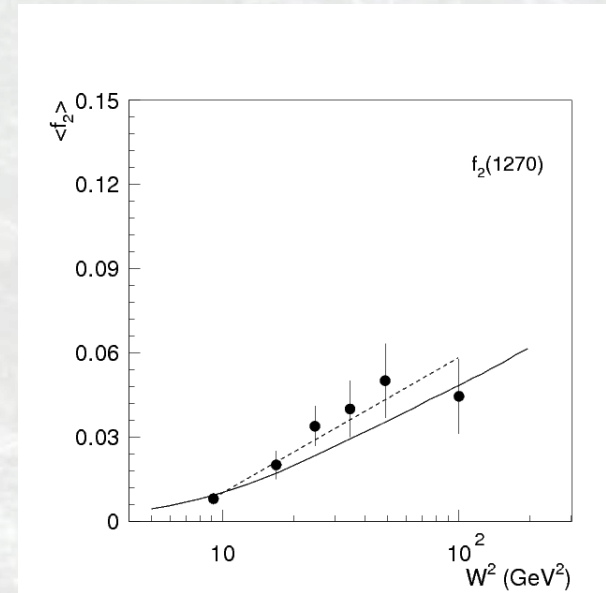
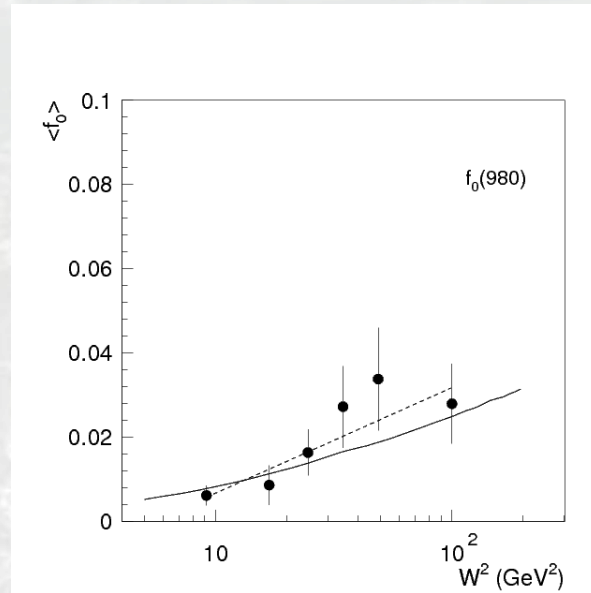
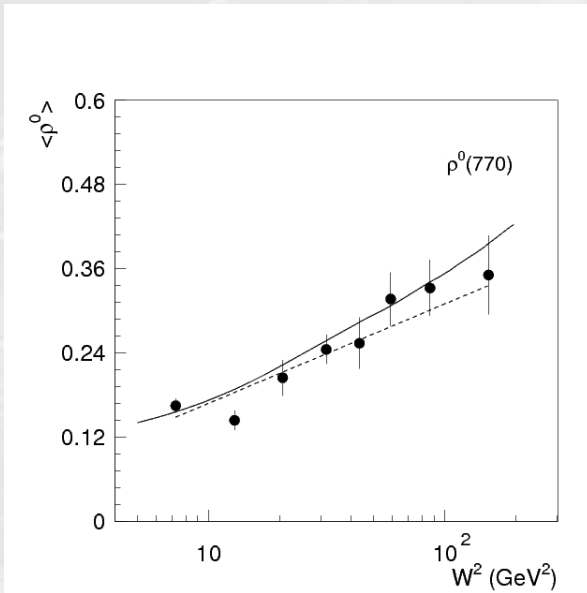
| Источники систематики | $\rho^0((770))$ | $f_0(980)$ | $f_2(1270)$ |
|-----------------------|-----------------|------------|-------------|
| Вычитание отражений | 13 МэВ | 3 МэВ | 11 МэВ |
| Ширина бины | 5 МэВ | 3 МэВ | 1 МэВ |
| Модель фитирования | 12 МэВ | 5 МэВ | 6 МэВ |
| Суммарная | 18 МэВ | 7 МэВ | 13 МэВ |

| Резонанс | Масса МэВ | Γ (МэВ) |
|---------------|-----------------|-----------------|
| $\rho^0(770)$ | 769.3 ± 0.8 | 152 ± 0.8 |
| $f_0(980)$ | 980 ± 10 | 40 to 100 |
| $f_2(1270)$ | 1275 ± 1.2 | 184.3 ± 3.4 |

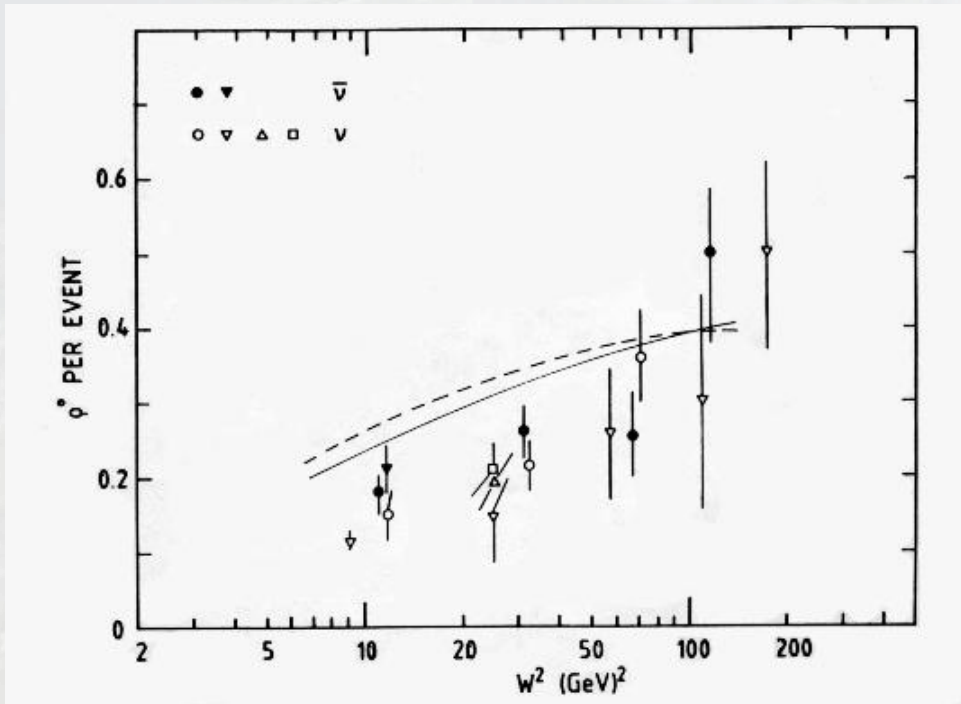
Систематика (ширины)

PDG

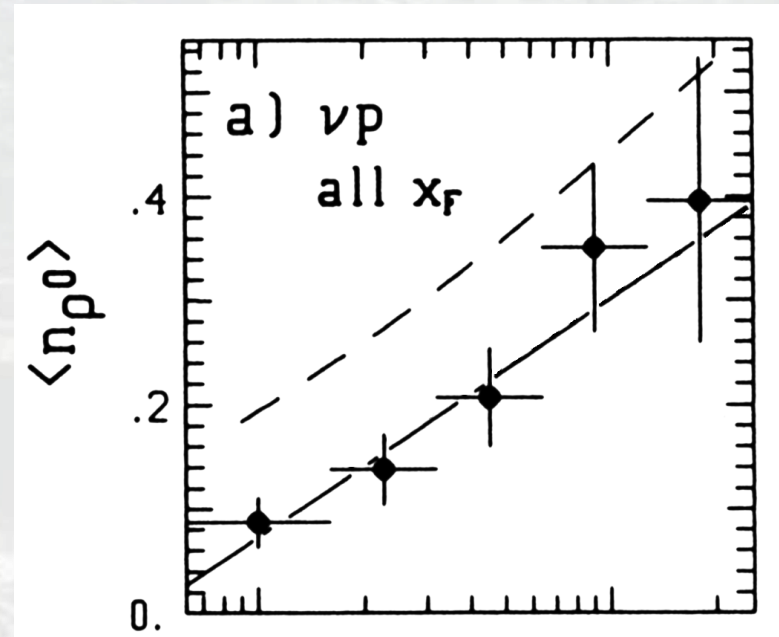
Распределение по W^2



Что у предшественников?



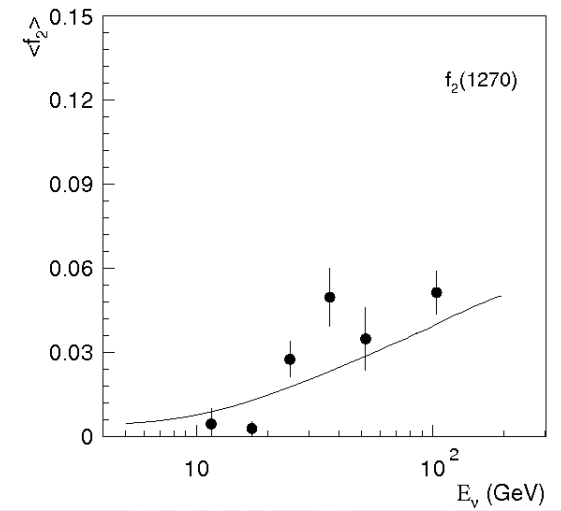
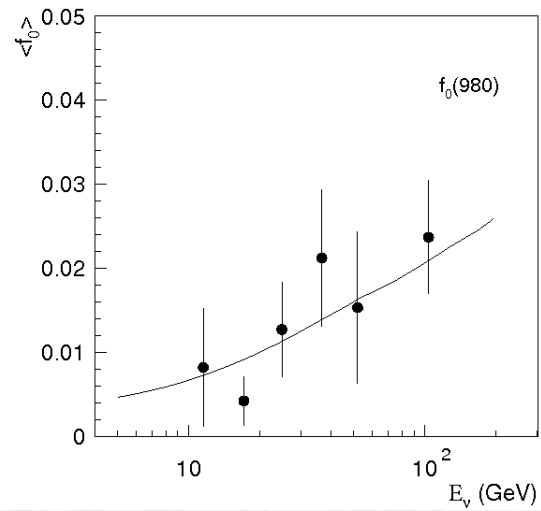
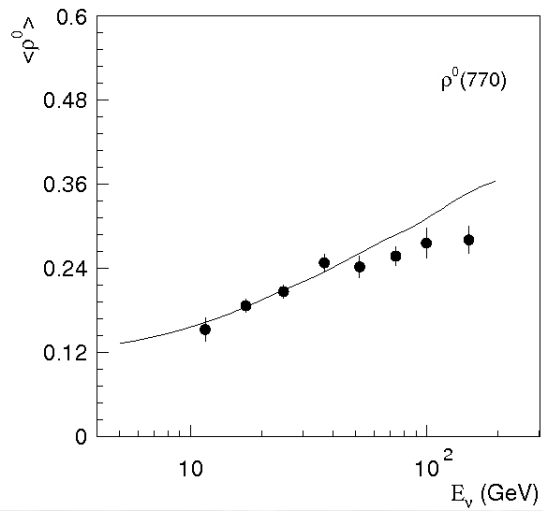
BEBC 1986г.



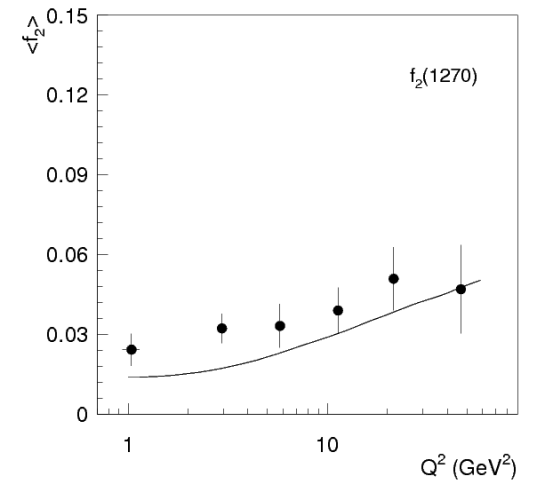
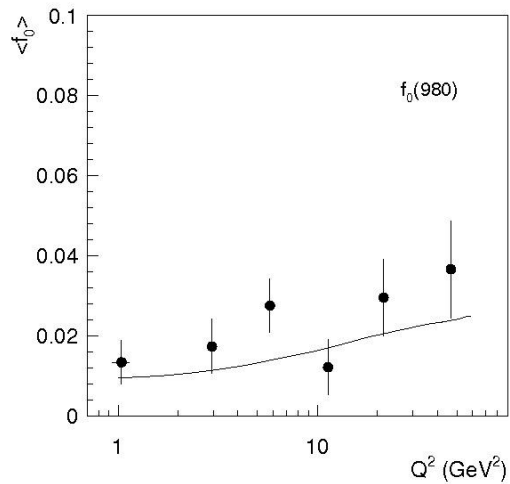
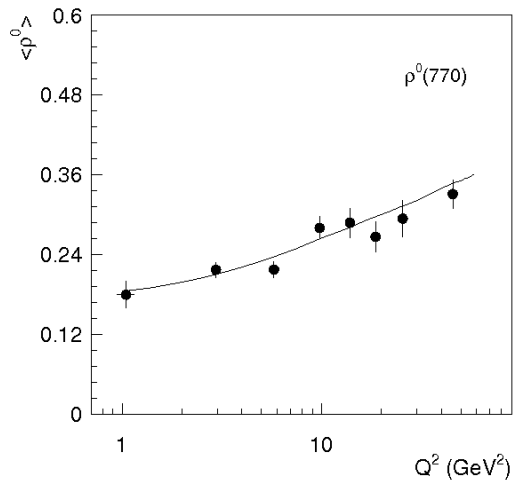
BEBC 1991г.

Предсказания модели Лунда на 60-70% выше их экспериментальных данных.

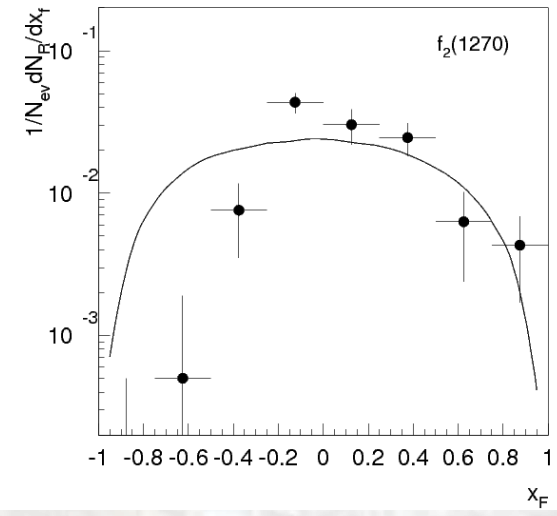
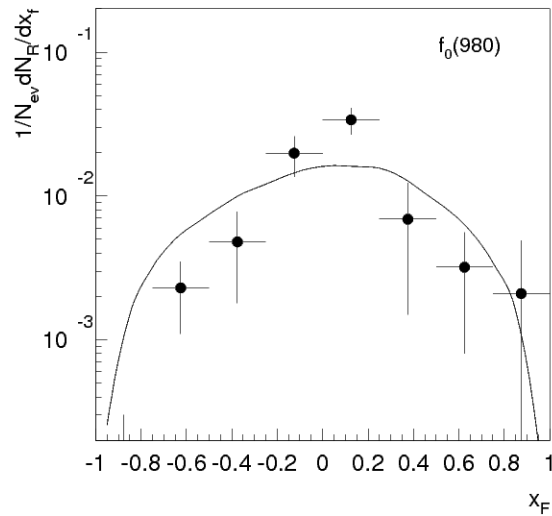
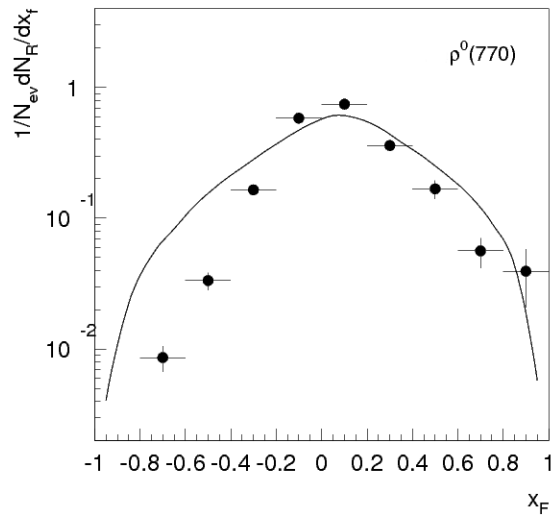
Распределение по E_ν



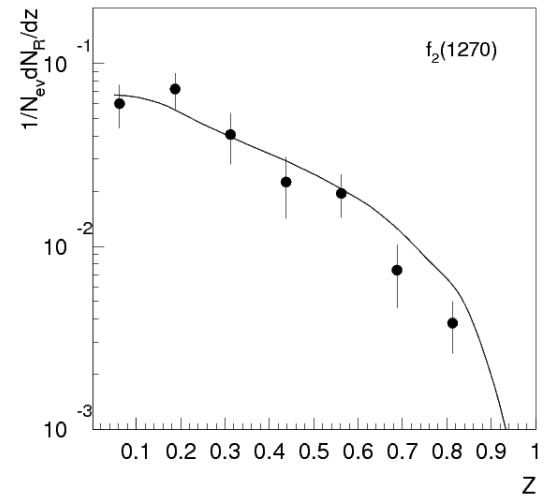
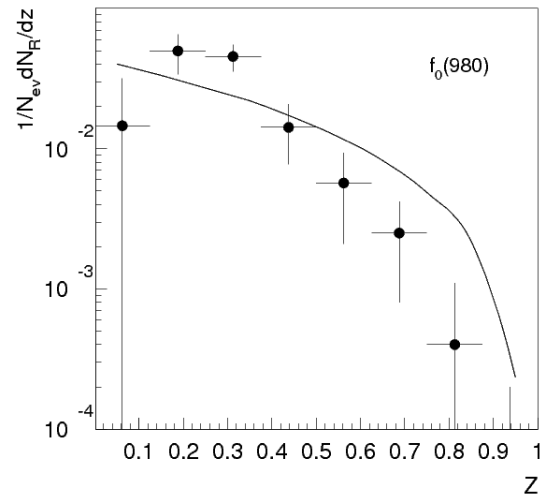
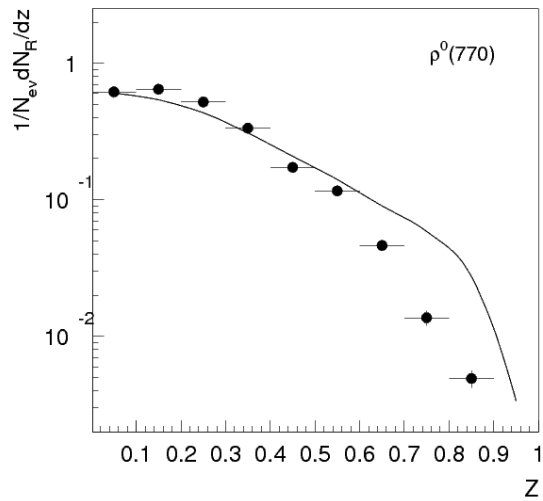
Распределение по Q^2



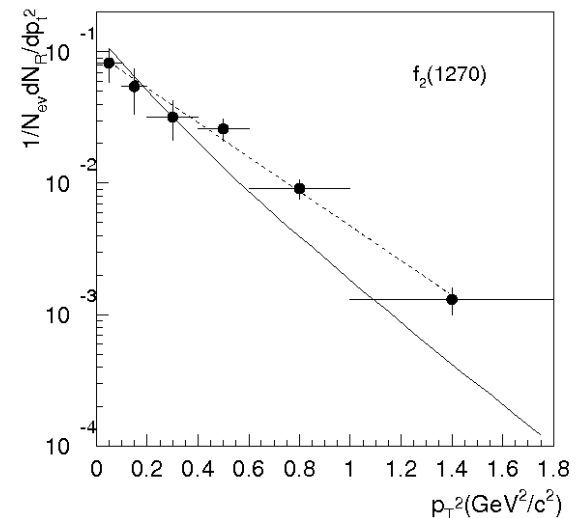
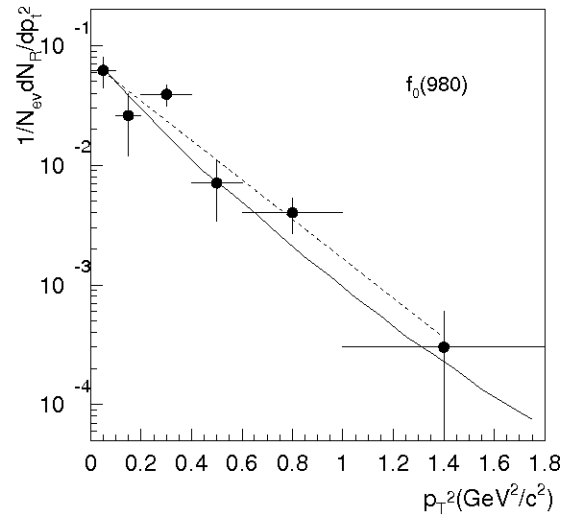
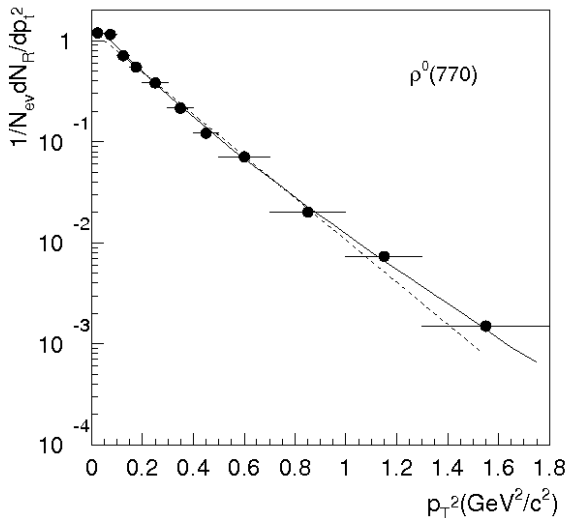
Распределение по X_F



Распределение по Z

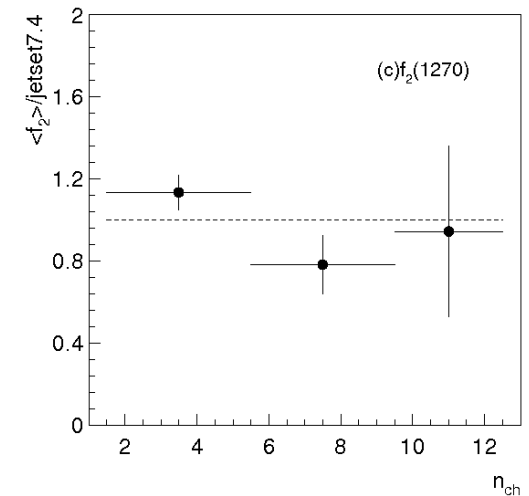
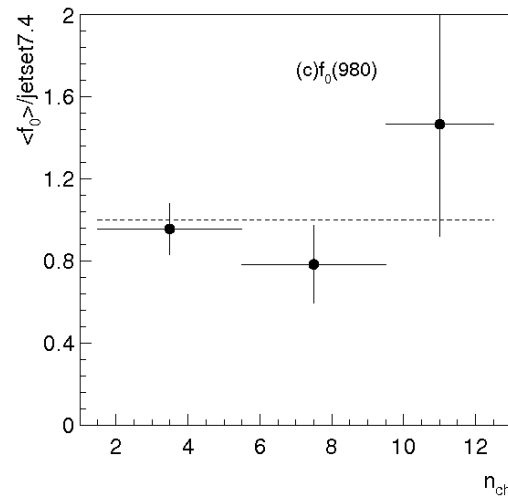
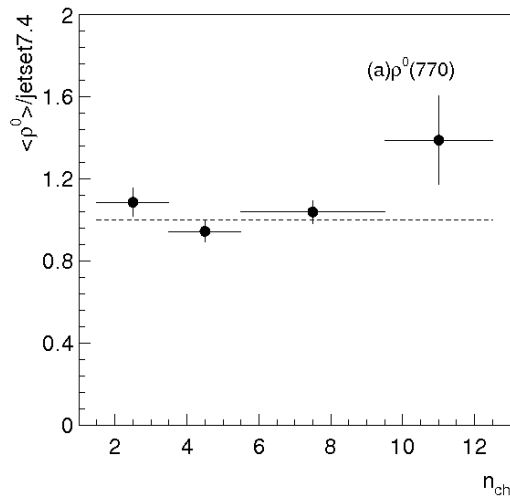


Распределение по P_T^2



Сплошная линия – предсказание модели Лунда.
Пунктирная прямая – фит экспонентой.

Проверка модели Грибова



Мы сравнили зависимость от адронной множественности в нашем интервале для $f_0(980)$ с предсказаниями теории Грибова. Клоуз и др. заметили, что сигнатурой грибовского вакуумного состояния должен быть повышенный выход событий с малыми множественностями адронов.

Заключение

- 1) Разработана методика выделения эксклюзивных каналов: квазиупругих реакций нейтрино, реакции $\nu p \rightarrow \mu \Delta^{++} (1232)$, однопионных каналов.
- 2) Разработана методика выделения инклюзивного образования адронных резонансов.
- 3) Определены полные и дифференциальные $d\sigma/dQ^2$ сечения квазиупругих взаимодействий нейтрино и антинейтрино с нуклонами ядер CF_3Br в области энергий 3-30 ГэВ. Из анализа полного и дифференциального сечения получено значение параметра M_A в рамках V-A - теории квазиупругих взаимодействий нейтрино и антинейтрино.
- 4) Определены полное и дифференциальное сечения эксклюзивного процесса $\nu p \rightarrow \mu \Delta^{++} (1232)$ в нейтринных взаимодействиях заряженного тока. Из фита сечений получено значение параметра релятивистской кварковой модели $M_A = 1,01 \pm 0,09 \text{ ГэВ}/c^2$. Исследованы все однопионные каналы взаимодействия нейтрино и антинейтрино, построены их полные сечения, получены значения M_A .
- 5) В рамках модели внутриядерного каскада установлено, что пион от распада $\Delta(1232)$, не теряет энергию на преодоление ядерного потенциала.
- 6) Исследовано инклюзивное образование $\rho^0(770)$ в нейтринных взаимодействиях заряженного тока в области энергий 3 ÷ 30 ГэВ. Определен средний выход $\rho^0(770)$ мезонов в нейтринных взаимодействиях на ядрах CF_3Br . Показано, что $10 \pm 2\%$ отрицательных пионов в эксперименте SKAT происходят от $\rho^0(770)$ мезонов.

- 7) Исследована зависимость $\rho^0(770)$ мезонов от эффективной массы адронной системы. Показано, что средний выход $\rho^0(770)$ мезонов растет логарифмически с W^2 , что согласуется с другими нейтринными экспериментами.
- 8) Анализ дифференциальных распределений по X_F и Z для $\rho^0(770)$ мезонов показывает, что большая часть $\rho^0(770)$ -мезонов в эксперименте SKAT образуется в области фрагментации тока.
- 9) Из сравнения наших данных с данными других экспериментов видно, что при больших W^2 ($>9\text{ГэВ}^2$ и Z ($>0.3-0.4$)) ядро слабо влияет на средний выход $\rho^0(770)$ -мезонов.
- 10) В эксперименте NOMAD инклюзивное образование мезонного резонанса $\rho^0(770)$ в нейтрино-ядерных взаимодействиях было изучено со статистической точностью существенно лучшей, чем в предыдущих экспериментах.
- 11) Был осуществлен поиск других резонансов, распадающихся на $\pi^+ \pi^-$ -пары. Впервые в нейтринных взаимодействиях был наблюден $f_0(980)$ -мезон (на уровне 6.0 стандартных отклонений).
- 12) Наблюден явный сигнал от резонанса $f_2(1270)$. Его наличие в нейтринных взаимодействиях твердо установлено (на уровне 6.4 стандартных отклонений).

15) Глобальный фит распределения по массе $\pi^+ \pi^-$ -пар позволил определить массы и ширины резонансов $\rho^0(770)$, $f_0(980)$, $f_2(1270)$ с высокой точностью.

16) Были измерены средние множественности резонансов $\rho^0(770)$, $f_0(980)$, $f_2(1270)$ как функции W^2 , Q^2 и других кинематических переменных.

Полученные результаты сравнивались с Монте-Карло симуляцией, основанной на программах LEPTO6.1 - JETSET7.4. Хорошее согласие наблюдалось в большинстве распределений. Измерение выходов резонансов $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ позволило установить новые значения параметров модели, которые качественно улучшили описание экспериментальных данных.

17) Проведено сравнение с предсказаниями модели Грибова зависимость от адронной множественности в нашем интервале W выходов $f_0(980)$. Показано, что ожидаемый в данной модели повышенный выход $f_0(980)$ -мезонов в событиях с малыми множественностями адронов не наблюдается.