Рождение $f_1(1285)$ мезона на встречных e^+e^- пучках

А.С. Руденко[1,2]

[1]Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
[2]Новосибирский государственный университет

3 апреля 2020 / ИЯФ, Новосибирск

Доклад основан на работах:

A.S. Rudenko, PRD 96 (2017) 076004,

A.I. Milstein, A.S. Rudenko, PLB 800 (2020) 135117

$f_1(1285)$ мезон: $I^G\left(J^{PC}\right) = 0^+\left(1^{++}\right)$

$$m_f = 1281.9 \pm 0.5 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_f = 22.7 \pm 1.1 \text{ МэВ} \quad \text{[PDG]}$$

Идея исследования рождения C-чётных адронных резонансов на e^+e^- коллайдерах выдвинута ещё в 1960-х годах [Altarelli *et al.*, Nuovo Cim. A 47 (1967) 113]

С тех пор проведено несколько экспериментов по поиску прямого рождения C-чётных резонансов в e^+e^- столкновениях, $e^+e^- \to R$

Были установлены экспериментальные ограничения на электронные ширины некоторых C-чётных мезонов:

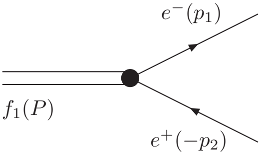
$$\Gamma\left(\eta'(958) \to e^+e^-\right) < 0.002 \text{ эВ (90\% C.L.)}$$
$$\Gamma\left(f_2(1270) \to e^+e^-\right) < 0.11 \text{ эВ (90\% C.L.)}$$
$$\Gamma\left(a_2(1320) \to e^+e^-\right) < 0.56 \text{ эВ (90\% C.L.)}$$

Объяснение малости этих электронных ширин:

C-чётные мезоны распадаются на e^+e^- через два виртуальных фотона $\Rightarrow$ ширины Γ содержат малый множитель α^4, где $\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры

В ИЯФ СО РАН проходит эксперимент по поиску прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- аннигиляции, $e^+e^- \to f_1(1285)$ [Achasov *et al.*, PLB 800 (2020) 135074]

Поэтому возникла необходимость получить теоретические предсказания для ширины распада $\Gamma(f_1(1285) \to e^+e^-)$ и, соответственно, сечения прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- столкновениях, $\sigma(e^+e^- \to f_1(1285))$



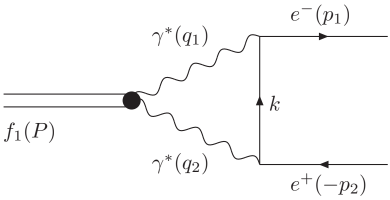
P- и C-чётная инвариантная амплитуда:

$$\mathcal{M}\left(f_1(1285) \to e^+e^-\right) = F_A \alpha^2 \widetilde{e}_\mu \bar{u} \gamma^\mu \gamma^5 v$$

Здесь F_A – безразмерная константа связи, $m_e = 0$

Ширина распада: $\Gamma\left(f_1(1285) \to e^+e^-\right) = \dfrac{\alpha^4 |F_A|^2}{12\pi} m_f$

Естественно считать $|F_A| \sim 1 \Rightarrow \Gamma\left(f_1(1285) \to e^+e^-\right) \sim 0.1$ эВ



Амплитуда перехода $f_1(1285) \to \gamma^*\gamma^*$ параметризуется двумя безразмерными формфакторами $F_1\left(q_1^2, q_2^2\right)$ и $F_2\left(q_1^2, q_2^2\right)$:

$$\mathcal{M}\left(f_1(1285) \to \gamma^*\gamma^*\right) = \frac{\alpha}{m_f^2} i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\Big\{F_1\left(q_1^2, q_2^2\right) q_1^\mu e_1^{*\nu} q_2^\rho e_2^{*\sigma}\, \widetilde{e}^{\,\tau} (q_1 - q_2)_\tau$$
$$+ F_2\left(q_1^2, q_2^2\right) q_1^\mu e_1^{*\nu}\, \widetilde{e}^{\,\rho} \left[q_2^\sigma e_2^{*\lambda} q_{2\lambda} - e_2^{*\sigma} q_2^2\right] + F_2\left(q_2^2, q_1^2\right) q_2^\mu e_2^{*\nu}\, \widetilde{e}^{\,\rho} \left[q_1^\sigma e_1^{*\lambda} q_{1\lambda} - e_1^{*\sigma} q_1^2\right]\Big\}$$

Структура при формфакторе F_1 соответствует поляризационному состоянию TT (поляризации обоих фотонов поперечны), структура при формфакторе F_2 – комбинации состояний TT и LT. Состояние LL (поляризации обоих фотонов продольны) запрещено законами сохранения

$$\mathcal{M}\left(f_1(1285) \to \gamma^*\gamma^*\right) = \frac{\alpha}{m_f^2} i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \Big\{ F_1\left(q_1^2, q_2^2\right) q_1^\mu e_1^{*\nu} q_2^\rho e_2^{*\sigma}\, \tilde{e}^\tau (q_1 - q_2)_\tau$$

$$+ F_2\left(q_1^2, q_2^2\right) q_1^\mu e_1^{*\nu}\, \tilde{e}^\rho \left[q_2^\sigma e_2^{*\lambda} q_{2\lambda} - e_2^{*\sigma} q_2^2 \right] + F_2\left(q_2^2, q_1^2\right) q_2^\mu e_2^{*\nu}\, \tilde{e}^\rho \left[q_1^\sigma e_1^{*\lambda} q_{1\lambda} - e_1^{*\sigma} q_1^2 \right] \Big\}$$

Из-за бозе-симметрии формфактор $F_1\left(q_1^2, q_2^2\right)$ должен быть антисимметричным, $F_1\left(q_1^2, q_2^2\right) = -F_1\left(q_2^2, q_1^2\right)$

Распад $f_1(1285) \to \gamma\gamma$ запрещён по теореме Ландау-Янга $\Rightarrow$ амплитуда обращается в нуль, когда оба фотона на массовой поверхности. Первое слагаемое обращается в нуль, т.к. $F_1(0,0) = 0$, остальные слагаемые равны нулю, т.к. $q^2 = 0$ и $e^\lambda q_\lambda = 0$ для реальных фотонов

Амплитуда распада $f_1(1285) \to e^+e^-$, которая соответствует однопетлевой диаграмме:

$$\mathcal{M}(f_1(1285) \to e^+e^-) = \frac{4\pi i \alpha^2}{m_f^2} \Bigg\{ -4\,\widetilde{e}^{\mu} P^{\nu} \bar{u}\gamma^{\lambda}\gamma^5 v \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{k_\mu k_\nu k_\lambda}{k^2 q_1^2 q_2^2} F_1\left(q_1^2, q_2^2\right)$$

$$- 2\,\widetilde{e}^{\mu} \bar{u}\gamma^{\nu}\gamma^5 v \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{k_\mu k_\nu}{k^2 q_1^2 q_2^2} \left[F_2\left(q_1^2, q_2^2\right) q_2^2 + F_2\left(q_2^2, q_1^2\right) q_1^2 \right]$$

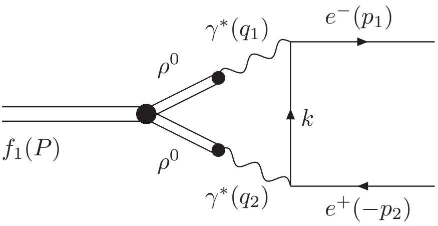
$$+ \widetilde{e}_{\mu} \bar{u}\gamma^{\mu}\gamma^5 v \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 q_1^2 q_2^2} \Big[F_2\left(q_1^2, q_2^2\right) \left\{ k^2(p_1p_2 + p_1k - p_2k) - 2q_2^2(p_1k) + 2q_2^2k^2 \right\}$$

$$+ F_2\left(q_2^2, q_1^2\right) \left\{ k^2(p_1p_2 + p_1k - p_2k) + 2q_1^2(p_2k) + 2q_1^2k^2 \right\} \Big] \Bigg\},$$

где $P = p_1 + p_2$, $q_1 = p_1 - k$ и $q_2 = p_2 + k$

Явный вид формфакторов $F_1\left(q_1^2, q_2^2\right)$ и $F_2\left(q_1^2, q_2^2\right)$ неизвестен $\Rightarrow$ нужно найти параметризацию, которая будет находиться в согласии с экспериментальными данными

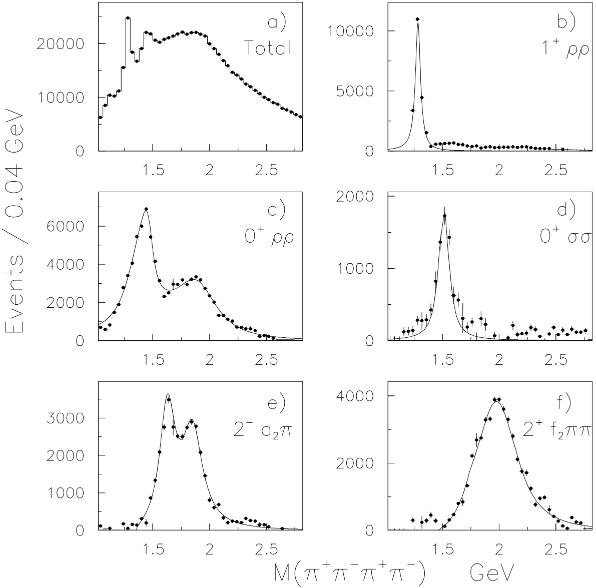
Для нахождения такой параметризации действуем в духе модели векторной доминантности и предполагаем, что главный вклад в амплитуду $\mathcal{M}(f_1(1285) \to e^+e^-)$ даёт промежуточное состояние, когда оба виртуальных фотона взаимодействуют с $f_1(1285)$ мезоном посредством промежуточных ρ^0 мезонов



Аргументы в пользу такой модели:

- Экспериментальные данные [Barberis *et al.*, PLB 471 (2000) 440] показывают, что один из основных распадов $f_1(1285)$ мезона, распад $f_1(1285) \to 4\pi$, относительная вероятность которого составляет около 33%, происходит главным образом через промежуточное $\rho\rho$ состояние
- Ещё одним свидетельством в пользу сильного $f_1(1285)\rho^0\rho^0$ взаимодействия является довольно большая, около 5.5%, относительная вероятность радиационного распада $f_1(1285) \to \rho^0\gamma$

Barberis *et al.*, PLB 471 (2000) 440



Ограничения на параметры модели можно получить из экспериментальных данных о распаде $f_1(1285) \to \rho^0\gamma$

$$\mathcal{M}\left(f_1(1285) \to \rho^0\gamma\right) = \frac{\alpha}{m_f^2} i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\left\{g_1 p^\mu \epsilon^{*\nu} q^\rho e^{*\sigma}\, \widetilde{e}^\tau (p-q)_\tau - m_\rho^2 g_2 \widetilde{e}^\mu \epsilon^{*\nu} q^\rho e^{*\sigma}\right\}$$

Здесь g_1 и g_2 – комплексные константы связи

Структура при константе g_1 соответствует поляризационному состоянию T, а структура при константе g_2 – комбинации поляризационных состояний T и L

T – поляризация ρ^0 мезона поперечна
L – поляризация ρ^0 мезона продольна

В итоге, мы записываем формфакторы F_1 и F_2 в следующем виде:

$$F_1\left(q_1^2, q_2^2\right) = \frac{g_1 g_{\rho\gamma}\left(m_\rho^2 - i m_\rho \Gamma_\rho\right)\left(q_2^2 - q_1^2\right)}{\left(q_1^2 - m_\rho^2 + i m_\rho \Gamma_\rho\right)\left(q_2^2 - m_\rho^2 + i m_\rho \Gamma_\rho\right)}$$

$$F_2\left(q_1^2, q_2^2\right) = \frac{g_2 g_{\rho\gamma}\left(m_\rho^2 - i m_\rho \Gamma_\rho\right)\left(-m_\rho^2\right)}{\left(q_1^2 - m_\rho^2 + i m_\rho \Gamma_\rho\right)\left(q_2^2 - m_\rho^2 + i m_\rho \Gamma_\rho\right)}$$

$m_\rho = 775.26$ МэВ и $\Gamma_\rho = 147.8$ МэВ – масса и ширина ρ^0 мезона,
$g_{\rho\gamma}$ – безразмерная константа связи перехода $\rho^{0*} \to \gamma^*$,

$$\mathcal{M}\left(\rho^{0*} \to \gamma^*\right) = g_{\rho\gamma}\left(q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu\right)\epsilon^\mu e^{*\nu} \Rightarrow g_{\rho\gamma} = \sqrt{\frac{3\Gamma\left(\rho^0 \to e^+ e^-\right)}{\alpha m_\rho}} \approx 0.06$$

Обсудим теперь, какие ограничения на константы g_1 и g_2 следуют из экспериментальных данных

Ширина распада $f_1(1285) \to \rho^0\gamma$:

$$\Gamma\left(f_1(1285) \to \rho^0\gamma\right) = \frac{\alpha^2}{96\pi} m_f (1-\xi)^3 \times \left[(1-\xi)^2|g_1|^2 + \xi(1+\xi)|g_2|^2 + 2\xi(1-\xi)|g_1||g_2|\cos\delta\right],$$

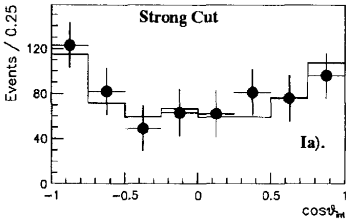
где $\xi = m_\rho^2/m_f^2 \approx 0.37$

Поскольку в амплитуде структуры при константах g_1 и g_2 не соответствуют различным поляризационным состояниям ρ^0 мезона, интерференционный член в квадрате амплитуды не исчезает после суммирования по поляризациям. В результате ширина распада $f_1(1285) \to \rho^0\gamma$ зависит от относительной фазы $\delta = \phi_1 - \phi_2$ комплексных констант g_1 и g_2

Помимо $\Gamma(f_1(1285) \to \rho^0\gamma)$ ещё одно соотношение между $|g_1|$, $|g_2|$ и δ можно получить из данных эксперимента коллаборации VES [Amelin *et al.*, Z. Phys. C 66 (1995) 71], в котором измерены угловые распределения в распаде $f_1(1285) \to \rho^0\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma$:

$$\left|\mathcal{M}\left(f_1(1285) \to \rho^0\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma\right)\right|^2 \propto \rho_{LL}\cos^2\theta + \rho_{TT}\sin^2\theta,$$

где ρ_{LL} и ρ_{TT} – элементы матрицы плотности, отвечающие продольно и поперечно поляризованным ρ^0 мезонам, соответственно; θ – угол между импульсами π^+ мезона и фотона в системе покоя ρ^0 мезона



Распределение событий по $\cos\theta$ явно похоже на $\cos^2\theta \Rightarrow \rho_{LL} \gg \rho_{TT}$

Экспериментальное значение отношения

$$r = \frac{\rho_{LL}}{\rho_{TT}} = 3.9 \pm 0.9 \pm 1.0$$

можно использовать для получения ограничений на константы g_1 и g_2

В нашей модели:

$$r = \frac{2\xi|g_2|^2}{(1-\xi)^2|g_1|^2 + \xi^2|g_2|^2 + 2\xi(1-\xi)|g_1||g_2|\cos\delta}$$

Из экспериментальных данных $\mathcal{B}\left(f_1(1285) \to \rho^0\gamma\right) = (5.5 \pm 1.3)\%$ и $r = 3.9 \pm 0.9 \pm 1.0$ в нашей модели можно найти абсолютную величину константы g_2:

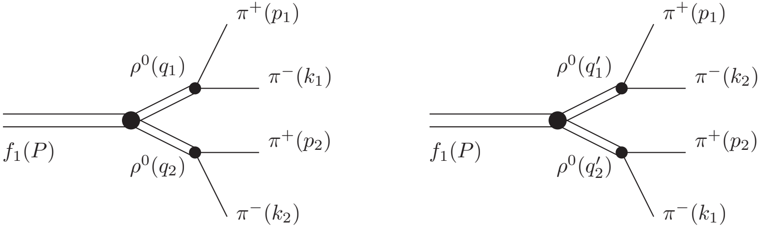
$$\alpha|g_2| = 1.49 \pm 0.20$$

К сожалению, из экспериментальных данных о распаде $f_1(1285) \to \rho^0\gamma$ невозможно получить точное значение $|g_1|$. Можно только выразить $|g_1|$ через $\cos\delta$ $\Rightarrow$ в нашей модели остаётся только один свободный параметр – фаза δ

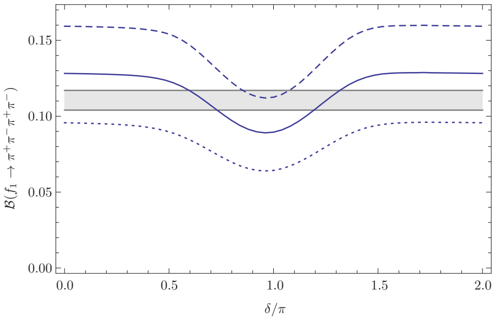
Учитывая, что $-1 \le \cos\delta \le 1$, получаем

$$0.16 \le \alpha|g_1| \le 1.87$$

Экспериментальные данные [Barberis *et al.*, PLB 471 (2000) 440] указывают на то, что основной вклад в распад $f_1(1285) \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ даёт промежуточное состояние с двумя виртуальными ρ^0 мезонами



Сравним результаты наших вычислений с экспериментальным значением, $\mathcal{B}(f_1(1285) \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) = \left(11.0^{+0.7}_{-0.6}\right)\,\%$



Сплошная линия – относительная вероятность $\mathcal{B}(f_1(1285) \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$, вычисленная для средних значений всех величин.
Штриховая и пунктирная линии – отклонение 1σ.
Горизонтальная полоса – экспериментальное значение

Предсказания нашей модели совпадают со средним экспериментальным значением 11.0% при одном из двух возможных значений фазы:

$$\boldsymbol{\delta \approx 0.67\,\pi} \quad \text{либо} \quad \boldsymbol{\delta \approx 1.25\,\pi}$$

Обратимся теперь к вычислению $\Gamma(f_1(1285) \to e^+e^-)$

Для константы F_A в нашей модели получаем следующий результат:

$$F_A = -\alpha g_1\,(0.22 + 0.25i) - \alpha g_2\,(0.75 + 0.57i)$$

Удобно выделить зависимость величины $|F_A|^2$ от фазы δ:

$$|F_A|^2 = \left| e^{i\delta} \cdot \alpha |g_1| \cdot (0.22 + 0.25i) + \alpha |g_2| \cdot (0.75 + 0.57i) \right|^2$$

В итоге получаем

$$|F_A| \approx \begin{cases} 1.17 & \text{при } \delta \approx 0.67\,\pi, \\ 1.20 & \text{при } \delta \approx 1.25\,\pi \end{cases}$$

Наши предсказания для ширины распада $f_1(1285) \to e^+e^-$:

$$\boldsymbol{\Gamma(f_1(1285) \to e^+e^-) \approx \begin{cases} 0.13\ \text{эВ} & \text{при } \delta \approx 0.67\,\pi, \\ 0.14\ \text{эВ} & \text{при } \delta \approx 1.25\,\pi \end{cases}}$$

Наивная оценка $\Gamma(f_1(1285) \to e^+e^-) \sim 0.1$ эВ хорошо согласуется с этими значениями

Относительная вероятность распада $f_1(1285) \to e^+e^-$:

$$\boldsymbol{\mathcal{B}(f_1(1285) \to e^+e^-) \approx \begin{cases} 5.5 \cdot 10^{-9} & \text{при } \delta \approx 0.67\,\pi, \\ 5.8 \cdot 10^{-9} & \text{при } \delta \approx 1.25\,\pi \end{cases}}$$

Значение, полученное в эксперименте ИЯФ [PLB 800 (2020) 135074]:

$$\boldsymbol{\mathcal{B}(f_1(1285) \to e^+e^-) = \left(5.1^{+3.7}_{-2.7}\right) \cdot 10^{-9}}$$

Полное сечение прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- аннигиляции:

$$\sigma(e^+e^- \to f_1(1285)) = \frac{12\pi}{m_f^2}\mathcal{B}(f_1(1285) \to e^+e^-)$$

Наши теоретические предсказания:

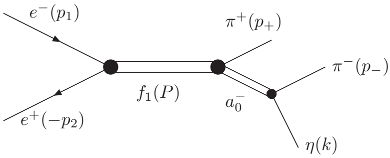
$$\boldsymbol{\sigma(e^+e^- \to f_1(1285)) \approx \begin{cases} 49 \text{ пб} & \text{при } \delta \approx 0.67\,\pi, \\ 52 \text{ пб} & \text{при } \delta \approx 1.25\,\pi \end{cases}}$$

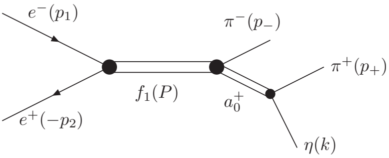
Значение, полученное в эксперименте ИЯФ [PLB 800 (2020) 135074]:

$$\boldsymbol{\sigma(e^+e^- \to f_1(1285)) = 45^{+33}_{-24} \text{ пб}}$$

Поскольку основным каналом распада $f_1(1285)$ мезона является распад $f_1(1285) \to \eta\pi\pi$, относительная вероятность которого составляет около 52%, для экспериментального изучения прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- столкновениях можно использовать процесс аннигиляции $e^+e^- \to f_1(1285) \to \eta\pi\pi$

Распад $f_1(1285) \to \eta\pi\pi$ происходит главным образом через промежуточные скалярные мезоны $a_0(980)$, которые так же, как и π мезоны, образуют изотриплет. Относительная вероятность такого канала распада составляет приблизительно 70%. Под конечным состоянием $\eta\pi\pi$ здесь понимается как состояние $\eta\pi^+\pi^-$, в котором оба π мезона являются заряженными, так и состояние $\eta\pi^0\pi^0$, в котором оба π мезона являются нейтральными

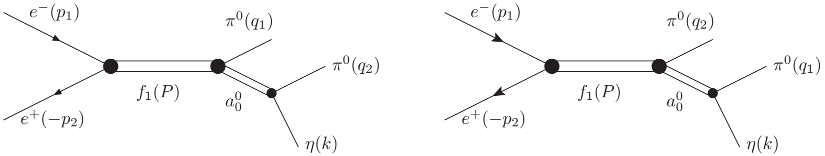




Наши теоретические предсказания:

$$\boldsymbol{\sigma\left(e^+e^- \to f_1(1285) \to a_0^\pm(980)\pi^\mp \to \eta\pi^+\pi^-\right) \approx 12\ \text{пб},}$$

как при значении фазы $\delta \approx 0.67\,\pi$, так и при значении $\delta \approx 1.25\,\pi$



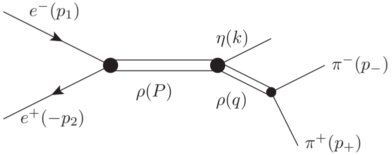
Наши теоретические предсказания:

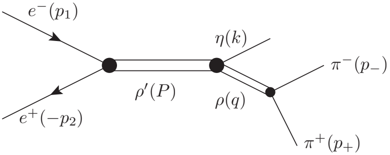
$$\boldsymbol{\sigma\left(e^+e^- \to f_1(1285) \to a_0^0(980)\pi^0 \to \eta\pi^0\pi^0\right) \approx 6 \text{ пб},}$$

как при значении фазы $\delta \approx 0.67\,\pi$, так и при значении $\delta \approx 1.25\,\pi$

Несмотря на то, что сечение $\sigma\left(e^+e^- \to f_1(1285) \to \eta\pi^0\pi^0\right)$ в два раза меньше, чем сечение $\sigma\left(e^+e^- \to f_1(1285) \to \eta\pi^+\pi^-\right)$, процесс $e^+e^- \to f_1(1285) \to \eta\pi^0\pi^0$ является более удобным для изучения прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- столкновениях, чем процесс $e^+e^- \to f_1(1285) \to \eta\pi^+\pi^-$. Дело в том, что реакция аннигиляции $e^+e^- \to \eta\pi^0\pi^0$ протекает только через C-чётное двухфотонное промежуточное состояние. Таким образом, для процесса $e^+e^- \to f_1(1285) \to \eta\pi^0\pi^0$ отсутствует фон от C-нечётной однофотонной аннигиляции, и соответствующее сечение можно измерить непосредственно.

Напротив, реакция аннигиляции $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$ протекает главным образом через C-нечётное однофотонное промежуточное состояние. Сечение этой реакции было измерено при полной энергии в системе центра масс в диапазоне от 1.22 до 2 ГэВ [Aulchenko *et al.*, PRD 91 (2015) 052013]. Экспериментальные данные хорошо описываются моделью векторной доминантности с промежуточными векторными мезонами $\rho = \rho(770)$ и $\rho' = \rho(1450)$. При этом анализ спектра инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ мезонов показывает, что в нём доминирует промежуточное состояние $\rho(770)$





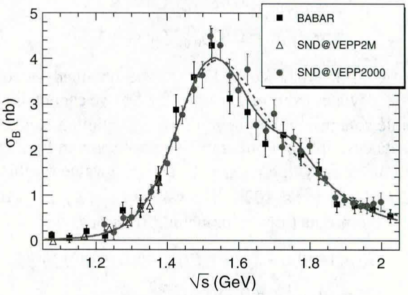


FIG. 7 (color online). The Born cross section for $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$ measured in this (SND@VEPP2000) and previous experiments (*BABAR* [4] and SND@VEPP2M [5]). The solid curve is the result of the VMD fit with the $\rho(770)$, $\rho(1450)$ and $\rho(1700)$ resonances. The dashed curve is the same fit without the $\rho(1700)$ contribution.

При энергии $\sqrt{s} = 1278$ МэВ, приблизительно равной массе $f_1(1285)$ мезона, экспериментальное значение сечения $\sigma\left(e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-\right)$ равно 490 ± 130 (стат.) пб

Таким образом, измерение сечения $\sigma\left(e^+e^- \to f_1(1285) \to \eta\pi^+\pi^-\right)$ представляет собой очень сложную задачу, так как оно подавлено дополнительным малым множителем α^2 по сравнению с сечением однофотонного процесса $e^+e^- \to \rho \to \eta\pi^+\pi^-$

Одной из возможностей преодолеть эту трудность является исследование процесса $e^+e^- \to f_1(1285) \to \eta\pi^+\pi^-$ посредством C-нечётных эффектов, которые возникают из-за интерференции C-чётной двухфотонной и C-нечётной однофотонной амплитуд

C-нечётная однофотонная амплитуда:

$$\mathcal{M}_1(e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-) = \frac{if_{\rho\pi\pi}}{q^2 - m_\rho^2 + i\sqrt{q^2}\Gamma_\rho\left(q^2\right)}$$
$$\times\left(\frac{f_{\rho ee}f_{\rho\rho\eta}}{s - m_\rho^2 + i\sqrt{s}\,\Gamma_\rho(s)} + \frac{f_{\rho' ee}f_{\rho'\rho\eta}}{s - m_{\rho'}^2 + i\sqrt{s}\,\Gamma_{\rho'}(s)}\right)\epsilon_{\lambda\nu\sigma\tau}p_-^\lambda p_+^\nu k^\sigma \bar{v}\gamma^\tau u$$

C-чётная двухфотонная амплитуда:

$$\mathcal{M}_2(e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-) = \frac{-iF_A\alpha^2 g_{f\pi a}g_{a\pi\eta}m_a}{s - m_f^2 + im_f\Gamma_f}$$
$$\times\,\bar{v}\left(\frac{\hat{p}_+}{(k+p_-)^2 - m_a^2 + im_a\Gamma_a} + \frac{\hat{p}_-}{(k+p_+)^2 - m_a^2 + im_a\Gamma_a}\right)\gamma^5 u$$

Определим зарядовую асимметрию в процессе $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$ как

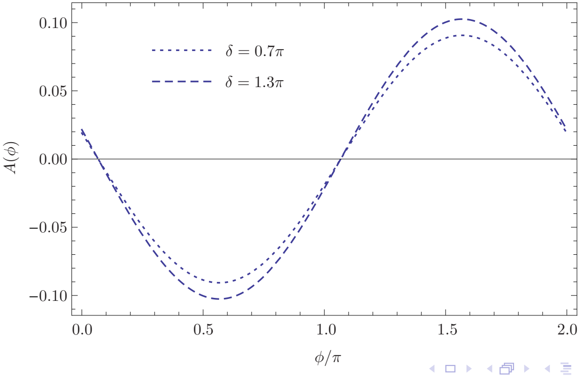
$$A = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} = \frac{\sigma^+_{int}}{\sigma^+_1 + \sigma^+_2}$$

где $\sigma^+ = \sigma^+_1 + \sigma^+_2 + \sigma^+_{int}$ – сечение реакции $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$, проинтегрированное по фазовому объёму в области $\{\cos\theta_\eta > 0, \cos\theta_\pi > 0\}$, аналогично $\sigma^- = \sigma^-_1 + \sigma^-_2 + \sigma^-_{int}$ – сечение реакции $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$, проинтегрированное по фазовому объёму в области $\{\cos\theta_\eta > 0, \cos\theta_\pi < 0\}$

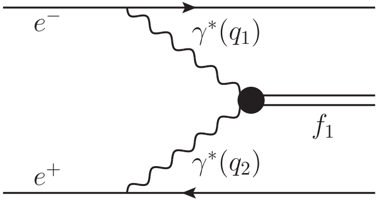
Здесь θ_η – угол между импульсами η мезона и позитрона в системе центра масс начальных электрона и позитрона, θ_π – угол между импульсами π^+ мезона и η мезона в системе центра масс $\pi^+\pi^-$ мезонов

Помимо фазы δ интерференционный член σ^+_{int} содержит ещё один свободный параметр – относительную фазу ϕ, возникающую из-за того, что произведение соответствующих констант связи является, вообще говоря, комплексным числом:

$$F_A g_{f\pi a} g_{a\pi\eta} f^*_{\rho\pi\pi} = |F_A g_{f\pi a} g_{a\pi\eta} f_{\rho\pi\pi}|\, e^{i\phi}$$



Однако, оказалось, что предсказания этой модели для процесса $e^+e^- \to e^+e^- f_1(1285)$ недостаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными



Коллаборация L3 [Achard *et al.*, PLB 526 (2002) 269] исследовала зависимость сечения рождения $f_1(1285)$ мезона в столкновении реального и виртуального фотонов, $\sigma(\gamma\gamma^* \to f_1(1285))$, от виртуальности второго фотона $Q^2 = -q_2^2 > 0$

$$\sigma(\gamma\gamma^* \to f_1(1285)) = \frac{48\pi\widetilde{\Gamma}_{\gamma\gamma}\Gamma_f}{\left(s - m_f^2\right)^2 + m_f^2\Gamma_f^2} \left(1 + \frac{Q^2}{m_f^2}\right) \frac{Q^2}{m_f^2} \left(1 + \frac{Q^2}{2m_f^2}\right) F_0\left(Q^2\right)$$

Здесь $F_0\left(Q^2\right)$ – эффективный формфактор

$$F_0\left(Q^2\right) = \frac{1}{(1 + Q^2/\Lambda_0^2)^4}$$

где Λ_0 – свободный параметр, экспериментальное значение которого было получено в результате фитирования: $\Lambda_0 = 1.04 \pm 0.06 \pm 0.05$ ГэВ

Наша модель в приближении $\Gamma_\rho \ll m_\rho$:

$$F_0\left(Q^2\right) = \frac{1}{\left(1 + Q^2/m_\rho^2\right)^2}$$

Коллаборацией L3 было проведено исследование такого формфактора и показано, что он не согласуется с экспериментальными данными

Для описания $e^+e^- \to e^+e^- f_1(1285)$ нужна другая модель!

Формфакторы для амплитуды перехода $f_1(1285) \to \gamma^*\gamma^*$:

$$F_1\left(q_1^2, q_2^2\right) = \frac{g_1 m_f^3 (q_2^2 - q_1^2)}{q(q_1^2 - \mu_\rho^2)(q_2^2 - \mu_\rho^2)},$$

$$F_2\left(q_1^2, q_2^2\right) = \frac{g_2 m_f^5}{q(q_1^2 - \mu_\rho^2)(q_2^2 - \mu_\rho^2)},$$

где g_1 и g_2 – константы, $\mu_\rho^2 = m_\rho^2 - i m_\rho \Gamma_\rho$. Величина q в знаменателях выглядит следующим образом:

$$q = \frac{1}{m_f}\sqrt{\nu^2 - q_1^2 q_2^2}, \quad \text{где} \quad \nu = q_1 q_2 = \frac{1}{2}\left(m_f^2 - q_1^2 - q_2^2\right),$$

и в системе покоя $f_1(1285)$ мезона равна абсолютному значению импульса фотонов, $q = |\boldsymbol{q}_1| = |\boldsymbol{q}_2|$

Формфакторы для амплитуды перехода $f_1(1285) \to \rho^{0*}\rho^{0*}$:

$$F_1^{\rho\rho}\left(q_1^2, q_2^2\right) = \frac{\tilde{g}_1 m_f^3 \left(q_2^2 - q_1^2\right)}{q}, \quad F_2^{\rho\rho}\left(q_1^2, q_2^2\right) = \frac{\tilde{g}_2 m_f^5}{q},$$

где $g_1 = (ef_\rho)^2 \tilde{g}_1$ и $g_2 = (ef_\rho)^2 \tilde{g}_2$. Здесь ef_ρ – константа перехода ρ^0 мезона в фотон:

$$ef_\rho = \sqrt{\frac{3\Gamma_{\rho\to ee} m_\rho^3}{4\pi\alpha}}$$

Формфакторы для амплитуды перехода $f_1(1285) \to \rho^{0*}\gamma^*$:

$$F_1^{\rho\gamma}\left(q_1^2, q_2^2\right) = \frac{(ef_\rho)\tilde{g}_1 m_f^3 (q_2^2 - q_1^2)}{q(q_2^2 - \mu_\rho^2)}, \quad F_2^{\rho\gamma}\left(q_1^2, q_2^2\right) = \frac{(ef_\rho)\tilde{g}_2 m_f^5}{q(q_2^2 - \mu_\rho^2)}.$$

Из экспериментальных данных о ширине распада $f_1(1285) \to \rho^0\gamma$ и данных коллаборации VES о распаде $f_1(1285) \to \rho^0\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma$ можно найти

$$|g_2| = (2.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}\,,$$

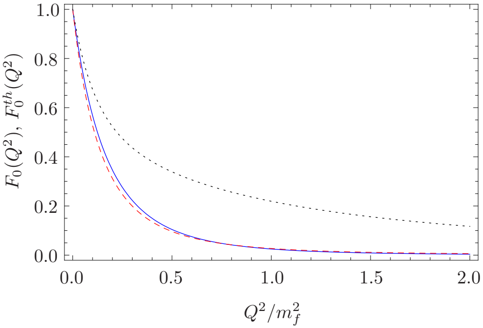
$$\left|\frac{g_1}{g_2}\right| = \frac{\cos\phi + \sqrt{b/a^2 - \sin^2\phi}}{1 - a^2}\,,$$

где ϕ – относительная фаза констант g_1 и g_2, $g_1/g_2 = |g_1/g_2|\,e^{i\phi}$, $a = m_\rho/m_f \approx 0.6$,

$$b = \left|\frac{(1-a^2)F_1^{\rho\gamma}(m_\rho^2,0) + a^2 F_2^{\rho\gamma}(m_\rho^2,0)}{aF_2^{\rho\gamma}(m_\rho^2,0)}\right|^2 = \frac{2}{r} = 0.51 \pm 0.18$$

Сечение $\sigma(\gamma\gamma^* \to f_1(1285))$ содержит формфактор $F_0\left(Q^2\right)$, который в новой модели равен

$$F_0^{th}\left(Q^2\right) = \frac{2 + x|1-(1+x)g_1/g_2|^2}{(2+x)(1+x)^2(1+x/a^2)^2}, \quad \text{где} \quad x = \frac{Q^2}{m_f^2}$$



$F_0\left(Q^2\right)$ – сплошная линия, $F_0^{th}\left(Q^2\right)$ при $\phi = \pi$ – штриховая линия, $F_0^{th}\left(Q^2\right)$ при $\phi = 0$ – пунктирная линия. Видно, что $\boldsymbol{\phi \approx \pi}$

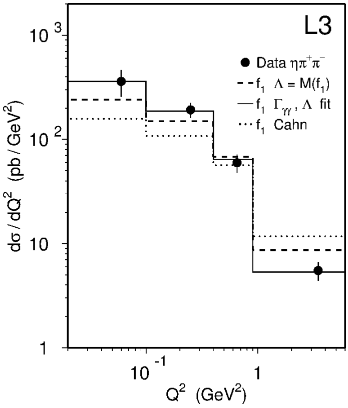
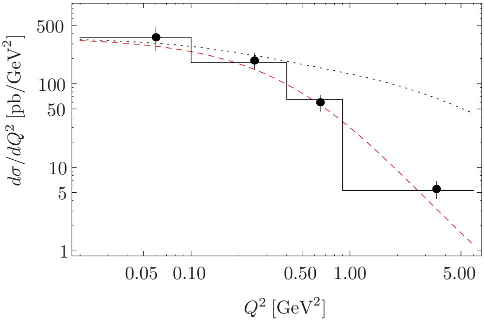


Fig. 5. Experimental differential cross section $d\sigma/dQ^2$ compared to calculations of the GaGaRes Monte Carlo (dashed line) and to the calculations of Cahn [11] (dotted line). The full line is a fit of the data with the GaGaRes model, with Λ and $\tilde{\Gamma}_{\gamma\gamma}$ as free parameters.

Дифференциальное сечение $d\sigma\left(e^+e^- \to e^+e^- f_1(1285)\right)/dQ^2$



Дифференциальное сечение $d\sigma\left(e^+e^- \to e^+e^- f_1(1285)\right)/dQ^2$

Экспериментальные данные – точки и сплошная линия,
наша модель с формфактором $F_0^{th}\left(Q^2\right)$ при $\phi = \pi$ – штриховая линия,
$F_0^{th}\left(Q^2\right)$ при $\phi = 0$ – пунктирная линия

Наши теоретические предсказания в новой модели для сечения процесса $e^+e^- \to f_1(1285)$:

$$\boldsymbol{\sigma(e^+e^- \to f_1(1285)) \approx \begin{cases} (6 \pm 2)\ \text{пб} & \text{при } \phi = 0, \\ (31 \pm 16)\ \text{пб} & \text{при } \phi = \pi \end{cases}}$$

Значение, полученное в эксперименте ИЯФ [PLB 800 (2020) 135074]:

$$\boldsymbol{\sigma(e^+e^- \to f_1(1285)) = 45^{+33}_{-24}\ \text{пб}}$$

- Предложена параметризация электромагнитных формфакторов $f_1(1285)$ мезона [A.S. Rudenko, PRD 96 (2017) 076004], которая хорошо согласуется с экспериментальными данными о распаде $f_1(1285) \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ и о процессе прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- столкновениях, $e^+e^- \to f_1(1285)$. С использованием этой параметризации получены теоретические предсказания для электронной ширины распада $f_1(1285)$ мезона и, соответственно, полного сечения прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- аннигиляции, $\sigma(e^+e^- \to f_1(1285)) \approx 50$ пб. Это значение хорошо согласуется с недавно полученным экспериментальным результатом, $\sigma(e^+e^- \to f_1(1285)) = 45^{+33}_{-24}$ пб [Achasov *et al.*, PLB 800 (2020) 135074]
- С использованием предложенной параметризации формфакторов $f_1(1285)$ мезона вычислена зарядовая асимметрия в процессе $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$, возникающая из-за интерференции между C-чётной двухфотонной амплитудой $e^+e^- \to f_1(1285) \to \eta\pi^+\pi^-$ и C-нечётной однофотонной амплитудой $e^+e^- \to \rho \to \eta\pi^+\pi^-$. Согласно нашим вычислениям величина этой асимметрии может быть довольно большой, порядка 10%

Заключение

- Поскольку предложенная параметризация формфакторов $f_1(1285)$ мезона недостаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными о процессе $e^+e^- \to e^+e^- f_1(1285)$, найдена другая параметризация формфакторов $f_1(1285)$ мезона [A.I. Milstein, A.S. Rudenko, PLB 800 (2020) 135117], которая находится в согласии со всеми имеющимися экспериментальными результатами, в том числе и для процесса $e^+e^- \to e^+e^- f_1(1285)$

Спасибо за внимание!