ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2021, том 84, № 2, с. 180–184

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ФОРМФАКТОРЫ $f_1(1285)$-МЕЗОНА

© 2021 г. А. С. Руденко[1),2)*]

Поступила в редакцию 22.04.2020 г.; после доработки 22.04.2020 г.; принята к публикации 22.04.2020 г.

Рассмотрены параметризации электромагнитных формфакторов $f_1(1285)$-мезона. С использованием этих параметризаций получены теоретические предсказания для полного сечения прямого рождения $f_1(1285)$-мезона в e^+e^--аннигиляции, $\sigma(e^+e^- \to f_1(1285))$.

DOI: 10.31857/S0044002721010165

1. ВВЕДЕНИЕ

Идея исследования рождения C-четных адронных резонансов на e^+e^--коллайдерах была выдвинута еще в 1960-х гг. [1]. С тех пор было проведено несколько экспериментов по поиску прямого рождения C-четных резонансов в e^+e^--столкновениях, $e^+e^- \to R$. Были установлены экспериментальные ограничения на электронные ширины некоторых C-четных мезонов [2–4]:

$$\Gamma\left(\eta'(958) \to e^+e^-\right) < 0.002 \text{ эВ (90\% C.L.)}, \quad (1)$$
$$\Gamma\left(f_2(1270) \to e^+e^-\right) < 0.11 \text{ эВ (90\% C.L.)},$$
$$\Gamma\left(a_2(1320) \to e^+e^-\right) < 0.56 \text{ эВ (90\% C.L.)}.$$

Малость этих ширин объясняется, в частности, тем, что C-четные мезоны распадаются на e^+e^--пару через два виртуальных фотона, поэтому ширины содержат малый множитель α^4, где $\alpha \approx \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры.

В настоящее время в ИЯФ СО РАН проходит эксперимент по поиску прямого рождения 1^{++} мезона $f_1(1285)$ в e^+e^--аннигиляции, $e^+e^- \to \to f_1(1285)$ [5]. 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, $\sigma(e^+e^- \to f_1(1285))$.

2. РОЖДЕНИЕ $f_1(1285)$-МЕЗОНА В ПРОЦЕССЕ $e^+e^- \to f_1(1285)$

Распад $f_1(1285)$-мезона на e^+e^--пару происходит через два виртуальных фотона, как показано на рис. 1. Амплитуда перехода $f_1(1285) \to \gamma^*\gamma^*$ параметризуется двумя безразмерными формфакторами $F_1\left(q_1^2, q_2^2\right)$ и $F_2\left(q_1^2, q_2^2\right)$:

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

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, поэтому нужно найти их феноменологическую параметризацию. Экспериментальные данные [6] показывают, что один из основных распадов $f_1(1285)$-мезона, $f_1(1285) \to 4\pi$, происходит главным образом через промежуточное $\rho\rho$-состояние. Таким образом, для нахождения параметризации действуем в духе модели векторной доминантности и предполагаем, что главный вклад в амплитуду $\mathcal{M}(f_1(1285) \to e^+e^-)$ дает промежуточное состояние, когда оба виртуальных фотона взаимодействуют с $f_1(1285)$-мезоном посредством промежуточных ρ^0-мезонов.

Ограничения на параметры модели можно получить из экспериментальных данных о распаде

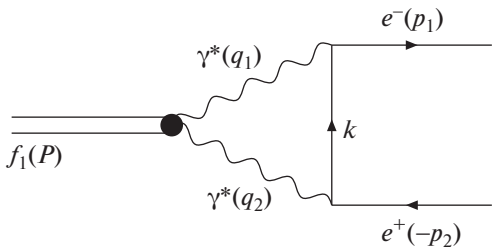

Рис. 1. Диаграмма распада $f_1(1285) \to e^+e^-$.

[1)]Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.
[2)]Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.
[*]E-mail: a.s.rudenko@inp.nsk.su

$f_1(1285) \to \rho^0\gamma$, амплитуда которого выглядит следующим образом:

$$\mathcal{M}\left(f_1(1285) \to \rho^0\gamma\right) = \tag{3}$$
$$= \frac{\alpha}{m_f^2} i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\Big\{g_1 p^\mu \epsilon^{*\nu} q^\rho e^{*\sigma} \widetilde{e}^\tau (p-q)_\tau -$$
$$- m_\rho^2 g_2 \widetilde{e}^\mu \epsilon^{*\nu} q^\rho e^{*\sigma}\Big\},$$

где g_1 и g_2 — комплексные константы.

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

$$F_1\left(q_1^2, q_2^2\right) = \tag{4}$$
$$= \frac{g_1 g_{\rho\gamma}\left(m_\rho^2 - i m_\rho \Gamma_\rho\right)\left(q_2^2 - q_1^2\right)}{\left(q_1^2 - m_\rho^2 + i m_\rho \Gamma_\rho\right)\left(q_2^2 - m_\rho^2 + i m_\rho \Gamma_\rho\right)},$$

$$F_2\left(q_1^2, q_2^2\right) = \tag{5}$$
$$= \frac{g_2 g_{\rho\gamma}\left(m_\rho^2 - i m_\rho \Gamma_\rho\right)\left(-m_\rho^2\right)}{\left(q_1^2 - m_\rho^2 + i m_\rho \Gamma_\rho\right)\left(q_2^2 - m_\rho^2 + i m_\rho \Gamma_\rho\right)},$$

где m_ρ и Γ_ρ — масса и ширина ρ^0-мезона, $g_{\rho\gamma}$ — безразмерная константа перехода $\rho^{0*} \to \gamma^*$,

$$\mathcal{M}\left(\rho^{0*} \to \gamma^*\right) = \tag{6}$$
$$= g_{\rho\gamma}\left(q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu\right)\epsilon^\mu e^{*\nu} \Rightarrow g_{\rho\gamma} =$$
$$= \sqrt{\frac{3\Gamma\left(\rho^0 \to e^+e^-\right)}{\alpha m_\rho}} \approx 0.06.$$

Обсудим теперь, какие ограничения на константы g_1 и g_2 следуют из экспериментальных данных. Ширина распада $f_1(1285) \to \rho^0\gamma$ зависит от относительной фазы $\delta = \phi_1 - \phi_2$ комплексных констант g_1 и g_2:

$$\Gamma\left(f_1(1285) \to \rho^0\gamma\right) = \tag{7}$$
$$= \frac{\alpha^2}{96\pi} m_f (1-\xi)^3 \Big[(1-\xi)^2 |g_1|^2 +$$
$$+ \xi(1+\xi)|g_2|^2 + 2\xi(1-\xi)|g_1||g_2|\cos\delta\Big],$$

где $\xi = m_\rho^2/m_f^2 \approx 0.37$. Помимо $\Gamma(f_1(1285) \to \rho^0\gamma)$ еще одно соотношение между $|g_1|$, $|g_2|$ и δ можно получить из данных эксперимента коллаборации VES [7], в котором измерены угловые распределения в распаде $f_1(1285) \to \rho^0\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma$:

$$\left|\mathcal{M}\left(f_1(1285) \to \rho^0\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma\right)\right|^2 \propto \tag{8}$$
$$\propto \rho_{LL}\cos^2\theta + \rho_{TT}\sin^2\theta,$$

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. Экспериментальное значение отношения

$$r = \frac{\rho_{LL}}{\rho_{TT}} = 3.9 \pm 0.9 \pm 1.0 \tag{9}$$

можно использовать для получения ограничений на константы g_1 и g_2.

В нашей модели

$$r = \tag{10}$$
$$= \frac{2\xi|g_2|^2}{(1-\xi)^2|g_1|^2 + \xi^2|g_2|^2 + 2\xi(1-\xi)|g_1||g_2|\cos\delta},$$

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

$$\alpha|g_2| = 1.49 \pm 0.20. \tag{11}$$

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 $\cos\delta$. Таким образом, в нашей модели остается только один свободный параметр — фаза δ. Учитывая, что $-1 \le \cos\delta \le 1$, получаем

$$0.16 \lesssim \alpha|g_1| \lesssim 1.87. \tag{12}$$

Рассмотрим теперь распад $f_1(1285) \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, основной вклад в который дает промежуточное состояние с двумя виртуальными ρ^0-мезонами. Детали вычислений приведены в работе [8]. Сравнение результатов этих вычислений с экспериментальным значением $\mathcal{B}(f_1(1285) \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) = \left(11.0^{+0.7}_{-0.6}\right)\%$ показано на рис. 2. Наши теоретические предсказания совпадают со средним экспериментальным значением 11.0% при одном из двух возможных значений фазы:

$$\delta \approx 0.67\pi \quad \text{либо} \quad \delta \approx 1.25\pi. \tag{13}$$

В итоге мы получаем следующие результаты для ширины распада $f_1(1285) \to e^+e^-$:

$$\Gamma(f_1(1285) \to e^+e^-) \approx \tag{14}$$
$$\approx \begin{cases} 0.13 \text{ эВ} & \text{при } \delta \approx 0.67\pi, \\ 0.14 \text{ эВ} & \text{при } \delta \approx 1.25\pi, \end{cases}$$

для относительной вероятности распада $f_1(1285) \to e^+e^-$:

$$\mathcal{B}(f_1(1285) \to e^+e^-) \approx \tag{15}$$
$$\approx \begin{cases} 5.5 \times 10^{-9} & \text{при } \delta \approx 0.67\pi, \\ 5.8 \times 10^{-9} & \text{при } \delta \approx 1.25\pi, \end{cases}$$

и для полного сечения прямого рождения $f_1(1285)$-мезона в e^+e^--аннигиляции:

$$\sigma(e^+e^- \to f_1(1285)) \approx \tag{16}$$

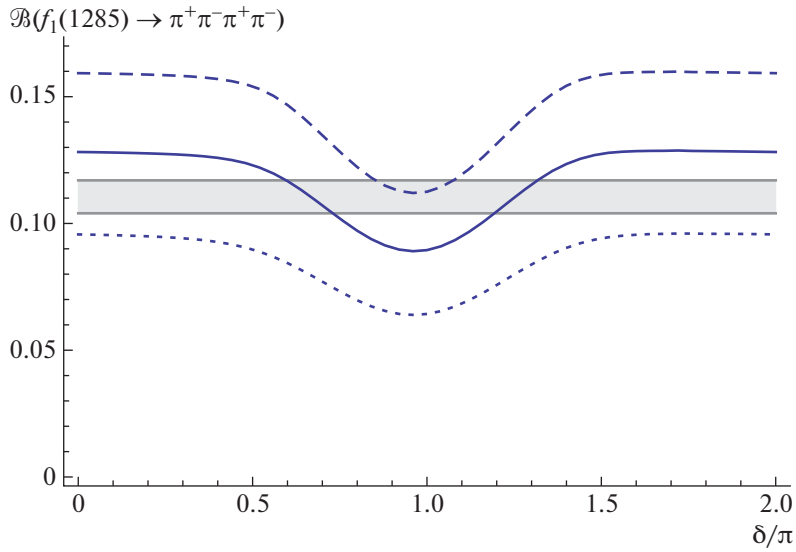

Рис. 2. Относительная вероятность $\mathcal{B}(f_1(1285) \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ как функция фазы δ. Кривые: сплошная — относительная вероятность $\mathcal{B}(f_1(1285) \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$, вычисленная для средних значений всех величин; штриховая и точечная — отклонение 1σ. Горизонтальная полоса — экспериментальное значение.

$$\approx \begin{cases} 49 \text{ пбн} & \text{при } \delta \approx 0.67\pi, \\ 52 \text{ пбн} & \text{при } \delta \approx 1.25\pi. \end{cases}$$

Соответствующие значения, полученные в эксперименте [5]:

$$\mathcal{B}(f_1(1285) \to e^+e^-) = \left(5.1^{+3.7}_{-2.7}\right) \times 10^{-9}, \quad (17)$$

$$\sigma(e^+e^- \to f_1(1285)) = 45^{+33}_{-24} \text{ пбн}. \quad (18)$$

3. РОЖДЕНИЕ $f_1(1285)$-МЕЗОНА В ПРОЦЕССЕ $e^+e^- \to e^+e^-f_1(1285)$

Коллаборация L3 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 $Q^2 = -q_2^2 > 0$ [9]. Сечение соответствующего процесса равно:

$$\sigma(\gamma\gamma^* \to f_1(1285)) = \quad (19)$$
$$= \frac{48\pi\widetilde{\Gamma}_{\gamma\gamma}\Gamma_f}{\left(s - m_f^2\right)^2 + m_f^2\Gamma_f^2}\left(1 + \frac{Q^2}{m_f^2}\right) \times$$
$$\times \frac{Q^2}{m_f^2}\left(1 + \frac{Q^2}{2m_f^2}\right) F_0\left(Q^2\right).$$

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

$$F_0\left(Q^2\right) = \frac{1}{\left(1 + Q^2/\Lambda_0^2\right)^4}, \quad (20)$$

где Λ_0 — свободный параметр, экспериментальное значение которого было получено в результате фитирования: $\Lambda_0 = 1.04 \pm 0.06 \pm 0.05$ ГэВ. Рассмотренная нами ранее модель предсказывает следующий вид этого формфактора в приближении $\Gamma_\rho \ll m_\rho$:

$$F_0\left(Q^2\right) = \frac{1}{\left(1 + Q^2/m_\rho^2\right)^2}. \quad (21)$$

Коллаборацией L3 было проведено исследование такого формфактора и показано, что он не согласуется с экспериментальными данными [9]. Таким образом, для описания процесса $e^+e^- \to e^+e^-f_1(1285)$ нужна другая параметризация формфакторов $f_1(1285)$-мезона. Такая параметризация была впервые рассмотрена в работе [10].

В новой модели формфакторы для амплитуды перехода $f_1(1285) \to \gamma^*\gamma^*$ равны:

$$F_1\left(q_1^2, q_2^2\right) = \frac{g_1 m_f^3 (q_2^2 - q_1^2)}{q(q_1^2 - \mu_\rho^2)(q_2^2 - \mu_\rho^2)}, \quad (22)$$
$$F_2\left(q_1^2, q_2^2\right) = \frac{g_2 m_f^5}{q(q_1^2 - \mu_\rho^2)(q_2^2 - \mu_\rho^2)},$$

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:

$$q = \frac{1}{m_f}\sqrt{\nu^2 - q_1^2 q_2^2}, \quad (23)$$

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

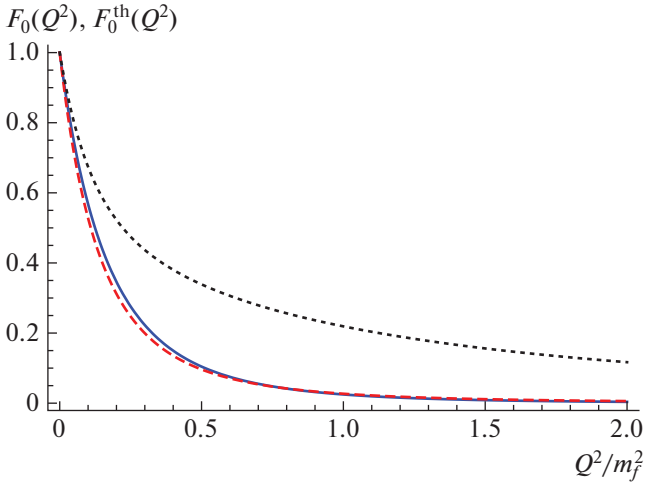

Рис. 3. Сравнение функций $F_0\left(Q^2\right)$ (сплошная кривая), $F_0^{\rm th}\left(Q^2\right)$ при $\phi=\pi$ (штриховая) и $F_0^{\rm th}\left(Q^2\right)$ при $\phi=0$ (точечная). При всех остальных значениях фазы ϕ график функции $F_0^{\rm th}\left(Q^2\right)$ лежит в области между штриховой и точечной кривыми.

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

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

$$F_1^{\rho\rho}\left(q_1^2,q_2^2\right)=\frac{\tilde g_1 m_f^3\left(q_2^2-q_1^2\right)}{q}, \qquad (24)$$

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

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:

$$ef_\rho=\sqrt{\frac{3\Gamma_{\rho\to ee}m_\rho^3}{4\pi\alpha}}. \qquad (25)$$

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

$$F_1^{\rho\gamma}\left(q_1^2,q_2^2\right)=\frac{(ef_\rho)\tilde g_1 m_f^3(q_2^2-q_1^2)}{q(q_2^2-\mu_\rho^2)}, \qquad (26)$$

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

Из экспериментальных данных о ширине распада $f_1(1285)\to\rho^0\gamma$ и данных коллаборации VES о распаде $f_1(1285)\to\rho^0\gamma\to\pi^+\pi^-\gamma$ [7] можно найти

$$|g_2|=(2.9\pm0.4)\times10^{-4}, \qquad (27)$$

$$\left|\frac{g_1}{g_2}\right|=\frac{\cos\phi+\sqrt{b/a^2-\sin^2\phi}}{1-a^2}, \qquad (28)$$

где ϕ — относительная фаза констант g_1 и g_2, $g_1/g_2=|g_1/g_2|\,e^{i\phi}$, $a=m_\rho/m_f\approx0.6$,

$$b=\left|\frac{(1-a^2)F_1^{\rho\gamma}(m_\rho^2,0)+a^2F_2^{\rho\gamma}(m_\rho^2,0)}{aF_2^{\rho\gamma}(m_\rho^2,0)}\right|^2= \qquad (29)$$

$$=\frac{2}{r}=0.51\pm0.18.$$

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

$$F_0^{\rm th}\left(Q^2\right)=\frac{2+x|1-(1+x)g_1/g_2|^2}{(2+x)(1+x)^2(1+x/a^2)^2}, \qquad (30)$$

$$\text{где}\quad x=\frac{Q^2}{m_f^2}.$$

Сравнение функций $F_0\left(Q^2\right)$ и $F_0^{\rm th}\left(Q^2\right)$ показано на рис. 3.

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

$$\sigma(e^+e^-\to f_1(1285))\approx \qquad (31)$$

$$\approx\begin{cases}(6\pm2)\text{ пбн} & \text{при } \phi=0,\\ (31\pm16)\text{ пбн} & \text{при } \phi=\pi.\end{cases}$$

Из сравнения этого результата с экспериментальным значением (18), а также из рис. 3 видно, что $\phi\approx\pi$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена параметризация электромагнитных формфакторов $f_1(1285)$-мезона, 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, $\sigma(e^+e^-\to f_1(1285))\approx50$ пбн. Это значение хорошо согласуется с недавно полученным экспериментальным результатом, $\sigma(e^+e^-\to\to f_1(1285))=45^{+33}_{-24}$ пбн [5]. Однако, поскольку обсуждаемая параметризация недостаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными о процессе $e^+e^-\to e^+e^-f_1(1285)$, рассмотрена другая параметризация формфакторов $f_1(1285)$-мезона, которая находится в согласии с этими экспериментальными данными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Altarelli, S. De Gennaro, E. Celeghini, G. Longhi, and R. Gatto, Nuovo Cimento A **47**, 113 (1967).
2. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **91**, 092010 (2015) [arXiv: 1504.01245].
3. R. R. Akhmetshin *et al.* (CMD-3 Collab.), Phys. Lett. B **740**, 273 (2015) [arXiv: 1409.1664].
4. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Lett. B **492**, 8 (2000) [hep-ex/0009048].
5. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Lett. B **800**, 135074 (2020) [arXiv: 1906.03838].
6. WA102 Collab. (D. Barberis *et al.*), Phys. Lett. B **471**, 440 (2000) [hep-ex/9912005].
7. VES Collab. (D. V. Amelin *et al.*), Z. Phys. C **66**, 71 (1995).
8. A. S. Rudenko, Phys. Rev. D **96**, 076004 (2017) [arXiv: 1707.00545].
9. L3 Collab. (P. Achard *et al.*), Phys. Lett. B **526**, 269 (2002) [hep-ex/0110073].
10. A. I. Milstein and A. S. Rudenko, Phys. Lett. B **800**, 135117 (2020) [arXiv: 1909.07938].

FORM FACTORS OF $f_1(1285)$ MESON

A. S. Rudenko[1),2)]

[1)] *Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia*
[2)] *Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

Parameterizations of the electromagnetic form factors of $f_1(1285)$-meson are considered. Using these parameterizations theoretical predictions for the total cross section of the direct $f_1(1285)$-meson production in e^+e^--annihilation, $\sigma(e^+e^- \to f_1(1285))$, are obtained.