Учет промежуточных аксиально векторных состояний в электромагнитных распадах $[ho(770), \omega(782)] o \gamma[\pi, \eta]$ в модели НИЛ

 $M. K. Волков^{1)}, A. A. Пивоваров^{1)}$

Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 19 августа 2019 г. После переработки 19 августа 2019 г. Принята к публикации 20 августа 2019 г.

Рассмотрены хорошо известные электромагнитные распады $[\rho(770), \omega(782)] \to \gamma[\pi, \eta]$ в рамках модели Намбу–Иона-Лазинио. Учтены вклады от промежуточных переходов между аксиально векторными и псевдоскалярными вершинами. При этом были использованы недавно полученные с помощью этой модели вершины $[f_1(1285), a_1(1260)] \to \gamma[\rho(770), \omega(782)]$. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

DOI: 10.1134/S0370274X19180048

В последнее время возродился интерес к измерению электромагнитных распадов мезонов, идущих через кварковые петли аномального типа [1, 2]. Исследования процессов электромагнитных распадов адронов, идущих через аномальные вершины, имеют давнюю историю. Эти процессы обычно описываются кварковыми треугольными диаграммами аномального типа в различных кирально симметричных моделях [3–5]. В стандартной модели Намбу-Иона-Лазинио (НИЛ) такие процессы также рассматривались несколько лет назад [6-9]. В частности, были описаны распады $[\rho(770), \omega(782)] \to \gamma[\pi, \eta]$. При этом полученные результаты, как правило, несколько превышали экспериментальные значения. Простейшие поправки, связанные с учетом рождения псевдоскалярных мезонов через промежуточные аксиально векторные состояния, при этом не рассматривались. Важность учета переходов через аксиально векторные состояния была подчеркнута в работах [7, 10, 11]. Недавно удалось получить вершины, описывающие распады аксиально векторных мезонов $[f_1(1285), a_1(1260)] \rightarrow \gamma[\rho(770), \omega(782)]$ [12] в модели НИЛ. Таким образом, возникает возможность найти поправки к указанным выше процессам $[\rho(770), \omega(782)] \to \gamma[\pi, \eta]$ с учетом вклада от промежуточных аксиально векторных мезонов $f_1(1285)$ и $a_1(1260)$. Этой задаче и посвящена настоящая краткая заметка.

Фрагмент кварк-мезонного лагранжиана взаимодействия, содержащий вершины, участвующие в рассматриваемых процессах, в модели НИЛ имеет вид [7]:

$$\Delta L_{\text{int}} = \bar{q} \left[\frac{g_{\rho}}{2} \gamma^{\mu} \left(\tau_{3} \rho_{\mu}^{0} + \tau_{0} \omega_{\mu} \right) + \frac{g_{\rho}}{2} \gamma^{\mu} \gamma^{5} \left(\tau_{3} a_{1\mu}^{0} + \tau_{0} f_{1\mu} \right) + i g_{\pi} \gamma^{5} \tau_{3} \pi^{0} - i \sin(\theta - \theta_{0}) g_{\eta} \gamma^{5} \tau_{0} \eta \right] q,$$
 (1)

где q и $\bar{q}-SU(2)$ дублеты u- и d-кварковых полей с составляющими массами $m_u\approx m_d=m=270\,\mathrm{Mps}$. τ_3 — матрица Паули, τ_0 — единичная матрица, $\theta=-19^\circ$ — отклонение от угла идеального смешивания $\theta_0=35.3^\circ$ мезонов η и $\eta'(958)$ [13].

Константы взаимодействия мезонов с кварками:

$$g_{\rho} = \left(\frac{2}{3}I_2\right)^{-1/2}, \quad g_{\pi} = \left(\frac{4}{Z_{\pi}}I_2\right)^{-1/2},$$

$$g_{\eta} = \left(\frac{4}{Z_{\eta}}I_2\right)^{-1/2}, \quad (2)$$

где

$$Z_{\pi} = \left[1 - 6\frac{m^2}{M_{a_1}^2}\right]^{-1}, \quad Z_{\eta} = \left[1 - 6\frac{m^2}{M_{f_1}^2}\right]^{-1}$$
 (3)

– константы дополнительной перенормировки, возникающие в $\pi-a_1$ и $\eta-f_1$ переходах, $M_{a_1}=1299^{+12}_{-28}\,\mathrm{MpB}$ [14], $M_{f_1}=1281.9\pm0.5\,\mathrm{MpB}$ [15] – массы аксиально векторных мезонов.

Интегралы, появляющиеся в кварковых петлях в результате перенормировки лагранжиана:

¹⁾e-mail: volkov@theor.jinr.ru; tex k@mail.ru

$$I_2 = -i\frac{N_c}{(2\pi)^4} \int \frac{\theta(\Lambda^2 + k^2)}{(m^2 - k^2)^2} d^4k,$$
 (4)

где $\Lambda = 1210\,\mathrm{M}$ эВ – параметр обрезания.

Диаграммы процессов $[\rho(770),\omega(782)] \to \gamma[\pi,\eta]$ изображены на рис. 1, 2.

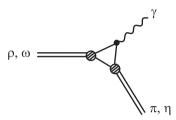


Рис. 1. Контактный вклад в процессы $[\rho(770), \omega(782)] \to \gamma[\pi, \eta]$

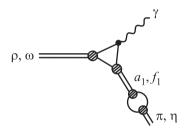


Рис. 2. Учет переходов между аксиально векторными и псевдоскалярными мезонами в процессах $[\rho(770), \omega(782)] \to \gamma[\pi, \eta]$

Амплитуды процессов $[\rho(770), \omega(782)] \to \gamma[\pi, \eta]$ в модели НИЛ принимают вид:

$$\mathcal{M}(\rho(770) \to \gamma \pi) = \frac{\sqrt{\alpha_{em}}}{4\pi^{3/2}} \frac{g_{\rho}}{F_{\pi}} \left[1 - \frac{M_{\rho}^{2} + M_{\pi}^{2}}{2M_{a_{1}}^{2}} \right] \times \\ \times e^{\mu\nu\lambda\delta} e_{\mu}(p_{\rho}) e_{\nu}^{*}(p_{\gamma}) p_{\pi\lambda} p_{\gamma\delta},$$

$$\mathcal{M}(\omega(782) \to \gamma \pi) = \frac{3\sqrt{\alpha_{em}}}{4\pi^{3/2}} \frac{g_{\rho}}{F_{\pi}} \left[1 - \frac{M_{\omega}^{2} + M_{\pi}^{2}}{2M_{a_{1}}^{2}} \right] \times \\ \times e^{\mu\nu\lambda\delta} e_{\mu}(p_{\omega}) e_{\nu}^{*}(p_{\gamma}) p_{\pi\lambda} p_{\gamma\delta},$$

$$\mathcal{M}(\rho(770) \to \gamma \eta) = -\frac{3\sqrt{\alpha_{em}}}{4\pi^{3/2}} \sin(\theta - \theta_{0}) \frac{g_{\rho}}{F_{\eta}} \times \\ \times \left[1 - \frac{M_{\rho}^{2} + M_{\eta}^{2}}{2M_{f_{1}}^{2}} \right] e^{\mu\nu\lambda\delta} e_{\mu}(p_{\rho}) e_{\nu}^{*}(p_{\gamma}) p_{\eta\lambda} p_{\gamma\delta},$$

$$\mathcal{M}(\omega(782) \to \gamma \eta) = -\frac{\sqrt{\alpha_{em}}}{4\pi^{3/2}} \sin(\theta - \theta_{0}) \frac{g_{\rho}}{F_{\eta}} \times \\ \times \left[1 - \frac{M_{\omega}^{2} + M_{\eta}^{2}}{2M_{f_{1}}^{2}} \right] e^{\mu\nu\lambda\delta} e_{\mu}(p_{\omega}) e_{\nu}^{*}(p_{\gamma}) p_{\eta\lambda} p_{\gamma\delta},$$

$$(5)$$

где α_{em} — константа электромагнитного взаимодействия, $F_\pi=\frac{m}{g_\pi}$ — константа распада пиона, $F_\eta=\frac{m}{g_\eta}$; $M_\rho=775.26\pm0.25\,\mathrm{MpB},\ M_\pi=134.977\pm0.0005\,\mathrm{MpB},$

 $M_{\omega}=782.65\pm0.12\,\mathrm{M}$ эВ и $M_{\eta}=547.862\pm0.017\,\mathrm{M}$ эВ – массы мезонов $\rho(770),\pi,\omega(783)$ и $\eta,$ соответственно [15].

Вторые слагаемые в квадратных скобках соответствуют вкладам от диаграмм с промежуточными аксиально векторными мезонами.

Ширины этих распадов, полученные с помощью указанных амплитуд, приведены в табл. 1.

Таблица 1. Ширины распадов $[\rho(770), \omega(782)] \to \gamma[\pi, \eta]$. В колонке "Контактный вклад" указаны ширины распадов от контактного вклада (см. рис. 1). В колонке A-P приведены полные ширины распадов, учитывающие переход между аксиально векторным и псевдоскалярным мезонами (см. рис. 2)

Процесс	Контактный	А-Р, кэВ	Эксперимент, кэВ
	вклад, кэВ		
$\rho(770) \to \gamma \pi$	90.6	60.5	69.5 ± 9.3
$\omega(782) \to \gamma\pi$	843.2	557.3	713.2 ± 25.6
$\rho(770) \to \gamma \eta$	74.5	39.3	44.3 ± 3.4
$\omega(782) \to \gamma \eta$	9.07	4.73	3.82 ± 0.38

Эти распады также рассматривались в предыдущие годы и в других теоретических моделях (модель кирального мешка [16], модель векторной доминантности [17], метод правил сумм КХД [18] и др.). Однако полного согласия с экспериментом для всех рассматриваемых процессов достичь также не удавалось.

Из полученных результатов видно, что вычисление процессов рождения псевдоскалярных мезонов без учета аксиально векторных состояний приводит к завышенным результатам по сравнению с экспериментальными данными. Найденные недавно функции рождения пары псевдоскалярного и векторного мезонов из аксиально векторных состояний [12] позволяют учесть поправку, следующую из возможности перехода между псевдоскалярными и аксиально векторными мезонами. Обычно такие поправки приводят к уменьшению ширины соответствующих распадов, что и наблюдается в нашем случае. Такой учет явно ведет к улучшению окончательных значений, но, безусловно, требует дальнейшего тщательного изучения.

Погрешность используемой модели определяется эффектами нарушения киральной симметрии (принцип PCAC), а также неопределенностью параметров модели. Погрешность от первого источника была оценена в работе [19]. В случае киральной симметрии $SU(2)\times SU(2)$ она ожидается порядка $\frac{M_\pi^2}{M_p^2}\approx 2\,\%$. Полная точность модели может быть оценена на основании сравнения предыдущих результатов, полученных в рамках модели НИЛ для целого ряда про-

цессов, с экспериментальными данным. Эту точность можно оценить в пределах $10\,\%$.

Авторы выражают благодарность А.Б. Арбузову за полезные обсуждения; работа поддержана Грантом молодых ученых и специалистов Объединенного института ядерных исследований номер 19-302-06.

- M. Ablikim, M. N. Achasov, S. Ahmed et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. 120(24), 242003 (2018).
- M. Ablikim, M. N. Achasov, S. Ahmed et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. 122(14), 142002 (2019).
- 3. S. L. Adler, Phys. Rev. 177, 2426 (1969).
- 4. J. S. Bell and R. Jackiw, Nuovo Cim. A 60, 47 (1969).
- 5. W. A. Bardeen, Phys. Rev. 184, 1848 (1969).
- 6. M. K. Volkov and D. Ebert, Yad. Fiz. 36, 1265 (1982).
- 7. M. K. Volkov, Sov. J. Part. Nucl. 17, 186 (1986).
- 8. M. K. Volkov, Phys. Part. Nucl. 24, 35 (1993).

- D. Ebert, H. Reinhardt, and M. K. Volkov, Prog. Part. Nucl. Phys. 33, 1 (1994).
- M. K. Volkov and A. A. Osipov, JETP Lett. 105(4), 215 (2017) [Pisma v ZhETF 105(4), 205 (2017)].
- A.A. Osipov and M.K. Volkov, Ann. Phys. 382, 50 (2017).
- A. A. Osipov, A. A. Pivovarov, and M. K. Volkov, Phys. Rev. D 96(5), 054012 (2017).
- M. K. Volkov, M. Nagy, and V. L. Yudichev, Nuovo Cim. A 112, 225 (1999).
- M. Aghasyan, M.G. Alexeev, G.D. Alexeev et al. (COMPASS Collaboration), Phys. Rev. D 98(9), 092003 (2018).
- M. Tanabashi, K. Hagiwara, K. Hikasa et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018).
- 16. P. Singer and G. A. Miller, Phys. Rev. D 33, 141 (1986).
- 17. J. W. Durso, Phys. Lett. B 184, 348 (1987).
- S. I. Zhu, W. Y. P. Hwang, and Z. S. Yang, Phys. Lett. B 420, 8 (1998).
- A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, Sov. Phys. Usp. 13,
 73 (1970) [Usp. Fiz. Nauk 100, 225 (1970)].