

УДК 539.126

ПОЛЮСНЫЕ ВКЛАДЫ В ПОЛУЛЕПТОННЫХ $D \rightarrow P(V) + l + \bar{\nu}_l$ РАСПАДАХ

*К.Р.Насриддинов¹, Б.Н.Куранов¹, Г.Г.Тахтамышев,
Т.А.Меркулова*

Вклады аксиально-векторных и векторных резонансных состояний в $D \rightarrow P(V)l\bar{\nu}_l$ распадах исследуются в рамках феноменологических киральных лагранжианов. Показано, что учет таких промежуточных состояний приводит к лучшему согласию с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Pole Contributions in the Semileptonic $D \rightarrow P(V) + l + \bar{\nu}_l$ Decays

K.R.Nasriddinov et al.

Axial-vector and vector resonance states contributions in the $D \rightarrow P(V)l\bar{\nu}_l$ decays are studied using the method of phenomenological chiral Lagrangians. It is shown that taking into account of such intermediate states leads to a good agreement with experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

В работе [1] нами были исследованы полулептонные $D \rightarrow P(V)l\bar{\nu}_l$ распады D -мезонов в рамках метода феноменологических киральных лагранжианов (МФКЛ) [2]. Но в этих распадах не были учтены вклады полюсных резонансных состояний. Данная работа посвящена исследованию вкладов таких состояний в вероятности $D \rightarrow P(V) + l + \bar{\nu}_l$ распадов.

Лагранжиан слабого взаимодействия в рамках данного метода имеет вид

$$L_W = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (J_\mu^{11-i12} \sin \Theta_c + J_\mu^{13-i14} \cos \Theta_c) l_\mu^+,$$

где $G_F \simeq 10^{-5}/m_p^2$ — константа Ферми, Θ_c — угол Кабиббо, $l_\mu^+ = \bar{u}_l \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_\nu$ — лептонный ток, J_μ^{11-i12} и J_μ^{13-i14} — адронные токи.

Аксиально-векторные и векторные мезонные токи определяются как

¹Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан, пос. Улугбек, Ташкент, 702132

$$J_{\mu}^i = \frac{m_v^2}{g} v_{\mu}^i + \frac{m_a^2}{g} a_{\mu}^i,$$

где m_v и m_a — массы векторных и аксиально-векторных мезонов, g — «универсальная» константа взаимодействия, v_{μ}^i и a_{μ}^i — поля 1^- и 1^+ -мезонов соответственно.

Лагранжианы сильного взаимодействия псевдоскалярных мезонов с векторными и аксиально-векторного мезона с векторным и псевдоскалярными мезонами имеют вид [3,4]

$$\begin{aligned} L_S(1^-, 0^-) &= g f_{klm} \phi^l \partial_{\mu} \phi^k v_{\mu}^m, \\ L_S(1^+, 1^-, 0^-) &= -F_{\pi} g^2 f_{klm} a_{\mu}^k v_{\mu}^l \phi^m, \end{aligned}$$

где $F_{\pi} = 93$ МэВ, ϕ^l — поля 0^- -мезонов.

В МФКЛ лагранжиан сильного взаимодействия векторных мезонов с векторным и псевдоскалярным мезонами имеет вид [5]

$$L_s(vv\phi) = -g_{vv\phi} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} S p(\partial_{\mu} \hat{V}_{\nu} \partial_{\alpha} \hat{V}_{\beta} \hat{\phi}),$$

где $g_{vv\phi} = 3g^2/16\pi^2 F_{\pi}$ — константа связи, $\hat{V}_{\mu} = \frac{1}{2i} \lambda_i v_{\mu}^i$ и $\hat{\phi} = \frac{1}{2} \lambda_i \phi^i$.

Амплитуды распадов можно представить в виде [6]

$$M(D(p) \rightarrow P(p_1) l(k_l) \nu(k_{\nu})) = G_F \bar{U}(k_{\nu}) [f_1 + g_1 \gamma_5 + \hat{p}(f_2 + g_2 \gamma_5) + \hat{p}_1(f_3 + g_3 \gamma_5)] U(k_l),$$

$$M(D(p) \rightarrow V(p_1) l(k_l) \nu(k_{\nu})) = G_F \epsilon_{\mu}^{\lambda}(p_1) \bar{U}(k_{\nu}) \gamma_{\mu} [f_1 + g_1 \gamma_5 + \hat{p}(f_2 + g_2 \gamma_5) + \hat{p}_1(f_3 + g_3 \gamma_5)] U(k_l),$$

где $\epsilon_{\mu}^{\lambda}(p_1)$ — вектор поляризации 1^- -мезонов; f_i и g_i — формфакторы, зависящие от импульсов конечных состояний; $q = p - p_1$; k_l, k_{ν} — 4-импульсы лептонов ($\hat{p}_i \equiv p_{i\mu} \gamma^{\mu}$).

С помощью этих лагранжианов мы вычислили полулептонные $D \rightarrow P(V) l \bar{\nu}_l$ распады с учетом аксиально-векторных и векторных полюсных вкладов, пользуясь пакетом BETA [7] (см. табл. 1 и 2).

Диаграммы распадов изображены на рисунке. Следует отметить, что вклад диаграммы 1в составляет приблизительно 7% парциальной ширины распадов $D \rightarrow V l \bar{\nu}_l$.

Из таблицы 1 видно, что вычисленные вероятности $D \rightarrow P l \bar{\nu}_l$ распадов хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными [8] в рамках ошибки эксперимента за исключением $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ l \bar{\nu}_l$ канала. В то же время полученные нами результаты хорошо согласуются с предсказанием [9] и с экспериментальными данными [10].

Вычисленные вероятности $D \rightarrow V l \bar{\nu}_l$ распадов (см. столбец II таб. 2) также хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными [8,11] в пределах ошибки эксперимента. Следует заметить, что в работе [1] при вычислении нами была допущена незначительная неточность, и следовательно, в табл.2 также приведены результаты без учета полюсных вкладов в исправленном виде (см. столбец I [1]). Видно, что вычисленные вероятности $D \rightarrow K^+ l \bar{\nu}_l$ каналов с учетом полюсных вкладов

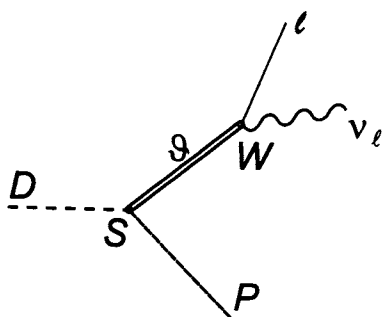
лучше согласуются с экспериментом. А вычисленные с учетом полюсных вкладов вероятности $D \rightarrow \rho l^- \bar{\nu}_l$ каналов лучше согласуются с предсказаниями эффективной теории тяжелого кварка [12] и КХД на решетках [13—16], чем без учета таких вкладов.

Таблица 1. Вероятности Γ (10^{10} с^{-1}) полуплептонных $D \rightarrow Pl \bar{\nu}_l$ распадов

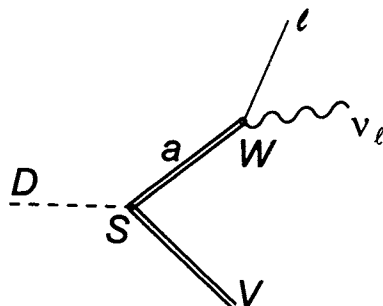
Распады	МФКЛ	Эксперимент [8]
$D^- \rightarrow K^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	5,2	$6,62^{+2,84}_{-1,89}$
$D^- \rightarrow \pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	0,24	— — —
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	5,2	8 ± 1
$\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	0,48	— — —
$D_s^- \rightarrow \bar{K}^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	0,41	— — —
$D^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu}_e$	5,6	$6,24 \pm 0,85$
$D^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e$	0,5	— — —
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ e^- \bar{\nu}_e$	5,6	$9,16 \pm 0,53$
$\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$	0,51	$0,94^{+0,29}_{-0,24}$
$D_s^- \rightarrow \bar{K}^0 e^- \bar{\nu}_e$	0,43	— — —

Таблица 2. Вероятности Γ (10^{10} с^{-1}) полуплептонных $D \rightarrow Vl \bar{\nu}_l$ распадов

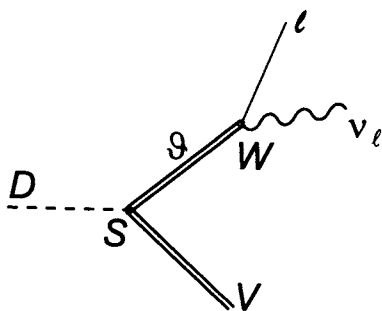
Распады	I [8]	II	Эксперимент [8]
$D^- \rightarrow K^{*0} \mu^- \bar{\nu}_\mu$	2,47	3,38	$4,26 \pm 0,57$
$D^- \rightarrow \rho^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$0,93 \times 10^{-1}$	$2,1 \times 10^{-1}$	$(1,89^{+1,42}_{-1,23}) \times 10^{-1}$ $0,22 \pm 0,07 \pm 0,05$ [11]
$\bar{D}^0 \rightarrow K^{*+} \mu^- \bar{\nu}_\mu$	2,48	3,37	— — —
$\bar{D}^0 \rightarrow \rho^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$1,85 \times 10^{-1}$	$4,19 \times 10^{-1}$	— — —
$D_s^- \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$1,89 \times 10^{-1}$	$4,02 \times 10^{-1}$	— — —
$D^- \rightarrow K^{*0} e^- \bar{\nu}_e$	2,73	3,59	$4,54 \pm 0,47$
$D^- \rightarrow \rho^0 e^- \bar{\nu}_e$	$1,01 \times 10^{-1}$	$2,26 \times 10^{-1}$	$< (3,5 \pm 0,1) \times 10^{-1}$ $0,20 \pm 0,07 \pm 0,05$ [11]
$\bar{D}^0 \rightarrow K^{*+} e^- \bar{\nu}_e$	2,76	3,72	$4,84 \pm 0,79$
$\bar{D}^0 \rightarrow \rho^+ e^- \bar{\nu}_e$	$2,02 \times 10^{-1}$	$4,36 \times 10^{-1}$	— — —
$D_s^- \rightarrow \bar{K}^{*0} e^- \bar{\nu}_e$	$2,05 \times 10^{-1}$	$4,19 \times 10^{-1}$	— — —



а)



б)



в)

Сравнение отношений вероятностей (обозначения, как в работе [1]) с экспериментальными данными [8,11] дает:

$$R_3 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow K^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu}_e)} = 0,94, \quad R_3^{\text{эксп.}} = 1,06^{+0,48}_{-0,34},$$

$$R_4 \equiv \frac{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ e^- \bar{\nu}_e)} = 0,93, \quad R_4^{\text{эксп.}} = 0,84 \pm 0,12;$$

$$R_5 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow \rho^0 e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} e^- \bar{\nu}_e)} = 0,064, \quad R_5^{\text{эксп.}} = 0,045 \pm 0,014 \pm 0,009;$$

$$R_6 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow \rho^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = 0,061, \quad R_6^{\text{эксп.}} = 0,051 \pm 0,015 \pm 0,009;$$

$$R_7 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow \rho^0 l \bar{\nu}_l)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} l \bar{\nu}_l)} = 0,061, \quad R_7^{\text{эксп.}} = 0,047 \pm 0,013;$$

$$R_8 \equiv \frac{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^{*+} e \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ e \bar{\nu}_e)} = 0,66, \quad R_8^{\text{эксп.}} = 0,51 \pm 0,18 \pm 0,06;$$

$$R_9 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} e \bar{\nu}_e)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^0 e \bar{\nu}_e)} = 0,64, \quad R_9^{\text{эксп.}} = 0,65 \pm 0,09 \pm 0,10;$$

$$R_{10} \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} \mu \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \mu \bar{\nu}_\mu)} = 0,67, \quad R_{10}^{\text{эксп.}} = 0,43 \pm 0,09 \pm 0,09;$$

Видно, что вычисленные и экспериментальные отношения вероятностей $D \rightarrow P(\nu)l\bar{\nu}_l$ распадов хорошо согласуются. Заметим, что МФКЛ с учетом полюсных вкладов промежуточных аксиально-векторных и векторных мезонов позволяет лучше описать относительные вероятности R_8 , R_9 и R_{10} по сравнению с другими теоретическими подходами [8].

Таким образом, МФКЛ хорошо описывает $D \rightarrow P(\nu)l\bar{\nu}_l$ распады.

Авторы выражают благодарность А.М.Рахимову за полезные обсуждения.

Литература

1. Насриддинов К.Р. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, №5[85]-97, 1997, с.5.
2. Weinberg S. — Phys. Rev. Lett., 1967, v.18, p.188;
Coleman S., Wess I., Zumino B. — Phys. Rev., 1969, v.177, p.2239;
Gasirowics S., Geffen D.A. — Rev. Mod. Phys., 1969, v.41, p.531;
Волков М.К., Первушин В.Н. — Существенно-нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. М.: Атомиздат, 1978.
3. Калиновский Ю.Л., и др. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, вып.1, с.111.
4. Насриддинов К.Р. — ЯФ, 1994, т.57, с.1141.
5. Насриддинов К.Р. — ЯФ, 1995, т.58, с.314.
6. Kalinovsky Yu.L., Nasriddinov K.R. et al. — Phys. Lett., 1988, v.B211, p.350.
7. Takhtamyshev G.G., Merkulova T.A. — JINR Commun. E11-97-182, Dubna, 1997.
8. Particle Data Group — Phys. Rev., 1996, v.D54, part I.
9. Галкин В.О., Мишуров А.Ю., Фаустов Р.Н. — ЯФ, 1992, т.55, с.1080.
10. Anjos J.C. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, v.62, p.1587;
Adler J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, v.62, p.1821.
11. Aitala E.M. et al. — Fermilab note FERMILAB Pub-96/399-E, Batavia, 1996.
12. Bajc B., Fajfer S., Oakes R.J. — Phys. Rev., 1996, v.D53, p.4957.

13. Lubicz V., Martinelli G., McCarthy M.S., Sacharajda C.T. — Phys. Lett., 1992, v.B274, p.415.
14. Abada A. et al. — Nucl. Phys., 1994, v.B416, p.675.
15. Allton C.R. et al. — Phys. Lett., 1995, v.B354, p.513.
16. Bowler K.C. et al. — Phys. Rev., 1995, v.D51, p.4905.