

УДК 539.12

В. В. Андреев¹, В. Ю. Гавриш²

ПАРАМЕТРЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ ИЗ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ РАСПАДОВ МЕЗОНОВ

¹ Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, ул. Советская, 104,
246019, г. Гомель, Беларусь.

vik.andreev@gsu.by

² Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого, пр-т
Октября, 48, 246746, г. Гомель, Беларусь.

mez0n@inbox.ru

Введение. Электрослабые и полулептонные распады псевдоскалярных и векторных мезонов всегда были удобным средством для апробации различных теоретических моделей и подходов для изучения структуры адронов. Описание подобного рода процессов в рамках КХД как квантовой теории, делается невозможным в силу некоммутативности операторов групп SU(3); также, поведение бегущей константы КХД $\alpha_s(q^2)$ при малых энергиях делает теорию возмущений неприменимой к расчетам подобного рода. Эти и другие трудности (см. [1,2]) мотивировали развитие альтернативных подходов для исследования составных кварковых систем.

В данной работе, основанной на точечной форме пуанкаре-инвариантной квантовой механики (ПИКМ), предложена процедура получения параметров модели из электрослабых распадов псевдоскалярных и векторных мезонов. Отличительной чертой данной процедуры является использование константы псевдоскалярной плотности [3].

1. Лептонные распады векторных и псевдоскалярных мезонов в рамках точечной формы ПИКМ. Вектор состояния связанной системы частиц определяется через вектора состояния свободных частиц посредством выражения [4]

$$\begin{aligned} |\vec{P}, J\mu, M\rangle = & \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \sum_{\nu_1, \nu_2} \int d\vec{k} \sqrt{\frac{\omega_{m_q}(\vec{p}_1)\omega_{m_{\bar{q}}}(\vec{p}_2)M_0}{\omega_{m_q}(\vec{k})\omega_{m_{\bar{q}}}(\vec{k})\omega_{M_0}(\vec{P})}} \Omega \left\{ \begin{matrix} L & S & J \\ \nu_1 & \nu_2 & \mu \end{matrix} \right\} (\theta_k, \varphi_k) \times \\ & \times \Phi_{LS}^J(\mathbf{k}, \beta) D_{\lambda_1, \nu_1}^{1/2}(\vec{n}_{W_1}) D_{\lambda_2, \nu_2}^{1/2}(\vec{n}_{W_2}) |\vec{p}_1, \lambda_1, \vec{p}_2, \lambda_2\rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\omega_m(\vec{k}) = \sqrt{\vec{k}^2 + m^2}$.

Константы лептонных распадов псевдоскалярного $P(Q\bar{q}) \rightarrow \ell + \nu_\ell$ и векторного $V(q\bar{q}) \rightarrow \ell + \bar{\ell}$ мезонов, после удаления элементы матрицы Кабаяши-Маскавы определяются посредством выражений:

$$\langle 0 | \hat{J}_P^\mu(0) | \vec{P}, 0, M_P \rangle = i \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{2\omega_{M_P}(\vec{P})}} P^\mu f_P, \quad (2)$$

$$\langle 0 | \hat{J}_V^\mu(0) | \vec{P}, 1, \lambda_V, M_V \rangle = i \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{\varepsilon^\mu(\lambda_V)}{\sqrt{2\omega_{M_V}(\vec{P})}} M_V f_V. \quad (3)$$

Подставляя вектора состояния мезонов (1) в выражения (2) и (3) приходим к интегральным представлениям констант распадов псевдоскалярного и векторного мезонов f_P и f_V [4]:

$$f_I(m_Q, m_{\bar{q}}, \beta_{Q\bar{q}}^I) = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\pi} \int dk k^2 \Phi(k, \beta_{Q\bar{q}}^I) \sqrt{\frac{W_{m_{\bar{q}}}^+(k) W_{m_Q}^+(k)}{M_0 \omega_{m_{\bar{q}}}(k) \omega_{m_Q}(k)}}} \left(1 + a_I \frac{k^2}{W_{m_{\bar{q}}}^+(k) W_{m_Q}^+(k)} \right), \quad (4)$$

$$I=P, V; a_P = -1, a_V = -1/3, W_m^\pm(k) = \omega_m(k) \pm k.$$

Для константы псевдоскалярной плотности легко найти следующее выражение:

$$g_P(m_q, m_{\bar{q}}, \beta_{Q\bar{q}}^P) = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\pi} \int dk k^2 \Phi(k, \beta_{Q\bar{q}}^P) \sqrt{\frac{M_0}{\omega_{m_{\bar{q}}}(k) \omega_{m_Q}(k)}} \left(\sqrt{W_{m_{\bar{q}}}^+(k) W_{m_Q}^+(k)} + \sqrt{W_{m_{\bar{q}}}^-(k) W_{m_Q}^-(k)} \right). \quad (5)$$

2. Численные расчеты параметров модели. Волновая функция $\Phi_{LS}^J(k, \beta)$ для расчетов может быть выбрана в виде

$$\Phi^{os}(k, \beta) = N_{os} \exp\left[-\frac{k^2}{2\beta^2}\right], \quad N_{os} = \frac{2}{\pi^{1/4} \beta^{3/2}}, \quad (6)$$

$$\Phi^{coul}(k, \beta) = \frac{N_{coul}}{(1+k^2/\beta^2)}, \quad N_{coul} = 4\sqrt{\frac{2}{\pi \beta^3}}, \quad (7)$$

$$\Phi^{pl}(k, \beta) = \frac{N_{pl}}{(1+k^2/\beta^2)^3}, \quad N_{pl} = 16\sqrt{\frac{2}{7\pi \beta^3}}. \quad (8)$$

Проводя численные расчеты с учетом значений токовых масс кварков, взятых из Particle Data Group

$$\hat{m}_u = (2, 2_{-0,4}^{+0,6}) \text{ МэВ}, \quad \hat{m}_d = (4, 7_{-0,4}^{+0,5}) \text{ МэВ},$$

$$\frac{\hat{m}_u + \hat{m}_d}{2} = (3, 7_{-0,3}^{+0,7}) \text{ МэВ}, \quad \hat{m}_s = (96_{-4}^{+8}) \text{ МэВ}, \quad (9)$$

констант распадов (4) получаем значения конституэнтных масс легких кварков и параметров волновых функций (смотрите таблицу 1), исходя из соответствия модельных вычислений и экспериментальных данных.

Таблица 1. Параметры модели для различных волновых функций (6-8).

WF	m_u , МэВ	\bar{m}_{ud} , МэВ	\bar{m}_s , МэВ	β_{ud}^P , МэВ	β_{us}^P , МэВ
Φ^{os} -(26)	$218,3 \pm 4,2$	$219,6 \pm 4,2$	$226,2 \pm 59,7$	$370,8 \pm 9,3$	$373,2 \pm 20,9$
Φ^{coul} -(27)	–	–	–	–	–
Φ^{pl} -(26)	$235,2 \pm 14,7$	$233,9 \pm 14,7$	–	$562,1 \pm 28,2$	–

[1] Ioffe, B.L. Quantum Chromodynamics: Perturbative and Nonperturbative Aspects / B.L. Ioffe., V.S. Fadin, L.N. Lipatov // Cambridge University Press. – 2010. –Ed. № 1. – 597 P.

[2] Walter, G. Quantum chromodynamics / G Walter., S. Stefan // Springer. – 2004. –Ed. № 2. – 572 P.

[3] Jaus, W. Consistent treatment of spin 1 mesons in the light front quark model / W. Jaus // Phys. Rev. – 2003. – Vol. D67. – P. 094010.

[4] Андреев, В.В. Электрослабые характеристики систем в пуанкаре-ковариантных моделях/ В.В. Андреев // Lap Lambert Academic Publishing. – 2017. – ISBN 978-3-659-93540-4. – 320 с.