В.Ю. Гавриш[1], В.В. Андреев[2]
[1]УО «Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого», Гомель, Беларусь
[2]УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», Гомель, Беларусь

РАСПАД $\phi \to \eta e^{+} e^{-}$ В ТОЧЕЧНОЙ ФОРМЕ ПУАНКАРЕ-ИНВАРИАНТНОЙ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Введение

Изучение процессов распада адронов является удобным средством для понимания механизма взаимодействия кварков внутри адронов. Особый интерес в исследованиях такого рода представляют распады $V \to P\gamma^{*} -> P\ell^{-}\ell^{+}$ мезонов легкого сектора (φ-мезонов), поскольку экспериментальные данные процессов такого рода были получены с высокой степенью точности [1].

Помимо наличия экспериментальных данных, указанные процессы удобны параметризацией матричного элемента: разделение на адронную и лептонную части дает возможность изучать механизм взаимодействия кварков посредством анализа различных форм-факторов, которые является функцией переданного импульса $t = q^2$.

Изучение таких процессов в рамках КХД, как квантовой теории, делается невозможным в силу групповых свойств теории; также, поведение константы КХД $\alpha_s(q^2)$ при малых энергиях делает теорию возмущений неприменимой к расчетам. Наличие вышеперечисленных трудностей привело к появлению непертурбативных КХД-подходов, таких как КХД на решетке [2], правила сумм [3] и др. (см. обзор [4]).

В теоретико-групповых исследованиях связанных систем интерес представляют методы, использующие группу Пуанкаре, на базе которой построена пуанкаре-инвариантная квантовая механика (ПИКМ) (см. обзор [5]). В настоящее время из трех форм ПИКМ для описания релятивистских связанных систем используется динамика на световом фронте [6], однако, в данной форме динамики существует ряд принципиальных трудностей. Авторы полагают, что точечная форма динамки, вследствие равенства 4-скоростей частиц с взаимодействием и без него, делает описание релятивистских составных систем наиболее эффективным. Основные черты точечной формы ПИКМ с КХД-мотивированным потенциалом были детально обсуждены в работах [7–9], поэтому мы сразу перейдем к описанию электромагнитных распадов в рамках данной модели.

1. Модель электромагнитных распадов

Матричный элемент перехода векторного мезона с 4-импульсом Q в псевдоскалярный мезон с 4-импульсом Q' с испусканием виртуального γ^*-кванта может быть параметризован с помощью 4-скоростей $V = Q / M_V$ и $V' = Q' / M_P$ следующим выражением:

$$g_{VP\gamma^*} K^\alpha(\mu) = (2\pi)^3 \frac{\sqrt{4V_0 V_0'}}{\sqrt{M_V M_P}} \quad {}_P\langle \vec{Q}' | J^\alpha | \vec{Q} \rangle_V \,, \tag{1}$$

где введено обозначение $K^\alpha(\mu) = i\varepsilon^{\alpha\nu\rho\sigma}\varepsilon_\nu(\mu) V_\rho V_\sigma'$. Такая параметризация является естественной для точечной формы пуанкаре-инвариантной квантовой механики.

В данной работе будем рассматривать мезоны V и P как релятивистскую составную систему кварка и антикварка с конституэнтными массами m_q и m_Q в рамках ПИКМ. В таком подходе данный распад обусловлен испусканием кварками γ^*-кванта, входящими в мезон V. Соответствующий данному переходу форм-фактор в обобщенной системе Брейта может быть представлен в виде [9]:

$$g_{VP\gamma^*} = \frac{1}{4\pi\sqrt{2MM'}}\sum_{\nu_1,\nu_1'}\int d\vec{k}\sqrt{\frac{3+4\nu_1(\mu-\nu_1)}{\omega_{m_q}(k)\omega_{m_{\bar{Q}}}(k)}}\nu_2'\Psi(k)\left[\sqrt{\frac{\omega_{m_{\bar{Q}}}(k_2)}{\omega_{m_q}(k_2)}}\Phi(k_2)\times\right.$$
$$\times e_q\bar{u}_{\nu_1'}(\vec{k}_2,m_q)B^{-1}(\vec{u}_{Q'})\frac{(\Gamma_1^\mu\cdot K_\mu^*)}{(K\cdot K^*)}u_{\nu_1}(\vec{k},m_q)D^{1/2}_{-\nu_1',\mu-\nu_1}(\vec{n}_{W_2}(\vec{k},\vec{u}_{\vec{Q}'}))+$$
$$+\sqrt{\frac{\omega_{m_q}(k_1)}{\omega_{m_{\bar{Q}}}(k_1)}}\Phi(k_1)\times \tag{2}$$
$$\left.\times e_{\bar{Q}}\bar{\upsilon}_{\mu-\nu_1}(\vec{k},m_{\bar{Q}})\frac{(\Gamma_2^\mu\cdot K^*)}{(K\cdot K^*)}B(\vec{u}_{Q'})\upsilon_{-\nu_1'}(\vec{k}_1,m_{\bar{Q}})D^{1/2}_{\nu_1',\nu_1}(\vec{n}_{W_1}(\vec{k},\vec{u}_{\vec{Q}'}))\right],$$

где вершина взаимодействия фотона с кварком определяется выражением

$$\Gamma_{1,2}^\mu = F_1(t)\gamma^\mu + iF_2(t)\frac{\sigma^{\mu\nu}\left(k_{1,2}-k\right)_\nu}{2m_{q,Q}}. \tag{3}$$

Форм факторы кварков нормированы в естественных единицах магнитного μ_q и аномального магнитного момента кварков κ_q [9].

Для исследования поведения $g_{VP\gamma^*}(t)$ при $t\neq 0$ введем форм факторы Сакса

$$G_E(t) = F_1(t)+F_2(t)\frac{t}{4m^2},\ \ G_M(t) = F_1(t)+F_2(t), \tag{4}$$

связь между которыми определяется соотношением (см., например, [9]):

$$G_E(t) = \frac{G_M(t)}{\mu_q} = G_D(t). \tag{5}$$

Выбирая функцию $G_D(t)$ в виде [4,5]

$$G_D(t) = \frac{1}{\ln(1-t\ r_q^2/6)+1},\ \ r_q^2 = \frac{a}{m_q^2}, \tag{6}$$

с учетом выражений

$$\vec{k}_{1,2} = \vec{k}+\vec{u}_{\vec{Q}'}((\varpi+1)\omega_{m_{q,Q}}(k)+\sqrt{\varpi^2-1}\cdot|\vec{k}|\cos\theta), \tag{7}$$

$$\omega_{m_{q,Q}} = \varpi\ \omega_{m_{q,Q}}(k)-\left|\vec{k}\right|\cos\theta\sqrt{\varpi^2-1}, \tag{8}$$

$$\vec{n}_{W_{2,1}} = -\frac{[\vec{k},\vec{V}]}{\omega_{m_{q,Q}}(k) + m_{q,Q} - (\vec{k}\vec{V})}, \ \vec{V} = \frac{\vec{Q}}{Q_0}, \tag{9}$$

$$\varpi = \frac{M_0^2 + M_0^{'2} - t}{2M_0 M_0^{'}}, \ M_0 = \omega_{m_q}(k) + \omega_{m_Q}(k) \tag{10}$$

получаем $g_{VP\gamma^*}$ как функцию переданного импульса t и конституентных масс кварков m_q и $m_{\bar{Q}}$.

2. Численное моделирование поведения $g_{VP\gamma^*}(t)$

Процедура получения параметров модели, основанной на точечной форме ПИКМ, подробна была изложена в работе [8]. Используя интегральные представления для лептонных констант распада псевдоскалярных и векторных мезонов с учетом экспериментальных данных [11], получаем следующие ограничения для масс кварков и параметров волновой функции $\Phi(k,\beta) = 2\exp\left(-k^2/(2\beta^2)\right)/(\sqrt[4]{\pi}\beta^{3/2}\sqrt{3})$:

$$m_u = 0{,}240 \pm 0{,}002 \text{ ГэВ}, \ m_d = 0{,}244 \pm 0{,}002 \text{ ГэВ}, \ m_s = 0{,}462 \pm 0{,}021 \text{ ГэВ},$$

$$\theta_V = 30{,}43^0 \pm 2{,}00^0, \ \theta_p = -12{,}24^0 \pm 2{,}00^0, \ a = 0{,}18, \tag{11}$$

$$\beta_{uu} = \beta_{dd} = \beta_{ud} = 0{,}3287 \pm 0{,}0014 \text{ ГэВ}, \ \beta_{ss} = 0{,}3347 \pm 0{,}0062 \text{ ГэВ}.$$

Подставляя значения (11) в выражение (2) с учетом соотношений (6)–(10) получаем зависимость $F_{VP\gamma^*}(t) = \dfrac{g_{VP\gamma^*}(t)}{g_{VP\gamma}(0)}$ для распада $\phi \to \eta\gamma^* \to \eta e^+ e^-$.

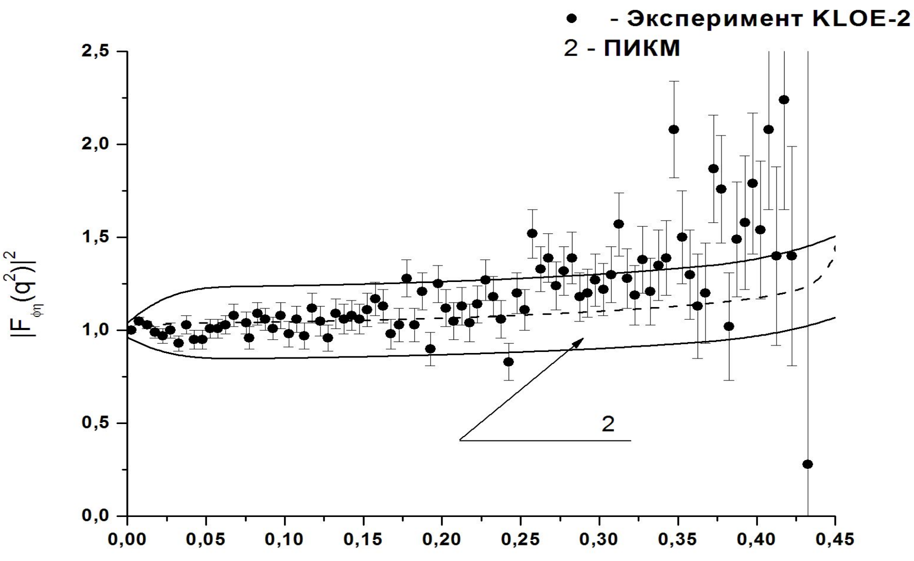

Рисунок 1 – Поведение форм фактора $\left|F_{\phi\eta e^- e^+}(q^2)\right|^2$ для распада $\phi \to \eta e^+ e^-$

На рисунке 1 представлен сравнительный анализ экспериментальных данных работы [1] с теоретическими расчетами в рамках пуанкаре-ковариантной кварковой модели, основанной на точечной форме ПИКМ (область 2 получена с учетом экспериментальных и теоретических неопределенностей модели).

Отметим, что вплоть до $q = 0{,}35$ ГэВ сравнение модельных и экспериментальных результатов является удовлетворительным. Для области $q > 0{,}35$ ГэВ наблюдается некоторое отклонение от экспериментальных данных, однако большие экспериментальные погрешности в этой области не позволяют сделать однозначных выводов.

Заключение

В ходе работы было получено интегральное представление константы распада $V \to P\gamma^*$ в точечной форме ПИКМ. Сравнительный анализ показывает, что поведение форм фактора $F_{VP\gamma^*}(t) = \dfrac{g_{VP\gamma^*}(t)}{g_{VP\gamma}(0)}$ для распада $\phi \to \eta e^+ e^-$ достаточно близко к экспериментальным данным, полученным в работе [1], что дает возможность использовать данную схему для анализа аналогичных распадов других мезонов.

Работа выполнена при поддержке Белорусского Республиканского фонда Фундаментальных Исследований.

Литература

1. Study of the Dalitz decay $\phi \to \eta e^+ e^-$ with the KLOE detector / D. Babuscih [et al.] // Phys. Lett. B. – 2015. – Vol. 742. – P. 1–6.

2. Jansen, K. Meson masses and decay constants from unquenched lattice QCD /K. Jansen, C. McNeile // Phys.Rev. D. – 2009. – Vol. 80. – P. 1–36.

3. Dominguez, C.A. Introduction to QCD sum rules / C.A. Dominguez // Mod. Phys. Lett. – 2013. – Vol. A28. – P. 1–8.

4. Андреев, В.В. Пуанкаре-ковариантные модели двухчастичных систем с квантовополевым и потенциалами / В.В. Андреев // УО «ГГУ им. Ф. Скорины». – 2008. – 293 с.

5. Крутов, А.Ф. Мгновенная форма пуанкаре-инвариантной квантовой механики и описание структуры составных систем/ А.Ф. Крутов, В.Е. Троицкий // ЭЧАЯ. – 2009. – Т. 40. – С. 268– 318.

6. Jaus, W. Relativistic constituent quark model of electroweak properties of light mesons / W. Jaus // Phys. Rev. D. – 1991. – Vol. 44. – P. 2851–2859.

7. Andreev, V.V. Nonperturbative region of effective strong coupling

[Electronic resource] / V.V. Andreev. – 2013. – Mode of access: http://arxiv.org/pdf/hep-ph 1305.4266. – Date of access: 14.08.2016.

8. Andreev, V.V. QCD coupling constant below 1 GeV in the Poincare-covariant model / V.V. Andreev // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2011. – Vol. 8. – P. 347–355.

9. Andreev, V.V. Radiative decays of light vector mesons in Poincare invariant quantum mechanics / V.V. Andreev, V.Yu. Haurysh // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 678. – P. 1–5.

10. Perdrisat, C.F. Nucleon electromagnetic form-factors / C.F. Perdrisat, V. Punjabi, M. Vanderhaeghen // Prog. Part. Nucl. Phys. – 2007. – Vol. 58. – P. 694–764.

11. Review of particle physics / K.A. Olive [et al.] // Chin. Phys. C. – 2014. – Vol. 38. – P. 1–1677.