КХД-МОТИВИРОВАННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАРК-АНТИКВАРКА В МЕЗОНЕ

А.А. Ючко

Одним из наиболее эффективных способов исследования свойств частиц и динамики их взаимодействия является изучение связанных состояний. Исследуя различные статические и динамические свойства составной системы, можно определить основные параметры, характеризующие составляющие частицы, а также потенциал их взаимодействия. Этот метод широко применяется в различных областях физики элементарных частиц. Но особое значение он приобретает в кварковой модели адронов. Это связано с тем, что кварки не наблюдаются в свободном состоянии. В экспериментах по глубоконеупругому рассеянию можно получить информацию о динамике сильного взаимодействия кварков лишь на малых расстояниях.

В настоящее время считается, что теоретической основой для описания сильных взаимодействий является квантовая хромодинамика (КХД). Существует три основных подхода к описанию свойств мезонов: решеточная КХД, правила сумм и составные кварковые модели.

Как известно из КХД, на малых расстояниях в силу свойства асимптотической свободы основной вклад дает потенциал одноглюонного обмена. С ростом расстояния основным становится дальнодействующее запирающее взаимодействие (конфайнмент). Запирающий потенциал может иметь сложную лоренц-структуру. Наиболее общее ядро $q\bar{q}$-взаимодействия, отвечающее требованиям лоренц-ковариантности, P и T инвариантности, содержит скалярную, псевдоскалярную, векторную, аксиально-векторную и тензорную части. Анализ показал, что вклад в ядро взаимодействия псевдоскалярного запирающего потенциала обращается в нуль в нерелятивистском приближении. Вычисления для аксиально-векторного и тензорного взаимодействий показали, что основной член потенциала зависит от спина. Таким образом, если бы межкварковое взаимодействие содержало лишь аксиально-векторный и тензорный потенциалы, то существовали бы мезонные состояния либо только со спином 1, либо только со спином 0. А это противоречит экспериментальным данным по спектроскопии мезонов. Поэтому главные вклады в удерживающую часть потенциала должны иметь векторную и скалярную структуру.

Предполагается, что взаимодействие состоит из:

1. потенциала одноглюонного обмена $V^{coul}(r)$

2. дальнодействующего запирающего скалярного потенциала V^{s}_{conf} (1)

3. дальнодействующего запирающего векторного потенциала V^{v}_{conf}

Двухчастичная связанная система с массой M описывается волновой функцией $\Psi^{J\mu}(k)$, удовлетворяющей уравнению:

$$\int_0^\infty dk' k'^2 \langle J\mu, k|W|J\mu k'\rangle \Psi^{J\mu}(k') = \left(M - \sqrt{k^2 + m_1^2} - \sqrt{k^2 + m_2^2}\right)\Psi^{J\mu}(k), \quad (2)$$

где W - потенциал, рассчитываемый с помощью амплитуды рассеяния по формуле для случая, когда полный спин кварка и антикварка равен нулю:

$$W^{J\mu}(k,k')=\iint d^2\hat{k}d^2\hat{k}'Y_{J\mu}(\hat{k})Y^*_{J\mu}(\hat{k}')\sum_{\lambda_1\lambda_1'}\frac{\lambda_1\lambda_1'}{8(2\pi)^3}\times \quad (3)$$

$$\times\frac{V(\vec{k},\vec{k}')}{\sqrt{\omega_{m_1}(k)\omega_{m_2}(k)\omega_{m_1}(k')\omega_{m_2}(k')}}$$

Здесь m_1, m_2 - массы взаимодействующих частиц, $\vec{k}$ - относительный импульс частиц.

Исходя из предположений (1) мы получаем:

$$V(\vec{k},\vec{k}')=\bar{u}_1(k)u_2(-k)\{\frac{4}{3}\alpha_s\gamma_1^\mu\gamma_2^\nu D_{\mu\nu}(\vec{p})+V^v_{conf}(\vec{p})\gamma_1^\mu\gamma_{2\mu}+V^s_{conf}(\vec{p})\}u_1(k')u_2(-k'), \quad (4)$$

где $\vec{p}=\vec{k}-\vec{k}'$, $D_{\mu\nu}(\vec{p})=\dfrac{g_{\mu\nu}}{\left(\omega_{m_1}(k')-\omega_{m_1}(k)\right)^2-\left(\vec{k}'-\vec{k}\right)^2}$ - пропагатор глюона, $u(k)$ - биспиноры Дирака.

Спинорную часть в (4) превратим в скалярную функцию, используя метод базисных спиноров [2]. Затем, вычисляя сумму в (3) получим, что

$$\sum_{\lambda_1\lambda_1'}\frac{\lambda_1\lambda_1'}{2}V(\vec{k},\vec{k}')=(F_v+G_v z)\times\left(\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{(\omega_m(k')-\omega_m(k))^2-\vec{p}^2}+V^v_{conf}(\vec{p})\right)+V^s_{conf}(\vec{p})\cdot(F_s+G_s z), \quad (5)$$

где $z=\dfrac{\vec{k}'\vec{k}}{|\vec{k}||\vec{k}'|}$, а если ввести обозначение $w^{(\pm)}_m(k)=\sqrt{\omega_m(k)\pm m}$, то:

$$F_s=-w^{(-)}_{m_1}(k)w^{(-)}_{m_1}(k')w^{(-)}_{m_2}(k)w^{(-)}_{m_2}(k')-w^{(+)}_{m_1}(k)w^{(+)}_{m_1}(k')w^{(+)}_{m_2}(k)w^{(+)}_{m_2}(k'),$$

$$G_s=w^{(+)}_{m_1}(k)w^{(+)}_{m_1}(k')w^{(-)}_{m_2}(k)w^{(-)}_{m_2}(k')+w^{(-)}_{m_1}(k)w^{(-)}_{m_1}(k')w^{(+)}_{m_2}(k)w^{(+)}_{m_2}(k'),$$

$$F_v=w^{(-)}_{m_1}(k)w^{(-)}_{m_1}(k')w^{(-)}_{m_2}(k)w^{(-)}_{m_2}(k')+w^{(+)}_{m_1}(k)w^{(+)}_{m_1}(k')w^{(+)}_{m_2}(k)w^{(+)}_{m_2}(k')+$$
$$+3(w^{(+)}_{m_1}(k)w^{(-)}_{m_1}(k')w^{(+)}_{m_2}(k)w^{(-)}_{m_2}(k')+w^{(-)}_{m_1}(k)w^{(+)}_{m_1}(k')w^{(-)}_{m_2}(k)w^{(+)}_{m_2}(k')),$$

$$G_v=(w^{(+)}_{m_1}(k)w^{(-)}_{m_2}(k)-w^{(-)}_{m_1}(k)w^{(+)}_{m_2}(k))(w^{(+)}_{m_1}(k')w^{(-)}_{m_2}(k')-w^{(-)}_{m_1}(k')w^{(+)}_{m_2}(k')).$$

Для расчета $W^{J\mu}(k,k')$ нам необходимо сделать предположение о явном виде потенциалов $V^v_{conf}(\vec{p})$ и $V^s_{conf}(\vec{p})$.

1. Галкин В.О., Фаустов Р.Н. Мезоны в релятивистской кварковой модели // Квантовая теория поля и физика высоких энергий. – М.: Из-во Московского университета, 1990. – С. 19-60.

2. Андреев В.В. Вычисление амплитуд рассеяния в квантово-полевых теориях и моделях. – Гомель, 2004. – 235 с.