

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССОВОГО СПЕКТРА МЕЗОНОВ С УЧЕТОМ НЕЛОКАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

С.А. Жаугашева, К.С. Дюсебаева, Б.Е. Толымбекова

КазНУ им. аль-Фараби, г. Алматы

Выбирая пропатор в виде целой аналитической функции гауссовского типа в импульсном пространстве, определен модифицированный потенциал взаимодействия кварков, зависящий от радиуса конфайнмента. Определена зависимость конститэнтной массы от характерного размера (радиуса) конфайнмента. При уменьшении радиуса конфайнмента конститэнтная масса составляющих частиц увеличивается, а это приводит к уменьшению вклада непертурбативного взаимодействия в массовый спектр связанного состояния.

1 Введение

В методе полевых корреляторов [1] считают, что конфайнмент цветных объектов может быть объяснен только вне рамок теории возмущений, и что он связан с возникновением линейно растущего кварк-кваркового потенциала или кварк-антикварковой струны в результате непертурбативного (нелинейного) взаимодействия глюонов. Однако, при описании поведения адронов, состоящих из легких кварков, необходим учет эффектов, возникающих на больших расстояниях. Очевидно, что процессы конфайнмента и адронизации кварков происходят на одних и тех же расстояниях. В настоящий момент переход на большие расстояния осуществляется двумя способами: введением корреляционной длины T_g глюонного вакуума или введением радиуса конфайнмента r_c , связанного с расстоянием между составляющими (кварками) в адроне. В данной работе нелокальный характер взаимодействия учитывается введением радиуса конфайнмента. Квантовая хромодинамика (КХД) полностью описывает поведение кварков и глюонов, и на малых расстояниях кварки становятся почти свободными. Это экспериментально подтверждено. Поэтому при малых расстояниях, в области деконфайнмента, поведение пропатора кварков и глюонов соответствует плоским волнам. Естественно, поведение кварков и глюонов определяется пропаторами, в частности, для кварков - Дирака, а для глюона -- Клейна-Гордона. Конечно, эти пропаторы, соответствующие плоским волнам, не могут правильно описать свойства частиц в области конфайнмента, т.е. на больших расстояниях. В связи с этим, пропаторы кварков и глюонов в области конфайнмента определяются в рамках нелокальной квантовой теории поля (КТП) [2]. В работе [3] в рамках нелокальной КТП было показано, что пропаторы конститэнтных частиц (кварков и глюонов) являются целыми аналитическими функциями гауссовского типа в импульсном пространстве. В частности, пропаторы безмассовых частиц определены в евклидовом пространстве в виде:

$$\tilde{D}(P^2) = \frac{1}{P^2} \left(1 - \exp \left\{ -\frac{P^2}{2\Lambda^2} \right\} \right) \Rightarrow \frac{1}{P^2} \text{ при } \Lambda \rightarrow 0, \quad (1.1)$$

или в координатном представлении:

$$D(y) = \int \frac{d^4P}{(2\pi)^4} \exp \{ i(Py) \} \tilde{D}(P^2) = \frac{1}{4\pi^2 y^2} \exp \left\{ -\frac{\Lambda^2 y^2}{2} \right\}. \quad (1.2)$$

Здесь $y = (\vec{y}, y_4)$, $\vec{y} \in R^3$, $y_4 \in R^1$. Параметр Λ определяет шкалу конфайнмента, $r_c = 1/\Lambda$ - радиус конфайнмента. Когда взаимодействие между составляющими частицами в связанном состоянии осуществляется обменом безмассовыми частицами с пропатором (1.1), то потенциал в нерелятивистском пределе определяется следующим образом:

$$V_{\text{mod}}(\vec{r}) = g^2 \int_{-\infty}^{\infty} du D(\vec{r}^2 + u^2) = \frac{\alpha_s}{r} \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{r\Lambda/\sqrt{2}} ds \cdot e^{-s^2} \right], \quad (1.3)$$

и при $\Lambda \rightarrow 0$ из (1.3) получаем стандартный кулоновский потенциал. Таким образом, потенциал взаимодействия в области конфайнмента модифицируется. С другой стороны, в области конфайнмента потенциал взаимодействия может быть определен с помощью функции распределения:

$$V_{\text{mod}}(\vec{r}) = \int d\vec{r}' V(\vec{r}') \Phi(\vec{r}' - \vec{r}), \quad (1.4)$$

где $V(\vec{r}')$ – потенциал, соответствующий плоскому пропагатору глюона, т.е. $V(\vec{r}') = 1/r'$, а $\Phi(\vec{r}' - \vec{r})$ – функция распределения, которая согласно (1.3), в R^3 равна:

$$\Phi(\vec{r}) = \delta(\vec{r}) - \frac{\Lambda^3}{(2\pi)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{\Lambda^2 \vec{r}^2}{2}\right\}. \quad (1.5)$$

Аналогичное определение потенциала взаимодействия в области конфайнмента через потенциал в области деконфайнмента приведено в работе [4]. Такая же модификация существует для линейно растущего потенциала. Учитывая (1.3)-(1.5), определяем модифицированный линейно растущий потенциал:

$$V_{\text{mod}}^P(\vec{r}) = \sigma_0 \cdot r \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{r\Lambda/\sqrt{2}} ds \cdot e^{-s^2} \right) \equiv \sigma(r) \cdot r. \quad (1.6)$$

Основной вклад при определении масс и конституэнтных масс связанного состояния в рамках нашего подхода определяется вкладом растущего потенциала, а вклад, различных поправок связанных с нелокальным характером взаимодействия, является малым. В том числе, вклад одноглюонного обмена рассматривается, как малые возмущение. Поэтому вклад модифицированного одноглюонного обмен потенциала считаем малым. Таким образом, при определении масс и конституэнтных масс составляющих, с учетом размерного (нелокального) эффекта, необходимо модифицировать только линейно растущий потенциал.

2 Вычисление энергетического спектра связанного состояния с учетом нелокальности

2.1 Определение энергетического спектра растущего потенциала

В этом пункте приведем детали вычисления энергетического спектра с учетом нелокального характера взаимодействия. Рассмотрим УШ с модифицированным потенциалом:

$$\left[\frac{1}{2\mu} \vec{p}^2 + \sigma(r) \cdot r \right] \Psi(\vec{r}) = E(\mu) \Psi(\vec{r}), \quad (2.1)$$

где, $\sigma(r)$ -модифицированное натяжение струны

$$\sigma(r) = \sigma_0 \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{r\Lambda/\sqrt{2}} ds \cdot e^{-s^2} \right) = \sigma_0 \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j!} \frac{1}{2j+1} \left(\frac{r\Lambda}{\sqrt{2}} \right)^{2j+1} \right]. \quad (2.2)$$

σ_0 -натяжение струны.

Из (2.1) определяем энергетический спектр E с помощью метода ОП [5,6]. Прежде всего, переходим к d -мерному вспомогательному пространству R^d , а гамильтониан взаимодействия представим в нормальной форме по операторам рождения a^+ и уничтожения a :

$$H = H_0 + \varepsilon_0(E_r) + H_I, \quad (2.3)$$

где H_0 -гамильтониан свободного осциллятора

$$H_0 = \omega(a^+ a) \quad (2.4)$$

а энергия основного состояния $\varepsilon_0(E)$ в R^d имеет вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0(E) = & \frac{d\omega}{4} + \frac{4\rho^2 \mu \sigma_0}{\omega^{3\rho-1}} \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 3\rho - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)} - \frac{4\rho^2 \mu E}{\omega^{2\rho-1}} \times \\ & \times \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 2\rho - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)} - \frac{8\sigma_0 \rho^2 \mu}{\sqrt{\pi}} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j!} \frac{1}{2j+1} \left(\frac{\Lambda}{\sqrt{2}}\right)^{2j+1} \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 4\rho + 2j\rho - 1\right)}{\omega^{4\rho+2j\rho-1} \Gamma\left(\frac{d}{2}\right)}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

и H_I , гамильтониан взаимодействия представляется в нормальной форме:

$$\begin{aligned} H_I = & \int_0^{\infty} dx \int \left(\frac{d\eta}{\sqrt{\pi}}\right)^d \exp\{-\eta^2(1+x)\} : e^{-2i\sqrt{x}\omega} : \times \\ & \times \left[-\frac{4\rho^2 \mu \sigma_0}{\omega^{3\rho-1}} \frac{x^{-3\rho}}{\Gamma(1-3\rho)} - \frac{4\rho^2 \mu E}{\omega^{2\rho-1}} \frac{x^{-2\rho}}{\Gamma(1-2\rho)} - \right. \\ & \left. - \frac{x^{-4\rho+2j\rho}}{\omega^{4\rho+2j\rho-1} \Gamma(1-4\rho-2j\rho)} \frac{8\sigma_0 \rho^2 \mu}{\sqrt{\pi}} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j!} \frac{1}{2j+1} \left(\frac{r\Lambda}{\sqrt{2}}\right)^{2j+1} \right]. \end{aligned} \quad (2.6)$$

где введено обозначение $e_2^{-Z} = e^{-Z} - 1 + Z - \frac{1}{2}Z^2$. Здесь $:*$: является символом нормального упорядочения, а η_j и q_j векторы в R^d , d - размерность вспомогательного пространства равна:

$$d = 2 + 2\rho + 4\rho l, \quad (2.7)$$

ρ - вариационный параметр, который связан с асимптотическим поведением волновой функций. Определим энергетический спектр с орбитальным и радиальным возбуждениями. В ОП волновая функция с радиальным возбуждением определяется в следующем виде:

$$|n_r\rangle = C_{n_r} (a^+ a^+)^{n_r} |0\rangle, \quad (2.8)$$

где C_{n_r} - нормировочная константа, которая равна:

$$C_{n_r} = \left[\frac{\Gamma(d/2)}{4^{n_r} n_r! \Gamma(d/2 + n_r)} \right]^{1/2}, \quad n = 1 + \ell + n_r, \quad (2.9)$$

а энергетический спектр в R^d определяется следующим образом:

$$\varepsilon_{n_r}(E) = \langle n_r | H | n_r \rangle = \varepsilon_0(E) + 2n_r \omega + \langle n_r | H_I | n_r \rangle \quad (2.10)$$

Матричный элемент $\langle n_r | H_I | n_r \rangle$ в рамках ОП вычислено в [6] и имеет вид:

$$\langle n_r | H_I | n_r \rangle = -\frac{4\rho^2 \mu E}{\omega^{2\rho-1}} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 2\rho - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)} \tilde{B} + \frac{4\rho^2 \mu \sigma}{\omega^{3\rho-1}} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 3\rho - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)} \tilde{C}. \quad (2.11)$$

$$\text{Здесь: } \tilde{B} = \frac{\Gamma(1+n_r)}{\Gamma(n_r+d/2)} \cdot \frac{\Gamma(d/2)}{\Gamma(d/2+2\rho-1)} \cdot \sum_{k=2}^{2n_r} (-1)^k A_{n_r}(k) \frac{\Gamma(k+d/2+2\rho-1)}{\Gamma(k+d/2)}, \quad (2.12)$$

и

$$\tilde{C} = \frac{\Gamma(1+n_r)}{\Gamma(n_r+d/2)} \cdot \frac{\Gamma(d/2)}{\Gamma(d/2+3\rho-1)} \cdot \sum_{k=2}^{2n_r} (-1)^k A_{n_r}(k) \frac{\Gamma(k+d/2+3\rho-1)}{\Gamma(k+d/2)}, \quad (2.13)$$

где

$$A_{n_r}(k) = \sum_{k=2}^{2n_r} \frac{2^{2S-k}}{\Gamma(n_r-S+1)} \cdot \frac{\Gamma(k+n_r-S+d/2)}{\Gamma(k-S+1)\Gamma(2S-k+1)}. \quad (2.14)$$

Из системы энергетический спектр и частота осциллятора определяются уравнений

$$\begin{cases} \varepsilon(E) = 0 \\ \frac{\partial \varepsilon_0(E)}{\partial \omega} = 0 \end{cases}. \quad (2.15)$$

После некоторых аналогичных упрощений для энергетического спектра имеем:

$$\frac{E(\ell, n_r)}{\sqrt{\sigma}} = \min_{\rho} \left[\frac{z^2}{8\rho^2 x} \frac{\Gamma(2+\rho+2\rho\ell)}{\Gamma(3\rho+2\rho\ell)} \cdot \frac{1 + \frac{4n_r}{1+\rho+2\rho\ell}}{1+\tilde{B}} + \frac{1}{z} \frac{\Gamma(4\rho+2\rho\ell)}{\Gamma(3\rho+2\rho\ell)} \frac{1+\tilde{C}}{1+\tilde{B}} - \frac{1}{z^2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j!} \frac{1}{2j+1} \left(\frac{\Lambda}{\sqrt{2}} \right)^{2j+1} \frac{1}{z^{2j}} \frac{\Gamma(5\rho+2j\rho+2\rho\ell)}{\Gamma(3\rho+2\rho\ell)} \frac{1+\tilde{W}_j}{1+\tilde{B}} \right], \quad (2.16)$$

где параметр z определяется из уравнения:

$$1 - \frac{4x\rho^2}{z^3} \frac{\Gamma(4\rho+2\rho\ell)}{\Gamma(2+\rho+2\rho\ell)} \frac{[\rho + 4(3\rho-1)\tilde{B} - (2\rho-1)\tilde{C}]}{\left[\rho + (2\rho-1) \frac{2n_r}{1+\rho+2\rho\ell} + \frac{1}{2}\tilde{B} \right]} - \frac{1}{z^4} \frac{8x\rho^2}{\sqrt{\pi}} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j!} \frac{1}{2j+1} \left(\frac{\Lambda}{\sqrt{2}} \right)^{2j+1} \frac{1}{z^{2j}} \frac{\Gamma(5\rho+2j\rho-1)}{\Gamma(2+\rho+2\rho\ell)} \times \times \frac{[2\rho+2j\rho+(4\rho+2j\rho-1)\tilde{B} - (2\rho-1)\tilde{W}_j]}{\left[\rho + (2\rho-1) \frac{2n_r}{1+\rho+2\rho\ell} + \frac{1}{2}\tilde{B} \right]} = 0, \quad (2.17)$$

а \tilde{W}_j равен:

$$\tilde{W}_j = - \frac{\Gamma(1+n_r)}{\Gamma(n_r+d/2)} \frac{\Gamma(d/2)}{\Gamma(1-4\rho-2j\rho)} \sum_{k=2}^{2n_r} (-1)^k A_{n_r}(k) \frac{\Gamma(1+k-4\nu-2j\rho)}{\Gamma(k+d/2)}. \quad (2.18)$$

2.2 Определение энергетического спектра потенциала Корнелла

Приступим к вычислению энергетического спектра модифицированного потенциала с учетом одноглюоонного обмена. Рассмотрим УШ:

$$\left[\frac{1}{2\mu} \vec{p}^2 + \sigma(r) \cdot r - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} \right] \Psi(\vec{r}) = E(\mu) \Psi(\vec{r}), \quad (2.19)$$

где $\sigma(r)$ представлены в (2.2). С помощью ОП из (2.19) определен энергетический спектр. Здесь после некоторых упрощений получаем:

$$\varepsilon_0(E) = \frac{d\omega}{4} + \frac{4\rho^2\mu\sigma_0}{\omega^{3\rho-1}} \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 3\rho - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)} - \frac{4\rho^2\mu E}{\omega^{2\rho-1}} \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 2\rho - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)} - \frac{16\alpha_s\rho^2\mu\Gamma\left(\frac{d}{2} + \rho - 1\right)}{3\omega^{\rho-1}\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)} - \frac{8\sigma_0\rho^2\mu}{\sqrt{\pi}} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j!} \frac{1}{2j+1} \left(\frac{\Lambda}{\sqrt{2}}\right)^{2j+1} \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 4\rho + 2j\rho - 1\right)}{\omega^{4\rho+2j\rho-1}\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)}, \quad (2.20)$$

и для гамильтониана взаимодействия:

$$H_I = \int_0^{\infty} dx \int \left(\frac{d\eta}{\sqrt{\pi}}\right)^d \exp\{-\eta^2(1+x)\} : e_2^{-2i\sqrt{x}\omega} : \times \left[\frac{4\rho^2\mu\sigma_0}{\omega^{3\rho-1}} \frac{x^{-3\rho}}{\Gamma(1-3\rho)} - \frac{4\rho^2\mu E}{\omega^{2\rho-1}} \frac{x^{-2\rho}}{\Gamma(1-2\rho)} - \frac{16\alpha_s\rho^2\mu}{3\omega^{\rho-1}} \frac{x^{-\rho}}{\Gamma(1-\rho)} - \frac{8\sigma_0\rho^2\mu}{\sqrt{\pi}} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j!} \frac{1}{2j+1} \left(\frac{\Lambda}{\sqrt{2}}\right)^{2j+1} \frac{x^{-4\rho+2j\rho}}{\omega^{4\rho+2j\rho-1}\Gamma(1-4\rho-2j\rho)} \right], \quad (2.21)$$

Из системы уравнений (2.15) определяем энергию исходной системы и частоту осциллятора. При этом энергетический спектр равен:

$$\frac{E(\ell, n_r)}{\sqrt{\sigma}} = \left[\frac{z^2}{8\rho^2 x} \frac{\Gamma(2+\rho+2\rho\ell)}{\Gamma(3\rho+2\rho\ell)} \cdot \frac{1 + \frac{4n_r}{1+\rho+2\rho\ell}}{1+\tilde{B}} + \frac{1}{z} \frac{\Gamma(4\rho+2\rho\ell)}{\Gamma(3\rho+2\rho\ell)} \frac{1+\tilde{C}}{1+\tilde{B}} - \frac{4z\alpha_s}{3} \frac{\Gamma(2\rho+2\rho\ell)}{\Gamma(3\rho+2\rho\ell)} \times \frac{1+\tilde{D}}{1+\tilde{B}} - \frac{1}{z^2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j!} \frac{1}{2j+1} \left(\frac{\Lambda}{\sqrt{2}}\right)^{2j+1} \frac{1}{z^{2j}} \frac{\Gamma(5\rho+2j\rho+2\rho\ell)}{\Gamma(3\rho+2\rho\ell)} \frac{1+\tilde{W}_j}{1+\tilde{B}} \right]. \quad (2.22)$$

Здесь параметры z , который связан с частотой осциллятора, $z = \omega^\rho / \sqrt{\sigma}$ определяется из уравнения:

$$1 - \frac{4x\rho^2}{z^3} \frac{\Gamma(4\rho+2\rho\ell)}{\Gamma(2+\rho+2\rho\ell)} \frac{[\rho + 4(3\rho-1)\tilde{B} - (2\rho-1)\tilde{C}]}{\left[\rho + (2\rho-1)\frac{2n_r}{1+\rho+2\rho\ell} + \frac{1}{2}\tilde{B}\right]} - \frac{16\alpha_s x\rho^2}{3z^3} \frac{\Gamma(2\rho+2\rho\ell)}{\Gamma(2+\rho+2\rho\ell)} \frac{[\rho + (2\rho-1)\tilde{D} - (2\rho-1)\tilde{B}]}{\left[\rho + (2\rho-1)\frac{2n_r}{1+\rho+2\rho\ell} + \frac{1}{2}\tilde{B}\right]} + \frac{1}{z^4} \frac{8x\rho^2}{\sqrt{\pi}} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j!} \frac{1}{2j+1} \left(\frac{\Lambda}{\sqrt{2}}\right)^{2j+1} \frac{1}{z^{2j}} \frac{\Gamma(5\rho+2j\rho-1)}{\Gamma(2+\rho+2\rho\ell)} \times \frac{[\rho + 2j\rho + (4\rho+2j\rho-1)\tilde{B} - (2\rho-1)\tilde{W}_j]}{\left[\rho + (2\rho-1)\frac{2n_r}{1+\rho+2\rho\ell} + \frac{1}{2}\tilde{B}\right]} = 0. \quad (2.23)$$

На основе полученных выражений определены масса и конституэнтная масса составляющих частиц с учетом глюонного распределения для растущего и кулон плюс растущего потенциалов.

3 Определение массового спектра мезонов состоящих из легко-легких кварков с учетом нелокальности взаимодействия

3.1 Массовый спектр мезонов

Мы аналитически определим массовый спектр мезонов, состоящих из легко-легких кварков, с орбитальным и радиальным возбуждениями для линейно растущего и кулон плюс растущего потенциалов. В этом пункте мы приступим к определению массового спектра мезонов, состоящих из легко-тяжелых кварков, и конституэнтной массы кварков с орбитальным и радиальным возбуждениями для этих потенциалов. В этом случае,

$$m_1 = 0, \quad m_2 = m_q, \quad (3.1)$$

где m_q -- масса, в частности, s -кварка. Прежде всего, вычислим массу и конституэнтную массу для растущего потенциала. Тогда, после некоторых упрощений, для массы связанного состояния получаем:

$$M(\ell, n_r) = \sqrt{\sigma} \left(\sqrt{\mu_0 s^2} + \sqrt{\xi^2 + \mu_0 s^2} + \frac{s^2}{\sqrt{\mu_0}} \right), \quad (3.2)$$

и для конституэнтной массы кварков имеем:

$$\mu_1(\ell, n_r) = \sqrt{\sigma \mu_0 s^2} \quad ; \quad \mu_2(\ell, n_r) = \sqrt{\sigma(\xi^2 + \mu_0 s^2)}, \quad (3.3)$$

а энергетический спектр определяется в виде:

$$E(\ell, n_r) = \frac{3}{2} \min_{\rho} \left(\frac{s^2 \sqrt{\sigma}}{\sqrt{\mu_0}} \right). \quad (3.4)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\xi^2 = \frac{m_q^2}{\sigma}; \quad \mu_0 = \frac{1}{2} \frac{s^2 - 2\xi^2 s}{2s^3 - \xi^2} + \sqrt{\frac{(s^4 - 2\xi^2 s)^2}{4(2s^3 - \xi^2)^2} + \frac{s^2 \xi^2}{2s^3 - \xi^2}}. \quad (3.5)$$

В том случае, когда потенциал взаимодействия является кулон плюс растущим, энергетический спектр определяется (2.16), а параметр z дается из (2.17) для конституэнтной массы кварков имеем:

$$\mu_1(\ell, n_r) = \sqrt{\sigma} \sqrt{-2x^2 \frac{d}{dx} \left(\frac{E}{\sqrt{\sigma}} \right)},$$

$$\mu_2(\ell, n_r) = \sqrt{\sigma} \sqrt{\xi^2 - 2x^2 \frac{d}{dx} \left(\frac{E}{\sqrt{\sigma}} \right)}. \quad (3.6)$$

При этом параметр x определяется из уравнения:

$$1 - \frac{1}{\sqrt{-2 \frac{d}{dx} \left(\frac{E}{\sqrt{\sigma}} \right)}} - \frac{x}{\sqrt{\xi^2 - 2x^2 \frac{d}{dx} \left(\frac{E}{\sqrt{\sigma}} \right)}} = 0. \quad (3.7)$$

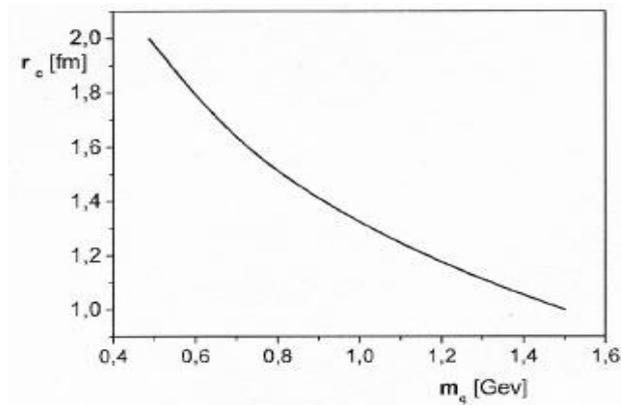
3.2 Зависимость конституэнтной массы кварков от радиуса конфайнмента

Учет нелокального характера взаимодействия приводит к появлению нового параметра, $r_c = 1/\Lambda$ - радиуса конфайнмента; масса и конституэнтная масса связанного состояния зависят от этого параметра. Эта зависимость определена в работах [7,8] различными методами модификаций потенциала взаимодействия. В (2.16) и (2.17) представлены энергетические спектры с учетом нелокальности взаимодействия для растущего и кулон плюс растущего потенциалов соответственно. Для массового спектра состоящего из легко – легких кварков имеем:

$$M = 2\mu + E - \frac{2\sigma}{\pi\mu} \quad (3.8)$$

Далее представим численные результаты, полученные с учетом непertурбативного и нелокального характера взаимодействия, только для кулон плюс растущего потенциала при значениях $\alpha_s = 0.39$ и $\sigma = 0.19 \text{ GeV}^2$. Прежде всего, определим массу и конституэнтную массу связанного состояния для $\ell = 0$. В этом случае определяется зависимость конституэнтной массы от радиуса конфайнмента r_c для основного состояния. Результаты представлены на рис. 1.

Из рис. 1 видно, что с возрастанием расстояния между составляющими частицами в релятивистском связанном состоянии конституэнтная масса составляющих уменьшается, а с уменьшением- возрастает. Также из этого рисунка видно, что если радиус $r_c = 1.0 \text{ fm}$, то конституэнтная масса $\sim 1.5 \text{ GeV}$, а если радиус 2.0 fm , то конституэнтная масса составляет всего лишь $\sim 0.5 \text{ GeV}$. Таким образом, при уменьшении расстояния между составляющими частицами в связанном состоянии их конституэнтная масса увеличивается. Поэтому, согласно (3.1) и (3.7), непertурбативная добавка, связанная с диаграммой собственной энергии и



струнным взаимодействием, уменьшается, т.е. при некоторых значениях радиуса r_c вклады этих взаимодействий могут становиться несущественными. При таком условии динамика формирования связанных состояний вполне возможно определяется в рамках феноменологических потенциальных моделей.

Рис.1 Зависимость конституэнтной массы от радиуса конфайнмента при $\alpha_s = 0.39$ и $\sigma = 0.19 \text{ ГэВ}^2$ для основного состояния

4 Определения наклона и пересечения Редже траектории мезонов с учетом нелокального взаимодействия

По многочисленным результатам описание экспериментальных и решеточных данных в методе полевых корреляторов значения натяжение струны равно $\sigma = 0.19 \text{ GeV}^2$. При малых значениях $\ell \leq 5$ зависимость M^2/σ от ℓ является линейной и может быть аппроксимирована в виде для растущего потенциала:

$$\frac{M^2(\ell, 0)}{\sigma} = 8\ell + 3.5\pi, \quad (4.1)$$

для кулон плюс растущего потенциала:

$$\frac{M^2(\ell, 0)}{\sigma} = 8\ell + 2.64\pi, \quad (4.2)$$

Параметр наклона Редже ℓ -траектории при $\ell \leq 5$ экспериментально определен в [8]-[9] и равен:

$$\alpha'_{L(\text{exp})} = 0.81 \pm 0.01 \text{ GeV}^{-2}, \quad (4.3)$$

а в нашем случае (для обоих видов потенциала он является одинаковым) $\alpha'_L = 0.658 \text{ GeV}^{-2}$, т.е. ниже, чем дает эксперимент.

Экспериментальное значение параметра пересечения Редже ℓ -траектории равно [8]-[9]:

$$\alpha_{L(\text{exp})}(0) = -0.30 \pm 0.02, \quad (4.4)$$

у нас для растущего потенциала $\alpha_L(0) = -1.374$ и для кулон плюс растущего $\alpha_L(0) = -1.037$, т.е. в этом случае по модулям наши результаты больше, чем экспериментальные. Поведение Редже n_r -траектории параметризуется в виде [10]:

$$M^2(\ell, n_r) = M^2(\ell, 0) + \Omega n_r. \quad (4.5)$$

Параметр Ω определен из эксперимента для состояний $n_r = 1, 2, 3$ [9]-[10] в интервале $\Omega_{\text{exp}} = 1.6 \div 1.38 \text{ GeV}^2$. При значении натяжения струны $\sigma = 0.19 \text{ GeV}^2$ для растущего потенциала определено среднее значение параметра $\Omega = 2.7056 \text{ GeV}^2$, а для кулон плюс растущего потенциала $\Omega = 2.656 \text{ GeV}^2$. Таким образом, полученные результаты без учета непертурбативного и нелокального характера взаимодействия для наклона и параметра пересечения Редже траектории имеют неудовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Из выражения (4.5) определяются параметры Ω Редже n_r -траектории:

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= 1.60 \text{ GeV}^2 \text{ при } n_r = 1 \\ \Omega_2 &= 1.49 \text{ GeV}^2 \text{ при } n_r = 2 \\ \Omega_3 &= 1.42 \text{ GeV}^2 \text{ при } n_r = 3 \end{aligned} \quad (4.6)$$

В эксперименте более-менее достоверно определено значение этого параметра только для первого радиального возбужденного состояния: $\Omega_{\text{exp}} = 1.6 \pm 0.1 \text{ GeV}^2$. Таким образом, наши результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. В нашем подходе параметр p связан с асимптотическим поведением волновой функции. Значение p при больших расстояниях, т.е. для мезонов, состоящих из легких кварков, оказалось ~ 0.7 , а при малых расстояниях, для тяжелых мезонов, ~ 0.98 . Волновая функция связанного состояния на больших расстояниях является функцией Эйри, которая обеспечивает ненаблюдаемость цветных объектов, а на малых расстояниях становится кулоновской. Это означает, что на малых расстояниях взаимодействие между составляющими цветными объектами осуществляется одноглюонным обменом, и эти объекты можно рассматривать как свободные.

Литература

- 1 Dosch H.G., Phys. Lett. B 190, 177(1987); Dosch H.G. and Simonov Yu.A., Phys. Lett. B 205, 393(1988).
- 2 Ефимов Г.В. Нелокальные взаимодействия квантованных полей, Наука, Москва, 1977.

- 3 Efimov G.V. and Nedelko S.N., Phys. Rev. D 51, 176(1995); Phys. Rev. D 54, 4483(1996); Ефимов Г.В., Теор. Мат. Физ. 141, 80(2004).
- 4 Fabin Brau and Claude Semay, Phys. Rev. D 70, 014017(2004).
- 5 Динейхан М., Жаугашева С.А., Кожамкулов Т.А., ЯФ 68, 350(2005); Few-Body Systems 37, 49(2005).
- 6 Dineykhon M., Efimov G.V., Ganbold G. and Nedelko S.N. Oscillator representation in quantum physics, Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag, Berlin, m 26, (1995).
- 7 Badalian A.M. and Bakker B.L.G., Phys. Rev. D 66, 034025(2002).
- 8 Badalian A.M., Bakker B.L.G. and Simonov Yu.A., Phys. Rev. D 66, 034026(2002).
- 9 Bugg D.V. et al., Phys. Lett. B 353, 378(1995); A.V. Anisovich et al., Nucl. Phys. A 662, 319(2000).
- 10 Abele A. et al., Phys. Lett. B 423, 175(1998); C. Amsler, Rev. Mod. Phys.70, 1293(1998).

ЖЕРГІЛІКТІ ЕМЕС ӘСЕРЛЕСУДІ ЕСКЕРУ АРҚЫЛЫ МЕЗОНДАРДЫҢ МАССАЛЫҚ СПЕКТРІН АНЫҚТАУ

С.А. Жаугашева, К.С. Дүйсебаева, Б.Е. Толымбекова

Пропагаторды импульстік кеңістікке Гаустық түрінде бүтін аналитикалық функция ретінде таңдай отырып, конфайнмент радиусіне тәуелді кварктардың әрекеттесуінің өзгеру түрінде потенциалы алынған. Конституэнттік массаның конфайнмент радиусына тәуелділігі анықталды. Конфайнмент радиусы кішірейген сайын, құраушы бөлшектердің конституэнттік массасы өседі. Байланысқан күйдегі массалық спектрдің пертурбативтік емес әрекеттесу үлесінің азаюына алып келеді.

DETERMINATION OF THE MASS SPECTRUM OF MESONS, TAKING INTO ACCOUNT THE NONLOCALITY OF INTERACTION

S.A. Zhaugasheva, K.A. Duysebaeva, B.E. Tolumbekova

Choosing a propogater as the entire analytical function same Gausse in momentum space, determined modification of potential of quarks interaction, which depends of the radius confinement. Also determined the dependence of the constituent mass of the characteristic dimension of confinement. By the decrease radius of confinement the constituent mass of consist particle is increase. So the nonperturbative interaction contribution is decrease in the mass spectrum of bound state.