объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-86-543

В.В.Буров, К.В.Шитикова*

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТРЕХКВАРКОВОЙ СИСТЕМЫ В МЕТОДЕ ГИПЕРСФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ И УПРУГОЕ eN-РАССЕЯНИЕ

Направлено в журнал "Nuclear Physics"

* Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

1986

I. Введение

В нерелятивистской потенциальной модели /I-9/ гамильтониан системы кварков $H = T + V$ (где $T = \sum_i p_i^2/2m_i + \sum_i m_i$) с выделенным центром масс записывается следующим образом:

$$T = \frac{1}{2M}\vec{P}^2 + \frac{1}{2M}\sum_{i<j}\left(\frac{\vec{p}_i^{\,2}}{m_i} - \frac{\vec{p}_j^{\,2}}{m_j}\right)m_i m_j + M \quad , \; M = \sum_i m_i \, , \; \vec{P} = \sum_i \vec{p}_i \, .$$

Потенциальная энергия системы $V = \sum_{i<j}\lambda_i\lambda_j V(r_{ij})$ состоит из центрального члена $V_c(r) = Br^2 + c$, определяющего конфайнмент, и спин-спинового члена $V_B = \vec{\sigma}_i\vec{\sigma}_j\,\delta(r)$ или $V_B = \vec{\sigma}_i\vec{\sigma}_j\exp(-r^2/\Lambda^2)$, определяющего разность $(N-\Delta)$ -масс. В работах /I-3/ в результате изучения свойств трех- и шестикварковых систем в рамках нерелятивистской модели с функциями гармонического осциллятора было предложено несколько вариантов кварк-кварковых потенциалов:

$$V_{ij} = \lambda_i\lambda_j\,[\,f(r_{ij}) + \vec{\sigma}_i\vec{\sigma}_j\,g(r_{ij})\,]\,, \tag{I}$$

$$f(r) = A\exp(-r^2/\Lambda^2) + Br^2 + c + K\delta(r), \tag{2a}$$

где

$$g(r) = \frac{2}{3}K\delta(r) \qquad \text{или} \qquad g(r) = \frac{2}{3}K\exp(-r^2/\Lambda^2),$$

$$f(r) = -\alpha r^2 + \frac{\alpha_s}{4r} \quad , \quad g(r) = -\frac{\pi\alpha_s}{6m_q^2}\cdot\delta(r), \tag{2б}$$

$$V_{ij} = \lambda_i\lambda_j\left[-\alpha r_{ij} + \frac{\alpha_s}{4r_{ij}} - \frac{\pi\alpha_s}{4m_q^2}\left(1 + \frac{2}{3}\vec{\sigma}_i\vec{\sigma}_j\right)\delta(r_{ij})\right]. \tag{2в}$$

Эта модель успешно развивалась и позволила получить ряд ценных результатов как о массах, так и о распадных свойствах легких барионных систем. Однако использование базисных функций гармонического осциллятора приводит к тому, что для описания масс N - кварковой системы и воспроизведения ее размеров используются разные значения радиуса осциллятора b_0 (b_0 = 0,4 и b_0 = 0,8 соответственно). Параметры же используемого кварк-кваркового потенциала очень чувствительны к величине b_0 . Проиллюстрируем этот факт

Объединенный институт ядерных исследований БИБЛИОТЕКА

на примере параметра K, определяющего разность $(N-\Delta)$- масс.

$$V_B(r) = \sum_{i<j} \lambda_i \lambda_j K \left(1 + \frac{2}{3} \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j\right) \delta(r_{ij}). \qquad (3)$$

Разность масс $\Delta M = M_\Delta - M_N$ = 293 МэВ определяется как

$$\langle \Psi_\Delta | V_B(r) | \Psi_\Delta \rangle - \langle \Psi_N | V_B(r) | \Psi_N \rangle = \Delta M. \qquad (4)$$

Для трехкварковой системы соответствующие волновые функции имеют следующую симметрию :

$$\Psi_\Delta : [1^3]_c [3]_L \{[3]_T \times [3]_S\}_{[3]_{TS}},$$

$$\Psi_N : [1^3]_c [3]_L \{[21]_T \times [21]_S\}_{[3]_{TS}},$$

где для спиновых функций χ_i имеем

$$[3]_S = \{(\tfrac{1}{2}\tfrac{1}{2})^1 \tfrac{1}{2}\}_{3/2} = \chi_1 ;$$

$$[21]_S = \begin{cases} \{(\tfrac{1}{2}\tfrac{1}{2})^1 \tfrac{1}{2}\}_{1/2} = \chi_1, \\ \{(\tfrac{1}{2}\tfrac{1}{2})^0 \tfrac{1}{2}\}_{1/2} = \chi_0, \end{cases}$$

тогда для Δ - частицы спин-изоспиновая часть волновой функции имеет вид $[3]_{TS} = \tau_1 \chi_1$,соответственно для N -частицы $[3]_{TS} = (\tau_1\chi_1 + \tau_0\chi_0)/\sqrt{2}$. Известно, что $\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2 = (\vec{\sigma}^2 - \vec{\sigma}_1^2 - \vec{\sigma}_2^2)/2$, тогда среднее значение по функциям χ_1 и χ_0 от $\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2$ для $S=1$ $\langle \chi_1 | \vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2 | \chi_1 \rangle = 1$, для $S=0$ $\langle \chi_0 | \vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2 | \chi_0 \rangle = -3$.
Далее можно найти матричные элементы от спин-спинового взаимодействия для N- и Δ - частиц.

$$\langle \Psi_N | \sum_{ij} \lambda_i \lambda_j \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j \, \delta(r_{ij}) | \Psi_N \rangle = 3\left(-\tfrac{2}{3}\right) \tfrac{1}{2} \langle \tau_1\chi_1 + \tau_0\chi_0 | \vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2 | \tau_1\chi_1 + \tau_0\chi_0 \rangle \cdot$$
$$\times \langle 0s | \delta(\vec{r}) | 0s \rangle = 2\bar{V},$$

$$\langle \Psi_\Delta | \sum_{ij} \lambda_i \lambda_j \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j \, \delta(r_{ij}) | \Psi_\Delta \rangle = -2\bar{V},$$

где

$$\bar{V} \simeq \langle 0s | \delta(\vec{r}) | 0s \rangle = \frac{1}{(2\pi b^2)^{3/2}} \int \exp(-r^2/2b^2)\, \delta(\vec{r})\, d\vec{r} = (2\pi b^2)^{-3/2}.$$

Найдем теперь спин-спиновый матричный элемент для N- и Δ- частиц:

$$\langle \Psi_N | V_B | \Psi_N \rangle = K(-2 + \tfrac{2}{3} 2)\bar{V} \quad \text{и} \quad \langle \Psi_\Delta | V_B | \Psi_\Delta \rangle = K(-2 + \tfrac{2}{3}(-2))\bar{V},$$

и разность масс

$$\Delta M = -\frac{8}{3} K (2\pi)^{-3/2} b^{-3}. \qquad (5)$$

Тогда константа K определяется следующим образом:

$$K = -\frac{3}{8} (2\pi)^{3/2} b^3 \Delta M.$$

В случае, когда, например, $b_N = b_\Delta$ = 0,8 фм, K = - 886 МэВ·фм^3.

Забегая вперед, отметим, что можно определить параметры осциллятора для волновых функций N- и Δ - систем из анализа результатов расчета в методе гиперсферических функций /9,II/. В этом случае b_N = 0,39 фм и b_Δ = 0,42 фм, что приводит к значению $K = \frac{3}{8}(2\pi)^{3/2} \Delta M / (\frac{1}{b_N^3} - \frac{5}{b_\Delta^3}) = -173$ МэВ·фм^3. Таким образом, наши оценки показывают, что параметр K сильно изменяется при учете коллективных эффектов в модели трехкварковой системы. Следует отметить, что в работах /8/, в которых исследовалась структура барионов на основе уравнений Фаддеева, показана необходимость учета этих эффектов. Ранее в /9/ метод гиперсферических функций был применен для изучения свойств тяжелых барионов. В настоящей работе предлагается метод, позволяющий уточнить параметры кварк-кварковых потенциалов /I-3/ в нерелятивистской кварковой модели. В этом случае мы используем метод гиперсферических функций, в котором вместо свободного параметра-радиуса осциллятора имеем коллективную переменную ρ , так что в результате получаем самонастраивающуюся кварковую систему, в которой параметры $(q-q)$ - взаимодействия определяют размеры системы. В рассматриваемом подходе изучаются единым образом спектр $3q$ - системы, размеры и упругий формфактор.

2. Метод расчета

В этом разделе кратко изложены основные положения метода гиперсферических функций, получены аналитические выражения эффективного потенциала для различных видов кварк-кваркового взаимодействия.

В методе гиперсферических функций волновая функция n- кварковой системы ищется в виде разложения по K -гармоническим полиномам /I0-I2/:

$$|n K[f]\varepsilon L S T>:\ \Psi(1,2\ldots n)=\rho^{-\frac{1}{2}(3n-4)}\sum_{K\gamma}\chi_{K\gamma}(\rho)\,|n K\gamma>,\qquad \int\chi^2_{K\gamma}(\rho)\,d\rho=1. \tag{6}$$

где $\gamma=[f]\,\varepsilon_c\,L\,S\,T$,

Гамильтониан H имеет вид

$$H=-\frac{\hbar^2}{2m}\cdot\frac{1}{\rho^{3n-4}}\frac{d}{d\rho}\left(\rho^{3n-4}\frac{d}{d\rho}\right)-\frac{\hbar^2}{2m}\cdot\frac{1}{\rho^2}\Delta_\Theta+V(\rho), \tag{7}$$

и система уравнений для нахождения собственных функций $\chi(\rho)$ и собственных значений E записывается следующим образом:

$$\left\{\frac{d^2}{d\rho^2}-\frac{L(L+1)}{\rho^2}-\frac{2m}{\hbar^2}\left(E+W^{K\gamma}_{K\gamma}(\rho)\right)\right\}\chi_{K\gamma}(\rho)=$$
$$=\frac{2m}{\hbar^2}\sum_{K'\gamma'\neq K\gamma}W^{K'\gamma'}_{K\gamma}(\rho)\,\chi_{K'\gamma'}(\rho), \tag{8}$$

где $L=K+\frac{3n-6}{2}$, а $W^{K\gamma}_{K\gamma}$ – эффективный потенциал. Вычисления значительно упрощаются, если использовать двухчастичные генеалогические коэффициенты, с помощью которых можно провести интегрирование по координатам (n -2) – частиц. В этом случае эффективный потенциал $W(\rho)$ приобретает следующий вид:

$$W^{K\gamma}_{K\gamma}(\rho)=<n K[f]\varepsilon_c L S T|\overset{1}{V}|n K[f]\varepsilon_c L S T>=$$
$$=\frac{n(n-1)}{2}\sum_{K_2[f_2]\varepsilon_{c_2}L_2S_2T_2L_0S_0T_0\varepsilon_0\Lambda L'K'}<n K[f]\varepsilon_c L S T|\}n-2K_2[f_2]\varepsilon_{2c}L_2S_2T_2,$$
$$\Lambda(L'K');L_0S_0T_0\varepsilon_{0c}>^2<\varepsilon_{0c}S_0T_0|W_{\lambda\sigma\tau}|\varepsilon_{0c}S_0T_0>\times W_{KL_0}(\rho). \tag{9}$$

где

$W_{KL_0}(\rho)$ есть орбитальная часть, а $<\varepsilon_{0c}S_0T_0|W_{\lambda\sigma\tau}|\varepsilon_{0c}S_0T_0>$ – цвет-спин-изоспиновая часть матричных элементов двухчастичного кварк-кваркового взаимодействия. Далее получим аналитические выражения для эффективного потенциала в методе гиперсферических функций для трехкварковой системы с L = 0 (три частицы в s – состоянии), имеющей симметрию: $[3]_L$, $[3]_{ST}$, $[1^3]_c$. При этом для N -изобары ST = I/2, 1/2, и для Δ – изобары ST = 3/2, 3/2.

Согласно формуле (9) эффективный потенциал для этого случая приобретает вид

$$W(\rho)=\frac{8}{\pi}\int_0^1 V(\rho\sqrt{2z})\sqrt{z(1-z)}\,dz. \tag{I0}$$

Проводя простое интегрирование по z для кварк-кварковых потенциалов (I), (2), получим выражения, приведенные ниже:

$V(r)$	$-ar$	$-a'r^2$	b/r	$æ\,\delta(\vec r)$	$V_1 e^{-r^2/\alpha^2}$
$V(\rho\sqrt{2z})$	$a\rho\sqrt{2z}$	$-a'\rho^2 2z$	$b/\rho\sqrt{2z}$	$æ\,\delta(\rho\sqrt{2z})$	$V_1 e^{-2z\rho^2/\alpha^2}$
$W(\rho)$	$-0.96\,a\rho$	$-a'\rho^2$	$1.2\,b/\rho$	$\frac{\sqrt{2}}{\pi}\frac{æ}{\rho^3}$	$\frac{2V_1\alpha^2}{\rho^2}I_1(\rho^2/\alpha^2)$

где $I_1(\rho^2/\alpha^2)$ – модифицированная функция Бесселя. Отметим важную особенность δ – образного спин-спинового взаимодействия, заключающуюся в том, что его вклад в эффективный потенциал действует во всей области коллективной переменной ρ.

3. Результаты и обсуждения

В рассматриваемом подходе были проведены расчеты эффективного потенциала, собственных значений, собственных функций, плотностей, средних квадратичных радиусов и упругого формфактора eN -рассеяния для исследуемой трехкварковой системы. Результаты расчетов показаны в табл. I,2 и на рис. I-8.

В расчетах в методе гиперсферических функций мы перенормировали константу C потенциала Харвея /I/ (первая строка таблицы I) так, чтобы воспроизвести массу нуклона, а параметр K этого кварк-кваркового потенциала изменялся так, чтобы описать разность ($N-\Delta$) -масс ($M_\Delta - M_N$ = 293 МэВ). На рис. I показан эффек-

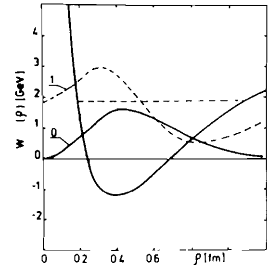

Рис. I
Эффективный потенциал $W(\rho)$, первые два решения в нем E_0, E_1 и соответствующие волновые функции $\chi_0(\rho)$, $\chi_1(\rho)$ для трехкварковой системы без учета спин-спинового расщепления (K = 0).

тивный потенциал, первые два решения в нем и соответствующие волновые функции для трехкварковой системы без учета спин-спинового расщепления (К = 0) (см. также таблицы I,2).

Видно, что расчет в методе гиперсферических функций приводит к существенному увеличению константы С. При этом в модели появляется коллективный монопольный уровень с энергией ~I,8 ГэВ. На рис. 2,3 и в таблицах I,2 показаны расчеты N и Δ для δ-образного спин-спинового взаимодействия. В отличие от результатов расчета

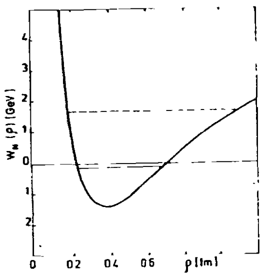

Рис. 2

Эффективный потенциал и первые два решения в нем для нуклона с учетом спин-спинового взаимодействия в δ - образной форме.

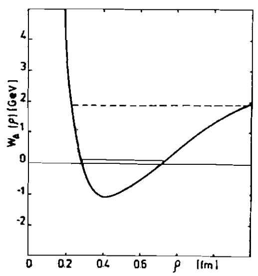

Рис. 3

Эффективный потенциал и первые два решения в нем для дельта-изобары с учетом спин-спинового взаимодействия в δ-образной форме.

Таблица I

$b = d$ фм	A МэВ	B МэВ фм^2	C МэВ	K МэВ фм^2	Λ фм	Модель
0,8	38I0,0	-I2,5	-479,8	-9II,I	0	Харвей
0,8	38I0,0	-I2,5	-I7I5	0	0	Рис. I
0,8	38I0,0	-I2,5	-I6I4	-6I	0	Рис. 2
0,8	38I0,0	-I2,5	-I6I4	-6I	0	Рис. 3
0,8	38I0,0	-I2,5	-I6I8	-73	0,2	Рис. 4
0,8	38I0,0	-I2,5	-I6I8	-73	0,2	Рис. 5

с функциями гармонического осциллятора, где спин-спиновое взаимодействие входит аддитивно, в методе гиперсферических функций при включении спин-спинового взаимодействия меняется ширина кора и глубина ямы

Таблица 2

M_N МэВ	M_Δ МэВ	E_0 МэВ	E_1 МэВ	r_0 фм	r_1 фм	Модель
I086	I086	0	I858	0,39	0,60	Рис. I
940,5	-	-I45,5	I68I	0,39	0,60	Рис. 2
-	I232	I46,0	I889	0,42	0,64	Рис. 3
938,4	-	-I47,6	I673	0,39	0,60	Рис. 4
-	I228,3	I42,3	I869	0,42	0,63	Рис. 5

(ширина кора меньше, глубина эффективного потенциала больше для нуклона). В результате энергия монопольно-возбужденного уровня для N меньше (~ I,7 ГэВ), чем для Δ (~I,9 ГэВ), и радиус для N (r_N = 0,39 фм) меньше, чем для Δ (r_Δ = 0,42 фм). Помимо этого расчеты показывают, что сильно меняются (~ в I,6 раза) размеры системы в возбужденном состоянии r_N^* = 0,6 фм и r_Δ^* = 0,64 фм для N и Δ соответственно. Далее рассмотрим результаты расчетов для трехкварковой системы с учетом гауссовского спин-спинового взаимодействия (Λ = 0,2 фм). Это приводит к незначительной перенормировке параметра $(q-q)$-сил-константы C и к увеличению в I,2 раза параметра K (а именно: K = -6I МэВ·фм^3 для случая Λ = 0 и K = - 73 МэВ·фм^3 для Λ = 0,2 фм). Таким образом, при решении трехкварковой задачи в методе гиперсферических функций проявляются следующие эффекты:

I. Перенормировка параметров С и К по сравнению с теми, которые были предложены в модели гармонического осциллятора.

2. Неаддитивность вклада спин-спинового взаимодействия, что приводит к изменению ширины и глубины ямы для эффективного потенциала.

3. Вторым решением задачи на собственные значения в трехкварковой системе были найдены состояния, отвечающие дыхательной моде возбуждения.

4. Упругое eN -рассеяние в трехкварковой системе

С помощью радиальных функций $\chi_i(\rho)$ можно найти плотности основного и возбужденных состояний в трехкварковой системе:

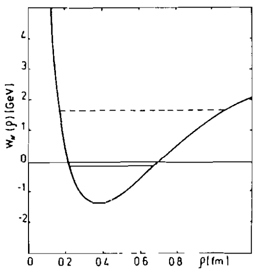

Рис. 4
Эффективный потенциал и первые два решения в нем для нуклона с учетом гауссовского спин-спинового взаимодействия.

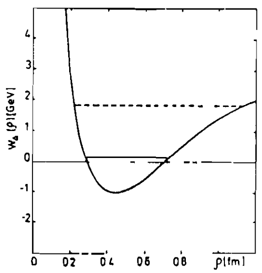

Рис. 5
Эффективный потенциал и первые два решения в нем для дельта-изобары с учетом гауссовского спин-спинового взаимодействия.

$$n_{ij}(r) = N \int\limits_r^\infty \frac{(\rho^2 - r^2)^{\frac{3n-8}{2}}}{\rho^{3n-5}}\, \chi_i(\rho)\chi_j(\rho)\, d\rho \tag{11}$$

и средний квадратичный радиус

$$\bar{R}^2_{ii} = \langle r^2 \rangle_{NR} = \frac{\int n_{ii}(r)\, r^4\, dr}{\int n_{ii}(r)\, r^2\, dr}, \tag{12}$$

где $n_{ii}(r)$ – плотность нормирована следующим образом:

$$4\pi \int n_{ii}(r)\, r^2\, dr = n. \tag{13}$$

На рис. 6 приведены результаты расчета плотности нуклона в основном состоянии (сплошная), монопольно-возбужденном состоянии, и переходная плотность (штрихпунктирная). Расчет проведен с использованием волновых функций для системы, показанной на рис. 4 с параметрами из таблицы I. Далее, используя эти плотности, были проведены нерелятивистские расчеты формфактора упругого eN -рассеяния в трехкварковой системе:

$$F_{NR}(q^2) = \frac{1}{n} \int n_{ii}(r)\, e^{i\bar{q}\bar{r}}\, d\bar{r}. \tag{14}$$

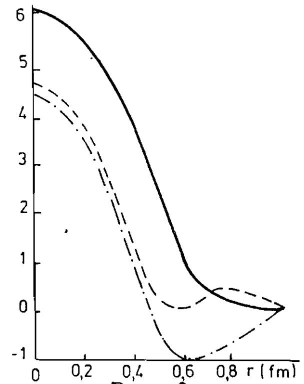

Рис. 6
Плотности распределения для нуклона в основном состоянии (сплошная), монопольно-возбужденном состоянии (пунктир) и переходная плотность (штрихпунктир).

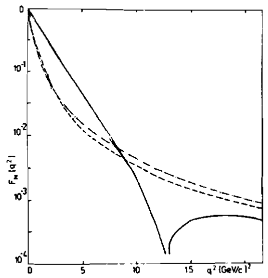

Рис. 7
Упругий формфактор нуклона. Сплошная (пунктир) – нерелятивистский (14) (релятивистский (16)) расчет; штрихпунктир – дипольный формфактор (15).

На рис. 7 показан нерелятивистский формфактор $F_{NR}(q^2)$ (сплошная линия). Видно, что удовлетворительное согласие с феноменологическим дипольным формфактором

$$F_\Delta(q^2) = (1 + q^2/.71)^{-2} \tag{15}$$

наблюдается только при $q^2 \ll M_N^2$. Для того чтобы описать упругий формфактор нуклона при переданных импульсах $q^2 \gtrsim M_N^2$, необходимо учесть релятивистские эффекты /13,14/.

В связи с этим мы воспользовались методом релятивизации формфакторов, предложенным в работах /13,14/, в которых по существу учтен эффект лоренцевского преобразования продольных расстояний при переходе от системы Брейта к лабораторной. Тогда релятивистский формфактор можно достаточно просто определить через нерелятивистский:

$$F_R(q^2) = \frac{1}{(1 + q^2/4M_A^2)^{n-1}}\, F_{NR}\left(q^2/(1 + q^2/4M_A^2)\right), \tag{16}$$

где n – число кварков в системе, M_A – эффективный параметр преобразования, для которого в работах /13-15/ предложено следующее соотношение:

$$M_A^2 = \sum_i (m_i^{эфф})^2 = n\, m_q^2. \tag{17}$$

Здесь m_q -масса кварка, которая в наших расчетах (см. таблицу 2) выбиралась в виде: m_q = I,086/3 = 0,362 ГэВ, откуда следует, что M_A^2 = 0,393 ГэВ^2. Отметим, что релятивистский формфактор (I6) при $q^2 \gg M_A^2$ удовлетворяет правилам кваркового счета /I6/:

$$F_R\,(q^2 \to \infty) \sim \left(\frac{4M_A^2}{q^2}\right)^{n-1} F_{RF}\,(4M_A). \tag{I8}$$

Важным моментом в наших расчетах является тот факт, что учет релятивистских эффектов приводит к увеличению среднеквадратичного радиуса n -кварковой системы:

$$\langle r^2 \rangle_R = \langle r^2 \rangle_{NR} + \frac{3(n-1)}{2M_A^2}. \tag{I9}$$

Из рис. 7 видно, что включение эффекта релятивизации приводит к хорошему согласию с дипольным формфактором (I5).

Весьма существенным здесь является то, что для описания eN - рассеяния во всей области измеренных переданных импульсов $q^2 <$ 24 ГэВ^2 требуется информация о нерелятивистском формфакторе лишь в области небольших $q^2 <$ I,6 ГэВ^2, т.е. вклад так называемой высокоимпульсной компоненты в нерелятивистской волновой функции пренебрежимо мал.

Как уже отмечалось выше, релятивизация приводит к увеличению размеров исследуемой системы. Так, для нуклона r_R = 0,66 фм, что согласуется с экспериментальным радиусом нуклона = 0,78 фм.

5. Заключение

В заключение отметим следующие результаты:

I. В методе гиперсферических функций с кварк-кварковым потенциалом типа: $V_{qq} = \sum \lambda_i \cdot \lambda_j V_{ij}(r)$, где $V_{ij} = (Ae^{-r^2/a^2} + Br^2 + C) + (K(1 + \frac{2}{3}\bar{\sigma}_i \cdot \bar{\sigma}_j) \cdot e^{-r^2/R^2} = V_{ij} + V_{ij}^{\sigma}$, который приводит к аналитическому эффективному потенциалу $3q$ - системы $W(\rho)$, получено, что с параметрами, приведенными в таблице I, удается описать :

а) $(N-\Delta)$ - разность масс,

б) среднеквадратичный радиус нуклона,

в) формфактор упругого eN -рассеяния.

2. Найдены энергии возбуждения и плотности для основного и монопольно-возбужденного состояний N -частицы.

3. Показано, что включение спин-спинового потенциала V_{ij}^{σ} существенно изменяет эффективный потенциал $W(\rho)$ (кор и глубину), то есть V_{ij}^{σ} входит в V_{qq} неаддитивно.

4. Отметим, что предлагаемый подход может быть использован для изучения также $6q$-, $9q$-, $12q$ - систем.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В.К. Лукьянову, А. Фэсслеру, М.В. Жукову, И.Т. Обуховскому, Г. Шпицу.

Литература

I. Harvey M. Nucl. Phys. A352 (I98I), 326; Nucl. Phys., A424 (I984) 4I9; Short-distance phenomena in Nucl. Phys., I983.

2. Ohta, S., Oka M., Arima A., Yazaki K. Phys. Lett., II9B, (I982), 35.

3. Oka M., Yazaki K. Nucl. Phys., A402, (I983), 477 ; Nucl. Phys. A420, (I984), 573; Phys. Rev., D3I, (I985), 2274; Phys. Rev. D3I, 2773 (I985).

4. Faessler A. e.a. Phys. Lett I24B, (I983), I45; Phys. Lett. I22B, (I982), 20I.

5. Suzuki Y. e.a. Nucl. Phys. A420 (I984), 525; Phys. Rev. C27 (I983), 299; Phys. Rev. C28 ,(I983), I458.

6. Neudatchin V.G. e.a. Z. Phys. A3I3 , (I983),357.

7. Lukyanov V.K., Titov A.I. In:Few Body Systems and Nucl. Forces, I978, p. 397.

8. Квицинский А.А., Куперин Ю.А., Меркурьев С.П., Новожилов В.Ю. ЯФ,38, (I0983), 702; Труды УП международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ,ДI,2-84-599,Дубна,I984,с.392.

9. Guimaraes A.B., Coelho H.T. Phys. Rev. 24D, (I98I), 5, I343.

I0. Симонов Ю.А. ЯФ, 3, (I966), 630.

II. Смирнов Ю.Ф., Шитикова К.В. ЭЧАЯ, 8, (I977), 847.

I2. Shitikova K.V. Nucl. Phys. A23I, (I979), 365.

I3. Stanley D.P., Robson D. Phys. Rev. 26D , (I982), 223.

I4. Licht A.L., Pagnamenta A. Phys. Rev. DI5, (I977), 26I.

I5. Brodsky S.J., Chertok B.T. Phys. Rev. DI4 , (I976) 3003.

I6. Brodsky S., Farrar G., Phys. Rev. Lett. 3I , (I973), II53; Phys. Rev. DII, (I975), I30);
Matveev V. et al. Lett Nuovo Cimento 7, (I973), 7I9.

I7. Blatnik S., Zovko N. Acta Phys. Aust 39 , (I974), 62.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 августа I986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р.50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Буров В.В., Шитикова К.В. Р2-86-543

Исследование структуры трехкварковой системы в методе гиперсферических функций и упругое eN-рассеяние

Метод гиперсферических функций применен к решению задачи для системы трех кварков. Получены аналитические выражения для эффективного потенциала. Показана неаддитивность вклада спин-спинового взаимодействия, что приводит к изменению ширины кора и глубины ямы для эффективного потенциала. Вторым решением задачи на собственные значения в трехкварковой системе найдены состояния, отвечающие дыхательной моде возбуждения. Изучался спектр 3q - системы, среднеквадратичный радиус и формфактор упругого eN-рассеяния.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Burov V.V., Shitikova K.V. P2-86-543

Structure of the 3q-System in the Hyperspherical Function Method and Elastic eN-Scattering

The hyperspherical function method was applied to solving the problem of the 3q-system. The analytical expressions for the effective potential have been found. Nonadditivity of the spin-spin interaction contribution resulting in variations of the core width and well depth for the effective potential is shown. The second solution of the problem for eigenvalues in the 3q-system gives the states corresponding to the monopole excitations have been found. The spectrum, dimensions and elastic form factor of the 3q-system are studied.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986