ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна 1965 г.

Р-2048

В.В. Бабиков

ТЯЖЕЛЫЕ МЕЗОНЫ И НУКЛОН-НУКЛОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1965

Р - 2048

В.В. Бабиков

ТЯЖЕЛЫЕ МЕЗОНЫ И НУКЛОН-НУКЛОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ

Направлено в журналы "Ядерная физика" и
" Nuclear Physics"

1. Введение

С открытием большого числа новых мезонов (пионных резонансов) стало актуальным рассмотрение нуклон-нуклонных потенциалов, отвечающих обмену этими мезонами. В настоящее время известны [1] мезоны, обладающие спином $J \leq 2$. Приближенные выражения для потенциалов в координатном представлении были получены в ряде работ [2,3], где использовалось разложение по степеням отношения массы мезона к массе нуклона μ/m. Однако эффект отдачи отнюдь не мал для тяжелых мезонов, так как для некоторых из них $\mu/m \geq 1$. Кроме того, в этих работах не учитывались релятивистские поправки $\sim \vec{p}^{\,2}/m^2$ к ядерных силам, которые могут быть (и оказываются) заметными в области упругого $N-N$ рассеяния.

Нуклон-нуклонные потенциалы с точным учетом отдачи и релятивистскими поправками, приводящими к зависимости потенциалов от скорости, были получены Вонгом [4] для случаев обмена скалярным ($J^P = 0^+$), псевдоскалярным ($J^P = 0^-$) и векторным ($J^P = 1^-$) мезоном.

В настоящей работе получены в этом же приближении потенциалы для случаев обмена псевдовекторным ($J^P = 1^+$), тензорным ($J^P = 2^+$) и псевдотензорным ($J^P = 2^-$) мезоном.

2. Амплитуда одномезонного сбмена и потенциал

При построении потенциала будем исходить из следующего выражения для амплитуды упругого $\overline{N-N}$ рассеяния, отвечающей обмену одним мезоном ($q_\lambda = p'_\lambda - p_\lambda$, $n_0 = p_0 = \sqrt{m^2 + \vec{p}^{\,2}}$, $\vec{n} = -\vec{p}$):

$$F(\vec{q},\vec{p}\,) = g^2 \frac{m^2}{\sqrt{m^2+\vec{p}^{\,2}}} \bar{u}(p')\Gamma_\lambda(p',p)u(p) \times \tag{1}$$
$$\times \frac{\mathcal{P}^{\lambda\lambda'}(q)}{\vec{q}^{\,2}+\mu^2} \bar{u}(n')\Gamma_{\lambda'}(n',n)u(n).$$

Эта амплитуда соответствует лагранжиану взаимодействия

$$L = \sqrt{4\pi}\, g\bar{\psi}\Gamma_\lambda \psi \phi_\lambda \tag{2}$$

и определяет дифференциальное сечение $N-N$ рассеяния в одномезонном приближении (см., например, [5]).

Будем рассматривать (1) как борновскую амплитуду, получаемую при решении нерелятивистского уравнения Шредингера [3,4] с некоторым потенциалом $V(\vec{r},\vec{p})$. Потенциал определяется тогда как фурье-образ амплитуды (1)

$$V(\vec{r},\vec{p}) = \frac{-1}{2\pi^2 m} \int e^{i\vec{q}\vec{r}} F(\vec{q},\vec{p})\, d^3 q \,. \qquad (3)$$

Получаемый таким образом потенциал имеет вид[x/]:

$$V(\vec{r},\vec{p}) = V_o(r,\vec{p}^{\,2}) + V_\sigma(r,\vec{p}^{\,2})(\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2) + V_T(r,\vec{p}^{\,2})S_{12} + V_{LS}(r,\vec{p}^{\,2})(\vec{L}\vec{S}) +$$
$$+ \frac{1}{2m^2}\left[(\vec{\sigma}_1\vec{p})V_{\sigma p}(r,\vec{p}^{\,2})(\vec{\sigma}_2\vec{p}) + (\vec{\sigma}_2\vec{p})V_{\sigma p}(r,\vec{p}^{\,2})(\vec{\sigma}_1\vec{p})\right]. \qquad (4)$$

Для обмена скалярным ($\Gamma_\lambda = 1$, $\mathcal{P}^{\lambda\lambda'} = 1$), псевдоскалярным ($\Gamma_\lambda = \gamma_5$, $\mathcal{P}^{\lambda\lambda'} = 1$) и векторным ($\Gamma_\lambda = \gamma_\lambda$, $\mathcal{P}^{\lambda\lambda'} = -g^{\lambda\lambda'}$) мезоном он полностью совпадает с потенциалом, полученным в работе [4] при помощи техники амплитуд Якоба-Вика.

Вообще говоря, определенные так потенциалы $V_i(r,\vec{p}^{\,2})$ являются нелокальными, так как они имеют знаменатели вида $(m^2 + \vec{p}^{\,2})^{1/2}$, содержащие дифференциальный оператор $\vec{p} = -i\vec{\nabla}$. Ввиду использования нерелятивистского уравнения Шредингера, естественно, однако, считать, что релятивистские эффекты являются поправками, и, следовательно, необходимо учитывать только первый поправочный член $\sim \frac{\vec{p}^{\,2}}{m^2}$, пренебрегая членами $\frac{p^4}{m^4}$ и более высокого порядка. В результате потенциалы $V_i(r,\vec{p})$ оказываются локальными и зависящими от скорости [4]. Существенно отметить, что при этом учитываются все степени отношения μ/m.

В приведенных ниже явных выражениях для потенциалов подразумевается, что члены вида $V(r)p^2$ должны читаться как $\frac{1}{2}[\vec{p}^{\,2}V(r) + V(r)\vec{p}^{\,2}]$.

3. Псевдовекторный мезон

Ввиду требования инвариантности относительно отражения времени лагранжиан взаимодействия нуклонного поля с полем псевдовекторного мезона может иметь либо псевдовекторную

$$L = \sqrt{4\pi}\, g\bar{\psi}\, i\gamma_5\gamma_\lambda\psi\phi_\lambda \,, \qquad (5)$$

либо псевдотензорную связь

$$L = \sqrt{4\pi}\,\frac{f}{2\mu}\,\bar{\psi}\gamma_5\sigma_{\lambda\nu}\psi\left(\frac{\partial\phi_\lambda}{\partial x_\nu} - \frac{\partial\phi_\nu}{\partial x_\lambda}\right). \qquad (6)$$

---

x/ Потенциалы здесь и ниже определены для обмена нейтральным ($I = 0$) мезоном. В случае обмена изовекторным ($I = 1$) мезоном все потенциалы умножаются на $(\vec{\tau}_1\vec{\tau}_2)$.

Вычисляя амплитуду (1) и находя потенциал (3) с точностью до членов $\sim \frac{p^2}{m^2}$, получаем для случая псевдовекторной связи ($\Gamma_\lambda = i\gamma_5\gamma_\lambda$, $\mathcal{P}^{\lambda\lambda'} = -g^{\lambda\lambda'}$):

$$V_o(r,\vec{p}^{\,2}) = -\frac{1}{64}\frac{\mu^2}{m^2}g^2\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(\frac{\mu^2}{m^2} + 4\frac{p^2}{m^2} - \frac{p^2\mu^2}{m^4}\right), \tag{7а}$$

$$V_\sigma(r,\vec{p}^{\,2}) = -g^2\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 - \frac{1}{3}\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{1}{64}\frac{\mu^4}{m^4} - \frac{1}{2}\frac{p^2}{m^2} + \frac{5}{24}\frac{p^2\mu^2}{m^4} - \frac{1}{64}\frac{p^2\mu^4}{m^6}\right), \tag{7б}$$

$$V_T(r,\vec{p}^{\,2}) = +\frac{1}{12}\frac{\mu^2}{m^2}g^2\left(1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{\mu^2 r^2}\right)\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 - \frac{1}{4}\frac{p^2}{m^2}\right), \tag{7в}$$

$$V_{LS}(r,\vec{p}^{\,2}) = -\frac{1}{2}\frac{\mu^2}{m^2}g^2\left(\frac{1}{\mu r} + \frac{1}{\mu^2 r^2}\right)\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 - \frac{1}{8}\frac{\mu^2}{m^2} - \frac{3}{4}\frac{p^2}{m^2} + \frac{1}{8}\frac{p^2\mu^2}{m^4}\right), \tag{7г}$$

$$V_{\sigma p}(r,\vec{p}^{\,2}) = -2g^2\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 - \frac{1}{32}\frac{\mu^2}{m^2} - \frac{1}{2}\frac{p^2}{m^2} + \frac{1}{32}\frac{p^2\mu^2}{m^4}\right). \tag{7д}$$

В случае псевдотензорной связи ($\Gamma_{\lambda\nu} = \gamma_5\sigma_{\lambda\nu}$, $\mathcal{P}^{\lambda\nu\lambda'\nu'}(q) = q^\lambda q^{\lambda'} g^{\nu\nu'} + q^\nu q^{\nu'} g^{\lambda\lambda'} - q^\lambda q^{\nu'} g^{\nu\lambda'} - q^\nu q^{\lambda'} g^{\lambda\nu'}$) потенциал оказывается аналогичным потенциалу псевдоскалярного мезона /4/, умноженному на фактор

$$-\left(1 + \frac{1}{4}\frac{\mu^2}{m^2} + 2\frac{p^2}{m^2}\right).$$

Таким образом, с точностью до членов $\sim p^2/m^2$

$$V_o(r,\vec{p}^{\,2}) = V_{LS}(r,\vec{p}^{\,2}) = V_{\sigma p}(r,\vec{p}^{\,2}) = 0, \tag{8а}$$

$$V_\sigma(r,\vec{p}^{\,2}) = -\frac{1}{3}f^2\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{1}{4}\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{3}{2}\frac{p^2}{m^2} - \frac{1}{8}\frac{p^2\mu^2}{m^4}\right), \tag{8б}$$

$$V_T(r,\vec{p}^{\,2}) = -\frac{1}{3}f^2\left(1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{\mu^2 r^2}\right)\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{1}{4}\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{3}{2}\frac{p^2}{m^2} - \frac{1}{8}\frac{p^2\mu^2}{m^4}\right). \tag{8в}$$

4. Тензорный мезон

В общем случае лагранжиан взаимодействия нуклонного поля с тензорным мезонным полем может содержать векторно-градиентную и тензорно-градиентную связь

$$L = \sqrt{4\pi}\,\frac{g}{2m}\,[\bar\psi\, i\gamma_\lambda(\partial_\nu\psi) - (\partial_\nu\bar\psi)i\gamma_\lambda\psi]\,\phi_{\lambda\nu} + \sqrt{4\pi}\,\frac{f}{m^2}(\partial_\lambda\bar\psi)(\partial_\nu\psi)\phi_{\lambda\nu}\ . \qquad (9)$$

Воспользовавшись известной /6/ функцией распространения мезона со спином 2

$$\mathcal{P}^{\lambda\nu}_{\lambda'\nu'}(q) = \tfrac12\left(g^\lambda_{\lambda'} - \frac{q^\lambda q_{\lambda'}}{q^2}\right)\left(g^\nu_{\nu'} - \frac{q^\nu q_{\nu'}}{q^2}\right) + \tfrac12\left(g^\lambda_{\nu'} - \frac{q^\lambda q_{\nu'}}{q^2}\right)\left(g^\nu_{\lambda'} - \frac{q^\nu q_{\lambda'}}{q^2}\right) - \frac13\left(g^{\lambda\nu} - \frac{q^\lambda q^\nu}{q}\right)\left(g_{\lambda'\nu'} - \frac{q_{\lambda'}q_{\nu'}}{q^2}\right) \qquad (10)$$

и тем, что $\Gamma_{\lambda\nu}(p';p) = -\gamma_\lambda(p'_\nu + p_\nu)$ получаем следующие выражения для потенциалов, отвечающих чистой векторно-градиентной (vg) связи:

$$V_c = -\frac23 g^2\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac54\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{13}{64}\frac{\mu^4}{m^4} + \frac{3}{1024}\frac{\mu^6}{m^6} + \frac{11}{2}\frac{p^2}{m^2} + \frac{27}{16}\frac{p^2\mu^2}{m^4} - \frac{13}{256}\frac{p^2\mu^4}{m^6} - \frac{3}{1024}\frac{p^2\mu^6}{m^8}\right), \qquad (11а)$$

$$V_\sigma = -\frac{1}{12}\frac{\mu^2}{m^2}g^2\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{13}{12}\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{3}{128}\frac{\mu^4}{m^4} + \frac{23}{6}\frac{p^2}{m^2} - \frac16\frac{p^2\mu^2}{m^4} - \frac{3}{128}\frac{p^2\mu^4}{m^6}\right), \qquad (11б)$$

$$V_T = +\frac{1}{24}\frac{\mu^2}{m^2}g^2\left(1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{\mu^2 r^2}\right)\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac13\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{23}{6}\frac{p^2}{m^2} - \frac{5}{48}\frac{p^2\mu^2}{m^4}\right), \qquad (11в)$$

$$V_{LS} = +\frac53\frac{\mu^2}{m^2}g^2\left(\frac{1}{\mu r} + \frac{1}{\mu^2 r^2}\right)\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{23}{80}\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{3}{640}\frac{\mu^4}{m^4} + \frac{27}{20}\frac{p^2}{m^2} - \frac{23}{320}\frac{p^2\mu^2}{m^4} - \frac{3}{640}\frac{p^2\mu^4}{m^6}\right), \qquad (11г)$$

$$V_{\sigma p} = +\frac14\frac{\mu^2}{m^2}g^2\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{1}{32}\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{1}{12}\frac{p^2}{m^2} - \frac{1}{32}\frac{p^2\mu^2}{m^4}\right). \qquad (11д)$$

Легко видеть, что в случае чистой тензорно-градиентной (tg) связи ($\Gamma_{\lambda\nu} = p'_\lambda p_\nu$) потенциал тензорного мезона аналогичен[x/] потенциалу скалярного мезона /4/, умноженному на величину

$$\frac23\left(1 + \frac{\mu^2}{m^2} + \frac{1}{16}\frac{\mu^4}{m^4} + 6\frac{p^2}{m^2} + \frac32\frac{p^2\mu^2}{m^4}\right), \qquad (12)$$

[x/] Этот факт отмечается также в работе /7/, где анализируется роль тензорного f^0-мезона в N–N рассеянии в рамках модели OBEC.

В результате имеем:

$$V_o = -\frac{2}{3} f^2 \frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{3}{4}\frac{\mu^2}{m^2} - \frac{11}{64}\frac{\mu^4}{m^4} + \frac{1}{1024}\frac{\mu^8}{m^8} + \frac{11}{2}\frac{p^2}{m^2} - \frac{5}{16}\frac{p^2\mu^2}{m^4} - \frac{9}{64}\frac{p^2\mu^4}{m^6} + \frac{5}{256}\frac{p^2\mu^6}{m^8} - \frac{1}{1024}\frac{p^2\mu^8}{m^{10}}\right), \tag{13а}$$

$$V_\sigma = -\frac{1}{96}\frac{\mu^2}{m^2} f^2 \frac{e^{-\mu r}}{r}\left(\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{\mu^4}{m^4} + \frac{1}{16}\frac{\mu^6}{m^6} + \frac{8}{3}\frac{p^2}{m^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{23}{3}\frac{p^2\mu^2}{m^4} + \frac{2}{3}\frac{p^2\mu^4}{m^6} - \frac{1}{16}\frac{p^2\mu^6}{m^8}\right), \tag{13б}$$

$$V_T = +\frac{1}{72}\frac{p^2\mu^2}{m^4} f^2\left(1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{\mu^2 r^2}\right)\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{\mu^2}{m^2} + \frac{1}{16}\frac{\mu^4}{m^4}\right), \tag{13в}$$

$$V_{LS} = -\frac{1}{3}\frac{\mu^2}{m^2} f^2\left(\frac{1}{\mu r} + \frac{1}{\mu^2 r^2}\right)\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{7}{8}\frac{\mu^2}{m^2} - \frac{1}{16}\frac{\mu^4}{m^4} - \frac{1}{128}\frac{\mu^6}{m^6} + \frac{21}{4}\frac{p^2}{m^2} + \frac{1}{8}\frac{p^2\mu^2}{m^4} - \frac{7}{64}\frac{p^2\mu^4}{m^6} + \frac{1}{128}\frac{p^2\mu^6}{m^8}\right), \tag{13г}$$

$$V_{\sigma p} = +\frac{1}{24}\frac{\mu^2}{m^2} f^2 \frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{\mu^2}{m^2} + \frac{1}{16}\frac{\mu^4}{m^4} + 5\frac{p^2}{m^2} + \frac{1}{2}\frac{p^2\mu^2}{m^4} - \frac{1}{16}\frac{p^2\mu^4}{m^6}\right). \tag{13д}$$

Потенциалы, отвечающие диаграмме рассеяния, в которой вершины взаимодействия мезонного и нуклонного полей соответствуют различным связям (9), имеют вид

$$V_o = +\frac{4}{3} gf \frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{\mu^2}{m^2} - \frac{1}{64}\frac{\mu^4}{m^4} - \frac{1}{64}\frac{\mu^6}{m^6} + \frac{11}{2}\frac{p^2}{m^2} + \frac{11}{16}\frac{p^2\mu^2}{m^4} - \frac{23}{128}\frac{p^2\mu^4}{m^6} + \frac{5}{512}\frac{p^2\mu^6}{m^8}\right), \tag{14а}$$

$$V_\sigma = -\frac{5}{48}\frac{\mu^2}{m^2} gf \frac{e^{-\mu r}}{r}\left(\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{1}{5}\frac{\mu^4}{m^4} + 4\frac{p^2}{m^2} - \frac{10}{3}\frac{p^2\mu^2}{m^4} - \frac{23}{120}\frac{p^2\mu^4}{m^6}\right), \tag{14б}$$

$$V_T = +\frac{5}{36}\frac{p^2\mu^2}{m^4} gf\left(1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{\mu^2 r^2}\right)\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{1}{5}\frac{\mu^2}{m^2}\right), \tag{14в}$$

$$V_{LS} = -\frac{4}{3}\frac{\mu^2}{m^2} gf\left(\frac{1}{\mu r} + \frac{1}{\mu^2 r^2}\right)\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 - \frac{3}{16}\frac{\mu^2}{m^2} - \frac{1}{16}\frac{\mu^4}{m^4} + \frac{3}{8}\frac{p^2}{m^2} - \frac{17}{32}\frac{p^2\mu^2}{m^4} + \frac{5}{128}\frac{p^2\mu^4}{m^6}\right), \tag{14г}$$

$$V_{\sigma p} = +\frac{5}{12}\frac{\mu^2}{m^2} gf \frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{1}{5}\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{6}{5}\frac{p^2}{m^2} - \frac{3}{40}\frac{p^2\mu^2}{m^4}\right). \tag{14д}$$

5. Псевдотензорный мезон

Аналогично псевдовекторному мезону, псевдотензорный (pt) мезон может иметь только либо псевдовекторноградиентную (pg) связь

$$L = \sqrt{4\pi}\,\frac{g}{2m}\,[\bar{\psi}\,\gamma_5\gamma_\lambda(\partial_\nu\psi) - (\partial_\nu\bar{\psi})\gamma_5\gamma_\lambda\psi]\,\phi_{\lambda\nu}\ , \tag{15}$$

либо псевдотензорноградиентную (ptg) связь

$$L = \sqrt{4\pi}\,\frac{f}{m^2}\,(\partial_\lambda\bar{\psi})\,\gamma_5\,(\partial_\nu\psi)\,\phi_{\lambda\nu}\ . \tag{16}$$

Вычисляя амплитуду (1) и потенциал (3), находим с точностью до членов $\sim \frac{p^2}{m^2}$ в первом случае, когда $\Gamma_{\lambda\nu} = i\gamma_5\gamma_\lambda(p'_\nu + p_\nu)$,

$$V_o = +\frac{1}{128}\frac{\mu^2}{m^2}g^2\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{1}{3}\frac{\mu^4}{m^4} + 4\frac{p^2}{m^2} + \frac{8}{3}\frac{p^2\mu^2}{m^4} - \frac{1}{3}\frac{p^2\mu^4}{m^6}\right), \tag{17а}$$

$$V_\sigma = +\frac{1}{3}g^2\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 - \frac{7}{12}\frac{\mu^2}{m^2} - \frac{17}{128}\frac{\mu^4}{m^4} + 2\frac{p^2}{m^2} - \frac{59}{48}\frac{p^2\mu^2}{m^4} + \frac{25}{192}\frac{p^2\mu^4}{m^6} - \frac{1}{256}\frac{p^2\mu^6}{m^8}\right), \tag{17б}$$

$$V_T = -\frac{1}{6}g^2\left(1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{\mu^2 r^2}\right)\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{17}{12}\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{1}{16}\frac{\mu^4}{m^4} + \frac{3}{2}\frac{p^2}{m^2} + \frac{37}{48}\frac{p^2\mu^2}{m^4} - \frac{1}{96}\frac{p^2\mu^4}{m^6}\right), \tag{17в}$$

$$V_{LS} = +\frac{1}{4}\frac{\mu^2}{m^2}g^2\left(\frac{1}{\mu r} + \frac{1}{\mu^2 r^2}\right)\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{5}{24}\frac{\mu^2}{m^2} - \frac{1}{24}\frac{\mu^4}{m^4} + \frac{19}{12}\frac{p^2}{m^2} - \frac{5}{12}\frac{p^2\mu^2}{m^4} + \frac{1}{24}\frac{p^2\mu^4}{m^6}\right), \tag{17г}$$

$$V_{\sigma p} = +\frac{17}{6}g^2\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{25}{272}\frac{\mu^2}{m^2} - \frac{1}{272}\frac{\mu^4}{m^4} + \frac{31}{34}\frac{p^2}{m^2} - \frac{9}{136}\frac{p^2\mu^2}{m^4} + \frac{1}{272}\frac{p^2\mu^4}{m^6}\right). \tag{17д}$$

В случае ptg -связи потенциал оказывается равным потенциалу псевдоскалярного мезона[4], умноженному на величину (12):

$$V_o(r,\vec{p}^{\,2}) = V_{LS}(r,\vec{p}^{\,2}) = V_{\sigma p}(r,\vec{p}^{\,2}) = 0\ , \tag{18а}$$

$$V_\sigma = \frac{1}{18}\frac{\mu^2}{m^2}f^2\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{\mu^2}{m^2} + \frac{1}{16}\frac{\mu^4}{m^4} + \frac{11}{2}\frac{p^2}{m^2} + \frac{p^2\mu^2}{m^4} - \frac{1}{32}\frac{p^2\mu^4}{m^6}\right), \tag{18б}$$

$$V_T = \frac{1}{18}\frac{\mu^2}{m^2}f^2\left(1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{\mu^2 r^2}\right)\frac{e^{-\mu r}}{r}\left(1 + \frac{\mu^2}{m^2} + \frac{1}{16}\frac{\mu^4}{m^4} + \frac{11}{2}\frac{p^2}{m^2} + \frac{p^2\mu^2}{m^4} - \frac{1}{32}\frac{p^2\mu^4}{m^6}\right). \tag{18в}$$

6. Обсуждение

Ввиду больших численных коэффициентов при членах $\sim \frac{p^2}{m^2}$ зависимость потенциалов $V_1(r, \vec{p}^2)$ от скорости является очень существенной. Например, при $E_{лаб.} \approx 300$ Мэв, когда в системе центра инерции $\frac{\vec{p}^2}{m^2} \approx E_{лаб}/2mc^2 \approx 0{,}16$, величина поправки может достигать значения $\frac{11}{2}\frac{\vec{p}^2}{m^2} \approx 90\%$. Поэтому в мезонных моделях ядерных сил необходимо учитывать релятивистские поправки, хотя это и усложняет значительно точные расчеты фаз рассеяния. Возможно, что существенная часть релятивистских эффектов будет учтена, если просто заменить оператор $\vec{p} = -i\vec{\nabla}$ в величинах $\vec{p}^2$ и $(\vec{\sigma}\vec{p})$ на c -числа, являющиеся значениями импульса нуклонов.

Как и во всех мезонных теориях ядерных сил, здесь сохраняется проблема обрезания потенциалов на малых расстояниях ввиду их сингулярности $\sim r^{-3}$ или даже большей при учете членов $\vec{p}^2 V(r)$. Эта проблема не может быть решена в рамках нерелятивистского одномезонного потенциала, когда вычисляемая при решении уравнения Шредингера амплитуда рассеяния отвечает бесконечной итерации диаграмм только одномезонного обмена. Поэтому приходится вводить обрезание искусственным образом. Можно было бы думать /4/, что ввиду принципиальной нелокальности полученные потенциалы имеют смысл на расстояниях $r > m^{-1}$. Однако, как нам кажется, релятивистский эффект нелокальности выходит за рамки нерелятивистского рассмотрения, и поэтому следует ожидать, что потенциалы имеют смысл до расстояний $r \gtrsim \mu_{max}^{-1}$, определяемых массой наиболее тяжелого мезона, обмен которым учитывается.

Приведенные выше потенциалы, возникающие за счет обмена нейтральным ($I = 0$) нестранным ($S = 0$) мезоном, могут относиться не только к нуклон-нуклонной системе, но и к любой другой системе двух барионов спина 1/2, например, ΛN, $\Sigma\Xi$, и т.д. Константы связи будут, вообще говоря, различными для различных комбинаций барионов.

В заключение заметим, что с помощью техники диаграмм Фейнмана, развитой для частиц с любым спином /8/, можно получить NN потенциалы, отвечающие обмену мезонами со спином $J > 2$.

Литература

1. Труды XII международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.

2. N.Hochizaki, I.Lin and S.Machida. Prog. Th.Phys, 26, 680 (1961).
3. R.Bryan, C.R. Dismukes and W. Ramsay. Nucl. Physics, 45, 343 (1963).
4. D.Y.Wong. Nuclear Physics, 55, 212 (1964).
5. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. Введение в теорию квантованных полей. Гл. III, Москва, 1957.

6. R.J.Rivers. Nuovo Cimento, 34, 386 (1964).

7. T.Ino, M.Matsuda and S.Sawada. Preprint, Hiroshima Univ. (1964).

8. S.Weinberg. Phys. Rev., 133, B 1318 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 марта 1965 г.