ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 3188

Л.С. Ажгирей, В.И. Чижиков

ОБМЕН ТЕНЗОРНЫМИ МЕЗОНАМИ В УПРУГОМ NN - РАССЕЯНИИ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ
И АВТОМАТИЗАЦИИ

1967.

Р2 - 3188

Л.С. Ажгирей, В.И. Чижиков

ОБМЕН ТЕНЗОРНЫМИ МЕЗОНАМИ В УПРУГОМ NN - РАССЕЯНИИ

Направлено в ЯФ

В в е д е н и е

В последние несколько лет был выполнен ряд вычислений амплитуды упругого нуклон-нуклонного рассеяния в рамках однобозонной обменной модели (см., например, работы [1-5]). В большинстве этих расчетов учитывался обмен скалярным ($J^P = 0^+$), псевдоскалярным ($J^P = 0^-$) и векторными ($J^P = 1^-$) мезонами (или мезонными резонансами, рассматриваемыми как одночастичные состояния) и было достигнуто разумное качественное согласие с экспериментальными данными. Было бы интересно при вычислении амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния учесть также обмен более тяжелыми мезонами, такими, например, как f_0 -резонанс, вклад от которых существенен в низших состояниях NN -системы [6]. С этой целью в настоящей работе получены выражения для парциально-волновых амплитуд, отвечающих обмену тензорным ($J^P = 2^+$) и псевдотензорным ($J^P = 2^-$) мезонами[x].

Матрицу упругого NN -рассеяния запишем в виде:

$$M = \tfrac{1}{2}[(a+b)+(a-b)(\vec{\sigma}_1\vec{n})(\vec{\sigma}_2\vec{n})+(c+d)(\vec{\sigma}_1\vec{m})(\vec{\sigma}_2\vec{m})+ \tag{1}$$

$$+(c-d)(\vec{\sigma}_1\vec{\ell})(\vec{\sigma}_2\vec{\ell})+e(\vec{\sigma}_1\vec{n}+\vec{\sigma}_2\vec{n})] \ ,$$

где $\vec{\sigma}_1$ и $\vec{\sigma}_2$ –спиновые операторы первого и второго нуклонов; $\vec{\ell}$, $\vec{m}$, $\vec{n}$ – единичные векторы в направлениях $\vec{p}+\vec{p}'$, $\vec{p}'-\vec{p}$ и $\vec{p}\times\vec{p}'$; $\vec{p}$ и $\vec{p}'$ – начальный и конечный импульсы нуклона в с.ц.м. Амплитуды a , b , c , d , e являются функциями энергии и угла рассеяния θ в с.ц.м.

В одномезонном приближении, в случае лагранжиана взаимодействия вида

$$L = \sqrt{4\pi}\, g \bar{\Psi}\Gamma_{\mu\nu}\Psi\Phi_{\mu\nu} \ , \tag{2}$$

для амплитуды упругого NN-рассеяния справедливо следующее выражение (см., например, [8]):

[x] Потенциалы нуклон-нуклонного рассеяния для обмена тензорным и псевдотензорным мезонами получены в работе Бабикова [7].

$$M = \frac{g^2 m^2}{E} \{ \bar{U}^{r'}(p_1')\Gamma_{\mu\nu} U^r(p_1) P_{\mu\nu,\mu'\nu'} \bar{U}^{s'}(p_2')\Gamma_{\mu'\nu'} U^s(p_2) - (p_1' \leftrightarrow p_2') \}. \qquad (3)$$

Здесь m, p, E –масса, импульс и полная энергия нуклона в с.ц.м., U^r – четырехкомпонентные спиноры Дирака, а $P_{\mu\nu,\mu'\nu'}$ –функция распространения. Обменный член $(p_1' \leftrightarrow p_2')$ получается из первого члена выражения (3) заменой $p_1' \leftrightarrow p_2'$ и умножением на обменные операторы спинов нуклонов. Изотопический спин обмениваемого мезона в выражениях (2) и (3) не учитывается. В дальнейшем опустим также член $(p_1' \leftrightarrow p_2')$, и полученные результаты будут относиться к случаю обмена изоскалярным (т.е. нейтральным) мезоном между двумя нетождественными нуклонами. Из этих результатов, однако, легко сконструировать правильно симметризованные амплитуды рассеяния в состояниях с $T = 0$ и $T = 1$ и сделать обобщение на случай изовекторных мезонов.

Тензорный мезон ($J^P = 2^+$)

Запишем лагранжиан взаимодействия тензорного мезонного поля $\Phi_{\mu\nu}$ с нуклонным полем Ψ в виде:

$$L = \sqrt{4\pi}\,\frac{g_T}{2m} \{ \bar{\Psi}\gamma_\mu(\partial_\nu \Psi) - (\partial_\nu \bar{\Psi})\gamma_\mu \Psi \}\Phi_{\mu\nu} + \sqrt{4\pi}\,\frac{f_T}{m^2}(\partial_\mu \bar{\Psi})(\partial_\nu \Psi)\Phi_{\mu\nu} \,. \qquad (4)$$

Связи, содержащиеся в первом и втором членах лагранжиана (4), назовем g_T (векторно-градиентной)– и f_T (тензорно-градиентной)–связями соответственно. Функция распространения для мезонов со спином $J = 2$ имеет вид/6,9/:

$$P_{\mu\nu,\mu'\nu'} = \frac{1}{\mu^2 + q^2} \{ ½[\delta_{\mu\mu'} + \frac{q_\mu q_{\mu'}}{\mu^2}][\delta_{\nu\nu'} + \frac{q_\nu q_{\nu'}}{\mu^2}] +$$

$$+ ½[\delta_{\mu\nu'} + \frac{q_\mu q_{\nu'}}{\mu^2}][\delta_{\nu\mu'} + \frac{q_\nu q_{\mu'}}{\mu^2}] - \frac{1}{3}[\delta_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{\mu^2}][\delta_{\mu'\nu'} + \frac{q_{\mu'} q_{\nu'}}{\mu^2}] \}. \qquad (5)$$

Здесь $q^2 = (p_1 - p_1')^2 = 2p^2(1-x)$, $x = \cos\theta$, μ –масса обмениваемой частицы, $\delta_{\mu\nu}$ –символ Кронекера. Используя (4) и (5), из сравнения выражений (1) и (3) для случая g_T –связи ($\Gamma_{\mu\nu} = i\gamma_\mu(p_\nu' + p_\nu)$) получим:

$$a = \frac{g_T^2}{8m^2} \{ \frac{p^2}{2E}(\frac{3E^2 - m^2}{p^2} + x)[\frac{2Em}{p^2} + x(3 + \epsilon x)] + \frac{p^2}{3E}x(1+x) +$$

$$+ \frac{10E}{3}[\frac{m}{E} + x(1 + \frac{E-m}{E}x)] + \frac{E}{3}[\frac{2Em}{p^2} + x(1+\epsilon x)] \}(x_0 - x)^{-1};$$

$$b = \frac{g_T^2}{8m^2} \{ \frac{p^2}{2E}(\frac{3E^2 - m^2}{p^2} + x)^2 + \frac{p^2}{3E}(1+x) + \frac{10E}{3}(1+x) + \frac{E}{3}(\frac{E^2 + m^2}{p^2} + x) \}(x_0 - x)^{-1}; \qquad (6)$$

$$c = -\frac{g_T^2}{8m^2} \cdot \frac{p^2}{2E}(\frac{3E^2 - m^2}{p} + x)\frac{1-x}{x_0 - x}; \quad d = -c;$$

$$\frac{ie}{\sin\theta} = \frac{g_T^2}{8m^2} \{ \frac{p^2}{2E}(\frac{3E^2 - m^2}{p^2} + x)(3 + \epsilon x) + \frac{p^2}{3E}(1+x) + \frac{10E}{3}(1 + \frac{E-m}{E}x) + \frac{E}{3}(1+\epsilon x) \}(x_0 - x)^{-1}.$$

В выражениях (6) и далее использованы обозначения: $x_0 = 1 + \mu^2/2p^2$, $\epsilon = (E-m)/(E+m)$.

В случае f_T –связи ($\Gamma_{\mu\nu} = p_\mu' p_\nu$) амплитуды рассеяния $a, \ldots, e$ аналогичны амплитудам для обмена скалярным мезоном ($J^P = 0^+$), умноженным на функцию

$$\frac{1}{m^4}D(x) = \frac{1}{2m^4}[p^2 + E^2 + \frac{p^4(1-x)^2}{\mu^2}]^2 + \frac{1}{2m^4}[p^2 x + E^2 - \frac{p^4(1-x)^2}{\mu^2}]^2 -$$

$$- \frac{1}{3m^4}[p^2 x - E^2 - \frac{p^4(1-x)^2}{\mu^2}]^2, \qquad (7)$$

а именно:

$$a = \frac{f_T^2}{4m^4 E} \cdot D(x)[\frac{2Em}{p^2} - x(1 - \epsilon x)](x_0 - x)^{-1};$$

$$b = \frac{f_T^2}{4m^4 E} \cdot \frac{D(x)}{x_0 - x}[\frac{E^2 + m^2}{p^2} - x]; \quad c = d = 0; \qquad (8)$$

$$\frac{ie}{\sin\theta} = -\frac{f_T^2}{4m^4 E} D(x)\frac{1 - \epsilon x}{x_0 - x}.$$

Амплитуды, отвечающие смешанной $g_T f_T$ –связи, вычисляются из диаграммы рассеяния, в которой вершины взаимодействия мезонного и нуклонного полей соответствуют различным связям в лагранжиане (4), и имеют вид:

$$a = \frac{g_T f_T}{4m^2 E}\{p^2(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x)[\frac{2E^3}{mp^2}+x(1-\frac{2E+m}{m}\epsilon x)]+$$

$$+\frac{2}{3}L(x)[\frac{2Em}{p^2}-x(1-\epsilon x)]\}(x_0-x)^{-1};$$

$$b = \frac{g_T f_T}{4m^2 E}\{p^2(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x)^2+\frac{2}{3}L(x)(\frac{E^2+m^2}{p^2}-x)\}(x_0-x)^{-1};\quad c=d=0; \tag{9}$$

$$\frac{ie}{\sin\theta} = \frac{g_T f_T}{4m^2 E}\{p^2(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x)(1-\frac{2E+m}{m}\epsilon x)-\frac{2}{3}L(x)(1-\epsilon x)\}(x_0-x)^{-1};$$

$$L(x) = p^2 x - E^2 - \frac{p^4(1-x)^2}{\mu^2}.$$

<u>Псевдотензорный мезон ($J^P = 2^-$)</u>

Из-за требования инвариантности относительно обращения времени лагранжиан взаимодействия может иметь либо псевдовекторно-градиентную связь (g_{PT}-связь) поля псевдотензорного мезона с нуклонным полем,

$$L = \sqrt{4\pi}\,\frac{g_{PT}}{2m}[\bar\Psi\gamma_5\gamma_\mu(\partial_\nu\Psi)-(\partial_\nu\bar\Psi)\gamma_5\gamma_\mu\Psi]\Phi_{\mu\nu}, \tag{10}$$

либо псевдотензорно-градиентную (f_{PT}-связь),

$$L = \sqrt{4\pi}\,\frac{f_{PT}}{m^2}(\partial_\mu\bar\Psi)i\gamma_5(\partial_\nu\Psi)\Phi_{\mu\nu}. \tag{11}$$

Для g_{PT}-связи ($\Gamma_{\mu\nu} = i\gamma_5\gamma_\mu(p'_\nu+p_\nu)$) амплитуды a , ..., e даются выражениями:

$$a = -\frac{g^2_{PT}}{16m^2}\frac{p^2}{E}(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x)[\frac{2Em}{p^2}-x(1-\epsilon x)](x_0-x)^{-1};$$

$$b = \frac{g^2_{PT}}{16m^2}\frac{p^2}{E}(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x)(\frac{E^2+m^2}{p^2}-x)(x_0-x)^{-1};$$

$$c = -\frac{g^2_{PT}}{16m^2}\{\frac{p^2}{E}(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x)[\frac{4m^2}{p^2}+(3-\frac{4m^2}{\mu^2})+(1+\frac{4m^2}{\mu^2})x]+8E(1+x)\}(x_0-x)^{-1};$$

$$d = \frac{g^2_{PT}}{16m^2}\{\frac{p^2}{E}(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x)[(3+\frac{4m^2}{\mu^2})+(1-\frac{4m^2}{\mu^2})x]+8E(1+x)\}(x_0-x)^{-1}; \tag{12}$$

$$\frac{ie}{\sin\theta} = \frac{g^2_{PT}}{16m^2}\frac{p^2}{E}(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x)(1-\epsilon x)(x_0-x)^{-1}.$$

Амплитуды рассеяния в случае f_{PT}-связи ($\Gamma_{\mu\nu} = i\gamma_5 p'_\mu p_\nu$) аналогичны амплитудам, соответствующим обмену псевдоскалярным мезоном ($J^P=0^-$ умноженным на функцию $D(x)/m^4$ (7), а именно:

$$a=b=e=0;\quad c=d=\frac{f^2_{PT}}{4m^4 E}\cdot D(x)\frac{1-x}{x_0-x}. \tag{13}$$

Как уже упоминалось, найденные выражения для амплитуд рассеяния справедливы в случае обмена изоскалярным мезоном между двумя нетождественными нуклонами. Соответствующим образом симметризованные выражения для амплитуд рассеяния в состояниях с изотопическим спином $T = 0$ или $T = 1$ конструируются с помощью соотношений

$$\begin{aligned}
a(x;T={}^0_1) &= a(x) \pm a(-x),\\
b(x;T={}^0_1) &= b(x) \mp c(-x),\\
c(x;T={}^0_1) &= c(x) \mp b(-x),\\
d(x;T={}^0_1) &= d(x) \mp d(-x),\\
e(x;T={}^0_1) &= e(x) \mp e(-x),
\end{aligned} \tag{14}$$

где в правые стороны равенств входят амплитуды, даваемые формулами (6), (8), (9), (12) и (13). В случае обмена изовекторным мезоном несимметризованные амплитуды умножаются на изоспиновый множитель $\vec\tau_1\cdot\vec\tau_2$ и для рассеяния в состояниях с $T = 0$ или $T = 1$ справедливы выражения:

$$a(x;\, T={0 \atop 1}) = {-3 \atop +1}\{a(x) \pm a(-x)\},$$

$$b(x;\, T={0 \atop 1}) = {-3 \atop +1}\{b(x) \mp c(-x)\},$$

$$c(x;\, T={0 \atop 1}) = {-3 \atop +1}\{c(x) \mp b(-x)\}, \qquad (15)$$

$$d(x;\, T={0 \atop 1}) = {-3 \atop +1}\{d(x) \mp d(-x)\},$$

$$e(x;\, T={0 \atop 1}) = {-3 \atop +1}\{e(x) \mp e(-x)\}.$$

Парциально-волновые амплитуды

Параметризация матрицы рассеяния в терминах фазовых сдвигов дана в работе Стэппа и др.[10]. Умножая формулы, приведенные в таблице III работы[10], на 1/2 и суммируя по всем значениям ℓ, получим парциально-волновые разложения матричных элементов несимметризованной M -матрицы в синглет-триплетном представлении. Для того, чтобы обратить эти выражения, проинтегрируем их по $\cos\theta$, умножив предварительно на соответствующие функции Лежандра. Затем, воспользовавшись известной связью между M -матрицей в синглет-триплетном представлении и амплитудами a, ..., e, а также свойствами функций Лежандра, получим выражения для определенных в[10] парциально-волновых амплитуд $\alpha_{\ell j}$:

$$\frac{\alpha_\ell}{2i} = p(b_\ell - c_\ell),$$

$$\frac{\alpha_{\ell,\ell+1}}{2i} = \frac{p}{2\ell+3}\Big[2(\ell+1)a_\ell + b_\ell + c_\ell - \frac{\ell F_\ell}{2\ell+1} - \frac{\ell(2\ell+3)}{2\ell+1}\mathcal{E}_\ell\Big],$$

$$\frac{\alpha_{\ell,\ell}}{2i} = p\Big[b_\ell + c_\ell + \frac{F_\ell}{2\ell+1} + \frac{\mathcal{E}_\ell}{2\ell+1}\Big], \qquad (16)$$

$$\frac{\alpha_{\ell,\ell-1}}{2i} = \frac{p}{2\ell-1}\Big[2\ell a_\ell - b_\ell - c_\ell - \frac{(\ell+1)}{2\ell+1}F_\ell + \frac{(\ell+1)(2\ell-1)}{2\ell+1}\mathcal{E}_\ell\Big],$$

$$\frac{\alpha^j}{2i} = \frac{p}{2j+1}\sqrt{\frac{j+1}{j}}\Big[-a_{j+1} + b_{j+1} + c_{j+1} + \frac{(j+2)}{2j+3}F_{j+1} + (2j+1)d_j\Big].$$

В формулы (16) входят следующие интегралы от амплитуд рассеяния a, ..., e;

$$a_\ell = \tfrac{1}{2}\int_{-1}^{+1} a(x)\mathcal{P}_\ell(x)\,dx, \qquad b_\ell = \tfrac{1}{2}\int_{-1}^{+1} b(x)\mathcal{P}_\ell(x)\,dx,$$

$$c_\ell = \tfrac{1}{2}\int_{-1}^{+1} c(x)\mathcal{P}_\ell(x)\,dx, \qquad d_\ell = \tfrac{1}{2}\int_{-1}^{+1} d(x)\mathcal{P}_\ell(x)\,dx,$$

$$F_\ell = \tfrac{1}{2}\int_{-1}^{+1} \frac{[a(x)-b(x)-c(x)]\,x - d(x)}{1-x^2}[\mathcal{P}_{\ell-1}(x) - \mathcal{P}_{\ell+1}(x)]\,dx, \qquad (17)$$

$$\mathcal{E}_\ell = \tfrac{1}{2}\int_{-1}^{+1} \frac{ie(x)}{\sin\theta}[\mathcal{P}_{\ell-1}(x) - \mathcal{P}_{\ell+1}(x)]\,dx.$$

С помощью формул (16) и (17) задача нахождения парциально-волновых амплитуд, относящихся к состояниям с данным угловым моментом, решается в общем виде. Так как амплитуды рассеяния, вычисленные в приближении одномезонного обмена, обратно пропорциональны разности ($x_0 - x$), то в этом случае интегралы (17) легко берутся в явном виде с помощью формулы Неймана[11].

Приведем явные выражения для интегралов (17) в случае обмена тензорным мезоном с g_T-связью:

$$a_\ell = \frac{g_T^2}{8m^2}\Big\{\Big[\frac{p^2}{2E}\Big(\frac{3E^2-m^2}{p^2} + x_0\Big)\Big(\frac{2Em}{p^2} + x_0(3+\epsilon x_0)\Big) + \frac{p^2}{3E}x_0(1+x_0) + \frac{10E}{3}\Big(\frac{m}{E} + x_0\Big(1+\frac{E-m}{E}x_0\Big)\Big) +$$

$$+ \frac{E}{3}\Big(\frac{2Em}{p^2} + x_0(1+\epsilon x_0)\Big)\Big]Q_\ell(x_0) - \Big[m + \frac{p^2}{2E}\Big(\frac{3E^2-m^2}{p^2} + x_0\Big)(3+\epsilon x_0) + \frac{p^2}{6E}\epsilon +$$

$$+ \frac{p^2}{3E}(1+x_0) + \frac{10E}{3}\Big(1+\frac{E-m}{E}x_0\Big) + \frac{E}{3}(1+\epsilon x_0)\Big]\delta_{\ell 0} - \frac{1}{3}\Big[\frac{3p^2}{2E} + \epsilon\Big(\frac{3E^2-m^2}{2E} + \frac{p^2}{2E}x_0\Big) +$$

$$+ \frac{p^2}{3E} + \frac{10(E-m)}{3} + \frac{E}{3}\epsilon\Big]\delta_{\ell 1} - \frac{p^2}{15E}\epsilon\delta_{\ell 2}\Big\};$$

$$b_\ell = \frac{g_T^2}{8m^2}\Big\{\Big[\frac{p^2}{2E}\Big(\frac{3E^2-m^2}{p^2} + x_0\Big)^2 + \frac{p^2}{3E}(1+x_0) + \frac{10E}{3}(1+x_0) + \frac{E}{3}\Big(\frac{E^2+m^2}{p^2} + x_0\Big)\Big]Q_\ell(x_0) -$$

$$-[\frac{3E^2-m^2}{E}+\frac{p^2}{2E}x_0+\frac{p^2}{3E}+\frac{10E}{3}+\frac{E}{3}]\delta_{\ell 0}-\frac{p^2}{6E}\delta_{\ell 1}\};$$

$$c_\ell=-\frac{g_T^2}{8m^2}\cdot\frac{p^2}{2E}\{(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x_0)(1-x_0)Q_\ell(x_0)+(\frac{2E^2}{p^2}+x_0)\delta_{\ell 0}+\frac{1}{3}\delta_{\ell 1}\};\quad d_\ell=-c_\ell;$$

$$\mathcal{E}_\ell=\frac{g_T^2}{8m^2}\{[\frac{p^2}{2E}(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x_0)(3+\epsilon x_0)+\frac{p^2}{3E}(1+x_0)+\frac{10E}{3}(1+\frac{E-m}{E}x_0)+ \tag{18}$$

$$+\frac{E}{3}(1+\epsilon x_0)](Q_{\ell-1}(x_0)-Q_{\ell+1}(x_0))-[\frac{3p^2}{2E}+\epsilon(\frac{3E^2-m^2}{2E}+\frac{p^2}{2E}x_0)+\frac{p^2}{3E}+\frac{10(E-m)}{3}+$$

$$+\frac{E}{3}\epsilon]\delta_{\ell 1}-\frac{p^2}{6E}\epsilon\delta_{\ell 2}\};$$

$$F_\ell=-\frac{g_T^2}{8m^2}\{[\frac{p^2}{2E}(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x_0)(1+\epsilon x_0)+\frac{p^2}{3E}x_0+\frac{10(E-m)}{3}x_0+\frac{E}{3}\epsilon x_0]\cdot$$

$$\cdot(Q_{\ell-1}(x_0)-Q_{\ell+1}(x_0))-[\frac{p^2}{2E}+\epsilon(\frac{3E^2-m^2}{2E}+\frac{p^2}{2E}x_0)+\frac{p^2}{3E}+\frac{10(E-m)}{3}+$$

$$+\frac{E}{3}\epsilon]\delta_{\ell 1}-\frac{p^2}{6E}\epsilon\delta_{\ell 2}\}.$$

Здесь $Q_\ell(x_0)$ –функции Лежандра второго рода, δ –символ Кронекера.

Формулы (18) получены для обмена изоскалярным мезоном. Парциально-волновые амплитуды вычисляются согласно (16). При этом в случае рассеяния в состоянии с $T=0$ орбитальный момент количества движения ℓ принимает только нечетные значения для синглетных и четные – для триплетных состояний по полному спину двух нуклонов. При рассеянии в состоянии с $T=1$ ℓ четно для синглетных и нечетно для триплетных спиновых состояний. Если промежуточный мезон является изовекторным, то парциально-волновые вклады, относящиеся к состоянию с $T=1$, остаются без изменения, а вклады в состоянии с $T=0$ умножаются на –3.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем значения интегралов (17) для промежуточных скалярного, псевдоскалярного, векторного и псевдовекторного мезонов.

В случае скалярного мезонного поля ($J^P=0^+$) лагранжиан взаимодействия имеет вид

$$L=\sqrt{4\pi}\,g_s\bar{\Psi}\Psi\Phi\,, \tag{19}$$

а интегралы (17) даются выражениями:

$$a_\ell=\frac{g_s^2}{4E}\{[\frac{2Em}{p^2}-x_0(1-\epsilon x_0)]Q_\ell(x_0)+(1-\epsilon x_0)\delta_{\ell 0}-\frac{1}{3}\epsilon\delta_{\ell 1}\},$$

$$b_\ell=\frac{g_s^2}{4E}\{[\frac{E^2+m^2}{p^2}-x_0]Q_\ell(x_0)+\delta_{\ell 0}\},\quad c_\ell=d_\ell=0,$$

$$\mathcal{E}_\ell=-\frac{g_s^2}{4E}\{(1-\epsilon x_0)[Q_{\ell-1}(x_0)-Q_{\ell+1}(x_0)]+\epsilon\delta_{\ell 1}\}, \tag{20}$$

$$F_\ell=-\frac{g_s^2}{4E}\{\epsilon x_0\cdot[Q_{\ell-1}(x_0)-Q_{\ell+1}(x_0)]-\epsilon\delta_{\ell 1}\}.$$

Для псевдоскалярного промежуточного мезона ($J^P=0^-$):

$$L=\sqrt{4\pi}\,g_P\bar{\Psi}i\gamma_5\Psi\Phi\;; \tag{21}$$

$$a_\ell=b_\ell=\mathcal{E}_\ell=0\,,\quad c_\ell=d_\ell=\frac{g_P^2}{4E}\{(1-x_0)Q_\ell(x_0)+\delta_{\ell 0}\}, \tag{22}$$

$$F_\ell=-\frac{g_P^2}{4E}\cdot[Q_{\ell-1}(x_0)-Q_{\ell+1}(x_0)].$$

Для обмена векторным мезоном ($J^P=1^-$):

$$L=\sqrt{4\pi}\,g_v\bar{\Psi}i\gamma_\mu\Psi\Phi_\mu+\sqrt{4\pi}\,\frac{f_v}{4m}\Psi\sigma_{\mu\nu}\Psi\Phi_{\mu\nu}\,, \tag{23}$$

где

$$\sigma_{\mu\nu}=\frac{1}{2i}(\gamma_\mu\gamma_\nu-\gamma_\nu\gamma_\mu),\qquad \Phi_{\mu\nu}=\frac{\partial\Phi_\nu}{\partial x_\mu}-\frac{\partial\Phi_\mu}{\partial x_\nu}.$$

$$a_\ell=-\frac{g_v^2}{4E}\{[\frac{2Em}{p^2}+x_0(3+\epsilon x_0)]Q_\ell(x_0)-(3+\epsilon x_0)\delta_{\ell 0}-\frac{1}{3}\epsilon\delta_{\ell 1}\}+$$

$$+\frac{g_v f_v}{E}\{[\frac{E}{m}-x_0(1+\frac{E-m}{m}x_0)]Q_\ell(x_0)+(1+\frac{E-m}{m}x_0)\delta_{\ell 0}+\frac{1}{3}\frac{E-m}{m}\delta_{\ell 1}\}+$$

$$+\frac{f_v^2 p^2}{8m^2E}\{(1-x_0)[\frac{2Em}{p^2}+x_0(3+\epsilon x_0)]Q_\ell(x_0)+[\frac{1}{3}\epsilon+\frac{2Em}{p^2}-(1-x_0)(3+\epsilon x_0)]\delta_{\ell 0}+$$

$$+[1-\frac{\epsilon}{3}(1-x_0)]\delta_{\ell 1}+\frac{2}{15}\epsilon\delta_{\ell 2}\},$$

$$b_\ell=-\frac{g_v^2}{4E}\{(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x_0)Q_\ell(x_0)-\delta_{\ell 0}\}-$$

$$-\frac{f_v^2p^2}{8m^2E}\{(1-x_0)(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x_0)Q_\ell(x_0)+(\frac{2E^2}{p^2}+x_0)\delta_{\ell 0}+\frac{1}{3}\delta_{\ell 1}\},$$

$$c_\ell=\frac{(g_v+f_v)^2}{4E}\{(1-x_0)Q_\ell(x_0)+\delta_{\ell 0}\},\quad d_\ell=-c_\ell\ ,$$

$$\mathcal{E}_\ell=-\frac{g_v^2}{4E}\{(3+\epsilon x_0)[Q_{\ell-1}(x_0)-Q_{\ell+1}(x_0)]-\epsilon\delta_{\ell 1}\}-\tag{24}$$

$$-\frac{g_v f_v}{E}\{(1+\frac{E-m}{m}x_0)[Q_{\ell-1}(x_0)-Q_{\ell+1}(x_0)]-\frac{E-m}{m}\delta_{\ell 1}\}+$$

$$+\frac{f_v^2p^2}{8m^2E}\{(1-x_0)(3+\epsilon x_0)[Q_{\ell-1}(x_0)-Q_{\ell+1}(x_0)]+[3-\epsilon(1-x_0)]\delta_{\ell 1}+\frac{1}{3}\epsilon\delta_{\ell 2}\},$$

$$F_\ell=\frac{g_v^2}{4E}\{(1+\epsilon x_0)[Q_{\ell-1}(x_0)-Q_{\ell+1}(x_0)]-\epsilon\delta_{\ell 1}\}+$$

$$+\frac{g_v f_v}{2E}\{(1+2\frac{E-m}{m}x_0)[Q_{\ell-1}(x_0)-Q_{\ell+1}(x_0)]-2\frac{E-m}{m}\delta_{\ell 1}\}+$$

$$+\frac{f_v^2p^2}{8m^2E}\{[\frac{2m^2}{p^2}+\frac{2m(E-m)}{p^2}x_0+x_0(3+\epsilon x_0)][Q_{\ell-1}(x_0)-Q_{\ell+1}(x_0)]-$$

$$-[\frac{2m(E-m)}{p^2}+3+\epsilon x_0]\delta_{\ell 1}-\frac{1}{3}\epsilon\delta_{\ell 2}\}.$$

В случае обмена псевдовекторным мезоном ($J^P = 1^+$) возможны два вида лагранжиана взаимодействия:

либо

$$L=\sqrt{4\pi}\,g_A\bar{\Psi}i\gamma_5\gamma_\mu\Psi\Phi_\mu\ ,\tag{25}$$

либо

$$L=\sqrt{4\pi}\frac{f_A}{2m}\bar{\Psi}i\gamma_5\sigma_{\mu\nu}\Psi(\partial_\mu\Phi_\nu-\partial_\nu\Phi_\mu)\ .\tag{26}$$

Для g_A -связи:

$$a_\ell=\frac{g_A^2}{4E}\{[\frac{2Em}{p^2}-x_0(1-\epsilon x_0)]Q_\ell(x_0)+(1-\epsilon x_0)\delta_{\ell 0}-\frac{1}{3}\epsilon\delta_{\ell 1}\},$$

$$b_\ell=-\frac{g_A^2}{4E}\{(\frac{E^2+m^2}{p^2}-x_0)Q_\ell(x_0)+\delta_{\ell 0}\},$$

$$c_\ell=\frac{g_A^2}{4E}\{[\frac{4E^2}{p^2}-(1+\frac{4m^2}{\mu^2})(1-x_0)]Q_\ell(x_0)-(1+\frac{4m^2}{\mu^2})\delta_{\ell 0}\},\tag{27}$$

$$d_\ell=-\frac{g_A^2}{4E}\{[4-(1-\frac{4m^2}{\mu^2})(1-x_0)]Q_\ell(x_0)-(1-\frac{4m^2}{\mu^2})\delta_{\ell 0}\},$$

$$F_\ell=\frac{g_A^2}{4E}\{(3+\frac{4m^2}{\mu^2}-\epsilon x_0)[Q_{\ell-1}(x_0)-Q_{\ell+1}(x_0)]+\epsilon\delta_{\ell 1}\},$$

$$\mathcal{E}_\ell=-\frac{g_A^2}{4E}\{(1-\epsilon x_0)[Q_{\ell-1}(x_0)-Q_{\ell+1}(x_0)]+\epsilon\delta_{\ell 1}\}.$$

Для f_A -связи:

$$a_\ell=b_\ell=\mathcal{E}_\ell=0,\quad F_\ell=-\frac{f_A^2p^2}{2m^2E}\{(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x_0)[Q_{\ell-1}(x_0)-Q_{\ell+1}(x_0)]-\delta_{\ell 1}\},$$

$$c_\ell=d_\ell=-\frac{f_A^2p^2}{2m^2E}\{(\frac{3E^2-m^2}{p^2}+x_0)(1-x_0)Q_\ell(x_0)+(\frac{2E^2}{p^2}+x_0)\delta_{\ell 0}+\frac{1}{3}\delta_{\ell 1}\}.\tag{28}$$

Л и т е р а т у р а

1. S.Sawada, T.Ueda, W.Watari, M.Yonezawa. Prog.Theor.Phys., 28, 991 (1962); 32, 380 (1964).
2. R.A.Bryan, B.L.Scott. Phys.Rev., 135, B434 (1964).
3. A.Scotti, D.Y.Wong. Phys.Rev.Letters, 10, 142 (1963); Phys.Rev., 138, B145, (1965).
4. Л.С. Ажгирей, В.И. Чижиков. Препринт ОИЯИ, Р-2584, Дубна, 1966.
5. R.A.Arndt, R.A.Bryan, M.H.MacGregor. Phys.Letters, 21, 314 (1966).
6. T.Ino, M.Matsuda, S.Sawada. Prog.Theor.Phys., 33, 489 (1965).
7. В.В. Бабиков. Ядерная физика, 2, 326 (1965).
8. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков, Введение в теорию квантованных полей. Гостехиздат, 1957, гл. III
9. R.J.Rivers. Nuovo Cimento 34, 386 (1964).
10. H.P.Stapp, T.J.Ypsilantis, N.Metropolis. Phys.Rev., 105, 302 (1957)
11. Э.Т. Уиттекер, Дж. Н. Ватсон. Курс современного анализа. Физматгиз, Москва, 1963, т. II, стр. 135.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 февраля 1967 г.