СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 4883

В.И. Журавлев

О МОДЕЛИ ВИРАЗОРО ДЛЯ πN -РАССЕЯНИЯ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1970

P2 - 4883

В.И. Журавлев

О МОДЕЛИ ВИРАЗОРО ДЛЯ πN -РАССЕЯНИЯ

1. Введение

Для исследования адронных процессов важны правила сумм при конечных энергиях /1/. Применение этих правил сумм к πN -рассеянию привело к понятию дуальности в сильных взаимодействиях /2/: среднее (в смысле правил сумм) от резонансов в прямом канале равно вкладу полюсов Редже в перекрестном канале /3/. Существует точка зрения, согласно которой это соответствие между резонансами и полюсами Редже справедливо не только в среднем, но и локально /4/. Это означает, что амплитуду рассеяния можно описывать или как сумму резонансов, или как сумму полюсов Редже. При этом особая роль отводится полюсу Померанчука, которому по гипотезе Харари /5/ соответствует нерезонансный фон.

Эти свойства отражены в модели, предложенной Венециано /6/. Инвариантные амплитуды адронных процессов в этой модели удовлетворяют перекрестной симметрии, асимптотическим требованиям, содержат полюса, соответствующие нижайшим резонансам. Модель строится на основе растущих линейных траекторий Редже.

Известно, что в модели Венециано амплитуда имеет бесконечное число лишних полюсов (полюса в точках с неправильной сигнатурой). Эти полюса исключаются, если выполнено условие типа: $\alpha(s)+\alpha(u)+\alpha(t)=n$ (n - целое число). Выполнение этого условия зависит от конкретной реакции. В частности, для πN - рассеяния такое условие не выполнено.

Вирасоро[7] построил амплитуду, которая сохраняет все преимущества амплитуды Венециано и кроме того содержит полюса только в точках с правильной сигнатурой. Интересно сравнить предсказания этих двух моделей.

В работе рассматривается πN – рассеяние в модели Вирасоро, полученные результаты сравниваются с предсказаниями модели Венециано[8]. Мы будем рассматривать только те амплитуды, в которые не дает вклад полюс Померанчука.

2. Построение амплитуд

При анализе πN – рассеяния при высоких энергиях обычно учитывают следующие траектории Редже: две вакуумные траектории (P и P'), ρ – траекторию и три фермионные траектории: N_α , Δ_δ , N_γ [9]. Рассмотрим инвариантные амплитуды $A^{(-)}$ и $B^{(-)}$ [x], асимптотическое поведение которых при фиксированном t определяется только ρ -траекторией. Для построения амплитуд важны следующие их свойства:

1. Перекрестная симметрия:

$$A^{(-)}(s,t,u) = -A^{(-)}(u,t,s),$$

$$B^{(-)}(s,t,u) = B^{(-)}(u,t,s).$$

2. Асимптотика[11]:

при фиксированном t

$$A^{(-)}(s,t) \to \xi_\rho(t)\, s^{\alpha_\rho(t)}$$

$$B^{(-)}(s,t) \to \xi_\rho(t)\, s^{\alpha_\rho(t)-1},$$

---

[x] Мы используем обозначения работы[10].

при фиксированном u

$$A^{(-)}(s,u) \to \xi(u)\, s^{\alpha(u)-\frac{1}{2}},$$

$$B^{(-)}(s,u) \to \xi(u)\, s^{\alpha(u)-\frac{1}{2}}.$$

Здесь

$$\xi_\rho(t) = \frac{1-e^{-i\pi\alpha_\rho(t)}}{\sin\pi\alpha_\rho(t)},$$

$$\xi_{\Delta,N}(u) = \frac{1+i\,r\,e^{-i\pi\alpha(u)}}{\cos\pi\alpha(u)},$$

$$(r_{N_\alpha}=+1,\ r_{\Delta,N_\gamma}=-1).$$

3. На ρ – траектории должны находиться частицы со спинами 1,3,5,... На N_α –траектории – частицы со спинами 1/2, 5/2, 9/2, ... На Δ_δ и N_γ – траекториях – частицы со спинами 3/2,7/2,11/2, ... Нуклонный полюс не должен давать вклада в амплитуду $A^{(-)}$.

4. Амплитуды должны описывать резонансы $\Delta(1236)$ и $N_\gamma(1515)$, т.е. Δ резонанс должен давать вклад только в P_{33} волну, а N_γ резонанс – в D_{13} волну.

Первые три условия позволяют выписать ведущие члены, но условие 4 при этом выполнено не будет. Для того чтобы удовлетворить этому условию необходимы неведущие члены[x/]. К сожалению, выбор неведущих членов неоднозначен и единственный аргумент, который мы можем привести, есть соображение простоты.

[x/] Под ведущими членами мы понимаем члены, которые дают главный вклад в асимптотику при фиксированном u и t и содержат нижайшие резонансы во всех каналах. В неведущих членах одно из этих требований не выполнено.

Амплитуды $A^{(-)}$ и $B^{(-)}$, удовлетворяющие условиям (1-4), имеют вид:

$$\frac{1}{4\pi}A^{(-)}(s,t,u)=a^{(-)}_{\Delta N_\alpha}\{F[\frac{1}{2}(\frac{3}{2}-\alpha_\Delta(s)),\frac{1}{2}(1-\alpha_\rho(t)),\frac{1}{2}(\frac{5}{2}-\alpha_{N_\alpha}(u))]-$$
$$-s\to u\}+a^{(-)}_{N_\gamma N_\alpha}\{F([\frac{1}{2}(\frac{3}{2}-\alpha_{N_\gamma}(s)),\frac{1}{2}(1-\alpha_\rho(t)),\frac{1}{2}(\frac{5}{2}-\alpha_{N_\alpha}(u))]-$$
$$-s\to u\}+\tilde{\tilde{a}}^{(-)}_{\Delta N_\alpha}\{\tilde{\tilde{F}}[\frac{1}{2}(\frac{3}{2}-\alpha_\Delta(s)),\frac{1}{2}(1-\alpha_\rho(t)),\frac{1}{2}(\frac{5}{2}-\alpha_{N_\alpha}(u))]-$$
$$-s\to u\}+\tilde{\tilde{a}}^{(-)}_{N_\gamma N_\alpha}\{\tilde{\tilde{F}}[\frac{1}{2}(\frac{3}{2}-\alpha_{N_\gamma}(s)),\frac{1}{2}(1-\alpha_\rho(t)),\frac{1}{2}(\frac{5}{2}-\alpha_{N_\alpha}(u))]-\quad(1)$$
$$-s\to u\}.$$

$$\frac{1}{4\pi}B^{(-)}(s,t,u)=b^{(-)}_{N_\alpha}G[\frac{1}{2}(\frac{1}{2}-\alpha_{N_\alpha}(s)),\frac{1}{2}(1-\alpha_\rho(t)),\frac{1}{2}(\frac{1}{2}-\alpha_{N_\alpha}(u))]+$$
$$+b^{(-)}_\Delta\tilde{\tilde{G}}[\frac{1}{2}(\frac{3}{2}-\alpha_\Delta(s)),\frac{1}{2}(1-\alpha_\rho(t)),\frac{1}{2}(\frac{3}{2}-\alpha_\Delta(u))]+$$
$$+b^{(-)}_{N_\gamma}\tilde{\tilde{G}}[\frac{1}{2}(\frac{3}{2}-\alpha_{N_\gamma}(s)),\frac{1}{2}(1-\alpha_\rho(t)),\frac{1}{2}(\frac{3}{2}-\alpha_{N_\gamma}(u))]+$$
$$+\tilde{\tilde{b}}^{(-)}_\Delta G[\frac{1}{2}(\frac{3}{2}-\alpha_\Delta(s)),\frac{1}{2}(1-\alpha_\rho(t)),\frac{1}{2}(\frac{3}{2}-\alpha_\Delta(u))]+\quad(2)$$
$$+\tilde{\tilde{b}}^{(-)}_{N_\gamma}G[\frac{1}{2}(\frac{3}{2}-\alpha_{N_\gamma}(s)),\frac{1}{2}(1-\alpha_\rho(t)),\frac{1}{2}(\frac{3}{2}-\alpha_{N_\gamma}(u))].$$

Здесь введены обозначения:

$$F(x,y,z)=\frac{\Gamma(x)\Gamma(y)\Gamma(z)}{\Gamma(x+y)\Gamma(x+z-1)\Gamma(y+z-1)},\quad \tilde{F}(x,y,z)=\frac{\Gamma(x)\Gamma(y)\Gamma(z)}{\Gamma(x+y)\Gamma(x+z)\Gamma(y+z-1)},$$

$$G(x,y,z)=\frac{\Gamma(x)\Gamma(y)\Gamma(z)}{\Gamma(x+y)\Gamma(x+z)\Gamma(y+z)},\quad \tilde{G}(x,y,z)=\frac{\Gamma(x)\Gamma(y)\Gamma(z)}{\Gamma(x+y)\Gamma(x+z-1)\Gamma(x+z)}.$$

Первые два члена в амплитуде $A^{(-)}$ дают ведущий вклад в асимптотику при фиксированном t и u. Последние два члена дают ведущий вклад в асимптотику при фиксированном t и неведущий – при фиксированном u. В амплитуде $B^{(-)}$ первые три члена ведущие, последние два, как и в амплитуде $A^{(-)}$, – неведущие.

Для определения констант $a^{(-)}$ и $b^{(-)}$ вычислим амплитуды $A^{(-)}$ и $B^{(-)}$ в борновском приближении из эффективного лагранжиана:

$$L = i\, g_r\, \bar{\Psi}^N \gamma_5 \vec{\tau}\, \Psi^N \vec{\pi} + (g_\Delta/\mu)\, \bar{\Psi}^\Delta_\mu \Psi^N \partial_\mu \pi + \tag{3}$$

$$+ (g_{N_\gamma}/\mu)\, \bar{\Psi}^{N\gamma}_\mu \gamma_5 \Psi^N \partial_\mu \pi .$$

и сравним вычеты в полюсах $\alpha_{N_\alpha}(s)=\frac{1}{2}$, $\alpha_\Delta(s)=\frac{3}{2}$, $\alpha_{N_\gamma}(s)=\frac{3}{2}$ в (1) и (2) с соответствующими вычетами амплитуд $A^{(-)}$ и $B^{(-)}$, полученных из лагранжиана (3). При вычислениях мы используем следующие значения для параметров траекторий:

$$\alpha(s) = \alpha(0) + a s$$

$$a = 0{,}9 \qquad \alpha_\rho(0) = 0{,}5\,, \quad \alpha_{N_\alpha}(0) = -0{,}3\,,$$

$$\alpha_\Delta(0) = 0{,}12\,, \quad \alpha_{N_\gamma}(0) = -0{,}9.$$

Для констант $a^{(-)}$ и $b^{(-)}$ получим (см. Приложение):

$$a^{(-)}_{\Delta N_\alpha} = -\,1{,}59\,,\quad a^{(-)}_{N_\gamma N_\alpha} = -\,0{,}36\,,\quad \tilde{\tilde{a}}^{(-)}_{\Delta N_\alpha} = 0{,}12\,,\quad \tilde{\tilde{a}}^{(-)}_{N_\gamma N_\alpha} = 0{,}21$$

$$b^{(-)}_{N_\alpha} = 0{,}5\,,\quad b^{(-)}_{\Delta} = -\,0{,}07\,,\quad b^{(-)}_{N_\gamma} = 0{,}08\,,\quad \tilde{\tilde{b}}^{(-)}_{\Delta} = 0{,}05\,,\quad \tilde{\tilde{b}}^{(-)}_{N_\gamma} = -\,0{,}03$$

$$(h = c = \mu = 1)$$

С этими константами определим пороговое значение и асимптотику амплитуд $A^{(-)}$ и $B^{(-)}$.

Пороговое значение :

$$\frac{A^{(-)}(\mu,0)}{4\pi} = -1{,}12 \qquad (-0{,}7 \ /12/\ ),$$

$$\frac{B^{(-)}(\mu,0)}{4\pi} = 0{,}82 \qquad (0{,}9 \ /12/\ ).$$

Асимптотика при фиксированном t :

$$\frac{A^{(-)}}{4\pi}(s,t) \underset{s\to\infty}{\to} \frac{2\pi}{\Gamma(\frac{1}{2}+\frac{1}{2}\alpha_\rho(t))} \Big\{ \frac{a^{(-)}_{\Delta N_\alpha}}{\Gamma(1-\frac{1}{2}\alpha_{N_\alpha}(s)-\frac{1}{2}\alpha_\Delta(u))} +$$

$$+ \frac{a^{(-)}_{N_\gamma N_\alpha}}{\Gamma(1-\frac{1}{2}\alpha_{N_\alpha}(s)-\frac{1}{2}\alpha_{N_\gamma}(u))} + \frac{\tilde{\tilde{a}}^{(-)}_{\Delta N_\alpha}}{\Gamma(2-\frac{1}{2}\alpha_{N_\alpha}(s)-\frac{1}{2}\alpha_\Delta(u))} + \frac{\tilde{\tilde{a}}^{(-)}_{\Delta N_\gamma}}{\Gamma(2-\frac{1}{2}\alpha_{N_\alpha}(s)-\frac{1}{2}\alpha_{N_\gamma}(u))} \Big\} \times \qquad (5)$$

$$\times\, \xi_\rho(t)\,[\tfrac{1}{2}\,as\,]^{\alpha_\rho(t)}$$

$$\frac{B^{(-)}}{4\pi}(s,t) \underset{s\to\infty}{\to} \frac{\pi}{\Gamma(\frac{1}{2}+\frac{1}{2}\alpha_\rho(t))}\, f(t)\,\xi_\rho(t)[\tfrac{1}{2}\,as\,]^{\alpha_\rho(t)-1},$$

$$f(t) = \frac{b^{(-)}_{N_\alpha}}{\Gamma(\frac{1}{2}-\frac{1}{2}\alpha_{N_\alpha}(s)-\frac{1}{2}\alpha_{N_\alpha}(u))} + \frac{b^{(-)}_{\Delta}}{\Gamma(\frac{1}{2}-\frac{1}{2}\alpha_\Delta(s)-\frac{1}{2}\alpha_\Delta(u))} + \qquad (6a)$$

$$+\frac{b^{(-)}_{N_\gamma}}{\Gamma(\frac{1}{2}-\frac{1}{2}\alpha_{N_\gamma}(s)-\frac{1}{2}\alpha_{N_\gamma}(u))}+\frac{\tilde{\tilde{b}}^{(-)}_{\Delta}}{\Gamma(\frac{3}{2}-\frac{1}{2}\alpha_{\Delta}(s)-\frac{1}{2}\alpha_{\Delta}(u))}+\frac{\tilde{\tilde{b}}^{(-)}_{N_\gamma}}{\Gamma(\frac{3}{2}-\frac{1}{2}\alpha_{N_\gamma}(s)-\frac{1}{2}\alpha_{N_\gamma}(u))}. \quad (6б)$$

Для рассеяния вперед из (4-6) получим:

$$\operatorname{Im} A^{(-)}(s,0) \to -51 \text{ мб Гэв} \; (-21{,}7 \text{ мб.Гэв}^{/13/}),$$

$$\operatorname{Im} B^{(-)}(s,0) \to 57 \text{ мб} \quad (43{,}7 \text{ мб}^{/13/}).$$

Обсудим зависимость реджевского вычета ρ -мезона в амплитуде $B^{(-)}$ от t. Известно, что модель Венециано/8/ дает:

$$B^{(-)}(s,t) \to \frac{\text{Const}}{\Gamma(\alpha_\rho(t))}\,\xi_\rho(t)\,(as)^{\alpha_\rho(t)-1}. \quad (7)$$

Таким образом модель Венециано приводит к тому, что вычет равен нулю при $\alpha_\rho(t)=0$ ($t \approx -0{,}6$ Гэв^2). Это позволяет объяснить существование минимума в дифференциальном сечении процесса $\pi^- p \to \pi^0 n$ при высоких энергиях. В модели Виразоро структура вычета сложнее и он, вообще говоря, не равен нулю при $\alpha_\rho(t)=0$. Однако такая возможность не исключена и может быть связана с нулем функции $f(t)$ (см. 6б) при $\alpha_\rho(t)=0$. Рассмотрим эту возможность. Ограничимся только ведущими членами в амплитуде $B^{(-)}$ и предположим, что $f(t)$ равна нулю при $\alpha_\rho(t)=\epsilon$. Тогда мы получим соотношение:

$$g_r^2\,\frac{a}{2}\,\frac{\Gamma(1-\frac{1}{2}X_{\rho N_\alpha})}{\Gamma(\frac{1}{2}+\frac{1}{2}\epsilon-\frac{1}{2}X_{\rho N_\alpha})}-\frac{1}{6}g_\Delta\frac{\Gamma(2-\frac{1}{2}X_{\rho\Delta})}{\Gamma(\frac{1}{2}+\frac{1}{2}\epsilon-\frac{1}{2}X_{\rho\Delta})}+\frac{1}{6}g_{N_\gamma}\frac{\Gamma(2-\frac{1}{2}X_{\rho N_\gamma})}{\Gamma(\frac{1}{2}+\frac{1}{2}\epsilon-\frac{1}{2}X_{\rho N_\gamma})}=0,$$

где

$$X_{\rho R}=\alpha_\rho(t)+\alpha_R(s)+\alpha_R(u), \quad R=(N_\alpha, \Delta, N_\gamma).$$

Разлагая Γ - функции в ряд по ϵ, получим $\epsilon \cong 0{,}15$. Таким образом, $f(t)=0$ при $t \cong -0{,}4$ Гэв^2, что близко к положению минимума.

3. Обсуждение результатов

Мы видим, что для амплитуды $B^{(-)}$ соответствие между резонансами и асимптотикой лучше, чем для амплитуды $A^{(-)}$. Этот результат можно понять на основе правил сумм при конечных энергиях. С хорошей точностью можно считать, что амплитуда $B^{(-)}$ выходит на асимптотику при 2,5 - 3 Гэв/14/. Правило сумм для $B^{(-)}$ будет выполнено, если в области низких и средних энергий мы учтем только нуклон и Δ - резонанс. Амплитуда $A^{(-)}$ выходит на асимптотику при 5-6 Гэв, поэтому учёт только нижайших резонансов не дает правильной асимптотики.

Ижи/6/, рассматривая πN - рассеяние в модели Венециано, фиксировал асимптотические значения амплитуд. При этом для ширин резонансов он получил значения в 4 раза меньшие экспериментальных. В модели Виразоро только с ведущими членами это различие для амплитуды $B^{(-)}$ достигает ~ 1,5 раз, для амплитуды $A^{(-)}$ - 2 раз. В этом, очевидно, сказывается эффект лишних полюсов в модели Венециано.

Наиболее существенное отличие модели Виразоро от модели Венециано состоит в разной зависимости вычета ρ -мезона от t. Хотя в модели Виразоро вычет, вообще говоря, не равен нулю при $\alpha_\rho(t)=0$, он проходит через нуль близко от этого значения t.

Мандельстам и Вонг/15/ показали, что при наличии фиксированных полюсов в J плоскости вычет в амплитудах с переворотом спина может не исчезать в точках с неправильной сигнатурой. Однако для объяснения минимума в дифференциальном сечении процесса $\pi^- p \to \pi^0 n$ вычет должен быть мал при $\alpha_\rho(t)=0$, т.е. эффект фиксированных полюсов мал. Как раз этой возможности и соответствует модель Виразоро.

Автор благодарен В.А.Мещерякову и А.Н.Тавхелидзе за полезные советы и обсуждения.

Приложение

Из эффективного лагранжиана (3) получим следующие выражения для амплитуд $A^{(-)}$ и $B^{(-)}$ в борновском приближении:

$$A^{(-)}(s,t,u)=(\alpha_1^{(-)}+t\alpha_2^{(-)})\left(\frac{1}{m_\Delta^2-s}-\frac{1}{m_\Delta^2-u}\right)+(\rho_1^{(-)}+t\rho_2^{(-)})\left(\frac{1}{m_{N_\gamma}^2-s}-\frac{1}{m_{N_\gamma}^2-u}\right),$$

$$B^{(-)}(s,t,u)=g_r^2\left(\frac{1}{m_N^2-s}+\frac{1}{m_N^2-u}\right)+(\beta_1^{(-)}+t\beta_2^{(-)})\left(\frac{1}{m_\Delta^2-s}+\frac{1}{m_\Delta^2-u}\right)+$$

$$+(\gamma_1^{(-)}+t\gamma_2^{(-)})\left(\frac{1}{m_{N_\gamma}^2-s}+\frac{1}{m_{N_\gamma}^2-u}\right).$$

Здесь

$$\alpha_1^{(-)}=-\frac{1}{3}\frac{g_\Delta^2}{\mu^2}q_\Delta^2\left[m_N+m_\Delta+\frac{(m_\Delta-m_N)(E_\Delta+m_N)}{3(E_\Delta-m_N)}\right],$$

$$\alpha_2^{(-)}=-\frac{1}{6}\frac{g_\Delta^2}{\mu^2}(m_N+m_\Delta)$$

$$\rho_1^{(-)}=-\frac{1}{3}\frac{g_{N_\gamma}^2}{\mu^2}q_{N_\gamma}^2\left[m_{N_\gamma}-m_N+\frac{(m_{N_\gamma}+m_N)(E_\gamma-m_N)}{3(E_\gamma+m_N)}\right],$$

$$\rho_2^{(-)}=-\frac{1}{6}\frac{g_{N_\gamma}^2}{\mu^2}(m_{N_\gamma}-m_N),$$

$$\beta_1^{(-)}=-\frac{1}{3}\frac{g_\Delta^2}{\mu^2}q_\Delta^2\left[1-\frac{(E_\Delta+m_N)}{3(E_\Delta-m_N)}\right],$$

$$\beta_2^{(-)}=-\frac{1}{6}\frac{g_\Delta^2}{\mu^2},$$

$$\gamma_1^{(-)}=\frac{1}{3}\frac{g_{N_\gamma}^2}{\mu^2}q_{N_\gamma}^2\left[1-\frac{E_{N_\gamma}-m_N}{3(E_{N_\gamma}+m_N)}\right],$$

$$\gamma_2^{(-)}=\frac{1}{6}\frac{g_{N_\gamma}^2}{\mu^2},$$

$$E_R \pm m_N = \frac{(m_R \pm m_N)^2 - \mu^2}{2m_R},$$

$$q_R^2 = E_R^2 - m_R^2, \quad R = (\Delta, N_\gamma).$$

Константы g_Δ^2 и $g_{N_\gamma}^2$ связаны с ширинами резонансов:

$$\Gamma_\Delta = \frac{g_\Delta^2}{\mu^2} \frac{g_\Delta^3(E_\Delta + m_N)}{12\pi m_\Delta},$$

$$\Gamma_{N_\gamma} = \frac{g^2_{N_\gamma}}{\mu^2} \frac{q^3_{N_\gamma}(E_{N_\gamma} - m_N)}{12\pi m_{N_\gamma}}.$$

Сравнивая (1) и (2) с выражениями для амплитуд $A^{(-)}$ и $B^{(-)}$ в борновском приближении, получим две системы уравнений:

$$a^{(-)}_{\Delta N_\alpha}(1-2\alpha_{N_\alpha}(0) - 4c_\Delta) + 4\tilde{\tilde{a}}^{(-)}_{\Delta N_\alpha} = 2a\alpha_1^{(-)}\Gamma\left(\frac{3}{4} - \frac{1}{2}\alpha_\rho(0) - \frac{1}{2}\alpha_{N_\alpha}(0) - c_\Delta\right),$$

$$a^{(-)}_{\Delta N_\alpha} = \alpha_2^{(-)}\Gamma\left(\frac{3}{4} - \frac{1}{2}\alpha_\rho(0) - \frac{1}{2}\alpha_{N_\alpha}(0) - c_\Delta\right),$$

$$a^{(-)}_{N_\gamma N_\alpha}(1-2\alpha_{N_\alpha}(0) - 4c_{N_\gamma}) + 4\tilde{\tilde{a}}^{(-)}_{N_\gamma N_\alpha} = 2a\rho_1^{(-)}\Gamma\left(\frac{3}{4} - \frac{1}{2}\alpha_\rho(0) - \frac{1}{2}\alpha_{N_\alpha}(0) - c_{N_\gamma}\right),$$

$$a^{(-)}_{N_\gamma N_\alpha} = \rho_2^{(-)}\Gamma\left(\frac{3}{4} - \frac{1}{2}\alpha_\rho(0) - \frac{1}{2}\alpha_{N_\alpha}(0) - c_{N_\gamma}\right),$$

$$b^{(-)}_{N_\alpha} = \frac{g_r^2}{4\pi}\frac{a}{2}\Gamma\left(\frac{3}{4} - \frac{1}{2}\alpha_\rho(0) - \frac{1}{2}\alpha_{N_\alpha}(0) - c_{N_\alpha}\right),$$

$$-b^{(-)}_\Delta(1+2\alpha_\Delta(0) + 4c_\Delta) + 4\tilde{\tilde{b}}^{(-)}_\Delta = 2a\beta_1^{(-)}\Gamma\left(\frac{5}{4} - \frac{1}{2}\alpha_\rho(0) - \frac{1}{2}\alpha_\Delta(0) - c_\Delta\right),$$

$$b^{(-)}_\Delta = \beta_2^{(-)}\Gamma\left(\frac{5}{4} - \frac{1}{2}\alpha_\rho(0) - \frac{1}{2}\alpha_\Delta(0) - c_\Delta\right),$$

$$-b^{(-)}_{N_\gamma}\left(1+2\alpha_{N_\gamma}(0)+4c_{N_\gamma}\right)+4\tilde{\tilde{b}}^{(-)}_{N_\gamma}=2a\gamma^{(-)}_1\Gamma\left(\frac{5}{4}-\frac{1}{2}\alpha_\rho(0)-\frac{1}{2}\alpha_{N_\gamma}(0)-c_{N_\gamma}\right),$$

$$b^{(-)}_{N_\gamma}=\gamma^{(-)}_2\Gamma\left(\frac{5}{4}-\frac{1}{2}\alpha_\rho(0)-\frac{1}{2}\alpha_{N_\gamma}(0)-c_{N_\gamma}\right).$$

$$c_R=\frac{1}{2}a\left(2m_N^2+2\mu^2-m_R^2\right)\cdot\quad R=(N_\alpha,\Delta,N_\gamma).$$

Литература

1. A.A. Logunov, L.D. Soloviev, A.N. Tavkhelidze. Phys. Lett. 24B, 181 (1967).
2. R. Dolen, D. Horn, C. Schmid. Phys. Rev. 166, 1768 (1968).
3. G.F. Chew. Comments of Nucl. and Particle Phys. 2, 74 (1968).
4. C. Schmidt. Phys. Rev. Letters 20, 689 (1968).
5. H. Harari. Phys. Rev. Letters 20, 1395 (1968).
6. G. Veneziano. Nuovo Cimento. 57A, 190 (1968).
7. M.A. Virasoro. Phys. Rev. 177, 2309 (1969).
8. K. Igi, Phys. Lett. 28B, 330 (1968).
9. V. Barger, D. Cline. Phys. Rev. 155, 1792 (1967).
10. G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, Y. Nambu. Phys. Rev. 106, 1337 (1957).
11. V. Singh. Phys. Rev. 129, 1889 (1963).
12. Hohler et. al. Lund Conf. (1969).
13. W. Rarita, R.L. Riddel, C.B. Chiu, R.L.N. Phillips. Phys. Rev. 165, 1615 (1968).
14. В.И.Журавлев, В.А.Мещеряков, К.В.Рерих. Ядерная физика, 7, 136 (1968).
15. S. Mandelstam and Ling-Lie Wang. Phys. Rev. 160, 1490 (1967).

Рукопись* поступила в издательский отдел

8 января 1970 года.