Краткие сообщения по физике № 2 февраль 1971

ПАДЕ-ПРИБЛИЖЕНИЯ ДЛЯ АМПЛИТУД πN- РАССЕЯНИЯ

Б. Б. Палюшев, Л. В. Фильков

Анализ πN- рассеяния в рамках $[1,1]$ паде-приближения ранее проводился в работе /1/. В этой работе авторы исходили из псевдоскалярной теории, включающей только π- мезоны и нуклоны, с добавлением члена, связанного с прямым четырехпионным взаимодействием $(\lambda\Phi^4)$. Анализ дал неплохое согласие с экспериментом для s-, p-, d- волн с изоспином $T = 3/2$, за исключением P_{33}- волны, где расхождение является особенно сильным выше положения резонанса. Для волн с $T = 1/2$ результаты вычислений полностью расходятся с экспериментом. Для улучшения результатов авторы предлагают наряду с увеличением порядка паде-приближений учитывать процессы с рождением η- и K- мезонов в промежуточных состояниях. В качестве другого, более радикального метода предлагается учитывать связь между упругим каналом πN- рассеяния и каналами с образованием η- и K- мезонов в конечном и начальных состояниях.

В настоящей работе паде-приближение используется для решения дисперсионных соотношений (д.с.) для амплитуд πN- рассеяния и показывается, что лучшее согласие с экспериментом в области энергии T до 1600–1800 Мэв можно получить уже в рамках $[1,1]$ паде-приближений без введения выше перечисленных усложнений. Для этого надо правильно учесть влияние асимптотического поведения амплитуды πN-рассеяния на низкоэнергетическую область. Из полюсной теории Редже следует, что для амплитуд πN-рассеяния $A^{(-)}$ и $B^{(\pm)}$ можно писать д.с. без вычитания, а для $A^{(+)}$ следует делать одно вычитание. Д.с. для $A^{(-)}$ и $B^{(\pm)}$ имеют вид:

$$\mathrm{Re}A^{(-)} = \frac{1}{\pi} P \int\limits_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \,\mathrm{Im}A^{(-)}(s',t)\left[\frac{1}{s'-s} - \frac{1}{s'-u}\right],$$

$$\mathrm{Re}B^{(\pm)} = g^2\left(\frac{1}{m^2-s} \mp \frac{1}{m^2-u}\right) + \tag{1}$$

$$+\frac{P}{\pi}\int\limits_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \,\mathrm{Im}B^{(\pm)}(s',t)\left[\frac{1}{s'-s} \pm \frac{1}{s'-u}\right],$$

где g – константа взаимодействия π-мезона с нуклоном; m и μ – массы нуклона и π-мезона; s, t и u – инвариантные переменные Мандельштама. Для амплитуды $A^{(+)}$ напишем д.с. по s и u с одним вычитанием в точке $u_0 = (m-\mu)^2$, а вычитательную функцию определим с помощью д.с. по s и t при фиксированном u_0 с одним вычитанием в точке $t_0 = 0$. Далее для простоты будем считать, что зависимость интеграла от мнимой части амплитуды в t-канале слабо зависит от t, и заменим этот интеграл на βt, где β – константа. Это приближение является оправданным, если мы ограничимся малыми значениями энергий. В результате всего сказанного получим

$$\mathrm{Re}A^{(+)}(s,t) = a + \beta t + \frac{u - u_0}{\pi} P \int\limits_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \,\mathrm{Im}A^{(+)}(s',t) \times$$

$$\times \left[\frac{1}{(s' - u)(s' - u_0)} - \frac{1}{(s' - s)(s' - s_0 + t)} \right] -$$

$$- \frac{t}{\pi} P \int\limits_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}A^{(+)}(s', u_0) ds'}{(s' - s_0 + t)(s' - s_0)}, \qquad (2)$$

где $s_0 = (m + \mu)^2$, а константа a выражается через s- и p-волновые длины рассеяния

$$a = 4\pi \left\{ \frac{2m + \mu}{6m} (a_1 + 2a_3) - \frac{2m\mu}{3} \left[(a_{11} + 2a_{13}) - (a_{31} + 2a_{33}) \right] \right\}. \qquad (3)$$

Будем решать д.с. (1) и (2) с помощью итерации. В качестве первой итерации возьмем

$$\mathrm{Re}A_1^{(+)} = a + \beta t,$$

$$\mathrm{Re}A_1^{(-)} = 0, \qquad (4)$$

$$\mathrm{Re}B_1^{(\pm)} = g^2 \left(\frac{1}{m^2 - s} \mp \frac{1}{m^2 - u} \right).$$

Для нахождения следующего порядка итерации выразим мнимые части амплитуд $A^{(\mp)}$ и $B^{(\mp)}$ с помощью условия унитарности через амплитуды в первой итерации. Реальные части амплитуд во второй итерации определим затем с помощью д.с. (1) и (2) через полученные указанным выше способом мнимые части. Поступая аналогичным образом дальше можно в принципе вычислить любой порядок итерации. Далее используя полученные итерационные ряды для амплитуд $A^{(\pm)}$ и $B^{(\pm)}$ найдем итерационный ряд для парциальных амплитуд $f_{1\pm}^{(2T)}$

$$f_{1\pm}^{(2T)} = \left(f_{1\pm}^{(2T)} \right)_1 + \left(f_{1\pm}^{(2T)} \right)_2 + \ldots \tag{5}$$

На основе этого ряда построим [1,1] паде-приближение

$$\left(f_{1\pm}^{(2T)} \right)_{[1,1]} = \left(f_{1\pm}^{(2T)} \right)_1^2 \Big/ \left[\left(f_{1\pm}^{(2T)} \right)_1 - \left(f_{1\pm}^{(2T)} \right)_2 \right] \tag{6}$$

Мы имеем три параметра: g^2, a и β. Константа g^2 хорошо известна и бралась равной $(1/4\pi)g^2 = 14,6$. Для длин рассеяния, входящих в a, брались значения согласно работы /2/

$$a_1 + 2a_3 = -0,021,$$
$$a_{11} + 2a_{31} = -0,160, \tag{7}$$
$$a_{13} + 2a_{33} = 0,431.$$

Остается один свободный параметр β. Он определяется из положения резонанса D_{13} (1518) и оказался равным $\beta \approx 0,2$. Если предположить, что β определяется вкладом σ-мезона, то полученное значение β соответствует, в частности, следующим параметрам σ-мезона: $g^2_{\sigma NN}/4\pi = 12$, $m_\sigma = 750$ Мэв, $\Gamma_\sigma \approx 400$ Мэв, что находится в хорошем согласии с широко принятыми значениями. Следует подчеркнуть, что так как величина β связана с обменом двух π-мезонов в t канале, она представляет вклад неупругих процессов в s-канале.

Результаты численных расчетов представлены в таблице. Здесь же приведены экспериментальные дан-

Таблица 1

Сравнение расчетов (1) с экспериментальными данными /3/ (2).

πN – рассеяние

$I = \frac{1}{2}$

$W\cdot\sqrt{3}$	S_{11}		P_{11}		P_{13}		D_{13}		D_{15}	
Mev	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)
1096	3,5	5,8	0,0	-0,3	-0,0	-0,0	0,0	0,0	0,4	0,0
1127	4,5	8,1	0,0	-1,0	-0,3	-0,3	0,0	0,0	0,5	0,0
1185	6,0	8,7	0,0	-0,3	-1,2	-0,8	0,2	0,3	0,8	0,2
1212	6,2	10,5	0,0	-0,0	-2,5	0,5	0,5	0,5	0,9	0,3
1235	6,7	10,6	1,0	2,0	-4,0	-1,7	0,7	0,9	1,0	0,4
1258	7,0	9,0	2,5	6,2	-5,5	-2,5	1,0	1,1	1,2	0,7
1320	8,8	10,1	12,0	19,0	-9,4	-4,7	1,2	5,1	1,4	1,4
1389	13,0	18,4	36,0	43,5	-13,8	-5,6	6,2	8,8	2,3	2,0
1442	17,6	20,7	57,5	73,6	-16,9	-5,1	14,0	21,0	3,5	3,9
1500	26,0	53,1	84	107,2	-20,5	-5,3	53,0	48,1	5,2	7,5
1543	33,5	33,5	100	125,5	-23,0	-8,2	137	139,6	7,0	9,4
1600	45,0	37,1	116	140,2	-26,2	-6,1	150	159,6	12,2	16,9
1657	62	71,8	127,8	161,8	-29,4	-4,1	158	165,9	18,6	19,8
1701	79	95,9	133,9	170,7	-3,15	-2,3	162	164,4	22,0	-18,4
1820	100	114,1	141,6	178,3	-36,8	-8,5	165	177,0	26,2	-15,8

$I = \frac{3}{2}$

$W\cdot\sqrt{3}$	S_{31}		P_{31}		P_{33}		D_{33}		D_{35}	
Mev	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)
1096	-3,0	-2,6	-0,5	-0,2	1,0	1,4	-0,0	0,0	-0,0	-0,0
1127	-5,8	-5,4	-1,1	-1,1	7,4	7,5	-0,0	-0,0	-0,0	-0,0
1185	-11,2	-10,6	-3,5	-3,2	33	37,8	-0,0	0,1	-0,1	-0,2
1212	-13,6	-13,0	-4,5	-4,4	54	65,6	-0,0	0,2	-0,2	-0,3
1235	-16,0	-14,9	-5,4	-5,4	70	89,2	-0,0	0,2	-0,3	-0,5
1258	-18,1	-16,8	-6,4	-6,5	83	109,2	-0,0	0,2	-0,5	-0,6
1320	-24	-21,6	-9,3	-9,4	113,4	135,7	-0,1	-0,1	-0,9	-1,0
1389	-30	-25,8	-12,1	-13	136	149,4	-0,4	0,3	-1,3	-1,4
1442	-35	-28,3	-14,7	-15,9	146,1	157,6	-0,8	0,8	-1,7	-1,9
1500	-40,5	-28,6	-17,5	-18,4	153	164,4	-1,4	0,7	-2,2	-2,2
1543	-44,7	-28,1	-19,9	-19,9	156	169,3	-1,9	0,8	-2,5	-2,4
1600	-49,8	-33	-23,2	-21,6	158	174,6	-2,8	-0,2	-2,9	-2,8
1657	-55	-57	-27	-23,6	159	176,3	-4,3	-4,0	-3,4	-2,5
1701	-59	-64,5	-29,2	-24,1	159,4	178,3	-5,8	-8,4	-3,7	-2,5
1820	-68	-66,6	-34,8	-26	158	182,8	-14,0	-14,0	-4,6	-2,2

ные CERN (см. /3/). Как видно из таблицы, полученные нами результаты для сдвигов фаз s-, p- d-волн с изоспином как 3/2, так и 1/2 хорошо согласуются с экспериментальными данными вплоть до энергии W (полная энергия в системе центра масс) 1600–1800 Мэв. Исключение составляет P_{13}, где выше 1300 Мэв наблюдается сильное количественное расхождение с экспериментом (хотя и здесь можно говорить о качественном согласии). Вероятно, эта волна в основном определяется вкладом неупругих процессов, что и приводит к указанному расхождению. Имеющиеся отклонения в других волнах являются несущественными и обусловлены неучетом в промежуточных состояниях неупругих каналов, связанных в основном с рождением K- и η- мезонов.

Следует отметить также, что для парциальных волн S_{11}, P_{11}, P_{33} и D_{13} сдвиги фаз рассеяния проходят через 90°, что соответствует присутствию в указанных волнах резонансов с отношением ширин $\Gamma_e/\Gamma_{\text{полн}} > 0{,}5$. При этом отклонение полученных масс резонансов от экспериментальных значений не превышает 3%.

Описанная выше методика была использована для анализа парциальной $S^{(2T)}_{1\pm}$- матрицы в подпороговой области переменной s $(m-\mu)^2 < s < (m+\mu)^2$. Этот анализ указал на обращение в ноль $S^{(2T)}_{1\pm}$ матрицы для S_{11}- и P_{11}-волн в начале и в конце исследуемой области s, что в свою очередь указывает на существование антисвязанных состояний в S_{11}-волне системы πN с эффективными массами ~815 и ~975 Мэв и в P_{11}-волне с массами ~810 и ~985 Мэв.

Авторы выражают благодарность Ф. И. Стрижевской за помощь при проведении численного счета на ЦВМ, а также В. Я. Файнбергу за обсуждение полученных результатов.

Поступила в редакцию
23 декабря 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. A. Mignaco, M. Pusterla, E. Remidi. Nuovo Cim., 64A, 733 (1969).
2. G. Ebel, H. Pilkuhn, F. Steiner. Nucl. Phys., B17, 1 (1970).
3. D. J. Herndon, A. Barbaro-Galtieri, A. H. Rosenfeld. Preprint UCRL-20030TN, 1970.