

момента времени это слагаемое осциллирует по x с частотой, возрастающей со временем t .

Теперь возьмем функцию $N(t)$ в выражении (16) в виде

$$N(t) = \left[\frac{\beta z_0(t)}{\pi} \right] + m, \quad m \in \mathbb{N}. \quad (19)$$

В силу того, что функция $\varphi_0(x)$ на интервале $(0, \beta)$ положительна, все сказанное выше переносится на первое слагаемое в выражении (16). С другой стороны, поскольку ряд в правой части (16) для функции $r(x, t; N(T))$ сходится равномерно по $(x, t) \in [0, \beta] \times [0, T]$, $0 < T < +\infty$, то для каждого фиксированного $0 < T < +\infty$ найдется такое натуральное число $m(T)$, что

$$|r(x, t; N(T))| \leq V \frac{\varepsilon e^{2\beta}}{2\pi\beta r_d^2} \exp(-T).$$

Таким образом, на основании модели, предложенной в работе [2], удалось поставить математическую начально-краевую задачу D_1 , решение которой дает полное совпадение качественной динамической картины эффекта, наблюдаемого в эксперименте (см. [1]), с результатами исследования решения

построенной математической модели. В заключение отметим, что в работе [2] была теоретически исследована аналогичная задача на полупрямой, что позволило качественно выявить наличие слоистой структуры в полупроводнике, однако динамическое развитие эффекта можно детально исследовать только при рассмотрении начально-краевых задач для уравнения составного типа (11) в ограниченных областях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 96-01-00337).

Литература

1. Астратов В.Н., Ильинский А.В., Киселев В.А. // ФТТ. 1984. 26, № 9. С. 2843.
2. Фурман А.С. // ФТТ. 1986. 28, № 7. С. 2083.
3. Габов С.А., Свеишиков А.Г. Задачи динамики стратифицированной жидкости. М.: Наука, 1986.
4. Габов С.А., Свеишиков А.Г. Линейные задачи теории нестационарных внутренних волн. М.: Наука, 1990.
5. Плетнер Ю.Д. // ЖВМ и МФ. 1992. 32, № 12. С. 1885.
6. Корпусов М.О., Плетнер Ю.Д., Свеишиков А.Г. // ЖВМ и МФ. 1999. 39, № 9. С. 1706.

Поступила в редакцию
09.12.98

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.12

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕАКЦИИ УПРУГОГО πN -РАССЕЯНИЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ НУКЛОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

В. И. Мокеев, М. В. Осипенко

(НИИЯФ)

Проведен феноменологический анализ экспериментальных данных реакции упругого πN -рассеяния в области энергий возбуждения нуклонных резонансов. Из условия наилучшего воспроизведения экспериментальных сечений получены нерезонансные амплитуды и фазы интерференции резонансных амплитуд.

Введение

Ускоритель электронов непрерывного действия TJNAF (США), введенный недавно в строй, предоставляет качественно новые возможности в исследовании структуры адронов и динамики сильных взаимодействий в эксклюзивных реакциях. Цель эксперимента E-93-006 [1], проводимого в TJNAF, состоит в определении электромагнитных формфакторов нуклонных резонансов с массами более 1,6 ГэВ, а также поиск missing-резонансов на основе анализа данных по сечениям реакции рождения фотонами пар пионов на протоне. Существует, однако, проблема описания нерезонансных процессов в реакции $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$, являющейся одним из основных каналов, которые приводят к образованию двух пионов в конечном состоянии. Описание нерезонансных процессов при

$W > 1,6$ ГэВ в условиях конкуренции многих открытых неупругих каналов относится к одной из наиболее сложных проблем исследований структуры высоколежащих резонансов в электромагнитных взаимодействиях. В работах [2, 3] был использован подход [4], включающий коррекцию нерезонансных процессов, вызванную эффектами взаимодействия во входном и выходном каналах. В подходе [2, 3] нерезонансные процессы описывались минимальным набором борновских диаграмм.

Как показано в работе [3], эффекты взаимодействия в начальном состоянии (ВНС) и в конечном состоянии (ВКС) играют важную роль в описании реакции $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$. Если пренебречь вкладами ВНС- и ВКС-эффектов, то при углах эмиссии пиона, больших 90° (в с.п.м.), и $W > 1,6$ ГэВ рассчитанные сечения превышают измеренные в несколько раз.

Согласно [4], связь входного и выходного каналов реакции с открытыми неупругими каналами представлена как частичное поглощение падающих частиц до протекания реакции и частичное поглощение образовавшихся продуктов распада. Факторы ВНС- и ВКС-коррекции связываются в [4] с амплитудами упругих реакций $\rho\rho$ - и $\pi\Delta$ -рассеяния соответственно. В работе [2] реакции упругого $\rho\rho$ - и $\pi\Delta$ -рассеяния описывались в виде совокупности возбуждений нуклонных резонансов в s -канале и нерезонансного фона. Амплитуды резонансных процессов рассчитывались в приближении Брейта–Вигнера с использованием данных по ширинам распадов резонансов из работы [5]. Нерезонансные амплитуды реакций упругого $\rho\rho$ - и $\pi\Delta$ -рассеяния определялись из нерезонансных амплитуд упругого πN -рассеяния в рамках $SU(3)$ симметрии относительно ароматов. В свою очередь, в работе [2] нерезонансные процессы в реакции упругого πN -рассеяния вычислялись в рамках сильных модельных приближений. В связи с этим представляет интерес определение амплитуд нерезонансных процессов из экспериментальных данных по сечениям реакции упругого πN -рассеяния.

В настоящей работе развита феноменологическая модель описания реакции упругого πN -рассеяния в области энергий возбуждения нуклонных резонансов. Фитирование экспериментальных данных [6] по сечениям упругого πN -рассеяния для каждой из парциальных волн с заданными величинами полного (J) и орбитального (L) моментов позволяет определить амплитуды нерезонансных процессов непосредственно из экспериментальных данных, не используя какие-либо модельные предположения о соотношениях между нерезонансными амплитудами в состояниях с различными J и L .

1. Амплитуды и сечение реакции упругого πN -рассеяния

Полная амплитуда реакции для каждого состояния с определенными значениями полного момента J , изоспина I и четности P представлялась в виде суперпозиции резонансных и нерезонансного членов:

$$\langle \lambda_{N_f} | T | \lambda_{N_i} \rangle = \langle \lambda_{N_f} | T_{\text{born}} | \lambda_{N_i} \rangle + \sum_{N^*} \langle \lambda_{N_f} | T_{\text{res}_{N^*}} | \lambda_{N_i} \rangle \exp(2i\phi_{N^*}),$$

где ϕ_{N^*} — фаза интерференции резонанса относительно фона. Фазы интерференции резонансов ϕ_{N^*} полагались свободными параметрами и извлекались из условия наилучшего воспроизведения экспериментальных сечений.

Полное сечение реакции упругого πN -рассеяния для каждой парциальной волны вычислялось следующим образом:

$$\sigma(W) = \frac{1}{(8\pi W)^2} \int d\Omega \frac{1}{2} \sum_{\lambda_{N_f}, \lambda_{N_i}} |\langle \lambda_{N_f} | T | \lambda_{N_i} \rangle|^2.$$

2. Нерезонансные процессы

Нерезонансные процессы в реакции упругого πN -рассеяния описываются в виде линейных функций от W , т.е. для каждой парциальной волны с определенными значениями полного момента J и орбитального момента L амплитуда фона в LS -представлении имеет вид

$$a_{LS} = C + BW,$$

где C и B — вещественные параметры модели, определяемые из условия наилучшего воспроизведения экспериментальных данных [6]. Далее амплитуда a_{LS} переводится в спиральное представление, в котором для канала с полным моментом J имеет вид

$$\langle \lambda_{N_f} | T_{\text{born}} | \lambda_{N_i} \rangle = a_{\lambda_{N_f} \lambda_{N_i}} d_{\lambda_{N_f} \lambda_{N_i}}^J(\theta),$$

где λ_{N_i} и λ_{N_f} — спиральности нуклона в начальном и конечном состояниях, а $d_{\lambda_{N_f} \lambda_{N_i}}^J(\theta)$ — соответствующие d -функции.

3. Резонансные процессы

Резонансные процессы описываются суперпозицией амплитуд нуклонных резонансов, дающих заметный вклад в волну с заданными квантовыми числами J и L . Вклад каждого резонанса описывается в приближении Брейта–Вигнера:

$$\langle \lambda_{N_f} | T_{\text{res}_{N^*}} | \lambda_{N_i} \rangle = \frac{a_{\lambda_{N_f} \lambda_{N^*}}(W) a_{\lambda_{N^*} \lambda_{N_i}}(W)}{M_{N^*}^2 - W^2 - iM_{N^*} \Gamma_{\text{total}_{N^*}}(W)} d_{\lambda_{N_f} \lambda_{N_i}}^J(\theta),$$

где амплитуды $a_{\lambda_{N_f} \lambda_{N^*}}$ могут быть связаны с соответствующими ширинами распадов резонансов по каналу πN [3]:

$$a_{\lambda_{N_f} \lambda_{N^*}} = \sqrt{\Gamma_{\pi N_{N^*}}} M_{N^*} \sqrt{\frac{8\pi(2J_{N^*} + 1)}{p_\pi}},$$

где p_π — модуль трехмерного импульса пиона при $W = M_{N^*}$ в с.д.м., $\Gamma_{\pi N_{N^*}}$ — ширина распада резонанса по каналу πN в спиральном представлении, а J_{N^*} — спин резонанса.

В настоящей работе использовались ширины $\Gamma_{\pi N_{N^*}}$ из статьи [5]. Так как в [5] ширины даны в LS -представлении, они пересчитывались в спиральное представление. Ширины $\Gamma_{\pi N_{N^*}}$ варьировались в пределах неопределенностей данных [5, 8] и фиксировались из условия наилучшего воспроизведения экспериментальных сечений [6]. W -зависимости амплитуд $a_{\lambda_{N_f} \lambda_{N^*}}$ описывалась в предположении доминирующей роли эффектов прохождения через барьер [7]:

$$a_{\lambda_{N_f} \lambda_{N^*}}(W) = a_{\lambda_{N_f} \lambda_{N^*}} \sqrt{\frac{M_{N^*}}{W}} \frac{B_L(pR)}{B_L(p_{N^*}R)},$$

где p и p_{N^*} — модули трехмерного импульса пиона в с.с.м. при текущем значении W и при $W = M_{N^*}$, $B_L(pR)$ — проницаемость барьера [7] для пиона с орбитальным моментом L . Радиус канала R выбран равным 1 фм.

Полная ширина резонанса $\Gamma_{\text{total}_{N^*}}(W)$ была представлена в виде суммы ширин распада данного резонанса по всем возможным каналам:

$$\Gamma_{\text{total}_{N^*}}(W) = \sum_i \Gamma_{i_{N^*}}(W),$$

где $\Gamma_{i_{N^*}}(W)$ — ширина распада резонанса по i -му каналу. W -зависимость ширин распада резонанса по каждому каналу также описывалась в предположении доминирующей роли эффектов прохождения через барьер:

$$\Gamma_{i_{N^*}}(W) = \Gamma_{i_{N^*}} \frac{M_{N^*}}{W} \frac{B_L^2(pR)}{B_L^2(p_{N^*}R)}.$$

4. Обсуждение результатов

В рамках представленной модели были выполнены расчеты сечений реакции упругого πN -рассеяния.

В расчетах варьировались величины параметров фона C и B , фаз интерференции резонансных и нерезонансной амплитуд ($-\infty < C, B < \infty$, $0 < \phi_{N^*} < 2\pi$). Ширины распадов резонансов по всем возможным каналам $\Gamma_{i_{N^*}}$ менялись в пределах неопределенностей [5, 8]. Результаты фитирования сечений [6] для некоторых парциальных волн показаны на рисунке. В целом наблюдается хорошее согласие между расчетными и экспериментальными данными.

Следует отметить важную роль эффектов интерференции резонансных амплитуд между собой и с амплитудой фона, приводящих к значительному отклонению полного сечения от суммы квадратов модулей амплитуд резонансных и нерезонансных процессов.

Как видно из рисунка, во всех парциальных волнах сечения нерезонансных процессов, полученные фитированием экспериментальных данных [6], обращаются в нуль на пороге рождения пиона. Следовательно, развитая модель обеспечивает корректное воспроизведение околорогового поведения нерезонансных амплитуд упругого πN -рассеяния.

В табл. 1 приведены ширины $\Gamma_{\pi N_{N^*}}$ распада резонансов по каналу πN и полные ширины $\Gamma_{\text{total}_{N^*}}$, взятые из работ [5, 8], а также отношения $\Gamma_{\pi N_{N^*}}/\Gamma_{\text{total}_{N^*}}$ и результаты, полученные фитирова-

Т а б л и ц а 1

Ширины $\Gamma_{\pi N_{N^*}}$ и $\Gamma_{\text{total}_{N^*}}$, полученные путем фитирования экспериментальных данных [6] и приведенные в [5] и [8]

$\Gamma_{\pi N_{N^*}}$ (МэВ)			$\Gamma_{\text{total}_{N^*}}$ (МэВ)			$\Gamma_{\pi N_{N^*}}/\Gamma_{\text{total}_{N^*}}$ (%)		
N^*	[5]	фит	[5]	[8]	фит	[5]	[8]	фит
S ₁₁ (1535)	77(17)	53	151(27)	100–250	150	51(5)	35–55	35
S ₁₁ (1620)	154(14)	80	173(12)	145–190	180	89(7)	55–90	44
S ₁₁ (2090)	43(50)	93	414(157)	95–414	638	10(10)	8–20	14
P ₁₁ (1440)	270(25)	106	391(34)	250–450	202	69(3)	60–70	53
P ₁₁ (1710)	45(22)	67	478(226)	50–250	272	9(4)	10–20	25
P ₁₁ (2100)	17(11)	28	113(44)	113–260	106	15(6)	10–15	26
P ₁₃ (1720)	50(16)	57	383(179)	100–200	222	13(5)	10–20	26
P ₁₃ (1879)	130(37)	100	498(78)	420–576	600	26(6)	20–35	17
D ₁₃ (1520)	73(6)	53	124(8)	110–135	112	59(3)	50–60	47
D ₁₃ (1700)	3(7)	20	249(218)	50–150	74	1(2)	5–15	27
D ₁₃ (2080)	104(40)	144	447(185)	180–1000	240	23(3)	5–25	60
D ₁₅ (1675)	74(4)	70	159(7)	140–180	150	47(2)	40–50	47
F ₁₅ (1680)	96(6)	90	139(8)	120–140	148	70(3)	60–70	61
F ₁₅ (2000)	39(33)	72	494(308)	95–490	308	8(5)	4–25	23
G ₁₇ (2190)	123(14)	135	547(48)	350–550	478	22(1)	10–20	28
S ₃₁ (1620)	14(6)	43	154(37)	120–180	112	9(2)	20–30	38
S ₃₁ (1900)	107(22)	85	263(39)	140–240	339	41(4)	10–30	25
P ₃₁ (1744)	24(13)	24	299(118)	93–300	188	8(3)	5–20	13
P ₃₁ (1910)	55(22)	77	239(25)	190–270	247	23(8)	15–30	31
P ₃₃ (1600)	53(9)	98	430(73)	250–450	395	12(2)	10–25	25
P ₃₃ (1920)	3(4)	15	152(55)	150–300	222	2(2)	5–20	7
D ₃₃ (1700)	81(34)	80	599(248)	200–400	260	14(6)	10–20	31
D ₃₃ (1940)	81(104)	78	460(316)	200–460	881	18(12)	5–20	9
D ₃₅ (1530)	93(24)	93	526(142)	250–450	459	18(2)	10–20	20
F ₃₅ (1905)	41(13)	70	327(51)	280–440	270	12(3)	5–15	26
F ₃₇ (1950)	114(2)	120	300(7)	290–350	213	38(1)	35–40	56

В скобках представлены погрешности соответствующих ширин из работы [5].

Таблица 2

Значения параметров нерезонансных амплитуд C , B и фаз интерференции ϕ_{N^*} , полученных фитированием экспериментальных данных [6]

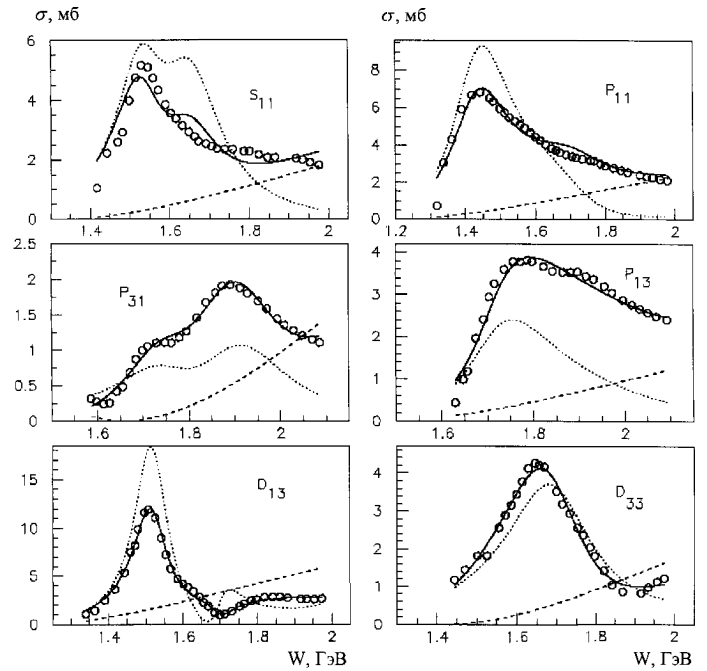
Волна	C	B (ГэВ ⁻¹)	Резонанс	ϕ_{N^*} , °
S ₁₁	44,1	-33,0	S ₁₁ (1535)	54,8
			S ₁₁ (1650)	47,6
			S ₁₁ (2090)	121,1
P ₁₁	37,3	-30,8	P ₁₁ (1440)	46,6
			P ₁₁ (1710)	330,4
			P ₁₁ (2100)	0,0
P ₁₃	61,5	-41,8	P ₁₃ (1720)	0,0
			P ₁₃ (1879)	118,8
D ₁₃	60,7	-50,1	D ₁₃ (1520)	41,5
			D ₁₃ (1700)	74,9
			D ₁₃ (2080)	29,0
D ₁₅	54,1	-34,2	D ₁₅ (1675)	0,0
F ₁₅	53,4	-43,8	F ₁₅ (1680)	33,4
			F ₁₅ (2000)	92,7
G ₁₇	257,5	-166,8	G ₁₇ (2190)	51,0
S ₃₁	17,5	-15,4	S ₃₁ (1620)	109,9
			S ₃₁ (1900)	40,6
P ₃₁	76,2	-46,0	P ₃₁ (1744)	94,4
			P ₃₁ (1910)	103,8
P ₃₃	144,2	-93,0	P ₃₃ (1600)	116,7
			P ₃₃ (1920)	30,4
D ₃₃	75,0	-52,5	D ₃₃ (1700)	79,9
			D ₃₃ (1940)	90,5
D ₃₅	110,2	-71,0	D ₃₅ (1930)	103,6
F ₃₅	102,8	-67,9	F ₃₅ (1905)	96,4
F ₃₇	79,8	-47,7	F ₃₇ (1950)	48,7

нием экспериментальных данных [6]. Сравнение показывает, что полученные с помощью фитирующей процедуры ширины распадов резонансов неплохо согласуются с данными [5, 8]. Это свидетельствует о том, что развитый подход может использоваться для разделения вкладов резонансных и нерезонансных процессов в амплитуду упругого πN -рассеяния.

Найденные путем фитирования параметры фона C , B и фазы интерференции резонансных амплитуд ϕ_{N^*} представлены в табл. 2.

Заключение

Предложен метод разделения вкладов резонансных и нерезонансных процессов в реакции упругого πN -рассеяния в области энергий возбуждения нуклонных резонансов. В фитирующей процедуре получено хорошее согласие рассчитанных сечений с экспе-



Рассчитанные в настоящей работе сечения реакции упругого πN -рассеяния (сплошная линия — полное рассчитанное сечение, пунктир — вклад нерезонансных процессов, точечная — вклад резонансных процессов) и экспериментальные данные [6] (кружки)

риментальными данными [6] (см. рисунок). Определенный с помощью фитирующей процедуры фон обнаруживает корректное околороговое поведение. Полученные нерезонансные вклады в амплитуду упругого πN -рассеяния являются важной исходной информацией для описания эффектов взаимодействия в начальном и конечном состояниях в реакциях фото-и электророждения пионов в рамках подхода [2].

Литература

1. Burkert V. D., Ripani M. et al. CEBAF Experiment E-93-006 // Report of the Meeting of the CEBAF Program Advisory Committee PAC 8 (June 13–17 1994).
2. Mokeev V., Anghinolfi M., Battaglieri M. et al. // Few Body System Suppl. 1999. 11. P. 292.
3. Battaglieri M., Головач Е.Н., Замиралов В.С. и др. // Ядерная физика. 1999. 62. С. 1552.
4. Gottfried K., Jackson J.D. // Nuovo Cimento. 1964. 34. P. 736.
5. Manley D. M., Salesky E.M. // Phys. Rev. 1992. D45. P. 4002.
6. Höhler G., Kaiser F., Koch R., Pietarinen E. Handbook of Pion-Nucleon Scattering (Physics Data No. 12-1 (1979)); Höhler G. Pion-Nucleon Scattering / Ed. H. Schopper. Landolf-Börnstein, New Series, Group 1, vol. 9, pt. b (N. Y.: Springer, 1983); Koch R. // Baryon 1980: Proc. IV Intern. Conf. on Baryon Resonances. Toronto, 1980. P. 3; Koch R., Pietarinen E. // Nucl. Phys. 1980. A336. P. 331.
7. Blatt J. M., Weisskopf U. F. Theoretical Nuclear Physics. N. Y.; L., 1952.
8. Particle Data Group // Phys. Rev. 1996. D54. P. 1.

Поступила в редакцию 11.12.98