

К ВОЗМОЖНОСТИ ОБЪЯСНЕНИЯ АРГОННСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА ПО РЕАКЦИИ $\pi^- p \rightarrow \omega n$

ПРИ 6 Гэв/с ДВУХРЕДЖИОННЫМИ ОБМЕНАМИ

Н.Н. Ачасов, А.А. Кожевников, Г.Н. Шестаков

Аномальное поляризационное явление, обнаруженное в Аргонне в реакции $\pi^- p \rightarrow \omega n$ при 6 Гэв/с, объясняется πA_2 разрезом Редже. Предсказывается появление провала в $\rho_{00} d\sigma/dt$ при $t \approx 0$ и более яркое проявление $\rho^0 - \omega$ интерференции в $\rho_{00} d\sigma/dt$ для реакций $\pi^\pm N \rightarrow \omega N$ с ростом энергии.

1. Недавно опубликованные данные с высокой статистикой, полученные в Аргонне по реакции $\pi^- p \rightarrow \omega n$ [1] при $q_L = 6$ Гэв/с, нельзя понять используя известные траектории Редже. На эксперименте $\rho_{00} d\sigma/dt$ не исчезает при очень маленьких передачах, $|t| \sim 0,02$ (Гэв/с)², как ожидалось теоретически (обмен B -полюсом Редже). Это означает, что амплитуда: без переворота спиральности в системе центра масс, $M_{01/2, 1/2}$ существенна. Эта амплитуда описывается при больших энергиях Z -обменом в t -канале с квантовыми числами $(\tau, P, G, I) = (+1, -1, +1, 1)$, где τ - сигнатура. Наблюдающееся явление можно, в принципе, объяснить Z -обменом [2]. Следует подчеркнуть, что объяснение с помощью простых полюсов Редже возможно только при условии "конспирации" Z -траектории с ее дочерней траекторией $Z_d(-1, +1, +1, 1)$ [3]. В противном случае из аналитичности инвариантных амплитуд следует, что $M_{01/2, 1/2} \sim t$.

Таким образом нам нужно две новые траектории. Однако существование таких траекторий сомнительно, поскольку неизвестны тяжелые частицы с $I^G(J^P) = 1^+(2^-)$ и $1^+(1^+)$, которые лежат на Z - и Z_d -траекториях соответственно.

2. В настоящей работе мы предлагаем альтернативное объяснение с помощью двухреджонного ветвления [4].

Прежде всего выясним какие разрезы дают вклад в амплитуду $M_{01/2, 1/2}$. В работе [5] было показано, что сигнатура разреза Редже равна произведению сигнатур полюсов Редже, которые формируют разрез. Поэтому важны двухреджионные разрезы только от полюсов с одинаковой сигнатурой

$$\tau_{cut} = \tau_1 \tau_2 = +1. \quad (1)$$

Можно показать, что в амплитуду $M_{01/2, 1/2}$ вкладывают только разрезы от полюсов с естественной ($\tau^P = +1$) и неестественной ($\tau^P = -1$) четностями. Действительно, сохранение P -четности дает:

$$M_{01/2, 1/2} = -M_{0-1/2, -1/2}. \quad (2)$$

Вклад разреза в амплитуды, см. рис. 1.

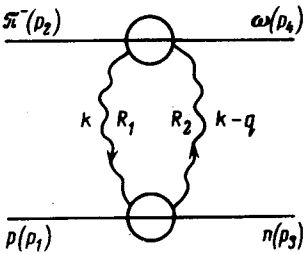


Рис. 1

$$M_{0 \pm 1/2, \pm 1/2} \sim \sum_{\lambda} \left\langle \pm \frac{1}{2} \left| R_2(\mathbf{q} - \mathbf{k}_1) \right| \lambda \right\rangle \left\langle \lambda \left| R_1(\mathbf{k}_1) \right| \pm \frac{1}{2} \right\rangle, \quad (3)$$

$$\mathbf{q} = \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_1, \quad t = -\mathbf{q}^2.$$

Здесь λ – спиральности промежуточного состояния, кроме того подразумевается суммирование по всем промежуточным состояниям, интегрирование по \mathbf{k}_1 и по $s_1 = (p_1 + k)^2$ вдоль правого (или левого, так как эти интегралы равны) разреза амплитуды образования реджионов [5–7]. Для простоты мы также опустили верхний блок рис. 1, общий для обеих амплитуд, поскольку в данном месте он не существен для наших рассуждений. Из сохранения P -четности следует, очевидно,

$$M_{0-1/2, -1/2} \sim \sum_{\lambda} \left\langle -\frac{1}{2} \left| R_2(\mathbf{q} - \mathbf{k}_1) \right| \lambda \right\rangle \left\langle \lambda \left| R_1(\mathbf{k}_1) \right| -\frac{1}{2} \right\rangle =$$

$$= (\tau_1^{P_1})(\tau_2^{P_2}) \sum_{\lambda} \left\langle \frac{1}{2} \left| R_2(\mathbf{q} - \mathbf{k}_1) \right| \lambda \right\rangle \left\langle \lambda \left| R_1(\mathbf{k}_1) \right| \frac{1}{2} \right\rangle. \quad (4)$$

Из (2) следует, что наблюдаемый эффект могут объяснить разрезы только от полюсов с

$$(\tau_1^{P_1})(\tau_2^{P_2}) = -1. \quad (5)$$

Из известных нам полюсов Редже условиям (1) и (5) удовлетворяют пары πA_2 , $B\rho$, $A_1\omega$. Все эти разрезы дают примерно одинаковое энергетическое поведение $M_{0,1/2,1/2} \sim s^{-1/2}$, при нормировке $d\sigma/dt \sim |M|^2/s^2$. Разрез $A_1\omega$ мы не будем рассматривать, поскольку A_1 -полюс нигде не проявлялся. Кроме того мы не рассматриваем вкладов от обменов двумя странными полюсами. Их вклад в $M_{0,1/2,1/2} \sim s^{-1}$.

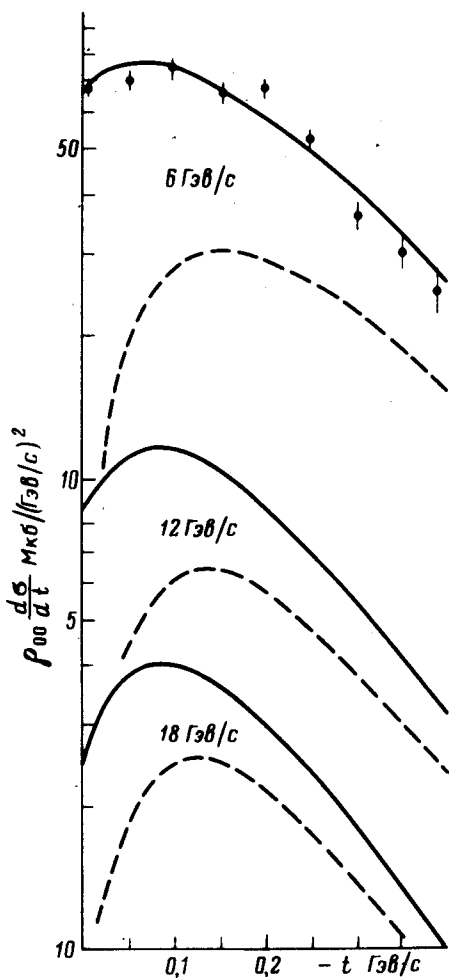


Рис. 2. $\rho_{00} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \omega n)$ с учетом πA_2 -ветвления и B -полюса при разных энергиях. Пунктиром показан вклад B -полюса

Вклад от πA_2 -разреза самый значительный, потому что π -обмен имеет полюс при $t = -\mu^2$. Мы будем ограничиваться одночастичными состояниями в амплитудах образования реджионов, т. е. по существу действовать в рамках приближений абсорбционной модели [8]. Более конкретно, мы используем технику развитую в [7], интегрирование по s_1 и $s_2 = (p_2 - k)^2$ в (4) проводим по правому разрезу амплитуд образования реджионов $R_1 = \pi$, $R_2 = A_2$. Учитываем $\rho^0 n$, $\rho^- p$ промежуточные состояния, $\pi^- p \rightarrow (\rho^0 n, \rho^- p) \rightarrow \omega n$. Из изотопической инвариантности следует, что эти вклады равны. Поэтому результат удваивается. В вершине $A_2 NN$ мы учитывали только вычет с переворотом спина, так как именно он дает вклад в $M_{0,1/2,1/2}$. Мы учитывали амплитуду $\rho N \rightarrow \omega N$ только с продольной поляризацией ρ -мезона. Вклад амплитуд с попереч-

ной поляризацией в шесть – семь раз меньше. Используя экспериментальную и теоретическую информацию о вычетах полюсов Редже, мы пришли к выводу, что вклад промежуточных состояний $\rho\Delta$, $\pi^-p \rightarrow (\rho^0\Delta^0, \rho^-\Delta^+)$ $\rightarrow \omega n$ в пять – шесть раз меньше, чем вклад ρN – промежуточных состояний. $B\rho$ -разрез, по-видимому, в шесть – семь раз меньше, чем πA_2 -разрез, так как амплитуда с B -обменом не содержит полюса при $t = \mu^2$.

Используя экспериментальную информацию о π -обмене в реакции $\pi N \rightarrow \rho N$ [9], о вычете $A_2 NN$ с переворотом спина из реакции $\pi N \rightarrow \eta N$ [10] и результаты анализа полного сечения фоторождения адронов на нуклонах [11] для оценки амплитуды $\rho N \rightarrow \omega N$, мы получили, что при $q_L = 6 \text{ Гэв}/c$ πA_2 разрез дает

$$\rho_{00} \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \omega n)|_{t=0} \approx 43 \text{ Мкбн}/(\text{Гэв}/c)^2. \quad (6)$$

Для того, чтобы объяснить наблюдающиеся на опыте $65 \text{ Мкбн}/(\text{Гэв}/c)^2$ можно предположить, что вклады других промежуточных состояний, а также, может быть, вклад других разрезов ($B\rho$ и т. д.) составляют 23%. Трудно судить, нужно ли относить это различие к вкладам других промежуточных состояний или к неточности расчета главного вклада, особенно амплитуды A_2 обмена в $\rho N \rightarrow \omega N$. На рис. 2 наш результат для $\rho_{00} \frac{d\sigma}{dt}$ сравнивается с экспериментом и приведены предсказания для разных энергий. Мы фиксировали $\rho_{00} \frac{d\sigma}{dt} = 65 \text{ Мкбн}/(\text{Гэв}/c)^2$ при $t = 0$. Вклад B -полюса Редже выбирался согласно сильному B - π -обмену \rightarrow вырождению. С ростом энергии вклад ветвления вымирает по сравнению с B -обменом и мы предсказываем появление провала в $\rho_{00} \frac{d\sigma}{dt}$ при $t \approx 0$, см. рис. 2.

3. Мы также предсказываем усиление эффекта $\rho^0 - \omega$ интерференции в реакциях $\pi^+ N \rightarrow \omega N$ [12, 13] с ростом энергии.

Институт математики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
9 июля 1976 г.

Литература

- [1] M.H.Shaevitz et al. Phys. Rev. Lett., 36, 8, 1976.
- [2] A.C.Irving, C.Michael. Nucl. Phys., B82, 282, 1974.
- [3] L.Bertocchi. Proc of the Heidelberg Intern. Conf. on El. Particles, 1967 (North-Holland, N.Y.Publ., 1968) p.197.
- [4] S.Mandelstam. Nuovo Cim., 30, 1127, 1148, 1963.
- [5] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 53, 654, 1967.
- [6] В.Н.Грибов. А.А.Мигдал. ЯФ, 8, 1002, 1968.
- [7] А.В.Кайдалов, Б.М.Карнаков. ЯФ, 11, 216, 1970.
- [8] R.C.Arnold. Phys. Rev., 153, 1523, 1967.
- [9] H.A.Gordon, K.-W.Lai, J.M.Scarr. Phys. Rev., D8, 779, 1973.

- [10] M.H.Shaevitz et al. Phys. Rev. Lett., 36, 5, 1976.
- [11] D.O.Caldwell et al. Phys. Rev. , D7, 1362, 1973.
- [12] Н.Н.Ачасов, Г.Н.Шестаков. Письма в ЖЭТФ, 12, 323, 1970; Nucl. Phys., B45, 93, 1972.
- [13] G.Goldhaber, In Experimental Meson Spectroscopy, edited by C. Baltay and A.H.Rosenfield (Columbia Univ. Press, New-York. 1970) p. 123.
-