

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.12

**МОДЕЛЬ ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССОВ РОЖДЕНИЯ $\pi^+\pi^-$ -ПАР
НА ПРОТОНЕ РЕАЛЬНЫМИ И ВИРТУАЛЬНЫМИ ФОТОНАМИ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ НУКЛОННЫХ
РЕЗОНАНСОВ****Е. Н. Головач, В. С. Замиралов, Б. С. Ишханов, В. И. Мокеев,
Дж. Рико^{*)}, М. Рипани^{*)}, Д. А. Родионов***(НИИЯФ)*

Предложена модель описания реакций $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ под действием реальных и виртуальных фотонов. Модель находится в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными и может быть использована для обработки результатов новых экспериментов по рождению $\pi^+\pi^-$ -пар на протонах реальными и виртуальными фотонами. В частности, модель может быть применена для нахождения электромагнитных формфакторов нуклонных резонансов.

Введение

Исследования структуры нуклонных резонансов в переходной области между конфайнментом и асимптотической свободой кварков являются одним из приоритетных направлений современной физики

атомного ядра и элементарных частиц [1]. Качественно новые возможности изучения структуры нуклонных резонансов N^* открывают будущие эксперименты в центре TJNAF (США) [2, 3].

^{*)} Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sez. di Genova, Genova, Italia.

В настоящее время данные об электромагнитных формфакторах резонансов N^* весьма ограничены. Основная информация об электромагнитных формфакторах N^* получена в инклюзивном e, e' -рассеянии [4] и в реакциях электророжения пионов на нуклонах [5]. Данные получены лишь для резонансов, наиболее сильно возбуждаемых реальными фотонами. Практически отсутствуют данные по электромагнитным формфакторам большого числа N^* с массами свыше 1,5 ГэВ. Процессы с образованием двух пионов становятся основными каналами реакций под действием реальных и виртуальных фотонов по мере роста величины W . Конституентные кварковые модели [6–8] предсказывают наличие большого числа состояний N^* с массами между 1,8 и 2,5 ГэВ, не обнаруженных в эксперименте, — так называемых missing-резонансов. Согласно кварковым моделям связь этих резонансов с каналами, приводящими к образованию двух пионов, оказывается значительно большей, чем связь с однопионным каналом. Таким образом, исследование реакций под действием фотонов с образованием в конечном состоянии двух пионов открывает хорошие возможности исследования N^* с массами выше 1,5 ГэВ.

Вместе с тем согласно [5] вклады N^* в сечение двухпионного фото- и электророжения не превышают 30%, поэтому определение формфакторов N^* из экспериментальных данных возможно в ближайшее время лишь в рамках моделей [9, 10].

В настоящей работе кратко описывается применяемая нами модель реакции рождения двух пионов на протоне под действием реальных и виртуальных фотонов в области величин W , отвечающих возбуждению нуклонных резонансов. Развитый метод и программный модуль будут использованы при анализе данных планируемого эксперимента E-93-006 в Hall B TJNAF [11].

1. Описание модели

Диаграммы Далитца систем $\pi^+\pi^-$ и π^+p для реакции рождения двух пионов на протонах обнаруживают две полосы с центрами тяжести, соответствующими величинам $S_{\pi^+p} = 1,52 \text{ ГэВ}^2$ и $S_{\pi^+\pi^-} = 0,55 \text{ ГэВ}^2$ [12, 13]. Наличие таких полос свидетельствует об образовании и последующем распаде резонансных состояний $\Delta^{++}(1236)$ изобары и $\rho(769)$ мезона в процессах, показанных на рис. 1.

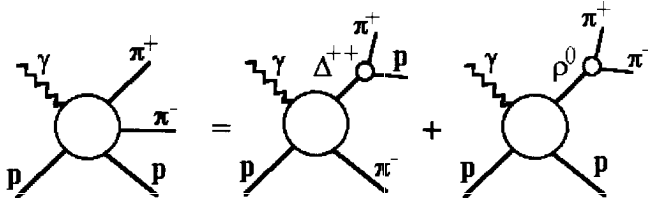


Рис. 1. Основные двухчастичные механизмы рождения пар пионов на протоне реальными и виртуальными фотонами

Поскольку диаграммы Далитца для реакций $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ не обнаруживают каких-либо иных

особенностей помимо отмеченных выше, оставшиеся процессы в настоящем варианте модели описываются в приближении фазового объема.

Реакции $e p \rightarrow e \pi^+ \pi^- p$ с тремя адронами в конечном состоянии в приближении однофотонного обмена описываются дифференциальным сечением (см., напр., [14]):

$$\begin{aligned} \frac{d^5\sigma}{d\Phi^5} &= \frac{1}{4K_L M} \frac{1}{2} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \frac{1}{32W^2} \frac{1}{(2\pi)^5}, \\ K_L &= \frac{W^2 - M^2}{2M}, \quad W = \sqrt{(q + p_p)^2}, \\ d\Phi^5 &= dS_{\pi^+p} dS_{\pi^+\pi^-} d\Omega_p d\alpha, \end{aligned} \quad (1)$$

где M — масса нуклона, q, p_p — 4-импульсы фотона в начальном состоянии и протона-мишени, $4K_L M$ — поток падающих частиц, $L_{\mu\nu}$ — известный лептонный тензор, $d\Omega_p$ — элемент телесного угла эмиссии протона, α — угол между плоскостью, образованной векторами импульсов пары пионов, и плоскостью реакции, определяемыми в системе центра инерции реакции, $S_{\pi^+p}, S_{\pi^+\pi^-}$ — квадраты инвариантных масс систем π^+p и $\pi^+\pi^-$.

Вся информация о механизмах процессов с участием адронов содержится в адронном тензоре $W^{\mu\nu}$, представляющем собой билинейную комбинацию адронных токов $J_\mu(W, p, q, \lambda_s, \lambda_p)$:

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda_s, \lambda_p} J_\mu^*(W, p, q, \lambda_s, \lambda_p) J_\nu(W, p, q, \lambda_s, \lambda_p), \quad (2)$$

где p — совокупность 4-импульсов адронов в конечном состоянии, λ_s и λ_p — совокупность спиральностей частиц в конечном состоянии и протона соответственно. В свою очередь адронные токи $J_\mu(W, p, q, \lambda_s, \lambda_p)$ выражаются через спиральные амплитуды трехчастичного процесса $\langle \lambda_s | T | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle$ следующим образом:

$$\varepsilon_\mu(\lambda_\gamma) J_\mu(W, p, q, \lambda_s, \lambda_p) = \langle \lambda_s | T | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle, \quad (3)$$

где $\varepsilon_\mu(\lambda_\gamma)$ — вектор поляризации фотона со спиральностями $\lambda_\gamma = -1, 0, 1$.

Амплитуды процессов, показанных на рис. 1, описываются в предположении [15] факторизации амплитуд квазидвухчастичных процессов $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^-\Delta^{++}$ и $\gamma_{r,v}p \rightarrow \rho p$ и амплитуд распадов промежуточных Δ^{++} -изобары и ρ -мезона соответственно. В приближении Брейта–Вигнера амплитуда процесса $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ описывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle \lambda_s | T | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle &= \sum_{\lambda_\Delta} \frac{\langle \lambda_\pi \lambda_\Delta | T | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle \langle \lambda_\pi \lambda_p | T | \lambda_\Delta \rangle}{(p_{\pi^+} + p_p)^2 - m_\Delta^2 + i\Gamma_\Delta m_\Delta} + \\ &+ \sum_{\lambda_\rho} \frac{\langle \lambda_\rho \lambda_p | T | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle \langle \lambda_\pi \lambda_\pi | T | \lambda_\rho \rangle}{(p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2 - m_\rho^2 + i\Gamma_\rho m_\rho}, \end{aligned} \quad (4)$$

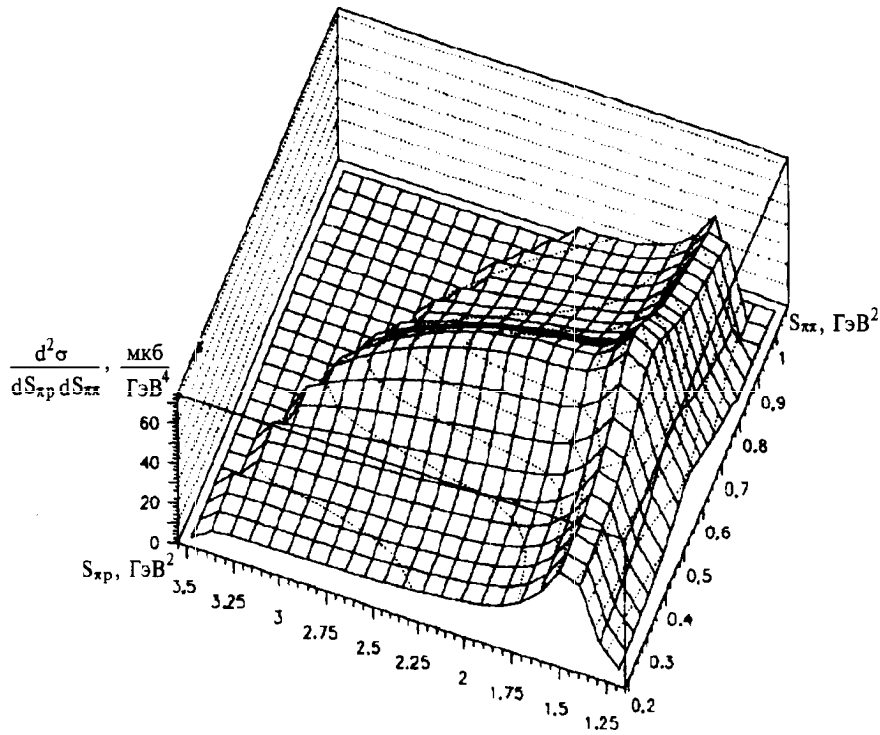


Рис. 2. Зависимость сечения $d^2\sigma/dS_{\pi p}dS_{\pi\pi}$ от квадратов инвариантных масс систем $\pi^+\pi^-$ и π^+p при $W = 2$ ГэВ

где $\langle\lambda_\pi\lambda_\Delta|T|\lambda_\gamma\lambda_p\rangle$, $\langle\lambda_\rho\lambda_p|T|\lambda_\gamma\lambda_p\rangle$ — амплитуды квазидвухчастичных процессов $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^-\Delta^{++}$ и $\gamma_{r,v}p \rightarrow \rho p$, $\langle\lambda_\pi\lambda_p|T|\lambda_\Delta\rangle$, $\langle\lambda_\pi\lambda_\pi|T|\lambda_\rho\rangle$ — амплитуды распадов $\Delta^{++} \rightarrow \pi^+p$ и $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$, Γ_Δ , m_Δ , Γ_ρ , m_ρ — ширины и массы Δ -изобары и ρ -мезона. Две суммы в (4) отвечают двум диаграммам рис. 1.

Амплитуды $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^-\Delta^{++}$ и $\gamma_{r,v}p \rightarrow \rho p$ вычислялись в модели [16], обобщающей известную модель [17]. В обеих моделях [16, 17] двухчастичные реакции описываются резонансными вкладами, отвечающими возбуждениям N^* во входном канале γp и их последующему распаду по каналам $\pi^-\Delta^{++}$ и ρp , а также совокупностью нерезонансных процессов: борновских вкладов с учетом взаимодействия в начальном и конечном состояниях для канала $\pi^-\Delta^{++}$ и дифракционного рождения ρ -мезона для канала ρp . В работе [17] были учтены 3 резонанса в реакции $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^-\Delta^{++}$ и оценены вклады 2 резонансов в реакции $\gamma_{r,v}p \rightarrow \rho p$. В [16] были вычислены вклады всех сколько-нибудь существенных резонансов в обе реакции — 11 резонансов для $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^-\Delta^{++}$ и 7 резонансов для $\gamma_{r,v}p \rightarrow \rho p$. Амплитуды сильных распадов были взяты нами здесь и в работе [16] из одного из последних анализов данных по процессам рождения Δ^{++} и ρ в πN -столкновениях [18].

Электромагнитные амплитуды возбуждения резонансов N^* с определенной спиральностью в конечном состоянии при $Q^2 = 0$, $A_{1/2}(0)$ и $A_{3/2}(0)$ взяты из [19]. При $Q^2 < 0$ данных практически нет. Определение из опыта величин $A_{1/2}(Q^2)$ и $A_{3/2}(Q^2)$ является

одной из основных целей в предстоящем на ускорителе CEBAF эксперименте E-93-006 [11]. Амплитуды распадов $\Delta^{++} \rightarrow \pi^+p$ и $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$ в (3) вычислялись с помощью известных феноменологических лагранжианов (см., напр., [20]), с использованием значений ширин этих распадов из [19]. Существенным отличием в нашем подходе является учет интерференции двух рассматриваемых квазидвухчастичных процессов. (Обычно анализировалась просто сумма этих подпроцессов (см., напр., [13]).)

2. Обсуждение результатов

В рамках описанной модели выполнены расчеты дифференциальных сечений реакции $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ (1) при $Q^2 = 0$ и $W = 1,7 \div 2,5$ ГэВ. На рис. 2 показано рассчитанное сечение $d^2\sigma/dS_{\pi^+p}dS_{\pi^+\pi^-}$, полученное путем интегрирования (1) по переменным Ω_p и α . Отчетливо наблюдаются резонансные структуры, обусловленные формированием в промежуточном состоянии Δ^{++} -изобары и ρ -мезона. Отличительной особенностью является значительная величина сечения при величинах S_{π^+p} и $S_{\pi^+\pi^-}$, далеких от резонансных. Это свидетельствует о важности использования данных по сечениям во всей кинематически разрешенной области изменения переменных S_{π^+p} и $S_{\pi^+\pi^-}$ для анализа динамики квазидвухчастичных процессов $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^-\Delta^{++}$ и $\gamma_{r,v}p \rightarrow \rho p$. Возможности 4 π -детектора CLAS [2] открывают широкие перспективы в данном направлении.

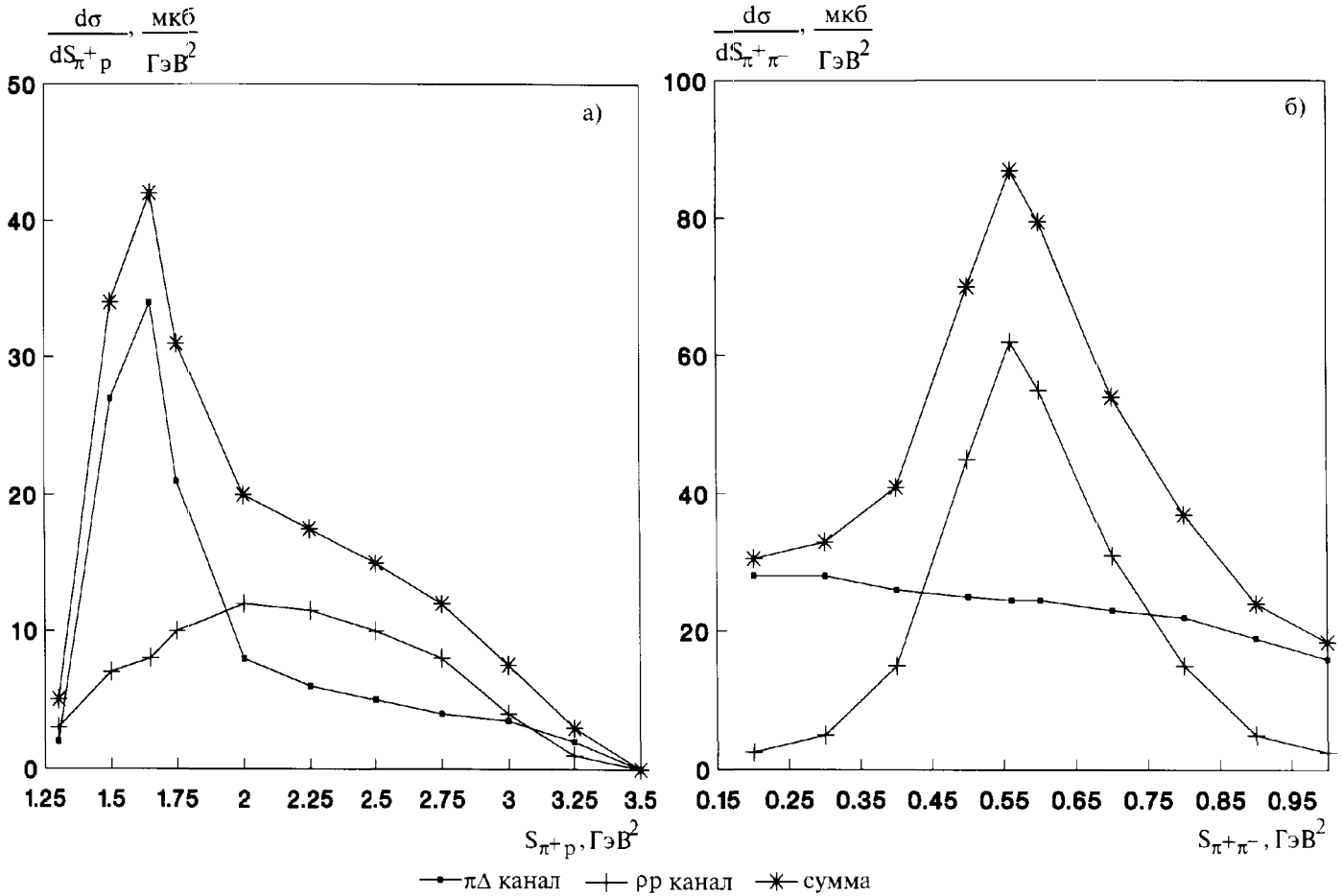


Рис. 3. Зависимость сечения $d\sigma/dS_{\pi^+p}$ (а) и $d\sigma/dS_{\pi^+\pi^-}$ (б) от квадрата инвариантной массы системы π^+p (а) и $\pi^+\pi^-$ (б) при $W = 2$ ГэВ

На рис. 3, а и б показаны дифференциальные сечения $d\sigma/dS_{\pi^+p}$ и $d\sigma/dS_{\pi^+\pi^-}$ реакции $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ и вкладов в эту реакцию квазидвухчастичных каналов $\pi^-\Delta^{++}$ и $\rho\rho$ при величине $W = 2$ ГэВ. Как и следовало ожидать, в квазидвухчастичном процессе $\gamma p \rightarrow \rho\rho$ обнаруживается резонансное поведение распределения по $S_{\pi^+\pi^-}$ и бесструктурная зависимость от S_{π^+p} . Соответственно в реакции $\gamma p \rightarrow \pi^-\Delta^{++}$ обнаруживается резонанс распределения по S_{π^+p} и бесструктурное поведение по $S_{\pi^+\pi^-}$. Эффекты интерференции этих двух каналов приводят к подъему распределения по инвариантной массе $\pi^+\pi^-$, когда значение $S_{\pi^+\pi^-}$ ниже резонансного, и к формированию хвоста распределения по инвариантной массе π^+p системы для значения S_{π^+p} выше резонансного. Эти эффекты наблюдались во всех экспериментах по фоторождению ρ -мезонов и Δ^{++} -изобары.

Проинтегрированные по фазовому объему рассчитанные величины сечений реакции $\gamma_{r,\nu}p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ и квазидвухчастичных реакций $\gamma_{r,\nu}p \rightarrow \pi^-\Delta^{++}$ и $\gamma_{r,\nu}p \rightarrow \rho\rho$ сравнивались с экспериментальными данными [12, 21, 22]. Результаты приведены в таблице. При $W = 1,7$ ГэВ наблюдается хорошее согласие между вычисленными и измеренными сечениями обоих квазидвухчастичных процессов. Для $W \geq 2,0$ ГэВ выполненные расчеты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными для квазидвух-

Сравнение рассчитанных (σ_c) и измеренных (σ_m) интегральных сечений реакции $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$

W , ГэВ	$\pi^-\Delta^{++}$ -канал		$\rho\rho$ -канал		$\pi^+\pi^-p$ -реакция	
	σ_c , мкб	σ_m , мкб	σ_c , мкб	σ_m , мкб	σ_c , мкб	σ_m , мкб
1,7	34,13	35 ± 5^2	9,9	11 ± 3^2	41,2	68 ± 4^2
2,0	19,98	$9 \pm 1,2^1$ 12 ± 3^3	17,62	21 ± 2^3 $27 \pm 2^{3,4}$ $19,2 \pm 1,6^1$ $21 \pm 1,4^{1,4}$	37,39	$41,7 \pm 2,3^1$ 47 ± 3^2
2,476	14,31	5 ± 1^2 $3,8 \pm 0,6^1$ $3,6 \pm 0,4^3$	15,55	21 ± 3^2 $17 \pm 3^{2,4}$ $19,7 \pm 1,1^1$ $17 \pm 1,3^{1,4}$ $18,6 \pm 1^3$ $21 \pm 1^{3,4}$	31,16	$28 \pm 1,6^1$ 32 ± 1^2 $30,9 \pm 1^3$

¹ Работа [13].

² Работа [21].

³ Работа [22].

⁴ Два значения, взятые из одной работы, отвечают различным методам, использовавшимся для определения сечений квазидвухчастичных процессов.

частичного канала $\gamma_{r,\nu}p \rightarrow \rho\rho$, в то время как рассчитанные величины интегральных сечений в канале $\gamma_{r,\nu}p \rightarrow \pi^-\Delta^{++}$ более чем в два раза превосходят измеренные. Рассчитанные в [16] угловые рас-

пределения π^- -мезонов в квазидвухчастичной реакции $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$, которые используются в настоящей работе при вычислении амплитуды реакции $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$, обнаруживают хорошее соответствие с данными [21]. Возможными причинами расхождения рассчитанных и измеренных величин интегральных сечений $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ реакции могут быть неоднозначности в разделении вкладов резонансов и фона при определении сечений в этом парциальном канале. Подобная ситуация свидетельствует о необходимости развития модельно-независимых методов разделения сечения реакции $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ между вкладами каналов $\pi^- \Delta^{++}$, $\rho\rho$ и вкладом прямого формирования $\pi^+ \pi^- p$ системы.

Заключение

Наши результаты показывают, что резонансные модели могут служить основой феноменологического описания двухпионного фоторождения при энергиях вплоть до 2,1–2,5 ГэВ. Мы полагаем, они же дадут возможность по данным предстоящих экспериментов на СЕБАФ по двухпионному электророждению на протонах рассчитать электромагнитные формфакторы резонансов N^* с массой более 1,5 ГэВ. Имеющееся расхождение с опытом расчетного полного сечения реакции $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ указывает на необходимость развития модельно-независимых методов разделения сечения реакции $\gamma_{r,v}p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ между каналами $\pi^- \Delta^{++}$, $\rho\rho$ и вкладом прямого образования $\pi^+ \pi^- p$ системы. Ожидаемая точность эксперимента E-93-006 может позволить осуществить модельно-независимое разделение сечения между вкладами различных каналов реакции.

Литература

1. *Walecka J.D.* // AIP Conf. Proc. No. 269. (Newport News, Virginia, 1992). N.Y., 1993. P. 87.
2. *Domingo J.D., Carlini R.D., Mecking B.A., Mougey J.Y.* // Ibid. P. 25.
3. *Burkert V.* Preprint CEBAF-PR-94-005.
4. *Stoler P.* // Phys. Reports. 1993. **266**. P. 103.
5. *Burkert V.* Preprint CEBAF-PR-92-001.
6. *Capstic S., Roberts W.* // Phys. Rev. 1994. **D49**. P. 4570.
7. *Koniuk R., Isgur N.* // Phys. Rev. 1980. **D21**. P. 1868.
8. *Koniuk R.* // Nucl. Phys. 1982. **B195**. P. 452.
9. *Nozawa S., Blankleider B., Lee T.S.M.* // Nucl. Phys. 1990. **A513**. P. 459.
10. *Surya Y., Gross F.* Preprint CEBAF-TH-95-04.
11. *Burkert V., Ripani M.* // Report at the Meeting of the CEBAF Program Advisory Committee PAC8 (June 13-17 1994).
12. *Struczinski S., Dittman P., Eckardt V. et al.* // Nucl. Phys. 1976. **B108**. P. 45.
13. *Ballam J., Chadwick G.B., Gearhart R. et al.* // Phys. Rev. 1972. **D5**. P. 545.
14. *Биленький С.М.* Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов. М., 1981.
15. *Herndon D.J., Söding P.* // Phys. Rev. 1975. **D11**. P. 3162.
16. *Головач Е.Н., Замиралов В.С., Ишханов Б.С. и др.* Препринт НИИЯФ МГУ 97-27/478. М., 1997.
17. *Lüke D., Söding P.* // Springer Tracts in Modern Physics. 1971. **59**. P. 39.
18. *Manley D.M., Salesky E.M.* // Phys. Rev. 1992. **D45**. P. 4002.
19. *Particle Data Group* // Phys. Rev. 1996. **D54**. P. 2950.
20. *Нгуен Ван Хьеу.* Лекции по теории унитарной симметрии элементарных частиц. М., 1967.
21. *ABVHM-Collaboration* // Phys. Rev. 1968. **175**. P. 1669.
22. *Sofair A.* // Nucl. Phys. 1972. **B42**. P. 369.

Поступила в редакцию
10.10.97