

3. Joachain C.J. Quantum Collision Theory. New York: North Holland, 1975.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1984.
5. Меркурьев С.П., Фаддеев Л.Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. М.: Наука, 1985.

6. Комаров В.В., Попова А.М., Шаблов В.Л. Динамика нескольких квантовых частиц. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1996.
7. Тейлор Дж. Теория рассеяния. М.: Мир, 1969.

Поступила в редакцию
15.12.97

УДК 539.12

ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В НАЧАЛЬНОМ И КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИЯХ В ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ $\pi^- \Delta^{++}$ НА ПРОТОНЕ РЕАЛЬНЫМИ И ВИРТУАЛЬНЫМИ ФОТОНАМИ

Е. Н. Головач, В. С. Замиралов, Б. С. Ишханов, В. И. Мокеев, М. В. Осипенко,
Д. А. Родионов, Г. В. Федотов, М. Батгальери^{*)}, А. Лонги^{*)}, Дж. Рико^{*)},
М. Рипани^{*)}, М. Таути^{*)}

(НИИЯФ)

Проведен анализ эффектов поглощения в начальном и конечном состояниях в реакции $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ с реальными и виртуальными фотонами. Параметры поглощения получены из условия наилучшего воспроизведения экспериментальных данных.

Введение

Процессы рождения пар пионов на протоне реальными и виртуальными фотонами могут эффективно использоваться для исследования структуры нуклонных резонансов с массами свыше 1,5 ГэВ, а также для поиска missing-резонансов, предсказываемых конститuentными кварковыми моделями, но не обнаруженных в эксперименте. Измерения эксклюзивных ($e, e' \pi^+ \pi^- p$)- и ($\gamma, \pi^+ \pi^- p$)-сечений являются важной частью обширной программы изучения нуклонных резонансов, осуществляемой международной коллаборацией CLAS в TJNAF [1–3].

В работах [1, 4] развита модель описания процессов рождения пар пионов на протоне реальными и виртуальными фотонами, позволяющая из экспериментальных данных по эксклюзивным сечениям этих процессов определить электромагнитные форм-факторы нуклонных резонансов, возбуждаемых во взаимодействии фотонов с протоном. Используется феноменологический подход, в котором параметризуются основные механизмы рождения пар пионов, а параметры определяются из всей совокупности данных, полученных в экспериментах на пучках фотонов и адронов.

Рождение пар пионов на протоне описывается совокупностью двух квазидвухчастичных механизмов:

$$\begin{aligned} \gamma_{r,v} p &\rightarrow \pi^- \Delta^{++}, \\ \gamma_{r,v} p &\rightarrow \rho^0 p \end{aligned} \quad (1)$$

и фазового объема.

При описании реакции (1) важную роль играют эффекты взаимодействия в начальном и конечном состояниях. Учет этих эффектов выполнен феноме-

нологически [5] с использованием определяемых из экспериментальных данных параметров: коэффициентов связи с неупругими каналами в начальном и конечном состояниях C_{in}, C_{out} , склонов дифракционного конуса для упругого pp - и $\pi^- \Delta^{++}$ -рассеяния, а также фазы ϕ между амплитудами резонансных и нерезонансных процессов в реакции (1).

В настоящей работе перечисленные выше параметры определены из данных [6–10], полученных в экспериментах с реальными и виртуальными фотонами. Исследовано влияние взаимодействий в начальном и конечном состояниях на сечения реакции (1) как в фотонной точке, так и в зависимости от квадрата 4-импульса виртуального фотона Q^2 .

1. Описание взаимодействий в начальном и конечном состояниях

В модели [1, 4] реакция (1) описывается совокупностью амплитуд возбуждения нуклонных резонансов и нерезонансных процессов, представляемых минимальным набором диаграмм, удовлетворяющим требованиям градиентной инвариантности. Как известно [10], дифференциальные сечения рождения пионов фотонами, рассчитанные в подобных приближениях, завышены по сравнению с их измеренными значениями. При этом расхождение возрастает при увеличении полной энергии W сталкивающихся частиц и угла эмиссии пиона θ^* в системе центра масс реакции и может достигать 100–200%. Это обусловлено тем, что по мере увеличения W и θ^* возрастает вклад неупругих каналов во взаимодействие частиц в начальном и конечном состояниях, не учитываемый минимальным набором механизмов [4, 10]. Несмотря на то что реакция (1) происходит под действием фо-

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

тонов, взаимодействия в начальном состоянии становятся также значительными при $W > 1,7$ ГэВ (порог рождения ρ -мезона) вследствие переходов фотона в ρ -мезон и последующих неупругих взаимодействий ρ -мезона.

Последовательный учет эффектов взаимодействий в начальном и конечном состояниях требует расчетов по методу связанных каналов, в которых используются амплитуды неупругих взаимодействий падающих и испущенных частиц. Современные данные по таким амплитудам позволяют выполнить подобные расчеты лишь для $W < 1,6$ ГэВ [11, 12]. Поскольку основная часть сечения реакции (1) располагается в диапазоне $W > 1,7$ ГэВ, для описания эффектов взаимодействия в начальном и конечном состояниях использовался феноменологический подход [5]. В этом подходе предполагается, что поглощение во входном и выходном каналах зависит от полного момента j , поскольку в квазиклассическом приближении значения j связаны с расстояниями между взаимодействующими частицами. При описании реакции (1) учет эффектов взаимодействия в начальном и конечном состояниях сказывается лишь на нерезонансных амплитудах. Это связано с тем, что возбуждения и распады нуклонных резонансов описываются вершинными функциями, определенными из экспериментальных данных. Рассчитанные амплитуды нерезонансных процессов $f_{\lambda_\Delta \lambda_\gamma \lambda_\rho}(\theta^*, \varphi)$ разлагаются по состояниям с определенным моментом j :

$$f_{\lambda_\Delta \lambda_\gamma \lambda_\rho}(\theta^*, \varphi) = \sum_j f_{\mu\lambda}^j d_{\mu\lambda}^j(\theta^*) \exp\{i(\lambda - \mu)\varphi\},$$

$$f_{\mu\lambda}^j = \int d\Omega \frac{2j+1}{4\pi} f_{\lambda_\Delta \lambda_\gamma \lambda_\rho}(\theta^*, \varphi) d_{\lambda\mu}^j(\theta^*) \exp\{i(\lambda - \mu)\varphi\},$$

(2)

где $\lambda = -\lambda_\Delta$; $\mu = \lambda_\gamma - \lambda_\rho$; $\lambda_\gamma, \lambda_\rho, \lambda_\Delta$ — спиральности фотона, протона и Δ . Эффекты поглощения в начальном и конечном состояниях учитываются путем умножения амплитуд $f_{\mu\lambda}^j$ на соответствующие коэффициенты поглощения в начальном и конечном состояниях f_{ISI}^j и f_{FSI}^j , при этом вводится фаза интерференции между резонансными и нерезонансными процессами ϕ , которая рассматривается как параметр. Требования унитарности позволяют связать коэффициенты поглощения f_{FSI}^j с амплитудой упругого $\pi^- \Delta^{++}$ -рассеяния. Модель векторной доминантности в сочетании с требованиями унитарности дает связь между коэффициентом поглощения в начальном состоянии f_{ISI}^j и амплитудой упругого $\rho\rho$ -рассеяния. Согласно [5], коэффициенты поглощения в начальном и конечном состояниях f_{ISI}^j и f_{FSI}^j описываются соотношениями

$$f_{ISI}^j = \left[1 - C_{in} \exp \left\{ -\frac{(j-1/2)^2}{2A_{in} p_\gamma^{*2}} \right\} \right]^{1/2},$$

$$f_{FSI}^j = \left[1 - C_{out} \exp \left\{ -\frac{(j-1/2)^2}{2A_{out} p_\pi^{*2}} \right\} \right]^{1/2},$$

(3)

где A_{in}, A_{out} — склоны дифракционного конуса для реакций упругого $\pi^- \Delta^{++}$ - и $\rho\rho$ -рассеяния, C_{in}, C_{out} — коэффициенты связи частиц в начальном и конечном состояниях с неупругими каналами. Поскольку экспериментальные данные о сечениях реакций упругого $\pi^- \Delta^{++}$ -рассеяния отсутствуют, а данные по упругому $\rho\rho$ -рассеянию получены со значительными модельными приближениями, величины $C_{in}, C_{out}, A_{in}, A_{out}$ рассматривались как параметры модели. При этом величины A_{in} и A_{out} варьировались в пределах от 5 ГэВ⁻² (склон дифракционного конуса в $\pi^- p$ -рассеянии) до 12 ГэВ⁻² (склон дифракционного конуса в фоторождении $\pi^- \Delta^{++}$ [13]).

Q^2 -зависимость коэффициента связи с неупругими каналами в начальном состоянии $C_{in}(Q^2)$ описывалась в рамках модели векторной доминантности следующим образом:

$$C_{in}(Q^2) = \frac{C_{in}(Q^2=0)}{1 - Q^2(\text{ГэВ}^2)/0,59}, \quad Q^2 < 0. \quad (4)$$

При значениях W , меньших порога рождения ρ -мезона, взаимодействие в начальном состоянии становится пренебрежимо малым, поскольку обусловлено лишь электромагнитными процессами. Конечная ширина ρ -мезона приводит к плавному, а не скачкообразному изменению коэффициента C_{in} вблизи порога рождения ρ -мезона. Эффекты конечной ширины ρ -мезона учитывались путем умножения коэффициента C_{in} в (3) на величину

$$\int_0^{(W-m_N)^2} \frac{1}{\pi} \frac{M_\rho \Gamma_\rho}{(M^2 - M_\rho^2)^2 + M_\rho^2 \Gamma_\rho^2} dM^2, \quad (5)$$

где M_ρ, Γ_ρ — масса и ширина ρ -мезона, m_N — масса нуклона.

2. Результаты

Для определения параметров $C_{in}, C_{out}, A_{in}, A_{out}$ и фазы интерференции ϕ использовались данные по сечениям реакции (1), полученные в фотонной точке [6, 9]. На рис. 1 показаны измеренные интегральные сечения реакции (1) в зависимости от W [6, 9] и результаты расчетов для различных значений параметров $C_{in} = C_{out}$, не зависящих от W . Фаза интерференции ϕ полагалась равной нулю, а $A_{in} = A_{out} = 10$ ГэВ⁻². Как следует из сравнения результатов расчета с данными [9], ни одна из величин $C_{in} = C_{out}$ не обеспечивает воспроизведения измеренных сечений во всей области W . Наиболее близко к экспериментальным данным расположена кривая, полученная для $C_{in} = C_{out} = 0,7$. На рис. 2 приведены измеренные интегральные сечения реакции (1) и рассчитанные для $C_{in} = C_{out} = 0,7$ при различных величинах $A_{in} = A_{out}$. Видно, что рассчитанные сечения менее чувствительны к изменениям параметров A_{in}, A_{out} , чем к изменениям C_{in}, C_{out} . Наиболее близко к экспериментальным данным во всей области W расположена кривая, полученная при $C_{in} = C_{out} = 0,7$,

$A_{in} = A_{out} = 8 \text{ ГэВ}^{-2}$. При этом рассчитанные величины сечений при $W > 1,9 \text{ ГэВ}$ выше измеренных.

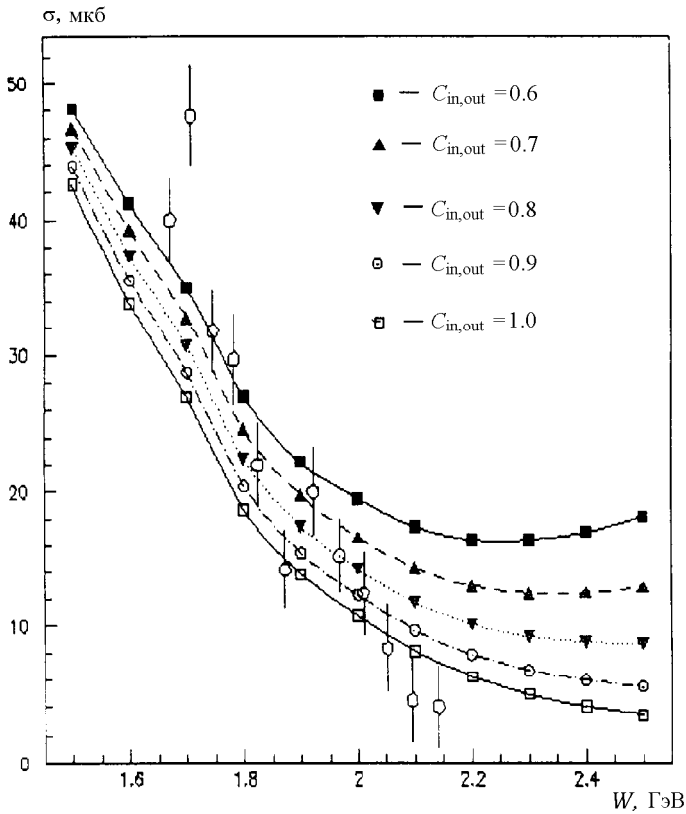


Рис. 1. Рассчитанные и измеренные [9] интегральные сечения реакции $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ при $A_{in} = A_{out} = 10 \text{ ГэВ}^{-2}$ и различных значениях параметров $C_{in,out}$

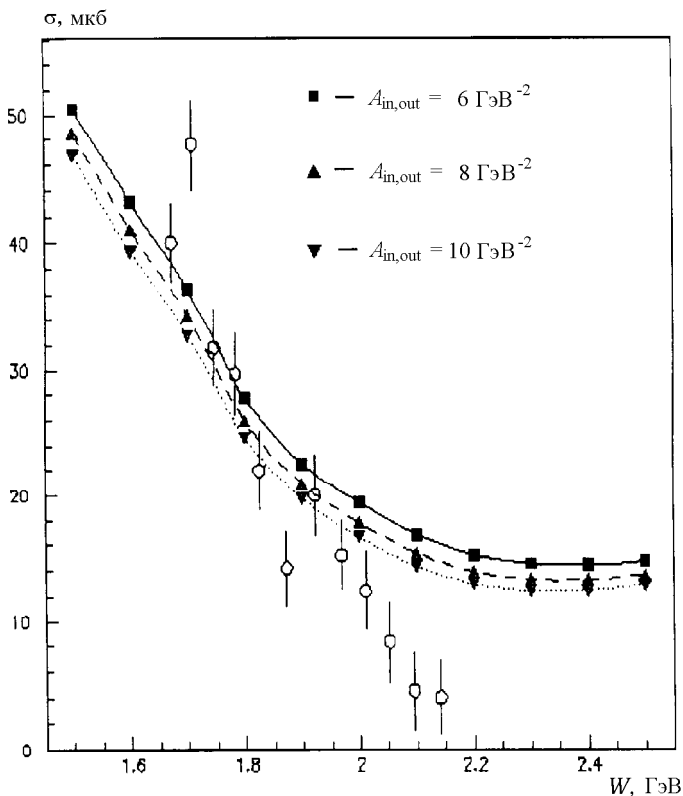


Рис. 2. Рассчитанные и измеренные [9] интегральные сечения реакции $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ при $C_{in} = C_{out} = 0,7$ и различных значениях параметров $A_{in,out}$

Как известно [14], при $W > 2 \text{ ГэВ}$ значительный вклад в t -канал наряду с учитываемым в модели [4, 10] однопионным обменом вносит обмен другими частицами, и для адекватного описания сечений при $W > 2 \text{ ГэВ}$ необходимо учитывать более сложные t -канальные механизмы. С другой стороны, в области энергий возбуждения резонансов $W < 2 \text{ ГэВ}$ однопионный обмен является хорошим приближением в описании t -канала реакции (1) [11]. Возможной причиной расхождения между рассчитанными и измеренными величинами сечений реакции (1) является зависимость от W как коэффициентов связи с неупругими каналами, так и фазы интерференции ϕ .

Для определения W -зависимости параметров C_{in} и C_{out} и фазы интерференции ϕ использовались данные [6] по угловым распределениям пионов в системе центра инерции, полученные при различных значениях W (рис. 3). Параметры C_{in} , C_{out} и фаза интерференции ϕ определялись путем фитирования данных [6] при каждом значении W в предположении $C_{in} = C_{out}$, $A_{in} = A_{out} = 8 \text{ ГэВ}^{-2}$. Полученные величины параметров и результаты фитирования данных [6] приведены на рис. 3. При $W > 1,7 \text{ ГэВ}$ коэффициенты C_{in} , C_{out} становятся равными единице, что отвечает максимальному поглощению во входном и выходном каналах. При $W < 1,5 \text{ ГэВ}$ фитирование дает значения $C_{in} = C_{out} = 0$, что свидетельствует об отсутствии поглощения, хотя уменьшение влияния взаимодействий в начальном и конечном состояниях по мере приближения W к порогу реакции (1) снижает чувствительность результатов фитирования к величинам C_{in} , C_{out} и значения $C_{in} = C_{out} < 0,3$ не противоречат имеющимся данным.

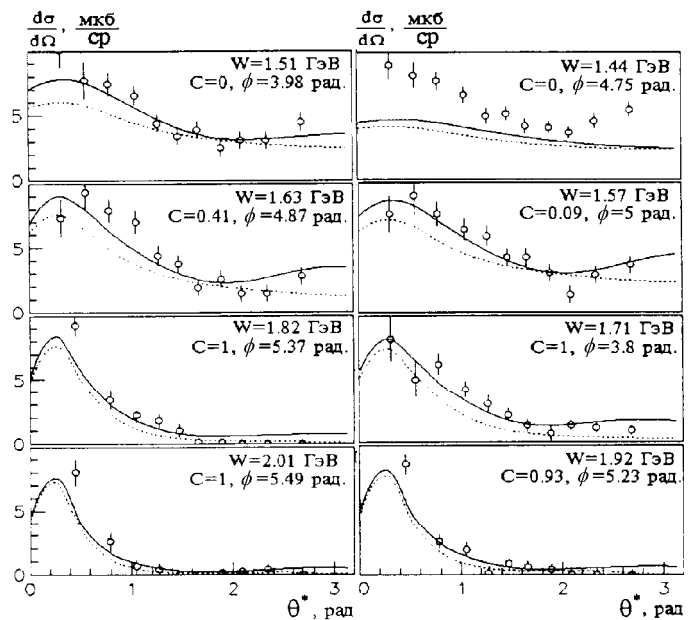


Рис. 3. Результат фитирования рассчитанных угловых распределений пионов в реакции $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ к данным [6] и определенные зависимости параметров $C = C_{in} = C_{out}$ и ϕ от W . Сплошная линия соответствует учету вкладов резонансов и фона, точечная — учету вклада только борновских членов

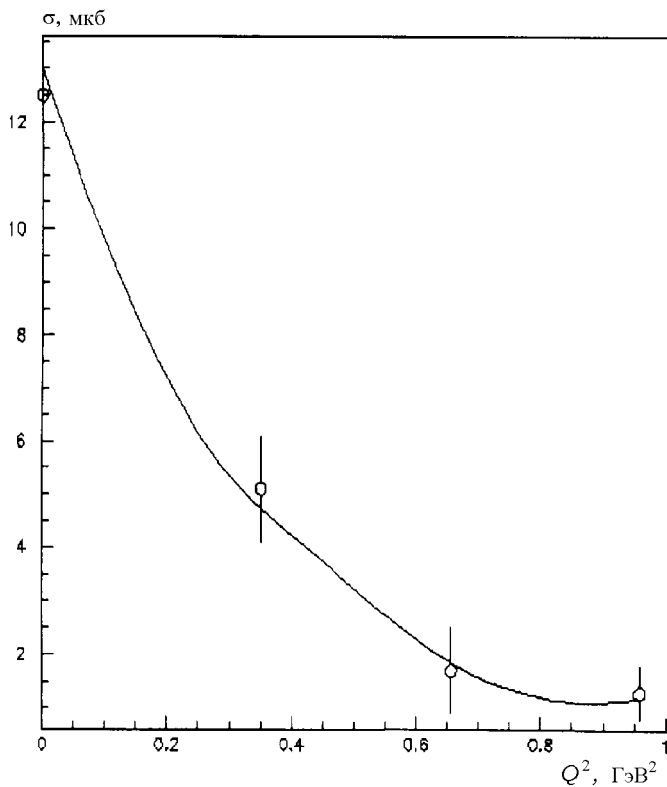


Рис. 4. Зависимость полного сечения реакции $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ от Q^2

Подобное поведение коэффициентов связи с неупругими каналами обусловлено следующими обстоятельствами. Неупругие процессы в $\pi^- \Delta^{++}$ -взаимодействиях становятся кинематически разрешенными при $W > 1,5$ ГэВ. Поэтому коэффициенты связи с неупругими каналами начинают быстро возрастать при $W > 1,5$ ГэВ. Неупругие взаимодействия во входном канале, как уже отмечалось, становятся возможными, лишь если W превышает порог рождения ρ -мезона (1,71 ГэВ), когда коэффициенты C_{in} и C_{out} достигают максимальных значений. На рис. 2 сплошной линией показаны рассчитанные интегральные сечения реакции (1) со значениями параметров C_{in} , C_{out} , полученными в нашей модели. Согласно рис. 2, 3, модель хорошо воспроизводит как интегральные, так и дифференциальные сечения реакции (1) в фотонной точке при $1,5 < W < 2$ ГэВ.

Для исследования Q^2 -зависимости коэффициентов связи с неупругими каналами в начальном состоянии данные [8] по интегральным сечениям реакции (1), полученные при $W = 2,1$ ГэВ и различных значениях Q^2 , сравнивались с результатами расчета (рис. 4). При $W > 2$ ГэВ вкладом резонансных

возбуждений можно пренебречь и Q^2 -зависимость сечения определяется поведением лишь нерезонансных процессов. Как видно из рис. 4, наблюдается хорошее согласие между измеренными и рассчитанными величинами интегральных сечений реакции (1). Это свидетельствует о том, что модель векторной доминантности хорошо воспроизводит Q^2 -зависимость коэффициентов связи с неупругими каналами $C_{in}(Q^2)$ (4).

Заключение

Исследованы эффекты взаимодействий частиц в начальном и конечном состояниях в реакции $\gamma_{r,v} p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ в рамках модели [1, 4]. Из экспериментальных данных по сечениям этой реакции в фотонной точке определены величины коэффициентов связи с неупругими каналами в начальном и конечном состояниях, а также величина фазы ϕ между амплитудами резонансных и нерезонансных процессов в зависимости от W . Показано, что модель хорошо воспроизводит данные [6, 9] в фотонной точке при $1,5 < W < 2$ ГэВ. Модель векторной доминантности позволяет описать Q^2 -зависимость коэффициентов связи с неупругими каналами в начальном состоянии $C_{in}(Q^2)$.

Литература

1. Ripani M. // Nucl. Phys. 1997. **A623**. P. 110.
2. Burkert V., Ripani M. CEBAF Experiment E-93-003 // Report at the Meeting of the CEBAF Program Advisory Committee PAC8 (June 13–17 1994).
3. Napolitano J. CEBAF Experiment E-91-039 // Report at the Meeting of the CEBAF Program Advisory Committee PAC8 (June 13–17 1994).
4. Головач Е.Н., Замиралов В.С., Иуханов Б.С. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1999. №1. С. 34 (Moscow University Phys. Bull. 1999. No. 1).
5. Gottfried K., Jackson J.D. // Nuovo Cimento. 1964. **34**. P. 736.
6. Cambridge Bubble Chamber Group // Phys. Rev. 1967. **155**. P. 1477; ABBHM-Collaboration // Phys. Rev. 1968. **175**. P. 1669.
7. Damman I. // Nucl. Phys. 1973. **B54**. P. 355.
8. Wacker K. // Nucl. Phys. 1978. **B144**. P. 269.
9. Klein F.J. // Bonn University Thesis BONN-IR-96-08.
10. Lüke D., Söding P. // Springer Tracts in Modern Physics. 1971. **59**. P. 39.
11. Nozawa S., Blankleider B., Lee T.S.H. // Nucl. Phys. 1990. **A513**. P. 459.
12. Surya Y., Gross F. Preprint CEBAF-TH-95-04.
13. Buschorn G. // Phys. Lett. 1970. **B33**. P. 241.
14. Guidal M., Laget J.-M., Vanderhaeghen M. // Phys. Lett. 1997. **B400**. P. 6.

Поступила в редакцию
08.06.98