

Б-903

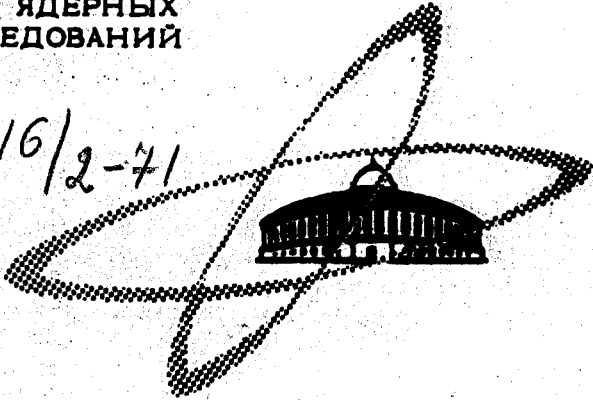
13/9-71

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3216/2-71

P2 - 5943



Ю.А. Будагов, В.Б. Виноградов, Л.Л. Енковский ,  
С.В. Клименко , Г. Мартинска, В.В. Тимохин,  
Л. Шандор,

ПРИМЕНЕНИЕ ОБОБЩЕННОЙ МОДЕЛИ  
ВЕНЕЦИАНО К РЕАКЦИИ  $\pi^- p \rightarrow n \pi^0 \pi^0$

АБСТРАКТЫ РАБОТ И ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

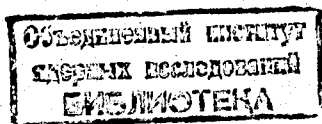
1971

P2 - 5943

Ю.А. Будагов, В.Б. Виноградов, Л.Л. Енковский \*,  
С.В. Клименко \*\*, Г. Мартинска, В.В. Тимохин, \*\*\*  
Л. Шандор,

ПРИМЕНЕНИЕ ОБОБЩЕННОЙ МОДЕЛИ  
ВЕНЕЦИАНО К РЕАКЦИИ  $\pi^- p \rightarrow n \pi^0 \pi^0$

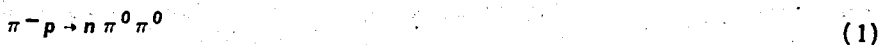
*Направлено в ЯФ*



\* Институт теоретической физики АН УССР, Киев  
\*\* Институт физики высоких энергий, Серпухов  
\*\*\* Киевский государственный университет

В настоящее время наиболее общей динамической моделью для описания неупругих процессов типа  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5$  является обобщенная модель Венециано<sup>/1/</sup>. Эта модель принадлежит к классу дуальных моделей и соединяет в себе свойства амплитуды Редже при высоких энергиях и амплитуды с резонансными полюсами при низких энергиях. С помощью обобщенной модели Венециано удалось успешно описать ряд процессов, в основном, связанных с образованием странных частиц<sup>x/</sup>.

В данной работе обобщенная модель Венециано применяется для анализа реакции



в интервале энергий 1-10 Гэв.

### 1. Модель

В обобщенной модели Венециано амплитуда процесса  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5$  имеет вид:

---

<sup>x/</sup> О применениях обобщенной модели Венециано см., например, обзоры<sup>/2,3/</sup>.

$$A = \sum_{j=1}^{12} K B_5(x_{12}, x_{23}, x_{34}, x_{45}, x_{51}),$$

где  $B_5$  - пятиточечная функция <sup>/1/</sup> (обобщение амплитуды Венециано на 5 частиц),  $x_{ij} = J - a_{ij}(s_{ij})$ ,  $a_{ij}$  - линейная траектория Редже, связанная с системой частиц  $i$  и  $j$ ,  $s_{ij} = (p_i + p_j)^2$ ,  $p_i$  и  $m_i$  - четырехмерный импульс и масса  $i$ -ой частицы. Коэффициент  $J$  равен спину первой частицы на траектории при  $\sqrt{s_{ij}} > m_i + m_j$  и равен 1 при  $\sqrt{s_{ij}} < m_i + m_j$ ;  $K = \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p_1^\alpha p_2^\beta p_3^\gamma p_4^\delta$  - кинематический множитель <sup>/4/</sup>. Суммирование производится по двенадцати неэквивалентным перестановкам внешних частиц.

Для реакции (1) такими перестановками будут:

- |                                |                                |
|--------------------------------|--------------------------------|
| a) $\pi^- p n \pi_1^0 \pi_2^0$ | g) $\pi^- n \pi_1^0 p \pi_2^0$ |
| b) $\pi^- p \pi_1^0 n \pi_2^0$ | h) $\pi^- n \pi_2^0 p \pi_1^0$ |
| c) $\pi^- p \pi_1^0 \pi_2^0 n$ | i) $\pi^- \pi_1^0 \pi_2^0 p n$ |
| d) $\pi^- p \pi_2^0 n \pi_1^0$ | j) $\pi^- \pi_2^0 p n \pi_1^0$ |
| e) $\pi^- p n \pi_2^0 \pi_1^0$ | k) $\pi^- \pi_1^0 p n \pi_2^0$ |
| f) $\pi^- n \pi_1^0 \pi_2^0 p$ | l) $\pi^- n p \pi_1^0 \pi_2^0$ |

Диаграммы a) - f) показаны на рис. 1. В каждом двухчастичном канале указана доминантная траектория. Выбор  $f$ -траектории в канале  $\pi^0 \pi^0$  и  $\Delta$ -траектории в канале  $n \pi^0$  обусловлен экспериментальными данными, свидетельствующими о доминирующем образовании резонансов  $f$  и  $\Delta$  в каналах  $\pi^0 \pi^0$  и  $n \pi^0$ , соответственно. Выбор остальных траекторий неоднозначен. В каналах  $\bar{p} n$  и  $\pi^+ \pi^0$  возможны  $\pi$ - и  $\rho$ -траектории, а в каналах  $\pi^- p$ ,  $\bar{p} \pi^0$  и  $\pi^+ n$  -  $N$ - и  $\Delta$ -траектории. Сделанный нами выбор  $\rho$ - и  $N$ -траекторий произволен, однако, существенно влияет на конечный результат только использование  $\rho$ -траектории.

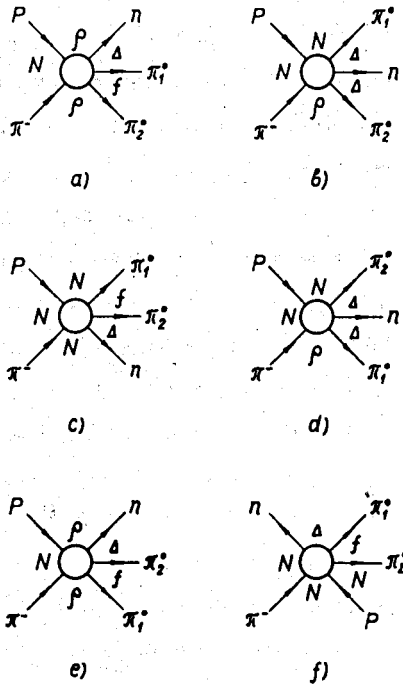


Рис. 1. Диаграммы, используемые в амплитуде реакции  $\pi^- p \rightarrow n \pi^0 \pi^0$ .

Что же касается использования  $N$ -траектории, то замена ее на  $\Delta$ -траекторию не произведет существенного изменения в предсказаниях модели. Это связано с тем, что отличие вкладов  $N$  и  $\Delta$ -траекторий в прямом ( $\pi^- p$ ) канале не велико из-за больших значений  $s_{11}$  и примерного равенства наклонов траекторий  $^{1/5}$ , а в обменных каналах ( $\bar{p} \pi^0$  и  $n \pi^+$ ) вклад барионного обмена мал по сравнению с мезонным обменом.

Для того чтобы избежать появления в системе  $\pi^0 \pi^0$  резонансов с изотопическим спином 1, а в системе  $n \pi^0$  изобар  $\Delta$  с отрицательной четностью ( $5/2^-, 9/2^-$  и т.д.), диаграммы, имеющие в прямом канале  $f$ - или  $\Delta$ , должны складываться в амплитуде с аналогичными диаграммами, отличающимися перестановками  $\pi^0$ -мезонов (соответственно,  $n$  и  $\pi^0$  в случае  $\Delta$ ). Это приводит к разделению 12 диаграмм на четыре группы: группу  $A$ , состоящую из диаграмм  $a, b, c, d, e, f$ ;  $B$  - из  $g$  и  $j$ ,  $C$  - из  $h$  и  $k$ ,  $D$  - из  $i$  и  $l$ . Единственной группой, имеющей все необходимые свойства для описания образования резонансов в реакции (1), является группа  $A$ . Группы  $B$  и  $C$  не имеют в прямом канале  $f$ -резонанса, а группа  $D$  -  $\Delta$ -резонанса. Поэтому для дальнейших вычислений была использована группа диаграмм  $A$ .

В таком случае амплитуда реакции (1) принимает вид:

$$A = \beta \cdot K \{ (a) + (b) + (c) + (d) + (e) + (f) \}, \quad (2)$$

где  $\beta$  - нормировочный параметр,

$$(a) = B_5 (1/2 - a_N(s_{12}), 1 - a_p(t_{23}), 3/2 - a_\Delta(s_{34}), 2 - a_f(s_{45}), 1 - a_p(t_{51})),$$

$$(b) = B_5 (1/2 - a_N(s_{12}), 1 - a_N(t_{23}), 3/2 - a_\Delta(s_{34}), 3/2 - a_\Delta(s_{45}), 1 - a_p(t_{51}))$$

и т.д.,

$$a_p(t) = 0,48 + 0,9 t$$

$$a_f(s) = 0,48 + 0,92 s + i 0,14 (s - 0,07)^{1/2}$$

$$a_N(t) = -0,39 + 0,9 t$$

$$a_N(s) = -0,39 + 1,01 s + i 0,12 (s - 1)$$

$$a_{\Delta}(s) = 0,12 + 0,9 s + i 0,14 (s - 1).$$

Параметры траекторий были определены из масс и ширины резонансов, а также из результатов экспериментов по рассеянию адронов <sup>/6,7/</sup>.

## 2. Сравнение предсказаний модели с экспериментом

Для получения предсказаний амплитуда (2) интегрировалась по фазовому объему методом Монте-Карло с помощью программы FOWL <sup>/8/</sup>. При этом вычисление функции  $B_5$  производилось по программе Хопкинсона <sup>/9/</sup>. Погрешности вычислений составляли менее 3% для полных сечений и 8% - для дифференциальных сечений. Результаты вычислений показаны на рис. 2,3 сплошными кривыми. Экспериментальные данные, показанные на этих рисунках, взяты из работ <sup>/10-21/ x/</sup>. Нормировка предсказаний была произведена на величину полного сечения реакции (1) при 2,6 Гэв/с.

На рис. 2а представлена зависимость сечения реакции (1) от импульса налетающего  $\pi^-$ -мезона. Как видно из этого рисунка, предсказания модели хорошо согласуются с большинством экспериментальных данных.

<sup>x/</sup> Данные о сечениях реакции (1) взяты из работ <sup>/10-14/</sup>,  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \Delta^0$  - из работ <sup>/10, 15, 16/</sup>,  $\pi^- p \rightarrow n f(t \cdot 2\pi^0)$  из работ <sup>/10, 17-21/</sup>.

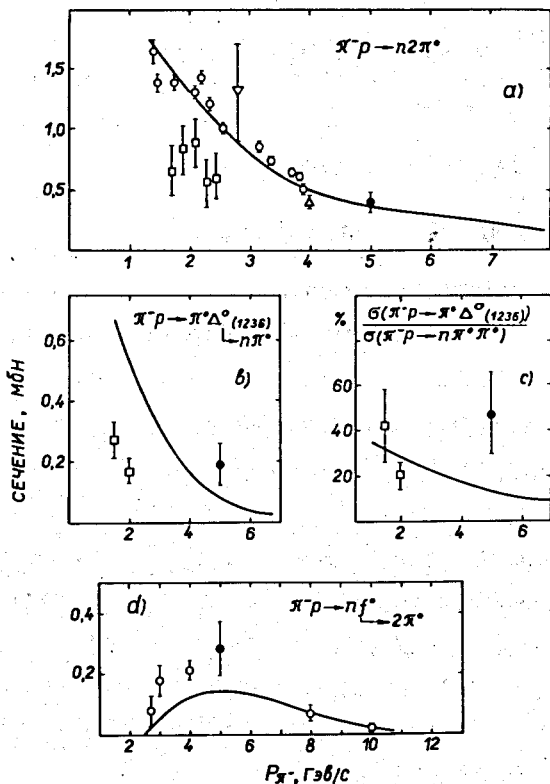


Рис. 2. Сравнение предсказаний модели с экспериментальными данными: а) зависимость сечения реакции  $\pi^- p \rightarrow n \pi^0 \pi^0$  от импульса налетающего  $\pi^-$ -мезона; значком  $\boxplus$  обозначены данные работы/10/,  $\boxminus$  - работы/11/,  $\boxtimes$  - работы/12/,  $\boxdot$  - работы/13/,  $\boxminus$  - работы/14/; б) зависимость сечения реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \Delta^0(1236) (\Delta^0 \rightarrow n \pi^0)$  от импульса налетающего  $\pi^-$ -мезона; в) зависимость отношения сечений реакций  $\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 \Delta^0(1236)) / \sigma(\pi^- p \rightarrow n \pi^0 \pi^0)$  от импульса налетающего  $\pi^-$ -мезона; д) зависимость сечения реакции  $\pi^- p \rightarrow n f (f = 2\pi^0)$  от импульса налетающего  $\pi^-$ -мезона.



На рис. 2в показаны предсказания модели для сечения образования изобары  $\Delta^0 (1236)$  в канале  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \Delta^0 (1236) (\Delta^- \pi^0)$ . На рис. 2с эти данные представлены в виде относительных вероятностей  $R = \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 \Delta^0) / \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0)$  (в %). В пределах погрешностей наблюдается согласие экспериментальных величин  $R$  с предсказаниями модели.

На рис. 2д показаны предсказания модели для сечения реакции  $\pi^- p \rightarrow n f (f \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ . Модель качественно правильно описывает зависимость сечения этой реакции от энергии налетающего  $\pi^-$ -мезона (максимум сечения в области 4-6 Гэв/с). Что же касается абсолютных величин сечений, то предсказания модели лучше согласуются с экспериментом при более высоких энергиях ( $> 5$  Гэв); при меньших энергиях они в  $\approx 2$  раза меньше экспериментальных.

На рис. 3 приведены предсказания для распределений по переданному импульсу и косинусу угла вылета нейтрона в системе центра масс первичного взаимодействия. Соответствующие экспериментальные данные отсутствуют. Поэтому для сравнения на этом рисунке показаны данные /18,22,23/ для аналогичной по множественности и типу бариона реакции  $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^-$ . Модель качественно правильно описывает периферический характер взаимодействий и увеличение анизотропии вылета нуклона с ростом энергии налетающего пиона.

Таким образом, сравнение предсказаний модели с экспериментом показало, что используемая модель удовлетворительно описывает основные характеристики реакции  $\pi^- p \rightarrow n \pi^0 \pi^0$  при энергиях налетающего пиона в интервале 1-10 Гэв/с.

Мы благодарны В.П. Желепову и В.П. Шелесту за постоянный интерес и помощь в работе, а А.Г. Володько, В.И. Журавлеву, В.В. Кухтину и Б.В. Струминскому за полезные обсуждения.

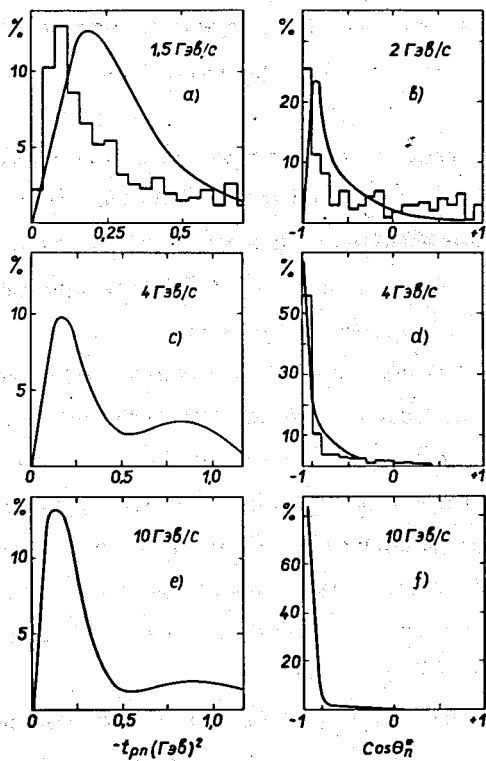


Рис. 3. Распределения по переданному импульсу и косинусу угла вылета нейтрона в системе центра масс первичного взаимодействия. Кривыми показаны предсказания модели, гистограммы - экспериментальные данные для реакции  $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^-$ .

### Литература

1. K. Bardakci and H. Ruegg. Phys. Lett., 28B, 342 (1968).  
M. Virasoro. Phys. Rev. Lett., 22, 37 (1969).
2. Л.Л. Енковский и др. Препринт ИТФ-70-43, Киев, 1970.
3. H. Schreiber. PHE 71-5, Berlin-Zeuthen (1971).
4. B. Petersson and N.A. Törnqvist. Nucl. Phys., B 13, 629 (1969).
5. P.A. Collins et al. Nucl. Phys., B 22, 150 (1970).
6. Д.В. Ширков. ОИЯИ, P2-4726, Дубна, 1969.
7. Chan Hong Mo et al. Nucl. Phys., B 19, 165 (1970).
8. F. James. FOWL, CERN Program Library, W 505 (1965).
9. J.F. Hopkinson. Preprint RITP 3-69, Helsinki (1969).
10. Ю.А. Будагов и др. ЯФ, 12, 1222 (1970).
11. H.R. Crouch et al. Phys. Rev. Lett., 21, 845 (1968).
12. Я.Я. Шаламов, В.А. Шебанов. ЖЭТФ, 39, 1232 (1960).
13. A.S. Carroll et al. Phys. Rev., 177, 2047 (1969).
14. Я. Гладки. ОИЯИ, 1-4766, Дубна 1969.
15. I.F. Corbett et al. Nuovo Cim., 39, 979 (1965).
16. M. Feldman et al. Phys. Rev. Lett., 22, 316 (1969).
17. M. Wahling et al. Phys. Rev., 147, 941 (1966).
18. L. Bondar et al. Nuovo Cim., 31, 729 (1964).
19. D.H. Miller et al. Phys. Rev., 153, 1423 (1967).
20. G. Bellini et al. Nuovo Cim., 53A, 798 (1962).
21. W. Selove et al. Phys. Rev. Lett., 9, 272 (1962).
22. J. Alitti et al. Nuovo Cim., 29, 515 (1963).
23. A.R. Erwin et al. Phys. Rev. Lett., 6, 628 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел

19 июля 1971 года.