

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

**P2-87-118**

**И.И.Бажанский, В.К.Лукьянов, А.И.Титов**

**О СТАТИСТИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ  
ДИБАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

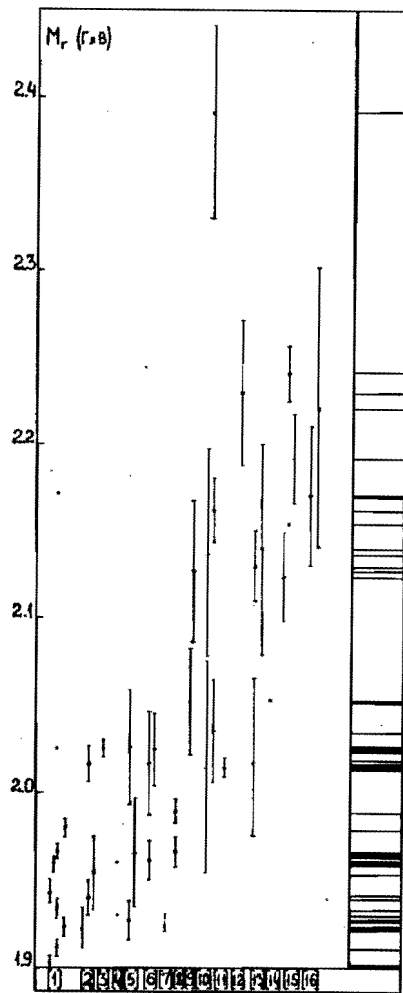
**1987**

## I. ВВЕДЕНИЕ

В спектрах эффективных масс  $np$  - и  $pp$  -систем в интервале  $E \sim 1900-2400$  МэВ были обнаружены относительно узкие пики с шириной  $\Gamma \sim 10-30$  МэВ<sup>/1-15/</sup>, которые авторы интерпретируют как возбужденные дибарионные состояния. Основная часть этих данных представлена в таблице I и на рис. I. Другой характер имеет информация, полученная из данных фазового анализа  $pp$ -рассеяния<sup>/16/</sup>. Там приходят к выводу, что резонансы имеют гораздо большую ширину, а их плотность ниже, чем получается в реакциях.

В некоторых работах ряд пиков интерпретируется как ротационные возбуждения дибарионов с определенными значениями спина и четности<sup>/I, I5/</sup>. В этой связи возникает ряд вопросов. Почему узкие состояния не наблюдаются в упругом  $pp$ -рассеянии, в частности, в рассеянии поляризованных частиц? Также не ясно, имеют ли узкие пики, наблюдаемые в реакциях, брейт-вигнеровскую, то есть резонансную форму. Далее, положение, ширина и число резонансов оказываются, как правило, разными в разных экспериментах, то есть структура спектра зависит от условий эксперимента. Наконец, если не выбирать 2-4 пика, а всю совокупность имеющихся данных рассматривать как спектр ротационных возбуждений, что иногда пытаются делать из-за отсутствия другой, более продуктивной идеи<sup>/17/</sup>, то получается практически непрерывное распределение спина  $0 < J \leq 3$  при  $E \sim 2,0-2,3$  ГэВ, что является само по себе бессмысленным. Таким образом, если исходить из весьма тривиальной и привлекающей многих идеи о том, что существуют изолированные дибарионные резонансы, то видно, что имеющаяся экспериментальная картина не подтверждает ее и оказывается с этой точки зрения весьма противоречивой.





Р и с. 1. Спектр дибарионных резонансов, обнаруженных в работах /I-16/. Величина отклонения по массе соответствует ширине данного резонанса.

В данной работе делается попытка понять имеющийся экспериментальный материал на другой основе - идее о перекрывающихся дибарионных резонансах. Дело в том, что теория предсказывает высокую плотность дибарионных состояний<sup>/17/</sup>, обладающих различными свойствами симметрии в цветном, координатном, изоспиновом, цветоспиновом и т.д. пространствах. Так, среднее расстояние между уровнями, которые могут проявиться, например в  $^3P_1$ -волне, составляет  $D \leq 20-30$  МэВ при  $E \sim 2,2-2,9$  ГэВ. Такая же высокая плотность уровней следует и из расчетов ротационных спектров в струнных моделях дибарионов, учитывающих всевозможные кварковые комбинации на концах струны<sup>/18/</sup>. Если учесть уровни разной природы, то может оказаться, что  $D$  имеет порядок величины в несколько МэВ:  $D \geq 10$  МэВ. Поэтому если полная ширина дибариона  $\Gamma$  превышает среднее расстояние между уровнями, так что  $\Gamma/D \geq 2$ , то следует ожидать перекрывания дибарионных уровней и как следствие - флуктуации эффективных сечений. В этом случае наблюдаемые особенности спектра будут определяться конкретными условиями эксперимента, и в разных экспериментах будут возникать пики, положение и ширины которых могут быть различными. Сами пики при этом не имеют резонансной брейт-вигнеровской формы. Наблюдаемые же "спектры" пиков будут иметь лишь некоторые общие статистические закономерности. Примеры подобных флуктуаций имеются в сечениях ядерных реакций при низких энергиях, идущих с участием составного ядра<sup>/19/</sup>.

Следует ожидать, что флуктуации сечений  $NN$ -рассеяния будут малы из-за большого вклада прямого (потенциального) рассеяния. И наоборот, флуктуации могут быть усилены в реакциях, где фон от прямых процессов окажется относительно малым. Отметим, что вопрос о статистической природе дибарионных спектров уже поднимался в работе<sup>/20/</sup> в связи с интерпретацией результатов расчета плотности уровней шести-кварковых систем. Попытка статистической интерпретации наблюдаемых особенностей инклюзивных спектров кумулятивных протонов реакции  $^7Li \rightarrow pX$  на основе формального сходства с флуктуациями сечений в ядерных реакциях низких энергий была сделана в работе<sup>/21/</sup>.

Ниже мы исследуем характер флуктуаций сечений в процессах с участием  $pp$ -системы при наличии в ней дибарионных резонансов. В п.2 исследуется вопрос, как проявили бы себя "изолированные" узкие резонансы в упругом  $pp$ -рассеянии, в п.3 - флуктуации сечений в  $pp$ -рассеянии, в п.4 - флуктуации сечений в реакциях перезарядки.

Т а б л и ц а I

Р е а к ц и я	$M_r$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Л и т е р а т у р а
I	2	3	4
$n p \rightarrow p p \pi^-$ $\rho_n = 1,25 \text{ и } 5,1 \text{ ГэВ/с}$	1923 $\pm$ 1 1933 $\pm$ 1 1942 $\pm$ 1 1979 $\pm$ 1 1901 $\pm$ 1 1911 $\pm$ 2 1959 $\pm$ 2 1966 $\pm$ 2 1959 $\pm$ 2 1965 $\pm$ 3 2171 2025	4,5 $\pm$ 2,1 2,7 $\pm$ 1,6 6,6 $\pm$ 5,3 4,8 $\pm$ 2,5 4,6 $\pm$ 4,5 4,0 $\pm$ 3,9 3,3 $\pm$ 2,1 3,5 $\pm$ 3,3 6,5 $\pm$ 2 II $\pm$ 4	/1/
$^{12}\text{C}(\pi^-, 2p)\chi$ $\rho_\pi = 4,4 \text{ и } 40 \text{ ГэВ/с}$	1922 $\pm$ 1,3 1940 $\pm$ 0,4	II $\pm$ 3,6 IO $\pm$ 4,5	/2/
$^{20}\text{Ne}(p, 2p)\chi$ $\rho_p = 300 \text{ ГэВ/с}$	1954 $\pm$ 5 2017 $\pm$ 1,3	2I $\pm$ 20 5 $\pm$ 2	
$A(\pi^+, 2p)\chi$	2025	5	/3/
$Ar(p, 2p)\chi$ $\rho_p = 1,7 \text{ ГэВ/с}$	1930 1960		/4/
$^{12}\text{C}(\pi^-, 2p)\chi$ $^{12}\text{C}(A, 2p)\chi$ $A = p, d, ^4\text{He}, ^{12}\text{C}$	1926 $\pm$ 1,4 1964 $\pm$ 3,6 2026 $\pm$ 6,6	II,0 $\pm$ 1,9 32,4 $\pm$ 3,2 31,9 $\pm$ 5,2	/5/
$^{12}\text{C}(\pi^+, 2p)\chi$ $\rho_\pi = 5 \text{ ГэВ/с}$	1961 $\pm$ 2 2016 $\pm$ 3 2024 $\pm$ 3	II $\pm$ 4 30 $\pm$ 14 2I $\pm$ 15	/6/
$^F(\pi^-, 2p)\chi$ $^{20}\text{Ne}(\pi^-, 2p)\chi$	1920 - 1930		/7/
$^{12}\text{C}(\pi^-, 2p)\chi$ $A(\pi^-, 2p)\chi$	1966 $\pm$ 1 1989 $\pm$ 1	7 9	/8/
$p(^4\text{He}, 4p\pi^-)n$ $\rho_n = 8,6 \text{ ГэВ/с}$	2036 $\pm$ 15 2126 $\pm$ 15	27 $\pm$ 25 41 $\pm$ 38	/9/

Продолжение таблицы I

I	2	3	4
$p(^4\text{He}, dpp)n$ $\rho_n = 8,6 \text{ ГэВ/с}$	2035 $\pm$ 15 2030 $\pm$ 20 2137 $\pm$ 15 2130 $\pm$ 10 2390 $\pm$ 20	30 $\pm$ 23 75 $\pm$ 20 59 $\pm$ 20 - " - 60 $\pm$ 20	/10/
$p(d, 2p)n$ $\rho_d = 3,3 \text{ ГэВ/с}$	2014 $\pm$ 10 2162 $\pm$ 10	63 $\pm$ 28 18 $\pm$ 26	/10/
$d(\pi^-, p\pi^-)p$	2014	4,5	/11/
$d(\sigma, p)\chi$	2230	40	/12/
$p(d, 2p)n$ $\rho_d = 3,3 \text{ ГэВ/с}$	2020 $\pm$ 10 2130 $\pm$ 10 2140 $\pm$ 20 2030 $\pm$ 20 2390 $\pm$ 20	45 $\pm$ 20 20 $\pm$ 10 60 $\pm$ 20 75 $\pm$ 20 60 $\pm$ 20	/13/ /13/
$pp \rightarrow d\pi$	2052		/14/
$^3\text{He}(pd)\chi$ $p(^3\text{He}d)\chi$	2124 $\pm$ 3 2155 2192 $\pm$ 3 2240 $\pm$ 3	25 $\pm$ 2 25 $\pm$ 6 16 $\pm$ 3	/15/
$pp$ -рассеяние	2170 2220	50 - 100 100 - 150	/16/

2. ИЗОЛИРОВАННЫЕ УЗКИЕ РЕЗОНАНСЫ И  $pp$ -РАССЕЯНИЕ

Рассмотрим, как будет вести себя упругое  $pp$ -рассеяние, если предположить, что, например, наблюдаемые в реакциях  $^3\text{He}(pd)\chi$  и  $p(^3\text{He}d)\chi$  два пика  $pp$ -канала с параметрами  $M_r = 2240$ ,  $\Gamma = 16 \text{ МэВ} (^3\text{F}_3)/15$ ,  $M_r = 2388$ ,  $\Gamma = 60 \text{ (МэВ)} (^1\text{G}_4)/13, 15$  действительно являются ди-барионными резонансами. Ограничимся расчетами полного упругого  $pp$ -рассеяния:

$$\sigma_{tot}^{\alpha} = \frac{\pi}{2k^2} \sum_J (2J+1) (|R_J|^2 + |R_{JJ}|^2 + |R_{J-1,J}|^2 + |R_{J+1,J}|^2 + |R^J|^2) \quad (1)$$

и разности продольных сечений с антипараллельными и параллельными спинами протонов:

$$\Delta\sigma_L = \sigma_{\rightarrow\rightarrow} - \sigma_{\rightarrow\leftarrow} = -\frac{2\pi}{k^2} \operatorname{Re} \left\{ \sum_J (2J+1) (R_J - R_{JJ}) - \sum_J (R_{J-1,J} - R_{J+1,J}) + 4 \sum_J \sqrt{J(J+1)} R^J \right\}. \quad (2)$$

Здесь спиновые парциальные амплитуды определяются заданием соответствующих фаз рассеяния  $\delta$ , коэффициентов неупругости  $\eta$  и параметров смешивания  $\rho$  и  $\phi$ :

$$\text{Синглет: } R_J = \eta_J \exp(2i\delta_J) - 1, \quad J = 0, 2, 4, \dots; \quad (3)$$

$$\text{Триплет: } R_{JJ} = \eta_{JJ} \exp(2i\delta_{JJ}) - 1, \quad J = 1, 3, 5, \dots; \quad (4)$$

$$R_{J\mp 1, J} = \sqrt{\eta_{\mp}^2 - \eta_{\pm} \eta_{\mp} \rho^2} \exp(2i\delta_{\mp}) - 1, \quad J = \begin{cases} 2, 4, \dots (-) \\ 0, 2, 4, \dots (+) \end{cases};$$

$$R^J = i\rho_J \sqrt{\eta_{\pm} \eta_{\mp}} \exp(i(\delta_{\pm} + \delta_{\mp} + \phi_J))$$

$$\eta_{\mp} = \eta_{J\mp 1, J}, \quad \delta_{\mp} = \delta_{J\mp 1, J}.$$

При наличии резонанса соответствующая парциальная амплитуда будет состоять из двух слагаемых:

$$R_{\alpha} = R_{\alpha 0} + R_{\alpha r}, \quad \alpha = J, JJ, J \pm 1J. \quad (5)$$

Здесь  $R_{\alpha 0}$  - парциальная амплитуда "потенциального" рассеяния, которая определяется соотношениями (3), (4),  $R_{\alpha r}$  - резонансная часть амплитуды:

$$R_{\alpha r} = \eta_{\alpha} e^{2i\delta_{\alpha}} (i x_{\alpha} \Gamma / (M_{\alpha} - E - i\Gamma/2)), \quad x_{\alpha} = \Gamma_{\alpha} / \Gamma, \quad (6)$$

где  $M_{\alpha}$  и  $\Gamma$  - соответственно положение и полная ширина резонанса,  $\Gamma_{\alpha}$  - парциальная ширина данного канала,  $x_{\alpha}$  - "коэффициент упругости",  $E$  - полная энергия в системе центра масс. Расчет  $R_{\alpha 0}$  для  $E = 2 \rightarrow 3$  ГэВ сталкивается с известными трудностями, поскольку современные теоретические "мезообменные" потенциалы определены в области  $E \leq 2$  ГэВ. Поэтому в дальнейшем в качестве  $\delta_{\alpha}$ ,  $\eta_{\alpha}$ ,  $\rho_J$  и  $\phi_J$  нами использовались значения, полученные в результате плавной аппроксимации данных фазового анализа работы /16/. Учитывались синглетные  ${}^1S_0$ ,  ${}^1D_2$ ,  ${}^1G_4$ ,  ${}^1I_6$  и триплетные  ${}^3P_1$ ,  ${}^3F_3$ ,  ${}^3H_5$ ,  ${}^3P_2$ ,  ${}^3F_4$ ,  ${}^3P_0$ ,  ${}^3F_2$ ,  ${}^3H_4$ ,  ${}^3I_6$  - парциальные волны.

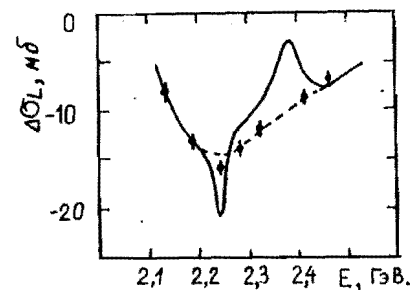
Результаты расчетов сводятся к следующему:

1. Включение двух указанных выше узких резонансов в соответствующие парциальные волны с  $x \leq 0,15$  - именно такие значения коэффициентов упругости обсуждаются в литературе, практически не может быть замечено в полном упругом рассеянии, так как возникающие при этом изменения сечения существенно меньше достигнутой точности измерения. Причина - некогерентное сложение большого числа парциальных сечений в (1).

2. Расчет  $\Delta\sigma_L$  с  $x_{\alpha} \sim 0,1-0,15$  показывает, что включение резонансов приводит к характерным и весьма заметным особенностям в при  $E \sim M_r$ . На рис. 2 приведен соответствующий расчет и сравнение с экспериментом /22/. Если уменьшить коэффициенты упругости до значения

$$x_{\alpha} \leq 0,05, \quad (7)$$

то расчетные особенности сечений будут идти в пределах имеющихся экспериментальных ошибок и, таким образом, не будут заметны в pp-рассеянии.



Р и с. 2. Расчет и сравнение с экспериментом  $\Delta\sigma_L$ . Пунктирная кривая - расчет с  $x_{\alpha} = 0$ . Сплошная -  $x_{\alpha} = 0,1$ . Резонансы в  ${}^3F_3$  - ( $M_r = 2240$ ,  $\Gamma_r = 16$  (МэВ)) и  ${}^1G_4$  - ( $M_r = 2390$ ,  $\Gamma_r = 60$  (МэВ)) - волнах.

### 3. ФЛУКТУАЦИИ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ

Предположим теперь, что плотность дибарионных состояний велика настолько, что выполняются условия появления флуктуаций эффективных сечений<sup>/19/</sup>:

$$\Gamma/D \gg 1, \quad \Delta E_B \leq D, \quad (8)$$

где  $D$  — среднее расстояние между уровнями,  $\Delta E_B$  — энергетическое разрешение во входном канале. Тогда резонансная часть амплитуды представляется в виде суммы:

$$R_{\alpha r} = \eta_{\alpha} e^{2i\delta_{\alpha}} \sum_{\lambda} i x_{\lambda}^{\alpha} \Gamma / (M_{\lambda}^{\alpha} - E - i\Gamma/2), \quad (9)$$

где  $x_{\lambda}^{\alpha}$  — приведенные парциальные амплитуды резонанса, которые ввиду их большого числа считаются независимыми и стохастическими. Вместо (9) можно использовать другое представление для резонансной амплитуды<sup>/23/</sup>, явно учитывающее унитарность  $S$ -матрицы. Поскольку, однако, при этом конечная флуктуационная картина не меняется, то мы будем использовать более привычную модель (9).

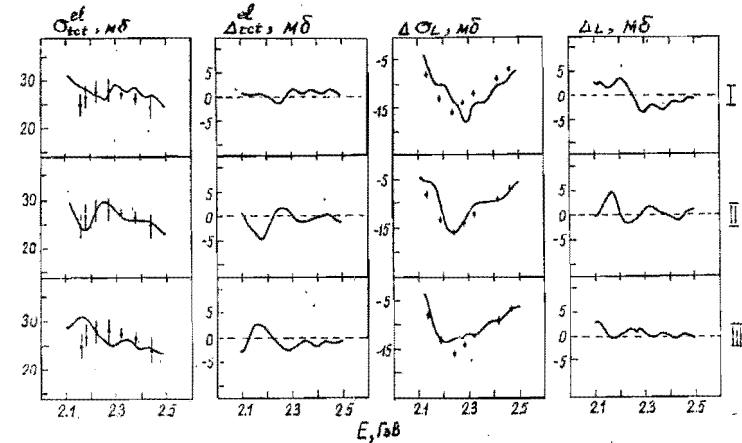
Плотность состояний зависит от квантовых чисел парциальной волны  $\alpha = (L, J)$  и энергии возбуждения  $E$ . В целом  $D$  уменьшается с ростом  $E$  и  $L$ . С увеличением числа парциальных амплитуд с  $R_{\alpha r} \neq 0$  флуктуации сильно затухают<sup>/19/</sup>. Поэтому для того, чтобы флуктуации проявили себя заметным образом, необходимо работать в такой энергетической области, где основной вклад дает небольшое число парциальных волн, в которых плотность дибарионных состояний достаточно велика ( $\Gamma/D \geq 2$ ). Такой областью, по-видимому, является область  $E \sim 2,0 - 2,7$  ГэВ, где можно ожидать достаточным учет дибарионных состояний лишь в  ${}^3P_{0,1,2}$ -волнах<sup>/17,18/</sup>. Для других парциальных волн в данном энергетическом интервале плотность состояний будет еще недостаточно велика.

На рис. 3, 4 приведены расчеты  $\sigma_{tot}^{el}$  и  $\Delta\sigma_L$  с резонансами в  ${}^3P_{0,1,2}$ -волнах. Амплитуды  $x_{\lambda}^{\alpha}$  в (9)  $x_{\lambda}^{\alpha} = \xi_{\lambda}^{\alpha} \exp(i\phi_{\lambda}^{\alpha})$  выбирались стохастическими с  $\xi_{\lambda}^{\alpha} \leq \alpha_{\lambda}$  и  $0 \leq \phi_{\lambda}^{\alpha} \leq 2\pi$ . Максимальная "упругость"  $\alpha_{\lambda}$ , исходя из (7), бралась равной 0,05.

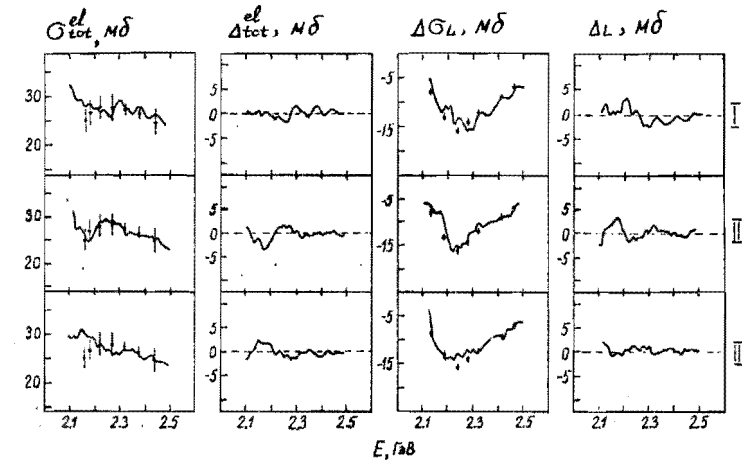
Кривые на рис. 3, 4 есть соответственно разности

$$\Delta_{tot}^{el} = \sigma_{tot}^{el} - \sigma_{tot}^{el}(\alpha_{\lambda} = 0), \quad \Delta_L = \Delta\sigma_L(\alpha_{\lambda}) - \Delta\sigma_L(\alpha_{\lambda} = 0),$$

которые иллюстрируют абсолютную величину флуктуаций. Рисунки I-III соответствуют разным наборам случайных чисел  $\{\xi_{\lambda}^{\alpha}, \phi_{\lambda}^{\alpha}\}$ .



Р и с. 3. Флуктуации сечений с резонансами в  ${}^3P_{0,1,2}$ -волнах,  $\Gamma = 50$  МэВ,  $\alpha_{\lambda} = 0,05$ ,  $D = 15$  МэВ.



Р и с. 4. Флуктуации сечений с резонансами в  ${}^3P_{0,1,2}$ -волнах.  $\Gamma = 20$  МэВ,  $\alpha_{\lambda} = 0,05$ ,  $D = 15$  МэВ.

Фоновая часть парциальных амплитуд  $R_{\alpha 0}$  была рассчитана, как и в п. 2, по формулам (3), (4) с использованием фаз, коэффициентов неупругости и параметров смешивания из плавной аппроксимации данных фазового анализа pp-рассеяния<sup>/16/</sup>.

Расчеты показывают, что флуктуации проявляются в виде небольших особенностей в сечениях на фоне сильного "потенциального" рассеяния. Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют пока сделать однозначных выводов о вкладе флуктуаций. Тем не менее уже сейчас можно констатировать следующее:

1. В принципе предположение о флуктуационной картине не противоречит эксперименту.

2. Лучше всего соответствуют имеющемуся эксперименту кривые, рассчитанные с  $\chi_{\alpha} \leq 0,05$  полной шириной дибарионных резонансов  $\Gamma \approx 20$  МэВ.

3. Флуктуационные особенности - пики в сечениях имеют примерно такую же энергетическую ширину ( $\Gamma \sim 15+20$  МэВ), как и наблюдаемые узкие пики в спектрах эффективных масс ряда реакций.

4. Для более однозначных выводов о характере флуктуаций необходимы прецизионные измерения как упругих, так и поляризационных сечений, проведенные с малым шагом по энергии.

#### 4. ФЛУКТУАЦИИ СЕЧЕНИЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ

В качестве конкретного примера рассмотрим процесс  $n p \rightarrow (pp)\pi^-$ . Экспериментально эта реакция исследовалась в работах [1], где в спектрах эффективных масс  $pp$ -системы обнаружены особенности, которые интерпретировались авторами как узкие дибарионные состояния ротационного типа. Исследуем возможность статистической интерпретации этих данных. Для этого покажем, что в сечении реакции, наряду с сечением "прямых" фоновых процессов  $d\sigma_d$ , может возникать слагаемое  $d\sigma_r$  флуктуационного типа, так что полное выражение имеет вид

$$d\sigma = d\sigma_d + d\sigma_r. \quad (10)$$

Рассмотрим вначале возбуждение изолированного резонанса. Соответствующее сечение  $d\sigma_r^{(1)}$  связано с инвариантной амплитудой  $T_{if}^{(1)}$  и фазовым объемом  $\mathcal{R}_3$  соотношением [24]:

$$\frac{d\sigma_r^{(1)}}{dM} = \sum_{\nu_i, \nu_f} \frac{M}{2J_0(s)} \int |T_{if}^{(1)}(\hat{q}, M, t_X; \nu_i, \nu_f)|^2 \mathcal{R}_3(s, M) d\hat{q} dt_X, \quad (11)$$

где  $M, \hat{q}$  - соответственно инвариантная масса и импульс относительного движения нуклонов  $pp$ -системы:  $|\hat{q}|^2 = M^2 - M_0^2$ ,  $M_0$  - масса нуклона;

$t_X$  - квадрат четырехмерного переданного импульса:  $t_X = -(p_0 - p_X)^2$   
 $s = (p_{0p} + p_{0n})^2$ ;  $p_{0p}, p_{0n}$  - начальные 4-импульсы протона и нейтрона,  
 $p_X$  - 4-импульс пиона,  $J_0(s)$  - начальный поток,  $\nu_{i,f}$  - начальные и конечные спиновые состояния ( $\nu_i = \nu_p, \nu_n$ ;  $\nu_f = \nu_1, \nu_2$ );

$$\mathcal{R}_3(s, M) = \frac{\pi}{16M^2} (\lambda(M^2, M_0^2, M_0^2) / \lambda(s, M_0^2, M_0^2))^{1/2}, \quad (12)$$

$$\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz.$$

Волновая функция внутреннего движения нестабильной промежуточной  $pp$ -системы

$$\varphi_{\hat{q}}^{(1)}(\vec{r}) = \sum \left( \frac{1}{2} \nu_1 \frac{1}{2} \nu_2 / SM \right) (SM_0 L M_L / JM) \varphi_{M(q)}^{JL(1)}(r) Y_{L M_L}^*(\hat{q}) Y_{L M_L}(\hat{r}) |\nu_1, \nu_2\rangle, \quad (13)$$

где  $\varphi_{M(q)}^{JL(1)}$  - радиальная волновая функция, имеет резонансоподобное поведение [25]:

$$\varphi_{M(q)}^{JL(1)}(r) = a^{JL(1)}(M) \cdot \tilde{\varphi}_q^{JL}(r), \quad a^{JL(1)}(M) = \frac{\delta_{JL}^{(1)}}{M_r - M - i\Gamma/2}, \quad (14)$$

а  $\tilde{\varphi}_q^{JL}(r)$  - плавная функция  $M$ ,  $M_r$  - положение резонанса.

Соотношения (13) и (14) позволяют выделить полюсную зависимость от  $M$  в  $T_{if}^{(1)}$ :

$$T_{if}^{(1)} = \sum r(J, L, \sigma) a^{JL(1)}(M) F_{JL}^{(1)}(t_X \sigma) Y_{L M_L}(\hat{q}), \quad (15)$$

где  $\sigma$  - набор квантовых чисел  $\nu_{i,f}, M_L$ ;  $r(J, L, \sigma)$  - тензор, который есть сумма произведений коэффициентов Клебша-Гордона,  $F_{JL}^{(1)}$  - матричный элемент, связывающий фурье-образ функции  $\tilde{\varphi}_q^{JL}(r)$  и амплитуду  $n p \rightarrow pp\pi^-$  - процесса -  $\hat{f}_{if}$ :

$$F_{JL}^{(1)}(t_X \sigma) = \int \frac{d\vec{x}}{(2\pi)^3} \hat{f}_{if}(\nu_i, \nu_f; \vec{x}, t_X) \tilde{\varphi}_q^{JL}(\vec{x}) Y_{L M_L}^*(\hat{x}). \quad (16)$$

Для простоты здесь будем пренебрегать зависимостью  $F_{JL}^{(1)}$  от  $M$ , как значительно более слабой в сравнении с зависимостью  $a^{JL(1)}(M)$  в (15). Область интегрирования по  $d t_X$  в (11) ограничена значениями

$$t_X^{\pm} = M_0^2 - \frac{1}{2s}(s(s-M^2) \mp \lambda^{1/2}(s, M_0^2, M_0^2) \lambda^{1/2}(s, M^2, 0))$$

и является достаточно узкой (здесь и далее, учитывая  $m_\pi^2 \ll M_0^2, M^2, s$ , полагаем  $m_\pi^2 = 0$ ). Используя теорему о среднем в (11) можно выделить резонансную зависимость от  $M$ :

$$\frac{d\sigma_r^{(1)}}{dM} = \frac{1}{4J_0(s)} |A^{JL(1)}(M)|^2 \mathcal{R}(M), \quad (17)$$

где  $\mathcal{R}(M)$  — эффективный фазовый объем:

$$\mathcal{R}(M) = \frac{\pi}{8^3} (s-M^2) \sqrt{M^2 - 4M_0^2}, \quad (18)$$

а амплитуды  $A^{JL(1)}$  определяются соотношениями:

$$A^{JL(1)}(M) = \frac{\delta_{JL}^{(1)} - B^{JL(1)}}{M_r - M - i\Gamma/2}, \quad B^{JL(1)} = \sum_{\sigma} r(J,L,\sigma) F_{JL}^{(1)}(\bar{t}_\sigma, \sigma). \quad (19)$$

В случае большого числа перекрывающихся резонансов формула (17) естественным образом обобщается:

$$\frac{d\sigma_r}{dM} = \frac{1}{4 J_0(s)} \sum_{JL} |A_r^{JL}(M)|^2 \mathcal{R}(M), \quad (20)$$

где

$$A_r^\beta = \sum_i \frac{y_i^\beta}{M_i^\beta - M - i\Gamma/2}, \quad (21)$$

$y_i^\beta$  — "парциальные" амплитуды, которые содержат информацию о процессе перезарядки, образовании и распаде дибариона. При сильном перекрывании уровней можно считать эти амплитуды стохастическими. Формулы (20), (21), полученные для конкретной реакции, имеют в то же время достаточно общий вид и могут использоваться для анализа других процессов с рождением нестабильных дибарионов. Отличие будет состоять лишь в том, что физический смысл амплитуд  $y_i^\beta$  в разных случаях будет разным и изменится поведение кинематического множителя  $\mathcal{R}(M)$ .

Используя соотношения (20), (21), можно сделать определенные предсказания, характерные для статистической теории. Рассмотрим в качестве примера одно из них — распределение сечений, причем из-за фактора  $\mathcal{R}(M)$  в (20) удобнее рассмотреть распределение отношений:

$\omega_r = (d\sigma/dM)/\mathcal{R}(M)$ . Поскольку  $y_i$  являются комплексными числами, то распределение сечений  $P(z)$ , где  $z = \omega_r/\bar{\omega}_r$ , в пределе  $\Gamma/D \gg 1$  является  $\chi^2$ -распределением с  $2n$ -степенями свободы:  $P(z) = P_n(z)$ , где  $n$  — число каналов, то есть число парциальных волн. Его выражение имеет следующий вид:

$$P_n(z) = n(nz)^{n-1}/n! \exp(-nz). \quad (22)$$

На рис. 5 приведены распределения  $P_n(z)$  для случая, когда  $n$  изменяется от 1 до 4. Гистограмма на рис. 5, проведенная сплошной линией, есть распределение  $P(z^{\text{эксп.}})$ , где  $z^{\text{эксп.}} = ((d\sigma/dM)^{\text{эксп.}} - (d\sigma/dM)^{\text{фон}})/\mathcal{R}(M)$ ,

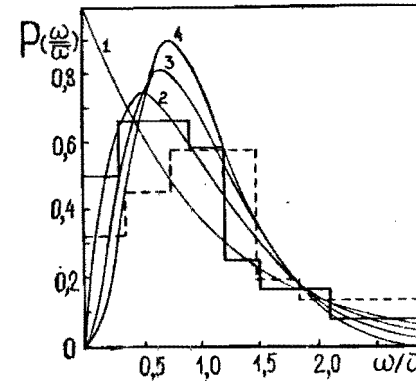


Рис. 5. Распределение  $P(z)$ ,  $z = \omega/\bar{\omega}$ . Кривые с  $n = 1, 2, 3, 4$  — соответственно  $\chi^2$ -распределение  $P_n(z)$  для  $2n$ -степеней свободы. Сплошная гистограмма —  $P(z^{\text{эксп.}})$ . Пунктир — распределение  $P(z^{\text{эксп.}})$  с  $\mathcal{R}(M) = 1$ .

сечения  $(d\sigma/dM)^{\text{эксп.}}$ ,  $(d\sigma/dM)^{\text{фон}}$  — взяты из работы [1]. Если, как и в предыдущем разделе считать, что резонансы дают вклад в  ${}^3P_{0,1,2}$ -волны, то теоретической кривой будет  $P_3(z)$ . Однако область изменения  $M$  в [1]  $M \sim 1,87 - 2,0$  ГэВ сдвинута в область меньших значений, поэтому  $n$  может оказаться меньше. Лучше всего эксперименту соответствует  $n = 2$ . Однако делать окончательные выводы преждевременно, так как статистика пока еще слишком мала. Тем не менее видно, что предположение о статистической природе дибарионных резонансов не противоречит эксперименту. Рис. 5 иллюстрирует также необходимость учета кинематического фактора  $\mathcal{R}(M)$  при расчете  $P(z)$ .

Обратим внимание на то, что в приведенном здесь примере экспериментально наблюдаемое число пиков  $\nu \sim 4$  (при  $P_0 = 1,257$  ГэВ/с) на интервале наблюдения  $\Delta E \sim 130$  МэВ дает возможность грубо оценить ширину дибарионного резонанса, если использовать известное соотношение (полученное, правда, для одноканального случая) [19]:

$$\Gamma \sim 0,55 \Delta E/\nu. \quad (23)$$

Отсюда получается значение  $\Gamma \sim 18$  МэВ, что соответствует значению  $\Gamma \lesssim 20$  МэВ, полученному при анализе флуктуаций в pp-рассеянии.

Последующие исследования в этом направлении должны включать более точные измерения распределений, корреляционных функций и других статистических характеристик спектров.



## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, проведенный анализ показал, что имеющиеся экспериментальные данные как по  $pp$ -рассеянию, так и по реакциям не противоречат идее о существовании перекрывающихся дибарионных резонансов, что приводит к флуктуационной картине соответствующих сечений. Более того, распределение сечений в реакциях перезарядки качественно подтверждает это предположение. Для дальнейших исследований представляется важным:

1. Проведение статистического анализа сечений других реакций с возбуждением дибарионов с изотопическим спином  $I = 0, 1$ , в том числе расчет корреляционных функций.

2. Исследование природы дибарионов со странностью <sup>/26/</sup>

3. Теоретическим обоснованием на кварковом уровне рассмотренной здесь идеи должно стать последовательное описание свойств двухнуклонных систем в условиях сильной связи с перекрывающимися дибарионными состояниями. Такая теория явилась бы существенным продвижением по сравнению с имеющимися феноменологическими подходами.

Авторы благодарны А. Умникову за помощь в проведении численных расчетов и многочисленные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бешлю К. и др. ОИЯИ, Д1-83-815, Дубна, 1983; Д1-85-433, Дубна, 1985.  
Троян Ю.А. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 13-85, Дубна, 1985, с. 12.
2. Азимов С.А. и др.-ЖЭТФ, Письма, 1984, т. 40, В7, с. 316; ЯФ, 1985, т. 42, В4, с. 913.
3. Веробросов В.С. и др. Препринт ИТЭФ № 273, М., 1964.
4. Ермаков К.Н. Препринт ЛИЯФ № 1089, 1985, Ленинград; № 1158, 1985, Ленинград.
5. Агакишев Г.Н. и др. ОИЯИ, I-84-103, Дубна, 1984.
6. Байрамов А.А. и др. ОИЯИ, PI-83-207, Дубна, 1983; ЯФ, 1984, т. 39, в. 1, с. 44.
7. Амелин А.И. и др.-ЖЭТФ, Письма, 1986, т. 43, в. 40, с. 455.
8. Абдинов О.Б. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 15-86, Дубна, 1986, с. 34.

9. Зелинский Р. и др. ОИЯИ, PI-83-566, Дубна, 1983.
10. Glagolev V.V. et al.-Phys.Rev.Lett., 1981, 46, 96; JINR Rapid Communication No. 5-84, 1984, 13.  
Glagolev V.V. JINR, E1-83-59, Dubna, 1983, PI-83-565, Дубна, 1983.
11. Bock B. et al. Contribution to the IIth Europhysics Conference Nuclear Physics with Electromagnetic Probes, Paris 1985.
12. Argan P.E. et al.-Phys.Rev.Lett., 1981, 46, 96.
13. Siemarczuk T. et al.-Phys.Lett., 1983, 128B, 367; 137B, 1984, 434.
14. Julion J. et al.-Phys.Lett., 1984, 142B, 340;  
Krasnov V.A. et al.-Phys.Lett., 1982, 108B, 11.
15. Tatischev B.-Phys.Lett. 1985, 154B, 107; Preprint IPNO-DRE85-14, Orsay; IPNO-DRE-85-19, Orsay.
16. Hoshizaki N.-Progr.Theor.Phys., 1978, v.60, 1796; v.61, 1979, 129.
17. Доркин С.М., Резник Б.Л., Титов А.И.-ЯФ, 1982, т. 36, в. 5(II), 1244.
18. Aerts A.T.M. et al.-Phys.Rev., 1980, D21, 2653.
19. Ericson T. Mayer-Kuckuk T.-Ann.Rev. of Nucl.Sci., 1966, v.16, 183.  
Эрикссон Т., Майер-Кукук Т.-УФН, 1967, 92, 271.
20. Lukyanov V.K., Titov A.I. - In: Proc.Int.Conf. on Extreme States in Nuclear Systems, v.2, Dresden, 1980, p.60-76.
21. Байрамов А.А. др. ОИЯИ, PI-81-589, Дубна, 1981.
22. Yokosawa A.-Phys.Rep., 1980, v.64, No.2, 47.
23. Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И.-ЯФ, 1976, т. 24, в. I, 214.
24. Бюклинг Е., Каянти К., Кинематика элементарных частиц, М., "Мир", 1975.
25. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М., Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., "Наука", 1966.
26. Шахбазян Б.А., Кечечян А.О. В кн.: Труды УП международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1-2-84-599, Дубна, 1984, с. 350.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 февраля 1987 года.

### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Бажанский И.И., Лукьянов В.К., Титов А.И. P2-87-118  
О статистической природе дибарионных резонансов

Показано, что если дибарионные резонансы перекрываются и имеют сравнительно большую ширину и плотность, то это приводит к появлению флуктуационных пиков в сечениях соответствующих процессов, где существенную роль играют нуклон-нуклонные каналы. Имеющиеся экспериментальные данные не противоречат такому представлению.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Bazhanskij I.I., Lukyanov V.K., Titov A.I. P2-87-118  
On a Statistical Nature of Dibaryon Resonances

It is shown that in the case when dibaryon resonances are overlapped and have a comparatively large width and density, there appear fluctuation peaks in the cross sections of the corresponding processes where nucleon-nucleon channels are important. The available experimental data do not contradict the above assumption.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987