

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-84-831

М.Г.Долидзе, Г.И.Лыкасов, Д.Г.Мирианашвили\*,  
М.С.Ниорадзе\*

РЕЗОНАНСНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА  
ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС ДВУХ НУКЛОНОВ,  
ОБРАЗУЮЩИХСЯ В  $p$ - $d$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

\* Институт физики высоких энергий  
Тбилисского государственного университета

1984

В последнее время в двухнуклонных системах, образующихся в  $N-N$ -соударениях и во взаимодействиях частиц с ядрами, обнаружены новые эффекты, которые могут быть интерпретированы как дибарионные резонансные состояния. Поиск таких состояний особенно интересен в связи с предсказываемыми ранее шестикварковыми мешками. Экспериментальная информация и ее теоретическая интерпретация по этому вопросу подробно приведены в ряде обзоров<sup>1-2/</sup>, поэтому мы не будем на этом останавливаться. Отметим только, что резонансные пики в сечениях или спектрах эффективных масс двух барионов не всегда можно отождествить с проявлением дибарионных резонансов<sup>1,2/</sup>.

Совсем недавно в спектрах эффективных масс двух нуклонов  $m_{NN}$ , образующихся в  $h-A$ -соударениях, были обнаружены резонансно-подобные особенности при  $m_{NN} = 2,02 \pm 2,04$  и  $m_{NN} = 2,14 \pm 2,16$  /ГэВ/с<sup>2</sup>/ с ширинами  $\Gamma_1 = 30 \pm 50$  и  $\Gamma_2 = 60 \pm 80$  МэВ/с<sup>2</sup> соответственно<sup>3,4/</sup>. Возникает вопрос, можно ли эти пики интерпретировать как дибарионные резонансы. Например, в реакциях типа  $hA \rightarrow NNX$  внутри ядра могут образовываться медленные  $\pi$ -мезоны и поглощаться на паре квазисвязанных внутриядерных нуклонов [NN], т.е. могут происходить процессы типа  $\pi[NN] \rightarrow NN$ . А сечение подобной реакции, например,  $\pi^+d \rightarrow pp$ , имеет максимумы при вышеуказанных значениях  $m_{pp}$ <sup>5/</sup>. Возможны и другие процессы, дающие вклад в обсуждаемые пики.

В настоящей работе на примере простейшей реакции  $pd \rightarrow ppp$ , где также наблюдались резонансно-подобные нерегулярности в  $m_{NN}$ -спектре двух нуклонов<sup>6-8/</sup>, подробно анализируется вклад механизма однопионного обмена и других возможных диаграмм в рассматриваемый спектр.

На рис.1-3 представлены диаграммы, в целом дающие основной вклад в исследуемый спектр. Диаграммы рис.1 - однопионный обмен, рис.2 - однократные  $p$ - $d$  и  $p$ - $p$  рассеяния, рис.3 - треугольные диаграммы с однопионным обменом. Заметим, что диаграммы рис.3 /а,б/ можно свести к диаграммам рис.1, если представить вершины  $\Gamma_1, \Gamma_2$  в виде диаграмм однопионного обмена. Но, как будет показано ниже, диаграммы рис.1 дают вклад в  $m_{NN}$ -спектр при  $m_{NN} > 2$  ГэВ. Поэтому при  $m_{NN} \leq 2$  ГэВ учитывались диаграммы рис.2 и 3, а при  $m_{NN} > 2$  ГэВ суммировались диаграммы рис.1 и 2.

Для определенности рассмотрим вклад подобных диаграмм в спектр эффективных масс двух протонов. В такой  $m_{pp}$ -спектр основной вклад, как показали расчеты, дают диаграммы рис.1 а, 2а и 3а.

Распределение по квадрату эффективной массы двух протонов  $s_2 = m_{pp}^2$ , образующихся в реакции  $pd \rightarrow ppp$ , запишется в следующем виде:

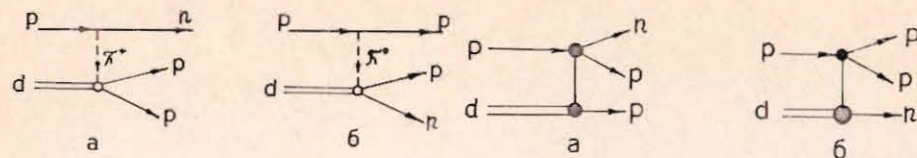


Рис.1. Диаграммы однопионного обмена в реакции  $pd \rightarrow ppp$ .

Рис.2. Диаграммы однократного  $NN$ -рассеяния.

$$\frac{d\sigma}{ds_2} = \frac{1}{4M_d |p_0| (2\pi)^5} \int \frac{d^3 p_1 d^3 p_{23}}{2E_1 2E_{23}} \delta^{(4)}(p_0 + p_d - p_1 - p_{23}) \int \frac{d^3 p_2 d^3 p_3}{2E_2 2E_3} \delta^{(4)}(p_2 + p_3 - p_{23}) |F_d|^2. \quad /1/$$

Здесь введены следующие обозначения:  $M_d$  - масса дейтрона;  $p_0, p_d, p_1, p_2, p_3$  - четырехимпульсы начальных протона, дейтрона и конечных нейтрона, двух протонов соответственно;  $\vec{p}_0, \vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3$  - их трехимпульсы в л.с.;  $E_1, E_2, E_3$  - энергии конечных нуклонов в л.с.;  $p_{23}, E_{23}$  - трехимпульс и энергия двух конечных протонов соответственно;  $F_d$  - амплитуда исследуемой реакции.

Проанализируем отдельно вклады диаграмм, изображенных на рис.1-3, в обсуждаемый  $m_{NN}$ -спектр.

Для диаграмм однопионного обмена рис.1а,б после стандартных вычислений имеем:

$$|f_d^{(1)}|^2 = \frac{g^2 t G_1(t)}{(t + \mu^2)^2} |f_{\pi d \rightarrow NN}^{off.}|^2; \quad /2/$$

где  $g^2/4\pi = 14,7$ ,  $t = (p_0 - p_1)^2$ ,  $\mu$  - масса реального  $\pi$ -мезона,  $G_1(t)$  - формфактор, учитывающий немассовость промежуточного  $\pi$ -мезона,  $f_{\pi d \rightarrow NN}^{off.}$  - амплитуда процесса поглощения виртуального  $\pi$ -мезона дейтоном,  $f_d^{(1)}$  - матричный элемент, соответствующий диаграмме рис.1а или 1б.

Чтобы перейти в выражении /2/ к амплитуде  $\pi d \rightarrow NN$  с реальным  $\pi$ -мезоном, воспользуемся результатами работ<sup>9,10/</sup> и представим  $f_{\pi d \rightarrow NN}^{off.}$  в факторизованном виде:  $f_{\pi d \rightarrow NN}^{off.} = G_2(q', q) f_{\pi d \rightarrow NN}^{on.}$ , где  $f_{\pi d \rightarrow NN}^{on.}$  - амплитуда процесса поглощения реального  $\pi$ -мезона дейтоном, формфактор  $G_2$  можно выбрать в виде, предложенном в<sup>9/</sup>,  $q', q$  - импульсы промежуточного  $\pi$ -мезона виртуального и реального соответственно.

Для вклада диаграммы однопионного обмена рис.1 в  $m_{pp}$ -спектр, подставляя /2/ в выражение /1/ с учетом вышесказанного, после простых преобразований получаем следующее выражение:

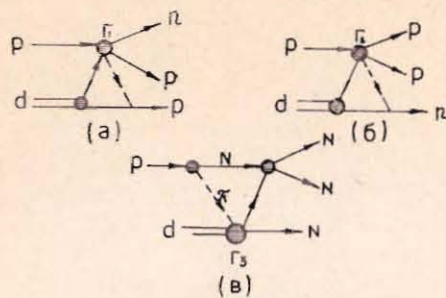


Рис.3. Треугольные диаграммы с однопионным обменом. Вершина  $\Gamma_1$  - амплитуды процессов:  $pp \rightarrow \pi^+ pn$ ,  $pn \rightarrow \pi^0 pn$ ,  $\Gamma_2$  - амплитуды реакций:  $pp \rightarrow \pi^0 pp$ ,  $pn \rightarrow \pi^- pp$ .

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{dm_{pp}} = \frac{g^2 m_{pp}^2 p_2^*}{16 \pi^2 M_d^2 p_0^2} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \frac{\sigma_{\pi^+ d \rightarrow pp}(E_{\pi}(t, m_{pp}))}{(t + \mu^2)^2} \times t G_1(t) G_2(q', q) dt, \quad /3/$$

где  $p_2^* = \sqrt{\frac{m_{pp}^2}{4} - m^2}$  - импульс одного из пары конечных протонов

в их с.ц.м.,  $\sigma_{\pi^+ d \rightarrow pp}(E_{\pi}(t, m_{pp}))$  - сечение реального процесса  $\pi^+ d \rightarrow pp$ , зависящее от энергии  $\pi$ -мезона, которая зависит от передачи  $t$  в верхней вершине диаграммы рис.1а и эффективной массы  $m_{pp}$  двух конечных протонов.

Для качественного анализа выражения /3/ приближенно можно вынести сечение  $\sigma_{\pi^+ d \rightarrow pp}$  из-под знака интеграла при  $t = t_{\min}$  из-за резкого спада остальных множителей в подынтегральном выражении /3/ с ростом  $t$ . Тогда приближенно имеем:

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{dm_{pp}} = \frac{g^2 m_{pp}^2 p_2^*}{16 \pi^2 M_d^2 p_0^2} \sigma_{\pi^+ d \rightarrow pp}(E_{\pi}(t_{\min}, m_{pp})) I, \quad /4/$$

где

$$I = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \frac{t G_1(t) G_2(q', q) dt}{(t + \mu^2)^2}.$$

Как известно, поведение сечения процесса  $\pi^+ d \rightarrow pp$  в зависимости от полной энергии  $\pi^+$ -мезона  $E_{\pi}$  или эффективной массы двух протонов  $m_{pp}$  имеет резко выраженный резонансно-подобный вид, наблюдавшийся в экспериментах при  $E_{\pi} \approx 0,28$  ГэВ или  $m_{pp} \approx 2,16$  ГэВ<sup>/5/</sup>. Такое поведение обусловлено тем, что процесс при указанной энергии  $\pi$ -мезона идет, в основном, через образование  $\Delta^{++}$  в промежуточном состоянии<sup>/5,11/</sup>. При  $E_{\pi} \approx 0,14$  ГэВ, что соответствует кинетической энергии  $\pi$ -мезона несколько МэВ, или  $m_{pp} \approx 2,02$  ГэВ, в сечении  $\sigma_{\pi^+ d \rightarrow pp}$  теоретически предсказывался

узкий пик шириной в несколько МэВ<sup>/5,12/</sup>, обусловленный законом  $1/v$ , где  $v$  - скорость  $\pi$ -мезона, и кулоновским отталкиванием при  $v \rightarrow 0$ .

Из-за такого поведения  $\sigma_{\pi^+ d \rightarrow pp}$ , как видно из выражения /4/, вклад диаграммы рис.1а  $d\sigma^{(1)}/dm_{pp}$  в  $m_{pp}$ -спектр реакции  $pd \rightarrow ppp$  тоже должен иметь резонансно-подобные пики. Вычисления этого вклада по более точной формуле /3/ показали, что первый из пиков в  $d\sigma^{(1)}/dm_{pp}$  при  $m_{pp} \approx 2,02$  ГэВ - более широкий, чем указанный выше, а ширина второго - примерно такая же, как и в сечении процесса  $\pi^+ d \rightarrow pp$  при  $m_{pp} = 2,16$  ГэВ. Формфакторы  $G_1(t)$ ,  $G_2(q', q)$ , учитывающие немассовость промежуточного  $\pi$ -мезона, были взяты из<sup>/9,10/</sup>.

Диаграмма рис.1б будет давать аналогичный резонансно-подобный вклад в спектр эффективных масс нейтрона и протона. В  $m_{pp}$ -спектр двух протонов, как показали расчеты, ее вклад пренебрежимо мал по сравнению с диаграммой рис.1а. Последнее особенно очевидно, если конечный нейтрон - самый энергичный из всех трех конечных нуклонов. Только в этом случае экспериментально наблюдается резонансно-подобная форма спектра эффективных масс двух протонов<sup>/3/</sup>. Заметим, что учет диаграмм обмена векторными мезонами качественно результаты не изменит. А корректно учесть их количественно - довольно сложная проблема.

Рассмотрим теперь вклад однократных N-N-соударений /рис.2/ в исследуемый спектр. Амплитуду, соответствующую диаграмме рис.2а, можно записать в следующем виде:

$$\mathcal{F}_d^{(2)} = A f_{pn}(t) \Phi_0(p_3), \quad /5/$$

где  $A = \sqrt{2M_d(2\pi)^3}$  - нормировочный множитель<sup>/14/</sup>,  $f_{pn}(t)$  - амплитуда p-n-перезарядки.

Выражение /5/ для  $\mathcal{F}_d^{(2)}$  написано для случая, когда нейтрон в реакции  $pd \rightarrow ppp$  - самый энергичный. Вклад  $d\sigma^{(2)}/dm_{pp}$ , соответствующий диаграмме рис.2а, в полный спектр исследуемой реакции после подстановки /5/ в выражение /1/ и простых преобразований будет иметь следующий вид:

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{dm_{pp}} = m_{pp} m^2 \int \frac{d\sigma_{pn}^c}{dt} |\Phi_0(p_3)|^2 \frac{p_3 d\Omega_3 dt}{E_2 E_{23}}, \quad /6/$$

где  $\frac{d\sigma_{pn}^c}{dt}$  - дифференциальное сечение p-n-перезарядки,  $\Omega_3$  - телесный угол протона в нижней вершине диаграммы рис.2а.

Аналогичное выражение будет и для вклада  $d\sigma^{(2)}/dm_{pp}$  диаграммы рис.2б в спектр эффективных масс протона и нейтрона с соответствующей заменой нейтрона на протон /см. рис.2б/. Вклад диаграммы рис.2б в  $m_{pp}$ -спектр двух протонов, поскольку конечный нейтрон - самый быстрый, подавлен по сравнению с диаграммой рис.2а, поэтому им можно пренебречь<sup>/14/</sup>.

Треугольные диаграммы, изображенные на рис.3, дают вклад в спектр эффективных масс двух протонов  $m_{pp}$  исследуемой реакции во всем интервале  $m_{pp}$ . Однако, как упоминалось выше, они учитываются диаграммами однопионного обмена рис.1. Для удобства расчета мы разделим вклады диаграмм рис.1 и 3, т.е., при  $m_{pp} < 2,02$  ГэВ учитываем вклад треугольных диаграмм рис.3, а при  $m_{pp} > 2,02$  ГэВ - вклад диаграмм рис.1. Анализ треугольных диаграмм рис.3 проводился ранее <sup>/14/</sup>, поэтому мы не будем на этом останавливаться подробно. Амплитуда, соответствующая диаграмме рис.3а, будет иметь следующий вид:

$$f_d^{(3)} = \frac{ig F_\pi \sqrt{M_d}}{2\sqrt{2} m p_3} I_1 (f_{pp \rightarrow np \pi^+} + f_{pn \rightarrow pn \pi^0}), \quad /7/$$

где  $F_\pi$  - формфактор, обусловленный немассовостью  $\pi$ -мезона,  $M_d$  - масса дейтона,  $f_{NN \rightarrow NN \pi}$  - амплитуды процессов  $pp \rightarrow np \pi^+$ ,  $pn \rightarrow pn \pi^0$ ,

$$I_1 = \int_0^\infty e^{iax} \Phi_0(x) dx,$$

$\Phi_0$  - волновая функция основного состояния дейтона,

$$a = (E_N(p_3) - E_\pi(p_3) - m) \frac{E_\pi(p_3)}{p_3}.$$

Подставляя /7/ в выражение /1/, после простых преобразований получаем следующее выражение для вклада треугольной диаграммы  $d\sigma^{(3)}/dm_{pp}$  в исследуемый спектр:

$$\frac{d\sigma^{(3)}}{dm_{pp}} = \frac{g^2 m_{pp} |F_\pi|^2}{16m} |I_1|^2 \int \frac{E(q)}{E_2(E_2 + E_3) |p_3|^2} * \left\{ \frac{d\sigma_{pp \rightarrow np \pi^+}}{dT_2 d\Omega_2 d\Omega_1} + 2\sqrt{\frac{d\sigma_{pp \rightarrow np \pi^+}}{dT_2 d\Omega_2 d\Omega_1} \frac{d\sigma_{pn \rightarrow pn \pi^0}}{dT_2 d\Omega_2 d\Omega_1}} + \frac{d\sigma_{pn \rightarrow pn \pi^0}}{dT_2 d\Omega_2 d\Omega_1} \right\} d\Omega_1 d\Omega_2, \quad /8/$$

где  $d\sigma_{NN \rightarrow NN \pi}/dT_2 d\Omega_2 d\Omega_1$  - дифференциальные сечения реакции  $pp \rightarrow np \pi^+$ ,  $pn \rightarrow pn \pi^0$ . При вычислении /8/ спектры  $d\sigma_{NN \rightarrow NN \pi}/dT_2 d\Omega_2 d\Omega_1$  рассчитывались по модели одномезонного реджизованного обмена <sup>/15/</sup>.

Расчеты показали, что вклад диаграммы рис.3б в  $m_{pp}$ -спектр обсуждаемой реакции мал, т.к. конечный нейтрон - быстрый, и он, в основном, образуется в верхней вершине, а не в нижней /см. рис.3а-б/. Вклад диаграммы рис.3в тоже мал, т.к. эта диаграмма - второй порядок по сравнению с диаграммой рис.1а или 1б. Поскольку конечный нейтрон - быстрый, то он с наибольшей вероятностью образуется сразу при столкновении начального протона с нуклоном дейтона /см. рис.1а/, чем во вторичном процессе

$\pi d \rightarrow NN$  или после перерассеяния  $NN \rightarrow NN$  /см. рис.3в/. Подробно диаграммы рис.3 /б-в/ анализируются в <sup>/14/</sup>, где показан их пренебрежимо малый вклад в спектр протонов, вылетающих в заднюю полусферу в реакции  $pd \rightarrow ppp$ . Поскольку здесь мы исследуем  $m_{pp}$ -спектр этой реакции в той же кинематической области, что и в работе <sup>/14/</sup>, то диаграммами рис.3/б-в/ пренебрегаем.

Заметим, что перерассеяние начального протона после однократной  $p$ - $p$  перезарядки /см. рис.2а/ на протоне дейтона тоже даст малый вклад в  $m_{pp}$ -спектр исследуемой реакции/подробно об этом изложено в <sup>/14/</sup>/. Этим малым вкладом тоже пренебрегаем.

Окончательно выражение для  $m_{pp}$ -спектра исследуемой реакции  $pd \rightarrow ppp$ , суммируя диаграммы рис.1-3 с учетом вышесказанного, можно записать в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{dm_{pp}} = \frac{d\sigma^{(1)}}{dm_{pp}} + \frac{d\sigma^{(2)}}{dm_{pp}} + \frac{d\sigma^{(3)}}{dm_{pp}} + \frac{d\sigma^{(inter.)}}{dm_{pp}}, \quad /9/$$

где  $d\sigma^{(inter.)}/dm_{pp}$  - вклад интерференции диаграмм рис.1а, 2а, 3а, процедура его вычисления приведена в приложении.

В спектр эффективных масс протона и нейтрона, образующихся в реакции  $pd \rightarrow ppp$ , основной вклад будут давать диаграммы рис.1б, 2б, 3б.

На рис.4 приведены результаты расчета, соответствующие вкладам диаграмм рис.1а, 2а, 3а и полному спектру  $d\sigma/dm_{pp}$ , рассчитанному по формулам /1/ ÷ /9/. Из рис.4 видно неплохое согласие расчетной кривой, описывающей суммарный  $m_{pp}$ -спектр с экспериментальными данными <sup>/3/</sup>. Кроме того, из этого рисунка видно, что характер спектра, в основном, определяется диаграммой однопионного обмена рис.1а. Остальные диаграммы лишь количественно изменяют значения резонансно-подобной кривой спектра, описываемого диаграммой рис.1а.

Таким образом, экспериментально наблюдаемый резонансно-подобный вид спектра эффективных масс двух протонов, образующихся в реакции  $pd \rightarrow ppp$  <sup>/3/</sup> при  $m_{pp} \approx 2,02$  ГэВ и  $m_{pp} \approx 2,16$  ГэВ, обусловлен, в основном, ядерными эффектами, а точнее, поглощением виртуального  $\pi$ -мезона дейтоном. То же самое относится и к спектру эффективных масс протона и нейтрона в этой же реакции, где тоже наблюдались нерегулярности приблизительно при тех же значениях эффективной протон-нейтронной массы  $m_{pn}$  <sup>/6,7/</sup>. При этом основной вклад в  $m_{pn}$ -спектр будет давать диаграмма рис.1б с обменом  $\pi^0$ -мезоном. Пик при  $m_{pn} \approx 2,16$  ГэВ в этом спектре, так же как и в рассмотренном выше случае, определяется пиком в сечении процесса  $\pi^0 d \rightarrow pn$ , обусловленным  $\Delta$ -изобарой в промежуточном состоянии. А пик при  $m_{pn} \approx 2,02$  ГэВ обусловлен сильным поглощением очень медленного  $\pi^0$ -мезона дейтоном и убыванием фазового объема всей реакции  $pd \rightarrow ppp$  при  $m_{pn} \rightarrow 2m$ . Последнее наглядно видно из выражения /3/, в котором в случае  $m_{pn}$ -спектра про-

Треугольные диаграммы, изображенные на рис.3, дают вклад в спектр эффективных масс двух протонов  $m_{pp}$  исследуемой реакции во всем интервале  $m_{pp}$ . Однако, как упоминалось выше, они учитываются диаграммами однопионного обмена рис.1. Для удобства расчета мы разделим вклады диаграмм рис.1 и 3, т.е., при  $m_{pp} < 2,02$  ГэВ учитываем вклады треугольных диаграмм рис.3, а при  $m_{pp} > 2,02$  ГэВ - вклады диаграмм рис.1. Анализ треугольных диаграмм рис.3 проводился ранее <sup>14/</sup>, поэтому мы не будем на этом останавливаться подробно. Амплитуда, соответствующая диаграмме рис.3а, будет иметь следующий вид:

$$f_d^{(3)} = \frac{ig F_\pi \sqrt{M_d}}{2\sqrt{2} m_p} I_1 (f_{pp \rightarrow np \pi^+} + f_{pn \rightarrow pn \pi^0}), \quad /7/$$

где  $F_\pi$  - формфактор, обусловленный немассовостью  $\pi$ -мезона,  $M_d$  - масса дейтона,  $f_{NN \rightarrow NN \pi}$  - амплитуды процессов  $pp \rightarrow np \pi^+$ ,  $pn \rightarrow pn \pi^0$ ,

$$I_1 = \int_0^\infty e^{iax} \Phi_0(x) dx,$$

$\Phi_0$  - волновая функция основного состояния дейтона,

$$a = (E_N(p_3) - E_\pi(p_3) - m) \frac{E_\pi(p_3)}{p_3}.$$

Подставляя /7/ в выражение /1/, после простых преобразований получаем следующее выражение для вклада треугольной диаграммы  $d\sigma^{(3)}/dm_{pp}$  в исследуемый спектр:

$$\frac{d\sigma^{(3)}}{dm_{pp}} = \frac{g^2 m_{pp} |F_\pi|^2}{16m} |I_1|^2 \int \frac{E(q)}{E_2(E_2 + E_3) |p_3^*|^2} * \left\{ \frac{d\sigma_{pp \rightarrow np \pi^+}}{dT_2 d\Omega_2 d\Omega_1} + 2\sqrt{\frac{d\sigma_{pp \rightarrow np \pi^+}}{dT_2 d\Omega_2 d\Omega_1} \frac{d\sigma_{pn \rightarrow pn \pi^0}}{dT_2 d\Omega_2 d\Omega_1}} + \frac{d\sigma_{pn \rightarrow pn \pi^0}}{dT_2 d\Omega_2 d\Omega_1} \right\} d\Omega_1 d\Omega_2, \quad /8/$$

где  $d\sigma_{NN \rightarrow NN \pi}/dT_2 d\Omega_2 d\Omega_1$  - дифференциальные сечения реакции  $pp \rightarrow np \pi^+$ ,  $pn \rightarrow pn \pi^0$ . При вычислении /8/ спектры  $d\sigma_{NN \rightarrow NN \pi}/dT_2 d\Omega_2 d\Omega_1$  рассчитывались по модели одномезонного реджизованного обмена <sup>15/</sup>.

Расчеты показали, что вклад диаграммы рис.3б в  $m_{pp}$ -спектр обсуждаемой реакции мал, т.к. конечный нейтрон - быстрый, и он, в основном, образуется в верхней вершине, а не в нижней /см. рис.3а-б/. Вклад диаграммы рис.3в тоже мал, т.к. эта диаграмма - второй порядок по сравнению с диаграммой рис.1а или 1б. Поскольку конечный нейтрон - быстрый, то он с наибольшей вероятностью образуется сразу при столкновении начального протона с нуклоном дейтона /см. рис.1а/, чем во вторичном процессе

$\pi d \rightarrow NN$  или после перерассеяния  $NN \rightarrow NN$  /см. рис.3в/. Подробно диаграммы рис.3 /б-в/ анализируются в <sup>14/</sup>, где показан их пренебрежимо малый вклад в спектр протонов, вылетающих в заднюю полусферу в реакции  $pd \rightarrow ppp$ . Поскольку здесь мы исследуем  $m_{pp}$ -спектр этой реакции в той же кинематической области, что и в работе <sup>14/</sup>, то диаграммами рис.3/б-в/ пренебрегаем.

Заметим, что перерассеяние начального протона после однократной  $p$ - $n$  перезарядки /см. рис.2а/ на протоне дейтона тоже даст малый вклад в  $m_{pp}$ -спектр исследуемой реакции /подробно об этом изложено в <sup>14/</sup>/. Этим малым вкладом тоже пренебрегаем.

Окончательно выражение для  $m_{pp}$ -спектра исследуемой реакции  $pd \rightarrow ppp$ , суммируя диаграммы рис.1-3 с учетом вышесказанного, можно записать в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{dm_{pp}} = \frac{d\sigma^{(1)}}{dm_{pp}} + \frac{d\sigma^{(2)}}{dm_{pp}} + \frac{d\sigma^{(3)}}{dm_{pp}} + \frac{d\sigma^{(inter.)}}{dm_{pp}}, \quad /9/$$

где  $d\sigma^{(inter.)}/dm_{pp}$  - вклад интерференции диаграмм рис.1а, 2а, 3а, процедура его вычисления приведена в приложении.

В спектр эффективных масс протона и нейтрона, образующихся в реакции  $pd \rightarrow ppp$ , основной вклад будут давать диаграммы рис.1б, 2б, 3б.

На рис.4 приведены результаты расчета, соответствующие вкладам диаграмм рис.1а, 2а, 3а и полному спектру  $d\sigma/dm_{pp}$ , рассчитанному по формулам /1/ ÷ /9/. Из рис.4 видно неплохое согласие расчетной кривой, описывающей суммарный  $m_{pp}$ -спектр с экспериментальными данными <sup>3/</sup>. Кроме того, из этого рисунка видно, что характер спектра, в основном, определяется диаграммой однопионного обмена рис.1а. Остальные диаграммы лишь количественно изменяют значения резонансно-подобной кривой спектра, описываемого диаграммой рис.1а.

Таким образом, экспериментально наблюдаемый резонансно-подобный вид спектра эффективных масс двух протонов, образующихся в реакции  $pd \rightarrow ppp$  <sup>3/</sup> при  $m_{pp} = 2,02$  ГэВ и  $m_{pp} \approx 2,16$  ГэВ, обусловлен, в основном, ядерными эффектами, а точнее, поглощением виртуального  $\pi$ -мезона дейтоном. То же самое относится и к спектру эффективных масс протона и нейтрона в этой же реакции, где тоже наблюдались нерегулярности приблизительно при тех же значениях эффективной протон-нейтронной массы  $m_{pn}$  <sup>6,7/</sup>. При этом основной вклад в  $m_{pn}$ -спектр будет давать диаграмма рис.1б с обменом  $\pi^0$ -мезоном. Пик при  $m_{pn} \approx 2,16$  ГэВ в этом спектре, так же как и в рассмотренном выше случае, определяется пиком в сечении процесса  $\pi^0 d \rightarrow pn$ , обусловленным  $\Delta$ -изобарой в промежуточном состоянии. А пик при  $m_{pp} \approx 2,02$  ГэВ обусловлен сильным поглощением очень медленного  $\pi^0$ -мезона дейтоном и убыванием фазового объема всей реакции  $pd \rightarrow ppp$  при  $m_{pn} \rightarrow 2m$ . Последнее наглядно видно из выражения /3/, в котором в случае  $m_{pn}$ -спектра про-

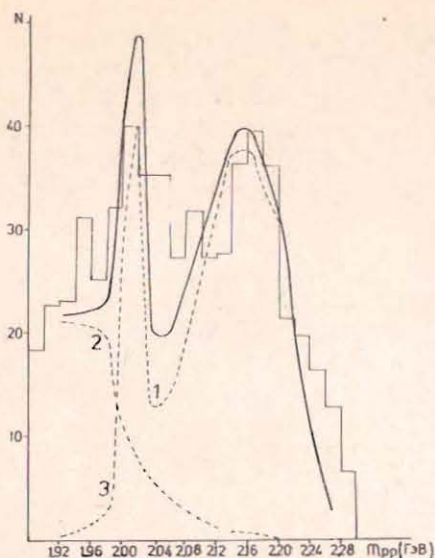


Рис.4. Спектр эффективных масс  $m_{pp}$  двух протонов, образованных в реакции  $pd \rightarrow ppp$  /в числе событий  $N$ /. Сплошная кривая - результаты расчета с учетом всех диаграмм рис.1-3. Штриховые кривые: 1 - вклад диаграммы рис.1а, 2 - вклад диаграммы рис.2а, 3 - вклад диаграммы рис.3а вместе с интерференцией диаграмм рис.2а и 3а, экспериментальные данные при  $P_0 = 1,66$  ГэВ/с<sup>1/3</sup>.

тон заменится на нейтрон, а вместо сечения  $\sigma_{\pi^+d \rightarrow pp}$  войдет сечение  $\sigma_{\pi^0d \rightarrow pn}$  процесса  $\pi^0d \rightarrow pn$ .

Аналогичным вышеописанному может оказаться поведение и  $pn$ -спектра в более сложной реакции  $pd \rightarrow \pi^+ppn$ , которое экспериментально наблюдалось<sup>18/</sup>. Теоретически наиболее удобно рассчитывать спектр двух протонов в реакции  $pd \rightarrow ppp$ , поскольку хорошо известно поведение сечения  $\sigma_{\pi^+d \rightarrow pp}$  процесса  $\pi^+d \rightarrow pp$ , значения которого экспериментально определены в широкой области энергий  $\pi$ -мезона. В настоящей работе количественные расчеты проведены именно для указанного случая.

Из выражений /3/, /4/ видно, что вклад диаграмм однопионного обмена типа рис.1 в спектр эффективных масс двух нуклонов, образующихся в  $N$ - $d$ -взаимодействии, падает с ростом энергии начальных нуклонов  $E_0$  как  $1/E_0^2$ . Поэтому представляется интересным экспериментальное изучение  $m_{NN}$ -спектров в адрон-дейтонных реакциях при высоких энергиях начальных адронов. Экспериментальное обнаружение резонансно-подобного характера таких спектров при энергиях начальных адронов, значительно превышающих рассмотренные  $E_0 > 2 \div 3$  /ГэВ/, где вклад обсуждаемого выше механизма сильно подавлен, могло бы пролить свет на новое физическое явление - существование дибарионных резонансов<sup>1,2/</sup>.

Во взаимодействии адронов с другими ядрами, особенно со средними и тяжелыми, механизм поглощения виртуального  $\pi$ -мезона парой внутриядерных нуклонов может дать вклад в спектр эффективных масс двух конечных нуклонов и при высоких энергиях, поскольку медленный  $\pi$ -мезон может образовываться в  $h$ - $N$ -столкновениях

внутри ядра. Поэтому наиболее чистыми с точки зрения обнаружения дибарионных резонансов, по нашему мнению, могут быть эксперименты, исследующие спектры эффективных масс двух нуклонов, образующихся при столкновении адронов с легкими и легчайшими ядрами.

Нетрудно показать, что при поглощении  $\pi$ -мезона слабосвязанной системой двух нуклонов, например, дейтоном  $\pi d \rightarrow NN$ , импульс конечного нуклона  $P_2^*$  в с.ц.м. следующим образом связан с энергией  $\pi$ -мезона  $E_\pi$  в л.с.:  $p_2^* = \sqrt{E_\pi m + \mu^2/4}$ . Откуда видно, что в рассматриваемом выше интервале  $m_{NN} p_2^* \geq 0,35$  ГэВ/с. Заметим, что экспериментально нерегулярности в  $m_{NN}$ -спектре в  $h$ - $A$ -реакциях наблюдались только в том случае, когда величина импульсов самых медленных нуклонов превышала  $0,2 \div 0,3$  ГэВ/с<sup>3,4/</sup>. Последнее подтверждает наш вывод о том, что поглощение  $\pi$ -мезона парой внутриядерных нуклонов может эмиттировать резонансно-подобные пики в спектре эффективных масс двух нуклонов, образующихся в  $h$ - $A$ -реакциях, при  $m_{NN} = 2,02$  и  $m_{NN} = 2,16$  ГэВ.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.В.Глаголеву, Л.И.Липидусу за полезные обсуждения, а также И.Урбану за оказанную им помощь.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

При вычислении интерференции диаграмм рис.1а и 2а предполагалось, что амплитуда процесса  $\pi^+d \rightarrow pp$  - чисто мнимая величина, а амплитуда  $p$ - $n$ -перезарядки выбиралась, как и в работе<sup>14/</sup>, в следующем виде:

$$f_{pn}(t) = \text{Im} f_{pn}(0) (i + \alpha) e^{at/2},$$

где  $\alpha = \text{Re} f_{pn}(0) / \text{Im} f_{pn}(0)$ .

Такой выбор амплитуды  $f_{pn}(t)$  вполне оправдан тем, что малые передачи  $t = (p_0 - p_1)^2$ , где  $p_1$  - четырехимпульс конечного нейтрона /см. рис.2а/, дают основной вклад в исследуемый  $m_{pp}$ -спектр.

Тогда вклад интерференции диаграмм рис.1а, 2а представится в простом виде:

$$\frac{d\sigma(\text{inter. } 1, 2)}{dm_{pp}} = 2\alpha \sqrt{\frac{d\sigma^{(1)}}{dm_{pp}}} \sqrt{\frac{d\sigma^{(2)}}{dm_{pp}}}.$$

Вклад интерференции диаграмм рис.1а, 3а вычислялся точно так же, как и в ранней работе<sup>14/</sup>, где подробно приведены все вклады.

ЛИТЕРАТУРА

1. Макаров М.М. УФН, 1982, т. 136, №2, с. 185.  
Труды симпозиума "Нуклон-нуклонные и пион-нуклонные взаимодействия при промежуточных энергиях", ЛИЯФ, Л., 1982, с. 5; ЭЧАЯ, 1984, т. 15, №5, с. 491.
2. Симонов Ю.А. УФН, 1982, т. 136, №2, с. 215.
3. Глаголев В.В. и др. ЯФ, 1984, т. 40, №2, с. 482; ОИЯИ, P1-83-566, Дубна, 1983. Краткие сообщения ОИЯИ, 5-84, Дубна, 1984.
4. Agakishiev N.N. et al. JINR, E1-84-492, Dubna, 1984.
5. Richard-Serre C. et al. Nucl. Phys., 1970, v. B20, p. 413.
6. Aladashvili B.S. et al. Nucl. Phys., 1976, vol. A274, p. 486.
7. Siemiarczuk T., Stepaniak J., Zielinski P. Phys. Lett., 1983, vol. 128B, No 5, p. 367.
8. Siemiarczuk T., Zielinski Z. Preprint GSI-84-7, Darmstadt, 1984.
9. Landau R.H., Thomas A.W. Nucl. Phys., 1978, vol. A302, p. 461.
10. Thomas A.W. Nucl. Phys., 1976, vol. A258, p. 417.
11. Brack M. et al. Nucl. Phys., 1977, vol. A287, p. 425.
12. Gell-Mann M., Watson K. Ann. Rev. Nucl. Science 1954, vol. 4, p. 219.
13. Barry George W. W. Ann. Phys., 1972, vol. 73, No 2, p. 482.
14. Амелин Н.С., Лыкасов Г.И. ЯФ, 1978, т. 28, №5, с. 1258.
15. Пономарев Л.А. ЭЧАЯ, 1976, т. 7, вып. 1, с. 186.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 декабря 1984 года.

Долидзе М.Г. и др.

P2-84-831

Резонансные особенности спектра эффективных масс двух нуклонов, образующихся в  $p-d$ -взаимодействии

Анализируется спектр эффективных масс  $m_{NN}$  двух нуклонов, образующихся в реакции  $pd \rightarrow pnp$ . Показано, что вследствие механизма однопионного обмена, т.е. образования промежуточного виртуального  $\pi$ -мезона и его поглощения дейтоном, в этом спектре могут возникать резонансно-подобные пики при  $m_{NN} = 2,02$  /ГэВ/ и  $m_{NN} = 2,16$  /ГэВ/. Полученные результаты теоретических расчетов не противоречат имеющимся экспериментальным данным.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С. Виноградовой

Dolidze M.G. et al.

P2-84-831

Resonance Singularities of the Spectrum of Effective Masses of Two Nucleons Produced in the  $p-d$ -Interaction

The spectrum of effective masses  $m_{NN}$  of two nucleons produced in the  $pd \rightarrow pnp$  reaction is analysed. It is shown that resonance maxima at  $m_{NN} = 2.02$  (GeV) and  $m_{NN} = 2.16$  (GeV) can appear in this spectrum due to the one pion exchange mechanism, that is the production of the intermediate virtual  $\pi$ -meson and its absorption on deuteron. The obtained results of theoretical calculations do not contradict the experimental data available.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984