

# $a_0^0(980) - f_0(980)$ -смешивание и спиновая асимметрия в реакции $\pi^- p \rightarrow \eta\pi^0 n$

Н. Н. Ачасов<sup>1)</sup>, Г. Н. Шестаков

Лаборатория теоретической физики, Институт математики им. С.Л. Соболева, 630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 5 мая 2004 г.

Различие масс  $K^+$ - и  $K^0$ -мезонов индуцирует смешивание  $a_0^0(980)$ - и  $f_0(980)$ -резонансов, амплитуда которого в районе  $K\bar{K}$ -порогов велика по величине, порядка  $m_K(m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2)^{1/2} \approx \sqrt{\alpha} m_K^2$ , и обладает резко меняющейся на  $90^\circ$  фазой. Мы предлагаем провести опыт по реакции  $\pi^- p \rightarrow \eta\pi^0 n$  при высокой энергии на поляризованной мишени, в котором факт существования  $a_0^0(980) - f_0(980)$ -смешивания может быть однозначно и чрезвычайно просто установлен по наличию сильного скачка азимутальной асимметрии сечения рождения  $\eta\pi^0$ -системы в  $S$ -волне около  $K\bar{K}$ -порогов. Представленные оценки величины поляризационного эффекта, который должен наблюдаться на опыте, являются в значительной степени модельно-независимыми.

PACS: 13.75.Gx, 13.88.+e, 14.40.Cs

Исследование природы легких скалярных резонансов стало одной из главных задач непертурбативной квантовой хромодинамики (КХД). Дело в том, что выяснение их природы важно для понимания как физики конфайнмента, так и способа реализации киральной симметрии в области низких энергий – главных следствий КХД в мире адронов. Нетривиальная природа хорошо установленных легчайших скалярных резонансов уже практически никем не отрицается. В частности, существуют многочисленные свидетельства в пользу их четырехкварковой ( $q^2\bar{q}^2$ ) структуры, см., например, [1] и цитируемую там литературу. В данной работе предлагается новый способ изучения природы  $a_0(980)$ -и  $f_0(980)$ -резонансов в поляризационных экспериментах, использующий феномен  $a_0^0(980) - f_0(980)$ -смешивания, который, в частности, несет важную информацию о их связи с  $K\bar{K}$ -каналами.

Смешивание  $a_0^0(980)$ - и  $f_0(980)$ -резонансов как пороговое явление было обнаружено теоретически в конце 70-х годов [2]. В последнее время интерес к  $a_0^0(980) - f_0(980)$ -смешиванию возобновился [3–16]. Однако прямого экспериментального подтверждения этого явления еще не получено. Настоящая работа содержит качественно новое предложение по поиску эффекта  $a_0^0(980) - f_0(980)$ -смешивания. Мы предлагаем провести опыт по реакции  $\pi^- p \rightarrow \eta\pi^0 n$  при высокой энергии на поляризованной мишени, в котором факт существования  $a_0^0(980) - f_0(980)$ -смешивания может быть чрезвычайно просто и однозначно установлен по наличию сильного скачка азимуталь-

ной (спиновой) асимметрии сечения рождения  $\eta\pi^0$ -системы в  $S$ -волне около  $K\bar{K}$ -порогов.

С учетом сохранения четности дифференциальное сечение реакции  $\pi^- p \rightarrow (\eta\pi^0)_S n$ <sup>2)</sup> на поляризованных протонах при фиксированном импульсе налетающих  $\pi^-$ -мезонов,  $P_{lab}^{\pi^-}$ , имеет вид

$$\frac{d^3\sigma}{dtdm d\psi} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{d^2\sigma}{dtdm} + I(t, m) P \cos \psi \right), \quad (1)$$

где  $t$  – квадрат 4-импульса, переданного от  $\pi^-$  к  $\eta\pi^0$ ,  $m$  – инвариантная масса  $\eta\pi^0$ -системы,  $\psi$  – угол между нормалью к плоскости реакции, образуемой импульсами  $\pi^-$ -мезона и  $\eta\pi^0$ -системы, и направлением поперечной к оси  $\pi^-$ -пучка поляризации протонов,  $P$  – степень этой поляризации,  $d^2\sigma/dtdm = |M_{++}|^2 + |M_{+-}|^2$  – сечение на неполяризованных протонах,  $M_{++}$  и  $M_{+-}$  –  $s$ -канальные спиральные амплитуды без перевора и с переворотом спиральности нуклона,  $I(t, m) = 2 \operatorname{Im}(M_{++} M_{+-}^*)$  описывает вклад, ответственный за азимутальную асимметрию сечения. Через измеряемые на опыте величины  $I(t, m)$  и  $d^2\sigma/dtdm$  определяется безразмерная нормированная асимметрия  $A(t, m) = I(t, m)/[d^2\sigma/dtdm]$ ,  $-1 \leq A(t, m) \leq 1$ . Асимметрия, относящаяся к некоторому интервалу  $t$  или к некоторому интервалу  $m$ , задается отношением соответствующих интегралов от  $I(t, m)$  и от  $d^2\sigma/dtdm$  по  $t$  или по  $m$ . Здесь мы будем интересоваться только областью  $m \approx 1$  ГэВ, в которой, как показывают эксперименты по реакции

<sup>2)</sup> Индекс “ $S$ ” указывает, что речь идет о  $\eta\pi^0$ -системе в состоянии с относительным орбитальным моментом  $L = 0$ , то есть в  $S$ -волне.

<sup>1)</sup> e-mail: achasov@math.nsc.ru

$\pi^- p \rightarrow \eta\pi^0 n$ , выполненные на неполяризованных мишенях при  $P_{lab}^- = 18.3$  ГэВ в BNL [3,17,18], 38 ГэВ в ИФВЭ [19,20], 32 ГэВ в ИФВЭ [20] и 100 ГэВ в CERN [20], в спектре масс  $(\eta\pi^0)_S$ -системы доминирует рождение  $a_0^0(980)$ -резонанса,  $\pi^- p \rightarrow a_0^0(980)n \rightarrow (\eta\pi^0)_S n$ .

Из соображений сохранения  $G$ -четности следует, что при высоких энергиях и небольших  $-t$  в амплитуды  $M_{+-}$  и  $M_{++}$  дают вклады  $t$ -канальные обмены с квантовыми числами  $b_1$ - и  $\rho_2$ -полюсов Редже, соответственно [4]. В дальнейшем эти амплитуды будем обозначать как  $M_{+-}^{b_1}$  и  $M_{++}^{\rho_2}$ . Смешивание  $a_0^0(980)$ - $f_0(980)$ -резонансов нарушает сохранение  $G$ -четности. Таким образом, в реакции  $\pi^- p \rightarrow (\eta\pi^0)_S n$ , благодаря процессу  $\pi^- p \rightarrow f_0(980)n \rightarrow a_0^0(980)n \rightarrow (\eta\pi^0)_S n$ , возникает возможность обмена  $\pi$ -полюсом Редже [2,4]<sup>3</sup>. Как известно, амплитуда  $\pi$ -обмена велика в области малых  $-t$ . Кроме того, модуль и фаза амплитуды  $a_0^0(980) - f_0(980)$ -перехода очень резко и сильно меняются в зависимости от  $m$  в районе  $K\bar{K}$ -порогов. Все это вместе приводит в реакции  $\pi^- p \rightarrow (\eta\pi^0)_S n$  к важным физическим следствиям, которые могут быть легко обнаружены в поляризационных опытах, благодаря уникальной возможности наблюдать в них интерференцию амплитуд  $\rho_2$ - и  $\pi$ -обменов.

Перейдем к количественным оценкам ожидаемого поляризационного эффекта. О нарушающей сохранение  $G$ -четности амплитуде  $\pi$ -обмена  $M_{+-}^\pi$  практически все известно, включая и ее абсолютную нормировку [2,4,21].

$$M_{+-}^\pi = e^{-i\pi\alpha_\pi(t)/2} \frac{\sqrt{-t}}{t - m_\pi^2} e^{\Lambda_\pi(t - m_\pi^2)/2} \times \\ \times a_\pi e^{i\delta_B(m)} G_{a_0 f_0}(m) [2m^2 \Gamma_{a_0 \eta \pi^0}(m)/\pi]^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\alpha_\pi(t) = \alpha_\pi(0) + \alpha'_\pi t \approx 0.8(t - m_\pi^2)/\text{ГэВ}^2$  – траектория  $\pi$ -полюса Редже,  $a_\pi = g_{\pi NN} \times \times g_{f_0 \pi^+ \pi^-} / \sqrt{8\pi s}$ ,  $g_{\pi NN}^2/4\pi \approx 14.3$ ,  $g_{f_0 \pi^+ \pi^-}$  – константа связи  $f_0(980)$  с  $\pi^+ \pi^-$ -каналом,  $s \approx 2m_p P_{lab}^-$ ,  $\Lambda_\pi/2 = \Lambda_\pi^0/2 + \alpha'_\pi \ln(s/s_0)$  –наклон вычета,  $s_0 = 1\text{ГэВ}^2$ ,  $\delta_B(m)$  – плавная, большая (около  $90^\circ$ ) фаза упругого фона, сопровождающего  $f_0(980)$ -резонанс в  $S$ -волновой реакции  $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$  в канале с изоспином  $I = 0$  [2,21],  $G_{a_0 f_0}(m) = \Pi_{a_0 f_0}(m)/[D_{a_0}(m)D_{f_0}(m) - \Pi_{a_0 f_0}^2(m)]$ ,  $\Pi_{a_0 f_0}(m)$  – недиагональный элемент поляризационного оператора, описывающий амплитуду  $a_0^0(980) - f_0(980)$ -

перехода [2],  $1/D_r(m)$  –пропагатор несмещенного резонанса  $r$  с массой  $m_r$ ,  $r = [a_0(980), f_0(980)]$ ,  $D_r(m) = m_r^2 - m^2 + \sum_{ab} [\text{Re}\Pi_r^{ab}(m_{f_0}) - \Pi_r^{ab}(m)]$ ,  $ab = (\eta\pi^0, K^+ K^-, K^0 \bar{K}^0)$  для  $r = a_0(980)$  и  $ab = (\pi^+ \pi^-, \pi^0 \pi^0, K^+ K^-, K^0 \bar{K}^0)$  для  $r = f_0(980)$ ,  $\Pi_r^{ab}(m)$  – диагональный элемент поляризационного оператора резонанса  $r$ , отвечающий вкладу промежуточного состояния  $ab$  [21],  $\Gamma_{rab}(m) = \text{Im}[\Pi_r^{ab}(m)]/m = g_{rab}^2 \rho_{ab}(m)/16\pi m$  – ширина распада  $r \rightarrow ab$ ,  $g_{rab}$  – константа связи  $r$  с  $ab$ -каналом (здесь  $g_{f_0 \pi^0 \pi^0}^2 = g_{f_0 \pi^+ \pi^-}^2/2$ ),  $\rho_{ab}(m) = [(m^2 - m_\pm^2)(m^2 - m_\mp^2)]^{1/2}/m^2$  и  $m_\pm = m_a \pm m_b$ . Благодаря близости  $a_0^0(980)$ - и  $f_0(980)$ -резонансов к  $K\bar{K}$ -порогам и их сильной связи с  $K\bar{K}$ -каналами, амплитуда  $a_0^0(980) - f_0(980)$ -перехода  $\Pi_{a_0 f_0}(m)$  должна в значительной мере определяться вкладами  $K^+ K^-$ - и  $K^0 \bar{K}^0$ -промежуточных состояний [2]. Сумма петлевых диаграмм  $f_0(980) \rightarrow K^+ K^- \rightarrow a_0^0(980)$  и  $f_0(980) \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \rightarrow a_0^0(980)$  с учетом изотопической симметрии для констант связи дает [2]

$$\Pi_{a_0 f_0}(m) = \frac{g_{a_0 K^+ K^-} g_{f_0 K^+ K^-}}{16\pi} \left[ i \left( \rho_{K^+ K^-}(m) - \right. \right. \\ \left. \left. - \rho_{K^0 \bar{K}^0}(m) \right) - \frac{\rho_{K^+ K^-}(m)}{\pi} \ln \frac{1 + \rho_{K^+ K^-}(m)}{1 - \rho_{K^+ K^-}(m)} + \right. \\ \left. + \frac{\rho_{K^0 \bar{K}^0}(m)}{\pi} \ln \frac{1 + \rho_{K^0 \bar{K}^0}(m)}{1 - \rho_{K^0 \bar{K}^0}(m)} \right], \quad (3)$$

где  $m \geq 2m_{K^0}$ ; в области  $0 \leq m \leq 2m_K$   $\rho_{K\bar{K}}(m)$  следует заменить на  $i|\rho_{K\bar{K}}(m)|$ . “Резонансного типа” поведение модуля и фазы выражения (3) наглядно демонстрируют рис.1a,b. Отметим, что в области  $m$  между  $K^+ K^-$ - и  $K^0 \bar{K}^0$ -порогами, ширина которой 8 МэВ,  $|\Pi_{a_0 f_0}(m)| \approx |g_{a_0 K^+ K^-} g_{f_0 K^+ K^-} / 16\pi| [(m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2)/m_{K^0}^2]^{1/2} \approx 0.1265 |g_{a_0 K^+ K^-} g_{f_0 K^+ K^-} / 16\pi|$ , что по порядку величины  $m_K(m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2)^{1/2} \approx \sqrt{\alpha} m_{K^0}^2$ . Из (2) и (3) следует также, что в этой области вклад амплитуды  $M_{+-}^\pi$  в  $d^2\sigma/dtdm$  контролируется в основном произведением отношений квадратов констант связи, то есть  $|M_{+-}^\pi|^2 \propto \sigma(\pi^+ \pi^- \rightarrow \eta\pi^0) \propto (g_{f_0 K^+ K^-}^2 / g_{f_0 \pi^+ \pi^-}^2) (g_{a_0 K^+ K^-}^2 / g_{a_0 \eta \pi^0}^2)$ .

Для амплитуд  $M_{+-}^{b_1}$  и  $M_{++}^{\rho_2}$  воспользуемся также полюсной реджевской моделью и запишем

$$M_{+-}^{b_1} = i e^{-i\pi\alpha_{b_1}(t)/2} \sqrt{-t} e^{\Lambda_{b_1} t/2} (s/s_0)^{\alpha_{b_1}(0)-1} \times \\ \times a_{b_1} G_{a_0}(m) [2m^2 \Gamma_{a_0 \eta \pi^0}(m)/\pi]^{1/2}, \quad (4)$$

$$M_{++}^{\rho_2} = e^{-i\pi\alpha_{\rho_2}(t)/2} e^{\Lambda_{\rho_2} t/2} (s/s_0)^{\alpha_{\rho_2}(0)-1} \times \\ \times a_{\rho_2} G_{a_0}(m) [2m^2 \Gamma_{a_0 \eta \pi^0}(m)/\pi]^{1/2}, \quad (5)$$

<sup>3</sup> Этот процесс может происходить также за счет  $a_1$ -обмена. Однако оценки, проведенные на основе работы [21], показывают, что соответствующей амплитудой  $M_{++}^{a_1}$  можно пренебречь по сравнению с другими вкладами.

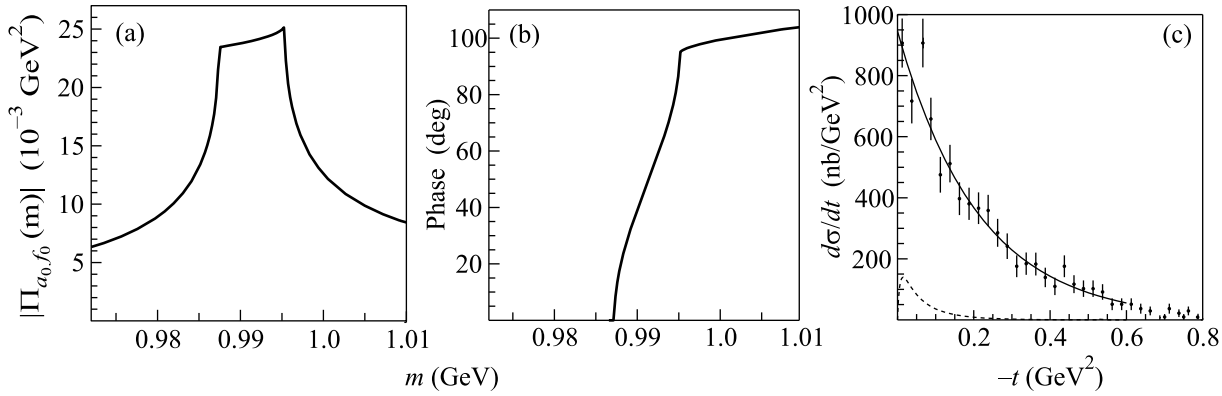


Рис.1. Модуль (а) и фаза (б) амплитуды  $a_0^0(980) - f_0(980)$ -перехода, см. (3). (с) Экспериментальные точки – нормированные данные BNL для  $d\sigma/dt$  реакции  $\pi^- p \rightarrow a_0^0(980)n \rightarrow (\eta\pi^0)_S n$  [3, 4], см. сноску <sup>3)</sup>; сплошная кривая – подгонка этих данных в модели  $\rho_2$ -обмена; пунктирная кривая –  $d\sigma^\pi/dt$  реакции  $\pi^- p \rightarrow f_0(980)n \rightarrow a_0^0(980)n \rightarrow (\eta\pi^0)_S n$ , обусловленной  $\pi$ -обменом, при  $P_{tab}^{\pi^-} = 18.3$  ГэВ

где  $\alpha_j(t) = \alpha_j(0) + \alpha'_j t$ ,  $a_j$  и  $\Lambda_j/2 = \Lambda_j^0/2 + \alpha'_j \ln(s/s_0)$  – траектория, вычет и наклон вычета  $j$ -го полюса Редже (в качестве ориентира можно принять  $\alpha_{b_1}(t) \approx -0.21 + 0.8t/\text{ГэВ}^2$  и  $\alpha_{\rho_2}(t) \approx -0.31 + 0.8t/\text{ГэВ}^2$ ),  $G_{a_0}(m) = D_{f_0}(m)/[D_{a_0}(m)D_{f_0}(m) - \Pi_{a_0 f_0}^2(m)]$  – пропагатор  $a_0^0(980)$ -резонанса с учетом смешивания [2]. Реальная ситуация весьма интересна. Имеющиеся данные BNL [3], ИФВЭ [19,20] и CERN [20] по  $dN/dt - t$ -распределениям событий реакции  $\pi^- p \rightarrow a_0^0(980)n \rightarrow (\eta\pi^0)_S n$ , проинтегрированным по  $m$  в области  $a_0^0(890)$ -пика, формально вообще не требуют введения амплитуды  $b_1$ -обмена. В интервале  $0 \leq -t \leq (0.6 - 0.8) \text{ ГэВ}^2$  все они прекрасно аппроксимируются простой экспоненциальной зависимостью  $C \exp(\Lambda t)$  [4,19,20], демонстрируя тем самым, что их можно описать, используя только не исчезающую при  $t \rightarrow 0$  амплитуду  $M_{++}^{\rho_2}$  [4]. Например, соответствующая подгонка нормированных данных BNL [3] по дифференциальному сечению  $d\sigma/dt$  реакции  $\pi^- p \rightarrow a_0^0(980)n \rightarrow (\eta\pi^0)_S n$ , показанная на рис.1с <sup>4)</sup>, дает  $\chi^2/n.d.f. = 15.75/22$  и  $d\sigma/dt = [(945.8 \pm 46.3) \text{ нбн/ГэВ}^2] \exp[t(4.729 \pm 0.217)/\text{ГэВ}^2]$ . Поэтому естественно прежде всего посмотреть, что получается, если учесть только механизмы  $\rho_2$ - и  $\pi$ -обменов.

<sup>4)</sup> Приведенные на рис.1с экспериментальные точки соответствуют данным BNL по  $dN/dt$  при  $P_{tab}^{\pi^-} = 18.3$  ГэВ [3], нормированным на сечение образования  $a_0^0(1320)$  в реакции  $\pi^- p \rightarrow a_0^0(1320)n$  так, как это было сделано в работе [4]. Согласно полученной в [4] оценке,  $\sigma$ -полное сечение реакции  $\pi^- p \rightarrow a_0^0(980)n \rightarrow (\eta\pi^0)_S n$  при 18.3 ГэВ составляет приблизительно 200 нбн. Это число мы относим к области  $m$  от 0.8 до 1.2 ГэВ и ко всей области  $t \leq 0$ . Отметим, что оно хорошо согласуется с оценкой, представленной для  $\sigma$  в работе [19].

На рис.1с пунктирной кривой показано дифференциальное сечение, обусловленное  $\pi$ -обменом,  $d\sigma^\pi/dt = \int |M_{+-}^\pi|^2 dm$ , отвечающее области  $0.8 \leq m \leq 1.2$  ГэВ и  $P_{tab}^{\pi^-} = 18.3$  ГэВ, то есть энергии BNL, при которой  $\Lambda_\pi/2 \approx 4.5 \text{ ГэВ}^{-2}$  [22, 23]. При построении этой кривой для  $d\sigma^\pi/dt$ , величины  $|\Pi_{a_0 f_0}(m)|$  на рис.1а, а также кривых на рис.2, иллюстрирующих ожидаемый поляризационный эффект, мы использовали следующие ориентировочные значения параметров  $f_0(980)$ -и  $a_0(980)$ -резонансов:  $m_{f_0} \approx 0.980 \text{ ГэВ}$ ,  $g_{f_0 \pi^+ \pi^-}^2/16\pi \approx \frac{2}{3} 0.1 \text{ ГэВ}^2$ ,  $g_{f_0 K^+ K^-}^2/16\pi \approx \frac{1}{2} 0.4 \text{ ГэВ}^2$ ,  $\delta_B(m) \approx 35.5^\circ + 47^\circ m/\text{ГэВ}$ ,  $m_{a_0} \approx 0.9847 \text{ ГэВ}$ ,  $g_{a_0 K^+ K^-}^2/16\pi \approx g_{f_0 K^+ K^-}^2/16\pi \approx \frac{1}{2} 0.4 \text{ ГэВ}^2$  и  $g_{a_0 \eta \pi^0}^2/16\pi \approx 0.25 \text{ ГэВ}^2$ ; см. дополнительно [2,21,24–28]. Отметим, что резкое изменение на  $90^\circ$  фазы амплитуды  $\Pi_{a_0 f_0}(m)$  между  $K\bar{K}$ -порогами, имеющее решающее значение для поляризационных явлений, не зависит от параметров  $f_0(980)$  и  $a_0(980)$ -резонансов, см. рис. 1б и формулу (3). Интегрируя  $d\sigma^\pi/dt$  по  $t$ , находим, что  $\sigma^\pi \approx 10.9 \text{ нбн}$ , то есть вклад  $\pi$ -обмена в полное сечение реакции  $\pi^- p \rightarrow a_0^0(980)n \rightarrow (\eta\pi^0)_S n$ , равное при 18.3 ГэВ приблизительно 200 нбн [4], составляет около 5.5%. Подчеркнем, что указанное здесь значение сечения  $\sigma^\pi$  следует рассматривать как весьма надежную для него оценку снизу [2,4].  $d\sigma^\pi/dt$  в максимуме, расположенном при  $t \approx -0.0149 \text{ ГэВ}^2$ , оказывается  $\approx 139 \text{ нбн/ГэВ}^2$ , что составляет приблизительно 14.7% от  $(d\sigma/dt)|_{t \approx 0}$ , см. рис.1с. Однако главное состоит в том, что при каждом  $t$  практически всё соответствующее значение  $d\sigma^\pi/dt$  происходит из узкой области  $m$  вблизи  $K\bar{K}$ -порогов, см. рис.1а, в то время как значения полного  $d\sigma/dt$  набираются

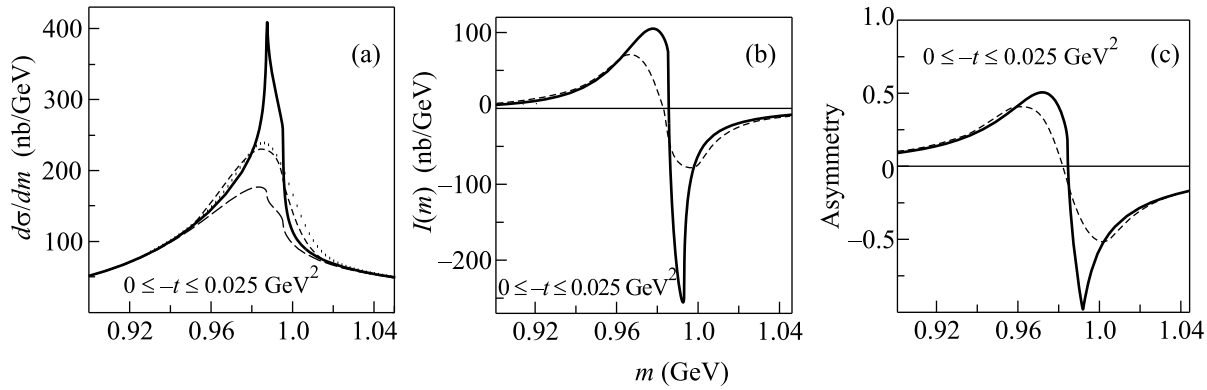


Рис.2. Проявление эффекта  $a_0^0(980) - f_0(980)$ -смешивания в реакции  $\pi^- p \rightarrow a_0^0(980)n \rightarrow (\eta\pi^0)_S n$  на поляризованной мишени при  $P_{lab}^{\pi^-} = 18.3$  ГэВ в модели  $\rho_2$ - и  $\pi$ -обменов. Сплошными кривыми на (a), (b) и (c) показаны  $d\sigma/dm$ ,  $I(m)$  для области  $0 \leq -t \leq 0.025$  ГэВ<sup>2</sup> и соответствующая им асимметрия  $A(0 \leq -t \leq 0.025$  ГэВ<sup>2</sup>,  $m$ ); общий знак  $I(m)$  и асимметрии выбран произвольно. Штриховая кривая на (a) – вклад в  $d\sigma/dm$   $\rho_2$ -обмена. Пунктирными кривыми на (a), (b) и (c) показаны  $d\sigma/dm$ ,  $I(m)$ , сглаженные с помощью гауссовского распределения по  $m$  с дисперсией 10 МэВ, и отвечающая им асимметрия, соответственно

при интегрировании по области  $m$ , по крайней мере, на порядок более широкой. Таким образом, при малых  $-t$  и  $m$  в области  $K\bar{K}$ -порогов вклад  $\pi$ -обмена может быть вполне сравнимым с основным, разрешенным по  $G$ -четности вкладом  $\rho_2$ -обмена. На рис.2 показаны  $d\sigma/dm = \int [|M_{++}^{\rho_2}|^2 + |M_{+-}^{\rho_2}|^2] dt$ ,  $d\sigma^{\rho_2}/dm = \int |M_{++}^{\rho_2}|^2 dt$ ,  $I(m) = \int I(t, m) dt = \int 2\text{Im}[M_{++}^{\rho_2}(M_{+-}^{\pi})^*] dt$  при  $P_{lab}^{\pi^-} = 18.3$  ГэВ, относящиеся к области  $-t$  от 0 до 0.025 ГэВ<sup>2</sup>, и соответствующая асимметрия  $A(0 \leq -t \leq 0.025$  ГэВ<sup>2</sup>,  $m$ ). При этом значения параметров  $\rho_2$ -обмена, которые мы подставляли в формулу (5), отвечают уже обсуждавшейся выше подгонке данных BNL, см. рис.1с. Так как относительный знак  $\rho_2$ - и  $\pi$ -обменов не известен, то  $I(m)$  и асимметрия определены, естественно, с точностью до знака. Как видно из представленной на рис.2 картины, поляризационный эффект, обусловленный интерференцией амплитуд  $M_{++}^{\rho_2}$  и  $M_{+-}^{\pi}$ , весьма значителен. Его мерой может служить величина характерного скачка асимметрии, который имеет место в области  $m$  от 0.965 до 1.01 ГэВ. Так соответствующая разность между максимальным и минимальным значениями асимметрии, сглаженной за счет конечного разрешения по  $m$  (см. подпись к рис.2), оказывается в этой области равной примерно 0.95, см. рис.2с. Отметим, что никаких сколько-нибудь заметных изменений полученной картины не произойдет, если данные BNL на рис.1с переподогнать, добавляя к вкладу  $\rho_2$ -обмена указанный на этом же рисунке фиксированный вклад от обмена пионом. Мы ограничились для иллюстрации эффекта интервалом  $-t$  от 0 до 0.025 ГэВ<sup>2</sup>, исходя только из соображений краткости.

Мы построили рисунки аналогичные рис.2, для интервалов  $0 \leq -t \leq 0.05, 0.1$  и  $0.2$  ГэВ<sup>2</sup> и убедились, что относительная величина поляризационного эффекта для них остается практически неизменной. Кроме того, мы внимательно исследовали ситуацию, возникающую при подключении отличного от нуля вклад  $b_1$ -обмена, которому мы позволяли составлять до 40% полного сечения реакции. Однако даже в этом случае вклада  $b_1$ -обмена в области малых  $-t$  оказывается несущественным, и главный вывод здесь состоит в том, что асимметрия, относящаяся к любому интервалу  $0 \leq -t \leq 0.025, \dots, 0.1$  ГэВ<sup>2</sup>, по-прежнему должна испытывать, благодаря примеси  $\pi$ -обмена, скачок в области  $m$  от 0.965 до 1.01 ГэВ на величину, близкую к 1.

Подчеркнем, что для обнаружения скачка асимметрии не требуется высокого разрешения по инвариантной массе  $\eta\pi^0$ -системы, которое было бы абсолютно необходимо для распознавания проявления  $a_0^0(980) - f_0(980)$ -смешивания в спектре масс  $\eta\pi^0$  в неполяризованном опыте.

В настоящее время направление экспериментальных исследований, связанное с использованием поляризованных пучков и мишеней, находится на подъеме. Поэтому сделанное выше предложение представляется нам своевременным. Указанный поляризационный эффект можно исследовать, в силу близости  $\pi^-$ ,  $\rho_2$ - и  $b_1$ -траекторий Редже, при любой высокой энергии, например, в диапазоне от 8 до 100 ГэВ. Соответствующие опыты по реакции  $\pi^- p \rightarrow \eta\pi^0 n$  на поляризованных протонах могут быть осуществлены в KEK, BNL, ИФВЭ, CERN (COMPASS), ИТЭФ, FNAL и Institut für Kernphysik (Jülich). Обнаруже-

ние  $a_0^0(980) - f_0(980)$ -смешивания открыло бы еще одну интересную страницу в исследовании природы загадочных  $a_0^0(980)$ - и  $f_0(980)$ -состояний. Общая идея использовать поляризационные явления в качестве эффективного инструмента для наблюдения  $a_0^0(980) - f_0(980)$ -смешивания, связанная с большим изменением ( $\approx 90^\circ$ ) фазы амплитуды  $a_0^0(980) - f_0(980)$ -перехода в узкой области  $m$  (8 МэВ) между  $K^+ K^-$  и  $K^0 \bar{K}^0$ -порогами, естественно, приложима и к другим реакциям.

Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 02-02-16061 и грантом # НШ-2339.2003.2.

1. N. N. Achasov, Nucl. Phys. **A728**, 425 (2003); ЯФ **65**, 573 (2002).
2. N. N. Achasov, S. A. Devyanin, and G. N. Shestakov, Phys. Lett. **B88**, 367 (1979); ЯФ **33**, 1337 (1981); УФН **142**, 361 (1984).
3. A. R. Dzierba, in *Proc. of the Second Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE'95*, Frascati, 1995, Ed's. R. Baldini et al., Frascati Physics Series, Vol. 4, INFN, Frascati, 1996, p. 99.
4. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Phys. Rev. **D56**, 212 (1997).
5. O. Krehl, R. Rapp, and J. Speth, Phys. Lett. **B390**, 23 (1997).
6. B. Kerbikov and F. Tabakin, Phys. Rev. **C62**, 064601 (2000).
7. F. E. Close and A. Kirk, Phys. Lett. **B489**, 24 (2000).
8. А. Е. Кудрявцев, В. Е. Тарасов, Письма в ЖЭТФ **72**, 589 (2000).
9. V. Yu. Grishina et al, Phys. Lett. **B521**, 217 (2001).
10. N. N. Achasov and A. V. Kiselev, Phys. Lett. **B534**, 83 (2002).
11. D. Black, M. Harada, and J. Schechter, Phys. Rev. Lett. **88**, 181603 (2002).
12. A. E. Kudryavtsev et al., Phys. Rev. **C66**, 015207 (2002); ЯФ **66**, 1994 (2003).
13. M. Buescher et al., arXiv: nucl-th/0301126.
14. Л. А. Кондратюк и др., ЯФ **66**, 155 (2003).
15. C. Hanhart, in *Scalar Mesons: An Interesting Puzzle for QCD*, Utica, NY, 2003, Ed. A. H. Fariborz, AIP Conf. Proc. **688**, AIP, Melville, NY, 2003, p. 61.
16. M. Buescher, arXiv: nucl-ex/0311018; arXiv: nucl-ex/0401010.
17. S. Teige et al., Phys. Rev. **D59**, 012001 (1998).
18. A. R. Dzierba et al., Phys. Rev. **D67**, 094015 (2003).
19. S. A. Sadovsky, in *Hadron Spectroscopy*, Seventh International Conference, Upton, NY, 1997, Ed's. S. U. Chung and H. J. Willutzki, AIP Conf. Proc. **432**, AIP, Woodbury, NY, 1998, p. 774.
20. Д. Алди и др., ЯФ. **62**, 462 (1999).
21. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Phys. Rev. **D58**, 054011 (1998); Н. Н. Ачасов, С. А. Девянин, Г. Н. Шестаков, ЯФ **32**, 1098 (1980).
22. J. Gunter et al., Phys. Rev. **D64**, 072003 (2001).
23. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Phys. Rev. **D67**, 114018 (2003).
24. Particle Data Group, K. Hagiwara et al., Phys. Rev. **D66**, 010001 (2002).
25. A. D. Martin, E. N. Ozmütlu, and E. J. Squires, Nucl. Phys. **B121**, 514 (1977).
26. N. N. Achasov, S. A. Devyanin, and G. N. Shestakov, Phys. Lett. **B96**, 168 (1980).
27. N. N. Achasov and V. V. Gubin, Phys. Rev. **D63**, 094007 (2001); N. N. Achasov and A. V. Kiselev, Phys. Rev. **D68**, 014006 (2003).
28. P. Colangelo and F. De Fazio, Phys. Lett. **B559**, 49 (2003).