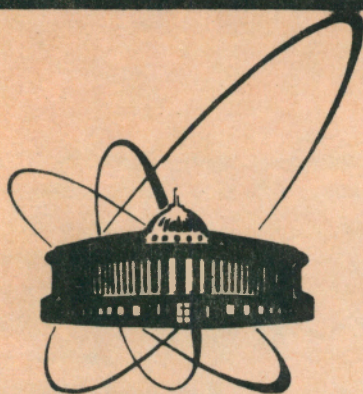


90-318



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-90-318

О.А.Займидорога, А.А.Эфендиев

**SU(3)-АНАЛИЗ АКСИАЛЬНО-ВЕКТОРНЫХ
СОСТОЯНИЙ В $K_{\pi\pi}$ -СИСТЕМЕ**

1990

Исследованию резонансных свойств $K\pi\pi$ -системы, дифракционно образованной в $(K-P)$ -взаимодействии, были посвящены эксперименты в SLAK ^{/1/} и ЦЕРНе ^{/2/} при энергии K -мезонного пучка 13 и 63 ГэВ соответственно. Результаты парциально-волнового анализа, выполненного на большой статистике событий, свидетельствуют об образовании двух 1^+ -резонансов в $K\pi\pi$ -системе: Q_a (1400) и Q_b (1270), наряду с нерезонансным дифракционным механизмом $K\pi\pi$ -рождения. Для резонанса Q_a доминирует мода его распада на $K^*\pi$ в S -волне, а для Q_b -резонанса распад идет с одинаковой вероятностью на ρK в S -волне и $\chi\pi$ в P -волне.

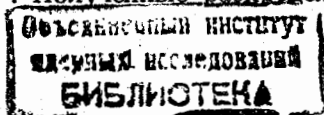
Кварковая модель предсказывает существование двух 1^+ -мезонных нонетов, различающихся четностью относительно зарядового сопряжения ($C=+1$ и $C=-1$) и являющихся P -возбуждениями кварк-антикварковой системы. Так, хорошо известные нестранные мезоны A_1 (1270) и B (1235) являются членами $SU(3)$ -октетов с $J^{PC} = 1^{++}$ и $J^{PC} = 1^{+-}$ соответственно.

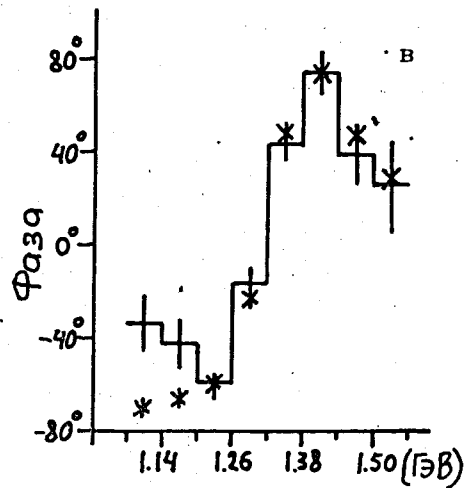
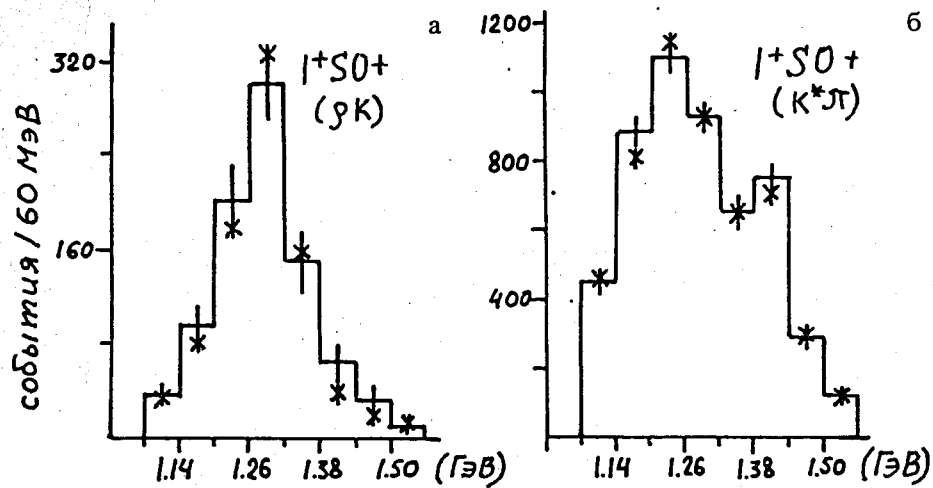
Рождение в дифракционном процессе двух $J^P = 1^+$ резонансов с близкими значениями их масс предполагает, что данные физические резонансные состояния являются смесью чистых $SU(3)$ -состояний Q_a и Q_b — странных партнеров A_1 -и B -мезонов по $SU(3)$ -нонету.

Известно, что дифракционное образование трехмезонных систем обусловлено как прямым рождением трехмезонных резонансов, так и нерезонансным механизмом их образования (механизм Декка ^{/3/}).

Исследование процесса дифракции $\pi A \rightarrow 3\pi A$ на ядерных мишенях показало, что вклад A_1 -мезона в сечение 3π -рождения больше по сравнению с аналогичным для процесса на протоне. Ввиду преимущественного поглощения ядерным веществом нерезонансной (декковской) компоненты, резонансные свойства 3π -системы более явно проявляются в реакциях на ядре. Заметим, что относительный вклад A_1 -мезона в сечение процесса растет с ростом атомного номера ядра-мишени. Поэтому представляет интерес исследование резонансных свойств $K\pi\pi$ -системы, дифракционно образованной на ядре.

Экспериментальные данные реакции $K^- A \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ A$ были получены в эксперименте на ускорителе У-70 ИФВЭ в Протвино в сотрудничестве Дубна — Болонья — Милан. Парциально-волновой анализ проведен в области первого дифракционного максимума для пяти ядер Be , Al , Cu , Ag и Pb совместно ^{/5/}. Полученные распределения интенсивностей





Распределения интенсивностей и относительной фазы состояний $1^+S_0 + (K^*\pi)$ и $1^+S_0 + (\rho K)$. * — результат описания моделью.

состояний $1^+S_0 + (K^*\pi)$ и $1^+S_0 + (\rho K)$ и их относительной фазы в зависимости от рожденной массы $K\pi\pi$ -системы (см. рисунок) могут быть интерпретированы как образование двух аксиально-векторных резонансов с массами примерно 1400 МэВ и 1300 МэВ вместе с нерезонансным фоном, сосредоточенным, в основном, в состоянии в области малых $K\pi\pi$ -масс. Более сильный рост фазы волны $1^+S_0 + (\rho K)$ относительно волны $1^+S_0 + (K^*\pi)$ ($\sim 130^\circ$) в области $1200 \div 1400$ МэВ по сравнению с протонными данными ^{2/} ($\sim 60^\circ$) свидетельствует о более явном проявлении резонансных свойств $K\pi\pi$ -системы в реакции на ядре, что согласуется с выводами для 3π -рождения ^{4/}.

С целью детального исследования резонансных свойств 1^+S_0 -состояний, а именно: определения масс и парциальных ширин резонансов, их относительного вклада в сечение процесса — был проведен совместный анализ как спектров интенсивностей, так и относительной фазы этих волновых состояний в рамках K -матричной унитарной модели ^{10/}.

Модель учитывала как прямое резонансное рождение, так и нерезонансный фон, а также резонансное перераспределение в конечном состоянии. Нерезонансная часть полной амплитуды параметризовалась амплитудой Декка ^{10/}, вычисленной в соответствии с полюсной диаграммой для π - и K -мезонного обмена. Эффект ядра во взаимодействии виртуального π (или K)-мезона с ядром-мишенью был учтен с помощью глауберовского формфактора. Подробное описание модели и ее применения к анализу $K\pi\pi$ -данных приведено в работах ^{6-8/}.

Вектор $\vec{F} = (F_1, F_2)$ унитарных амплитуд рождения состояний $1^+S_0 + (K^*\pi)$ и $1^+S_0 + (\rho K)$ определяется следующим образом:

$$\vec{F} = (\vec{I} - i\vec{K}\vec{\rho})^{-1} \vec{P}. \quad (1)$$

Элементы K -матрицы для случая двух резонансов Q_a и Q_b и двух каналов их распада имеют вид

$$K_{ij} = a_i a_j / (m_a - m) + b_i b_j / (m_b - m), \quad (2)$$

где a_i, b_i — парциальные константы связи резонансов Q_a и Q_b с i -м каналом их распада, m_a и m_b — положения полюсов в K -матрице, соответствующие данным резонансам, m — текущее значение массы $K\pi\pi$ -системы. Элементы вектора рождения $\vec{P} = (P_1, P_2)$ имеют вид

$$P_i = R_i + D_i, \quad (3)$$

где R_i соответствует прямому рождению резонансов:

$$R_i = f_a a_i / (m_a - m) + f_b b_i / (m_b - m), \quad (4)$$

D_i — амплитуда Декка для i -го канала. Комплексные величины f_a и f_b являются амплитудами рождения резонансов. Элементы ρ_i диагональной матрицы ρ есть фазовые объемы распада массы m на $K^*\pi$ ($i=1$) и ρK ($i=2$), вычисленные аналогично двухчастичным распадам при комплексной величине массы димезонного резонанса. Амплитуда f_a бралась реальной, а D_i входили в выражение (3) с произвольными нормировочными множителями и фазами, измеренными относительно f_a и являющимися свободными параметрами модели.

В дифракционном процессе, когда происходит обмен объектом с $C=+1$, возможно образование только $SU(3)$ -состояния с положительной зарядовой четностью. Проявление двухрезонансной структуры в парциальных волнах предполагает смешивание вида

$$f_a = f_A \cos \theta + f_B \sin \theta, \quad (5)$$

$$f_b = -f_A \sin \theta + f_B \cos \theta,$$

где f_A и f_B — амплитуды рождения чистых $SU(3)$ -состояний $Q_A (C=+1)$ и $Q_B (C=-1)$. В этом случае для дифракции должно выполняться соотношение

$$-f_a = f_b \operatorname{tg} \theta. \quad (6)$$

Дальнейшее предположение состоит в том, что смешивание (5) обусловлено главным образом близостью масс резонансов и не влияет на $SU(3)$ -связь для парциальных констант a_1 и b_1 , имеющих вид

$$a_1 = 0,5 \gamma_+ \cos \theta + \sqrt{(9/20)} \gamma_- \sin \theta, \\ b_1 = -0,5 \gamma_+ \sin \theta + \sqrt{(9/20)} \gamma_- \cos \theta, \quad (7)$$

$$a_2 = 0,5 \gamma_+ \cos \theta - \sqrt{(9/20)} \gamma_- \sin \theta,$$

$$b_2 = -0,5 \gamma_+ \sin \theta + \sqrt{(9/20)} \gamma_- \cos \theta,$$

где γ_+ и γ_- есть $SU(3)$ -приведенные константы связи для 1^+ -октетов с $C=+1$ и $C=-1$ соответственно.

Данная модель хорошо воспроизводит свойства 1^+S_0 -состояний (см. рисунок) с найденными значениями для главных параметров: $m_a = 1,39 \pm 0,01$, $m_b = 1,27 \pm 0,02$, $\gamma_+ = 0,84 \pm 0,01$, $\gamma_- = 0,4 \pm 0,05$, $\theta = 65^\circ \pm 7^\circ$, $\operatorname{Re} f_b/f_a = -1,45 \pm 0,4$, $\operatorname{Im} f_b/f_a = 0,11 \pm 0,3$. Ошибки в параметрах соответствуют максимальным отклонениям в величинах параметров при различной параметризации фона (декковской амплитуды) и существенно больше статистических ошибок. Для амплитуды Декка использовались приближение Стодольского^{/9/}, полюсная амплитуда, а также параметризация, взятая из работы^{/8/}.

Величина угла смешивания θ , определенная из выражения (6), равна $55^\circ \pm 10^\circ$ и совпадает в пределах ошибок с величиной $\theta = 65^\circ \pm 7^\circ$, полученной из фита парциальных констант связи выражением (7), что подтверждает дифракционный характер образования 1^+S_0 -состояний в исследуемом процессе.

Найденные значения масс Q_a - и Q_b -резонансов и парциальных ширины их распада равны

$$M_a = 1400 \pm 20 \text{ МэВ}; \quad M_b = 1300 \pm 20 \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_a (K^*\pi) = 140 \pm 20 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_a (\rho K) = 3 \pm 3 \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_b (K^*\pi) = 42 \pm 13 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_b (\rho K) = 88 \pm 14 \text{ МэВ}.$$

Заметим, что так как ρ_i в выражении (1) являются комплексными величинами, то физические значения масс резонансов M_a, M_b отличаются от значений полюсов m_a и m_b в K -матрице. Величина суммарного вклада Q_a - и Q_b -резонансов в сечение образования 1^+S_0 -состояний получена равной 0,57.

В рамках $SU(3)$ -структуры 1^{++} - и 1^{+-} -нонетов, используя найденные значения величин $M_a, M_b, \gamma_+, \gamma_-, \theta$, можно предсказать некоторые характеристики других членов этих нонетов. Из массовой формулы для смешивания состояний Q_a и Q_b вида

$$M_A + M_B = M_a + M_b, \\ M_A - M_B = (M_a - M_b) \cos \theta \quad (8)$$

для угла $\theta = 65^\circ$ получаем следующие значения масс этих состояний: $M_A = 1,32$ ГэВ; $M_B = 1,37$ ГэВ. Парциальная ширина распада A_1 -мезона на $\rho\pi$ в S -волне, определенная как $\Gamma = (4/3) \gamma_+^2 \rho_{\rho\pi}^2$, равна 350 ± 30 МэВ при массе A_1 -мезона 1270 МэВ, что согласуется с ее табличным значением. Для $B(1235)$ -мезона ширина его распада на $(\omega\pi) \Gamma_{B-\omega\pi} = (6/5) \gamma_-^2 \rho_{\omega\pi}^2$ (при идеальном смешивании ω и ϕ) и получена равной 66 ± 20 МэВ, что примерно вдвое меньше ее экспериментального табличного значения. Используя формулу Гелл-Манна — Окубо, для изоскалярного 1^{++} -октетного члена получим массу, равную $M_{8^+} = 1,33$ ГэВ. Если $D(1285)$ и $E(1420)$ принадлежат этому нонету, то для массы изоскалярного синглета из приближенного равенства

$$M_D + M_E \approx M_{8^+} + M_{1^+} \quad (9)$$

получаем значение $M_{1^+} = 1,37$ ГэВ.

В случае D - E смешивания вида

$$|D\rangle = \cos \chi |1^+\rangle + \sin \chi |8^+\rangle, \\ |E\rangle = -\sin \chi |1^+\rangle + \cos \chi |8^+\rangle \quad (10)$$

величина угла смешивания, определенная из выражения

$$\cos \chi = (M_{1+} - M_{8+}) / (M_D - M_E),$$

равна $\sim 53^\circ$. То есть D- и E-мезоны не являются идеально смешанными состояниями. Парциальная ширина распада E-мезона на $K^* \bar{K} + \bar{K}^* K$ дается выражением $\Gamma_{E \rightarrow K^* \bar{K}} = 2\gamma_+^2 \cos^2 \chi \rho_{K^* \bar{K}}$ и равна $65^\circ \pm 16^\circ$ МэВ, что согласуется в пределах ошибок с ее экспериментальным значением 45 ± 15 МэВ.

Включение в анализ состояния $1^+ P_{0+}(\kappa\pi)$ показало, что оно практически полностью описывается декковской амплитудой. То есть не наблюдается распад Q-резонансов на $\kappa\pi$ -систему. Так как χ и δ , вероятно, принадлежат одному SU(3)-нонету, то в предположении их кварк-антикварковой структуры предсказываемая ширина $\Gamma_{D \rightarrow \delta\pi} + \Gamma_{E \rightarrow \delta\pi} = 0$. Из анализа протонных данных, где наблюдается 30-процентный вклад распада Q_b -резонанса на $\kappa\pi^{1/2}$, для данной ширины получено значение 460 ± 160 МэВ, что противоречит экспериментальному ее значению < 10 МэВ.

Для 1^{+-} -нонета, если предположить идеальное смешивание для октетного и синглетного изоскаляров, то для легкого изоскаляра следует $M_{H'} = M_B$. Тогда для тяжелого изоскаляра H' из формулы Гелл-Манна — Окубо находим $M_{H'} = 1,51$ ГэВ. Предсказываемая ширина его распада на $K^* \bar{K} + \bar{K}^* K$ равна 125 МэВ. Обнаружение данного резонанса позволило бы полностью заполнить 1^{+-} -нонет.

В заключение отметим, что модель с одним резонансом, равно как и только нерезонансный механизм $K\pi\pi$ -образования, не позволяют удовлетворительно описать наблюдаемые свойства 1^+ -состояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brandenburg G.W. et al. — Phys. Rev. Lett., 1976, v.26, p.703; 1976, v.36, p.1239.
2. Daum C. et al. — Nucl. Phys., 1981, v.B187, p.1.
3. Beck R.T. — Phys. Rev. Lett., 1964, v.13, p.169.
4. Bellini G. et al. — Nuovo Cim., 1984, v.A79, p.282.
5. Efendiev A. et al. — JINR Rapid Comm., No. 3(36)-89, Dubna, 1989.
6. Bowler M.G. — J. Phys. G., 1977, v.3, No.6, p.775.
7. Bowler M.G. et al. — Nucl. Phys., 1974, v.B74, p.493.
8. Bowler M.G. et al. — Nucl. Phys., 1975, v.B97, p.227.
9. Stodolsky L. — Phys. Rev. Lett., 1967, v.18, p.973.
10. Aitchison I. — Nucl. Phys., 1972, v.A189, p.417.

Рукопись поступила в издательский отдел

7 мая 1990 года.

Займидорога О.А., Эфендиев А.А.
SU(3) -анализ аксиально-векторных состояний
в $K\pi\pi$ -системе

P1-90-318

В рамках K -матричной модели рождения $K\pi\pi$ -резонансов в процессе дифракционной диссоциации K -мезонов на ядрах проведено описание парциальных состояний $1^+S_0 + (K^*\pi)$ и $1^+S_0 + (\rho K)$ и их относительной фазы. Полученный результат свидетельствует об образовании в исследуемом процессе двух 1^+ -резонансов: Q_a (1400) и Q_b (1300). Используемая модель включала в себя как прямое рождение резонансов, так и нерезонансный механизм их образования. Величина относительного вклада рождения Q -резонансов в сечение $1^+S_0 +$ -состояний получена равной 0,57. SU(3)-анализ этих резонансных состояний показал, что они являются смесью состояний SU(3)-нонетов с $J^{PC} = 1^{++}$ и $J^{PC} = 1^{+-}$. В рамках этого анализа парциальные константы связи для Q_a - и Q_b -состояний использованы для предсказаний парциальных ширин и масс других членов этих нететов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1990

Перевод М.И.Потапова

Zaimidoroga, A.A.Efendiev
The SU(3) Analysis of the Axial-Vector Resonance
in the $K\pi\pi$ -System

P1-90-318

The partial-wave states $1^+S_0 + (K^*\pi)$ and $1^+S_0 + (\rho K)$ of $K\pi\pi$ system diffractively produced by K -meson in nuclei have been described in the framework of K -matrix model. The production of the two 1^+ resonances Q_a (1400) and Q_b (1300) in the processes under investigation has been found. The model includes the direct resonant production and nonresonant term. The relative contribution of the Q -resonances into cross-section of $1^+S_0 +$ production has been found to be equal 0.57. The SU(3) analysis of these resonant states shows that they are mixtures of the SU(3) nonet states with $J^{PC} = 1^{++}$ and $J^{PC} = 1^{+-}$. The partial couplings of Q_a and Q_b have been used to predict the masses and partial widths of another members of nonets.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1990