

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-85-616

О.А.Займидорога, А.А.Эфендиев

РОЖДЕНИЕ  $A_1$ -МЕЗОНА  
В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДРА  
И ОЦЕНКА РАДИАЦИОННОЙ ШИРИНЫ РАСПАДА  
 $A_1 \longrightarrow \pi \gamma$

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1985

В процессах когерентного образования векторных и псевдовекторных резонансов на ядрах мезонами наряду с их образованием за счет сильного взаимодействия (обмен вакуумным полюсом) происходит также рождение этих резонансов в кулоновском поле ядра (обмен виртуальным  $\mathcal{J}$ -квантом). Оба этих механизма образования резонансов доминируют в области малых  $t$ -передач ядру. Однофотонный вклад в сечение рождения векторных и псевдовекторных резонансов на ядрах, как показано в работах<sup>[1,2]</sup>, непосредственно выражается через ширину их радиационного распада на псевдоскалярный мезон и гамма-квант, а рождение резонанса может быть наблюдеено по его адронному каналу распада (эффект Примакова<sup>[3]</sup>). Целью настоящей работы является изучение образования псевдовекторного резонанса  $A_1(1,25)$  в кулоновском поле ядра, измерение сечения этого процесса и извлечение ширины радиационного распада  $A_1 \rightarrow \pi \mathcal{J}$ . Ширина радиационного распада  $A_1$ -резонанса по каналу  $\pi \mathcal{J}$  составляет малую величину  $\sim 10^{-4}$  от полной ширины, и измерение прямого распада  $A_1 \rightarrow \pi \mathcal{J}$  является сложной задачей выделения этого процесса на фоне интенсивных адронных распадов с  $\pi^0$ -мезонами в конечном состоянии.

Дифференциальное сечение образования  $A_1$ -резонанса в кулоновском поле ядра имеет вид<sup>[2,6]</sup>:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2J_{A_1} + 1}{2J_{\pi} + 1} 8\pi\alpha Z^2 \left( \frac{M_{A_1}}{M_{A_1}^2 - m_{\pi}^2} \right)^3 \Gamma^2(A_1 \rightarrow \pi \mathcal{J}) \frac{t - t_{min}}{t^2} \left| F_c(t) \right|^2 \quad (1)$$

где  $J_{\pi}$  - спин налетающего мезона,  $J_{A_1}$  - спин  $A_1$ -резонанса,  $F_c(t)$  - формфактор ядра,  $t_{min} = \left( \frac{M_{A_1} - m_{\pi}}{2P} \right)^2$ ,  $P$  - импульс налетающей частицы. Из выражения (1) дифференциального сечения следуют наиболее важные свойства кулоновского рождения резонансов. Максимум в дифференциальном сечении находится при  $t = 2t_{min}$ , положение которого не зависит от атомного веса ядра мишени и падает с ростом  $t$  как  $1/t$  в области больших передач. Сечение зависит от квадрата заряда ядра, так что относительный выход на тяжелых ядрах больше, чем на легких,

и оно линейно зависит от ширины радиационного распада. Таким образом, если только электромагнитный процесс дает вклад в рождение  $A_1$ -резонанса, то определение его радиационной ширины состояло бы в измерении полного сечения рождения. Однако  $A_1$ -резонанс интенсивно рождается в процессе дифракции мезонов на ядрах с сечением, во много раз превышающим кулоновское рождение. Парциально-волновой анализ  $3\pi$ -системы показал<sup>/7,8,9/</sup>, что  $A_1$ -резонанс в когерентном процессе (амплитуда почти полностью мнимая) преимущественно рождается в состояниях с нулевой спиральностью в парциальной волне  $J^P L M = 1^+ S^0 (3\pi)$ , где  $J^P$  - спин-четность  $3\pi$ -системы,  $L$  - орбитальный момент дипиона относительно  $\pi^-$ -мезона, не принадлежащего данной дипионной системе,  $m$  - проекция спина  $J$  на ось квантования в системе Готфрида-Джексона. С другой стороны, в кулоновском рождении  $A_1$ -резонанса виртуальный гамма-квант почти реален, и  $A_1$ -мезон рождается со спиральностью  $\pm 1$ , то есть основной парциальной волной будет состояние  $1^+ S^1 (3\pi)$ . Таким образом, интерференция электромагнитной и дифракционной частей амплитуды чрезвычайно мала, и это обстоятельство существенно затрудняет выделение процесса кулоновского образования  $A_1$ -резонанса. Другим механизмом, приводящим к рождению  $A_1$ -резонанса в состоянии  $1^+ S^1 (3\pi)$ , является когерентное образование этого резонанса со значением спиральности, отличающимся от спиральности частицы пучка. Основной вклад в адронную амплитуду дает  $\omega$ -полос, спин и четность которого те же, что и у фотона. Сечение этого процесса имеет вид<sup>/10/</sup>:

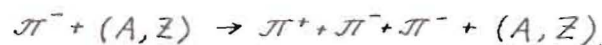
$$\frac{d\sigma}{dt} = A^2 C_s (t - t_{min}) \cdot |F(t)|^2 \quad (2)$$

где  $A$  - атомный номер,  $C_s$  - амплитуда рождения. Это сечение в переднем конусе равно нулю при  $t = t_{min}$ , линейно растет с ростом  $t'$  до значения  $t = (12A^{2/3})^{-1}$  и затем падает из-за подавления формфактором ядра. Оба процесса, кулоновское и адронное образование с переворотом спина  $A_1$ -мезона когерентны, и сечение рождения содержит три члена: кулоновский, сильный и интерференционный.

На рисунке 1 представлено рассчитанное сечение. Кулоновский вклад (I) доминирует при малых  $t'$ , тогда как сильный вклад (II) - при средних  $t'$ . Ограничиваясь малыми  $t'$ -передачами, кулоновский вклад может превышать вклад сильного взаимодействия. К тому же при высоких энергиях (40 ГэВ/с) сильный и интерференционный члены малы по сравнению с электромагнитным вследствие того факта, что кулоновское

рождение растет как  $\log(E)$ , а сильное падает как  $1/P$ . Таким образом, характерная для кулоновского рождения  $t'$  - зависимость сечения парциальной волны  $1^+ S^1$ ,  $Z^2$  - зависимость сечения и резонансное поведение данной волны позволяют установить природу её образования и извлечь ширину парциального распада.

В данной работе приводятся результаты парциально-волнового анализа экспериментальных данных, полученных на спектрометре МИС-1 в совместном эксперименте (ЦЕРН-Италия-ОИЯИ). Волновой анализ<sup>/7,8,9/</sup> реакции



( $A, Z$ ) - ядра  $Be, C, Ae, Si, Ti, Cu, Ag, Ta, Pb$ , сделан при импульсе падающего мезона 40 ГэВ/с в области масс  $3\pi$ -системы 0,8 - 1,4 ГэВ для всех ядер вместе и  $t' \leq t'^*$ , где  $t'^*$  - передача, соответствующая первому дифракционному минимуму, для разных областей по  $t'$ -передаче и для групп ядер с малыми и большими  $Z$  ядра. Полный набор волн, используемый в анализе, был изучен ранее в работах<sup>/7,8,9/</sup>. Было установлено, что решение не зависит в пределах ошибок от дополнительного числа волн, включенных в анализ. Было найдено, что вклад волны  $1^+ S^1$  существен для описания экспериментальных данных.

На рисунке 2 представлена интенсивность волны  $1^+ S^1$  в зависимости от массы  $3\pi$ -системы. Вклад данной волны составляет ~ 3% от доминирующего вклада состояния  $1^+ S^0$ . На рисунке 3 показано поведение фазы волны  $1^+ S^1$  относительно парциальной волны  $0 P^0 (3\pi)$ , которая в области масс 0,8 - 1,4 ГэВ имеет медленно меняющийся сигнал. Приведенные ошибки в интенсивности и фазе в основном обусловлены ошибками фита параметров метода максимального правдоподобия и значительно превышают статистические

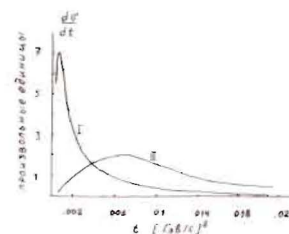


Рис. 1

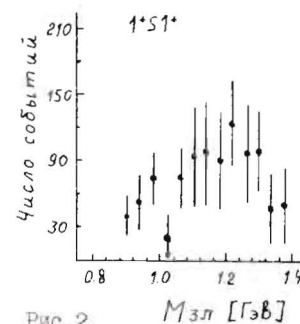


Рис. 2



ошибки. На рисунке 4 показана фаза волны  $1^+S1^+$  относительно резонансной в этой области масс волны  $1^+S0^+$ , ответственной за рождение  $A_1$ -мезона в процессе дифракции. Постоянство фазы волны  $1^+S1^+$  относительно волны  $1^+S0^+$  означает, что волна  $1^+S1^+$  резонирует в той же области масс, что и  $A_1$ -резонанс ( $1^+S0^+$  волна).

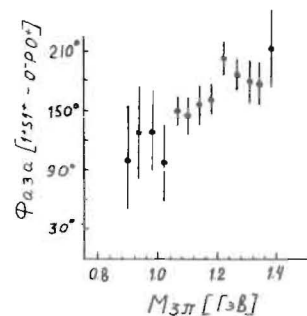


Рис. 3

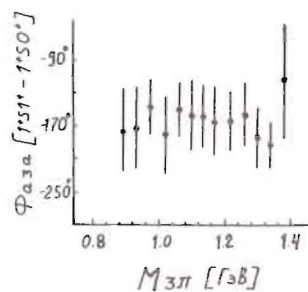


Рис. 4

Этот факт, а также резонансно-подобное поведение интенсивности и относительной фазы  $\delta(1^+S1^+ - 0^+P0^+)$  в зависимости от массы системы  $\pi^+\pi^-\pi^-$  указывают на резонансные свойства волны  $1^+S1^+$  с теми же параметрами, что и  $A_1$ -резонанс.

Полное сечение образования волны  $1^+S1^+$  в области масс  $M_{3\pi}$  от 0.8 ГэВ до 1.4 ГэВ и для передач  $0 \leq t' \leq t'^*$  получено равным  $(0,053 \pm 0,021)$  мб, что составляет  $\sim 3\%$  от вклада волны  $1^+S0^+$  в данном диапазоне масс и передач.

Для выяснения механизма образования волны  $1^+S1^+$  использовались две характеристики, присущие кулоновскому рождению резонансов на ядрах:  $Z^2$  - зависимость полных сечений на ядрах и  $t'$  - зависимость сечения кулоновского рождения. На рисунке 5 представлена  $t'$  - зависимость интенсивности волны  $1^+S1^+$  для области эффективных масс трех  $\pi$ -мезонов от 1,2 ГэВ до 1,3 ГэВ, полученная для всех ядер вместе. Как видно, эта зависимость удовлетворительно согласуется с предположением о кулоновском механизме рождения резонанса  $A_1$ . Теоретическое распределение, представленное на этом же рисунке (обозначения - X), вычислено по формуле (I) с учетом экспериментальных вкладов каждого ядра в данный диапазон по  $t'$  и

массе  $M_{3\pi}$ . Значения  $t'_1$  и  $t'_2$  были выбраны для каждого ядра с учетом примерного равенства числа событий в каждом из трёх интервалов  $(0, t'_1), (t'_1, t'_2), (t'_2, t'^*)$ . Значения величин  $t'_1$  и  $t'_2$  для всех ядер приведены в таблице.

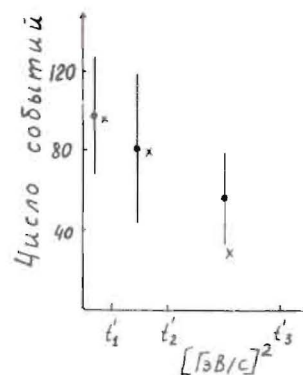


Рис. 5

Таблица

Передача $t'$ (ГэВ/c) <sup>2</sup>				
	$t'_1$	$t'_2$	$t'^*$	
Ядро	Be, C	0.005	0.016	0.04
	Al, Si	0.003	0.012	0.03
	Ti, Cu	0.002	0.008	0.02
	Ag, Ta, Pb	0.001	0.004	0.01

Для изучения  $Z^2$ -зависимости полного сечения образования волны  $1^+S1^+$  вся совокупность ядер была разбита на две группы: так называемые группу "лёгких" (Be, C, Al, Si) и группу "тяжёлых" ядер (Ti, Cu, Ag, Ta, Pb), так как малое число событий реакции для каждого ядра в отдельности не позволило надёжно выделить волну  $1^+S1^+$  для отдельно взятого ядра.

Полные сечения образования состояния  $1^+S1^+(\rho\pi)$  получены равными  $(0,113 \pm 0,081)$  мб и  $(0,013 \pm 0,011)$  мб для групп "тяжёлых" и "лёгких" ядер соответственно. Ожидаемое отношение этих сечений, согласно формуле (I), равно 9,5, что хорошо согласуется с величиной, полученной из экспериментальных данных. Следовательно, волна  $1^+S1^+$  явно проявляет свойства, присущие кулоновскому механизму её образования. Значение ширины  $\Gamma_g$  радиационного распада  $A_1 \rightarrow \pi\pi\gamma$ , извлеченной из величины полного сечения образования волны  $1^+S1^+$ , оказалось равным  $560 \pm 220$  кэВ, для значения массы  $A_1$ -резонанса 1,255 ГэВ<sup>1/8/</sup>. Полученное значение ширины находится в согласии с её экспериментальным значением, представленным в работе<sup>11/</sup>, и

в 2-3 раза меньше теоретических предсказаний ширины радиационного распада  $A_1 \rightarrow \pi J$ , основанных на модели векторной доминантности и модели кварков /4,5/.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. I.Y. Pomeranchuk, I.M. Shmushkevich, Nucl. Phys., 23, 452, (1961).
2. A. Halprin et al., Phys. Rev., 152, 1295, (1966).
3. H. Primakoff, Phys. Rev., 81, 899, (1951).
4. J. Babcock, J. Rosner, Phys. Rev., D14, 1286, (1976).
5. J. Rosner, Phys. Rev., D23, 1127, (1981).
6. G. Paldt et al., Nucl. Phys., B41, 125, (1972).
7. G. Bellini et al., CERN EP/81-110, Geneva, 1981.
8. G. Bellini et al., CERN EP/81-97, Geneva, 1981.
9. G. Bellini et al., CERN EP/81-98, Geneva, 1981.
10. D. Berg et al., UR-857, C00-3065-364.
11. E. Zilinski et al., Phys. Rev., 52, 1195, (1984).

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 августа 1985 года.

### Вниманию организаций и лиц, заинтересованных в получении публикаций Объединенного института ядерных исследований

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.