



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

2506/83

16/5-83  
P4-83-131

Х.-У.Егер<sup>1</sup>, М.Кирхбах, Э.Труглик<sup>2</sup>

ПЛОТНОСТЬ АКСИАЛЬНОГО ЗАРЯДА  
В ИЗОВЕКТОРНОМ ПЕРЕХОДЕ  
 $\Delta T=1, 0^+ \rightleftharpoons 0^-$  В ЯДРАХ С  $A=16$

Направлено в журнал  
"Письма в ЖЭТФ"

<sup>1</sup> Центральный институт ядерных исследований АН ГДР, Россендорф.

<sup>2</sup> Институт ядерной физики АН ЧССР, Ржеж.

1983



В реакциях мюонного захвата и бета-распада между  $^{16}\text{O}(0^+, T=0)$  и  $^{16}\text{N}(0^-, T=1)$  отношение парциальной скорости мюонного захвата  $\Lambda_\mu(0^+ \rightarrow 0^-)$  к парциальной скорости бета-распада  $\Lambda_\beta(0^- \rightarrow 0^+)$  определяется величиной отношения индуцированного псевдоскалярного формфактора  $g_p$  к аксиальному формфактору  $g_A$  нуклона. Как впервые было отмечено И.С.Шапиро и Л.Д.Блохинцевым<sup>/1/</sup>, этот чисто аксиальный переход является подходящим объектом для экспериментальной проверки предсказания алгебры токов, где  $g_p/g_A \sim 7-8$ . В импульсном приближении (IA), где ядерный ток описывается суммой вкладов отдельных нуклонов /одночастичным током/, одинаковый уровень точности описания  $\Lambda_\mu$  и  $\Lambda_\beta$  для всех известных моделей ядер с  $A = 16$  удается получить при  $g_p/g_A \sim 13-20$ .

В настоящей работе показывается, что сильное расхождение с предсказанием алгебры токов можно устранить при помощи учета вклада обменного мезонного тока. Переход  $0^+ \leftrightarrow 0^-$  чувствителен к временной компоненте /плотности заряда/ аксиально-векторного изовекторного обменного тока, поскольку она того же порядка  $O(1/M)$ , как и одночастичный ток<sup>/2/</sup>. Обменные поправки рассматривались несколькими авторами, однако их роль не была выяснена до конца, так как применялись сильно упрощенные модели ядерной структуры<sup>/3/</sup> /примеси  $2p-2h$  учитывались только в волновой функции состояния  $0_1^+$ , причем полный спектр  $2h\omega$ -возбуждений заменялся только двумя компонентами/, а в операторе обменного тока рассматривался только дальнедействующий однопионный обмен<sup>/3-5/</sup>. В результате возникала сильная зависимость обменных поправок от моделей ядерной структуры.

В данной работе мы совершенствуем как модель оператора, так и описание ядерной структуры. Мы строим оператор в  $S$ -матричном подходе и сохраняем представление об обменном токе как о двухчастичном операторе однобозонного обмена<sup>/5/</sup>. Мы включаем короткодействующий обмен векторными  $\rho$ - и  $A_1$ -мезонами, используя для этой цели минимальный кирально-инвариантный феноменологический лагранжиан модели жестких пионов<sup>/6,7/</sup>. С целью улучшения описания ядерной структуры мы применяем многочастичные волновые функции модели оболочек со смешиванием конфигураций<sup>/8/</sup>. Таким образом, состояние  $0_1^+$  содержит все возможные возбуждения двух частиц в  $1s-(2p-1f)$ -пространстве. Состояние  $0_1^-$  включает в себя две самые сильные /около 1% каждая/  $2p-2h$ -компоненты. Мы при этом учитываем также нуклон-нуклонные корреляции на коротких расстояниях при помощи корреляционной функции Миллера и Спенсера<sup>/9/</sup>



$$f(r = r_i - r_j) = 1 - \exp(-\alpha r^2)(1 - \beta r^2).$$

Здесь  $\alpha = 1,1 \text{ ф}^{-2}$ ,  $\beta = 0,68 \text{ ф}^{-2}$ .

Парциальные скорости перехода пропорциональны квадрату матричного элемента аксиального слабого тока  $J_{(\mu, \beta)}$  между начальным и конечным состояниями ядра

$$\Lambda_{(\mu, \beta)} (0_1^+ \leftrightarrow 0_1^-) = |\langle 0_1^- | J_{(\mu, \beta^*)} | 0_1^+ \rangle|^2$$

/подробные выражения даны в /10/. Для того, чтобы получить представление о порядке эффекта, рассмотрим ту упрощенную картину ядерной структуры, в которой основное состояние  $^{16}\text{O}$  является замкнутой  $1p$ -оболочкой и  $0_1^-$  содержит только одну конфигурацию  $|(2s_{1/2})^1(1p_{1/2})^{-1}I = M = 0, T = 1, T_3 = -1\rangle$  /см. таблицу/. Видно, что учет обменного тока приводит к сильному уменьшению отношения  $\Lambda_\mu/\Lambda_\beta$  по сравнению с импульсным приближением и тем самым достигается согласие с экспериментом. Однако абсолютные величины парциальных скоростей перехода в этом случае слишком завышены. Это является следствием обрезания базиса.

Применяя многочастичные волновые функции модели оболочек со смешиванием конфигураций для вычисления матричных элементов двухчастичного оператора в мюонном захвате и бета-распаде, мы находим, что они меньше соответствующих значений из расчета без смешивания конфигураций на множитель  $R = \alpha_0 \beta_0$ . Здесь  $\alpha_0$  и  $\beta_0$  - веса главных компонент  $|0p - 0h\rangle$  и  $|(2s_{1/2})^1(1p_{1/2})^{-1}\rangle$  состояний  $0_1^+$  и  $0_1^-/\alpha_0 = 0,89$ ,  $\beta_0 = 0,95$  /см. таблицу/. Это результат того, что разброс  $2p - 2h$ -примесей по всем возможным  $2h\omega$ -возбуждениям для  $0_1^+$ -состояния и по двум сильнейшим  $3h\omega$ -возбуждениям для  $0_1^-$ -состояния приводит к деструктивной интерференции малых вкладов. Таким образом, мезонный обменный ток ощущает наличие  $2p - 2h$ -примесей в ядерных состояниях системы с  $A = 16$  лишь по изменению весов главных компонент. Учет корреляций на коротких расстояниях приводит к подавлению ядерных матричных элементов обменного тока на 10%,  $\Lambda_\mu$  и  $\Lambda_\beta$  изменяются при этом лишь на 3% и 6%.

Итак, показано, что учет мезонного обменного тока при реалистическом описании корреляционных эффектов ядерной структуры приводит к сильному возрастанию плотности ядерного аксиального заряда по сравнению с импульсным приближением. Тем самым проведенный нами теоретический анализ экспериментальных данных указывает на величину отношения  $g_p/g_A \sim 10$ , что близко к предсказанию алгебры токов.

Авторы выражают благодарность Л.Д.Блохинцеву, С.Б.Герасимову и В.М.Дубовику за интересные обсуждения.

Таблица

Парциальные скорости перехода. Экспериментальные значения /сводку экспериментальных данных см. в /4/;  $\Lambda_{\text{экл.}}^\mu = /1570 + 100/ \text{ с}^{-1}$ ,  $\Lambda_{\text{экл.}}^\beta = /0,41 + 0,06/ \text{ с}^{-1}$ ,  $(\Lambda_\mu/\Lambda_\beta)_{\text{экл.}} = 3800 + 80$ . Символом  $J_{(A, \rho\mu)}^4$  обозначена временная компонента двухчастичного /обменного/ оператора аксиально-векторного изовекторного тока.

	Мюонный захват		Бета-распад	
	без $2p-2h$	с $2p-2h$	без $2p-2h$	с $2p-2h$
$g_p/g_A = 10,5$				
$\langle 0_1^-   J_{(A, \rho\mu)}^4(\mu, \beta^*)   0_1^+ \rangle$	-0,2902	-0,2246	-0,1098	-0,0729
$\Lambda_{(\mu, \beta)}^{IA} (\text{с}^{-1})$	2169	1300	0,40	0,18
$\langle 0_1^-   J_{(A, \rho\mu)}^4(\mu, \beta^*)   0_1^+ \rangle$	без f	с f	без f	с f
$\Lambda_{(\mu, \beta)} (\text{с}^{-1})$	3090	3000	1827	1,02
Вид оператора	Импульсное приближение	$J_{(A, \rho\mu)}^4$ без f	с f	без f
$\Lambda_\mu/\Lambda_\beta$	5422	3029	3125	3520
		без $2p-2h$	с $2p-2h$	
				3676



ЛИТЕРАТУРА

1. Шапиро И.С., Блохинцев Л.Д. ЖЭТФ, 1960, 39, с.1112.
2. Kubodera K., Delorme J., Rho M. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.755.
3. Guichon P., Samour C. Phys.Lett., 1979, 82B, p.28.
4. Towner I.S., Khanna F.C. Nucl.Phys., 1981, A372, p.331.
5. Chemtob M., Rho M. Nucl.Phys., 1971, A163, p.1.
6. Ogievetsky V.I., Zupnik B.M. Nucl.Phys., 1970, B24, p.612.
7. Ivanov E.A., Truhlik E. Nucl.Phys., 1979, A316, p.437.
8. Eramzhyan R.A. et al. Nucl.Phys., 1977, A290, p.294.
9. Miller G.A., Spencer J.E. Ann.Phys., 1976, 100, p.562.
10. Jäger H.-U., Kirchbach M., Truhlik E. JINR, E4-82-772, Dubna, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 марта 1983 года.

Егер Х.-У., Кирхбах М., Труглик Э. P4-83-131  
Плотность аксиального заряда в изовекторном переходе  
 $\Delta T = 1, 0^+ \rightarrow 0^-$  в ядрах с  $A = 16$

Анализ данных о плотности аксиального заряда с учетом обменного мезонного тока показывает, что для отношения индуцированного псевдоскалярного формфактора  $g_p$  к аксиальному формфактору  $g_A$  нуклона получается величина  $g_p/g_A \sim 10$ . Тем самым устраняется сильное расхождение между предсказанием алгебры токов ( $g_p/g_A \sim 7-8$ ) и ядерно-физическим определением на основе импульсного приближения ( $g_p/g_A \sim 13-20$ ).

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Jäger H.-U., Kirchbach M., Truhlik E. P4-83-131  
Axial Charge Density in Isovector Transition  
 $\Delta T = 1, 0^+ \rightarrow 0^-$  in  $A = 16$  Nuclei

Theoretical analysis of the nuclear weak axial charge density data, performed making allowance for mesonic exchange corrections, predicts for the ratio of the pseudo-scalar coupling constant  $g_p$  to the axial form factor  $g_A$  of the nucleon the value  $g_p/g_A \sim 10$ . So, the discrepancy between the current algebra estimate ( $g_p/g_A \sim 7-8$ ) and the nuclear physics determination based on the impulse approximation ( $g_p/g_A \sim 13-20$ ) is clarified.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.