Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 10, стр. 506 – 508 *20 мая 1983 г.*

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

Х.-У.Егер [1], *М.Кирхбах*, *Э.Труглик* [2]

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 $(g_p/g_A \sim 13 - 20)$.

---

[1] Центр. институт ядерных исслед. АН ГДР, Россендорф.

[2] Институт ядерной физики АН ЧССР, Ржеж.

В реакциях мюонного захвата и бета-распада между $^{16}O(0^+_1,\ T=0)$ и $^{16}N(0^-_1,\ T=1)$ отношение парциальной скорости мюонного захвата $\Lambda_\mu(0^+_1 \to 0^-_1)$ к парциальной скорости бета-распада $\Lambda_\beta\ (0^-_1 \to 0^+_1)$ определяется величиной отношения индуцированного псевдоскалярного формфактора g_p к аксиальному формфактору g_A нуклона. Как впервые было отмечено Шапиро и Блохинцевым [1], этот чисто аксиальный переход является подходящим объектом для экспериментальной проверки предсказания алгебры токов, где $g_p\ /\ g_A\ \sim\ 7-8$. В импульсном приближении $(1A)$, где ядерный ток описывается суммой вкладов отдельных нуклонов (одночастичным током), одинаковый уровень точности описания Λ_μ и Λ_β 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 $0^+_1 \leftrightarrow 0^-_1$ чувствителен к временной компоненте (плотности заряда) аксиально векторного изовекторного обменного тока, поскольку она того же порядка $O(1/\ M)$ как и одночастичный ток [2]. Обменные поправки рассматривались несколькими авторами, однако их роль не была выяснена до конца, так как применялись сильно упрощенные модели ядерной структуры [3] ($2p-2\,h$ — примеси учитывались только к волновой функции состояния 0^+_1, причем полный спектр $2\,\hbar\omega$ возбуждений заменялся только двумя компонентами) и упрощенная модель оператора обменного тока (пренебрегался обмен векторными мезонами) [3–5]. В результате возникала сильная зависимость обменных поправок от моделей ядерной структуры. В настоящей 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 [5]. При этом мы включаем в рассмотрение обмен векторными мезонами, применяя для этой цели минимальный кирально-инвариантный феноменологический лагранжиан модели жестких пионов [6,7]. С целью улучшения описания ядерной структуры мы применяем многочастичные волновые функции модели оболочек со смешиванием конфигураций [8]. Таким образом состояние 0^+_1 содержит все возможные возбуждения двух частиц в $1s-(2p-1f)$-пространстве. Состояние 0^-_1 содержит две самые сильные (около 1 % каждая) $2p-2h$-компоненты. Мы включаем также нуклон-нуклонные корреляции на коротких расстояниях при помощи корреляционной функции Миллера и Спенсера [9] $f(r=r_i-r_j)=1-\exp(-\alpha r^2)(1-\beta r^2)$, $\alpha=1,1\ \Phi^{-2}$ $\beta = 0{,}68\ \Phi^{-2}$. Парциальные скорости перехода пропорциональны квадрату матричного элемента аксиального слабого тока $J^{(\mu,\beta)}$, взятого между начальным и конечным состояниями ядра $\Lambda_{(\mu,\beta)}\ (0^+_1 \rightleftharpoons 0^-_1) \sim |\langle 0^-_1\ |J^{(\mu,\beta^*)}|\ 0^+_1\rangle|^2$ (подробные выражения даны в [4]).

Для того, чтобы получить представление о порядке эффекта, рассмотрим ту упрощенную картину ядерной структуры, в которой основное состояние ^{16}O является замкнутой $1p$-оболочкой и 0^-_1 содержит только одну конфигурацию $|(2\,s_{1/2})^1(1p_{1/2})^{-1}\ J=M=0;\ T=1, T_3=-1)$ (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 обсолютные 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 α_0 и β_0 — веса главных компонент $|\,0p-0\,h\rangle$ 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 $2\hbar\omega$-возбуждениям для 0^+_1-состояния и по двум сильнейшим $3\hbar\omega$-возбуждениям для 0^-_1-состояния приводит к деструктивной интерференции малых вкладов. Таким образом, мезонный обменный ток ощущает ниличие $2p-2h$ 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 %, Λ_μ и Λ_β 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.

$g_p/g_A = 10 \cdot 5$	Мюонный захват				Бета-распад			
	без $2p-2h$		с $2p-2h$		без $2p-2h$		с $2p-2h$	
$< 0_1^- \mid J_{IA}^{(\mu,\beta^*)} \mid 0_1^+ >$	$-0{,}2902$		$-0{,}2246$		$-0{,}1098$		$-0{,}0729$	
$\Lambda^{IA}_{(\mu,\beta)}$ (c^{-1})	2169		1300		0,40		0,18	
	без f	с f	без f	с f	без f	с f	без f	с f
$< 0_1^- \mid J^{4(\mu,\beta^*)}_{(A_1 \rho \pi)} \mid 0_1^+ >$	-0,0986	-0,0896	-0,0812	-0,0731	-0,1144	-0,1044	-0,0945	-0,0860
$\Lambda_{(\mu,\beta)}$ (c^{-1})	3090	3000	1890	1827	1,02	0,96	0,53	0,50

Вид оператора	Импульсное приближение	$J^4_{(A_1 \rho\pi)}$; без f	с f	без f	с f
$\Lambda_\mu / \Lambda_\beta$	5422	без $2p-2h$ 3029	3125	с $2p-2h$ 3520	3676

Парциальные скорости перехода. Эксперименталвные значения: (сводка экспериментальной ситуации дана в [4]) $\Lambda_\mu^{экс} = 1570 \pm 100\ c^{-1}$, $\Lambda_\beta^{экс} = 0{,}41 \pm 0{,}06\ c^{-1}$, $(\Lambda_\mu / \Lambda_\beta)_{экс} = 3800 \pm 80$. Символом $J^4_{(A_1 \rho\pi)}$ обозначена временная компонента двухчастичного (обменного) оператора аксиально-векторного тока.

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

Литература

1. *Шапиро И.С., Блохинцев Л.Д.* ЖЭТФ, 1960, 39, 1112.
2. *Kubodera K., Delorme J., Rho M.* Phys. Rev. Lett., 1978, **40**, 755.
3. *Guichon P., Samour C.* Phys. Lett., 1979, **82B**, 28.
4. *Towner I.S., Khanna F.C.* Nucl. Phys., 1981, **A372**, 331.
5. *Chemtob M., Rho M.* Nucl. Phys., 1971, **A163**, 1.
6. *Ogievetsky V.I., Zupnik B.M.* Nucl. Phys., 1970, **B24**, 612.
7. *Ivanov E.A., Truhlik E.* Nucl. Phys., 1979, **A316**, 437.
8. *Eramzhyan R.A., Gmitro M., Sakaev R.A., Tosunyan L.A.* Nycl. Phys., 1977, **A290**, 294.
9. *Miller G.A., Spencer J.E.* Ann. Phys., 1976, **100**, 562.

Объединенный
институт ядерных исследований

Поступила в редакцию
22 марта 1983 г.