

5003

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАП.

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 5003



С.И. Габраков, А.А. Кулиев

ВЛИЯНИЕ СПИНОВЫХ СИЛ
НА СКОРОСТЬ РАЗРЕШЕННОГО БЕТА-РАСПАДА
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

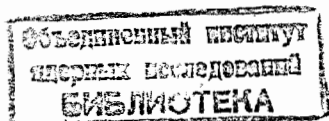
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1970

P4 - 5003

С.И. Габраков, А.А. Кулиев

ВЛИЯНИЕ СПИНОВЫХ СИЛ
НА СКОРОСТЬ РАЗРЕШЕННОГО БЕТА-РАСПАДА
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ



В в е д е н и е

Давно известно, что наблюдаемая ft - величина разрешенных гамма-теллеровских (γ - T) β -переходов в тяжелых ядрах намного больше значений, предсказываемых одночастичной моделью. Например, в деформированных ядрах скорость разрешенных γ - T переходов почти на порядок меньше предсказываемой моделью Нильссона с учетом парных корреляций /1/.

Это замедление можно объяснить, если предположить, что в тяжелых ядрах имеются коллективные высоколежащие состояния, на которые приходится большая часть интенсивности β -перехода. Наблюдаемое увеличение значения ft обуславливается связью низколежащих состояний с этими коллективными возбуждениями /2-4/. Известно, что высоколежащие коллективные возбуждения могут генерироваться остаточными двухчастичными силами, зависящими от спина и изоспина, которые можно записать в виде /5/

$$V_{ij} = \frac{1}{4} [(3V_s - V_t) \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j + (V_t + V_s) \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j \vec{r}_i \vec{r}_j] V(r_{ij}), \quad (1)$$

где V_s и V_t - константы ядерного взаимодействия между нуклонами в синглетном и триплетном спиновых состояниях.

Если ограничиться монопольной частью взаимодействия (1) и положить $V(r_{ij}) = V_0 = \text{const}$, то можно выделить два различных типа взаимодействий.

- 1) Магнитно-дипольное взаимодействие

$$\kappa_{\pi'} \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j \quad (2)$$

где

$$\kappa_{\pi\pi} = \kappa = V_s V_0 \quad \text{и} \quad \kappa_{\pi p} = q\kappa = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{V_t}{V_s}\right) V_s V_0.$$

Это взаимодействие возмущает магнитные дипольные моменты, M1-переходы, влияет на энергетический спектр в нечетных ядрах /6/, а в четно-четных ядрах генерирует 1^+ возбуждения /7/. Это взаимодействие слабо влияет на разрешенные β -переходы.

2) Зарядово-обменное взаимодействие

$$2\kappa_{\beta} (\sigma_{r+})_i (\sigma_{r-})_j \quad (3)$$

где

$$\kappa_{\beta} = \frac{1}{4} (V_t + V_s) V_0.$$

Это взаимодействие сильно влияет на скорость бета-распадов /4/ и генерирует коллективную ветвь высоколежащих возбуждений в нечетно-нечетных деформированных ядрах.

Имеется следующее соотношение между константами обоих типов взаимодействий:

$$\kappa_{\beta} = \frac{1}{2} (1-q) \kappa \quad (4)$$

В данной работе, которая является продолжением цикла исследований поляризационных эффектов в деформированных ядрах, рассмотрено влияние зарядово-обменного спинового взаимодействия на скорость разрешенных g -т бета-переходов. Используется формализм, аналогичный развитому в работе /6/. Поляризационные эффекты рассматриваются как обусловленные связью одночастичного движения с коллективными возбуждениями остова, генерированными остаточным спиновым взаимодействием. Этот метод позволяет рассматривать не только переходы

между нижайшими состояниями, но и распределение их по энергетическому спектру.

Следует подчеркнуть, что в последнее время в связи с развитием экспериментальной техники исследование высоколежащих состояний при бета-распаде становится весьма актуальным /8,9/.

Целью данной работы является определение константы зарядово-обменного взаимодействия из бета-распада между низколежащими состояниями нечетных ядер.

Гамильтониан

Исходим из следующего модельного гамильтониана:

$$H = H_{sp} + H_{pair} + V_{\beta} \quad (5)$$

H_{sp} - гамильтониан одночастичного движения, H_{pair} - гамильтониан остаточного парного взаимодействия и V_{β} описывает остаточные (np)-взаимодействия. В представлении вторичного квантования V_{β} выбирается в виде

$$V_{\beta} = 2\kappa_{\beta} \sum_{\mu} \beta_{\mu}^{+} \beta_{\mu}^{-} \quad (6)$$

где

$$\beta_{\mu}^{+} = \sum_{np} (n\rho | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | p\rho') a_{n\rho}^{+} a_{p\rho'} \quad (7)$$

а $a_{n\rho}^{+} (a_{p\rho})$ - операторы рождения (уничтожения) нейтрона (протона). В дальнейшем имеются в виду следующие свойства симметрии

$$\beta_{\mu}^{+} = (\beta_{\mu}^{-})^{+}$$

$$\sigma_{np}^{(\mu)} \equiv \langle n+ | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | p+\rangle = -\langle n- | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | p-\rangle \quad (\mu=0,1),$$

$$\bar{\sigma}_{np}^{(\mu)} \equiv \langle n+ | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | p-\rangle = \langle n- | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | p+\rangle \quad (\mu=1). \quad (8)$$

В квазичастичном представлении оператор β_{μ}^{+} имеет следующий

$$\begin{aligned} \beta_{\mu}^{+} &= \sum_{n,p} \sigma_{np}^{(\mu)} [u_n u_p D_{np}^{+} + v_n v_p D_{np}^{+} + \\ &+ \sqrt{2} (u_n v_p C_{np}^{+} - u_p v_n C_{np}^{+})] + \sum_{n,p} \bar{\sigma}_{np}^{(\mu)} [u_n u_p \bar{D}_{np}^{+} + \\ &+ v_n v_p \bar{D}_{np}^{+} + \sqrt{2} (u_n v_p \bar{C}_{np}^{+} - u_p v_n \bar{C}_{np}^{+})], \end{aligned} \quad (9)$$

где $u(v)$ - коэффициенты преобразования Боголюбова. Операторы $D(\bar{D})$ и $C(\bar{C})$ определены в работе /6/.

Пробную волновую функцию нечетного ядра с проекцией момента

K выберем в виде ($K > 1/2$):

$$\Phi_{k(r)} = \{ N_{k(r)} a_{k(r)}^{+} + \sum_{n,p \neq r} R_{np}^{k(r)\nu(r')} C_{np}^{+} a_{\nu(r')}^{+} \} | 0 \rangle, \quad (10)$$

где $|0\rangle$ - квазичастичный вакуум, $r(r') \equiv$ нейтрон (протон), а $N_{k(r)}$ и $R_{np}^{k(r)\nu(r')}$ - амплитуды смешивания одноквазичастичного и трехквазичастичных состояний, причем учитываются примеси ($n\{np\}_{1+}$) и

($p\{n,p\}_{1+}$); $C_{np}^{+} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} a_{n-\rho}^{+} a_{\rho}^{+}$ описывает нейтрон-протонные квазичастичные пары, связанные в момент 1^{+} .

Используя метод, развитый в работе /6/, получим следующие выра-

$$\begin{aligned} \text{жения для } R_{np}^{k\nu} &\text{ в случае ядра с нечетным числом нейтронов} \\ R_{np}^{k(r)\nu(r')} &= 2\sqrt{2} \kappa_{\beta} D_{k\nu}^{-1} (\epsilon_{np} + \epsilon_{\nu} - \epsilon_k - \omega_k)^{-1} \sigma_{np} \times \\ &\times \{ L_{np}^{k\nu} + \kappa_{\beta} [L_{np}^{k\nu} (f_{k\nu} + \bar{f}_{k\nu}) - (u_n v_p d_{k\nu} + u_p v_n \bar{d}_{k\nu})] \} N_{k(r)}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\epsilon_{np} = \epsilon_n + \epsilon_p$ - двухквазичастичная энергия;

$$D_{k\nu} = 1 + \kappa_{\beta} (f_{k\nu} + \bar{f}_{k\nu}) + \kappa_{\beta}^2 (f_{k\nu} \bar{f}_{k\nu} - t_{k\nu}^2)$$

$$f_{k\nu} = \sum_{np} \frac{4\sigma_{np}^2 u_n^2 v_p^2}{\epsilon_{np} + \epsilon_{\nu} - \epsilon_k - \omega_k}, \quad \bar{f}_{k\nu} = \sum_{np} \frac{4\sigma_{np}^2 u_p^2 v_n^2}{\epsilon_{np} + \epsilon_{\nu} - \epsilon_k - \omega_k}, \quad t_{k\nu} = \sum_{np} \frac{4\sigma_{np}^2 u_n v_p u_p v_n}{\epsilon_{np} + \epsilon_{\nu} - \epsilon_k - \omega_k} \quad (12)$$

$$L_{np}^{k\nu} = u_k u_{\nu} u_n v_p - v_k v_{\nu} v_p v_n$$

$$d_{k\nu} = u_k u_{\nu} f_{k\nu} - v_k v_{\nu} t_{k\nu}, \quad \bar{d}_{k\nu} = u_k u_{\nu} \bar{f}_{k\nu} - v_k v_{\nu} \bar{t}_{k\nu}$$

ω_k - энергетический сдвиг, обусловленный взаимодействием V_{β} , является решением секулярного уравнения

$$\begin{aligned} -\omega_{k(r)} &= 2\kappa_{\beta}^2 \sum_{\nu} \sigma_{k\nu}^2 D_{k\nu}^{-1} [F_{k\nu} + \kappa_{\beta} (u_k^2 u_{\nu}^2 + v_k^2 v_{\nu}^2) \times \\ &\times (f_{k\nu} \bar{f}_{k\nu} - t_{k\nu}^2)], \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$F_{k\nu} = \sum_{np} \frac{\sigma_{np}^2 (L_{np}^{k\nu})^2}{\epsilon_{np} + \epsilon_{\nu} - \epsilon_k - \omega_{k(r')}}.$$

Для простоты мы опускали индекс μ у $\sigma_{np}^{(\mu)}$. В случае нечетного протона во всех выражениях (11-13) следует произвести замену $(u_k, v_k) \rightarrow (v_k, v_{\nu})$. Амплитуда N_k определяется из (11) и условия нормировки волновой функции

$$\langle \Phi_k | \Phi_k \rangle = N_k^2 + \sum_{np} (R_{np}^{k\nu})^2 = 1. \quad (14)$$

Используя (7) и (9) для матричных элементов β -перехода между нечетными ядрами, получим ($\nu = k$):

а) Число пар не меняется.

$$\begin{aligned} M_{\beta}^{(\alpha)} &= -\sigma_{k_1 k_1'} \{ u_{k_1} u_{k_1'} N_{k_1} N_{k_1'} + u_{k_1} v_{k_1'} \sum_{np} R_{np}^{k_1 \nu = k_1'} R_{np}^{k_1' \nu = k_1} - \\ &- \sqrt{2} \kappa_{\beta} \sum_{np} \sigma_{np} [R_{np}^{k_1 \nu = k_1'} u_n v_p - R_{np}^{k_1' \nu = k_1} u_p v_n] \}, \end{aligned} \quad (15)$$

б) Число пар. меняется

$$M_{\beta}^{\pm} = -\sigma_{k_i k_f} \{ v_{k_i} v_{k_f} N_{k_i} N_{k_f} + u_{k_i} u_{k_f} \sum_{np} R_{np}^{k_i, \nu=k_f} R_{np}^{k_f, \nu=k_i} - + \sqrt{2} \kappa_{\beta} \sum_{np} \sigma_{np} [R_{np}^{k_i, \nu=k_f} u_n v_p - R_{np}^{k_f, \nu=k_i} u_p v_n] \}. \quad (16)$$

Во всех суммах (15) и (16) мы брали $\nu = k$, так как для членов с $\nu \neq k$ одночастичные матричные элементы малы и дают некогерентный вклад. Из (15) и (16) видно, что в предельном случае $N_k = 1$ и $R = 0$ получаются матричные элементы обычной парной модели.

Результаты и обсуждение

При определении константы κ_{β} мы рассматривали переходы типа $[523] \uparrow \rightarrow [523] \downarrow$ и $[514] \uparrow \rightarrow [514] \downarrow$ между низколежащими состояниями в нечетных ядрах, так как для них имеется много экспериментальных данных [1, 11, 12]. Все расчеты проводились по формулам (15) и (16). Использовалась одна для всех ядер схема одночастичных уровней модели Нильссона и параметры парных взаимодействий, приведенные в работе [10].

Константа κ_{β} подбиралась таким образом, чтобы получить хорошее согласие расчетов с экспериментальными значениями $\log ft$. Проведенные расчеты показывают, что зарядово-обменное взаимодействие (2) приводит к малым трехквартичным примесям в основных и низколежащих возбужденных состояниях. Эти примеси обычно не превышают 1% нормы волновой функции и слабо зависят от κ_{β} . Поэтому и рассчитанные значения $\log ft$ тоже слабо зависят от κ_{β} . С учетом экспериментальных ошибок определения $\log ft_{\text{exp}}$ получается разброс значений κ_{β} в интервале $0,18 \pm 0,24 \hbar \omega_0$. Можно достигнуть хорошего согласия с опытом для всех рассмотренных переходов при значении $\kappa_{\beta} = 0,02 \hbar \omega_0$ (см. рис. 1).

Исследования магнитных моментов в деформированных ядрах показывают, что удовлетворительное согласие с опытом получается при значении $\kappa = 0,04 \hbar \omega_0$ и $-1/4 < q < 0$. Тогда из (4) следует, что

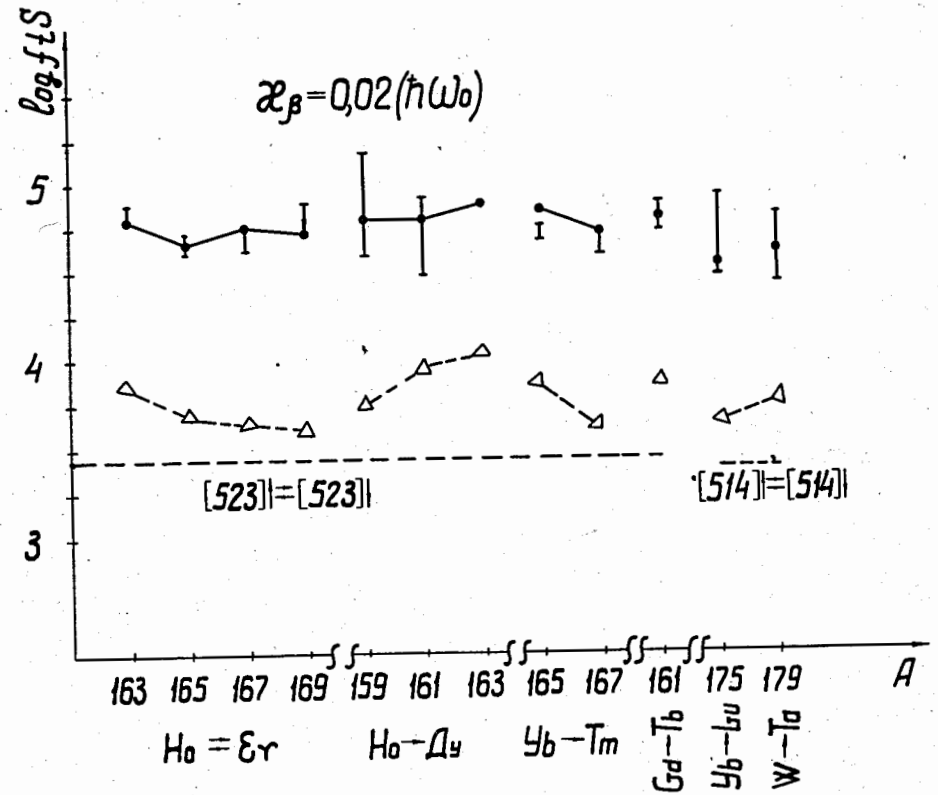


Рис. 1. Сравнение теоретических и экспериментальных значений $\log ft$. Использованы следующие обозначения: пунктирная линия - одночастичная модель, треугольники - одночастичная модель с учетом спаривания, вертикальные прямые - экспериментальные значения с ошибками, точки - наши расчеты. Статистический фактор $S = (I_i M_i, I_f M_f - M_i, I_f M_f)^2$.

$0.02 < \kappa_{\beta} < 0.025$ (в единицах $\hbar\omega_0 = 41. A^{-1/3}$), что согласуется со значением, получаемым из β -распада. Из полученной оценки κ_{β} можно сделать вывод, что отношение констант ядерного взаимодействия $1 < V_t / V_s < 1,5$.

Настоящая тема была предложена Н.И. Пятовым. Мы признательны ему за советы и помощь. Благодарим также проф. В.Г. Соловьева и З. Бохнаки за полезные обсуждения. Кроме того выражаем благодарность С.Г. Абдулвагабовой, которая принимала участие в начальной стадии работы.

Л и т е р а т у р а

1. I. Zylitz, P.G. Hansen, H.L. Nielsen and K. Wilsky. *Ark. for Fysik* 36, 643 (1967).
2. J.I. Fujita, Y. Futami and K. Ikeda. *Proc.Int.Conf.Nucl.Structure, Tokyo*, 1967.
3. R.A. Sorensen. *Ark. for Fysik* 36, 657 (1967), *Nuclear Structure: Dubna Symposium, 1968. IAEA Vienna (1968) p.317.*
4. Z. Bochnacki and S. Ogaza. *Nuclear Physics* A102, 529 (1967).
5. K. Ikeda. *Prog. Theor. Phys.*, 31, 434 (1964).
6. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. *ЯФ* 9 (1969), 313, 955.
А.А. Kuliev and N.I. Pyatov. *Phys.Lett.*, 28B, 443 (1969).
7. S.I. Gabrakov, A.A. Kuliev, N.I. Pyatov.
Препринт ОИЯИ Е-4774, Дубна 1969.
8. В.А. Карнауков. *ЯФ* 10, 450 (1969).
9. P.G. Hansen. *Proc. Int.Conf.on Prop.of Nucl.States, Montreal*, 1969.
10. К.М. Железнова и др. Препринт ОИЯИ Д-2157, Дубна 1965.
11. К.Я. Громов. "Структура сложных ядер", Атомиздат, М., 1966.
12. Т. Tamura. *Nucl.Phys.*, 62, 305 (1965), A115, 193 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел

24 марта 1970 года.