ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 3934

А.А.Кулиев, Н.И.Пятов

МАГНИТНЫЕ ДИПОЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

P4 - 3934

А.А.Кулиев, Н.И.Пятов

МАГНИТНЫЕ ДИПОЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

1. Введение

Спиновую часть магнитного мультипольного оператора можно записать в виде[1]:

$$\mathfrak{M}_\sigma(\lambda,\mu)=\frac{e\hbar}{2Mc}\sum_i \frac{1}{2}\, g_s^{(i)}\,\vec{\sigma}_i\,\vec{\nabla}_i\,[\,r_i^\lambda\; Y_{\lambda\mu}\,(\theta_i,\phi_i)\,]\,, \qquad (1.1)$$

где g_s – спиновое гиромагнитное отношение. С помощью простых преобразований представим его в виде:

$$\mathfrak{M}\;(\lambda,\mu)=\frac{e\hbar}{2Mc}\sum_i\; g_s^{(i)}\sqrt{\frac{\lambda(2\lambda+1)}{4}}\;r^{\lambda-1}\;\times$$

$$\times\{\,\vec{\sigma}_i\;\vec{Y}_{\lambda-1}(\theta_i,\phi_i)\}_{\lambda\mu}\;, \qquad (1.2)$$

где

$$\{\vec{\sigma}\,\vec{Y}_k\}_{\lambda\mu}=\sum_{\nu=0,\pm1}\langle 1\,k\,\nu\;\mu-\nu\,|\,\lambda\;\mu\rangle\;\sigma_\nu\;\;Y_{k\;\mu-\nu}\,,$$

$$\sigma_0 = \sigma_z \ , \ \sigma_{\pm} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\sigma_x \pm i \sigma_y) .$$

Магнитные свойства ядер могут заметно возмущать только остаточные взаимодействия, которые можно представить в виде произведения мультиполей типа (1.2). Разложим центральный спиновый потенциал по мультиполям:

$$V(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)\, \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 = \sum_k J_k(r_1, r_2) \sum_{\lambda = k,\, k\pm 1} \frac{4\pi}{2k+1} (-1)^{k+1-\lambda} \cdot \tag{1.3}$$

$$\times \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} (-1)^{\mu} \{\vec{\sigma}(1) \vec{Y}_k(1)\}_{\lambda\mu} \{\vec{\sigma}(2) \vec{Y}_k(2)\}_{\lambda-\mu} .$$

Выделим некоторые члены разложения (1.3).

а) Магнитные дипольные взаимодействия $\lambda = 1$, $k = 0{,}2$

$$J_0(r_1, r_2) \sum_{\mu} (-1)^{\mu} \sigma_{\mu}(1)\, \sigma_{-\mu}(2) + \tag{1.4}$$

$$+ \frac{4\pi}{5} J_2(r_1, r_2) \sum_{\mu} (-1)^{\mu} \{\vec{\sigma}(1) \vec{Y}_2(1)\}_{1\mu} \{\vec{\sigma}(2) \vec{Y}_2(2)\}_{1-\mu} .$$

Эти взаимодействия могут возмущать магнитные дипольные моменты и $M1$ -переходы в ядрах. В частности, первый член выражения (1.4) использовался Бохнацки и Огазой при исследовании спиновых поляризационных эффектов в ядрах /2/. В чётно-чётных деформированных ядрах магнитные дипольные взаимодействия могут генерировать 1^+-состояния с $K = 0$ или 1. При положительном знаке $V(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)$ взаимодействия (1.4) являются отталкивательными.

б) Спин-квадрупольные взаимодействия $\lambda = 2$, $k = 2$

$$-\frac{4\pi}{5} J_2(r_1, r_2) \sum_{\mu} (-1)^{\mu} \{\vec{\sigma}(1) \vec{Y}_2(1)\}_{2\mu} \{\vec{\sigma}(2) \vec{Y}_2(2)\}_{2-\mu}. \tag{1.5}$$

Эти взаимодействия генерируют в чётно-чётных ядрах 0^+ и 2^+-состояния, связанные с β- и γ-вибрациями [13]. По соображениям симметрии спин-квадрупольные взаимодействия слабо возмущают магнитные моменты ядер.

в) Магнитные октупольные взаимодействия $\lambda = 3$, $k = 2$

$$\frac{4\pi}{5} J_2(r_1, r_2) \sum_{\mu} (-1)^{\mu} \{\vec{\sigma}(1) \vec{Y}_2(1)\}_{3\mu} \{\vec{\sigma}(2) \vec{Y}_2(2)\}_{3-\mu}. \tag{1.6}$$

Эти взаимодействия могут влиять на магнитные октупольные моменты, а также на свойства 3^+-состояний в чётно-чётных ядрах.

Целью данной работы является исследование свойств магнитных дипольных взаимодействий в деформированных ядрах. В последующих разделах записывается гамильтониан и решается задача о спектре нечётных ядер в методе Тамма-Данкова. Полученные решения используются для исследования магнитных дипольных моментов ядер.

2. Гамильтониан

Учтем в системе остаточные парные и магнитные дипольные взаимодействия (в дальнейшем мы покажем, что включение квадрупольных и спин-квадрупольных взаимодействий не существенно для рассматриваемых эффектов):

$$H = \sum_{s,r} \epsilon_s(r)\, B_{ss}(r) + \frac{1}{2} \sum_{r,r'} \kappa_{rr'}\, T_\mu(r)\, T_\mu(r') \,, \tag{2.1}$$

где $\qquad r = \{ n, p \} \,, \qquad \mu = 0,1$

$$\epsilon_s = \sqrt{\Delta^2 + (E_s - \lambda)^2} \,, \qquad B_{ss'} = \sum_{\rho=\pm} \alpha^{+}_{s\rho}\, \alpha_{s'\rho} \,,$$

α^{+}_{ν} – оператор рождения квазичастицы. Сначала учтем только первый член магнитного дипольного взаимодействия (1.4) и предположим, что все радиальные матричные элементы от оператора $J_0(r_1, r_2)$ одинаковы и их можно аппроксимировать константой κ. В этом приближении

$$T_\mu(r) = \sum_{s,s',\rho,\rho'} \langle s\rho | \sigma_\mu + (-1)^\mu \sigma_{-\mu} | s'\rho' \rangle\, a^{+}_{s\rho}(r)\, a_{s'\rho'}(r) \,, \tag{2.2}$$

где a^{+}_{ν} – операторы рождения частиц.

В дальнейшем используем следующие свойства симметрии одночастичных матричных элементов:

$$\sigma^{(\mu)}_{ss'} = \langle s+ | \sigma_\mu + (-1)^\mu \sigma_{-\mu} | s'+ \rangle = -\langle s- | \sigma_\mu + (-1)^\mu \sigma_{-\mu} | s'- \rangle =$$

$$= \sigma^{(\mu)}_{s's} \qquad (\mu = 0,1) \tag{2.3}$$

$$\bar{\sigma}^{(\mu)}_{ss'} = \langle s+ | \sigma_\mu + (-1)^\mu \sigma_{-\mu} | s'- \rangle = \langle s- | \sigma_\mu + (-1)^\mu \sigma_{-\mu} | s'+ \rangle =$$

$$= \bar{\sigma}^{(\mu)}_{s's} \qquad (\mu = \pm 1) .$$

В выражениях (2.3) $|s+>$ и $|s->$ сопряжены по времени. Проведя каноническое преобразование Боголюбова, запишем оператор $T_\mu(r)$ в виде:

$$T_\mu(r) = \sum_{ss'} [\sigma^{(\mu)}_{ss'} D_{ss'}(r) + \bar{\sigma}^{(\mu)}_{ss'} \bar{D}_{ss'}(r)] M_{ss'} +$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \{ \sigma^{(\mu)}_{ss'} [C^+_{ss'}(r) + C_{ss'}(r)] + \tag{2.4}$$

$$+ \bar{\sigma}^{(\mu)}_{ss'} [\bar{C}^+_{ss'}(r) + \bar{C}_{ss'}(r)] \} L_{ss'} ,$$

где

$$D_{ss'} = \sum_\rho \rho\, \alpha^+_{s-\rho} \alpha_{s'-\rho} ; \quad \bar{D}_{ss'} = \sum_\rho \alpha^+_{s-\rho} \alpha_{s'\rho} ,$$

$$C_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_\rho \alpha_{s'\rho} \alpha_{s-\rho} ; \quad \bar{C}_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_\rho \rho\, \alpha_{s'\rho} \alpha_{s\rho} , \tag{2.5}$$

$$M_{ss'} = u_s u_{s'} + v_s v_{s'} , \qquad L_{ss'} = u_s v_{s'} - u_{s'} v_s .$$

Отметим следующие свойства операторов $C_{ss'}(\bar{C}_{ss'})$:

$$C_{ss} = 0 ,\ C_{s's} = - C_{ss'}$$

$$[C_{ss'}(r), C^+_{\lambda'\lambda}(r')] = \delta_{rr'} (\delta_{s\lambda} \delta_{s'\lambda'} - \delta_{s'\lambda} \delta_{s\lambda'}) + \tag{2.6}$$

$$+ \frac{1}{2} (\delta_{s\lambda'} B_{\lambda s'} + \delta_{s'\lambda} B_{\lambda' s} - \delta_{s\lambda} B_{\lambda' s'} - \delta_{s'\lambda'} B_{\lambda s}) .$$

В дальнейшем мы не будем различать в суммах члены с операторами $D_{ss'}$ и $\bar{D}_{ss'}$, $C_{ss'}$ и $\bar{C}_{ss'}$, поскольку все выражения для них идентичны.

Разделим гамильтониан на три части

$$H = H_{sqp} + H_{coll} + H_{int}\,, \tag{2.7}$$

где

$$H_{sqp} = \sum_{s,r} \epsilon_s(r)\, B_{ss}(r) \tag{2.7a}$$

$$H_{coll} = \frac{1}{4} \sum_{r,r'} \kappa_{rr'} \sum_{ss'} \sigma^{(\mu)}_{ss'} L_{ss'} [\, C^{+}_{ss'}(r) + C_{ss'}(r)\,] \sum_{m,m'} \sigma^{(\mu)}_{mm'} L_{mm'} [\, C^{+}_{mm'}(r') + C_{mm'}(r')\,] \tag{2.7в}$$

$$H_{int} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{r,r'} \kappa_{rr'} \sum_{ss'} \sum_{mm'} \{ \sigma^{(\mu)}_{ss'} M_{ss'} \times \sigma^{(\mu)}_{mm'} L_{mm'} D_{ss'}(r) [\, C^{+}_{mm'}(r') + C_{mm'}(r')\,] + \tag{2.7c}$$

$$+ \sigma^{(\mu)}_{ss'} L_{ss'} \sigma^{(\mu)}_{mm'} M_{mm'} [\, C^{+}_{ss'}(r) + C_{ss'}(r)\,]\, D_{mm'}(r') \} \,.$$

H_{sqp} описывает одноквазичастичное движение в ядре, H_{coll} – коллективные возбуждения, связанные с магнитными дипольными взаимодействиями, а H_{int} – связь одночастичного и коллективного движений.

Гамильтониан β- и γ - вибраций выражается через операторы $A_{ss'} = 1/\sqrt{2} \sum_{\rho} \rho\, a_{s'\rho}\, a_{s-\rho}$, причем

$$[C_{ss'}, A^{+}_{\lambda\lambda'}] = \frac{1}{2}(\delta_{s\lambda} D_{\lambda' s'} + \delta_{s\lambda'} D_{\lambda s'} - \qquad (2.8)$$

$$- \delta_{s'\lambda'} D_{\lambda s} - \delta_{s'\lambda} D_{\lambda' s}).$$

В методе приближенного вторичного квантования можно считать эти операторы приближенно коммутирующими и, следовательно, не учитывать квадрупольные взаимодействия при рассмотрении 1^+-состояний и магнитных свойств ядер.

Однофонные волновые функции β - вибраций и возбуждений, генерированных взаимодействием (2.7в), имеют различные вращательные свойства, именно, ротационные состояния, основанные на β - вибрации, имеют спины 2^+, 4^+. . . , а ротационная полоса магнитного дипольного возбуждения ($K^\pi = 0^+$) имеет спины 1^+, 3^+, и т.д.

3. Решение для нечётных ядер в методе Тамма-Данкова

Внутреннюю волновую функцию для нечётного ядра в состоянии с проекцией момента K запишем в виде: ($K > 1/2$):

$$\phi_K(r) = \{ N_K(r)\, a^{+}_{K}(r) + \qquad (3.1)$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{r'} \sum_{\nu} \sum_{ss' \neq \nu} R^{K\nu}_{ss'}(r, r')\, a^{+}_{\nu}(r)\, C^{+}_{ss'}(r') \} \Psi_0 ,$$

где Ψ_0 – вакуум по квазичастицам, а $N_K(r)$ и $R^{K\nu}_{ss'}$ – амплитуды смешивания одноквазичастичных и трехквазичастичных состояний (учтем примеси типа (3n), (3p), (2p, n) и (2n, p)). В выражении (3.1) введено условие блокировки, которое означает, что нечётная квазичастица не принимает участия в образовании связанных пар.

Выпишем условие нормировки:

$$\phi^+_K \phi_K = N^2_K(r) + \sum_{r'} \sum_{\nu} \sum_{ss' \neq \nu} [R^{K\nu}_{ss'}(r, r')]^2 = 1. \tag{3.2}$$

Перестановочная симметрия операторов $C_{ss'}$ накладывает условие на амплитуды

$$R^{K\nu}_{s's} = - R^{K\nu}_{ss'} . \tag{3.3}$$

Для нахождения амплитуд N_K и $R^{K\nu}_{ss'}$ и собственных значений используем вариационный метод:

$$\delta \{ \phi_K(r) H \phi_K(r) - \epsilon_K(r) - \\ - \omega_K(r) [N^2_K(r) + \sum [R^{K\nu}_{ss'}]^2 - 1] \} = 0 . \tag{3.4}$$

Здесь вариационный множитель $\omega_K(r)$ имеет смысл сдвига энергии одноквазичастичного состояния, обусловленного магнитным дипольным взаимодействием.

Вариационные уравнения имеют вид:

$$-\omega_K(r)N_K(r)=\sum_{r'}\kappa_{rr'}\sum_{\nu}\sigma^{(\mu)}_{K\nu}M_{K\nu}W_{K\nu}(r,r') \qquad (3.4а)$$

$$[\epsilon_{ss'}(r')+\epsilon_{\nu}(r)-\epsilon_K(r)-\omega_K(r)]\,R^{K\nu}_{ss'}(r,r')+$$

$$+\sum_{r''}\kappa_{r'r''}\,[\sigma^{(\mu)}_{ss'}L_{ss'}]\;W_{K\nu}(r'',r')= \qquad (3.4в)$$

$$=\kappa_{rr'}\;N_K(r)\;\sigma^{(\mu)}_{K\nu}\;M_{K\nu}[\sigma^{(\mu)}_{ss'}L_{ss'}]_{r'},$$

где $\epsilon_{ss'}=\epsilon_s+\epsilon_{s'}$,

$$W_{K\nu}(r,r')=\sum_{ss'\neq\nu}\sigma^{(\mu)}_{ss'}L_{ss'}R^{K\nu}_{ss'}(r,r') .$$

Будем считать, что

$$\kappa_{rr}=\kappa_{nn}=\kappa_{pp}=\kappa$$

$$\kappa_{np}=q\kappa . \qquad (3.5)$$

Тогда секулярное уравнение для $\omega_K(r)$ можно записать в виде:

$$\omega_K(r)=-\mathcal{P}(\kappa,\omega_K), \qquad (3.6)$$

где

$$\mathcal{P}(\kappa,\omega_K)=\kappa\sum_{\nu}[\sigma^{(\mu)}_{K\nu}M_{K\nu}]^2\times\left\{1-\frac{1+\kappa(1-q^2)F_{K\nu}(r'\neq r)}{\mathfrak{D}_{\nu}(\omega_K)}\right\},$$

$$F_{K\nu}(r,r') = \sum_{ss'\neq\nu} \frac{[\sigma^{(\mu)}_{ss'} L_{ss'}]^2_{r'}}{\epsilon_{ss'}(r') + \epsilon_\nu(r) - \epsilon_K(r) - \omega_K(r)} \qquad (3.7)$$

$$\mathfrak{F}_\nu(\omega_K) = \begin{vmatrix} 1+\kappa\, F_{K\nu}(r) & \kappa q\, F_{K\nu}(r'\neq r) \\ \kappa q\, F_{K\nu}(r) & 1+\kappa\, F_{K\nu}(r'\neq r) \end{vmatrix} \qquad (3.8)$$

Функция $F_{K\nu}(r)$ имеет вид (3.7) при $r'=r$ и учёте блокировки $(s, s'\neq\nu)$.

Легко показать, что в приближении Тамма-Данкова уравнение

$$\mathfrak{F}_\nu(\omega_K)\big|_{\nu=K} = 0 \qquad (3.9)$$

определяет энергии 1^+-состояний в чётно-чётных ядрах. Легко видеть из секулярного уравнения (3.6) и выражений (3.7) и (3.8), что нижайшее решение лежит в области

$$-\kappa \sum_\nu [\sigma^{(\mu)}_{K\nu} M_{K\nu}]^2 < \omega^{(1)}_K < 0, \qquad (3.10)$$

а следующее решение получается уже при $\omega^{(2)}_K \gtrsim \epsilon_{ss'}$.

Используя уравнения (3.2), (3.4) и (3.6), получим выражения для амплитуд:

$$N_K^{-2}(r) = 1 + \frac{\partial}{\partial \omega_K} \mathcal{P}(\kappa, \omega_K),$$

$$R^{K\nu}_{ss'}(r' = r) = N_K(r)[\sigma^{(\mu)}_{K\nu} M_{K\nu}] \times$$

$$\frac{\kappa[1 + \kappa(1-q)F_{K\nu}(r' \neq r)]}{\mathfrak{D}_\nu(\omega_K)} \cdot \frac{[\sigma^{(\mu)}_{ss'}, L_{ss'}]_r}{\epsilon_{ss'}(r) + \epsilon_\nu(r) - \epsilon_K(r) - \omega_K(r)}, \tag{3.11}$$

$$R^{K\nu}_{\lambda\lambda'}(r' \neq r) = N_K(r)[\sigma^{(\mu)}_{K\nu} M_{K\nu}] \times$$

$$\times \frac{\kappa q}{\mathfrak{D}_\nu(\omega_K)} \frac{[\sigma^{(\mu)}_{\lambda\lambda'}, L_{\lambda\lambda'}]_{r'}}{\epsilon_{\lambda\lambda'}(r') + \epsilon_\nu(r) - \epsilon_K(r) - \omega_K(r)}.$$

Здесь значок r относится к системе нечётного числа частиц, а амплитуды $R^{K\nu}_{\lambda\lambda'}(r' \neq r)$ определяют трехквазичастичные примеси типа $(2n, p)$ или $(2p, n)$ при $\kappa_{np} \neq 0$. При малых ω_K функции $F_{K\nu}$ и $D_\nu(\omega_K)$ очень слабо зависят от ω_K, мало меняются от одного состояния к другому. Однако вблизи нулей функции $\mathfrak{D}_\nu(\omega_K)$ роль трехквазичастичных примесей резко возрастает.

4. Спиновая поляризация и магнитные моменты нечётных ядер

Полагаем, что спин системы равен сумме спинов частиц

$$\vec{S} = \sum_{i,r} \vec{s}_i(r) . \tag{4.1}$$

Вычислим среднее значение третьей проекции спина на ось симметрии ядра. Ограничимся вкладами таких трехквазичастичных состояний в волновую функцию (14), в которых пара квазичастиц имеет $K^{\pi} = 0^{+}$ и оставим только члены с $\nu = K$. В этом случае секулярное уравнение имеет очень простой вид:

$$\omega_K(r) = -\kappa [\sigma^{(0)}_{KK}]^2 \{ 1 - \frac{1 + \kappa(1-q^2) F_K(r' \neq r)}{\mathfrak{D}(\omega_K)} \} . \tag{4.2}$$

Нижайшее решение уравнения (4.2) лежит в области $-\kappa [\sigma^{(0)}_{KK}]^2 < \omega^{(1)}_K < 0$, следующие решения – выше нулей функции $\mathfrak{D}(\omega_K)$.

Для среднего значения оператора спина получаем выражение:

$$\phi^{+}_K(r)\, \hat{S}_z\, \phi_K(r) = \frac{1}{2} \sigma^{(0)}_{KK} \{ 1 - \tag{4.3}$$

$$- 2 N^2_K(r) [1 - \frac{1 + \kappa(1-q) F_K(r' \neq r)}{\mathfrak{D}(\omega_K)}] \} .$$

Последний член в (4.3) обусловлен вкладами трехквазичастичных состояний. Малые трехквазичастичные примеси, когерентно складываясь, дают макроскопический вклад и приводят к заметной поляризации остова ядра.

В состоянии $\phi_K^{(1)}(r)$, которому соответствует решение $\omega_K^{(1)}$, магнитные дипольные взаимодействия заметно уменьшают одночастичное значение $\sigma_{KK}^{(0)}$. Однако для вышележащих (трехквазичастичных) состояний $\mathfrak{I}(\omega_K)$ мало, и эффект взаимодействия оказывается обратным. Результат, аналогичный выше описанному для состояния $\phi_K^{(1)}$, был получен Бохнацки и Огазой в рамках теории возмущения и при учёте (ap) – взаимодействия как дополнительного возмущения [2].

В расчётах гиромагнитных факторов в нечётных деформированных ядрах обычно используют формулу Нильссона [5] $(K > \frac{1}{2})$:

$$K\, g_K = \frac{1}{2}\,(g_s^r - g_\ell^r)\,\sigma_{KK}^{(0)} + g_\ell^r\, K\,, \tag{4.4}$$

где $\sigma_{KK}^{(0)}$ – диагональный матричный элемент оператора σ_z по функциям Нильссона.

Численные расчёты показали, что формула хорошо описывает экспериментальные данные при замене g_s^r –фактора на эффективное значение $g_s^{eff} \approx 0{,}6\; g_s^r$ [6]. Влияние поляризационных эффектов на магнитные моменты подробно исследовалось в ряде работ [2,7-9]. Поэтому мы ограничимся рассмотрением следствий, вытекающих из предлагаемого нами описания.

Используем упрощенную волновую функцию типа:

$$\phi_K(r) = \{ N_K(r)\, a_K^+(r) + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{r'} \sum_{ss' \neq K} R^K_{ss'}(r, r')\, a_K^+(r)\, C^+_{ss'}(r') \}\, \Psi_0 \,, \tag{4.5}$$

Для эффективного g_s–фактора получим простое выражение:

$$g_s^{eff} - g_\rho^r = (g_s^r - g_\rho^r)\{ 1 - 2 N_K^2(r) \times$$

$$\times \frac{\kappa F_K(r)}{\mathcal{F}(\omega_K)} [1 + \kappa(1 - q^2) F_K(r' \neq r)] \} - \tag{4.6}$$

$$- (g_s^{r'} - g_\rho^{r'})\, 2 N_K^2(r)\, \frac{\kappa\, q\, F_K(r' \neq r)}{\mathcal{F}(\omega_K)} \,,$$

$$F_K(r) \equiv F_{K\nu}(r) |_{\nu = K} \,.$$

Для нижайшего решения уравнения (4.2) всегда имеем $g_s^{eff} \lesssim g_s^r$. Однако возможны высоколежащие (трехквазичастичные) состояния, для которых $g_s^{eff} \gtrsim g_s^r$, т.к. функция $F_K(r)$ меняет знак с ростом ω_K. Последний член в (4.6) обусловлен (np)– взаимодействием и вклад его зависит от знака q.

Наиболее сильно влияние (np)– взаимодействия при $q = -1$. При $q = +1$ эффекты спиновой поляризации в нейтронной и протонной системах могут взаимно сокращаться.

В общем случае, используя волновые функции (3.1), можно показать, что дополнительный вклад в магнитный момент определяется членами типа:

$$\sum_{\nu,\nu'\neq K} \sigma^{(0)}_{\nu\nu'} \sum_{\substack{ss'\neq\nu,\nu' \\ r'}} R^{K\nu}_{ss'}(r')\, R^{K\nu'}_{ss'}(r') . \tag{4.7}$$

Такие вклады могут быть существенными только для некоторых высоколежащих трехквазичастичных состояний. Таким образом, только учёт рассеяния нечётной частицы на двухквазичастичных возбуждениях остова с $K^{\pi} = 0^{+}$ оказывается важным при вычислении статических дипольных магнитных моментов низколежащих состояний с $K > \frac{1}{2}$.

5. Вычисление факторов g_K

В расчётах использовалась одна для всех ядер схема одночастичных уровней и параметры парных взаимодействий, приведенные в работе /10/. Решалось уравнение (4.2) для энергии и вычислялись амплитуды волновой функции (4.5). Выбор параметров κ и q проводился из сравнения с экспериментальными данными.

Расчёты показали, что сдвиги одноквазичастичных уровней из-за магнитных дипольных взаимодействий $\omega^{(1)}_{K}$ малы и обычно не превышают $(0{,}002 \div 0{,}005)\ \hbar\omega_0$ ($1\ \hbar\omega_0 = 41 A^{-1/3}$ Мэв). Величина $\omega^{(1)}_{K}$ также слабо зависит от состояния, поэтому практически взаимодействие сдвигает все нижайшие уровни на одну и ту же величину.

Очень важно, что магнитные дипольные взаимодействия приводят к чрезвычайно малым трехквазичастичным примесям в основных и низколежащих возбужденных состояниях (см. табл. 1,2). Величина N_K слабо зависит от параметров κ и q. Таким образом, хотя рассеяние нечётной частицы на 1^+-возбуждениях остова ($K^\pi = 0^+$) и приводит к сильной перенормировке спинового гиромагнитного отношения g_s, состояния практически остаются одноквазичастичными по структуре.

Зависимость отношения g_s^{eff} / g_s^r от параметров κ и q продемонстрирована на рис. 1,2 для ядер ^{161}Dy и ^{175}Lu. При выборе $q = +1$ поляризационные вклады от протонной и нейтронной систем взаимно сокращаются.

Удовлетворительное согласие вычисленных и экспериментальных значений g получается при $\kappa \approx 0{,}04\,\hbar\omega_0 \approx 300$ кэв. Это значение константы взаимодействия примерно на 25% меньше, чем использованное Бохнацки и Огазой /2/. Различие связано с тем, что в расчётах нами не проводилась процедура перенормировки взаимодействия.

Анализ экспериментальных данных показывает, что обычно $-\frac{1}{2} < q \lesssim 0$. Иногда теоретические результаты при $q \approx +\frac{1}{4}$ также не противоречат экспериментальным данным (например, в ^{173}Yb).

Состояния с $K = \frac{1}{2}$ требуют особого рассмотрения, так как в этом случае учёт рассеяния нечётной частицы на возбуждениях остова с $K^\pi = 1^+$ существенно перенормирует величину одночастичного матричного элемента оператора σ_+ и приводит к необходимости рассматривать два различных значения g_s^{eff} /11/.

Учёт второго члена во взаимодействии (1.4) приведет к дополнительным некогерентным вкладам в магнитный момент. Оценка влияния этого взаимодействия будет проведена в дальнейшем.

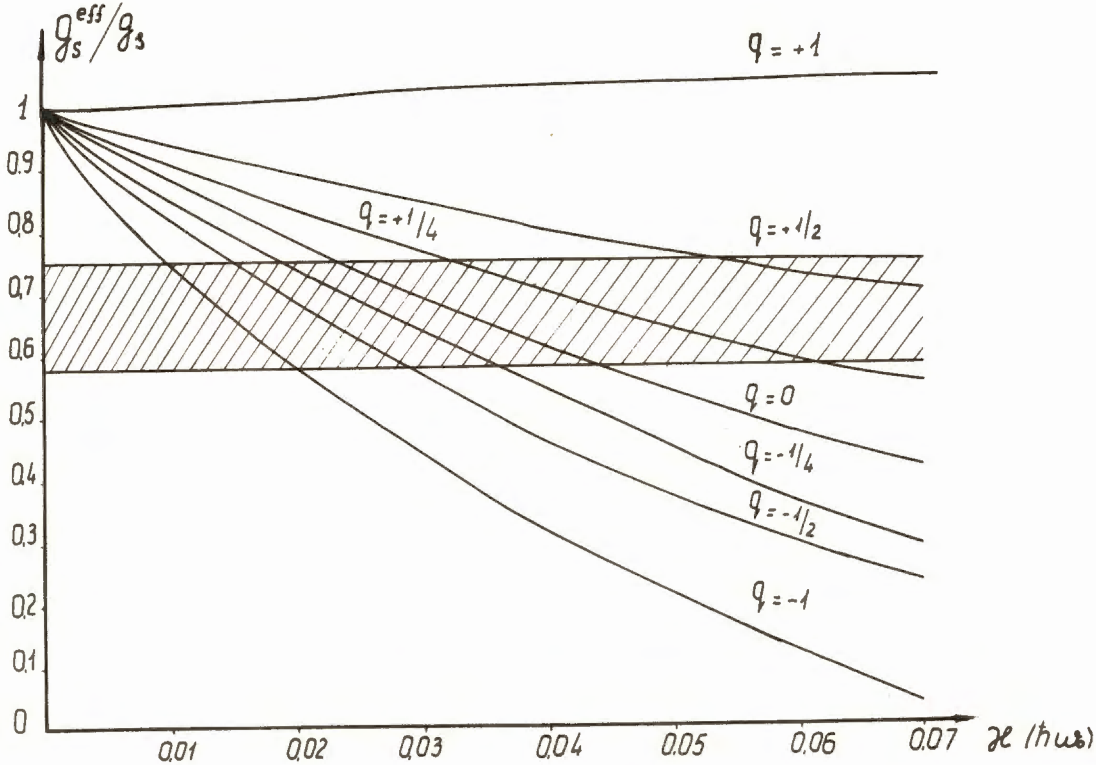

Рис. 1. Эффективный g_s - фактор как функция параметров κ и q для основного состояния ^{161}Dy. Заштрихована область экспериментальных значений /2,15,16/.

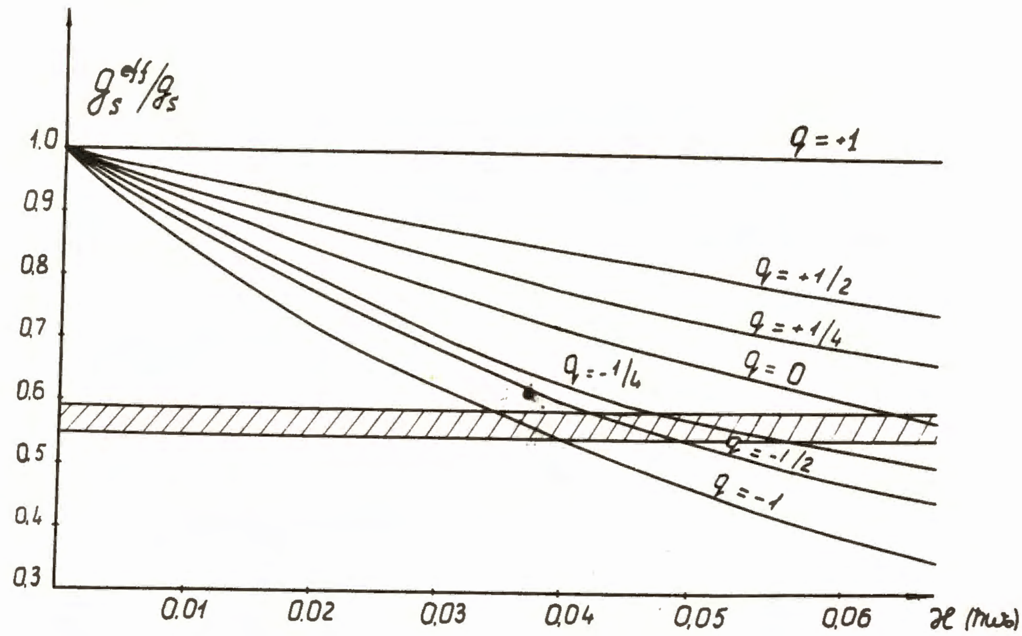

Рис. 2. Эффективный g_s – фактор как функция параметров κ и q для основного состояния ^{175}Lu. Заштрихована область экспериментальных значений /2,15/.

6. З а к л ю ч е н и е

Эффекты магнитных дипольных взаимодействий в нечётных ядрах можно рассматривать как обусловленные рассеянием нечётной частицы на двухквазичастичных возбуждениях остова с $K^{\pi} = 0^{+}$ или 1^{+}. Макроскопическое проявление спиновой поляризации оказалось возможным из-за большой плотности таких двухквазичастичных возбуждений, которые могут быть обнаружены в спектрах чётно-чётных ядер выше энергетической щели. В настоящее время большое количество 1^{+}-состояний экспериментально обнаружено в ^{170}Yb при распаде ^{170}Lu /12/. Наиболее перспективно обнаружение скоплений 1^{+}-состояний при неупругом рассеянии электронов на угол 180°, а также при рассеянии нуклонов. Состояние 1^{+}, генерированное спиновыми взаимодействиями, недавно было предсказано в ^{208}Pb /13/, ряд аналогичных возбуждений обнаружен в легких ядрах.

С точки зрения теории представляет интерес измерение магнитных моментов высоковозбужденных состояний, а также тщательный анализ магнитных моментов состояний с $K = \frac{1}{2}$.

Рассмотренные взаимодействия слабо влияют на аи β - переходы в нечётных ядрах (Бохнацки и Огаза показали, что в этом случае существенны только зарядовообменные взаимодействия /14/). Возможно, что интерференционные эффекты из-за трехквазичастичных примесей окажутся существенными для ah -переходов и для β -распада на высоковозбужденные состояния. Однако β -переходы с изменением главного квантового числа $\Delta N = \pm 2$ практически нечувствительны к взаимодействиям типа $\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2$.

В дальнейшем нами будут рассмотрены состояния с $K = \frac{1}{2}$.

В заключение выражаем благодарность проф. В.Г.Соловьеву, З.Бохнацки, В.К.Лукьянову, И.Петкову и В.Б.Беляеву за полезные обсуждения работы. Один из авторов (Н.П.) выражает благодарность проф. О.Бору и проф. Б.Моттельсону за полезные дискуссии и гостеприимство во время его пребывания в Институте Нильса Бора.

Литература

1. A.Bohr, B.Mottelson. Kgl. Dan. Vid. Selsk., Mat.-Fys.Medd., 27, No 16 (1953).
2. Z.Bochnacki, S.Ogaza. Nucl. Phys. 69, 189 (1965).
3. N.I.Pyatov, Ark. Fys., 36, nr 76, 667 (1967).
Н.И.Пятов, М.И.Черней, К.М.Железнова. Изв. АН СССР, сер. физ., 31, 550 (1967), 1689. A.A.Kuliev, N.I.Pyatov. Nucl. Phys., A106, 689 (1968).
4. V.G.Soloviev. Nucl. Phys. , 69, 1 (1965).
5. S.G.Nilsson. Kgl. Dan. Vid. Selsk., Mat.-Fys. Medd., 29, No 16,
6. J.de Boer, J.D.Rogers. Phys. Lett., 3, 304 (1963).
7. A.B.Migdal. Nucl. Phys., 75, 441 (1966).
8. Л.П.Раппопорт, А.С.Чернышов. ЯФ 7, 309 (1968).
9. E.Bodenstedt, J.D.Rogers. in Perturbed Angular Correlations, ed. by E.Karlsson, E.Matthias and K.Siegbahn,p.93. Amsterdam 1964.
10. К.М.Железнова, А.А.Корнейчук., В.Г.Соловьев, П.Фогель, Г.Юнгклауссен. Препринт ОИЯИ Д-2157, Дубна 1965.
11. Z.Bochnacki, S.Ogaza. Nucl. Phys., 83, 619 (1966).
12. Н.А.Бонч-Осмоловская, Я.Врзал, Е.П.Григорьев и др. Препринт ОИЯИ Р6-3452, Дубна 1967. Б.С.Джелепов, С.А.Шестопалова, Доклад на XVIII Совещании по ядерной спектроскопии, Рига, 1968.
13. R.A.Broglia, A.Molinari, B.Sørensen. Nucl. Phys., A109,353(1968).
14. Z.Bochnacki, S.Ogaza. Nucl. Phys., A102, 529 (1967).

15. F.Boehm, G.Goldring, G.B.Hagemann, G.D.Symons, A.Tveter. Phys. Lett., 25, 627 (1966).

16. G.B.Hagemann, A.Tveter. Phys. Lett., 26B, 136 (1968).

17. B.Khurgin, S.Ofer, M.Rakavy. Nucl. Phys., A110, 577 (1968).

18. A.T.Ramsey, S.Stein. Phys. Rev., 165, 1360 (1968).

19. E.Karlson, E.Matthias, A.G.Svensson, K.Johansson. Nucl. Phys., 64, 8 (1965).

20. K.M.Bisgard, E.Veje. Nucl. Phys., A103, 545 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 июня 1968 года.

Таблица I

Сравнение вычисленных факторов g_K с экспериментальными в ядрах с нечетным числом нейтронов

Ядро	Состояние	q	$\varkappa = 0{,}03\,\hbar\omega_0$: N_K^2, %	g_s^{eff}/g_s^n	g_K	$\varkappa = 0{,}04\,\hbar\omega_0$: N_K^2, %	g_s^{eff}/g_s^n	g_K	g_K эксп.	Литература
^{155}Gd	[521]↑	0	99,86	0,74	-0,59	99,77	0,67	-0,53	-0,476(24)	/2/
		-I/4	99,85	0,67	-0,53	99,76	0,58	-0,46	-0,484(I2)	/I5/
^{157}Gd	[521]↑	0	99,85	0,73	-0,58	99,76	0,66	-0,52	-0,539(20)	/2/
		-I/4	99,83	0,66	-0,52	99,75	0,58	-0,46	-0,533(I4)	/I5/
^{157}Dy	[521]↑	0	99,86	0,74	-0,59	99,77	0,67	-0,53		
		-I/4	99,85	0,66	-0,52	99,76	0,58	-0,46		
^{159}Dy	[521]↑	0	99,85	0,73	-0,57	99,76	0,66	-0,52		
		-I/4	99,84	0,67	-0,53	99,74	0,57	-0,45		
^{161}Dy	[642]↑	0	99,8I	0,69	-0,33	99,70	0,6I	-0,30	-0,340(I6)	/I5/
		-I/4	99,8I	0,63	-0,30	99,70	0,54	-0,26	-0,300(20)	/I6/
^{161}Dy	[523]↓ *	0	99,83	0,72	0,34	99,74	0,65	0,3I	0,280(25)	/I7/
		-I/4	99,83	0,67	0,32	99,73	0,56	0,26		
^{161}Dy	[521]↑ *	0	99,84	0,73	-0,58	99,75	0,64	-0,5I	-0,565(30)	/I7/
		-I/4	99,83	0,64	-0,5I	99,73	0,56	-0,45		
^{163}Dy	[523]↓	0	99,83	0,7I	0,34	99,73	0,63	0,30	0,240(6)	/2/
		-I/4	99,82	0,63	0,30	99,7I	0,59	0,28	0,248(I0)	/I5/
		-I/2	99,82	0,59	0,28	99,6I	0,47	0,22		
^{165}Dy	[633]↑	0	99,69	0,67	-0,28	99,5I	0,58	-0,24	-0,24	/I8/
		-I/4	99,69	0,6I	-0,25	99,50	0,50	-0,2I		
^{167}Er	[633]↑	0	99,69	0,67	-0,28	99,5I	0,58	-0,24	-0,249(9)	/2/
		-I/4	99,69	0,6I	-0,25	99,50	0,50	-0,2I	-0,259(3)	/I5/
^{173}Yb	[512]↑	0	99,70	0,7I	-0,44	99,53	0,63	-0,39	-0,483(20)	/2/
		-I/4	99,69	0,64	-0,40	99,52	0,54	-0,34	-0,49I(9)	/I5/
		+I/4	99,69	0,78	-0,49	99,52	0,7I	-0,44		
^{177}Hf	[514]↓	0	99,69	0,7I	0,3I	99,5I	0,63	0,27	0,2II(I3)	/2/
		-I/4	99,68	0,64	0,28	99,50	0,55	0,24		
		-I/2	99,67	0,59	0,25	99,47	0,48	0,2I		
^{179}Hf	[624]↑	0	99,65	0,7I	-0,25	99,44	0,63	-0,23	-0,I86(II)	/2/
		-I/4	99,64	0,63	-0,23	99,44	0,55	-0,20		

ж) Расчеты проведены для возбужденных состояний ядер.

Таблица 2

Сравнение вычисленных факторов g_K с экспериментальными в ядрах с нечетным числом протонов

Ядро	Состояние	q	$\varkappa = 0,03\,\hbar\omega_0$			$\varkappa = 0,04\,\hbar\omega_0$			g_K эксперим.	Литература
			N_K^2,%	g_s^{eff}/g_s^0	g_K	N_K^2,%	g_s^{eff}/g_s^0	g_K		
^{153}Eu	[413]↓	0	99,72	0,77	0,48	99,54	0,7I	0,53	0,654(3)	/2/
		-I/4	99,7I	0,73	0,52	99,53	0,66	0,58	0,67I(4)	/I5/
		-I/2	99,68	0,69	0,55	99,49	0,60	0,63		
^{159}Tb	[411]↑	0	99,70	0,78	I,95	99,52	0,72	I,86	I,788(43)	/2/
		-I/4	99,70	0,74	I,88	99,5I	0,67	I,77	I,830(35)	/I5/
^{165}Ho	[523]↑	0	99,70	0,78	I,40	99,52	0,7I	I,36	I,329(27)	/2/
		-I/4	99,69	0,73	I,36	99,5I	0,66	I,32	I,359(20)	/I5/
^{175}Lu	[404]↓	0	99,67	0,78	0,56	99,47	0,72	0,60	0,7I6(6)	/6/
		-I/4	99,62	0,7I	0,6I	99,45	0,67	0,64	0,729(4)	/I5/
		-I,0	99,43	0,63	0,67	99,I6	0,55	0,73	0,82(4)	/I9/
^{177}Lu	[404]↓	0	99,67	0,78	0,56	99,47	0,72	0,60	0,722(6)	/2/
		-I/4	99,66	0,74	0,59	99,46	0,68	0,64		
		-I,0	99,44	0,64	0,67	99,I6	0,55	0,73		
^{181}Ta	[404]↓	0	99,68	0,79	0,56	99,48	0,73	0,60	0,77I(4)	/2/
		-I/4	99,67	0,75	0,58	99,47	0,68	0,63	0,780(4)	/I5/
		-I,0	99,46	0,65	0,66	99,20	0,57	0,7I		
^{185}Re	[402]↑	0	99,65	0,79	I,66	99,45	0,73	I,60	I,609(I7)	/2/
		-I/4	99,64	0,76	I,63	99,43	0,69	I,56	I,57 (2)	/20/
^{187}Re	[402]↑	0	99,66	0,79	I,66	99,45	0,73	I,60	I,63 (2)	/2/
		-I/4	99,65	0,76	I,63	99,4I	0,70	I,56	I,62(I)	/20/
^{187}Re	[514]↑ *	0	99,69	0,80	I,35	99,49	0,74	I,32		
		-I/4	99,67	0,76	I,33	99,47	0,70	I,30		

ж) Расчет проведен для возбужденного состояния.