

Δ 53

8

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

В.Ф.Дмитриев, В.Б.Телицын

ВЛИЯНИЕ СПИН—ОРБИТАЛЬНЫХ СИЛ НА
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЯДЕР

ПРЕПРИНТ 82—91

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИНВ. № _____



Новосибирск

ВЛИЯНИЕ СПИН-ОРЕИТАЛЬНЫХ СИЛ НА
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЯДЕР

В.Ф.Дмитриев, В.Б.Телицын

АННОТАЦИЯ

В рамках теории конечных ферми-систем исследовано влияние двухчастичного спин-орбитального взаимодействия на магнитные дипольные и октупольные моменты, а также на вероятности $M1$, $M2$ и $M4$ - переходов в нечетных ядрах, соседних со свинцом. Учет спин-орбитального взаимодействия систематически улучшает описание статических моментов и разрешенных переходов, запрещенные $M1$ - переходы не воспроизводятся.

A B S T R A C T

Magnetic dipole and octupole moments, probabilities of M1, M2 and M4 - transitions are calculated for odd spherical nuclei in lead region. Calculations are done in the frame of Finite Fermi - System Theori. Inclusion of spin - orbit effective interaction improves sistematically the values of static moments and the probabilities of allowed transitions. L - forbidden M1 - transitions are not reproduced.

ВВЕДЕНИЕ

Задача теоретического описания статических свойств нечетного ядра и переходов нечетной частицы, несмотря на длинную историю, не потеряла своей актуальности и в настоящее время. В теории конечных ферми-систем (ТКФС) /1/ эта задача решается введением эффективных полей, матричные элементы которых дают и средние значения и вероятности переходов нечетной частицы. Уже простейшее приближение одного перехода при решении уравнений для магнитного момента /2/ дает хорошее согласие с экспериментальными значениями. Описание других магнитных свойств (октупольных моментов, M -переходов и т.д.) требует расширения одночастичного базиса и также согласуется с опытом /2-4/.

Количественное согласие в рамках ТКФС определяется приближениями, сделанными при решении уравнений для эффективного поля. Эти приближения сводятся к параметризации эффективного взаимодействия, введению локальных эффективных зарядов для затравочного поля и к ограничению объема используемого одночастичного базиса. В ранних расчетах в одночастичном спектре использовались одна-две оболочки, что позволяло описать лишь главные эффекты. С появлением методов работы в координатном пространстве, учитывающих весь одночастичный спектр /5,6/, стало возможным обсуждать вопросы о точности параметризации эффективного взаимодействия.

В данной работе рассматриваются магнитные свойства ядер, отличающихся от $2^0 8^0 p^2$ на одну частицу. При описании учтено как спин-спиновое, так и спин-орбитальное взаимодействие, которое дает вклад не только в поляризацию /1/, но и перенормирует затравочный оператор /7-9/. В разделе I формулируются уравнения для эффективного поля с учетом спин-орбитального взаимодействия. В разделе 2 рассматривается перенормировка затравочного оператора спин-орбитальным взаимодействием. В разделе 3 обсуждаются полученные результаты.

1. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО ПОЛЯ

В ядрах, отличающихся от магических на одну частицу, спаривание отсутствует. В этом случае уравнения имеют наиболее простой вид /1/

$$V(\omega) = e_q V_0 + \mathcal{F} A(\omega) V(\omega), \quad (1)$$

где V_0 - затравочное внешнее поле, e_q - эффективный заряд, $A(\omega)$ поляризационный оператор (пропагатор) пары частица-дырка,

$$A(\omega) = \int \frac{d\varepsilon}{2\pi i} G(\varepsilon + \frac{\omega}{2}) G(\varepsilon - \frac{\omega}{2}), \quad (2)$$

\mathcal{F} - неприводимая в канале частица-дырка амплитуда взаимодействия квазичастиц. В нашем случае $\mathcal{F} = \mathcal{F}_{\sigma\sigma} + \mathcal{F}_{\sigma s}$, где

$$\mathcal{F}_{\sigma\sigma} = C (g + g' \vec{z}_1 \vec{z}_2) \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (3)$$

$$\mathcal{F}_{\sigma s} = C_s (\alpha + \alpha' \vec{z}_1 \vec{z}_2) (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \cdot (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \times \vec{v} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (3')$$

Взаимодействие стандартным образом обезразмеривается плотностью состояний на поверхности Ферми

$$C = \left(\frac{dn}{d\varepsilon_F} \right)^{-1} = \frac{\pi^2}{p_F m^*}; \quad C_s = c v^2$$

Значения обезразмеривающих множителей и констант взаимодействия, используемых нами в расчетах, приведены в таблице I. (Как и в /9/ мы выбрали $\hbar = 1$. ГЗ фм.)

Эффективное поле для MJ- переходов удобно разложить по полной системе тензорных операторов, зависящих линейно от спина или полного момента \vec{J}

$$V_{JM} = \sum_i v_i(r) T_{JM}^{(i)} \quad (4)$$

В качестве линейно независимых операторов можно взять

$$T_{JM}^{(1)} = \vec{Y}_{JM}^{J-1}(\vec{r}) \vec{\sigma}; \quad T_{JM}^{(2)} = \vec{Y}_{JM}^{J+1}(\vec{r}) \vec{\sigma}; \quad T_{JM}^{(3)} = \vec{Y}_{JM}^{J-1}(\vec{r}) \vec{J} \quad (5)$$

где стандартным образом введены векторные гармоники $\vec{Y}_{JM}^{L} /10/$. Из двух операторов $\vec{Y}_{JM}^{J+1} \cdot \vec{J}$ независимым является только один, ввиду соотношения

$$\vec{Y}_{JM}^{J+1}(\vec{r}) \vec{J} = \sqrt{\frac{J}{J+1}} \left(T_{JM}^{(1)} - \frac{1}{2} T_{JM}^{(2)} \right) + \frac{1}{2} T_{JM}^{(3)} \quad (6)$$

Если в качестве затравочного поля выбран оператор MJ-перехода, то средние значения соответствующих моментов и приведенные вероятности переходов выражаются через матричные элементы от эффективных полей

$$\mu_J = \langle v, m=J | V_{J, M=0}(\omega=0) | v, m=J \rangle = \left(\begin{matrix} J & J & 0 \\ J & 0 & J \end{matrix} \right) \sum_i \langle n_{ij} | v_i | n_{ij} \rangle t_{vv}^{(i)} \quad (7)$$

$$B(MJ; v_1 + v_2) = \frac{1}{2J+1} | \langle v_2 | V_J(\omega = \varepsilon_2 - \varepsilon_1) | v_1 \rangle |^2 = \frac{1}{2J+1} \left| \sum_i \langle n_{ij_2} | v_i | n_{ij_1} \rangle t_{v_1 v_2}^{(i)} \right|^2 \quad (8)$$

где $t_{v_1 v_2}^{(i)} = (e_{i v_2} \parallel T_J^{(i)} \parallel e_{i v_1})$ - приведенные матричные элементы тензорных операторов (5).

Спин-спиновое взаимодействие разлагается по тем же операторам

$$\mathcal{F}_{\sigma\sigma}(1,2) = C (g + g' z_1 z_2) \sum_J \sum_{i=1,2} T_{JM}^{(i)}(1) T_{JM}^{(i)\dagger}(2) \cdot \frac{\delta(r_1 - r_2)}{r_1 r_2} \quad (9)$$

Отделяя в уравнении (1) угловые переменные получим систему интегральных уравнений в координатном представлении

$$\omega^{(i)}(r) = e_q \omega_0^{(i)}(r) + \sum_J \int_0^\infty dr' \Theta^J(r, r' | \omega) \omega^{(i)}(r'), \quad (10)$$

где мы ввели $\omega^{(i)}(r) = r v^{(i)}(r)$. Если ограничиться только спин-спиновым взаимодействием, то $\Theta^J = \Theta_{\sigma\sigma}^J = C (g + g' z_1 z_2) A_J^{\dagger}$, а пропагатор A_J^{\dagger} в координатном представлении имеет вид

$$A_J^{\dagger}(r, r' | \omega) = \sum_{j, j'} \frac{t_{vv'}^{(j)} t_{v'v}^{(j')}}{2J+1} \sum_n k_n R_n(r) R_n(r') \left[G_n(r, r' | \varepsilon - \omega) + G_n(r, r' | \varepsilon + \omega) \right] \quad (11)$$

где k_n - фактор заполнения уровня v , $R_n(r)$ - радиальная волновая функция, $G_n(r, r' | \omega)$ - функция Грина радиального уравнения Шредингера /6/. Индексы i и j в этом случае пробегает значения 1, 2. В формуле (10) подразумевается суммирование по

изоспиновым переменным.

Рассмотрим теперь изменения в уравнении возникающие при учете спин-орбитального взаимодействия. Интегральный член в (I) удобно представить в виде:

$$\sum_{\nu_1 \nu_2} F_{es}(\vec{r} | \nu_1 \nu_2) \frac{n_{\nu_1} - n_{\nu_2}}{\epsilon_{\nu_1} - \epsilon_{\nu_2} + \omega} V_{\nu_1 \nu_2}(\omega) \quad (I2)$$

Выделим из матричного элемента $V_{\nu_1 \nu_2}$ 3j-символ; тогда взаимодействие будет входить в форме

$$\Lambda_{JM} = \sum_{m_1 m_2} \int d^3 r' \varphi_{\nu_1}^+(\vec{r}') F_{es}(\vec{r}, \vec{r}') \varphi_{\nu_2}(\vec{r}') (-)^{j_2 - m_2} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & J \\ -m_1 & m_2 & M \end{pmatrix} \quad (I3)$$

Подставляя (3) в (I3) и суммируя по проекциям приходим к выражению

$$\Lambda_{JM} = -C_1 (\alpha + \alpha' z_1 z_2) \left[\frac{d}{dr} (R_{\nu_1}(r) R_{\nu_2}(r)) \Lambda_1 + \frac{R_{\nu_1}(r) R_{\nu_2}(r)}{r^2} \Lambda_2 \right] / (2J+1) \quad (I4)$$

где

$$\Lambda_1 = \left(t_{\nu_1 \nu_2}^{(0)} + \frac{1}{2} t_{\nu_1 \nu_2}^{(2)} \right) \left(T_{JM}^{(0)} + \sqrt{\frac{J}{J+1}} T_{JM}^{(2)} \right) - \left(t_{\nu_1 \nu_2}^{(1)} + \sqrt{\frac{J}{J+1}} t_{\nu_1 \nu_2}^{(3)} \right) \left(T_{JM}^{(1)} + \frac{1}{2} T_{JM}^{(3)} \right) \quad (I4')$$

$$\Lambda_2 = \left(t_{\nu_1 \nu_2}^{(2)} + \frac{1}{2} t_{\nu_1 \nu_2}^{(4)} \right) \left(J T_{JM}^{(0)} - \sqrt{J(J+1)} T_{JM}^{(2)} \right) + \left((J-1) t_{\nu_1 \nu_2}^{(1)} - (J+2) \sqrt{\frac{J}{J+1}} t_{\nu_1 \nu_2}^{(3)} \right) \left(T_{JM}^{(1)} + \frac{1}{2} T_{JM}^{(3)} \right) \quad (I4'')$$

Окончательно, спин-орбитальный вклад в ядро интегрального уравнения (I0) выглядит следующим образом:

$$\theta_{es}^{4J}(r, r') = \frac{C_1 \hat{\alpha}}{2J+1} \left[\frac{dA_J^{3J}}{dr} + \frac{J}{r} \left(A_J^{3J} - \frac{1}{2} A_J^{4J} \right) - \frac{J-1}{2r} A_J^{4J} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{J}{J+1}} \left(\frac{J+2}{r} A_J^{2J} + \frac{dA_J^{2J}}{dr} \right) \right] \quad (I5)$$

$$\theta_{es}^{2J}(r, r') = \frac{C_1 \hat{\alpha}}{2J+1} \sqrt{\frac{J}{J+1}} \left(\frac{d}{dr} - \frac{J+1}{r} \right) \left(A_J^{2J} - \frac{1}{2} A_J^{4J} \right) r' \quad (I5')$$

$$\theta_{es}^{3J}(r, r') = - \frac{C_1 \hat{\alpha}}{2J+1} \left[\left(\frac{d}{dr} - \frac{J-1}{r} \right) A_J^{4J} - \sqrt{\frac{J}{J+1}} \left(\frac{d}{dr} + \frac{J+2}{r} \right) A_J^{2J} \right] r' \quad (I5'')$$

$$(\hat{\alpha} = \alpha + \alpha' z_1 z_2)$$

В правых частях (I5) явно выделены члены, в которых при $J=1$

происходит сокращение особенностей в начале координат.

Метод решения системы уравнений (I0) состоит в замене интегралов дискретными суммами. Обрезание интегралов на верхнем пределе производится на радиусе I0 ферми. Область интегрирования разбивается на 25 интервалов по 0,4 фм. Внутри каждого интервала используется формула Симпсона, причем значение эффективного поля в средней точке интервала получается линейной интерполяцией по крайним точкам ввиду его более плавного поведения по сравнению с ядром уравнения. Заметим, что пропагатор $A(r, r')$ имеет излом, а его производная - скачок при $r'=r$, поэтому интервалы нужно выбирать так, чтобы эта точка не попала в середину интервала. Таким образом, мы приходим к системе I50 линейных алгебраических уравнений

$$\omega_{\tau}^{(i)}(r_n) = \sum_{\tau' = n, \rho} \sum_{i'=1}^{25} \sum_{\lambda'=1}^{25} \tilde{\theta}_{\tau \tau'}^{ii'}(r_n, r_{n'}) \omega_{\tau'}^{(i)}(r_{n'}) + \tilde{\omega}_{\tau}^{(i)}(r_n), \quad (I6)$$

где $r_n = 0.4n$, $r_{n'} = 0.4n'$

$$\tilde{\theta}_{\tau \tau'}^{ii'}(r_n, r_{n'}) = \frac{0.4}{3} [\theta_{\tau \tau'}^{ii'}(r_n, r_{n'}) + \theta_{\tau \tau'}^{ii'}(r_n, r_{n'} - 0.2) + \theta_{\tau \tau'}^{ii'}(r_n, r_{n'} + 0.2)] \quad (I6')$$

$$\tilde{\theta}_{\tau \tau'}^{ii'}(r_n, r_N) = \frac{0.2}{3} [\theta_{\tau \tau'}^{ii'}(r_n, r_N) + 2\theta_{\tau \tau'}^{ii'}(r_n, r_N - 0.2)], \quad N=25, n' \neq N$$

Неопределенность в точке $r'=r$ раскрывается следующим образом:

$$\theta_{\tau \tau'}^{ii'}(r_n, r_n) = \frac{1}{2} [\theta_{\tau \tau'}^{ii'}(r_n, r_n^-) + \theta_{\tau \tau'}^{ii'}(r_n, r_n^+)],$$

где $\theta(r_n, r_n^{\pm})$ - ядро интегрального уравнения, вычисленное до и после скачка.

2. ПЕРЕНОРМИРОВКА ЗАТРАВОЧНОГО ОПЕРАТОРА

Влияние спин-орбитального взаимодействия сводится не только к изменению уравнений для эффективного поля. Из-за того, что это взаимодействие зависит от импульса, оно дает вклад в электромагнитный ток и, тем самым, меняет выражение для затравочного оператора магнитных переходов /7/.

Поправка к магнитному мультипольному оператору имеет следующий общий вид:

$$\Delta M_{JM} = -\frac{i}{c} \sqrt{\frac{J}{J+1}} \int d^3r \Delta \vec{j}(\vec{r}) r^2 Y_{JM}^*(\vec{r}) \quad (17)$$

где $\Delta \vec{j}(\vec{r})$ - поправка к плотности электромагнитного тока. Эту поправку можно найти зная затравочное спин-орбитальное взаимодействие частиц \mathcal{H}_{LS} .

$$\frac{i}{c} \Delta \vec{j}(\vec{r}) = - \frac{\delta \mathcal{H}_{LS}}{\delta \vec{A}(\vec{r})} \quad (18)$$

где $\vec{A}(\vec{r})$ - векторный потенциал электромагнитного поля.

На данном этапе нас интересует только то, какие новые тензорные структуры и какой характер зависимости от r появляются в затравочном поле, поэтому мы пренебрегаем радиусом пустотного LS -взаимодействия, тем более, что в реалистических потенциалах радиус спин-орбитальных сил меньше, чем вигнеровских. В этом случае \mathcal{H}_{LS} имеет вид (3'), с той лишь разницей, что константы $\tilde{\alpha}$ и $\tilde{\alpha}'$ надо заменить их пустотными значениями $\tilde{\alpha}$ и $\tilde{\alpha}'$. В результате для $\Delta \vec{j}(\vec{r})$ получаем:

$$\begin{aligned} \Delta j_i(\vec{r}) = & \frac{e}{2c} G_1 \epsilon_{ikl} \{ (\tilde{\alpha} + \tilde{\alpha}') \nabla^c [\psi_p^+(\vec{r}) \psi_{2p}^+(\vec{r}) \sigma_{12}^k \psi_{2p}(\vec{r}) \psi_p(\vec{r}) + \\ & + (\tilde{\alpha} - \tilde{\alpha}') \psi_p^+(\vec{r}) \nabla^c (\psi_{2n}^+(\vec{r}) \sigma_{12}^k \psi_{2n}(\vec{r})) \psi_p(\vec{r}) + \psi_{2p}^+(\vec{r}) \nabla^c (\psi_{1n}^+(\vec{r}) \sigma_{12}^k \psi_{1n}(\vec{r})) \psi_{2p}(\vec{r}) \} \\ & - 2\tilde{\alpha}' [\psi_{2n}^+(\vec{r}) \nabla^c (\psi_p^+(\vec{r}) \sigma_{12}^k \psi_{2p}(\vec{r})) \psi_{2n}(\vec{r}) + \psi_{1n}^+(\vec{r}) \nabla^c (\psi_{2p}^+(\vec{r}) \sigma_{12}^k \psi_p(\vec{r})) \psi_{1n}(\vec{r}) \} \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь $\psi_{p,n}^+$, $\psi_{p,n}$ - операторы рождения и уничтожения протона и нейтрона, индексы 1 и 2 относятся к первой и второй частицам, а $\sigma_{12}^k = \sigma_1^k + \sigma_2^k$ - суммарный удвоенный спин частиц. Член с $2\tilde{\alpha}'$ описывает вклад в ток из зарядово-обменного канала.

Поправку в затравочный мультипольный оператор можно изобразить графически следующей вершиной, антисимметризованной по линиям частиц

$$\Delta M_{JM}^0 = \text{[Diagram: A vertex with two incoming lines (top and bottom) and two outgoing lines (left and right), with a wavy line above the vertex.]}$$

Матричный элемент по состояниям ν, ν' нечетного ядра дается

суммой графиков

$$\Delta M_{JM} = \text{[Diagram 1]} + \text{[Diagram 2]} + \text{[Diagram 3]}$$

где Γ и K - соответствующие полные вершины. Последний график можно представить в форме подобной предыдущему, выделив из K неприводимую по двум линиям часть \tilde{K} .

$$\text{[Diagram 3]} = \text{[Diagram 4]} + \text{[Diagram 5]}$$

В результате мы приходим к уравнению (1) для эффективного поля с затравочным оператором

$$\Delta \tilde{M}_{JM}^0 = \text{[Diagram 1]} + \text{[Diagram 2]} \quad (20)$$

Если пренебречь вкладом последнего графика, то затравочный оператор перехода (в единицах ядерного магнетона) имеет вид:

$$\begin{aligned} \Delta M_{JM}^p = & \frac{2mC_1}{k^2} \left\{ [-(\tilde{\alpha} + \tilde{\alpha}') (1 - \xi) \sqrt{J(2J+1)} r^{J-1} \rho_p(r) + 2\tilde{\alpha}' \xi \sqrt{J(2J+1)} r^{J-1} \rho_n(r) \right. \\ & \left. + (\tilde{\alpha} - \tilde{\alpha}') (1 - 2\xi) \sqrt{\frac{J}{2J+1}} r^J \frac{d\rho_n}{dr} \right] T_{JM}^{(1)} + (\tilde{\alpha} - \tilde{\alpha}') (1 - 2\xi) \frac{J}{[(J+1)(2J+1)]^{1/2}} r^J \frac{d\rho_p}{dr} T_{JM}^{(2)} \} \quad (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta M_{JM}^n = & \frac{2mC_1}{k^2} \left\{ [(\tilde{\alpha} - \tilde{\alpha}') \sqrt{J(2J+1)} r^{J-1} \rho_p + (\tilde{\alpha} - \tilde{\alpha}') (1 - 2\xi) \sqrt{\frac{J}{2J+1}} r^J \frac{d\rho_p}{dr} \right] T_{JM}^{(1)} \quad (21') \\ & + (\tilde{\alpha} - \tilde{\alpha}') (1 - 2\xi) \frac{J}{[(J+1)(2J+1)]^{1/2}} r^J \frac{d\rho_p}{dr} T_{JM}^{(2)} \} \end{aligned}$$

В этом выражении $\rho_p(r), \rho_n(r)$ - плотности протонов и нейтронов в ядре; $\tilde{\alpha}, \tilde{\alpha}'$ - пустотные константы спин-орбитального взаимо-

действия; ξ - константа, описывающая вклад обменных членов. Для точечного взаимодействия $\xi = 1$ соответствует учету, а $\xi = 0$ отсутствию этого вклада, отличие ξ от единицы можно использовать для эффективного учета конечного радиуса сил. Ясно, что учет последнего графика в (20) заведомо изменит константы ξ и ξ' , так что константы в спин-орбитальной добавке в оператор будут отличаться как от пустотных, так и от внутренних констант стоящих в (3'). Отметим, что выражение для поправки к оператору магнитного дипольного момента от π -взаимодействия, по-видимому, впервые было получено Пик-Пичаком в работе /7/, однако в отличие от (2I), (2I') в нем не были учтены зарядо-обменные члены. В работе /8/ использовалась формула, аналогичная (2I), (2I') с $J=1$ и с учетом вклада зарядо-обменного канала.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящей работе мы не ставили себе целью подгонку констант затравочного оператора (2I). На данном этапе нас интересовал вопрос, насколько вообще спин-орбитальное взаимодействие влияет на магнитные свойства. Константы взаимодействия (3') находятся из сравнения одночастичного спектра с экспериментом. Если в тех же приближениях, что и при вычислении одночастичного спин-орбитального потенциала, найти затравочный оператор (2I), то можно надеяться, что использование констант взаимодействия (3') не приведет к большой ошибке. Во всяком случае, отсюда можно понять, правильную ли тенденцию имеют соответствующие поправки и насколько они существенны. В работе /II/ константы и находились методом частичного самосогласования. Для затравочного оператора такое приближение отвечает учету только первого графика в (20) и $\xi=0$ /9/. С этими константами были сосчитаны магнитные дипольные и октупольные моменты, вероятности $M1, M2$ и $M4$ - переходов. Константы взаимодействия и эффективные заряды, использованные нами в расчетах, помещены в Таблице I. Результаты расчетов вместе с экспериментальными значениями находятся в Таблицах 2, 3. В них приведены значения, даваемые оболочечной моделью (колонка OM), вклад перенормированного спин-орбитальным взаимодействием оператора без учета

поляризации остова (колонка I), вклад с учетом поляризации от спин-спинового взаимодействия без перенормировки оператора (колонка II), вклад перенормированного оператора с учетом поляризации от спин-спинового и спин-орбитального взаимодействия (колонка III) и полный расчет с учетом эффективных зарядов (колонка IV). Результаты даны в единицах $\mu_n \cdot \text{бн}^{(J-1)}$ - для магнитных моментов и $\mu_n \cdot \text{бн}^{2 \cdot (J-1)}$ - для вероятностей. Данные, помеченные звездочкой, надо умножать на 10^{-3} , а помеченные двумя звездочками - на 10^6 .

Таблица I.

Константы, используемые в расчетах.

C	CI	ξ	ξ'	π	π'	ζ_s	ζ_1
380	488,5	0,5	0,8	0,175	-0,1	0,065	-0,04

Отметим слабую чувствительность расчетов к выбору конкретных параметров потенциала. Мы приводим данные, сосчитанные с параметрами, взятыми из /4/. Расчет с параметрами Чепурного /13/ меняет результаты вычислений на величину $1 \div 4$ %.

а). Магнитные дипольные моменты.

Для расчета статических моментов необходимо найти пропагатор $A(r, r' | \omega=0)$. Мы используем алгоритм вычисления пропагатора через функцию Грина радиального уравнения Шредингера, предложенный в работе /6/, при этом значение в точке $\omega=0$ необходимо вычислять как предел для того, чтобы сократить полюсные вклады из двух слагаемых в $A(r, r')$. Поскольку сокращение происходит численно, то необходимо, чтобы была с одной стороны меньше характерной энергии переходов, а с другой стороны больше некоторого критического значения, при котором становятся заметными ошибки от численного вычитания больших полюсных слагаемых. В нашем случае при изменении ω от 100 до 5 кэВ магнитный

момент менялся в третьей значащей цифре. Заметное изменение эффективных полей начиналось лишь с 1 кэв, поэтому мы принимали при расчетах ≈ 10 кэв.

На рис. 1-6 приведены найденные эффективные поля для оператора магнитного момента. Сплошной линией изображены поля, вычисленные с учетом всех эффектов, но $S_z, S_x = 0$, что соответствует колонке III в Табл. 2; пунктирной — то же, но без учета перенормировки затравочного оператора спин-орбитальным взаимодействием. Вклад в поляризацию от спин-орбитальных сил мал и составляет величину порядка нескольких процентов, что видно из рис. 5, 6. Изменение V_z и вся величина V_z полностью обязаны поляризации затравочного спина спин-орбитальными силами. Сам по себе полный момент, как известно, не перенормируется /1/. Численные ошибки на порядок меньше, что было установлено нами контрольным расчетом с затравочным полем \vec{j} . Вычислительные ошибки возрастают на порядок при $r \lesssim 1 \div 1.5$ фм, что связано с потерей точности решения уравнения Шредингера в этой области, а также с ошибками при вычитании особенностей формулы (II). В оправдание заметим, что область r вблизи нуля интегрально дает малый вклад в матричные элементы, которыми определяются магнитные моменты, из-за стремления к нулю элемента объема и радиальных волновых функций.

Наиболее сильно вклад спин-спиновых сил в поляризацию остова и спин-орбитальных сил в перенормировку затравочного оператора (2I) проявляется в полях V_1 (рис. 1, 2) и V_2 (рис. 3, 4). График для поля V_1 содержит провал, а график для V_2 пик вблизи поверхности ядра. Такое характерное поведение возникает при учете одного основного перехода с $l=0, j=1, \Delta n=0$ в спин-орбитальном дублете, нижний уровень которого заполнен, и пропорционально произведению соответствующих волновых функций. В свинце это спин-орбитальные дублеты: $1h_{9/2} - 1h_{11/2}$ — для протонов и $1i_{11/2} - 1i_{13/2}$ — для нейтронов. Для состояния $p_{1/2}$ эти вклады в магнитный момент компенсируются, что согласуется с /2/. Остальные переходы дают плавный объемный вклад и уменьшают среднюю величину эффективного поля V_1 на 15 — 20%, что эквивалентно действию эффективного заряда. Перенормировка затравочного оператора сказывается по-разному на полях V_1 и V_2 . Для поля V_1 она также носит, в основном, объемный характер.

Для поля V_2 она пропорциональна $r \frac{dV}{dr}$ и знак поправки обратный по отношению к эффекту поляризации, что сильно уменьшает матричный элемент.

Наши графики для эффективных полей заметно отличаются от графиков, приведенных в работе /12/. В нашем случае эффективные поля гораздо более плавные функции радиуса и не имеют таких особенностей в начале координат, как в /12/. Кроме того, график для V_2 отличается от нашего знаком поправки в затравочный оператор от спин-орбитального взаимодействия, хотя формула для поправки в оператор совпадает с нашей. По этим причинам результаты расчетов магнитных моментов в работе /9/ отличаются от приведенных в Таблице 2. Как видно из этой таблицы, учет влияния спин-орбитального взаимодействия заметно улучшает описание магнитных моментов. Без спин-орбитальных сил среднеквадратичное отклонение теоретических значений от экспериментальных составляет 0,25 магнетона, при этом эффективные заряды равны $S_s = 0,12, S_e = -0,05$. При включении же спин-орбиты отклонение становится 0,2 магнетона, и эффективный заряд уменьшается почти в 2 раза. На наш взгляд это серьезный аргумент в пользу учета спин-орбитального взаимодействия.

б). Магнитный октупольный момент висмута.

В этой области ядер известно только одно значение октупольного момента — для основного состояния ^{209}Bi , причем его одночастичная величина в четыре раза меньше наблюдаемой. С учетом всех эффектов мы получили очень хорошее согласие с экспериментом. Вклад от LS-взаимодействия составляет около 20%, в основном за счет перенормировки тока.

в). M1-переходы.

Вероятности M1-переходов вычислялись с теми же параметрами, что и статические величины. Из результатов, приведенных в Таблице 3 видно, что спин-орбитальное взаимодействие по-разному влияет на разрешенные и запрещенные переходы. Для разрешенных переходов согласие систематически улучшается, в то время как для запрещенных описание становится значительно хуже. Это

прямо связано с упомянутым ранее уменьшением матричных элементов поля \mathcal{V}_2 при перенормировке тока. Если учесть, что без учета спин-орбитального взаимодействия вычисленные значения были на порядок меньше экспериментальных, его включение приводит к дополнительному уменьшению еще на порядок. Ситуация здесь остается непонятной. Для усиления запрещенных переходов необходимо, чтобы константа \mathcal{K}' была другого знака и больше по величине, чем \mathcal{K} . В связи с этим отметим, что значение константы \mathcal{K}' известно с недостаточной точностью. Например, для сил Скирма константа $\mathcal{K}' = \mathcal{K}/3$, что отличается знаком от рассмотренного нами. Неопределенность в значении \mathcal{K}' связана с тем, что во-первых она дает малый, пропорциональный $(N-2)/A$ вклад в спин-орбитальное расщепление одночастичных уровней, во-вторых, из-за плавного изменения $(N-2)/A$ в районе магических ядер трудно разделить вклады от \mathcal{K} и \mathcal{K}' . Кроме того, не исключено, что неучтенная перенормировка затравочного оператора, обязанная второму графику в (20), может изменить знак поправки. Существенным здесь может быть более детальное рассмотрение двухчастичных эффектов в токе, например, прямой учет поправок в обменный ток от векторных мезонов, которые дают основной вклад в спин-орбитальное взаимодействие в ядре. Важным для запрещенных переходов является возможная близость реальных ядер к порогу $\bar{\pi}$ - конденсации. В этом случае существенным будет учет взаимодействия типа однопионного обмена в уравнении для эффективного поля /24,25/.

г). M2 и M4-переходы.

Для M2-перехода $1j_{15/2} \rightarrow 1i_{11/2}$ в свинце-209 полученное значение $B(M2)$ находится в хорошем согласии с экспериментом. Этот результат довольно нетривиален, так как оболочечное значение $B(M2)$ в 8 раз больше наблюдаемого, а единственные параметры - эффективные заряды подгонялись по магнитным моментам. Полученное при этом различие экспериментального и теоретического значений $B(M2)$ всего на две ошибки представляется очень обнадеживающим, хотя в данном случае нельзя исключить возможности случайного совпадения из-за отсутствия других данных. Вероятности двух M4-переходов, измеренных экспериментально, вос-

производятся с учетом спин-орбитального взаимодействия так же хорошо, как и M2.

Таким образом, даже такой простейший учет спин-орбитального взаимодействия систематически улучшает, за исключением запрещенных переходов, описание магнитных свойств ядер. Проблема запрещенных M1-переходов осталась не решенной. Следующий шаг, очевидно, состоит в учете однопионного обмена и в систематической обработке экспериментальных данных для уточнения констант спин-спинового взаимодействия и затравочного оператора (21).

В заключение, авторы выражают признательность В.Г. Зелевинскому, В.В. Мазепусу за многочисленные обсуждения затронутых выше вопросов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мигдал А.Б., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., "Наука", 1965,
2. Троицкий И.А., ЯФ, 1965, т.1, 5.
3. Ткачев В.Н., Борзов И.Н., Камерджиев С.П., ЯФ, 1976, т.24, с.715.
4. Speth J. et al., Phys. Reports, 1977, v. 33C, №3.
5. Shlomo S., Betsch G., Nucl. Phys., 1975, v. 243A, p. 507.
6. Саперштейн Э.Е., Фаянс С.А., Ходель В.А., ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.221.
7. Пик-Пичак Г.А., ЯФ, 1967, т.6, с.262.
8. Lipparini et al., Nucl. Phys., 1977, v. 293A, p. 29.
9. Садовникова В.А., ЯФ, 1980, т.32, с.1527.
10. Варшалович Д.А. и др. Квантовая теория углового момента., Л., "Наука", 1975.
11. Бирбраир Б.Л., Садовникова В.А., ЯФ, 1974, т.20, с.645.
12. Артамонов С.А., Исаков В.И., Садовникова В.А., Препринт ДИЯФ, 1981, 679.
13. Чепурнов В.А., ЯФ, 1967, т.32, с.955.
14. Feiock F.D., Johnson R.W., Phys. Rev., 1969, v. 187, p.39.
15. Häusser et al., Nucl. Phys., 1976, v. 273, p.253.
16. Donahue D.J. et al., Phys. Rev., 1975, v. 12C, p. 1547.
17. Maier K.H. et al., Nucl. Phys., 1972, v. 183A, p. 289.
18. Schröder E.J., Toschinski H., J. Phys. Soc. Japan, Suppl. 1973, v. 34, p. 271.
19. Nacai K. et al., Nucl. Phys., 1972, v. 183A, p. 526.
20. Shmorak M.R., Anble R.L., Nucl. Data, 1971, v. 5B.
21. Baba C.V.K. et al., Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 496.
22. Комар А.П. и др., ДАН, 1970, т.191, с.61.
23. Häusser O. et al., Phys. Lett., 1973, v. 45B, p. 247.
24. Саперштейн Э.Е., Троицкий М.А., ЯФ, 1975, т.22, с.418.
25. Саперштейн Э.Е., Толоконников С.В., Фаянс С.А., Известия АН СССР, сер. физич., 1977, т.41, с.2064.

Таблица 2

Магнитные дипольные и октупольные моменты
(в единицах $\mu_n \cdot \text{бн}^{(J-1)/2}$)

Состояние	О.М.	I	II	III	IV	Эксперимент
ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ						
$1h_{9/2}^P$	2,62	3,14	3,31	3,74	4,06	$4,117 \pm 0,011$ /14/
$2f_{7/2}^P$	5,79	5,40	5,19	4,81	4,74	4,41 /9/
$1i_{13/2}^P$	8,79	8,15	7,98	7,53	7,63	$8,07 \pm 0,19$ /15/
$3s_{1/2}^{-P}$	2,79	2,49	2,17	1,84	1,65	$1,83 \pm 0,18$ /16/
$2g_{9/2}^n$	-1,91	-1,96	-1,38	-1,36	-1,33	$-1,33 \pm 0,06$ /17/
$3p_{1/2}^{-n}$	0,64	0,58	0,53	0,48	0,39	$0,593 \pm 0,001$ /14/
$2f_{5/2}^{-n}$	1,37	1,36	0,99	0,96	0,71	$0,79 \pm 0,03$ /18/
$3p_{3/2}^{-n}$	-1,91	-2,02	-1,39	-1,40	-1,24	-1,09 /9/
$1i_{13/2}^{-n}$	-1,91	-1,84	-1,14	-1,12	-1,21	$-1,00 \pm 0,03$ /19/
ОКТУПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ						
$1h_{9/2}^P$	-0,15	-0,25	-0,43	-0,51	-0,57	$-0,55 \pm 0,03$ /20/

Таблица 3.

Вероятности M1, M2, M4 - переходов (в единицах $\mu_n^2 \cdot \text{фм}^{2 \cdot (J-1)}$)
 Величины, помеченные * , нужно умножить на 10^{-3} , а ** ,
 на 10^6 .

Переходы	О.М.	I	II	III	IV	Эксперимент
B(M1)						
$2f_{5/2}^P \rightarrow 2f_{7/2}^P$	2,81	2,22	1,06	0,78	0,55	$0,76 \pm 0,15$ /21/
$3p_{3/2}^{-n} \rightarrow 3p_{1/2}^{-n}$	1,16	1,36	0,57	0,62	0,44	$0,41 \pm 0,07$ /21/
$2f_{7/2}^{-n} \rightarrow 2f_{5/2}^{-n}$	1,46	1,74	0,57	0,64	0,46	$0,49 \pm 0,16$ /21/
$2d_{3/2}^P \rightarrow 3s_{1/2}^P$	0	$9,14^*$	$2,28^*$	$0,29^*$	$0,31^*$	$23 \pm 6^*$ /22/
$2f_{7/2}^P \rightarrow 1h_{9/2}^P$	0	$13,9^*$	$0,83^*$	$1,80^*$	$1,55^*$	$4,3 \pm 0,7^*$ /21/
$3p_{3/2}^{-n} \rightarrow 2f_{5/2}^{-n}$	0	$6,97^*$	$2,82^*$	$0,14^*$	$0,12^*$	$49 \pm 14^*$ /9/
$1i_{11/2}^n \rightarrow 2g_{9/2}^n$	0	$3,99^*$	$0,16^*$	$0,32^*$	$0,21^*$	$9,9 \pm 1,1^*$ /23/
B(M2)						
$1j_{15/2}^n \rightarrow 1i_{11/2}^n$	255	292	50,6	62,7	42,6	$33,2 \pm 5$ /20/
B(M4)						
$1h_{11/2}^{-P} \rightarrow 2d_{3/2}^{-P}$	$1,63^{**}$	$1,41^{**}$	$0,42^{**}$	$0,34^{**}$	$0,24^{**}$	$0,305 \pm 0,03^*/20/$
$1i_{13/2}^{-n} \rightarrow 2f_{5/2}^{-n}$	$1,16^{**}$	$1,25^{**}$	$0,30^{**}$	$0,34^{**}$	$0,24^{**}$	$0,285 \pm 0,08^*/20/$

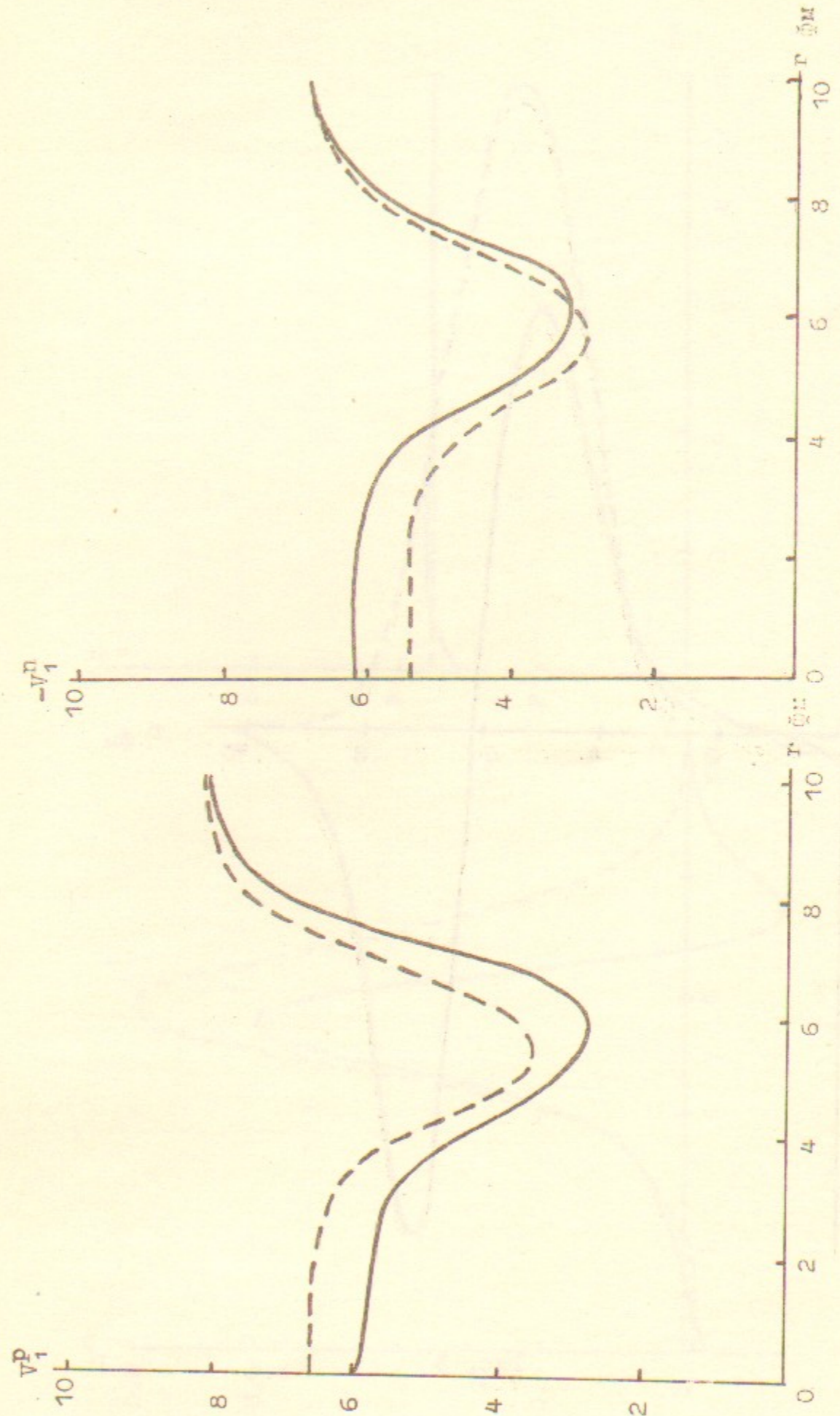


Рис. 2

Рис. 1

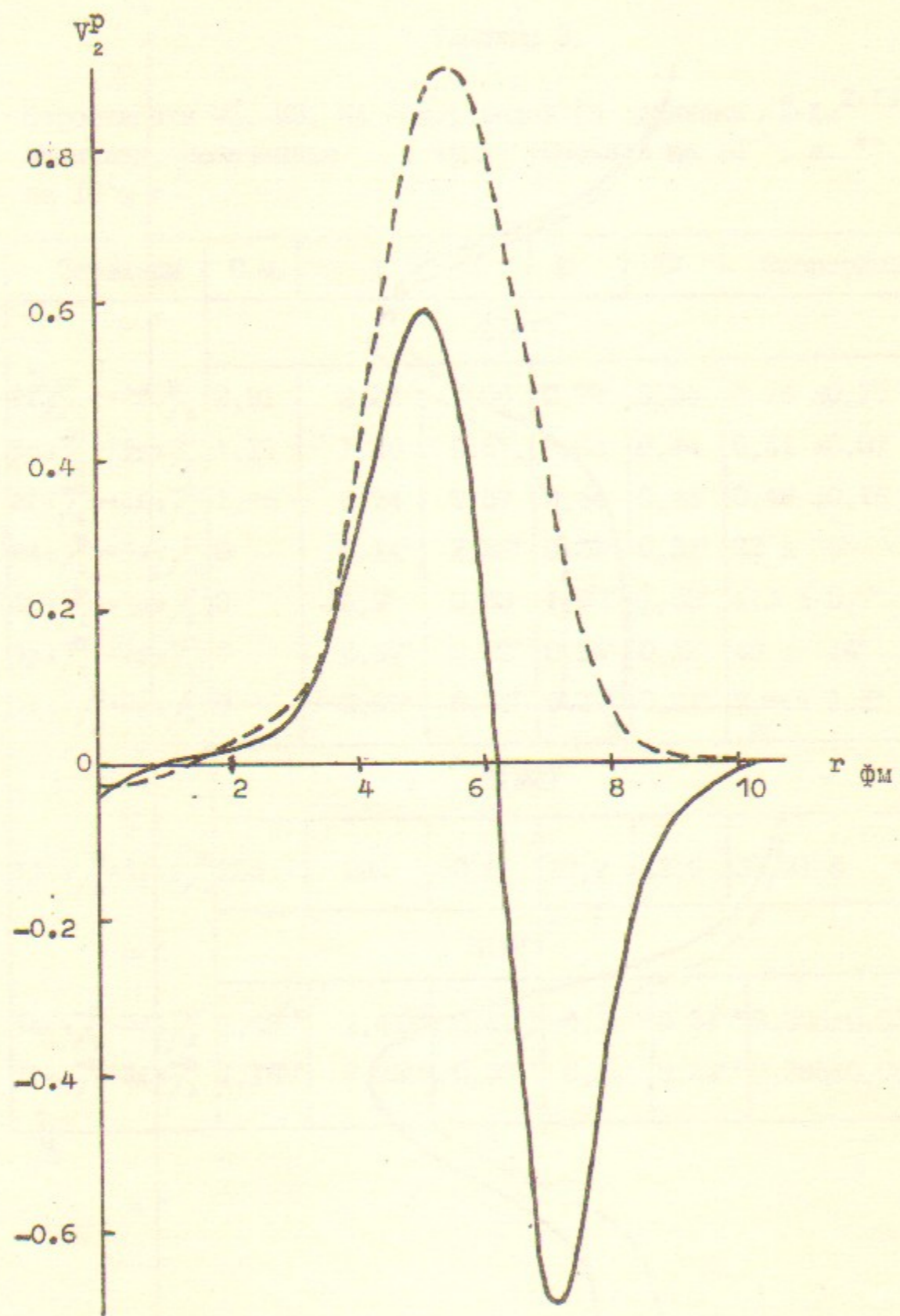


Рис. 3

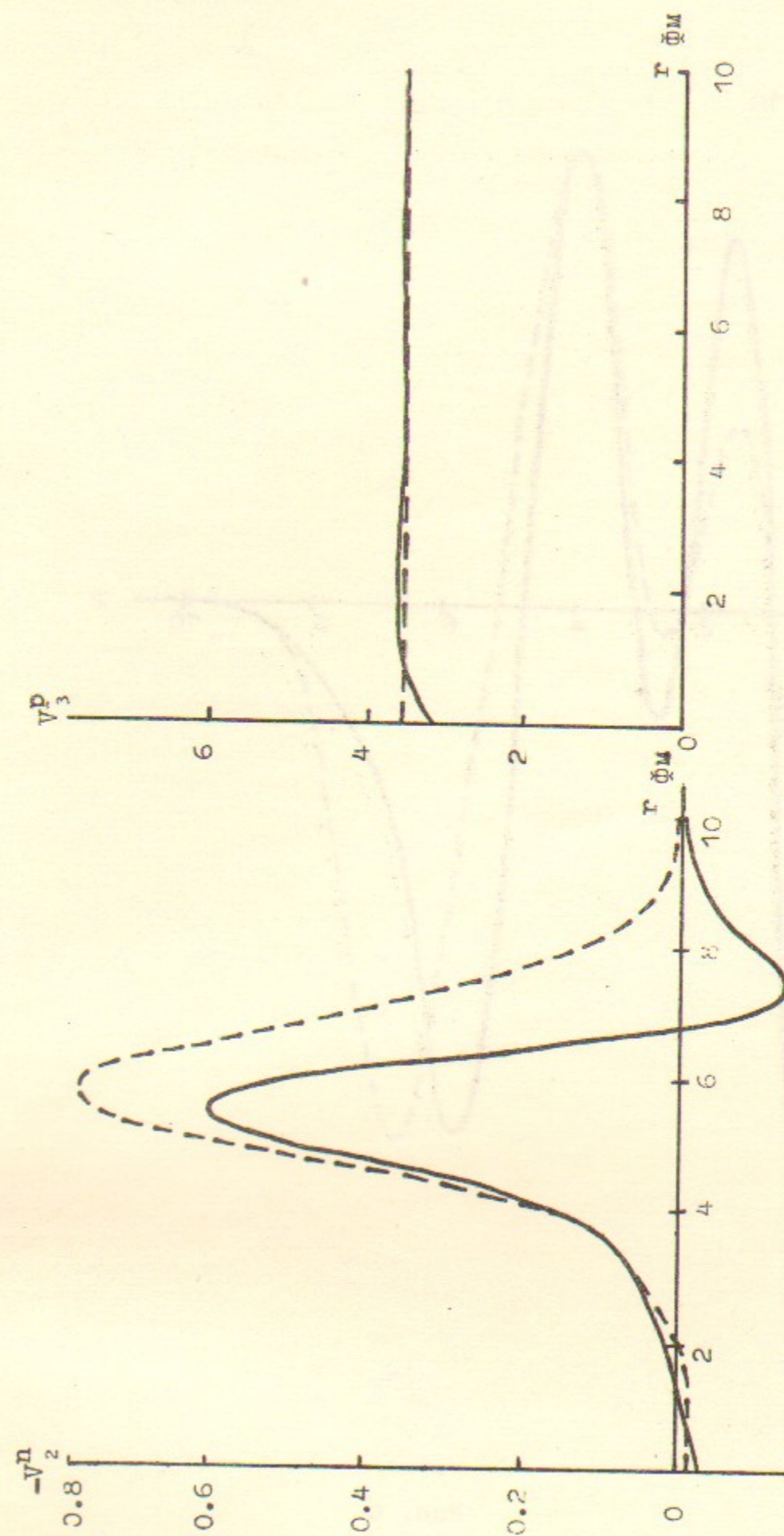


Рис. 4

Рис. 5

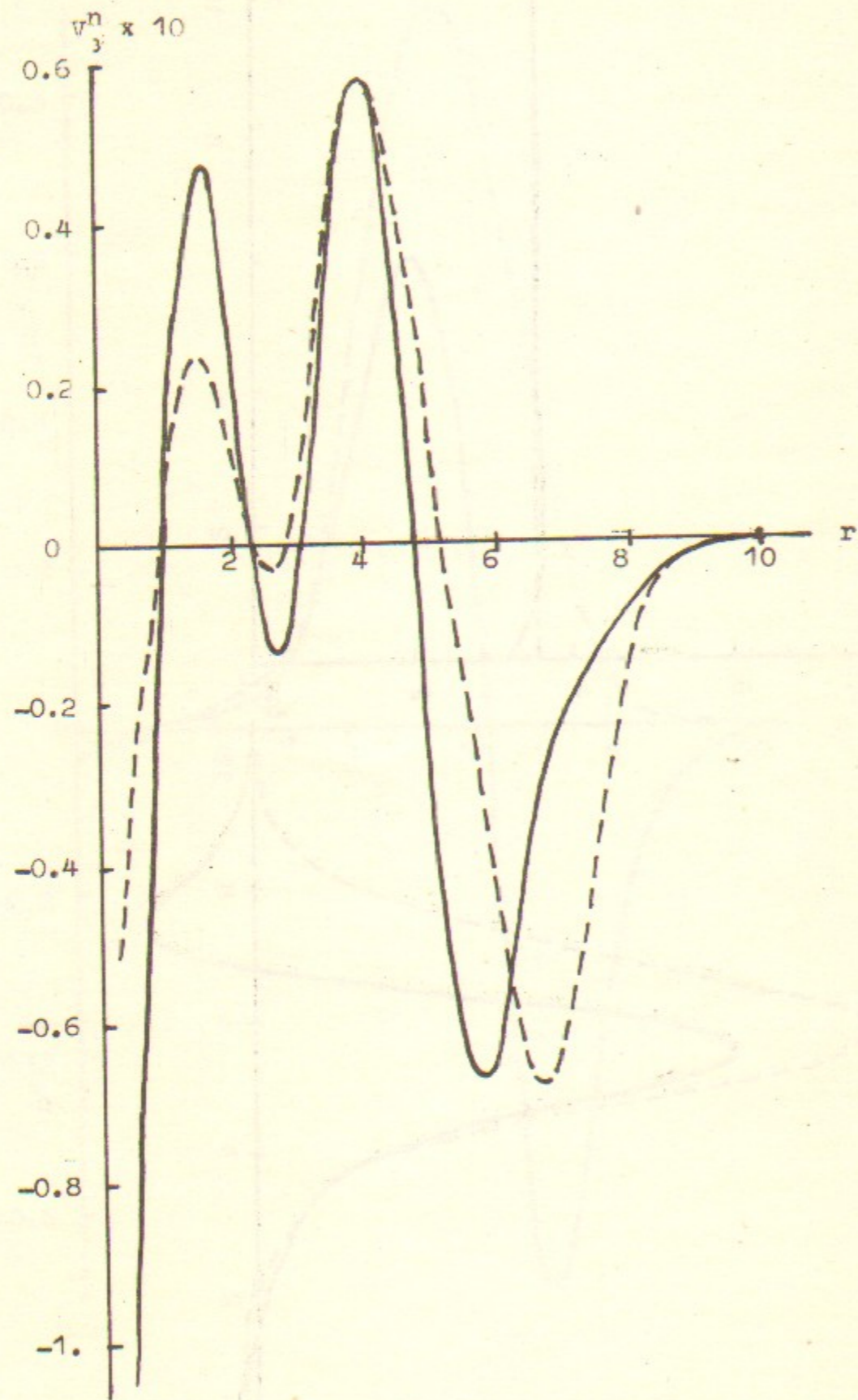


Рис. 6