24

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ИЯФ 85 - 70

С.Т.Беляев, Б.А.Румянцев

СИММЕТРИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ПОЛЕЙ В ЯДРАХ

Новосибирск

1970

С.Т.Беляев, Б.А.Румянцев

СИММЕТРИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ПОЛЕЙ В ЯДРАХ

АННОТАЦИЯ

Отделены спиновая, скоростная и угловая зависимости в уравнениях для эффективных полей, для центральных и спин-орбитальных двухчастичных сил нулевого радиуса. Обсуждается вклад тензорного взаимодействия и обменных членов.

1. Введение

Большой круг задач ядерной физики сводится к определению реакции ядра на различные внешние воздействия. Ее удобно описывать эффективным полем ϑ, возникающим в системе при наложении внешнего поля V. В символической форме уравнение для ϑ имеет вид

$$\vartheta = V + \sum \langle \,|\, \text{взаимодействие} \,|\, \rangle \underset{H}{\Theta} \vartheta \tag{1.1}$$

Задачи, решаемые с помощью (1.1), разбиваются на два типа.

Нахождение правил отбора, моментов инерции, вероятностей переходов и т.п., требует решения (1.1) при заданном внешнем поле V. При этом, интегральный член кроме перенормировки V, даёт дополнительные члены иной симметрии. Например, при рассмотрении β -переходов в сферических ядрах, он описывает т.н. ℓ -запрещенные переходы.

Другой класс задач связан с проблемой нахождения собственных колебаний ядра. Симметрия решения, при этом, определяется только членом с взаимодействием в (1.1). Экспериментальные данные о структуре коллективных состояний, как правило, не позволяют однозначно параметризовать эффективное взаимодействие. Полезно поэтому исследовать симметрию возможных решений уравнения (1.1) с целью нахождения правил отбора для различных переходов и поиска новых механизмов генерации коллективных колебаний в ядрах.

2. Основные уравнения

Рассмотрим систему нуклонов в самосогласованном потенциале. Пусть $\varphi_\nu(\vec{r},\alpha) \equiv \langle \vec{r},\alpha | \nu \rangle$ - одночастичные волновые функции в этом потенциале (α - спиновая переменная). Взаимодействие системы с внешним полем V может быть записано в представлении вторичного квантования в виде

$$V^{(\pm)} = -\sum_{\nu\nu'} \langle \nu' | V^{(\pm)} | \nu \rangle \left(a_\nu a^+_{\nu'} \mp a^+_{\tilde\nu} a_{\tilde\nu'} \right) \tag{2.1a}$$

$$\bar{V}^{(\pm)} = \sum_{\nu\nu'} \langle \nu' | \bar{V}^{(\pm)} | \nu \rangle \left(a_\nu a_{\tilde\nu'} \pm a^+_{\tilde\nu} a^+_{\nu'} \right) \tag{2.1в}$$

где $\pm$ означает T -четность поля, а ν и $\tilde{\nu}$ -состояния, сопряженные по времени. Мы считаем, что внешнее поле имеет самый общий вид. В частности, поле $\overline{V}$ меняет число нуклонов в ядре на два, как например (t, p) - реакции.

Очевидно, что эффективные поля могут быть классифицированы аналогичным образом. Уравнения для них имеют вид

$$\vartheta^{(\pm)}_{11'} = V^{(\pm)}_{11'} - 2\sum_{22'} \langle 12'|G^{(\pm)}|21'\rangle \frac{\eta^{(\pm)}_{22'}}{E^2_{22'} - \omega^2}\Big[E_{22'}\eta^{(\pm)}_{22'}\vartheta^{(\pm)}_{22'} + \omega\eta^{(\mp)}_{22'}\vartheta^{(\mp)}_{22'}$$

$$- E_{22'}\xi^{(\pm)}_{22'}\overline{\vartheta}^{(\pm)}_{22'} - \omega\xi^{(\mp)}_{22'}\overline{\vartheta}^{(\mp)}_{22'}\Big],$$

$$\overline{\vartheta}^{(\pm)}_{11'} = \overline{V}^{(\pm)}_{11'} - 2\sum_{22'} \langle 1\bar{1}'|\overline{G}|\bar{2}2'\rangle \frac{\xi^{(\pm)}_{22'}}{E^2_{22'} - \omega^2}\Big[E_{22'}\xi^{(\pm)}_{22'}\overline{\vartheta}^{(\pm)}_{22'} \tag{2.2}$$

$$+ \omega\xi^{(\mp)}_{22'}\overline{\vartheta}^{(\mp)}_{22'} - E_{22'}\eta^{(\pm)}_{22'}\vartheta^{(\pm)}_{22'} - \omega\eta^{(\mp)}_{22'}\vartheta^{(\mp)}_{22'}\Big]$$

В (2.2) входят матричные элементы взаимодействия трех типов. $\overline{G}$ - описывает взаимодействие в канале частица-частица, а $\langle 12'|G^{(\pm)}|21'\rangle = 1/2\left[\langle 12'|G|21'\rangle \pm \langle 1\bar{2}|G|\bar{2}'\bar{1}'\rangle\right]$ -описывает T -четное и T -нечетное (относительно одной из частиц(взаимодействие в канале частица-дырка.

Ниже мы исследуем свойства интегральных членов в правых частях (2.2). Каждый из них имеет структуру (1.1) и представляет собой некоторое индуцированное поле ϑ_{in}, симметрия которого существенно определяется взаимодействием. Величину ϑ, стоящую в правой части (1.1) естественно при этом рассматривать как затравочное поле.

3. Модель эффективного взаимодействия

Нас будет интересовать взаимодействие в канале частица-дырка, которое мы аппроксимируем суммой короткодействующих центральных (вигнеровских и спин-спиновых) и двухчастичных спин-орбитальных сил.

$$G_{12} = -\frac{1}{2}g\left(G_W + \lambda G_S\right) - \frac{\varkappa}{2}G_{LS} \tag{3.1}$$

$$G_W = \delta(\vec{r}_1-\vec{r}_2); \quad G_\sigma = \vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2\,\delta(\vec{r}_1-\vec{r}_2)$$

$$G_{LS} = (\vec{\sigma}_1+\vec{\sigma}_2)\cdot(\vec{p}_1-\vec{p}_2)\times\nabla_1\,\delta(\vec{r}_1-\vec{r}_2) \tag{3.2}$$

Вигнеровские силы имеют положительную, а спин-спиновые - отрицательную T -четность, в то время как G_{LS} можно представить в виде суммы двух членов

$$G_{LS}^{(+)} = (\vec{\sigma}_1\cdot\vec{p}_1\times\nabla_1 + \vec{\sigma}_2\cdot\vec{p}_2\times\nabla_2)\,\delta(\vec{r}_1-\vec{r}_2)$$

$$G_{LS}^{(-)} = (\vec{\sigma}_2\cdot\vec{p}_1\times\nabla_1 + \vec{\sigma}_1\cdot\vec{p}_2\times\nabla_2)\,\delta(\vec{r}_1-\vec{r}_2) \tag{3.3}$$

Взаимодействие (3.1) в принципе определяет самосогласованное поле ядра и поэтому входящие в него константы g, α и $\varkappa$ можно считать известными. Мы не будем выписывать явно изотопических индексов, которые могут быть легко восстановлены в конечных формулах.

Матричные элементы от G_{12} удобно представить через матричные элементы операторов плотности и трех различных токов

$$n_{\nu\nu'}(\vec{r}) = \sum_{\alpha} \varphi_\nu^*(\vec{r},\alpha)\,\varphi_{\nu'}(\vec{r},\alpha)$$

$$\vec{n}_{\nu\nu'}(\vec{r}) = \sum_{\alpha\alpha'} \varphi_\nu^*(\vec{r},\alpha)\,\vec{\sigma}_{\alpha\alpha'}\,\varphi_{\nu'}(\vec{r},\alpha')$$

$$\vec{j}_{\nu\nu'}(\vec{r}) = 1/2i \sum_{\alpha} \varphi_\nu^*(\vec{r},\alpha)(\overrightarrow{\nabla}-\overleftarrow{\nabla})\,\varphi_{\nu'}(\vec{r},\alpha)$$

$$\vec{J}_{\nu\nu'}(\vec{r}) = 1/2i \sum_{\alpha\alpha'} \varphi_\nu^*(\vec{r},\alpha)\left[\vec{\sigma}_{\alpha\alpha'}\times(\overrightarrow{\nabla}-\overleftarrow{\nabla})\right]\varphi_{\nu'}(\vec{r},\alpha'). \tag{3.4}$$

Используя (3.2) и (3.4), находим

$$\langle 12'|G_W|21'\rangle = \int d\vec{r}\; n_{11'}(\vec{r})\, n_{22'}(\vec{r})$$

$$\langle 12'|G_1|21'\rangle = \int d\vec{r}\; \vec{n}_{11'}(\vec{r})\, \vec{n}_{22'}(\vec{r}) \qquad (3.5)$$

$$\langle 12'|G_{LS}^{(+)}|21'\rangle = \int d\vec{r}\; \vec{J}_{11'} \nabla n_{22'} - \int d\vec{r}\; n_{11'} \operatorname{div} \vec{J}_{22'}$$

$$\langle 12'|G_{LS}^{(-)}|21'\rangle = \int d\vec{r}\; \vec{j}_{11'} \operatorname{rot} \vec{n}_{22'} - \int d\vec{r}\; \vec{n}_{11'} \operatorname{rot} \vec{j}_{22'}$$

В этих формулах не учтены обменные члены. Их величина очень чувствительна к радиусу взаимодействия и вряд ли имеет смысл их формальное вычисление из (3.2). При конечном радиусе G_{12} роль обменных членов невелика и для качественного анализа пренебрежение ими вполне допустимо.

4. Симметрия индуцированных полей

Не детализируя структуру затравочного поля V и величину Θ мы можем считать, что каждый тип взаимодействия G_{12} определяет в (1.1) соответствующее индуцированное поле $V_{in}[G]$. Подставляя (3.5) в (1.1) и переходя к операторам, получаем

$$V_{in}[G_W] = f(\vec{r})\,; \quad V_{in}[G_1] = \vec{\sigma}\vec{F}(\vec{r})$$

$$V_{in}[G_{LS}^{(+)}] = (\vec{\sigma}\times\vec{p})\nabla f(\vec{r}) - \operatorname{div}\vec{\Phi}(\vec{r}) \qquad (4.1)$$

$$V_{in}[G_{LS}^{(-)}] = \vec{p}\operatorname{rot}\vec{F}(\vec{r}) + \vec{\sigma}\operatorname{rot}\vec{\Phi}(\vec{r})$$

где

$$\{f; \vec{F}; \vec{\Phi}; \vec{\Psi}\} = \sum_{\nu\nu'} \{n_{\nu\nu'}; \vec{n}_{\nu\nu'}; \vec{J}_{\nu\nu'}, \vec{j}_{\nu\nu'}\} \Theta_{\nu\nu'} \vartheta_{\nu\nu'} \tag{4.2}$$

Зависимость индуцированных полей от спинов и скоростей выделена в (4.1) явно. Зависимость от координат $\vec{r}$ содержится в четырех функциях (4.2) – одной скалярной f и трех векторных. Для их вычисления, согласно (4.2) необходимо выбрать определенное представление для одночастичных функций $\varphi_\nu(\vec{r},\alpha)$ В произвольном случае деформированного ядра запишем φ_ν в виде

$$\varphi_\nu(\vec{r},\alpha) = \sum_{nljm} \langle nljm|\nu\rangle \varphi_{nljm} \equiv \sum_{nlj(m)} \langle nljm|\nu\rangle R_{nl}(r) \times$$

$$\times\, i^l Y_{lm_l} \chi_{m_s}(\sigma) \sqrt{2j+1}\, (-)^{j-m} \begin{pmatrix} j & l & 1/2 \\ -m & m_l & m_s \end{pmatrix} \tag{4.3}$$

При выбранных фазах коэффициенты разложения деформированных функций по сферическим обладают следующим свойством при отражении времени

$$\langle nljm|\bar{\nu}\rangle = (-)^{j+m} \langle nlj-m|\nu\rangle \tag{4.4}$$

Теперь можно записать величины (4.2) в виде разложения по сферическим гармоникам. Скалярная функция $f(\vec{r})$ представлена в виде

$$f(\vec{r}) = \sum_{LM} i^L Y_{LM}(\vec{n}) f_{LM}(r) \tag{4.5}$$

$$f_{LM}(r) = (2L+1)\sum_{(nlj)} (nlj|f_L(r)|n'l'j') \times$$

$$\times \sum_{mm'} (-)^{j-m} \begin{pmatrix} j & L & j' \\ -m & M & m' \end{pmatrix} \langle nljm|\Theta\vartheta|n'l'j'm'\rangle \tag{4.5a}$$

Для векторных функций находим

$$F^{(\lambda)}(\vec{r}) = \sum_{LMJM'} i^L Y_{LM}(-)^{L+M} \begin{pmatrix} L & 1 & J \\ M & -\lambda & -M' \end{pmatrix} \sqrt{2J+1}\, F_{LJM'} \tag{4.6}$$

$$F_{LJM'}(r) = \sqrt{2J+1} \sum_{(nlj)} (nlj|F_{LJ}(r)|n'l'j') \times \tag{4.6a}$$

$$\times \sum_{mm'} (-)^{j-m} \begin{pmatrix} j & J & j' \\ -m & M' & m' \end{pmatrix} \langle nljm|\Theta\vartheta|n'l'j'm'\rangle$$

и формально аналогичные выражения для $\vec{\Phi}$ и $\vec{\Psi}$.
Для сокращения записи положено

$$\langle nljm|\Theta\vartheta|n'l'j'm'\rangle \equiv \sum_{\nu\nu'} \langle nljm|\nu\rangle \Theta_{\nu\nu'} \vartheta_{\nu\nu'} \langle \nu'|n'l'j'm'\rangle \tag{4.7}$$

Зависящие от r коэффициенты $(nlj|\ldots\ldots|n'l'j')$ выписаны в Приложении. Здесь мы отметим лишь следующее правило отбора

$$(nlj|f_L; F_{LJ}|n'l'j') \neq 0 \quad \text{если} \quad l+l'+L \quad \text{четно}$$

$$(nlj|\Psi_{LJ}, \Phi_{LJ}|n'l'j') \neq 0 \quad \text{если} \quad l+l'+L \quad \text{нечетно.} \tag{4.8}$$

Формулы (4.6) для векторных функций можно тождественно переписать через три векторные сферические гармоники (магнитного, продольного и электрического типа).

$$\vec{F}(\vec{r}) = \sum_{JM} \left(F_{JM}^{(м)} \vec{Y}_{JM}^{(м)} + F_{JM}^{(э)} \vec{Y}_{JM}^{(э)} + F_{JM}^{(n)} \vec{Y}_{JM}^{(n)} \right) \tag{4.9}$$

где коэффициенты (функции r) выражаются через линейные комбинации (4.6а)

$$F_{JM}^{(м)} = F_{J,JM}\,, \quad F_{JM}^{(э)} = \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}\, F_{J-1,JM} - \sqrt{\frac{J}{2J+1}}\, F_{J+1,JM}\,, \quad F_{JM}^{(n)} = \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}\, F_{J+1,JM} + \sqrt{\frac{J}{2J+1}}\, F_{J-1,JM} \tag{4.10}$$

Формулы для $\vec{\Phi}$ и $\vec{\Psi}$ аналогичны и мы их не выписываем.

Полученные формулы позволяют установить структуру и правила отбора для индуцированных полей. Рассмотрим отдельно случай сферических и деформированных ядер.

Сферические ядра

Считая, что затравочное поле ϑ имеет определенную тензорную размерность $\vartheta_{K\mu}^{(\varkappa)}$ магнитного ($\varkappa = м$; $\pi = (-)^{K+1}$) или электрического типа ($\varkappa = э, n$, $\pi = (-)^{K}$). Матричный элемент от $\vartheta_{K\mu}^{(\varkappa)}$ по сферическим функциям $|\nu\rangle = |nljm\rangle$ имеет вид

$$\langle nljm | \vartheta_{K\mu}^{(\varkappa)} | n'l'j'm' \rangle = (-)^{j-m} \begin{pmatrix} j & K & j' \\ -m & \mu & m' \end{pmatrix} \langle nlj \| \vartheta_K \| n'l'j' \rangle$$

поэтому суммирование по mm' в (4.5а) и (4.6а) приводит к правилам отбора

$$f_{JM}[\vartheta_{K\mu}] = \delta_{KL}\, \delta_{\mu M}\, f_K$$

$$F_{LJM}\left[\vartheta_{K\mu}\right] = \delta_{KJ}\delta_{\mu M}F_{LK}$$

(4.11)

и соответственно для (4.10)

$$F^{(\text{æ})}_{JM}\left[\vartheta_{K\mu}\right] = \delta_{KL}\delta_{\mu M}F_{K}^{(\text{æ})}$$

(4.11)

Учитывая также правила отбора (4.8) получим для функций(4.5) и (4.9), в зависимости от вида затравочного поля $\vartheta^{(\text{æ})}_{K\mu}$ следующую явную зависимость от угловых переменных.

Для затравочного поля $\vartheta^{(м)}_{K\mu}$ (магнитного типа)

$$f(\vec{r}) = 0;\quad \vec{F}(\vec{r}) = F_K^{(э)}\vec{Y}^{(э)}_{K\mu} + F_K^{(n)}\vec{Y}^{(n)}_{K\mu}$$

(4.12)

$$\vec{\phi}(\vec{r}) = \phi_K^{(м)}\vec{Y}^{(м)}_{K\mu};\quad \vec{\psi}(\vec{r}) = \psi_K^{(м)}\vec{Y}^{(м)}_{K\mu}$$

Для затравочного поля $\vartheta^{(э)}_{K\mu}$ (электрического типа)

$$f(\vec{r}) = f_K(r)\, i^K Y_{K\mu}(\vec{n})$$

$$\vec{F}(\vec{r}) = F_K^{(м)}(n)\vec{Y}^{(м)}_{K\mu}(\vec{n})$$

$$\vec{\phi}(\vec{r}) = \phi_K^{(э)}\vec{Y}^{(э)}_{K\mu} + \phi_K^{(n)}\vec{Y}^{(n)}_{K\mu}$$

(4.12)

$$\vec{\psi}(\vec{r}) = \psi_K^{(э)}\vec{Y}^{(э)}_{K\mu} + \psi_K^{(n)}\vec{Y}^{(n)}_{K\mu}$$

Формулы (4.12) и (4.1) полностью определяют структуру индуцированных полей. Для наглядности результаты удобно представить в виде следующей таблицы, где структура инду -

цированного поля (зависимость от спинов, импульсов и угловых переменных, без коэффициентов зависящих от $|\vec{r}|$) представлена в зависимости от типа взаимодействия и вида затравочного поля.

Таблица

затравоч. поле / взаимодействие	$\vartheta^{(э+)}_{\kappa\mu}$	$\vartheta^{(э-)}_{\kappa\mu}$	$\vartheta^{(м+)}_{\kappa\mu}$	$\vartheta^{(м-)}_{\kappa\mu}$	
G_W	$Y_{\kappa\mu}(\vec{n})$	—	—	—	
G_S	—	$\vec{\sigma}\vec{Y}^{(м)}_{\kappa\mu}$	—	$\vec{\sigma}\vec{Y}^{(э,n)}_{\kappa\mu}$	
G_{LS}	$(\vec{\sigma}\times\vec{p})\vec{Y}^{(э,n)}_{\kappa\mu} + Y_{\kappa\mu}$	$\vec{p}\vec{Y}^{(э,n)}_{\kappa\mu} + \vec{\sigma}\vec{Y}^{(м)}_{\kappa\mu}$	—	$\vec{p}\vec{Y}^{(м)}_{\kappa\mu} + \vec{\sigma}\vec{Y}^{(э,n)}_{\kappa\mu}$	

Для простоты и наглядности в таблице оставлены только члены с одинаковой временной четностью у затравочного и индуцированного полей, не исчезающие в пределе $\omega \to 0$. Члены той же структуры, но с множителем ω следовало бы дополнительно выписать в соседнем столбце (пример: G_S и $\vartheta^{(э+)}_{\kappa\mu}$, индуцируют поле $\sim \omega\vec{\sigma}\vec{Y}^{(м)}_{\kappa\mu}(\vec{n})$).

Деформированные ядра

В этом случае затравочное поле $\vartheta_\mu^{(\pi)}$ достаточно характеризовать проекцией момента μ и четностью π. Формула (4.7) даёт при этом правило отбора $\mu + m' = m$, которое вместе с (4.8) исчерпывает общие ограничения на вид функций (4.5) и (4.6). Их можно сформулировать следующим образом

$$f[\vartheta_\mu^\pi] = \sum_L \frac{1+\pi(-)^L}{2} i^L Y_{L\mu} f_{L\mu}(n) \qquad (4.13)$$

$$F^{(\lambda)}[\vartheta_\mu^\pi] = \sum_{LJ} \frac{1+(-)^L\pi}{2} i^L Y_{L,\mu+\lambda}(-)^{L+\mu+\lambda} \sqrt{2J+1} \begin{pmatrix} L & 1 & J \\ \mu+\lambda & -\lambda & -\mu \end{pmatrix} F_{LJ\mu}$$

$$\phi^{(\lambda)}[\vartheta_\mu^\pi] = \sum_{LJ} \frac{1-(-)^L\pi}{2} i^L Y_{L,\mu+\lambda}(-)^{L+\mu+\lambda} \sqrt{2J+1} \begin{pmatrix} L & 1 & J \\ \mu+\lambda & -\lambda & -\mu \end{pmatrix} \phi_{LJ\mu}$$

(Формула для $\psi^{(\lambda)}$ аналогична последней из (4.13)).
Напомним, что в асимптотических квантовых числах $Nn_z\Lambda\Sigma$ четность волновых функций совпадает с четностью ($n_z+\Lambda$). Поэтому правила отбора для ϑ_μ^π можно записать в виде

$$\Delta\Lambda + \Delta\Sigma = \mu; \quad (-1)^{\Delta\Lambda+\Delta n_z} = \pi \qquad (4.14)$$

5. Эффекты отброшенных членов

Как уже отмечалось выше, нами не учтены обменные члены в эффективном взаимодействии. Кроме того, реальное двухчастичное взаимодействие, в отличие от (3.1), (3.2) имеют хотя и малый, но ненулевой радиус. Не рассматривались также эффекты тензорных сил. Обсудим влияние отброшенных членов на ши результаты.

а) Легко видеть, что при замене $\delta(\vec{r}_1-\vec{r}_2)$ в (3.1) - (3.3) на функцию с конечным радиусом $g(|\vec{r}_1-\vec{r}_2|)$ величины (4.2) преобразуются согласно

$$\{f(\vec{r});\vec{F},\vec{\Phi},\vec{\Psi}\} \to \int d\vec{r}\,'\, g(|\vec{r}-\vec{r}\,'|)\{f(\vec{r}\,');\vec{F};\vec{\Phi};\vec{\Psi}\} \tag{5.1}$$

При этом, естественно, зависимость индуцированных полей от углов остается прежней, а усложняется только зависимость от $|\vec{r}|$.

в) Прямые вычисления обменных матричных элементов взаимодействия (3.1) - (3.3) показывают, что их роль сводится, в основном, к аддитивной добавке к (4.1). Исключение составляют лишь некоторые обменные члены спин-орбитального взаимодействия

$$(\vec{\sigma}_1\vec{p}_1)(\vec{\sigma}_2\vec{p}_2) \quad \text{и} \quad (\vec{\sigma}_1\vec{p}_2)(\vec{\sigma}_2\vec{p}_1) \tag{5.2}$$

Аналогичный вид имеют соответственно T -четная и T -нечетная части тензорных сил с импульсом

$$G_{\sigma p} \sim (\vec{\sigma}_1\vec{p})(\vec{\sigma}_2\vec{p}) \tag{5.3}$$

Поэтому обменные члены в G_{LS} должны учитываться наряду с (5.3). Отметим, что как тензорное взаимодействие $G_{\sigma p}$, так и обменные члены G_{LS} при разумном радиусе невелики, поэтому для большинства приложений ими можно пренебречь.

с) Значительно больший вклад вносят T -нечетные тензорные силы

$$G_{\sigma n} = (\vec{\sigma}_1 \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \vec{r})\, g(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) \tag{5.4}$$

исчезающие в пределе нулевого радиуса взаимодействия. Простые, но громоздкие вычисления приводят к следующему вкладу в индуцированное поле от $G_{\sigma n}$

$$V_{in}[G_{\sigma n}] = \vec{\sigma}\, \vec{F}'(\vec{r}) \tag{5.5}$$

где функция координат $\vec{F}'(\vec{r})$ отличается от (4.6) только радиальной зависимостью. Таким образом симметрия эффективных полей при учёте (5.4) остается прежней.

Приложение

$$(nlj|f_L|n'l'j') = \frac{\sqrt{(2j+1)(2j'+1)(2l+1)(2l'+1)}}{\sqrt{4\pi(2L+1)}} \begin{pmatrix} l & l' & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} l' & l & L \\ j & j' & 1/2 \end{Bmatrix} \times$$

$$R_{nl} R_{n'l'} \Theta^{l+j+1/2} \Theta^{-\frac{L+l+l'}{2}}; \quad (nlj|F_{LJ}|n'l'j') =$$

$$= \sqrt{3/2} \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)(2l+1)(2l'+1)} \begin{pmatrix} l & l' & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & J & L \\ 1/2 & l' & j' \\ 1/2 & l & j \end{Bmatrix} \times$$

$$R_{nl} R_{n'l'} \Theta^{j+j'+1} \Theta^{-\frac{l+l'-L}{2}}; \quad (nlj|\psi_{LJ}|n'l'j') = \frac{1}{\sqrt{4\pi}(2J+1)} \times$$

$$\sqrt{(2j+1)(2j'+1)(2l+1)(2l'+1)} \sqrt{2L+1} \; \frac{R'_{nl} R_{n'l'} - R_{nl} R'_{n'l'}}{2} \begin{pmatrix} J & 1 & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times$$

$$\begin{pmatrix} l & l' & J \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} l' & l & J \\ j & j' & 1/2 \end{Bmatrix} + \sum_{\lambda} \sqrt{\frac{(2L+1)(2\lambda+1)}{4\pi\,(2J+1)^2}} \; \frac{R_{nl} R_{n'l'}}{2r} \sqrt{2j+1} \times$$

$$\sqrt{2j'+1} \begin{Bmatrix} l' & l & J \\ j & j' & 1/2 \end{Bmatrix} \Big[\sqrt{2l'+1} \langle \lambda \| \nabla \| l \rangle \begin{Bmatrix} J & 1 & L \\ \lambda & l' & l \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} l' & \lambda & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Theta^{J} -$$

$$\sqrt{2l+1} \langle \lambda \| \nabla \| l' \rangle \begin{Bmatrix} J & 1 & L \\ \lambda & l & l' \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} l & \lambda & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Theta^{l+l'} \Big] \Theta^{j+1/2} \Theta^{\frac{l-l'+L+1}{2}}$$

$$(nlj|\varphi_{LJ}|n'l'j') = -\frac{3}{2} \frac{R'_{nl} R_{n'l'} - R_{nl} R'_{n'l'}}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} \times$$

Ответственный за выпуск Б.А.Румянцев
Подписано к печати 16.10.70.
Усл. 0,7 печ.л., тираж 200 экз.
Заказ № 85 , бесплатно. ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР, нв.