ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4 - 12034

Х.Л.Молина, И.Н.Михайлов, Р.Г.Назмитдинов

АЛГОРИТМ ДЛЯ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ В СТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧЕ

1978

P4 - 12034

Х.Л.Молина, И.Н.Михайлов, Р.Г.Назмитдинов

АЛГОРИТМ ДЛЯ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ В СТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧЕ

Направлено в ТМФ

Молина Х.Л., Михайлов И.Н., Назмитдинов Р.Г. P4 - 12034

Алгоритм для силовой функции в стационарной задаче

Показана возможность применения метода силовой функции для любой стационарной задачи квантовой механики с дискретным невырожденным спектром. При этом построение силовой функции не требует диагонализации гамильтониана и сводится к вычислению алгебраических дополнений к гамильтоновской матрице. Дан алгоритм построения силовой функции в случае общего взаимодействия, инвариантного относительно инверсии времени, для случая приближения случайных фаз. Проанализирован частный случай, ранее не рассматривавшийся, представляющий интерес для описания структуры быстровращающихся ядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Molina H.L., Mikhailov I.N., Nazmitdinov R.G. P4 - 12034

An Algorithm for the Strength Function in a Stationary Problem

A possibility of application of the strength function method is shown for an arbitrary quantum-mechanical stationary problem with discrete nondegenarated spectrum: here the construction of the strength function does not require the diagonalization of the Hamiltonian and reduces to the calculation of the minors to the Hamiltonian matrix. An algoritm is given for constructing the strength function for the general interaction invariant under the time inversion in the random phase approximation. A particular case not considered earlier is analyzed which is important for the description of the structure of the fast-rotating nuclei.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

Метод случайных фаз /ПСФ/ занимает важное место в теории структуры ядер как основа для многих микроскопических и полумикроскопических расчетов коллективных и квазичастичных эффектов. Фононы типа ПСФ, описывающие как истинные коллективные возбуждения, так и двухквазичастичные состояния /1,2/, широко используются не только при описании низколежащих состояний, но и при изучении гигантских резонансов /3,4/. Метод ПСФ в комбинации с самосогласованной кренкинг-моделью является основой развитой за последние годы микроскопической теории вращения /5,6/. Большой шаг в исследовании структуры ядер в рамках ПСФ, а также ПСФ плюс ангармоничность разного вида был достигнут при использовании метода силовых функций /7,8,9/. С расчетной точки зрения введение силовых функций оправдывает себя, когда с их помощью становится возможно вычисление усредненных физических величин, минуя этап детального расчета характеристик каждого энергетического уровня. В этом смысле возможность применения метода силовых функций, связанная с выполнением условия /1.4/ /см. ниже/, доказывается в каждом конкретном случае для конкретно выбранного взаимодействия между квазичастицами. Например, в работе /4/ построен математический аппарат для расчета силовой функции приведенной вероятности электромагнитных переходов в нечетных деформированных ядрах без диагонализации гамильтониана, имеющего специальный вид фонон-квазичастичного остаточного взаимодействия. Однако в формализме, использованном в работе /4/, трудно обобщать выражение для силовой функции на случай более сложного взаимодействия.

В настоящей работе будет показано, что для стационарной задачи Шредингера с дискретным невырожденным спектром всегда можно получить расчетное выражение для силовой функции без диагонализации гамильтониана. Силовая функция при этом просто выражается через определитель гамильтоновой матрицы системы и один из ее главных миноров.

Такое определение силовой функции, будучи формально строгим, может оказаться не конструктивным в применении к задачам, в которых гамильтониан выражается матрицей большого ранга.

Имея это в виду, мы рассмотрим задачу ПСФ с самым общим взаимодействием, записанным в виде суммы факторизованных членов. Для этой задачи будут даны правила построения секулярного уравнения для фононного спектра, а также правила получения силовой функции. Наконец, мы применим полученные результаты к случаю микроскопической теории вращения [6] и получим вид силовой функции приведенной вероятности квадрупольных электрических переходов на ираст-полосу.

§1. СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ

Приведем основные моменты метода силовых функций. Рассмотрим функцию $b_0(\omega)$, имеющую физический смысл в точках ω_i, определяемых уравнением

$$F(\omega_i) = 0 \qquad /1.1/$$

и представляющих энергии возбуждения системы. Силовой функцией называют [7] среднее

$$b_\Delta(\omega) = \sum_i b_0(\omega_i)\rho_\Delta(\omega - \omega_i), \qquad /1.2/$$

где нормированная на единицу весовая функция $\rho_\Delta(\omega - \omega_i)$ имеет вид

$$\rho_\Delta(\omega - \omega_i) = \frac{1}{2\pi}\,\frac{\Delta}{(\omega - \omega_i^2) + \frac{\Delta^2}{4}}. \qquad /1.3/$$

Считая все решения /1.1/ невырожденными, т.е. полагая $(dF/d\omega)_{\omega_i} \neq 0$, введем в рассмотрение функцию $P(\omega)$, такую, что

$$b_0(\omega_i) = \frac{P(\omega)}{\frac{dF(\omega)}{d\omega}}\Bigg|_{\omega = \omega_i}. \qquad /1.4/$$

Если функция $P(z)/F(z)$, рассматриваемая как функция комплексного переменного, не имеет иных особенностей, чем простые полюса, соответствующие нулям $F(z)$, и если

$$\lim_{z\to\infty} P(z)/F(z) \to 0, \qquad /1.5/$$

то, используя теорему Коши, можно получить следующее ключевое выражение [10]:

$$b_\Delta(\omega) = \frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\,\frac{P(\omega + \frac{i\Delta}{2})}{F(\omega + \frac{i\Delta}{2})}. \qquad /1.6/$$

Формула /1.6/ позволяет рассчитать силовую функцию /1.2/, минуя решение секулярного уравнения /1.1/.

§2. УСЛОВИЕ ПРИМЕНЕНИЯ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ В СТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧЕ

Разложим волновую функцию $|\Psi\rangle$, являющуюся решением стационарного уравнения Шредингера

$$\hat{H}|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle \qquad /2.1/$$

в ряд по некоторому полному набору функций $|k\rangle$:

$$|\Psi\rangle = \sum_k C_k|k\rangle. \qquad /2.2/$$

Тогда уравнение Шредингера в матричном виде

$$\sum_k S_{ik} C_k = 0, \quad S_{ik} = \hat{H}_{ik} - \delta_{ik} E_i \qquad /2.3/$$

дает условие существования ненулевых решений

$$|S| = 0, \qquad /2.4/$$

где $|S|$ - определитель матрицы S_{ik}. Ограничим сумму /2.3/ сколь угодно большим, но конечным числом членов n. Выразим все C_k через один из них, для определенности C_n, и тогда однородную систему /2.3/ можно записать, как неоднородную систему $(n-1)$ уравнений.

$$\sum_{k=1}^{n-1} S_{ik} a_k = - S_{in}, \qquad /2.5/$$

где

$$a_k = C_k / C_n .$$

Напишем разложение детерминанта $|S|$ по алгебраическим дополнениям A_{ik}:

$$\sum_{k=1}^{n-1} S_{ik} A_{ik} = - S_{in} A_{in} . \qquad /2.6/$$

Из /2.5/ и /2.6/ для невырожденного спектра получим

$$a_k = \frac{A_{kn}}{\Delta} = \frac{A_{ik}}{A_{in}}, \qquad /2.7/$$

где $\Delta_1 = A_{nn}$. Предполагается, что $C_n \neq 0, \Delta_1 \neq 0$. Из равенства /2.7/ нетрудно получить

$$a_i a_k = \frac{A_{ik}}{\Delta_1} . \qquad /2.8/$$

Рассмотрим условие нормировки волновой функции

$$\sum_{k=1}^{n} C_k^2 = 1.$$

Выражая C_k через a_k и учитывая соотношение /2.8/, получим:

$$C_n^2 = \frac{\Delta_1}{\sum_{k=1}^{n} A_{kk}} . \qquad /2.9/$$

С другой стороны,

$$\sum_{k=1}^{n} A_{kk} = - \frac{\partial |S|}{\partial E} . \qquad /2.10/$$

Подставляя /2.10/ в /2.8/, имеем

$$C_n^2 = - \Delta \frac{\Delta_1}{\partial |S| / \partial E} . \qquad /2.11/$$

Таким образом, каждая волновая функция $|\Psi\rangle$ будет иметь фактор нормировки C_n, необходимый для применения метода силовых функций. Явный вид силовой функции просто получить для произвольной функции, билинейной по C_k, C_k^*. Пусть нас интересует силовая функция

$$b(E) = \sum_i \langle \Psi_i | \hat{B} | \Psi_i \rangle \rho (E - E_i),$$

где B - некий эрмитовый оператор; тогда, используя /2.2/, /2.11/ и /1.5/, мы получим

$$b(E) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \frac{P(E)}{|S|},$$

где

$$P(E) = - \Delta_1 (E) \sum_{kk'} a_k a_{k'} \langle k | B | k' \rangle =$$

$$= - \sum_{kk'} A_{kk'} \langle k | B | k' \rangle .$$

Вычисление $P(E)$ не требует определения собственных векторов и собственных значений гамильтониана матрицы. Однако в написанном выше выражении для b фигурируют детерминанты высоких порядков, расчет которых может также оказаться сложной задачей. Более конструктивное определение силовой функции можно дать для конкретных реализаций стационарной задачи. Как пример таковой рассмотрим проблему усредненного описания спектра системы в ПСФ.

§3. ГАМИЛЬТОНИАН СИСТЕМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ БОЗОНОВ В ПРИБЛИЖЕНИИ СЛУЧАЙНЫХ ФАЗ

Наиболее общий гамильтониан в приближении ПСФ имеет вид

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{U},$$

$$\hat{T} = \sum_i \epsilon_i b_i^+ b_i, \qquad /3.1/$$

$$U = \sum_{ik} V_{ik}^{20} b_i^+ b_k^+ + V_{ik}^{11} b_i^+ b_k + \text{h.c.},$$

где операторы b_i^+, b_i удовлетворяют обычным бозонным коммутационным соотношениям /они могут быть как симметричные, так и антисимметричные/; индексы i, k двойные. Введя следующие эрмитовые комбинации бозонных операторов:

$$\hat{X}_i = \frac{1}{\sqrt{2}}(b_i^+ + b_i),$$

$$\hat{P}_i = \frac{1}{i\sqrt{2}}(b_i^+ - b_i),$$

можно представить $\hat{U}$ как квадратичную комбинацию по $\hat{X}$ и $\hat{P}$. Далее, если $\hat{H}$ инвариантен относительно инверсии времени, то эта комбинация будет выглядеть так:

$$\hat{U} = \sum_{ij} V_{ij} \hat{X}_i \hat{X}_j + W_{ij} \hat{P}_i \hat{P}_j, \qquad /3.2/$$

или в факторизованном виде:

$$\hat{U} = \sum_s \kappa^s \hat{V}_s^2 + \sum_s \bar{\kappa}^s \hat{W}_s^2 \qquad /3.3/$$

где

$$\hat{V}_s = \sum_i f_i^s \hat{X}_i; \quad \hat{W}_s = \sum_i \bar{f}_i^s \hat{P}_i, \qquad /3.4/$$

а величины $f^s, x^s, \bar{f}^s, \bar{x}^s$ определяют из уравнений на собственные значения

$$\hat{V}_s f^s = \kappa^s f^s; \quad \hat{W}_s \bar{f}^s = \bar{\kappa}^s \bar{f}^s. \qquad /3.5/$$

Таким образом, наиболее общий гамильтониан, билинейный по бозонам, инвариантный относительно инверсии времени, можно представить в факторизованном виде /3.3/. В дальнейшем мы рассмотрим систему бозонов с взаимодействием, написанным именно в этом виде.

§4. СЕКУЛЯРНОЕ УРАВНЕНИЕ

Итак, пусть гамильтониан системы имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2}\sum \epsilon_{ik} b_{ik}^+ b_{ik} + \frac{1}{4}\sum_{s=1}^{n_1} \kappa^s \hat{V}_s^2 + \frac{1}{4}\sum_{s=1}^{n_2} \bar{\kappa}^s \hat{W}_s^2. \qquad /4.1/$$

Введем операторы фононов Q, Q^+.

$$Q_\lambda^+ = \frac{1}{2}\sum \Psi_{ik}^\lambda b_{ik}^+ - \Phi_{ik}^\lambda b_{ik}$$

с условием нормировки

$$\sum_{ik} Z_{ik}^{+\lambda} Z_{ik}^{-\lambda} = 2, \qquad /4.2/$$

где

$$Z_{ik}^{\pm\lambda} = \Psi_{ik}^\lambda \pm \Phi_{ik}^\lambda.$$

Волновая функция однофононного состояния имеет вид

$$|\lambda\rangle = Q^{+}_{\lambda}|0\rangle,$$

где $|0\rangle$ - фононный вакуум [1]. Индексы фононных операторов будут опущены. Вариационный принцип для минимизации энергии однофононных состояний дает два независимых уравнения на Z^{+} и Z^{-}:

$$\epsilon_{ik} Z^{+}_{ik} - D^{+}_{ik} - \omega Z^{-}_{ik} = 0,$$
$$\epsilon_{ik} Z^{-}_{ik} - D^{-}_{ik} - \omega Z^{+}_{ik} = 0. \qquad /4.3/$$

Постоянные $D^{\pm}_{ik}$ имеют следующую структуру:

$$D^{+}_{ik} = \sum_{s} f^{s}_{ik} D^{+}_{s}, \qquad D^{+}_{s} = 2\Sigma\kappa^{s} f^{s}_{ik} Z^{+}_{ik},$$
$$D^{-}_{ik} = -\Sigma \bar{f}^{s}_{ik} D^{-}_{s}, \qquad D^{-}_{s} = 2\Sigma\bar{\kappa}^{s} \bar{f}^{s}_{ik} Z^{-}_{ik}. \qquad /4.4/$$

Тогда из системы /4.2/ имеем

$$Z^{+}_{ik} = \frac{\epsilon_{ik} D^{+}_{ik} + \omega D^{-}_{ik}}{\epsilon^{2}_{ik} - \omega^{2}},$$
$$Z^{-}_{ik} = \frac{\epsilon_{ik} D^{-}_{ik} + \omega D^{-}_{ik}}{\epsilon^{2}_{ik} - \omega^{2}}. \qquad /4.5/$$

Подставляя /4.5/ в /4.4/, получаем систему однородных уравнений для нахождения векторов $D^{\pm}$:

$$\sum_{k=1}^{n} S_{ik} D_{k} = 0, \qquad /4.6/$$

где

$$D = \begin{pmatrix} D^{+} \\ D^{-} \end{pmatrix},$$
$$S = \begin{pmatrix} S^{11} & \omega S^{12} \\ \omega S^{21} & S^{22} \end{pmatrix}. \qquad /4.7/$$

Блоки S^{11} и S^{22} имеют размерность $n_1 \times n_1$ и $n_2 \times n_2$ соответственно и определены следующим образом:

$$S^{11}_{ss'} = \sum_{ik} \frac{f^{s'}_{ik} f^{s'}_{ik} \epsilon_{ik}}{\epsilon^{2}_{ik} - \omega^{2}} - \frac{\delta_{ss'}}{2\kappa^{s}},$$

$$S^{22}_{ss'} = \sum_{ik} \frac{\bar{f}^{s}_{ik} \bar{f}^{s'}_{ik} \epsilon_{ik}}{\epsilon^{2}_{ik} - \omega^{2}} - \frac{\delta_{ss'}}{2\bar{\kappa}^{s}}.$$

В $S^{11}_{ss'}$ входят лишь матричные элементы типа V_s, а в $S^{22}_{ss'}$ - типа W_s. Матрицы $S^{12}_{ss'}$ и $S^{21}_{ss'}$, включающие оба типа матричных элементов, имеют вид

$$S^{12}_{ss'} = -\sum_{ik} \frac{f^{s}_{ik} \bar{f}^{s'}_{ik}}{\epsilon^{2}_{ik} - \omega^{2}}; \quad S^{21}_{ss'} = S^{12}_{s's}. \qquad /4.8/$$

Условие существования ненулевого решения системы /4.6/ дает секулярное уравнение для нахождения собственных мод системы

$$\Lambda(\omega) = |S| = 0. \qquad /4.9/$$

В отличие от /2.3/ размерность матрицы /4.7/ равна числу разных видов факторизованных членов во взаимодействии.

§5. ОБ УЧЕТЕ ДУХОВЫХ СОСТОЯНИЙ

Укажем сразу на следующее обстоятельство. Если имеется одночастичный оператор

$$\hat{N} = \Sigma n_{ik} (b^{+}_{ik} + b_{ik}), \qquad /5.1/$$

коммутирующий с гамильтонианом $\hat{H}$, то полезно видоизменить секулярное уравнение /4.9/ так, чтобы было учтено условие существования соответствующей нулевой моды. Подставляя $\omega = 0$ в /4.6/, мы получим два независимых уравнения

$$\sum_{s'} S^{22}_{ss'}(0) D^{-}_{s'}(n) = 0,$$

$$\sum_{s'} S^{11}_{ss'}(0) D^{+}_{s'}(n) = 0 \qquad /5.2/$$

для получения вектора $D(n)$ духового состояния n. Из условия существования ненулевого решения получатся два условия:

$$|S^{22}(0)| = 0,$$

$$|S^{11}(0)| = 0, \qquad /5.3/$$

которые должны накладываться на параметры взаимодействия. С другой стороны, прямое вычисление коммутатора $[\hat{H}, \hat{N}]$ дает

$$n_{ik}\epsilon_{ik} = \sum_{s} \bar{f}^{s}_{ik} D^{-}_{s}(n). \qquad /5.4/$$

Рассмотрим случай, когда среди операторов W_s лишь один не коммутирует с оператором $\hat{N}$. Допустим также, что все вектора духов ортогональны между собой. В таком случае имеем

$$n_{ik}\epsilon_{ik} = \bar{f}^{\ell}_{ik} D^{-}_{\ell}(n). \qquad /5.4a/$$

Сочетание ℓ-ого уравнения системы /4.9/ с условием ортогональности духового вектора с векторами $\omega \neq 0$

$$\sum_{ik} n_{ik} Z^{\prime}_{ik} = 0 \qquad /5.5/$$

приводит к следующему условию:

$$S^{22}_{\ell s}(0) = 0,$$

$$s = n_1, n_1+1, \ldots, n. \qquad /5.6/$$

Учитывая последнее условие, матричные элементы $S^{22}_{\ell s}$, $s=n_1,\ldots,n$ можно написать в виде

$$S^{2}_{\ell s} = \omega^2 \sum_{ik} \frac{\bar{f}^{s}_{ik}\bar{f}_{ik}}{\epsilon_{ik}(\epsilon^2_{ik} - \omega^2)}. \qquad /5.7/$$

Такой прием позволяет факторизовать множитель ω^2 от каждого духового состояния, и секулярное уравнение примет вид

$$\omega^{2N} F(\omega) = 0, \qquad /5.8/$$

где N - число духов.

В случае, когда оператор духа имеет вид

$$\hat{J} = \sum_{ik} j_{ik}(b^{+}_{ik} - b_{ik}),$$

соответствующая нулевая мода может быть устранена такой же процедурой.

§6. ФАКТОР НОРМИРОВКИ

Рассмотрим условие нормировки /4.2/. Учитывая выражение /4.5/, его можно представить в виде

$$\sum_{ss'} D_s D_{s'} \frac{\partial S_{ss'}}{\partial \omega} = 4. \qquad /6.1/$$

Такое условие вместе с уравнением /4.6/ однозначно определяют вектора D. Поступая, как и в случае системы /2.3/, введя коэффициенты $C_k = D_k/D_n$ и выделяя фактор D_n в /6.1/, получим искомое выражение

$$D^2_n = \frac{4\Delta_1}{\partial\Delta/\partial\omega}. \qquad /6.2/$$

Отметим, что соотношение /6.2/ выполняется независимо от того, устранены ли духовые состояния. В случае, когда секулярное уравнение приведено к виду /5.8/, духовые состояния не дают вклада в силовую функцию. Если духовые состояния не устранены, то для того, чтобы они не давали вклада в силовую функцию, минор Δ_1 должен быть выбран таким образом, чтобы он содержал также нулевые моды.

Напишем, наконец, выражения для амплитуд фононных волновых функций через фактор нормировки D_n и C_{ik}:

$$\Psi_{ik} = \frac{D_n}{2} \frac{C^{+}_{ik} + C^{-}_{ik}}{\epsilon_{ik} - \omega}, \qquad /6.3/$$

$$\Phi_{ik} = \frac{D_n}{2} \frac{C^{+}_{ik} - C^{-}_{ik}}{\epsilon_{ik} + \omega},$$

где

$$C^{\pm}_{ik} = \frac{D^{\pm}_{ik}}{D_n}.$$

Остановимся на выполнении соотношения /1.5/. Детальный анализ поведения функций, квадратичных по амплитудам Ψ и Φ, показывает, что в худшем случае нужные аналитические свойства силовой функции на бесконечности должны быть обеспечены весовой функцией ρ.

§7. ПРИМЕНЕНИЕ К СЛУЧАЮ МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ВРАЩЕНИЯ

Полученный результат /6.2/ легко применить для вычисления силовой функции в случае системы с гамильтонианом типа /3.1/. Рассмотрим, в частности, случай микроскопической теории вращения /6/ с гамильтонианом

$$\hat{H} = \Sigma \epsilon_{ik} b^{+}_{ik} b_{ik} - \frac{G}{4} :\hat{P}^{+}\hat{P}: - \frac{\kappa}{2} :\hat{Q}_0^{\,2} + \hat{Q}_2^{+2} + \hat{Q}_1^{+2}: - \mu :\hat{J}_x^{\,2}: , \qquad /7.1/$$

где

$$\hat{P}^{+} = \sum_{ik} P^{+}_{ik} (b^{+}_{ik} + b_{ik}) + P^{-}_{ik} (b^{+}_{ik} - b_{ik}) = \hat{P}^{+} + \hat{P}^{-} -$$

оператор монопольного спаривания;

$$\hat{Q}_0 = \sum_{ik} q^{0}_{ik} (b^{+}_{ik} + b_{ik}),$$

$$\hat{Q}^{+}_2 = \sum_{ik} q^{2}_{ik} (b^{+}_{ik} + b_{ik}), \qquad /7.2/$$

$$\hat{Q}^{+}_1 = \sum_{ik} q^{1}_{ik} (b^{+}_{ik} + b_{ik}) \; -$$

три комбинации компонент тензора квадрупольного взаимодействия и

$$\hat{J}_x = \sum_{ik} j^{x}_{ik} (b^{+}_{ik} + b_{ik}) - \qquad /7.3/$$

оператор проекции на ось x момента количества движения. Полная аналогия с гамильтонианом /4.1/ получается, если писать оператор $\hat{P}^{+}\hat{P}$ в виде

$$\hat{P}^{+}\hat{P} = \hat{P}^{+2} - \hat{P}^{-2} + C - \text{число}.$$

В данном случае имеются два духовых состояния, связанных условиями

$$[\hat{J}, \hat{H}] = [\hat{N}, \hat{H}] = [\hat{J}, \hat{N}] = 0, \qquad /7.4/$$

где $\hat{J}$ - момент количества движения, а $\hat{N}$ - оператор числа частиц. Используя уравнение /4.9/ с учетом /5.7/, получаем секулярное уравнение, приведенное в работе /6/:

$$\Lambda(\omega) = \omega^4 F(\omega) = 0, \qquad /7.5/$$

где $F(\omega)$ определяет энергетический спектр гамильтониана /7.1/. Рассмотрим приведенную вероятность электрического квадрупольного перехода с однофононного состояния на вакуум фононов в случае быстрого вращения ядра:

$$B(E2, I) = \frac{5}{64} (1 + \delta_{I0}) \Big| \sum_{ikz} e_z q^{I}_{ik}(z) Z^{+}_{ik} \Big|^2 , \qquad /7.6/$$

где I - изменение спина при переходе /I = 0,2/; e_z - эффективный заряд. Учитывая соотношение /6.2/, получим выражение для полинома $P(\omega)$, входящего в /1.4/:

$$P_I(\omega) = \frac{5}{4\pi}(1+\delta_{I0})\Delta_1(\omega)\left|\sum_{sz} e_z S^z_{Is} C_s\right|^2,$$

где

$$S^z_{Is} = \sum_{ik} \frac{q^I_{ik} f^s_{ik} \epsilon_{ik}}{\epsilon^2_{ik} - \omega^2},$$

а

$$f^1 = q^0,\ f^2 = q^2,\ f^3 = p^+,\ f^4 = n,\ f^5 = j^x.$$

Так как $C_s = \frac{A_{sn}}{\Delta_1}$, можно записать $P_I(\omega)$ в виде

$$P_I(\omega) = \frac{5}{4\pi}(1+\delta_{I0})\frac{1}{\Delta_1}\left|\sum e_z S^z_{Is} A_{sn}\right|^2, \qquad /7.7/$$

где $\Delta_1(\omega)$, а также C_s находятся из детерминанта с установленными нулевыми модами; тогда окончательно:

$$b(E2, I) = \frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\,\frac{P_I(\omega + \frac{i\Delta}{2})\omega^4}{\Delta(\omega + \frac{i\Delta}{2})} =$$

$$= \frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\,\frac{P_I(z)}{F(z)}\Big|_{z=\omega+\frac{i\Delta}{2}}. \qquad /7.8/$$

Аналогичным образом получается выражение для силовой функции энергетически взвешенного правила сумм $S(\omega)$:

$$S(\omega) = \sum \omega_i B(E2, I)\,\rho_\Delta(\omega - \omega_i) =$$

$$= \frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\,\frac{zP(z)}{F(z)}\Big|_{z=\omega+\frac{i\Delta}{2}}, \qquad /7.9/$$

где $P(z)$ определен выражением /7.7/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показана возможность применения метода силовой функции для любой стационарной невырожденной задачи квантовой механики. При этом построение силовой функции не требует диагонализации и сводится к вычислению алгебраических дополнений к гамильтоновской матрице. Дан представляющийся конструктивным алгоритм построения силовой функции в случае общего взаимодействия для ПСФ. Проанализирован частный случай, ранее не рассматривавшийся, представляющий интерес для описания структуры быстровращающихся ядер.

Общее выражение для силовой функции, полученное в §2, применимо для анализа произвольной стационарной задачи и, в частности, может быть использовано в случае общего взаимодействия в задачах описания нечетных ядер и ангармонических поправок. В случае практически используемых моделей с бинарным сепарабельным взаимодействием применение такого общего выражения кажется неоправданным, и здесь следует использовать выражения, полученные в других работах /2,3,4/ или проводить дополнительный анализ.

Авторы благодарят профессора В.Г.Соловьева, доктора В.Рыбарску-Навроцку и Л.А.Малова за интерес к работе, обсуждение и замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Соловьев В.Г. Теория сложных ядер, "Наука" М., 1971. Pergamon Press, Oxford, 1976.*
2. *Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 580.*
3. *Кырчев Г. и др. ЯФ, 1977, 25, с. 951.*
4. *Акулиничев С.В., Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-9672, Дубна, 1976.*
5. *Marshalek E.R. Nucl.Phys., 1976, A266, p. 317.*
6. *Михайлов И.Н., Янссен Д. АН СССР, сер.физ., 1977, т. 41, № 8, с. 1576.*

7. *Bohr A., Mottelson B. Nuclear Structure. V.I., (Benjamin, New York, 1969). Русский перевод "Мир", М., 1971.*
8. *Соловьев В.Г. Нейтронная физика В кн.: Материалы III конференции по нейтронной физике, Киев, 1975, ч.3, с. 53. ЦНИИатоминформ, 1976.* Nucl.Phys., 1976, A270, p.87.
9. *Малов Л.А., Соловьев В.Г.*
10. *Малов Л.А., Нестеренко В.О., Соловьев В.Г. ТМФ, 1977, т. 32, № 1, с. 134.*

Рукопись поступила в издательский отдел
21 ноября 1978 года.