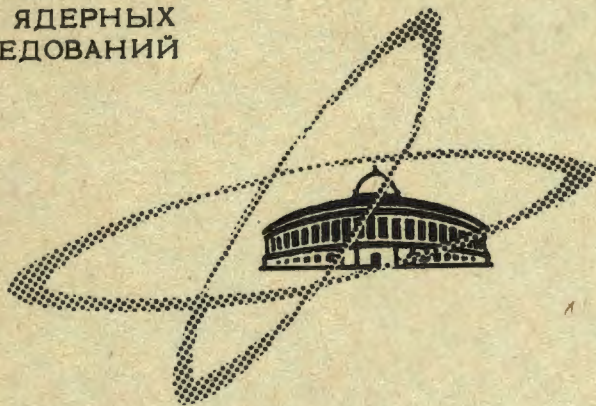


ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3857



В.В.Пашкевич - В.М.Струтинский

ОДНОЧАСТИЧНЫЕ УРОВНИ  
КОНЕЧНОГО ДЕФОРМИРОВАННОГО ПОТЕНЦИАЛА

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

**P2 - 3857**

**В.В.Пашкевич В.М.Струтинский**

**ОДНОЧАСТИЧНЫЕ УРОВНИ  
КОНЕЧНОГО ДЕФОРМИРОВАННОГО ПОТЕНЦИАЛА**

Направлено в ЯФ

## 1. В в е д е н и е

Нахождению одночастичного энергетического спектра конечного аксиально-симметричного потенциала с размытым краем и соответствующих волновых функций посвящены работы<sup>/1-7/</sup>. Во всех этих работах волновые функции отыскивались в виде разложения по сферическим функциям, что дает хорошее приближение при небольшом числе членов разложения только при малых деформациях.

В ряде случаев, например, при изучении деления ядер, возникает потребность в получении одночастичных уровней при больших деформациях.

В данной работе предлагается эффективный метод решения этой задачи. Собственные функции гамильтониана с конечным аксиально-симметричным потенциалом с размытым краем представляются в виде разложения по собственным функциям гамильтониана Нильссона в  $\epsilon$ -представлении<sup>/8/</sup> без  $D \vec{l}^2$  и  $C \vec{l} \cdot \vec{s}$  членов, т.е. "чистого" деформированного гармонического осциллятора.

Соотношение между волновыми функциями этих двух гамильтонианов изучалось в работах Слива и Волчка<sup>/9/</sup> и Феслера и Шелайна<sup>/10/</sup>.

В работе Ропера<sup>/11/</sup> подобный метод был использован для решения уравнения Шредингера с нелокальным потенциалом и было показано, что можно достичь точности порядка 100 Кэв, если в разложении брать все функции вплоть до двенадцатой оболочки.

Эффективность метода достигается за счёт экономного выбора базиса при каждой деформации и рационального вычисления матричных элементов.

Выбор потенциала и базиса обсуждается во втором разделе. В третьем разделе предлагается метод вычисления матричных элементов. Результаты для сферически-симметричного и аксиального ядра обсуждаются в четвертом и пятом разделах.

## 2. Постановка задачи

Предлагаемый метод может быть применен для широкого класса потенциалов. Имея в виду большие деформации, выберем потенциал, следуя Реперу, в виде

$$V(xyz) = V_0 \{ 1 + \exp [ (\sqrt{\omega_x^2(x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2} / \omega_0 - R_0) / a ] \}^{-1},$$

$$\omega_x = \omega_y = \omega_0(\epsilon) \left( 1 + \frac{1}{3} \epsilon \right), \quad \omega_z = \omega_0(\epsilon) \left( 1 - \frac{2}{3} \epsilon \right), \quad (1)$$

$$\omega_x \omega_y \omega_z = \omega_0^3(\epsilon),$$

где  $\epsilon$  - параметр деформации/8/.

Преимущество потенциала/1/ перед обычным выбором/1-7/ состоит в том, что в (1) не используется разложение по параметру деформации в показателе экспоненты.

Спин-орбитальное взаимодействие наиболее последовательно выбрать/12/ в виде

$$V_{so} = \frac{2\kappa}{\hbar^2} [\vec{s} \vec{p}] \text{grad } V,$$

где  $\vec{p}$  - и  $\vec{s}$  - импульс и спин нуклона.

В качестве базисных функций выбираем произведение

$$| n_r n_z \Lambda \Sigma \rangle = | n_r n_z \Lambda \rangle \cdot | \Sigma \rangle, \quad (2)$$

где

$$|n_r n_z \Lambda\rangle = \frac{e^{i\Lambda\phi}}{\sqrt{2\pi}} \left( \frac{M\omega_z}{\hbar} \right)^{\frac{1}{4}} N_{n_z} e^{-\zeta^2/2} H_{n_z}(\zeta) \times \\ \times \left( \frac{M\omega_x}{\hbar} \right)^{1/2} N_{n_r}^{\Lambda} \rho^{|\Lambda|} e^{-\rho^2/2} L_{n_r}^{|\Lambda|}(\rho^2),$$

$$N_{n_z} = (\sqrt{\pi} 2^{n_z} n_z!)^{-1/2}, \quad N_{n_r}^{\Lambda} = (n_r! / (n_r + |\Lambda|)!)^{1/2},$$

$$x = \sqrt{\hbar / M\omega_x} \rho \cos \phi, \quad y = \sqrt{\hbar / M\omega_x} \rho \sin \phi,$$

$$z = \sqrt{\hbar / M\omega_z} \zeta,$$

и  $|\Sigma\rangle$  - спиновая функция.

Здесь  $H_n(x)$  и  $L_n^\alpha(x)$  - полиномы Эрмита и Ляггера, соответственно,  $\Lambda$  и  $\Sigma$  - проекции углового момента и спина нуклона на ось  $z$ .

Главное квантовое число  $N$ , определяемое Нильссоном<sup>/8/</sup>, связано с  $n_r$  и  $n_z$  следующим образом:

$$N = n_{\perp} + n_z, \quad n_{\perp} = 2n_r + |\Lambda|.$$

Волновая функция состояния с определенной чётностью  $p$  и проекцией полного углового момента  $\Omega = \Lambda + \Sigma$  представляется в виде разложения по тем базисным функциям (2), для которых выполнено условие

$$E_{N n_z \Lambda}^{p \Omega} \leq E_{\max}. \quad (3)$$

В критерии (3)  $E_{M n_z \Lambda}^{p \Omega}$  - энергия уровня схемы Нильссона<sup>/13/</sup> с асимптотическими квантовыми числами  $[N n_z \Lambda]$ .

Зависимость точности результатов от граничной энергии  $E_{\max}$  об-  
суждается в разделах 5 и 6.

В работе Репера/11/ в качестве базиса выбирались осцилляторные  
функции всех оболочек вплоть до некоторой  $N_{\max}$ . При больших дефор-  
мациях предпочтительнее использовать критерий/3/.

### 3. Матричные элементы

Матричные элементы кинетической энергии

$$T = - \frac{\hbar \omega_x}{2} \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{\Lambda^2}{\rho^2} \right) - \frac{\hbar \omega_z}{2} \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2}$$

диагональны по  $\Sigma$  и  $\Lambda$  и вычисляются непосредственно:

$$\langle n_r, n_z, \Lambda | T | n_r, n_z, \Lambda \rangle = \frac{\hbar \omega_x}{2} (n_r + 1) + \frac{\hbar \omega_z}{2} (n_z + \frac{1}{2}),$$

$$\langle n_r, n_z, \Lambda | T | n_r - 1, n_z, \Lambda \rangle = \frac{\hbar \omega_x}{2} \sqrt{n_r (n_r + |\Lambda|)},$$

$$\langle n_r, n_z, \Lambda | T | n_r, n_z - 2, \Lambda \rangle = - \frac{\hbar \omega_z}{4} \sqrt{(n_z - 1) n_z}.$$

Выражение для симметричных элементов не приведено. Остальные  
элементы равны нулю.

Так же легко считаются матричные элементы квадрупольного момен-  
та и операторов  $\vec{l}_i^+ \vec{s}_i^+$  и  $\vec{l}_i^+ \vec{t}_i^+$ , определенных Нильссоном/8/,  
выражения для которых приведены в приложении.

Матричные элементы потенциальной энергии

$$\begin{aligned} \langle n_r', n_z', \Lambda', \Sigma' | V | n_r, n_z, \Lambda, \Sigma \rangle &= \delta_{\Lambda', \Lambda} \delta_{\Sigma', \Sigma} \times \\ &\times N_{n_r} N_{n_z} N_{n_r'} N_{n_z'} N_{n_r}^{\Lambda} N_{n_r'}^{\Lambda'} \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta \int_0^{\infty} d\rho e^{-\zeta^2} H_{n_z}(\zeta) H_{n_z'}(\zeta) \\ &\times \rho^{|\Lambda|} e^{-\rho} L_{n_r}^{|\Lambda|}(\rho) L_{n_r'}^{|\Lambda'|}(\rho) V \end{aligned}$$

и спин-орбитального взаимодействия ( $\Lambda \geq 0$ )

$$\langle n'_r n'_z \Lambda \Sigma | V_{so} | n_r n_z \Lambda \Sigma \rangle = -2\kappa \frac{M\omega_x}{\hbar} \sum \Lambda N_{n_z} N_{n'_z} N_{n_r} \Lambda N_{n'_r} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta \int_0^{\infty} d\rho e^{-\zeta^2} H_{n'_z} H_{n_z} \rho^\Lambda e^{-\rho} L_{n'_r}^\Lambda L_{n_r}^\Lambda V',$$

$$\langle n'_r n'_z, \Lambda-1, \Sigma+1 | V_{so} | n_r n_z \Lambda \Sigma \rangle = \frac{\kappa M}{\hbar} \sqrt{\omega_x \omega_z} N_{n_z} N_{n'_z} N_{n_r}^\Lambda N_{n'_r}^{\Lambda-1} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta \int_0^{\infty} d\rho e^{-\zeta^2} \rho^\Lambda e^{-\rho} V' [2\omega_z \zeta H_{n'_z} H_{n_z}] (L_{n_r}^\Lambda + L_{n'_r}^{\Lambda-1}) L_{n_z}^\Lambda +$$

$$+ 2\omega_x (\zeta H_{n'_z} - H_{n'_z-1}) H_{n_z} L_{n'_r}^{\Lambda-1} L_{n_r}^\Lambda],$$

$$V' = \frac{\partial V(u)}{\partial u}, \quad u = \omega_x \rho^2 + \omega_z \zeta^2$$

вычисляются наиболее эффективно с помощью квадратурных формул наивысшей алгебраической степени точности с весами

$$e^{-\rho^2} \quad \text{и} \quad \rho^\Lambda e^{-\rho}$$

при интегрировании по  $\zeta$  и  $\rho$  соответственно/14-16/. Точность вычисления интегралов была существенно повышена с помощью линейной замены переменных интегрирования, коэффициент которой был подобран из условия минимума средней ошибки интегрирования.

Использование описанного метода интегрирования позволяет проводить вычисление матрицы гамильтониана

$$H = T + V + V_{so} \quad (4)$$

при порядке матрицы, равном 20, за время, в два раза меньше, чем время, необходимое для ее диагонализации.

Собственные значения и собственные векторы матрицы гамильтониана (4) были найдены методом Якоби/17/.

#### 4. Результаты для сферически-симметричных ядер

Описанным методом был проведен ряд расчётов, подтверждающих высокую эффективность метода. Время расчёта на ЭВМ растёт с увеличением  $E_{\max}$ , которую, следовательно, надо выбирать минимальной, обеспечивающей необходимую точность вычислений.

Зависимость точности вычислений от  $E_{\max}$  иллюстрируется на примере  $^{209}\text{Pb}$  и ядра с  $A = 165$ , точный энергетический спектр которых известен/1,18,19/.

Потенциал и его параметры выбирались согласно/12/.

Расчёты были проведены для трех значений  $E_{\max}$  таких, что учитывались базисные функции всех оболочек с  $N \leq N_{\max}$ .

Отметим, что соответствие между  $E_{\max}$  и  $N_{\max}$  можно установить только в сферических и близких к сферическим ядрах. Оно нарушается с ростом деформации и с ростом  $N_{\max}$ . Так, например, уже в сферическом ядре нижайший уровень десятой оболочки расположен среди уровней восьмой оболочки. Но различие в спектрах при обрезании по  $E_{\max}$  и  $N_{\max}$  при малых деформациях незначительно.

Наибольшее расхождение в энергии связанных состояний ядра  $^{209}\text{Pb}$ , равное 0,60 Мэв, достигается при  $N_{\max} = 10$  для уровня  $4s$ ; если  $N_{\max} = 12$ , то максимальное расхождение падает до 0,23 Мэв (уровень  $1j_{15/2}$ ) и равно 0,06 Мэв (уровень  $2f_{7/2}$ ) при  $N_{\max} = 14$ . Средняя ошибка в энергии связанных состояний равна 0,15, 0,05 и 0,03 Мэв для  $N_{\max} = 10, 12$  и 14 соответственно.

Средняя ошибка в определении энергии состояний, приведенных в/1/, для ядра с  $A = 165$  равна 0,32, 0,27 и 0,07 Мэв для  $N_{\max} = 8, 10$  и 12, соответственно.



Интересно отметить, что ошибка в определении энергии квазистационарных состояний довольно медленно растет с ростом энергии уровня. Например, для квазиуровня  $2i \quad 13/2$  с энергией 7,10 Мэв ошибка составляет 0,15 Мэв.

Как и следовало ожидать, все полученные значения энергии лежат выше точных, ибо метод диагонализации дает для собственного значения оценку сверху, минимально возможную для собственного вектора, лежащего в выбранном пространстве базисных функций.

Проведенное сравнение показывает, что в наиболее неблагоприятном для метода сферическом случае достигается удовлетворительная точность в вычислении энергии уровней уже при  $N_{\max} = 10$ . Погрешность имеет определенный знак и может быть оценена с помощью контрольного просчета с большим  $N_{\max} (E_{\max})$ .

### 7. Результаты для аксиально-симметричного ядра

Сравнение результатов расчёта энергий уровней ядра с  $A = 165$  с результатами Немировского и Чепурнова<sup>1/</sup> произведено в таблице 1. Средние абсолютной величины расхождения между двумя расчётами при  $N_{\max} = 10$  слабо зависят от деформации и равны 0,26, 0,26 и 0,28 Мэв при деформации 0,15, 0,28 и 0,41, соответственно.

Обращает на себя внимание заметная ошибка при  $N_{\max} = 7$  в энергии уровней с большим вкладом состояний из оболочки  $N = 7$ . Это состояния  $1/2^-$ , плавно переходящие в  $3p \quad 1/2$  с уменьшением деформации,  $3/2^-$  и  $5/2^-$  переходящие в  $2f \quad 5/2$ .

Энергии этих уровней падают на 1,5 Мэв при "включении" девятой оболочки, а при "включении" одиннадцатой оболочки опускаются лишь на 40-70 Кэв.

Эти три уровня - единственные в таблице 1, для которых номер оболочки базисных состояний, дающий основной вклад, совпадает с  $N_{\max}$  ( $N = N_{\max} = 7$ ). При "включении" девятой оболочки доля примесей базисных состояний девятой оболочки в волновых функциях этих состояний составляет приблизительно 10%, что обуславливает большое опускание уровня. Приведенный пример свидетельствует о важности взаимодействия

оболочек с  $\Delta N = \pm 2$  и позволяет высказать предположение, что основная ошибка в работе Феслера и Шелайна/10/ в определении энергии слабо связанных состояний обусловлена неучётом взаимодействия между оболочками. Как было отмечено в предыдущем разделе, энергии не только слабо связанных, но и квазистационарных состояний получаются в предлагаемом методе с разумной точностью.

Небольшое расхождение, наблюдаемое, согласно таблице 1, при всех  $N_{\max}$  в энергии глубоко связанных состояний с большими максимальными угловыми моментами, увеличивающееся с ростом деформации, по-видимому, может быть приписано неполному учёту спин-орбитального взаимодействия в работе/1/ (см./20/ и /5/ ).

Интересно отметить, что оценка сверху для энергий уровней, полученная в данном расчёте, иногда при  $\beta = 0,28$  и довольно часто при  $\beta = 0,41$  падает ниже значений, приводимых Немировским и Чепурновым. Это наблюдается в энергии уровней как с малым, так и с большим максимальным угловым моментом и не может быть отнесено только за счёт неточного вычисления спин-орбитального взаимодействия. Следовательно, в работе/1/ бралось недостаточное число членов в разложении волновой функции (или потенциала) по сферическим гармоникам.

Отмеченное расхождение, не очень значительное при исследуемых деформациях, является признаком того, что при больших деформациях разложение по сферическим гармоникам является ненадежной процедурой.

В используемом нами разложении волновой функции по базисным функциям (2) с ростом деформации все более преобладает одно слагаемое, что демонстрируется на рис. 1, где приведены квадраты коэффициентов разложения для четырех состояний ядра с  $A = 165$ .

Для проверки сходимости при больших деформациях был вычислен энергетический спектр ядра с  $A = 165$  с потенциалом (1) при использовании критерия (3) при деформации  $\beta = 0,6$ . Расчёт проводился при трех значениях  $E_{\max}$ , причем число членов в разложении волновой функции было приблизительно таким, как в сферическом случае при  $N_{\max} = 8, 10, \text{ и } 12$ .

Предполагая, что последний из трех вариантов дает точные значения, получаем в первых двух вариантах для ошибки, усредненной по всем отрицательным уровням, значения 0,14 и 0,08 Мэв соответственно.

## 7. Заключение

Таким образом, сравнение наших расчётов с имеющимися расчётами свидетельствует о надёжности результатов, получаемых предлагаемым методом при достаточно малом времени, затрачиваемом на электронно-вычислительной машине для их получения.

Авторы признательны В.Г.Соловьеву за проявленный интерес и внимание к работе, Ю.А.Музычке за помощь в работе, а также Ф.А.Гарееву, С.П.Ивановой, Б.Н.Калинкину за обсуждение.

### Приложение

Отличные от нуля матричные элементы оператора квадрупольного момента

$$Q_{20} = r^2 Y_{20}(\theta, \phi) = \\ = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \frac{\hbar}{M} \left( 2 \frac{1}{\omega_z} \zeta^2 - \frac{1}{\omega_x} \rho^2 \right)$$

в базисе (2) имеют вид

$$\langle n_r, n_z, \Lambda | Q_{20} | n_r, n_z, \Lambda \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \frac{\hbar}{M} \times \\ \times \left[ 2 \frac{1}{\omega_z} \left( n_z + \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{\omega_x} (2n_r + \Lambda + 1) \right], \\ \langle n_r, n_z + 2, \Lambda | Q_{20} | n_r, n_z, \Lambda \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \frac{\hbar}{M} \times \\ \times \frac{1}{\omega_z} \sqrt{(n_z + 1)(n_z + 2)},$$

$$\langle n_r + 1, n_z \Lambda | Q_{20} | n_r n_z \Lambda \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \frac{\eta}{M} \times$$

$$\times \frac{1}{\omega_x} \sqrt{(n_r + 1)(n_r + 1 + \Lambda)}.$$

Симметричные матричные элементы не выписаны. Матрицы операторов  $\vec{l}_i^2$  и  $\vec{l}_i^2$  выражаются через матрицы операторов

$$(\ell_i)_+ = (\ell_i)_x + i(\ell_i)_y = e^{i\phi} \left( \zeta \frac{\partial}{\partial \rho} - \rho \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) + i e^{i\phi} \frac{\zeta}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi},$$

$$(\ell_i)_- = (\ell_i)_x - i(\ell_i)_y = e^{-i\phi} \left( \zeta \frac{\partial}{\partial \rho} - \rho \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) + i e^{-i\phi} \frac{\zeta}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$(\ell_i)_z = -i \frac{\partial}{\partial \phi},$$

которые имеют вид

$$\langle n_r, n_z - 1, \Lambda + 1 | (\ell_i)_+ | n_r n_z \Lambda \rangle = -\sqrt{2n_z(n_r + \Lambda + 1)},$$

$$\langle n_r - 1, n_z + 1, \Lambda + 1 | (\ell_i)_+ | n_r n_z \Lambda \rangle = -\sqrt{2(n_z + 1)n_r},$$

$$\langle n_r + 1, n_z - 1, \Lambda - 1 | (\ell_i)_- | n_r n_z \Lambda \rangle = -\sqrt{2n_z(n_r + 1)},$$

$$\langle n_r, n_z + 1, \Lambda - 1 | (\ell_i)_- | n_r n_z \Lambda \rangle = -\sqrt{2(n_z + 1)(n_r + \Lambda)},$$

$$\langle n_r n_z \Lambda | (\ell_i)_z | n_r n_z \Lambda \rangle = \Lambda.$$

Остальные матричные элементы равны нулю. Таким образом, для отличных от нуля матричных элементов  $\vec{l}_i^2$  приходим к выражению

$$\langle n_r + 1, n_z - 2, \Lambda | \vec{l}_i^2 | n_r n_z \Lambda \rangle =$$

$$= 2 \sqrt{n_z(n_z - 1)(n_r + 1)(n_r + \Lambda + 1)},$$

$$\langle n_r n_z \Lambda | \vec{l}_i^2 | n_r n_z \Lambda \rangle =$$

$$= 2n_z(2n_r + \Lambda + 1) + 2n_r + \Lambda + \Lambda^2.$$

Симметричные элементы не выписаны. Аналогично выписываем матрицу  $\vec{l}_i^2$

$$\langle n_r + 1, n_z - 1, \Lambda - 1, \Sigma + 1 | \vec{l}_i^2 | n_r n_z \Lambda \Sigma \rangle =$$

$$= \sqrt{n_z(n_r + 1)/2},$$

$$\langle n_r, n_z + 1, \Lambda - 1, \Sigma + 1 | \vec{l}_i^2 | n_r n_z \Lambda \Sigma \rangle =$$

$$= -\sqrt{(n_z + 1)(n_r + \Lambda)/2},$$

$$\langle n_r n_z \Lambda \Sigma | \vec{l}_i^2 | n_r n_z \Lambda \Sigma \rangle = \Lambda \Sigma.$$

## Л и т е р а т у р а

1. П.Э.Немировский, В.А.Чепурнов. Ядерная физика 3, 998 (1966).
2. E.Rost, *Phys. Rev.*, 154, 994 (1967).
3. Б.Н.Калинкин, Я.Грабовский, Ф.А.Гареев. *Acta Physica Polonica*, 30, 999 (1966).
4. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ, Р4-2976, Дубна, 1966.
5. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ, Р4-3325, Дубна, 1967.
6. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ, Р4-3326, Дубна, 1967.
7. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ, Р4-3451, Дубна, 1967.
8. S.G.Nilsson, *Kgl.Dan.Vid.Selsk., Mat.Fys. Medd.*, 29, No 16 (1955).  
(см. перевод в сб. "Деформация атомных ядер").
9. Л.А.Слив, Б.А.Волчек. ЖЭТФ 36, 539 (1959).
10. A.Faessler and R.K.Sheline. *Phys. Rev.*, 148, 1003 (1966).
11. P.Röper, *Z.Physik.*, 195, 316 (1966).
12. П.Э.Немировский. Современные модели атомного ядра. Атомиздат, 1960.
13. S.Gustassoh, I.L.Lamm, B.Nilsson and S.G.Nilsson, *Arkiv für Fysik*, 36, 613 (1967).
14. В.И.Крылов. Приближенное вычисление интегралов. Физматгиз, Москва, 1959.
15. В.И.Крылов и Л.Т.Шульгина. Справочная книга по численному интегрированию. Издательство "Наука" Москва, 1966.
16. О.В.Бабурин, В.И.Лебедев. "Вычислительная математика и математическая физика". 7, 1021 (1967).
17. В.В.Воеводин, Г.Ким. Вычислительные методы и программирование, Изд. МГУ, 269-278 (1962).
18. Г.Г.Бунатян, М.А.Микулинский. ЯФ 1, 38 (1965).
19. Г.Г.Бунатян, ЯФ, 4 (1966) 921.
20. V.A.Chepurnov, P.E.Nemirovsky. *Nucl. Phys.*, 49, 90 (1963).  
Рукопись поступила в издательский отдел

5 мая 1968 года.

Таблица 1.

Сходимость значений энергий нейтронных одночастичных состояний ядра  $A = 165$  с ростом числа базисных функций. Абсолютные величины энергий даны в МэВ

Состояние Сфери- ческо- го яд- ра	$\Omega_p$	$\beta = 0,15$				$\beta = 0,28$				$\beta = 0,41$			
		точный расчет	$N_{max}$			точный расчет/I/	$N_{max}$			точный расчет/I/	$N_{max}$		
			8	10	12		8	10	12		8	10	12
$2d_{\frac{3}{2}}$	$1/2^+$	14,10	13,92	14,09	14,09	14,08	13,90	14,07	14,07	13,98	13,84	14,00	14,00
	$3/2^+$	12,01	11,80	11,99	11,99	10,57	10,34	10,53	10,53	10,47	10,23	10,27	10,50
$3s$	$1/2^+$	11,88	11,68	11,88	11,88	10,51	10,29	10,50	10,50	11,74	10,94	10,98	11,22
$1h_{\frac{1}{2}}$	$1/2^-$	13,98	13,66	13,78	13,93	15,97	15,47	15,64	15,81	18,29	17,43	17,63	17,82
	$3/2^-$	13,78	13,41	13,53	13,67	15,47	14,95	15,11	15,27	17,30	16,59	16,79	16,96
	$5/2^-$	13,22	12,93	13,04	13,19	14,26	13,99	14,13	14,28	15,34	15,15	15,33	15,48
	$7/2^-$	12,50	12,24	12,33	12,47	12,87	12,62	12,73	12,88	13,35	13,12	13,26	13,41
	$9/2^-$	11,58	11,32	11,39	11,53	11,09	10,84	10,91	11,06	10,72	10,53	10,61	10,76
	$11/2^-$	10,40	10,17	10,21	10,36	8,67	8,48	8,51	8,66	6,93	6,82	6,84	6,99
$1h_{\frac{3}{2}}$	$1/2^-$	9,99	9,77	9,79	9,94	12,34	12,21	12,26	12,45	14,53	14,53	14,61	14,82
	$3/2^-$	9,34	9,21	9,22	9,36	10,73	10,85	10,88	11,04	11,96	12,42	12,47	12,64
	$5/2^-$	8,44	8,22	8,23	8,35	9,06	8,87	8,88	9,02	9,57	9,51	9,55	9,69
	$7/2^-$	7,12	6,89	6,90	7,01	6,56	6,33	6,35	6,46	6,05	5,87	5,91	6,02
	$9/2^-$	5,47	5,23	5,25	5,34	3,39	3,08	3,14	3,23	1,31	0,91	1,04	1,12
$2f_{\frac{7}{2}}$	$1/2$	9,18	8,82	8,89	9,13	10,65	10,39	10,49	10,71	11,87	11,84	11,98	12,19

$3/2^-$	8,29	7,91	7,97	8,20	8,91	8,50	8,57	8,79	9,42	9,05	9,15	9,37
$5/2^-$	7,09	6,75	6,79	7,02	6,68	6,32	6,35	6,59	6,34	5,95	5,99	6,23
$7/2^-$	5,74	5,40	5,42	5,68	4,17	3,80	3,81	4,09	2,66	2,22	2,25	2,55
$3p_1^+$	$1/2^-$	6,90	6,55	6,57	6,83	7,36	7,39	7,62	8,20	7,97	8,03	8,25
	$3/2^-$	5,18	4,82	4,83	5,09	4,42	4,43	4,68	4,44	4,00	4,06	4,30
$2f_2^-$	$1/2^-$	5,36	4,98	4,98	5,28	5,05	4,61	4,91	4,73	4,23	4,31	4,57
	$3/2^-$	3,88	3,44	3,45	3,80	2,54	1,99	2,02	2,77	1,79	3,39	3,42
	$5/2^-$	3,33	2,96	2,98	3,25	1,70	1,25	1,61	1,14	0,94	2,28	2,29
$1i_1^+$	$1/2^+$	6,77	6,47	6,48	6,66	9,14	8,61	8,64	9,12	8,88	9,10	9,11
	$3/2^+$	6,55	6,26	6,27	6,45	8,44	8,16	8,19	8,40	8,83	9,02	9,03
	$5/2^+$	6,20	5,84	5,85	6,03	7,80	7,52	7,55	7,46	8,91	8,95	9,17
	$9/2^+$	5,52	5,24	5,24	5,41	6,35	6,13	6,14	6,33	7,21	7,15	7,38
	$11/2^+$	4,70	4,44	4,45	4,61	4,82	4,58	4,59	4,76	4,99	4,87	5,09
	$13/2^+$	3,74	3,46	3,46	3,62	2,91	2,66	2,66	2,83	2,22	2,06	2,25
		2,55	2,26	2,26	2,42	0,52	0,20	0,22	0,38	-	-	-
$3p_1^+$	$1/2^-$	3,23	2,74	2,76	3,14	1,89	1,27	1,40	1,76	3,61	2,24	3,98
	$3/2^-$	2,27	1,80	1,81	2,18	4,65	4,45	4,47	4,74	7,25	7,28	7,51
	$5/2^-$	1,76	1,22	1,24	1,57	3,59	3,20	3,23	3,44	5,46	5,33	5,56
		0,79	0,33	0,36	0,68	1,66	1,40	1,46	1,65	2,69	2,70	2,92
$1i_1^+$	$1/2^+$	1,42	1,07	1,15	1,32	3,65	3,39	3,42	3,68	5,45	5,34	5,65
	$3/2^+$	0,72	0,42	0,52	0,67	1,99	1,87	1,91	2,18	2,89	3,02	3,35
	$5/2^+$	-	-	-	-	0,60	0,07	0,13	0,42	0,92	0,40	0,77
$1j_2^-$	$1/2^-$	-	-	-	-	1,14	0,24	1,32	1,41	-	-	-
	$3/2^-$	-	-	-	-	-	-	-	1,33	0,54	0,63	1,11

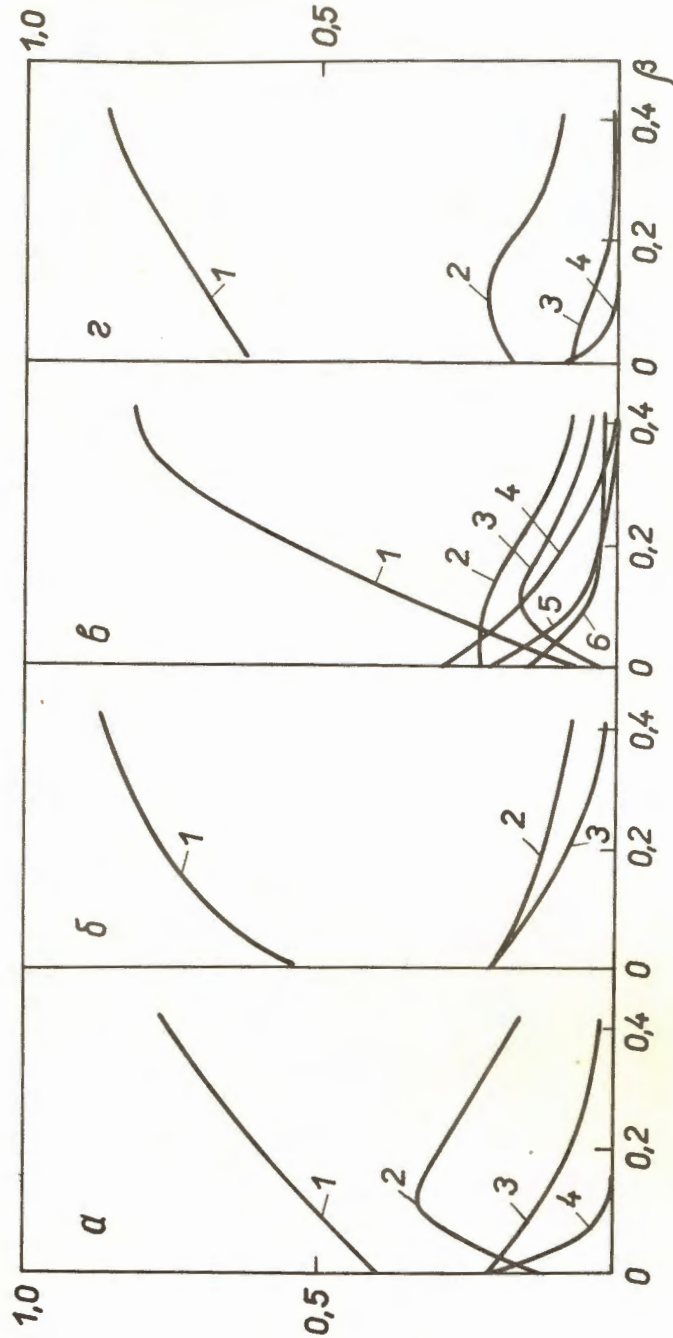


Рис. 1. Квадраты коэффициентов разложения волновой функции по собственным функциям деформированного гармонического осциллятора в зависимости от деформации для состояний а -  $3/2^-$  от  $1h$   $9/2^-$  (1 - [532]†, 2 - [541]†, 3 - [512]†, 4 - [521]†); б -  $7/2^-$  от  $1i$   $13/2^-$  (1 - [633]†, 2 - [624]†, 3 - [613]†); в -  $1/2^-$  от  $3p$   $8/2^-$  (1 - [521]†, 2 - [530]†, 3 - [541]†, 4 - [550]†, 5 - [501]†, 6 - [510]†); г -  $5/2^-$  от  $1h$   $9/2^-$  (1 - [523]†, 2 - [532]†, 3 - [503]†, 4 - [512]†). На графике нанесены только величины, превосходящие 0,05.