

5470

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 5470



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Л.А. Малов,  
В.Г. Соловьев

ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ЭНЕРГИИ,  
ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ  
ПОТЕНЦИАЛА САКСОНА-ВУДСА  
И УРОВНИ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ  
АКТИНИДОВ

1970

P4 - 5470

Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Л.А. Малов,  
В.Г. Соловьев

ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ЭНЕРГИИ,  
ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ  
ПОТЕНЦИАЛА САКСОНА-ВУДСА  
И УРОВНИ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ  
АКТИНИДОВ

ОИ И  
БИБЛИОТЕКА

## I. Введение

При изучении структуры тяжелых ядер широко используют полумикроскопическое описание, основанное на выборе эффективного ядерного взаимодействия. В этом случае ядерное взаимодействие разделяют на две части: среднее поле ядра и остаточное взаимодействие. Среднее поле — это тот ядерный потенциал, который создается всеми нуклонами ядра. При определении параметров этого потенциала используется совокупность экспериментальных данных, полученных при изучении  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  — спектров и ядерных реакций.

Полумикроскопическое описание, в котором учитывают кроме среднего поля ядра парное и мультиполь-мультипольное взаимодействие, часто называют сверхтекучей моделью ядра. В рамках этой модели удалось получить довольно хорошее описание низколежащих неротационных состояний сильнодеформированных ядер<sup>/1-12/</sup>. В этих расчетах до 1967 года среднее поле ядра представлялось с помощью потенциала Нильссона<sup>/13,14/</sup>. Для того чтобы получить правильный порядок одночастичных уровней при равновесных деформациях, приходилось параметры потенциала Нильссона выбирать различными для разных оболочек и проводить дополнительно сдвиги некоторых подоболочек. Таким путем удалось добиться достаточно хорошего описания низколежащих состояний нечетных деформированных ядер редкоземельной области<sup>/6/</sup>. В этих расчетах учитывались парные корреляции сверхпроводящего типа и взаимодействия квазичастиц с фононами. Однако для нечетных ядер в области актинидов этот путь не дал хороших результатов (см. <sup>/8/</sup>).

Потенциалу Нильссона присущи серьезные недостатки. Он является бесконечным по глубине и поэтому его собственные волновые функции имеют неправильное поведение на границе и вне ядра; спин-орбитальный член не зависит от радиуса и параметров деформации и т.д. Для лучшего описания среднего поля необходимо выбрать более реалистический потенциал. В последние годы получил широкое распространение конечный потенциал с размытым краем — потенциал Саксона-Вудса. Впервые задачу о нахождении одночастичных состояний в деформированном потенциале Саксона-Вудса решили И.Э.Немировский и В.А.Чепурнов<sup>/15/</sup>. Они использовали метод численного интегрирования системы дифференциальных уравнений и получили одночастичные энергии и волновые функции нейтронных и протонных ядер редкоземельной области. Однако эти расчеты сложны, а представление собственных функций в виде громоздких таблиц затрудняет практическое применение этого метода. Позже были предложены другие методы решения уравнения Шредингера с потенциалом Саксона-Вудса<sup>/16/</sup>.

В<sup>/17/</sup> был разработан приближенный метод решения уравнения Шредингера с потенциалом Саксона-Вудса для сферических и деформированных ядер. Этот метод позволяет получить волновые функции сферических ядер в аналитическом виде. Для того, чтобы оценить точность приближенного метода<sup>/17/</sup> в случае деформированных ядер, было проведено сравнение результатов расчетов по методу<sup>/17/</sup> с теми, которые были получены в<sup>/15/</sup>. Было показано<sup>/18/</sup>, что рассчитанные по этим двум методам энергии одночастичных состояний, расположенных вблизи поверхности ферми, практически совпадают между собой. Сравнительный анализ структуры волновых функций этих состояний свидетельствует о хорошем их соответствии.

На базе этого приближенного метода в /19,20/ вычислены одночастичные спектры и волновые функции сильно деформированных ядер. В /21/ создан одночастичный базис для проведения расчетов по сверхтекучей модели ядра для областей  $150 \leq A \leq 190$  и  $234 \leq A \leq 254$ .

В /22/ показано, что использование одночастичных энергий и волновых функций потенциала Саксона-Вудса ведет к лучшему описанию интенсивностей переходов ( $E\lambda$ ,  $M\lambda$  - переходы,  $\beta$  - распад) между одноквантовыми состояниями в нечетных ядрах в области  $150 \leq A \leq 190$  по сравнению с расчетами, основанными на потенциале Нильссона.

Полученные одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса /21/ привели к лучшему описанию тех свойств ядер, которые были исследованы на основе потенциала Нильссона, позволили проанализировать такие экспериментальные данные, которые ранее оставались необъясненными. К ним относятся, например,  $N$  - запрещенный  $\beta$  - распад, для которого в /23/ получены значения  $\log ft$ , удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными.

Следует отметить, что приближенный метод решения уравнения Шредингера с анизотропным потенциалом Саксона-Вудса, предложенный в /17/, приводит к результатам, обладающим теми же преимуществами в практическом использовании, что и схемы Нильссона (асимптотические квантовые числа для характеристики одночастичных состояний, представление волновых функций деформированных ядер в виде разложения по базисным аналитическим функциям).

В /10,11/ вычислены однофононные квадрупольные и октупольные состояния в четно-четных ядрах и неротационные состояния

нечетных ядер в области  $150 \leq A \leq 190$  с волновыми функциями и одночастичными энергиями потенциала Саксона-Вудса, полученными в [21]. Параметры потенциала Саксона-Вудса взяты одинаковыми для всех оболочек, произвольных сдвигов подоболочек не проводилось. Поэтому расчеты, в которых используются одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса, являются существенно более последовательными и однозначными по сравнению с теми, которые основаны на волновых функциях и энергиях потенциала Нильссона.

В [12] рассчитаны однофононные квадрупольные и октупольные состояния четно-четных ядер в области актинидов с волновыми функциями и одночастичными энергиями потенциала Саксона-Вудса, которые будут описаны ниже. Энергии и волновые функции однофононных состояний будут использованы нами при вычислении взаимодействия квазичастиц с фононами в нечетных ядрах.

В данной работе описаны одночастичные состояния потенциала Саксона-Вудса для  $A = 239$  и  $A = 247$ , т.е. для ядер в области  $234 \leq A \leq 250$ , а затем рассчитаны энергии и волновые функции ряда нечетных ядер с учетом парных корреляций сверхпроводящего типа и взаимодействия квазичастиц с фононами.

В разделе 2 дано краткое описание метода решения уравнения Шредингера с потенциалом Саксона-Вудса. В разделе 3 представлено поведение одночастичных уровней в зонах  $A = 239$  и  $A = 247$  и обсуждены особенности их волновых функций. В разделе 4 изложен метод вычислений энергий и волновых функций неротационных состояний нечетных ядер и приведены энергии и наибольшие компоненты волновых функций основных и возбужденных состояний ряда нечет-

ных ядер в области  $235 \leq A \leq 249$ . В разделе 5 дано обсуждение особенностей неротационных уровней нечетных ядер. В приложении приведены энергии и волновые функции одночастичных состояний потенциала Саксона-Вудса при равновесных деформациях.

## 2. Метод решения уравнения Шредингера с анизотропным потенциалом Саксона-Вудса

Исходим из предположения о том, что форма ядра описывается формулой:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left( 1 + \beta_c + \sum_{\nu} \sum_{\mu} \beta_{\nu\mu} Y_{\nu\mu}(\theta, \varphi) \right), \quad (1)$$

где  $R_0$  - радиус равновеликого сферического ядра,  $\beta_c$  - постоянная, которая вводится для выполнения условия сохранения объема,  $\beta_{\nu\mu}$  - параметры деформаций. Имеющиеся экспериментальные данные и теоретические расчеты указывают, что для ядер в областях  $150 \leq A \leq 190$ ,  $226 \leq A \leq 256$   $\beta_{20} > 0$ ,  $\beta_{40} \neq 0$  и  $\beta_{60} \approx 0$  [24]. Согласно расчетам [25-26], равновесные деформации типа  $\beta_{2.2}$ ,  $\beta_{3\mu}$  для ядер этих областей равны нулю. Поэтому считаем, что  $\nu$  принимает значения 2 и 4,  $\mu = 0$  и  $R(\theta, \varphi) \equiv R(\theta)$ .

Ядерный потенциал, состоящий из двух частей, имеет вид:

$$V_{\text{нукл}}(\vec{r}) = V(\vec{r}) + V_{30}(\vec{r}), \quad (2)$$

$$V(\vec{r}) = -V_0 \left\{ 1 + \exp[(r - R(\theta)) \cdot \alpha] \right\}^{-1} \quad (3)$$

и

$$V_{30} = -\alpha [\vec{p} \vec{\sigma}] \text{grad } V(\vec{r}), \quad (4)$$

где  $\chi$  - константа спин-орбитального взаимодействия,  $\sigma$  - матрица Паули,  $p$  - импульс нуклона.

В случае протонной системы необходимо добавить кулоновское взаимодействие в виде:

$$V_c(\vec{r}) = \frac{3(z-1)e^2}{4\pi R_c^3} \int \frac{n(\vec{r}') d\vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (5)$$

где

$$n(\vec{r}') = \{1 + \exp[(r' - R(\theta))\chi]\}^{-1}$$

плотность распределения заряда в ядре. Обозначив через  $V(\vec{r})$  сумму ядерного и кулоновского потенциалов, выпишем уравнение Шредингера

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + V(\vec{r}) - E\right] \psi(\vec{r}) = 0. \quad (6)$$

Проведем в уравнении (6) тождественное преобразование для выделения сферически-симметричной части потенциала. Получим:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + V(r) + \tilde{V}(\vec{r}) - E\right] \psi(\vec{r}) = 0, \quad (7)$$

где

$$\tilde{V}(\vec{r}) = V(\vec{r}) - V(r). \quad (8)$$

Для решения задачи разложим  $\tilde{V}(\vec{r})$  в ряд по сферическим гармоникам  $Y_{\lambda 0}(\theta)$ , тогда для  $\tilde{V}(\vec{r}) = V(\vec{r}) - V(r)$  будем иметь:

$$\tilde{V}(\vec{r}) = \sum_{\lambda} A_{\lambda}^0(\beta_{\lambda 0}, r) Y_{\lambda 0}(\theta). \quad (9)$$



Функции  $A_{\lambda}^0(\beta_{\nu 0}, r)$  находятся численно. Для спин-орбитального взаимодействия можно записать: /27/

$$\tilde{V}_{30}(\vec{r}) = V_{30}(\vec{r}) - V_{3c}(r) = W_1 + W_2 + W_3, \quad (10)$$

причем

$$\begin{aligned} W_1 &= -\frac{\alpha}{r} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial r} (\rho_{\theta} \sigma_{\varphi} - \frac{1}{\sin \theta} \rho_{\varphi} \sigma_{\theta}) \\ W_2 &= -\frac{\alpha}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \theta} \rho_{\varphi} \sigma_r \\ W_3 &= \frac{\alpha}{r} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \theta} \rho_r \sigma_{\varphi}, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $\sigma_{\theta}, \sigma_{\varphi}, \sigma_r$  - матрицы Паули в сферической системе координат, а  $\rho_{\theta}, \rho_{\varphi}, \rho_r$  - соответствующие операторы импульса. Вклады этих трех слагаемых различны. Операторы  $W_1, W_2, W_3$  - неэрмитовы, в то время как  $\tilde{V}_{30}$  эрмитов. Поэтому отбрасывание того или другого слагаемого может привести к неортогональности волновых функций, которая особенно велика для близких уровней с  $\Delta N = \pm 2$ .

Рассмотрим вопрос о сохранении объема ядра. Для однородного распределения с резкой границей

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0 = \frac{3}{4\pi R_0^3} & r \leq R(\theta) \\ 0 & r > R(\theta) \end{cases} \quad (12)$$

и  $\int_0^{R(\theta)} \rho(r) dr$  = I условие сохранения объема имеет вид:

$$\int d\Omega \int_0^{R(\theta)} r^2 dr = \frac{4\pi}{3} R_0^3. \quad (13)$$

Подставляя для  $R(\theta)$  выражение (I), имеем (при  $\mu = 0$ )

$$\beta_0 + \beta_c^2 + \frac{1}{3} \beta_c^3 = -\frac{1}{4\pi} \left[ \sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2 \left(1 + \frac{\beta_0}{3}\right) + \frac{1}{3} \sum_{\nu'' \nu'''} \beta_{\nu'' 0}^* \beta_{\nu'' 0} \beta_{\nu''' 0} \left\{ \frac{(2\nu''+1)(2\nu''' + 1)}{4\pi(2\nu'+1)} \right\}^{\frac{1}{2}} (\nu'' \nu''' 00 | \nu' 0)^2 \right] \quad (I4)$$

Сохраняя в (I4) члены до  $\beta_{\nu 0}^2$  включительно, получаем

$$\beta_0 = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{1}{4\pi} \sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2} \quad (I5)$$

Если  $\sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2 < \pi$ , то (I5) сводится к известной формуле

$$\beta_0 = -\frac{P}{4\pi} \sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2 \quad (I6)$$

где

$$P = 1 + \frac{1}{3} \left( \frac{1}{\pi} \sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2 \right) + \frac{3}{12} \left( \frac{1}{\pi} \sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2 \right)^2 + \dots$$

и  $P \rightarrow 1$  при  $\sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2 \rightarrow 0$ . В случае распределения Саксона-Вудса условие (I3) записывается следующим образом:

$$\int d\Omega \int n(\vec{r}) r^2 dr = 4\pi \int n(r) r^2 dr, \quad (I7)$$

а  $n(\vec{r})$  имеет вид (5). Преобразовав  $n(\vec{r})$  аналогично (8) и (9), перепишем условие сохранения объема:

$$\int_0^{\infty} A_0^0(r, \beta_0, \sum_{\nu} \beta_{\nu 0}) r^2 dr = 0. \quad (I8)$$

Это уравнение решается методом последовательных приближений и за нулевое приближение необходимо взять выражение (I6) с  $P = 1$ .

При равновесных значениях  $\beta_{\nu 0}^{eq}$  величина  $\beta_0$  - порядка не-

скольких тысячных и всегда отрицательна. Это приводит к эффективному уменьшению  $R$ , вследствие чего все уровни одночастичного спектра примерно одинаково поднимаются вверх. При  $\beta_{20} > \beta_{20}^{c4}$  введение  $\beta_0$  становится весьма важным, сдвиг различных уровней неодинаков и спектр одночастичных уровней сильно меняется, это изменение нельзя компенсировать малыми изменениями параметра  $r_0$  (что было возможно для  $\beta_{20}^{c4}$ ).

Будем искать решение уравнения (6) в виде

$$\Psi = \sum_{n\ell j} a_{n\ell j} \Psi_{n\ell j}^{\Omega} \quad (19)$$

Функции  $\Psi_{n\ell j}^{\Omega}$  являются собственными функциями уравнения Шредингера со сферически-симметричным потенциалом

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + V(r) - \varepsilon_{n\ell j} \right] \Psi_{n\ell j}^{\Omega} = 0, \quad (20)$$

где  $n$  - радиальное квантовое число,  $\ell$  - собственное значение орбитального момента,  $j$  - собственное значение момента ( $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$ ),  $\Omega \equiv K$  есть собственное значение оператора  $j_z$ .  $\Psi_{n\ell j}^{\Omega} = R_{n\ell j}(r) Y_{\ell j}^{\Omega}$ ,  $Y_{\ell j}^{\Omega}$  - шаровой спинор, а радиальная часть волновой функции с высокой точностью аппроксимируется приведенной в [17] формулой:

$$R_{n\ell j} = \frac{\mathcal{N}_n}{r} H_n[s(r)] \exp[-s^2(r)/2], \quad (21)$$

где  $\mathcal{N}_n$  - константа нормировки, а  $H_n(x)$  - полином Эрмита.

$s(r)$  - корректирующая функция, удовлетворяющая условию

$$\int_{-\sqrt{E}}^s (E - \sigma^2)^{1/2} d\sigma = \int_{r_i}^r p(\xi) d\xi, \quad (22)$$

где  $p(\xi)$  - квазиклассический импульс, а  $r_1$  - точка поворота.  $S(r)$  выбирается так, что она обращается в нуль одновременно с  $p(\xi)$  /28/. Подставляя (19) в (6), умножая на  $(\Psi_{n\ell j}^{\Omega})^*$  и интегрируя, получим:

$$(\epsilon_{n\ell j} - E) a_{n\ell j}^{\Omega} + \sum_{n\ell j} a_{n\ell j}^{\Omega} \langle \Psi_{n\ell j}^{\Omega} | \tilde{V} | \Psi_{n\ell j}^{\Omega} \rangle = 0. \quad (23)$$

Вследствие выбранной симметрии потенциала  $\tilde{V}$  в (19) входят члены с  $\ell$ , одинаковыми по четности. Решая систему уравнений (23), находим одночастичные энергии  $E$  и волновые функции (коэффициенты  $a_{n\ell j}^{\Omega}$  разложения (19)).

### 3. Схемы одночастичных уровней

Известно, что схема Нильссона предусматривает постоянство относительного расположения уровней с изменением  $A$  при фиксированном значении параметров деформации. Меняется лишь масштаб отсчета энергии  $\hbar\omega_c \sim A^{-1/3}$ . В случае потенциала Саксона-Вудса относительное расположение оболочек является функцией массового числа  $A$ , так как энергии состояний с разными  $n, \ell, j$  ( $\beta_{\nu c} = 0$ ) имеют разную зависимость от радиуса ядра. Поэтому, строго говоря, одночастичные состояния потенциала Саксона-Вудса нужно вычислять для каждого значения массового числа  $A$ . Однако одночастичные энергии и волновые функции меняются при увеличении  $A$  медленно и монотонно, поэтому можно область ядер  $226 \leq A \leq 250$  разделить на три зоны с  $A = 231, 239, 247$ . Данная работа описывает состояния для  $A = 239$  и 247, т.е. для ядер в интервале  $234 \leq A \leq 250$ .

Расчет одночастичных состояний проведен на основе изложенного в разделе 2 метода, когда в сумме  $\sum \beta_{\nu\lambda} Y_{\nu\lambda}(\theta)$  сохранены квадрупольная ( $\nu = 2$ ) и гексадекапольная ( $\nu = 4$ ) деформации. Результаты вычислений представлены для равновесных значений  $\beta_{40}^{2q}$ , которые, согласно [24], равны 0,08 для ядер вблизи  $A = 239$  и 0,06 для  $A = 247$ . Параметры потенциала для зон с  $A = 239$  и  $A = 247$  даны в таблице I. Для рассматриваемых ядер проведено уточнение параметров по сравнению с теми, которые приведены в [19]. Из таблицы I видно, что параметр  $\alpha$  меньше у нейтронов, чем у протонов. Кроме того, в нейтронной схеме он уменьшается с ростом  $A$ . Такое изменение параметра  $\alpha$  можно, по-видимому, качественно понять, если обратить внимание на то, что для ядер рассматриваемой области число нейтронов существенно превышает число протонов.

На рис. I-4 представлены нейтронные и протонные схемы уровней для  $A = 239$  при  $\beta_{40}^{2q} = 0,08$  и для  $A = 247$  при  $\beta_{40}^{2q} = 0,06$ . Видно, что они правильно передают порядок заполнения одночастичных уровней при равновесных значениях параметров деформации  $\beta_{20}^{2q}$  и  $\beta_{40}^{2q}$ . Однако следует обратить внимание на большую плотность нейтронных уровней вблизи числа нейтронов 143.

В расчетах с потенциалом Нильссона не всегда учитывается связь оболочек  $N$ ,  $N \pm 2$ . В работах [17-23] эта связь принимается во внимание, благодаря чему уровни с одними и теми же значениями  $K^{\pi}$  не пересекаются. Однако в отдельных случаях такие состояния могут быть близки друг к другу при некоторых значениях параметров деформации. Такие состояния называют квазипересекающимися. Если для ядер с  $150 \leq A \leq 190$  были важны только отдельные квазипересечения состояний, отличающихся по  $N$  на 2

/29/, то в обсуждаемом случае число важных квазипересечений существенно возрастет. Например, некоторые состояния испытывают два квазипересечения при изменении  $\beta_{20}$  от 0.1 до 0.3 (см. рис. 1). Несмотря на то, что квазипересекающиеся состояния близко подходят друг к другу, волновые функции этих состояний сильно смешиваются только в весьма узком интервале значений параметра деформации  $\beta_{20}$ . При больших деформациях после точки квазипересечения структура одночастичных состояний остается такой, как если бы пересечение этих уровней имело место. Это обстоятельство учитывается при приписании уровню асимптотических квантовых чисел.

Высокая плотность уровней приводит к тому, что взаимодействие между состояниями, соответствующими различным сферическим подоболочкам, очень велико. Поэтому и для большинства состояний деформированного ядра нельзя выделить одну компоненту, дающую подавляющий вклад в волновую функцию. Как правило, в волновой функции есть несколько компонент, почти равноценных друг другу.

В приложении даны таблицы одночастичных энергий и волновых функций. Таблицы приведены для тех состояний, которые расположены вблизи поверхности Ферми и представляют наибольший интерес. Для сокращения объема таблиц указанные величины приведены для одной зоны  $A = 239$ ;  $N = 145$ ,  $Z = 93$  при значениях параметров деформации  $\beta_{20} = 0.23$ ;  $\beta_{40} = 0.08$ , близких к равновесным. Компоненты волновых функций при переходе от одной зоны к другой меняются плавно. В таблице 2 показано для примера нейтронное состояние  $5/2^+/622/$ , рассчитанное для случаев  $A = 239$  и  $A = 247$ . В таблице 2 не дан вклад состояний  $1m_{21/2}$  и  $1d_{5/2}$ , так как он мал в обоих случаях.

#### 4. Неротационные состояния нечетных $A$ -ядер

Энергии неротационных уровней нечетных  $A$ -деформированных ядер сильно зависят от положения одночастичных уровней среднего поля. Поэтому для выяснения того, насколько хорошими являются рассчитанные одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса, вычислим энергии и волновые функции неротационных состояний ряда нечетных  $A$ -ядер в области  $235 \leq A \leq 249$ . На энергии и волновые функции неротационных состояний нечетных  $A$ -ядер оказывают наибольшее влияние сверхпроводящие парные корреляции, взаимодействие квазичастиц с фононами и кориолисово взаимодействие. В данной работе мы учтем влияние сверхпроводящих парных корреляций и взаимодействие квазичастиц с фононами. Для большинства оснований ротационных полос роль кориолисова взаимодействия невелика. Однако оно может оказаться значительным для уровней подболочки  $2_{1/2}^+$  в протонной системе и подболочки  $1_{1/2}^+$  в нейтронной системе. Полученные нами волновые функции в дальнейшем могут быть использованы для расчета ротационных состояний с учетом кориолисова взаимодействия.

При вычислении энергий и волновых функций нечетных деформированных ядер воспользуемся результатами, приведенными в [6,30]. Даны основные формулы теории, учитывающей взаимодействие квазичастиц с фононами, описывающими вибрационные состояния соответствующих четно-четных ядер.

Волновую функцию нечетного  $A$ -ядра, описывающую состояния с данными  $K^{\pi}$ , запишем в виде

$$\Psi_j^{\pm}(K^{\pi}) = C_j^{\pm} \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sum_{\sigma} \alpha_{\sigma}^{\pm} + \sum_{\lambda \mu i} \sum_{s \sigma} D_{\sigma s s}^{\lambda \mu i j} \alpha_{s \sigma}^{\pm} Q_i^{\pm}(\lambda \mu) \right\} \Psi_{(24)}$$

где  $Q_i(\lambda \mu)$  является оператором фотона мультипольности  $(\lambda \mu)$ ,  $\alpha_{s \sigma}^{\pm}$  есть оператор рождения квазичастицы,  $\sigma = \pm 1$ ,  $\Psi$  является волновой функцией основного состояния четно-четного ядра, через  $s \sigma$  обозначена совокупность квантовых чисел, характеризующих одночастичный уровень среднего поля с данными  $K^{\pi}$ , через  $s \sigma$  - остальные уровни среднего поля.

При вычислении энергий и волновых функций неротационных состояний в нечетных  $A$ -ядрах находят среднее значение гагиль-тониана, описывающего спаривание и мультиполь-мультипольное взаимодействие, по состоянию (24). Из условия минимума энергии получают следующее секулярное уравнение:

$$\varepsilon(\rho) - \eta_j - \frac{1}{4} \sum_{\lambda \mu i} \sum_s \frac{v_{\rho s}^2}{Y^i(\lambda \mu)} \frac{(f^{\lambda \mu}(\rho s))^2}{\varepsilon(\rho) + \omega_i^{\lambda \mu} - \eta_j} = 0, \quad (25)$$

определяющее энергии  $\eta_j$  неротационных состояний. Здесь  $\varepsilon(\rho) = \sqrt{c^2 + (E(\rho) - \lambda)^2}$  ( $c$  - корреляционная функция,  $\lambda$  - химический потенциал),  $v_{\rho s}^2 = u_{\rho} u_s - v_{\rho}^2 v_s^2$  ( $u_s, v_s$  - коэффициенты преобразования Боголюбова),  $f^{\lambda \mu}(\rho s)$  - матричный элемент от оператора мультипольного момента. Энергии однофотонных состояний  $\omega_i^{\lambda \mu}$  и величины

$$Y^i(\lambda \mu) = \sum_{s s'} \frac{(f^{\lambda \mu}(s s') u_{s s'})^2 \omega_i^{\lambda \mu} (\varepsilon(\rho) + \varepsilon(\rho'))}{[(\varepsilon(\rho) + \varepsilon(\rho'))^2 - (\omega_i^{\lambda \mu})^2]^2}$$

вычислены в [12] при значениях констант мультиполь-мультипольного взаимодействия, при которых  $\omega_i^{\lambda \mu}$  близки к экспериментальным значениям,  $u_{s s'} = u_s u_{s'} + u_{s'} v_s$ . Суммирование в



в (25) по  $\lambda\mu i$  означает, что принято во внимание взаимодействие квазичастиц с квадрупольными  $\lambda = 2, \mu = 0, 2$  и октупольными  $\lambda = 3, \mu = 0, 1, 2$  фононами, причем учитываются два первых корня  $i = 1, 2$  секулярного уравнения для четно-четного ядра. Члены в (25) с  $\lambda > 3$  и  $i > 2$  дают малый вклад из-за больших значений  $Y^i(\lambda\mu)$ . Суммирование по  $\beta$  проводится по одночастичным уровням среднего поля.

Используя условие нормировки волновой функции (24), получим функции  $C_{\beta}^j$  и  $D_{\beta}^{\lambda\mu ij}$  в виде

$$(C_{\beta}^j)^{-2} = 1 + \frac{1}{4} \sum_{\lambda\mu i} \sum_{\beta} \frac{v_{\beta}^2}{Y^i(\lambda\mu)} \frac{f^{\lambda\mu}(\beta)}{\varepsilon(\beta) + \omega_i^{\lambda\mu} - \eta_j} \quad (26)$$

$$D_{\beta}^{\lambda\mu ij} = \frac{1}{2} \frac{v_{\beta}}{\sqrt{Y^i(\lambda\mu)}} \frac{f^{\lambda\mu}(\beta)}{\varepsilon(\beta) + \omega_i^{\lambda\mu} - \eta_j} \quad (27)$$

Величина  $(C_{\beta}^j)^2$  определяет вклад одноквазичастичной компоненты с данным  $\beta$  в волновую функцию рассматриваемого состояния. Величина  $(d_{\beta}^{\lambda\mu ij})^2 = \frac{1}{2} (C_{\beta}^j)^2 \sum_{\beta} (D_{\beta}^{\lambda\mu ij})^2$  определяет вклад компоненты с квазичастицей в состоянии  $\beta$  плюс фонon  $\lambda\mu i$  в волновую функцию  $\Psi_j(K^{\pi})$ .

Для каждого состояния с данными  $K^{\pi}$  имеется свое уравнение (25), решения которого являются энергиями  $\eta_1, \eta_2, \dots$ . Для основного состояния нечетного  $A$ -ядра  $\eta_1(K_0^{\pi_0})$  принимает наименьшее значение, энергии возбужденных состояний равны

$$E_j(\rho) = \eta_j(K^{\pi}) - \eta_1(K_0^{\pi_0}) \quad (28)$$

Для улучшения точности расчетов величины  $\varepsilon(\rho)$  вычисляются со значениями  $C(\rho)$  и  $\lambda(\rho)$  для нечетной системы. В

тех случаях, когда взаимодействие квазичастиц с фононом  $\lambda = 2$ ,  $\mu = 0$  играет преобладающую роль, вместо секулярного уравнения (25) используется более сложное уравнение, учитывающее члены, которые улучшают положение, связанное с несохранением числа частиц (см. /6/).

В тех случаях, где энергии или величины  $\varepsilon(\rho)$  двух одночастичных состояний с одинаковыми значениями  $k_{\pi}$  близки друг к другу, вместо секулярного уравнения (25) используется более сложное секулярное уравнение, приведенное в /6/. В этом случае волновую функцию нечетного ядра записывают в виде

$$\Psi_f(k_{\pi}^{\pm}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \left\{ c_{\rho_1}^{\rho} d_{\rho_1 \sigma}^{\pm} + c_{\rho_2}^{\rho} d_{\rho_2 \sigma}^{\pm} + \sum_{\lambda \mu i} \sum_{\beta} \mathcal{D}_{\rho_1 \rho_2 \beta}^{\lambda \mu i} d_{\beta \sigma}^{\pm} Q_i^{\pm}(\lambda \mu) \right\} \Psi \quad (29)$$

Величины  $(c_{\rho_1}^{\rho})^2$  и  $(c_{\rho_2}^{\rho})^2$  определяют вклады в (29) одночастичных компонент  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , а величина  $(d_{\rho_1 \rho_2 \beta}^{\lambda \mu i})^2 = \frac{1}{2} \sum_{\beta} (\mathcal{D}_{\rho_1 \rho_2 \beta}^{\lambda \mu i})^2$  - вклад компоненты с квазичастицей в состоянии  $\beta$  плюс фонон  $\lambda \mu i$ .

В данных расчетах с одночастичными энергиями и волновыми функциями потенциала Саксона-Вудса по сравнению с расчетами /8/ с потенциалом Нильссона существенно увеличено число учитываемых одночастичных уровней и, следовательно, матричных элементов от операторов мультипольных моментов. В нейтронной системе учитывалось около 100 одночастичных уровней, в протонной системе - около 70 уровней. Были отброшены нижние уровни с  $N \leq 3$  в нейтронной и с  $N \leq 2$  в протонной системах. В области энергии  $E > 0$  принимались во внимание состояния квазидискретного

спектра с энергией до 5 Мэв. Для некоторых мультипольных моментов  $\lambda\mu$  число матричных элементов доходит до 1500.

Поскольку нашей целью является получение одночастичного базиса с использованием анизотропного потенциала Саксона-Вудса, в расчетах уровней нечетных деформированных ядер основное внимание уделено поведению состояний, близких к одноквази-частичным. Изучение вибрационных состояний и состояний сложной структуры в этих ядрах будет сделано позднее.

Результаты расчетов неротационных состояний деформированных ядер с  $N = 143, 145, 147, 149, 151, 153$  и  $Z = 93, 95, 97$  представлены в таблицах 3-II. В этих таблицах даны значения  $K^{\pi}$ , экспериментальные значения энергий, взятые из [31-45], вычисленные энергии всех неротационных состояний до 1 Мэв и ряд состояний выше 1 Мэв. В таблицах 3-II приведена структура состояний, т.е. даны (в процентах) величины  $(c_{\beta_1}^j)^2$ ,  $(c_{\beta_2}^j)^2$  (если  $(c_{\beta_2}^j)^2 \geq 0,01$ ) и значения  $(d_{\beta_1\beta_2}^{Nij})^2$  для двух наибольших компонент квазичастица плюс фонон.

## 5. Обсуждение

При вычислении энергий и структуры неротационных состояний в нечетных деформированных ядрах в большинстве случаев проводился учет смешивания двух одночастичных уровней  $\beta_1$  и  $\beta_2$  через взаимодействия квазичастиц с фононами. Из таблиц 3-II видно, что смешивание уровней  $\beta_1$  и  $\beta_2$  имеет место во многих состояниях, хотя, как правило, одна компонента много больше другой. Однако имеются состояния, в которых обе компоненты  $\beta_1$  и  $\beta_2$  дают примерно одинаковый вклад в волновую функцию (29). Смешивание

уровней  $\rho_1$  и  $\rho_2$  в нейтронной системе является более сильным по сравнению с протонной системой.

Положение в случае смешивания состояний с  $\Delta N = \pm 2$  является более трудным, так как вблизи точки квазипересечения сами волновые функции одночастичных состояний сложнее. Поэтому такие случаи будут детально исследованы позднее.

Равновесные деформации состояний, одночастичные энергии которых сильно меняются с изменением параметра деформации  $\beta_{20}$ , могут отличаться от равновесных деформаций ядер в основных состояниях. Такое изменение равновесных деформаций может привести к изменению энергии и структуры соответствующих состояний. Исследование важности этого эффекта будет проведено позднее.

Из сравнения результатов расчетов неротационных состояний нечетных ядер в области актинидов с таковыми в редкоземельной области следует, что в рассматриваемой области смешивание уровней  $\rho_1$  и  $\rho_2$  является более сильным и примеси к одноквазичастичным компонентам существенно большими. Действительно, из таблиц 3-II видно, что имеется лишь несколько состояний, у которых  $(c_{\rho_1}^1)^2 > 0,9$ . В редкоземельной области для большинства низлежащих состояний  $(c_{\rho_1}^1)^2 > 0,9$ , а в ряде случаев  $(c_{\rho_1}^1)^2 \approx 0,99$ . Увеличение примесей к одноквазичастичным компонентам и увеличение смешивания  $\rho_1$  и  $\rho_2$  связано с ростом матричных элементов и с возрастанием плотности одночастичных состояний.

Обсудим поведение уровней в нечетных  $N$  ядрах, близких к одноквазичастичным. Ядра  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{U}$  и  $^{241}\text{Pu}$  рассчитаны со схемой уровней  $A = 239$ , представленной на рис. I, при  $\beta_{20} = 0,22$  и  $\beta_{40} = 0,08$ . Результаты расчетов, данные в таб-

лицах 3-5, достаточно хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными данными. Однако положение одночастичных уровней в районе  $\mathcal{N} = 143$  нельзя считать вполне удовлетворительным. Если в  $^{235}\text{U}$  описание энергий частичных состояний достаточно хорошее, то в  $^{237}\text{U}$  и  $^{241}\text{Pu}$  оно хуже, энергии ряда возбуждённых состояний этих ядер получаются очень низкими. Состояния, близкие к одноквазичастичным  $752 \uparrow$  и  $761 \uparrow$  слишком сильно опускаются из-за больших матричных элементов от мультипольных операторов. Одночастичные состояния  $501 \downarrow$  и  $770 \uparrow$  оказались слабо смешанными друг с другом, однако этот результат может измениться, если учесть отклонение  $\beta_{20}$  от  $\beta_{20}^{24}$ .

Ядра  $^{245}\text{Cm}$ ,  $^{247}\text{Cm}$  и  $^{249}\text{Cm}$  рассчитаны со схемой уровней  $\mathcal{N} = 247$ ,  $^{245}\text{Cm}$  при  $\beta_{20} = 0,24$ ,  $\beta_{40} = 0,06$  и  $^{247}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Cm}$  при  $\beta_{20} = 0,27$ ,  $\beta_{40} = 0,03$ . Согласие результатов расчетов, данных в таблицах 6-8, с опытом является удовлетворительным. В схеме уровней на рис. 3 щель в одночастичных уровнях выше  $\mathcal{N} = 152$  - невелика. Рассчитанные энергии частичных состояний в  $^{245}\text{Cm}$  достаточно хорошо согласуются с опытом, а в  $^{247}\text{Cm}$  являются несколько заниженными. Поскольку в  $^{249}\text{Cm}$  (и в  $^{251}\text{Cf}$ ) не известно положение дырочных уровней, не ясно, насколько хорошо предложенная схема описывает поведение одночастичных уровней вблизи  $\mathcal{N} = 151$ . Согласно расчетам, в  $^{247}\text{Cm}$  состояния  $613 \uparrow$  и  $624 \downarrow$  сильно смешаны друг с другом.

В таблицах 3-8 приведена только небольшая часть расчетов. Согласие рассчитанных энергий неротационных состояний с соответствующими экспериментальными данными в других изотопах урана, плутония, кюрия и калифорния примерно такое же, как в изотопах, данных в таблицах 3-8.

Обсудим поведение близких к одноквазичастичным уровней в нечетных  $Z$  ядрах. Ядра  $^{237}\text{Np}$  и  $^{241}\text{Am}$  рассчитаны со схемой уровней  $A = 239$ , представленной на рис. 2, при  $\beta_{20} = 0,20$  и  $\beta_{40} = 0,08$ . Ядро  $^{249}\text{Bk}$  рассчитано со схемой уровней  $A = 247$ , представленной на рис. 4, при  $\beta_{20} = 0,24$  и  $\beta_{40} = 0,08$ . Результаты расчетов, данные в таблицах 9-II, удовлетворительно согласуются с соответствующими экспериментальными данными.

В нечетных  $N$  изотопах гадолиния, диспрозия и эрбия из-за кориолисова взаимодействия произошло смещение ротационных полос, построенных на состояниях  $660 \uparrow$ ,  $651 \uparrow$  и  $642 \uparrow$ . В этих ядрах наблюдается сильное смешивание состояний  $400 \uparrow$ ,  $660 \uparrow$  и  $402 \downarrow$ ,  $651 \uparrow$ . Возможно, что учет кориолисова взаимодействия приведет к смещению энергий неротационных состояний  $660 \uparrow$ ,  $651 \uparrow$  и  $642 \uparrow$  в нечетных  $Z$ -ядрах рассматриваемой области. Согласно нашим расчетам, сильно смешаны состояния  $400 \uparrow$  и  $660 \uparrow$ , причем в  $^{237}\text{Np}$  самое низкое  $K^\pi = 1/2^+$  состояние содержит 40% компоненты  $660 \uparrow$  и 20% компоненты  $400 \uparrow$ .

Согласие результатов расчетов энергий, близких к одноквазичастичным состояниям с экспериментальными данными для других изотопов нептуния, эмериция и берклия примерно такое же, как данное в таблицах 9-II.

Для описания неротационных состояний изотопов  $\text{La}$ ,  $\text{Ac}$ ,  $\text{Th}$ ,  $\text{Pa}$  и легких изотопов  $\text{U}$  и  $\text{Np}$  необходимо рассчитать одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса для зоны  $A = 229$ . Задача создания схемы  $A = 229$  находится в стадии завершения.

Расчеты энергий и волновых функций неротационных состоя-

ний нечетных масс ядер в области  $235 \leq A \leq 249$  показали, что взаимодействия квазичастиц с фононами играют важную роль. Роль этих взаимодействий возрастает с ростом энергии возбуждения. Для лучшего описания неротационных состояний в нечетных ядрах нужно более точно рассчитать однофононные состояния в соответствующих четно-четных ядрах.

Общее описание энергий и структуры близких к одноквазичастичным состояний в нечетных деформированных ядрах можно считать удовлетворительным. Поэтому приведенные на рис. I-4 и в таблицах I2-I7 одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса можно использовать для вычисления различных характеристик ядер рассматриваемой области.

В ряде случаев желательно улучшить описание энергий неротационных состояний. Однако небольшие изменения параметров потенциала Саксона-Вудса не дадут существенного улучшения. В связи с этим можно предположить, что увеличение числа нуклонов требует модификаций потенциала среднего поля путем введения дополнительных членов взаимодействия.

В заключение выражаем благодарность Н.Ю.Шириковой, А.А.Корнейчуку и К.М.Железновой за помощь в создании программ, и А.Л.Комову за проведение некоторых численных расчетов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Численные результаты приложения начинаются с таблиц базисных нейтронных волновых функций  $\psi_{nej}^{\Omega}$ , удовлетворяющих уравнению (20). В это уравнение входит шаровой спинор

$$\chi_{ej}^{\Omega} = \sum_{\mu} (l \ 1/2 \ \Omega - \mu \ 1/2 \ j \ \Omega) Y_{e \ \Omega - \mu} \chi_{1/2 \ \mu} \quad (\text{A.I})$$

В соотношении (A.I) использовано определение коэффициентов Клебша-Гордона, принятое в [46].

Радиальная часть  $\psi_{nej}^{\Omega}$  с высокой точностью аппроксимируется выражением (2I). Индекс  $n$  определяет число узлов в (2I). Например,  $n = 0$  для состояний  $1s, 1p, \dots$ ;  $N_n$  - константа нормировки. Фаза  $R_{nej}(r)$  выбрана таким образом, что при  $r \rightarrow 0$   $R_{nej}(r) \rightarrow (-1)^n r^e$ . Зависимость  $S(r)$  дается формулой

$$S(r) = \begin{cases} B \ln(r/A) & r \geq A \\ B_1 \ln(r/A) & r \leq A. \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

Параметры  $B, B_1, C, A$  и норма  $N_n$  приведены в таблицах I2, I3 (нейтронная схема) и I5, I6 (протонная схема). Отметим, что в случае необходимости в качестве радиальной части волновой функции могут быть использованы и численные решения уравнения Шредингера со сферическим потенциалом Саксона-Вудса. При этом коэффициенты смешивания  $a_{nej}^{\Omega}$  практически не меняются и можно по-прежнему пользоваться значениями  $a_{nej}^{\Omega}$ , приведенными в таблицах I4 и I7. Однако в большинстве задач использование наших функций удовлетворяет требуемой точности.

Каждая страница таблиц I4 и I7 начинается со значения  $A$ , определяющего зону и символ  $P$  или  $N$ , указывающего: протон-



ная или нейтронная схема расположена ниже. Затем даются значения  $\beta_{20}$  (BETA 20) и  $\beta_{40}$  (BETA 40) и величина  $\Omega$  (OMEGA). За  $\Omega$  следуют значения  $E$  (ENERGY).  
Таблицы коэффициентов смешивания для состояний одинаковой четности размещены в порядке возрастания проекции  $| \Omega |$  и энергии. Каждому состоянию сопоставляется набор коэффициентов смешивания, с которыми входят базисные функции, приведенные в первых трех столбцах таблицы. Так, например, цифры I 8 I5/2 в таблице означают следующее: I -  $(n + 1)$ ; 8 -  $l$ , I5/2 -  $j$ , т.е. это базисное состояние I K I5/2. Кроме этого, каждое состояние характеризуется асимптотическими квантовыми числами  $\sqrt{n_2} \Lambda$ . Если имеется квазипересечение уровней, то это учитывается при идентификации состояний. Для состояний с  $\Omega = I/2$  приводятся одночастичные значения параметра развязывания  $a$ .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. V.G.Soloviev, Selected Topics in Nuclear Theory (IAEA, Vienna, 1963) p. 233.
2. C.J.Gallagher, V.G.Soloviev Mat.Fys.Skr. Dan.Vid.Selsk. 2 No2 (1962).
3. D.Bes. Nucl.Phys. 49 (1963) 544.  
D.Bes., P.Federman, E.Magueda, A.Zuker Nucl.Phys.65 (1965) I
4. V.G.Soloviev Atomic Energy Rev. 3, N 2 (1965) II7
5. Т.Вереш, В.Г.Соловьев, Т.Шиклош. Известия АН СССР, сер. физ. 26, (1962) 1045.  
V.G.Soloviev, T.Siklos, Nucl.Phys.59 (1964) 145.
6. V.G.Soloviev. Phys.Lett. 16 (1965) 308  
V.G.Soloviev, P.Vogel, Nucl.Phys. A92 (1967) 449  
В.Г.Соловьев, Р.Фогель, Г.Юнгклауссен. Известия АН СССР, сер. физ., 31 (1967) 518.
7. D.Bes, Cho Yi Chung Nucl.Phys. 86 (1966) 566
8. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. Ядерная физика 5 (1967) 566.
9. K Neergard, P.Vogel. Nucl.Phys. A145, 33 (1970)
10. А.А.Корнейчук, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов, Г.Шульц. Ядерная физика 9 (1969) 750.  
Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, У.М.Файнер. ДАН СССР 186 (1969)299  
Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов ДАН СССР 189 (1969)987

11. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, У.М.Файнер. Известия АН СССР сер. физ. 33 (1969) 1244  
Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. Сообщение ОИЯИ Р4-5228 (1970).
12. А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. Сообщение ОИЯИ Р4-5126 (1970).
13. S.G.Nilsson, Mat.Fys.Medd.Vid.Selsk. 29 No 16 (1955).
14. S.Gustafsson, I.-L.Lamm, B.Nilsson and S.G.Nilsson, Ark.Fys. 36, No. 69 (1967).
15. П.Э.Немировский, В.А.Чепурнов. ЯФ, 3 (1966) 998.
16. A.Faessler, R.Sheline. Phys.Rev. 148 (1966) 1003.  
P.Ropper, Zf. Phys., 195 (1966) 316  
E.Rost, Phys.Rev. 154 (1967) 994.  
G.P.Ford, D.C.Hoffman, E.Rost,  
Препринт LA-4329, UC-34, Physics, TID 4500 1970.  
В.В.Пашкевич, В.М.Струтинский. ЯФ, 9 (1969) 56.  
B.L.Anderson, Nucl.Phys. A112 (1968) 443.  
J.H.Vogeler, Nucl.Phys. A133 (1969) 289.  
B.L.Anderson. B.B.Back, J.M.Bang,  
Nucl.Phys. A147 (1970) 33.

17. Б.Н.Калинкин, Я.Грабовский, Ф.А.Гареев,  
Acta Phys. Polonica, XXX (1966) 999.  
Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин,  
Acta Phys. Polonica, XXXII, (1967) 461.
18. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин,  
Acta Phys. Pol XXXIII (1968) 135.
19. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин, Изв. АН СССР.  
Серия физ. XXXII (1968) 1690.
20. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова. Сообщение ОИЯИ Р4-5221 (1970).
21. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин, С.К.Слепнев,  
М.Г.Гинзбург. Препринт ОИЯИ Р4-3607 (1967).  
Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Н.Ю.Ширикова. Сообщение ОИЯИ  
Р4-5457 (1970).
22. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, М.И.Черней, ЯФ 9 (1969) 308.  
H.Schulz, H.J.Wiebicke. Preprint JINR E4-4210, Dubna (1969).
23. Ф.А.Гареев, Б.Н.Калинкин, Н.И.Пятов, М.И.Черней ЯФ, 8,  
(1968) 305  
Phys. Lett. 27B (1968) 117.
24. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.В.Пашкевич, ЯФ, II (1970), I200  
D.L.Hendrie, N.K.Glendenning et al, Phys.Lett., 26B  
(1968) 127.  
I.L.Lamm, Nucl.Phys. A125 (1969) 504  
B.Nilsson, Nucl.Phys., A129 (1969) 445.  
S.G.Nillson, Preprint UCRL 18355, Berkeley, California, 1968.

25. Д.А.Арсеньев, Л.А.Малов, В.В.Пашкевич, В.Г.Соловьев.  
Известия АН СССР сер. физ, 23 (1968) 866.
26. P.Vogel, Phys.Lett 25B (1967) 65.
27. V.A.Chepurinov, N.E.Nemirovsky, Nucl.Phys. 49 (1963) 90  
Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ  
Р4-3325, Дубна (1967).
28. М.И.Петрашень, Ученые записки ЛГУ, сер. физ., 120 (1949)60  
S.G.Miller, R.H.Good, Phys.Rev., 91 (1953) 174.
29. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Н.Ю.Ширикова.  
Препринт ОИЯИ Р4-4259, Дубна (1969).
30. V.G.Soloviev. Prog. in Nuclear Physics 10 (1968) 239.
31. C.M.Lederer, J.M.Hollander and I.Pertman, in Table of  
Isotopes (John Wiley and Sons., Inc., New York, 1967) 6th ed.
32. F.S.Stephens, M.D.Holtz, R.M.Diamond and J.O.Newton,  
Nucl. Phys. A155 (1968) 129
33. Н.Т.Мотз, F.A.Rickey, Jr., (частное сообщение).
34. Т.Н.Braid, R.R.Chasman, J.R.Erskine and A.M.Friedman,  
Phys. Rev. C I (1970) 275.
35. J.E.Cline, Nucl.Phys. A106 (1968) 481.
36. I.Ahmad, A.M.Friedman and J.P.Unik, Nucl.Phys. A119  
(1968) 27
37. Т.Н.Braid, R.R.Chasman, J.R.Erskine and A.M.Friedman,  
Phys.Lett. 18 (1965) 149.

38. T.v.Egidy, Th.W.Elze, J.R.Huizenga,  
Nucl.Phys., A145, (1970), 306.
39. I.Ahmad, UCRL-I6888 (1966).
40. J.R.Erskine (частное сообщение)
41. A.Chetham-Strode, Jr. R.J.Silva, J.R.Tarrant and  
J.R. Williams, Nucl.Phys., A107 (1968) 645.
42. C.E.Bemis, Jr. and J.Halperin, Nucl.Phys. A121,  
(1968) 433.
43. S.A.Baranov, V.M.Kulakov and V.M.Shatinsky,  
Nucl.Phys. 56 (1964), 252.
44. Ch.Güntner and D.R.Parsignault, Nucl.Phys. A104 (1967) 588.
45. Th.W.Elze and J.R.Huizenga, Phys.Rev. C, I (1970), 328.
46. E.U.Condon, Q.W.Shortly, in The Theory of Atomic Spectra,  
Cambridge, 1951.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 ноября 1970 года.

Таблица I

Параметры потенциала Саксона-Вудса.

A	Нейтронная система				Протонная система			
	$V_0$ мев	$r_0$ fm	$\alpha$ fm <sup>2</sup>	$\alpha$ fm <sup>-1</sup>	$V_0$ мев	$r_0$ fm	$\alpha$ fm <sup>2</sup>	$\alpha$ fm <sup>-1</sup>
239	46,7	1,26	0,43	1,45	61,0	1,24	0,37	1,55
247	46,0	1,26	0,43	1,38	62,0	1,24	0,37	1,55

Таблица 2

Зависимость  $a_{ne_j}^{\Omega}$  от массового числа  $A$  для случая нейтронного состояния  $5/2^+/622/$

$A$	239	247
$E$	-6,435	-6,643
$1K_{15/2}$	.120	.132
$1L_{13/2}$	.108	.109
$1K_{17/2}$	.028	-.010
$2g_{7/2}$	.078	.082
$3d_{5/2}$	.165	.217
$1L_{11/2}$	.608	.589
$2g_{9/2}$	.729	.723
$1L_{13/2}$	-.182	-.201
$2d_{5/2}$	-.013	-.026
$1g_{7/2}$	-.056	-.067
$1g_{9/2}$	.046	.045



Таблица 3

Энергия и структура основного и возбужденных состояний в  $^{235}\text{U}$ .

$K^\pi$	Энергия, кэВ		Структура		
	эксп.	теор.			
$7/2^-$	0	0	$743\uparrow 94\%$ ;	$743\uparrow + Q_I(20) 4\%$ ;	$624\downarrow + Q_I(30) 1\%$ ;
$1/2^+$	0,08	5	$63I\downarrow 85\%$ ;	$63I\downarrow + Q_I(20) 12\%$ ;	
$5/2^+$	I29	I00	$622\uparrow 77\%$ ; $633\downarrow 10\%$ ;	$734\uparrow + Q_I(32) 5\%$ ;	$622\uparrow + Q_I(20) 3\%$ ;
$5/2^-$	(633)	300	$752\uparrow 77\%$ ;	$752\uparrow + Q_I(20) 13\%$ ;	$633\downarrow + Q_I(30) 3\%$ ;
$5/2^+$	333	3I0	$633\downarrow 77\%$ ; $622\uparrow 11\%$ ;	$633\downarrow + Q_I(20) 6\%$ ;	$752\uparrow + Q_I(30) 3\%$ ;
$1/2^-$	659	430	$50I\downarrow 62\%$ ; $770\uparrow 5\%$ ;	$50I\downarrow + Q_I(20) 12\%$ ;	$503\downarrow + Q_I(22) 9\%$ ;
$3/2^+$	394	450	$63I\uparrow 72\%$ ;	$63I\uparrow + Q_I(20) 20\%$ ;	$76I\uparrow + Q_I(30) 3\%$ ;
$7/2^+$	(492)	490	$624\uparrow 72\%$ ; $6I3\uparrow 5\%$ ;	$743\uparrow + Q_I(30) 12\%$ ;	$725\uparrow + Q_I(32) 4\%$ ;
$5/2^-$		670	$503\downarrow 58\%$ ;	$50I\downarrow + Q_I(22) 24\%$ ;	$503\downarrow + Q_I(20) 12\%$ ;
$3/2^-$		680	$76I\uparrow 66\%$ ; $50I\uparrow 4\%$ ;	$76I\uparrow + Q_I(20) 23\%$ ;	$63I\uparrow + Q_I(30) 4\%$ ;
$9/2^-$	822	750	$734\uparrow 69\%$ ;	$622\uparrow + Q_I(32) 21\%$ ;	$734\uparrow + Q_I(20) 5\%$ ;
$1/2^-$	893	760	$770\uparrow 55\%$ ; $50I\downarrow 6\%$ ;	$770\uparrow + Q_I(20) 19\%$ ;	$752\uparrow + Q_I(22) 7\%$ ;
$3/2^-$		970	$50I\uparrow 45\%$ ; $76I\uparrow 7\%$ ;	$50I\downarrow + Q_I(22) 33\%$ ;	$50I\uparrow + Q_I(20) 8\%$ ;
$1/2^+$	I273	I030	$620\uparrow 24\%$ ; $640\uparrow 5\%$ ;	$622\uparrow + Q_I(22) 37\%$ ;	$63I\downarrow + Q_I(20) 22\%$ ;
$3/2^+$		II40	$642\uparrow 50\%$ ; $622\downarrow 2\%$ ;	$642\uparrow + Q_I(20) 17\%$ ;	$743\uparrow + Q_I(32) 12\%$ ;
$1/2^+$		II70	$640\uparrow 32\%$ ; $620\uparrow 3\%$ ;	$752\uparrow + Q_I(32) 39\%$ ;	$640\uparrow + Q_I(20) 10\%$ ;
$9/2^+$	(I438)	I230	$6I5\downarrow 66\%$ ; $604\uparrow 1\%$ ;	$6I5\downarrow + Q_I(20) 16\%$ ;	$6I3\downarrow + Q_I(22) 4\%$ ;
$3/2^+$	(I362)	I290	$622\downarrow 15\%$ ; $642\downarrow 4\%$ ;	$63I\downarrow + Q_I(22) 65\%$ ;	$624\downarrow + Q_I(22) 10\%$ ;
$7/2^+$	(I236)	I400	$6I3\uparrow 69\%$ ; $624\downarrow 8\%$ ;	$624\downarrow + Q_I(30) 16\%$ ;	$725\uparrow + Q_I(32) 2\%$ ;

Таблица 4

Энергия и структура основного и возбуждённых состояний  
в  $^{237}\text{U}$

	Энергия, кэВ		Ст р у к т у р а	
	Эксп.	теор.		
$1/2^+$	0	0	$63I \downarrow 92\%$ ;	$63I \uparrow + Q_I(22) 1\%$ ; $63I \downarrow + Q_I(20) 1\%$
$7/2^-$	274	10	$743 \uparrow 89\%$ ;	$743 \uparrow + Q_I(20) 3\%$ ; $624 \downarrow + Q_I(20) 1\%$ ;
$5/2^+$	158	30	$622 \uparrow 88\%$ ; $633 \downarrow 2\%$ ;	$620 \uparrow + Q_I(22) 2\%$ ; $734 \uparrow + Q_I(32) 2\%$ ;
$7/2^+$	424	300	$624 \downarrow 73\%$ ; $613 \uparrow 6\%$ ;	$734 \uparrow + Q_I(31) 6\%$ ; $743 \uparrow + Q_I(30) 5\%$ ;
$5/2^-$	((935))	370	$752 \uparrow 72\%$ ;	$752 \uparrow + Q_I(20) 11\%$ ; $633 \downarrow + Q_I(30) 6\%$ ;
$9/2^-$		420	$734 \uparrow 76\%$ ;	$624 \downarrow + Q_I(31) 8\%$ ; $622 \uparrow + Q_I(32) 7\%$ ;
$5/2^+$	834	480	$633 \downarrow 77\%$ ; $622 \uparrow 2\%$ ;	$752 \uparrow + Q_I(30) 5\%$ ; $633 \downarrow + Q_I(20) 5\%$ ;
$3/2^+$	664	650	$63I \uparrow 66\%$ ;	$63I \uparrow + Q_I(20) 8\%$ ; $752 \uparrow + Q_I(31) 7\%$ ;
$1/2^-$	865	650	$50I \downarrow 55\%$ ; $770 \uparrow 8\%$ ;	$503 \downarrow + Q_I(22) 9\%$ ; $63I \downarrow + Q_I(30) 8\%$ ;
$3/2^-$		670	$76I \uparrow 62\%$ ;	$76I \uparrow + Q_I(20) 12\%$ ; $743 \uparrow + Q_I(22) 7\%$ ;
$1/2^-$		810	$770 \uparrow 43\%$ ; $50I \downarrow 13\%$ ;	$770 \uparrow + Q_I(20) 8\%$ ; $63I \downarrow + Q_I(30) 8\%$ ;
$9/2^+$		900	$615 \downarrow 74\%$ ;	$615 \downarrow + Q_I(20) 8\%$ ; $613 \downarrow + Q_I(22) 5\%$ ;
$1/2^+$	( $\leq$ III10)	950	$620 \uparrow 42\%$ ;	$622 \uparrow + Q_I(22) 48\%$ ; $622 \downarrow + Q_I(22) 4\%$ ;
$5/2^-$		1030	$503 \downarrow 55\%$ ; $752 \uparrow 1\%$ ;	$50I \downarrow + Q_I(22) 25\%$ ; $633 \downarrow + Q_I(30) 10\%$
$3/2^+$	( $\leq$ II92)	1080	$622 \downarrow 50\%$ ; $63I \uparrow 1\%$ ;	$624 \downarrow + Q_I(22) 34\%$ ; $620 \uparrow + Q_I(22) 6\%$ ;
$3/2^-$		1090	$50I \uparrow 27\%$ ;	$622 \uparrow + Q_I(31) 50\%$ ; $50I \downarrow + Q_I(22) 15\%$
$7/2^+$	1068	1150	$613 \uparrow 75\%$ ; $624 \downarrow 10\%$ ;	$624 \downarrow + Q_I(20) 5\%$ ; $734 \uparrow + Q_I(31) 3\%$ ;
$11/2^-$		1170	$725 \uparrow 40\%$ ;	$743 \uparrow + Q_I(22) 43\%$ ; $624 \downarrow + Q_I(32) 10\%$

Таблица 5

Энергия и структура основных и возбужденных состояний в  $^{241}\text{Pu}$ 

Энергия, кэВ		Ст р у к т у р а			
Эксп.	Теор.				
$5/2^+$	0	0	622↑90%;	633↓2%;	620↑+ $Q_1$ (22) 3%; 752↑+ $Q_1$ (30) 2%;
$1/2^+$	I63	50	63I↓88%;		633↓+ $Q_1$ (22) 4%; 63I↑+ $Q_1$ (22) 3%;
$7/2^+$	(I72)	60	624↓82%;	6I3↑ 5%;	622↓+ $Q_1$ (22) 5%; 6I1↑+ $Q_1$ (22) 2%;
$7/2^-$		I70	743↑9I%;		743↑+ $Q_1$ (20) 2%; 76I↑+ $Q_1$ (22) 2%;
$9/2^-$		360	734↑90%;		734↑+ $Q_1$ (20) 2%; 622↑+ $Q_1$ (32) 2%;
$5/2^+$	(448)	530	633↓66%;	622↑ 3%;	63I↓+ $Q_1$ (22) I7%; 752↑+ $Q_1$ (30) 6%;
$5/2^-$		590	752↑60%;	503↓ I%;	622↑+ $Q_1$ (30) I6%; 633↓+ $Q_1$ (30) 9%;
$3/2^+$	(894)	620	622↓50%;		624↓+ $Q_1$ (22) 36%; 620↑+ $Q_1$ (22) 9%;
$9/2^+$		640	6I5↓75%;		6I3↓+ $Q_1$ (22) 8%; 6I5↑+ $Q_1$ (20) 7%;
$1/2^-$		670	50I↓43%;	770↑ 6%;	63I↓+ $Q_1$ (30) 29%; 503↓+ $Q_1$ (22) 9%;
$1/2^+$	(753)	7I0	620↑50%;		622↑+ $Q_1$ (22) 38%; 622↓+ $Q_1$ (22) 8%;
$7/2^+$	(80I)	830	6I3↑76%;	624↓8%;	743↑+ $Q_1$ (30) 6%; 624↓+ $Q_1$ (20) 4%;
$3/2^-$		860	76I↑50%;	50I↑ I%;	743↑+ $Q_1$ (22) 28%; 76I↑+ $Q_1$ (20) 6%;
$1/2^-$		900	50I↓24%;	770↑I7%;	63I↓+ $Q_1$ (30) 37%; 503↓+ $Q_1$ (22) 7%;
$5/2^-$		950	752↑ 7%;	503↓ I%;	622↑+ $Q_1$ (30) 82%; 633↓+ $Q_1$ (30) 6%;
$7/2^+$		960	6I3↑ 6%;		743↑+ $Q_1$ (30) 93%
$3/2^+$		I060	63I↑I9%;	622↓ I%;	63I↓+ $Q_1$ (22) 69%; 743↑+ $Q_1$ (32) 3%;
$5/2^-$		I100	503↓52%;	752↑ 3%;	50I↓+ $Q_1$ (22) 30%; 633↓+ $Q_1$ (30) 4%;
$5/2^+$		I140			622↑+ $Q_1$ (20) 99%; 63I↓+ $Q_1$ (22) I%;
$9/2^+$		I200	604↑ I%;		622↑+ $Q_1$ (22) 97%; 734↑+ $Q_1$ (30) I%;
$1/2^-$		I200	770↑32%;		63I↓+ $Q_1$ (30) 33%; 752↑+ $Q_1$ (22) I6%
$3/2^-$		I2I0	50I↑43%;		50I↓+ $Q_1$ (22) 30%; 622↑+ $Q_1$ (3I) I5%

Таблица 6

Энергия и структура основного и возбуждённых состояний в

 $^{245}\text{Cm}$ 

<u>Энергия, кэВ</u>		Ст р у к т у р а			
Эксп.	Теор.				
$7/2^+$	0	0	624↓75%;	613↑11%;	622↓+ $Q_I$ (22) 4%; 734↑+ $Q_I$ (31) 2%;
$9/2^-$	388	280	734↑89%;		624↓+ $Q_I$ (31) 2%; 734↑+ $Q_I$ (20) 2%;
$1/2^+$	358	400	631↓75%;	620↑ 4%;	631↓+ $Q_I$ (20)10%; 633↓+ $Q_I$ (22) 4%;
$5/2^+$	253	420	622↑77%;	633↓ 6%;	743↑+ $Q_I$ (31) 6%; 752↑+ $Q_I$ (30) 3%;
$7/2^-$	(644)	450	743↑79%;		743↑+ $Q_I$ (20) 9%; 622↑+ $Q_I$ (31) 3%;
$3/2^+$	(908)	500	622↓61%;		624↓+ $Q_I$ (22)21%; 620↑+ $Q_I$ (22)12%;
$1/2^+$	741	660	620↑72%;	631↓ 4%;	622↓+ $Q_I$ (22)12%; 622↑+ $Q_I$ (22) 4%;
$7/2^+$	730	730	613↑75%;	624↓16%;	611↑+ $Q_I$ (22) 4%; 624↓+ $Q_I$ (20) 3%;
$9/2^+$		750	615↓77%;		613↓+ $Q_I$ (22) 9%; 734↑+ $Q_I$ (30) 5%;
$11/2^-$		950	725↑66%;		624↓+ $Q_I$ (32)18%; 613↑+ $Q_I$ (32) 9%;
$5/2^-$		960	752↑59%;		622↑+ $Q_I$ (30)25%; 633↓+ $Q_I$ (30) 5%;
$1/2^-$	(913)	1000	501↓62%;		503↓+ $Q_I$ (22)16%; 501↑+ $Q_I$ (22)12%;
$5/2^+$		1100	633↓52%;	622↑12%;	631↓+ $Q_I$ (22)28%; 743↑+ $Q_I$ (31) 2%;
$3/2^+$	970	1100	631↑42%;		631↓+ $Q_I$ (22)32%; 743↑+ $Q_I$ (32)19%;

Таблица 7

Энергия и структура основного и возбужденных состояний в  $^{247}\text{Cm}$ 

Энергия, кэВ			Ст р у к т у р а	
Эксп.	Теор.			
$9/2^-$	0	0	$734 \uparrow 94\%$ ;	$622 \uparrow + Q_I (32) 3\%$ ; $633 \downarrow + Q_I (32) 1\%$ ;
$7/2^+$	(283)	50	$624 \downarrow 60\%$ ;	$613 \uparrow 28\%$ ; $725 \uparrow + Q_I (32) 5\%$ ; $611 \uparrow + Q_I (22) 2\%$ ;
$1/2^+$	400	210	$620 \uparrow 84\%$ ;	$622 \downarrow + Q_I (22) 8\%$ ; $743 \downarrow + Q_I (32) 2\%$ ;
$7/2^+$	378	240	$613 \uparrow 58\%$ ;	$624 \downarrow 35\%$ ; $725 \uparrow + Q_I (32) 3\%$ ; $611 \uparrow + Q_I (22) 2\%$ ;
$3/2^+$	(745)	350	$622 \downarrow 76\%$ ;	$620 \uparrow + Q_I (22) 12\%$ ; $624 \downarrow + Q_I (22) 6\%$ ;
$11/2^-$		450	$725 \uparrow 73\%$ ;	$613 \uparrow + Q_I (32) 18\%$ ; $624 \downarrow + Q_I (32) 6\%$ ;
$5/2^+$	223	480	$622 \uparrow 69\%$ ;	$633 \downarrow 3\%$ ; $734 \uparrow + Q_I (32) 22\%$ ; $622 \uparrow + Q_I (20) 2\%$ ;
$1/2^+$	(516)	570	$631 \downarrow 79\%$ ;	$620 \uparrow 1\%$ ; $631 \downarrow + Q_I (20) 12\%$ ; $633 \downarrow + Q_I (22) 3\%$ ;
$5/2^-$		720	$752 \uparrow 65\%$ ;	$501 \downarrow + Q_I (22) 26\%$ ; $752 \uparrow + Q_I (20) 6\%$ ;
$7/2^-$		730	$743 \uparrow 77\%$ ;	$743 \uparrow + Q_I (20) 10\%$ ; $624 \downarrow + Q_I (30) 5\%$ ;
$1/2^-$	(954)	800	$501 \downarrow 71\%$ ;	$752 \uparrow + Q_I (22) 13\%$ ; $761 \uparrow + Q_I (22) 9\%$ ;
$3/2^-$		870	$761 \uparrow 33\%$ ;	$624 \downarrow + Q_I (32) 42\%$ ; $501 \downarrow + Q_I (22) 19\%$ ;
$9/2^+$		1050	$615 \downarrow 65\%$ ;	$734 \uparrow + Q_I (30) 23\%$ ; $613 \downarrow + Q_I (22) 4\%$ ;
$5/2^+$		1100	$622 \uparrow 21\%$ ;	$633 \downarrow 14\%$ ; $734 \uparrow + Q_I (32) 55\%$ ; $622 \uparrow + Q_I (20) 5\%$ ;
$5/2^-$	(1279)	1160	$503 \downarrow 31\%$ ;	$734 \uparrow + Q_I (22) 51\%$ ; $622 \uparrow + Q_I (30) 5\%$ ;

Таблица 8

Энергия и структура основного и возбужденных состояний

в  $^{249}\text{Cm}$ 

	Энергия, кэВ		Ст р у к т у р а	
	Эксп.	Теор.		
$1/2^+$	0	0	$620\uparrow 81\%$ ;	$622\downarrow + Q_{\Gamma}(22) 9\%$ ; $752\downarrow + Q_{\Gamma}(3I) 2\%$ ;
$7/2^+$	50	70	$6I3\uparrow 83\%$ ;	$624\downarrow 4\%$ ; $6II\uparrow + Q_{\Gamma}(22) 5\%$ ; $725\uparrow + Q_{\Gamma}(32) 4\%$ ;
$3/2^+$	(208)	150	$622\downarrow 72\%$ ;	$6II\uparrow 2\%$ ; $620\uparrow + Q_{\Gamma}(22) 12\%$ ; $76I\downarrow + Q_{\Gamma}(3I) 3\%$ ;
$II/2^-$		430	$725\uparrow 85\%$ ;	$6I3\uparrow + Q_{\Gamma}(32) 8\%$ ; $6I5\downarrow + Q_{\Gamma}(3I) 1\%$ ;
$I/2^-$	(469)	500	$76I\downarrow 52\%$ ;	$622\downarrow + Q_{\Gamma}(3I) 11\%$ ; $620\uparrow + Q_{\Gamma}(30) 10\%$ ;
$9/2^-$		510	$734\uparrow 86\%$ ;	$622\uparrow + Q_{\Gamma}(32) 4\%$ ; $624\downarrow + Q_{\Gamma}(3I) 3\%$ ;
$7/2^+$		660	$624\downarrow 83\%$ ;	$6I3\uparrow 4\%$ ; $734\uparrow + Q_{\Gamma}(3I) 5\%$ ; $743\uparrow + Q_{\Gamma}(30) 2\%$ ;
$9/2^+$		690	$6I5\downarrow 63\%$ ;	$604\uparrow 13\%$ ; $725\uparrow + Q_{\Gamma}(3I) 7\%$ ; $6I3\downarrow + Q_{\Gamma}(22) 6\%$ ;
$5/2^+$		900	$622\uparrow 56\%$ ;	$633\downarrow 6\%$ ; $734\uparrow + Q_{\Gamma}(32) 20\%$ ; $743\uparrow + Q_{\Gamma}(3I) 7\%$ ;
$3/2^+$		910	$6II\uparrow 36\%$ ;	$622\downarrow 3\%$ ; $6I3\uparrow + Q_{\Gamma}(22) 50\%$ ; $620\uparrow + Q_{\Gamma}(22) 4\%$ ;
$3/2^-$		910	$752\downarrow 37\%$ ;	$620\uparrow + Q_{\Gamma}(3I) 29\%$ ; $622\downarrow + Q_{\Gamma}(30) 18\%$ ;
$I/2^-$		920	$50I\downarrow 65\%$ ;	$752\uparrow + Q_{\Gamma}(22) 19\%$ ; $76I\uparrow + Q_{\Gamma}(22) 12\%$ ;
$7/2^-$		1100	$743\uparrow 51\%$ ;	$624\downarrow + Q_{\Gamma}(30) 31\%$ ; $622\uparrow + Q_{\Gamma}(3I) 10\%$ ;
$5/2^-$		1160	$752\uparrow 41\%$ ;	$503\downarrow 1\%$ ; $624\downarrow + Q_{\Gamma}(3I) 32\%$ ; $50I\downarrow + Q_{\Gamma}(22) 23\%$ ;
$I/2^+$		1200	$63I\downarrow 80\%$ ;	$633\downarrow + Q_{\Gamma}(22) 5\%$ ; $63I\uparrow + Q_{\Gamma}(22) 4\%$ ;

Таблица 9

Энергия и структура основного и возбужденного состояний

в  $^{237}\text{Np}$ 

		<u>Энергия, кэВ</u>				Ст р у к т у р а	
		Эксп.	Теор.				
$5/2^+$	0	0		$642\uparrow 89\%$ ;		$642\uparrow + Q_I(20) 3\%$ ;	$52I\uparrow + Q_I(31) 2\%$ ;
$1/2^-$	267	270		$530\uparrow 82\%$ ;		$530\uparrow + Q_I(20) 4\%$ ;	$400\uparrow + Q_I(30) 3\%$ ;
$3/2^+$	(359)	320		$65I\uparrow 75\%$ ;		$65I\uparrow + Q_I(20) 12\%$ ;	$530\uparrow + Q_I(31) 3\%$ ;
$5/2^-$	60	380		$523\downarrow 92\%$ ;	$5I2\uparrow 1\%$ ;	$523\downarrow + Q_I(20) 2\%$ ;	$642\uparrow + Q_I(30) 2\%$ ;
$1/2^+$	332	400		$660\uparrow 40\%$ ;	$400\uparrow 20\%$ ;	$530\uparrow + Q_I(30) 13\%$ ;	$660\uparrow + Q_I(20) 13\%$ ;
$3/2^-$	514	490		$52I\uparrow 73\%$ ;		$642\uparrow + Q_I(31) 10\%$ ;	$633\uparrow + Q_I(32) 9\%$ ;
$7/2^+$		780		$633\uparrow 81\%$ ;		$633\uparrow + Q_I(20) 5\%$ ;	$52I\uparrow + Q_I(32) 5\%$ ;
$1/2^+$		870		$400\uparrow 46\%$ ;	$660\uparrow 23\%$ ;	$402\downarrow + Q_I(22) 12\%$ ;	$530\uparrow + Q_I(30) 6\%$ ;
$3/2^-$		890		$532\uparrow 66\%$ ;		$532\downarrow + Q_I(20) 11\%$ ;	$530\uparrow + Q_I(22) 7\%$ ;
$3/2^+$		1000		$402\downarrow 62\%$ ;		$400\uparrow + Q_I(22) 16\%$ ;	$530\uparrow + Q_I(32) 6\%$ ;

Таблица 10

Энергия и структура основного и возбужденных состояний  
в  $^{241}\text{Am}$

Энергия, кэВ		Структура	
Эксп.	Теор.		
$5/2^-$	0	0	$523\downarrow 98\%$ ; $521\downarrow + Q_I(22) 1\%$ ;
$5/2^+$	207	50	$642\uparrow 93\%$ ; $660\uparrow + Q_I(22) 2\%$ ; $642\uparrow + Q_I(20) 1\%$ ;
$3/2^-$	474	200	$521\uparrow 91\%$ ; $521\downarrow + Q_I(22) 3\%$ ; $521\uparrow + Q_I(20) 2\%$ ;
$7/2^+$		350	$633\uparrow 89\%$ ; $633\uparrow + Q_I(20) 4\%$ ; $521\uparrow + Q_I(32) 2\%$ ;
$1/2^-$	(600)	420	$530\uparrow 76\%$ ; $530\uparrow + Q_I(20) 10\%$ ; $400\uparrow + Q_I(30) 5\%$ ;
$1/2^+$		600	$400\uparrow 24\%$ ; $660\uparrow 25\%$ ; $530\uparrow + Q_I(30) 24\%$ ; $642\uparrow + Q_I(22) 11\%$ ;
$5/2^-$		700	$512\uparrow 6\%$ ; $642\uparrow + Q_I(30) 94\%$ ;
$3/2^+$	(630)	710	$651\uparrow 72\%$ ; $651\uparrow + Q_I(20) 17\%$ ; $660\uparrow + Q_I(22) 4\%$ ;
$5/2^+$		750	$523\downarrow + Q_I(30) 100\%$ ;
$1/2^-$		880	$521\downarrow 24\%$ ; $523\downarrow + Q_I(22) 55\%$ ; $521\uparrow + Q_I(22) 20\%$ ;
$1/2^+$		930	$400\uparrow 33\%$ ; $660\uparrow 27\%$ ; $402\downarrow + Q_I(22) 15\%$ ; $642\uparrow + Q_I(22) 9\%$ ;
$9/2^+$		1000	$624\uparrow 16\%$ ; $642\uparrow + Q_I(22) 84\%$ ;
$7/2^-$		1010	$514\downarrow 64\%$ ; $633\uparrow + Q_I(30) 34\%$ ; $512\downarrow + Q_I(22) 1\%$ ;
$3/2^+$		1040	$402\downarrow 58\%$ ; $400\uparrow + Q_I(22) 23\%$ ; $532\downarrow + Q_I(30) 4\%$ ;



Таблица II

Энергия и структура основного и возбужденных состояний в <sup>249</sup>Bk

Энергия, кэВ		Ст р у к т у р а	
Эксп.	Теор.		
7/2 <sup>+</sup>	0	0	633↑88%; 52I↑+Q <sub>I</sub> (32) 4%; 5I2↑+Q <sub>I</sub> (3I) 2%;
3/2 <sup>-</sup>	9	40	52I↑87%; 633↑+Q <sub>I</sub> (32) 5%; 52I↓+Q <sub>I</sub> (22) 4%;
5/2 <sup>+</sup>	389	440	642↑79%; 660↑+Q <sub>I</sub> (22) 5%; 530↑+Q <sub>I</sub> (32) 4%;
5/2 <sup>-</sup>		570	523↓55%; 5I2↑25%; 633↑+Q <sub>I</sub> (3I)10%; 624↑+Q <sub>I</sub> (32) 2%;
1/2 <sup>-</sup>		620	530↑58%; 52I↓ 4%; 52I↑+Q <sub>I</sub> (22)10%; 642↑+Q <sub>I</sub> (32) 9%;
1/2 <sup>+</sup>		630	400↑36%; 660↑15%; 65I↑+Q <sub>I</sub> (22)17%; 642↑+Q <sub>I</sub> (22)16%;
1/2 <sup>+</sup>		770	400↑24%; 660↑2I%; 642↑+Q <sub>I</sub> (22)22%; 402↓+Q <sub>I</sub> (22)15%;
1/2 <sup>-</sup>		780	52I↓22%; 530↑10%; 52I↑+Q <sub>I</sub> (22)56%; 523↓+Q <sub>I</sub> (22) 5%;
3/2 <sup>+</sup>		780	402↓40%; 65I↑ 4%; 523↓+Q <sub>I</sub> (3I)22%; 400↑+Q <sub>I</sub> (22)20%;
3/2 <sup>+</sup>		800	65I↑46%; 402↓ 5%; 400↑+Q <sub>I</sub> (22)14%; 633↑+Q <sub>I</sub> (22)11%;
7/2 <sup>-</sup>		900	5I4↓69%; 503↑ 1%; 633↑+Q <sub>I</sub> (30)26%; 50I↑+Q <sub>I</sub> (22) 1%;
5/2 <sup>-</sup>		950	5I2↑30%; 633↑+Q <sub>I</sub> (3I)62%; 624↑+Q <sub>I</sub> (32) 4%;
9/2 <sup>+</sup>		1050	624↑74%; 642↑+Q <sub>I</sub> (22)13%; 5I2↑+Q <sub>I</sub> (32) 6%;
11/2 <sup>+</sup>		1050	6I5↑ 5%; 633↑+Q <sub>I</sub> (22)95%;
7/2 <sup>-</sup>		1050	503↑ 1%; 5I4↓ 1%; 52I↑+Q <sub>I</sub> (22)99%;
9/2 <sup>-</sup>		1060	523↓+Q <sub>I</sub> (22)100%;
1/2 <sup>-</sup>		1100	523↓+Q <sub>I</sub> (22)90%; 52I↑+Q <sub>I</sub> (22)10%;
3/2 <sup>+</sup>		1110	65I↑ 2%; 402↓ 1%; 633↑+Q <sub>I</sub> (22)79%; 52I↑+Q <sub>I</sub> (30)13%;

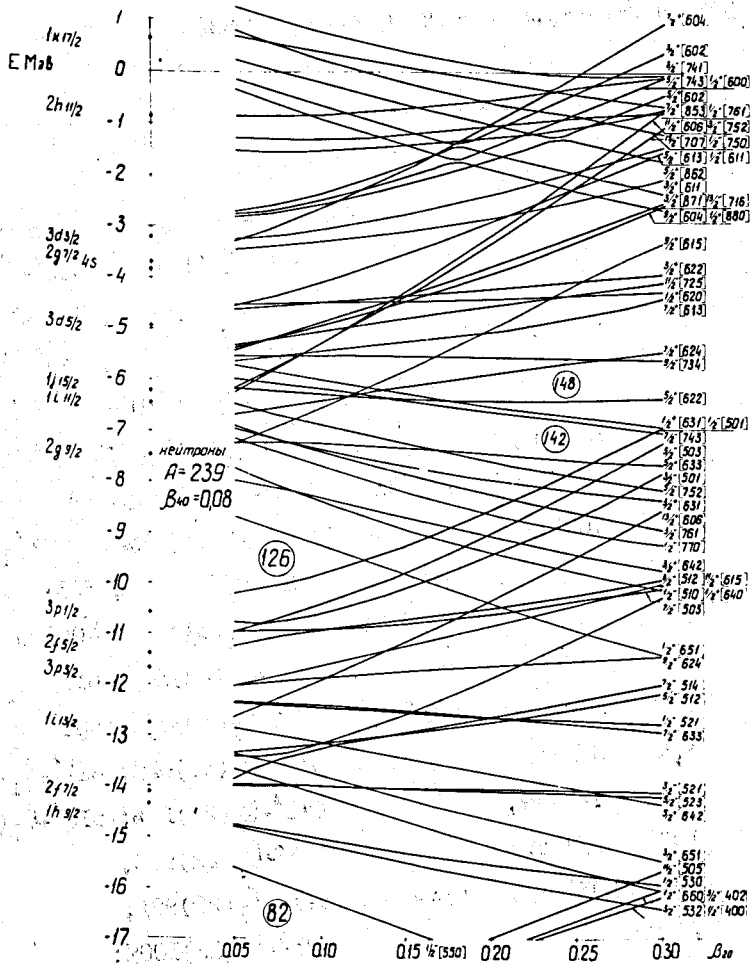


Рис. 1. Схема нейтронных одночастичных состояний.  $A = 239$ .

T A B L E  
Neutron system

THE WAVE FUNCTIONS OF SPHERICAL NUCLEUS

A = 239

N = 143

E	n+1	L	J	A	B1	C	B	Nn
15.0500	I	10	10.5	7.3746	5.5430	5.6101	4.2324	.5174
10.8700	I	8	7.5	6.5147	4.6829	4.7896	3.7715	.5046
5.4100	2	6	6.5	6.6459	3.8324	4.4721	3.4541	.3084
.6400	I	8	8.5	6.9932	4.9844	5.2323	4.9781	.5455
-3.1800	3	2	1.5	5.1393	2.2758	3.1646	3.5429	.1579
-3.6800	2	4	3.5	5.6991	3.1175	3.7708	3.9781	.3413
-3.8100	4	0	.5	4.3562	1.3871	2.4816	3.2366	.0624
-4.9400	3	2	2.5	5.2425	2.2724	3.1828	3.7486	.1592
-6.4300	I	6	5.5	6.1162	4.1410	4.4024	4.5932	.5378
-7.4500	2	4	4.5	5.9420	3.1284	3.8314	4.3475	.3414
-12.7300	I	6	6.5	6.5558	4.2718	4.6269	5.1082	.5343
-18.6900	3	0	.5	4.0332	1.2878	2.1821	3.5248	.1601
-18.8900	2	2	1.5	4.9637	2.2887	2.9718	4.0782	.3373
-20.5900	2	2	2.5	5.1154	2.2883	2.9869	4.1977	.3314
-21.6400	I	4	3.5	5.6676	3.4002	3.7454	4.6381	.5153
-24.7700	I	4	4.5	6.0056	3.4460	3.8353	4.9112	.5013
-32.8700	2	0	.5	3.8004	1.1698	1.8380	3.3942	.3059
-34.0800	I	2	1.5	5.0258	2.4424	2.8190	4.2288	.4576
-35.0900	I	2	2.5	5.2209	2.4499	2.8467	4.3432	.4460
-43.2100	I	0	.5	3.6349	1.0563	1.4184	2.9789	.3470

T A B L E  
Neutron system

THE WAVE FUNCTIONS OF SPHERICAL NUCLEUS									A = 239	N = 143
E	n+l	L	J	A	B1	C	B	Nn		
22.4900	I	II	II.5	7.5630	5.7423	5.6808	3.8615	.4937		
7.7600	I	9	9.5	7.1864	5.2977	5.4641	4.7364	.5402		
3.6800	2	5	4.5	6.0469	3.4622	4.0536	3.3104	.3127		
2.0200	I	7	6.5	6.3138	4.4474	4.6406	4.3576	.5335		
-.8500	2	5	5.5	6.2949	3.4976	4.1852	4.1645	.3366		
-6.2000	I	7	7.5	6.7853	4.6426	4.9557	5.0913	.5431		
-10.5500	3	I	.5	4.6241	1.8278	2.7212	3.6833	.1625		
-11.3700	2	3	2.5	5.3547	2.7271	3.4044	4.1341	.3440		
-11.6400	3	I	1.5	4.6935	1.8260	2.7273	3.7581	.1616		
-14.0800	2	3	3.5	5.5583	2.7303	3.4338	4.3437	.3388		
-14.3400	I	5	4.5	5.9036	3.7980	4.1088	4.6700	.5315		
-18.9400	I	5	5.5	6.2993	3.8732	4.2552	5.0488	.5204		
-26.0500	2	I	.5	4.4753	1.7873	2.4636	3.8459	.3245		
-26.8800	2	I	1.5	4.5661	1.7845	2.4665	3.9027	.3197		
-28.2400	I	3	2.5	5.3847	2.9524	3.3192	4.4948	.4909		
-30.1700	I	3	3.5	5.6566	2.9758	3.3775	4.6831	.4774		
-39.0700	I	I	.5	4.5129	1.8379	2.2101	3.7778	.4125		
-39.4800	I	I	1.5	4.6312	1.8392	2.2247	3.8375	.4048		

## T A B L E

## The states of deformed nuclei

A=239		N					
BETA20		.230	.230	.230	.230	.230	.230
BETA40		.080	.080	.080	.080	.080	.080
OMEGA= 1/2							
ENERGY		-10.629	-9.531	-6.649	-4.399	-2.307	-2.086
$Nn_z \lambda$		651	640	631	620	611	600
$\alpha$		.372	-1.372	.063	.121	6.150	2.656
1	10 21/2	.022	-.015	.001	-.020	.203	-.122
1	8 15/2	-.092	.153	.100	-.078	-.030	-.023
2	6 13/2	-.049	.069	-.101	-.089	.313	-.193
1	8 17/2	.069	-.042	-.016	-.088	.731	-.423
3	2 3/2	.326	.091	-.519	.319	-.125	-.189
2	4 7/2	.379	.366	-.198	.461	.267	.355
4	-0 1/2	-.271	.128	.373	.244	.363	.537
3	2 5/2	-.450	.366	.168	.555	-.211	-.466
1	6 11/2	.388	.631	.427	-.353	-.111	-.147
2	4 9/2	-.346	.412	-.509	-.388	-.064	.253
1	6 13/2	.346	-.271	.225	.128	-.214	.099
3	-0 1/2	.097	-.038	-.046	.072	.017	.029
2	2 3/2	-.155	-.066	.080	-.047	-.020	-.029
2	2 5/2	.135	-.084	-.003	.023	-.015	-.053
1	4 7/2	-.128	-.151	-.043	.028	.015	.021
1	4 9/2	.013	-.004	-.019	-.035	.003	.029
2	-0 1/2	.008	-.005	-.006	.001	.003	.004
1	2 3/2	-.015	-.010	.012	-.012	-.006	-.008
1	2 5/2	.017	-.013	.001	.005	-.002	-.012
1	-0 1/2	.002	-.001	-.001	.000	.001	.001
OMEGA= 1/2		OMEGA= 3/2					
ENERGY		-1.073	-9.212	-8.068	-4.100	-2.670	-1.903
$Nn_z \lambda$		880	642	631	622	611	602
$\alpha$		-1.657	0	0	0	0	0
1	10 21/2	.007	-.017	-.008	.020	-.023	.230
1	8 15/2	.019	-.129	.141	-.066	-.053	-.027
2	6 13/2	-.005	.068	.106	.090	-.036	.357
1	8 17/2	.024	-.049	-.013	.095	-.095	.850
3	2 3/2	.667	-.161	-.019	.375	.214	-.028
2	4 7/2	-.485	-.418	.183	.446	.635	.016
4	-0 1/2	.525	0	0	0	0	0
3	2 5/2	-.108	.311	.325	-.578	.637	.106
1	6 11/2	.146	-.592	.610	-.307	-.305	.005
2	4 9/2	-.007	.428	.614	.432	-.174	-.193
1	6 13/2	.002	-.340	-.264	-.142	.036	-.216
3	-0 1/2	.058	0	0	0	0	0
2	2 3/2	.068	.075	-.010	-.027	-.026	-.003
2	2 5/2	-.019	-.079	-.050	-.012	.067	.017
1	4 7/2	-.031	.131	-.095	.029	.037	-.001
1	4 9/2	-.001	-.016	.015	.041	-.022	-.016
2	-0 1/2	.011	0	0	0	0	0
1	2 3/2	.014	.011	-.002	-.007	-.009	-.001
1	2 5/2	-.005	-.013	-.009	-.001	.016	.004
1	-0 1/2	.003	0	0	0	0	0
OMEGA= 3/2		OMEGA= 5/2					
ENERGY		-.686	-7.535	-6.435	-2.568	-1.455	-1.222
$Nn_z \lambda$		871	633	622	613	602	862
1	10 21/2	.001	-.009	-.002	-.018	.076	.206
1	8 15/2	.010	-.131	-.120	.024	-.049	-.028

BETA20	.230	.230	.230	.230	.230	.230
BETA40	.080	.080	.080	.080	.080	.080

OMEGA= 3/2		OMEGA= 5/2				
------------	--	------------	--	--	--	--

TO BE CONTINUED

2 6 13/2	.017	.080	-.108	-.027	.136	.315
1 8 17/2	-.001	-.012	-.028	-.0A7	.310	.820
3 2 3/2	.883	0	0	0	0	0
2 4 7/2	-.414	-.329	-.078	-.273	.833	-.333
3 2 5/2	.159	.159	.165	.910	.322	-.060
1 6 11/2	.105	-.690	-.608	.115	-.253	.117
2 4 9/2	-.044	.516	-.729	-.255	.007	-.166
1 6 13/2	.001	-.303	-.182	.051	-.093	-.169
2 2 3/2	.092	0	0	0	0	0
2 2 5/2	.026	-.031	-.013	.077	.058	-.012
1 4 7/2	-.030	.085	-.056	-.023	.062	-.028
1 4 9/2	-.010	-.006	.046	-.036	.007	-.020
1 2 3/2	.017	0	0	0	0	0
1 2 5/2	.005	-.007	-.003	.014	.016	-.003

OMEGA= 7/2

ENERGY	-5.810	-4.944	-.384	-.2A1	OMEGA= 9/2	-11.413	-4.553
$N_{n_2} \lambda$	624	613	604	653	624	615	615
1 10 21/2	.000	.006	-.088	-.180	.027	.003	.003
1 8 15/2	-.102	.104	-.036	.049	-.049	-.034	-.034
2 6 13/2	.077	.062	-.128	-.279	-.030	.039	.039
1 8 17/2	.026	.037	-.407	-.814	.112	.036	.036
2 4 7/2	-.185	.049	.880	.423	0	0	0
1 6 11/2	-.667	.697	-.135	-.095	-.100	-.289	-.289
2 4 9/2	.668	.698	.042	.137	.086	.945	.945
1 6 13/2	-.236	-.053	-.077	.130	.983	-.115	-.115
1 4 7/2	.033	-.033	-.089	.045	0	0	0
1 4 9/2	.025	.072	.015	.023	-.027	.084	.084

OMEGA= 9/2

ENERGY	-3.671	-10.494	-2.366	-9.959	OMEGA=11/2		OMEGA=13/2
$N_{n_2} \lambda$	604	615	606	606	606	606	606
1 10 21/2	.001	.015	-.001	.006	.006	.006	.006
1 8 15/2	.096	-.038	.054	-.024	-.024	-.024	-.024
2 6 13/2	-.004	-.067	-.006	-.083	-.083	-.083	-.083
1 8 17/2	-.002	.061	-.016	.021	.021	.021	.021
1 6 11/2	.945	-.066	.996	0	0	0	0
2 4 9/2	.298	0	0	0	0	0	0
1 6 13/2	.076	.993	.069	.996	.996	.996	.996
1 4 9/2	.051	0	0	0	0	0	0

BETA20	.230	.230	.230	.230	.230	.230
BETA40	.080	.080	.080	.080	.080	.080
OMEGA= 1/2					OMEGA= 3/2	
ENERGY	-10.489	-9.022	-8.082	-1.139	-.724	-10.418
$N_{n_z} \lambda$	510	770	501	761	750	512
$\alpha$	-.560	-7.469	-.988	-5.256	5.071	0
1 11 23/2	-.009	.065	.002	-.034	-.008	.006
1 9 19/2	-.033	.235	.008	-.079	-.016	.020
2 5 9/2	.089	.004	-.053	-.193	.579	.095
1 7 13/2	-.030	-.014	-.001	-.205	.727	-.041
2 5 11/2	-.096	.358	.021	.864	.271	.066
1 7 15/2	-.134	.842	.023	-.374	-.098	.089
3 1 1/2	-.031	-.066	.828	-.014	-.006	0
2 3 5/2	.513	.063	-.407	.047	-.133	.757
3 1 3/2	.713	.094	.337	-.025	-.014	-.439
2 3 7/2	-.331	-.207	-.099	-.139	-.034	.315
1 5 9/2	-.260	-.016	.110	.057	-.185	-.316
1 5 11/2	.101	-.207	-.002	.025	.014	-.087
2 1 1/2	-.014	-.005	.075	-.004	.003	0
2 1 3/2	.034	.011	.044	-.002	-.003	-.011
1 3 5/2	.026	.004	-.038	.004	-.012	.040
1 3 7/2	-.040	-.019	-.018	-.022	-.006	.039
1 1 1/2	-.005	-.001	.017	-.001	.001	0
1 1 3/2	.008	.003	.011	.000	-.001	-.001
OMEGA= 3/2				OMEGA= 5/2		
ENERGY	-8.997	-8.613	-.938	-8.473	-7.817	-.388
$N_{n_z} \lambda$	501	761	752	503	752	743
1 11 23/2	-.010	.062	-.030	.004	.057	-.023
1 9 19/2	-.038	.227	-.068	.016	.214	-.045
2 5 9/2	.065	-.017	-.250	.066	-.031	-.224
1 7 13/2	-.002	-.037	-.246	-.011	-.061	-.200
2 5 11/2	-.055	.347	.846	.022	.322	.882
1 7 15/2	-.148	.850	-.341	.071	.891	-.337
2 3 5/2	.485	.020	.054	.964	-.052	.042
3 1 3/2	.829	.157	-.031	0	0	0
2 3 7/2	-.117	-.195	-.126	.140	-.138	-.100
1 5 9/2	-.154	.013	.044	-.176	.035	.044
1 5 11/2	.039	-.189	.023	-.026	-.158	.030
2 1 3/2	-.082	.018	-.004	0	0	0
1 3 5/2	.036	.000	.006	.090	-.007	.006
1 3 7/2	-.020	-.021	-.020	.028	-.018	-.018
1 1 3/2	.021	.005	-.001	0	0	0
OMEGA= 7/2				OMEGA= 9/2		
ENERGY	-11.457	-6.691	-11.158	-5.400	-4.209	-3.319
$N_{n_z} \lambda$	503	743	505	734	725	716
1 11 23/2	.001	.049	-.000	.038	.026	.015
1 9 19/2	-.005	.169	-.001	.150	.101	.053
2 5 9/2	-.046	-.030	-.080	-.020	0	0
1 7 13/2	.024	-.079	.057	-.086	-.077	-.053
2 5 11/2	.049	.264	-.013	.170	.072	0
1 7 15/2	.037	.932	-.010	.967	.989	.997
2 3 7/2	.948	-.067	0	0	0	0
1 5 9/2	.286	.030	.992	.020	0	0
1 5 11/2	-.071	-.110	.078	-.059	-.021	0
1 3 7/2	.088	-.010	0	0	0	0
OMEGA=15/2						
ENERGY	-2.857					
$N_{n_z} \lambda$	707					
1 11 23/2	.006					
1 9 19/2	-.017					
1 7 15/2	1.000					

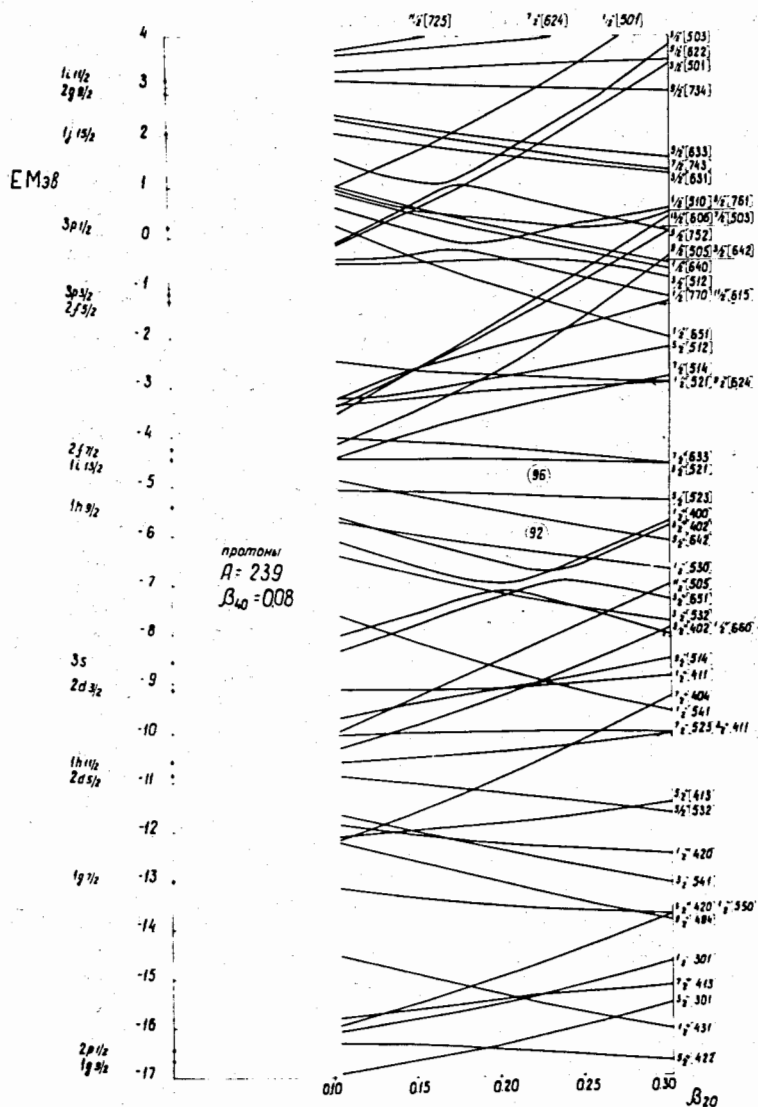


Рис. 2. Схема протонных одночастичных состояний.  $A = 239$ .



## T A B L E

## Proton system

## THE WAVE FUNCTIONS OF SPHERICAL NUCLEUS

A = 239

Z = 93

E	n+1	L	J	A	B1	C	B	Nn
41.1300	I	12	12.5	7.4423	6.2015	6.1157	4.2311	.5453
24.7800	I	10	10.5	7.1433	5.8028	5.9322	4.8205	.5793
21.2600	I	8	7.5	6.3190	4.8824	5.0337	4.3093	.5628
16.6400	2	6	6.5	6.4459	3.9479	4.6424	3.8638	.3414
9.4600	I	8	8.5	6.8253	5.1793	5.4663	5.2960	.5868
8.3500	3	2	1.5	5.0525	2.3092	3.2409	3.6911	.1658
7.8200	4	0	.5	4.3062	1.3983	2.5196	3.3423	.0647
7.0500	2	4	3.5	5.5921	3.1947	3.8884	4.1977	.3618
6.1800	3	2	2.5	5.1700	2.3095	3.2596	3.9030	.1664
2.7900	I	6	5.5	6.0042	4.3051	4.5907	4.8647	.5738
2.6100	2	4	4.5	5.8544	3.2181	3.9686	4.5597	.3602
-4.4200	I	6	6.5	6.4510	4.4762	4.8557	5.3720	.5700
-8.5200	3	0	.5	4.0729	1.2959	2.2312	3.6906	.1635
-9.0800	2	2	1.5	4.9699	2.3482	3.0793	4.2818	.3499
-11.0000	2	2	2.5	5.1341	2.3515	3.1061	4.4144	.3437
-12.9900	I	4	3.5	5.6429	3.5689	3.9388	4.8948	.5444
-16.6100	I	4	4.5	5.9895	3.6514	4.0804	5.1895	.5330
-23.3900	2	0	.5	3.9843	1.1849	1.9244	3.6661	.3070
-25.4300	I	2	1.5	5.1513	2.6244	3.0606	4.5664	.4821
-26.6700	I	2	2.5	5.3664	2.6685	3.1265	4.7161	.4732
-33.7900	I	0	.5	4.3309	1.2427	1.7800	3.7446	.3547

T A B L E  
Proton system

THE WAVE FUNCTIONS OF SPHERICAL NUCLEUS

A = 239    Z = 93

E	n+l	L	J	A	B1	C	B	Nn
32.8500	I	II	II.5	7.2928	6.0510	6.0708	4.2743	.5542
31.2500	I	9	8.5	6.4781	5.0941	5.1478	3.6970	.5295
16.9600	I	9	9.5	6.9894	5.5149	5.7299	5.1297	.5882
15.3400	2	5	4.5	5.8698	3.5576	4.2013	3.6588	.3439
12.7700	3	3	3.5	5.6232	2.7176	3.6650	3.3664	.1541
II.7200	I	7	6.5	6.1649	4.6125	4.8428	4.6913	.5755
9.6800	2	5	5.5	6.1556	3.5978	4.3301	4.4035	.3591
2.3200	I	7	7.5	6.6470	4.8426	5.1731	5.3715	.5806
.2000	3	I	.5	4.6000	1.8519	2.7818	3.8408	.1683
-1.0700	3	I	1.5	4.6784	1.8490	2.7909	3.9220	.1671
-1.2100	2	3	2.5	5.3040	2.7949	3.5142	4.3339	.3601
-4.3100	2	3	3.5	5.5204	2.8097	3.5627	4.5497	.3545
-5.4800	I	5	4.5	5.8334	3.9643	4.2934	4.9246	.5634
-10.7500	I	5	5.5	6.2336	4.0806	4.4830	5.3109	.5537
-16.4400	2	I	.5	4.5530	1.8297	2.5627	4.0718	.3325
-17.3700	2	I	1.5	4.6535	1.8310	2.5752	4.1387	.3279
-19.6600	I	3	2.5	5.4215	3.1231	3.5297	4.7773	.5174
-21.9400	I	3	3.5	5.7055	3.1833	3.6319	4.9946	.5067
-30.1600	I	I	.5	4.7977	2.0234	2.4883	4.2327	.4320
-30.6900	I	I	1.5	4.9397	2.0528	2.5393	4.3267	.4276

## TABLE

The states of deformed nuclei

A=239 P							
BETA20	.230	.230	.230	.230	.230	.230	
BETA40	.080	.080	.080	.080	.080	.080	
OMEGA= 1/2						OMEGA= 3/2	
ENERGY	-9.165	-7.703	-6.691	-1.208	-1.162	-10.329	
$Nn_2A$	411	660	400	651	640	411	
$\alpha$	-5.89	6.230	.473	-2.391	1.199	0	
1 12 25/2	.003	.018	.001	.005	-.005	.001	
1 10 21/2	-.012	.077	.006	.019	-.022	.007	
1 8 15/2	-.010	-.012	-.001	.154	.130	.004	
2 6 13/2	.033	.146	.010	-.045	.106	.028	
1 8 17/2	.040	.256	.021	.050	-.051	.021	
3 2 3/2	-.034	-.002	-.051	.277	-.033	-.030	
4 -0 1/2	-.002	.017	-.067	-.181	.192	0	
2 4 7/2	.120	-.035	.067	.433	.199	-.068	
3 2 5/2	-.029	.118	-.068	-.303	.464	-.012	
1 6 11/2	-.042	-.021	-.001	.606	.497	.031	
2 4 9/2	.120	.357	.025	-.255	.517	.156	
1 6 13/2	.130	.785	.060	.235	-.343	.078	
3 -0 1/2	-.319	-.085	.836	.090	-.085	0	
2 2 3/2	.714	-.122	.440	-.167	-.015	-.158	
2 2 5/2	.430	-.255	-.251	.122	-.150	.891	
1 4 7/2	-.354	.060	-.126	-.190	-.115	.266	
1 4 9/2	-.157	-.237	.001	.019	-.018	-.264	
2 -0 1/2	.011	-.002	.061	.009	-.012	0	
1 2 3/2	.012	-.009	.038	-.023	-.005	-.002	
1 2 5/2	.035	-.019	-.040	.019	-.027	.033	
1 -0 1/2	.004	-.000	.022	.002	-.003	0	
OMEGA= 3/2			OMEGA= 5/2			OMEGA= 7/2	
ENERGY	-7.058	-6.824	-11.826	-8.926	-5.798	-10.399	
$Nn_2A$	402	651	413	402	642	404	
1 12 25/2	.016	-.005	-.000	.001	.014	-.500	
1 10 21/2	.072	-.021	-.000	.004	.066	-.000	
1 8 15/2	-.033	.010	.022	-.001	-.052	.010	
2 6 13/2	.123	-.034	-.002	.015	.084	-.002	
1 8 17/2	.241	-.071	.000	.014	.229	-.601	
3 2 3/2	-.033	-.081	0	0	0	0	
2 4 7/2	.000	.101	-.041	-.054	-.042	-.111	
3 2 5/2	.084	-.071	.009	-.102	.059	0	
1 6 11/2	-.066	.018	.124	.005	-.103	.066	
2 4 9/2	.332	-.091	-.042	.077	.289	-.023	
1 6 13/2	.799	-.229	-.005	.062	.893	-.010	
2 2 3/2	.311	.690	0	0	0	0	
2 2 5/2	-.132	.268	-.137	.965	-.104	0	
1 4 7/2	-.033	-.192	.963	.159	.043	.986	
1 4 9/2	-.209	.039	.184	-.113	-.151	.098	
1 2 3/2	.023	.078	0	0	0	0	
1 2 5/2	-.009	.041	.015	.084	-.015	0	
OMEGA= 7/2			OMEGA= 9/2	OMEGA= 11/2	OMEGA= 13/2		
ENERGY	-4.268	-2.867	-1.838	-1.253			
$Nn_2A$	633	624	615	606			
1 12 25/2	.010	.006	.003	.001			
1 10 21/2	-.051	.033	.017	.007			
1 8 15/2	-.058	-.052	-.040	-.025			
2 6 13/2	.021	-.042	-.087	-.108			
1 6 17/2	.184	.123	.066	.023			
2 4 7/2	-.029	0	0	0			
1 6 11/2	-.116	-.100	-.065	0			
2 4 9/2	.189	.082	0	0			
1 6 13/2	.950	.991	.991	.994			
1 4 7/2	.028	0	0	0			
1 4 9/2	-.080	-.029	0	0			

BETA20	.230	.230	.230	.230	.230	.230
BETA40	.080	.080	.080	.080	.080	.080
OMEGA= 1/2					OMEGA= 3/2	
ENERGY	-8.660	-6.421	-2.879	-1.008	-7.319	-4.535
$N_{n_2}\lambda$	541	530	521	510	532	521
0	3.789	-2.732	.882	-6.770	0	0
1 11 23/2	.002	-.003	.010	-.073	.002	.003
1 9 17/2	.045	.019	-.020	.006	.042	.014
1 9 19/2	.011	-.013	-.034	-.246	.011	.009
2 5 9/2	.150	.007	.091	.048	.102	.038
3 3 7/2	-.018	.088	-.006	-.075	-.012	.047
1 7 13/2	.203	.083	-.086	-.000	.197	.070
2 5 11/2	-.016	.145	-.138	-.334	-.040	.181
1 7 15/2	.033	-.024	.126	-.799	.031	.054
3 1 1/2	.181	-.174	.450	.048	0	0
3 1 3/2	-.136	.475	-.231	.196	-.097	.256
2 3 5/2	.403	-.034	.556	.204	.365	-.107
2 3 7/2	-.092	.647	.403	.145	-.168	.807
1 5 9/2	.745	.319	-.421	-.119	.831	.337
1 5 11/2	.168	-.415	-.192	.242	.252	-.335
2 1 1/2	-.120	.054	-.064	-.007	0	0
2 1 3/2	.067	-.121	.023	-.001	.039	-.037
1 3 5/2	-.215	-.022	.001	.008	-.136	-.013
1 3 7/2	.018	-.033	-.025	.004	.029	.009
1 1 1/2	-.021	.010	-.017	-.003	0	0
1 1 3/2	.012	-.027	.007	-.001	.010	-.010
OMEGA= 3/2		OMEGA= 5/2		OMEGA= 7/2		
ENERGY	-.590	-11.361	-5.314	-2.651	-9.928	-3.456
$N_{n_2}\lambda$	512	52	523	512	523	514
1 11 23/2	.067	.011	.000	.007	.007	-.001
1 9 17/2	-.029	-.018	.034	.003	-.014	.022
1 9 19/2	.227	.053	.002	.023	.036	-.003
2 5 9/2	.038	-.047	.024	-.064	-.030	-.052
3 3 7/2	.059	.027	.007	-.017	.005	.018
1 7 13/2	-.060	-.067	.168	.034	-.059	.120
2 5 11/2	.314	.052	-.054	.155	-.025	-.040
1 7 15/2	.777	.196	-.002	.111	.138	-.021
3 1 3/2	-.206	0	0	0	0	0
2 3 5/2	.348	-.046	.197	-.101	0	0
2 3 7/2	-.053	.227	-.202	.907	.105	-.169
1 5 9/2	-.122	-.141	.914	.275	-.119	.965
1 5 11/2	-.227	.929	.219	-.212	.974	.145
2 1 3/2	.002	0	0	0	0	0
1 3 5/2	.014	.035	-.056	-.009	0	0
1 3 7/2	.004	-.102	-.022	.062	-.037	.008
1 1 3/2	.002	0	0	0	0	0
OMEGA= 7/2		OMEGA= 9/2		OMEGA= 11/2		
ENERGY	-1.284	-8.840	-1.903	-8.190		
$N_{n_2}\lambda$	503	514	505	505		
1 11 23/2	.004	.003	-.001	.001		
1 9 17/2	-.001	-.009	.010	-.004		
1 9 19/2	.014	.019	-.002	.008		
2 5 9/2	-.051	-.015	-.107	0		
3 3 7/2	-.063	0	0	0		
1 7 13/2	.009	-.044	.064	-.027		
2 5 11/2	.069	-.085	-.017	-.116		
1 7 15/2	.077	.076	-.016	.028		
2 3 7/2	.964	0	0	0		
1 5 9/2	.184	-.075	.989	0		
1 5 11/2	-.088	.989	.077	.992		
1 3 7/2	.105	0	0	0		



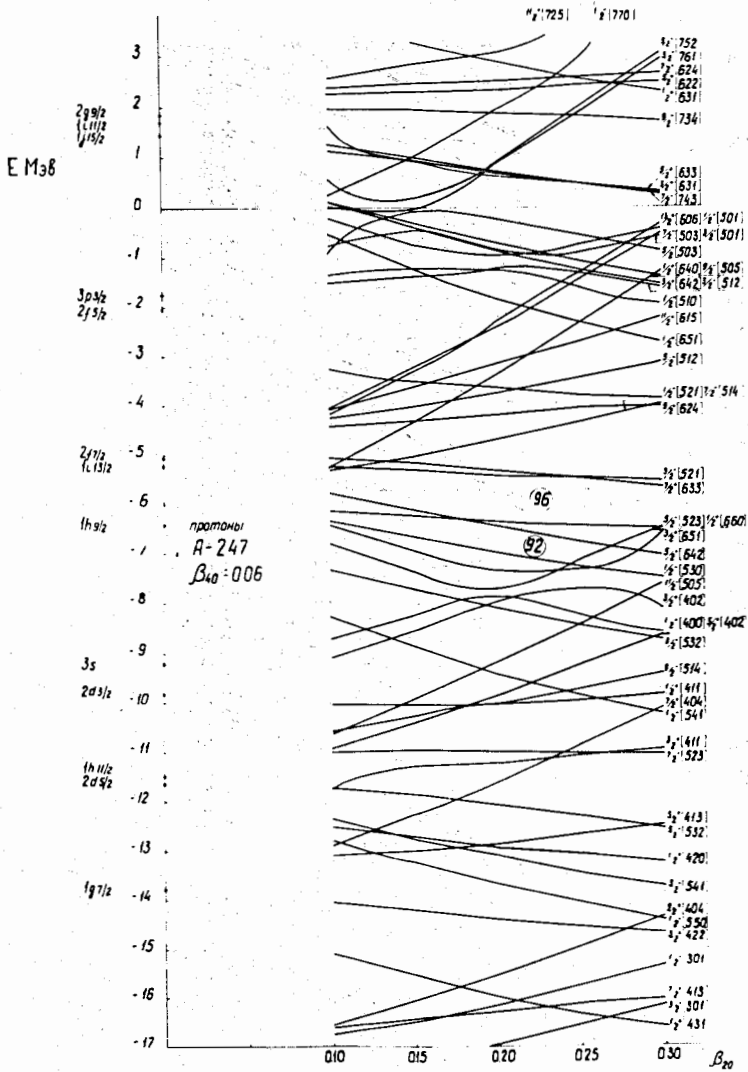


Рис. 4. Схема протонных одночастичных состояний.  $A = 247$ .

Одночастичные энергии, волновые функции потенциала Саксона-Вудса и уровни нечётных ядер в области актинидов

Приведены одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса для описания деформированных ядер в области  $234 \leq A \leq 250$ . Рассчитаны энергии и волновые функции неротационных состояний нечётных ядер с учётом взаимодействия квазичастиц с фононами. Роль взаимодействия квазичастиц с фононами возросла для ядер в области актинидов по сравнению с ядрами редкоземельной области. Получено достаточно хорошее описание энергий низколежащих неротационных состояний в  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{245}\text{Cm}$ ,  $^{247}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Cm}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{241}\text{Am}$  и  $^{249}\text{Bk}$ . Рассчитанные одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса могут служить базисом при вычислении различных характеристик ядер рассматриваемой области.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1970**

Gareev F.A., Ivanova S.P., Malov L.A.,  
Soloviev V.G.

P4-5470

**Single-Particle Energies and Wave Functions of the  
Saxon-Woods Potential and Odd-Mass Nuclei in the Actinide  
Region**

Single-particle energies and wave functions of the Saxon-Woods potential are presented to describe the deformed nuclei in the region  $234 \leq A \leq 250$ . The energies and wave functions of nonrotational states of odd-mass are calculated taking into account the quasiparticle-phonon interaction. Interaction of quasiparticles with phonons are of greater importance for the actinide region nuclei than for those of rare-earth region. A rather good description is obtained for the energies of low-lying nonrotational states in  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{245}\text{Cm}$ ,  $^{247}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Cm}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{241}\text{Am}$  and  $^{249}\text{Bk}$ . The calculated single-particle energies and wave functions of the Saxon-Woods potential can serve as the basis in calculating different characteristics for the nuclei of the region considered.

**Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1970**