

F 202

Acta Phys Polon., 1967,
v. 32, F. 3(9), p. 401-477

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 2976



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин

ОДНОЧАСТИЧНЫЕ УРОВНИ СРЕДНЕГО ПОЛЯ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1966

P4 - 2976

Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин

ОДНОЧАСТИЧНЫЕ УРОВНИ СРЕДНЕГО ПОЛЯ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Направлено в " Acta Physica Polonica "

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

4614/3 22.

1. Введение

Известно, что исключительно большую роль в реакциях прямого типа играют краевые столкновения^{/1/} (особенно в реакциях между сложными ядрами). Они дают основной вклад в сечение процесса. Поэтому необходимо, чтобы модельные волновые функции ядерных состояний, принимающих участие в переходах, имели правильное поведение на границе и периферии ядра.

Вопрос о правильном поведении волновых функций имеет важное значение при анализе структуры ядра и его возбужденных состояний. В настоящее время накапливается все больше данных, свидетельствующих о том, что коррелятивные силы между нуклонами особенно эффективны в поверхностном слое ядра (см., например,^{/2,3/}).

Поверхность ядра дает наибольший вклад и при электромагнитных переходах высокой мультипольности $\lambda \geq 2$, поскольку радиальная часть оператора перехода является резко возрастающей функцией от $r(r^\lambda)$.

До самого последнего времени в качестве модельных одночастичных состояний деформированного ядра использовались состояния, полученные в работе Нильссона^{/4/}, сыгравшей значительную роль в ядерной спектроскопии.

Однако волновые функции этих состояний неточны в указанном выше смысле, так как они являются решением уравнения Шредингера с осцилляторным потенциалом, сильно искажающим их поведение на границе и периферии ядра.

Для получения более корректных волновых функций и одночастичных состояний деформированного ядра необходимо исходить из анизотропного потенциала Саксона-Вудса, который в большей степени соответствует реальной ситуации.

Впервые эту задачу решали Немировский и Чепурнов^{/5/}, опиравшиеся на метод численного интегрирования системы дифференциальных уравнений.

В этой статье мы представим иной вариант решения, основанный на методе диагонализации и результатах работы^{/6/}, что позволяет получить волновые функции одно-
х/ В работе^{/6/} использовался метод Миллера и Гуда. Следует заметить, что значительно раньше аналогичный подход к решению уравнения Шредингера был применен Петрашем^{/7/} (на это обратили наше внимание С.И. Дроздов и Ю.К. Хохлов).

частичных состояний деформированного ядра в аналитическом виде.

2. Решение уравнения Шредингера

В случае деформированного ядра (для деформации квадрупольного типа) можно предположить, что его средний радиус R определяется формулой:

$$R = R_0 [1 + a_0 Y_2^0 + a_2 (Y_2^2 + Y_2^{-2})] =$$

$$= R_0 [1 + \frac{a_0}{\sqrt{2\pi}} P_2 + \frac{2a_2}{\sqrt{2\pi}} P_2^{(2)} \cos 2\phi], \quad (1)$$

причем

$$a_0 = \beta \cos \gamma, \quad (2)$$

$$a_2 = \frac{\beta}{\sqrt{2}} \sin \gamma,$$

а R_0 - радиус равновеликой сферы ^{/4/}.

Запишем уравнение Шредингера:

$$[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V(\beta, \gamma, \vec{r}) - E] \Psi = 0. \quad (3)$$

Прибавляя и вычитая сферически симметричную часть потенциала $V(0,0,r)$, имеем

$$[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V(0,0,r) + \bar{V}(\beta, \gamma, \vec{r}) - E] \Psi = 0, \quad (4)$$

где

$$\bar{V}(\beta, \gamma, \vec{r}) = V(\beta, \gamma, \vec{r}) - V(0,0,r).$$

Разложим $\bar{V}(\beta, \gamma, \vec{r})$ в ряд по мультиполям:

$$\bar{V}(\beta, \gamma, \vec{r}) = \sum_{\lambda\mu} C_{\lambda}^{\mu}(\beta, \gamma, r) Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \phi). \quad (5)$$

В нашем случае потенциал $V(\beta, \gamma, \vec{r})$ есть

$$V(\beta, \gamma, \vec{r}) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left\{\frac{r - R(\beta, \gamma, \theta, \phi)}{a}\right\}} + V_{s.o.}(\beta, \gamma, r, \theta, \phi), \quad (6)$$

где $V_{s.o.}$ - спин-орбитальное взаимодействие. Предполагая, что $\bar{V}_{s.o.} = V_{s.o.}(\beta, \gamma, r, \theta, \phi) - V_{s.o.}(0,0,r)$ мало (оценку этого эффекта мы произведем ниже), имеем:

$$\bar{V}(\beta, \gamma, r, \theta, \phi) = -V_0 \left\{ \frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{r - R(\beta, \gamma, \theta, \phi)}{a}\right\}} - \frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{r - R_0}{a}\right\}} \right\}. \quad (7)$$

Из (1) и (7) следует, что выражение $\bar{V}(\beta, \gamma, r, \theta, \phi)$ инвариантно по отношению к преобразованиям:

$$\phi \rightarrow -\phi; \quad \phi \rightarrow \pi + \phi; \quad \theta \rightarrow \pi - \theta. \quad (8)$$

Поэтому коэффициенты разложения (5) обладают следующими свойствами:

$$C_{\lambda}^{\mu} = C_{\lambda}^{-\mu} \quad \text{и} \quad \lambda, \mu \quad \text{- четные.} \quad (9)$$

Будем искать решение уравнения (4) в виде суперпозиции:

$$\Psi = \sum_{n\ell m} a_{n\ell m}^m \psi_{n\ell m}^m, \quad (10)$$

где $\psi_{n\ell m}^m$ являются собственными волновыми функциями уравнения Шредингера со сферически-симметричным потенциалом $V(0,0,r)$

$$[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V(0,0,r) - \epsilon_{n\ell m}] \psi_{n\ell m}^m = 0, \quad (11)$$

причем $\psi_{n\ell m}^m = R_{n\ell m}(r) Y_{\ell m}^m$,

$$Y_{\ell m}^m \quad \text{- шаровой спинор.} \quad (12)$$

Радиальная часть волновой функции (12) имеет вид:

$$R_{n\ell m}(r) = \frac{N}{r} H_n[S(r)] \exp[-S^2(r)/2], \quad (13)$$

функция $S(r)$ определена в ^{/1/}.

Из факта сохранения четности следует, что в разложение (10) входят члены с одинаковыми ℓ по четности.

Подставляя выражение (10) в уравнение (4), умножая результат слева на $(\psi_{n\ell j}^m)^*$ и интегрируя, получаем:

$$(\epsilon_{n\ell j} - E) a_{n\ell j}^m + \sum_{n\ell m} a_{n\ell m}^m \langle \psi_{n\ell j}^m | \sum_{\lambda\mu} C_{\lambda}^{\mu} Y_{\lambda}^{\mu} | \psi_{n\ell j}^m \rangle = 0, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \langle \psi_{n\ell j}^m | \sum_{\lambda\mu} C_{\lambda}^{\mu} Y_{\lambda}^{\mu} | \psi_{n\ell j}^m \rangle &= \sum_{\lambda\mu} \langle R_{n\ell j} | C_{\lambda}^{\mu} | R_{n\ell j} \rangle \langle Y_{\ell}^m | Y_{\lambda}^{\mu} | Y_{\ell}^m \rangle = \\ &= \sum_{\lambda\mu} \langle R_{n\ell j} | C_{\lambda}^{\mu} | R_{n\ell j} \rangle \cdot \frac{(-1)^{\ell+\ell'-m-m'}}{\sqrt{4\pi}} [(2\lambda+1)(2\ell+1)(2j'+1)]^{1/2}. \quad (15) \end{aligned}$$

$$(\ell\lambda 00 | \ell' 0) (\lambda j' \mu - m' | j - m) W(\ell\lambda \lambda j; \ell' j').$$

Решая систему уравнений (14), можно определить значения энергии E и коэффициенты $a_{n\ell j}^m$ суперпозиции (10), т.е. волновые функции состояния.

В этой статье мы рассмотрим одночастичные уровни аксиально-симметричного ядра, т.е. случай $\gamma = 0$. Нетрудно видеть, что при этом $\mu = 0$ и хорошим квантовым числом является величина проекции углового момента m на ось симметрии ядра и четность.

3. Разложение потенциала \bar{V} в ряд по сферическим функциям

Для решения системы уравнения (14) необходимо определить функции $C_{\lambda}^0(\beta, r)$

$$C_{\lambda}^0(\beta, r) = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \bar{V}(\beta, r, \theta) Y_{\lambda}^0(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi, \quad (16)$$

где

$$\bar{V}(\beta, r, \theta) = \bar{V}(\beta, \gamma, r, \theta, \phi) |_{\gamma=0} = -V_0 \left\{ \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{r-R(\beta, \theta)}{a}\right]} - \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{r-R_0}{a}\right]} \right\}. \quad (17)$$

Функции (16) получены численно. На рис. 1 ($\beta = 0,32$) и 2 ($\beta = 0,16$) приведены кривые, соответствующие функциям $\left\{ \frac{2\lambda+1}{4\pi} \right\}^{1/2} C_{\lambda}^0(\beta, r)$ (ядро Nd^{143} ,

$$V_0 = 48,8 \text{ Мэв}, \quad r_0 = 1,24 \text{ ф}, \quad a = 0,65 \text{ ф}.$$

Как и следовало ожидать, максимальный вклад в разложение \bar{V} дает компонента с $\lambda = 2$. Заметную величину имеет и функция $\lambda = 4$. Однако она знакопеременна. Функции с $\lambda = 0$ и $\lambda = 6$ значительно меньше. Таким образом, вклад в разложение потенциала \bar{V} компонент с $\lambda > 2$ резко уменьшается с увеличением λ . Сравнивая рис. 1 и 2, можно видеть, что вклад компонент с большими λ уменьшается также и при уменьшении деформации β .

На рис. 1, 2 жирные кривые описывают поведение исходной функции \bar{V} . Частичная сумма $\bar{V} = \sum_{\lambda=0}^6 C_{\lambda}^0(\beta, r) Y_{\lambda}^0(\theta, \phi)$ с высокой точностью ($\approx 1\%$) соответствует функции \bar{V} во всей области, где эта функция заметно отличается от нуля.

Следует отметить, что заметный вклад компоненты с $\lambda = 4$, особенно вблизи границы ядра, может сыграть важную роль при анализе реакций прямого типа. На это обстоятельство обратил внимание Дроздов^{/8/}, рассмотревший неупругое рассеяние дейтронов, сопровождаемое возбуждением ротационных состояний деформированных ядер. Учет компоненты с $\lambda = 4$ может также привести к улучшению согласия теории с экспериментом по α -распаду тяжелых ядер^{/10/}.

Оценим изменение объема, обусловленное преобразованием (1) среднего радиуса ядра. Предполагая, что плотность ядерного вещества описывается распределением Ферми и разлагая $\Delta\rho(r, \theta)$ в ряд по мультиполям, для относительного изменения объема в полной аналогии с (5) получаем:

$$(\nu - \nu_0) / \nu_0 = \left[\int_0^{\infty} C_0^0(\beta, r) r^2 dr \right] \cdot \left[4V_0 \int_0^{\infty} \frac{r^2 dr}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)} \right]^{-1}, \quad (18)$$

где $C_0^0(\beta, r)$ — функция, вычисленная ранее при разложении \bar{V} . Интеграл, стоящий в числителе, можно определить численно, а для оценки знаменателя используем приближенную формулу^{/11/}

$$\int_0^{\infty} \frac{r^2 dr}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)} = \frac{R_0}{3} \left[1 + 9,85 \left(\frac{a}{R_0} \right)^3 \right]. \quad (19)$$

При $R_0 = 7,2 \text{ ф}$, $a = 0,65 \text{ ф}$ и $\beta = 0,32$ для относительного изменения объема имеем $(\nu - \nu_0) / \nu_0 = 0,5\%$. При меньших значениях параметра β это изменение будет еще меньше. Таким образом, можно считать, что объем сохраняется с хорошей точностью.

3. Система нейтронных уровней

Для определенности рассмотрим область ядер вблизи Nd^{148} . Известно, что при незначительном увеличении атомного веса ядра этой области изменяют свою форму в широких пределах ($\beta \approx 0$ для $Nd^{142-148}$ и $\beta \approx 0,3$ для Nd^{152}). Поэтому при методическом исследовании достаточно ограничиться именно этими ядрами.

В качестве базисных естественно выбрать одночастичные волновые функции и энергии состояний сферического ядра $Nd^{148}/8/$.

Используя, кроме того, разложение (18), можно численно решить систему уравнений (14).

Благодаря свойствам симметрии оператора $\bar{V}(\beta, r, \theta)$, "связывающего" состояния одинаковой четности и m , ранг матрицы, которую необходимо диагонализировать, уменьшается.

Естественно, что в разложении (10) необходимо ограничиться лишь теми состояниями ψ_{nl}^m сферически-симметричного ядра, учет которых дает существенный эффект. Такими состояниями являются связанные состояния, а также самые нижние состояния сплошного спектра. Проблема учета состояний сплошного спектра весьма сложна. Однако приближенно эта задача может быть решена следующим образом. Прежде всего, ясно, что наибольший вклад дадут те состояния, которые соответствуют квазистационарным уровням. Волновые функции этих уровней максимальны внутри ядра, проникаемость эффективного потенциального барьера при этом мала ^{12/}. Такие состояния обладают малыми энергиями и большими моментами. Учитывая характер задачи, их с хорошей точностью можно описывать стационарными волновыми функциями. Отличие функций за пределами барьера от реальных не имеет большого значения, так как в матричные элементы системы уравнений (14) входит величина \bar{V} , быстро стремящаяся к нулю при больших r . Учет нескольких наиболее низких квазистационарных состояний необходим, так как они заметным образом влияют на поведение верхних связанных уровней деформированного ядра. Волновые функции и энергии квазистационарных состояний были вычислены по методу, изложенному в ^{18/}.

На рис. 3а,б приведена система нейтронных уровней ядра Nd^{148} (параметры потенциала Саксона-Вудса указаны выше, а константа спин-орбитального взаимодействия $\kappa = 0,28 \text{ ф}^2$) в зависимости от деформации. По оси абсцисс отложены значения параметра β и a ($\beta \approx 1,59a$). Базисные состояния, которые были учтены при вычислениях, даны в таблице 1. Обозначения параметров, определяющих радиальную часть волновых функций этих состояний, имеют тот же смысл, что и в ^{18/}. Принималось во внимание взаимодействие всех (указанных в таблице) четных или нечетных состояний соответственно. Максимальный ранг матрицы ($m = \pm 1/2$) в обоих случаях был равен 13.

В ходе расчетов было исследовано влияние компонент разложения потенциала \bar{V} , имеющих индексы $\lambda = 8$ и $\lambda = 4$, на положение уровней. Если предположить, что $C_{\lambda=8}^0(\beta, r) = 0$, то система уровней практически не изменяется (возникающий сдвиг уровней составляет всего ≈ 50 кэВ). Это обусловлено малостью функции $C_{\lambda=8}^0$, которая, кроме того, дважды меняет знак (см. рис. 1). Очевидно, что эту компоненту можно не учитывать.

Если положить $C_{\lambda=4}^0(\beta, r) = 0$, то наблюдаются более заметные сдвиги уровней. Максимальная величина сдвига (для разных уровней эти сдвиги отличаются как по величине, так и по знаку) составляет 0,3-0,5 МэВ. Таким образом, компоненту $C_{\lambda=4}^0(\beta, r)$ следует учитывать.

Подавляющий вклад в эффект расщепления уровней вносит компонента с $\lambda = 2$.

Как уже было отмечено выше, в расчетах учитывалось взаимодействие большого числа базисных состояний одинаковой четности. Необходимость такого учета следует из сравнения данных, полученных в описанном приближении и приближении "независимых оболочек", которое было использовано Нильссоном ^{14/}. Для иллюстрации на рис. 4 дан фрагмент системы нейтронных уровней. Сплошные линии описывают поведение уровней этой оболочки в нашем приближении, пунктирные - те же уровни, рассчитанные по методу "независимых оболочек" (взаимодействуют лишь состояния, принадлежащие данной оболочке). Мы видим, что оба варианта существенно отличаются друг от друга. При включении взаимодействия между оболочками возникают заметные сдвиги. Их величина и знак для различных уровней разные. Наибольшая часть сдвига обусловлена взаимодействием состояний соседних одинаковых по четности оболочек. Рис. 4 свидетельствует также о том, что эффект включения взаимодействия между оболочками не равнозначен введению другой "эффективной" деформации.

Мы уже упоминали о том, что данные расчеты производились в предположении, что спин-орбитальное взаимодействие не изменяется с ростом деформации $\beta(a)$. Сделаем теперь грубую оценку влияния отброшенного члена $\bar{V}_{so}(\beta, r)$. Порядок величины вклада этого члена определяется как $\bar{V}_{so}(\beta, r) \approx \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \bar{V}(\beta, r)$. Главная компонента в $\bar{V}(\beta, r)$ описывается функцией $C_{\lambda=2}^0(\beta, r)$, поэтому ясно, что функция $\bar{V}_{so}(\beta, r)$ с точностью до численного множителя близка по своему поведению к функции $C_{\lambda=4}^0(\beta, r)$ (см. рис. 1). По величине эти функции почти совпадают в случае состояний с большими моментами ($l \approx 5-8$). Отсюда можно сделать вывод, что учет $\bar{V}_{so}(\beta, r)$ приведет к сдвигу уровней, в волновых функциях которых основную роль играют компоненты с такими большими моментами. Величина этого сдвига может составить $|\Delta E| \approx 0,5$ МэВ (порядок величины сдвига, обуславливаемого компонентой $C_{\lambda=4}^0(\beta, r)$). Таким образом, учет члена $\bar{V}_{so}(\beta, r)$ может оказаться полезным для более точного определения положения уровней с большими моментами.

4. Система протонных уровней

Если воспользоваться изложенным выше методом, то нетрудно рассчитать и систему протонных уровней. Для этого необходимо разложить протонный потенциал деформированного ядра в ряд по мультиполям. Протонный потенциал определяется, как известно, формулой:

$$V_{\text{кул}} = \frac{3(z-1)}{4\pi R_0^3} \int \frac{\rho(\beta, r'; \theta')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}' \quad (20)$$

Полагая

$$\rho(\beta, r'; \theta') = \rho_0(r') + \bar{\rho}(\beta, r', \theta'), \quad (21)$$

где $\rho_0(r')$ — радиальная плотность заряда сферического ядра, и принимая, что она описывается функцией фермиевского типа, в полной аналогии с прежней процедурой (см. раздел 3) разложение \bar{V} в ряд по мультиполям) получаем:

$$\bar{\rho}(\beta, r', \theta') = \sum_{\lambda=0}^{\infty} c_{\lambda}^0(\beta, r) Y_{\lambda}^0(\theta, \phi) \quad (22)$$

Используя, далее, формулы:

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \begin{cases} \frac{1}{r} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{r'}{r}\right)^k P_k(\cos \theta), & r' < r, \\ \frac{1}{r'} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{r}{r'}\right)^k P_k(\cos \theta), & r' > r \end{cases} \quad (23)$$

и

$$P_k(\cos \theta) = \frac{4\pi}{2k+1} \sum_{\nu} Y_{k\nu}^*(\theta', \phi') Y_{k\nu}(\theta, \phi), \quad (24)$$

для

$$\bar{V}_{\text{кул}}(\beta, r, \theta) = \frac{3(z-1)e^2}{4\pi R_0^3} \int \frac{\bar{\rho}(\beta, r', \theta')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}'$$

имеем:

$$\bar{V}_{\text{кул}}(\beta, r, \theta) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} D_{\lambda}^0(\beta, r) Y_{\lambda}^0(\theta, \phi),$$

где

$$D_{\lambda}^0(\beta, r) = \frac{3(z-1)e^2}{4\pi R_0^3} \left\{ \frac{4\pi}{2\lambda+1} \right\}^{1/2} \left[\int_0^{\infty} C_{\lambda}^0(\beta, r') \frac{r'^2}{r} \left(\frac{r'}{r}\right)^{\lambda} dr' + \int_r^{\infty} C_{\lambda}^0(\beta, r') r' \left(\frac{r}{r'}\right)^{\lambda} dr' \right]. \quad (26)$$

Функции $D_{\lambda}^0(\beta=0,32, r)$ при $\lambda=2$ и $\lambda=4$ даны на рис. 5. Мы видим, что $D_{\lambda=2}^0$ более чем в 10 раз превышает $D_{\lambda=4}^0$. Это не странно, так как согласно

определению этой функции при $\lambda=4$ под интегралами в (26) стоит знакопеременная функция $C_{\lambda=4}^0$, которая, кроме того, значительно меньше, чем $C_{\lambda=2}^0$.

Таким образом, при расчете системы протонных уровней в радиальные матричные элементы входит сумма:

$$C_{\lambda}^0(\beta, r) + D_{\lambda}^0(\beta, r). \quad (27)$$

Система протонных уровней для ядер, находящихся в непосредственной близости от Nd¹⁴⁸, приведена на рис. 6а, б.

Чтобы показать влияние члена $\bar{V}_{\text{кул}}(\beta, r, \theta)$ на положение уровней, на рис. 7 дан фрагмент схемы протонных уровней, вычисленных при $D_{\lambda}^0(\beta, r) = 0$. Различные уровни в разной степени реагируют на учет искажения кулоновского поля, обусловленного деформацией ядра. Этого и следовало ожидать, поскольку радиальные матричные элементы существенно зависят от поведения радиальных волновых функций, имеющих для разных состояний различный вид и величину в области, где $D_{\lambda}^0(\beta, r)$ заметно отличается от нуля.

5. Заключение

Представленная работа носит методический характер. Ее основная цель — построение метода расчета одночастичных уровней и волновых функций деформированных ядер на основе использования реалистического диффузного потенциала.

Основным достоинством этого метода является возможность получить окончательное решение в аналитическом виде.

Установлено, что при вычислении уровней необходимо учитывать влияние по крайней мере соседних по четности оболочек. В случае протонных уровней необходимо также учитывать искажение кулоновского поля, вызванное деформацией ядра. По-видимому, при расчетах уровней с большими моментами следует принять во внимание и изменение величины спин-орбитального взаимодействия с увеличением деформации. При этом можно поступить таким же образом, как это предложено в работе /5/. Существенным недостатком метода является приближенный характер учета влияния непрерывного спектра. Можно надеяться, однако, что эта неточность невелика и сказывается в основном на положении самых верхних уровней, не играющих слишком большой роли в спектроскопических расчетах.

Таблицы коэффициентов a , определяющих волновые функции, будут опубликованы позднее.

В недавно появившейся работе Фэслера и Шелайна /13/ используется метод, весьма сходный с изложенным выше. Однако, по нашему мнению, в этой работе имеется ряд неточностей: не учитывается взаимодействие оболочек и деформация кулоновского поля, для потенциала $\tilde{V}(\beta, r, \theta)$ применяется тейлоровское разложение. Кроме того, аналитическое представление радиальных частей базисных функций в виде ряда по функциям гармонического осциллятора является громоздким и недостаточно удовлетворительным. Поэтому полученные в /13/ результаты следует считать приближенными. Однако и они представляют значительный интерес, так как свидетельствуют о том, что улучшение схемы одночастичных уровней деформированного ядра по сравнению с вильссоновской возможно.

Авторы признательны Н.Ю. Шириковой за консультации при составлении программы для вычислительной машины и В.Г. Соловьеву и Я. Грабовскому за обсуждение результатов.

Л и т е р а т у р а

1. N. Austern, Selected Topics in Nuclear Theory. International Atomic Energy Agency, Vienna, 1963.
2. А.Б. Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Изд-во "Наука", 1965.
3. Ira M. Green, F.A. Moszkovski. Phys. Rev., 139, В 790 (1965).
4. S.G. Nilsson, Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 29, N. 16 (1955).
5. П.Э. Немировский, В.А. Чепурнов, Я Ф, 3, 988 (1968).
6. Б.Н. Калинкин, Я. Грабовский, Ф.А. Гареев. Препринт ОИЯИ, Р-2682, Дубна, 1968.
7. М.И. Петрашень. Уч. записки ЛГУ, серия физических наук, 7, 59 (1949).
8. А.С. Давыдов. Теория атомного ядра, Физматгиз, 1958.
9. С.И. Дроздов. Я Ф, 1, 407 (1965).
10. M.G. Nuber. Phys. Lett., 13, N.3, 242 (1964).
11. П.Е. Ходгсон. Оптическая модель упругого рассеяния, Атомиздат, 1968.
12. Д. Бом. Квантовая теория. Физматгиз, 1961.
13. A. Faessler, R. Shellie. Phys. Rev., 148, N3, 1003 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 октября 1968 г.

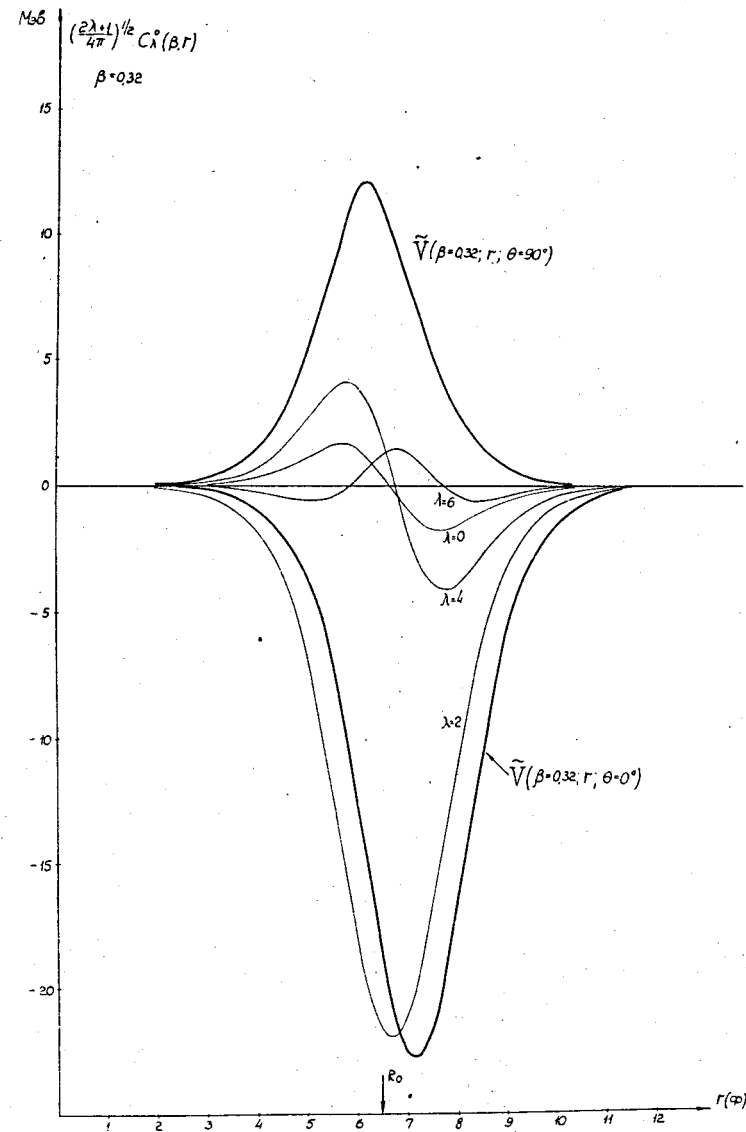


Рис. 1. Функции $\left(\frac{2\lambda+1}{4\pi}\right)^{1/2} C_{\lambda}^0(\beta=0.32, r)$, $\lambda = 143$.

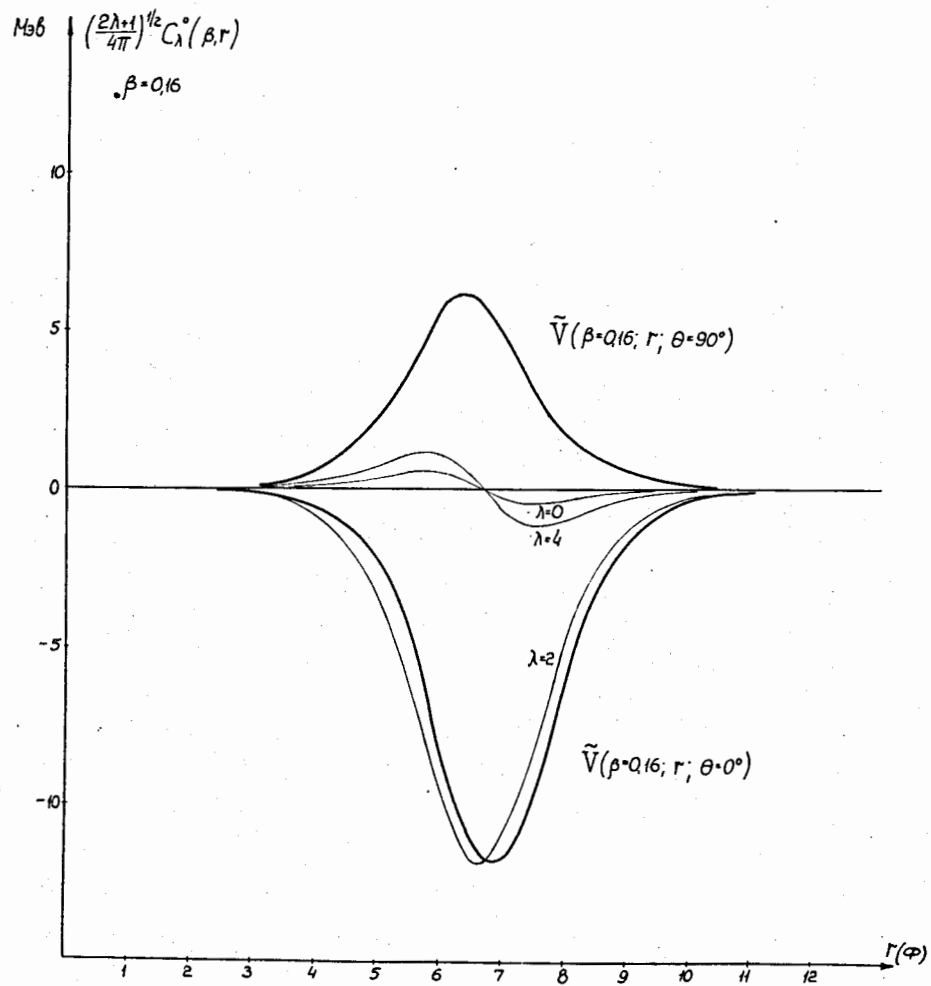


Рис. 2. Функции $\left(\frac{2\lambda+1}{4\pi} \right)^{1/2} C_{\lambda}^0(\beta=0.16, r)$, $\Lambda = 143$.

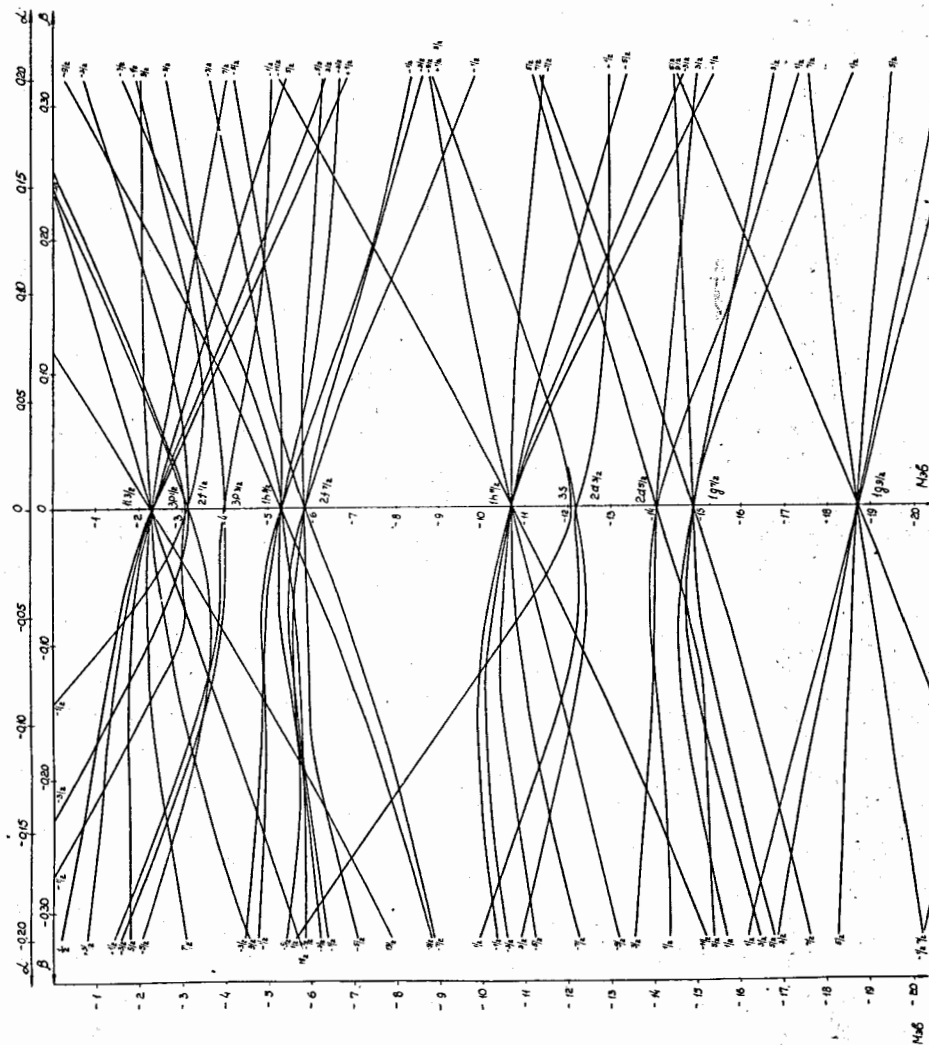


Рис. 3а. Система одночастичных нейтральных уровней деформированного ядра $\Lambda = 143$.

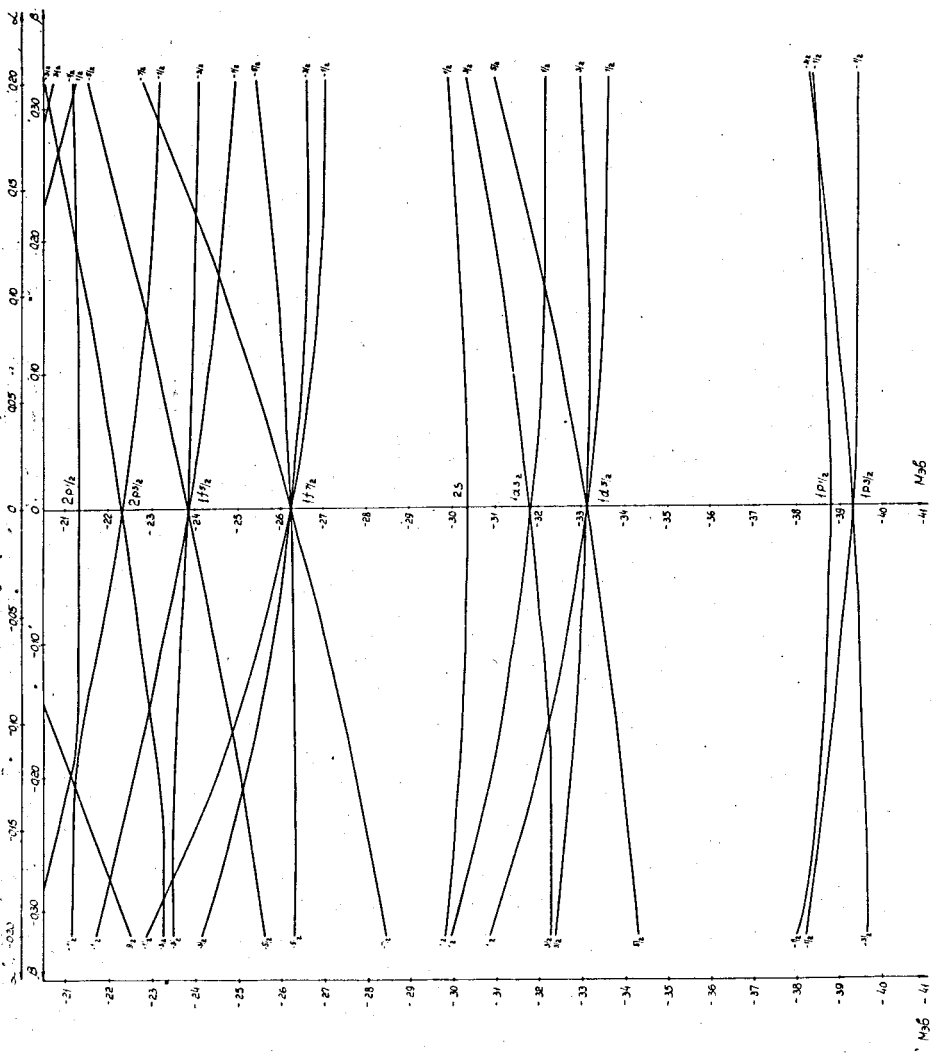


Рис. 35. Система одночастичных нейтронных уровней деформированного ядра $\lambda = 143$.

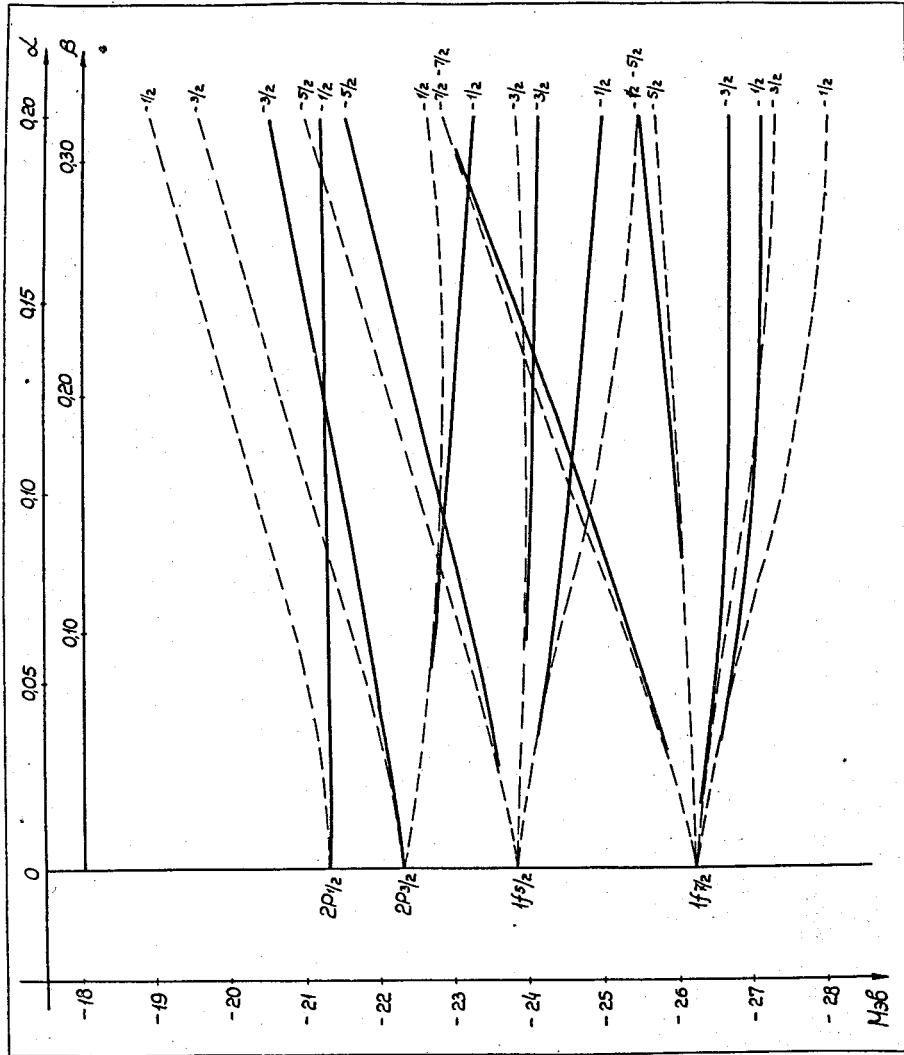


Рис. 4. Влияние взаимодействия состояний, принадлежащих различным (одинаковым по четности) оболочкам.

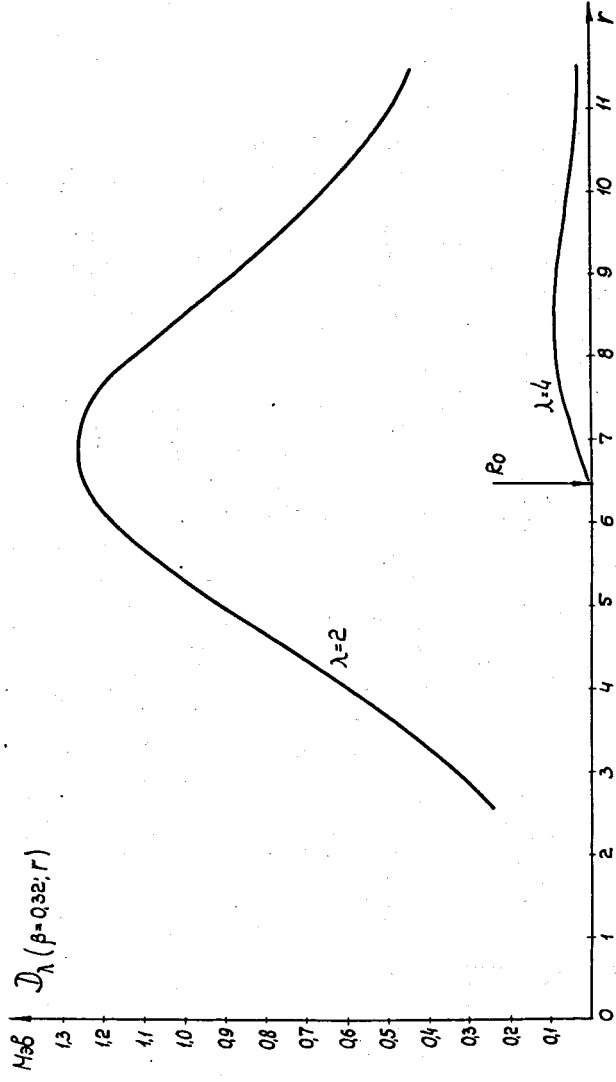


Рис. 5. Функция $D_{\lambda}^0(\beta=0.32, r)$, $\lambda=143$.

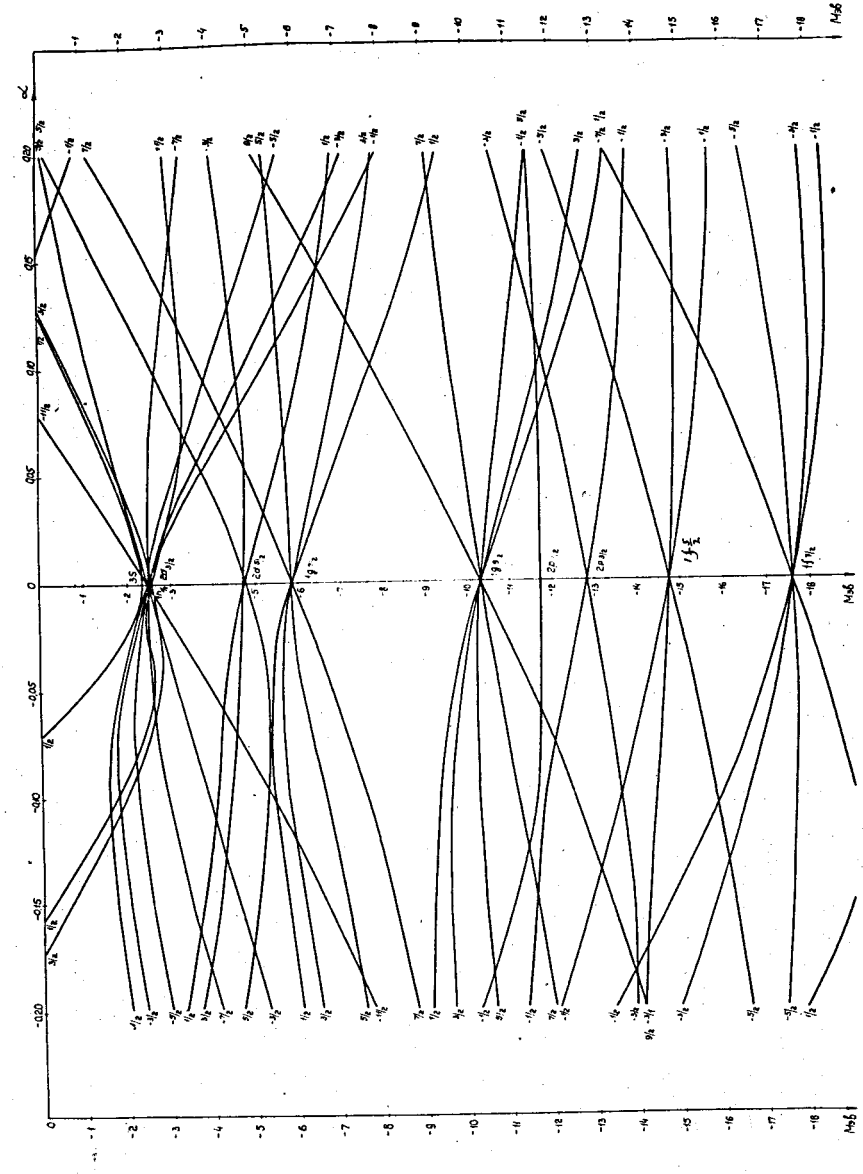


Рис. 6а. Система одночастичных протонных уровней деформированного ядра $\lambda=143$.

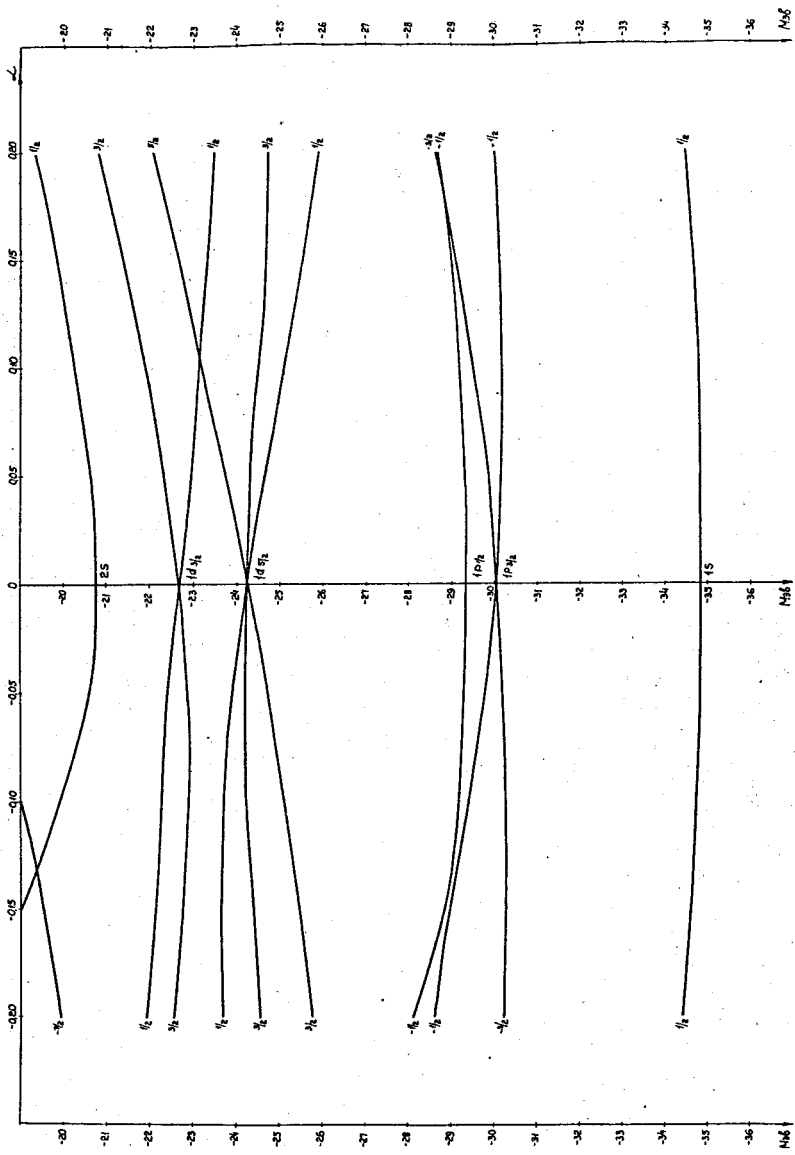


Рис. 66. Система одночастичных протонных уровней деформированного ядра $A = 143$.

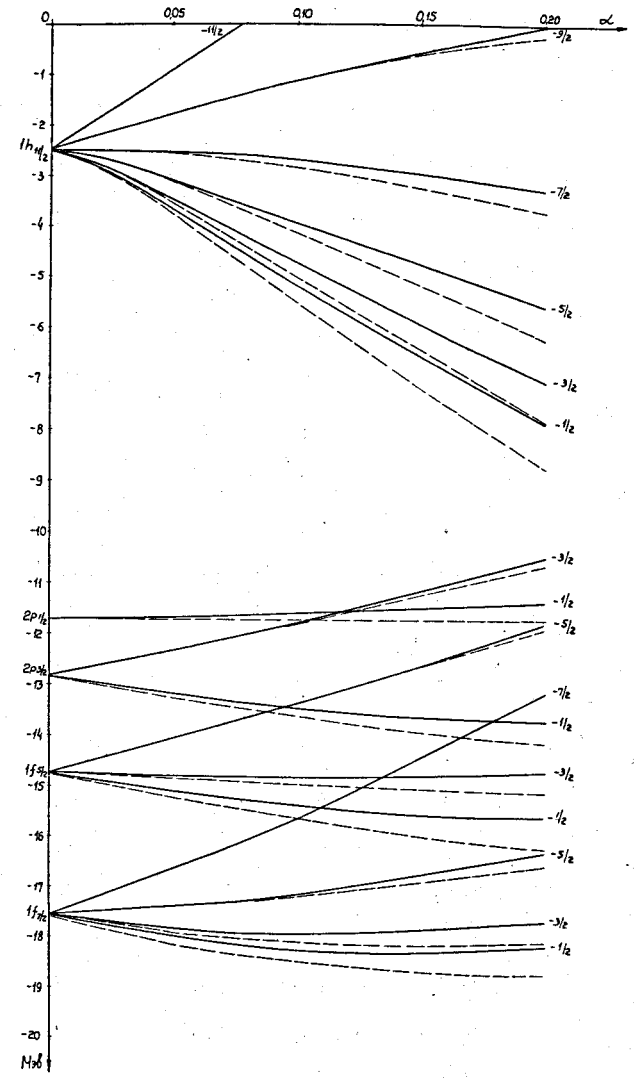


Рис. 7. Влияние искажений кулоновского поля, обусловленных деформацией ядра, на положение одночастичных протонных уровней.

Таблица

Базисные функции

№	Состояние	E	a	b ₁	c	b	N
1	I K _{17/2}	15,26	6,092	4,715	4,707	4,308	0,564
2	Ij _{18/2}	6,42	5,857	4,494	4,602	4,644	0,589
3	Ii _{11/2}	4,79	5,352	4,019	4,117	4,177	0,578
4	2 g _{9/2}	1,87	5,226	3,131	3,713	3,755	0,392
5	Ii _{13/2}	-2,29	5,623	4,193	4,386	4,264	0,576
6	3 P _{1/2}	-3,05	4,091	1,855	2,696	3,039	0,168
7	2 f _{5/2}	-3,13	4,699	2,739	3,327	3,424	0,360
8	3 P _{3/2}	-3,98	4,129	1,853	2,702	3,148	0,169
9	Ih _{9/2}	-5,32	5,112	3,736	3,924	3,987	0,570
10	2 f _{7/2}	-5,85	4,824	2,746	3,376	3,690	0,364
11	Ih _{11/2}	-10,71	5,375	3,834	4,093	4,382	0,573
12	3s	-12,08	3,494	1,323	2,169	3,178	0,176
13	2 d _{3/2}	-12,18	4,298	2,313	2,936	3,621	0,371
14	2 d _{5/2}	-14,05	4,399	2,313	2,955	3,745	0,368
15	I g _{7/2}	-14,94	4,866	3,383	3,630	4,114	0,570
16	I g _{9/2}	-18,72	5,100	3,434	3,733	4,375	0,563
17	2 P _{1/2}	-21,31	3,833	1,816	2,444	3,535	0,367
18	2 P _{3/2}	-22,29	3,898	1,815	2,452	3,591	0,363
19	I f _{5/2}	-23,82	4,589	2,957	3,249	4,088	0,555
20	I f _{7/2}	-26,23	4,783	2,985	3,311	4,260	0,545
21	2s	-30,34	3,202	1,202	1,826	3,204	0,353
22	I d _{3/2}	-31,82	4,252	2,456	2,778	3,920	0,527
23	I d _{5/2}	-33,13	4,395	2,467	2,809	4,024	0,517
24	I P _{1/2}	-38,77	3,785	1,860	2,191	3,565	0,484
25	I P _{3/2}	-39,32	3,873	1,861	2,203	3,619	0,476
26	Is	-44,65	3,011	1,081	1,407	2,880	0,415