

Г-202

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Дубна

Р4 - 4259



**ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ
И АВТОМАТИЗАЦИИ**

Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Н.Ю.Ширикова

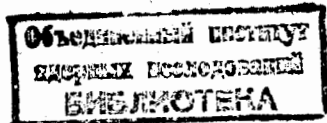
**ВЛИЯНИЕ
ГЕКСАДЕКАПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ
НА СВОЙСТВА ОДНОКВАЗИЧАСТИЧНЫХ
СОСТОЯНИЙ ЯДЕР РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ
ОБЛАСТИ**

1969

P4 - 4259

Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Н.Ю.Ширикова

ВЛИЯНИЕ
ГЕКСАДЕКАПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ
НА СВОЙСТВА ОДНОКВАЗИЧАСТИЧНЫХ
СОСТОЯНИЙ ЯДЕР РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ
ОБЛАСТИ



В настоящее время твердо установлено, что ядра редкоземельной ($150 \leq A \leq 190$) и трансурановой ($220 \leq A \leq 250$) областей обладают большой статической квадрупольной деформацией β_{20} . Вращательные спектры этих ядер и большие электрические квадрупольные моменты, измеренные очень точно различными методами, в радиусе ядра. По-видимому, статическая деформация типа $\beta_{2;2}$ ($\beta_{2,-2}$) для ядер середины редкоземельной и трансурановой областей равна 0 [1], в то время как для ядер, находящихся на краях этих областей и в "новой" области деформации (район Ва), возможно, $\beta_{2;2}$ отлично от нуля [2]. Существуют ли деформации более высокой мультипольности?

Гексадекапольная деформация была введена при разложении формы ядра по мультиполям рядом авторов [3] для объяснения экспериментальных интенсивностей α -распада чётных ядер на уровни, принадлежащие к одной и той же ротационной полосе дочернего ядра. Сравнение результатов теоретических расчётов без учёта β_{40} с экспериментом приводит к систематическим разногласиям: в несколько раз для переходов $0^+ \rightarrow 4^+$ и в несколько десятков раз - для $0^+ \rightarrow 6^+$. Величины β_{20} и β_{40} определялись из условия равенства теоретических и экспериментальных значений вероятностей переходов для $0^+ \rightarrow 2^+$ и $0^+ \rightarrow 4^+$. Теоретический анализ α -распада указывает на необходимость введения β_{40} , но, к сожалению, не дает величины β_{40} с достаточной точностью.

Исследования влияния β_{40} на сечение рассеяния нуклонов и дейтронов /4,5/, α - частиц /6/ с возбуждением уровней 2^+ , 4^+ , 6^+ иногда и 8^+ основной вращательной полосы ядра показывают, что включение β_{40} очень сильно меняет вид и величину дифференциальных сечений рассеяния $\sigma_{0^+ \rightarrow 4^+}$, $\sigma_{0^+ \rightarrow 6^+}$... в сторону улучшения согласия теоретических вычислений с экспериментальными данными. По-видимому, наиболее удобным средством для определения формы ядра являются α - частицы, т.к. они очень сильно поглощаются ядром и взаимодействуют с ним, в основном, на поверхности ядра /6/.

Оценка абсолютной величины β_{40} для ядер редкоземельной области проводилась при рассмотрении приведенной вероятности E^4 -перехода, возбуждающегося при неупругом рассеянии дейтронов /7/, но знак β_{40} этим путем определить нельзя.

Вычисления равновесных значений β_{20} и β_{40} проводились в /8/ на основе схемы Нильссона с добавлением в гамильтониан взаимодействия члена, пропорционального $E_{40} Y_{40}$ /10/. Сравнение результатов теоретических вычислений равновесных значений β_{40} /8/ с данными, извлекаемыми из обработки эксперимента /6,7/, дает хорошее совпадение этих величин. Значения β_{40} , полученные при обработке эксперимента ядер редкоземельной области, находятся в пределах от +0,08 до -0,08 при переходе от ядер вблизи Sm к ядрам вблизи Os .

Цель этой статьи состоит в изучении влияния гексадекапольной деформации на свойства одноквазичастичных состояний в редкоземельной области.

§1. Общие соотношения

Исходим из предположения, что поверхность ядра можно представить в виде

$$R(\theta) = R_0 \left[1 + \beta_0 + \sum_{\lambda \geq 2} \beta_{\lambda 0} Y_{\lambda 0}(\theta) \right] \quad (1)$$

где R_0 - радиус сферического ядра, β_0 - постоянная, введенная для сохранения объема ядра при изменении деформации.

Для однородного распределения с резкой границей

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0, & \text{если } r \leq R(\theta) \\ 0, & \text{если } r > R(\theta) \end{cases} \quad (2)$$

с нормировкой

$$\int \rho(r) d\vec{r} = 1, \quad (3)$$

причем $\rho_0 = 3/4\pi R_0^3$. Из условия сохранения объема

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

получаем:

$$\beta_0 + \beta_0^2 + 1/3 \beta_0^3 = -\frac{1}{4\pi} \left[\sum_{\lambda} |\beta_{\lambda 0}|^2 \left(1 + \frac{\beta_0}{3}\right) + \frac{1}{3} \sum_{\lambda, \lambda', \lambda''} \beta_{\lambda 0}^* \beta_{\lambda' 0} \beta_{\lambda'' 0} \frac{(2\lambda'+1)(2\lambda''+1)}{4\pi(2\lambda+1)} \right] \quad (5)$$

Сохраняя в соотношении (5) члены до $\beta_{\lambda 0}^2$ включительно, получаем

$$\beta_0 = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{1}{4\pi} \sum |\beta_{\lambda 0}|^2} \quad (6)$$

Если $\sum |\beta_{\lambda 0}|^2 < \pi$, то (6) сводится к хорошо известной формуле

$$\beta_0 = -\frac{N}{4\pi} \sum_{\lambda} |\beta_{\lambda 0}|^2 \quad (7)$$

где

$$N = 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{\pi} \sum |\beta_{\lambda_0}|^2 \right) + \frac{3}{12} \left(\frac{1}{\pi} \sum |\beta_{\lambda_0}|^2 \right)^2 + \dots$$

и $N \rightarrow 1$ при $\sum |\beta_{\lambda_0}|^2 \rightarrow 0$.

В общем случае, когда $\beta_{\lambda_0}^3$ не малы и изменение объема велико для больших деформаций, уравнение (5) для β_0 нужно решить точно.

Рассмотрим вопрос о сохранении объема ядра при изменении деформации для распределения Саксона-Вудса

$$n(\vec{r}) = \frac{n_0}{1 + \exp \left\{ \frac{r - R(\theta)}{a} \right\}} \quad (8)$$

где $R(\theta)$ определяется соотношением (1) и

$$\begin{aligned} n_0^{-1} &= 4\pi \int_0^\infty r^2 \left[1 + \exp \left(\frac{r - R_0}{a} \right) \right]^{-1} dr = \\ &= \frac{4\pi R_0^3}{3} \left[1 + \pi \left(\frac{a}{R_0} \right)^2 + 6 \sum_{n=1}^\infty (-1)^{n-1} \frac{e^{-n \frac{R_0}{a}}}{\left(\frac{n R_0}{a} \right)^3} \right]^{-1} \end{aligned}$$

постоянная нормировки распределения.

Условие сохранения объема:

$$\int d\Omega \int n(\vec{r}) r^2 dr = 4\pi \int n(r) r^2 dr \quad (9)$$

Разложим $n(\vec{r})$ по полной системе $Y_{\lambda_0}(\theta)$, предварительно прибавив и отняв величину $n(r)$:

$$\begin{aligned} n(\vec{r}) &= n(\vec{r}) - n(r) + n(r) = \bar{n}(\vec{r}) + n(r) = \\ &= n(r) + \sum_{\lambda=0} C_{\lambda}^0(r, \sum \beta_{\nu_0}) Y_{\lambda_0}(\theta) \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$C_{\lambda}^0(r, \sum \beta_{\nu_0}) = \int [n(\vec{r}) - n(r)] Y_{\lambda_0}(\theta) d\Omega.$$

Тогда условие сохранения объема сводится к уравнению для β_0 :

$$\int_0^\infty C_{\lambda=0}^0(r, \beta_0, \sum \beta_{\nu_0}) r^2 dr = 0 \quad (11)$$

Это уравнение легко решается методом последовательных приближений, при этом нужно взять за нулевое приближение $\beta_0 = -\frac{1}{4\pi} \sum_{\lambda=2} |\beta_{\lambda_0}|^2$. Величина β_0 при равновесных значениях β_{λ_0} крайне мала ($\approx -0,01$) и пренебрежимо мало влияет на одночастичный спектр. Это влияние находится в пределах неопределенности значений параметров и поэтому при равновесных значениях β_{λ_0} параметр β_0 можно не включать в (1). (В модели с распределением (2) изменение объема

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{3}{4\pi} \sum |\beta_{\lambda_0}|^2 = 0,02 \text{ при } \beta_0 = 0,3.$$

Определим внутренний мультипольный момент вращающегося аксиально-симметричного ядра

$$Q_{\lambda} = 2z \sqrt{\frac{4\pi}{2\lambda+1}} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_0^{R(\theta)} r^{\lambda} Y_{\lambda_0}(\theta) \rho(\vec{r}) r^2 dr d\Omega \quad (12)$$

где $\rho(\vec{r})$ дается формулой (2). Для однородного постоянного распределения (2) квадрупольный момент ядра равен:

$$Q_2 = \frac{3z R_0^2}{\sqrt{5\pi}} \beta_{20} (1 + 0,36 \beta_{20} + 0,97 \beta_{40} + 0,57 \frac{\beta_{40}^2}{\beta_{20}}) \quad (13)$$

Гексадекапольный момент

$$Q_4 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} z R_0^4 \beta_{40} (1 + 1,32 \beta_{20} + 0,72 \frac{\beta_{20}^2}{\beta_{40}}) \quad (14)$$

Мы видим, что определение деформаций β_{20} и β_{40} даже для однородного распределения (2) из экспериментальных значений мультипольных моментов становится сложной проблемой. Анализ формул (13) и (14) позволяет сделать некоторые качественные выводы, если полагать, что в начале редкоземельной области деформированных ядер $\beta_{40} > 0$, а в конце $\beta_{40} < 0$. В начале редкоземельной области экспериментальные значения квадрупольного момента очень сильно меняются при переходе от ядра к ядру, в конце области это изменение более плавно. Это обстоятельство можно пояснить тем (см. формулу (13)), что вклады β_{20} и β_{40} в Q_2 (и в Q_4) в начале области деформации когерентны, а в конце — некогерентны. Поэтому следует ожидать, что даже при одинаковых равновесных значениях β_{20} и $|\beta_{40}|$ величина гексадекапольного момента в районе S_m будет больше, чем у группы Nf .

В связи с этим экспериментальное обнаружение усиленных E_4 -переходов в начале редкоземельной области деформированных ядер более вероятно, чем в конце этой области, т.к.

$$B(E\lambda, I_1 K \rightarrow I_2 K) = \frac{5}{16\pi} e^2 (Q_\lambda^{KK})^2 \langle I_1 \lambda K 0 | I_2 K \rangle^2,$$

где $Q_\lambda^{KK} = \langle K | Q_\lambda | K \rangle$, и мы считаем, что условие $\langle \beta_{\lambda 0}^2 \rangle = \langle \beta_{\lambda 0} \rangle^2$ выполняется с хорошей точностью. Качественные выводы не изменятся, если при расчёте мультипольных моментов использовать распределение Саксона-Вудса.

§2. Влияние β_{40} на свойства одночастичных состояний

В работах /9,11-14/ в качестве среднего поля, определяющего одночастичные состояния деформированных ядер, использовался анизотропный потенциал Саксона-Вудса, причем радиус ядра брали в виде $R = R_0 (1 + \beta_{20} Y_{20})$. В /9/ был получен одночастичный энергетический спектр, согласующийся с экспериментальным значением основных и первых возбужденных состояний, протабулированы волновые функции для не-

чётных ядер редкоземельной области. Исследование одноквазичастичных $E\lambda$ и N -запрещенных и разрешенных β -переходов /15/ показало, что в тех случаях, когда одноквазичастичное приближение справедливо, расчёт с волновыми функциями /9/ систематически дает лучшее согласие с экспериментальными данными по сравнению с вычислениями в приближении потенциала Нильссона.

Введение β_{40} в потенциал взаимодействия изменяет компоненты одночастичных волновых функций, при этом изменяются не только абсолютные величины коэффициентов смешивания, но и их знаки. Особенно сильное изменение испытывают малые компоненты волновой функции (см. таблицу 1).

Исследования этих изменений важны, т.к. большинство наблюдаемых одноквазичастичных переходов запрещено по асимптотическим квантовым числам, поэтому для изучения вероятностей таких переходов необходимо уточнение малых компонент волновых функций.

Наши расчёты показывают, что энергетический спектр чувствителен к величине гексадекапольной деформации β_{40} . На рис. 2 приведен фрагмент нейтронного спектра для $\Lambda = 181$ при $\beta_{20} = 0$ для разных β_{40} . Видно, что расщепление состояний при $\beta_{40} \neq 0$ таково, что при $\beta_{40} > 0$ наименьшую энергию имеет состояние с $\Omega_{\max} = 13/2$, затем $\Omega_{\min} = 1/2$, при $\beta_{40} < 0$ эти состояния имеют наибольшую энергию. При изменении β_{40} в интервале $-0,1 \leq \beta_{40} \leq 0,1$ собственное значение для состояния с $\Omega = 5/2^+$ практически постоянное, для состояний же с $\Omega = 1/2$; $\Omega = 13/2$ $\Delta E = 2$ Мэв.

На рис. 3 и 4 показаны нейтронный энергетический спектр при $\beta_{20} = 0,28$ и $0,214$, на рис. 5 и 6 — протонный спектр при $\beta_{20} = 0,28, 0,214$ для $\Lambda = 181$ для разных значений β_{40} в интервале $-0,1 \leq \beta_{40} \leq 0,1$. Видно, что с увеличением значения $|\beta_{40}|$ меняется как порядок расположения уровней, так и их плотность. Изменение одночастичной плотности уровней важно при вычислении равновесных значений деформаций β_{20} и β_{40} . поэтому было бы интересно провести такие вычисления с данными спектрами.

Известно, что в схеме с потенциалом Саксона-Вудса в приближении^{/9/} имеется смешивание состояний с одинаковыми Ω и с главными квантовыми числами N и $N \pm 2$. Такое смешивание имеет место практически для любых значений β_{20} и обычно оно мало, что и подтверждается на эксперименте (например, N - запрещенные β -переходы), но более существенно вблизи квазипересечения уровней. Очень сильное смешивание одночастичных состояний с одинаковыми Ω и с квантовыми числами N и $N \pm 2$ происходит в весьма узком интервале значений деформации β_{20} , $\Delta\beta_{20} = 0,001 \pm 0,005$ (см. рис. 9), причем состояние, имеющее до квазипересечения квантовое число N , после квазипересечения будет иметь квантовое число $N \pm 2$. В^{/16-18/} получены экспериментальные данные, свидетельствующие о сильном смешивании состояний с N и $N \pm 2$ (до 40%). Ясно, что наблюдение этого эффекта возможно только тогда, когда интервал β_{20} , где происходит сильное смешивание состояний, не очень мал, т.е. нужно, чтобы в эту область попала равновесная деформация нечетного ядра. Введение гексадекапольной деформации в форму ядра приводит к увеличению интервала деформации, для которого характерно сильное смешивание двух одночастичных состояний. На рис. 9 приведена структура волновой функции состояния $\pi(2d_{3/2}^1)_{1/2}^+$ для $\Lambda = 157$ в зависимости от деформации β_{40} при $\beta_{40} = 0$ (рис. 9а) и $\beta_{40} = 0,1$ (рис. 9в).

На рис. 9б показаны кривые энергий для квазипересекающихся уровней при $\beta_{40} = 0$ (пунктир) и $\beta_{40} = 0,1$ (сплошные кривые), а на рис. 9г - параметры развязывания, соответственно. Вычисления и рисунки показывают, что наибольшее сближение квазипересекающихся уровней при $\beta_{40} = 0$ равно 0,04 Мэв, при $\beta_{40} = 0,1 - 0,25$ Мэв и интервалы деформаций $\Delta\beta_{20}$ сильного смешивания $0,001 \pm 0,005$ и $0,03 \pm 0,05$, соответственно. Резюмируя вышесказанное, можно сказать, что введение деформации β_{40} приводит к увеличению как интервала деформации β_{20} , где имеет место сильное смешивание двух одночастичных состояний, так и энергетического интервала наибольшего сближения квазипересекающихся уровней. Учет взаимодействия квазичастиц с фононами приводит к такому же эффекту^{/19/}.

Интересно обсудить влияние β_{40} на такую характеристику одночастичных состояний, как параметр развязывания "а". Оказывается, что параметр "а" для некоторых состояний (например, $1/2^+[411]$) мало меняется в зависимости от величин β_{20} и β_{40} , в то время как другие "а" весьма чувствительны к значению β_{20} и β_{40} . Во всех известных одночастичных схемах^{/10,11,13/} "а" для состояния $1/2^- [510]$ отрицательно при равновесных значениях β_{20} . Включение β_{40} приводит к тому, что величина "а" для этого состояния становится положительной и близкой к экспериментальному значению.

В заключение считаем своим приятным долгом поблагодарить за полезные обсуждения В.Г.Соловьева.

Л и т е р а т у р а

1. Das Gupta S., Preston M.A. Nucl. Phys. 49 (1963) 401. Gurne M.R., Das Gupta S and Preston M.A. Phys. Lett. 13 (1964) 246. D.A.Arseniev, L.A.Malov, V.V.Pashkevich, V.G.Soloviev, Preprint JINR E4-3703, Dubna, 1968.
2. D.A.Arseniev, L.A.Malov, V.V.Pashkevich, A.Sobiczewski, V.G.Soloviev. Preprint JINR E4-3816, Dubna, 1968.
3. P.O.Froman. Kgl. Danske Vid. Selk. Mat. Fys. Skrifter No. 3(1957). Л.Л.Гольдин, Г.И.Новикова, К.А.Тер-Мартirosян. ЖЭТФ 36, 512 (1959). Л.Л.Гольдин, Г.М.Адельсон-Вельский, А.П.Бирзгал, А.Д.Пилия, К.А.Тер-Мартirosян. ЖЭТФ 35, 184 (1958). N.J.Mang and I.O.Rasmussen. Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 2, No. 3 (1963). M.G.Huber. Phys. Lett. 13 (1964) 242.
4. R.C.Barret. Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 115.
5. С.И.Дроздов. ЯФ 1, 407 (1965).
6. D.L.Hendrie, N.K.Glendenning, B.G.Harvey, O.N.Jarvis, H.H.Duhm, J.Saudinos, I.Mahoney. Phys. Lett. 26B (1968) 127.

7. B. Elbek, M. Kreger and P. Vedelsby. Nucl. Phys. 86 (1966) 385.
8. K. Kjallquist. Nucl. Phys. 9, (1958/59) 163. K. Harada. Phys. Lett. 10 (1964) 80. P. Moller, B. Nilsson, S.G. Nilsson, A. Sobiczewski, Z. Szymanski, S. Wycech. Phys. Lett. 26B (1968) 418. S.G. Nilsson, Preprint UCRL-18355, Berkeley; California 1968.
9. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ Р4-2976, Дубна 1966. Acta Phys. Polonica vol. XXXII(1967) 461.
Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ Р4-3451, Дубна 1967. Известия АН СССР, серия физическая, т. 32, 10, 1968, 1690. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин, С.К.Слепнев, М.Г.Гинзбург, Препринт ОИЯИ Р4-3607, Дубна 1967.
10. S.G. Nilsson, Kgl. Danske Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 29, No. 16 (1955); C. Gustafsson, L.L. Lamm, N. Nilsson, S.G. Nilsson. Report at the Intern Symp. "Why and How". Lysekil, 1966, Sweden.
11. П.Э.Немировский, В.А.Чепурнов. ЯФ 3 (1966) 998. В.А.Чепурнов. Препринт ИАЭ 1447, 1967. E. Rost. Phys. Rev, 154 (1967) 904.
12. A. Faessler and R. Sheline. Phys. Rev. 148, 1003 (1966).
13. P. Roper. Zf. Phys. 195, 316 (1966).
14. В.В.Пашкевич, В.М.Струтинский. Препринт ОИЯИ Р2-3857, Дубна 1968.
15. Ф.А.Гареев, Б.Н.Калинкин, Н.И.Пятов, М.И.Черней. Препринт ОИЯИ Р4-3650, Дубна 1967. Phys. Lett. 27B (1968) 117.
Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, М.И.Черней. Препринт ОИЯИ Р4-3935, Дубна 1968.
16. Sheline R.K., Rennet M.L., Dawson L.M., Shida V. Phys. Lett. 26B (1967) 14.
17. Tjom P.O., Elbek B. Mat.Fys. Medd. Vid. Selsk. 36(1967) No. 8.
18. Reich C.W., Bunker M.E. Proc. Int. Symp. Nucl. Srt., Dubna, USSR, July 4-11, 1968.
19. В.Г.Соловьев. Обзорный доклад, представленный на Международный симпозиум по структуре ядра, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел

7 января 1969 года.

Таблица 1

Изменение компонент волновой функции в зависимости от β_{40} для состояния $7/2 [633]$ при $A=181$, $\beta_{20}=0,28$.

N	n l j	$\beta_{40} = -0,10$		$\beta_{40} = -0,08$		$\beta_{40} = -0,06$		$\beta_{40} = -0,04$		$\beta_{40} = -0,02$		$\beta_{40} = 0$	
		α_{ij}	$\sum \alpha_{ij}^2$	α_{ij}	$\sum \alpha_{ij}^2$	α_{ij}	$\sum \alpha_{ij}^2$	α_{ij}	$\sum \alpha_{ij}^2$	α_{ij}	$\sum \alpha_{ij}^2$	α_{ij}	$\sum \alpha_{ij}^2$
8	0, 8, 17/2	0,1901	0,0366	0,1887	0,0351	0,1871	0,0350	0,1852	0,0342	0,1831	0,0335	0,1807	0,0325
	1, 4, 7/2	-0,0176	-0,0199	-0,0222	-0,0199	-0,0222	-0,0244	-0,0244	-0,0244	-0,0266	-0,0266	-0,0287	-0,0287
	0, 6, 11/2	-0,0989	-0,1002	-0,1020	-0,1043	-0,1043	-0,1043	-0,1043	-0,1043	-0,1069	-0,1069	-0,1098	-0,1098
6	1, 4, 9/2	0,3396	0,3300	0,3203	0,3103	0,3003	0,29285	0,285	0,285	0,3000	0,3000	0,2894	0,2894
	1, 6, 13/2	0,8841	0,8920	0,8993	0,9061	0,9061	0,9061	0,9061	0,9061	0,9125	0,9125	0,9186	0,9186
4	0, 4, 7/2	-0,0385	-0,0264	-0,0264	-0,0491	-0,0160	-0,0427	-0,0069	-0,0369	0,0009	0,0316	0,0075	0,0268
	0, 4, 9/2	-0,2351	-0,2205	-0,2205	-0,2062	-0,1920	-0,1920	-0,1920	-0,1920	-0,1779	-0,1779	-0,1640	-0,1640

N	n l j	$\beta_{40} = 0,02$		$\beta_{40} = 0,04$		$\beta_{40} = 0,06$		$\beta_{40} = 0,08$		$\beta_{40} = 0,10$	
		α_{ij}	$\sum \alpha_{ij}^2$	α_{ij}	$\sum \alpha_{ij}^2$	α_{ij}	$\sum \alpha_{ij}^2$	α_{ij}	$\sum \alpha_{ij}^2$	α_{ij}	$\sum \alpha_{ij}^2$
8	0, 8, 17/2	0,1782	0,0318	0,1754	0,0306	0,1724	0,0296	0,1692	0,0285	0,1658	0,0274
	1, 4, 7/2	-0,0307	-0,0327	-0,0327	-0,0345	-0,0345	-0,0364	-0,0364	-0,0382	-0,0382	-0,0382
	0, 6, 11/2	-0,1128	-0,1160	-0,1191	-0,1222	-0,1222	-0,1222	-0,1222	-0,1222	-0,1252	-0,1252
6	1, 4, 9/2	0,2783	0,2669	0,2548	0,2424	0,2424	0,2424	0,2424	0,2424	0,2291	0,2291
	1, 6, 13/2	0,9243	0,9300	0,9350	0,9400	0,9400	0,9400	0,9400	0,9400	0,9448	0,9448
4	0, 4, 7/2	0,0131	0,0228	0,0177	0,0187	0,0215	0,0246	0,0246	0,0246	0,0271	0,0101
	0, 4, 9/2	-0,1503	-0,1367	-0,1234	-0,1104	-0,1104	-0,1104	-0,1104	-0,1104	-0,0974	-0,0974

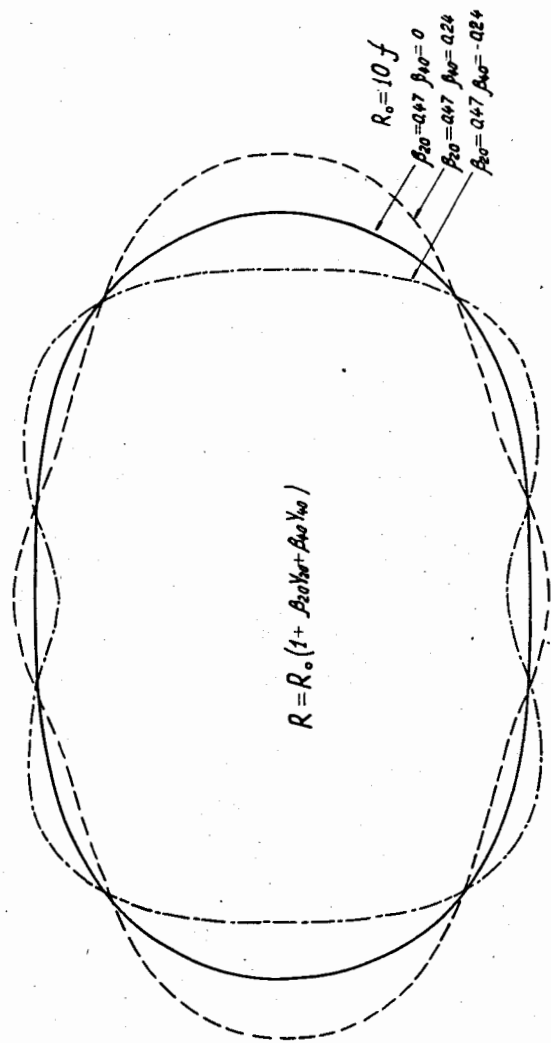


Рис. 1. Форма ядра в зависимости от β_{40} ($\beta_{20} = 0,47$).

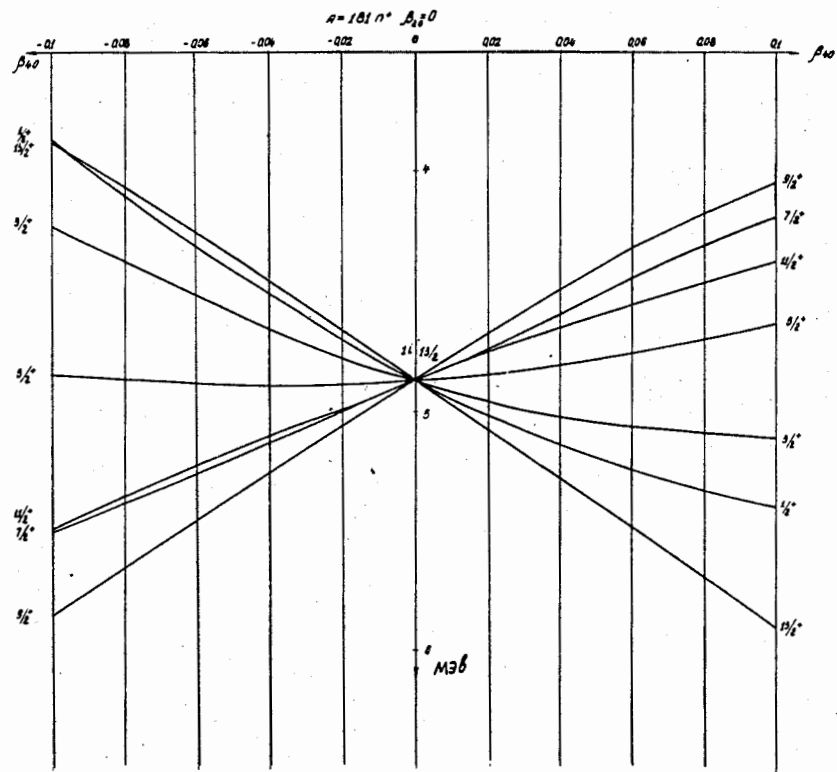


Рис. 2. Расщепление состояния $11_{13/2}$ в зависимости от β_{40} ($\beta_{20} = 0$).

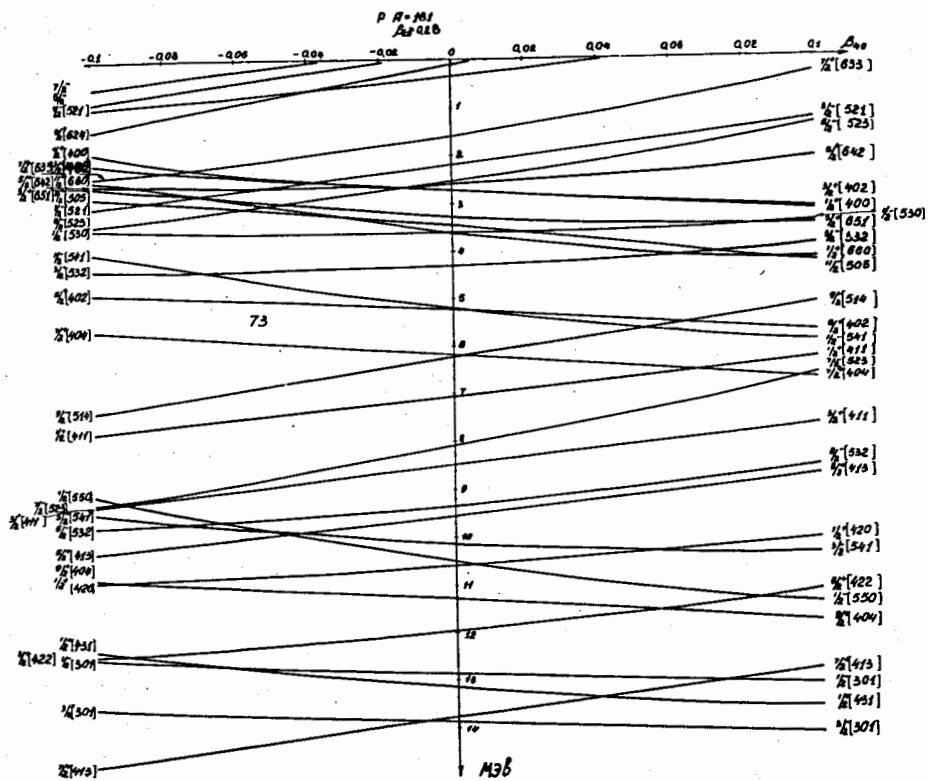


Рис. 5. Протонные одночастичные состояния ($\beta_{20} = 0,28$).

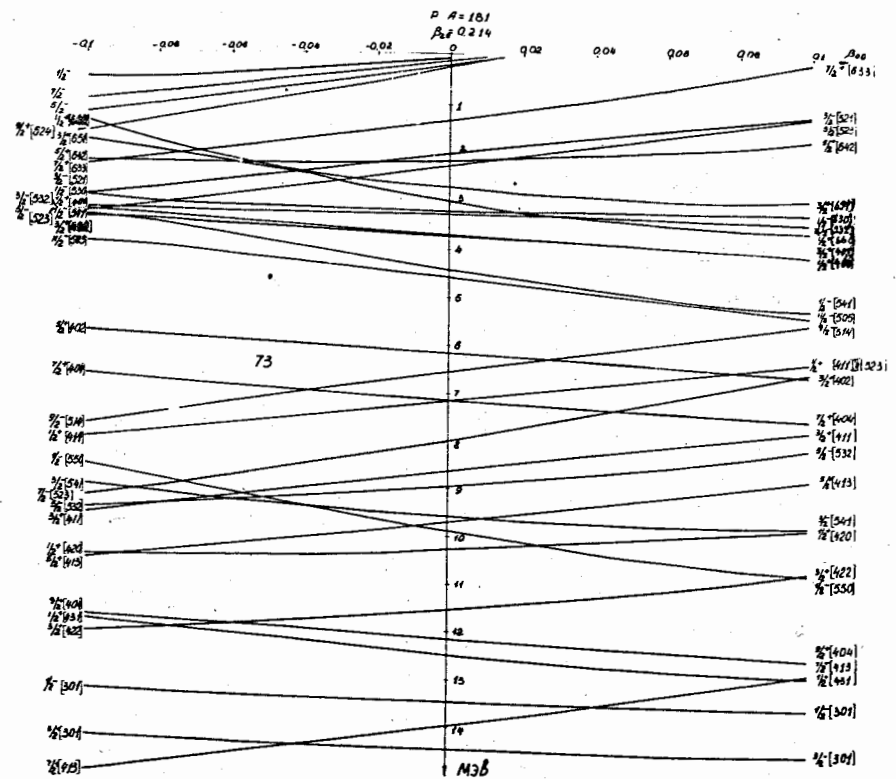


Рис. 6. Протонные одночастичные состояния ($\beta_{20} = 0,214$).

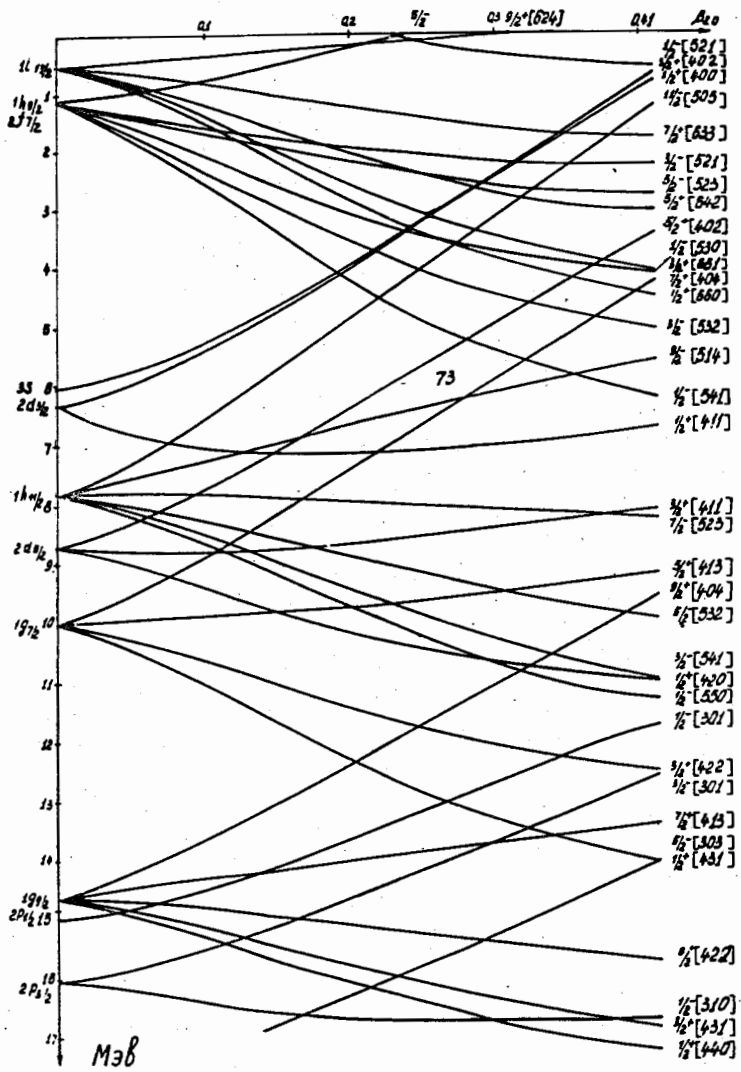


Рис. 7. Протонные одночастичные состояния в зависимости от β_{20} ($\beta_{40} = 0$).

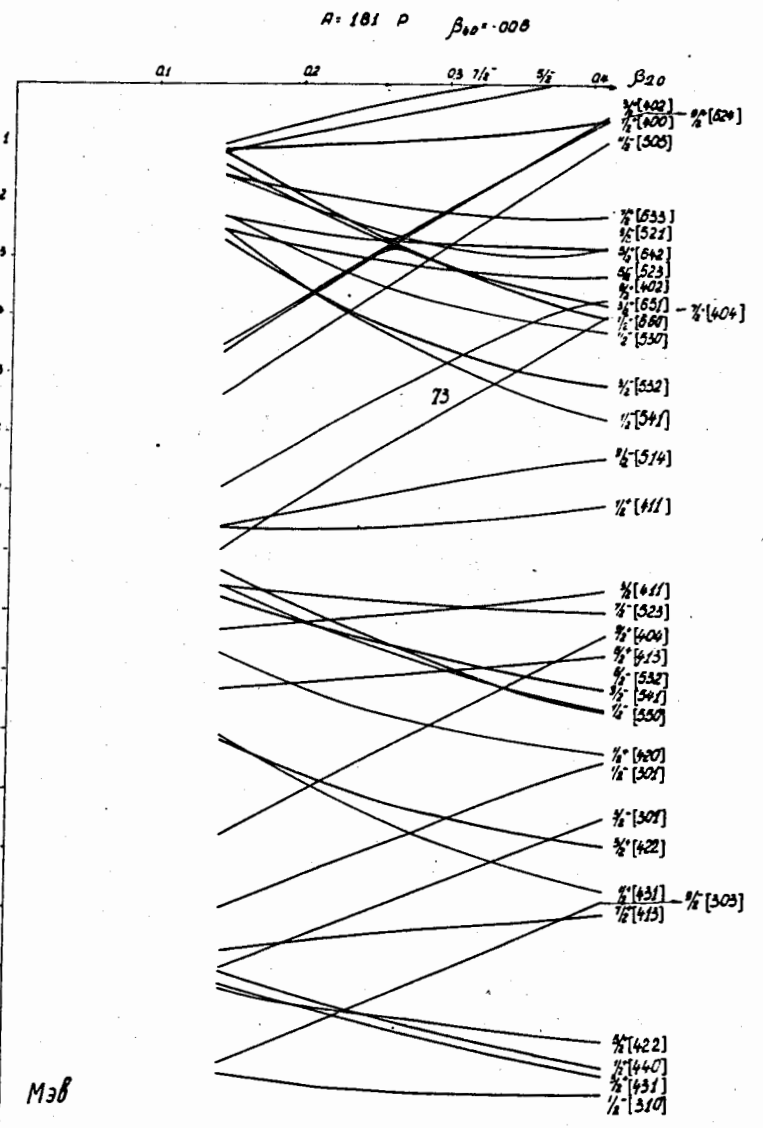


Рис. 8. Протонные одночастичные состояния в зависимости от β_{20} ($\beta_{40} = -0.06$).

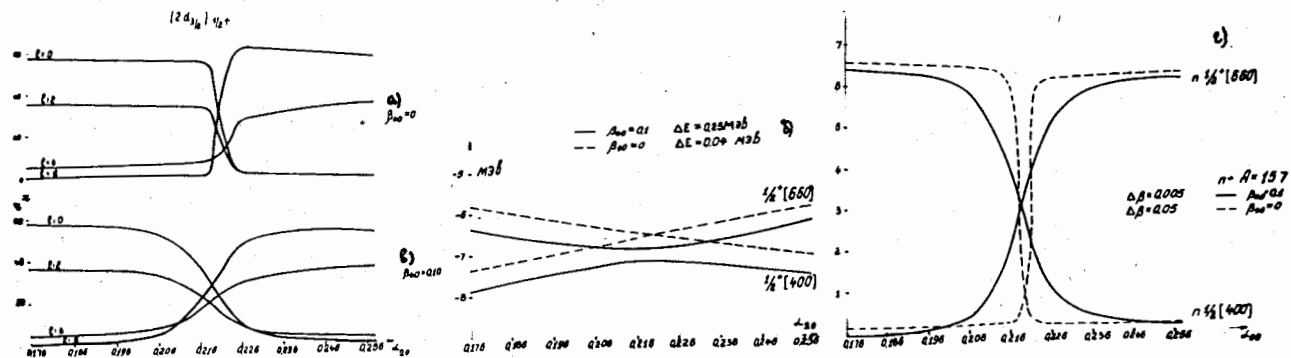


Рис. 9. Структура волновой функции состояния $\nu(2 \frac{1}{2} \frac{1}{2})_{1/2}^+$ для $\lambda = 157$ в зависимости от α_{20} при а) $\beta_{40} = 0$ и в) $\beta_{40} = 0,1$; б) кривые энергии для квазинересекающихся уровней при $\beta_{40} = 0$ (пунктир) и $\beta_{40} = 0,1$ (сплошные кривые); г) параметры развязывания для этих состояний, соответственно.