

с 341  
И-209

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 5598

С.П. Иванова

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ  
СИЛЬНОДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР  
НА ОСНОВЕ ПОТЕНЦИАЛА САКСОНА-ВУДСА

Специальность 055 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1971

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук            Д.П. Гречухин  
кандидат физико-математических наук        Р.А. Эрамжян

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Физико-  
энергетический институт.

Автореферат разослан "        "        1971 года  
Защита диссертации состоится "        "        1971 года  
на заседании Ученого Совета Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Моск.  
области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А. Асанов

4 - 5598

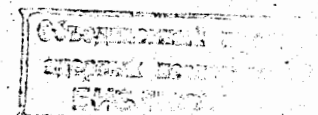
С.П. Иванова

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ  
СИЛЬНОДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР  
НА ОСНОВЕ ПОТЕНЦИАЛА САКСОНА-ВУДСА

Специальность 055 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени кандидата физико-математических наук

45526p



Проблема изучения структуры атомного ядра связана с необходимостью решения задачи многих тел. Поскольку получить точное решение этой задачи невозможно, то необходимо использовать модели, дающие максимально точное описание системы и достаточно простую математическую формулировку.

В последние годы большие успехи в этом направлении достигнуты благодаря использованию полумикроскопических моделей ядра, которые являются развитием моделей независимых частиц, обобщенной модели Бора-Моттельсона<sup>/1/</sup> и модели Давыдова<sup>/2/</sup>. Описание ядра в рамках этих моделей предусматривает выделение движения нуклонов в самосогласованном поле. Учет остаточных взаимодействий может проводиться разными путями. Ясно, что при этих условиях одинаково важно иметь корректное решение как для одночастичного базиса, так и для остаточных взаимодействий.

В течение долгого времени для сильнодеформированных ядер в качестве среднего поля использовался модельный одночастичный гамильтониан, включающий эллипсоидальный осцилляторный потенциал и спин-орбитальное взаимодействие в простейшем виде (потенциал Нильссона)<sup>/3/</sup>.

Одночастичные волновые функции, полученные в этом потенциале, относительно просты и удобны при практическом использовании. В этом потенциале введены асимптотические квантовые числа, позволяющие идентифицировать одночастичные состояния.

Однако наряду с описанными достоинствами потенциал Нильссона имеет целый ряд существенных недостатков. Он является бесконечным по глубине и вследствие этого собственные волновые функции его имеют асимптотику ( $\exp(-\beta r^2)$ ), не отвечающую

физическим условиям. Кроме этого, в схеме Нильссона отсутствует зависимость относительного расположения подоболочек от  $\beta$ ; спин-орбитальное взаимодействие не зависит от деформации. В первоначальном варианте этого метода не учитывается связь оболочек, отличающихся по главному квантовому числу  $N$  на две единицы.

Перечисленные факторы ограничивают возможности и одночастичного описания свойств ядер, и изучения их на основе полумикроскопических моделей, например, сверхтекучей модели ядра<sup>/4/</sup>.

Потенциал Саксона-Вудса соответствует экспериментальным данным о распределении плотности заряда в ядрах, а расчеты, выполненные на основании оболочечной модели для сферических ядер с таким потенциалом, дают правильное представление о заполнении оболочек по всей периодической системе.

Впервые задачу об одночастичных состояниях в анизотропном потенциале Саксона-Вудса решили И.Э.Немировский и В.А.Чепурнов<sup>/5/</sup>. Они использовали метод численного интегрирования системы дифференциальных уравнений и получили одночастичные энергии и волновые функции нейтронных и протонных состояний. Однако такие расчеты сложны, а представление собственных функций в виде громоздких таблиц затрудняет практическое применение метода. Позже были предложены другие методы решения уравнения Шредингера с анизотропным потенциалом Саксона-Вудса<sup>/6/</sup>.

В реферируемой диссертации описан приближенный метод решения уравнения Шредингера с анизотропным потенциалом Саксона-Вудса, исследована точность этого метода на основе функций задачи Штурма-Лиувилля. С использованием метода, изложенного в

главе I, рассчитаны одночастичные энергии и волновые функции ядер области  $220 \leq A \leq 250$ . Вычислены равновесные значения квадрупольной и гексадекапольной деформации для сильнодеформированных ядер  $150 \leq A \leq 190$ ,  $220 \leq A \leq 250$ .

Первая глава диссертации описывает метод решения уравнения Шредингера для сферически-симметричного<sup>/7/</sup> (§ I) и деформированного<sup>/8,9/</sup> (§ 2) потенциала Саксона-Вудса. Решение, представленное в § I, приближенно, но дает возможность получить волновые функции в аналитическом виде. Это весьма важно, поскольку волновые функции деформированного ядра разлагаются в ряд по собственным функциям сферического потенциала Саксона-Вудса.

Описываемый метод обладает теми же преимуществами, что и метод Нильссона (удобные для использования таблицы волновых функций, возможность приписывания одночастичным состояниям асимптотических квантовых чисел) и в то же время свободен от присущих этому методу недостатков.

Во второй главе дана оценка точности обсуждаемого в главе I метода на основе применения функций задачи Штурма-Лиувилля  $G_{ne}(r)/10/$ . Эти функции образуют дискретный и полный набор состояний, по которым может быть разложена любая функция  $\psi(\vec{r})$ , имеющая непрерывную первую производную и удовлетворяющая граничным условиям задачи Штурма-Лиувилля. Ряд будет сходиться к  $\psi(\vec{r})$  абсолютно и равномерно. Таким образом, разлагать по функциям  $G_{ne}(r)$  можно только такие функции  $\psi(\vec{r})$ , которые имеют интегрируемый квадрат, так как только при выполнении условия

$$\int \psi^2(\vec{r}) d\vec{r} < A < \infty$$

полученный ряд будет сходиться к  $\psi(\vec{r})$ .

В противоположность уравнению Шредингера задача Штурма-Лиувилля не имеет непрерывного спектра (при  $V(r) < 0$ ). Следовательно, преимущество разложения по функциям  $G_{ne}(r)$  заключается в том, что не возникает трудностей с учетом влияния непрерывного спектра на связанные состояния. В результате проведенного анализа можно сказать, что метод, изложенный в гл. I, обладает хорошей точностью при деформациях, близких к равновесным, и при энергиях в интервале  $E_F - 3 \text{ Мэв} \leq E_F \leq E_F + 3 \text{ Мэв}$ . Метод разложения по функциям Штурма-Лиувилля имеет и самостоятельное значение, поскольку позволяет описывать высоковозбужденные состояния с высокой точностью. Прямое использование такого разложения возможно для легких ядер; в случае тяжелых ядер необходима модификация, позволяющая ликвидировать некоторую громоздкость расчетов.

Оценив точность приближений представленного в гл. I метода, можно применить его для конкретных расчетов. Ранее были рассчитаны одночастичные схемы и характеристики ядер в области  $150 \leq A \leq 190$  II/.

В главе 3 представлен расчет одночастичных схем актинидов /9, 12, 13/. Это весьма важная задача, поскольку до сих пор не существовало одночастичной схемы для этих ядер, удовлетворяющей экспериментальным данным по заполнению оболочек.

В случае потенциала Саксона-Вудса относительное расположение оболочек является функцией массового числа  $A$ , так как энергии состояний с разными  $n, l, j$  имеют различную зависимость от радиуса ядра. Поэтому, вообще говоря, одночастичные

состояния в потенциале Саксона-Вудса нужно вычислять для каждого значения массового числа. Однако вследствие того, что одночастичные энергии и волновые функции при увеличении  $A$  меняются медленно и монотонно, область ядер  $220 \leq A \leq 256$  можно разделить на три зоны:  $A = 229, 239, 247$ .

Расчет проведен для случая квадрупольной и гексадекапольной деформаций  $\beta_{20}$  и  $\beta_{40}$ , отличных от нуля.

Полученные одночастичные схемы передают порядок основных состояний нечетных по  $Z$  и  $N$  ядер при равновесных значениях параметров деформации (см. таблицу I). На рис. 1 и 2 для примера приведены одночастичные нейтронная и протонная схемы уровней. Исследованы некоторые одночастичные характеристики, например, параметры развязывания  $\alpha$ . Обсуждена зависимость этих величин для разных состояний от параметров среднего поля и значений  $\beta_{20}^{\text{равн.}}$ ,  $\beta_{40}^{\text{равн.}}$ . Показано, что для квазипересекающихся состояний параметры развязывания чувствительны к величинам  $\alpha, \alpha$ , определяющим среднее поле. Нейтронные схемы имеют очень высокую плотность уровней. Это отражается на величинах коэффициентов смешивания волновой функции. Как правило, нельзя выделить одну компоненту, дающую подавляющий вклад. Вследствие этого расчеты одночастичных состояний ядер трансурановой области обладают большей чувствительностью к параметрам среднего поля, чем аналогичные расчеты для ядер редкоземельной группы.

Энергии и волновые функции деформированных ядер представлены в виде таблиц /12/, удобных в практическом использовании, которые нашли свое применение в ряде работ по сверхтекучей модели ядра /12, 14/.

ЛИТЕРАТУРА

Последняя (4-я) глава диссертации содержит исследование равновесных значений параметров квадрупольной  $\beta_{20}$  и гексадекапольной  $\beta_{40}$  деформаций сильнодеформированных ядер <sup>15/</sup> с  $150 \leq A \leq 190$  и  $220 \leq A \leq 250$ . Расчеты этих величин для четно-четных ядер проведены по методу оболочечной поправки Струтинского.

В § 2 этой главы представлены формулы для мультипольных моментов ядер при разных теоретических предположениях о распределении заряда в ядре. Выяснена связь между параметрами деформации, вводимыми в разных подходах ( $\beta_{20}$  и  $\epsilon_{20}$ ;  $\beta_{40}$  и  $\epsilon_{40}$ ).

В § 3 приведены результаты вычислений  $\beta_{\lambda 0}^{\text{равн.}}$  и  $Q_{\lambda}$ . Расчеты гексадекапольной деформации дают значение  $\beta_{40}^{\text{равн.}}$ , отличное от нуля для всех ядер редкоземельной и трансурановой областей. Только для ядер  $Er^{170}$ ,  $Yb^{172}$ ,  $Hf^{172, 174}$   $\beta_{40}^{\text{равн.}} = 0$ .

Результаты расчетов находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными и совпадают с аналогичными вычислениями, проведенными на основе схемы Нильссона.

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в <sup>9, 10, 12, 13, 15/</sup> и доложены на XIX, XX совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре ядра, на XI совещании по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов и теории деформированных ядер и на У Всесоюзной летней школе по ядерным реакциям и структуре ядра.

- I. О.Бор. ПСФ вып. 9 (1955).
2. А.С.Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер. Атомиздат, Москва, 1967.
3. С.Нильссон. Статья в сборнике "Деформация атомных ядер", ИЛ, Москва, 1958.
4. В.Г.Соловьев. Atomic Energy Rev. 3, N 2, 117 (1965).
5. П.Э.Немировский, В.А.Чепурнов. ЯФ 3, 998 (1966).
6. A. Faessler, R. Sheline, Phys. Rev. 148, 1003 (1966).  
E. Rost, Phys. Rev. 154, 994 (1967).
- В.В.Пашкевич, В.М.Струтинский. ЯФ 9, 56 (1969).
7. Б.Н.Калинкин, Я.Грабовский, Ф.А.Гареев  
Acta Phys. Pol. 30, 999 (1966).
8. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин Acta Phys. Pol.  
32, 461 (1967); 33, 135 (1968);  
препринт ОИЯИ Р4-3325, Дубна (1967).
9. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, сообщения ОИЯИ Р4-5221, Дубна (1970).
10. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Н.Ю.Ширикова, препринт ОИЯИ Р4-5351, Дубна (1970).
- II. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин.  
Изв. АН СССР, серия физическая, 32, 1690 (1968).  
Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин, С.К.Слепнев,  
М.Г.Гинзбург, препринт ОИЯИ Р4-3607, Дубна (1967).  
Ф.А.Гареев, Б.Н.Калинкин, Н.И.Пятов, М.И.Черней  
Phys. Lett. 27B, 117 (1968).  
Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, М.И.Черней, ЯФ 9, 308 (1969).  
H. Schulz, H. J. Wiebicke, preprint JINR E4-4210, Dubna (1968).

- Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Н.Ю.Ширикова, сообщения ОИЯИ Р4-4259, Дубна (1968).
12. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, препринт ОИЯИ Р4-5470, Дубна (1970).  
Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Л.А.Малов. Тезисы XX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, стр. 192, Ленинград (1970).
13. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Н.Ю.Ширикова, сообщения ОИЯИ Р4-5457, Дубна (1970).
14. А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев  
Сообщения ОИЯИ Р4-5126, Дубна (1970).  
А.И.Вдовин, А.Л.Комов, Л.А.Малов  
Сообщения ОИЯИ Р4-5125, Дубна (1970).
15. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.В.Пашкевич, ЯФ II, I200 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 февраля 1971 года.

Таблица I

Z	Основное состояние		N	Основное состояние	
	(I П) Экспер.	(I П [M <sub>π</sub> ]) Теорет.		(I П) Экспер.	(I П [M <sub>π</sub> ]) Теорет.
89	3/2 <sup>+</sup>	3/2 <sup>+</sup> /651/	137	3/2 <sup>+</sup>	3/2 <sup>+</sup> /631/
91	1/2 <sup>-</sup>	1/2 <sup>-</sup> /530/	139	5/2 <sup>-</sup> , 5/2 <sup>+</sup>	5/2 <sup>-</sup> /752/
93	5/2 <sup>+</sup>	5/2 <sup>+</sup> /642/	141	5/2 <sup>+</sup>	5/2 <sup>+</sup> /633/
95	5/2 <sup>-</sup>	5/2 <sup>-</sup> /523/	143	7/2 <sup>-</sup> 1/2 <sup>+</sup>	7/2 <sup>-</sup> /743/
97	3/2 <sup>-</sup>	3/2 <sup>-</sup> /521/	145	1/2 <sup>+</sup>	1/2 <sup>+</sup> /631/
99	7/2 <sup>+</sup>	7/2 <sup>+</sup> /633/	147	5/2 <sup>+</sup>	5/2 <sup>+</sup> /622/
101	7/2 <sup>-</sup>	7/2 <sup>-</sup> /514/	149	7/2 <sup>+</sup>	7/2 <sup>+</sup> /624/
			151	9/2 <sup>-</sup>	9/2 <sup>-</sup> /734/

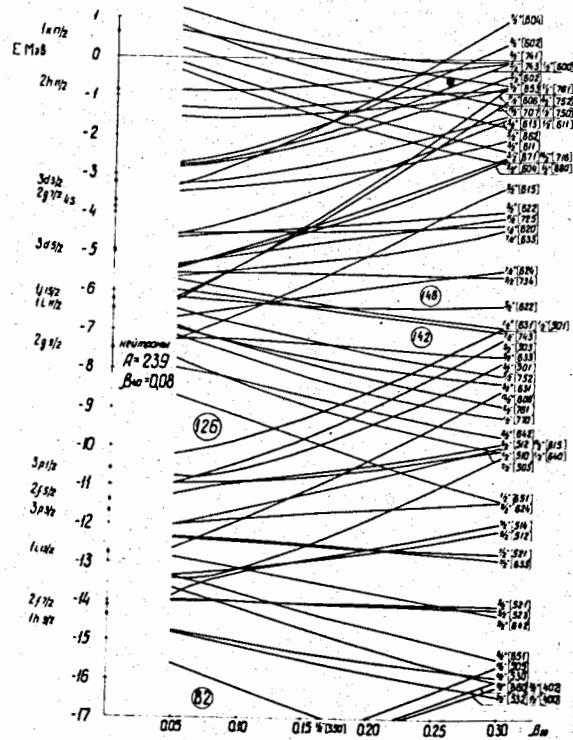


Рис. 1. Нейтронная одночастичная схема  $A = 239$ .

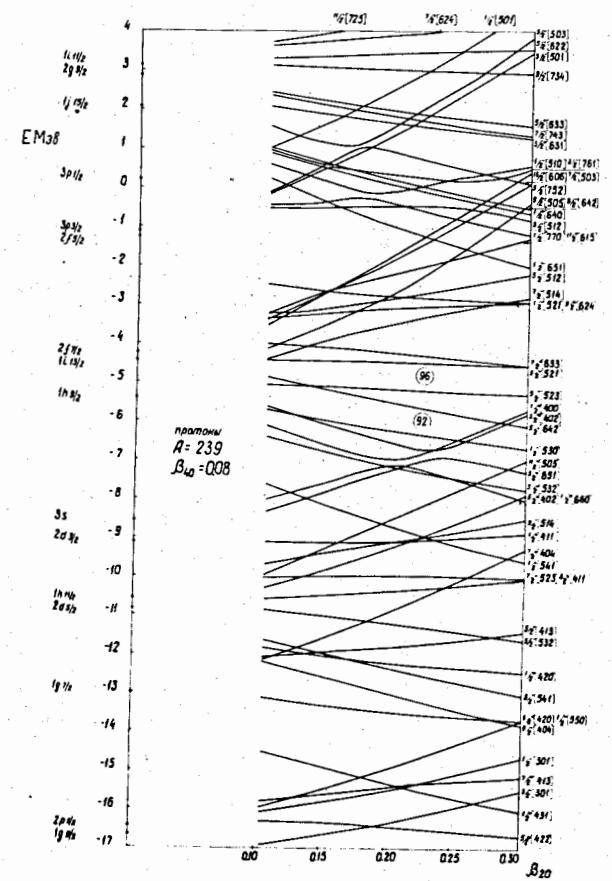


Рис. 2. Протонная одночастичная схема  $A = 239$ .