

Ба 233 471

ЭК

ОРДЕНА ЛЕНИНА АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

ПОРОДЗИНСКИЙ КРИЙ ВЛАДИМИРОВИЧ

УДК 539.171

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЧЁТНО-ЧЁТНЫМИ ДЕФОРМИРУЕМЫМИ  
НЕАКСИАЛЬНЫМИ ЯДРАМИ

01.04.16 - физика ядра и элементарных частиц

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание учёной степени кандидата  
физико-математических наук

Киев - 1990

Бел. 2005

Работа выполнена в Институте ядерной энергетики АН ЕССР

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник КАШУБА И.Е.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник КОРЖ И.А.  
кандидат физико-математических наук,  
доцент ИВАНОВА С.П.

Ведущая организация - Физико-энергетический институт,  
г.Обнинск

Защита состоится " 1 " марта 1990 года в 14<sup>15</sup> часов  
на заседании Специализированного Совета Д 016.03.01 при  
Институте ядерных исследований АН УССР  
(252028, г.Киев, пр.Науки 47, ИЯИ АН УССР).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке  
Института ядерных исследований АН УССР

Автореферат разослан " 30 " января 1990 г.

Учёный секретарь  
Специализированного Совета  
кандидат физико-математических наук *В. Д. Чеснокова* В.Д.Чеснокова

233471

Институт ядерных исследований  
Обнинск 1990  
И.И. Ковалев

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Одним из важнейших аспектов прикладной ядерной физики становится в последнее время оценка ядерных данных. Вызвано это в первую очередь потребностями ядерной энергетики и перспективой использования термоядерной энергии. Для предсказания основных физических характеристик проектируемых ядерно-энергетических установок необходима как можно более полная система оцененных данных по взаимодействию нейтронов с ядрами изотопов топливно-сырьевых, конструкционных и защитных материалов в широком энергетическом интервале. В связи с ужесточением требований к безопасности реакторов особую важность приобретает гарантированная ошибка расчётных результатов, которая непосредственно связана с полнотой и качеством оцененных ядерных констант.

Оценка ядерных данных в узком смысле подразумевает их компиляцию, анализ экспериментальных погрешностей измерений различных авторов и выдачу рекомендованных данных в энергетической области, где проводились измерения.

Оценка в широком смысле дополнительно включает в себя также и теоретические методы, позволяющие с помощью модельных представлений о характере взаимодействия нуклонов с ядрами получать те ядерно-физические величины, измерения которых отсутствуют. Помимо этого, сравнение модельных расчётов с экспериментом позволяет уточнить результаты анализа экспериментальных данных, уяснить границы применимости той или иной модели и достоверность заложенных в них гипотез и упрощений.

Поэтому задача по созданию новых и модификация существующих теоретических методов и феноменологических моделей для расчёта

сечений взаимодействия нейтронов с ядрами, а также по разработке математических алгоритмов и их реализации в ЭВМ программах является весьма актуальной.

Цель работы. Настоящая диссертация посвящена развитию на основе обобщенной оптической модели с описанием коллективного движения ядра-мишени в рамках феноменологической модели Давыдова - Чабана самосогласованного метода, позволяющего с единых позиций описывать спектроскопическую информацию и экспериментальные данные по рассеянию нейтронов на чётно-чётных деформируемых неаксиальных ядрах.

Научная новизна. На основе метода связанных каналов (МСК) с описанием коллективного движения ядра в рамках модели неаксиального деформируемого ротатора предложен метод анализа экспериментальных данных по рассеянию нейтронов на чётных деформируемых неаксиальных ядрах. Разработаны алгоритмы определения модельных параметров (неаксиальности  $\gamma$ , мягкости  $\mu$  и энергетического множителя  $\hbar\omega_0$ ) и вычисления на их основе в рамках МСК оптических сечений. Созданные алгоритмы реализованы в двух программных комплексах DATET и DASNA, которые с использованием  $\chi^2$ -критерия определяют модельные параметры из сравнения экспериментальных и вычисляемых по модели Давыдова - Чабана энергий возбуждённых состояний и параметры несферического оптического потенциала нейтрон-ядерного взаимодействия и параметр деформации из сравнения экспериментальных и рассчитываемых данных по силовым функциям, радиусу потенциального рассеяния, полному сечению взаимодействия и угловым распределениям упругого и неупругого рассеяния в нескольких опорных точках. Кроме того, программа DATET позволяет с найденными модельными параметрами рассчитать структуру возбуждённых состояний и приведенные вероятности электрических

квадрупольных переходов между ними, а программа DАSНА с оптимизированными параметрами оптического потенциала – вычислять интегральные и дифференциальные нейтронные сечения во всей энергетической области.

В работе получены модельные параметры неаксиальности  $\gamma$  и мягкости  $\mu$  и описана структура нижайших возбуждённых состояний ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{52}\text{Cr}$  и  $^{56}\text{Fe}$ . Кроме того, для этих ядер, а также для ядер чётных изотопов селена вычислены вероятности E2-переходов между нижайшими возбуждёнными состояниями и статические квадрупольные электрические моменты первых  $2^+$ -состояний.

Исследовано влияние модельных параметров  $\mu$  и  $\gamma$  на величины интегральных и дифференциальных нейтронных сечений. Проведен анализ экспериментальных данных по рассеянию нейтронов на ядрах  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{76,78,80,82}\text{Se}$ , позволяющий для  $^{52}\text{Cr}$  и  $^{56}\text{Fe}$  получить параметры несферического оптического потенциала, которые достаточно надёжно описывают интегральные и дифференциальные экспериментальные сечения в энергетической области 0,5 – 20 МэВ. Получены параметры оптического потенциала с изотопической зависимостью реальной и мнимой глубин его для ядер чётных изотопов селена, которые удовлетворительно описывают экспериментальные данные по дифференциальным сечениям упругого и неупругого с возбуждением первого  $2^+$ -состояния рассеяния нейтронов в энергетической области до 5 МэВ.

Практическая ценность работы. Изложенный в диссертации самосогласованный метод, позволяющий с единых позиций описывать спектроскопию ядер и эксперименты по нейтронному рассеянию на чётных деформируемых неаксиальных ядрах, положен в основу комплексов математических ЭВМ-программ, используемых в настоящее время в ИЯЭ АН БССР и в ИЯИ АН УССР для целей оценки ядерных данных. Про-

демонстрированное в диссертации хорошее качество описания экспериментальных данных по рассеянию нейтронов даёт возможность использовать развитый подход для получения оцененных нейтронных сечений мягких неаксиальных ядер.

Апробация результатов. Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на I-й Международной конференции по нейтронной физике, г.Киев, 1987 г.; на межинститутском семинаре "Ядерные реакции при низких и промежуточных энергиях", г.Дубна, 1989 г.; на конкурсе научных работ в ИЯЭ АН БССР, на семинарах в ИЯЭ АН БССР и ИЯИ АН УССР и опубликованы в материалах I-й Международной конференции по нейтронной физике, в журналах: "Ядерная физика" и "Украинский физический журнал".

Объём и структура. Диссертация состоит из введения, трёх глав и заключения. Работа изложена на 132 страницах основного машинописного текста, включающего 40 рисунков и 13 таблиц. Список литературы содержит 102 наименования на 13 страницах.

#### КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении отмечена актуальность темы, кратко сформулирована цель диссертационной работы, изложены её основные результаты и научные положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена краткому изложению основных соотношений обобщенной оптической модели и неадиабатической теории вращательно-вибрационных возбуждений в атомных ядрах.

МСК широко применяется в настоящее время при описании взаимодействия нуклонов с ядрами, структура которых описывается в рамках ротационной или вибрационной моделей. В действительности большинство ядер не только не удовлетворяют такой систематике, но

к тому же не сохраняют мод своих возбуждений; последнее ведёт к сосуществованию в ядрах различных форм, впервые наблюдавшемуся для изотопов редкоземельных элементов и ртути. Таким образом, использование в МСК функций симметричного волчка или осцилляторных функций в качестве собственных функций внутреннего гамильтониана ядра не всегда оправдано с точки зрения экспериментальных спектроскопических данных и это не может не отразиться на характеристиках вычисляемых нейтронных сечений.

С другой стороны, феноменологическая модель Давыдова - Чабана, интерпретирующая энергетическую структуру ядра собственными состояниями неаксиального деформируемого ротатора, хорошо зарекомендовала себя на большом количестве чётно-чётных и нечётных ядер при описании их возбуждений вплоть до состояний со спином  $I = 20$  по основной краст-полосе. В предельных случаях модель Давыдова - Чабана переходит в простую ротационную или вибрационную модели. При вращении ядро испытывает растяжение, приводящее к изменению

$\beta_0$ , характеризующего его равновесную форму. Связав свойства деформируемости (мягкости) ядер с энергией бесспиновых  $\beta$ -колебательных возбуждений, а поперечные  $\gamma$ -колебания поверхности ядра учитывая при этом только путём введения эффективного параметра

$\gamma = \gamma_{эфф}$ , модель Давыдова - Чабана для энергии коллективных возбуждённых состояний с полным угловым моментом  $I$  и номером  $\tau$  даёт следующее выражение

$$E_{I\tau} = \hbar\omega_0 \left\{ (v + 1/2) \sqrt{4 - 3/P_{I\tau}} + \frac{1}{2\mu^2} [(P_{I\tau} - 1)^2 + (P_{I\tau} - 1) P_{I\tau}] \right\},$$

где величина  $P_{I\tau}$  характеризует увеличение равновесной деформации  $\beta_0$  в основном состоянии при переходе ядра в состояние  $I\tau$ , так что  $\beta_{I\tau} = P_{I\tau} \beta_0$ . Параметр мягкости  $\mu$  определяется отношением амплитуды нулевых колебаний поверхности ядра в основ-

ном состоянии к величине равновесного отклонения  $\beta_0$  формы ядра от сферы. Выражение для энергии коллективных возбуждённых состояний алгоритмизировано в программе DATET, которая анализирует экспериментальные данные по схемам уровней и рассчитывает необходимые для дальнейших вычислений параметры модели. Качество описания низкайших возбуждённых состояний в рамках модели неаксиального деформируемого ротатора продемонстрировано в табл. I на примере ядра  $^{238}\text{U}$ .

Энергетическая структура возбуждённых состояний  $^{238}\text{U}$  довольно сложная и насчитывает до энергии возбуждения  $\sim 1,5$  МэВ не менее семи полос, из них четыре построены на чётных состояниях. Выбирая в качестве базовых уровни с энергиями 45 кэВ ( $2_1^+$ ), 1060 кэВ ( $2_2^+$ ) и 1106 кэВ ( $3_1^+$ ) (они в табл. I помечены \*), определены параметры неаксиальности  $\gamma_{\text{эфф}} = 0,1402$  ( $8,03^\circ$ ) и мягкости  $\mu = 0,1812$ , а также энергетический множитель  $\hbar\omega_0 = 1,2550$  МэВ для основной и  $\gamma$ -вибрационной полос. Используя затем параметры  $\gamma_{\text{эфф}}$  и  $\mu$ , вычислялись энергии уровней  $^{238}\text{U}$  остальных полос. Результаты расчётов представлены в табл. I, где приведены также экспериментальные энергии возбуждения, спины и квантовые числа состояний ( $n$  - номер  $\beta$ -полосы,  $\tau$  - порядковый номер состояния с данным спином I).

Как видно из табл. I, модель неаксиального мягкого ротатора достаточно точно описывает энергетическую структуру ядра (четыре полосы уровней с положительной чётностью) при дополнительном определении энергетических множителей  $\hbar\omega_0$  ( $n=1$ ) = 0,9272 МэВ и  $\hbar\omega_0$  ( $n=2$ ) = 0,4957 МэВ. Тем самым для этих состояний установлены волновые функции, которые могут быть использованы в теории рассеяния нейтронов.

В диссертации были также получены модельные параметры для



Т а б л и ц а I

Экспериментальные и вычисленные по модели Давыдова -  
 Чабана значения энергий возбуждённых состояний поло-  
 жительной чётности <sup>238</sup>U

№ п/п	Спин, чётность	Энергия возбуждения, кэВ		Квантовые числа	
		Эксперимент	Расчёт	$n$	$\tau$
I	0 <sup>+</sup> ж	0,00	0,00	0	I
2	2 <sup>+</sup> ж	44,9	44,85	0	I
3	4 <sup>+</sup>	148,4	148,43	0	I
4	6 <sup>+</sup>	307,2	308,28	0	I
5	8 <sup>+</sup>	517,8	520,95	0	I
6	10 <sup>+</sup>	775,7	782,3	0	I
7	0 <sup>+</sup>	927,0	927,0	I	I
8	2 <sup>+</sup>	966,3	964	I	I
9	0 <sup>+</sup>	993	993	2	I
10	2 <sup>+</sup>	1037,3	1012	2	I
11	4 <sup>+</sup>	1055	1047	I	I
12	2 <sup>+</sup> ж	1060,3	1059	0	2
13	12 <sup>+</sup>	1076,6	1085	0	I
14	3 <sup>+</sup> ж	1105,6	1099	0	I
15	4 <sup>+</sup>	1127	1061	2	I
16	4 <sup>+</sup>	1167,7	1153	0	2
17	14 <sup>+</sup>	1415	1433,4	0	I
18	16 <sup>+</sup>	1788	1814,6	0	I
19	18 <sup>+</sup>	2191	2227,7	0	I
20	20 <sup>+</sup>	2619	2669,4	0	I
21	22 <sup>+</sup>	3067	3136,8	0	I
22	24 <sup>+</sup>	3534,5	3627,8	0	I

ядер  $^{52}\text{Cr}$  ( $\gamma_{\text{эфф}} = 0,3929$  ( $22,51^\circ$ ),  $\mu = 1,6772$  и  $\hbar\omega_0 = 1,5621$  МэВ) и  $^{56}\text{Fe}$  ( $\gamma_{\text{эфф}} = 0,3209$  ( $18,38^\circ$ ),  $\mu = 0,619$  и  $\hbar\omega_0 = 1,986$  МэВ), которые в рамках модели Давыдова - Чабана достаточно хорошо воспроизводят низкоэнергетическую структуру.

Во второй главе полученные в первой главе результаты использованы при вычислении приведенного матричного элемента связи, определяющего динамику процесса рассеяния. Рассмотрены вопросы разложения оптического потенциала в ряд по параметру деформации, вычисления интеграла перекрытия волновых функций по  $\beta$ -колебаниям и расчёта приведенных вероятностей электрических квадрупольных переходов.

Для описания рассеяния нейтронов ядрами используется несферический оптический потенциал вида

$$V(\bar{r}) = V_R \cdot f_R(\bar{r}) - 4i W_D(\bar{r}) [1 - f_D(\bar{r})] - \left(\frac{\hbar^2}{\mu c^2}\right)^2 \times \\ \times V_{S_0} \frac{1}{\alpha_R \tau} f_R(\bar{r}) \cdot [1 - f_R(\bar{r})] (\hat{\sigma} \cdot \hat{l})$$

с факторами

$$f_i(\bar{r}) = \left\{ 1 + \exp \left[ (\tau - \bar{R}_i) / \alpha_i \right] \right\}^{-1}, \quad i = R, D,$$

радиусы которых в приближении квадрупольных деформаций в собственной системе координат ядра определяются выражениями

$$\bar{R}_i = R_{oi} \left\{ 1 + \beta \cos \gamma Y_{20}(\theta', \varphi') + \frac{\beta}{\sqrt{2}} \sin \gamma [Y_{22}(\theta', \varphi') + Y_{2-2}(\theta', \varphi')] \right\},$$

в которых радиусы равновеликих сфер  $R_{oi}$  определяются как функции массового числа ядра  $A$  соотношением  $R_{oi} = r_{oi} \cdot A^{1/3}$ ;  $r_{oi}$  - параметр радиального распределения взаимодействия. Здесь  $\hat{l}$  - оператор орбитального момента;  $\hat{\sigma}$  - оператор Паули;  $V_R$ ,  $W_D$ ,  $V_{S_0}$ ,  $\alpha_i$  - параметры оптического потенциала;  $\beta$  и  $\gamma$  - параметры

определяющие форму ядра в собственной системе координат, причём  $\rho^2$  характеризует суммарное квадратичное отклонение формы ядра от сферы, а параметр асимметрии ядра  $\gamma$  характеризует отклонение формы ядра от симметрии вращения.

Переходя к системе координат, фиксированной в пространстве и, разлагая потенциал взаимодействия в ряд по степеням переменной  $\rho$ , получаем его представление в виде суммы диагональной части  $V_{\text{диаг}}$  и потенциала связи  $V_{\text{св}}$ . Диагональная часть  $V_{\text{диаг}}(r)$  потенциала сферически симметрична и представляет собой обычный оптический потенциал, а потенциал связи  $V_{\text{св}}$  включает в себя несферичность взаимодействия и определяется выражением

$$V_{\text{св}}(\tau, \theta, \varphi; \rho) = \sum_t \rho^t U^{(t)}(\tau) \sum_{\lambda \mu} Q_{\lambda \mu}^{(t)*} Y_{\lambda \mu}(\theta, \varphi),$$

где

$$U^{(t)}(\tau) = \frac{1}{t!} \left[ -V_R \left( \frac{R_{\text{об}}}{\alpha_R} \right)^t \cdot f_R (1-f_R) [1-\delta_{t2}(2f_R^2)] \times \right. \\ \times [1-\delta_{t3}(6f_R^2-6f_R^3)] \cdot [1-\delta_{t4}(14f_R^2-36f_R^3+24f_R^4)] - \\ - 4i W_D \left( \frac{R_{\text{об}}}{\alpha_D} \right)^t \cdot f_D (1-f_D) [1-\delta_{t1}(2f_D^2)] \cdot [1-\delta_{t2}(6f_D^2-6f_D^3)] \times \\ \left. \times [1-\delta_{t3}(14f_D^2-36f_D^3+24f_D^4)] \cdot [1-\delta_{t4}(50f_D^2-150f_D^3+240f_D^4-120)] \right],$$

а входящие в выражение для  $V_{\text{св}}$  операторы связи каналов  $Q_{\lambda \mu}^{(t)}(\theta)$  ( $\theta \equiv \theta_1, \theta_2, \theta_3$ ) определяются в модели неаксиального деформируемого ротатора через коллективные переменные и углы Эйлера следующим образом:

$$Q_{\lambda \mu}^{(1)}(\theta) = \Delta_{\mu 0}^{\lambda}(\theta) q_1^{(1)} + \Delta_{\mu 2}^{\lambda}(\theta) q_2^{(1)},$$

где  $q_1^{(1)} = \text{Cos} \gamma$ ,  $q_2^{(1)} = \text{Sin} \gamma$ ;

$$Q_{\lambda\mu}^{(2)}(\theta) = \frac{5}{\sqrt{4\pi(2\lambda+1)}} (2200|\lambda 0) [\Delta_{\mu 0}^{\lambda}(\theta) q_{1\lambda}^{(2)} + \Delta_{\mu 2}^{\lambda}(\theta) \cdot q_{2\lambda}^{(2)} + \Delta_{\mu 4}^{\lambda}(\theta) \cdot q_{3\lambda}^{(2)}],$$

где

$$\begin{cases} q_{1\lambda}^{(2)} = q_1^{(1)} \cdot (2200|\lambda 0) \cos \gamma + q_2^{(1)} (22-22|\lambda 0) \sin \gamma, \\ q_{2\lambda}^{(2)} = q_1^{(1)} \cdot (2202|\lambda 2) \cdot 2 \cdot \sin \gamma, \\ q_{3\lambda}^{(2)} = q_2^{(1)} \cdot (2222|\lambda 4) \cdot \frac{\sin \gamma}{\sqrt{2}}; \end{cases}$$

$$Q_{\lambda\mu}^{(3)}(\theta) = \sum_{\nu=0}^4 (2200|\nu 0) \frac{5^{3/2}}{4\pi\sqrt{2\lambda+1}} (2\nu 00|\lambda 0) \times$$

$$\times [\Delta_{\mu 0}^{\lambda}(\theta) q_{1\nu\lambda}^{(3)} + \Delta_{\mu 2}^{\lambda}(\theta) q_{2\nu\lambda}^{(3)} + \Delta_{\mu 4}^{\lambda} q_{3\nu\lambda}^{(3)} + \Delta_{\mu 6}^{\lambda}(\theta) q_{4\nu\lambda}^{(5)}],$$

где

$$\begin{cases} q_{1\nu\lambda}^{(3)} = q_{1\nu}^{(2)} (2\nu 00|\lambda 0) \cos \gamma + q_{2\nu}^{(2)} (2\nu 2-2|\lambda 0) \sqrt{2} \sin \gamma, \\ q_{2\nu\lambda}^{(3)} = q_{1\nu}^{(2)} (2\nu 20|\lambda 2) \sin \gamma + q_{2\nu}^{(2)} (2\nu 02|\lambda 2) \sqrt{2} \cos \gamma + \\ + q_{3\nu}^{(2)} (2\nu-24|\lambda 2) \sin \gamma, \\ q_{3\nu\lambda}^{(3)} = q_{2\nu}^{(2)} (2\nu 22|\lambda 4) \sin \gamma + q_{3\nu}^{(2)} (2\nu 04|\lambda 4) \sqrt{2} \cos \gamma, \\ q_{4\nu\lambda}^{(3)} = q_{3\nu}^{(2)} (2\nu 24|\lambda 6) \sin \gamma; \end{cases}$$

и так далее. В приведенных выше формулах

$$\Delta_{\mu\alpha}^{\lambda}(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2(1+\delta_{\alpha 0})}} [D_{\mu\alpha}^{\lambda}(\theta) + D_{\mu-\alpha}^{\lambda}(\theta)].$$

Матричные элементы связи, входящие в правую часть системы связанных уравнений для радиальных функций, определяются на волновых функциях системы "ядро + нуклон":

$$\langle (\ell S) j; I_n k t; JM | \equiv \sum_{m_j M_I} (j I_n m_j M_I) \Psi_{\ell j m_j} \Phi_{I_n M_I k t}.$$

Волновая функция  $\Phi_{I_n M_I k t}$ , описывающая коллективное движение ядра в модели Давыдова - Чабана, представляется в виде произведения функции жесткого неаксиального ротатора  $\Phi_{I_n M_I \tau}$  и функции Вебера  $D\nu_k$ , учитывающей мягкость ядра по отношению к продольным  $\beta$ -колебаниям:

$$\Phi_{I_n M_I k t} = \Phi_{I_n M_I \tau} \cdot D\nu_k$$

$$\Phi_{I_n M_I \tau} = \sum_{K \geq 0} \left[ \frac{2I_n + 1}{16\pi^2(1 + \delta_{0K})} \right]^{1/2} \left\{ D_{M_I K}^{I_n} + (-1)^{J_n} D_{M_I -K}^{I_n} \right\} \cdot A_{I_n K}^{\tau}.$$

С учётом этого для матричного элемента связи получаем выражение:

$$\begin{aligned} & \langle (\ell' S) j'; I_n' k' t'; JM | \sum_t \beta_0^t \nu^{(t)}(\nu) \sum_{\lambda \mu} Q_{\lambda \mu}^{(t)'} Y_{\lambda \mu} | (\ell S) j; I_n k t; JM \rangle = \\ & = (-1)^{J - I_n - S} \cdot \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \cdot \sqrt{(2\ell + 1)(2j + 1)(2\ell' + 1)(2j' + 1)(2I_n + 1)} \times \\ & \times \sum_t \beta_0^t \nu^{(t)}(\nu) J_{\lambda' \lambda}^{(t)} \sum_{\lambda} (\ell' \ell 00 | \lambda 0) W(j' \ell' j \ell; S \lambda) \times \\ & \times W(j' j I_n' I_n; \lambda J) \cdot \langle I_n' k' t' | \| Q_{\lambda}^{(t)'} \| I_n k t \rangle. \end{aligned}$$

Так как оператор  $Q_{\lambda \mu}^{(t)}$  является линейной комбинацией тензорных операторов  $\Delta_{\mu \alpha}^{\lambda}(\theta)$  с коэффициентами  $q_i^{(t)}$ , независимыми от углов Эйлера, вычисление приведенного матричного элемента сводится к вычислению матричного элемента от оператора  $\Delta_{\mu \alpha}^{\lambda}(\theta)$  в пространстве функций внутреннего движения ядра-мишени  $|I_n k t\rangle$ .

$$\begin{aligned} \langle I_n' k' t' | \Delta_{\mu \alpha}^{\lambda'} | I_n k t \rangle & = \sum_{KK'} \frac{A_{I_n' K'}^{\tau} \cdot A_{I_n K}^{\tau}}{\sqrt{2(1 + \delta_{0K})(1 + \delta_{0K'})(1 + \delta_{0\alpha})}} \cdot \sqrt{\frac{2I_n' + 1}{2I_n + 1}} \times \\ & \times (\lambda I_n' - \mu M_I' | I_n M_I) (-1)^{\alpha - \mu} [(\lambda I_n' - \alpha K' | I_n K) + (-1)^{I_n'} (\lambda I_n' - \alpha K' | I_n K) + \\ & + (-1)^{I_n} (\lambda I_n' - \alpha K' | I_n - K) + (-1)^{I_n + I_n'} (\lambda I_n' - \alpha - K' | I_n - K)]. \end{aligned}$$

Теперь с учётом вышеизложенного можем написать явные выражения для приведенных матричных элементов связи, но мы их здесь не приводим из-за их громоздкости.

Отличительной чертой выражения для матричного элемента связи в сравнении с ранее использованными (например, для ротационной и вибрационной моделей) является наличие в нём интеграла перекрытия волновых функций колебательного движения  $J_{\alpha, \alpha'}^{(t)}$ . Для жёстких ядер ( $\mu = 0$ ) он равен единице. В случае мягких ядер он определяется выражением:

$$J_{\alpha, \alpha'}^{(t)} = \frac{\int_0^{\infty} y^t D_{\nu, \alpha'} \left[ -\frac{\sqrt{2}}{P_{\alpha'}} x_{\alpha'}(y - P_{\alpha'}) \right] \cdot D_{\nu, \alpha} \left[ -\frac{\sqrt{2}}{P_{\alpha}} (y - P_{\alpha}) x_{\alpha} \right] dy}{\sqrt{\int_0^{\infty} D_{\nu, \alpha'}^2 \left[ -\frac{\sqrt{2}}{P_{\alpha'}} x_{\alpha'}(y - P_{\alpha'}) \right] dy} \cdot \sqrt{\int_0^{\infty} D_{\nu, \alpha}^2 \left[ -\frac{\sqrt{2}}{P_{\alpha}} x_{\alpha}(y - P_{\alpha}) \right] dy}}$$

Здесь  $\alpha$  и  $\alpha'$  определяют состояние, между которыми рассматривается связь. Наличие величины  $J_{\alpha, \alpha'}^{(t)}$  в выражении для матричного элемента связи ведёт к увеличению связи каналов, причём это усиление для разных каналов не одинаково, т.е. из-за мягкости ядра происходит перераспределение потока рассеянных частиц по каналам. Интеграл перекрытия  $J_{\alpha, \alpha'}^{(t)}$  входит также в выражение для приведенных вероятностей  $E2$ -переходов между состояниями  $I't'\nu'$  и  $I't\nu$

$$B(E2, I't\nu \rightarrow I't'\nu') = B_{\alpha}(E2, I't \rightarrow I't') \cdot J_{I_t I_{t'}}^{(1)2}, \quad \text{где}$$

первый множитель выражения является приведенной вероятностью квадрупольных переходов для жёсткого асимметричного ротатора, а второй множитель есть квадрат интеграла перекрытия при  $t = 1$  волновых функций колебательного движения, описывающих внутреннее состояние ядра. Этим вторым множителем и учитывается мягкость ядра относительно  $\beta$ -колебаний.

Используя значения параметров  $\gamma$  и  $\mu$ , которые были нами получены из анализа энергетической структуры ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{52}\text{Cr}$  и чётных изотопов  $\text{Se}$ , в предположении однороднозаряженного ядра вычислены приведенные вероятности  $E2$ -переходов между нижайшими возбуждёнными состояниями соответствующих ядер и электрические статические моменты первых  $2^+$ -состояний. В качестве примера в табл. 2 приведены результаты модельных расчётов и сравнение их с экспериментом для ядер чётных изотопов селена.

Т а б л и ц а 2

Экспериментальные ( $\mathcal{E}$ ) и теоретические (Т) значения приведенных вероятностей  $E2$ -переходов  $B(E2; i \rightarrow j)$  и электрических квадрупольных статических моментов первых  $2^+$ -состояний ядер  $^{76,78,80,82}\text{Se}$

Величина	Тип	$^{76}\text{Se}$	$^{78}\text{Se}$	$^{80}\text{Se}$	$^{82}\text{Se}$
$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ , $\mathcal{E}$		4230 $\pm$ 50	3270 $\pm$ 60	2530 $\pm$ 40	1800 $\pm$ 30
$e^2 \cdot \Phi_M^4$ , Т		2920	3092	2758	2497
$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_2^+)$ , $\mathcal{E}$		120 $\pm$ 5	106 $\pm$ 5	134 $\pm$ 4	145 $\pm$ 15
$e^2 \cdot \Phi_M^4$ , Т		145,9	135,2	105,3	107,2
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 2_2^+)$ , $\mathcal{E}$		820 $\pm$ 20	660 $\pm$ 50	380 $\pm$ 20	106 $\pm$ 15
$e^2 \cdot \Phi_M^4$ , Т		571,0	654,1	590,1	492,8
$Q(2_1^+)$ , $\mathcal{E}$		-34 $\pm$ 7	-26 $\pm$ 9	-31 $\pm$ 7	-22 $\pm$ 7
$e \cdot \Phi_M^2$ , Т		-34,3	-32,8	-29,3	-28,6
$Q_0$ , $e \cdot \Phi_M^2$ , Т		168,5	173,5	165,7	159,8

Параметр внутреннего квадрупольного момента  $Q_0$  определялся для случая однородно заряженного шара радиуса  $R_{\text{ор}}$  с параметром деформации  $\beta_0$ . Значения  $R_{\text{ор}}$  и  $\beta_0$  взяты из набора параметров оптического потенциала, полученного нами при анализе экспериментальных данных по рассеянию нейтронов на этих ядрах.

Подобные сопоставления с экспериментальными величинами, выполненные в других работах для чисто вибрационной и ротационной моделей, показали значительно большее различие между теорией и экспериментом, чем в случае данных табл.2.

Третья глава посвящена анализу экспериментальных данных по рассеянию нейтронов в рамках модели связанных каналов с описанием коллективного движения ядра по модели Давыдова - Чабана.

Анализ спектроскопической информации (энергетический спектр возбуждённых состояний и приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов между ними), проведенный в предыдущих главах, убедительно продемонстрировал правомочность выбора гамильтониана внутреннего движения ядра, и тем самым применимость его в рамках метода связанных каналов для анализа экспериментов по рассеянию нейтронов на мягких неаксиальных ядрах.

При поиске параметров несферического оптического потенциала был использован так называемый SPRT-метод, в котором в качестве опорных экспериментальных данных брались оцененные значения силовых функций  $S_0$  и  $S_1$ ,  $S$ - и  $p$ -волн и радиуса потенциального рассеяния  $R'$ , связанного с сечением упругого рассеяния  $\sigma_{el} = 4\pi R'^2$ , в области низких энергий налетающих нейтронов, а также экспериментальные значения сечений полного взаимодействия  $\sigma_t$  во всей энергетической области. Кроме того, в области высоких энергий в подгонке использовалась имеющаяся надёжная информация по угловым распределениям упруго и неупруго рассеянных нейтронов.

Существенным шагом при вычислении матричных элементов связи является их сходимость по  $t$  (степень параметра деформации  $\beta$ , по которому разлагается потенциал взаимодействия), которая определялась требованием описать сечение рассеяния и нейтронные силовые функции  $S_0$  и  $S_1$  в области низких энергий нейтронов, быстрая сходимость ряда



по  $t$  позволила нам ограничиться значением  $t = 4$ . Вычисленные в работе значения  $S_0$  и  $S_1$  для  $^{56}\text{Fe}$  в интервале энергии нейтронов 0,25–0,50 МэВ соответственно равны (в единицах  $10^{-4}$  эВ $^{-1/2}$ )  $2,5$  и  $0,30$ , что находится в согласии с экспериментальными значениями  $2,6 \pm 0,8$  и  $0,45 \pm 0,15$ . Вычисленные значения  $S_0$  и  $S_1$  при  $E_n = 0,25$  МэВ для  $^{52}\text{Cr}$  соответственно равны  $2,5$  и  $0,31$ , что согласуется с их экспериментально определенными значениями  $2,1 \pm 1$  и  $0,3 \pm 0,2$ .

В качестве количественного критерия подгонки параметров несферического потенциала использовали величину  $\chi^2$ , применяемую в статистике для измерения соответствия между теоретическими (Т) и экспериментальным (Э) распределениями

$$\chi^2 = \left( \frac{S_0^T - S_0^Э}{\Delta S_0} \right)^2 + \left( \frac{S_1^T - S_1^Э}{\Delta S_1} \right)^2 + \left( \frac{R'^T - R'^Э}{\Delta R'} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_t^T - \sigma_t^Э}{\Delta \sigma_t} \right)^2 + \sum_t \left[ \frac{\frac{d\sigma(\theta_t)^T}{d\Omega} - \frac{d\sigma(\theta_t)^Э}{d\Omega}}{\Delta \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}} \right]^2$$

Процедура подгонки сводится к задаче минимизации величины  $\chi^2$  вариацией параметров потенциала обобщенной оптической модели. Автоматический поиск оптимальных параметров потенциала реализован нами в ЭВМ-программе ДАСНА, в которой используется метод сопряженных градиентов, позволяющий минимизировать функцию многих переменных.

Выбор ядер  $^{56}\text{Fe}$  и  $^{52}\text{Cr}$  обусловлен в первую очередь существенно не равными нулю параметрами их формы и наличием по данным ядер достаточно обширной экспериментальной информации; кроме того, применительно к ним использовались различные модельные подходы и тем самым появляется возможность проверки их действительности.

В результате анализа данных по рассеянию нейтронов на ядрах  $^{52}\text{Cr}$  и  $^{56}\text{Fe}$  получены следующие параметры потенциала и параметры деформации:

$$\begin{aligned}
^{56}\text{Fe} \quad V_R &= (56,92 - 0,572 \cdot E) \text{ МэВ}, \alpha_R = 0,635 \text{ фМ}; \quad R_{OR} = 4,489 \text{ фМ}; \\
W_D &= (0,699 + 0,495 \cdot E) \text{ МэВ}, \alpha_D = 0,606 \text{ фМ}; \quad R_{OD} = 4,854 \text{ фМ}; \\
V_{SO} &= 6,110 \text{ МэВ}; \quad \beta_0 = 0,213; \\
^{56}\text{Cr} \quad V_R &= (54,64 - 0,862 \cdot E) \text{ МэВ}, \alpha_R = (0,623 + 0,00127 \cdot E) \text{ фМ}; \\
W_D &= (2,08 + 1,122 \cdot E) \text{ МэВ}, \alpha_D = (0,344 + 0,0005 \cdot E) \text{ фМ}; \\
R_{OR} &= 4,487 \text{ фМ}; \quad R_{OD} = 5,257 \text{ фМ}; \quad V_{SO} = 7,5 \text{ МэВ}; \\
\beta_0 &= 0,1028.
\end{aligned}$$

Современные требования к модельным расчётам ставят во главу тестирования модели качество описания экспериментальных данных в среднем для многих характеристик или процессов. Поэтому с данными наборами параметров потенциала были рассчитаны полные сечения взаимодействия  $\sigma_t$  до 20 МэВ, а также дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов в энергетических точках, где расчёт можно сравнить с экспериментом. Качество описания дифференциальных сечений рассеяния нейтронов на ядре  $^{56}\text{Fe}$  продемонстрировано на рис. I.

Также проведен анализ изотопической зависимости параметров потенциала на примере чётных изотопов селена, которые интересным своим нуклонным составом: они занимают промежуточное положение между статическими ядрами по числу протонов ( $Z=34$ ) и нейтронов ( $N=42-48$ ). Это непосредственно сказывается на их деформации и структуре энергетического спектра, свидетельствующих о том, что по крайней мере низжайшие возбуждённые состояния ядер чётных изотопов селена в сильной степени коллективизированы. Для описания состояний ядер в рассматриваемой массовой области  $A \sim 80$  используются различные модельные подходы, которые в случае изотопов селена в той или иной степени отражают экспериментальные данные. В частности, наблюдаемые статические электрические квадрупольные моменты первых  $2^+$ -состояний ядер чётных изотопов селена указывают на их продольную деформацию,

а структура энергетического спектра этих ядер может рассматриваться как доказательство их неаксиальности и мягкости относительно  $\beta$ -колебаний поверхности.

Выбор чётных изотопов селена при исследовании изотопической зависимости параметров оптического потенциала прежде всего обусловлен тем, что для них параметр симметрии  $\eta = (N-Z)/A$  изменяется довольно существенно (от 0,1052 для  $^{76}\text{Se}$  до 0,1707 для  $^{82}\text{Se}$ ), а это усиливает чувствительность модельных сечений рассеяния к введению изотопического слагаемого в оптический потенциал.

В результате проведенного анализа данных по рассеянию нейтронов на ядрах чётных изотопов селена получены следующие параметры оптического потенциала:

$$\begin{aligned} V_R &= (52,16 - 0,32 \cdot E - 20,37 \cdot \eta) \text{ МэВ}; \\ W_D &= (7,188 + 0,25 \cdot E - 21,33 \cdot \eta) \text{ МэВ}; \\ \tau_{0R} &= 1,242 \text{ фм}, \quad \tau_{0D} = 1,221 \text{ фм}, \\ \alpha_R &= 0,6455 \text{ фм}, \quad \alpha_D = 0,5864 \text{ фм}, \quad V_{S0} = 6 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Параметры деформации для рассмотренных ядер имеют следующие значения:

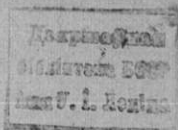
$$\begin{aligned} \rho_0(^{76}\text{Se}) &= 0,236; & \rho_0(^{78}\text{Se}) &= 0,239; \\ \rho_0(^{80}\text{Se}) &= 0,225; & \rho_0(^{82}\text{Se}) &= 0,211. \end{aligned}$$

С полученными параметрами были рассчитаны дифференциальные сечения упругого и неупругого с возбуждением первого  $2^+$ -состояния рассеяния в энергетической области до 5 МэВ. Качество описания экспериментальных данных полученными параметрами продемонстрировано на рис. 2 и 3. Что касается соотношения между величинами мнимого и реального изовекторного потенциалов, то в настоящей работе они близки к величинам, полученным в последних исследованиях Курапа и др.

В заключении кратко перечислены основные результаты работы.

#### Основные результаты и выводы

I. На основе обобщенной оптической модели с описанием коллек-



233471

тивного движения ядра-мишени в рамках модели Давыдова - Чабана разработан самосогласованный метод, позволяющий с единых позиций описывать спектроскопическую информацию (энергии возбуждённых состояний, приведенные вероятности  $E2$  -переходов между нижайшими возбуждёнными состояниями, статические электрические квадрупольные моменты возбуждённых состояний) и экспериментальные данные по интегральным и дифференциальным нейтронным сечениям.

2. Разработаны алгоритмы и созданы на их основе программные комплексы DATET и DACNA, которые с помощью  $\chi^2$ -критерия, анализируя экспериментальную информацию по энергиям возбуждённых состояний и интегральным и дифференциальным нейтронным сечениям, позволяют получать модельные параметры (неаксиальности  $\gamma$ , и мягкости  $\mu$  и энергетический множитель  $\hbar\omega_0$ ), а также параметры не-сферического оптического потенциала и параметр деформации.

3. Проанализированы экспериментальные данные по рассеянию нейтронов на ядрах  $^{52}\text{Cr}$  и  $^{56}\text{Fe}$ , получены параметры деформированных оптических потенциалов, позволяющие надёжно описать экспериментальные интегральные и дифференциальные нейтронные сечения в энергетическом интервале 0,5 - 20 МэВ.

4. Получены параметры единого деформированного оптического потенциала с изотопической зависимостью действительной и мнимой глубин для чётных изотопов селена, описывающие угловые распределения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на этих ядрах до 5 МэВ.

5. В приближении однородно заряженного ядра с параметром деформации  $\beta_0$  и радиусом фактора реальной части  $R_{or}$ , полученными из оптимизации параметров оптического потенциала при анализе данных по рассеянию, вычислены приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов между нижайшими возбуждёнными состояниями и статические электрические квадрупольные моменты  $2^+$ -состоя-

ний для ядер  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{76,78,80,82}\text{Se}$ . Проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными и расчётами по другим моделям. Показано, что развитый подход более адекватно отражает экспериментальную ситуацию.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Кашуба И.Е., Коньшин В.А., Породзинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Анализ рассеяния быстрых нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$  // Ядерная физика. - 1987. - Т.46, вып.5(II). - С.1406-1411.
2. Кашуба И.Е., Породзинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Рассеяние нейтронов с возбуждением низколежащих состояний  $^{52}\text{Cr}$  // Укр.физ. журнал. - 1989. - Т.34, №8. - С.1150-1156.
3. Кашуба И.Е., Породзинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Применение модели Давыдова - Чабана для описания рассеяния быстрых нейтронов чётно-нечётными ядрами // Ядерная физика. - 1988. - Т.48, вып.6(12). - С.1688-1698.
4. Кашуба И.Е., Породзинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Описание рассеяния быстрых нейтронов ядрами  $^{56}\text{Fe}$  на основе модели мягкого неаксиального ротатора // Нейтр.физика: Матер. I-й Междунар. конф. по нейтр.физике, Киев, 14-18 окт. 1987 г. - М.: ЦНИИатоминформ, 1988. - Т.3. - С.131-135.
5. Кашуба И.Е., Породзинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Роль структурных эффектов ядра в рассеянии быстрых нейтронов на ядре  $^{52}\text{Cr}$  // Нейтр.физика: Матер. I-й Междунар. конф. по нейтр.физике, Киев, 14-18 окт. 1987 г. - М.: ЦНИИатоминформ, 1988. - Т.2. - С.135-138.

*И.Е. Кашуба*

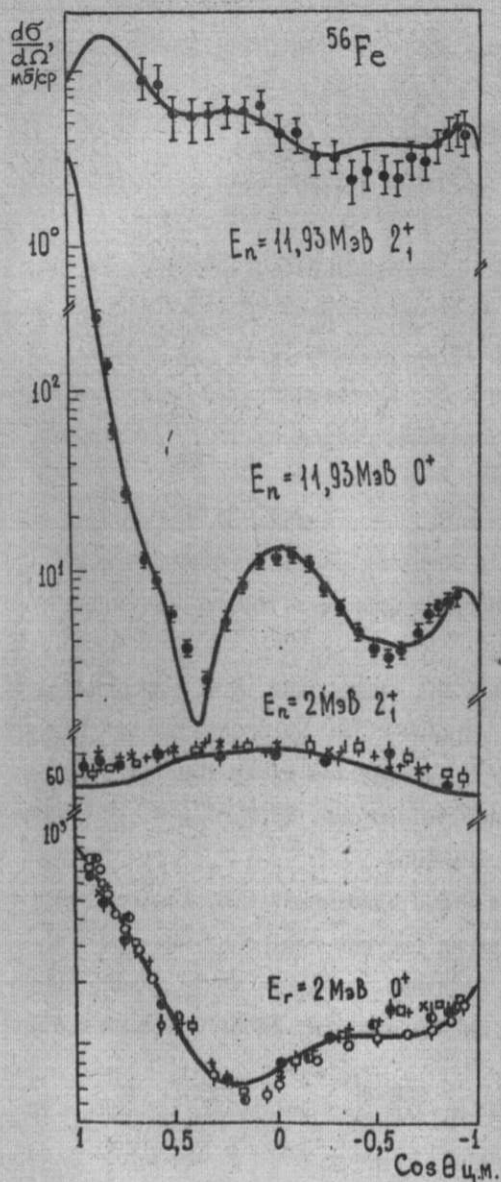


Рис.1. Дифференциальные сечения упругого и неупругого с возбуждением первого  $2^+$ -состояния рассеяния нейтронов с энергиями  $E_n = 2 \text{ МэВ}$  и  $E_n = 11,93 \text{ МэВ}$  на ядрах  $^{56}\text{Fe}$

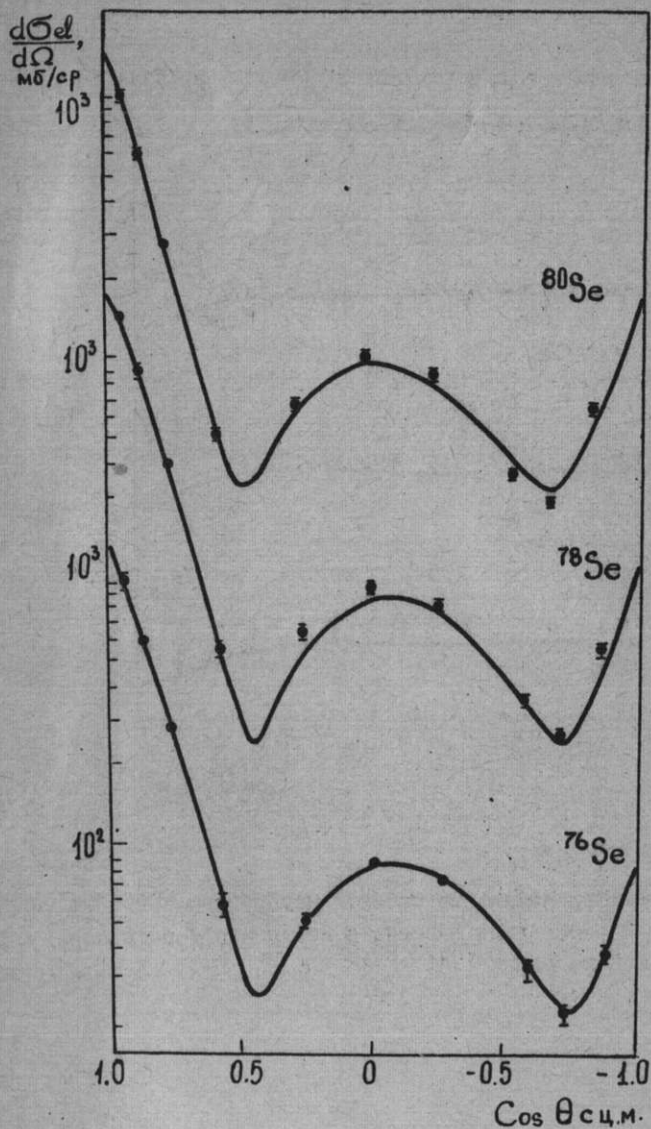


Рис.2. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией  $E_n = 3$  МэВ на ядрах  $^{76,78,80}\text{Se}$

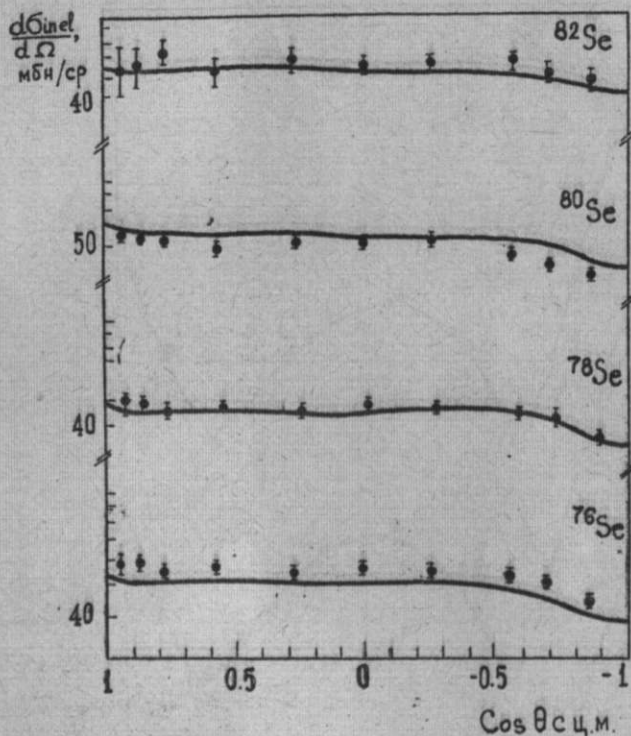


Рис.3. Дифференциальные сечения неупругого с возбуждением первого  $2^+$ -состояния рассеяния нейтронов с энергией  $E_n = 3$  МэВ на ядрах  $^{76,78,80,82}\text{Se}$



ПОРОДЗИНСКИЙ Юрий Владимирович

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЧЕТНО-ЧЕТНЫМИ ДЕФОРМИРУЕМЫМИ  
НЕАКСИАЛЬНЫМИ ЯДРАМИ

(Автореферат диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук)

233471

Подписано в печать 19.01.90. АТ 13528 Формат 60x84 1/16  
1,5 печ. л. 1 уч.-изд.л. Тираж 100 экз.  
Заказ № 9 от 22.01.90 г. Бесплатно.

---

Отпечатано на ротапринте Института ядерной энергетики  
АН БССР, 220109, г.Минск, пос.Сосны



Ба 233471



~~Бел. аддзён~~  
Атамат.

Бел. 2005

v



4