

УДК 539.14

## НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ ВБЛИЗИ ПОРОГА ВОЗБУЖДЕНИЯ КОЛЛЕКТИВНЫХ УРОВНЕЙ

*Е. С. Конобеевский, Р. М. Мусаелян, В. И. Попов,  
И. В. Суркова*

Институт ядерных исследований АН СССР. Москва

Статья содержит обзор результатов исследования неупругого рассеяния нейтронов на сферических и переходных ядрах в области порога реакции. В зависимости экспериментальных сечений для уровней  $2\frac{1}{2}^+$  от массового числа наблюдаются систематические отклонения от предсказаний оптико-статистической модели. Феноменологическое описание этих экспериментальных данных получено в рамках оптической модели со связью каналов и метода расчета средних сечений, предложенного Хофманом, Рихертом, Тепелем и Вайденомюллером. Обсуждаются некоторые следствия феноменологического анализа, касающиеся роли механизмов составного ядра и прямой реакции в неупругом рассеянии нейтронов низких энергий, а также структуры нейтронных резонансов.

The paper contains a review of the results of the study of neutron inelastic scattering of spherical and transitional nuclei in the threshold region. Systematic deviations from the optical-statistical model predictions have been observed in the mass number dependence of the cross sections for  $2\frac{1}{2}^+$  levels. A phenomenological descriptions of these experimental data has been obtained in the framework of the coupled channel optical model and method for calculating average cross sections proposed by Hofmann, Richert, Tepel and Weidenmüller. Some consequences of the phenomenological analysis are discussed concerning the role of the compound nucleus and direct reaction mechanisms in inelastic scattering of low energy neutrons as well as the structure of neutron resonances.

### ВВЕДЕНИЕ

Достигнутый в последние годы прогресс в изучении динамики резонансных нуклон-ядерных процессов и структуры резонансных состояний ядра во многом обязан развитию исследований ядерных реакций, вызываемых нейтронами низких энергий. Значительное внимание в ядерной физике низких энергий в настоящее время уделяется изучению нестатистических эффектов, обусловленных особенностями структуры высоковозбужденных ядерных состояний. Многие из наблюдаемых эффектов подобного рода, например, в радиационном захвате нейтронов, нашли объяснение в рамках концепции входных состояний. Идея о входных или промежуточных состояниях оказывается во многих случаях весьма плодотворной, так как позволяет связать вероятности определенных ядер-

ных процессов с вкладом в волновую функцию резонансов составного ядра состояний простой конфигурации, поддающихся описанию в рамках известных ядерных моделей. Изучение неупругого рассеяния нейтронов — процесса, в котором распад резонансов составного ядра с испусканием нейтрона происходит по нескольким каналам, представляет в связи с этим значительный интерес, так как, в принципе, позволяет исследовать вопрос о роли различных конфигураций системы «нейтрон — ядро» в структуре резонансных состояний. Интерес к исследованиям неупругого рассеяния нейтронов низких энергий (около 1 МэВ) особенно повысился с появлением экспериментальных данных, не нашедших удовлетворительной интерпретации в рамках оптико-статистической модели (ОСМ), в которой предполагается независимость каналов реакции [1, 2].

Важным фактором, стимулирующим детальные экспериментальные исследования неупругого рассеяния нейтронов низких энергий, является прогресс в развитии теории средних сечений резонансных реакций.

Получаемая в настоящее время экспериментальная информация о неупругом рассеянии нейтронов для средних по массе и тяжелых ядер обычно представляет собой сечения, усредненные по интервалам энергии, много большим среднего расстояния между резонансами составного ядра. Развитые в последние годы подходы в теоретическом описании средних сечений в основном в работах Вайденмюллера с сотрудниками [3—5] и Молдауэра [6, 7], в которых последовательно учитываются статистические свойства резонансов, создают обособленную теоретическую базу для анализа экспериментальных сечений как в случае статистически независимых каналов, так и тогда, когда между каналами реакции имеется динамическая связь и парциальные ширины резонансов коррелированы.

Настоящая статья представляет собой обзор результатов исследований неупругого рассеяния нейтронов низкой энергии с возбуждением коллективных состояний сферических и переходных ядер, полученных главным образом в работах, которые выполнены в Институте ядерных исследований АН СССР.

Первоначальная цель предпринятых в ИЯИ АН СССР исследований состояла в том, чтобы с помощью систематизации экспериментальных сечений и сравнения их с расчетами в рамках ОСМ уточнить границы применимости такого подхода и выявить возможные проявления эффектов связи одночастичных и коллективных степеней свободы. С учетом такой постановки задачи основное внимание в предпринятых экспериментах было обращено на детальные измерения сечения возбуждения первых уровней  $2_1^+$  в интервалах энергии до нескольких сот килоэлектронвольт в области порога реакции. При этом имелось в виду, что малое число каналов

реакции, дающих существенный вклад в сечение, может упростить интерпретацию экспериментальных данных.

Анализ полученных экспериментальных результатов привел к обнаружению систематических отклонений в массовой зависимости сечения от описания, даваемого ОСМ, вначале в области  $A \approx 70 \div 80$  [1, 2], а затем и в некоторых других случаях. Для феноменологического описания обнаруженных особенностей сечения был развит метод анализа, основанный на оптической модели со связью каналов и формализме описания средних сечений, предложенном Хофманом, Рихертом, Тепелем и Вайденмюллером [5] (метод ХРТВ). Расчеты, проведенные в рамках такого подхода, позволили получить феноменологическое описание основной части экспериментальных данных [8—11]. Результаты проведенного анализа не только подтверждают предположение о проявлении эффектов связи одночастичных и коллективных степеней свободы при неупругом рассеянии нейтронов с энергией порядка 1 МэВ, но дают также количественную информацию о параметрах оптической модели со связью каналов в этой области энергий. Важным следствием такого анализа является вывод о более существенной, чем это считалось ранее, роли прямого механизма реакции при энергии падающих частиц порядка 1 МэВ. Этот вывод указывает на возможность существования не наблюдавшегося пока в прямых экспериментах нестатистического эффекта — корреляции парциальных нейтронных ширин.

В разд. 1 данной статьи рассмотрены подходы теории средних сечений резонансных реакций, развитые в работах [3—7], результаты которых лежат в основе новых методов анализа сечения неупругого рассеяния нейтронов. В разд. 2 экспериментальные значения сечения для первых уровней  $2_1^+$  сферических и переходных ядер сопоставлены с расчетами в рамках ОСМ в приближении независимых каналов. В разд. 3 представлены результаты анализа экспериментальных данных, проведенного с использованием оптической модели со связью каналов. В разд. 4 обсуждаются результаты феноменологического анализа, которые затем сравниваются с известной информацией о нуклон-ядерном взаимодействии в области низких энергий.

## 1. СРЕДНЕЕ СЕЧЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ РЕАКЦИЙ

Исходным пунктом теоретического рассмотрения реакций при низких энергиях является представление  $S$ -матрицы в форме полюсного разложения, отражающей существенную роль резонансных процессов:

$$S_{cc'} = S_{cc'}^0 - i \sum_{\lambda} \frac{g_{\lambda c} g_{\lambda c'}}{E - E_{\lambda} + (1/2) i \Gamma_{\lambda}}. \quad (1)$$

Фоновый член  $S_{cc}^0$  представляет собой часть  $S$ -матрицы, медленно меняющуюся с энергией в интересующем нас интервале энергии, и, в частности, содержит вклад удаленных резонансов. Матрица рассеяния, рассчитываемая в рамках той или иной ядерной модели, отождествляется с  $S$ -матрицей, усредненной по интервалу энергии,  $\langle S \rangle$ . Это ставит перед теорией задачу связать среднее сечение, наблюдаемое в эксперименте, с элементами матрицы  $\langle S \rangle$ . Хотя в общем случае эта задача не решена аналитически, развитые методы описания среднего сечения позволяют с достаточной степенью точности рассчитывать наблюдаемые в эксперименте величины во всех практически интересных задачах.

Выделяя из  $S$ -матрицы флюктуирующую часть

$$S_{cc}^fl = S_{cc^*} - \langle S_{cc^*} \rangle, \quad (2)$$

можно среднее сечение (опуская кинематический множитель  $\lambda^2 g_c$ ) представить как сумму двух членов:

$$\langle \sigma_{cc^*} \rangle = \langle |\delta_{cc^*} - S_{cc^*}|^2 \rangle = |\delta_{cc^*} - \langle S_{cc^*} \rangle|^2 + \langle |S_{cc^*} - \langle S_{cc^*} \rangle|^2 \rangle. \quad (3)$$

Первый из них представляет собой сечение прямой реакции, а второй, получивший название флюктуационного сечения, соответствует реакции с образованием составного ядра (компаунд-реакции). Как уже отмечалось выше, при рассмотрении компаунд-реакции следует иметь в виду, что наличие механизма, связывающего входной и выходной каналы реакции и приводящего к прямой реакции, отражается на параметрах, характеризующих резонансный процесс, благодаря возникновению корреляции амплитуд парциальных ширин резонансов.

**Среднее сечение в приближении независимых каналов.** Рассмотрим вначале выводы статистической теории для случая, когда каналы реакции можно считать независимыми. Наиболее простая связь среднего сечения с параметрами  $S$ -матрицы имеет место, если выполняется условие изолированных резонансов  $\langle \Gamma \rangle / D \ll \ll 1$ , где  $\langle \Gamma \rangle$  — средняя ширина резонансов, а  $D$  — среднее расстояние между ними. Формула для среднего сечения в статистической модели, получившая название формулы Хаузера — Фешбаха [12], была впервые получена Бете [13] именно для этого случая. Позднее Лейн и Линн [14] показали, что учет статистического распределения ширин резонансов приводит к появлению в выражении для среднего сечения поправочного множителя, зависящего от формы этого распределения.

В пределе изолированных резонансов  $S$ -матрицу в интересующем нас интервале энергии  $\Delta E$  можно записать в виде

$$S_{cc^*} = S_{cc^*}^0 - i \exp [i(\delta_c + \delta_{c'})] \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E - E_{\lambda} + (1/2) \Gamma_{\lambda}}, \quad (4)$$

где  $\gamma_{\lambda c}$  — действительные величины. Сумма берется по всем резонансам, содержащимся в интервале  $\Delta E$ .

В основе статистической модели лежат следующие предположения:

- 1) фоновая матрица  $S_{cc}^0$  диагональна;
- 2) парциальные амплитуды  $\gamma_{\lambda c}$  для разных каналов некоррелированы, так что  $\sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'} \approx 0$ , для  $c \neq c'$ , если интервал энергии  $\Delta E$ , в котором производится суммирование, содержит много резонансов.

Законы статистического распределения параметров резонансов можно получить на основе метода случайных матриц. Эта модель соответствует предельному случаю полного смешивания всех близких по энергии конфигураций. Такое рассмотрение приводит к выводу о том, что амплитуды  $\gamma_{\lambda c}$  имеют нормальное распределение со средним значением, равным нулю, а это соответствует распределению Портера — Томаса ( $\chi^2$  — распределению с одной степенью свободы) для ширин резонансов  $\gamma_{\lambda c}$ .

При указанных выше предположениях сечение реакции, усредненное по резонансам в интервале  $\Delta E$ , имеет вид

$$\langle \sigma_{cc'} \rangle = (2\pi/D) \langle \Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda c'} / \Gamma_{\lambda} \rangle, \quad (5)$$

где  $\Gamma_{\lambda c} = \gamma_{\lambda c}^2$  и  $\Gamma_{\lambda c'} = \gamma_{\lambda c'}^2$  — парциальные ширины резонанса  $\lambda$ . Среднее сечение как функцию средних ширин можно представить следующим образом:

$$\langle \sigma_{cc'} \rangle = (2\pi/D) (\langle \Gamma_{\lambda c} \rangle \langle \Gamma_{\lambda c'} \rangle / \langle \Gamma_{\lambda} \rangle) F_{cc'}, \quad (6)$$

где множитель  $F_{cc'}$  зависит от формы статистического распределения ширин и от их средних значений. Введя обозначения  $2\pi \langle \Gamma_{\lambda c} \rangle / D = \tau_c$ , это выражение можно записать в виде

$$\langle \sigma_{cc'} \rangle = (\tau_c \tau_{c'} / \sum \tau_{c''}) F_{cc'}. \quad (7)$$

Параметры  $\tau_c$  можно связать с коэффициентами прохождения оптической модели, используя определение

$$T_c = 1 - |S_c^{\text{OM}}|^2 \quad (8)$$

и отождествляя элементы  $S$ -матрицы оптической модели  $S_c^{\text{OM}}$  с усредненными диагональными элементами резонансной  $S$ -матрицы

$$S_{cc} = \left( 1 - i \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda c}}{E - E_{\lambda} + (1/2)i\Gamma_{\lambda}} \right) \exp(2i\delta_c). \quad (9)$$

Усреднение (9) по энергии дает

$$\langle S_{cc} \rangle = \exp(2i\delta_c) (1 - \pi \langle \Gamma_{\lambda c} \rangle / D). \quad (10)$$

Отсюда получаем:

$$T_c = 2\pi \langle \Gamma_{\lambda c} \rangle / D - \pi^2 \langle \langle \Gamma_{\lambda c} \rangle / D \rangle^2; \quad (11)$$

$$\tau_c = 2\pi \langle \Gamma_{\lambda c} \rangle / D = 2(1 - \sqrt{1 - T_c}). \quad (12)$$

При  $T_c \ll 1$  можно положить  $\tau_c = T_c$ , что приводит к формуле Хаузера — Фешбаха с поправкой на флуктуацию ширин

$$\langle \sigma_{cc'} \rangle = (T_c T_{c'} / \Sigma T_{c'}) F_{cc'}. \quad (13)$$

Поправочный фактор  $F_{cc'}$  обычно рассчитывают для распределения ширин в форме Портера — Томаса. Значение  $F_{cc'}$  может заметно отличаться от единицы, если число конкурирующих каналов распада составного ядра мало. Для неупругого рассеяния минимальное значение  $F_{cc'}$ , составляющее 0,5, достигается при двух открытых каналах и  $\langle \Gamma_{\lambda c} \rangle = \langle \Gamma_{\lambda c'} \rangle$ . В случае упругого рассеяния, когда входной и выходной каналы тождественны (полная корреляция ширин), флуктуации ширин приводят к возрастанию сечения относительно значения, даваемого формулой Хаузера — Фешбаха.

В [15], где исследовалось неупругое рассеяние нейтронов вблизи порога возбуждения нижних уровней некоторых ядер, показано, что учет поправки на флуктуацию ширин в ряде случаев, в частности для первых уровней  $2^+ \text{ } ^{56}\text{Fe}$ ,  $^{138}\text{Ba}$  и  $^{140}\text{Ce}$ , улучшает согласие экспериментальных и рассчитанных по ОСМ значений сечения. Во многих работах при сравнении экспериментальных результатов с данными статистической теории формула (13) использовалась и тогда, когда условие ее применимости  $T_c \ll 1$  не выполнялось.

Проблема расчета среднего сечения значительно усложняется в области перекрывающихся резонансов. В этом случае даже при отсутствии динамической связи каналов в параметрах полюсного разложения  $S$ -матрицы (1) возникают сложные корреляции, обусловленные ее унитарностью. Аналитического описания таких корреляций пока не получено.

В ранней работе Молдауэра [16] с помощью  $R$ -матричного представления матрицы рассеяния дан вывод для флуктуационного сечения в виде разложения по степеням  $\langle \Gamma_{\lambda} \rangle / D$ , первым членом которого является выражение (7). Члены более высокого порядка быстро увеличиваются с  $\langle \Gamma_{\lambda} \rangle / D$ , и учет их в практических расчетах затруднен. Вместе с тем, результаты работы [16] полезны в том отношении, что позволяют оценить точность приближенной формулы (7). Позднее Молдауэр [17] предложил выражение для  $\langle \sigma_{cc'} \rangle$ , которое имеет тот же вид, что и (7), но зависит не только от коэффициентов прохождения, но и от параметров  $Q_c$ , отражающих эффект интерференции перекрывающихся уровней. Однако в дальнейшем было показано [3], что вывод этой формулы основан на неправильном предположении о малости

некоторых членов выражения, получаемого при усреднении сечения.

Ввиду отмеченных трудностей, возникающих при аналитическом описании среднего флюктуационного сечения, в последние годы в ряде работ предложены параметризованные выражения для сечения, основанные на общих предположениях.

Удобные для практических расчетов аппроксимирующие формулы получены Тепелем, Хофманом и Вайденомюллером [3]. Авторы этой работы исходят из представления флюктуационного сечения в факторизованной форме:

$$\langle \sigma_{ab}^{fl} \rangle = \xi_a \xi_b = V_a V_b / \Sigma V_c \quad (a \neq b); \quad (14)$$

$$\langle \sigma_{aa}^{fl} \rangle = \xi_a^2 W_a = (V_a^2 / \Sigma V_c) W_a, \quad (15)$$

где  $V_a$  — параметры, зависящие от коэффициентов прохождения;  $W_a$  — фактор усиления, вводимый в выражение для сечения упругого рассеяния на основании известного эффекта корреляции ширин для идентичных каналов [16]. Связь параметров  $V$  и  $T$  устанавливается соотношением унитарности

$$T_a = \sum_b \langle \sigma_{ab}^{fl} \rangle, \quad (16)$$

что дает

$$V_a [1 + (V_a / \Sigma V_c) (W_a - 1)] = T_a. \quad (17)$$

Точность представления сечения в факторизованном виде и приближенная функциональная зависимость  $W_a$  от коэффициентов прохождения определяли с помощью численных расчетов на ЭВМ. В основе численных расчетов лежало представление  $S$ -матрицы через действительную симметричную  $K$ -матрицу

$$S = (1 + iK) / (1 - iK), \quad (18)$$

где

$$K_{ab} = \delta_{ab} K_a + \sum_{\lambda=1}^N \frac{\gamma_{\lambda a} \gamma_{\lambda b}}{E_{\lambda} - E}. \quad (19)$$

Использование такой параметризации  $S$ -матрицы обеспечивает выполнение условия унитарности. Математической формулировкой предположения статистической модели о независимости каналов образования и распада составного ядра служат теперь условия, накладываемые на параметры  $K$ -матрицы. В расчетах предполагалось, что параметры  $\gamma_{\lambda a}$  статистически независимы ( $\overline{\gamma_{\lambda a} \gamma_{\lambda b}} = \delta_{ab} \overline{\gamma_{\lambda a}^2}$ ) и имеют нормальное распределение со средним значением, равным нулю. Расстояния между резонансами имели распределение Вигнера. Расчеты проводились для разного числа каналов (от 2 до 10) и с различными наборами коэффициентов прохождения  $T_a$ . Предложенное в [3] аппроксимирующее выра-

жение для параметра  $W_a$  имеет следующий вид:

$$W_a = 1 + 2(1 + T_a^{1/2})^{-1}. \quad (20)$$

В работе [5] предложена улучшенная параметризация для  $W_a$ , включающая не только зависимость от коэффициента прохождения для данного канала, но и более слабую зависимость от величины  $T_c$  для других каналов:

$$W_a = 1 + 2(1 + T_a^{0,3+1,5T_a/\Sigma T_c})^{-1} + 2[(T_a - \bar{T})/\Sigma T_c]^2. \quad (21)$$

Параметры  $V_a$  можно вычислить с помощью приближенного решения уравнения (17), получаемого подстановкой вместо  $V_a/\Sigma V_c$  выражения  $T_a/\Sigma T_c$  (первая итерация):

$$V_a^{(1)} = T_a [1 + (T_a/\Sigma T_c)(W_a - 1)]^{-1}. \quad (22)$$

Уточненное выражение (вторая итерация) предложено в [5]:

$$V_a = T_a [1 + (V_a^{(1)}/\Sigma V_c^{(1)})(W_a - 1)]^{-1}, \quad (23)$$

где  $V_a^{(1)}$  дается формулой (22).

Можно сформулировать следующие результаты проведенного в [3] и [5] теоретического рассмотрения флюктуационного сечения при отсутствии связи каналов:

1) предложенные формулы для средних сечений с высокой степенью точности (уточненные формулы [5] с погрешностью до 2%) согласуются с результатами численных расчетов с использованием «генерируемой» на ЭВМ статистической  $S$ -матрицы, что обосновывает их применимость для расчетов в общем случае без ограничений на значение  $T$  или  $\langle \Gamma \rangle/D$ ;

2) в пределе большого числа открытых каналов полученные для  $\langle \sigma_{ab}^{f1} \rangle$  ( $a \neq b$ ) формулы приближаются к формуле Хаузера—Фешбаха, которая должна рассматриваться как предельный случай статистической теории для многих каналов;

3) выражения для среднего сечения в факторизованной форме (14) и (15), подтвержденной в пределах статистической погрешности численными расчетами, уточняют смысл гипотезы Бора (в рамках концепции случайных матриц) о независимости образования и распада составного ядра для случая, когда в интервале энергии, соответствующем спектру падающих частиц, содержится много резонансов.

В работе [6] для флюктуационного сечения получено сравнительно простое выражение, содержащее поправку на флюктуацию ширины, аналогичную  $F_{cc}$  в (13), и применимое в области перекрывающихся резонансов. Возможность упростить формулы для среднего сечения возникает благодаря тому, что, как было показано Молдауэром и подтверждено численными расчетами со статистической  $S$ -матрицей, некоторые члены получаемых выражений,



зависящие от корреляций параметров резонансов, компенсируют друг друга, и ими можно пренебречь. Основное отличие от случая изолированных резонансов, согласно Молдауэру, заключается в том, что, если ширины изолированных резонансов подчиняются  $\chi^2$ -распределению с одной степенью свободы, то в общем случае для канала с предполагается  $\chi^2$ -распределение с числом степеней свободы  $\nu_c$ . Значения  $\nu_c$  лежат в пределах

$$\text{от } 1 \ (\langle \Gamma_{\lambda c} \rangle / D \ll 1) \text{ до } 2 \ (\langle \Gamma_{\lambda c} \rangle / D \gg 1). \quad (24)$$

В сечение упругого рассеяния так же, как и в (15), входит фактор усиления, связанный с  $\nu_c$  соотношением

$$W_c = 1 + 2/\nu_c. \quad (25)$$

Выражение для среднего флюктуационного сечения, приведенное в [6], имеет следующий вид:

$$\sigma_{cd}^{jl} = \frac{(1 + 2\delta_{cd}/\nu_d) G_{cd} T_c T_d}{\sum_f T_f}, \quad (26)$$

где  $G_{cd}$  — фактор, учитывающий распределение ширин, вычисляет ся с помощью интеграла

$$G_{cd} = \int_0^{\infty} dt \prod_f \left( 1 + \frac{2t\nu_f^{-1} T_f}{\Sigma T_e} \right)^{-\left(\frac{1}{2} + \delta_{fc} + \delta_{fd}\right)}. \quad (27)$$

Для расчета сечения по формуле (26) необходимо знать  $\nu_c$  для всех каналов. Их можно рассматривать как свободные параметры или вычислять с использованием связи  $\nu_c$  и  $W_c$  и аппроксимирующего выражения для  $W_c$  (21).

**Среднее сечение для связанных каналов.** Тот факт, что динамическая связь каналов должна влиять на значение среднего сечения компаунд-реакции, был понят уже давно. Корреляции парциальных ширин резонансов входного и выходного каналов реакции должны приводить к возрастанию среднего сечения реакции, аналогичному «усилению» сечения упругого рассеяния, обсуждавшемуся Молдауэром [16]. Вопрос о взаимосвязи прямых процессов и корреляций ширин рассматривал Лейн [18], предложивший теоретическую интерпретацию нестатистических эффектов, наблюдавшихся в радиационном захвате нейтронов.

Задача нахождения среднего флюктуационного сечения при наличии связи каналов для слабого поглощения ( $\langle \Gamma \rangle / D \ll 1$ ) решена Энгельбрехтом и Вайденымюллером [4]. Подход Энгельбрехта — Вайденымюллера был развит для общего случая Хофманом, Рихертом, Тепелем и Вайденымюллером [5] и использован при решении такой же задачи Молдауэром [7]. Ниже мы остановимся

на результатах этих работ, которые составляют теоретическую базу для последовательного анализа экспериментальных данных.

В основе рассматриваемых методов лежит предложенное Энгельбрехтом и Вайденмюллером преобразование средней  $S$ -матрицы к диагональному виду, что позволяет свести проблему к задаче для статистически независимых каналов.

Если известна средняя  $S$ -матрица, описывающая рассматриваемую реакцию, то можно определить матрицу коэффициентов прохождения, введенную Сатчлером [19]:

$$P_{ab} = \delta_{ab} - \sum_c \langle S_{ac} \rangle \langle S_{bc}^* \rangle. \quad (28)$$

Матрица  $P$  является эрмитовой и может быть диагонализирована с помощью унитарного преобразования, что дает

$$(UPU^+)_{ab} = \delta_{ab} P_a. \quad (29)$$

Энгельбрехт и Вайденмюллер показали, что, используя матрицу  $U$ , можно получить матрицу  $S$ , имеющую свойства статистической  $S$ -матрицы, средние недиагональные элементы которой равны нулю, с помощью преобразования

$$\tilde{S} = USU^T, \quad (30)$$

где  $U^T$  — транспонированная матрица.

При нахождении среднего флюктуационного сечения появляются билинейные комбинации элементов матрицы  $S^{fl}$ , которые можно выразить через комбинации элементов матрицы  $\tilde{S}^{fl}$ :

$$\langle S_{ab}^{fl} S_{cd}^{fl*} \rangle = \sum_{efgh} U_{ea}^* U_{fb}^* U_{gc} U_{hd} \langle \tilde{S}_{ef}^{fl} \tilde{S}_{gh}^{fl*} \rangle. \quad (31)$$

Так как  $\langle \tilde{S} \rangle$  диагональна, можно предположить, что расчет  $\langle \tilde{S}_{ef}^{fl} \tilde{S}_{gh}^{fl*} \rangle$  может быть проведен так, как это делается в отсутствие связи каналов. Энгельбрехт и Вайденмюллер показали справедливость этого предположения при слабом поглощении во всех каналах ( $p_a \ll 1$ ), а Хофман и другие [5] — для общего случая.

В численных расчетах и аналитическом рассмотрении [5] используется параметризация  $S$ -матрицы с помощью статистической  $K$ -матрицы аналогично (18):

$$K = K^{(0)} + K^{\text{res}}; \quad (32)$$

$$K_{ab}^{\text{res}} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda a} \gamma_{\lambda b}}{E_{\lambda} - E}. \quad (33)$$

Наличие связи каналов выражается в том, что фоновая матрица  $K^{(0)}$  может иметь недиагональные элементы, а амплитуды  $\gamma_{\lambda a}$  коррелированы —  $\langle \gamma_{\lambda a} \gamma_{\lambda b} \rangle \neq 0$ . Предполагается, что  $\gamma_{\lambda a}$  имеют нормальное распределение со средним значением, равным нулю, а  $E_{\lambda}$  удовлетворяют распределению Вигнера. В [5] показа-

но, что  $\langle S_{ab}^{fl} S_{cd}^{fl*} \rangle$  в отсутствие прямых реакций зависит только от коэффициентов прохождения  $T_a = 1 - |\langle S_{aa} \rangle|^2$  всех каналов реакции и обращается в нуль, если один из индексов отличается от остальных трех. Зависимость от  $T$  остающихся членов  $\langle \tilde{S}_{ab}^{fl} \tilde{S}_{ab}^{fl*} \rangle$  и  $\langle \tilde{S}_{aa}^{fl} \tilde{S}_{bb}^{fl*} \rangle$  можно параметризовать простыми формулами, которые воспроизводят с хорошей точностью (погрешность около 2%) результаты численных расчетов. В итоге для общего случая Хофман и другие [5] получили следующее выражение для  $\langle S_{ab}^{fl} S_{cd}^{fl*} \rangle$ , с помощью которого можно рассчитывать флюктуационное сечение, поляризацию и другие величины:

$$\langle S_{ab}^{fl} S_{cd}^{fl*} \rangle = \sum_{ef} (1 - \delta_{ef}) U_{ea}^* U_{fb}^* (U_{ec} U_{fd} + U_{fc} U_{ed}) \langle |\tilde{S}_{ef}^{fl}|^2 \rangle + \\ + \sum_c U_{ea}^* U_{cb}^* U_{ec} U_{ed} \langle |\tilde{S}_{ee}^{fl}|^2 \rangle + \sum_{ef} (1 - \delta_{ef}) U_{ea}^* U_{cb}^* U_{fc} U_{fd} \langle \tilde{S}_{ee}^{fl} \tilde{S}_{ff}^{fl*} \rangle. \quad (34)$$

Причем  $\langle |\tilde{S}_{ef}^{fl}|^2 \rangle$  и  $\langle |\tilde{S}_{ee}^{fl}|^2 \rangle$  можно вычислить с помощью выражений (14, 15, 21—23) для флюктуационных сечений при независимых каналах с подстановкой вместо  $T_a$  параметров  $p_a$ , являющихся элементами диагонализированной матрицы обобщенных коэффициентов прохождения (29). Аппроксимирующая формула для  $\langle \tilde{S}_{ee}^{fl} \tilde{S}_{ff}^{fl*} \rangle$  имеет вид

$$\langle \tilde{S}_{ee}^{fl} \tilde{S}_{ff}^{fl*} \rangle = \exp(2i\varphi_a - 2i\varphi_b) \chi_a \chi_b, \quad (35)$$

где  $\varphi_a, \varphi_b$  — фазы матричных элементов диагональной матрицы  $\langle S \rangle$ , а  $\chi_a$  дается формулами:

$$\left. \begin{aligned} \chi_a &= y_a (1 - y_a + 4y_a^2); \\ y_a &= [V_a / (\sum_c V_c)]^{1/2} (1 - p_a)^{1/2} (1 + 0,15 \sum_c p_c)^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

Молдауэр [7] показал, что среднее флюктуационное сечение при наличии связи каналов можно представить также в форме, где в явном виде фигурирует фактор, учитывающий флюктуацию ширин. Полученное Молдауэром выражение имеет вид (34), где  $\langle |\tilde{S}_{ef}^{fl}|^2 \rangle$  и  $\langle |\tilde{S}_{ee}^{fl}|^2 \rangle$  даются формулой (26), а  $\langle \tilde{S}_{ee}^{fl} \tilde{S}_{ff}^{fl*} \rangle$  — выражением:

$$\langle \tilde{S}_{ee}^{fl} \tilde{S}_{ff}^{fl*} \rangle = \left( \frac{2}{v_e} - 1 \right)^{1/2} \left( \frac{2}{v_f} - 1 \right)^{1/2} \langle \tilde{\sigma}_{ef}^{fl} \rangle. \quad (37)$$

Здесь параметры  $v_c$  имеют смысл числа степеней свободы статистического распределения ширин резонансов в трансформированной системе каналов, значения которых лежат в пределах от 1 (слабое поглощение) до 2 (сильное поглощение). Молдауэр показал, что численные расчеты по полученным им формулам и формулам Хофмана и других дают близкие результаты. Общий вывод из

численных расчетов по предложенным в [5] и [7] формулам состоит в том, что флюктуационное сечение неупругого рассеяния при наличии связи каналов может увеличиваться по сравнению со значением, получаемым для независимых каналов, и в определенных случаях может превышать сечение Хаузера — Фешбаха.

## 2. СЕЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЕРВЫХ УРОВНЕЙ 2<sup>+</sup> И ОПТИКО-СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Основную часть экспериментальных данных, включенных в настоящий обзор, составляют энергетические зависимости сечения возбуждения уровней 2<sup>+</sup> сферических и переходных ядер. Эти измерения в интервале энергии примерно от 200 до 1000 кэВ с энергетическим разрешением от 10 до 30 кэВ были выполнены в ИЯИ АН СССР. Экспериментальные погрешности при энергии нейтронов над порогом около 100 кэВ и выше в большинстве случаев составляли 10—15%.

Сравнение этих экспериментальных данных с расчетами в рамках ОСМ, предполагающей независимость каналов реакции, результаты которого обсуждаются в этом разделе, позволили уточнить область применимости подхода ОСМ и выявить особенности экспериментальных сечений, не находящие удовлетворительной интерпретации в рамках такой модели.

В проведенном анализе не преследовалось цели получить наилучшее описание экспериментальных данных для конкретных ядер в рамках ОСМ подгонкой параметров оптического потенциала (ОП). В расчетах были использованы некоторые варианты ОП, предложенные в литературе, с эмпирическими средними параметрами для широкой области массовых чисел. Очевидно, что отличия экспериментальных значений сечения от рассчитанных с использованием “глобальных” параметров ОП могут быть связаны не только с нарушением статистических предположений, но также с разбросом индивидуальных параметров ОП для конкретных ядер и с приближенностью самого подхода ОСМ, использующего одинаковые параметры ОП для всех каналов.

Как видно из представленных на рис. 1—6 данных, энергетические зависимости сечений, измеренные с энергетическим разрешением 10—20 кэВ, имеют значительные флюктуации. В связи с этим при сопоставлении результатов расчетов с экспериментальными данными сечения при необходимости усреднялись по интервалу 100 кэВ.

Наиболее значительная структура в измеренных энергетических зависимостях наблюдается для ядер, которые имеют сравнительно малую плотность нейтронных *s*-резонансов, причем ширина структуры по порядку величины соответствует энергетическому разрешению. Поэтому естественно предположить, что такая струк-

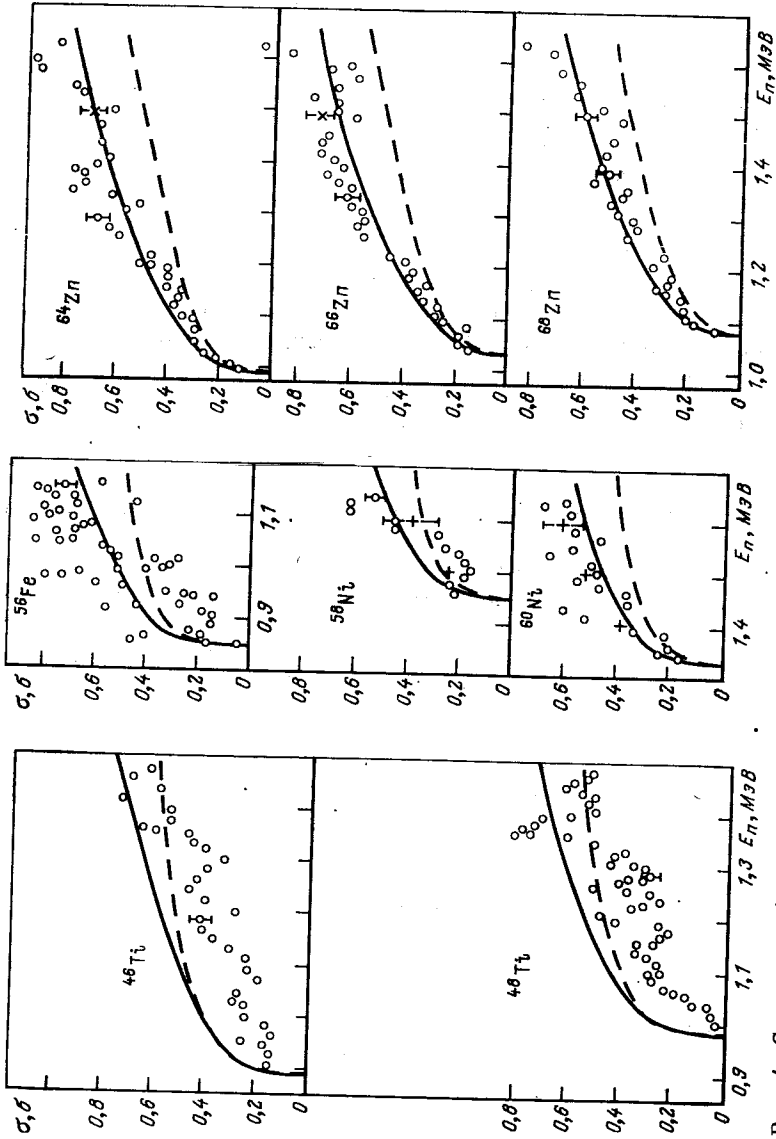


Рис. 1. Сечение возбуждения уровней  $2^+$  при неупругом рассеянии нейтронов для Ti, Fe, Ni и Zn:  $\circ$  — данные авторов; + — данные работы [28];  $\times$  — данные работы [29]; кривые — расчет по ОСМ (сплошная кривая — потенциал I, пунктир — потенциал II)

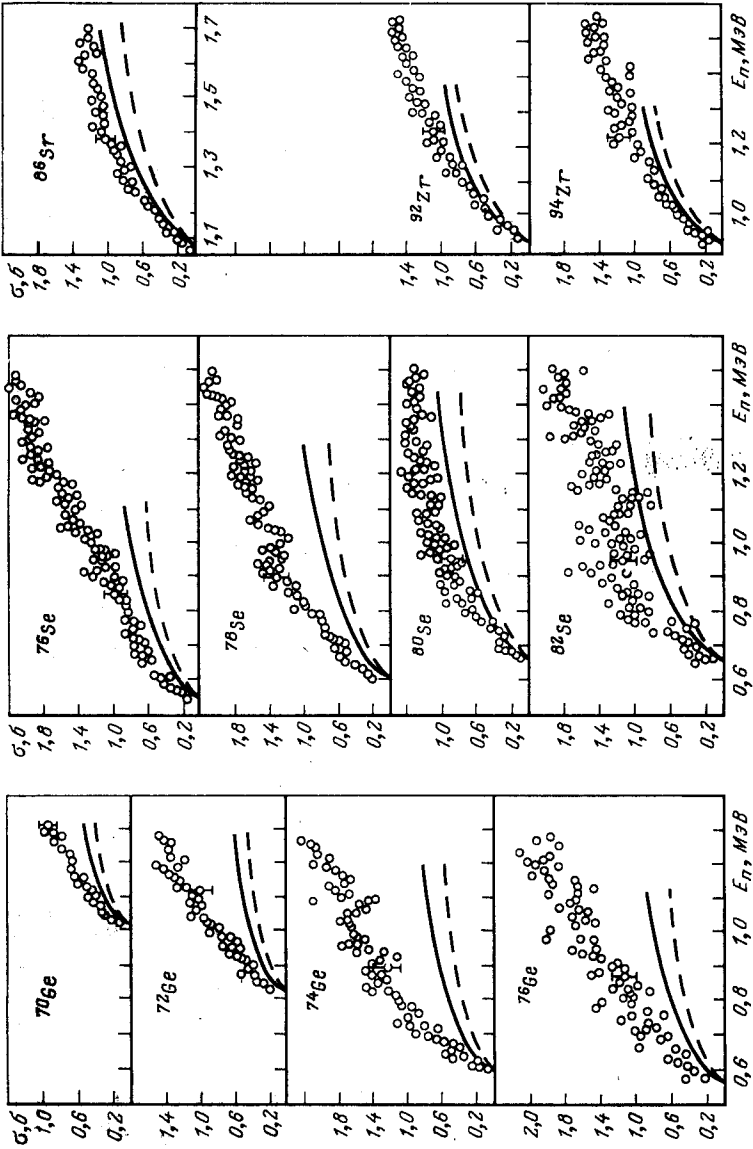


Рис. 2. Сечения возбуждения уровней  $2\frac{1}{2}^+$  при неупругом рассеянии нейтронов для Ge, Se, Sr и Zr. Кривые — то же, что и на рис. 1

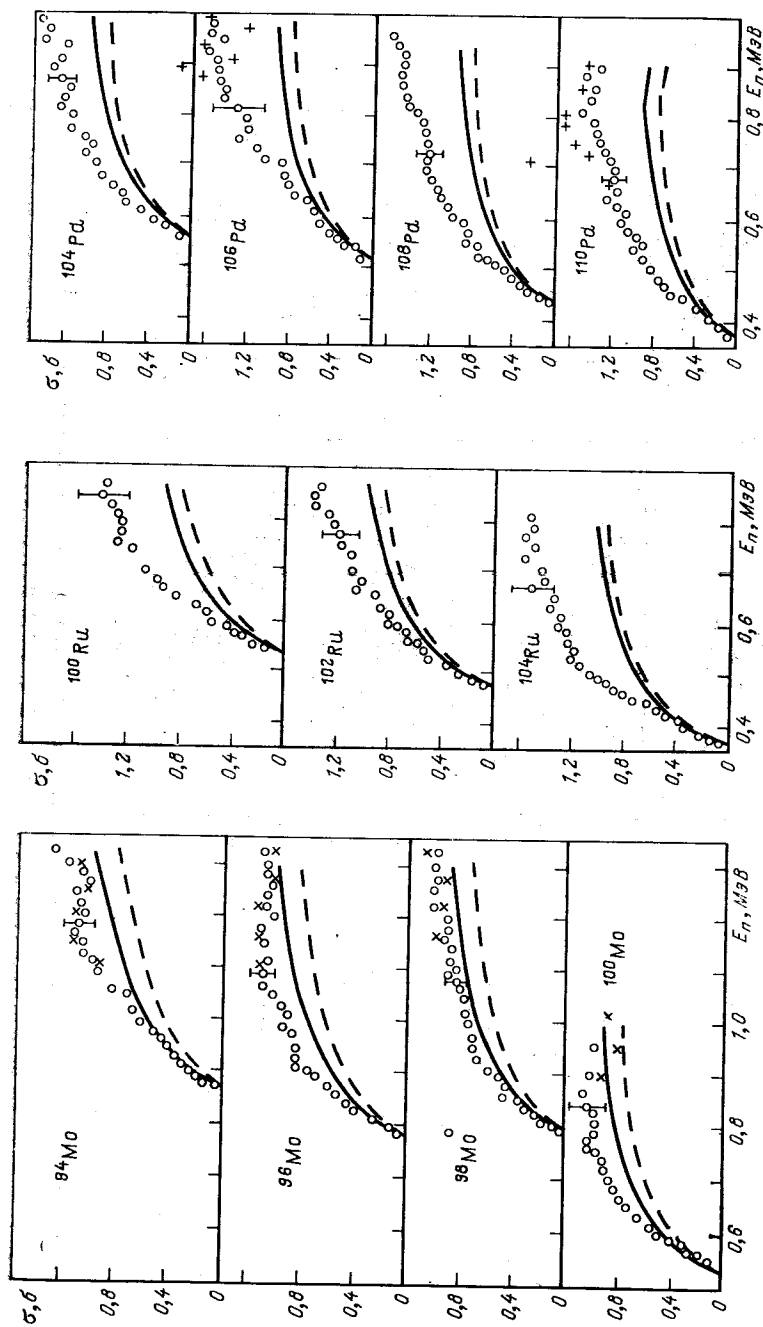


Рис. 3. Сечения возбуждения уровней  $2\frac{1}{2}^+$  при неупругом рассеянии нейтронов для Mo, Ru и Pd: ○ — данные авторов; × — данные работы [30]; + — данные работы [31]; кривые — то же, что и на рис. 1

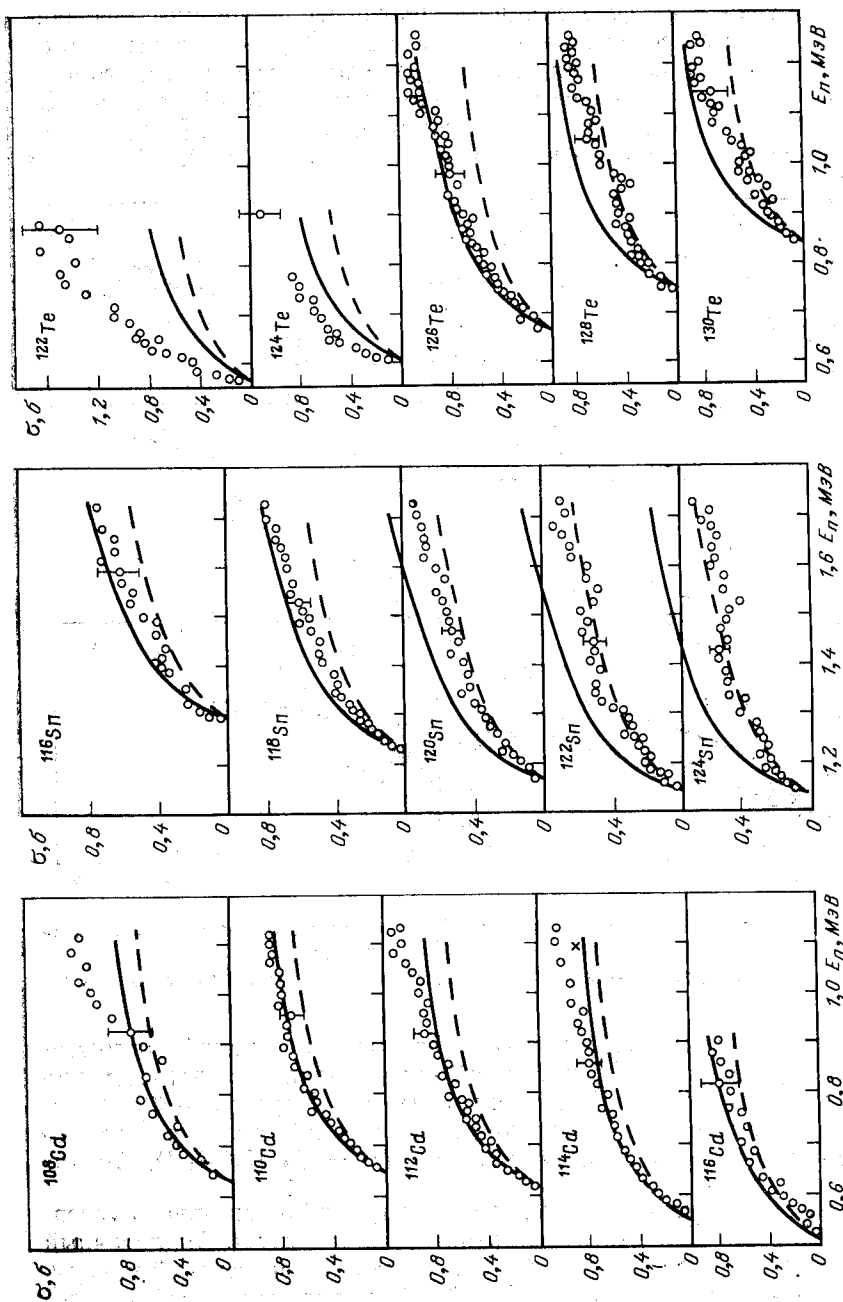


Рис. 4. Сечения возбуждения уровней  $2\frac{1}{2}$  при неупругом рассеянии нейтронов для Cd, Sn и Te:  $\circ$  — данные авторов;  $\times$  — данные работы [32]; кривые — то же, что и на рис. 1



тура обусловлена флюктуациями плотности и ширины резонансов и может быть описана статистически. Справедливость такого предположения подтверждена результатами статистического анализа флюктуаций сечений для первых уровней  $2^+$  изотопов Se [20]. Метод анализа был аналогичен примененному в [21] для статистического анализа флюктуаций полных сечений. При этом

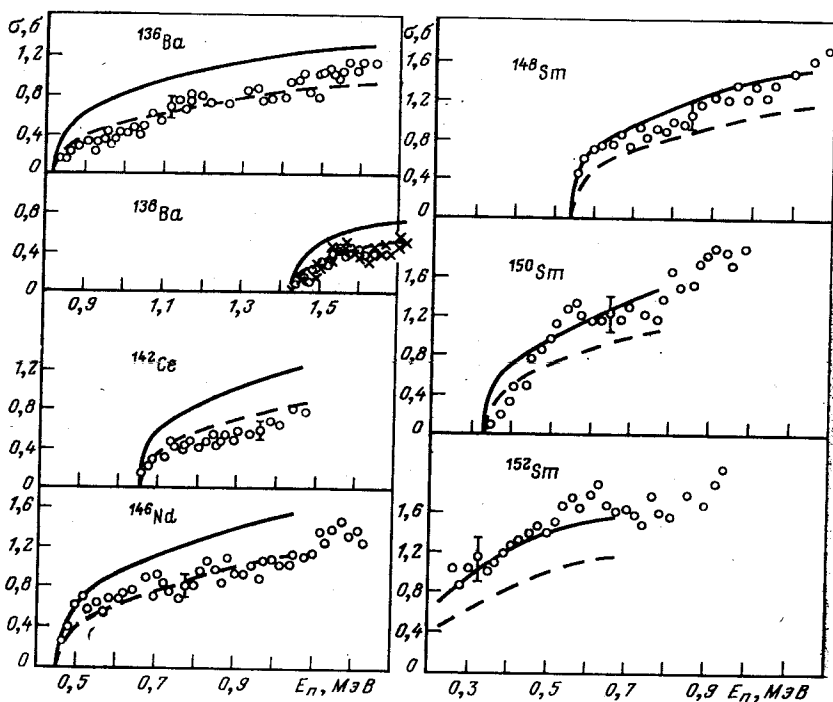


Рис. 5. Сечения возбуждения уровней  $2^+$  при неупругом рассеянии нейтронов для Ba, Ce, Nd и Sm:

○ — данные авторов; × — данные работы [15]; кривые — то же, что и на рис. 1

экспериментальные относительные флюктуации сечений для интервалов усреднения от 10 до 100 кэВ сопоставлялись с расчетом для сечения статистической модели в форме Хаузера — Фешбаха. Расчет проводился в предположении, что плотность резонансов с полным моментом  $J$  следует закону  $D_J = D_1 \frac{(2J+1)}{2}$ . Анализ

показал, что зависимость средних флюктуаций от интервала усреднения хорошо соответствует статистической модели. Аналогичный вывод о чисто статистической природе структуры сечений неупругого рассеяния для уровня  $2^+$   $^{56}\text{Fe}$  был получен в работе [22].

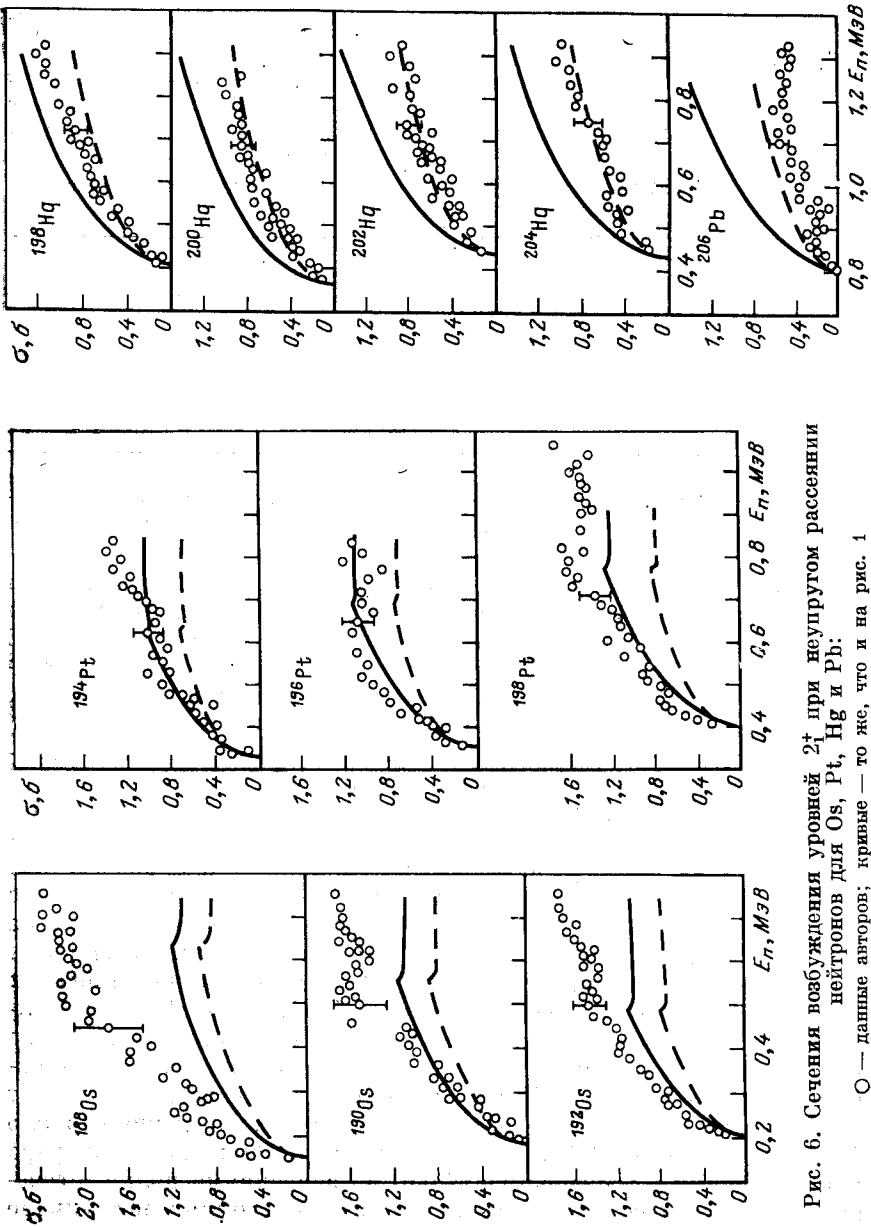


Рис. 6. Сечения возбуждения уровней  $2^+$  при неупругом рассеянии нейтронов для Os, Pt, Hg и Pb.

○ — данные авторов; кривые — то же, что и на рис. 1

Расчеты энергетической зависимости сечений в рамках ОСМ были выполнены с использованием выражения для флюктуационного сечения (14) с параметризацией ХРТВ (21) — (23).

Представленные здесь результаты расчетов, сопоставляемые с экспериментальными данными, получены для двух вариантов ОП, параметры которых приведены в табл. 1. Радиальная зависи-

Таблица 1. Параметры оптических потенциалов, использовавшихся в расчетах

ОП	Авторы	$V$ , МэВ	$R$ , фм	$a$ , фм	$V_{S_0}$ , МэВ	$W_d$ , МэВ	$b$ , фм
I	Пери — Бака	48 — 0,29E	$1,27 A^{1/3}$	0,65	6,0	11	0,47
II	Молдауэр	46	$1,12 A^{1/3} + 0,6$	0,62	7,0	14	0,50

мость действительной части этих потенциалов имеет форму Вудса — Саксона, а мнимой части — форму производной от форм-фактора Вудса — Саксона.

Потенциал I (см. табл. 1) является локальным эквивалентом нелокального потенциала Пери — Бака [23]; хотя параметры его определены из анализа рассеяния нейтронов с энергией 7 МэВ и выше, он удовлетворительно описывает в среднем и массовую зависимость нейтронных силовых функций сферических ядер, по крайней мере, в области максимумов. Параметры локального потенциала Пери — Бака близки к некоторым другим наборам средних параметров, например к параметрам, предложенным в работах [24, 25]. Параметры потенциала II (см. табл. 1) предложены Молдауэром [26] и определены из анализа данных при энергии порядка 1 МэВ. Особенность потенциала Молдауэра состоит в том, что радиус его мнимой части на 0,5 фм превышает радиус действительной части. Введение этого дополнительного параметра позволило улучшить описание в среднем нейтронных силовых функций в области минимума. В [27] проведено сравнение полных нейтронных сечений, рассчитанных по ОП Пери — Бака и Молдауэра, с экспериментальными данными в широкой области ядер при средней энергии нейтронов 380 и 470 кэВ. Для области сферических ядер  $40 \leq A \leq 140$  эти потенциалы в среднем описывают массовую зависимость сечений с некоторым расхождением (около 15%) в области  $A \approx 60$  и 100. В случае потенциала Молдауэра лучшее согласие с экспериментальными значениями полного сечения в области  $A \approx 100$  получено при меньшем мнимом потенциале ( $W = 8$  МэВ вместо 14 МэВ). Однако при этом ухудшается согласие в других областях  $A$ .

При сравнении результатов эксперимента с расчетами следует иметь в виду, что экспериментальные погрешности в относительных значениях сечения при энергии нейтронов порядка 100 кэВ над порогом реакции в большинстве случаев не выходят за пределы 5%. Погрешность абсолютных значений составляет 10—15%. Дополнительная неопределенность при сравнении эксперимента и расчета может быть вызвана флюктуациями энергетической зависимости сечений, которая у некоторых ядер (Ti, Fe, Ni и других) остается значительной даже при усреднении по интервалу 100 кэВ. Экспериментальные сечения, представленные на рис. 1—6, включают кроме результатов авторов этой статьи данные некоторых других работ. Сравнение с этими данными, полученными как в исследованиях реакции ( $n, n'\gamma$ ) [15, 28], так и в экспериментах с регистрацией нейтронов с помощью метода времени пролета [29—31], подтверждает достоверность оценки точности рассматриваемых здесь экспериментальных результатов.

Можно отметить следующие особенности представленных данных. Экспериментальные значения сечений для первых уровней  $2^+$  Ge и Se значительно превышают расчетные сечения ОСМ. Это расхождение имеет место для всех вариантов ОП, использовавшихся в расчетах, хотя значение его зависит от выбора потенциала. Вблизи порога экспериментальные сечения лучше соответствуют сечению Хаузера — Фешбаха. В случае Ge к такому же выводу при сравнении экспериментальных данных и ОСМ пришли авторы работы [33]. Параметры ОП в [33] получены подгонкой к экспериментальным значениям сечения упругого рассеяния для естественной смеси изотопов Ge. Значительное превышение расчетных значений сечения наблюдается также в области  $A = 100 \div 110$  (Ru, Pd). Сечения для ядер Te имеют изотопическую зависимость, которую нельзя воспроизвести расчетом с одинаковыми параметрами ОП для всех изотопов. В области  $Z = 76 \div 82$  расчет по ОСМ с едиными параметрами ОП не воспроизводит зависимость сечения от массового числа. Для остальных областей  $A$  отклонения от описания, даваемого ОСМ с общими параметрами ОП, не имеют систематического характера.

Обсудим более детально результаты сопоставления экспериментальных значений сечения с ОСМ.

**Сечения в областях  $A \approx 70 \div 80$  и  $100 \div 110$ .** При обсуждении возможных причин расхождения с ОСМ для ядер этих областей  $A$  прежде всего обращает на себя внимание тот факт, что ядра Ge, Se, Ru, Pd имеют сравнительно большой параметр  $\beta_2$ , характеризующий вероятность  $E2$ -перехода. Естественно поэтому рассматривать полученные данные о сечении возбуждения уровней  $2^+$  как указание на проявление эффектов связи входного и выходного каналов реакции.

В общем случае отклонение сечений от описания в рамках

ОСМ может возникать как вследствие вклада сечения прямой реакции, так и за счет флюктуационного сечения, которое зависит от структуры силовых функций и статистических свойств резонансов. О роли каждого из этих эффектов в отдельности можно получить представление из феноменологического описания экспериментальных данных в рамках обобщенной оптической модели, которому посвящен разд. 3.

Вывод о том, что статистическая модель, предполагающая независимость каналов реакции, не дает удовлетворительного описания неупругого рассеяния нейтронов низкой энергии на ядрах Ge, Se, Ru и Pd, подтверждается результатами, полученными Л. И. Говором, А. М. Демидовым и М. М. Комковым [34] в исследованиях неупругого рассеяния реакторных нейтронов. Проведенное в [34] сравнение измеренных заселенностей уровней четно-четных ядер с расчетом по статистической модели показало, что вероятность возбуждения коллективных уровней указанных выше ядер значительно превышает предсказание модели. Следует иметь в виду, что средняя энергия нейтронов над порогом возбуждения уровня в экспериментах с использованием нейтронного пучка от реактора выше, чем в рассматриваемых экспериментах, а именно, составляет около 0,8 МэВ. Можно поэтому ожидать в таком случае большего вклада сечения прямой реакции и соответственно большего расхождения с ОСМ. Для Ru и Pd это, действительно, имеет место.

**Изотопическая зависимость сечения для Te.** Значительное уменьшение с ростом  $N$  сечения для уровней  $2\frac{1}{2}^+$  Te, энергии которых близки, служит еще одним примером промежуточной структуры в массовой зависимости сечений. Интересно отметить, что такого же характера изотопическая зависимость обнаружена и для силовых функций  $s$ -нейтронов в изотопах Te [35]. Следует отметить, что изотопическая зависимость сечения и силовых функций Te коррелирует с зависимостью от  $N$  плотности нейтронных  $s$ -резонансов [36] и параметра  $\beta_2$ . Уменьшение этих величин с ростом  $N$  естественно объяснить приближением к замкнутой оболочке  $N = 82$  (для наиболее тяжелого ядра  $^{130}\text{Te}$   $N = 78$ ).

**Сечение в области  $Z = 76 \div 82$ .** В этой области ядер наблюдается систематическое уменьшение в среднем сечений для первых уровней  $2\frac{1}{2}^+$  при одной и той же энергии нейтронов над порогом с ростом массового числа. В то же время ОСМ с единичными параметрами ОП дает сечения, слабо меняющиеся с  $A$ . Данная область ядер является переходной от деформированных к сферическим. Поэтому естественно связать такой ход сечений с изменением свойств уровней  $2\frac{1}{2}^+$  по мере приближения к замкнутым оболочкам  $N = 126$ ,  $Z = 82$ .

Таким образом, результаты сопоставления экспериментальных значений сечения для уровней  $2\frac{1}{2}^+$  с расчетами показывают, что в

некоторых областях массового числа подход ОСМ с едиными параметрами ОП не дает удовлетворительного описания сечений. Обнаруженные отклонения от ОСМ имеют характер промежуточной структуры в массовой зависимости в том смысле, что интервалы  $A$ , в которых проявляются эти особенности сечений, меньше ширины области, характерной для одночастичных гигантских резонансов. Результаты проведенного рассмотрения указывают также на то, что обнаруженные отклонения от ОСМ связаны с коллективными свойствами нижних уровней ядер и деформацией ОП.

Некоторого улучшения соответствия расчёта по ОСМ экспериментальным данным можно добиться подбором параметров ОП для отдельных нуклидов. Однако в ряде случаев это будет приводить к противоречию с известными результатами. Так, в области  $A \approx 90 \div 100$  (ядра Zr, Mo) улучшить согласие с экспериментом может уменьшение параметра  $W$ , что приводит к возрастанию сечения в области максимумов гигантских резонансов. При этом, чтобы обеспечить достаточно большие значения сечений при больших  $A$  (Ru, Pd), придется предположить, что глубина действительного потенциала  $V$  изменяется в области  $A \approx 90 \div 110$  в значительных пределах. Такие параметры ОП приводят к противоречию с данными о полных сечениях и силовых функциях. В [37] была предпринята попытка воспроизвести в рамках ОСМ изотопическую зависимость сечения неупругого рассеяния нейтронов и  $s$ -волновых силовых функций  $T_e$ , предположив, что мнимый потенциал является свободным параметром и может зависеть от орбитального момента. Феноменологическое описание силовых функций  $s$ -нейтронов было получено с ОП в форме Молдауэра с той лишь разницей, что значения  $W$  сильно уменьшались с возрастанием  $N$ . Согласие с экспериментальными сечениями было достигнуто использованием формулы Хаузера — Фешбаха, причем изменение  $W$  с  $N$  вводилось только для каналов с четными значениями  $l$ . Эти примеры показывают, что подход ОСМ с использованием индивидуальных параметров ОП также не дает удовлетворительных результатов при попытке описать обсуждаемые здесь сечения неупругого рассеяния одновременно с другими данными о взаимодействии нейтронов с ядрами.

### 3. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ

#### В РАМКАХ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СО СВЯЗЬЮ КАНАЛОВ

Рассмотренные в предыдущем разделе качественные указания на проявление эффектов связи одночастичных и коллективных степеней свободы в неупругом рассеянии нейтронов низкой энергии послужили основанием для применения в целях интерпретации этих данных оптической модели со связью каналов (ОМСК).

Прежде чем перейти к изложению результатов этого анализа, следует сделать несколько замечаний в связи с тем, что применение ОМСК в области низких энергий имеет особенности.

Обобщенную оптическую модель, которая учитывает связь каналов, обусловленную деформацией ядерного поля, успешно применяли во многих работах для анализа неупругого рассеяния протонов и других заряженных частиц в области энергии порядка 10 МэВ и выше (см., например, обзоры [38—40]). В анализе неупругого рассеяния нейтронов ОМСК стали применять лишь в последние годы, с появлением достаточно надежных экспериментальных данных. Примеры такого анализа приведены в обзорах [41—43].

В практических применениях ОМСК численным решением системы связанных уравнений определяется недиагональная  $S$ -матрица, что позволяет рассчитать средние сечения с помощью методов, рассмотренных в разд. 1. Учет вклада компаунд-реакции при анализе экспериментальных данных проводится в большинстве работ по формуле Хаузера — Фешбаха с использованием коэффициентов прохождения, вычисляемых с помощью соотношения

$$T_c = 1 - \sum_{c'} | \langle S_{cc'} \rangle |^2.$$

Когда число открытых каналов велико или в изучаемой реакции преобладает прямой механизм, использование формулы Хаузера — Фешбаха вместо более точных формул, приведенных в разд. 1, не дает существенных погрешностей. В то же время, при энергии падающих нейтронов около 1 МэВ, когда число открытых каналов мало и сечение компаунд-реакции преобладает или сравнимо с сечением прямой реакции, использование формулы Хаузера — Фешбаха может привести к ошибочным выводам о роли прямого механизма и эмпирических параметрах модели. Это можно видеть на примере результатов анализа сечений, обсуждаемых ниже.

В анализе экспериментальных данных при низких энергиях (порядка 1 МэВ) метод связанных каналов применялся значительно реже, чем в области энергии более 10 МэВ. Кроме расчетов силовых функций и средних сечений имеются примеры использования метода связанных каналов для анализа резонансных структур сечения рассеяния нейтронов на легких ядрах. Так, в [44] с помощью метода связанных каналов с использованием действительного потенциала описана энергетическая зависимость сечения упругого рассеяния нейтронов на  $^{12}\text{C}$ . Следует отметить, что хорошее соответствие с экспериментальными значениями ширины и энергии резонансов получено в [44] при использовании разных параметров модели для различных каналов. Резонансы в такой модели трактуются как состояния, содержащие вклады одночастичных конфигураций открытого канала и конфигураций закрытых кана-

лов с возбужденным ядром  $^{12}\text{C}$ . Очевидно, что резонансную структуру такого характера будут иметь и сечения в ОМСК, рассчитываемые методом связанных каналов с комплексным потенциалом, если мнимая часть потенциала не слишком велика. Появляющиеся резонансы в этом случае являются промежуточными, их ширина зависит от значения мнимого потенциала, учитывающего связь данного состояния с более сложными конфигурациями.

При использовании ОМСК для анализа и интерпретации экспериментальных данных следует учитывать ограничения такого подхода, определяемые приближенным характером самой феноменологической модели, описывающей взаимодействие частицы с ядром. Это в особенности относится к сферическим и переходным ядрам, рассматриваемым в данной статье. Наиболее простая модель — модель гармонического осциллятора с равновесной деформацией, равной нулю, не всегда удовлетворительно описывает свойства нижних уровней таких ядер. Более того, определенные из экспериментов по кулоновскому возбуждению значения статического квадрупольного момента в состояниях  $2_1^+$  в области  $A \approx 70 \div 130$  оказываются весьма значительными. Так, отношение  $Q/Q^{\text{рот}}$ , где  $Q^{\text{рот}}$  — квадрупольный момент модели аксиально-симметричного ротатора, определенный из величины  $B(E2)$  для перехода  $0^+ - 2_1^+$ , составляет 0,3—0,5 для  $^{72,74,76}\text{Ge}$  [45], 0,5—0,7 для  $\text{Se}$  [46] и 0,7—0,8 для  $^{100,102,104}\text{Ru}$  [47]. Применение в ОМСК более сложных вариантов коллективной модели гармонического осциллятора и жесткого аксиально-симметричного ротатора, требует введения дополнительных параметров и усложняет расчеты.

Проведенный в [8—11] анализ неупругого рассеяния нейтронов явился первым опытом применения метода ХРТВ при интерпретации экспериментальных данных в рамках ОМСК. В работе [48] развит близкий описанному метод анализа рассеяния нейтронов, который основан на использовании ОМСК и представлении среднего сечения в форме, предложенной Молдауэром [26, 34, 37]. Авторы работы [42] применили этот метод для анализа рассеянных нейтронов с энергией примерно до 4 МэВ на ядрах  $\text{Ti}$ . Ниже рассматриваются в основном результаты [8—11], а также некоторых проведенных позже расчетов, предпринятых в целях анализа представленных в разд. 2 данных.

Общая задача расчетов состояла в том, чтобы получить в широких областях значений массового числа феноменологическое описание в среднем сечения неупругого рассеяния одновременно с известными данными о нейтронных силовых функциях и полных сечениях при энергии порядка 1 МэВ.

Использувавшаяся в расчетах программа включает:

а) расчет  $S$ -матрицы по схеме вибрационной или ротационной модели метода связанных каналов [38];



б) определение матриц преобразования Энгельбрехта — Вайденоллера  $U$  и  $\tilde{S}$ ;

в) расчет сечения прямой реакции и флюктуационного сечения с использованием соотношения (31) и аппроксимирующих выражений ХРТВ (14), (15), (21), (23).

В расчетах использовался деформированный ОП с действительной частью в форме Вудса — Саксона, включавшей потенциал симметрии и спин-орбитальный член. Радиальная зависимость потенциала имела вид производной от форм-фактора действительной части. Геометрические параметры потенциала были фиксированными и одинаковыми для действительной и мнимой частей:  $R = r_0 A^{1/3}$  с  $r_0 = 1,25$  или  $1,22$  фм, параметр диффузности  $a = 0,65$  фм. Параметр спин-орбитального взаимодействия  $V_{SO}$  взяли равным 8 МэВ. Параметр глубины действительного потенциала представлялся в виде  $V = V_0 - [(N - Z)/A] V_1$ , где для  $V_1$  принято значение 22 МэВ. Свободными параметрами модели предполагали лишь глубину изоскалярного потенциала  $V_0$  и параметр мнимого потенциала  $W$ . Расчеты проводились в основном с использованием схем связи вибрационной модели. Кроме наиболее простого варианта ОМСК, в котором учитывается только связь входного канала с однофононными квадрупольными возбуждениями ядра-мишени (двухканальная схема связи  $0^+ - 2_1^+$ ), в некоторых случаях проведены также расчеты с включением в схему связи двухфононных квадрупольных и однофононных октупольных состояний.

Параметры деформации ядерного поля, определяющие матричные элементы связи каналов в ОМСК, в общем случае следует считать феноменологическими параметрами, значение которых может зависеть от схемы связи, используемой в расчете. Эмпирические значения параметра квадрупольной деформации  $\beta_2$  для неупругого рассеяния протонов с энергией порядка 10 МэВ обычно близки к параметрам деформации, полученным из электромагнитных процессов,  $\beta_2^{эм}$ . Имеются теоретические расчеты и некоторые экспериментальные данные [49], указывающие на возможность изоспиновой зависимости этого параметра. Однако возможные различия  $\beta_2$  для электромагнитных процессов, неупругого рассеяния протонов и неупругого рассеяния нейтронов, согласно этим результатам, оказываются небольшими (около 10%). Вместе с тем, в некоторых работах, например в [50], экспериментальные значения  $\beta_2$ , полученные из анализа упругого рассеяния нейтронов с энергией несколько мегаэлектронвольт на деформированных ядрах, оказались значительно меньшими (на  $\sim 30\%$ )  $\beta_2^{эм}$ . Такое различие эффективных параметров деформации является, по-видимому, результатом приближенного характера двухканальной схемы ОМСК, проявляющегося при низкой энергии частиц в большей степени, чем в области энергий выше 10 МэВ.

При расчетах сечения, результаты которых представлены в настоящей статье, в основном было принято  $\beta_2 = \beta_2^{\text{эм}}$ . Значения  $\beta_2^{\text{эм}}$ , приведенные в табл. 2, взяты из [51] и некоторых более поздних публикаций. В отдельных случаях были проведены расчеты

Таблица 2. Энергии уровней  $2_1^+$  и параметры деформации  $\beta_2^{\text{эм}}$

Элемент	A	Энергия уровня $2_1^+$ , кэВ	$\beta_2^{\text{эм}}$	Элемент	A	Энергия уровня $2_1^+$ , кэВ	$\beta_2^{\text{эм}}$
Ti	46	889	0,290		114	558	0,179
	48	983	0,265		116	513	0,196
Fe	56	847	0,230	Sn	116	1293	0,113
Ni	58	1452	0,187		118	1230	0,116
	60	1332	0,211		120	1171	0,112
Zn	64	993	0,250		122	1140	0,118
	66	1037	0,227		124	1131	0,108
	68	1077	0,205	Te	122	564	0,183
Ge	70	1040	0,224		124	603	0,174
	72	835	0,247		126	667	0,163
	74	596	0,290		128	743	0,141
	76	563	0,271		130	840	0,127
Se	76	559	0,326	Ba	136	818	0,120
	78	614	0,287		138	1427	0,087
	80	666	0,240	Ce	140	1597	0,100
	82	655	0,205		142	650	0,120
Sr	86	1077	0,140	Nd	144	696	0,120
Zr	92	933	0,110		146	453	0,145
	94	918	0,110	Sm	148	551	0,140
Mo	94	871	0,144		150	334	0,170
	96	778	0,166		152	122	0,260
	98	787	0,160	Os	188	155	0,190
	100	535	0,222		190	187	0,180
Ru	100	540	0,232		192	206	0,160
	102	475	0,264	Pt	194	329	0,155
	104	358	0,288		196	356	0,135
Pd	104	555	0,212		198	407	0,120
	106	512	0,224	Hg	198	412	0,105
	108	434	0,243		200	368	0,085
	110	374	0,252		202	439	0,080
Cd	108	633	0,167		204	436	0,070
	110	658	0,168	Pb	206	803	0,035
	112	617	0,178				

с использованием  $\beta_2$ , отличающихся от  $\beta_2^{\text{эм}}$ . Схемы связи, включавшие двухфононные состояния, соответствовали модели гармонического осциллятора.

Рассмотрим вначале результаты расчетов в рамках двухканальной схемы связи  $0^+ - 2_1^+$ . Некоторые результаты этих расчетов сопоставляются с экспериментальными сечениями для уровней  $2_1^+$  при энергии нейтронов над порогом реакции 300 кэВ на рис. 7. Как видно из представленных данных, уже простейший

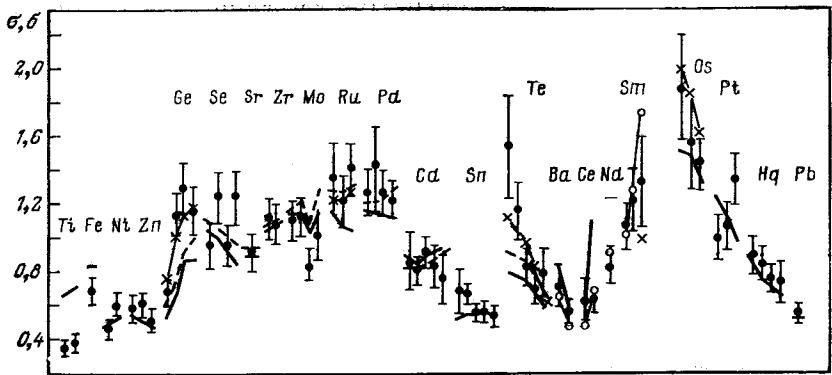


Рис. 7. Сравнение экспериментальных значений ( $\bullet$ ) сечения для уровней  $2_1^+$  при энергии 300 кэВ над порогом с результатами расчета по ОМСК (схема связи каналов и значения параметров указаны в табл. 3):

сплошная линия — I; пунктир — II;  $\circ$  — III;  $\times$  — расчет по схеме связи ротационной модели  $0^+ - 2^+$  с параметрами I

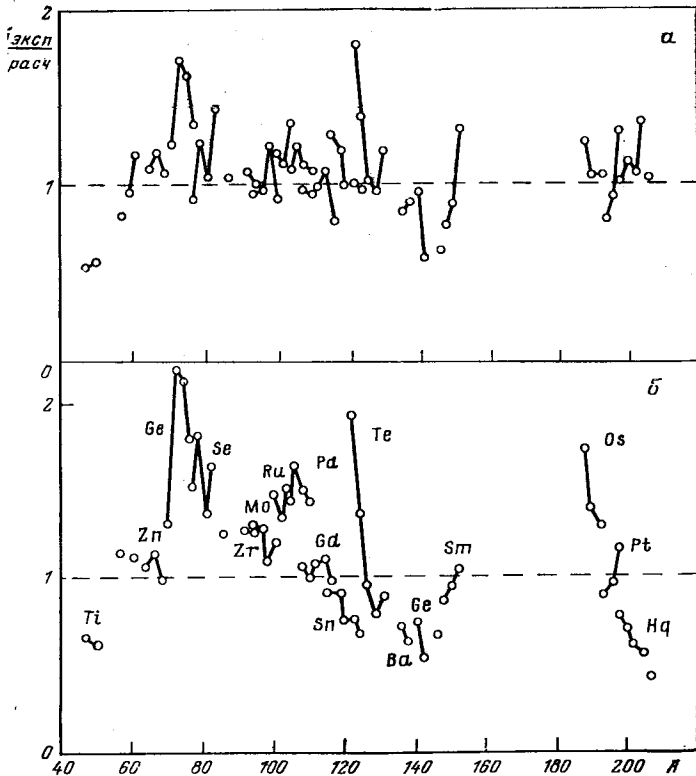


Рис. 8. Сравнение экспериментальных значений сечения для уровней  $2_1^+$  при энергии 300 кэВ над порогом с расчетом по ОСМ с потенциалом I из табл. 1 (б) и ОМСК с набором параметров I из табл. 3 (а)

вариант ОМСК, предполагающий одинаковые параметры ОП для всех областей  $A$  и  $\beta_2 = \beta_2^{\text{эм}}$ , приводит к существенно лучшему соответствию с экспериментальными сечениями по сравнению с оптико-статистическим подходом (см. разд. 2). Этот вывод иллюстрирует рис. 8, где представлены отношения экспериментальных значений сечения к рассчитанным по ОСМ и двухканальной схеме ОМСК. С этими параметрами ОМСК получено также удовлетворительное описание в среднем массовой зависимости силовых функций и полного сечения при энергии нейтронов менее 1 МэВ (рис. 9, 10).

Отметим, что параметры ОМСК, определенные из расчетов для  $A \approx 80 \div 120$  (область  $3p$ -резонанса), хорошо воспроизводят также массовую зависимость сечений в области тяжелых ядер с  $Z = 76 \div 82$ , характеризующихся сильно различающимися значениями параметра  $\beta_2$ .

Описание экспериментальных данных для отдельных областей можно улучшить некоторым изменением параметров. Для  $A \approx$

Т а б л и ц а 3. Параметры ОМСК (вибрационная модель,  $\beta_2 = \beta_2^{\text{эм}}$ )

Набор параметров	Схема связи	$V_0$ , МэВ	$W$ , МэВ	$r_0$ , фм
I	$0^+ - 2_1^+$	52	2	1,25
II	$0^+ - 2_1^+ 3^-$	52	2	1,25
III	$0^+ - 2_1^+$	49	2	1,25
IV	$0^+ - 2_1^+$	52	3	1,25
V	$0^+ - 2_1^+ - 2_2^+ (4^+)$	49	2	1,22
VI	$0^+ - 2_1^+ - 2_2^+ (4^+)$	52	2	1,25

$\approx 100 \div 110$  (Ru, Pd) экспериментальным сечениям неупругого рассеяния лучше соответствует расчет с  $\beta_2$ , на 30% меньшим  $V_2^{\text{эм}}$ . К некоторому улучшению согласия с экспериментом в области  $A \approx 70 \div 110$  приводит также включение связи с октупольными возбуждениями. Массовая зависимость сечения в области  $A = 136 \div 152$  лучше описывается при  $V_0$ , меньшем, чем среднее значение  $V_0$  для всей совокупности данных. Согласие с экспериментальными сечениями для  $^{46,48}\text{Ti}$  было получено при  $V_0$ , значительно меньшем, чем среднее значение этого параметра для более тяжелых ядер ( $V_0 \approx 46$  МэВ при  $r_0 = 1,25$  фм) и  $\beta_2 = 0,75 \beta_2^{\text{эм}}$ . Силовые функции и полное сечение лучше описываются расчетом при несколько большем значении параметра мнимого потенциала ( $W \gtrsim 3$  МэВ), чем для сечений неупругого рассеяния ( $W \approx 2$  МэВ). В отдельных случаях были проведены расчеты с параметризацией [52], предполагающей значение параметра мнимого потенциала в канале с однофононными возбуждениями ( $W_1$ ), существенно

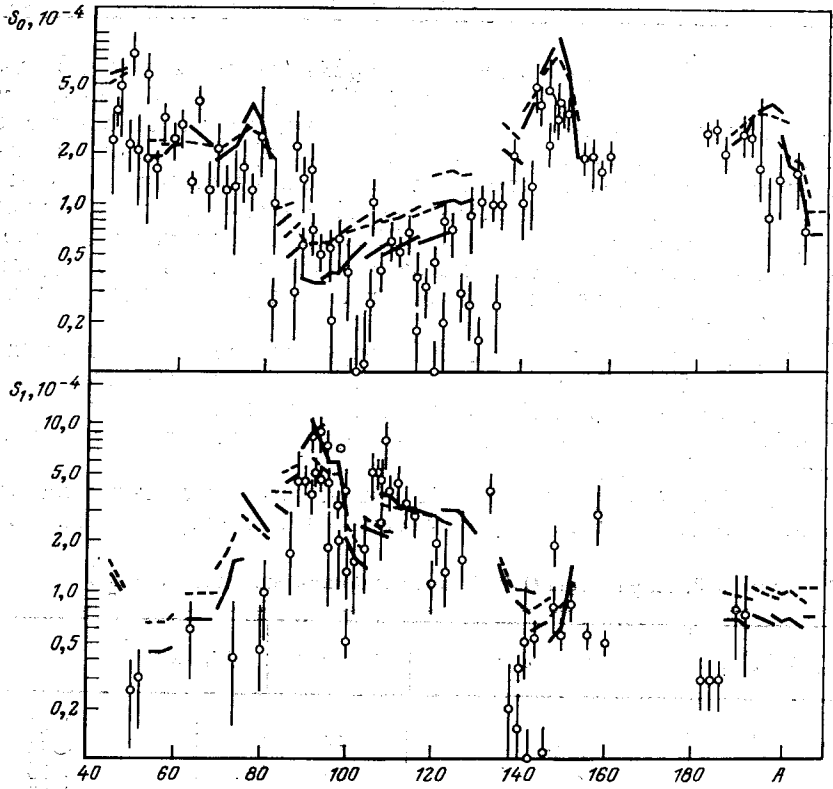


Рис. 9. Силовые функции  $s$ - и  $p$ -нейтронов.

сплошная линия — расчет по ОМСК, набор параметров I (табл. 3); пунктир — расчет по ОМСК, набор параметров IV; кружки — экспериментальные значения

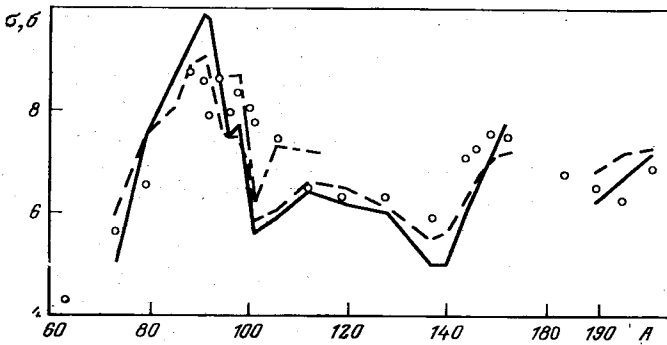


Рис. 10. Полные нейтронные сечения при  $\langle E_n \rangle = 470$  кэВ, расчет по ОМСК: сплошная линия — набор параметров I (табл. 3); пунктир — набор параметров IV; штрихпунктир — расчет с набором параметров I при  $\beta_2 = 0,7\beta_2^{эм}$

большим, чем во входном канале ( $W_0$ ). Из полученных результатов можно заключить, что эта параметризация позволяет достичь примерно такого же соответствия с данными по неупругому рассеянию, что и обычная двухканальная схема, при несколько лучшем описании в среднем силовых функций  $s$ - и  $p$ -нейтронов.

В рассмотренных выше расчетах не удалось получить удовлетворительного описания сечений возбуждения уровней  $2_1^+$  Ge и Te. Эти данные обсуждаются более детально ниже.

В случае Te наборы параметров ОМСК, описывающие экспериментальные данные в области  $A \approx 80 \div 120$ , дают для всех изотопов близкие значения сечений, что противоречит экспериментально наблюдаемой зависимости от  $N$ . В работе [34] при изучении неупругого рассеяния реакторных нейтронов для изотопов Te выявлена сходная зависимость заселяемости уровней  $2_1^+$  от  $N$ . Такого же характера изотопическая зависимость была обнаружена и для  $s$ -волновых нейтронных силовых функций Te [35]. Интерпретации этой особенности силовых функций Te, а также сходной зависимости от  $N$  силовых функций соседних элементов (Sn, Xe) было посвящено несколько работ [35, 52, 53].

Сходный характер поведения сечения неупругого рассеяния и силовых функций для Te (рис. 11) явился основанием для попытки найти общую интерпретацию этих данных в рамках ОМСК. Предпринятые в [11] расчеты с двухканальной схемой связи и с вариацией параметров потенциала позволили при общих параметрах воспроизвести лишь качественно характер поведения сечения и силовых функций. Оптический потенциал, приводящий к такому результату, имеет мнимую часть, значительно уменьшающуюся с увеличением  $N$ . Качественное соответствие с экспериментальными сечениями можно получить при вариации параметра  $V_0$  в пределах 50—51 МэВ (при  $r_0 = 1,22$  фм) и при параметре  $W$ , одинаково

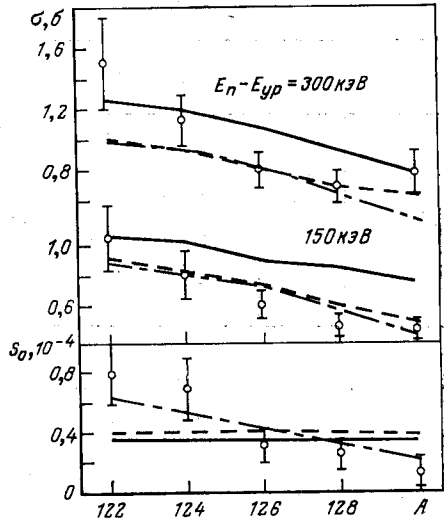


Рис. 11. Сечения неупругого рассеяния нейтронов при энергии 150 и 300 кэВ над порогом уровня  $2_1^+$  и силовые функции  $s$ -нейтронов Te:

сплошная кривая — набор параметров I (табл. 4); пунктир — набор параметров II; штрихпунктир — набор параметров III

вом для всех ядер. Однако такие значения параметров не воспроизводят поведения силовых функций.

Попытки получить количественное описание сечения неупругого рассеяния в области  $A \approx 70 \div 80$  одновременно с другими экспериментальными данными подгонкой параметров двухканальной схемы вибрационной модели не привели к удовлетворительным

результатам. Более близкие к экспериментальным значениям сечения для Ge по сравнению с приведенными на рис. 7 дают, например, следующие значения параметров:  $V_0 = 56$  МэВ,  $r_0 = 1,22$  фм,  $W = 1 \div 2$  МэВ. Эти значения параметров, однако, не согласуются с экспериментальными данными для соседних областей ядер. В частности, они дают не соответствующую эксперименту массовую зависимость силовых функций —

Таблица 4. Параметры ОМСК для Те

Набор параметров	$V_0$ , МэВ	$W$ , МэВ
I	50	1,5
II	51	1,5
III	51	2,5 — $^{122}\text{Te}$ ; 2,0 — $^{124}\text{Te}$ ; 1,6 — $^{126}\text{Te}$ ; 1,2 — $^{128}\text{Te}$ ; 0,8 — $^{130}\text{Te}$

максимумам и смещенное положение гигантских резонансов. Кроме того, имеет место противоречие с экспериментальными данными о полном сечении в области  $A \approx 70 \div 80$ : расчетные сечения для  $^{72}, ^{74}, ^{76}\text{Ge}$  при энергии около 1 МэВ, составляющие 6,5—7,0 б, не согласуются с экспериментальными значениями для естественной смеси изотопов, которые в области 0,7—1 МэВ лежат в пределах 5—4 б [33].

Была также исследована возможность феноменологического описания этих данных в двухканальной схеме ОМСК в предположении, что параметры ОП в этой схеме зависят от  $l$ . Согласие с экспериментом для такой параметризации можно получить при значительно различающихся (на несколько мегаэлектронвольт) параметрах глубины действительного потенциала для каналов с полным моментом и четностью  $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-$  и  $J^\pi = 3/2^+, 5/2^+$ .

Выше отмечалось, что ядра в области  $A \approx 70 \div 110$  могут обладать значительной статической деформацией. В этой связи представляют интерес результаты расчетов для этой области  $A$ , проведенные с использованием схемы связи  $0^+ - 2_1^+$  ротационной модели. С этой схемой связи в предположении  $\beta_2 = \beta_2^{\text{зм}}$  получено удовлетворительное описание массовой зависимости сечения для уровней  $2_1^+$  Ge, Se, Ru, Pd и Cd при общих значениях параметров ОП (см. рис. 7). При этом, однако, сохраняется расхождение расчетных и экспериментальных силовых функций  $s$ -нейтронов для Ge и Se.

Трудности интерпретации экспериментальных данных в области  $A \approx 70 \div 80$  с использованием двухканальной схемы ОМСК явились основанием для предпринятых в [8, 9] расчетов с пятиканальной схемой вибрационной модели, включающей двухфононные квадрупольные возбуждения ядра-мишени.

Энергии уровней  $0^+$ ,  $2_2^+$  и  $4^+$  изотопов Ge и Se, рассматривавшихся в расчете как двухфононные состояния гармонического осциллятора, приведены в табл. 5.

Таблица 5. Энергии двухфононных уровней Ge и Se, кэВ

Спин и четность	Ge				Se			
	70	72	74	76	76	78	80	82
$0_1^+$	1216	691	1482	1702	1114	1409	1478	1409
$2_2^+$	1710	1465	1205	1130	1216	1308	1460	1731
$4^+$		1730	1463	1412	1331	1502	1690	1734

Для большей части уровней Se, указанных в табл. 5, в [46] из экспериментов по кулоновскому возбуждению получены данные о  $B(E2)$ , свидетельствующие о коллективной природе этих уровней. В частности, значения  $B(E2)$  для переходов  $2_2^+ - 2_1^+$  больше чем на порядок превосходят соответствующие значения для переходов  $2_2^+ - 0^+$ , что согласуется с известной информацией о вибрационных уровнях других ядер. Наибольшее отступление от вибрационной структуры наблюдается для уровней  $0_1^+$  <sup>70,72</sup> Ge. Имеются экспериментальные данные [53], из которых следует, что для уровня  $0_1^+$  <sup>72</sup> Ge значение  $B(E2, 2_1^+ - 0_1^+)$  близко к одночастичному и, следовательно, этот уровень нельзя считать двухфононным состоянием. То же, по-видимому, относится к уровню  $0_1^+$  <sup>82</sup> Se, не наблюдавшемуся в экспериментах по кулоновскому возбуждению [46].

Таким образом, модель гармонического осциллятора дает для Ge и Se завышенные значения матричных элементов связи с конфигурацией  $(0_1^+, j^\pi)$ . Можно, однако, полагать, что в случае сечений для уровней  $2_1^+$  это не должно сильно повлиять на экспериментальные значения модельных параметров, поскольку однофононная конфигурация связана кроме конфигурации  $(0_1^+, j^\pi)$  с другими двухфононными конфигурациями, по крайней мере, в такой же степени. Это предположение подтверждается расчетами, показывающими, что выключение из схемы связи конфигурации  $(0_1^+, j^\pi)$  не влияет сильно на расчетные сечения.

Проведенные расчеты позволили получить удовлетворительное описание в среднем как сечений неупругого рассеяния для уров-



ней  $2^+_1$  Ge и Se, так и  $s$ -волновых силовых функций [36]. Некоторые результаты расчетов сопоставляются с экспериментальными сечениями, усредненными по интервалу 100 кэВ, на рис. 12. Значения

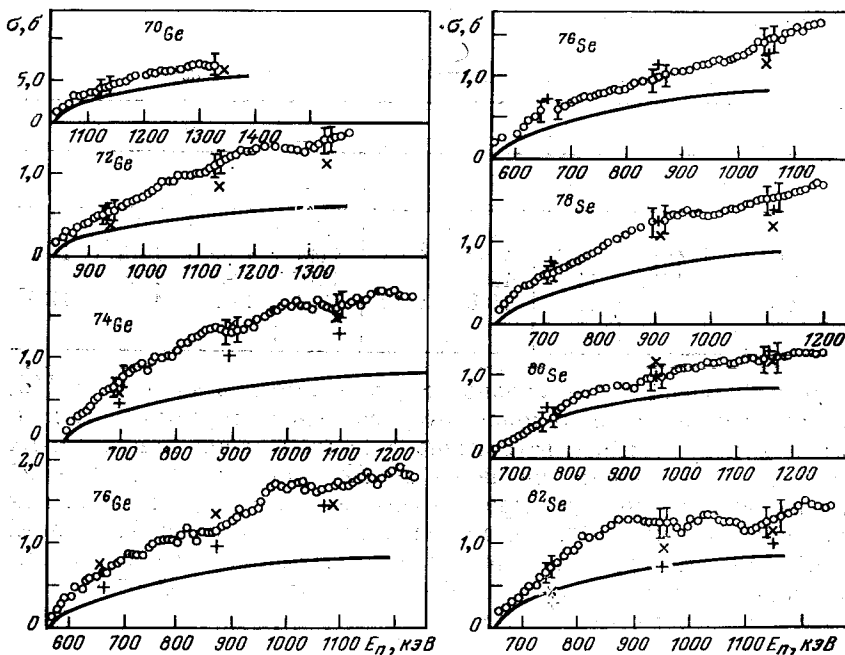


Рис. 12. Сравнение экспериментальных сечений (кружки), усредненных по интервалу 100 кэВ для уровней  $2^+_1$  Ge и Se, с расчетом по ОМСК с пятиканальной схемой связи:

× — набор параметров I (табл. 6); + — набор параметров II; сплошная линия — расчет по ОСМ с потенциалом I (табл. 1)

параметров модели приведены в табл. 6. В этих расчетах приняты значения параметра связи  $\beta_2 = \beta_2^{\text{эм}}$  (см. табл. 2).

Ограниченные экспериментальные данные для Ge и Se не позволяют в настоящее время получить более определенную информацию о параметрах ОМСК для этих ядер. Для уточнения параметров модели желательно иметь для четно-четных изотопов Ge и Se экспериментальные данные о полном сечении, дифференциальном сечении упругого рассеяния,  $p$ -волновой силовой функции.

Можно отметить, что из двух наборов параметров I и II (см. табл. 6) набор II лучше соответствует значениям полного сечения для естественной смеси изотопов Ge. Набор I дает для  $^{74,76}\text{Ge}$  (содержание их в естественной смеси составляет около 40%) слишком большие значения полного сечения (6—7 б) при энергии 700—1000 кэВ.

Таблица 6. Параметры ОМСК для Ge и Se

Набор параметров	Схема связи	$r_0$ , фм	$V_0$ , МэВ	$W$ , МэВ
I	$0^+ - 2_1^+ - 0_1^+ 2_2^+ 4^+$	1,22	52	1
II	То же	1,22	51	1
III	» »	1,22	51	0,7

Расчеты со схемой ОМСК, включающей триплет двухфононных состояний, проведены также для некоторых изотопов Ru, Pd и Cd. Согласно с экспериментом для уровней  $2_1^+$  получено при значениях параметров, близких к указанным в табл. 6 для Ge и Se ( $V_0 = 49 \div 50$  МэВ при  $r_0 = 1,22$  фм,  $W = 1$  МэВ). Для отдельных нуклидов при этом значения  $V_0$ , дающие согласие с экспериментом, несколько различаются.

В рассматриваемых экспериментах для изотопов Ru, Pd, Os и Pt были получены также данные о сечении возбуждения некоторых уровней, расположенных выше уровня  $2_1^+$ . Как показали расчеты, вибрационная схема ОМСК удовлетворительно описывает сечения для уровней  $2_1^+$  и  $2_2^+$  (или  $0_1^+$ ,  $4^+$ ) при одинаковых значениях параметров.

На рис. 13 приведены примеры результатов таких расчетов, выполненных с включением в схему связи одного или двух двухфононных состояний. В случае Os и Pt согласие с экспериментом получено при тех же значениях параметров потенциала, что и для двухканальной схемы связи. Для Ru и Pd значения параметра  $V_0$  двухканальной схемы и схемы, включающей двухфононные состояния, различаются.

Рассмотренные результаты феноменологического анализа экспериментальных данных, демонстрируя проявление эффектов деформации ядерного поля в области энергий возбуждения ядра порядка энергий связи нуклона, дают вместе с тем дополнительную информацию о параметрах ядерного потенциала, фигурирующего в ОМСК, для этой области энергий. Наиболее полные данные о параметрах ОП получены для двухканальной схемы связи. Они, в частности, показывают, что зависимость среднего действительного потенциала от  $A$  для большей части нуклидов согласуется с

предположением о наличии потенциала симметрии с принятым значением  $V_1 = 22$  МэВ. Неопределенность его составляет около 50%, что определяется неопределенностью эмпирических значений параметра  $V_0 \approx 1$  МэВ. Наибольший интерес представляют данные о мнимой части потенциала ОМСК. В полученных значениях  $W$  для разных схем связи проявляется тенденция к уменьшению  $W$  с увеличением числа связанных каналов. Даже в случае

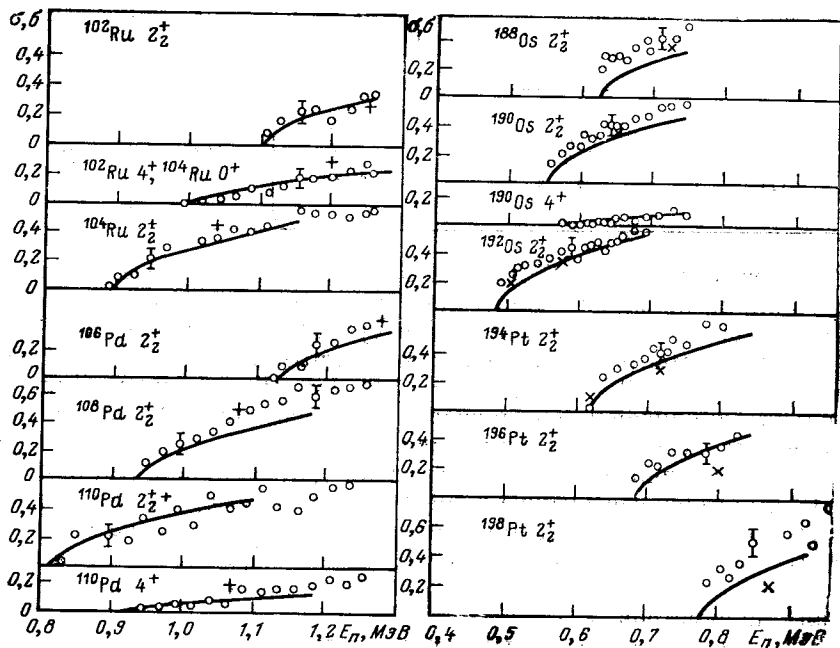


Рис. 13. Сечение неупругого рассеяния для двухфононных уровней Ru, Pd, Os и Pt:

+ — набор параметров V (табл. 3); × — набор параметров VI; ○ — экспериментальные значения

двухканальной схемы  $W$  (2—3 МэВ) оказывается существенно меньше экспериментальных значений этого параметра сферического ОП одноканальной оптической модели. Это означает, что возбуждение коллективных степеней свободы является основным механизмом поглощения нуклонов низкой энергии при взаимодействии с ядрами и фрагментации одночастичных конфигураций. Эти результаты находятся в соответствии с выводами, полученными при теоретическом рассмотрении фрагментации одночастичных состояний в рамках квазичастично-фононной теории, развитой В. Г. Соловьевым с сотрудниками (см., например, обзор [54]),

В результатах проведенного анализа найдла отражение специфика ядерных процессов при низких энергиях, заключающаяся в том, что средние сечения реакций в этом случае более чувствительны к деталям ядерной структуры, чем в области энергий порядка 10 МэВ. Этим можно объяснить то, что в некоторых случаях в рамках определенной схемы ОМСК не удастся получить одинаково хорошее описание разных величин при одинаковых значениях параметров. Можно также отметить, что экспериментальные значения параметров в нашем случае в большей степени, чем при энергии порядка 10 МэВ, зависят от схемы связи ОМСК. Эти факторы, а также ограниченность объема и точности экспериментальных данных привели к неопределенности эмпирических значений параметров модели. В целом полученные результаты согласуются с известной информацией о среднем ядерном поле, включая данные о деформации ядер.

Отмеченные выше особенности области низких энергий нашли отражение и в результатах других работ при интерпретации экспериментальных данных в рамках простых схем ОМСК с небольшим числом свободных параметров. Так, в [55] при анализе неупругого рассеяния нейтронов с энергией 2,47 МэВ на  $^{152}\text{Sm}$  в рамках ОМСК не удалось получить удовлетворительного описания дифференциальных сечений одновременно для уровней  $2_1^+$  и  $4^+$ , несмотря на варьирование параметров в широких пределах. В то же время интегральные сечения воспроизводятся такой моделью достаточно хорошо.

В уже упоминавшейся работе [47], где в рамках ОМСК проводился анализ рассеяния нейтронов с энергией до 4 МэВ на ядрах  $\text{Ti}$ , были предприняты детальные расчеты с поиском параметров схемы связи вибрационной модели, включающей двухфононные состояния. Авторы получили хорошее согласие с данными по упругому и неупругому рассеянию. Однако некоторые параметры, в том числе геометрические, имеют несколько необычные подгоночные значения, которые трудно интерпретировать.

#### 4. НЕСТАТИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

Изложенные в предыдущем разделе результаты феноменологического анализа экспериментальных данных дают естественное объяснение наблюдаемым в эксперименте отклонениям от предсказаний оптико-статистической модели со сферическим потенциалом, предполагающей независимость каналов реакции. Полученные данные о параметрах ОМСК приводят также к интересным следствиям, которые касаются структуры средней  $S$ -матрицы, описывающей рассеяние нейтронов низкой энергии, и свойств резонансных состояний составного ядра. Хотя модельные параметры, опи-

сывающие экспериментальные данные, в значительной степени неоднозначны, сравнение расчетов с различными схемами связи

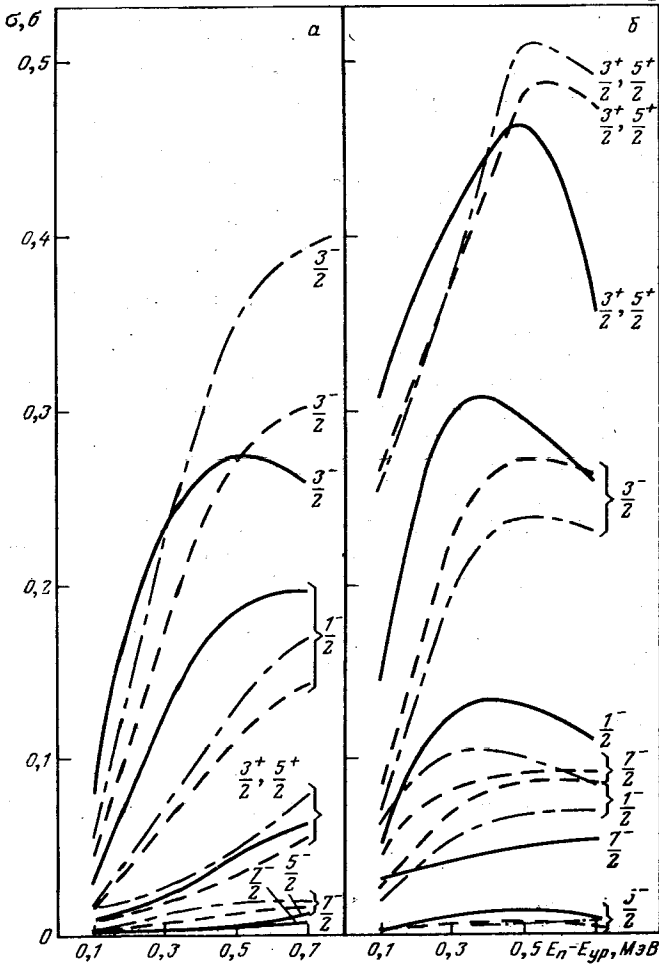


Рис. 14. Сечение прямого процесса (а) и флюктуационное сечение (б) для уровня  $2_1^+$   $^{74}\text{Ge}$ .

сплошная линия — набор параметров I (табл. 6); пунктир — набор параметров II; штрих-пунктир — набор параметров III; цифры у кривых — значения полного момента и четности

и наборами параметров показывает, что во всех случаях структура расчетной S-матрицы оказывается примерно одинаковой.

Как следует из расчетов, сечения для уровней  $2_1^+$  и их поведение с изменением A определяются главным образом фрагментацией

конфигураций входного канала ( $0^+$ ;  $j^\pi = 3/2^+, 5/2^+$ ) и ( $0^+$ ;  $j^\pi = 1/2^-, 3/2^-$ ) и соответственно выходного канала ( $2_1^+$ ;  $j^\pi = 1/2^+$ ) и ( $2_1^-$ ;  $j^\pi = 1/2^-, 3/2^-$ ). Смешивание этих конфигураций, рассматриваемое как результат деформации потенциала, определяет вклад сечения прямой реакции. Как и следовало ожидать, при  $A \approx 50 \div 70$ ,  $140 \div 150$  и  $190 \div 200$  основной вклад дают парциальные сечения, соответствующие полному моменту и четности  $J^\pi = 3/2^+, 5/2^+$ . В области  $A \approx 80 \div 120$  (область  $3p$ -резонанса) преобладает вклад каналов с  $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-$ . Вблизи границ области  $3p$ -резонанса (Ge, Se, Te) вклады каналов с  $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-$  и  $3/2^+, 5/2^+$  могут быть сравнимы. В этих случаях, как отмечалось выше, могут возникнуть трудности при описании экспериментальных данных с использованием простейшей схемы ОМСК с едиными параметрами для всех каналов. Вклад различных парциальных сечений, предсказываемый пятиканальной схемой ОМСК для  $^{74}\text{Ge}$ , иллюстрирует рис. 14.

При сравнительно малых значениях параметра мнимого потенциала, полученных в анализе, ширины резонансных членов  $S$ -матрицы ОМСК оказываются сравнительно небольшими (около 1 МэВ), что может приводить к значительной промежуточной структуре средних сечений и силовых функций. Можно предположить, что промежуточная структура сечений должна быть наиболее сильно выражена в  $p$ -волновых каналах благодаря пороговому эффекту "сжатия"  $p$ -резонансов, на который указал Лейн [56]. Структура массовой зависимости сечения в области  $A \approx 70 \div 130$  отчасти, по-видимому, связана с этим эффектом.

Важным следствием проведенного анализа является вывод о более значительной, чем это представлялось ранее, роли прямого механизма реакции при неупругом рассеянии нейтронов с энергией около 1 МэВ. Полученные данные о вкладе сечения прямой реакции для уровней  $2_1^+$  иллюстрирует рис. 15.

Следует иметь в виду, что эта количественная оценка вклада прямого процесса основана на использовании подхода ХРТВ для расчета флюктуационного сечения. Как видно из табл. 7, формула Хаузера — Фешбаха (ХФ) с коэффициентами прохождения недиагональной  $S$ -матрицы дает в данном случае более высокие значения сечения, и ее использование привело бы к занижению вклада прямой реакции.

Обсуждаемая информация о сечении прямого неупругого рассеяния нейтронов в резонансной области энергии основана на интерпретации экспериментальных данных в рамках ОМСК, и ее следует рассматривать скорее как предсказание данной модели. Однако полученные оценки вклада прямого механизма достаточно реалистичны, поскольку:

1) феноменологический анализ экспериментальных данных основывался на применении формализма, корректно учитывающего

динамическую связь каналов в средних сечениях резонансных реакций;

2) в рамках ОМСК получено хорошее описание большой совокупности экспериментальных данных, включая те случаи, когда сечение неупругого рассеяния нейтронов значительно превосходит

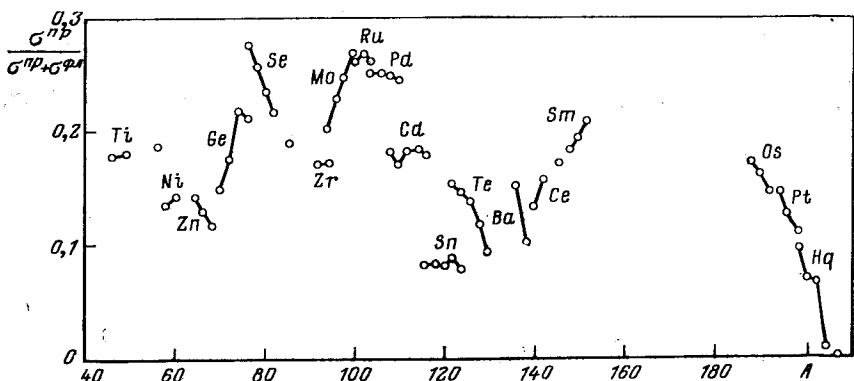


Рис. 15. Относительный вклад сечения прямой реакции в сечения возбуждения уровней  $2_1^+$  при энергии 300 кэВ над порогом для варианта ОМСК 1 (табл. 3)

рассчитанное значение в предположении независимости каналов реакции;

3) хотя иногда модельная интерпретация данных оказывается неоднозначной в том смысле, что разные схемы связи и наборы

Таблица 7. Расчетные значения сечения для уровня  $2_1^+$   $^{74}\text{Ge}$  при энергии нейтронов над порогом 500 кэВ. Параметры ОМСК приведены в табл. 6

Набор параметров	$\sigma^{\text{пр}}, \text{б}$	$\sigma^{\text{фл}} (\text{ХРТВ}), \text{б}$	$\sigma^{\text{фл}} (\text{ХФ}), \text{б}$
I	0,522	0,987	1,248
II	0,562	0,946	1,215

параметров дают одинаково близкое согласие с экспериментом, расчетные значения вклада сечения прямой реакции мало зависят от варианта схемы ОМСК.

К этому следует добавить, что выводы о роли связи коллективных и одночастичных степеней свободы ядер в области энергий

возбуждения, близких к энергии связи нейтрона, находятся в хорошем соответствии с представлениями о роли этого механизма ядерного взаимодействия в других областях энергий. При малых энергиях возбуждения (порядка 1 МэВ) этот механизм в значительной мере определяет свойства уровней ядер с нечетным нуклоном, волновые функции которых во многих случаях можно рассматривать как суперпозицию небольшого числа состояний типа частица — остов.

С повышением энергии системы происходит фрагментация таких состояний за счет связи с более сложными конфигурациями, и им следует приписать определенную ширину размытия. Результаты настоящего исследования показывают, что при энергии возбуждения порядка 10 МэВ даже для тяжелых ядер ширина размытия таких состояний не слишком велика, что и приводит к появлению промежуточной структуры в средних сечениях при энергии падающих частиц около 1 МэВ. При повышении энергии падающих частиц ширина промежуточных состояний растет, одновременно увеличивается число парциальных волн, дающих вклад в рассеяние. При энергии частиц 10 МэВ и более связь одночастичных и коллективных степеней свободы проявляется в хорошо известном ядерном процессе — прямом неупругом рассеянии с возбуждением коллективных уровней — с характерной для этой области слабой зависимостью сечения от энергии и деталей структуры ядра.

Наибольшие значения сечения прямой реакции, достигающие 0,36 при энергии нейтронов над порогом 300 кэВ, ОМСК предсказывает для ядер, характеризующихся большими значениями параметра  $\beta_2$ , в области  $A \approx 70 \div 130$ . Основной вклад в прямой процесс при этом дают каналы с  $J^\pi = 3/2^-, 1/2^-$ . То, что большое значение сечения прямой реакции характерно для  $p$ -волновых каналов, можно объяснить сильным смешиванием близких по энергии конфигураций ( $2_1^+$ ,  $3p$ ) и ( $0^+$ ,  $3p$ ). Разница энергий таких состояний для многих ядер при  $A \approx 70 \div 80$  и  $100 \div 110$  составляет примерно 300—600 кэВ (см. табл. 2).

Полученные данные о сечении прямого неупругого рассеяния нейтронов свидетельствуют о возможности сильных корреляций парциальных нейтронных ширин  $p$ -резонансов в областях  $A \approx 70 \div 80$  и  $100 \div 110$ . Количественную оценку коэффициента корреляции ширин можно провести, например, с помощью  $R$ -матричного подхода, примененного Лейном [18] при рассмотрении нестатистических эффектов в радиационном захвате нейтронов. Корреляция парциальных ширин двух каналов в рамках  $R$ -матричной теории интерпретируется как эффект входных состояний с большой шириной распада в оба канала, которые названы Лейном “общими входными состояниями”. Как отмечено в [57], коэффициент корреляции ширин зависит от соотношения между



матричным элементом, связывающим каналовые состояния,  $V_{12}$  и шириной размытия  $\Gamma^\dagger$ , обусловленной связью с другими конфигурациями. Корреляции могут быть значительными при условии  $\Gamma^\dagger \lesssim 2 |V_{12}|$ . При неупругом рассеянии нейтронов с возбуждением коллективных уровней это условие действительно может выполняться, так как матричные элементы связи состояний  $(0^+, j^\pi)$  и  $(2_1^+, j'^\pi)$  при  $\beta_2 \approx 0,2$  составляют около 1 МэВ. Такие же по порядку значения следует, как отмечалось выше, приписать параметру  $\Gamma^\dagger$  для промежуточных резонансов  $S$ -матрицы ОМСК, описывающей неупругое рассеяние нейтронов с энергией около 1 МэВ. В [57] приведен пример расчета среднего сечения неупругого рассеяния нейтронов и коэффициента корреляции амплитуд ширин  $\rho(\gamma_{\lambda c}, \gamma_{\lambda c'})$ . При  $\Gamma^\dagger = 2 |V_{12}|$  максимальное значение  $\rho(\gamma_{\lambda c}, \gamma_{\lambda c'})$  составляет приблизительно 0,7. Вклад сечения прямого неупругого рассеяния с возбуждением уровня  $2_1^+$  для этого случая при энергии нейтронов над порогом 100 кэВ составляет около 10%. Такой порядок величины имеют сечения в ОМСК, полученные в рассмотренных здесь расчетах.

Непосредственной проверкой вывода о роли прямого механизма в неупругом рассеянии нейтронов с энергией около 1 МэВ могли бы быть измерения дифференциального сечения неупругого рассеяния в области  $A \approx 70 \div 110$  (Ge, Se, Ru, Pd). Такие данные получены в [33] для  $^{74,76}\text{Ge}$ , однако точность измерений была недостаточно высока для обнаружения асимметрии углового распределения нейтронов, ожидаемое значение которой составляет около 10%.

Вывод о возможности значительных корреляций парциальных ширин резонансов для каналов упругого и неупругого рассеяния нейтронов, т. е. основных каналов распада составного ядра, является одним из наиболее существенных следствий приведенного анализа. Эти результаты вместе с другими обнаруженными в последние годы статистическими эффектами в резонансных реакциях уточняют содержание и рамки применимости модели составного ядра, поскольку показывают, что в некоторых случаях гипотеза о независимости каналов образования и распада составного ядра в резонансных реакциях может нарушаться. Как следует из проведенного обсуждения, для появления значительных корреляций амплитуд парциальных ширин резонансов необходимо, во-первых, наличие взаимодействия, связывающего данные два канала, и, во-вторых, достаточно слабое затухание одночастичного движения в каждом из этих каналов за счет связи с другими конфигурациями. Рассмотренные выше результаты показывают, что при неупругом рассеянии нейтронов низкой энергии с возбуждением коллективных уровней эти условия действительно осуществляются.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Непосредственным результатом анализа рассмотренных экспериментальных данных является новая информация о динамике нейтрон-ядерного взаимодействия в резонансной области. Полученная информация о параметрах ОМСК, характеризующих процессы рассеяния и поглощения нейтронов, расширяет и уточняет представления об основных механизмах ядерных процессов при низкой энергии. Различные подходы теории ядерных реакций, в частности  $R$ -матричная теория, позволяют связать такую феноменологическую информацию о динамике ядерных взаимодействий со свойствами ядерных состояний.

Резонансы системы нейтрон — ядро при энергии возбуждения 6—10 МэВ представляют собой сложные, многокомпонентные состояния. Вместе с тем, многочисленные экспериментальные данные, в частности обсуждаемые в настоящей статье, свидетельствуют о том, что отдельные состояния простой конфигурации могут играть роль входных или промежуточных состояний и приводить к наблюдаемым эффектам в различных ядерных процессах. Так, на основе представлений о промежуточных состояниях со структурой, аналогичной структуре низколежащих состояний ядер с четным нуклоном, можно объяснить некоторые особенности поведения среднего сечения неупругого рассеяния нейтронов с изменением массового числа. Ширина таких состояний в несколько раз меньше ширины области фрагментации одночастичных конфигураций, что создает возможность проявления промежуточной структуры среднего сечения в эксперименте.

Промежуточная структура средних сечений рассеяния нейтронов, обусловленная связью одночастичных и коллективных степеней свободы, характерна для процессов при сравнительно низкой энергии падающих частиц (для средних и тяжелых ядер с энергией 1 МэВ). С увеличением энергии частиц проявление таких эффектов уменьшается, что свидетельствует о росте ширины промежуточных состояний и их плотности.

Анализ неупругого рассеяния нейтронов низкой энергии с возбуждением коллективных уровней показывает, что в ряде случаев в области неперекрывающихся резонансов сечения прямого процесса и компаунд-реакции могут быть сравнимыми по значению. Дальнейшее изучение неупругого рассеяния нейтронов при этом представляет значительный интерес в связи с задачей разработки более общих подходов теоретического описания резонансных реакций по сравнению с существующими сейчас представлениями о прямых и компаунд-процессах. Полученная информация о роли прямого механизма неупругого рассеяния нейтронов приводит к выводу о возможности значительных корреляций амплитуд парциальных нейтронных ширин и, следовательно, вкладов отдельных компонент волновых функций резонансов составного ядра.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Konobeyevsky V. S., Musayelyan R. M., Popov V. I., Sarkova I. V.— In: Proc. Intern. Conf. on Nuclear Structure Study with Neutrons. Budapest, 1972, p. 242.
2. Конобеевский Е. С., Мусаелян Р. М., Попов В. И., Суркова И. В. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38, с. 49.
3. Teipel J. W., Hofmann H. M., Weidenmüller H. A.— Phys. Lett., 1974, v. 49B, p. 1.
4. Engelbrecht C. A., Weidenmüller H. A.— Phys. Rev., 1973, v. C8, p. 859.
5. Hofmann H. M., Richert J., Teipel J. W., Weidenmüller H. A.— Ann. Phys., 1975, v. 90, p. 403.
6. Moldauer P. A.— Phys. Rev., 1975, v. C11, p. 426.
7. Moldauer P. A.— Phys. Rev., 1975, v. C12, p. 744.
8. Ефросинин В. П., Куденко Ю. Г., Мусаелян Р. М., Попов В. И.— В кн.: Нейтронная физика. Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике (Киев, 1977). Ч. I. ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 118.
9. Ефросинин В. П., Мусаелян Р. М., Попов В. И.— Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 631.
10. Ефросинин В. П., Конобеевский Е. С., Попов В. И.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 1111.
11. Конобеевский Е. С., Попов В. И. Препринт ИЯИ АН СССР П-0155, М., 1980.
12. Hauser W., Feshbach H.— Phys. Rev., 1952, v. 87, p. 366.
13. Bethe H. A.— Rev. Mod. Phys., 1937, v. 9, p. 69.
14. Lane A. M., Lynn F. E.— Proc. Phys. Soc., 1957, v. A70, p. 557.
15. Tucker A. V., Wells J. T., Meyerhof W. E.— Phys. Rev., 1965, v. 137B, p. 1184.
16. Moldauer P. A.— Phys., Rev., 1961, v. 123, p. 968.
17. Moldauer P. A.— Rev. Mod. Phys., 1969, v. 36, p. 1078.
18. Lane A. M.— Ann. Phys., 1971, v. 63, p. 171.
19. Satchler G. R.— Phys. Lett., 1963, v. 7, p. 55.
20. Konobeyevsky E. S., Musayelyan R. M., Popov V. I., Surkova I. V.— In: Proc. Intern. Conf. on Statistical Properties of Nuclei. (Albany, USA, 1974). N.Y.-L. Plenum Press, 1972, p. 359.
21. Carlson A. D., Barschall H. H.— Phys. Rev., 1967, v. 158, p. 1142.
22. Barnard E., De Villiers J. A. M., Engelbrecht C. A.— Nucl. Phys., 1968, v. A118, p. 224.
23. Perey F. G., Buck B.— Nucl. Phys., 1962, v. 32, p. 353.
24. Пасечник М. В., Корж И. А., Конуба И. Е.— В кн.: Нейтронная физика. Ч. I. Киев, Наукова думка, 1972, с. 263.
25. Rosen L.— In: Nuclear Structure Study with Neutrons. Amsterdam, North-Holland Publ., 1966, p. 379.
26. Moldauer P. A.— Nucl. Phys., 1963, v. 47, p. 65.
27. Pineo W. F. E., Divadeenam N., Vilpuch G. B. e.a.— Ann. Phys., 1974, v. 84, p. 165.
28. Бродер Д. Л., Колесов В. Е., Лангук А. И. и др.— Атомная энергия, 1964, т. 16, с. 103.
29. Корж И. А., Мищенко В. А., Можжухин Э. Н. и др.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 234.
30. Lambropoulos P., Guenter P., Smith A., Whalen J.— Nucl. Phys., 1973, v. A201, p. 1.
31. Smith A. B., Lambropoulos P., Guenther P., Whalen J.— Nucl. Sci. Engng, 1972, v. 49, p. 389.
32. Gill D. R., Ahmed N., McDonald W. J. e.a.— Nucl. Phys., 1974, v. A229, p. 397.
33. Lister D., Smith A. B.— Phys. Rev., 1969, v. 183, p. 954.

34. Говор Л. И., Демидов А. М., Комков М. М.— Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 631.
35. Newstead C. M., Delaroche J. P.— In: Nuclear Structure Study with Neutrons. Budapest, Akadémiai Kiadó, 1974, p. 470.
36. **Mughalghab S. F., Garber D. I.** Preprint BNL-325, Brookhaven, 1973, № 1.
37. **Коновьевский Е. С., Мусаелин Р. М., Попов В. И., Суркова И. В.** Краткие сообщения по физике (ФИАИ), 1976, № 6, с. 20.
38. Tamura T.— Rev. Mod. Phys., 1965, v. 37, p. 679.
39. Tamura T.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1969, v. 19, p. 99.
40. Курепин А. Б.— ЭЧАЯ, 1974, т. 5, вып. 4, с. 892.
41. Satchler G. R., Perey F. G.— [1], p. 133.
42. McEllistrem M. T.— In: Proc. Intern. Conf. on Interactions of Neutrons with Nuclei. V. 1. Lowell ERDA, 1976, p. 171.
43. Ferguson A. T. G., Van Heerden J., Moldauer P. A., Smith A.— Ibid., p. 204.
44. Reynolds J. T., Slavik I., Lubitz C. R., Francis N. C.— Phys. Rev., 1968, v. 176, p. 1213.
45. Lecomie R., Irshad M., Landsberger S. e.a.— Phys. Rev., 1980, v. C22, p. 1530.
46. Barette J., Barette M., Lamoureaux G. e.a.— Nucl. Phys., 1974, v. A235, p. 154.
47. Landsberger S., Lecomie R., Paradis P., Monaro S.— Phys. Rev., 1980, v. C21, p. 588.
48. Smith A. B., Guenther P., Moldauer P., Whalen J.— Nucl. Phys., 1978, v. A307, p. 224.
49. Bainam P. E., Finley R. W., Rapaport J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 443.
50. McEllistrem M. T., Shamu R. E., Lashkar J. e.a.— Phys. Rev., 1977, v. C15, p. 927.
51. Stelson P., Grodzins L.— Nucl. Data, 1965, № 1 (sect. A).
52. Федоров М. Б.— [8], Ч. 2, с. 125.
53. Kratz I. V., Franz H., Kaffrell N., Herrmann G.— Nucl. Phys., 1975, v. A250, p. 13.
54. **Соловьев В. Г.**— В кн.: Материалы 3-й Междунар. школы по нейтронной физике (Алушта, 1978). Дубна, ОИЯИ, 1978, с. 307.
55. Coore D. F., Tripathi S. N., Schell M. C. e.a.— Phys. Rev., 1977, v. C16, p. 2223.
56. Lane A. M.— Phys. Lett., 1970, v. 33B, p. 274.
57. **Попов В. И.**— В кн.: Труды Междунар. конф. по избранным вопросам структуры ядра. Т. I. Дубна, 1976, с. 111.