

ВКЛАД ПРЯМОГО И СТАТИСТИЧЕСКОГО МЕХАНИЗМОВ РЕАКЦИИ ПРИ РАССЕЯНИИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ НА НИЗКОЛЕЖАЩИХ УРОВНЯХ ЛЕГКИХ И СРЕДНИХ ЯДЕР

В. М. Бычков, А. В. Игнатюк, В. П. Лунев

Физико-энергетический институт, Обнинск

*Д. Зелигер, З. Унхольцер, Д. Шмидт, Т. Штрайль,
Д. Хермддорф*

Технический университет, г. Дрезден, ГДР

Анализируются основные особенности поведения функций возбуждения низколежащих уровней ядер нейтронами и обсуждается взаимосвязь таких особенностей с параметрами оптической и статистической моделей, используемых для их описания. Рассмотрены различия параметров динамической деформации ядер, проявляющиеся в реакциях прямого неупругого рассеяния нуклонов и при кулоновском возбуждении низколежащих коллективных уровней. Показан существенный вклад прямых переходов в функции возбуждения отдельных уровней даже при сравнительно невысоких энергиях нейтронов. Прослежена роль структурных изменений нейтронных силовых функций в объяснении наблюдаемой энергетической зависимости сечений неупругого рассеяния в околопороговой области.

The main peculiarities of the neutron excitation functions for low-lying levels of nuclei are considered and their connection, with parameters of the optical and statistical models used for the experimental datum description is investigated. The differences between the quadrupole deformation parameters derived from the direct inelastic scattering of nucleons and the Coulomb excitation experiments are discussed. The essential contribution of the direct transitions to the excitation function of the discrete low-lying levels is shown even for a relatively low neutron energy.

The role of the neutron strength functions local modification in the interpretation of the cross section energy dependence in the near threshold area is followed.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования взаимодействия нейтронов с атомными ядрами вызвали неизменный интерес на всех этапах развития ядерной физики. Прежде всего это обусловлено специфическими свойствами нейтрона, который в отличие от заряженных частиц может проникать в ядро и индуцировать ядерные реакции при сколь угодно малой кинетической энергии. Благодаря этому эксперименты по поглощению или

рассеянию нейтронов оказываются весьма информативными для изучения резонансной структуры сечений ядерных реакций, а также связанных с нею свойств возбужденных состояний ядер. При повышении энергии налетающих нейтронов в подобных экспериментах можно детально исследовать всю совокупность эффектов, возникающих при переходе от изолированных к перекрывающимся резонансам, а для еще более высоких энергий — изучить поведение всех основных компонент усредненного описания сечений ядерных реакций.

При теоретическом анализе сечений взаимодействия различных частиц с атомными ядрами в настоящее время широко используется разделение механизмов реакции на быстрые прямые процессы, протекающие с возбуждением сравнительно небольшого числа степеней свободы в ядре, и более медленные статистические или компаундные процессы, связанные с возбуждением достаточно сложных «долгоживущих» состояний составного ядра [1—4]. Реакции, для которых один из этих механизмов является доминирующим, хорошо известны [3, 4]. Широко распространена, однако, ситуация, когда оба механизма дают соизмеримый вклад в наблюдаемые сечения. Типичным примером этой ситуации служат сечения рассеяния быстрых нейтронов, рассмотренные в данной работе. Мы надеемся, что их обсуждение не только продемонстрирует возможности существующих теоретических моделей в описании накопленного в последние годы экспериментального материала, но и заострит внимание экспериментаторов на данных, уточнение которых представляет первоочередной интерес для дальнейшего развития наших представлений о механизмах ядерных реакций и свойствах высоковозбужденных ядер.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МЕХАНИЗМОВ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

Оптическая модель и прямые переходы. Для анализа усредненных по резонансам дифференциальных сечений рассеяния частиц в настоящее время успешно применяются различные модификации оптической модели ядра [5—7]. В простейшей феноменологической формулировке этой модели взаимодействие налетающей частицы с ядром аппроксимируется локальным одночастичным комплексным потенциалом, мнимая часть которого интегральным образом моделирует неупругие процессы, сопутствующие упругому рассеянию. Для нуклонов оптический потенциал выбирается обычно в виде

$$V(r) = -(V_v + iW_v) f_v(r) + 4ia_s W_s \frac{df_s(r)}{dr} + V_{so} \frac{\lambda_\pi^2}{r} \frac{df_{so}(r)}{dr} (\vec{l} \cdot \vec{\sigma}), \quad (1)$$

где V_v — глубина действительной части потенциала; W_v и W_s — амплитуды объемного и поверхностного поглощения; V_{so} — спин-орбитальная компонента потенциала; λ_π — комptonовская длина

волны пиона; $f_i(r) = \{1 + \exp[(r - r_i A^{1/3})/a_i]\}^{-1}$ — форм-факторы соответствующих частей потенциала.

Решая задачу рассеяния частиц на потенциале, можно определить набор диагональных элементов матрицы столкновений или S -матрицы и с их помощью найти дифференциальные $d\sigma_s(\theta)/d\Omega$ и интегральные σ_s сечения упругого рассеяния частиц. В оптической модели диагональные элементы матрицы столкновений определяют также коэффициенты прилипания

$$T_{lj}(E_n) = 1 - |S_{lj}|^2, \tag{2}$$

характеризующие вероятность поглощения ядром частиц с заданным орбитальным l и полным j угловым моментом. Суммируя вклад всех угловых моментов, получаем интегральное сечение образования составного ядра

$$\sigma_c(E_n) = \pi\lambda_n^2 \sum_{l,j} (2j+1) T_{lj}, \tag{3}$$

а добавляя сечение упругого рассеяния, найдем полное сечение взаимодействия частицы с ядром

$$\sigma_t(E_n) = \sigma_s + \sigma_c = 2\pi\lambda_n^2 \sum_{l,j} (2j+1) (1 - \text{Re } S_{lj}), \tag{4}$$

где $\lambda_n = \hbar/\sqrt{2\mu E_n}$ — длина волны налетающих частиц; E_n — энергия этих частиц в системе центра инерции. Основные уравнения оптической модели, а также методы их решения весьма детально представлены в [5, 6], и во многих лабораториях сейчас имеются программы, реализующие эту модель на ЭВМ [7].

Уже в ранних работах по анализу сечений рассеяния было замечено, что для нуклонов средних энергий мнимая часть оптического потенциала много меньше, чем глубина действительного потенциала [5]. В таких условиях длина свободного пробега нуклона оказывается сравнимой с размерами ядра, и это не только увеличивает «прозрачность» ядра для налетающего нуклона, но также повышает вероятность прямых ядерных реакций, протекающих без образования долгоживущего составного ядра. Во многих случаях сечение прямых реакций можно успешно описать в рамках борновского приближения искаженных волн (БПИВ) [3]. Соотношения этого метода для дифференциальных сечений неупругого рассеяния схематично можно представить в виде

$$\frac{d\sigma_{if}^{\lambda\mu}(\theta)}{d\Omega} = \sum_{\mu} \left| \sum_{j_i j_f} C_{j_i j_f}^{\lambda\mu}(\theta) \int_0^{\infty} u_i^*(r) F_{\lambda}(r) u_f(r) r^2 dr \right|^2, \tag{5}$$

где $C_{j_i j_f}^{\lambda\mu}$ — геометрические коэффициенты, определяемые законами сложения угловых моментов нуклона во входном i и выходном f каналах; $u(r)$ — радиальные волновые функции оптической модели; $F_{\lambda}(r)$ — форм-фактор возбужденного состояния ядра-мишени.

При феноменологическом подходе, основанном на соотношениях коллективной модели [8], форм-факторы прямых переходов обычно записываются в виде

$$F_{\lambda}(r) = \frac{\beta_{\lambda} R_0}{(2\lambda + 1)^{1/2}} \frac{dV(r)}{dr}, \quad (6)$$

где β_{λ} — амплитуда коллективных возбуждений ядра заданной мультипольности λ . Анализируя с помощью соотношений (5) и (6) сечения неупругого рассеяния нуклонов, можно исследовать распределение амплитуд β_{λ} по спектру возбужденных состояний ядра. На основе такого анализа в настоящее время накоплена весьма обширная спектроскопическая информация о коллективных свойствах нижайших уровней ядер [8]. Однако для более высоких уровней имеется пока еще очень скудная экспериментальная информация о распределении параметров деформации $\beta_{\lambda}(U)$, а следовательно, и о роли прямых процессов при возбуждении этих уровней.

Соотношения (5) определяют вероятность прямых переходов лишь в первом порядке теории возмущений. Если связь входного и выходного каналов достаточно сильна, то при анализе сечений прямых реакций необходимо учесть роль переходов более высокого порядка. Наиболее последовательно такую задачу можно решить в рамках метода сильно связанных каналов (ССК) [3]. При практической реализации этого метода взаимодействие налетающей частицы с ядром моделируется с помощью обобщенного оптического потенциала

$$V(\mathbf{r}, \xi) = V(r) + V_{\text{св}}(\mathbf{r}, \xi), \quad (7)$$

который включает кроме одночастичного оптического потенциала (1), также и потенциал взаимодействия (связи) каналов $V_{\text{св}}$, зависящий от координат ξ возбуждаемых состояний ядер. Так как связь каналов приводит к значительному усложнению задачи рассеяния, то при анализе экспериментальных данных обычно ограничиваются учетом связи лишь сравнительно небольшого числа каналов, соответствующих возбуждению низколежащих уровней ядра-мишени. В этом случае мнимая часть обобщенного оптического потенциала (7), как и в одноканальной оптической модели, характеризует интегральное влияние на рассматриваемые явно каналы рассеяния всех остальных каналов реакции.

Сильная связь каналов проявляется в первую очередь при коллективных возбуждениях ядер, и феноменологический обобщенный оптический потенциал, как правило, выбирается в том же виде, что и одночастичный потенциал (1), но с форм-факторами $f_i(r, \Omega) = [1 + \exp\{(r - R_i(\Omega))/a_i\}]^{-1}$, зависящими от коллективных переменных: углов Эйлера и параметров деформации ядра. Для ротационных аксиально-симметричных ядер соответствующие радиусы R_i можно записать в виде

$$R_i(\theta') = r_i A^{1/3} [1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta')], \quad (8)$$

где θ' — азимутальный угол относительно оси симметрии ядра; β_λ — параметр равновесной деформации ядра. Связь между системой координат деформированного ядра и системой с фиксированным направлением движения налетающей частицы можно найти с помощью функций вращения [8]. Для вибрационных ядер радиусы R_i аппроксимируются соотношениями

$$R_i(\theta, \varphi) = r_i A^{1/3} \left[1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right], \quad (9)$$

где θ и φ — полярные углы в произвольной системе координат. Коэффициенты $\alpha_{\lambda\mu}$ в этом случае связаны с параметрами динамической деформации β_λ формулой

$$\alpha_{\lambda\mu} = \frac{\beta_\lambda}{(2\lambda+1)^{1/2}} [b_{\lambda\mu} + (-)^\mu b_{\lambda-\mu}^*], \quad (10)$$

где $b_{\lambda\mu}^*$ и $b_{\lambda\mu}$ — операторы рождения и уничтожения вибрационных возбуждений в ядре-мишени [8]. Используя соотношения (8) или (9), можно провести разложение форм-факторов $f_i(r, \Omega)$ по сферическим гармоникам и найти явный вид потенциала связи каналов (7) для ротационных и для вибрационных ядер.

Уравнения обобщенной оптической модели для введенного таким способом деформированного оптического потенциала обсуждали многие авторы, и детальный анализ этих уравнений совместно со ссылками на оригинальные работы содержится в известном обзоре Тамуры [9]. В последние годы программы, реализующие соотношение обобщенной оптической модели, освоены во многих лабораториях [7, 10], и в международных центрах по ядерным данным проделана значительная работа по тестировке и унификации таких программ [7].

На основе обобщенной оптической модели наряду с диагональными элементами матрицы столкновений можно определить также и недиагональные элементы $S_{n'l'j'}^{J\pi}$, характеризующие сечения прямого возбуждения соответствующих уровней:

$$\sigma_{n'l'}^{\text{dir}} = \frac{\pi \lambda_n^2}{2(I_0+1)} \sum_{Jl'l'j'} (2J+1) |S_{0l'l'j'}^{J\pi}|^2. \quad (11)$$

Здесь J и π — полный угловой момент и четность состояний системы ядро-мишень плюс нуклон; I_0 — спин ядра-мишени. Недиagonalные элементы войдут совместно с диагональными и в определение коэффициентов прилипания

$$T_{n'l'}^{J\pi}(E_n) = 1 - \sum_{n'l'j'} |S_{n'l'j'}^{J\pi}|^2. \quad (12)$$

Это соотношение позволяет найти коэффициенты прилипания не только для основного, но и для возбужденных состояний, и при малых энергиях налетающих нейтронов различные таиых коэффициен-

тов может оказаться весьма существенным [11, 12]. Зная коэффициенты прилипания, можно легко найти в обобщенной оптической модели интегральное сечение поглощения частиц ядром, или, что практически то же самое, сечение реакций, протекающих через стадию составного ядра.

Рассеяние нейтронов через составное ядро. Для рассмотрения поглощенных частиц обычно используется предложенная Н. Бором модель составного ядра. Основой этой модели является предположение о существовании в реакции долгоживущей промежуточной стадии, в течение которой ядро «забывает» условия его образования и распадается затем по статистическим законам независимо от начальных условий образования составного ядра [1]. Представления такой модели, сформулированные с учетом законов сохранения угловых моментов, а также статистических закономерностей распределения ширин для конкурирующих каналов распада составного ядра, широко известны как соотношения Хаузера — Фешбаха — Молдауэра [2, 13]. Для сечений возбуждения изолированных уровней эти соотношения можно записать в виде

$$\sigma_{n'}^{\text{comp}} = \frac{\pi \lambda_n^2}{2(2I_0 + 1)} \sum_{ij} (2J + 1) \left\{ \Theta_{ij}^{J\pi}(E_n) \frac{\sum_{l'j'} \Theta_{l'j'}^{J\pi}(E_n) F_{l'j'}^{J\pi}}{\sum_{n''l''j''} \Theta_{l''j''}^{J\pi}(E_{n''})} - \delta_{nn'} \left(\frac{\Theta_{ij}^{J\pi}}{2} \right)^2 \right\}, \quad (13)$$

где $\Theta_{ij}^{J\pi} = 2\pi \langle \Gamma_{nlij}^{J\pi} \rangle / D^{J\pi}$ — коэффициенты прилипания, характеризующие отношение средних парциальных ширин резонансов $\langle \Gamma_n^{J\pi} \rangle$ к расстоянию между резонансами $D^{J\pi}$; $F_{l'j'}^{J\pi}$ — поправки на флуктуацию ширин. Если распределение парциальных ширин распада описывается χ^2 -распределением с ν степенями свободы и отсутствуют какие-либо корреляции ширин для различных каналов распада, то поправка на флуктуацию ширин будет определяться соотношением

$$F_{\beta\gamma}^{J\pi} = \left(1 + \frac{2}{\nu_\beta} \delta_{\beta\gamma} \right) \int_0^\infty dt \prod_\alpha \left(1 + \frac{2t}{\nu_\alpha} \frac{\Theta_\alpha^{J\pi}}{\sum_{\alpha'} \Theta_{\alpha'}^{J\pi}} \right)^{-(\nu_\alpha/2 + \delta_{\alpha\beta} + \delta_{\alpha\gamma})}. \quad (14)$$

Флуктуационная поправка увеличивает сечение упругого рассеяния через составное ядро и одновременно уменьшает сечение неупругих процессов. При малом числе открытых каналов такое уменьшение может быть весьма существенным [13].

Хотя в вычислительном плане соотношения (8) и (9) сравнительно просты, но при их использовании для анализа экспериментальных данных возникает ряд проблем, еще не получивших полного теоретического решения. Это относится в первую очередь к определению связи коэффициентов прилипания $\Theta_{ij}^{J\pi}$ с коэффициентами прилипания оптической модели $T_{ij}^{J\pi}$, а также к вопросам корреляции ширин

в различных каналах распада и определения числа степеней свободы ν_{ij} . Строгое решение совокупности этих проблем известно лишь для области сравнительно небольших энергий налетающих нейтронов, которая соответствует изолированным резонансам в неусредненных сечениях реакций. В этих условиях распределение нейтронных ширин подчиняется закону Портера — Томаса ($\nu_{ij}^{J\pi} = 1$), а коэффициенты прилипания $\Theta_{ij}^{J\pi}$ связаны с соответствующими коэффициентами оптической модели соотношением

$$T_{ij}^{J\pi} = \Theta_{ij}^{J\pi} - (\Theta_{ij}^{J\pi})^2/4. \quad (15)$$

Ситуация оказывается значительно более сложной для перекрывающихся резонансов. Связь между коэффициентами $\Theta_{ij}^{J\pi}$ и $T_{ij}^{J\pi}$ в этом случае можно представить в виде

$$T_{ij}^{J\pi} = \Theta_{ij}^{J\pi} - \sum_{n'l'j'} M_{nlj, n'l'j'}^{J\pi}, \quad (16)$$

но для определения слагаемых $M_{\alpha\beta}^{J\pi}$ нам теперь необходимо знать корреляционные свойства резонансных амплитуд матрицы рассеяния [13—15]. Эти свойства в настоящее время изучены еще весьма плохо, и наши представления о них опираются не на прямую экспериментальную информацию, а лишь на результаты статистического моделирования резонансной структуры нейтронных сечений [14, 15]. Такое моделирование показало, что при достаточно большом числе открытых каналов корреляция резонансных параметров может привести к эффективному сокращению слагаемых с различными $M_{nlj, n'l'j'}^{J\pi}$. Если предположить, что такое «погашение» M слагаемых является общим свойством области перекрывающихся резонансов, то можно непосредственно отождествить коэффициенты Θ_{ij} с коэффициентами прилипания оптической модели [15]. Открытым, однако, остается вопрос об эффективном числе степеней свободы для различных каналов распада. Для перекрывающихся резонансов мы не имеем строгого определения величины ν_{ij} и можем лишь ожидать, что число степеней свободы для парциальных нейтронных ширин ограничено неравенством $1 \leq \nu_{ij} \leq 2$. На основе статистического моделирования сечений в [16] было предложено простое эмпирическое соотношение для эффективного числа каналов

$$\nu_{ij}^{J\pi} = 1 + \sqrt{T_{ij}^{J\pi}}. \quad (17)$$

Следует иметь в виду, что эта формула неплохо отражает лишь общие тенденции изменения флуктуаций нейтронных ширин в области перекрывающихся резонансов и не претендует на высокую точность для малого числа открытых нейтронных каналов [15].

Первоначально соотношения Хаузера — Фешбаха — Молдауэра были получены в предположении об отсутствии вклада прямого механизма реакций. Позднее было показано [14, 15], что общая струк.

тура этих соотношений сохраняется и при наличии прямых процессов. В последнем случае необходимо лишь определить коэффициенты прилипания с учетом вклада прямых переходов, а также учесть в поправках на флуктуацию ширины корреляции ширины в каналах, связанных прямыми переходами. Такие корреляции будут несколько увеличивать флуктуационную поправку, но это оказывается заметным лишь при небольшом числе открытых каналов, сильно связанных прямыми переходами [15]. С ростом числа каналов корреляционные эффекты быстро ослабевают, и происходит простая суперпозиция сечений прямых реакций и реакций через составное ядро.

На основе проведенного обсуждения методов описания усредненных по резонансной структуре сечений ядерных реакций можно сформулировать круг вопросов, решение которых актуально при изучении рассеяния быстрых нейтронов: 1) каким образом должны быть выбраны параметры оптического потенциала при одновременном анализе дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния; 2) какого качества описание экспериментальных данных следует добиваться при имеющихся неопределенностях в параметрах используемых моделей; 3) как однозначны при существующих неопределенностях выводы о вкладе прямого и компаундного механизмов рассеяния при различных энергиях нейтронов. Решению этих вопросов и будет посвящено основное содержание данного обзора.

2. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

При использовании оптической модели для анализа сечений ядерных реакций преследуется обычно одна из двух целей: 1) достичь с единым «универсальным» набором параметров оптического потенциала оптимального описания наблюдаемых сечений рассеяния для широкого круга ядер; 2) добиться наилучшего описания дифференциальных сечений упругого рассеяния, а также интегральных сечений неупругих взаимодействий или полных сечений реакций для конкретного ядра и определенной энергии налетающих частиц. Естественно, что в зависимости от поставленной задачи несколько отличающимся оказывается и физическое содержание оптической модели. В первом случае найденные параметры оптической модели отражают общие закономерности изменения одночастичного среднего поля ядер, а также определяемое мнимой частью оптического потенциала распределение вероятности поглощения нуклонов в ядре. В то же время при независимой подгонке параметров оптического потенциала в каждой энергетической точке оптическая модель выступает скорее как феноменологический способ параметризации свойств усредненной по энергии матрицы столкновений. В этом случае энергетические изменения параметров, а также флуктуации параметров близлежащих ядер могут быть обусловлены не только изменениями среднего поля, но и включать в себя различные структурные эффекты, связанные с индивидуальными особенностями ядер.

Неоднократно многие авторы проводили поиск универсального набора параметров оптического потенциала (см., например, [5, 6]). При энергиях нейтронов выше 14 МэВ в качестве такого набора широкое распространение получили параметры, найденные Бечетти и Гринлисом из совместного анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов и нейтронов с энергиями до 40 МэВ [17]. В используемой ими параметризации была учтена изотопическая зависимость действительной и мнимой частей потенциала, а также энергетические изменения глубины потенциалов:

$$\left. \begin{aligned} V_v &= 56,3 - 24(N - Z)/A - 0,32E_n; \\ W_v &= (0,22E_n - 1,56) \text{ или } 0; \\ W_s &= 13,0 - 12,0(N - Z)/A - 0,25E_n; \\ V_{so} &= 6,2. \end{aligned} \right\} \quad (18a)$$

При этом геометрические параметры были взяты несколько различающимися для действительной, мнимой и спин-орбитальной компонент потенциала:

$$\left. \begin{aligned} r_v^{(R)} &= 1,17; r_v^{(I)} = r_s = 1,26; r_{so} = 1,01; \\ a_v^{(R)} &= 0,75; a_v^{(I)} = a_s = 0,58; a_{so} = 0,75. \end{aligned} \right\} \quad (18b)$$

Все величины в соотношениях (18a) представлены в мегаэлектрон-вольтах и в соотношениях (18b) — в единицах ферми.

Исследования дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов, проводившиеся в [18—26], показали, однако, что при энергиях нейтронов ниже 14 МэВ параметры Бечетти — Гринлиса, как правило, не дают удовлетворительного описания наблюдаемых сечений. В частности, для нейтронов с энергией 8 МэВ систематический анализ сечений упругого рассеяния был выполнен Холмквистом и Видлингом [18] для большой совокупности ядер, и полученное ими описание экспериментальных данных показано на рис. 1. Соответствующие этому описанию параметры оптического потенциала представлены на рис. 2. Можно видеть, что как геометрические параметры, так и глубины потенциалов, обеспечивающие наилучшее воспроизведение наблюдаемых угловых распределений, весьма заметно флуктуируют от ядра к ядру. Амплитуда таких флуктуаций существенно не меняется, если в расчетах оптического потенциала использовать геометрические параметры, усредненные по всей совокупности анализируемых ядер, и варьировать лишь глубину действительной и мнимой частей потенциала (см. черные точки на рис. 2). Холмквист и Видлинг предложили в качестве универсального набора в диапазоне энергий нейтронов от 1,5 до 8 МэВ использовать следующие пара-

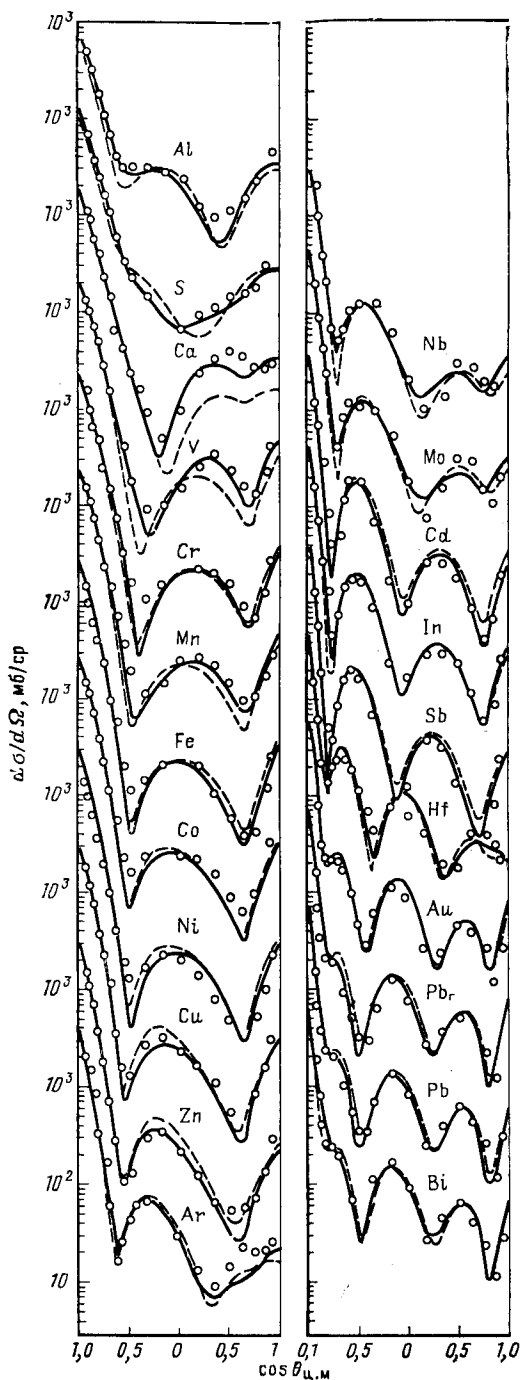


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругорассеянных нейтронов с энергией 8,05 МэВ: \circ — экспериментальные данные; — — теоретические расчеты с индивидуально подобранными параметрами; — — с набором параметров (19)

метры оптического потенциала:

$$V_v = 44,44 + 0,1987A - 1,893 \cdot 10^{-3}A^2 + 4,527 \cdot 10^{-6}A^3;$$

$$W_s = 5,89 + 9,376 \cdot 10^{-2}A - 7,343 \cdot 10^{-4}A^2 + 1,408 \cdot 10^{-6}A^3;$$

$$V_{so} = 8,0; r_v = r_{so} = 1,183 + 3 \cdot 10^{-4}A;$$

$$r_s = 1,183 + 4 \cdot 10^{-4}A; a_v = a_{so} = 0,66; a_s = 0,48.$$

(19)

Соответствующие этим параметрам расчеты дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов показаны на рис. 1. Хотя для каждого конкретного ядра отклонение экспериментальных данных от расчетных кривых для набора параметров (19) оказывается несколько большим, чем для индивидуально подобранных параметров, описание наблюдаемых угловых распределений единым набором параметров в целом является достаточно хорошим. Как показано в [19], примерно таким же остается

качество описания экспериментальных сечений упругого рассеяния при энергиях нейтронов 4,56 и 2,47 МэВ.

Привлекая к анализу более обширную совокупность экспериментальных данных по упругому рассеянию поляризованных и неполяризованных нейтронов, М. В. Пасечником и др. [20] для того же

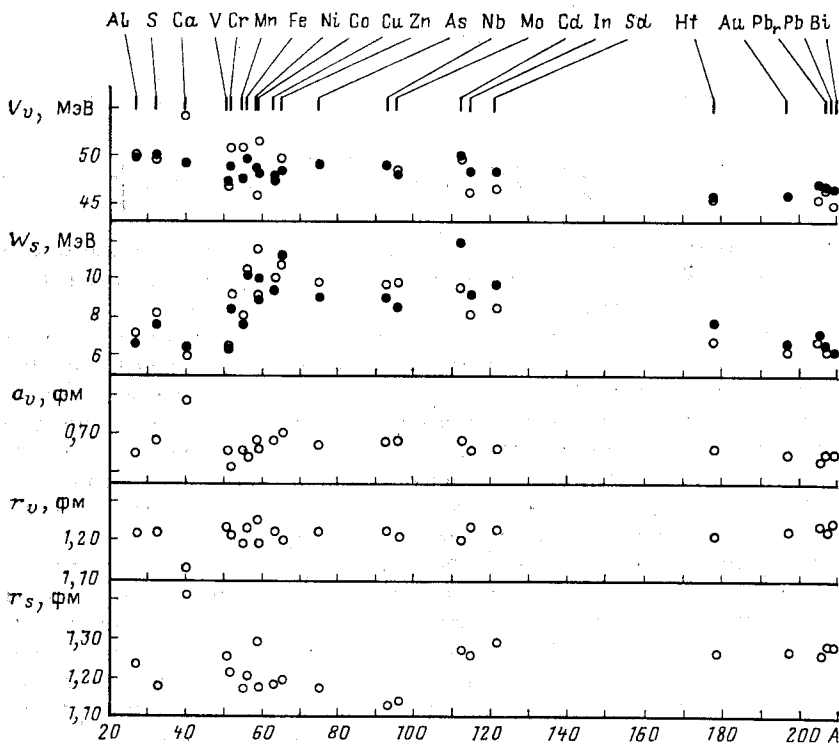


Рис. 2. Параметры оптического потенциала, полученные из описания упругого рассеяния нейтронов (см. рис. 1):

o — при подгонке всех параметров потенциала; ● — при фиксированных геометрических параметрах (19)

диапазона энергий ($1,5 \leq E_n \leq 6,1$ МэВ) был получен совершенно иной набор параметров усредненного оптического потенциала:

$$\left. \begin{aligned} V_v &= 48,7 - 0,33E_n; & r_v &= r_s = r_{so} = 1,25; \\ W_s &= 7,2 + 0,66E_n; & a_v &= a_{so} = 0,65; \\ V_{so} &= 7,5; & a_s &= 0,47. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Отличие параметров (20) от (19) частично обусловлено различием подходов к отбору экспериментального материала — в [18, 19] в основном использованы результаты оригинальных измерений авто-

ров, тогда как в [20] при анализе учитывали все экспериментальные данные с сопоставимыми погрешностями. Расширение круга анализируемых данных во многих случаях позволяет существенно ослабить влияние систематических погрешностей отдельных измерений на извлекаемые параметры оптического потенциала.

С другой стороны, различие параметров (19) и (20) — отражение отмечаемой многими авторами неоднозначности процедуры поиска параметров оптической модели [5, 6, 18—20]. Взаимосвязь изменений энергетических и геометрических параметров оптического потенциала полезно записать в виде интегральных соотношений:

$$\left. \begin{aligned} \chi_v &= \frac{4\pi V_v}{A} \int_0^{\infty} f_v(r) r^2 dr; & \chi_s &= \frac{4\pi W_s}{A} \int_0^{\infty} f_s(r) r^2 dr. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Наборы параметров, соответствующие одинаковым значениям интегралов χ_v и χ_s , дают практически эквивалентные описания экспериментальных данных.

Приведенные выше параметры оптического потенциала были найдены для сферической оптической модели. В то же время многие из анализируемых ядер обладают низколежащими коллективными уровнями, которые весьма интенсивно возбуждаются в прямом механизме неупругого рассеяния. Но при больших интенсивностях прямых переходов существенной становится связь каналов упругого и неупругого рассеяния, для рассмотрения которой следует перейти от одноканальной оптической модели к обобщенной.

При поиске параметров обобщенного оптического потенциала в качестве первого приближения, по-видимому, лучше всего использовать параметры сферического потенциала, найденные для магических ядер. В таких ядрах эффекты связи каналов значительно слабее, чем в немагических, и это оказывается весьма благоприятным условием для изучения энергетической и изотопической зависимости параметров потенциала. Для ядер с замкнутой нейтронной $N = 50$ или протонной $Z = 50$ оболочкой детальное исследование дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов в области энергий от 7 до 26 МэВ было проведено в [21]. Из анализа этих данных, а также наблюдаемой энергетической зависимости полных нейтронных сечений для изотопов олова в области энергий нейтронов до 15 МэВ были получены следующие параметры оптического потенциала:

$$\left. \begin{aligned} V_v &= 54,2 - 22(N - Z)/A - 0,32E_n; \\ W_s &= 3,0 - 14(N - Z)/A + 0,51E_n; \\ W_v &= 0; \quad r_v = 1,2; \quad a_v = 0,7; \quad r_s = 1,25; \quad a_s = 0,65. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Для спин-орбитальной части потенциала были взяты параметры: $V_{so} = 6,2$; $r_{so} = 1,01$ и $a_{so} = 0,75$, которые не варьировались в процессе описания экспериментальных данных. Параметры, найденные для ядер с замкнутой нейтронной оболочкой ($N = 50$), отлича-

лись от (22) лишь незначительными изменениями геометрических характеристик оптического потенциала. При сопоставлении (20) и (22) с наборами параметров (18) и (19) обращает на себя внимание прежде всего существенное отличие энергетической зависимости мнимой части оптического потенциала. Как будет показано ниже, корректное определение этой зависимости крайне важно для анализа роли прямых процессов при энергиях нейтронов ниже 7 МэВ.

Главные отличия описания дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов в сферической и обобщенной оптических моделях можно продемонстрировать с помощью результатов, приведенных на рис. 3. Представленные здесь расчеты для обеих моделей были проведены с одним и тем же набором параметров оптического потенциала:

$$\left. \begin{aligned} V_0 &= 51,85 - 24(N - Z)/A - 0,33E_n; & W_0 &= 2,55\sqrt{E_n}; \\ W_0 &= 0; & W_{s0} &= 7,0; \\ r_0 &= r_s = r_{s0} = 1,25; & a_0 &= a_{s0} = 0,65; & a_s &= 0,48, \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

и для обобщенной оптической модели параметры динамической деформации β_λ для низжайших квадрупольных и октупольных возбуждений были взяты на основе имеющихся экспериментальных данных по прямым реакциям и кулоновскому возбуждению низколежащих уровней четно-четных ядер [22]. Для нечетных ядер в данных расчетах использовали модель слабой связи нечетной частицы с коллективными квадрупольными фонами четно-четного остова [8].

Из сопоставления рис. 1 и 3 можно сделать вывод, что для четно-четных ядер S, Cr, Fe, Ni, Zn, в которых соотношения феноменологической коллективной модели сравнительно хорошо воспроизводят свойства низколежащих коллективных уровней, описание экспериментальных данных в обобщенной оптической модели с единым набором параметров (23) примерно такое же, как и в сферической оптической модели с индивидуально подобранными параметрами. Аналогичное заключение будет справедливым и для нечетных ядер Cu и Nb, в которых модель слабой связи неплохо согласуется с наблюдаемыми схемами низколежащих уровней. В то же время модель слабой связи значительно хуже воспроизводит экспериментальные спектры уровней в изотопах Mn, Co, As, и из представленных на рис. 3 данных можно видеть, что именно для этих изотопов описание угловых распределений в принятой модели связи каналов менее удовлетворительно, чем при индивидуальной подгонке параметров оптического потенциала (см. рис. 1).

В последние годы метод ССК все шире внедряется в практику анализа нейтронных сечений, и многочисленные примеры достигнутого с его помощью описания дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов представлены в [25—27]. Несмотря на определенный разброс извлекаемых в таком анализе параметров оптического потенциала, в целом можно сделать вывод, что параметры, получен-

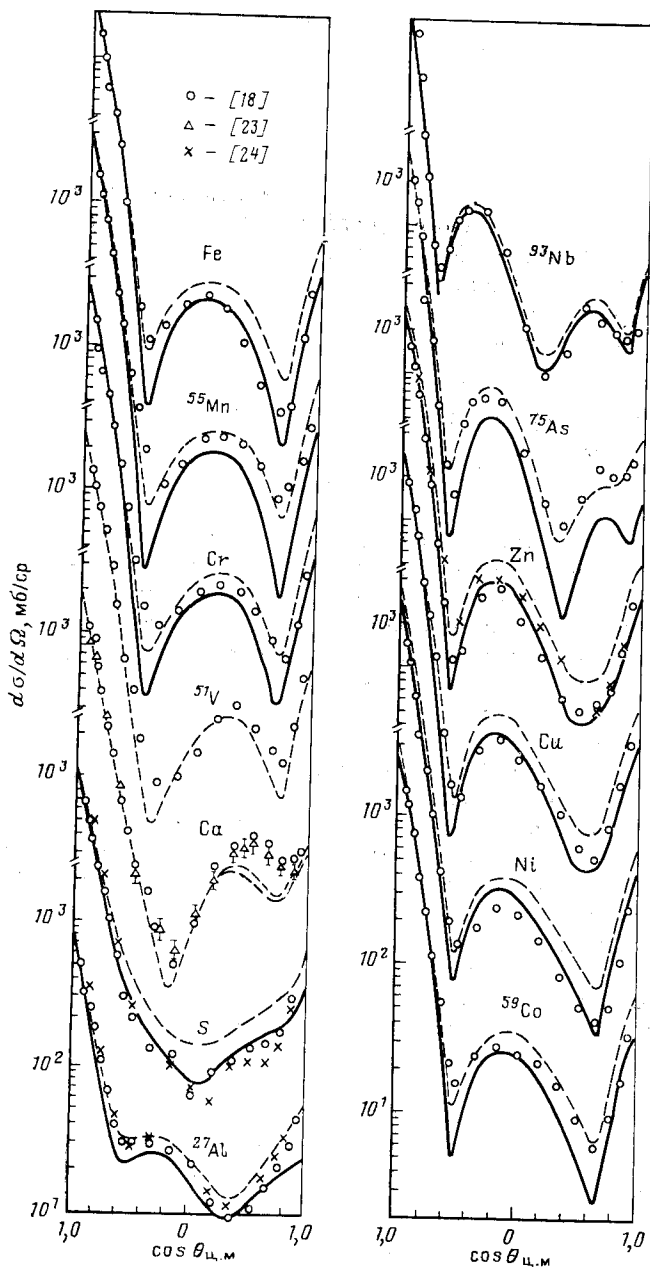


Рис. 3. Теоретическое описание дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов с энергией 8,05 МэВ в модели ССК (сплошные) и в сферической оптической модели (штриховые) с набором параметров (23)

ные в рамках метода ССК, флуктуируют от ядра к ядру значительно слабее, чем индивидуальные наборы параметров сферической оптической модели. Кроме того, параметры действительной части оптических потенциалов (22), (23) также значительно лучше, чем аналогичные параметры одноканального оптического анализа (см. рис. 2), согласуются с традиционными параметрами одночастичного потенциала модели оболочек. Эта согласованность результатов — одно из важных достижений обобщенной оптической модели.

3. О РАЗЛИЧИЯХ ПАРАМЕТРОВ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В РЕАКЦИЯХ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НУКЛОНОВ И КУЛОНОВСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЯДЕР

При энергиях налетающих нейтронов выше 7 МэВ в средних и тяжелых ядрах общее число открытых каналов распада составного ядра оказывается столь значительным, что рассеяние через составное ядро не вносит сколько-нибудь заметного вклада в наблюдаемые сечения возбуждения низколежащих уровней. В этих условиях сечения неупругого рассеяния на низколежащих уровнях целиком определяются прямыми переходами, и их анализ становится весьма эффективным средством изучения характеристик коллективных возбуждений ядер.

Основная масса данных о коллективных свойствах ядер в настоящее время извлекается из анализа кулоновского возбуждения низколежащих уровней. Согласно представлениям коллективной модели ядра приведенная вероятность соответствующих электрических γ -переходов связана с параметрами динамической деформации ядер (10) соотношением

$$B(E\lambda, 0^+ \rightarrow \lambda^\pi) = [(3/4\pi) ZeR_0^\lambda]^2 \beta_\lambda^2. \quad (24)$$

Систематики параметров деформации, полученных на основе этого выражения, обсуждались во многих работах [28, 29]. Обычно предполагается, что эти же значения параметров определяют также и сечения прямых реакций неупругого рассеяния частиц на низколежащих коллективных уровнях. Это предположение с точки зрения микроскопического подхода не является достаточно строгим, так как оно не учитывает различий возбуждения изоскалярной и изовекторной компонент форм-факторов ядерных переходов. Природу подобных различий легко проследить на примере валентных переходов в простейшей оболочечной модели ядра.

Для ядер с заполненной нейтронной оболочкой низкочастотные возбуждения могут формироваться лишь из протонных переходов, а так как двухчастичные эффективные силы для тождественных нуклонов оказываются заметно большими, чем для тождественных, то форм-факторы прямых переходов в таких ядрах должны быть значительно большими для (n, n') -реакции, чем для (p, p') . В то же время картина должна быть обратной для ядер с замкнутой протонной

оболочкой. Данный пример является упрощенным, и в реальных ядрах на интенсивность валентных переходов существенное влияние оказывает поляризация нуклонов в заполненных оболочках. Однако главные качественные черты рассмотренных различий форм-факторов реакций неупругого рассеяния протонов и нейтронов сохранятся и при учете поляризационных эффектов. Количественный анализ ожидаемых в этом случае различий в параметрах динамической деформации для электромагнитных возбуждений ядер и реакций неупругого рассеяния нуклонов был проведен в [30].

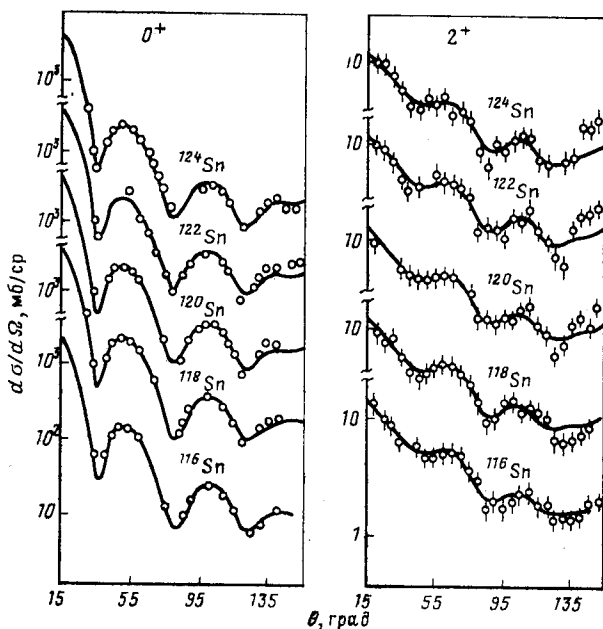


Рис. 4. Экспериментальные данные и теоретическое описание сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергией 11 МэВ для изотопов олова

Предсказываемые теорией отличия ядерных и электромагнитных параметров деформации получили подтверждение в результатах выполненных в последние годы прецизионных экспериментальных исследований сечений неупругого рассеяния нейтронов на околomagических ядрах [21, 31]. Авторы этих работ с высокой точностью измерили дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергией 11 МэВ на ядрах ^{88}Sr , ^{90}Zr и ^{92}Mo , имеющих замкнутую нейтронную оболочку $N = 50$, а также на изотопах олова 116 , 118 , 120 , 122 , ^{124}Sn , которым соответствует замкнутая протонная оболочка $Z = 50$. Результаты этих измерений для изотопов олова приведены на рис. 4 совместно с теоретическим описанием наблюдаемых сечений [31]. Анализ сечений упругого рассеяния позволил авторам

для каждого из рассматриваемых ядер достаточно надежно фиксировать параметры оптического потенциала, а последующее описание в рамках БПВ сечений неупругого рассеяния — определить параметры квадрупольной деформации $\beta_2^{(n)}$. Найденные таким образом параметры деформации представлены в табл. 1. В этой таблице содержатся также экспериментальные значения параметров деформации, полученные из анализа сечений неупругого рассеяния протонов $\beta_2^{(p)}$ и описания кулоновского возбуждения ядер $\beta_2^{(v)}$. Хотя во многих случаях погрешности извлекаемых параметров деформации оказываются соизмеримыми с ожидаемыми отличиями самих параметров, тем не менее вся совокупность имеющихся данных позволяет достаточно уверенно говорить о систематическом различии параметров $\beta_2^{(n)}$, $\beta_2^{(p)}$ и $\beta_2^{(v)}$, и эти различия находятся в хорошем согласии с результатами теоретического анализа ядерных и электромагнитных параметров деформации, представленными с табл. 1.

Приведенные выше теоретические оценки зависимости параметров динамической деформации от способа возбуждения ядра были получены на основе простейшей схематической модели поляризационных эффектов, когда все высокочастотные возбуждения остова сконцентрированы в двух коллективных модах — изоскалярном и изовекторном квадрупольных гигантских резонансах [30]. Недостатки этого приближения можно устранить, если провести анализ форм-факторов ядерных переходов в рамках более реалистических микроскопических моделей. Такой анализ был выполнен для эффективного взаимодействия нуклонов, которое представлено в виде сепарабельных мультипольных сил, согласованных с реальным средним полем ядер [32]. Такие силы широко привлекаются для описания коллективных свойств ядер [8], и с их помощью удастся весьма хорошо воспроизвести все основные закономерности наблюдаемых спектральных распределений интенсивности низкочастотных и высокочастотных возбуждений. Для отношения параметров деформации $\beta_2^{(n)}/\beta_2^{(p)}$ в этом анализе были получены значения 1,08—1,12 для ядер с $N = 50$ и 0,90—0,94 для изотопов олова [32]. Хотя эти цифры оказываются несколько меньшими, чем оценки схематической модели (см. табл. 1), но общий эффект систематического отличия параметров квадрупольной деформации в рассматриваемых группах ядер сохраняется весьма устойчиво при вариациях теоретического описания.

При удалении от магических чисел мы должны ожидать ослабления оболочечных эффектов и соответствующего уменьшения отличий в параметрах динамической деформации для различных полей, индуцирующих ядерные переходы. Так как при этом всегда возрастает абсолютная величина параметров деформации, то для немагических ядер изучение зависимости параметров деформации от индуцирующего поля является в экспериментальном отношении весьма сложной задачей. Основные трудности в ее решении можно продемонстрировать на примере работы [33], в которой были измерены и проанализи-

Таблица 1. Квадратные параметры динамической деформации, извлекаемые при возбуждении нижайших 2+-уровней ядер с заполненной нейтронной $N=50$ или протонной $Z=50$ оболочкой* [27]

Параметры деформации	Ядра с $N=50$				Ядра с $Z=50$				
	88Sr	90Zr	92Mo		116Sn	118Sn	120Sn	122Sn	124Sn
Эксперимент [24, 34]	$\beta_2^{(n)}$	0,133 (7)	0,085 (8)	0,099 (5)	0,120 (10)	0,109 (7)	0,106 (5)	0,100 (6)	0,092 (6)
	$\beta_2^{(p)}$	0,11	0,070 (5)	0,080 (6)	0,133	0,134 (10)	0,119 (10)	0,112 (7)	0,108 (7)
	$\beta_2^{(n)}/\beta_2^{(p)}$	1,2	1,2	1,3	0,90	0,81	0,90	0,90	0,85
	$\beta_2^{(y)}$	0,14 (2)	0,094 (5)	0,116 (8)	0,118 (7)	0,108 (2)	0,106 (2)	0,102 (2)	0,096 (2)
Теория [31]	$\beta_2^{(n)}/\beta_2^{(p)}$	1,35	1,33	1,31	0,88	0,89	0,90	0,90	0,91
	$\beta_2^{(y)}$	0,15	0,093	0,109	0,105	0,093	0,099	0,094	0,084

* Цифры в скобках определяют погрешность последних цифр экспериментальных значений параметров деформации.

рованы сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 6; 8 и 10 МэВ на изотопах ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se , ^{82}Se . Первоначальный анализ этих данных в рамках сферической оптической модели и БПИВ для неупругого канала показал, что хотя описание наблюдаемых сечений может быть достаточно хорошим, но извлекаемые при этом параметры оказываются слишком нереалистическими. Изоспиновая зависимость действительной части оптического потенциала почти в 2

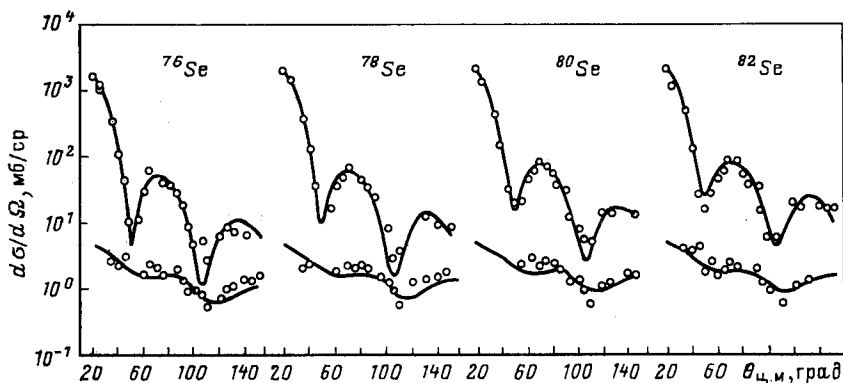


Рис. 5. То же, что на рис. 4, для изотопов селена при энергии нейтронов 8 МэВ

раза слабее, чем полученная для близлежащих ядер (22), тогда как параметры квадрупольной деформации в несколько раз больше, чем при описании кулоновского возбуждения.

Указанные противоречия в значительной мере устраняются, если анализ сечений упругого и неупругого рассеяния проводить на основе метода связанных каналов. Для энергии налетающих нейтронов 8 МэВ полученное в этом методе описание экспериментальных данных приведено на рис. 5, а соответствующие параметры квадрупольной деформации представлены в табл. 2 совместно с параметрами, найден-

Таблица 2. Параметры квадрупольной деформации для первых 2^+ -уровней изотопов Se

Изотоп	$\beta_2^{(n)}$ [33]	$\beta_2^{(p)}$ [34]	$\beta_2^{(\gamma)}$ [35]
^{76}Se	0,28 (1)	0,278 (7)	0,310 (2)
^{78}Se	0,27 (1)	0,243 (6)	0,268 (3)
^{80}Se	0,25 (1)	0,210 (5)	0,232 (2)
^{82}Se	0,22 (1)	0,159 (4)	0,192 (2)

ными при анализе неупругого рассеяния протонов [34], и данными экспериментов по электромагнитному возбуждению ядер [35]. Согласно результатам протонных исследований мы имеем в изотопах селена различия параметров ядерной и кулоновской деформации того же знака $\beta_2^{(\nu)} > \beta_2^{(p)}$, что и в рассмотренных выше ядрах с заполненной нейтронной оболочкой $N = 50$. При этом отношение $\beta_2^{(\nu)}/\beta_2^{(p)}$ растет с заполнением оболочки, приближаясь к значениям, представленным в табл. 1. На основе имеющихся данных еще трудно понять, какие выводы следует делать из результатов нейтронных экспериментов. Извлекаемые параметры $\beta_2^{(n)}$, кроме указанных в табл. 2 статистических погрешностей анализа, могут оказаться также несколько искаженными систематическими погрешностями, связанными с выбором оптического потенциала. Чтобы устранить такие погрешности, необходимо исследовать дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов в более широком диапазоне энергий налетающих нейтронов, и, по-видимому, только на основе результатов подобных исследований можно будет сделать достоверные выводы о различиях $\beta_2^{(n)}$ и $\beta_2^{(p)}$.

Предыдущее рассмотрение было целиком сосредоточено на параметрах квадрупольной деформации, определяющих интенсивности прямого возбуждения нижних 2^+ -уровней четно-четных ядер. Аналогичной зависимости параметров динамической деформации от индуцирующего внешнего поля можно ожидать и при прямом возбуждении более высоких уровней или уровней иной мультипольности. К настоящему времени накоплена сравнительно обширная экспериментальная информация о прямом возбуждении при рассеянии различных частиц первых октупольных уровней четно-четных ядер [8, 29, 35, 36]. К сожалению, погрешности извлекаемых при этом параметров октупольной деформации в большинстве случаев еще столь велики, что на их основе нельзя сделать каких-либо однозначных выводов о различиях ядерных и кулоновских параметров деформации. Очень малочисленными оказываются экспериментальные данные о переходах высокой мультипольности $\lambda \geq 4$. Хотя систематический теоретический анализ таких переходов еще не проводился, но из общих представлений микроскопического подхода можно ожидать, что для соответствующих сравнительно слабо коллективизированных уровней различия в эффективных параметрах динамической деформации для различных частиц будут намного большими, чем для нижайших сильно коллективизированных квадрупольных и октупольных уровней. Экспериментальные исследования этих различий представляли бы значительный интерес как для изучения структуры мультипольных возбуждений ядер, так и для анализа интегрального вклада прямых переходов в различных ядерных реакциях.

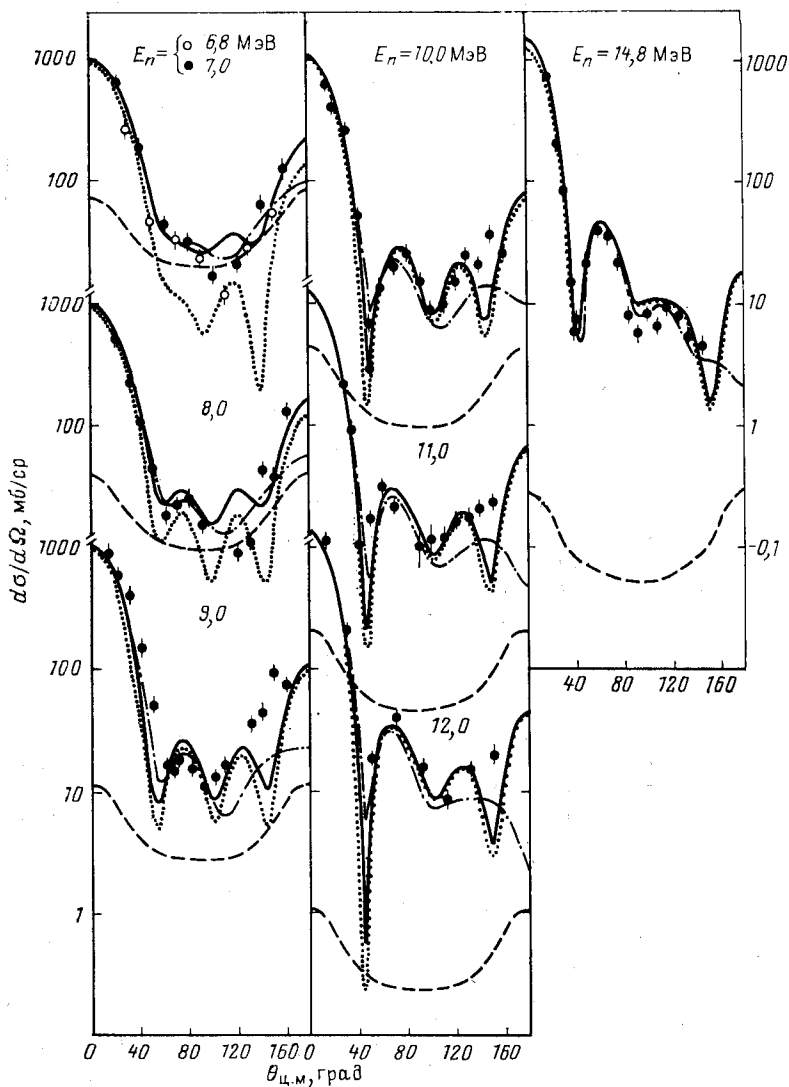


Рис. 6. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов изотопом ^{28}Si (точки) и различные компоненты их теоретического описания: — — — сечение рассеяния через составное ядро; пунктирная — сечение потенциального рассеяния в модели ССР; сплошная — суммарное сечение обоих механизмов рассеяния в модели ССР; штрих-пунктирная — аналогичное сечение в сферической оптической модели

4. АНАЛИЗ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Выше были рассмотрены ядра, для которых при энергиях налетающих нейтронов выше 6 МэВ доминирующим является прямой механизм возбуждения низколежащих уровней. Если при тех же энергиях перейти к более легким ядрам, то в них наряду с прямым существенным становится также рассеяние через составное ядро. Анализируя угловые распределения рассеянных нейтронов, можно исследовать энергетическую зависимость вклада обоих механизмов. Для этого особенно благоприятна область массовых чисел $20 < A < 40$, где проще, чем в средних и тяжелых ядрах, экспериментально разделить функции возбуждения отдельных уровней и в то же время наблюдаемые нейтронные сечения еще остаются усредненными по достаточно большому числу резонансов составного ядра.

Наиболее детально среди легких ядер был исследован изотоп ^{28}Si , для которого измерения и анализ дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов на первом 2^+ -уровне ($Q = -1,779$ МэВ) в области энергий налетающего нейтрона от 6 до 15 МэВ проводились в [37—44], а в [43, 44] были изучены также сечения возбуждения более высоких уровней. Наблюдаемые сечения упругого рассеяния нейтронов и их теоретическое описание представлены на рис. 6 [44]. Аналогичные данные по сечению неупругого рассеяния нейтронов на 2^+ -уровне приведены на рис. 7, а на рис. 8 — по сечениям неупругого рассеяния на уровнях 4^+ ($Q = -4,618$ МэВ) и 0^+ ($Q = -4,979$ МэВ).

При теоретическом анализе сечений рассеяния первоначально была исследована возможность описания экспериментальных данных на основе сферической оптической модели. Для этой цели использовали параметры оптического потенциала, найденные из описания дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов с энергией 10 МэВ [41]. Из представленных на рис. 6 результатов расчетов видно, что с этими параметрами удается получить достаточно хорошее описание наблюдаемых сечений упругого рассеяния для всего диапазона энергий налетающего нейтрона от 7 до 14 МэВ. Трудности, однако, возникают при использовании данного оптического потенциала в анализе сечений неупругого рассеяния. С одной стороны, при описании в рамках БПНВ сечений прямого возбуждения первого 2^+ -уровня в области энергий $E_n > 10$ МэВ требуются чрезмерно большие значения параметров квадрупольной деформации [41]. В то же время для более низких энергий оказывается завышенным сечение неупругого рассеяния через составное ядро, и это проявляется особенно отчетливо при анализе сечений возбуждения уровней 4_1^+ и 0_2^+ [44].

Если перейти к модели ССК, то для описания экспериментальных данных мы должны прежде всего уменьшить мнимую часть оптического потенциала. Эти изменения характеризуют роль учитываемых

неупругих каналов реакции в перераспределении потока налетающих нейтронов, и глубина мнимой части потенциала уменьшается тем сильнее, чем большее число каналов включено в схему связи. В рас-

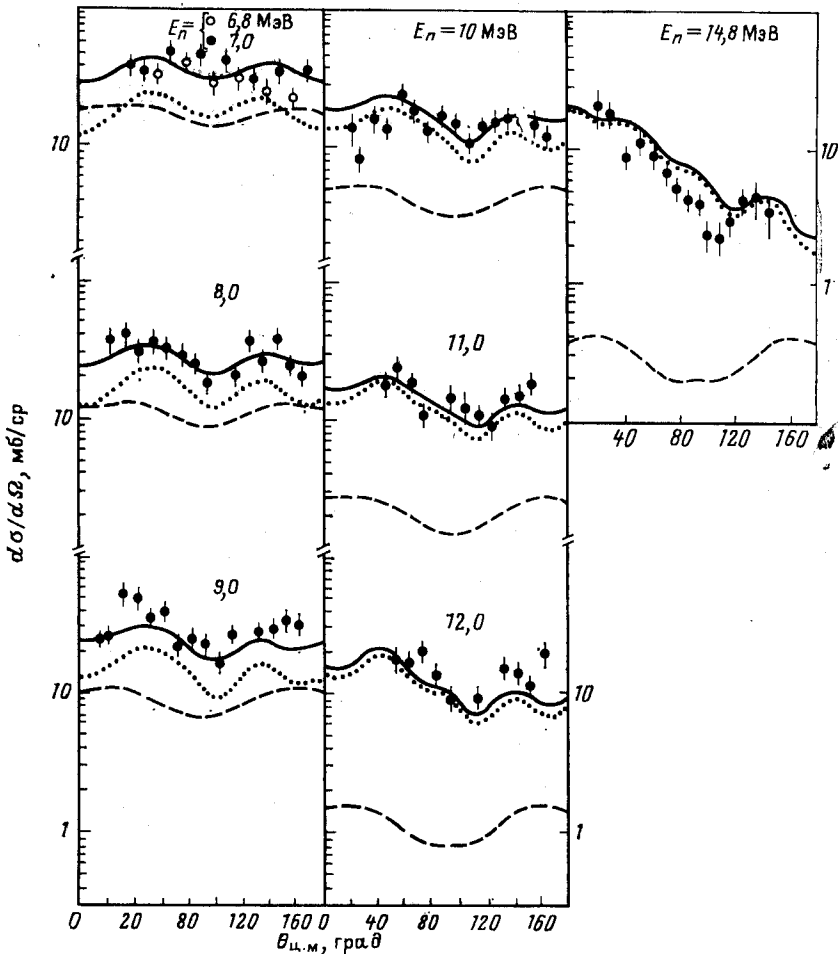


Рис. 7. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на первом 2^+ -уровне ядра ^{28}Si :

обозначение теоретических кривых аналогично рис. 6

четах мы принимали ротационную схему связи уровней $0_1^+ - 2^+ - 4_1^+$ и к ней добавляли вибрационную схему связи уровней $0_1^+ - 0_2^+$. Это потребовало уменьшения мнимой части оптического потенциала почти в 2 раза. Полученное при этом описание угловых распределений упругорассеянных нейтронов в целом весьма незначительно отли-

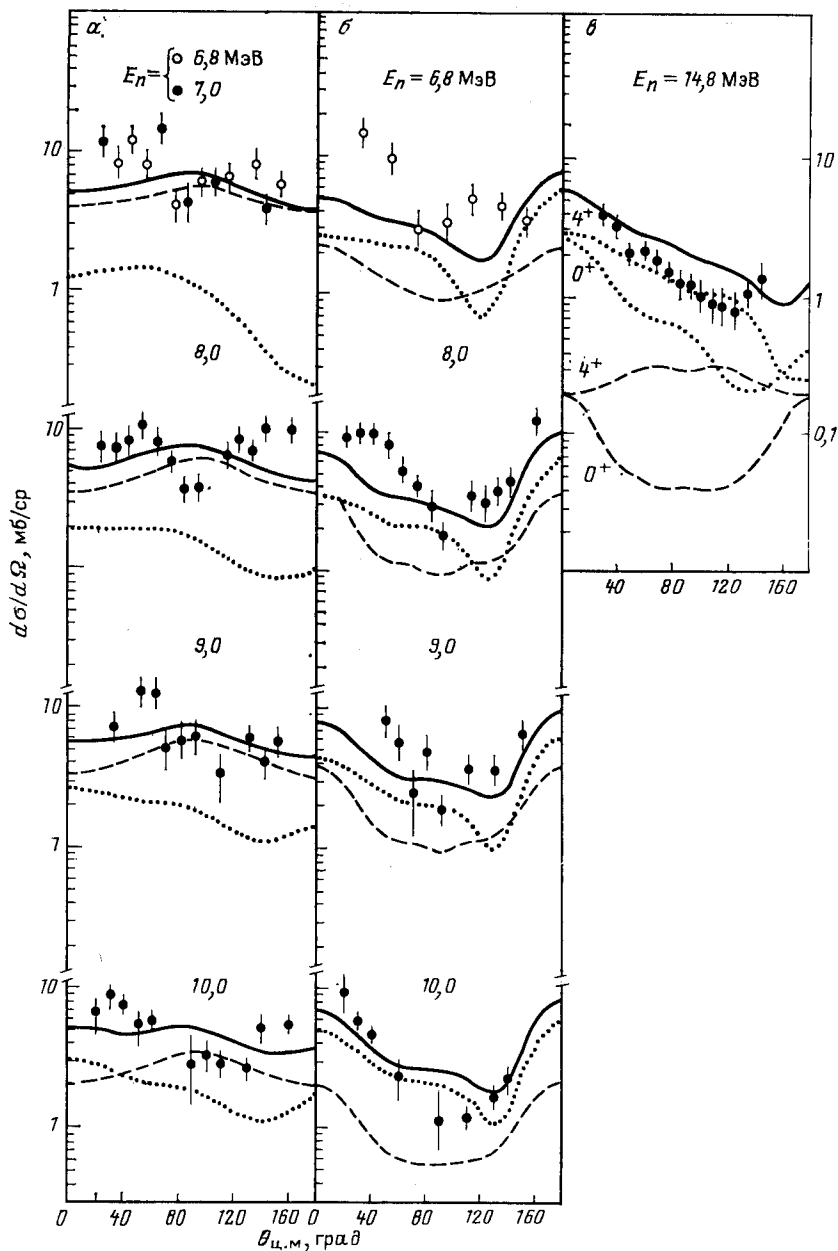


Рис. 8. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на уровнях 4_1^+ (а) и 0_2^+ (б) ядра ^{28}Si . Для нейтронов с энергией 14,8 МэВ (в) экспериментальные точки и сплошная кривая описывают суммарное сечение рассеяния на обоих уровнях:

обозначение остальных кривых аналогично рис. 6

чается от описания в рамках сферической оптической модели (см. рис. 6). Существенно более важным является возникающая в модели ССК согласованность результатов анализа сечений неупругого рассеяния нейтронов. Благодаря уменьшению мнимой части потенциала соответственно уменьшились сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов через составное ядро, и это хорошо согласуется с экспериментальными данными при энергиях нейтронов 7 и 8 МэВ, где наблюдается значительный вклад компаундного механизма рассеяния.

Следует отметить, что для нейтронов с энергией 7—8 МэВ анализ дифференциальных сечений упругого рассеяния в области наиболее глубокого минимума ($\theta \approx 110^\circ$) позволяет исследовать роль перекрытия резонансов в описании поправки на флуктуацию нейтронных ширин (14). Сечение в минимуме практически полностью определяется механизмом рассеяния через составное ядро, и, анализируя наблюдаемые сечения, можно найти среднее значение поправки \bar{F} для упругого канала. Так как полное число открытых каналов распада составного ядра при рассматриваемых энергиях достаточно велико, то соответствующая поправка должна приближаться к своим максимальным значениям: $F_{nn} = 3$ — при отсутствии корреляции резонансных параметров и $F_{nn} = 2$ — для сильноперекрывающихся скоррелированных резонансов [13—15]. Требуемое для описания экспериментальных данных значение поправки $\bar{F}_{nn} \approx 1,6 \div 1,8$ [40] весьма близко к ожидаемому среднему значению поправки для сильноперекрывающихся резонансов, и этот результат является экспериментальным подтверждением необходимости учета корреляции резонансных параметров при расчетах средних сечений нейтронных реакций. Требуемое флуктуационное увеличение сечения упругого рассеяния хорошо воспроизводится в расчетах, использующих для определения числа открытых каналов соотношение (17), что может служить дополнительным свидетельством эффективности столь простого моделирования статистических свойств нейтронных ширин.

При расчетах сечений прямого неупругого рассеяния нейтронов очень важным вопросом является выбор параметров деформации, определяющих форм-факторы (8) прямого возбуждения коллективных уровней. Ротационная природа нижайших уровней ядра ^{28}Si идентифицируется обычно на основе наблюдаемой интенсивности $E2$ -переходов [45], а также результатов анализа дифференциальных сечений неупругого рассеяния заряженных частиц [46—49]. Однако параметры равновесной деформации извлекаются при этом весьма неоднозначно. Причину такой ситуации легко понять из описания сечений рассеяния нейтронов с энергией 10 МэВ на уровнях ротационной полосы 0^+ , 2^+ и 4^+ , приведенного на рис. 9. Теоретические кривые были получены для двух наборов параметров β_2 и β_4 , соответствующих вытянутой «сигарообразной» ($\beta_2 > 0$) и сплюснутой «чечевиной» ($\beta_2 < 0$) форме ядра. Как сечения упругого рассеяния, так и угловые распределения неупругого рассеяния нейтронов на

первом 2^+ -уровне оказываются не критичными к выбору знака равновесной деформации, и лишь данные по возбуждению 4^+ -уровня позволяют в какой-то мере различать рассматриваемые альтернативные наборы параметров.

Поскольку аналогичное заключение справедливо и по отношению к дифференциальным сечениям рассеяния заряженных частиц, то для

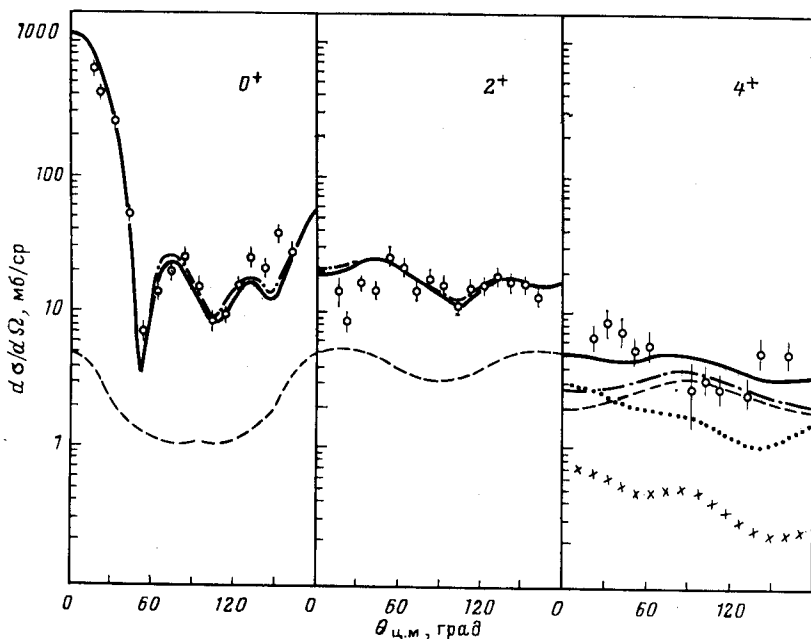


Рис. 9. Расчеты сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергией 10 МэВ при различных предположениях о равновесной деформации ядра ^{23}Si : сплошная кривая — $\beta_2 = 0,48$, $\beta_4 = -0,30$; штрих-пунктирная — $\beta_2 = -0,48$, $\beta_4 = 0,10$. Для уровня 4^+ показаны также соответствующие обоим предположениям сечения прямых переходов (пунктир и x x x)

определения параметров деформации в дополнение к сечениям неупругого рассеяния в [47, 48] привлекались данные по асимметрии рассеяния поляризованных протонов. В результате совместного анализа этих данных для энергии налетающих протонов 20,3 МэВ были получены значения параметров $\beta_2 = -0,55$ и $\beta_4 = 0,33$ [47], тогда как для энергии протонов 24,5 МэВ — $\beta_2 = -0,40$ и $\beta_4 = 0,10$ [48]. В [49] для диапазона энергий налетающих протонов от 14 до 40 МэВ совместно с сечениями неупругого рассеяния были проанализированы данные по вероятности переворота спина протона при рассеянии. Найденные при этом параметры гексадекапольной деформации достаточно сильно зависят от энергии протонов: их значения менялись от $\beta_4 \approx 0,35 \div 0,40$ для протонов с энергией 14 МэВ до

$\beta_4 = 0,15$ для высокоэнергетических протонов. Параметры квадрупольной деформации изменялись значительно слабее — от $\beta_2 = -(0,4 \div 0,5)$ в области энергий протонов ниже 20 МэВ до $\beta_2 = -(0,37 \pm 0,05)$ для высокоэнергетических протонов.

Энергетическая зависимость параметров деформации отражает, по-видимому, недостатки используемой при анализе экспериментальных данных модели жесткого ротатора. Наблюдаемое отношение энергий уровней ротационной полосы $E_{4^+}/E_{2^+} = 2,59$, так же как отношение приведенных вероятностей $E2$ -переходов $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = 1,06 \pm 0,14$ [45], заметно отличается от значений, соответствующих модели жесткого ротатора: $(E_{4^+}/E_{2^+})^{\text{rot}} = 3,33$ и $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = 1,43$. Не учитывая этих отличий при анализе сечений неупругого рассеяния частиц, мы извлекаем несколько искаженные значения параметров деформации, и энергетические изменения параметров характеризуют возможные искажения.

Влияние отклонений от схемы связи каналов модели жесткого ротатора на дифференциальные сечения прямого неупругого рассеяния нейтронов было исследовано в [43, 44], где найдено, что ослабление связи 2_1^- и 4_1^+ -уровней при одновременном увеличении параметра гексадекапольной деформации приводит к общему улучшению описания наблюдаемых угловых распределений рассеяния нейтронов на уровнях 2_1^+ и 4_1^+ для всего диапазона энергий налетающих нейтронов от 7 до 14,8 МэВ. Полученные при этом параметры деформации $\beta_2 = 0,48$ и $\beta_4 = -0,30$ по абсолютной величине оказываются близкими к значениям, извлекаемым из дифференциальных сечений рассеяния протонов сопоставимых энергий [47, 49]. Знаки параметров деформации были выбраны на основе анализа сечений возбуждения уровня 4_1^+ , но при отмеченных выше неоднозначностях анализа этому выбору не следует придавать большого значения. При существующих погрешностях нейтронных сечений еще нельзя фиксировать все параметры оптического потенциала, и найденные значения параметров деформации фактически включают в себя возможные погрешности определения остальных параметров. Эти погрешности можно устранить при повышении надежности измерений дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов, т. е. при получении экспериментальной информации, которая сравнима по точности с данными, представленными на рис. 4 и 5.

Имеющиеся неоднозначности выбора параметров обобщенной оптической модели, однако, не очень существенны для определения отношения вкладов прямого и компаундного механизмов рассеяния в исследуемые нейтронные сечения. Из представленных на рис. 7 и 8 данных видно, что для уровней 2_1^+ и 0_2^+ прямое рассеяние становится доминирующим при энергиях нейтронов выше 8 МэВ, тогда как для уровня 4_1^+ — выше 10 МэВ. Для уровня 2_1^+ наблюдаемые интегральные сечения неупругого рассеяния при энергиях нейтронов ниже 10 МэВ показаны на рис. 10. Результаты измерений различных

экспериментальных групп [37—44, 50—53] неплохо согласуются в пределах указанных погрешностей. Анализируя наблюдаемую асимметрию угловых распределений рассеянных нейтронов, можно проследить вклад прямых переходов вплоть до энергии нейтронов 3 МэВ. Если рассматривать совместно всю совокупность экспериментальных данных по угловым распределениям упруго- и неупруго-

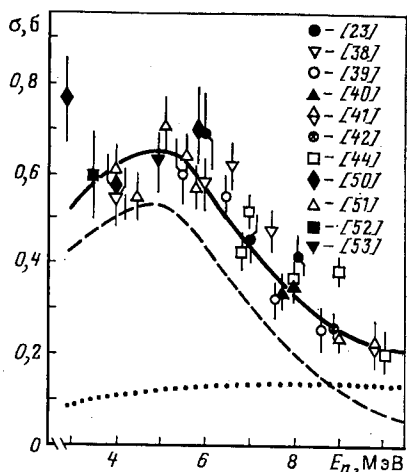


Рис. 10. Интегральное сечение неупругого рассеяния нейтронов на уровне 2^+ ядра ^{28}Si :

пунктирная кривая — сечение прямого неупругого рассеяния; штриховая — рассеяния через составное ядро; сплошная — суммарное сечение обоих механизмов рассеяния

еще больше уменьшать мнимую часть оптического потенциала, но главным образом за счет уменьшения первого слагаемого в принятой параметризации W_s , оставляя без существенных изменений энергетическую зависимость. Такая зависимость требуется, в частности, для описания угловых распределений, приведенных на рис. 6—8.

Если перейти в область энергий нейтронов ниже 3 МэВ, то здесь главной проблемой анализа становится экспериментальное определение средних сечений. В экспериментальных данных отчетливо проявляется флуктуационная структура нейтронных сечений (рис. 11). Так как амплитуда наблюдаемых флуктуаций определяется главным образом разрешением нейтронных спектрометров, то достаточно сложной задачей оказывается корректировка наблюдаемых сечений и полученных на их основе средних сечений на резонансное поглощение нейтронов в мишени. Еще более сложным является построение усредненного по флуктуациям углового распределения упруго- и неупруго рассеянных нейтронов, и в настоящее время мы просто

рассеянных на уровне 2_1^+ нейтронов, то оптимальное описание наблюдаемых сечений дает модель ССК с оптическим потенциалом (20), в котором при учете связи уровней $0_1^+ - 2_1^+$ ($\beta_2 = 0,48$) мнимая часть уменьшена на 20%, т. е. взято $W_s = 5,7 + 0,52E_n$. Соответствующие такому выбору параметров интегральные сечения прямого и компаундного рассеяния нейтронов на первом 2^+ -уровне приведены на рис. 10. При использовании набора параметров (23) оказывается завышенным сечение прямого рассеяния в области энергии $E_n < 6$ МэВ. Этот дефект можно легко устранить при изменении энергетической зависимости мнимой части потенциала (23), и при одинаковом выборе мнимого потенциала наборы параметров (20) и (23) становятся практически неразличимыми. Если увеличивать число связанных уровней, то необходимо

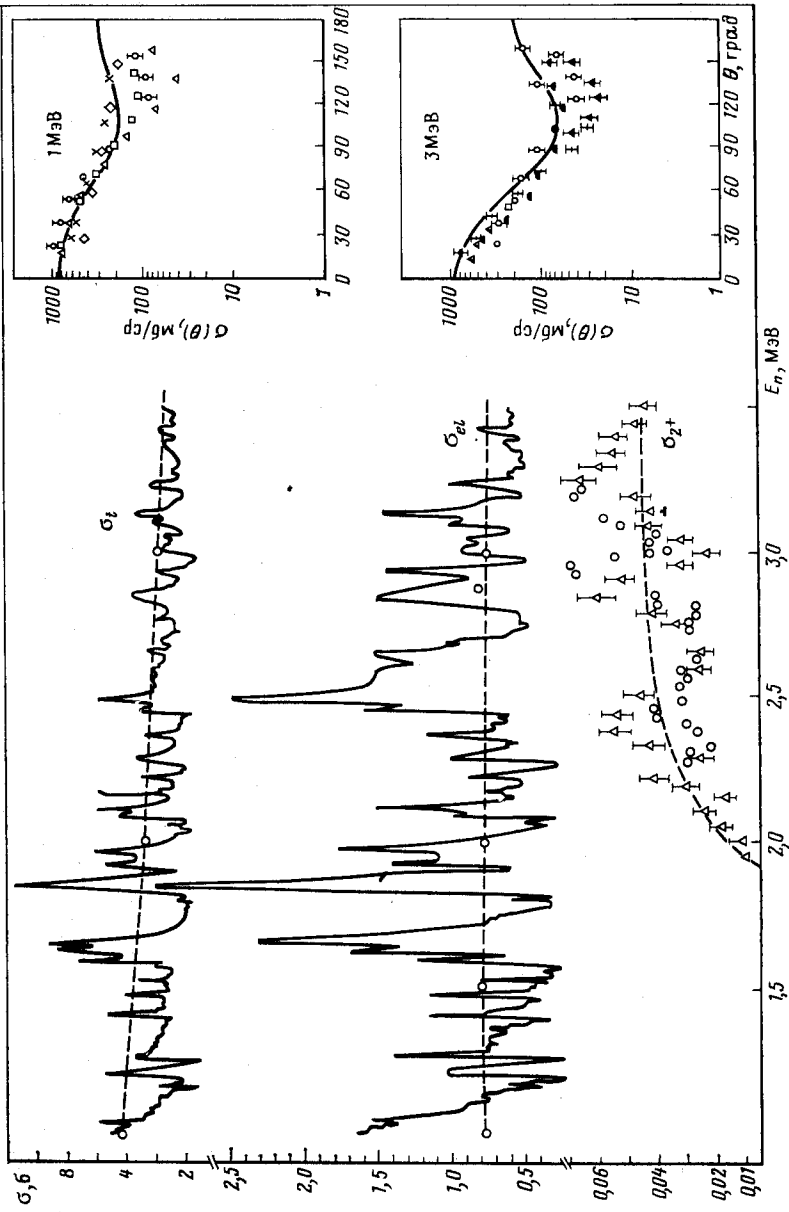


Рис. 11. Зависимость полного сечения σ_t , сечения упругого рассеяния σ_{el} ($\theta = 20^\circ$) и сечения неупругого рассеяния на первом уровне σ_{2+} ($\theta = 60^\circ$) ядра ^{28}Si от энергии нейтрона:
 сплошные линии — сечения, измеренные в экспериментах с высоким энергетическим разрешением [54, 55]; штриховые — описание средних сечений в рамках оптической модели; на вставках показано описание угловых распределений упругорассеянных нейтронов, экспериментальные точки являются комбинацией результатов измерений с различным энергетическим разрешением [56]

не имеем достаточного объема экспериментальных данных для такого построения. Тем не менее, сопоставляя имеющуюся совокупность данных с расчетами по оптической модели, можно сделать вывод о качественном согласии теоретического описания с экспериментом (см. рис. 11). Для более строгого количественного анализа данных и проверки применимости различных наборов параметров оптического потенциала необходимы более прецизионные измерения угловых распределений упругого и неупругого рассеяния нейтронов.

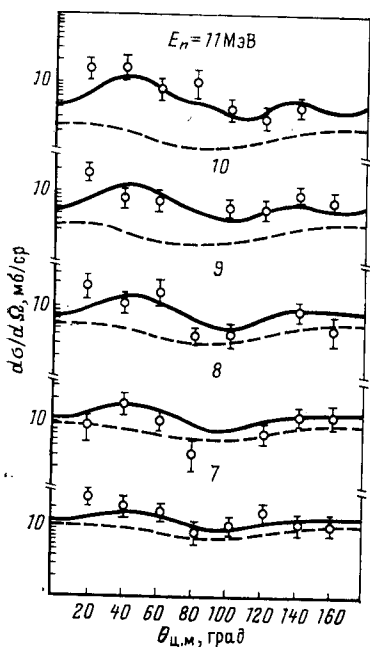


Рис. 12. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на первом 2^+ -уровне ядра ^{32}S :

обозначение теоретических кривых аналогично рис. 6

$\beta_2 = 0,30$ взят таким же, как и при описании сечений неупругого рассеяния заряженных частиц [48].

Аналогичные экспериментальные данные и результаты теоретического описания сечений рассеяния нейтронов на уровне 2^+ ($Q = -1,369$) ядра ^{24}Mg приведены на рис. 13 [58]. В расчетах использованы ротационная схема связи уровней $0^+ - 2^+$ и параметры равновесной деформации $\beta_2 = 0,55$ и $\beta_4 = -0,05$. Так как в ядре ^{24}Mg отношение энергий уровней ротационной полосы $E_{4^+}/E_{2^+} = 3,02$ заметно ближе к предсказаниям модели жесткого ротатора, чем в Si , то существенно меньшими оказываются и разногласия извлекаемых

Прямой механизм возбуждения нижайших уровней в широком диапазоне энергий возбуждения исследовался также на ядре ^{32}S [37—41, 50, 57]. Для энергий нейтронов выше 7 МэВ наблюдаемые дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на уровне 2^+ ($Q = -2,23$ МэВ) представлены на рис. 12 совместно с результатами теоретического описания сечений [57]. Параметры оптического потенциала в данном описании были определены из анализа дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергией 8 и 9 МэВ [39], и при сравнительно небольшом расширении диапазона энергий налетающих частиц не потребовалось введение каких-либо изменений в эти параметры. Так как спектр низколежащих уровней ядра ^{32}S достаточно хорошо соответствует представлениям вибрационной модели, то для расчета прямых переходов в методе ССК была принята вибрационная схема связи уровней $0^+ - 2^+$ и параметр динамической деформации

в различных экспериментах параметров равновесной деформации ядра [45—47]. При имеющихся погрешностях экспериментальных данных нельзя все-таки решить: обусловлены ли эти разногласия неоднозначностями выбора параметров оптического потенциала или

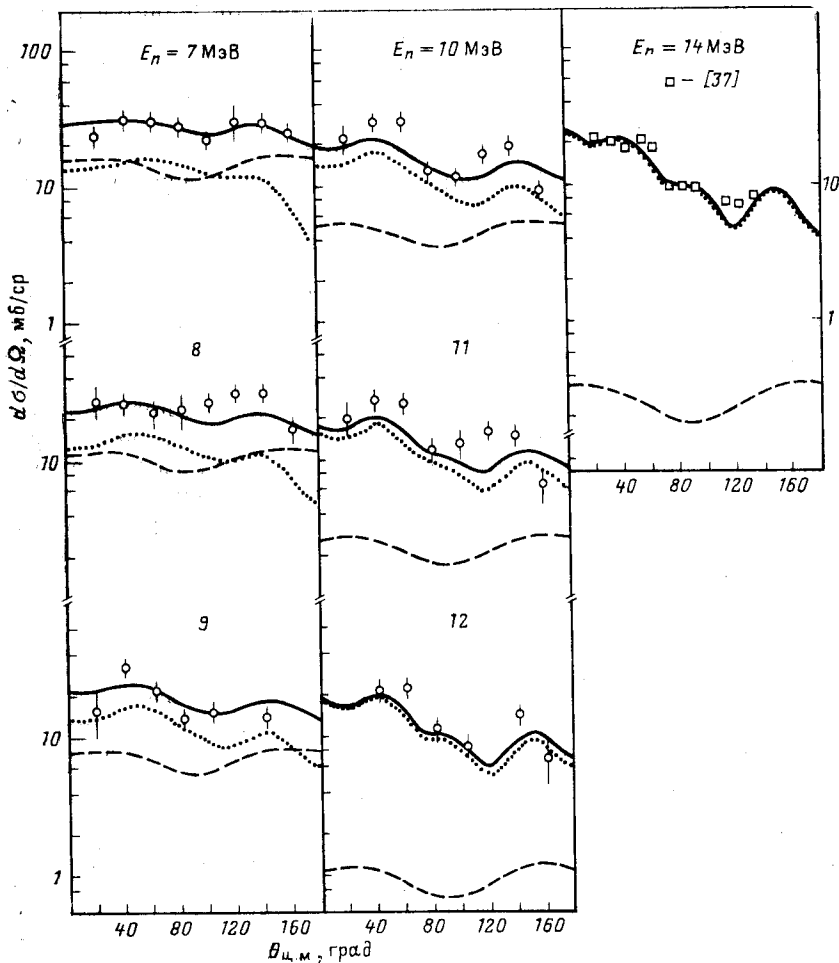


Рис. 13. То же, что на рис. 12, для ядра ^{24}Mg

они характеризуют реальное отличие изовекторных компонент интенсивности прямого возбуждения уровней при рассеянии различных частиц.

Из приведенных на рис. 7, 12 и 13 результатов расчетов сечений прямого и компаундного механизмов рассеяния видно, что вклад обоих механизмов в наблюдаемые сечения возбуждения первого

2^+ -уровня становится примерно одинаковым при энергиях нейтронов 7—9 МэВ. При более высоких энергиях доминирует прямое возбуждение, и интегральное сечение рассеяния сравнительно медленно меняется с ростом энергии нейтронов. При энергиях нейтронов ниже 7 МэВ поведение функций возбуждения определяется в основном рассеянием через составное ядро, но тем не менее нельзя пренебрегать вкладом прямых переходов при описании сечений рассеяния на коллективных уровнях во всем диапазоне энергий вплоть до порога (см. рис. 10).

Чтобы более полно исследовать роль прямых переходов в области максимума функций возбуждения низколежащих уровней, в [59] были проведены систематические измерения дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния на первых уровнях четно-четных и нечетных легких ядер нейтронов с начальной энергией 3,4 МэВ. Для устранения возможных систематических погрешностей эксперимента измерения пар близлежащих четно-четных и нечетных ядер проводились одновременно. В этих условиях относительное поведение дифференциальных сечений рассеяния для данной пары ядер определяется со значительно меньшей погрешностью, чем абсолютные сечения, в которые наряду со статистической погрешностью измерений входят также погрешности вводимых поправок на ослабление и многократное рассеяние нейтронов в образцах, на эффективность нейтронного спектрометра и т. п. Наблюдаемые угловые распределения упруго- и неупругорассеянных нейтронов приведены на рис. 14 и 15 вместе с теоретическим описанием сечений. Полученные интегральные сечения неупругого рассеяния для всей исследованной группы легких ядер представлены в табл. 3.

Таблица 3. Сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией 3,4 МэВ на первых уровнях легких ядер

Ядро-мишень	Энергия уровня, МэВ	I^π	$\sigma_{\text{экср.}}$ мб	$\sigma_{\text{расч.}}^{\text{Х.Ф.М.}} / \sigma_{\text{экср.}}$ %
^{23}Na	0,439	$5/2^+$	443 ± 94	55
^{24}Mg	1,369	2^+	511 ± 93	91
^{27}Al	0,842	$1/2^+$	130 ± 23	59
	1,013	$3/2^+$	170 ± 30	88
^{28}Si	1,779	2^+	588 ± 177	79
^{31}P	1,270	$3/2^+$	429 ± 88	55

Теоретические расчеты проведены в модели ССК с учетом ротационной связи уровней $0_1^+ - 2_1^+$ для четно-четных ядер и связи основного состояния I_0^π со всем мультиплетом уровней ($I_0^\pi \otimes 2^+$) — для нечетных. При этом для уменьшения числа связанных уравнений в нечетных ядрах пренебрегалось спин-орбитальным расщеплением каналов реакции. Параметры равновесной деформации были взяты такими же, как и при описании рассеяния нейтронов более высоких

энергий ($\beta_2 = 0,55$ для ^{23}Na и ^{24}Mg , $\beta_2 = 0,48$ для ^{27}Al и ^{28}Si), а для оптического потенциала использован набор параметров (19). На примере четно-четных ядер, однако, убедились, что примерно такое же описание наблюдаемых дифференциальных сечений можно получить для набора параметров (20), а также параметров, используемых для описания дифференциальных сечений рассеяния нейтронов с энергией 7—12 МэВ, если в них уменьшить примерно на 20% мнимую часть потенциала.

В целом результаты расчетов достаточно хорошо согласуются с наблюдаемыми дифференциальными сечениями упругого рассеяния

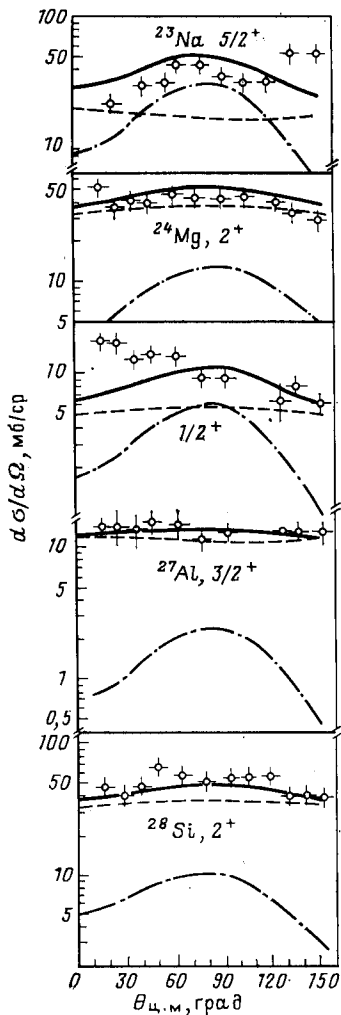
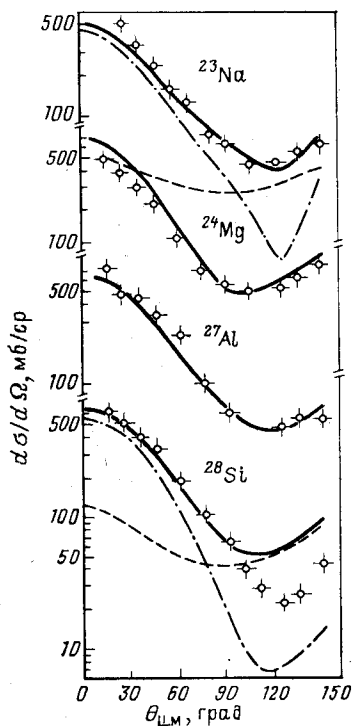


Рис. 14. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией 3,4 МэВ:

штриховая линия — сечение рассеяния через составное ядро; штрих-пунктирная — прямое потенциальное рассеяние в модели ССК; сплошная — сумма обоих механизмов рассеяния

Рис. 15. То же, что на рис. 14, для неупругого рассеяния на нижайших уровнях: обозначения те же, что на рис. 14

нейтронов (см. рис. 14), но значительно хуже с сечениями неупругого рассеяния (см. рис. 15). Полученные в расчетах интегральные сечения неупругого рассеяния через составное ядро всегда меньше экспериментальных сечений (см. табл. 3), и это, так же как наблюдаемая общая асимметрия угловых распределений неупругорассеянных нейтронов, указывает на существенный вклад прямого механизма рассеяния для большинства уровней. Неясными еще остаются «флуктуации» угловых распределений (см. рис. 15). В настоящее время трудно решить, обусловлены ли они неучтенными погрешностями экспериментальных данных или отражают реальные флуктуации дифференциальных сечений, связанные с ограниченностью интервала усредняемых резонансов составного ядра.

5. АНАЛИЗ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ НИЗКОЛЕЖАЩИХ УРОВНЕЙ СРЕДНИХ ЯДЕР

Рассмотренные выше общие закономерности энергетической зависимости вкладов прямого и компаундного механизмов рассеяния нейтронов проявляются также и в более тяжелых ядрах. Из-за увеличения плотности уровней составного ядра с ростом массового числа ослабевают флуктуационные эффекты в поведении усредненных сечений, и для большинства средних и тяжелых ядер соотношения статистической теории должны хорошо описывать дифференциальные и интегральные функции возбуждения изолированных уровней во всем диапазоне энергий вплоть до порога. Анализируя соответствующие экспериментальные данные, можно исследовать роль прямых переходов и энергетическую зависимость оптических коэффициентов прилипания в области сравнительно низких энергий вылетающих нейтронов. Обсудим результаты таких исследований на ядрах группы железа, для которых в настоящее время накоплена наиболее детальная экспериментальная информация.

Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния на первом 2^+ -уровне ядра ^{52}Cr нейтронов с энергией 5; 6 и 7 МэВ показаны на рис. 16 [60]. Здесь также приведены результаты теоретического описания сечений с набором параметров оптического потенциала (20). Как и в аналогичных расчетах на легких ядрах, амплитуда мнимой части потенциала (20) в модели ССК была уменьшена примерно на 20%, а параметр квадрупольной деформации $\beta_2 = 0,23$ был определен из данных по кулоновскому возбуждению уровней [28]. Такой выбор параметров обеспечивает хорошее описание наблюдаемой асимметрии угловых распределений неупругорассеянных нейтронов, и это позволяет достаточно надежно определить вклад прямых переходов (см. рис. 16). Вклады прямого механизма неупругого рассеяния и рассеяния через составное ядро примерно одинаковы при энергии налетающих нейтронов 6 МэВ. При понижении энергии интегральное сечение прямых переходов увели-

чивается незначительно, тогда как сечение компаундного механизма рассеяния растет сравнительно быстро.

Результаты измерений интегральных сечений неупругого рассеяния нейтронов на первом 2^+ -уровне ^{52}Cr представлены на рис. 17. Значительный разброс экспериментальных точек при энергиях нейтронов ниже 3 МэВ обусловлен, в первую очередь, методическими погрешностями измерений различных авторов, а не флуктуациями

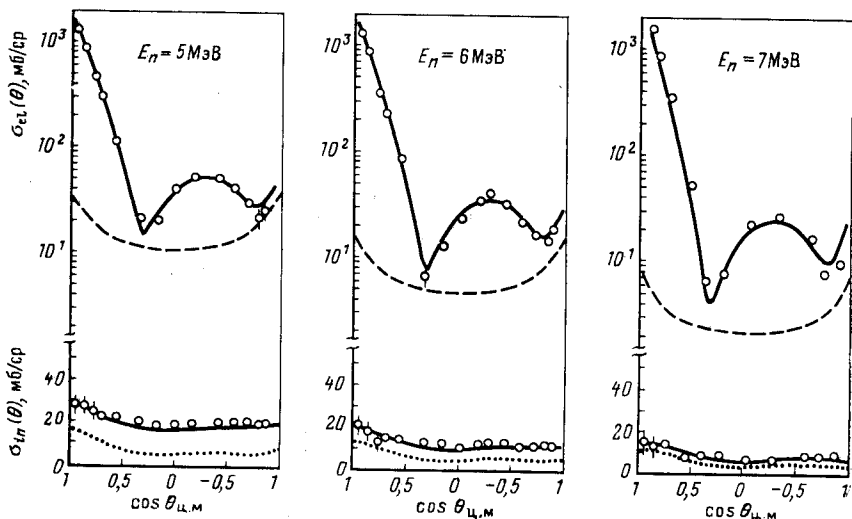


Рис. 16. Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на уровне 2^+ ($Q = -1,435 \text{ МэВ}$) ядра ^{52}Cr [60]: обозначение теоретических кривых такое же, как на рис. 6

усредненных сечений. С совершенствованием экспериментальных методик этот разброс частично был устранен, и результаты более поздних измерений согласуются между собой, как правило, значительно лучше, чем первоначальные экспериментальные данные [60]. Наблюдаемая энергетическая зависимость сечений неупругого рассеяния хорошо описывается теоретической кривой, полученной для параметров оптического потенциала (20) и учитывающей наряду с рассеянием нейтронов через составное ядро некогерентный вклад прямых переходов [60].

Аналогичный анализ экспериментальных данных о дифференциальных и интегральных сечениях возбуждения нейтронами нижайших уровней четно-четных ядер ^{56}Fe , ^{58}Ni и ^{60}Ni был проведен также в [22, 65—67]. Выводы этих работ о вкладе прямых переходов и выборе параметров оптического потенциала существенно не отличались от результатов, полученных для ^{52}Cr . Если сравнить функцию возбуждения первого 2^+ -уровня в ядрах ^{52}Cr (см. рис. 17) и ^{28}Si

(см. рис. 10), то можно видеть, что энергетические зависимости прямой и компаундной компонент сечений неупругого рассеяния в легких и средних ядрах качественно подобны. Наблюдаемые количественные отличия сечений прямого рассеяния обусловлены более высокими значениями параметров квадрупольной деформации легких

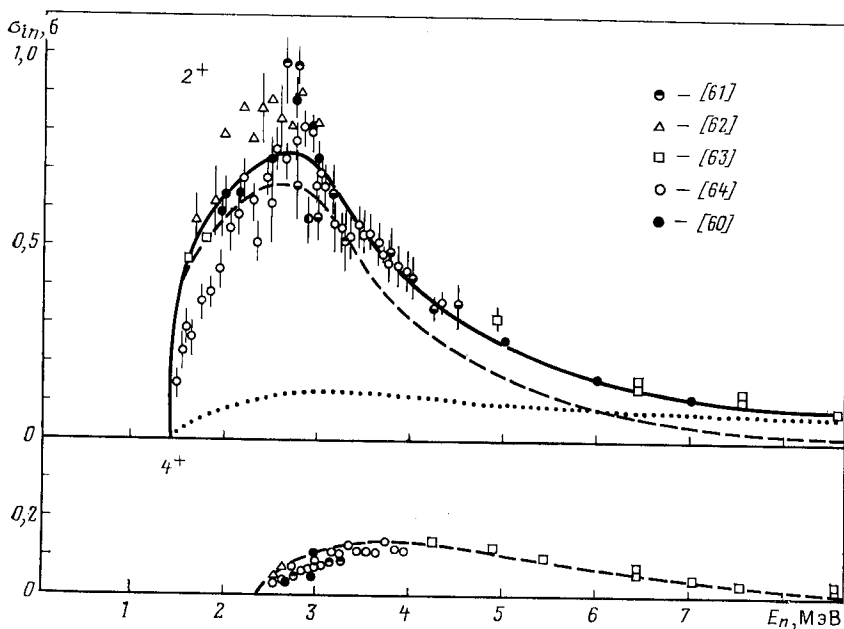


Рис. 17. Интегральное сечение неупругого рассеяния нейтронов на уровнях 2_1^+ ($Q = -1,435$ МэВ) и 4_1^+ ($Q = -2,370$ МэВ) ядра ^{52}Cr : обозначение теоретических кривых то же, что и на рис. 10

четно-четных ядер, а более быстрое уменьшение сечений рассеяния через составное ядро с ростом энергии нейтронов в средних ядрах отражает общее увеличение плотности возбужденных уровней.

На рис. 17 показаны также экспериментальные данные по функциям возбуждения уровня 4_1^+ ядра ^{52}Cr . Соотношения статистической теории достаточно хорошо описывают наблюдаемые интегральные сечения рассеяния в диапазоне энергий нейтронов от порога до 7 МэВ, и только в области более высоких энергий возникает необходимость учитывать вклад прямых переходов.

Систематические исследования роли прямых переходов при энергии нейтронов 3,4 МэВ были выполнены в [68] для совокупности близлежащих четно-четных и нечетных ядер группы железа. Измеренные дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{51}V , ^{55}Mn , ^{56}Fe и ^{59}Co представлены на рис. 18, а сечения неупругого рассеяния нейтронов на низколежащих уровнях ядер ^{51}V , ^{56}Fe и

^{59}Co — на рис. 19 и 20. Для ^{55}Mn полученные дифференциальные сечения неупругого рассеяния в значительной мере подобны сечениям ^{51}V [68]. Энергетическое разрешение спектрометра (около 100 кэВ) не позволяло отделить неупругое рассеяние на первом

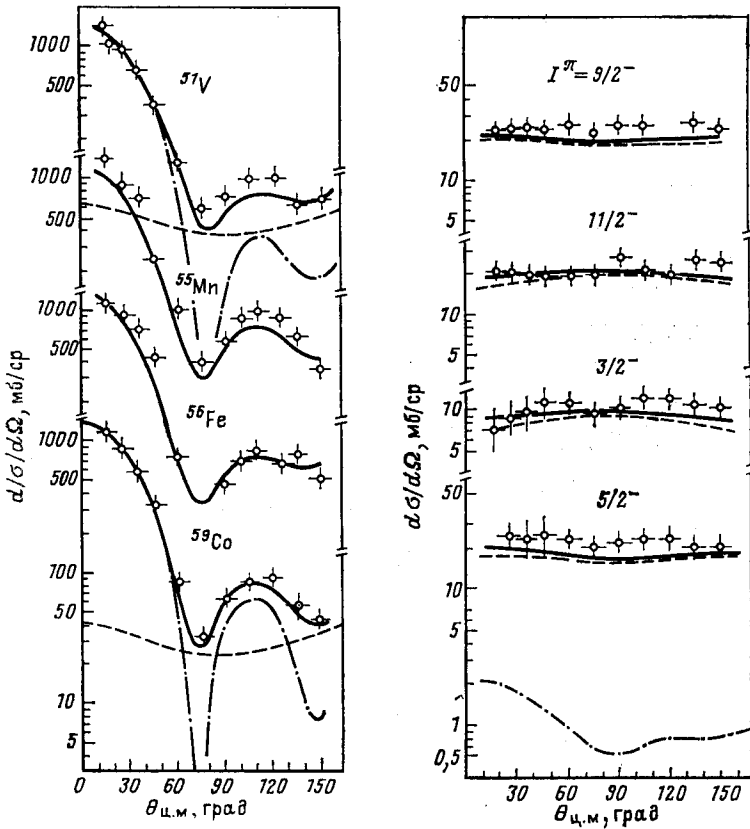


Рис. 18. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией 3,4 МэВ на ядрах группы железа: обозначения те же, что и на рис. 14

Рис. 19. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией 3,4 МэВ на нижайших уровнях ядра ^{51}V

возбужденном уровне $7/2^-$ ($Q = -0,126$ МэВ) ядра ^{55}Mn от пика упругого рассеяния, и для этого ядра на рис. 18 показано суммарное сечение упругого рассеяния и рассеяния на уровне $7/2^-$. По той же причине на ядре ^{59}Co измеренные сечения неупругого рассеяния определяют суммарные сечения рассеяния на трех уровнях $3/2^-$, $9/2^-$, $3/2^-$ с энергиями 1,099, 1,190 и 1,291 МэВ соответственно,

а также уровнях $1/2^-$, $11/2^-$ и $5/2^-$ с энергиями 1,434, 1,460 и 1,471 МэВ (см. рис. 20).

Теоретическое описание наблюдаемых сечений было проведено в модели ССК для вибрационной схемы связи уровней $0_1^+ - 2_1^+$ в ядре ^{56}Fe и эквивалентной схемы связи основного состояния I_0^- с мультиплетом уровней ($I_0^- \otimes 2^+$) в нечетных ядрах. При этом были использованы параметры оптического потенциала (19) и значения параметров динамической деформации $\beta_2 = 0,23$ для ядер ^{51}V , ^{55}Mn и $\beta_2 = 0,211$ для ^{59}Co . Чтобы уменьшить затраты расчетного времени в нечетных ядрах, пренебрегали спин-орбитальным расщеплением каналов рассеяния. Результаты расчетов достаточно хорошо согласуются с измеренными дифференциальными сечениями упругого и неупругого рассеяния нейтронов. Полученные интегральные сечения неупругого рассеяния даны в табл. 4. В предпоследнем столбце таблицы указан вклад компандного механизма рассеяния, соответствующий указанным выше параметрам статистической модели. Для большинства рассмотренных уровней наблюдаемые сечения неупругого рассеяния превышают расчетные значения сечений рассеяния нейтронов через составное ядро, и наряду с асимметрией угловых распределений рассеянных нейтронов этот результат свидетельствует о существенном вкладе прямых процессов. Оценки такого вклада приведены в последнем столбце табл. 4 [68]. Можно

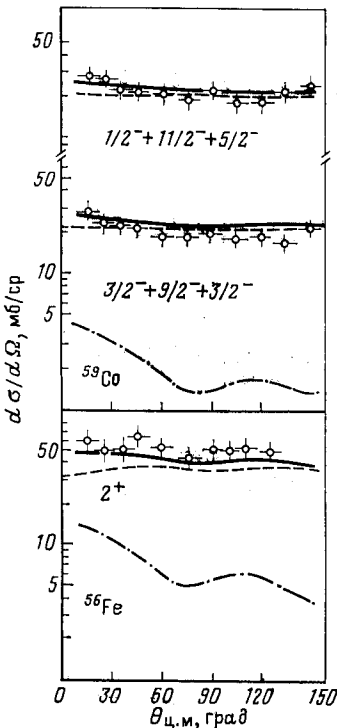


Рис. 20. То же, что на рис. 19, для ядер ^{56}Fe и ^{59}Co

видеть, что для уровней нечетных ядер с высокими значениями спина роль прямых переходов весьма значительна, и ее нельзя не учитывать при описании функций возбуждения таких уровней.

Следует отметить, что для ядра ^{56}Fe исследования угловых распределений неупругорассеянных нейтронов при энергиях налетающих нейтронов ниже 3,5 МэВ проводились также в [69—71]. Сравнивая результаты этих работ, мы увидим значительные расхождения в оценках вклада прямых переходов. Такие расхождения обусловлены, с одной стороны, различиями в наблюдаемой асимметрии угловых распределений рассеянных нейтронов и, с другой — разногласиями в параметрах оптического потенциала. Анализ экспериментов с высоким разрешением показал [71], что определенные

Таблица 4. Сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией 3,4 МэВ на низколежащих уровнях ядер группы железа

Ядро-мишень	Энергия уровня, МэВ	I^π	$\sigma_{\text{эксп}}$, мб	$\sigma_{\text{расч}}/\sigma_{\text{эксп}}$, %	$\sigma_{\text{прям}}/\sigma_{\text{эксп}}$, %
^{51}V ($I_0^\pi = 7/2^-$)	0,319	5/2-	287±32	80	4,6
	0,928	3/2-	134±15	86	6,5
	1,609	11/2-	265±29	90	7,5
	1,813	9/2-	308±34	76	5,2
^{55}Mn ($I_0^\pi = 5/2^-$)	0,983	9/2-	164±26	86	15,7
	1,289	11/2-	102±16	88	29,2
	1,527	3/2-	90±15	116	9,3
	1,884	7/2-	81±19	112	—
^{56}Fe	0,845	2+	643±114	72	12,4
^{59}Co ($I_0^\pi = 7/2^-$)	1,099	3/2-	255±41	104	10,8
	1,190	9/2-			
	1,291	3/2-			
	1,434	1/2-	273±44	91	11,2
	1,460	11/2-			
	1,481	5/2-			
1,744	7/2-	112±12	96	17,2	

флуктуации в энергетической зависимости сечений сохраняются даже при усреднении по интервалу в 200 кэВ, и, следовательно, дифференциальные сечения, измеренные в отдельных энергетических точках, еще нельзя отождествлять с оптическими средними сечениями. Если при выборе параметров оптического потенциала стремиться к описанию сечений неупругого рассеяния в широком диапазоне энергий [22, 65], то для ядра ^{56}Fe получим примерно такую же оценку интегрального сечения прямого неупругого рассеяния, как и для ^{52}Cr (см. рис. 17). Поэтому если использовать для описания функций возбуждения низколежащих уровней нечетных ядер набор параметров (20) или (22), то получим для энергии нейтронов 3,4 МэВ в 1,5—1,8 раз более высокие вклады прямых переходов, чем приведенные в табл. 4. Для более надежного анализа роли прямых процессов значительный интерес представляли бы прецизионные измерения дифференциальных сечений рассеяния нейтронов на уровнях нечетных ядер со спинами $I_f^\pi > I_0^\pi$.

При описании низкоэнергетических участков функций возбуждения изолированных уровней очень важным является вопрос согласованности параметров оптической модели с экспериментальными значениями нейтронных силовых функций. Сферическая оптическая

модель с оптимальными параметрами оптического потенциала (19) или (20) воспроизводит лишь глобальную зависимость нейтронных силовых функций от массового числа [5, 9], но для конкретных ядер отличия наблюдаемых силовых функций от предсказаний оптической модели весьма значительны. Примером этих отличий могут служить экспериментальные и расчетные значения силовых функций ядер группы железа, приведенные в табл. 5. Хотя переход от однока-

Таблица 5. Нейтронные силовые функции четно-четных ядер группы железа (в единицах 10^{-4})

Ядро-мишень	Сферическая оптическая модель		Модель ССК		Эксперимент [72]	
	s_0	s_1	s_0	s_1	s_0	s_1
^{50}Cr	3,64	1,25	4,90	1,34	$3,6 \pm 0,8$	$0,33 \pm 0,12$
^{52}Cr	5,32	0,96	4,82	1,15	$2,5 \pm 0,9$	$0,52 \pm 0,12$
^{54}Cr	—	—	3,05	1,17	$2,8 \pm 1,0$	—
^{54}Fe	—	—	5,18	0,83	$8,7 \pm 2,4$	$0,58 \pm 0,11$
^{56}Fe	4,62	0,80	3,05	0,93	$2,6 \pm 0,6$	$0,45 \pm 0,05$
^{58}Fe	—	—	2,64	0,88	$3,6 \pm 1,2$	$0,6 \pm 0,2$
^{58}Ni	—	—	3,01	0,81	$2,8 \pm 0,6$	$0,5 \pm 0,1$
^{60}Ni	3,90	0,74	2,53	0,81	$2,7 \pm 0,6$	$0,3 \pm 0,1$
^{62}Ni	—	—	2,45	0,80	$2,8 \pm 0,7$	$0,3 \pm 0,1$
^{64}Ni	—	—	2,43	0,79	$2,9 \pm 0,8$	$0,6 \pm 0,2$

нальной оптической модели к модели связанных каналов в целом улучшает описание экспериментальных данных, но для многих ядер и в модели ССК расхождения расчетов с экспериментом остаются значительными. Аналогичные расхождения для более широкого круга ядер обсуждались в [72—74]. Интерпретацию этих расхождений можно искать в теории входных состояний [75] или в каких-либо иных формулировках микроскопической теории ядерных реакций [76], но независимо от существования более фундаментального объяснения природы наблюдаемых эффектов экспериментальные значения силовых функций несомненно должны учитываться при феноменологическом анализе функций возбуждения низколежащих уровней конкретных ядер.

Роль нейтронных силовых функций в описании околопорогового поведения функций возбуждения первых уровней четно-четных ядер можно видеть из результатов, представленных на рис. 21. Расчеты с коэффициентами прилипания $T_{lj}(E_n)$, соответствующими сферической оптической модели, дают существенно завышенное сечение неупругого рассеяния нейтронов на первом 2^+ -уровне. Но если ввести в расчеты перенормированные коэффициенты прилипания, выбрав их таким образом, чтобы при энергии нейтронов ниже 100 кэВ они соответствовали экспериментальным силовым функциям (s_0 для четных парциальных волн и s_1 — для нечетных), а при энергии нейтронов 2—3 МэВ плавно переходили в коэффициенты прилипания

обобщенной оптической модели, то описание околопорогового участка функций возбуждения значительно улучшается (см. рис. 21). Аналогичный эффект можно достичь также подбором параметров оптического потенциала V_v и W_s [74]. В этом случае энергетическая

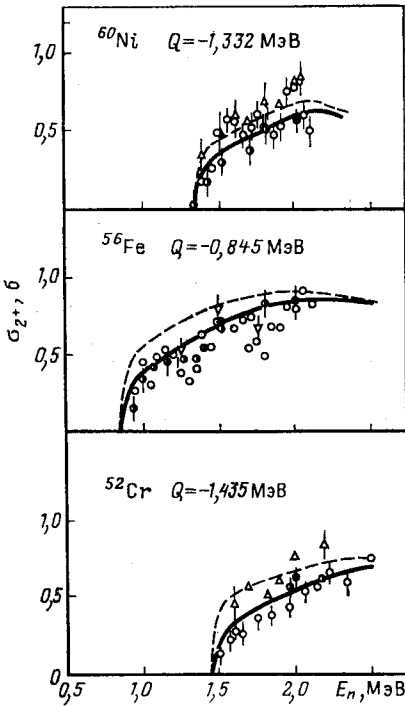


Рис. 21. Описание околопороговых участков функций возбуждения первых 2^+ -уровней четно-четных ядер группы железа для коэффициентов прилипания модели ССК (штриховые кривые) и для коэффициентов, «привязанных» к экспериментальным значениям нейтронных силовых функций (сплошные кривые). Экспериментальные точки являются компиляцией измерений различных авторов [60—64, 66, 70, 71]

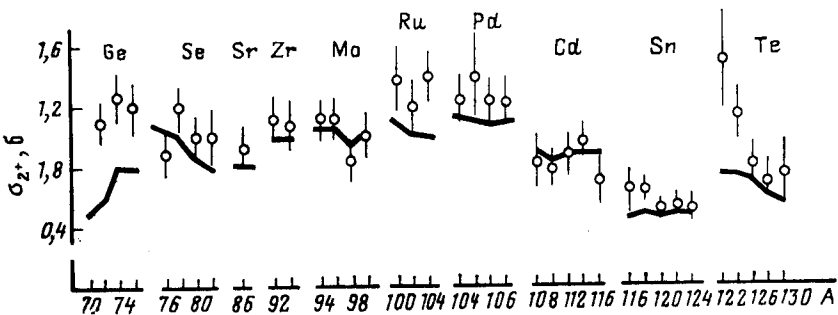


Рис. 22. Сечения неупругого рассеяния нейтронов при энергии 300 кэВ над порогом возбуждения уровня 2^+ (\circ) и их теоретическое описание в модели ССК (сплошные линии)

зависимость параметров оптической модели в области низких энергий ($E_n \ll 3$ МэВ) будет существенно отличаться от зависимости, наблюдаемой при более высоких энергиях [77]. Следует отметить, что «привязка» коэффициентов прилипания к резонансным значениям

силовых функций, как правило, необходима также для согласованного описания полных нейтронных сечений и сечений радиационного захвата нейтронов низких энергий $E_n \lesssim 1$ МэВ [63].

С эффектом той же природы, хотя и проявляющимся несколько иначе, мы сталкиваемся и при анализе околопороговых участков функций возбуждения нейтронами первых уровней более тяжелых ядер [78]. На рис. 22 представлены наблюдаемые сечения неупругого рассеяния нейтронов при энергии 300 кэВ над порогом уровня 2^+ , а также результаты теоретического описания этих сечений. Используемые в теоретических расчетах коэффициенты прилипания были определены в модели ССК с параметрами оптического потенциала $V_0 = 53 \div 54$ МэВ и $W_0 = 2 \div 3$ МэВ, оптимально описывающими нейтронные силовые функции s - и p -резонансов. Для большинства ядер при таком выборе параметров неплохо воспроизводятся и сечения неупругого рассеяния (см. рис. 22). Однако для некоторых изотопов Ge, Se и Te наблюдается значительное расхождение расчетов с экспериментальными данными. Более детальный анализ таких изотопов показал, что согласия с экспериментом удается достичь при учете связи достаточно большего числа каналов неупругого рассеяния и одновременном уменьшении мнимой части оптического потенциала W_0 до 1 МэВ [78]. Это приводит к существенному увеличению вклада прямых переходов, который для отдельных парциальных волн (в частности, для p -волны) может даже превышать в околопороговой области парциальное сечение компаундного механизма рассеяния нейтронов. Данный результат указывает на возможность сильной корреляции нейтронных ширин p -резонансов в некоторых изотопах Ge, Se и Te. Дальнейшее изучение подобных корреляций представляет значительный интерес для совершенствования наших представлений о механизмах ядерных реакций.

Поскольку расчеты силовых функций с оптимальными наборами параметров оптического потенциала в среднем все же неплохо воспроизводят общие закономерности поведения коэффициентов проицаемости, то, естественно, во многих ядрах мы не наблюдаем существенных отклонений экспериментальных функций возбуждения от теоретического описания, полученного с «единым» оптическим потенциалом. Однако для ядер, в которых проявляются рассмотренные выше особенности энергетической зависимости функций возбуждения первых уровней, требующих для своего объяснения существенного изменения параметров потенциала в низкоэнергетической области, следовало бы ожидать аналогичных эффектов и в функциях возбуждения всех последующих уровней, включая и область неразрешенных уровней. Экспериментальное изучение таких эффектов могло бы дать информацию об отличиях оптического потенциала для основных и возбужденных состояний ядер. Весьма интересные результаты в этом направлении были получены в [79], авторы которой показали возможность извлечения энергетической зависимости сечений поглощения нейтронов высоковозбужденным ядром ($U \approx 8 \div$

÷ 12 МэВ) из анализа низкоэнергетического участка спектров нейтронов (p, np')-реакции на ядрах Ni, Zr и Sn. Найденные сечения указывают на заметное отличие поглощения нейтронов в возбужденном и невозбужденном ядре, но пока накопленных данных еще слишком мало, чтобы на их основе делать однозначные выводы о изменении оптического потенциала в высоковозбужденных ядрах.

Некоторые представления об ожидаемых отличиях коэффициентов прилипания для основных и первых возбужденных состояний ядер можно получить из расчетов нейтронных силовых функций в модели ССК [11, 12]. В рамках данной модели в качестве входного можно взять любой из рассматриваемых явно открытых каналов рассеяния и проследить возникающие при этом изменения в силовых функциях или коэффициентах прилипания. В качестве примера в табл. 6 при-

Таблица 6. Коэффициент прилипания T_{lj} для основного и первого возбужденного состояний ядер

Ядро-мишень	E_n , МэВ	Состояние	$T_{0\ 1/2}$	$T_{1\ 1/2}$	$T_{1\ 3/2}$
^{56}Fe $\beta_2 = 0,24$	0,1	Основное	0,526	0,0135	0,0100
		Возбужденное	0,742	0,0086	0,0074
	1,0	Основное	0,832	0,158	0,140
		Возбужденное	0,735	0,113	0,110
^{92}Zr $\beta_2 = 0,13$	0,1	Основное	0,089	0,143	0,282
		Возбужденное	0,068	0,074	0,164
	1,0	Основное	0,215	0,946	0,964
		Возбужденное	0,180	0,758	0,873

ведены результаты расчета коэффициентов прилипания s - и p -нейтронов для основного и первого возбужденного состояний ядер ^{56}Fe и ^{92}Zr при энергии нейтронов 0,1 и 1,0 МэВ [12]. При небольших энергиях нейтронов (ниже 0,1 МэВ) различия в коэффициентах прилипания оказываются весьма значительными, но они заметно уменьшаются при повышении энергии налетающих нейтронов.

На основе таких расчетов можно сделать вывод, что традиционная процедура отождествления коэффициентов прилипания для основных и возбужденных состояний ядер может определенным образом исказить результаты анализа низкоэнергетических участков функций возбуждения уровней, и эти искажения могут быть весьма значительными в области максимумов соответствующих силовых функций. Поэтому включение обсуждаемых эффектов в описание нейтронных сечений, хотя и приводит к усложнению анализа, по-видимому, является неизбежным при рассмотрении все уточняющихся экспериментальных данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты рассмотренных выше исследований рассеяния нейтронов на низколежащих уровнях легких и средних ядер кратко можно резюмировать следующим образом:

1. При анализе дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов переход от одноканальной оптической модели к обобщенной модели связанных каналов устраняет большую часть неоправданных флуктуаций параметров оптического потенциала. В рамках обобщенной оптической модели значительно лучше прослеживаются закономерности энергетических и изотопических изменений глубины потенциала, в частности существенное различие энергетической зависимости мнимой части оптического потенциала при энергиях нейтронов до 15 МэВ и в области более высоких энергий.

2. Прецизионные изменения дифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов на нижайших коллективных уровнях четно-четных ядер являются весьма эффективным средством исследования структурных различий изоскалярных и изовекторных компонент ядерных возбуждений. Такие различия изучены пока только для нижайших квадрупольных возбуждений околomagических ядер с замкнутой протонной $Z = 50$ или нейтронной $N = 50$ оболочкой, и значительный интерес представляют исследования аналогичных эффектов при возбуждении более высоких уровней.

3. Прямой механизм неупругого рассеяния вносит существенный вклад в наблюдаемые сечения возбуждения нижайших коллективных уровней ядер даже при сравнительно небольших энергиях нейтронов $E_n \ll 3$ МэВ. Учет прямых переходов понижает интегральные сечения рассеяния нейтронов составным ядром и соответственно изменяет коэффициенты прилипания для различных парциальных волн. Анализ функций возбуждения 4_1^+ - и 0_2^+ -уровней ядра ^{28}Si демонстрирует важную роль этих изменений для согласованного описания экспериментальных данных. Изучение подобных изменений для более широкого круга ядер будет способствовать дальнейшему совершенствованию методов теоретического анализа сечений ядерных реакций, а также уточнению параметров оптического потенциала, привлекаемого для многих практических приложений нейтронной физики.

4. При описании околоторговых участков функций возбуждения уровней принципиально важным становится учет индивидуальных структурных нерегулярностей изменения нейтронных силовых функций. В настоящее время влияние таких нерегулярностей прослежено лишь для ограниченного числа нижайших уровней четно-четных ядер. Расширение данного направления исследований может стать весьма плодотворным для изучения отличий оптического потенциала для основных и возбужденных состояний ядер.

Авторы глубоко признательны И. А. Коржу, Г. Н. Ловчиковой и Н. М. Правдивому за многочисленные плодотворные обсуждения рассмотренных в работе вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит. 1954.
2. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит. 1960.
3. Austern N. Direct Nuclear Reaction Theories. N. Y., Wiley Interscience, 1970.
4. Lynn J. R. Theory of Neutron Resonance Reactions. Oxford, Clarendon Press, 1968.
5. Ходгсон П. Н. Оптическая модель упругого рассеяния. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1960.
6. Марчук Г. И., Колесов В. Е. Применение численных методов для расчета нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1966.
7. Prince A. Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation. V. 1. Vienna, IAEA-190, 1976, p. 34.
8. Бор О., Мотгельсон Б. Структура атомного ядра. Пер. с англ. Т. 2, М., Мир, 1977.
9. Tamura T.— Rev. Mod. Phys., 1965, v. 37, p. 679.
10. Игнатюк А. В., Лунев В. П., Шорин В. С.— Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы, 1974, вып. 13, с. 59.
11. Dunford Ch., Fenech H., Reynolds Z.— Phys. Rev., 1969, v. 177, p. 1395.
12. Игнатюк А. В., Лунев В. П.— В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1. М., ЦНИИАИ; 1980, с. 77.
13. Moldauer P.— Rev. Mod. Phys., 1964, v. 36, p. 1079.
14. Hoffmann N. M. e.a.— Ann. Phys., 1975, v. 90, p. 403.
15. Moldauer P. Nuclear Theory for Applications. Trieste, IAEA-SMR-43, 1980, p. 165.
16. Tepel J., Hoffmann H., Weidenmüller H.— Phys. Lett. B, 1974, v. 49, p. 1.
17. Vecchetti F. D., Greenlees G. W.— Phys. Rev., 1969, v. 182, p. 1190.
18. Holmqvist B., Wiedling T.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 188, p. 24.
19. Holmqvist B., Wiedling T.— J. Nucl. Energy, 1973, v. 27, p. 543.
20. Пасечник М. В., Корж И. А., Кашуба И. Е.— В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1. Киев, Наукова думка, 1972, с. 253.
21. Vainum D. E. e.a.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 311, p. 492; Rapaport J. e.a.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 341, p. 56.
22. Tanaka S.— In: Proc. EANDC Topical Discussion on «Critique of Nuclear Models and their Validity in Evaluation of Nuclear Data». JAERI-5984, 1975, p. 212.
23. Tanaka S. e.a.— In: Nuclear Data for Reactors. V. 2. Vienna, IAEA, 1970, p. 317.
24. Rober J., Brandenberger J.— Phys. Rev., 1967, v. 163, p. 1077.
25. Delaroche J. P., Lagrange Ch., Salvy J.— In: Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation. V. 1. Vienna, IAEA-190, 1976, p. 251.
26. Ferguson A. e.a.— In: Proc. Intern. Conf. on Interaction of Neutrons with Nuclei. Lowell, 1976, p. 204.
27. Haouat G.— In: Neutron Induced Reactions (Proc. of Second Intern. Symp. in Smolenice). Bratislava, VEDA, 1980, p. 333.
28. Stelson P. H., Grodzins L.— Nucl. Data A, 1965, v. I, p. 21.
29. Veje C. J.— Mat. fys. medd. Kgl. danske vid. selskab, 1966, v. 35, № 1.
30. Brown V. R., Madsen V. A.— Phys. Rev. C, 1975, v. 11, p. 1298; Madsen V. A., Brown V. R., Anderson J. D.— Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 1205.
31. Finlay R. W. e.a.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 338, p. 45.
32. Блохин А. И., Игнатюк А. В., Лунев В. П.— В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1. М., ЦНИИАИ; 1980, с. 89.
33. Lachkar J. e.a.— Phys. Rev. C, 1976, v. 14, p. 933.
34. Matoba M. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 325, p. 389.
35. Compte L. e.a.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 284, p. 123.

36. Стрижак В. И. и др. Физика быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1977, гл. 2.
37. Clarke R. L., Cross W. G.— Nucl. Phys., 1964, v. 53, p. 177; Martin P. W. e.a.— Nucl. Phys., 1965, v. 61, p. 524; Stelson P. H. e.a.— Nucl. Phys., 1965, v. 68, p. 97.
38. Drake M. K. e.a.— Nucl. Phys. A, 1969, v. 128, p. 209.
39. Kinney W. E., Perey F. G.— ORNL-4517 and 4539, 1970.
40. Brandenberger J. D., Mittler A., Ellistrem M. T. Mc.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 196, p. 65.
41. Obst A. W., Weil J. L.— Phys. Rev. C, 1973, v. 7, p. 1076.
42. Velkley D. E. e.a.— Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 2181.
43. Pilz W. e.a.— In: Neutron Induced Reactions. Bratislava, VEDA, 1980, p. 127;— In: Proc. IX Intern. Symp. on Interaction of Fast Neutrons with Nuclei. Dresden, ZfK-410, 1980, p. 57.
44. Schmidt D., Seeliger D., Streil T.— In: Proc. X Intern. Symp. on Interaction of Fast Neutrons with Nuclei. Dresden, ZfK-459, 1981, p. 164; Streil T.— Dr. Thesis, TU Dresden, 1981.
45. Aleonard M. M. e.a.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 146, p. 90; Huang F., Daniels D. K. Mc.— Phys. Rev. C, 1970, v. 2, p. 1342.
46. Mermaz M. C. e.a.— Phys. Rev., 1969, v. 187, p. 1466; Rebel H. e.a.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 182, p. 145.
47. Blair A. G. e.a.— Phys. Rev. C, 1970, v. 1, p. 444.
48. Swinarski R. De. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 261, p. 111.
49. Leo R. De. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 646.
50. Pettitt G. A. e.a.— Nucl. Phys., 1966, v. 79, p. 231.
51. Knitter W. E., Coppola M.— Z. Phys., 1967, Bd 207, S. 56.
52. Schweitzer Th. e.a.— Kernenergie, 1977, Bd 6, S. 174.
53. Корж И. А., Мищенко В. А., Санжур И. Е.— УФЖ, 1980, т. 25, с. 109.
54. Cierjacks S. e.a.— KfK-1000, Karlsruhe, 1968.
55. Schouky I. KfK-2503, Karlsruhe, 1977.
56. Hermsdorf D., Neumann L.— In: Proc. IX Intern. Symp. on Interaction of Fast Neutrons with Nuclei. Dresden, ZfK-410, 1980, p. 147.
57. Adel-Fawzy M. e.a.— In: Proc. IX Intern. Symp. on Interaction of Fast Neutrons with Nuclei. Dresden, ZfK-410, 1980, p. 60.
58. Förtsch H.— Dr. Thesis, TU Dresden, 1981.
59. Schweitzer T., Seeliger D., Unholzer S.— In: Proc. VIII Intern. Symp. on Interaction of Fast Neutrons with Nuclei. Dresden, ZfK-382, 1979, p. 125.
60. Корж И. А. и др.— Ядерная физика, 1982, т. 35, с. 1097.
61. Van Patter D. M. e.a.— Phys. Rev., 1962, v. 128, p. 1246.
62. Бродер Д. Л. и др.— Атомная энергия, 1964, т. 18, с. 645.
63. Kinney W. E., Perey F. G.— ORNL-4806, 1974.
64. Karatzas P. T. e.a.— Nucl. Sci. Engng., 1978, v. 67, p. 34.
65. Бычков В. М. и др.— Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы, 1975, вып. 19, с. 110.
66. Smith A. e.a.— Nucl. Sci. Engng., 1979, v. 72, p. 293.
67. Корж И. А. и др.— Атомная энергия, 1981, т. 50, с. 398.
68. Mohamed A. H. e.a.— In: Proc. IX Intern. Symp. on Interaction of Fast Neutrons with Nuclei. Dresden, ZfK-410, 1980, p. 34.
69. Tsukada K.— Nucl. Phys. A, 1969, v. 125, p. 644.
70. Корж И. А. и др.— Укр. физ. журн., 1977, т. 22, с. 87.
71. Smith A., Guenther P.— Nucl. Sci. Engng., 1980, v. 73, p. 186.
72. Mughabghab S. F., Divadeenam M., Holden N. E. Neutron Cross Sections. V. 1. N. Y.— L., Academic Press, 1981.
73. Müller K. N., Rohr G.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 164, p. 97.
74. Newstead C. M., Delaroche J., Canvin B.— In: Statistical Properties of Nuclei. N.Y., Plenum Press, 1972, p. 367.
75. Feshbach H., Kerman A. K., Lemmer R. H.— Ann. Phys., 1967, v. 41, p. 230.†

76. Адамчук Ю. В., Сироткин В. К.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 495.
77. Benzi V., Fabbri F., Reffo G.— In: Proc. EANDC Topical Discussion on «Critique of Nuclear Models and Their Validity in Evaluation of Nuclear Data». JAERI-5984, 1975, p. 83.
78. Ефросинин В. П., Мусаелян Р. М., Попов В. И.— Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 631; Ковбасовский Е. С., Попов В. И.— Препринт ИЯИ АН СССР, П-0155, М., 1980.
79. Rao G. R. e.a.— Phys. Rev. C, 1973, v. 7, p. 733.