

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

УДК 539.172

**РЕЗОНАНСЫ МАКСИМАЛЬНОГО СПИНА В ЯДРАХ
С НАЗАПОЛНЕННЫМИ ОБОЛОЧКАМИ****Н. Г. Гончарова, В. А. Ерохова, Н. Д. Пронкина**

(НИИЯФ)

E-mail: ngg@srd.sinp.msu.ru

Формфакторы $1\hbar\omega$ -резонансов максимального спина получены в версии «частица – состояние конечного ядра» многочастичной модели оболочек для ядер ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{42}Ca , ^{44}Ca . Волновые функции возбужденных состояний рассчитаны с использованием информации о спектроскопии прямых реакций. Сравнение с сечениями реакций (e, e') показало, что теоретический расчет хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными. Показана фрагментация силы М6-резонанса в ^{40}Ca по 22 пикам.

Исследование мультипольных гигантских резонансов (МГР) в сечениях ядерных реакций является одним из основных методов получения информации о внутренней структуре ядра и роли разных компонентов внутриядерного тока в формировании отклика ядра на возбуждение.

Особый интерес среди МГР вызывают возбужденные состояния, соответствующие максимальному спину для данного $1\hbar\omega$ -перехода — так называемые состояния максимального спина (СМС), или «stretched states».

Эвристическая ценность этих МГР проявилась в процессе их комплексного исследования в реакциях неупругого рассеяния на ядрах электронов и адронов. На уровне входных конфигураций эти МГР формируются за счет перехода нуклона с полным моментом $j_i = l_i + 1/2$ в следующую подоболочку с $j_f = l_f + 1/2$, причем спин оператора возбуждения максимален и равен $J = J_{\text{max}} = j_i + j_f$. СМС генерируются в результате действия на основное состояние оператора магнитного возбуждения MJ_{max} . Интерес к исследованию СМС является следствием их уникальных особенностей.

1. За возбуждение переходов MJ_{max} в реакциях ответственна только спиновая компонента внутриядерного нуклонного тока, поэтому исследование СМС — путь к выяснению роли спиновых мод возбуждения ядер.

2. Простота структуры входных конфигураций СМС совместно с возможностями анализа данных об этих состояниях из реакций электровозбуждения делают СМС наиболее надежным тестом ядерных моделей.

3. Сечения возбуждения СМС в реакциях с электронами и адронами являются функциями одной и той же спиновой переходной плотности. Этот факт дает возможность отделить эффекты ядерной

структуры от особенностей динамики взаимодействия пробной частицы (адрона) с ядром.

Теоретические методы описания положения, структуры и величины сечений МГР как откликов ядра на возбуждение имеют лишь частичный успех. Многие особенности МГР не могут быть полностью интерпретированы в едином теоретическом подходе. Особенно трудной оказалась проблема теоретического описания МГР в ядрах с незаполненными — в основном состоянии — оболочками. В формировании сечений МГР в таких ядрах участвует очень большое количество «входных» конфигураций, взаимодействие которых между собой может быть учтено лишь на уровне простейших модельных приближений.

Один из путей решения проблемы микроскопического описания МГР ядер с незамкнутыми оболочками дает версия «частица – состояние конечного ядра» (ЧСКЯ) многочастичной оболочечной модели, позволяющая учесть генеалогическую структуру основного состояния ядра-мишени. Этот подход уже показал свою действенность в исследовании МГР ядер $1p$ -оболочки [1], а также ряда ядер sd -оболочки, для которых учет отклонения основного состояния от замкнутой оболочки позволил дать адекватную интерпретацию распределения мультипольных сил по энергиям возбуждений.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию мультипольных $1\hbar\omega$ -резонансов максимальных спинов в сечениях электровозбуждения ядер ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{42}Ca и ^{44}Ca . В изотопах магния и кальция состояния максимального спина представлены двумя разными по моменту возбуждения МГР, соответствующими $1\hbar\omega$ -переходам из более глубокой подоболочки в валентную подоболочку и переходам нуклонов из нее.

Состояние $6^-T = 1$ в ядре ^{28}Si является, по-видимому, наиболее детально изученным из всех СМС-состояний. Теоретическое описание этого состояния в настоящей работе служило проверкой адекватности модели ЧСКЯ.

В версии ЧСКЯ волновые функции начального и конечного состояний ядра являются результатом разложения по базисным конфигурациям:

$$|J_i T_i\rangle = C_i^{J' T' E' j} |(J' T' E') \times (j) : J_i T_i\rangle, \quad (1)$$

$$|J_f T_f\rangle = \alpha_f^{J' T' E' j'} |(J' T' E') \times (j') : J_f T_f\rangle. \quad (2)$$

Генеалогические коэффициенты $C_i^{J' T' E' j}$ — результат разложения известной волновой функции основного состояния ядра A по произведениям функций конечного ядра $(A - 1)$ на волновую функцию нуклона. В расчете МГР ядер с незаполненными ds - и fp -оболочками оценка генеалогических коэффициентов проводилась с помощью экспериментальных данных о спектроскопии прямых реакций подхвата нуклона [2–4]. Коэффициенты α — результат диагонализации гамильтониана на базе конфигураций «частица – состояние конечного ядра». Диагонализация гамильтониана проводилась на базисах волновых функций возбужденных состояний (2) для значений $J_f = 4$ и 6 для изотопов магния, $J_f = 6$ для ^{28}Si , и $J_f = 6$ и 8 для изотопов кальция.

Матричные элементы гамильтониана равны

$$\hat{H}_{ij} = (E' + \varepsilon_j + E_c)\delta_{ij} + \hat{V}_{ij}, \quad (3)$$

где E' — энергии состояний ядра $(A - 1)$, имеющие заметную генеалогическую связь с основным состоянием исследуемого ядра, ε_j — энергия частицы, E_c — общий энергетический параметр для всех рассмотренных ядер, выбранный по положению пика $6^-T = 1$ в ядре ^{28}Si . На основе полученных волновых функций возбужденных состояний были рассчитаны поперечные формфакторы, ответственные за сечение электровозбуждения СМС. Экспериментальное исследование этих МГР проводится на ускорителях промежуточных энергий в рассеянии электронов назад (см., напр., [5, 6] и ссылки в этих работах).

Эффективное сечение рассеяния электронов на 180° связано с характеристиками ядра-мишени через квадрат поперечного формфактора, который является суммой поперечных мультипольных формфакторов:

$$F_T^2(q, \omega) = \sum_{J=1}^{J_{\max}} \{F_{EJ}^2 + F_{MJ}^2\}. \quad (4)$$

Формфакторы мультипольных резонансов могут быть выражены через матричные элементы операторов, соответствующих взаимодействию виртуального фотона со спиновыми и орбитальными компо-

нентами внутриядерного нуклонного тока. В случае возбуждения СМС-структура оператора возбуждения наиболее проста, поскольку содержит лишь один спин-мультипольный оператор

$$\hat{O}_J^{\text{mag}}(q) = \frac{iq}{2m_N} \sum_{i=1}^A \left(\frac{\mu_s + \mu_v \hat{\tau}_3}{2} \right) \times \left[\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr_i) [Y_{J-1} \times \sigma_i]^{JM} \right], \quad (5)$$

где μ_s и μ_v — изоскалярный и изовекторный магнитные моменты нуклона соответственно.

Возбуждение MJ_{max} -резонансов в реакциях (e, e') является преимущественно изовекторным, поскольку отношение $(\mu_v/\mu_s) \sim 5.3$.

Результаты расчетов СМС в ЧСКЯ версии модели оболочек для ядер ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{28}Si приведены на рис. 1.

Следует отметить, что для состояний с максимальным спином зависимость формфакторов от переданного импульса имеет простой «колоколообразный» характер, т.е. $T^{\text{mag}} \sim y^{J/2} \exp(-y)$, где $y = (bq/2)^2$. Максимум этой зависимости находится при переданном импульсе $q = \sqrt{2J/b}$. Поэтому графики распределений $M4$, $M6$ и $M8$ даны при значениях q вблизи максимумов соответствующих формфакторов, т.е. при $q = 1.9 \text{ Фм}^{-1}$ для $M4$ - и $M6$ -резонансов и при $q = 2 \text{ Фм}^{-1}$ для $M8$ -резонансов.

В простейшей одночастичной модели оболочек ядра ^{26}Mg и ^{24}Mg отличаются от ^{28}Si двумя и четырьмя «дырками» в замкнутой подоболочке $d_{5/2}$. Однако данные прямых реакций подхвата [2] указывают на значительно более сложную спектроскопию как ядра ^{28}Si , так и изотопов магния, чем можно ожидать из этих представлений. Разброс дырочных $d_{5/2}^{-1}$ -конфигураций по уровням ядра $(A - 1)$ является источником фрагментации мультипольных резонансов $M6$. Расчет $M6$ -резонансов в ядре ^{28}Si (рис. 1, д) указывает на существование трех состояний с квантовыми числами $6^-T = 1$, что является следствием разброса $d_{5/2}^{-1}$ -конфигурации по трем состояниям $5/2^+$ ядра с $A = 27$.

Для изотопов магния вакансии в подоболочке $d_{5/2}$ делают возможными переходы в нее из подоболочки $p_{3/2}$ и возникновение $M4$ -резонансов максимального спина. Хотя $M6$ -резонансы доминируют при переданных ядру импульсах выше $q > 380 \text{ МэВ/с}$, $M4$ -резонансы, соответствующие переходам максимального спина $p_{3/2} \rightarrow d_{5/2}$, также близки к максимуму при этих значениях q . На рис. 1 показаны квадраты формфакторов $M4$ - и $M6$ -резонансов для ^{26}Mg (рис. 1, в, з) и ^{24}Mg (рис. 1, а, б) при $q = 380 \text{ МэВ/с}$. Хотя в силу эффекта конфигурационного расщепления [7] $M4$ -резонансы в изотопах магния расположены несколько

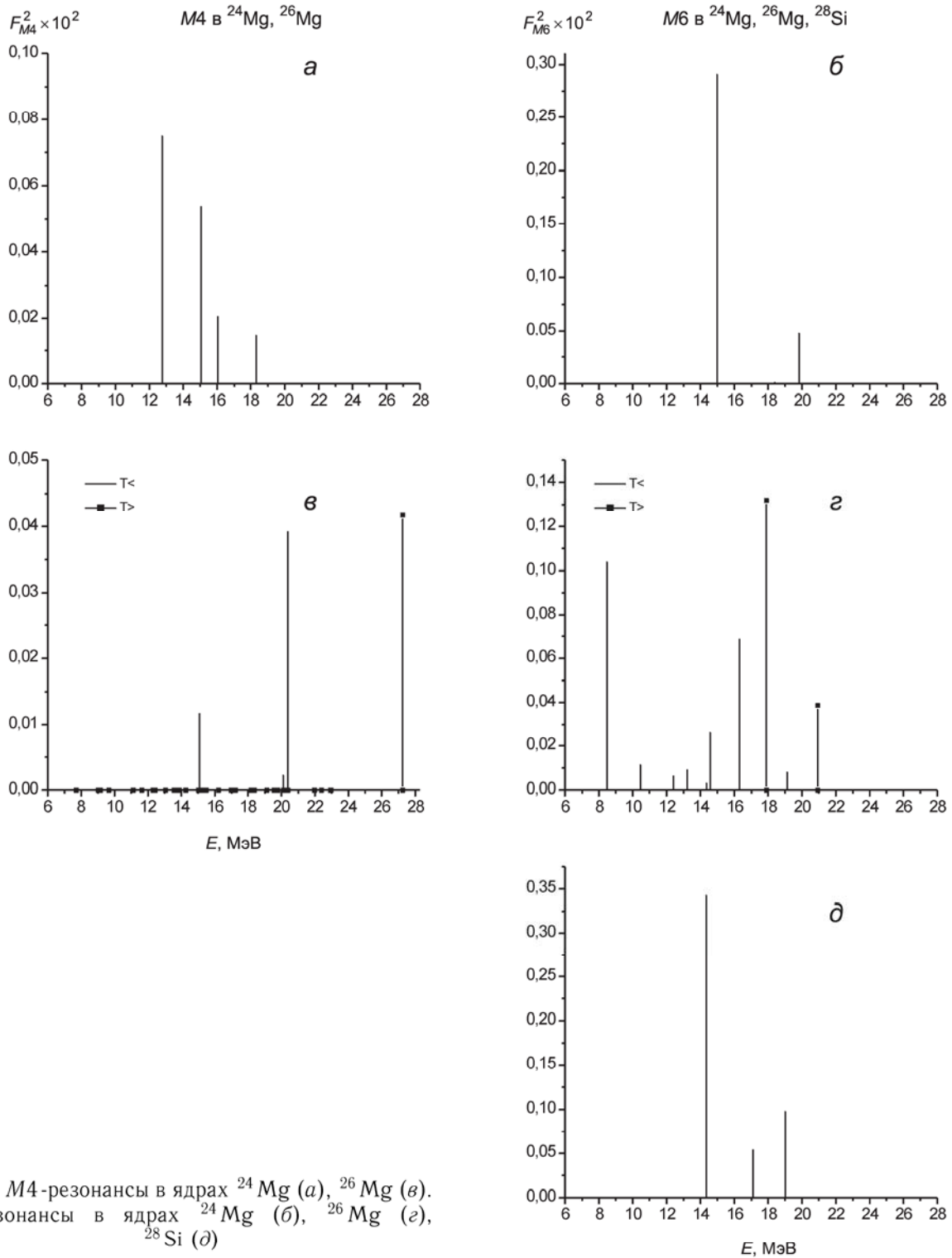


Рис. 1. M4-резонансы в ядрах ^{24}Mg (а), ^{26}Mg (в). M6-резонансы в ядрах ^{24}Mg (б), ^{26}Mg (г), ^{28}Si (д)

выше по энергии, чем главные максимумы M6-резонансов в этих ядрах, экспериментальное разделение этих пиков является не простой задачей в силу подобия q -зависимостей их формфакторов. Полученные в данном расчете характеристики СМС в изотопах магния неплохо согласуются с имеющимися опытными данными: положение главных пиков M6-резонансов в расчете отличается не более чем на 0.5 МэВ от экспериментального. (Следует отметить, что параметры остаточных взаимодей-

ствий в данном расчете были выбраны по положению M6-резонанса в ядре ^{28}Si .) Значительная фрагментация пиков $6^-T=1$ и $T=2$ -состояний в ^{26}Mg (рис. 1, г) соответствует экспериментальным данным в области $E < 20$ МэВ, в которой были проведены измерения сечений реакции (e, e') [5, 6]. Как результаты расчета в подходе ЧСКЯ, так и расчет, выполненный в полном базисе нуклонных конфигураций [9], предсказывают наличие второго пика с изоспином $T=2$ при энергии выше 20 МэВ.

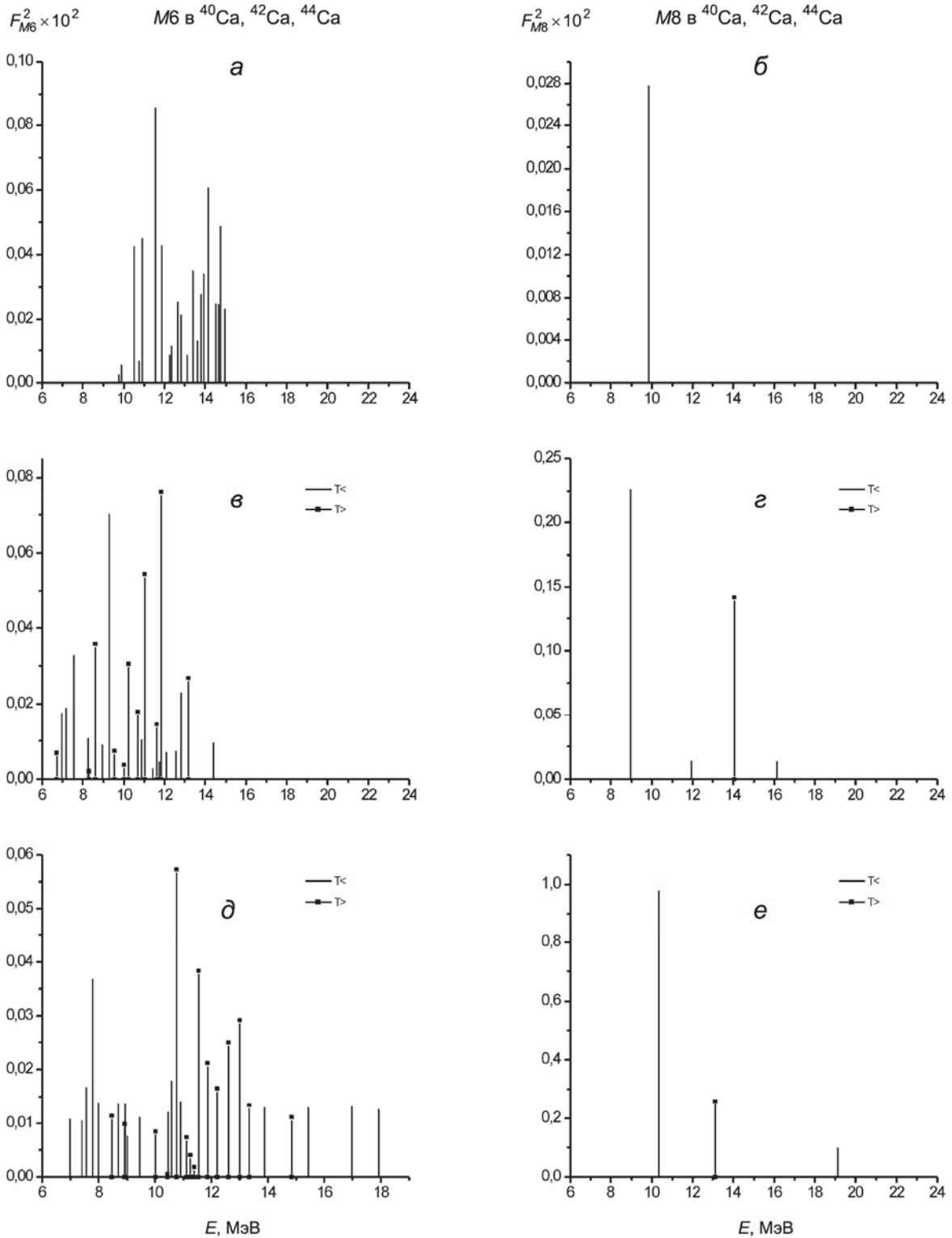


Рис. 2. M6-резонансы в ядрах ^{40}Ca (а), ^{42}Ca (в), ^{44}Ca (д). M8-резонансы в ядрах ^{40}Ca (б), ^{42}Ca (г), ^{44}Ca (е)

На основании имеющихся экспериментальных данных [6] для пика при энергии возбуждения около 9 МэВ (8.5 МэВ по данным настоящего расчета) проведен сравнительный анализ реакций рассеяния (π^-, π^-') и (π^+, π^+') . Анализ показал, что зарядовая асимметрия сечений первой и второй реакции для этого пика дает значение

$A = 0.86 \pm 0.10$, что соответствует чисто нейтронному переходу $d_{5/2} \rightarrow f_{7/2}$. В излагаемом расчете этот пик практически на 100% исчерпывается конфигурацией $|(5/2^+, 0.00, 1/2) \times (1f_{7/2}) : 6^- T = 1\rangle$, т. е. является нейтронной конфигурацией над основным состоянием ядра ^{25}Mg , что и подтверждается в анализе данных неупругого рассеяния пионов.

Завышенные значения теоретических сил мультипольных возбуждений по сравнению с экспериментальными данными (проблема «подавления» сил) частично являются результатом неполного учета фрагментации сил МГР. Другой источник различия величин теоретических и экспериментальных сил МГР — завышение матричных элементов переходов в расчетах с волновыми функциями осциллятора. Переход к более «размазанному» в пространстве функциям количественно уменьшает величины матричных элементов переходов [5].

Картина распределения поперечных формфакторов М6- и М8-резонансов для изотопов кальция при переданном импульсе $q = 2.0 \text{ Фм}^{-1}$ показана на рис. 2. Для всех трех четно-четных изотопов расчет показал весьма сильную фрагментацию сил резонансов максимального спина. Особенно характерным в этом отношении является распределение М6-пиков в электровозбуждении ядра ^{40}Ca . Поскольку полученные из прямых реакций (d, t) [3] спектроскопические факторы оказались разбросанными по интервалу энергий ядра ^{39}Ca , составляющему почти 10 МэВ, этот разброс состояний конечного ядра проявился в распределении силы М6-резонанса по 22 пикам (рис. 2, а). Такая сильная фрагментация, являющаяся результатом разброса $1d_{5/2}$ «дырки» более чем по 20 состояниям ядер с $A = 39$, объясняет тот парадоксальный факт, что изовекторный М6-резонанс не был обнаружен в реакциях (e, e'). Этот экспериментальный результат может служить косвенным доказательством правильности наших расчетов. Следует также отметить, что корреляции в основном состоянии приводят к частичному заселению нейтронной $1f_{7/2}$ подоболочки в ядре ^{40}Ca и возможности наблюдать также М8-резонанс в этом ядре. (Суммарный спектроскопический фактор для выбивания нейтронов из оболочки $1f_{7/2}$ составляет 0.36, тогда как соответствующая сумма для $1d_{5/2}$ равна 5.41 по данным [3].) Фрагментация М6-резонансов в изотопах ^{42}Ca и ^{44}Ca является, согласно проведенному нами расчету, не менее значительной, чем в ^{40}Ca , тем более что в этих ядрах изовекторное возбуждение приводит к появлению двух изоспиновых ветвей резонансов максимального спина. Сила М6-резонанса для изотопа ^{42}Ca , согласно расчету, разбросана по интервалу энергий примерно от 10 до 17 МэВ (рис. 2, в). Аналогичный расчет для ^{44}Ca приводит к разбросу сил М6 по диапазону энергий от 10 до 20 МэВ (рис. 2, д).

Переходы $1f_{7/2} \rightarrow 1g_{9/2}$ формируют М8-резонанс, сила которого растет по мере заполнения нейтронной $1f_{7/2}$ -подоболочки в изотопах ^{42}Ca и ^{44}Ca . Как уже отмечалось выше, возможность возбуждения М8-резонанса в ядре ^{40}Ca связана с корреляцией в основном состоянии и появлении уровня $1f_{7/2}$ в ^{39}Ca при энергии $E = 2.79 \text{ МэВ}$.

Частичное заполнение $1f_{7/2}$ -подоболочки в ^{42}Ca и еще более в ^{44}Ca приводит к росту силы М8-резонанса и ослаблению суммарной силы М6-резонанса.

Заключение

1. Разброс дырочных состояний по энергиям возбуждения ядер ($A - 1$) является наряду с изоспиновым расщеплением источником фрагментации мультипольных сил в ядрах с незамкнутыми оболочками. Отклонение основных состояний ядра с A -нуклонами от замкнутых оболочек или подоболочек проявляется в широком энергетическом диапазоне состояний ядер ($A - 1$), возбуждаемых в прямых реакциях подхвата. Спектроскопические факторы реакций подхвата могут быть использованы при расчете волновых функций для возбужденных состояний максимального спина (СМС) в версии ЧСКЯ многочастичной модели оболочек.

2. Теоретический расчет в ЧСКЯ позволил получить близкую к эксперименту картину распределения М6-резонансов в ядрах ^{24}Mg , ^{26}Mg и ^{28}Si , а также указать на вклад переходов М4-резонанса в картину возбуждения СМС для ядер ^{24}Mg и ^{26}Mg .

3. Показано, что разброс состояний ядер с $A = 39$ по широкому диапазону энергий, выявленный в прямых реакциях подхвата, является источником значительной фрагментации силы М6-резонанса в электровозбуждении ^{40}Ca , которая затрудняет экспериментальное обнаружение СМС.

4. Совместный расчет М6- и М8-резонансов для изотопов кальция показал возрастающую роль М8-резонансов в электровозбуждении СМС по мере заполнения $1f_{7/2}$ -подоболочки. Максимумы М8-резонансов в ^{40}Ca , ^{42}Ca и ^{44}Ca должны быть локализованы при энергиях 9–11 МэВ.

Литература

1. Гончарова Н.Г. // ЭЧАЯ. 1992. **23**. С. 1715.
2. Endt P.M. // Nucl. Phys. A. 1990. **521**. P. 1.
3. Doll P., Wagner G.J., Knopfle K.T. // Nucl. Phys. A. 1976. **263**. P. 10.
4. Martin P., Buenerd M., Dupont Y., Chabre M. // Nucl. Phys. A. 1972. **185**. P. 465.
5. Clausen B.L., Peterson R.J., Lindgren R.A. // Phys. Rev. C. 1988. **38**. P. 589.
6. Clausen B.L., Peterson R.J., Kormanyos C. et al. // Phys. Rev. C. 1993. **48**. P. 1632.
7. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г., Эрамжян Р.А. // Ядерная физика. 1981. **12**. С. 905.
8. Tamimi N., Anderson B.D., Baldwin A.R. et al. // Phys. Rev. C. 1992. **45**. P. 1005.
9. Carr J.A. // Phys. Rev. C. 1994. **49**. P. 2505.

Поступила в редакцию
01.11.2004