

НАБЛЮДЕНИЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ $3p$ -МАКСИМУМА НЕЙТРОННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ

Зо Ин Ок, В.Г.Николенко, А.Б.Попов, Г.С.Самосват

Для ядер в области масс $A \sim 50 - 130$ из усредненных дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов отдельно определены значения p -волновых нейтронных силовых функций для состояний $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$. Полученные результаты, по-видимому, впервые демонстрируют спин-орбитальное расщепление несвязанного состояния.

В начале 60-х годов, экспериментальные данные о p -нейтронных силовых функциях давали основание предполагать, что в районе атомных весов $A \sim 80 - 120$ имеется "двуглавый" максимум, существование которого интерпретировалось как следствие спин-орбитального расщепления одночастичного состояния $3p$ на $3p_{1/2}$ и $3p_{3/2}$ ¹. Однако затем выяснилась ошибочность как некоторых экспериментальных, так и теоретических результатов, и вопрос о расщеплении $3p$ -максимума остался экспериментально нерешенным.

Согласно современным представлениям, силовые функции $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, соответствующие двум значениям полного момента p -нейтрона, должны образовывать в области $3p$ -максимума примерно одинаковые пики, разнесенные по шкале A на величину $\Delta A \sim 7 - 10$. А так как ширина пиков существенно больше ΔA , то максимум обычной измеряемой величины $S^1 = \frac{1}{3} (S_{1/2}^1 + 2S_{3/2}^1)$ не раздваивается.

Раздельное определение $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ возможно по параметрам отдельных резонансов. Наиболее просто использовать четно-четные ядра-мишени, у которых спин p -резонанса совпадает с полным моментом нейтрона. В настоящее время спины у 10 и более p -резонансов

определены для 12 четно-четных изотопов Zn, Sr, Zr, Mo и Sn. Используя информацию из ², мы вычислили значения $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, которые показаны на рис. 1. Эти данные не противоречат представлению о том, что пик $S_{3/2}^1$ расположен левее пика $S_{1/2}^1$, но в пределах больших ошибок пики совпадают. Этот результат показывает, что даже спектрометры с рекордным разрешением не дают возможности наблюдать спин-орбитальное расщепление по параметрам отдельных резонансов.

Как и в случае силовых функций S^0 и S^1 , лучшую точность определения $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ можно достигнуть путем измерения усредненных по резонансам сечений. Для этого нужно измерить дифференциальные сечения упругого рассеяния и воспользоваться тем фактом, что резонансное рассеяние на четно-четных ядрах изотропно для компаунд-состояний со спином $1/2$ и пропорционально $1 + P_2(\cos\theta)$ в случае спина компаунд-состояний $3/2$. Учет потенциального рассеяния и интерференции с ним резонансного, а также усреднение по неперекрывающимся резонансам в предположении постоянства их радиационных ширин и с учетом портер-томасовских флуктуаций приведенных нейтронных ширин приводят к формулам, содержащимся в работе ³. В этих формулах члены разложения дифференциального сечения $\sigma_s(\theta)$ по полиномам Лежандра выражены через нейтронные и радиационные силовые функции и сдвиги фаз потенциального рассеяния для s - и p -нейтронов. Последние однозначно связаны с параметрами R_0^∞ и R_1^∞ R -матричной теории.

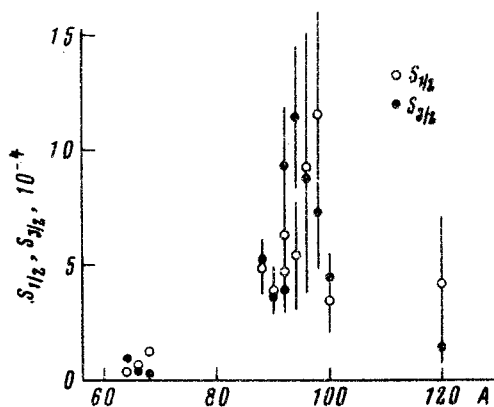


Рис.1

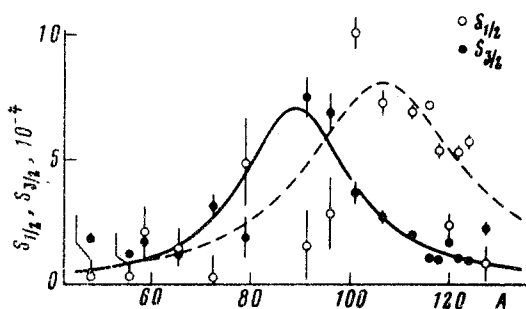


Рис.2

В работе ³ измерены $\sigma_s(\theta)$ для пяти изотопов олова и получены значения параметров S^0 , $S_{1/2}^1$, $S_{3/2}^1$, S_0^∞ и R_1^∞ . В настоящей работе были измерены значения $\sigma_s(\theta)$ еще для 12 элементов с четными Z , содержащих в основном четно-четные изотопы. Измерения проводились на пучке нейтронов реактора ИБР-30 с помощью аппаратуры и методики, описанных в ⁴, ⁵. В отличие от ³ анализировались данные до энергии ~ 400 кэВ и при этом учитывался анизотропный вклад d -волны потенциального рассеяния. Для каждого элемента и изотопа олова мы дополнительно включили в анализ все значения $g\Gamma_n$ из ² без использования идентификации резонансов по четности. При этом в подгонке использовалось выражение

$$\frac{\Sigma g\Gamma_n}{\Delta E} = \sqrt{E} [S^0 + \nu_1(S_{1/2}^1 + 2S_{3/2}^1)],$$

где ν_1 — фактор проницаемости центробежного барьера для p -нейтронов. Для образцов-элементов $\Sigma g\Gamma_n/\Delta E$ бралось усредненным по изотопам; для каждого образца использовались значения для 3 — 10 энергетических интервалов. Наконец, во всех выражениях S^0 и $S_{1/2}^1, 3/2}$ были заменены на S^0/d_0 и $S_{1/2}^1, 3/2}/d_1$, где d_1 — факторы, учитывающие влияние далеких уровней на ширины резонансов в R -матричном формализме ⁶, ⁷.

Полученные нами значения $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ приведены на рис. 2; там же показаны кривые, проведенные методом наименьших квадратов при трех варьируемых параметрах и соответствующие кривым Лоренца в энергетической шкале. Из рисунка и численных значений параметров следует, что 1) пики $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ раздвинуты в ожидаемую сторону на $\Delta A = 17 \pm 4$

и 2) амплитуды и ширины пиков в пределах ошибок совпадают. Необходимо, однако, заметить, что более последовательным было бы использовать при анализе данных R_1^∞ , "расщепленное" на $R_{1/2}^\infty$ и $R_{3/2}^\infty$ ¹⁾. Тогда, как показывают проведенные оценки, пик $S_{1/2}^1$ стал бы примерно вдвое выше пика $S_{3/2}^1$. Большую амплитуду пика у $S_{1/2}^1$ мы наблюдали также с "нерасщепленным" R_1^∞ при использовании граничных условий $B_l = -l$, дающих другие значения факторов d_l , вместо условий $B_l = 0$, при которых получены результаты на рис. 2. Вопрос влияния расщепления R_1^∞ и граничных условий на соотношение амплитуд пиков $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ требует дальнейшего изучения.

Таким образом, наблюденное спин-орбитальное расщепление $3p$ -максимума нейтронной силовой функции качественно согласуется с предсказанием оптической модели. С меньшей определенностью можно говорить о том, что величина расщепления несколько больше теоретической, а пик $S_{1/2}^1$ выше пика $S_{3/2}^1$. Причину заниженной амплитуды пика $S_{3/2}^1$ в сравнении с пиком $S_{1/2}^1$ можно было бы искать в наличии динамических деформаций у исследованных ядер и соответствующего расщепления $3p_{3/2}$ -максимума.

Литература

1. Fiedeldey H., Frahn W.E. Ann. Phys., 1962, 19, 428.
2. Mughabghab S.F. et al. Neutron Cross Sections, Academic Press, 1981, vol. 1, part A.
3. Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. ОИЯИ Р3-82-436, Дубна, 1982; Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S. Nuclear Data for Science and Technology. Proc. Int. Conf. Antwerp, 6 – 10. September 1982, p. 781.
4. Гребнев А.В. и др. ОИЯИ Р3-82-514, Дубна, 1982.
5. Вагов В.А. и др. ОИЯИ Р3-82-770, Дубна, 1982.
6. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях, М.: ИЛ, 1960, гл. XII, §1.
7. Николенко В.Г. ОИЯИ Р4-83-225, Дубна, 1983.