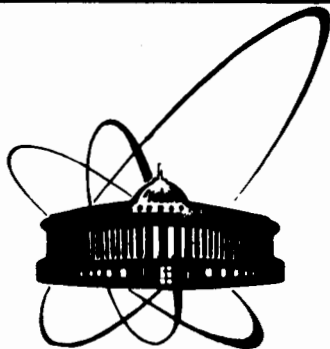


2/2 - 83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5080/83

P3-83-470

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

НАБЛЮДЕНИЕ
СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ
Зр-МАКСИМУМА
НЕЙТРОННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ

Направлено в журнал
"Письма в ЖЭТФ"

1983

В начале 60 гг. экспериментальные данные о р-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 $3p_{3/2}$.

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 р-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 обычно измеряемой величины $S^1 = \frac{1}{3}(S_{1/2}^1 + 2S_{3/2}^1)$ не удваивается.

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 р-резонанса совпадает с полным моментом нейтрона. В настоящее время спины у 10 и более р-резонансов определены для 12 четно-четных изотопов Zr, 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.

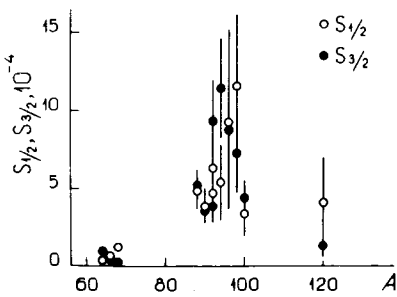


Рис. 1

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 компанд-состояний $3/2$. Учет потенциального рассеяния и интерференции с ним резонансного рассеяния, 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.

В работе ^{/3/} измерены $\sigma_s(\theta)$ для пяти изотопов олова и получены значения параметров S^0 , $S_{1/2}^1$, $S_{3/2}^1$, R_0^∞ и R_1^∞ . В настоящей работе 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, при этом учитывался анизотропный вклад d -волны потенциального рассеяния. Для каждого элемента и изотопа олова мы дополнительно включили в анализ все значения gl_n из ^{/2/} без использования идентификации резонансов по четности. При этом в подгонке использовалось выражение

$$\frac{\Sigma g \Gamma_n}{\Delta E} = \sqrt{E} [S^0 + v_1(S_{1/2}^1 + 2S_{3/2}^1)],$$

где v_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 $S_{1/2,3/2}^1$ были заменены на S^0/d_0 и $S_{1/2,3/2}^1/d_1$, где d_l - 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 $R_{3/2}^\infty$ *. 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

* В нашем анализе $R_{1/2}^\infty$ и $R_{3/2}^\infty$ не определяются раздельно и однозначно из-за сильной корреляции между ними.

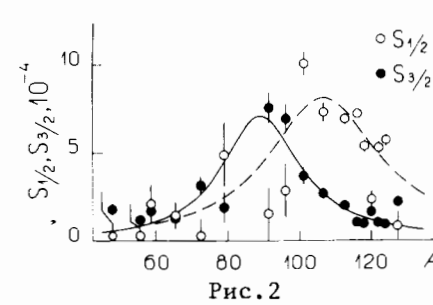


Рис.2

"нерасщепленным" R_1^∞ при использовании граничных условий $V_l = -l$, дающих другие значения факторов d_l , вместо условий $V_l = 0$, при которых получены результаты, показанные 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, наблюдаемое 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, p.428.
2. Mughabghab S.F. et al. Neutron Cross Sections, Academic Press, 1981, vol.1, part A.
3. Николенко В.Г., Попов А.В., Самосват Г.С. ОИЯИ, P3-82-436, Дубна, 1982; Nikolenko V.G., Popov A.V., 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, P3-82-514, Дубна, 1982.
5. Вагов В.А. и др. ОИЯИ, P3-82-770, Дубна, 1982.
6. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях, ИЛ, М., 1960, гл.XII, § 1.
7. Николенко В.Г. ОИЯИ, P4-83-225, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июля 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
Д1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Zo In Ok и др.

P3-83-470

Наблюдение спин-орбитального расщепления $3p$ -максимума нейтронной силовой функции

Для ядер в области массовых чисел $A \sim 50-130$ из усредненных дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов отдельно определены значения p -волновых нейтронных силовых функций для значений полного момента нейтрона $1/2$ и $3/2$. Полученные результаты являются, по-видимому, первым непосредственным наблюдением спин-орбитального расщепления несвязанного одночастичного состояния.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Zo In Ok et al.

P3-83-470

Observation of the Spin-Orbit Splitting of the Neutron Strength Function $3p$ -Maximum

For the nuclei in mass region $A \sim 50-130$ the p -wave neutron strength functions for the states $p_{1/2}$ and $p_{3/2}$ are found separately from averaged differential neutron elastic scattering cross sections. The obtained results demonstrate apparently for the first time the spin-orbit splitting of an unbound state.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.