

СПИН-ОРБИТАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕЗОНАНСНОМ И ПОТЕНЦИАЛЬНОМ РАССЕЙЯНИИ p-ВОЛНОВЫХ НЕЙТРОНОВ

А.Б.Попов, Г.С.Самосват

Для ядер с $48 \leq A \leq 144$ дана сводка нейтронных силовых функций $S_0^0, S_{1/2}^1, S_{3/2}^1$ и параметров потенциального рассеяния R_0^∞, R_1^∞ , полученных новым методом из анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов. Демонстрируется непротиворечивость оценок S_0^0, S_1^1, R_0^1 рекомендованным данным из "Нейтронных сечений" Мухабхаба и др. и подтверждается спин-орбитальное расщепление $3p$ -максимума нейтронной силовой функции. С привлечением поляризационных данных показано, что в потенциальном рассеянии p-волновых нейтронов также проявляется спин-орбитальный эффект, качественно согласующийся с экспериментальным расщеплением силовых функций.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Spin-Orbital Effects in Resonance and Potential Scattering of p-Wave Neutrons

A.B.Popov, G.S.Samosvat

The reported strength functions and parameters R_0^∞ and R_1^∞ for s-wave and p-wave neutrons have been obtained from a new type analysis of differential elastic scattering cross sections. The table summarizes $S_1^0, S_{1/2}^1, S_{3/2}^1, R_0^\infty$ and R_1^∞ for 33 nuclei in the range $48 \leq A \leq 144$. The values of S_0^0, S_1^1 and R_0^1 do not contradict with the recommended data from Neutron Cross Sections by Mughabghab et al. The values of $S_{1/2}^1$ and $S_{3/2}^1$ confirm the spin-orbital splitting of the $3p$ -maximum of the neutron strength function. By using the polarization data there is demonstrated that in potential scattering of p-wave neutrons the spin-orbit effect is also present which is in qualitative agreement with experimental splitting of strength functions.

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

1. Влияние спин-орбитального взаимодействия на нейтронные силовые функции ядер, расположенные в области одночастичного $3p$ -максимума, было предметом исследований в 60-70-х годах ^{/1-5/}. Тогда обсуждалась возможность расщепления экспериментально наблюдаемого пика S^1 в области $A \approx 100$ в соответствии с энергетическим различием состояний $3p_{1/2}$ и $3p_{3/2}$ /1/2, 3/2 - полный момент нейтрона/. Казалось, что для объяснения экспериментальных данных необходимо введение спин-орбитального взаимодействия, в 2-3 раза большего общепринятого значения ^{/1,4,5/}. Однако асимметричная форма максимума $S^1(A)$ при $A \approx 100$ хорошо описывалась также оптическими расчетами с нормальным спин-орбитальным членом, но с учетом динамических деформаций в этой области ^{/2,3/}. Поэтому роль спин-орбитального взаимодействия в поведении $S^1(A)$ оставалась невыясненной вплоть до 1983 г., когда были опубликованы результаты исследований на реакторе ИБР-30 дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов ^{/6/}. В последующие годы эти исследования были продолжены, ниже приводится сводка полученных результатов и их анализ.

2. Усредненные дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов в области до ~ 400 кэВ с хорошим приближением описываются формулой

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi} [1 + \omega_1 P_1(\cos \theta) + \omega_2 P_2(\cos \theta)].$$

В рамках одноуровневого R-матричного приближения были получены выражения, связывающие параметры сечения σ_s, ω_1 и ω_2 с s- и p-волновыми силовыми функциями и фазами потенциального рассеяния для четно-четных ядер-мишеней ^{/7/} и A-нечетных ^{/8/}. При анализе дифференциальных сечений рассеяния использовались также данные ^{/9/} о плотности нейтронных ширин /на единичный энергетический интервал - $\Sigma g \Gamma_n / \Delta E$, см. ^{/6/}/. Полученные экспериментальные данные и детали их анализа представлены в ^{/8-8, 10, 11/}.

Достоинством методики является возможность отдельного определения P-силовых функций для обоих полных моментов нейтрона $j = 1/2$ и $3/2$. Всего было исследовано 33 образца в интервале $48 \leq A \leq 144$, для каждого из них определены значения $S^0, S^1_{1/2}, S^1_{3/2}, R^0_\infty$ и R^1_∞ , которые представлены в таблице. В отличие от средних нейтронных параметров, оцениваемых из характеристик индивидуальных резонансов, наши значения S^j и R^j_∞ определены по широким энергетическим интервалам и должны быть меньше подвержены локальным флуктуациям плотности и силы нейтронных резонансов.

Сравнение S^0 с данными из ^{/9/} показывает, что наши значения для ядер с $A < 90$ систематически ниже. Это расхождение легко объяснить влиянием резонансной самоэкраниров-

Таблица

s- и p-нейтронные силовые функции
и параметры потенциального рассеяния

	S^0	$S_{1/2}^1$	$S_{3/2}^1$	R_0^∞	R_1^∞
Ti	1,16±0,36	2,9±1,4	1,30±0,23	0,38±0,14	-0,10±0,15
Fe	0,38±0,11	0,0±1,5	0,77±0,24	0,05±0,03	0,15±0,02
Ni	1,4 ±0,3	4,6±1,5	1,44±0,23	-0,06±0,09	0,34±0,03
Cu	1,0 ±0,1	3,0±1,8	1,1 ±0,6	-0,25±0,08	0,32±0,06
Zn	1,15±0,09	1,8±0,6	1,23±0,15	-0,17±0,02	0,29±0,02
Ge	0,73±0,19	0,2±1,3	2,41±0,25	-0,27±0,05	0,37±0,04
Se	0,81±0,19	4,2±1,8	2,44±0,43	-0,22±0,06	0,40±0,05
Y	0,00±0,08	1,2±1,2	5,5 ±0,5	-0,20±0,03	0,52±0,04
Zr	0,69±0,22	4,2±1,7	5,52±0,25	-0,15±0,06	0,30±0,03
Nb	0,23±0,05	9,8±1,5	4,4 ±0,5	-0,23±0,03	0,26±0,03
Mo	0,40±0,05	2,3±1,2	5,9 ±0,5	-0,14±0,02	0,13±0,02
⁹² Mo	0,20±0,14	2,1±2,4	4,9 ±0,5	-0,16±0,06	0,21±0,05
Ru	0,43±0,07	6,3±1,2	4,53±0,33	0,00±0,03	0,04±0,03
Rh	0,47±0,06	8,3±1,1	3,1 ±0,4	0,07±0,03	-0,01±0,03
Pd	0,38±0,07	3,6±1,2	3,70±0,24	-0,01±0,04	-0,08±0,02
Ag	0,53±0,08	5,8±1,0	3,8 ±0,4	0,03±0,03	-0,05±0,02
Cd	0,37±0,05	6,1±0,9	3,25±0,18	0,12±0,03	-0,17±0,02
¹⁰⁶ Cd	0,27±0,10	5,2±1,8	3,57±0,33	0,01±0,05	-0,12±0,03
¹⁰⁸ Cd	0,32±0,08	5,7±1,5	3,75±0,31	0,10±0,05	-0,18±0,04
¹¹⁰ Cd	0,33±0,06	9,6±1,2	3,30±0,25	0,14±0,04	-0,22±0,04
¹¹² Cd	0,30±0,05	6,5±1,0	3,33±0,20	0,10±0,03	-0,20±0,03
¹¹⁴ Cd	0,05±0,07	5,3±1,4	3,34±0,25	0,06±0,04	-0,20±0,03
In	0,23±0,03	7,4±0,9	2,5 ±0,3	0,04±0,02	-0,19±0,01
¹¹⁶ Sn	0,16±0,04	7,0±1,0	2,21±0,14	0,13±0,03	-0,24±0,02
¹¹⁷ Sn	0,15±0,03	4,7±0,9	2,3 ±0,3	0,11±0,02	-0,22±0,02
¹¹⁸ Sn	0,12±0,05	4,6±1,2	2,07±0,20	0,13±0,04	-0,26±0,03
¹¹⁹ Sn	0,05±0,03	3,8±0,9	1,3 ±0,2	0,05±0,02	-0,22±0,02
¹²⁰ Sn	0,07±0,02	2,2±0,6	2,13±0,16	0,09±0,02	-0,22±0,01
¹²² Sn	0,13±0,05	4,8±1,2	2,22±0,19	0,16±0,03	-0,29±0,03
¹²⁴ Sn	0,08±0,03	7,3±1,0	1,65±0,17	0,18±0,03	-0,27±0,03
Sb	0,41±0,06	5,1±1,0	2,2 ±0,3	0,17±0,03	-0,24±0,03
Te	0,11±0,03	2,3±0,8	1,72±0,28	0,06±0,02	-0,05±0,02
Nd	2,8 ±0,2	3,3±1,4	1,51±0,27	0,13±0,07	-0,11±0,05

ки, которая не учитывалась. Для более тяжелых ядер значения S^0 удовлетворительно согласуются с литературными.

На рис. 1 представлены все известные данные о радиусах потенциального рассеяния для s-нейтронов. Рисунок демонстрирует хорошее согласие величин $R'_0 = R(1 - R_0^\infty)$, где $R = 1,35 A^{1/3}$ фм, с другими экспериментальными данными, большая часть которых получена из измерений полных сечений и сечений рассеяния при низких энергиях. Из рис. 1 видно, что данные по R'_0 хорошо описываются старыми расчетами Бака и Пери^{1,2,3/} по оптической модели с учетом динамических деформаций для ядер в области $A \sim 100$ и статических в области $A \sim 160$.

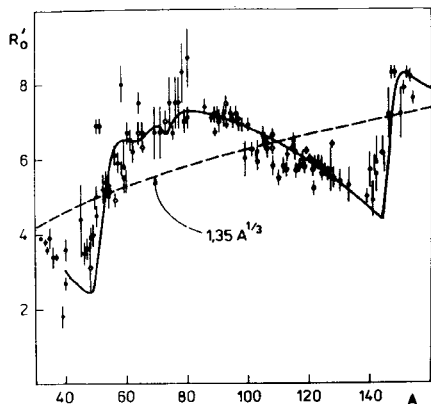
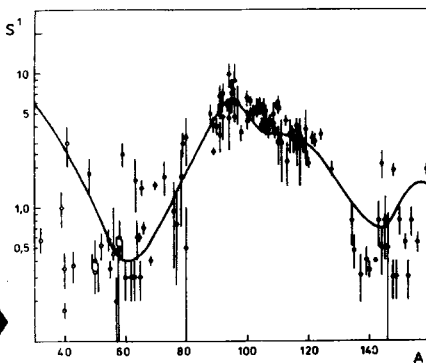


Рис.1. Зависимость R_0^1 от A . Темные точки - данные из /9/, светлые точки - наши результаты. Сплошная кривая - расчеты по Баку и Пери /2,3/.

Рис.2. p -нейтронные силовые функции. Светлые точки - данные из /9/, темные точки - наши результаты. Кривая - расчеты по Баку и Пери.



О качестве согласия результатов по p -нейтронным силовым функциям с компилятивными данными из /9/ можно судить по рис.2, где наряду с другими значениями показаны и наши: $S^1 = \frac{1}{3}(S_{1/2}^1 + 2S_{3/2}^1)$. Можно сделать вывод о том, что эти оценки S^1 хорошо согласуются с общим ансамблем экспериментальных данных, который в целом удовлетворительно описывается также расчетами Бака и Пери.

Заметим, что в используемой методике наиболее надежно определяются параметры $S_{3/2}^1$ и R_1^∞ , а между S^0 , $S_{1/2}^1$ и R_0^∞ имеются некоторые корреляции, которые, однако, как показывают рис.1 и 2, не приводят к заметным систематическим ошибкам в определении S^1 и R_0^∞ .

3. Величины p -нейтронных силовых функций $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, представленные на рис.3, убедительно подтверждают расщепление $3p$ -одночастичного резонанса, установленное ранее в /6/. Линии на рисунке - результат описания экспериментальных силовых функций четно-четных ядер лоренцевской кривой вида

$$S_j^1 = \frac{a_j}{b_j^2 + (A_j^{2/3} - A^{2/3})^2} \quad /1/$$

Подобранные методом наименьших квадратов параметры пиков /высота и ширина/ для разных j в пределах ошибок одинаковы, а их максимумы раздвинуты на $\Delta A = 12 \pm 4$.

Помимо $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ качественно новой информацией являются радиусы потенциального p -рассеяния, определяемые нами

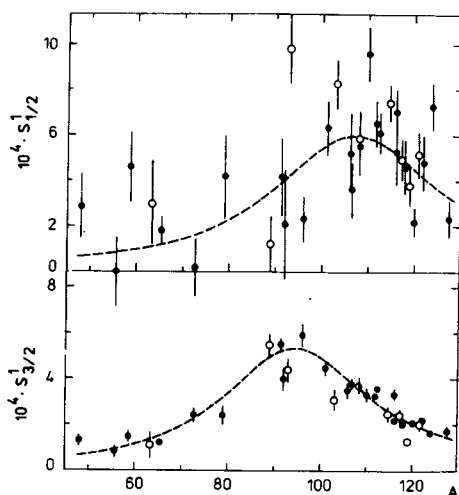


Рис.3. Нейтронные силовые функции $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$. Темные точки - четно-четные ядра, светлые точки - А - нечетные. Линии - подгонки лоренцевских кривых вида /1/ по экспериментальным точкам для четно-четных ядер.

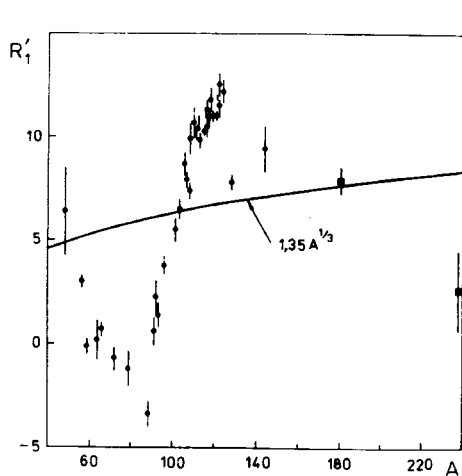
с учетом граничных условий как $R_1' = R(1 - 3R_1^\infty) /^{11/}$, которые показаны на рис.4.

Естественно считать, что спин-орбитальное взаимодействие должно проявляться не только в резонансном, но и в потенциальном рассеянии р-волновых нейтронов и приводить к различию фазовых сдвигов $\delta_{1\ 1/2}$ и $\delta_{1\ 3/2}$. Напомним, что в соответствии с R-матричной теорией /12/

$$\delta_{\ell j} = \phi_{\ell} + \text{arctg} \frac{P_{\ell} R_{\ell j}^{\infty}}{1 - (s_{\ell} - V_{\ell}) R_{\ell j}^{\infty}}, \quad /2/$$

где ϕ_{ℓ} - сдвиг фазы на твердой сфере, P_{ℓ} , s_{ℓ} , V_{ℓ} - пропускательность, фактор сдвига и граничное условие /о выборе граничных условий см. /11/ /, а $R_{\ell j}^{\infty}$ - вклад в R-матрицу далеких уровней, связанный с силовой функцией:

$$R_{\ell j}^{\infty}(E) = \frac{0,228}{R} \int \frac{S_j^{\ell}(E')}{E' - E} dE', \quad /3/$$



где R - в фм, а S_j^{ℓ} - в единицах 10^{-4} .

В /13/ были получены формулы для описания поляризации нейтронов, возникающей при их рассеянии на ядрах за счет спин-орбитального взаимодействия, которые состоят из членов, зависящих от $\delta_{\ell j}$ и S_j^{ℓ} . Там же показана

Рис.4. Зависимость R_1' от А. Точки - наши данные, квадраты - результаты из /14/.

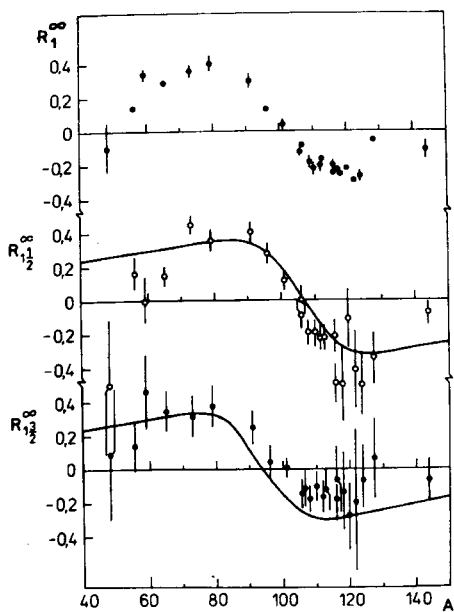


Рис.5. R_{1j}^{∞} и R_{1j}^{∞} для четно-четных ядер. Линии - расчеты по формуле /4/ с параметрами a_j , b_j и A_j , полученными из описания $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ лоренцевскими кривыми /1/.

но, что имеющиеся в литературе немногочисленные данные о поляризации нейтронов с энергией ~ 400 кэВ можно разумно описать, если для S^0 и R_0^{∞} использовать сглаженные кривые, проведенные по соответствующим экспериментальным точкам, S_j^1 взять в виде /1/, а для R_{1j}^{∞} - полученную из /1/ с помощью /3/ формулу

$$R_{1j}^{\infty} = \frac{0,228}{R} \cdot \frac{a_j}{b_j} \cdot \frac{A_j^{2/3} - A^{2/3}}{b_j^{2/3} + (A_j^{2/3} - A^{2/3})^2} \quad /4/$$

Формулы, описывающие поляризацию, были добавлены к программе вычисления S^0 , S_j^1 , R_{1j}^{∞} по данным о $\sigma(\theta)$. Проведенный заново анализ $\sigma(\theta)$ для четно-четных ядер совместно с данными по поляризации, "снятыми" с гладкой кривой на рис.1 работы /13/, позволил получить оценки всех параметров с расщепленными фазами $\delta_{11/2}$ и $\delta_{13/2}$, определяемыми согласно /2/. Включение в анализ поляризации устранило корреляции между $R_{11/2}^{\infty}$ и $R_{13/2}^{\infty}$ и мало изменило полученные ранее значения остальных параметров. На рис.5 показаны оценки R_{1j}^{∞} . Хотя ошибки велики, тем не менее видно смещение $R_{11/2}^{\infty}$ относительно $R_{13/2}^{\infty}$. Линиями изображены величины R_{1j}^{∞} , вычисленные по формуле /4/ с использованием параметров лоренцевских кривых, описывающих экспериментальные максимумы $S_j^1(A)$. Таким образом, полученные с учетом поляризационных данных значения R_{1j}^{∞} согласуются с теоретически ожидаемой зависимостью от A и качественно соответствуют спин-орбитальному расщеплению силовых функций $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$. Можно желать лучшего количественного согласия в расщеплении по A величин R_{1j}^{∞} и силовых функций, но следует иметь в виду ограниченность и некоторую условность экспериментальных данных по поляризации, использованных в дополнительном анализе.

4. Формулы для описания дифференциального сечения упругого рассеяния не содержат параметра, непосредственно оп-

ределяющего величину спин-орбитального взаимодействия. Извлекаемые при анализе значения S_j^1 и R_{lj}^∞ соответствуют лишь описанию конкретных экспериментальных данных. Поэтому наблюдаемое различие в величинах $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, $R_{11/2}^\infty$ и $R_{13/2}^\infty$ для отдельных ядер и поведение S_j^1 и R_{lj}^∞ в зависимости от A отражают влияние спин-орбитальных сил на резонансное и потенциальное рассеяние p -волновых нейтронов, обусловленное самой природой взаимодействия нейтронов с ядрами. Можно сделать вывод о том, что спин-орбитальное взаимодействие у ядер, расположенных в области $3p$ -одночастичного резонанса, проявляется в потенциальном рассеянии качественно так же, как и в резонансном. Для проверки количественного согласия зависимостей $S_j^1(A)$ и $R_{lj}^\infty(A)$ необходимо иметь полноценные поляризационные данные. К сожалению, в литературе эти сведения бедны, а сами измерения поляризации нейтронов при их рассеянии для энергий ниже 400 кэВ представляют большую трудность.

Литература

1. Krueger T., Margolis B., Nucl.Phys., 1961, v.28, p.578.
2. Buck B., Perey F. Phys.Rev.Lett., 1962, v.8, p.444.
3. Mughabghab S.F. In.: Neutron Cross Sections and Technology. (ed.by Harvey J.A. and MacIin R.L.), 1971, p.386. Knoxville.
4. Murty M., Siddapa K., Rama Rao J. Nucl.Phys., 1973, v.A213, p.35.
5. Fiedeldey H., Frahn W.E. Ann.Phys., 1962, v.19, p.428.
6. Зо Ин Ок и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, вып.6, с.304; Зо Ин Ок и др. Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. ЦНИИАтоминформ, М., 1984, т.3, с.343.
7. Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S. Nucl.Data for Sci.and Techn. Proc.Int.Conf., Antwerpen, 6-10 Sept., 1982, p.781.
8. Попов А.Б., Самосват Г.С., ОИЯИ, P3-86-338, Дубна, 1986.
9. Mughabghab S.F. et al. Neutron Cross Sections. Academic Press, v.1, part A, 1981; part B, 1984.
10. Зо Ин Ок и др. ОИЯИ, P3-85-133, Дубна, 1985.
11. Попов А.Б., Самосват Г.С. Nuclear Data for Basic and Applied Science. Int.Conf. Santa Fe, JINR, E3-85-226, Dubna, 1985.
12. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях, ИЛ., М., 1966, с.83.
13. Попов А.Б., Самосват Г.С. ОИЯИ, P3-84-762, Дубна, 1984.
14. Tsubone I., Kanda Y., Nuclear Data for Science and Technology. Proc.Int.Conf., Antwerpen, 6-10 Sept., 1982, p.65.