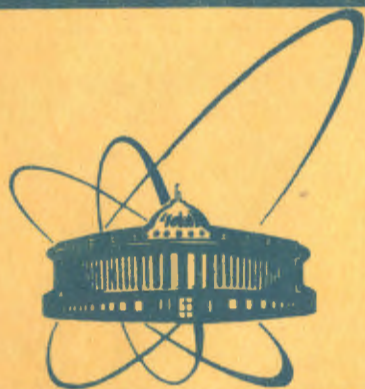


24/x-83



сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

5530/83

P3-83-532

Г.С.Самосват

О $P_{1/2}$ - и $P_{3/2}$ -компонентах
нейтронной силовой функции

1983

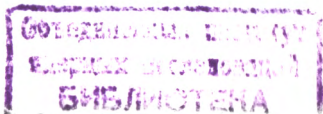
1. На современном уровне наших знаний можно утверждать, что во взаимодействиях нейтронов с не очень легкими ядрами не проявляются сколько-нибудь существенно спин-спиновые силы и, напротив, играют заметную роль силы спин-орбитальные. Вследствие этого и при отсутствии промежуточной структуры - разной для разных спиновых состояний составного ядра J - нейтронная s -силовая функция S^0 не зависит ни от спина J , ни от спина ядра-мишени I , а p -силовая функция S^1 зависит от них лишь постольку, поскольку при разных I и J различны вклады $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -нейтронов, т.е. нейтронов, имеющих полный момент $J = 1/2$ и $3/2$ соответственно. Согласно оптической модели ядра с потенциалом, содержащим спин-орбитальный член, силовые функции для $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -нейтронов $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ в зависимости от массового числа ядра-мишени A должны образовывать в районе $A \approx 100$ примерно одинаковые пики, раздвинутые относительно друг друга /пик $S_{3/2}^1$ должен быть левее пика $S_{1/2}^1$ / на некоторую величину ΔA . Поэтому пик измеряемой на опыте силовой функции

$$S^1 = (S_{1/2}^1 + 2S_{3/2}^1) / 3 \quad //$$

может иметь "двуглавую" форму, если ширины пиков $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ меньше или порядка ΔA .

Этот вопрос был предметом споров в начале 60-х годов, когда экспериментальные значения S^1 были немногочисленны, неточны и зачастую ошибочны. Несколько заниженных значений S^1 около $A = 100$ "расщепили" $3p$ -максимум, что, естественно, было воспринято как проявление максимумов $3p_{1/2}$ и $3p_{3/2}$. Так, авторам обширного исследования^{1/} удалось согласовать имевшиеся тогда экспериментальные данные, дававшие кажущееся расщепление $\Delta A \approx 18$, с оптической моделью ценой удвоения силы спин-орбитального взаимодействия по сравнению с той, которая требуется для описания одночастичных ядерных состояний моделью оболочек. Однако дальнейшее накопление и уточнение данных по S^1 показало, что $3p$ -максимум не расщепляется, и все сошлись на том, что $\Delta A \approx 7-10$, а ширины составляющих этот максимум пиков существенно больше ΔA . С тех пор вопрос об исследовании такого расщепления, пожалуй, и не возникал.

Между тем знание величины ΔA и формы пиков $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ представляет определенный интерес для теории и может быть получено путем раздельного измерения обеих составляющих S^1 . На принципиальную возможность измерения силовых функций $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ на основе угловой зависимости интенсивности рассеяния



нейтронов указывалось в работе /2/. Реализация этой возможности была начата в работе /3/, где для пяти четно-четных изотопов олова были определены величины $S_{3/2}^1$ с точностью 7-13% и $S_{1/2}^1$ - с точностью 10-60%. Цель настоящего сообщения состоит в том, чтобы проанализировать возможности другого экспериментального подхода - получения $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ по параметрам отдельных р-резонансов.

2. От определения

$$S^1 = \frac{1}{3} \frac{\sum g \Gamma_n^1}{\Delta E} = \frac{1}{3} \frac{g \Gamma_n^1}{D_1}, \quad /2/$$

в котором использованы традиционные обозначения и которое применяется, когда известны значения $g \Gamma_n^1$ для отдельных р-резонансов и неизвестны их спиновые статфакторы $g = 1/2 (2J + 1)(2I + 1)^{-1}$, нужно перейти к эквивалентному /2/ определению

$$S^1 = \frac{1}{3} \sum_J g \frac{\Gamma_n^1(J)}{D_1(J)} = \frac{1}{3} \sum_J g S^1(J), \quad /3/$$

которое получается из /2/ и очевидного равенства

$$\Delta E = N \bar{D}_1 = N(J) \overline{D_1(J)},$$

где N - полное число р-резонансов в энергетическом интервале ΔE , а $N(J)$ - число их с данным J.

Ситуация с силовыми функциями для резонансов данного спина $S^1(J)$ наиболее проста для четно-четных ядер-мишеней, у которых $I = 0$ и $J = j$: резонансы со спином 1/2 дают силовую функцию $S^1(1/2) = S_{1/2}^1$, а резонансы со спином 3/2 - $S^1(3/2) = S_{3/2}^1$. Заметим, что для этих ядер пока еще не обоснованное соотношение /1/ является простым следствием определения /3/.

Для мишеней с отличным от нуля I ситуация осложняется тем, что при $I = 1/2$ резонансы с $J = 1$, а при $I > 1/2$ резонансы с $J = I \pm 1/2$ становятся "двухканальными". В представлении спина канала s, принимающего значения $s_1 = I - 1/2$ и $s_2 = I + 1/2$, спины J таких резонансов могут быть получены путем векторного прибавления орбитального момента 1 к любому из двух значений спина канала. Равным образом в представлении полного момента нейтрона j = 1/2 или 3/2 те же J могут получиться от векторного прибавления спина мишени I к любому из двух значений j. В теории ядерных реакций обычно используется представление спина канала и полагается, что нейтронная ширина двухканального резонанса

$$\Gamma_n = \Gamma_{n-} + \Gamma_{n+}, \quad /4/$$

где индексы "-" и "+" относятся к спинам канала s_1 и s_2 соответственно. Поэтому и в определении силовой функции /3/

под $\Gamma_n^1(J)$ и $S^1(J)$ для двухканальных резонансов следует подразумевать суммы, соответствующие /4/, т.е.

$$S^1(J) = S_{-}^1(J) + S_{+}^1(J). \quad /5/$$

Воспользуемся формулой /4.26/ из /4/, связывающей амплитуды ширин $\gamma = \sqrt{\Gamma_n}$ в обоих представлениях:

$$\gamma_s = \sqrt{2s + 1} \sum_{j=1/2}^{3/2} (-1)^{3/2-j} \sqrt{2j + 1} W(I \frac{1}{2} J; s; j) \gamma_j, \quad /6/$$

где W - коэффициенты Рака. Тогда, возводя /6/ в квадрат, получим:

$$\Gamma_{n-} = [-2 \sqrt{I} W(I \frac{1}{2} J; I - \frac{1}{2} \frac{1}{2}) \gamma_{1/2} + 2 \sqrt{2I} W(I \frac{1}{2} J; I - \frac{1}{2} \frac{3}{2}) \gamma_{3/2}]^2, \quad /7/$$

$$\Gamma_{n+} = [-2 \sqrt{I + 1} W(I \frac{1}{2} J; I + \frac{1}{2} \frac{1}{2}) \gamma_{1/2} + 2 \sqrt{2(I + 1)} W(I \frac{1}{2} J; I + \frac{1}{2} \frac{3}{2}) \gamma_{3/2}]^2. \quad /8/$$

Записав соответствующие выражения для коэффициентов Рака, нетрудно убедиться, что

а/ суммы квадратов коэффициентов в /7/ и /8/ при $\gamma_{1/2}$ и при $\gamma_{3/2}$ равны единице;

б/ произведения коэффициентов при $\gamma_{1/2}$ и $\gamma_{3/2}$ в /7/ и в /8/ равны по модулю и противоположны по знаку.

Поэтому подстановка /7/ и /8/ в /4/ приводит к очень простому и важному выводу, что для всех двухканальных резонансов независимо от I и J

$$\Gamma_n = \Gamma_{n-} + \Gamma_{n+} = \Gamma_{n1/2} + \Gamma_{n3/2}. \quad /9/$$

Следовательно, в дополнение к /5/ для рассматриваемых резонансов можно написать:

$$S^1(J) = S_{1/2}^1(J) + S_{3/2}^1(J). \quad /10/$$

Следует обратить внимание на то, что равенство /10/ - точное и основывается лишь на одном предположении: о справедливости равенства /4/ как определения. В частном случае $I = 1/2$ и $J = 1$ соотношение /10/ было получено в работе /5/, где оно рассматривалось как приближенное, ибо вместо свойства б/ коэффициентов при $\gamma_{1/2}$ и $\gamma_{3/2}$ в /7/ и /8/ авторы /5/ привлекали гипотезу о хаотичности знаков амплитуд ширин и занулении среднего $\overline{\gamma_{1/2} \gamma_{3/2}}$.

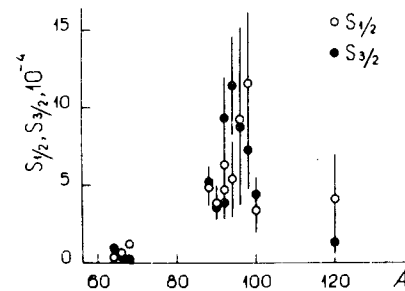
Таблица

I	J	$S^1(J) = \sum \Gamma_n^1(J)/\Delta E$
0	1/2	$S_{1/2}^1$
	3/2	$S_{3/2}^1$
1/2	0	$S_{1/2}^1$
	2	$S_{3/2}^1$
1	1/2	$S_{1/2}^1 + S_{3/2}^1$
	3/2	$S_{1/2}^1 + S_{3/2}^1$
	5/2	$S_{3/2}^1$
$\geq 3/2$	I - 3/2	$S_{3/2}^1$
	I - 1/2	$S_{1/2}^1 + S_{3/2}^1$
	I + 1/2	$S_{1/2}^1 + S_{3/2}^1$
	I + 3/2	$S_{3/2}^1$

Равенства /5/ и /10/ выполняются строго для системы двухканальных резонансов любого спина, даже при наличии промежуточной структуры и упорядоченности знаков амплитуд. Если же верна гипотеза о спиновой независимости, то можно составить таблицу, дающую рецепт нахождения не зависящих от J величин $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ по ширинам p-резонансов с известными спинами. Равенство $S^1(J)$ одной из этих величин для "одноканальных" резонансов основано на правилах векторного сложения, а также автоматически следует из /5/, /7/ и /8/ благодаря обращению в нуль соответствующих коэффициентов.

Таблица позволяет также убедиться в справедливости выражения /1/ для средней силовой функции ядра любого спина I. Для этого достаточно выражения $S^1(J)$ из таблицы и численные значения g подставить в определение /3/.

3. До настоящего времени соотношения таблицы применялись лишь в работе /5/ для p-резонансов ^{207}Pb с $I = 1/2$. Оказалось, что с хорошей точностью $S^1(1) = S^1(0) + S^1(2)$, если из расчета силовых



функций исключить резонансы в области до 150 кэВ, где для $J = 1$ явно видна промежуточная структура.

Для определения величин $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ другие существующие экспериментальные данные позволяют воспользоваться пока только двумя первыми строками таблицы, так как спины p-резонансов сколько-нибудь хорошо известны только для ряда четно-четных мишеней. Мы выбрали

из атласа /8/ данные для 12 изотопов Zn, Sr, Zr, Mo и Sn, у которых известно не менее 10 спинов p-резонансов, и вычислили из них значения $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$. Результаты приведены на рисунке.

Как видно из рисунка, по этим данным пока невозможно определенно судить об относительном сдвиге пиков, хотя пик $S_{1/2}^1$ кажется расположенным правее пика $S_{3/2}^1$, что и должно быть. Для получения более определенного результата необходимо существенно расширить данные о p-резонансах, что весьма проблематично даже для спектрометров с рекордным разрешением.

В связи с этим представляет интерес развивать другой подход к проблеме - измерения усредненных дифференциальных сечений рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fiedeldey H., Frahn W.E. Ann.Phys., 1962, vol.19, p.428.
2. Попов Ю.П., Фенин Ю.И. В сб.: Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами. ОИЯИ, 1845, Дубна, 1964, с.89.
3. Николенко В.Г. и др. ОИЯИ, РЗ-82-436, Дубна, 1982.
4. Гольдфарб Л. Угловая корреляция и поляризация. В кн.: Ядерные реакции. Атомиздат, М., 1962, т.1.
5. Horen D.J. et al. Phys.Rev.C, 1978, vol.18, p.722.
6. Mughabghab S.F. et al. Neutron Cross Sections. Academic Press, 1981, vol.1, part A.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июля 1983 года.

Самосват Г.С.

P3-83-532

О $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -компонентах нейтронной силовой функции

Дан краткий исторический обзор, показывающий невозможность наблюдения спин-орбитального расщепления $3p$ -максимума нейтронной силовой функции без разделения резонансов по спинам. Силовые функции для p -резонансов разных спинов $S^1(J)$ выражены через силовые функции $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ для $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -нейтронов. На основе экспериментальных данных получены значения $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, которых еще недостаточно для определенного вывода о расщеплении.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Samosvat G.S.

P3-83-532

On $p_{1/2}$ and $p_{3/2}$ Components of the Neutron Strength Function

A brief review is presented which demonstrates that it is impossible to observe spin-orbital splitting of $3p$ -maximum of the neutron strength function without resonance separation over spins. The strength functions for p -resonances with different spins $S^1(J)$ are expressed through the strength functions $S_{1/2}^1$ and $S_{3/2}^1$ for $p_{1/2}$ and $p_{3/2}$ neutrons. The values of $S_{1/2}^1$ and $S_{3/2}^1$ are obtained from the available experimental data.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой