

# К ВОПРОСУ О СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ НЕЙТРОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ ЯДЕР

Л. Б. Пикельнер

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ДУБНА

## А Н Н О Т А Ц И Я

В обзоре рассмотрены экспериментальные данные о различии силовых функций для двух спиновых состояний у ряда ядер и проведено сравнение с теоретически ожидаемым различием, связанным с флуктуацией нейтронных ширин и интервалов между уровнями. Показано, что для утверждения о наличии спиновой зависимости силовой функции необходима лучшая точность экспериментальных результатов.

Рассмотрена возможность определения силовых функций для двух спиновых состояний измерением усредненного пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень.

## А Б С Т Р А К Т

In the present review, the experimental data on the difference of strength functions for two spin states of a number of nuclei is considered and comparison is made with the theoretically expected difference associated with the fluctuation of neutron widths and level spacings. It is shown that a better accuracy of the experimental results is required to prove the presence of the spin dependence of the strength function.

The possibility of determining strength functions for two spin states by measuring the averaged transmission of polarized neutrons through a polarized nuclear target is examined.

Нейтронная силовая функция  $S = \bar{\Gamma}_n^0/D$  является одним из важных параметров, представляющих интерес для теории ядра и для практических приложений ядерной физики. Экспериментальное определение силовой функции базируется на двух основных методах нейтронной спектроскопии: исследовании изолированных резонансов и измерении усредненных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами. Этими методами получены с большей или меньшей точностью значения  $S$  для большинства стабильных изотопов. Обнаружены гигантские резонансы в зависимости силовой функции от массового числа, которые нашли свое объяснение в рамках оптической модели ядра. По мере накопления и уточнения экспериментальных данных усложняется потенциал оптической модели.

В последние годы в связи с развитием техники и методики исследования нейтронных резонансов встает вопрос о спиновой зависимости нейтронных силовых функций. Идентификация спинов резонансов — одна из наиболее сложных задач нейтронной спектроскопии, поэтому только в последние годы появились работы, в которых для данного изотопа были найдены спины десяти и более уровней. Как известно, силовая функция, определяемая как отношение средней приведенной нейтронной ширины к среднему расстоянию между уровнями, требует для аккуратного нахождения достаточно большого числа исследованных уровней, что обусловлено широкими статистическими распределениями нейтронных ширин и расстояний между уровнями. Поэтому основная неопределенность в экспериментальном значении  $S$ , как правило, связана с числом уровней, а не с точностью экспериментальных данных. Так, для получения  $S$  с точностью 10% необходимо усреднение более чем по 200 уровням.

Существенный шаг в экспериментальных данных о спиновой зависимости силовых функций был сделан в результате работы физиков Сакле [1, 2]. Измерив с высоким разрешением пропускание нейтронов для широкого круга ядер и обработав данные по методу формы, они извлекли большую информацию о нейтронных ширинах уровней, для многих из которых удалось определить спины. Рассчитанные отдельно для каждого спинового состояния силовые функции оказались заметно отличающимися у некоторых ядер, в частности у  $^{69}\text{Ga}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{77}\text{Se}$ ,  $^{197}\text{Au}$ .

В последние годы в Дубне на импульсном реакторе с инжектором-микротроном были проведены измерения параметров нейтронных резонансов ряда ядер в области массовых чисел 69—87. Среди них

были ядра с нечетным  $A$  ( $^{77}\text{Se}$ ,  $^{69}\text{Ga}$ ,  $^{71}\text{Ga}$ ), для которых совместные измерения пропускания и радиационного захвата позволили определить спины ряда уровней [3, 4]. Измерения проводились на разделенных изотопах при разрешении  $3 \text{ нсек/мд}$  для пропускания и  $12 \text{ нсек/мд}$  для радиационного захвата. Сравнение наших данных по  $^{77}\text{Se}$  с результатами работы [10] показало хорошее согласие как в значениях спинов, так и в значениях нейтронных ширин в интервале энергии

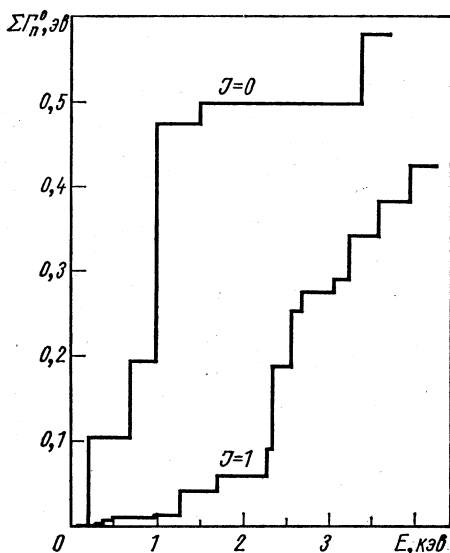


Рис. 1. Нарастающие суммы приведенных нейтронных ширин для резонансов с различными спинами.

до  $1,5 \text{ кэВ}$ , в котором имелись данные работы [10]. Однако параметры, полученные нами в области энергии от  $1,5$  до  $4 \text{ кэВ}$ , меняют заключение о различии силовых функций для двух спиновых состояний. Это наглядно иллюстрируется рис. 1, где приведена нарастающая сумма  $\Sigma \Gamma_{ni}^0$  как функция энергии для двух спиновых состояний. Видно, что силовые функции, определенные по области энергии до  $4 \text{ кэВ}$ , различаются незначительно.

Для  $^{69}\text{Ga}$  различие в силовых функциях двух спиновых состояний также не подтвердилось, но в данном случае из-за того, что для двух уровней были получены другие значения спинов, чем в работе [1].

Основным критерием, который использовался ранее для утверждения о достоверности различия между силовыми функциями двух спиновых состояний, являлась малая вероятность того, что это различие случайно, т. е. связано со статистическими флюктуациями. Однако полезно провести более детальное изучение статистических свойств силовых функций и сопоставить экспериментальные данные для всех ядер, для которых с достаточной точностью известны значения  $S$  для обоих спинов. Такой анализ выполнен в работе [5], в которой показано, что, используя распределение Портера—Томаса для приведенных нейтронных ширин и результаты расчетов Портера [6] по статистическим распределениям энергетических интервалов, содержащих внутри фиксированное количество уровней, можно получить плотность вероятности для экспериментального значения силовой функции в виде:

$$f(z, n) = C_n z^{\frac{n}{2}-1} \left( 1 + \frac{n}{k} z \right)^{-\frac{n+k}{2}}, \quad (1)$$

где  $z = S / \langle S \rangle$  — отношение экспериментального значения силовой функции  $S$  к истинному  $\langle S \rangle$ ;  $n$  — число резонансов, по которому определена  $S$ ;  $k = \begin{cases} 6,3 m \sqrt{m} & \text{при } 1 \leq m \leq 9 \\ 20 m & \text{при } m \geq 10; \end{cases}$

$m$  — число интервалов между уровнями в эксперименте;  $C_n$  — нормировочная константа, зависящая от  $n$  и  $k$ .

Полученная выше плотность вероятности (1) позволяет перейти к рассмотрению вопроса о различии силовых функций для двух спиновых состояний. Очевидно, что при измерении силовых функций для двух спиновых состояний  $S(J_1)$  и  $S(J_2)$  у большого числа ядер из-за статистического разброса значений  $S(J_1)$  и  $S(J_2)$  для данного ядра не будут совпадать, даже если истинные значения  $\langle S(J_1) \rangle$  и  $\langle S(J_2) \rangle$  равны. Характер различия определяется функцией распределения, полученной выше. В связи с этим в работе [5] выведено распределение разности двух экспериментальных значений силовой функции в предположении равенства их истинных значений:

$$\frac{dW(a, n^+, n^-)}{da} = \int_0^{\infty} f(a + z^-, n^+) f(z^-, n^-) dz^-, \quad (2)$$

где  $n^+$  и  $n^-$  — число уровней со спином  $J_1 = I + 1/2$  и  $J_2 = I - 1/2$  соответственно;  $a = z^+ - z^- = (S^+ - S^-) / \langle S \rangle$  — относительная разность экспериментальных значений соответствующих силовых функций.

Однако сопоставление экспериментальных данных с распределением (2) неудобно, так как оно зависит существенно от  $n^+$  и  $n^-$ , а эти величины для разных ядер сильно различаются. Это неудобство удалось устранить введением вместо  $a$  величины  $a/\bar{\sigma}$ , т. е. рассматривать  $a$  в единицах среднеквадратического отклонения.

В этом случае функция плотности вероятности  $dW(a/\bar{\sigma}, n^+, n^-) / d(a/\bar{\sigma})$  весьма близка для различных пар  $(n^+, n^-)$ . На рис. 2 приведено несколько таких кривых и видно, что они достаточно близки, чтобы можно было говорить о едином распределении и сопоставлять его с пронормированными экспериментальными данными.

Для сравнения теоретического распределения с экспериментальными данными были отобраны те ядра, для которых идентифицировано по спину не менее девяти резонансов. Для них единым способом рассчитаны  $S^+$  и  $S^-$  и величины среднеквадратического отклонения. На основании этих данных построена гистограмма, приведенная на рис. 3 вместе с теоретической кривой распределения. Видно, что значительного противоречия между ними нет. Как показали оценки по критерию Пирсона, вероятность за счет случайных отклонений получить величину  $\chi^2$ , равную найденной в данном анализе или превышающую ее, составляет 60%. Таким образом, экспериментальные данные по всей совокупности ядер не противоречат гипотезе о равенстве силовых функций для двух спиновых состояний, а наблюдаемые случаи заметных отклонений вполне вписываются в рамки статистического разброса. Следует заметить, что в более поздней

работе группы физиков из Сакле [7] показано, что для  $^{197}\text{Au}$  при расширении энергетического интервала с 1 до 2 кэВ силовые функции двух спиновых состояний значительно сблизились.

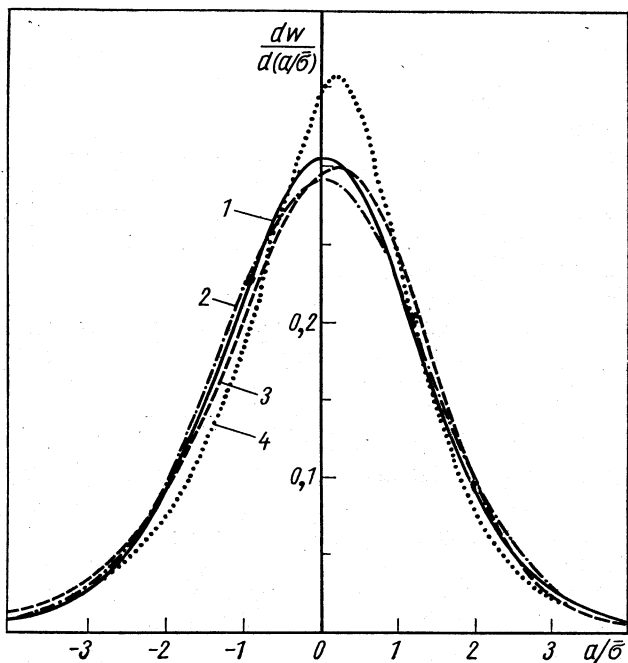


Рис. 2. Распределения значений величины  $a/\sigma$ :

1, 2, 3 и 4 — вычислены для наборов  $(n^+, n^-)$ , равных (12, 12), (30, 30), (20, 12), (6, 4) соответственно.

Необходимо, однако, подчеркнуть, что отсутствие заметного эффекта для всей совокупности ядер отнюдь не означает, что среди рассмотренных ядер не может быть таких, для которых  $\langle S^+ \rangle \neq \langle S^- \rangle$ . Проведенный анализ показывает только, что к утверждению об обнаружении спиновой зависимости нужно отнестись более критично, а надежное выделение этого эффекта требует значительно лучшей статистической точности для тех ядер, для которых различие  $S^+$  и  $S^-$  наблюдается. Следует отметить также, что различие в силовых функциях может иметь место не для всех ядер, а только в отдельных областях массовых чисел, в частности на участках, где силовая функция сильно меняется с изменением  $A$ . Такие особенности труднее заметить в рамках проводившегося анализа, тем более что нет теоретических предсказаний о знаке и величине ожидаемого эффекта.

Таким образом, вопрос о спиновой зависимости силовых функций требует еще своего решения. Экспериментальную точность определения силовых функций для двух спиновых состояний

необходимо существенно повысить. Это можно осуществить, увеличив по крайней мере в несколько раз по сравнению с лучшими современными измерениями число резонансов с идентифицированным

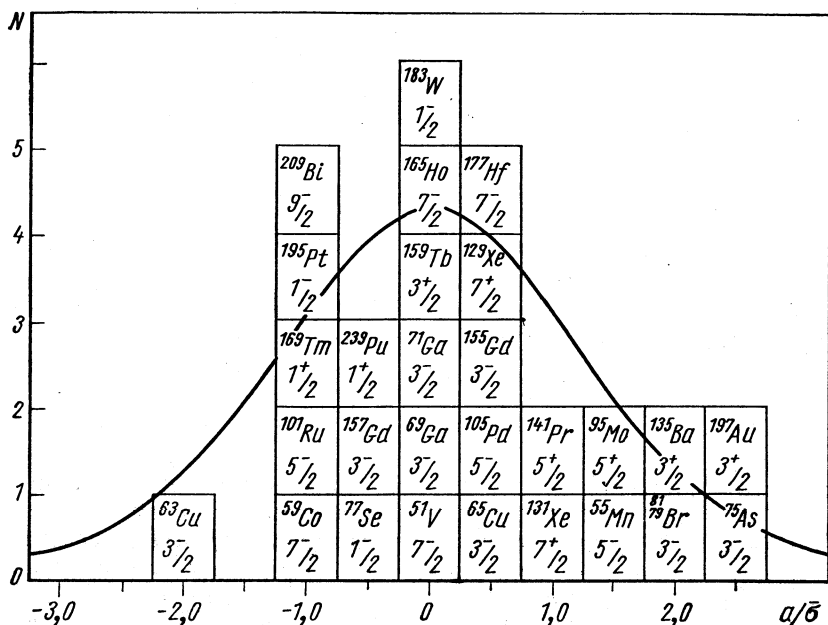


Рис. 3. Гистограмма разностей экспериментальных силовых функций для двух спиновых состояний, выраженных в единицах средней абсолютной погрешности. Плавная кривая — соответствующее теоретическое распределение.

спином. Другая возможность — это извлечение силовой функции из усредненных сечений при измерении пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень. Такой эксперимент можно осуществить при наличии интенсивного пучка поляризованных нейтронов с энергией в области до десятков килоэлектронвольт. Эти условия можно реализовать методом, предложенным и осуществленным в Лаборатории нейтронной физики под руководством Ф. Л. Шапиро. Этот метод заключается в пропускании пучка нейтронов через поляризованную протонную мишень [8, 9].

Получение экспериментальных величин силовых функций из усредненных сечений имеет то преимущество, что автоматически производится усреднение по большому числу резонансов. Это уменьшает неопределенность, присущую силовой функции, найденной по малому числу изолированных резонансов.

В простейшем случае для  $s$ -волновых нейтронов усредненное полное сечение можно записать в виде:

$$\langle \sigma_t \rangle = 2\pi^2 \chi^2 \sqrt{E} S_0 + 4\pi (R')^2, \quad (3)$$

где  $\lambda$  — длина волны нейтронов с энергией  $E$ ;  $4\pi(R')^2 = \sigma_p$  — сечение потенциального рассеяния нейтронов. При рассмотрении сечения отдельно для каждого спинового компонента получим:

$$\langle \sigma_t^+ \rangle = 2\pi^2 \lambda^2 \sqrt{E} S_0^+ + 4\pi (R_+')^2; \quad (4)$$

$$\langle \sigma_t^- \rangle = 2\pi^2 \lambda^2 \sqrt{E} S_0^- + 4\pi (R_-')^2. \quad (5)$$

Переходя к эффекту пропускания с учетом изменения поляризации нейтронов при прохождении поляризованного пучка через поляризованную мишень, получаем

$$\varepsilon = (T_p - T_a)/(T + T_a) = -f_n \operatorname{thg}(n f_n \sigma_{pol}), \quad (6)$$

где  $T_p$  и  $T_a$  — пропускания при параллельной и антипараллельной поляризации нейтронов и ядер;  $f_n$  и  $f_N$  — поляризация нейтронов и ядер соответственно;  $\sigma_{pol}$  — поляризационное сечение. Для тонкой мишени выражение (6) приводится к виду:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= -n f_n f_N \sigma_{pol} = \\ &= n f_n f_N \frac{I}{2I+1} \{ 2\pi^2 \lambda^2 \sqrt{E} (S_0^+ - S_0^-) + 4\pi [(R_+')^2 - (R_-')^2] \}. \end{aligned} \quad (7)$$

Из этого выражения видно, что, измеряя эффект пропускания  $\varepsilon$ , можно получить разность  $S_0^+ - S_0^-$ , если отдельно измерена разность  $(R_+')^2 - (R_-')^2$ , например, по участку между резонансами или по форме резонансов, связанной с интерференцией резонансного и потенциального рассеяния для разных спиновых состояний.

Оценку ожидаемой величины эффекта пропускания можно получить подстановкой реальных величин в формулу (7). В этом случае

$$\varepsilon \approx 0,05 \left[ \frac{S_0^+ - S_0^-}{\langle S_0 \rangle} + \frac{(R_+')^2 - (R_-')^2}{\langle (R')^2 \rangle} \right],$$

Отсюда видно, что для на

блюдения разности в силовых функциях порядка 10% необходимо измерить эффект пропускания с погрешностью не хуже 0,5%. Это не простое, но вполне возможное измерение, которое можно выполнить на реакторе ИБР с инджектором на установке с поляризованными мишенями.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Julien J. e. a. Phys. Lett., 1964, 10, 86.
2. Julien J. Intern. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp., 1965.
3. Малэцки Х. и др. «Ядерная физика», 1969, 9, 1119.
4. Малэцки Х. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-4152, Дубна, 1968.
5. Малэцки Х. и др. «Ядерная физика», 1970, 11, 111.
6. Porter Ch. E. J. Math. and Phys., 1963, 4, 1039.
7. Alves R. N. e. a. Nucl. Phys., 1969, A 131, 450.
8. Таран Ю. В., Шапиро Ф. Л. ЖЭТФ, 1963, 44, 2185.
9. Алфименков В. П. и др. «Ядерная физика», 1966, 3, 55.
10. Julien J. e. a. Phys. Lett., 1962, 3, 67.