

A-537

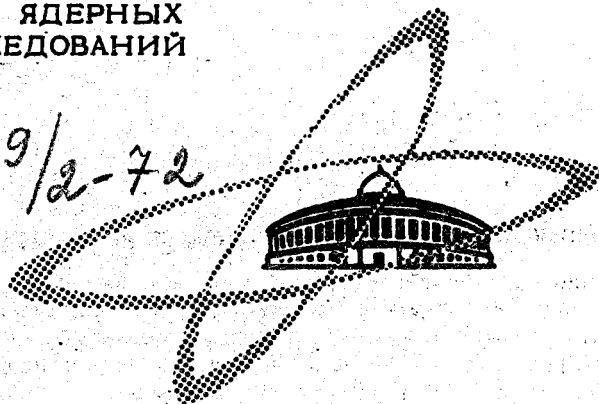
2/4-72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3319/2-72

P4 - 6576



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

В.П.Алфименков, В.Н.Ефимов, Ц.Ц.Пантелеев,  
Ю.И.Фенин

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  
РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ  
С ОРИЕНТИРОВАННЫМИ ЯДРАМИ

1972

P4 - 6576

В.П.Алфименков, В.Н.Ефимов, Ц.Ц.Пантелеев,  
Ю.И.Фенин

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  
РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ  
С ОРИЕНТИРОВАННЫМИ ЯДРАМИ

*Направлено в ЯФ*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## §1. Введение

Одним из источников информации о возбужденных состояниях атомных ядер являются измерения параметров нейтронных резонансов. Такая информация необходима как для проверки, так и для дальнейшего развития различных методов теоретического описания свойств атомных ядер.

К настоящему времени в нейтронной спектроскопии накоплены обширные сведения о параметрах нейтронных  $s$ -резонансов. Гораздо менее изучен с экспериментальной точки зрения вопрос об идентификации нейтронных  $p$ -резонансов, и практически отсутствует достаточно полная информация о параметрах резонансных  $p$ -уровней. Это обусловлено большими экспериментальными трудностями, возникающими при исследовании  $p$ -резонансов.

Существенный методический прогресс в нейтронной спектроскопии позволяет надеяться, что в ближайшее время исследования  $p$ -резонансов значительно расширятся. Ввиду этого целесообразно более тщательно рассмотреть имеющиеся в этом отношении экспериментальные возможности. Обсуждению одной из таких возможностей была посвящена работа <sup>/1/</sup>, в которой показано, что измерения полных сечений взаимодействия неполяризованных нейтронов с выстроенной ядерной мишенью являются одним из методов прямого наблюдения  $p$ -резонансов и при определенных предположениях позволяют определить спины этих резонансов.

В настоящей работе будут обсуждены возможности более детального изучения параметров  $p$ -резонансов в экспериментах по измерению полных сечений с использованием пучков поляризованных нейтронов и мишеней с определенной спиновой ориентацией ядер.

## §2. Полные сечения взаимодействия поляризованных нейтронов с ориентированными ядрами

Ядерные реакции, протекающие с образованием составного ядра, описываются с помощью формальной  $R$ -матричной теории ядерных реакций<sup>/2/</sup>, целью которой является параметризация наблюдаемых в экспериментах энергетических зависимостей сечений. Основным моментом  $R$ -матричной теории является введение матрицы столкновений  $U$ , содержащей не вычисляемые в теории параметры. В случае реакции, протекающей с образованием изолированного уровня составного ядра, элемент матрицы столкновения, соответствующий начальному каналу  $\beta$  и конечному каналу  $\beta'$ , имеет вид<sup>/2/</sup>:

$$U_{\beta\beta'} = e^{i(\phi_{\beta} + \phi_{\beta'})} \left[ \delta_{\beta\beta'} + i \frac{\gamma_{\beta} \gamma_{\beta'}}{E_0 - E - \frac{i}{2} \Gamma} \right], \quad (1)$$

где  $E_0$  - резонансная энергия,  $\Gamma$  - полная ширина уровня,  $\phi_{\beta}$  - фаза потенциального рассеяния в канале  $\beta$ ,  $\gamma_{\beta}$  - амплитуда парциальной ширины, связанная с парциальной шириной  $\Gamma_{\beta}$  канала  $\beta$  соотношением

$$\Gamma_{\beta} = \gamma_{\beta}^2.$$

В выражении (1) формальными параметрами являются амплитуды парциальных ширин  $\gamma_{\beta}$ , непосредственно связанные с примесью в волновой функции составного ядра таких конфигураций, для которых возможен переход в открытый канал  $\beta$ . Ответ на вопрос о поведении парциальных амплитуд  $\gamma_{\beta}$  должна дать теория ядра, описывающая квазистационарные возбужденные состояния сложной структуры, образующиеся при захвате резонансного нейтрона. Так как существующие теоретические модели ядер не могут дать определенного ответа на такой вопрос, то амплитуды парциальных ширин  $\gamma_{\beta}$  следует считать величинами, значения которых должны определяться из эксперимента.

Дифференциальное сечение ядерной реакции при наличии произвольной спиновой ориентации частиц во входном канале определяется следующим образом <sup>/3/</sup>:

$$\frac{d\sigma_{aa'}}{d\Omega_{aa'}} = \sum \rho(s_1 m_1 s_2 m_2) F^*(\alpha s_1 m_1; \alpha' s' m') F(\alpha s_2 m_2; \alpha' s' m') \equiv \text{Sp}(F^+ \rho F), \quad (2)$$

где суммирование проводится по  $s_1, m_1, s_2, m_2, s', m'$ ;  $\rho(s_1 m_1 s_2 m_2)$  — матрица плотности спиновых состояний входного канала,  $F(\alpha s m; \alpha' s' m')$  — амплитуда перехода из канала  $\alpha$  в канал  $\alpha'$  в представлении спина канала  $s$  и его проекции  $m$ . Матрицу плотности спиновых состояний в (2) удобно представить в виде линейной комбинации неприводимых спин-тензоров индивидуальных частиц <sup>/3/</sup>. Для частицы со спином  $I$  спин-тензорные операторы ранга  $q$  ( $0 \leq q \leq 2I$ ) определяются, согласно <sup>/4,5/</sup>, как совокупность  $2q + 1$  операторов  $T_K^q$ , образующих неприводимое представление группы вращения и удовлетворяющих условию эрмитовости

$$T_K^{q+} = (-1)^{q+K} T_{-K}^q \quad (3)$$

и условию ортонормированности

$$\text{Sp}(T_K^{q+} T_{K'}^q) = (2I + 1) \delta_{qq'} \delta_{KK'} \quad (4)$$

Используя связь амплитуды перехода  $F$  с матрицей столкновений  $U$  <sup>/2/</sup> и учитывая нормировку спин-тензоров (3) и (4), легко получить из (1) и (2) следующее выражение для полного сечения взаимодействия поляризованных нейтронов с ориентированными ядрами в приближении изолированного уровня:

$$\sigma = \sigma_0 (2\bar{\ell} + 1) [2(2l + 1)]^{1/2} \sum_{q, a, b, \lambda, s_1, s_2} i^{-a-b} (-1)^{s_2 - J} \times$$

$$\times [(2a + 1)(2b + 1)(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)]^{1/2} \begin{pmatrix} 1/2 & a & 1/2 \\ s & q & s \\ l & b & l \end{pmatrix} (ab\lambda - \lambda | q0) \times$$

$$\times T_{\lambda}^a(1/2) T_{-\lambda}^b(l) (\ell\ell 00 | q0) W(\ell s_1 \ell s_2; Jq) \frac{\gamma_{\ell s_1} \gamma_{\ell s_2}}{\Gamma_{n\ell}},$$

где  $J$  - полный угловой момент резонансного уровня,  $\sigma_0$  - полное сечение при отсутствии поляризации,  $T_{\lambda}^a(1/2)$ ,  $T_{-\lambda}^b(l)$  - значения спин-тензоров во входном канале соответственно для нейтрона и ядра мишени со спином  $l$ ,  $(j_1 j_2 m_1 m_2 | jm)$ ,  $W(j_1 j_2 j_3 j_4; JL)$  - соответ-

ственно коэффициенты Клебша-Жордана и Рака,  $\begin{pmatrix} 1/2 & a & 1/2 \\ s & q & s \\ l & b & l \end{pmatrix} 9j$  - символ <sup>1/5/</sup>

$\gamma_{\ell s}$  - амплитуды парциальных нейтронных ширин,  $\Gamma_{n\ell} = \sum \gamma_{\ell s}^2$  - полная нейтронная ширина уровня. Выражение (5) получено с использованием следующих приближений: 1) фазы потенциального рассеяния не зависят от спина канала; 2) в канале упругого рассеяния можно пренебречь вкладом потенциального рассеяния; 3) во входном канале существенны лишь минимальные значения орбитального момента  $\ell$ , совместимые с сохранением полного момента и четности. Как видно из выражения (5), значения ранга спин-тензоров, которые могут внести вклад в полное сечение, определяются правилами отбора для коэффициентов Клебша-Жордана

( $\ell\ell 00 | q0$ ) и ( $a b \lambda - \lambda | q0$ ). В частности, для неполяризованных нейтронов ( $a = 0$ ) при  $\ell = 1$  возможен вклад от спин-тензора  $T_0^2(I)^{1/1}$ .

Ниже более подробно рассмотрены два простейших случая: 1) резонансный уровень, возбуждаемый  $s$ -нейтронами ( $s$ -уровень) и 2) резонансный уровень, возбуждаемый  $p$ -нейтронами ( $p$ -уровень). Будем предполагать, что спиновая ориентация начальных частиц создается независимыми аксиально симметричными полями. Тогда компоненты спин-тензоров частицы со спином  $I$  простым образом выражаются через параметры  $f_q^{I/6}$ , определяющие степень спиновой ориентации и измеряемые относительно направления поля:

$$T_{\kappa}^q(I) = \left(\frac{4\pi}{2q+1}\right)^{1/2} i (2I+1)^{1/2} (III - I/q0) Y_{q\kappa}(\vec{h}) f_q(I), \quad (6)$$

где  $\vec{h}$  - единичный вектор в направлении оси симметрии поля,

$$f_q(I) = T_0^q(I) / [T_0^q(I)]_{\max}$$

Первые три параметра  $f_q(I)$  имеют вид:

$$f_1(I) = \frac{\bar{I}_z}{I};$$

$$f_2(I) = \frac{1}{I(2I-1)} [3\bar{I}_z^2 - I(I+1)]; \quad (7)$$

$$f_3(I) = \frac{1}{I(2I-1)(I-1)} [5\bar{I}_z^3 - 3\bar{I}_z I(I+1) + \bar{I}_z].$$

В случае  $s$ -уровня каждому из двух возможных значений спина  $J$  уровня соответствует один входной канал с полным спином  $I+1/2$  или  $I-1/2$ .

Аналогичное обстоятельство будет иметь место и для  $p$ -уровней

с  $J = I \pm 3/2$ . Однако резонансные  $p$ -уровни с  $J = I \pm 1/2$  могут возбуждаться по двум входным каналам с различными значениями спина канала  $s = I \pm 1/2$ , которым в принципе могут соответствовать различные амплитуды парциальных нейтронных ширин  $\gamma_+$  и  $\gamma_-$ . С учетом этого обстоятельства из (5) и (6) можно получить следующее выражение для полного сечения взаимодействия резонансных поляризованных нейтронов с ориентированными ядрами:

$$\sigma = \sigma_0 [ 1 + f_1(1/2) f_1(I) \Phi_1 F_1 + f_1(1/2) f_1(I) \Phi_2 F_2 + f_1(I) \Phi_3 F_3 + f_1(1/2) f_3(I) \Phi_4 F_4 ], \quad (8)$$

где  $f_1(1/2)$  — степень поляризации нейтронов,  $f_q(I)$  — параметры (7), определяющие степень ориентирования спинов ядра мишени,  $\Phi_i$  — функции, зависящие от единичных векторов  $\vec{n}$  и  $\vec{N}$  в направлении поляризации соответственно нейтрона и ядра мишени и от единичного вектора  $\vec{k}$  в направлении падающего пучка нейтронов,

$$\Phi_1 = (\vec{n}\vec{N}), \quad \Phi_2 = 3(\vec{k}\vec{n})(\vec{k}\vec{N}) - (\vec{n}\vec{N}), \quad (9)$$

$$\Phi_3 = 3(\vec{k}\vec{N})^2 - 1, \quad \Phi_4 = 5(\vec{n}\vec{N})(\vec{k}\vec{N})^2 - (\vec{n}\vec{N}) - 2(\vec{k}\vec{n})(\vec{k}\vec{N}).$$

Функции  $F_i$  в общем случае зависят от спина  $I$  ядра мишени, от спина  $J$  и четности резонансного уровня, а также от отношения  $x = \gamma_- / \gamma_+$  амплитуд парциальных нейтронных ширин. Их явный вид приведен в Приложении.

### §3. Обсуждение результатов

Эффекты в полных сечениях взаимодействия резонансных нейтронов с ядрами, связанные со спиновой ориентацией нейтронов и ядер, зависят согласно выражениям (8), (9) и формулам Приложения, от характера



спиновой упорядоченности нейтронов и ядер, а также от параметров резонансных уровней. В экспериментах по определению параметров нейтронных резонансов, проводимых с использованием поляризованных нейтронов и ориентированных ядер, следует считать заданным характер спиновой упорядоченности, т.е. считать известными параметры  $f_q$  для нейтронов и ядер и значения угловых функций (9). Кроме того, для исследуемого ядра можно считать известными спин основного состояния  $I$ , резонансные энергии  $E_0$  и полные резонансные сечения  $\sigma_0$  для неполяризованных нейтронов и неориентированных ядер. Таким образом, целью подобных экспериментов должно быть определение следующих параметров нейтронных резонансов:

1. Четность резонансного уровня  $(-1)^\ell$ , где  $\ell = 0$  (s-уровень) или  $\ell = 1$  (p-уровень).

2. Спин резонансного уровня  $J$ .

3. Отношение амплитуд парциальных нейтронных ширин  $x = \gamma_- / \gamma_+$  для  $J = I \pm 1/2$  и  $\ell = 1$ .

В выражении (8) для полных сечений зависящими от параметров уровней являются функции  $F(\ell, J, x)$ , причем от параметра  $x$  зависят только  $F$  при  $\ell = 1$  и  $J = I \pm 1/2$ . Как было указано выше, в настоящее время нет определенных теоретических предсказаний относительно характера поведения амплитуд парциальных нейтронных ширин, поэтому параметр  $x$  можно считать непрерывной величиной, меняющейся от  $-\infty$  до  $+\infty$ . Согласно Приложению, значения  $F(1, I \pm 1/2, x)$  существенно зависят от  $x$ , причем характер зависимостей функций  $F$  от  $\ell$ ,  $J$  и  $x$  таков, что однозначное определение параметров в большинстве случаев (кроме некоторых частных значений  $x$ ) возможно с использованием достаточно точных значений двух существенно различных линейных комбинаций  $F_i$ .

Возможности рассматриваемого метода существенным образом определяются степенью спиновой ориентации нейтронов и ядер мишени.

С развитием метода поляризации нейтронных пучков путем пропускания через поляризованную протонную мишень<sup>171</sup>, проблему поляризации резонансных нейтронов можно считать решенной. Однако проблема получения ориентированных мишеней пока далека от удовлетворительного решения. Наиболее универсальным методом получения таких мишеней является ориентация спинов ядер в глубоко охлажденной мишени, на ядра которой действует сильное магнитное поле. До настоящего времени для этого в основном использовались лишь большие внутриатомные магнитные поля, возникающие на ядрах некоторых атомов (метод Гортера-Роуза). Прогресс в технике сверхнизких температур и в технике сверхпроводящих магнитов позволяет надеяться в недалеком будущем на широкое использование для получения ориентированных мишеней и внешних магнитных полей, что существенно расширит круг экспериментально доступных мишеней с достаточно высокой спиновой упорядоченностью.

Для нейтронов, поляризованных путем пропускания их через поляризованную протонную мишень, и ядерных мишеней, ориентированных с использованием магнитного поля, получение необходимой информации о величинах  $F_i$  с экспериментальной точки зрения наиболее удобно из следующих двух типов измерений.

1. Измерение двух потоков  $J_0$  и  $J_B$  неполяризованных нейтронов, прошедших соответственно через неориентированную мишень и мишень с максимально достижимой выстроенностью, перпендикулярной направлению падающего потока нейтронов. Это измерение определяет величину

$$\epsilon_1 = \frac{J_B - J_0}{J_B + J_0} = -th [F_3(\ell, J, x) f_2(l) \frac{n\sigma_0}{2}], \quad (10)$$

где  $n$  - число ядер мишени на  $1 \text{ см}^2$  поверхности.

2. Измерение двух потоков  $J_p$  и  $J_a$  поляризованных нейтронов, прошедших через поляризованную мишень соответственно при параллель-

ном и антипараллельном направлении поляризации нейтронов и ядер. В обоих случаях направления поляризации частиц перпендикулярны направлению пучка нейтронов. В результате определяется величина

$$\epsilon_2 = \frac{J_p - J_a}{J_p + J_a} = -f_1(1/2) \operatorname{th}\{n\sigma_0 f_1(I) [F_1(\ell, J, x) - F_2(\ell, J, x) - a F_4(\ell, J, x)]\}, \quad (11)$$

где  $a = f_3(I)/f_1(I)$ . Таким образом, если известны  $n\sigma_0$  и параметры  $f_1(1/2)$  и  $f_q(I)$ , характеризующие спиновую ориентацию нейтронов и ядер, то результаты указанных двух измерений сводятся к получению значений следующих двух функций:

$$\begin{cases} Q(\ell, J, x) = F_3(\ell, J, x), \\ P(\ell, J, x) = F_1(\ell, J, x) - F_2(\ell, J, x) - a F_4(\ell, J, x). \end{cases} \quad (12)$$

В частности, для  $s$ -уровней, согласно Приложению, имеем:

$$Q(0, J) \equiv 0, \quad P(0, J) = F_1(0, J).$$

Величины эффектов  $\epsilon_1$  (10) и  $\epsilon_2$  (11) при заданной поляризации нейтронов существенным образом зависят от значений параметров  $f_q(I)$ , определяемых согласно выражениям (7).

При ориентировании ядер мишени с помощью магнитного поля значения  $f(I)$  определяются параметром  $\kappa = \mu H/kT$ , где  $\mu$  — магнитный момент ядра,  $H$  — напряженность магнитного поля на ядре,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура мишени. В качестве примера на рис. 1 приведены зависимости  $f_1$ ,  $f_2$  и  $f_3$  от  $\kappa$  для  $I = 5/2$ . Функции  $Q(\ell, J, x)$  и  $P(\ell, J, x)$  (12) были рассчитаны для ряда значений  $I$  и  $\kappa$  при  $\ell = 0$  и  $\ell = 1$  и при всех возможных значениях  $J$ , причем в случае  $\ell = 1$ ,  $J = I \pm 1/2$  параметр  $x$  менялся в интервале

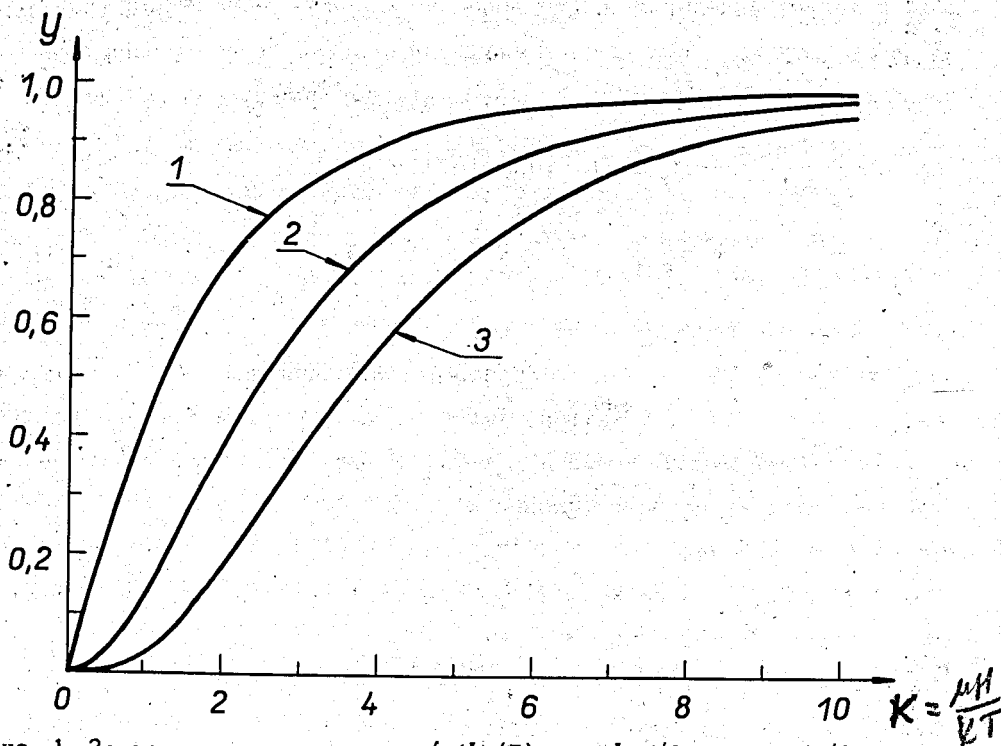


Рис. 1. Зависимость параметров  $f(I)$  (7) для  $I=5/2$  от  $\kappa = \mu H/kT$ . По оси абсцисс отложены значения  $\kappa$ , по оси ординат - значения  $f_1$  (кривая 1),  $f_2$  (кривая 2) и  $f_3$  (кривая 3).

$-5 \leq x \leq 5$ . Результаты этих расчетов иллюстрируются рис. 2 и 3, на которых представлены  $Q$  и  $P$  в зависимости от  $x$  для  $I=5/2$  при  $\kappa = 0,5$  и 5 соответственно.

Для проведения ориентировочных оценок возможностей определения параметров нейтронных резонансов из сопоставления экспериментальных значений  $Q$  и  $P$  с расчетными удобно, наряду с экспериментальными условиями, задаться средними значениями  $\bar{Q}$  и  $\bar{P}$ , получаемыми путем некоторого усреднения по возможным интервалам изменения  $\gamma_-$  и  $\gamma_+$ . Будем считать равновероятными любые значения  $\gamma_-$  и  $\gamma_+$ , удовлетворяющие условию  $\gamma_-^2 + \gamma_+^2 = \Gamma_n$ . Тогда в качестве  $\bar{Q}$  и  $\bar{P}$  можно при-

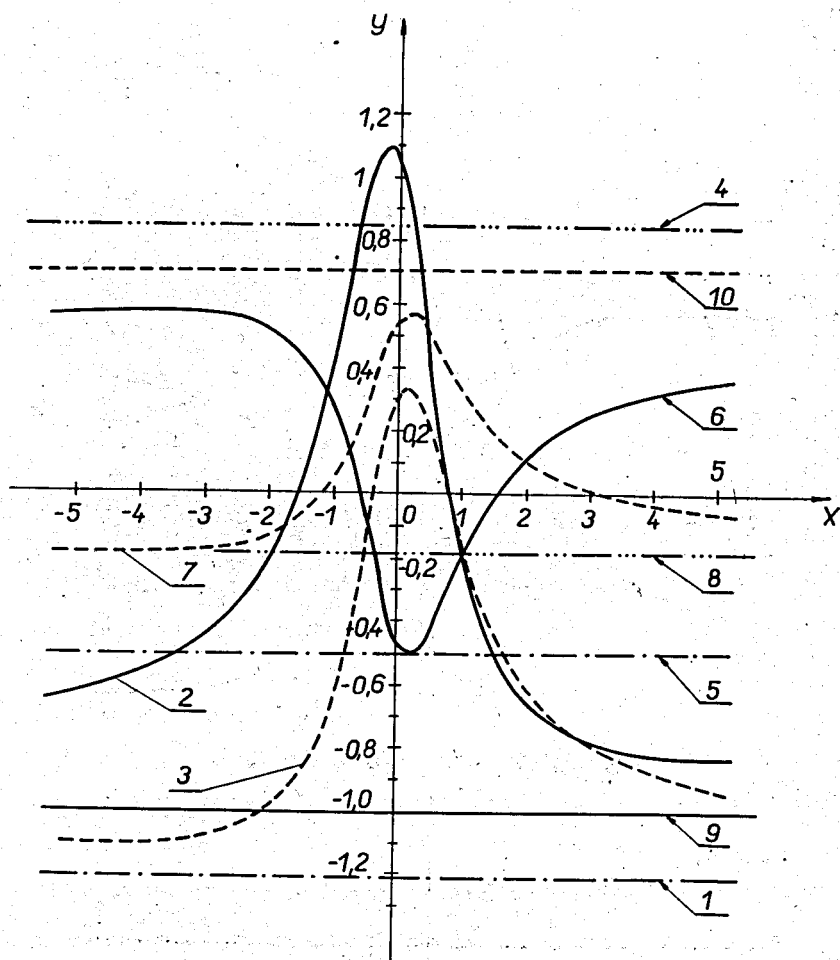


Рис. 2. Зависимость функций  $P(l, J, x)$  и  $Q(l, J, x)$  (12) от параметра  $x = y_-/y_+$  для  $l=5/2$  и  $\kappa=0,5$ . По оси абсцисс отложены значения  $x$ , по оси ординат - значения функций  $P$  и  $Q$ . Кривые 1-4 - значения  $P(l, J, x)$  для  $l=1$  и  $J=1-3/2, 1-1/2, 1+1/2, 1+3/2$  соответственно, кривые 5-8 - значения  $Q(l, J, x)$  для  $l=1$  и  $J=1-3/2, 1-1/2, 1+1/2, 1+3/2$ , кривые 9, 10 - значения  $P(l, J, x)$  для  $l=0$  и  $J=1-1/2$  и  $1+1/2$ .

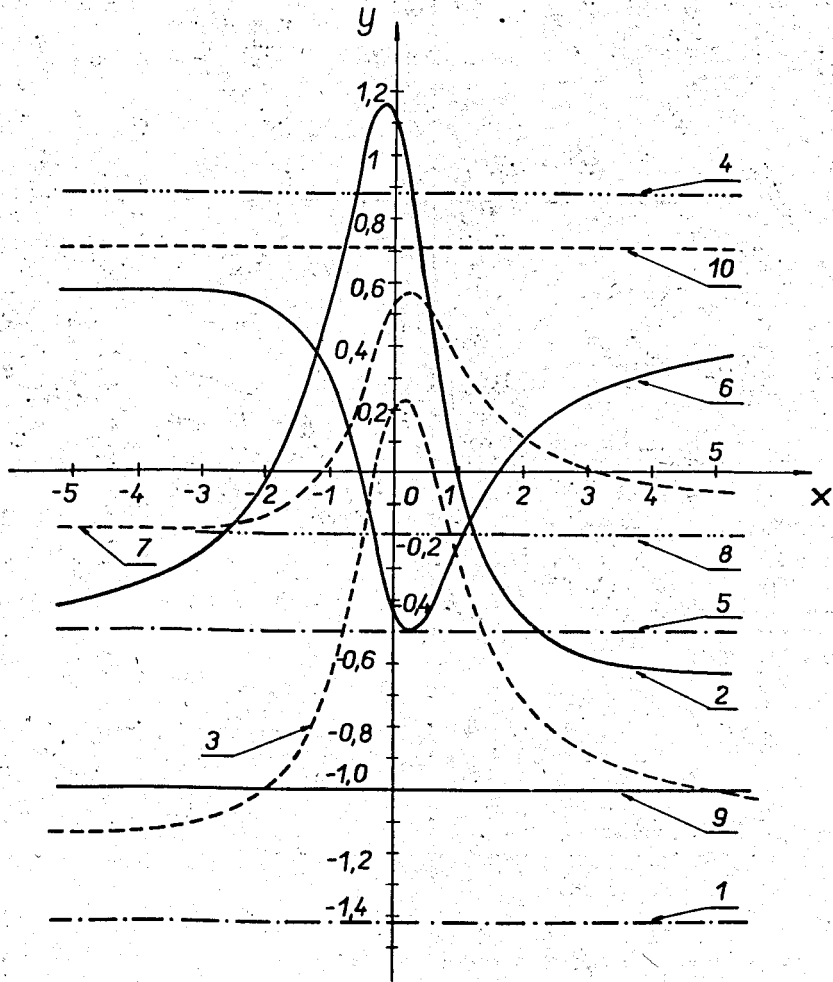


Рис. 3. Зависимость функций  $P(l, J, x)$  и  $Q(l, J, x)$  (12) от параметра  $x = \gamma_- / \gamma_+$  для  $I = 5/2$  и  $\kappa = 5$ . (См. подпись к рис. 2).

нять значения, получающиеся из (12) с использованием следующих средних величин:

$$\frac{\overline{x^2}}{1+x^2} = \frac{\overline{I}}{1+x^2} = \frac{\overline{\gamma_{\pm}^2}}{\Gamma_n} = \frac{1}{2}; \quad \frac{\overline{x}}{1+x^2} = \frac{\overline{\gamma_- \gamma_+}}{\Gamma_n} = 0.$$

При таком усреднении были вычислены средние значения  $\overline{Q}$  и  $\overline{P}$  для  $I = 5/2$ ,  $\mu = 1$  ядерному магнетону и были определены средние расстояния  $\overline{\Delta\epsilon_1}$  и  $\overline{\Delta\epsilon_2}$  между величинами  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  при различных комбинациях  $l$  и  $J$ . При этом предполагалось, что  $f_1(1/2) = 0,7$ ,

$T = 0,01^\circ \text{K}$ , и вычисления были проведены для двух значений поля на ядре:  $H = 10^5$  эрстед и  $H = 10^6$  эрстед. В первом случае считалось, что исследуемое ядро находится в максимуме силовой функции для  $p$ -нейтронов и принималось  $p\sigma_0 = 1$ . Во втором случае рассматривались ядра атомов редкоземельных элементов и принималось  $p\sigma_0 = 0,1$ . Для усредненных по резонансу эффектов пропускания были получены следующие результаты:

1.  $H = 10^5$  эрстед;  $\overline{\Delta\epsilon_1} = 3,2 \cdot 10^{-3}$ ;  $\overline{\Delta\epsilon_2} = 6,5 \cdot 10^{-2}$ .
2.  $H = 10^6$  эрстед;  $\overline{\Delta\epsilon_1} = 7,0 \cdot 10^{-3}$ ;  $\overline{\Delta\epsilon_2} = 4,6 \cdot 10^{-2}$ .

Были проведены также оценки возможности получения нужной статистической точности в измерениях  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ . Предполагалось, что обеспечивается статистическая ошибка измерений  $\delta\epsilon = 0,2 \overline{\Delta\epsilon}$  в следующих экспериментальных условиях:

1. Источник нейтронов - реактор ИБР-2 с инжектором <sup>18/</sup>, длительность вспышки  $2 \mu \text{sec}$ , мощность  $300 \text{ kw}$ .
2. Поляризатор ослабляет пучок в 10 раз.
3. Ядерная мишень имеет площадь  $50 \text{ см}^2$  и прозрачность (в резонансе) 0,1 при  $H = 10^5$  эрстед и 0,5 при  $H = 10^6$  эрстед.
4. Ширина резонанса  $10^{-1}$  эв.

5. Энергетическое разрешение нейтронного спектрометра  $\approx 10^{-1}$  эв.

6. Эффективность детектора нейтронов 0,5.

Результаты оценок представлены в виде максимальной энергии резонансов, при которой за 1 месяц непрерывных измерений каждого потока достигается указанная выше статистическая точность:

1.  $N = 10^5$  эрстед;  $E_{\epsilon_1} = 200$  эв;  $E_{\epsilon_2} = 500$  эв.

2.  $N = 10^6$  эрстед;  $E_{\epsilon_1} = 450$  эв;  $E_{\epsilon_2} = 600$  эв.

Таким образом, указанные выше эксперименты в рассмотренных условиях вполне осуществимы. При использовании для этой цели менее совершенных нейтронных спектрометров (например, реактора ИБР-30 с мощностью, в 100 раз меньшей, чем у ИБР-2) время измерений неприемлемо возрастает.

В заключение авторы выражают благодарность Ф.Л.Шапиро за ряд полезных дискуссий и постоянное внимание и интерес к работе.

#### Приложение

Зависимость функций  $F_i$ , входящих в выражение (8), от спина  $J$  и четности  $(-1)^\ell$  резонансного уровня, спина  $I$  ядра мишени и отношения  $x = \gamma_- / \gamma_+$  амплитуд парциальных нейтронных ширин легко получить, полагая в (5)  $\ell = 0$  или  $\ell = 1$  и используя соотношение (6).

Это приводит к следующим результатам:

1).  $s$  - уровень:

$$\underline{J = I - 1/2}; \quad F_1 = -1; \quad F_2 = F_3 = F_4 = 0;$$

$$\underline{J = I + 1/2}; \quad F_1 = \frac{1}{I + 1}; \quad F_2 = F_3 = F_4 = 0;$$

2).  $p$  - уровень:

$$\underline{J = I - 3/2; \quad I \geq 3/2}; \quad F = -1; \quad F_2 = \frac{1}{5}; \quad F_3 = -\frac{1}{2}; \quad F_4 = \frac{3}{10};$$



$$\underline{J = I - 1/2; I \geq 1;}$$

$$F_1 = - \frac{1}{2I+2} \left[ (2I+2) \frac{x^2}{1+x^2} - 2I \frac{1}{1+x^2} \right];$$

$$F_2 = - \frac{1}{5N_1} \left[ 2(2I-2)(2I+2) \frac{x^2}{1+x^2} - 3(2I+3)A \frac{x}{1+x^2} + (2I+3)(2I+4) \frac{1}{1+x^2} \right];$$

$$F_3 = \frac{1}{2N_1} \left[ 2(2I-2)(2I+2) \frac{x^2}{1+x^2} - 6'A \frac{x}{1+x^2} - (2I-1)(2I+4) \frac{1}{1+x^2} \right];$$

$$F_4 = - \frac{3(2I-2)}{10N_1} \left[ 2(2I+2) \frac{x^2}{1+x^2} + 2'A \frac{x}{1+x^2} + (2I-1) \frac{1}{1+x^2} \right], \text{ где:}$$

$$N_1 = (2I+1)(2I+2); \quad A = [2(2I-1)(2I+2)]^{1/2};$$

$$\underline{J = I - 1/2 = 0; \quad I = 1/2;}$$

$$F_1 = \frac{1}{3}; \quad F_2 = -\frac{2}{3}; \quad F_3 = F_4 = 0;$$

$$\underline{J = I + 1/2;}$$

$$F_1 = - \frac{1}{2I+2} \left[ (2I+2) \frac{x^2}{1+x^2} - 2I \frac{1}{1+x^2} \right];$$

$$F_2 = \frac{1}{5N_1} \left[ (2l-2)(2l-1) \frac{x^2}{1+x^2} - 3(2l-1) B \frac{x}{1+x^2} + 4l(2l+4) \frac{1}{1+x^2} \right];$$

$$F_3 = - \frac{2l-1}{2N_2} \left[ (2l-2)(2l+3) \frac{x^2}{1+x^2} - 6B \frac{x}{1+x^2} - 4l(2l+4) \frac{1}{1+x^2} \right];$$

$$F_4 = \frac{3(2l-2)(2l-1)}{10N_2} \left[ (2l+3) \frac{x^2}{1+x^2} + 2B \frac{x}{1+x^2} + 4l \frac{1}{1+x^2} \right], \text{ где}$$

$$N_2 = (2l+1)(2l+2)(2l+3); \quad B = [4l(2l+3)]^{1/2};$$

$$\underline{J = l + 3/2};$$

$$F_1 = \frac{l}{l+1}; \quad F_2 = -\frac{1}{5} \frac{l}{l+1};$$

$$F_3 = -\frac{1}{2} \frac{(2l-1)2l}{(2l+2)(2l+3)};$$

$$F_4 = -\frac{3}{10} \frac{(2l-2)(2l-1)2l}{(2l+2)(2l+3)(2l+4)}.$$

## Л и т е р а т у р а

1. В.Н.Ефимов. Препринт ОИЯИ, Р-1369, Дубна, 1963.
2. А.Лейн, Р.Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях, ИЛ, Москва, 1960.
3. А.Симон. Phys.Rev., 92, 1050 (1953).  
Проблемы современной физики, 6, 21 (1955).
4. А.С.Давыдов. Теория атомного ядра. Физматгиз, Москва, 1958.
5. А.Эдмондс. Сб. "Деформация атомных ядер", ИЛ, Москва, 1958.
6. Г.Р.Хуцишвили. УФН, 53, 381 (1954).
7. Ю.В.Таран, Ф.Л.Шапиро. ФЭТФ, 44, 2158 (1963).
8. В.Д.Ананьев, Д.И.Блохинцев и др. Препринт ОИЯИ, 13-4392, Дубна, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 июля 1972 года.