

УДК 539.125.5:539.12:539.211

РЕФЛЕКТОМЕТР ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ С РЕГИСТРАЦИЕЙ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ

© 2021 г. В. Д. Жакетов^а, К. Храмко^а, А. В. Петренко^а, Ю. Н. Хайдуков^б,
А. Чик^с, Ю. Н. Копач^а, Н. А. Гундорин^а, Ю. В. Никитенко^{а, *}, В. Л. Аксенов^а

^аОбъединенный институт ядерных исследований,
Дубна, Московская область, 141980 Россия

^бМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына,
Москва, 119991 Россия

^сИнститут ядерных исследований Венгерской академии наук,
Дебрецен, H-4001 Венгрия

*e-mail: nikiten@nf.jinr.ru

Поступила в редакцию 25.09.2020 г.

После доработки 10.12.2020 г.

Принята к публикации 14.12.2020 г.

Методом рефлектометрии нейтронов измеряют пространственный профиль потенциала взаимодействия нейтронов со средой. На границе раздела сред потенциал взаимодействия является суммой потенциалов отдельных изотопов. Для определения потенциала взаимодействия нейтронов с отдельными изотопами регистрируют нейтроны и гамма-излучение, испускаемое атомными ядрами элемента. На спектрометре РЕМУР созданы каналы регистрации гамма-квантов и нейтронов, испытавших переворот спина. Приведены результаты тестирования каналов, выполнены модельные расчеты коэффициентов поглощения нейтронов, и обсуждаются перспективы, связанные с регистрацией гамма-квантов и поляризованных нейтронов.

Ключевые слова: рефлектометрия поляризованных нейтронов, гамма-излучение, элементный пространственный профиль изотопов.

DOI: 10.31857/S1028096021060170

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время актуальным является изучение явлений близости, возникающих на границе раздела двух сред. Это, в частности, относится к границе раздела сверхпроводника и ферромагнетика. Из-за взаимного влияния ферромагнетизма и сверхпроводимости, обусловленного конечными значениями длин когерентности, происходит существенная модификация магнитных и сверхпроводящих свойств. Проявляется это, в частности, в изменении пространственного распределения намагниченности. Важно установить соответствие магнитного пространственного профиля (пространственной зависимости намагниченности) ядерным пространственным профилям элементов контактирующих сред. Для определения пространственного магнитного профиля используют стандартный метод рефлектометрии поляризованных нейтронов, позволяющий определить энергию потенциального взаимодействия (далее потенциал взаимодействия) нейтрона со средой [1]. На границе раздела двух сред потенциал взаимодействия является суммой

потенциалов взаимодействия проникающих друг в друга элементов. Стандартная рефлектометрия нейтронов не позволяет установить, с какими элементами связаны изменения потенциала взаимодействия и, в частности, магнитного профиля. Для определения профиля потенциала взаимодействия нейтрона с отдельными элементами необходимо регистрировать вторичное излучение элементов [2]. Тип и энергия излучения – признаки, которые идентифицируют изотопы элементов. Источником вторичного излучения являются заряженные частицы [3], гамма-кванты [4] и осколки деления ядер. При более широкой трактовке к вторичному излучению следует отнести потоки нейтронов, некогерентно рассеянных на ядрах атомов, неупруго рассеянных атомами и средой, а также диффузно рассеянных на границах раздела и неоднородностях в слоях структуры. К особому вторичному излучению относятся нейтроны, испытавшие когерентный переворот спина в неколлинеарной магнитной структуре. В этом случае при распространении спинора-нейтрона происходит “поглощение” нейтронов в

начальном спиновом состоянии, и появляются нейтроны, испытавшие переворот спина.

Интенсивность вторичного излучения определяется потоком нейтронов в среде и мнимой частью потенциала взаимодействия нейтрона со средой. Реальная часть потенциала обычно на несколько порядков больше мнимой. Поэтому пространственное распределение потока нейтронов в слоистой структуре определяется в основном реальной частью потенциала. Для получения пространственного распределения элемента используют два режима нейтронного волнового поля [5]. Первый режим – стоячая волна, образуется в результате интерференции нейтронных волн, падающей и отраженной от структуры. Второй режим – усиленная стоячая волна, возникает в слое при интерференции волн с различной кратностью отражения от границ слоя. В [6] уже был описан спектрометр в скользящей геометрии с регистрацией вторичного излучения, а именно заряженных частиц. Было показано, что при регистрации заряженных частиц ионизационной камерой достигается достаточно высокое пространственное разрешение 5 нм.

В настоящей работе описаны каналы регистрации гамма-излучения и поляризованных нейтронов, которые созданы на спектрометре РЕМУР реактора ИБР-2 в Дубне [7]. Приведены результаты тестирования каналов с использованием структур, содержащих слои из гадолиния, кобальта и сплава железо–кобальт. Приведены соотношения для расчетов интенсивности вторичного излучения и коэффициента поглощения нейтронов.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Для диапазона абсолютных значений волнового вектора нейтронов $k < \pi/d$, где d – расстояние между атомами среды, распространение нейтронов в среде описывается потенциалом взаимодействия нейтрона со средой:

$$U(z) = V - iW = \alpha \sum_g N_g b_g + \mu \mathbf{B} - i[\beta(\sum_g N_g \sum_m \sigma_{gm} + N_{sc} \sigma_{sc}) + \gamma_{ne} \sigma_{ne}], \quad (1)$$

где $N_g(z)$ – плотность ядер g -типа, b_g – амплитуда упругого когерентного рассеяния нейтрона ядром g -типа, $\sigma_k(E_m)$ – сечение взаимодействия (захват и неупругое рассеяние [8]) с ядром g -типа с генерацией излучения с энергией E_m , σ_{sc} – сечение рассеяния нейтронов в среде, σ_{ne} – сечение неупругого рассеяния нейтрона средой, N_{sc} – плотность рассеивающих нейтроны неоднородностей среды, γ_{ne} – размерный коэффициент, σ – вектор матриц Паули, \mathbf{B} – вектор индукции магнитного поля, $\alpha = 2\pi\hbar^2/m$, $\beta = \hbar v/2$, \hbar – постоянная Планка, μ – магнитный момент нейтрона, m – масса нейтрона, v – скорость нейтронов.

Прохождение нейтронов через слоистую структуру описывается коэффициентами отражения $R(Q)$, пропускания $T(Q)$ и поглощения $M(Q)$. Для коэффициентов выполняется уравнение баланса потоков:

$$\sum_j (R^{ij}(Q) + T^{ij}(Q)) + M^i(Q) = 1, \quad (2)$$

где i и j – начальное и конечное спиновые состояния нейтрона соответственно ($i, j \equiv +$ и $-$). Коэффициенты могут быть представлены через волновые функции, являющиеся решением уравнения Шредингера:

$$\begin{aligned} R^{ij} &= (k_z^j/k_z^i) |\psi_b^j(z=0)/\psi_d^i(z=0)|^2, \\ T^{ij} &= (k_z^j(L)/k_z^i) |\psi_d^j(z=L)/\psi_d^i(z=0)|^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\psi_d(z)$ и $\psi_b(z)$ – волновые функции в направлении падения нейтронов на структуру и обратно соответственно. Волновые функции, в свою очередь, могут быть записаны через амплитуды отражения r и пропускания t нейтронов структурой:

$$\begin{aligned} \psi_b^j(z=0) &= r^{ij} \psi_d^i(z=0), \\ \psi_d^j(z=L) &= t^i \psi_d^i(z=0). \end{aligned} \quad (4)$$

Амплитуды отражения и пропускания в случае многослойных структур рассчитывают по рекуррентным соотношениям для амплитуд отдельных слоев [9]. Например, в случае двух ядерно-магнитных слоев (обозначены индексами 1 и 2) и поляризованных нейтронов имеем для операторов (матрица 2×2) амплитуд отражения и пропускания бислоя:

$$\begin{aligned} r_{12} &= r_1(\sigma \mathbf{B}_1) + t_1(\sigma \mathbf{B}_1) \times \\ &\times (1 - r_2(\sigma \mathbf{B}_2) r_1(\sigma \mathbf{B}_1))^{-1} r_2(\sigma \mathbf{B}_2) t_1(\sigma \mathbf{B}_1), \\ t_{12} &= t_2(\sigma \mathbf{B}_2) (1 - r_1(\sigma \mathbf{B}_1) r_2(\sigma \mathbf{B}_2))^{-1} t_1(\sigma \mathbf{B}_1), \end{aligned} \quad (5)$$

где операторы амплитуд отдельного слоя

$$\begin{aligned} r &= r_d + t_b (1 - \exp(ik_z d) r_b \exp(ik_z d) r_b)^{-1} \times \\ &\times \exp(ik_z d) r_b \exp(ik_z d) t_d, \\ t &= t_b (1 - \exp(ik_z d) r_b \exp(ik_z d) r_b)^{-1} \exp(ik_z d) t_d, \\ r_d &= (k_z(\sigma \mathbf{B}) + k_{0z})^{-1} (k_{0z} - k_z(\sigma \mathbf{B})), \quad r_b = -r_d, \\ t_d &= 2(k_z(\sigma \mathbf{B}) + k_{0z})^{-1} k_z, \quad t_b = 2(k_z(\sigma \mathbf{B}) + k_{0z})^{-1} k_{0z}, \\ k_z &= (k_{0z}^2 - (k_v^2 - ik_w^2) - \sigma \mathbf{B})^{1/2}, \end{aligned}$$

k_{0z} , k_z – z -компоненты волнового вектора нейтронов в вакууме и среде соответственно, $k_v = (2mV)^{1/2}/\hbar$, $k_w = (2mW)^{1/2}/\hbar$.

Для дальнейших расчетов удобно привести операторы отражения и пропускания к виду $A + \sigma \mathbf{C}$. После этого амплитуды отражения и пропускания (введем общее обозначение a) для переходов $++$, $--$, $+-$ и $-+$ записываются в виде:

$$\begin{aligned} a^{++} &= A + C_z, & a^{--} &= A - C_z, \\ a^{+-} &= C_x + iC_y, & a^{-+} &= C_x - iC_y. \end{aligned} \quad (6)$$

Для приведения операторов к виду $A + \sigma C$ используют известные соотношения для функций, зависящих от σ . Первое соотношение:

$$f(\sigma \mathbf{B}) = If^+(B) + \sigma \mathbf{b} f^-(B), \quad (7)$$

где $f^\pm(B) = (f(B) \pm f(-B))/2$, $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$.

Второе соотношение:

$$(\sigma \mathbf{a})(\sigma \mathbf{b}) = ab + i\sigma[\mathbf{a} \times \mathbf{b}]. \quad (8)$$

Третье соотношение:

$$I - (A + \mathbf{B}\sigma)(C + \mathbf{D}\sigma)^{-1} = R + \mathbf{S}\sigma, \quad (9)$$

где $R = E/(E^2 - \mathbf{F}^2)$, $\mathbf{S} = \mathbf{F}/(E^2 - \mathbf{F}^2)$, $E = 1 - AC - \mathbf{B}\mathbf{D}$, $\mathbf{F} = \mathbf{A}\mathbf{D} + \mathbf{C}\mathbf{B} + i\mathbf{G}$, $\mathbf{G} = \mathbf{D} \times \mathbf{B}$. Коэффициенты отражения и пропускания в общем виде:

$$R^i(k_z) = H^{ij}(k_z, U(z)), \quad T^{ij}(k_z) = G^{ij}(k_z, U(z)). \quad (10)$$

Из (10) следует, что из измерений $R^{ij}(k_z)$ и $T^{ij}(k_z)$ в достаточно широком диапазоне изменения волнового вектора $k_{0z} = Q/2$, где Q – переданный при зеркальном отражении волновой вектор, можно определить потенциал взаимодействия $U(z)$. Однако этого недостаточно для решения задачи определения пространственной зависимости плотности отдельных элементов. Рассмотрим выражение для парциального коэффициента поглощения нейтронов в i -м спиновом состоянии $M_g^i(E_m)$. Парциальный коэффициент поглощения есть отношение потока $J_g^i(E_m)$ поглощенных нейтронов, соответствующего вторичному излучению с энергией E_m , к падающему потоку нейтронов J_0 :

$$\begin{aligned} M_g^{+(-)}(k_z, E_m) &= J_g^{+(-)}(k_z, E_m)/J_0(k_z) = \\ &= \int [J^{++(-)}(k_z, z) + J^{+-(-)}(k_z, z)] \times \\ &\quad \times N_g(z) \sigma_{gm}(k_z, E_m) dz / J_0(k_z), \end{aligned} \quad (11)$$

где $v_z = v \sin \theta$, $k_z = k \sin \theta$, θ – угол скольжения нейтронов.

В выражение (11) входит плотность отдельного элемента $N_g(z)$ и определяемые всей магнитной структурой поток нейтронов в начальном состоянии $J^{++(-)}$ и поток $J^{+-(-)}$, возникший в результате переворота спина нейтронов. Полезно представить $M_g^{+(-)}(k_z, E_m)$ через другие физические величины. Так, коэффициент $M_g^{+(-)}(k_z, E_m)$ может быть выражен через мнимую часть потенциала взаимодействия W_{gm} и плотность вероятности $n(z, k_z)$ обнаружить нейтрон с данными значениями z и k_z (далее просто плотность нейтронов):

$$\begin{aligned} M_g^{+(-)}(k_z, E_m) &= \\ &= (2m/\hbar^2) \int W_{gm}(n^{++(-)} + n^{+-(-)}) k_z / n_0 k_{0z} dz, \end{aligned} \quad (12)$$

Другое представление через волновые функции:

$$\begin{aligned} M_g^{+(-)}(k_z, E_m) &= \\ &= \int (|p^{++(-)}|^2 + |p^{+-(-)}|^2) (k_{g,w}^2 / k_{0z}) dz, \end{aligned} \quad (13)$$

где $p^{++(-)}(z, k_{0z}) = \Psi^{+(-)}(z, k_{0z}) / \Psi_0^{+(-)}(k_{0z})$, $p^{+-(-)}(z, k_{0z}) = \Psi^{-(+)}(z, k_{0z}) / \Psi_0^{+(-)}(k_{0z})$, $k_{g,w}^2 = N_g(z) \sigma_g(k_z, E_m) k_z$.

Как следует из (13), $M_g^{+(-)}(k_z, E_m)$ определяется коэффициентом изменения плотности нейтронов в исходном спиновом состоянии $|p^{++(-)}|^2$ и коэффициентом образования плотности нейтронов в конечном спиновом состоянии $|p^{+-(-)}|^2$. Значения $|p|^2$ определяются режимом нейтронного волнового поля. В режиме стоячих волн $(|p^{++(-)}|^2)$ находится в пределах от нуля до четырех, а в режиме усиленных стоячих волн может достигать 10^4 в случае реальных структур, в то время как $|p^{+-(-)}|^2$ из-за увеличения плотности нейтронов с переворотом спина в третьей степени по отношению к плотности нейтронов без переворота спина может достигать 10^{12} [10].

Запишем полную систему уравнений, имеющую место на границе раздела двух сред:

$$R^{ij}(k_z) = H^{ij}(k_z, U(z)), \quad (14a)$$

$$T^{ij}(k_z) = G^{ij}(k_z, U(z)), \quad (14б)$$

$$M_{1m}^i(k_z) = \int F^i(k_z, U(z)) \sigma_{1m}(k) N_1(z) dz, \quad (14в)$$

$$M_{2s}^i(k_z) = \int F^i(k_z, U(z)) \sigma_{2s}(k) N_2(z) dz, \quad (14г)$$

$$V(z) = \alpha(N_1(z)b_1 + N_2(z)b_2) + \mu \mathbf{B}, \quad (14д)$$

$$\begin{aligned} W(z) &= \beta(N_1(z)\Sigma_m \sigma_{1m} + \\ &+ N_2(z)\Sigma_s \sigma_{2s} + N_3(z)\sigma_{sc}) + \gamma_{ne} \sigma_{ne}, \end{aligned} \quad (14е)$$

$$U(z) = V(z) - iW(z). \quad (14ж)$$

Уравнение (14а) в основном “работает” в диапазоне малых абсолютных значений волнового вектора, тогда как (14б) – в диапазоне больших значений. Система уравнений (14а)–(14ж) позволяет определить зависимости $\mathbf{B}(z)$, $N_1(z)$, $N_2(z)$ и $M_{\text{res}} = M^i - M_{1m}^i - M_{2s}^i$ при известных b_k , σ_{1m} , σ_{2s} .

Коэффициент поглощения нейтронов, соответствующий незарегистрированным источникам вторичного излучения, определяется из соотношения

$$M_{\text{res}}^i = 1 - \Sigma_j (R^{ij} + T^{ij}) - M_{1m}^i - M_{2s}^i. \quad (15)$$

В случае наличия на границе раздела двух изотопов для решения (14) достаточно определить ко-

эффицент поглощения нейтронов в одном из изотопов.

Обратимся к вопросу о режимах нейтронного волнового поля. Стандартная рефлектометрия, измеряющая коэффициенты отражения и пропускания, “работает” в режиме бегущей нейтронной волны. Плотность нейтронов в этом случае “затухает” вглубь структуры по экспоненциальному закону. Благодаря изменению фазы нейтронной волны на π при прохождении отдельного слоя структуры, толщину слоя определяют из соотношения $L = \pi(1/k_{z2} - 1/k_{z1})$, где k_{z1} и k_{z2} – абсолютные значения волнового вектора, при которых интенсивность отражения нейтронов имеет локальные максимумы.

Мнимая часть потенциала при регистрации вторичного излучения позволяет провести идентификацию элементов, но ее влияние на отражение, пропускание и поглощение нейтронов в режиме бегущей волны очень мало, особенно в случае тонких слоев – толщиной несколько ангстрем. Для увеличения поглощения нейтронов в исследуемом слое и определения его пространственного положения используют режим стоячих нейтронных волн. Для создания режима стоячих волн в исследуемой структуре должен быть отражатель нейтронов. В режиме стоячих волн поток нейтронов в вакууме перед отражателем – периодическая функция

$$j(z, k_z) \equiv v |\psi(z, k_z) = \psi_d(z, k_z) + \psi_b(z, k_z)|^2 = \\ = vn_d(0, k_{0z}) [(1 - |r_r| \exp(-2k_{z1}z))^2 + \\ + 4|r_r| \exp(-2k_{z1}z) \cos^2(k_r z + \varphi_r/2)], \quad (16)$$

где r_r и φ_r – амплитуда и фаза амплитуды отражения нейтронов от отражателя, k_{z1} – мнимая часть волнового вектора в слое. При $|r_r| \approx 1$, $k_{z1} = 0$ и условии $k_r z_{\max} + \varphi_r/2 = n\pi$ плотность в четыре раза превышает плотность налетающих нейтронов ($n = 4n_d$). С увеличением потока $j = nv$ будет возрастать коэффициент поглощения нейтронов в слое, находящемся в позиции z_{\max} . В результате по значению k_r , при котором коэффициент поглощения имеет максимум, судят о позиции z_{\max} поглощающего слоя.

При интерференции волн в области структуры между двумя границами раздела возникает (при достаточной протяженности области) резонансный режим нейтронных стоячих волн. Для плотности потока нейтронов в этом случае

$$j(z, k_z) = vn_{sw} \left\{ \eta_{esw} = \frac{[|t_a|^2 |t_{vf}|^2 / |1 - r_a r_{f+r}|^2]}{[(1 - |r_{fa} r_{fr}| \exp(-2k_{z1}L))^2 + 4|r_{fa} r_{fr}| \times \\ \times \exp((-2k_{z1}L)) \sin^2(k_R L + \varphi_{fa}/2 + \varphi_{fr}/2)]} \right\}, \quad (17)$$

где v – скорость нейтрона в фазосдвигающем слое, n_{sw} – плотность стоячих волн, η_{esw} – коэф-

фициент преобразования плотности, обусловленный интерференцией волн, t_a – амплитуда пропускания усиливающего слоя, t_{vf} – амплитуда пропускания границы вакуум–фазосдвигающий слой, r_a – амплитуда отражения от усиливающего слоя, r_{f+r} – амплитуда отражения от структуры “фазосдвигающий слой + отражатель”, r_{fa} , φ_{fa} – амплитуда и фаза отражения от структуры “граница фазосдвигающего слоя + усиливающий слой”, r_{fr} , φ_{fr} – амплитуда и фаза отражения от структуры “граница фазосдвигающего слоя + отражатель”, L – толщина фазосдвигающего слоя.

При резонансном условии $Lk_z + \varphi_{fa}/2 + \varphi_{fr}/2 = m\pi$ коэффициент преобразования плотности имеет вид:

$$\eta_{esw} = \frac{[|t_a|^2 |t_{vf}|^2 / |1 - r_a r_{f+r}|^2]}{[(1 - |r_{fa} r_{fr}| \exp(-2k_{z1}L))^2]}. \quad (18)$$

При $r_{fa} \approx 1$, $r_{fr} \approx 1$ и $k_{z1} \ll 1/L$ выполняется $\eta_{esw} > 1$. Оценки показывают, что в случае слабо поглощающих ядерных слоев η_{esw} может достигать порядка 10^4 . В случае магнитной структуры усиление коэффициента отражения нейтронов с переворотом спина при определенных условиях возрастает квадратично и может достигать 10^9 [10].

МОДЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ

На рис. 1 приведена модель структуры, которая использовалась для расчетов. Бислоем, состоящий из двух слоев 1 и 2, расположен на расстоянии L от отражателя нейтронов. Рассматриваются потенциалы двух типов. В первом случае (рис. 1а) потенциалы слоев имеют вид прямоугольников, примыкающих вплотную к друг другу. Во втором случае (рис. 1б) потенциалы имеют вид треугольников, которые перекрываются на толщине бислоя. В результате толщина границы раздела изменяется, соответственно, от минимального нулевого значения до максимального, равного толщине бислоя. Интегральные по толщине бислоя значения потенциалов равны.

На рис. 2а приведены длинноволновые зависимости $M(k_{0z})$ в двух слоях бислоя толщиной 25 нм каждый с потенциалами прямоугольного и треугольного вида в случае отражателя из меди и расстояния от отражателя до бислоя $L = 20$ нм. Видно, что зависимости коэффициента поглощения в двух слоях существенно различаются, что отражает их пространственное положение в бислое. От вида слоев (формы границы раздела) зависит величина максимумов и их координатное положение. На рис. 2б приведены аналогичные рис. 2а зависимости, но в случае суперзеркального отражателя, для которого критическое значение волнового вектора k_{refl} в 10 раз превышает значение для медного отражателя. Очевидно, что в этом

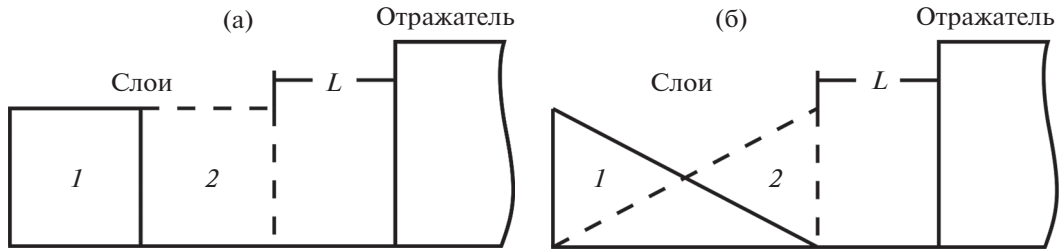


Рис. 1. Пространственная зависимость потенциала взаимодействия нейтронов с бислоем прямоугольного (а) и треугольного (б) вида.

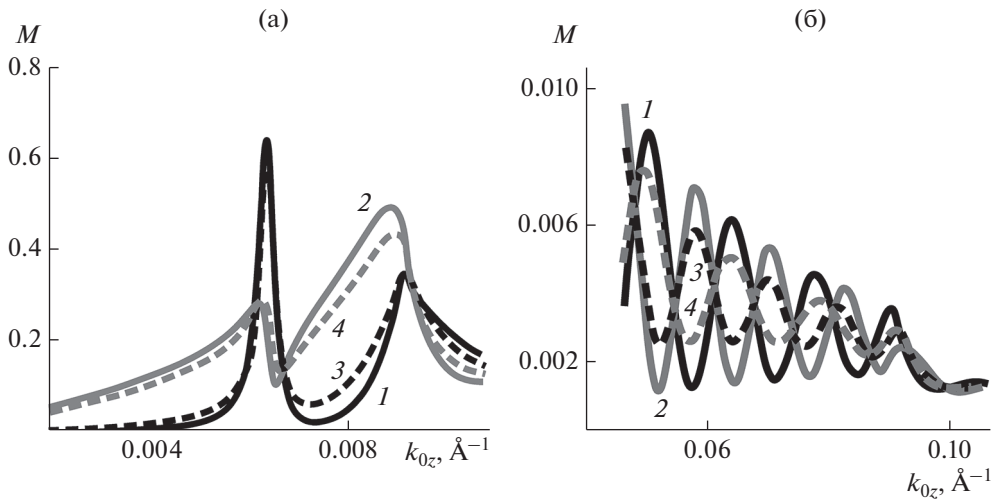


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения нейтронов $M(k_{0z})$ в первом (1, 3) и втором (2, 4) со стороны отражателя слоях с прямоугольными (1, 2) и треугольными (3, 4) потенциалами слоев: а – толщина бислоя 50 нм, отражатель с $k_v = 0.009 \text{ \AA}^{-1}$; б – толщина бислоя 5 нм, отражатель с $k_v = 0.09 \text{ \AA}^{-1}$.

случае из-за уменьшения максимального значения периода стоячих волн пространственное разрешение в 10 раз выше. Существенные изменения зависимостей наблюдаются для более тонкого бислоя толщиной 5 нм.

Рассмотрим теперь случай магнитно-неколлинеарной структуры и поляризованных нейтронов. На рис. 3 приведены зависимости коэффициента отражения с переверотом спина (кривые 1, 2, 3) и зависимости коэффициента поглощения (кривые 4, 5, 6). Видно, что при одинаковых значениях L максимумы зависимостей 1–3 и 4–6 совпадают. Это указывает на то, что в случае магнитной неколлинеарной структуры зависимости $R_y(k_{0z})$, определяемая магнитной частью реального потенциала, так же как и зависимость $M(k_{0z})$, определяемая как мнимым, так и реальным потенциалами, могут быть использованы для определения пространственного распределения потенциала. В случае коллинеарной магнитной структуры (рис. 4) зависимость $M(k_{0z})$ определяется начальным спиновым состоянием нейтронов $P_0 = \pm 1$. Очевидно, что в этом случае положе-

ние максимумов на зависимостях 1 и 2 определяется намагниченностью слоя.

Перейдем теперь к рассмотрению зависимости коэффициента поглощения в периодической структуре. В этом случае стоячая нейтронная волна образуется как в самой структуре, так и перед ней. Пространственный период стоячей волны равен периоду периодической структуры. На рис. 5 приведена расчетная зависимость плотности нейтронов D в модельной структуре $50 \times [\text{Cu}(3 \text{ нм})/\text{вакуум}(3 \text{ нм})]$ в зависимости от текущего номера бислоя n . Плотность нейтронов в структуре максимальна на границе вакуум–медь (градиент потенциала положительный) и минимальна на границе медь–вакуум (градиент потенциала отрицательный). Видно, что размах изменений плотности в бислое максимален в начале структуры и минимален в конце (плотность падающей волны нейтронов принята за единицу). В конце структуры средняя плотность нейтронов меньше единицы (плотность на входе принята за единицу), что связано с поглощением нейтронов в слоях меди. В случае магнитной периодической

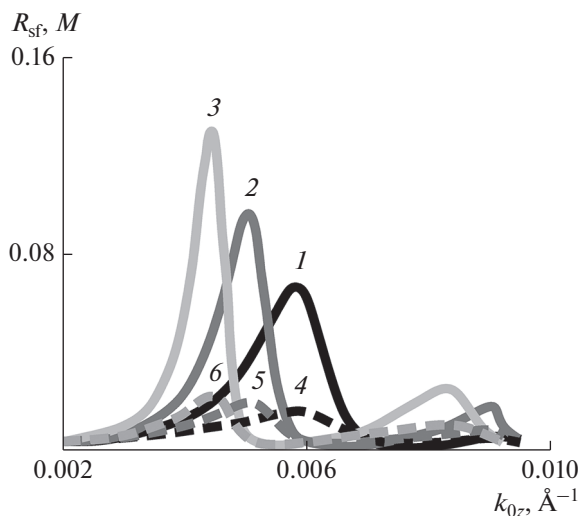


Рис. 3. Зависимости коэффициента поглощения M (1–3) и коэффициента отражения нейтронов с переворотом спина R_{sf} (4–6) для слоя толщиной 20 нм с перпендикулярной оси квантования намагниченностью 1 кГс, который расположен на расстоянии $L = 0$ (1, 4), 15 (2, 5) и 30 нм (3, 6) от отражателя с $k_v = 0.009 \text{\AA}^{-1}$.

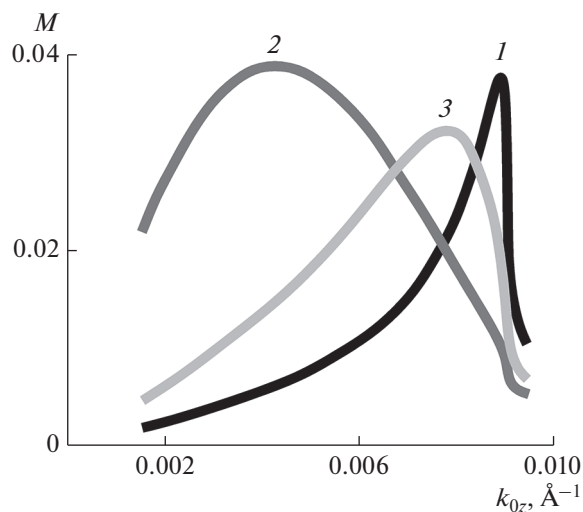


Рис. 4. Коэффициент поглощения нейтронов в слое толщиной 20 нм с $k_v = 0.0053$, $k_w = 0.00053 \text{\AA}^{-1}$, коллинеарной намагниченностью 10 кГс, расположенном на расстоянии 25 \AA от отражателя с $k_v = 0.009 \text{\AA}^{-1}$, начальная поляризация нейтронов: положительная (1); отрицательная (2); слой без намагниченности (3).

структуры пространственная зависимость потенциала различна для знаков “+” и “–” поляризации нейтронов. Из-за этого пространственные зависимости плотности нейтронов с поляризацией разных знаков оказываются различными. В результате, изменяя поляризацию нейтронов, можно исследовать различные участки бислоя.

На рис. 6 показаны зависимости потенциалов в бислое периодической структуры. Потенциал прямоугольного вида имеет в слоях бислоя фиксированную в единицах квадрата волнового вектора величину k_1^2 и k_2^2 . Потенциал треугольного вида имеет максимум в середине одного слоя и становится равным нулю к середине второго слоя. Интегралы потенциалов слоев на толщине бислоя имеют фиксированное значение. Для численных расчетов (рис. 7) использованы следующие потенциалы. Прямоугольный потенциал: для первого слоя $k_1^2 = 10^{-6}(1 - i10^{-2}) \text{\AA}^{-2}$, для второго – $k_2^2 = 8.1 \times 10^{-5}(1 - i10^{-3}) \text{\AA}^{-2}$. Потенциал треугольной формы: для первого слоя $k_1^2 = k_{1\max}^2(1 - 2|z|/d)$, где $k_{1\max}^2 = 1.3 \times 10^{-6}(1 - i10^{-2}) \text{\AA}^{-2}$, для второго – $k_2^2 = k_{2\max}^2(1 - 2z/d)$, где $k_{2\max}^2 = 1.1 \times 10^{-4}(1 - i10^{-3}) \text{\AA}^{-2}$, d – толщина слоя, координата z отсчитывается от центра слоя. На рис. 7 приведены коэффициенты поглощения M (кривые 1–4) и отражения R (кривые 5, 6) нейтронов для структуры $50 \times [k_2^2(5 \text{ нм})/k_1^2(5 \text{ нм})]/k_3^2$ в зависимости от нормальной к слоям компоненты волнового вектора нейтронов k_z . Коэффициенты по-

глощения приведены для первого (кривые 1, 3) и второго (кривые 2, 4) слоев бислоя в случаях прямоугольного (кривые 1, 2) и треугольного (кривые 3, 4) потенциалов. Коэффициент отражения показан для прямоугольного (кривая 5) и треугольного (кривая 6) потенциалов. Видно, что форма потенциала определяет характерный диапазон изменения волнового вектора. Действительно, все зависимости для треугольного потенциала сдвинуты в сторону больших абсолютных

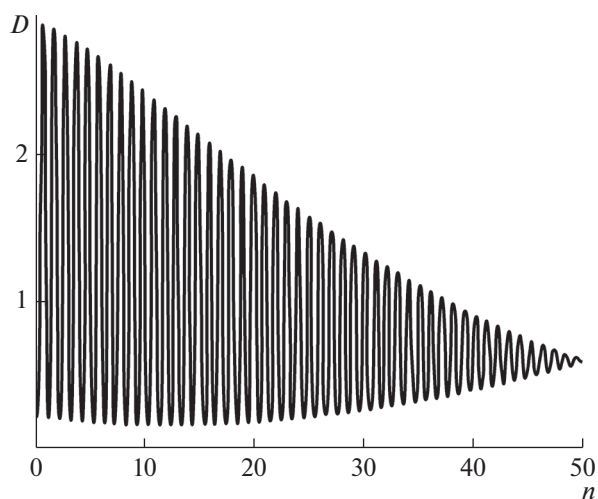


Рис. 5. Плотность нейтронов D в периодической структуре $50 \times [\text{Cu}(3 \text{ нм})/\text{вакуум}(3 \text{ нм})]$ в зависимости от текущего номера бислоя n .

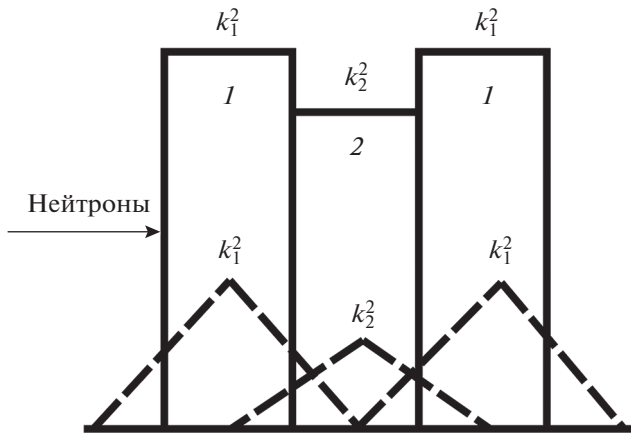


Рис. 6. Потенциал прямоугольного (сплошная линия) и треугольного (штриховая линия) вида в периодической структуре.

значений волнового вектора по отношению к зависимостям в случае прямоугольного потенциала.

На рис. 8а приведены зависимости коэффициента поглощения для поляризации нейтронов “+” и “-”. При поляризации “+” потенциал во втором слое, являющийся суммой ядерного и магнитного потенциалов, превышает ядерный потенциал в первом слое. При поляризации нейтронов “-” потенциал второго слоя равен нулю, а потенциал первого слоя остается равным ядерному. Как видно из рисунка, зависимости для поляризации со знаками “+” и “-” оказываются симметричными относительно максимума при $k_{0z} = 0.0326 \text{ \AA}^{-1}$ на зависимостях коэффициента поглощения первого слоя. На рис. 8б приведены аналогичные зависимости, но в этом случае намагниченность относится к первому слою. Видно, что зависимости для слоев бислоя поменялись местами. Теперь зависимости симметричны относительно максимума на зависимостях второго слоя, который в данном случае имеет ядерный потенциал. Отметим, что коэффициенты отражения в случае поляризации обоих знаков также симметричны относительно того же абсолютного значения волнового вектора, но они не меняются местами при изменении положения намагниченности. Таким образом, коэффициенты отражения не позволяют определить положение намагниченности. Напротив, коэффициенты поглощения дают эту информацию.

На рис. 9 приведены зависимости коэффициента отражения нейтронов с переворотом спина при различном положении в бислое магнитно-неколлинеарного слоя толщиной 1 нм. В случае исходной положительной поляризации потенциал первого слоя больше потенциала второго. В случае отрицательной, наоборот, потенциал второго слоя больше потенциала первого слоя.

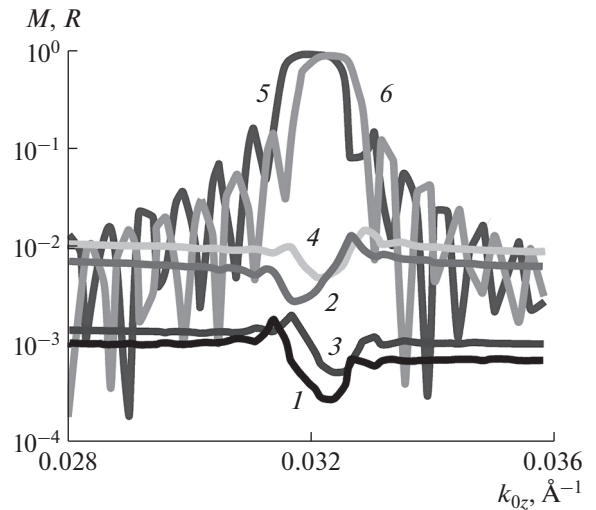


Рис. 7. Коэффициент поглощения нейтронов в первом (1, 3) и втором слое (2, 4) бислоя структуры $50 \times [k_2^2 (5 \text{ нм})/k_1^2 (5 \text{ нм})]/k_3^2$ с потенциалами слоев прямоугольной формы $k_1^2 = 10^{-6}(1 - i10^{-2}) \text{ \AA}^{-2}$, $k_2^2 = 8.1 \times 10^{-5}(1 - i10^{-3}) \text{ \AA}^{-2}$ (1, 2) и треугольной формы $k_1^2 = k_{1\text{max}}^2(1 - 2z/d)$, $k_2^2 = k_{2\text{max}}^2(1 - 2z/d)$, отсчет координаты z от центра слоя, $k_{1\text{max}}^2 = 1.3 \times 10^{-6}(1 - i10^{-2}) \text{ \AA}^{-2}$, $k_{2\text{max}}^2 = 1.1 \times 10^{-4}(1 - i10^{-3}) \text{ \AA}^{-2}$ (3, 4); $d = 5 \text{ нм}$ – толщина первого и второго слоя; $k_3^2 = k_{3v}^2 - ik_{3w}^2$, $k_{3v}^2 = 10^{-8} \text{ \AA}^{-2}$, $k_{3w}^2 = 10^{-4} \text{ \AA}^{-2}$. Коэффициент отражения для прямоугольного (5) и треугольного (6) потенциалов.

Как результат, пространственная зависимость плотности потока нейтронов и зависимости $R^{+-}(k_{0z})$ и $R^{-+}(k_{0z})$ будут различными. Видно, что плотность потока максимальна в середине второго слоя (кривые 2 и 8) и минимальна в середине первого слоя (кривые 5 и 11). Напротив, в других местах бислоя плотность потока нейтронов различна для поляризации разного знака. Таким образом, неколлинеарный слой в этом случае выступает в качестве анализатора плотности потока нейтронов в бислое. Очевидно, что использование нейтронов с различной поляризацией позволяет локализовать положение магнитно-неколлинеарного слоя. Отметим, что коэффициенты поглощения при изменении позиции магнитно-неколлинеарного подслоя не изменяются и имеют вид, представленный на рис. 8. Это связано с тем, что тонкий магнитно-неколлинеарный слой не изменяет существенно распределение потока нейтронов. На изменение пространственной зависимости плотности нейтронов при изменении их поляризации впервые обратила внимание М.А. Андреева (МГУ, Москва). Если реальная и мнимая части потенциала сравнимы, зависимости коэффици-

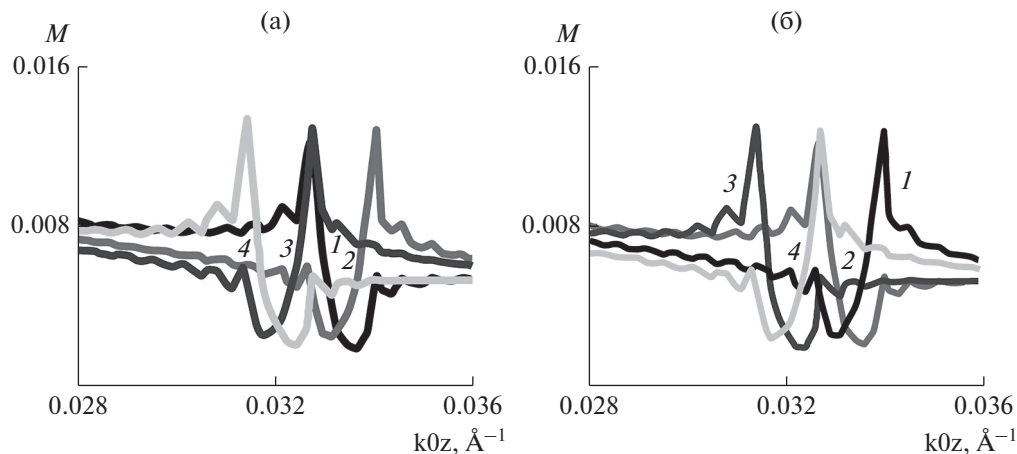


Рис. 8. Коэффициент поглощения в первом (1, 3) и втором (2, 4) слоях при ядерном потенциале прямоугольного вида $k_1^2 = k_2^2 = 8.1 \times 10^{-5}(1 - i10^{-3}) \text{ \AA}^{-2}$ для положительной (1, 2) и отрицательной (3, 4) поляризации нейтронов при намагниченности $J_z = 28.3 \text{ кГс}$ в слоях числа: а – втором, б – первом.

ентов поглощения нейтронов в слоях существенно изменяются.

КАНАЛЫ РЕГИСТРАЦИИ ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Регистрация вторичного излучения осуществлена на спектрометре РЕМУР, расположенном

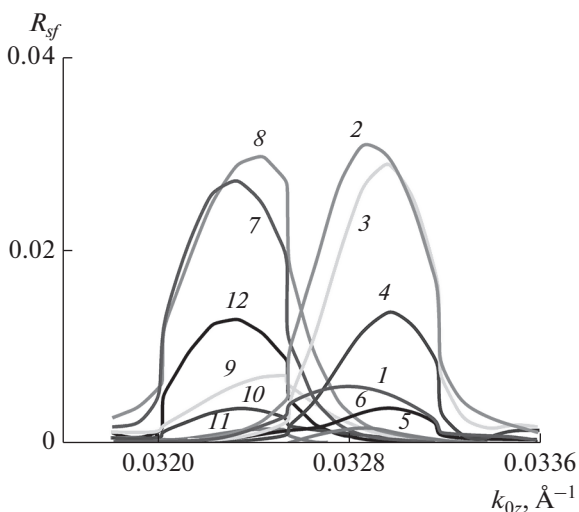


Рис. 9. Коэффициент отражения с переворотом спина при коллинеарной намагниченности первого слоя $J_z = 28.3 \text{ кГс}$. Подслой толщиной 1 нм с перпендикулярной оси квантования намагниченностью $J_x = 0.1J_z$ находится в начале (1, 7), середине (2, 8) и конце (3, 9) второго слоя и в начале (4, 10), середине (5, 11) и конце (6, 12) первого слоя числа. Зависимости 1–6 соответствуют R^{+-} , зависимости 7–12 – R^{-+} . Ядерный прямоугольный потенциал имеет вид: $k_1^2 = k_2^2 = 8.1 \times 10^{-5}(1 - i10^{-3}) \text{ \AA}^{-2}$.

на канале № 8 импульсного реактора ИБР-2 в Дубне (Россия). Частота повторений импульсов мощности ИБР-2 составляет 5 Гц, длительность импульса нейтронов в водяном замедлителе 340 мкс. Исследуемый образец находится на расстоянии 29 м от замедлителя нейтронов. Позиционно-чувствительный детектор нейтронов расположен на расстоянии 4.9 м от образца. Разрешение (среднеквадратичное отклонение) по длине волн регистрируемых нейтронов составляет 0.02 \AA . Разработаны и протестированы три канала регистрации вторичного излучения: заряженных частиц, поляризованных нейтронов и гамма-квантов.

Канал поляризованных нейтронов

На рис. 10 приведена функциональная схема канала регистрации поляризованных нейтронов. Канал включает поляризатор P , входной $SF-1$ и выходной $SF-2$ спин-флипперы нейтронов, анализатор поляризации AP и детектор нейтронов D . Между спин-флипперами располагается исследуемая структура S . Поляризатор состоит из стеклянной подложки, на которую нанесено суперзеркало. Подложка поляризатора выполнена из полированного куска стекла размером $10 \times 80 \times 2.8 \text{ см}$. Суперзеркало, изготовленное в Институте Лауэ–Ланжевена (Гренобль, Франция), характеризуется критическим углом отражения нейтронов 3.5 мрад/\AA (тип $m2$).

На рис. 11 приведена поляризационная способность поляризатора $P_p(\lambda)$ (кривая 1). $P_p(\lambda)$ превышает значение 0.9 в диапазоне длин волн $1.3\text{--}3.25 \text{ \AA}$. Анализатор поляризации выполнен в “верной” геометрии [11] в ПИЯФ (Гатчина). Анализатор представляет собой стопку 125 суперзеркал (рис. 12), помещенную в постоянный маг-

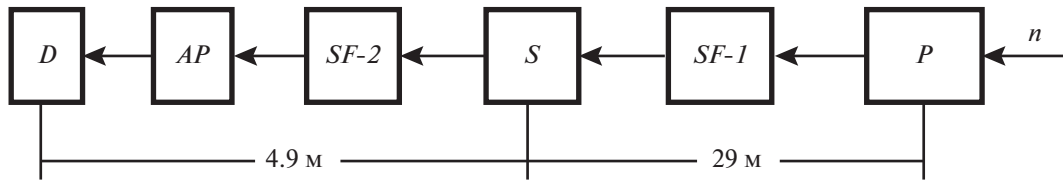


Рис. 10. Функциональная схема канала регистрации поляризованных нейтронов.

нит, имеет площадь приемного окна с сечением $18 \times 20 \text{ см}^2$. Суперзеркало – это стеклянная подложка толщиной 0.5 мм, на которую напылено суперзеркальное покрытие типа $m2$, характеризующееся критическим волновым вектором нейтронов $2.2 \times 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$. Зеркала ориентированы так, чтобы обеспечить на них один и тот же угол скольжения пучка нейтронов, равный в данном случае 3 мрад. Из рис. 11 видно, что $P_a(\lambda)$ (кривая 2) превышает значение 0.9 в диапазоне длин волн 1.15–4.5 \AA . В спектрометре используются изготовленные в ПИЯФ (Гатчина) градиентные радиочастотные спин-флипперы [12, 13], работающие на частоте 75 кГц. Вероятность переворота поляризации нейтронного пучка $f_1 = f_2$ в диапазоне $\lambda > 1.15 \text{ \AA}$ превышает 0.99 (рис. 11, кривые 3 и 4). Для регистрации нейтронов используется газонаполненный (^3He) позиционно-чувствительный детектор нейтронов. Площадь чувствительной области детектора $20 \times 20 \text{ см}^2$. Пространственное разрешение порядка 2.5 мм. Эффективность регистрации нейтронов детектором превышает 0.5 при $\lambda > 1 \text{ \AA}$. Интенсивность пучка на образце определяется его расходимостью, которую устанавливают с помощью кадмиевой диафрагмы,

расположенной на выходе поляризатора. Максимальный телесный угол видимости поляризатора с места установки образца $\Omega_{ps} = 2.0 \times 10^{-5}$ ср. Интенсивность поляризованных нейтронов на образце при расходимости пучка в горизонтальной плоскости отражения $2\Delta\theta = 0.7$ мрад составляет $2 \times 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Перейдем теперь к результатам тестирования канала с помощью слоистых структур, содержащих магнитный слой $\text{CoFe}(5 \text{ нм})$. Магнитный слой расположен на некотором расстоянии (10, 20 нм) от рефлектора нейтронов в виде подложки из стекла толщиной 5 мм. На рис. 13 приведены зависимости интенсивности для различных спиновых переходов в режимах стоячих и усиленных стоячих (резонаторная структура) волн. Видно (рис. 13а), что максимумам зависимостей с переворотом спина (состояния “вкл–выкл” (кривая 4) и “выкл–вкл” (кривая 3)) соответствуют минимумы зависимостей без переворота спина “вкл–вкл” (кривая 2) и “выкл–выкл” (кривая 1) соответственно. На зависимостях без переворота спина для резонаторной структуры (рис. 13б, кривые 1 и 2) наблюдаются по два минимума в районе $\lambda \approx 5 \text{ \AA}$. На зависимости 1 первый минимум соответствует однократному переходу “++”, второй – двум последовательным переходам “+-” и “-+”, которые в сумме дают также переход “++” (“+-” +

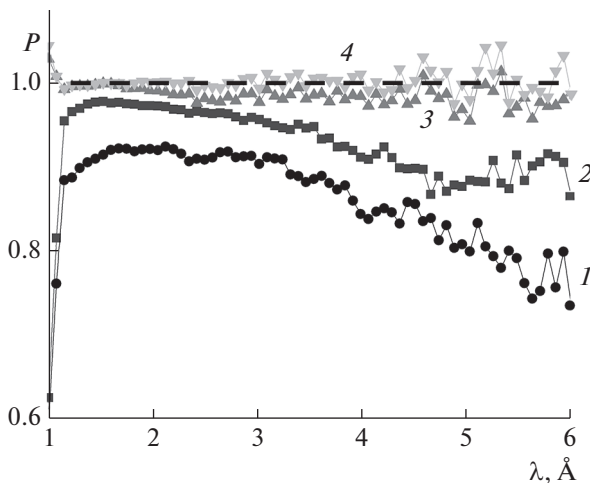


Рис. 11. Длинноволновые зависимости поляризационной эффективности поляризатора P_p (1), анализатора поляризации P_a (2) нейтронов и вероятности переворота поляризации входным (3) и выходным (4) спин-флиппером.

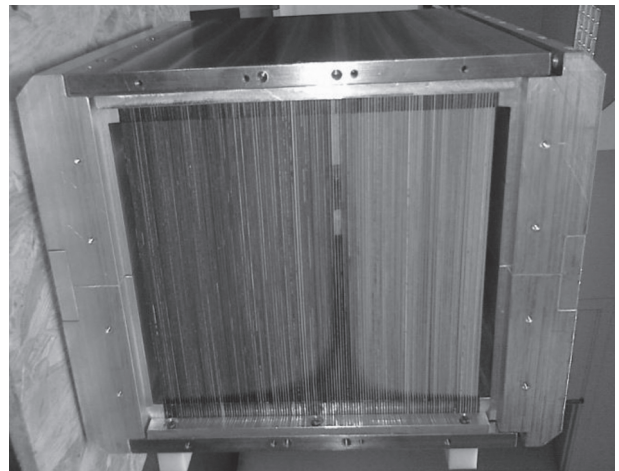


Рис. 12. Суперзеркальный анализатор поляризации нейтронов рефлектометра РЕМУР.

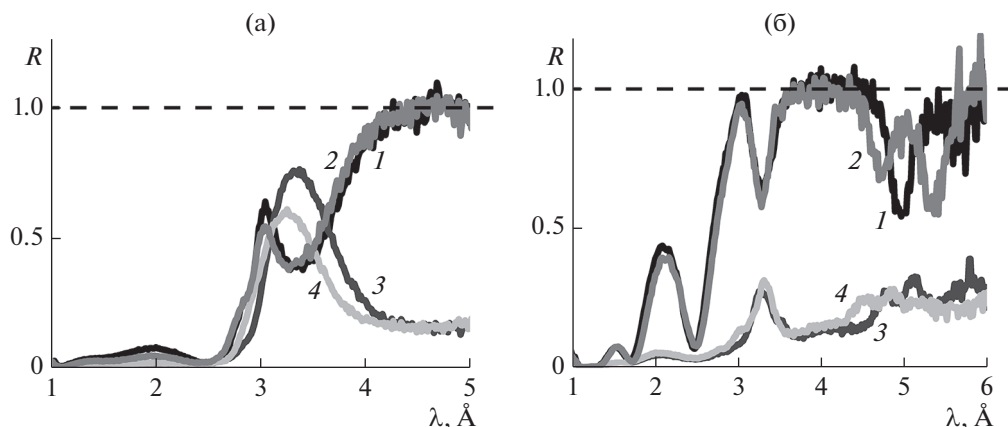


Рис. 13. Коэффициент отражения нейтронов для состояний входного и выходного спин-флипперов “выкл–выкл” (1), “вкл–вкл” (2), “выкл–вкл” (3), “вкл–выкл” (4), при угле скольжения пучка нейтронов $\theta = 3$ мрад, напряженности магнитного поля 295 Э и угле наклона магнитного поля к плоскости структуры 70° от структуры: а – V(10 нм)/CoFe(5 нм)/ ^6LiF (5 нм)/V(5 нм)/стекло, б – Cu(10 нм)/V(55 нм)/CoFe(5 нм)/ ^6LiF (5 нм)/V(15 нм)/стекло.

+ “–+” \equiv “++”). На зависимости 2 второй минимум соответствует однократному переходу “– –”, а первый – двум последовательным переходам “–+” и “+–”, дающим в итоге также переход “– –” (“– –” \equiv “–+” + “+–”).

На рис. 14 приведены зависимости интенсивности отражения нейтронов с переворотом спина для структур V(20 нм)/CoFe(4 нм)/ ^6LiF (5 нм)/V(5 нм)/стекло (кривая 1) и V(20 нм)/CoFe(4 нм)/ ^6LiF (5 нм)/V(15 нм)/стекло (кривая 2). Из рисунка видно, что с увеличением расстояния от магнитного слоя до отражателя нейтронов от 10 (L1) до 20 нм (L2) параметр $\beta_{\text{max}} = \lambda/\theta$ при максимальном коэффициенте отражения, который опреде-

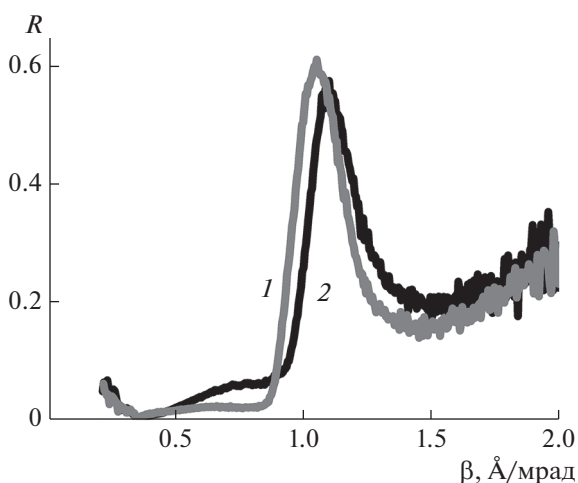


Рис. 14. Коэффициент отражения нейтронов от структур V(20 нм)/CoFe(4 нм)/ ^6LiF (5 нм)/V(5 нм)/стекло (1) и V(20 нм)/CoFe(4 нм)/ ^6LiF (5 нм)/V(15 нм)/стекло (2) в состоянии спин-флипперов “вкл–выкл”.

ляет пространственное положение слоя, увеличился на 10%. Экспериментальная неопределенность β при $\lambda = 2$ Å составляет 1%. Минимальное значение $\delta L = L2 - L1$, определяемое неопределенностью λ , составляет 0.5 нм.

Канал регистрации гамма-квантов

Для регистрации гамма-квантов использовали полупроводниковый германиевый детектор, работающий в диапазоне 3 кэВ–10 МэВ. Германиевый кристалл имеет диаметр 61.2 мм и длину 87.3 мм. Для гамма-излучения с энергией 1.33 МэВ эффективность регистрации составляет 45%, а разрешение по энергии 2 кэВ.

На рис. 15 показаны конструктивные элементы конечного участка гамма-канала: коллиматор нейтронного пучка 1 выполнен из борированного полиэтилена и свинца, место установки образца 2 окружено борированным полиэтиленом, образец устанавливают на столиках 3, обеспечивающих его перемещение и вращение, гамма-детектор 4 через отверстие в защите помещают на некотором расстоянии от образца (34 мм без антикомptonовской системы и 12 см с ней). Во второй позиции по сравнению с первой сигнал уменьшается в 5.3 раза, а фон в 13.7 раз. Для тестирования канала использовали структуры, содержащие слои естественного гадолиния. Регистрировали сильнейший переход в изотопе ^{157}Gd при энергии гамма-квантов 181.94 кэВ, доля которого в полном сечении взаимодействия нейтронов с изотопом составляет $\alpha_{\text{Gd-En}} = 0.1833$. Распространенность изотопа ^{157}Gd в естественной смеси составляет $\alpha_{\text{Gd-Nat}} = 0.1568$. С учетом этого парциальный коэффициент изотопа ^{157}Gd в смеси естественного гадолиния, соответствующий гамма-излучению с

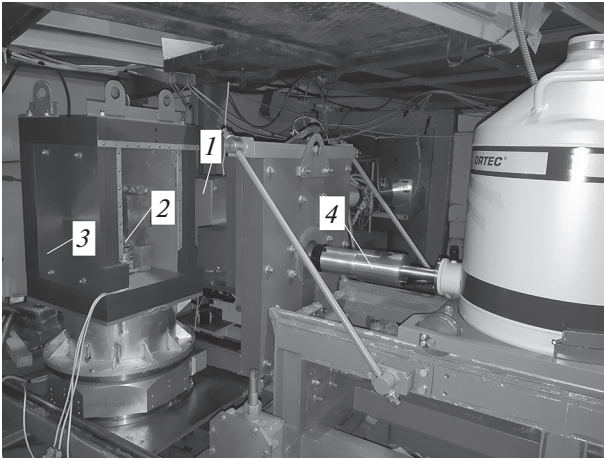


Рис. 15. Элементы канала регистрации гамма-излучения: 1 – коллиматор нейтронного пучка; 2 – место установки образца; 3 – защита места установки образца; 4 – гамма-детектор вместе с криостатом.

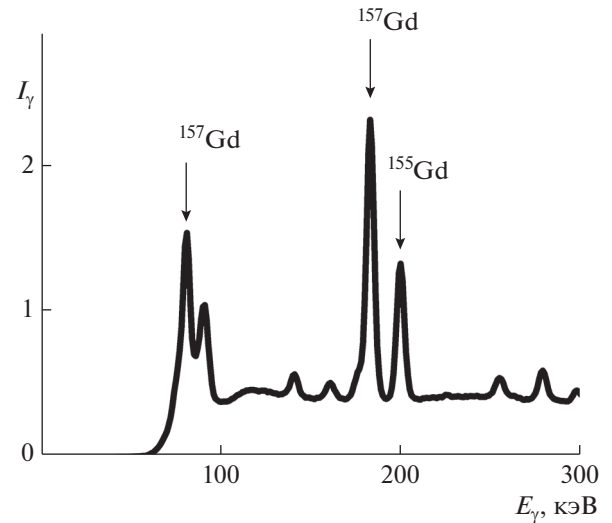


Рис. 16. Энергетический спектр гамма-квантов, генерируемых структурой № 1.

энергией 181.94 кэВ, равен $\alpha_p = \alpha_{\text{Gd-En}} \alpha_{\text{Gd-Nat}} = 0.029$. Соответственно, парциальное сечение захвата нейтронов при длине волны нейтронов 1.8 Å составляет $\sigma_p = 7.3$ кбарн. Для тестирования канала были использованы структуры, изначально описываемые формулами V(20 нм)/Gd(5 нм)/V(5 нм)/Cu(100 нм)/стекло (структура № 1), V(10 нм)/V(55 нм)/Gd(5 нм)/V(15 нм)/Cu(100 нм)/стекло (структура № 2), Cu(10 нм)/V(65 нм)/Gd(5 нм)/V(5 нм)/Cu(100 нм) (структура № 3) и Cu(10 нм)/V(55 нм)/Gd(5 нм)/V(15 нм)/Cu(100 нм)/стекло (структура № 4). На рис. 16 в качестве примера приведен энергетический спектр гамма-излучения структуры № 1 при отражении от нее нейтронов.

При регистрации гамма-излучения с определенной энергией, испускаемого ядрами изотопа, определяют парциальный коэффициент поглощения нейтронов элементом. Рассмотрим вопрос об экспериментальном определении парциального коэффициента поглощения нейтронов. Для потока поглощенных изотопом нейтронов в образце в случае сечения пучка нейтронов $L_b H_b$, превышающего сечение образца $S_s H_s \sin \theta$, имеем:

$$J_n = n_0 v_0 S_s H_s \sin(\theta) M, \quad (19)$$

где коэффициент поглощения $M = \int n(Z_s) k_i^2 \times (Z_s, N\sigma) / (n_0 k_0) dZ_s$. Для потока поглощенных в детекторе гамма-квантов имеем (рис. 17):

$$J_\gamma = S_s H_s \sin(\theta) v_0 M \alpha_p L^2 \times \iiint R^{-4} E(E_\gamma, Y_d, Y_s, X_d, X_s, L) \times dX_s dY_s dX_d dY_d / \iint dX_s dY_s, \quad (20)$$

где $R = [(Y_d - Y_s)^2 + (X_d - X_s)^2 + L^2]^{1/2}$, $E(E_\gamma, Y_d, Y_s, X_d, X_s, L)$ – эффективность регистрации гамма-излучения с энергией E_γ , излучаемого элементом поверхности Y_s, X_s и падающего на элемент поверхности детектора с координатами Y_d, X_d , $M_p = M \alpha_p$ – парциальный коэффициент поглощения нейтронов, соответствующий гамма-излучению с энергией E_γ .

Интегрирование по X_s ведется в интервале S_s , а по Y_s – в интервале H_s . В (20) предполагается, что в исследуемом образце гамма-излучение не ослабляется, а плотность потока падающих нейтронов принята за единицу. Калибровка канала регистрации гамма-излучения была проведена путем измерений с пластиной естественного кадмия толщиной $d_{\text{Cd}} = 1$ мм, расположенной под углом $\theta_{\text{Cd}} = 25^\circ$ к пучку нейтронов (угол скольжения пучка на пластине). Коэффициент поглощения

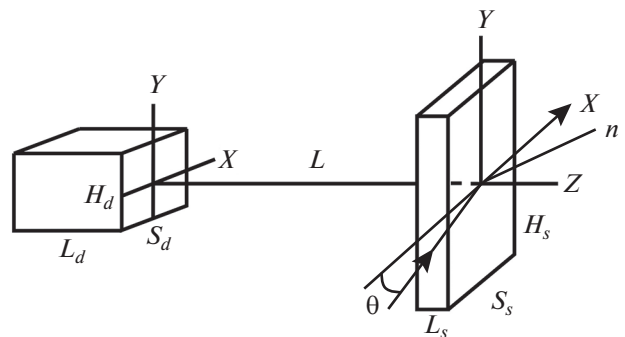


Рис. 17. Схема расположения исследуемого образца, характеризуемого геометрическими параметрами S_s, H_s и L_s , и гамма-детектора, характеризуемого геометрическими параметрами регистрирующей области S_d, H_d и L_d .

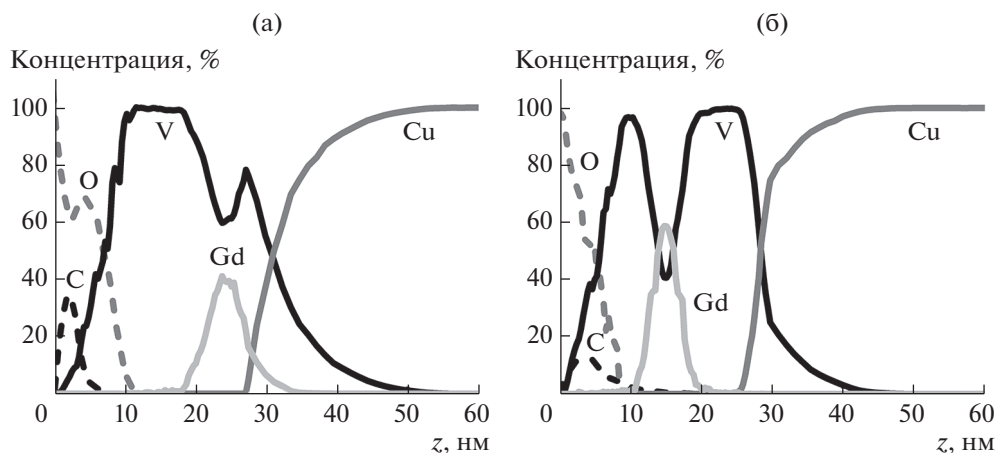


Рис. 18. Пространственные профили элементов для структуры: а – V(20 нм)/Gd(5 нм)/V(5 нм)/Cu(100 нм)/стекло; б – V(10 нм)/Gd(5 нм)/V(15 нм)/Cu(100 нм)/стекло.

нейтронов в пластине с объемной плотностью атомов естественного кадмия хорошо определен:

$$M_{Cd} = 1 - \exp(-N_{Cd}\sigma_{Cd}d_{Cd}/\sin\theta_{Cd}). \quad (21)$$

Наиболее сильнопоглощающим нейтроны изотопом с сечением взаимодействия $\sigma(^{113}\text{Cd}, 25 \text{ мэВ}) = 20.6$ кбарн является ^{113}Cd . Его содержание в естественной смеси $C(^{113}\text{Cd}) = 12.26\%$. Энергия гамма-излучения наиболее сильного перехода в ^{113}Cd $E_\gamma = 558.456$ кэВ. Вероятность этого излучения $F(558.456 \text{ кэВ}) = 0.74$. Таким образом, для кадмия $\alpha_p = 0.091$, а сечение взаимодействия нейтронов с естественным кадмием по каналу с $E_\gamma = 558.456$ кэВ в диапазоне длин волн $\lambda = 1-10 \text{ \AA}$ изменяется от 1.038 до 10.38 кбарн. Соответственно, при использованных значениях $d_{Cd} = 1$ мм, $\theta_{Cd} = 25^\circ$ и табличного значения плотности кадмия $N(\text{Cd}) = 4.6 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ коэффициент поглощения нейтронов находится в диапазоне $M_{Cd} = (1 - 3.9 \times 10^{-6}) - (1 - 7.7 \times 10^{-5})$, т.е. практически равен единице. В этом случае при ширине пучка d_n (ось Z), которая меньше ширины пластины, имеем:

$$J_\gamma = d_n H_s v_0 F(558.456 \text{ кэВ}) \times \iiint R^{-4} E(E_\gamma, Y_d, Y_s, X_d, X_s, L) \times dX_s(^{113}\text{Cd}) dY_s(^{113}\text{Cd}) dX_d dY_d / \iint dX_s(^{113}\text{Cd}) dY_s(^{113}\text{Cd}). \quad (22)$$

Здесь надо иметь в виду, что размер l_x светящейся области (испускающей гамма-излучение) вдоль оси X_s несколько превышает размер пучка нейтронов, равный $d_n \text{ctg}\theta_{Cd} = 2.41$ мм. Из $M_{Cd} \approx 0.9$ следует, что это превышение составляет порядка 0.36 мм (15%) при $\lambda = 1 \text{ \AA}$ и 0.036 мм (1.5%) при $\lambda = 10 \text{ \AA}$. В результате интегрирование по $X_s(^{113}\text{Cd})$

ведется в интервале $d_n \text{ctg}\theta_{Cd} + 1/(N(^{113}\text{Cd})\sigma(^{113}\text{Cd}))$, а по $Y_s(^{113}\text{Cd})$ – в интервале высоты пучка нейтронов H_b . При небольших значениях энергии гамма-излучения (100–300 кэВ), а также исходя из размеров регистрирующего кристалла детектора гамма-квантов эффективность $E(E_\gamma, Y_d, Y_s, X_d, X_s, L)$ порядка единицы, и в некотором приближении можно считать, что она не зависит от координат. В этом случае для парциального коэффициента поглощения исследуемой структуры выполняется соотношение

$$M_p = J_\gamma [F(558.456 \text{ кэВ}) L^2 (^{113}\text{Cd}) \times \iiint R^{-4} dX_s(^{113}\text{Cd}) dY_s(^{113}\text{Cd}) \times dX_d dY_d \iint dX_s dY_s] / [J_\gamma (^{113}\text{Cd}) \sin\theta L^2 \iiint R^{-4} dX_s dY_s dX_d dY_d \times \iint dX_s(^{113}\text{Cd}) dY_s(^{113}\text{Cd})]. \quad (23)$$

На рис. 18 приведены пространственные профили элементов для структур № 1 и № 2, полученные методом нейтральной масс-спектрометрии. На рис. 19 приведены длинноволновые зависимости коэффициента отражения нейтронов (кривые 1, 2) и парциального нормированного коэффициента поглощения нейтронов $M = M_p/\alpha_p$ в слое гадолиния (кривые 3, 4) для структур № 1 и № 2.

Видно (рис. 19), что при $\lambda_1 = 3.1 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 3.3 \text{ \AA}$ для соответствующих структур наблюдаются минимумы на нейтронных зависимостях 1 и 2 и максимумы на гамма-зависимостях 3 и 4, связанные с захватом нейтронов ядрами изотопа ^{157}Gd . В диапазоне 3–10 \AA сумма $R + M < 1$. Это указывает на присутствие других, кроме регистрируемого, видов вторичного излучения. Это дополнительное излучение может быть пучком нейтронов, рассеянным на неоднородностях структуры. Рас-

четыре показывают, что зависимостям рис. 18 соответствуют структуры, описываемые формулами $A(k_v^2 = 42 \times 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}, d = 10 \text{ нм})/0.35\text{Gd}0.6\text{V}(5 \text{ нм})/0.6\text{Gd}0.4\text{V}(3 \text{ нм})/0.35\text{Gd}0.65\text{V}(5 \text{ нм})/\text{V}(6 \text{ нм})/\text{Cu}$ и $A(k_v^2 = 42 \times 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}, d = 10 \text{ нм})/0.35\text{Gd}0.6\text{V}(5 \text{ нм})/0.6\text{Gd}0.4\text{V}(3 \text{ нм})/0.35\text{Gd}0.65\text{V}(5 \text{ нм})/\text{V}(10 \text{ нм})/\text{Cu}$. Эффективная толщина слоя гадолиния, соответствующая слою с прямоугольным пространственным распределением и табличной плотностью атомов, составила $5.3 \pm 0.4 \text{ нм}$, что близко к первоначально заданному значению 5 нм. Толщина слоя ванадия между слоями меди и гадолиния 6 нм для структуры № 1 и 10 нм для структуры № 2, что расходится с первоначально заданными значениями 10 и 20 нм соответственно. Слой $A(k_v^2 = 42 \times 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}, d = 10 \text{ нм})$ является оксидом или смесью оксидов ванадия. Для оксидов ванадия VO , V_2O_5 , V_2O_3 и VO_2 $k_v^2 = 34.8 \times 10^{-6}$, 38.9×10^{-6} , 40.3×10^{-6} и $43.8 \times 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}$ соответственно. Из этого следует, что в слое $A(k_v^2 = 42 \times 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}, d = 10 \text{ нм})$ преобладает оксид VO_2 . Потенциал взаимодействия для гадолиния зависит от длины волны нейтронов. В случае естественного гадолиния он определяется в основном изотопами ^{155}Gd и ^{157}Gd . По данным [14, 15] потенциал естественного гадолиния определяется как $k_v^2 - ik_w^2 = 3.78 \times 10^{-6} \{7.25 + 5.25 \times 10^2 [(81/\lambda^2 - 26.8) - 54i] / [4(81/\lambda^2 - 26.8)^2 + 108^2] + 2.36 \times 10^3 [(81/\lambda^2 - 31.4) - 53i] / [4(81/\lambda^2 - 31.4)^2 + 106^2]\}$. Длина волны нейтронов представлена в ангстремах, а квадраты компонент волнового вектора в обратных ангстремах в квадрате. Из зависимостей рис. 19 следует, что разность между минимумами на зависимостях коэффициента отражения нейтронов или максимумами на зависимостях интенсивности гамма-излучения для двух структур составляет $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 0.18 \text{ \AA}$ ($\lambda = 3.24 \text{ \AA}$), и это соответствует изменению расстояния между слоем гадолиния и отражателем из меди $\Delta z = 4 \text{ нм}$. Учитывая, что разрешение по длине волны составляет $2\delta\lambda = 0.04 \text{ \AA}$, получим следующее из разрешения минимальное значение $\Delta z_{\text{min}} = 2\delta\lambda\Delta z/\Delta\lambda \approx 0.9 \text{ нм}$.

На рис. 20 приведены пространственные профили элементов для структур № 1 и № 2, полученные методом нейтральной масс-спектрометрии. На рис. 21 приведены длинноволновые зависимости коэффициента отражения нейтронов (кривые 1, 2) и нормированных парциальных коэффициентов поглощения нейтронов (кривые 3, 4) для структур № 3 и № 4. В диапазоне полного отражения нейтронов ($\lambda > 2 \text{ \AA}$) от слоя меди наблюдаются два минимума на нейтронных зависимостях и соответствующие им два максимума на гамма-зависимостях при резонансных значениях

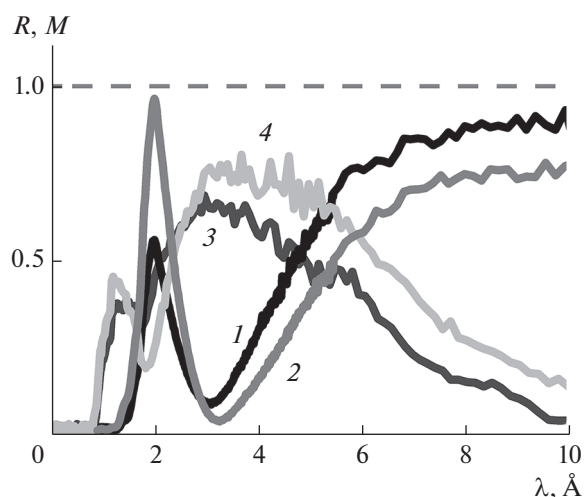


Рис. 19. Длинноволновые зависимости коэффициента отражения нейтронов (1, 2) и нормированных парциальных коэффициентов поглощения нейтронов (3, 4) для структур № 1 (1, 3) и № 2 (2, 4).

ях длины волны нейтронов $\lambda = 2.67$ и 5.24 \AA . Из этих зависимостей следуют структуры $\text{Cu}(12 \text{ нм})/0.7\text{Cu}0.3\text{V}(6 \text{ нм})/\text{V}(43.5 \text{ нм})/0.85\text{V}0.15\text{Gd}(5.5 \text{ нм})/0.08\text{V}0.92\text{Gd}(4 \text{ нм})/0.85\text{V}0.15\text{Gd}(5.5 \text{ нм})/0.1\text{Cu}0.9\text{V}(1 \text{ нм})/0.7\text{Cu}0.2\text{V}(2 \text{ нм})/\text{Cu}$ и $\text{Cu}(12 \text{ нм})/0.7\text{Cu}0.3\text{V}(6 \text{ нм})/\text{V}(40.5 \text{ нм})/0.85\text{V}0.15\text{Gd}(5.5 \text{ нм})/0.08\text{V}0.92\text{Gd}(4 \text{ нм})/0.85\text{V}0.15\text{Gd}(5.5 \text{ нм})/0.1\text{Cu}0.9\text{V}(8 \text{ нм})/0.7\text{Cu}0.2\text{V}(2 \text{ нм})/\text{Cu}$. Эффективная толщина слоя гадолиния составила 5.3 нм. Изменение амплитуды пика в гамма-канале при $\lambda = 2.67$ и 5.24 составляет 7% (статистическая ошибка в одном канале меньше 0.7%) и 20% (статистическая ошибка в одном канале 5%) соответственно. Отсюда следует, что при длине волны $\lambda \approx 1.5 \text{ \AA}$, когда интенсивность нейтронов максимальна, статистическая точность определения положения поглощающего слоя не превышает 0.5 нм.

Принципиально важно регистрировать гамма-излучение магнитных элементов. В случае неколлинеарной магнитной структуры можно регистрировать оба типа вторичного излучения (нейтроны с переворотом спина и гамма-излучение). Регистрация гамма-излучения повышает точность определения магнитного и элементного пространственных профилей. Однако только гадолиний (Gd) и диспрозий (Dy) имеют достаточно большое сечение взаимодействия с нейтронами. Остальные редкоземельные (Tb, Ho, Er, Tm) и переходные элементы (Fe, Co, Ni) характеризуются достаточно низкими сечениями. Тем не менее была предпринята попытка наблюдать гамма-излучение слоя кобальта. Естественный кобальт полностью состоит из изотопа ^{59}Co и в случае тепловых нейтронов ($\lambda = 1.8 \text{ \AA}$) имеет сечение взаимодействия 37.2 барн. Энергия наиболее сильной

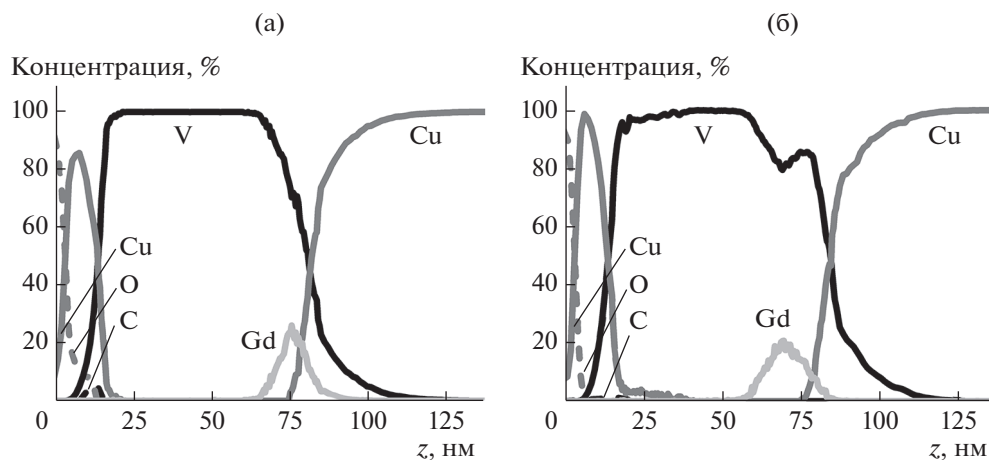


Рис. 20. Пространственные профили элементов для структуры: а – Cu(10 нм)/V(65 нм)/Gd(5 нм)/V(5 нм)/Cu(100 нм)/стекло; б – Cu(10 нм)/V(55 нм)/Gd(5 нм)/V(15 нм)/Cu(100 нм)/стекло.

линии гамма-излучения 229.72 кэВ, ее интенсивность составляет 15.18% (парциальный коэффициент равен $\alpha_p = 0.1518$) по отношению к полной интенсивности гамма-излучения. Этой гамма-линии соответствует сечение взаимодействия нейтронов $\sigma_p = 5.65$ барн.

Первые измерения были проведены для структуры Co(60 нм)/стекло. Площадь стеклянной подложки составила 40 см². При энергии гамма-квантов 230 кэВ наблюдается пик, составляющий по отношению к фоновой интенсивности величину 0.06. На рис. 22 приведен нормированный парциальный коэффициент поглощения нейтронов для структуры Co(60 нм)/стекло (кривая 1).

При длине волны $\lambda = 1.9$ Å наблюдается максимум коэффициента поглощения в слое кобальта, связанный с увеличением при критическом волновом векторе плотности нейтронов в стоячей волне.

Измерения также были проведены для периодической структуры Nb(10 нм)/10 × [Co(12.5 нм)/Si(12.5 нм)/Al₂O₃] (рис. 22, кривая 2). Максимум коэффициента поглощения наблюдается при длине волны 2.4 Å. Это значение среднее между брэгговской длиной волны 1.5 Å для периодиче-

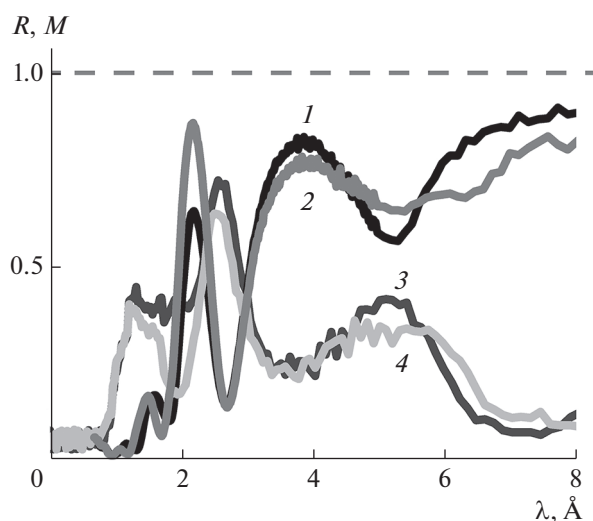


Рис. 21. Длинноволновые зависимости коэффициента отражения нейтронов (1, 2) и нормированных парциальных коэффициентов поглощения нейтронов (3, 4) для структур № 3 (1, 3) и № 4 (2, 4).

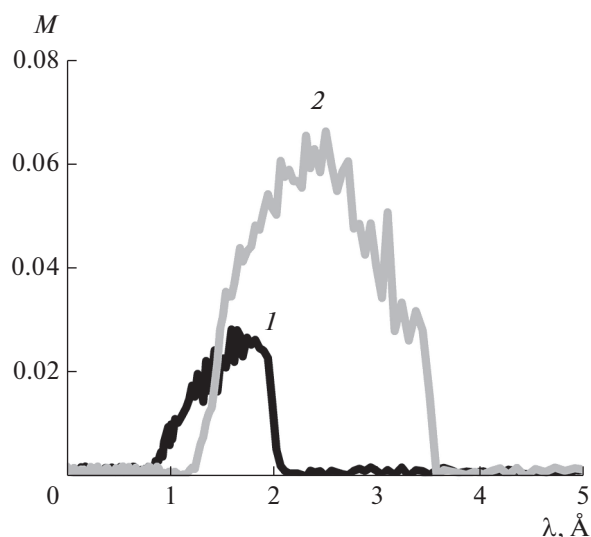


Рис. 22. Зависимость от длины волны нормированного парциального коэффициента поглощения нейтронов в слоях кобальта для структур Co(60 нм)/стекло (1) при $\theta = 1.7$ мрад и $S = 10$ см² и Nb(10 нм)/10 × [Co(12.5 нм)/Si(12.5 нм)/Al₂O₃] (2) при $\theta = 3.06$ мрад и $S = 1$ см².

ской структуры и критической длиной волны для кобальта 3.4 Å.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время на спектрометре РЕМУР для измерений доступно достаточно большое количество изотопов элементов. При времени измерения $t = 1$ сут, разрешении по волновому вектору $\delta k/k = 0.1$, $\lambda = 1.5$ Å, сечении пучка на образце 0.1 см², толщине слоя 5 нм и плотности потока нейтронов на образце 2×10^4 см⁻² · с⁻¹ параметры следующие: для канала регистрации гамма-квантов $\sigma_{\min} = 0.3$ барн более 100 изотопов имеют сечение $\sigma > 0.3$ барн; в канале поляризованных нейтронов минимальная перпендикулярная вектору поляризации нейтронов компонента намагниченности составляет 1 Гс.

Дальнейший прогресс связан со следующими возможностями. Первое — это увеличение за счет использования нейтронвода интенсивности нейтронов на структуре в пять—десять раз. Второе — снижение за счет более эффективной защиты фона быстрых нейтронов и гамма-излучения из активной зоны реактора в пять—десять раз. Третье — увеличение телесного угла видимости детектора гамма-излучения в четыре раза или увеличение числа гамма-детекторов до четырех. Одновременная реализация этих возможностей позволит довести сечение взаимодействия нейтрона с ядром до 1 мбарн при толщине поглощающего слоя 5 нм или уменьшить толщину слоя до 1 Å при сечении 50 мбарн. Пространственное разрешение в структурах с одиночными слоями или бислоями можно довести до 1 Å при применении в структуре суперзеркального отражателя нейтронов с $k_v \approx 0.09$ Å⁻¹. При исследовании периодических структур высокое пространственное разрешение может быть достигнуто путем уменьшения пери-

ода структуры. На данном технологическом уровне, по-видимому, достижим период 1 нм, что также дает пространственное разрешение 1–2 Å.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Никитенко Ю.В., Сыромятников В.Г.* Рефлектометрия поляризованных нейтронов. М.: Физматлит, 2014. 220 с.
2. *Nikitenko Yu.V., Petrenko A.V., Gundorin H.A. et al.* // *Crystallogr. Rep.* 2015. V. 60. № 4. P. 518.
3. *Aksenov V.L., Nikitenko Yu.V., Radu F. et al.* // *Physica B.* 2000. V. 276–278. P. 946.
4. *Аксенов В.Л., Гундорин Н.А., Никитенко Ю.В. и др.* // *Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед.* 2000. № 6. С. 7.
5. *Aksenov V.L., Nikitenko Yu.V.* // *Physica B.* 2001. V. 297. P. 101.
6. *Жакетов В.Д., Петренко А.В., Вдовичев С.Н. и др.* // *Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед.* 2019. № 6. С. 20.
7. *Аксенов В.Л., Жернеков К.Н., Кожевников С.В. и др.* Спектрометр поляризованных нейтронов РЕМУР на импульсном реакторе ИБР-2. Д13-2004-47. Дубна: ОИЯИ, 2004. 34 с.
8. *Шапиро Ф.Л.* Нейтронные исследования. М.: Наука, 1976. 348 с.
9. *Игнатович В.К.* Нейтронная оптика. М.: Физматлит, 2006. 336 с.
10. *Khaidukov Yu.N., Nikitenko Yu.V.* // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2011. V. 629. P. 245.
11. *Nikitenko Yu.V., Ulyanov V.A., Pusenkov V.M. et al.* // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2006. V. 564. P. 395.
12. *Dokukin E.B., Nikitenko Yu.V.* // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 1993. V. 330. P. 462.
13. *Grogoriev S.V., Okorokov A.I., Runov V.V.* // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 1997. V. 384. P. 451.
14. *Mughabghab S.F.* Neutron Cross Section. N.Y.: Academic Press, 1981. V. 1. Part A.
15. *Mughabghab S.F.* Neutron Cross Section. N.Y.: Academic Press, 1984. V. 1. Part B.

Polarized-Neutron Reflectometer with Registration of Neutrons and Gamma Quanta

V. D. Zhaketov¹, K. Hramco¹, A. V. Petrenko¹, Yu. N. Khaydukov², A. Csik³, Yu. N. Kopatch¹, N. A. Gundorin¹, Yu. V. Nikitenko^{1,*}, V. L. Aksenov¹

¹Frank Laboratory of Neutron Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia

²Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

³Institute for Nuclear Research, Hungarian Academy of Science, Debrecen, H-4001 Hungary

*e-mail: nikiten@nf.jinr.ru

The neutron reflectometry technique is used to measure the spatial profile of the interaction potential of neutrons with a medium. At the interface, the interaction potential is the sum of the potentials of separate isotopes. To determine the interaction potential of neutrons with separate isotopes, neutrons and gamma radiation emitted by the element's atomic nuclei are recorded. Channels for registration of gamma quanta and spin-flipped neutrons have been created on the REMUR spectrometer. The results of channel testing are presented, model calculations of the neutron absorption coefficients are performed, and the prospects associated with the registration of gamma quanta and polarized neutrons are discussed.

Keywords: polarized-neutron reflectometry, gamma radiation, elemental spatial profile of isotopes.