

Слоистые структуры, тонкие пленки и поверхности

Оценка сечения рассеяния нейтронов на спиновых волнах в тонких ферромагнитных слоях

© И.А. Боднарчук¹, В.И. Боднарчук², С.П. Ярадайкин²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

E-mail: i.a.bodnarchuk@mail.ru

Неупругое рассеяние нейтронов на магнитных возбуждениях в тонких ферромагнитных пленках до сих пор не было обнаружено из-за малости сечения взаимодействия нейтронов со спиновыми волнами. Для увеличения вероятности неупругого магнитного рассеяния предлагается использовать трехслойные структуры, в которых волновая функция нейтрона испытывает резонансное усиление в ферромагнитном слое. Дается оценка сечения рассеяния нейтронов на спиновых волнах в режиме резонансного усиления волновой функции нейтрона.

В современных электронных устройствах в качестве носителей информации используются магнитные пленки толщиной в несколько атомных слоев. На процессы намагничивания и перемагничивания таких пленок влияют возникающие в них спиновые возбуждения, представляющие собой изменения локальной намагниченности. Динамика длинноволновых спиновых волн в пленках изучается, например, с помощью ферромагнитного [1] и ферроакустического [2,3] резонанса и комбинационного рассеяния света [4]. С помощью рассеяния поляризованных электронов исследуют коротковолновые спиновые волны [5], но этот метод неприменим для пленок толщиной в десятки нанометров и многослойных структур. Глубоко проникать в вещество и взаимодействовать со спиновыми возбуждениями во всей зоне Бриллюэна способны нейтроны, но попытки развития неупругой нейтронной рефлектометрии [6,7] не увенчались успехом из-за низкого сечения взаимодействия нейтронов со спиновыми волнами. В настоящей работе оценивается порядок величины этого сечения и предлагается способ его многократного увеличения с помощью резонансных тонкопленочных структур.

Резонансной называют многослойную тонкопленочную структуру, в которой слой с относительно низким оптическим потенциалом (под потенциалом понимается плотность длины рассеяния) окружен с обеих сторон слоями с относительно высоким потенциалом. При определенных соотношениях высоты потенциальных стенок и толщин в слое, образующем потенциальную яму, может образоваться квазистационарный уровень. Если при падении пучка нейтронов под малым (несколько миллирадиан) углом к поверхности энергия нейтронов, соответствующая нормальному падению, равна энергии

уровня в яме, то такие нейтроны испытывают резонансное прохождение сквозь структуру, несмотря на то что энергия нормального падения ниже высоты потенциального барьера внешнего слоя [8]. Значение квадрата модуля волновой функции при этом может достигать нескольких тысяч. Естественно, что это приведет к росту вероятности взаимодействия нейтрона со средой слоя, образующего яму.

Основная идея настоящей работы — использовать резонансное усиление волновой функции в слоистой структуре для изучения магнитных возбуждений в тонких слоях. Малое сечение рассеяния нейтронов на спиновых волнах выработало критерий для размера изучаемых образцов: масса магнитного материала должна составлять не менее 1 г. Несмотря на это, появились работы, в которых с помощью неупругого рассеяния нейтронов изучаются спиновые волны в слоистых структурах с общей массой магнитного вещества десятки миллиграммов [9,10]. В слоях толщиной несколько десятков нанометров содержатся десятые доли миллиграмма вещества. Для изучения спиновых возбуждений этого количества недостаточно. Если волновая функция в месте расположения изучаемого слоя возрастает на три порядка, то это может компенсировать недостаток материала и сделать доступными исследования с помощью рассеяния нейтронов.

На рис. 1 представлен потенциал резонансной структуры на подложке с потенциалом U_s . Магнитный слой толщиной d_w и потенциалом U_w , являющийся ямой, находится между двумя немагнитными барьерами: толщиной d_{b1} и потенциалом U_{b1} для первого слоя между вакуумом и магнитной пленкой и толщиной d_{b2} и потенциалом U_{b2} для второго слоя между магнитной

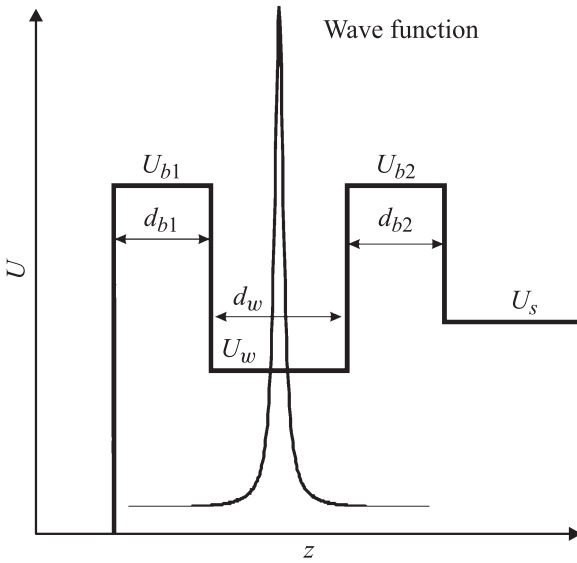


Рис. 1. Общий вид резонансного потенциала, образованного тремя слоями на подложке с различными плотностями длины рассеяния. При выполнении условий резонанса волновая функция нейтрона (показана сплошной линией) испытывает многократное усиление.

пленкой и подложкой. Волновая функция ψ_I падающего нейтрона (волновой вектор в вакууме \mathbf{K}_I , энергия ε_I) распадается на сумму волновых функций нейтрона ψ_{jI} в слоях j . Каждая ψ_{jI} является произведением двух плоских волн, одна из которых распространяется вдоль плоскости образца xu , а другая — вдоль оси z , перпендикулярной плоскости образца, в пределах толщины слоя. Последняя состоит из суммы прошедшей через верхнюю границу и отраженной от нижней границы волн с амплитудами T_{jI} и R_{jI} соответственно (в подложке распространяется только прошедшая волна)

$$\begin{aligned} \psi_I &= \sum_j \psi_{jI} \\ &= e^{i\mathbf{K}_{Ixy} \cdot \mathbf{r}_{xy}} \sum_j \theta(z_{j \min} < z < z_{j \max}) [T_{jI} e^{iK_{jIz}z} + R_{jI} e^{-iK_{jIz}z}], \end{aligned} \quad (1)$$

где K_{Ixy} — компонента волнового вектора нейтрона в плоскости xu , которая не меняется от слоя к слою; $K_{jIz} = \sqrt{2m_n(\varepsilon_I - U_j)/\hbar^2 - K_{Ixy}^2}$ — компонента волнового вектора нейтрона вдоль оси z ; m_n — масса нейтрона. Амплитуды в каждом слое T_{jI} и R_{jI} находятся из условий непрерывности волновых функций и их производных на границах слоев. При некотором угле падения нейтрона θ_I амплитуды в магнитном слое T_{MI} и R_{MI} имеют максимум.

Нейтрон рассеивается на спиновых волнах в результате взаимодействия его магнитного момента с электронным магнитным моментом атома образца, описываемого

гамильтонианом H [11]

$$H = \frac{|e|\hbar}{m_e} \mathbf{S}_e \nabla \left(g \frac{|e|\hbar}{m_n} \mathbf{S}_n \nabla \frac{1}{r} \right) + 4\pi \frac{|e|\hbar}{m_e} \mathbf{S}_e g \frac{|e|\hbar}{m_n} \mathbf{S}_n \delta(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где $|e|$ — модуль заряда электрона, m_e — масса электрона, \mathbf{S}_e и \mathbf{S}_n — спины электрона и нейтрона, g — множитель Ланде, \mathbf{r} — расстояние между нейтроном и электроном.

Для оценки сечения не будем принимать во внимание поверхностные спиновые волны, которые всегда присутствуют в слоях. Энергия ε_k^B объемных магнонов с волновым вектором \mathbf{k} , распространяющихся в ферромагнитной пленке, при учете обменного взаимодействия только между ближайшими соседями со значением обменного интеграла имеет вид [12]

$$\varepsilon_k^B = 2SJ [3 - (\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a)], \quad (3)$$

где S — модуль спина атома; k_x и k_y — компоненты волнового вектора магнона вдоль осей x и y ; $k_z = 2\pi m / Na$ — вдоль оси z ; m принимает любое целое значение, модуль которого не превышает количества слоев в пленке N ; a — параметр кубической решетки спинов. Дискретность k_z объясняется конечным числом атомных плоскостей в тонкой пленке.

Пусть падающий пучок не поляризован, а намагниченность слоя и внешнее поле направлены вдоль оси z . В этом случае магнитный потенциал среды не влияет на процессы преломления/отражения и может не рассматриваться в задаче. Тогда волновая функция ψ_S нейтрона с волновым вектором в вакууме \mathbf{K}_S и энергией ε_S , рассеянного на спиновых волнах, имеет вид

$$\psi_S = \sum_j \psi_{jS} = e^{i\mathbf{K}_{Sxy} \cdot \mathbf{r}_{xy}} \sum_j \theta(z_{j \min} < z < z_{j \max}) e^{iK_{jSz}z}, \quad (4)$$

где \mathbf{K}_{Sxy} — компонента волнового вектора нейтрона в плоскости xu ; $K_{jSz} = \sqrt{2m_n(\varepsilon_S - U_j)/\hbar^2 - K_{Sxy}^2}$ — вдоль оси z .

Дважды дифференциальное сечение неупругого рассеяния нейтронов на спиновых волнах, отнесенное к элементу телесного угла $d\Omega(\mathbf{K}_S)$ и интервалу энергий $d\varepsilon_S$, определяется квадратом модуля матричного элемента перехода нейтрона из состояния с волновой функцией ψ_I в состояние с волновой функцией ψ_S [13]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega(\mathbf{K}_S)d\varepsilon_S} = \frac{K_S}{K_I} \left(\frac{m_n}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \left| \langle f | \sum_j \int \psi_{jS}^* H \psi_{jI} dV | i \rangle \right|^2, \quad (5)$$

где $|i\rangle$ и $|f\rangle$ — соответственно начальное и конечное состояния образца. Изменение магнитного состояния образца описывается с помощью Фурье-образа по времени от корреляционной функции системы спинов [13]. Процессы отражения и преломления относятся к процессам рассеяния на малые углы, поэтому вектор обратной

решетки полагаем равным нулю; для малых углов практически нулевым является и тепловой фактор Дебая–Валлера. После интегрирования для сечения рассеяния неполяризованного пучка нейтронов на объемных спиновых волнах получаем

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\Omega(\mathbf{K}_S)d\varepsilon_S} &= (gr_0)^2 \frac{K_S}{K_I} \frac{S}{2} N_v \\ &\times \left\{ 2|A|^2 + [|B|^2 - 2(\operatorname{Re}(A)\operatorname{Re}(B) + \operatorname{Im}(A)\operatorname{Im}(B))] \right. \\ &\times \left. \left[1 - \frac{(K_{Iz} - K_{Sz})^2}{K^2} \right] \right\} \left(\frac{1}{\varepsilon_k^B} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \delta(\varepsilon_S - \varepsilon_I \pm \varepsilon_k^B), \end{aligned} \quad (6)$$

где r_0 — классический радиус электрона, N_v — количество атомов в образце, $K = |\mathbf{K}_I - \mathbf{K}_S|$, $K_{\parallel} = |\mathbf{K}_{Ixy} - \mathbf{K}_{Sxy}|$; A и B получаются в результате интегрирования в формуле (5) по тем слоям, в которых волновой вектор нейтрона действителен,

$$A = T_{wI} + R_{wI}, \quad (7)$$

$$B = \frac{1}{2} \frac{K^2}{K_{\parallel}} \sum_j B_j = \frac{1}{2} \frac{K^2}{K_{\parallel}} (B_0 + B_w + B_s), \quad (8)$$

$$B_0 = \frac{e^{-[K_{\parallel} + i(K_{Iz} - K_{Sz})]d_{b1}}}{K_{\parallel} + i(K_{Iz} - K_{Sz})} + R_I \frac{e^{-[K_{\parallel} + i(K_{Iz} + K_{Sz})]d_{b1}}}{K_{\parallel} + i(K_{Iz} + K_{Sz})}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} B_w &= \frac{2}{K^2} \left\{ AK_{\parallel} + e^{-K_{\parallel}d_w} \left\{ T_{wI} [(K_{wIz} - K_{wSz}) \sin(K_{wIz} - K_{wSz})d_w - K_{\parallel} \cos(K_{wIz} - K_{wSz})d_w] \right. \right. \\ &+ R_{wI} [(K_{wIz} + K_{wSz}) \sin(K_{wIz} + K_{wSz})d_w - K_{\parallel} \cos(K_{wIz} + K_{wSz})d_w] \left. \left. \right\} \right\}, \quad (10) \end{aligned}$$

$$B_s = T_{sI} \frac{e^{-[K_{\parallel} - i(K_{sIz} - K_{sSz})]d_{b2}}}{K_{\parallel} - i(K_{sIz} - K_{sSz})}. \quad (11)$$

Для оценки сечения была смоделирована резонансная структура со значением квадрата модуля волновой функции нейтрона в магнитном слое около тысячи. Максимальный резонанс достигается, когда немагнитные барьеры имеют одинаковый потенциал и толщину. В нашем случае они представляют собой медные слои толщиной 37 nm. Ферромагнитный слой толщиной 65 nm образован смесью изотопов никеля ^{62}Ni (47%), имеющего отрицательную длину рассеяния, и ^{58}Ni (53%), имеющего положительную длину рассеяния. Варьируя концентрации изотопов в смеси, можно получить потенциальную яму, при которой достигается максимальное усиление волновой функции нейтрона. Для простоты рассмотрения считалось, что никелевый слой находится в монокристаллическом состоянии с параметром кубической решетки $a = 0.3524$ nm. В качестве подложки

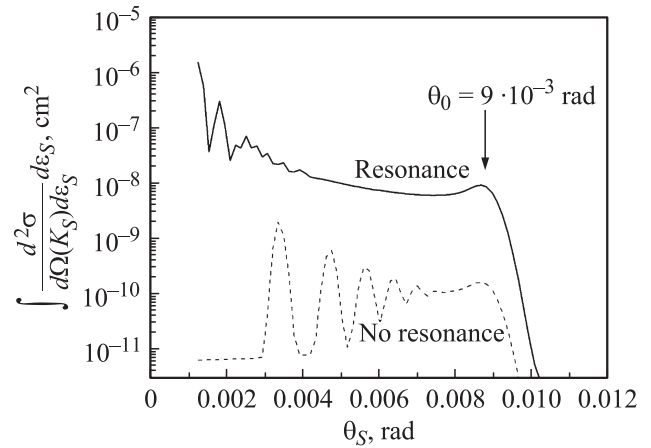


Рис. 2. Сечение неупругого рассеяния нейтронов с поглощением магнона, просуммированное по всем возможным переданным энергиям, в зависимости от угла рассеяния. Верхняя (сплошная) линия соответствует случаю рассеяния на спиновых волнах магнитного слоя, помещенного в резонансную структуру. Нижняя (штриховая) кривая соответствует рассеянию от аналогичного магнитного слоя на подложке. В обоих случаях угловой диапазон рассеяния не превышает предельного значения θ_0 , равного отношению эффективной массы магнона к массе нейтрона.

выбран кремний. Для данной структуры резонанс достигается при длине волны падающих нейтронов 0.24 nm и угле скольжения $\theta_I = 2$ mrad.

Для количественных оценок полагалось, что образец имеет размер 50×50 mm, длина волны нейтронов в падающем на образец пучке вырезается монохроматором с относительной погрешностью 1%, длина волны рассеянного нейтрона анализируется тоже с погрешностью 1%. Относительная коллимация падающего пучка составляет 5%. Конечное разрешение по энергии учитывается в расчетах заменой $\delta(\varepsilon_S - \varepsilon_I \pm \varepsilon_k^B)$ в сечении (6) функцией Гаусса

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\varepsilon} e^{-\frac{(\varepsilon_S - \varepsilon_I \pm \varepsilon_k^B)^2}{2\sigma_\varepsilon^2}}.$$

Закон сохранения импульса требует, чтобы компоненты волнового вектора магнона в дисперсионном соотношении (3) были равны разности соответствующих компонент волновых векторов падающего и рассеянного нейтрона. Вычисления проводились для температуры 300 K, межмагнитное взаимодействие не учитывалось.

На рис. 2 представлено сечение рассеяния нейтронов с поглощением магнона, просуммированное по всем возможным переданным энергиям, в зависимости от угла рассеяния θ_S . Полярные углы в падающем и рассеянном пучках равны. На кривой виден предельный угол рассеяния θ_0 , который соответствует отношению эффективной массы магнона к массе нейтрона: $\theta_0 = \hbar^2/2Ja^2m_n = 9 \cdot 10^{-3}$ rad.

Верхняя кривая соответствует случаю, когда магнитный слой находится в резонансной структуре, а ниж-

няя — случаю, когда рассеяние нейтронов происходит от такого же магнитного слоя на подложке. Полученные значения сечения дают основание сделать вывод, что на светосильных рефлектометрах подобные процессы могут наблюдаться при наборе статистики в течение нескольких суток.

Список литературы

- [1] J.H.E. Griffiths. *Nature* **158**, 670 (1946).
- [2] А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. *ЖЭТФ* **35**, 228 (1958).
- [3] C. Kittel. *Phys. Rev.* **110**, 836 (1958).
- [4] M. Grimsditch, S. Kumar, E.E. Fullerton. *Phys. Rev. B* **54**, 3385 (1996).
- [5] M. Plihal, D.L. Mills, J. Kirschner. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2579 (1999).
- [6] M. Bailleul, F. Ott, C. Fermon. *Physica B* **335**, 68 (2003).
- [7] V.I. Bodnarchuk, S.P. Yaradaykin. *Cryst. Rep.* **52**, 550 (2007).
- [8] В.К. Игнатович. *Нейтронная оптика*. Физматлит, М. (2006). 336 с.
- [9] A.T.D. Grünwald, A.R. Wildes, W. Schmidt, E.V. Tartakovskaya, J. Kwo, C. Majkrzak, R.C.C. Ward, A. Schreyer. *Phys. Rev. B* **82**, 014426 (2010).
- [10] A.T.D. Grünwald, A.R. Wildes, W. Schmidt, E.V. Tartakovskaya, G. Nowak, K. Theis-Bröhl, A. Schreyer. *Appl. Phys. Lett.* **96**, 192505 (2010).
- [11] Ч. Киттель. *Квантовая теория твердых тел*. Наука, М. (1967). 491 с.
- [12] M.G. Cottam, D.E. Kontos. *J. Phys. C* **13**, 2945 (1980).
- [13] И.И. Гуревич, Л.В. Тарасов. *Физика нейтронов низких энергий*. Наука, М. (1965). 608 с.