СПЕКТР СПИНОВЫХ ВОЛН В МАГНЕТИКАХ С ПЕРИОДИЧЕСКИ МОДУЛИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Ю. И. Горобец, А. Е. Зюбанов, А. Н. Кучко, К. Д. Шеджури

Теоретически изучен процесс распространения спиновых волн в магнитных материалах с периодически модулированной анизотропией. Рассмотрены два предельных случая: многослойный материал с тонкими границами раздела слоев и неоднородный по толщине материал с размытыми границами. Приведены картины спектра спиновых волн в таких материалах. В случае слабой модуляции анизотропии записаны формулы для определения магнитных характеристик многослойного материала по параметрам его спектра.

В последнее время прилагаются значительные усилия по изготовлению и исследованию составных магнитных систем, образованных чередующимися слоями различных по физическим свойствам материалов. Быстрый прогресс в технике эпитаксии, ионной имплантации и химического напыления дает возможность выращивать системы с предопределенной толщиной пленок и заданными свойствами переходных слоев. Этот новый класс искусственных слоистых материалов вызывает большой интерес как с общефизической точки зрения, так и в связи с возможностью создания устройств магнитооптической памяти, значительного повышения плотности записи информации и другими техническими применениями [1–3].

При эпитаксиальном получении магнитных пленок имеется возможность менять режимы роста таким образом, что в полученном материале возникает периодическое или апериодическое распределение магнитных параметров по толщине. Наиболее чувствительным параметром к внешним воздействиям является константа магнитной анизотропии, в то время как величина обменного взаимодействия и намагниченность насыщения могут оставаться практически постоянными. Этим методом может быть создан материал с периодически модулированной анизотропией. Экспериментальное и теоретическое изучение магнитных пленок с модулированной анизотропией (непериодическая модуляция) проводилось, в частности, в [4, 5]. Особенно богатую информацию о свойствах таких материалов можно получить, исследуя спектры собственных колебаний намагниченности в них.

В связи с этим рассмотрим неограниченный мультислойный магнетик, константа одноосной анизотропии которого периодически зависит от координаты и характеризуется функцией $\beta\ (x)$. Будем считать, что константа обменного взаимодействия α и намагниченность насыщения M_0 однородны по всей толщине материала, а ось легкого намагничивания направлена вдоль оси Z. Предположим, что параметры материала удовлетворяют следующему условию:

$$L \gg D, \tag{1}$$

где L — характеристическая длина материала [6], D — период функции $\beta(x)$. В этом случае в эффективном гамильтониане данной задачи можно пренебречь членами, описывающими магнитостатическое взаимодействие, по сравнению с обменными [7]. Решение задачи о нахождении спектра спиновых волн будем проводить на основе уравнений динамики порядка спиновой плотности [6, 8], для чего представим намагниченность ферромагнетика следующим образом:

$$\mathbf{M}(r, t) = -M_0 \Psi^+(\mathbf{r}, t)\, \boldsymbol{\sigma} \Psi(\mathbf{r}, t). \tag{2}$$

Здесь σ — двухрядные матрицы Паули; Ψ — квазиклассические волновые функции, играющие роль параметра порядка спиновой плотности; $\mathbf{r}$ — радиус-вектор декартовой системы координат; t — время; знак «+» обозначает операцию эрмитового сопряжения.

Уравнения Лагранжа для $\Psi(\mathbf{r}, t)$ имеют вид [6]

$$i\hbar\, \partial\psi(\mathbf{r}, t)/\partial t = \mu_0 \mathbf{H}_0(\mathbf{r}, t)\, \sigma\psi(\mathbf{r}, t), \tag{3}$$

где μ_0 — магнетон Бора ($\mu_0 > 0$), $\mathbf{H}_0(\mathbf{r}, t)$ — эффективное магнитное поле. Пусть образец находится в постоянном однородном внешнем магнитном поле H_0, направленном вдоль оси легкого намагничивания. В этом случае, исходя из вида плотности энергии [5] с учетом (1), для эффективного магнитного поля можно записать следующее выражение:

$$\mathbf{H}_0(\mathbf{r}, t) = [\alpha\Delta - \beta(x)]\ \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{e}_z \left[\beta(x) M_z(\mathbf{r}, t) + H_0\right], \tag{4}$$

где $\mathbf{e}_i$ — единичные векторы декартовой системы координат, Δ — оператор Лапласа.

Так как в основном состоянии материал намагничен параллельно оси Z, представим решение (3) в виде

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} \exp(i\eta t) \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \zeta(\mathbf{r}, t) \\ \chi(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}, \tag{5}$$

где $\xi(\mathbf{r}, t)$ и $\chi(\mathbf{r}, t)$ — малые добавки к элементам $\Psi(\mathbf{r}, t)$, $\eta = -\mu_0 H_0/\hbar$. Если $M^2(\mathbf{r}, t) = \mathrm{const}$, то в линейном приближении $\xi(\mathbf{r}, t)$ можно положить равным нулю. В этом случае с учетом (5) и (4) линеаризованные уравнения (3) записываются следующим образом:

$$i\hbar\, \partial\chi/\partial t = -2\mu_0 M_o \left[\alpha\Delta - \beta + \mathscr{H}_o\right] \chi, \tag{6}$$

где $\mathscr{H}_0 = H_0/2M_0$. Проводя преобразование Фурье

$$\chi(\mathbf{r}, t) = \int d\omega \exp\{-i\omega t\} \int d\boldsymbol{\varkappa} \exp\{-i\boldsymbol{\varkappa}(\mathbf{e}_z z + \mathbf{e}_y y\}\, \tilde{\chi}(x),$$

(6) можно привести к виду

$$d^2\tilde{\chi}(x)/dx^2 - (\beta(x) + \alpha\varkappa^2 - \mathscr{H}_o - \Omega)/\alpha\tilde{\chi}(x) = 0. \tag{7}$$

Здесь $\Omega = \omega\hbar/2\mu_0 M_0$.

Уравнение (7) описывает процесс свободного распространения возмущений намагниченности в ферромагнетиках с модулированной анизотропией. В силу того что $\beta(x)$ — периодическая функция, полученное уравнение по структуре является уравнением Хилла. В дальнейшем будем искать периодические по x решения (7).

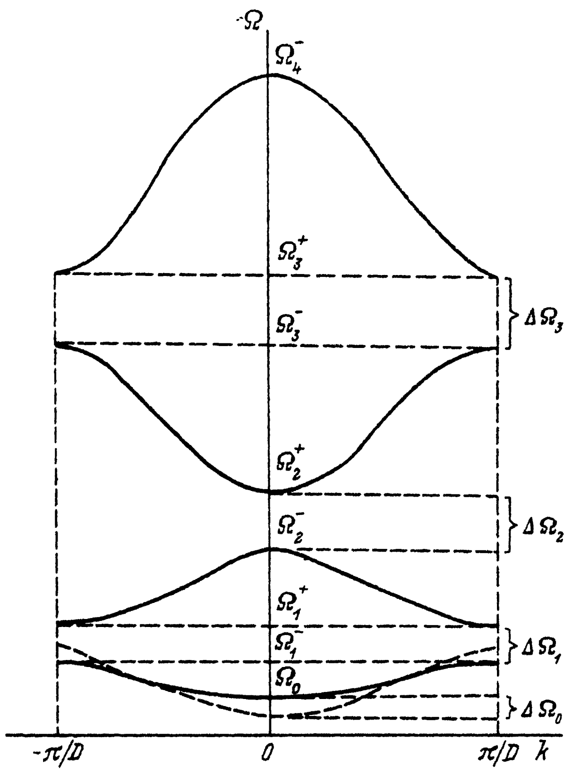
Проиллюстрируем основные свойства решений уравнения (7) в двух предельных случаях: в случае многослойного материала с тонкими границами раздела слоев и в случае неоднородного по толщине материала с размытыми границами.

В первом случае будем считать, что магнетик состоит из большого числа периодически чередующихся вдоль оси X ферромагнитных слоев двух типов толщинами d_1 и d_2 с константами анизотропии β_1 и β_2 в каждом слое соответственно. Из вида уравнения (7) следует, что его решение должно иметь непрерывную всюду производную $d\tilde{\chi}(x)/dx$. В такой постановке данная задача аналогична задаче Кронига-Пенни о движении электрона в периодическом ступенчатом потенциале. С учетом этого для спектра спиновых волн можно записать следующее выражение:

$$\frac{\zeta_1^2 - \zeta_2^2}{2\zeta_1\zeta_2} \operatorname{sh}(\zeta_1 d_1) \operatorname{sh}(\zeta_2 d_2) + \operatorname{ch}(\zeta_1 d_1) \operatorname{ch}(\zeta_2 d_2) = \cos\left[k(d_1 + d_2)\right], \quad (8)$$

где $\zeta_i = [(\beta_i + \alpha\varkappa^2 - \mathscr{H}_0 - \Omega)/\alpha]^{1/2}$, $i = 1, 2$; k — волновое число.

График зависимости k от ω в приведенной зоне Бриллюэна изображен на рисунке. Как и в случае магнитостатических колебаний, в магнитной сверхрешетке [9] имеет место расщепление отдельных уровней, характеризующих спектр колебаний изолированной ферромагнитной пленки, на зоны. В силу существенной нелинейности уравнения (8) аналитическое исследование спектра и определение по нему параметров мультислойного магнетика затруднены.



Спектр спиновых волн в материале с периодически модулированной анизотропией.

Однако, следуя [10], можно найти простые выражения для частот на границах зон Бриллюэна при слабой модуляции. В этом подходе периодическая модуляция анизоторопии $\beta(x)$ рассматривается как возмущение, которое приводит к расщеплению спектра уравнения (7) на границах зон и появлению запрещенных зон, ширина которых определяется амплитудой модуляции и коэффициентами ее Фурье-разложения. В нашем случае, считая, что $\Delta\beta = |\beta_1 - \beta_2| \ll \beta_1$, находим

$$\Delta\Omega_0 = \Delta\beta d_2 / 2\,(d_1 + d_2),$$

$$\Delta\Omega_1 = 2\Delta\beta/\pi \sin\left(\pi d_2/(d_1 + d_2)\right),$$

$$\Delta\Omega_2 = \Delta\beta/\pi \sin\left(2\pi d_2/(d_1 + d_2)\right), \tag{9}$$

где $\Delta\Omega_0$ — смещение левой границы спектра; $\Delta\Omega_{1,\,2}$ — размеры первых двух щелей в спектре (см. рисунок), обусловленные периодической модуляцией анизотропии.

Учитывая, что при $\beta_1 = \beta_2$ (однородный материал) активационная частота равна $\Omega = \beta_1 - \mathscr{H}_0$, для наименьшей частоты, возбуждаемой в мультислойном материале, можно записать

$$\Delta\Omega = \beta_1 - \mathscr{H}_0 + \Delta\beta d_2/2\,(d_1 + d_2). \tag{10}$$

Систему уравнений (9) с учетом (10) можно разрешить относительно параметров материала следующим образом:

$$\beta_1 = \mathscr{H}_0 + \Delta\Omega - 2\,(\Delta\Omega_1)^2 \arccos\left(\Delta\Omega_2/\Delta\Omega_1\right) / \left[(\Delta\Omega_1)^2 - (\Delta\Omega_2)^2\right]^{1/2},$$

$$\beta_2 = \beta_1 + 2\pi\,(\Delta\Omega_1)^2 / \left[(\Delta\Omega_1)^2 - (\Delta\Omega_2)^2\right]^{1/2},$$

$$d_2/(d_1 + d_2) = \arccos\left(\Delta\Omega_1/\Delta\Omega_2\right)/\pi. \tag{11}$$

Аналогичным образом можно рассмотреть задачу для произвольного периодического закона слабой модуляции анизотропии и оценить влияние размытости перехода между слоями на спектр спиновых волн.

Для рассмотрения модулированного магнетика с размытыми границами при произвольном значении амплитуды модуляции $\Delta\beta$ аппроксимируем зависимость анизотропии от координаты следующей функцией: $\beta(x) = \beta_1 + \Delta\beta \cos(2\pi x/D)$. В этом случае уравнение (7) становится уравнением Матье, и можно записать точные дисперсионное уравнение и решения однородного уравнения. В частности, на границе зоны Бриллюэна решения уравнения имеют вид

$$\tilde{\chi}(x) = \begin{cases} \chi_0\, ce_n(\pi x/D,\ \Delta\beta/2\alpha) & \text{для } \Omega_{n+}, \\ \chi_0\, se_n(\pi x/D,\ \Delta\beta/2\alpha) & \text{для } \Omega_{n-}, \end{cases} \tag{12}$$

а соответствующие им частоты собственных колебаний

$$\Omega_{n+} = \beta_1 + \alpha\varkappa^2 - \mathscr{H}_0 - \alpha a_n,$$

$$\Omega_{n-} = \beta_1 + \alpha\varkappa^2 - \mathscr{H}_0 - \alpha b_n,$$

где ce_n, se_n — периодические функции Матье первого рода, а a_n, b_n — соответствующие им собственные значения уравнений Матье [11].

Все проведенные выше вычисления сделаны в предположении отсутствия диссипации энергии в материале. Очевидно, что учет диссипации должен привести с течением времени к затуханию амплитуды свободных колебаний и к появлению конечного времени жизни T данной колебательной моды. Для определения величины T необходимо в правую часть уравнения (3) дописать диссипативный член, который с учетом параметризации (2) имеет вид $-\alpha_0 \hbar/2\partial(\psi^+\sigma\psi)/\partial t\sigma\psi$. Здесь α_0 — параметр затухания Гильберта [6]. Учет этого слагаемого в линейном приближении приводит к появлению в выражении для решения (3) множителя $\exp\{-t/T\}$, где $1/T = \alpha_0(\omega + \mu_0 H_0/\hbar)$. Следовательно, критерием малости диссипации в данной задаче является условие $\alpha_0\gamma H_0/\omega \ll 1$ (γ — гиромагнитное отношение), которое хорошо выполняется для многих магнитных материалов.

Таким образом, при экспериментальных исследованиях материалов с периодическим неоднородным распределением анизотропии необходимо учитывать возможность образования описанных выше картин спектра спиновых волн.

Список литературы

[1] Gambino R. J., Plaskett T. S., Ruf R. R. // IEEE Trans. Magn. 1988. V. 24. N 6. P. 2557—2559.
[2] Gueugnon G., Bernstein P., Lefebvre R. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 1. P. 3891—3893.
[3] Barnas J. // J. Phys. C.: Solid State Phys. 1988. V. 21. P. 1021—1036.
[4] Зайончковский В. С., Козлов В. И., Николаев Е. И., Борисов Б. Г. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 1. С. 9—14.
[5] Шамсутдинов М. А., Веселаго В. Г., Фарзтдинов М. М., Екомасов Е. Г. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 2. С. 497—502.
[6] Барьяхтар В. Г., Горобец Ю. И. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Киев, 1988. 168 с.
[7] Грибкова Ю. В., Каганов М. И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 2. С. 508—516.
[8] Скроцкий Г. В. // УФН. 1984. Т. 144. № 4. С. 681—686.
[9] Грибкова Ю. В., Каганов М. И. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 11. С. 588—591.
[10] Титчмарш Э. Ч. Разложения по собственным функциям, связанные с дифференциальными уравнениями второго порядка. Т. 2. М., 1961. 555 с.
[11] Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М. Абрамовиц, И. Стиган. М., 1979. 830 с.

Донецкий
государственный университет

Поступило в Редакцию
18 ноября 1991 г.