

# Преломление поверхностных спиновых волн в пространственно неоднородных ферродиэлектриках с двуслойной магнитной анизотропией

© С.А. Решетняк

Институт магнетизма Национальной академии наук Украины,  
03142 Киев, Украина

E-mail: rsa@users.ntu-kpi.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 13 августа 2003 г.)

В рамках формализма спиновой плотности рассчитан показатель преломления поверхностных спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитной среде с неоднородным распределением параметров обменного взаимодействия, одноосной и ромбической анизотропии. Вычислены коэффициенты отражения и прохождения спиновых волн на границе двух однородных магнетиков с различающимися константами обменного взаимодействия, одноосной и ромбической анизотропии, а также намагниченности насыщения. Получены зависимости интенсивности отраженной волны и показателя преломления от частоты волны и величины внешнего постоянного однородного магнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Национальной академии наук Украины и Министерства образования и науки Украины.

## 1. Введение

Стремительный прогресс в области нанотехнологий и наноэлектроники, наблюдающийся на протяжении последнего десятилетия, вызывает необходимость разработки новых материалов и устройств, в которых реализуется возможность использования преимуществ высокочастотных волн. В частности, представляет интерес практическое использование характерных особенностей спиновых волн.

Как правило, при теоретическом описании особенностей распространения спиновых волн традиционно используется волновой подход, который с успехом применяется, например, для определения разного рода спектральных характеристик магнитных материалов [1–5].

В настоящей работе математический аппарат геометрической оптики применяется для описания поведения поверхностных спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитной среде с неоднородным распределением магнитных параметров. Использование этого подхода дает возможность получать необходимое изменение направления распространения спиновых волн (в частности, фокусировку) с помощью создания искусственных неоднородностей магнитных параметров среды заданной конфигурации, а также путем изменения величины внешнего магнитного поля.

В работах [6,7] был рассчитан показатель преломления объемного и поверхностного спиновых лучей и исследовалось их поведение на границе раздела двух однородных магнетиков с различающимися параметрами обменного взаимодействия и одноосной магнитной анизотропии. В настоящей работе исследуется случай непрерывного распределения этих параметров, а также параметра ромбической анизотропии в магнитодвуслойной среде. Кроме того, рассчитываются показатель прелом-

ления и интенсивность отражения поверхностной спиновой волны на границе двух однородных ферромагнетиков с различающимися значениями одноосной и ромбической магнитной анизотропии, констант обменного взаимодействия и намагниченности насыщения.

## 2. Уравнения динамики намагниченности

Рассмотрим неограниченный ферромагнетик, состоящий из двух полубесконечных частей, контактирующих вдоль плоскости  $yOz$  и имеющих в соответствующих полупространствах величину намагниченности насыщения  $M_{01}$  и  $M_{02}$ , а также непрерывно (или кусочно-непрерывно) и медленно изменяющиеся значения параметров обменного взаимодействия  $\alpha$ , одноосной  $\beta$  и ромбической  $\rho$  магнитной анизотропии. Легкая ось магнетика и внешнее постоянное магнитное поле направлены вдоль оси  $Oz$ .

Плотность энергии магнетика описанной конфигурации в обменном приближении имеет вид

$$w = \sum_{j=1}^2 \Theta[(-1)^j x] w_j + A \delta(x) \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2, \quad (1)$$

где

$$w_j = \frac{\alpha}{2} \left( \frac{\partial m_j}{\partial x_k} \right)^2 + \frac{\beta}{2} (m_{jx}^2 + m_{jy}^2) + \rho m_{jx}^2 - H_0 M_{jz}, \quad (2)$$

$\Theta(x)$  — ступенчатая функция Хэвисайда;  $A$  — параметр, характеризующий обменное взаимодействие между полупространствами при  $x = 0$ ;  $\mathbf{M}_j = M_{0j} \mathbf{m}_j$ ;  $\mathbf{m}_j$  — единичные векторы в направлении намагниченности;  $j = 1, 2$ .

Будем использовать формализм спиновой плотности [8], согласно которому намагниченность можно представить в виде

$$\mathbf{M}_j(\mathbf{r}, t) = M_{0j} \Psi_j^+(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\sigma} \Psi_j(\mathbf{r}, t), \quad j = 1, 2, \quad (3)$$

где  $\Psi_j$  — квазиклассические волновые функции, играющие роль параметра порядка спиновой плотности,  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор декартовой системы координат,  $t$  — время,  $\boldsymbol{\sigma}$  — матрицы Паули.

Уравнения Лагранжа для  $\Psi_j$  имеют вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\mu_0 \mathbf{H}_{ej}(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\sigma} \Psi_j(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

где  $\mu_0$  — магнетон Бора,  $\mathbf{H}_{ej} = -\frac{\partial w_j}{\partial \mathbf{M}_j} + \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial w_j}{\partial (\partial \mathbf{M}_j / \partial x_k)}$ .

Учитывая, что в основном состоянии материал намагничен параллельно  $\mathbf{e}_z$ , и считая  $M_j^2(\mathbf{r}, t) = \text{const}$  в каждом из полупространств, будем искать решение (4) в виде

$$\Psi_j(\mathbf{r}, t) = \exp(i\mu_0 H_0 t / \hbar) \begin{pmatrix} 1 \\ \chi_j(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где  $\chi_j(\mathbf{r}, t)$  — малая добавка, характеризующая отклонение намагниченности от основного состояния. Линеаризуя уравнения (4) с учетом (5), получаем

$$\begin{aligned} -\frac{i\hbar}{2\mu_0 M_{0j}} \frac{\partial \chi_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= \left( \alpha(\mathbf{r}) \Delta - \beta(\mathbf{r}) - \frac{\rho(\mathbf{r})}{2} - \tilde{H}_{0j} \right) \chi_j(\mathbf{r}, t) \\ &\quad - \frac{\rho(\mathbf{r})}{2} \chi_j^*(\mathbf{r}, t), \\ \frac{i\hbar}{2\mu_0 M_{0j}} \frac{\partial \chi_j^*(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= \left( \alpha(\mathbf{r}) \Delta - \beta(\mathbf{r}) - \frac{\rho(\mathbf{r})}{2} - \tilde{H}_{0j} \right) \chi_j^*(\mathbf{r}, t) \\ &\quad - \frac{\rho(\mathbf{r})}{2} \chi_j(\mathbf{r}, t), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\tilde{H}_{0j} = H_0 / M_{0j}$ ,  $j = 1, 2$ .

Выражая  $\chi_j^*(\mathbf{r}, t)$  из одного из уравнений системы (6) и подставляя в другое, приходим к следующему уравнению динамики намагниченности:

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{(2\mu_0 M_{0j})^2} \frac{\partial^2 \chi_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} &= \left[ \alpha^2 \Delta^2 - 2\alpha \left( \beta + \frac{\rho}{2} + \tilde{H}_{0j} \right) \Delta \right. \\ &\quad \left. + (\beta + \tilde{H}_{0j})(\beta + \rho + \tilde{H}_{0j}) \right] \chi_j(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (7)$$

На поверхности  $z = 0$  должно выполняться граничное условие [9]

$$\frac{\partial \chi_j}{\partial z}(x, y, 0, t) - L_j \chi_j(x, y, 0, t) = 0, \quad (8)$$

где  $L_j$  — параметр закрепления спинов на поверхности магнетика. Тогда, производя преобразования Фурье, получаем для поверхностной спиновой волны, экспоненциально затухающей в глубь магнетика вдоль оси  $Oz$ ,

дисперсионное соотношение, соответствующее случаю однородного одноосного материала [7]

$$\begin{aligned} \Omega_j^2 &= \left[ \alpha(\mathbf{r}_\perp) k_\perp^2(\mathbf{r}_\perp) + \beta(\mathbf{r}_\perp) + \tilde{H}_{0j} - \alpha(\mathbf{r}_\perp) L_j^2 \right] \\ &\quad \times \left[ \alpha(\mathbf{r}_\perp) k_\perp^2(\mathbf{r}_\perp) + \rho(\mathbf{r}_\perp) + \beta(\mathbf{r}_\perp) + \tilde{H}_{0j} - \alpha(\mathbf{r}_\perp) L_j^2 \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\Omega_j = \omega \hbar / 2\mu_0 M_{0j}$ ,  $\omega$  — частота,  $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_\perp, k_z)$  — волновой вектор,  $\mathbf{r}_\perp = (x, y)$ .

### 3. Приближение геометрической оптики

Чтобы упростить уравнение (7), воспользуемся методом Венцеля–Крамерса–Бриллюэна, следуя [10,11].

Представим в (7)  $\chi_j(\mathbf{r}_\perp, t) = C \exp[i(k_0 s_j(\mathbf{r}_\perp) - \omega t)]$ , где  $k_0$  — модуль волнового вектора поверхностной волны, например, на бесконечно большом расстоянии от границы  $x = 0$  со стороны падающей волны (точное определение этой величины, как показано далее, необходимо только для относительного измерения  $\mathbf{k}(\mathbf{r}_\perp)$  при получении показателя преломления),  $C$  — медленно меняющаяся амплитуда. Как следует из (9),

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{r}_\perp) k_\perp^2(\mathbf{r}_\perp) &= \alpha(\mathbf{r}_\perp) L_j^2 - \rho(\mathbf{r}_\perp) / 2 - \beta(\mathbf{r}_\perp) \\ &\quad - \tilde{H}_{0j} \pm \sqrt{\Omega_j^2 + \rho^2(\mathbf{r}_\perp) / 4}. \end{aligned}$$

Если длина спиновой волны  $\lambda$  удовлетворяет условию перехода к геометрической оптике

$$\lambda \ll a, \quad (10)$$

где  $a$  — характерный размер имеющихся в среде неоднородностей, то из (7) получаем аналог классического уравнения Гамильтона–Якоби

$$(\nabla_\perp s_j(\mathbf{r}_\perp))^2 = n_j^2(\mathbf{r}_\perp), \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \nabla_\perp &= \mathbf{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{e}_y \frac{\partial}{\partial y}, \\ n_j^2(\mathbf{r}_\perp) &= k_j^2(\mathbf{r}_\perp) / k_0^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Как и в оптике [12], будем считать, что правая часть уравнения (11) представляет собой квадрат показателя преломления, т. е.

$$\begin{aligned} n_j^\pm(\mathbf{r}_\perp) &= \frac{1}{k_0} \left[ \left( \alpha(\mathbf{r}_\perp) L_j^2 - \rho(\mathbf{r}_\perp) / 2 - \beta(\mathbf{r}_\perp) - \tilde{H}_{0j} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \pm \left[ \Omega_j^2 + \rho^2(\mathbf{r}_\perp) / 4 \right]^{1/2} \right) / \alpha(\mathbf{r}_\perp) \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (13)$$

так как отношение модулей волновых векторов в двух различных точках пространства характеризует изменение направления распространения спиновой волны.

Как видно, благодаря закреплению спинов на поверхности магнетика возможно наблюдение эффекта двулучепреломления поверхностной спиновой волны. Отметим, что в случае распространения объемных спиновых волн, как и в случае отсутствия закрепления спинов на поверхности, существует только одна ветвь, соответствующая выбору положительного знака в (13). Если же значение  $\alpha(\mathbf{r}_\perp)L_j^2$  достаточно велико, появляется вторая ветвь, отвечающая выбору отрицательного знака в (13).

Записав уравнение (11) в виде

$$H = \frac{1}{2}[\mathbf{p}^2 - n^2(\mathbf{r}_\perp)] = 0,$$

где  $\mathbf{p} = \nabla_\perp s$ , получаем уравнения лучей в гамильтоновой форме

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{r}} &= \mathbf{p}, \\ \dot{\mathbf{p}} &= \frac{1}{2}\nabla_\perp n^2(\mathbf{r}_\perp). \end{aligned}$$

Из (11) следует, что  $|\nabla_\perp s_\perp(\mathbf{r}_\perp)| = ds(\mathbf{r}_\perp)/d\tau = n(\mathbf{r}_\perp)$ , где  $d\tau = \sqrt{dx^2 + dy^2}$  — элемент траектории луча. Поэтому функцию  $s$  можно определить как криволинейный интеграл вдоль траектории луча

$$s = \int_A^B n d\tau. \quad (14)$$

Минимизируя (14) с помощью принципа Ферма [13], получаем уравнение траектории луча [10]

$$\frac{d}{d\tau} \left( n \frac{d\mathbf{r}_\perp}{d\tau} \right) = \nabla_\perp n.$$

#### 4. Преломление спинового луча на границе раздела двух однородных магнетиков

Применим формулу (14) для случая полубесконечного магнетика, состоящего из двух контактирующих однородных частей.

Пусть на границу раздела двух магнетиков с параметрами  $\alpha_1, \beta_1, \rho_1, M_{01}, L_1$  и  $\alpha_2, \beta_2, \rho_2, M_{02}, L_2$  соответственно, соприкасающихся вдоль плоскости  $yz$ , со стороны первого магнетика падает спиновая волна. Луч распространяется из точки  $(x_1, y_1, z_1)$ , расположенной в среде 1, имеющей показатель преломления  $n_0 = 1$ , к точке  $(x_2, y_2, z_2)$  в среде 2 с показателем преломления, равным, согласно (13),

$$n^\pm = \sqrt{\frac{\alpha_1 \alpha_2 L_2^2 - \beta_2 - \rho_2/2 - \tilde{H}_{02} \pm \sqrt{\Omega_2^2 + \rho_2^2/4}}{\alpha_2 \alpha_1 L_1^2 - \beta_1 - \rho_1/2 - \tilde{H}_{01} \pm \sqrt{\Omega_1^2 + \rho_1^2/4}}},$$

пересекая границу раздела сред в точке  $(0, y, z)$ . В этом случае из условий экстремума функции  $s$  следует

$$\begin{aligned} \frac{\sin \theta_1^\pm}{\sin \theta_2^\pm} &= \frac{k_2^\pm}{k_0^\pm} \\ &= \sqrt{\frac{\alpha_1 \alpha_2 L_2^2 - \beta_2 - \rho_2/2 - \tilde{H}_{02} \pm \sqrt{\Omega_2^2 + \rho_2^2/4}}{\alpha_2 \alpha_1 L_1^2 - \beta_1 - \rho_1/2 - \tilde{H}_{01} \pm \sqrt{\Omega_1^2 + \rho_1^2/4}}} = n^\pm, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $\theta_1^\pm$  — угол падения,  $\theta_2^\pm$  — угол преломления.

Этот же результат можно получить также из других соображений, сопоставив в (7) падающей волне

$$\chi_I = \exp(i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega t)), \quad (16)$$

отраженной волне

$$\chi_R = R \exp(i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega t)), \quad (17)$$

прошедшей волне

$$\chi_D = D \exp(i(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} - \omega t)), \quad (18)$$

где  $R$  — комплексная амплитуда отражения спиновой волны от границы раздела,  $D$  — амплитуда прохождения,  $\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  — волновые векторы падающей, отраженной и прошедшей волн соответственно.

В силу того что с учетом (8) выполняются соотношения

$$\begin{aligned} (k_0^\pm)_\perp^2 &= (k_1^\pm)_\perp^2 \\ &= \left( \alpha_1 L_1^2 - \beta_1 - \rho_1/2 - \tilde{H}_{01} \pm \sqrt{\Omega_1^2 + \rho_1^2/4} \right) / \alpha_1, \\ (k_2^\pm)_\perp^2 &= \left( \alpha_2 L_2^2 - \beta_2 - \rho_2/2 - \tilde{H}_{02} \pm \sqrt{\Omega_2^2 + \rho_2^2/4} \right) / \alpha_2, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} k_{1x} &= -\sqrt{(k_1)_\perp^2 - k_{1y}^2}, \\ k_{2x} &= \sqrt{(k_2)_\perp^2 - k_{2y}^2} \end{aligned}$$

(минус в выражении для  $k_{1x}$  соответствует уходящей от границы раздела волне, а на границе раздела  $k_{0y} = k_{1y} = k_{2y}$ ), получаем, что падающая, отраженная и прошедшая волны, а также нормаль к поверхности в точке падения лежат в одной плоскости, а угол падения равен углу отражения (аналогично закону отражения световых волн в оптике [12]).

При вещественных  $k_{2x}$ , т. е. при выполнении условия

$$(k_2)_\perp^2 > k_{2y}^2,$$

что эквивалентно

$$\frac{\alpha_1 \alpha_2 L_2^2 - \beta_2 - \rho_2/2 - \tilde{H}_{02} \pm \sqrt{\Omega_2^2 + \rho_2^2/4}}{\alpha_2 \alpha_1 L_1^2 - \beta_1 - \rho_1/2 - \tilde{H}_{01} \pm \sqrt{\Omega_1^2 + \rho_1^2/4}} > \sin^2 \theta_1^+,$$

получаем формулу (15).

Если же  $(k_2)_\perp^2 < k_{2y}^2$ , (сюда же относится случай  $k_1^2 > 0, k_2^2 < 0$ ), то

$$k_{2x} = -i \sqrt{k_{1y}^2 - (k_2)_\perp^2} = -i/2h,$$

$$\chi_D(\mathbf{r}_\perp, t) = D \exp(-x/2h) \exp(i(k_{2y}t - \omega t)),$$

т.е. величина  $h$  играет роль глубины проникновения спиновой волны в глубь второго материала и равна

$$h^\pm = \frac{1}{(k_0^\pm)_\perp \sqrt{\sin^2 \theta_1^\pm - (n^\pm)^2}}.$$

Предельный угол полного отражения определяется выражением

$$\sin \theta_0^\pm = \left( \frac{\alpha_1 \alpha_2 L_2^2 - \beta_2 - \rho_2/2 - \tilde{H}_{02} \pm \sqrt{\Omega_2^2 + \rho_2^2/4}}{\alpha_2 \alpha_2 L_2^2 - \beta_1 - \rho_1/2 - \tilde{H}_{01} \pm \sqrt{\Omega_1^2 + \rho_1^2/4}} \right)^{1/2}.$$

## 5. Отражение спиновых волн на границе раздела двух однородных сред

Во всех случаях, когда речь идет о процессах отражения и преломления волн произвольной природы, представляется важным оценить соотношение интенсивностей прошедшей и отраженной волн. Если интенсивность отраженной волны намного превосходит интенсивность волны прошедшей, то структуру, являющуюся объектом исследований, можно применять в качестве основы для конструирования зеркал различного типа (имеются в виду плоские, выпуклые или вогнутые зеркала типа сферических, цилиндрических и т.п.). В противном случае, когда интенсивность прошедшей волны гораздо больше интенсивности отраженной, структура может служить основой для создания линз с необходимыми параметрами.

Получим выражения для амплитуд отражения и прохождения спиновой волны, используя граничные условия для  $\chi(\mathbf{r}, t)$  на границе раздела сред, следующие из (1), (2),

$$\begin{aligned} [A\gamma(\chi_2 - \chi_1) + \alpha_1 \chi_1']_{x=0} &= 0, \\ [A(\chi_1 - \chi_2) - \gamma \alpha_2 \chi_2']_{x=0} &= 0, \end{aligned} \quad (19)$$

где  $\gamma = M_{02}/M_{01}$ .

Подставляя сюда значения  $\chi(\mathbf{r}, t)$  в экспоненциальной форме (16)–(18), приходим к выражениям для амплитуд отражения и прохождения спиновой волны (знаки  $\pm$  опускаем для упрощения записи)

$$\begin{aligned} R &= \\ &= \frac{k_0 \alpha_1 \alpha_2 \gamma \cos \theta_1 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1} - iA \left( \alpha_1 \cos \theta_1 - \alpha_2 \gamma^2 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1} \right)}{k_0 \alpha_1 \alpha_2 \gamma \cos \theta_1 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1} - iA \left( \alpha_1 \cos \theta_1 + \alpha_2 \gamma^2 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1} \right)}, \\ D &= \frac{-2iA \alpha_1 \cos \theta_1}{k_0 \alpha_1 \alpha_2 \gamma \cos \theta_1 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1} - iA \left( \alpha_1 \cos \theta_1 + \alpha_2 \gamma^2 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1} \right)}. \end{aligned} \quad (20)$$

## 6. Оценка параметров спиновых линз и зеркал

Проведем оценку параметров материалов в случае тонкой линзы и при малых углах падения спиновых лучей по отношению к оптической оси линзы, обеспечивающих необходимую прозрачность линзы. Поскольку интенсивность отраженной волны определяется квадратом модуля амплитуды отражения и, как следует из (20),  $|R|^2 \approx [(\alpha_1 - \alpha_2 \gamma^2 n)/(\alpha_1 + \alpha_2 \gamma^2 n)]^2$  (для малых углов падения и  $A \rightarrow \infty$ ), при выполнении условия  $|R|^2 < \eta$  (где  $\eta$  — необходимая степень малости коэффициента отражения) получаем ограничение на  $n$  и, следовательно, на  $\alpha, \beta, \rho, \omega, L, M_0$  и  $H_0$

$$\frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} < \frac{\alpha_2}{\alpha_1} n < \frac{1 + \sqrt{\eta}}{1 - \sqrt{\eta}}.$$

В частности, при  $\alpha_1 = \alpha_2, M_{01} = M_{02}, L_1 = L_2$  коэффициент отражения не превышает 10%, если  $0.52 < n < 1.92$ . Соответствующие ограничения в случае зеркала имеют следующий вид:

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} n < \frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} \quad \text{или} \quad \frac{\alpha_2}{\alpha_1} n > \frac{1 + \sqrt{\eta}}{1 - \sqrt{\eta}}.$$

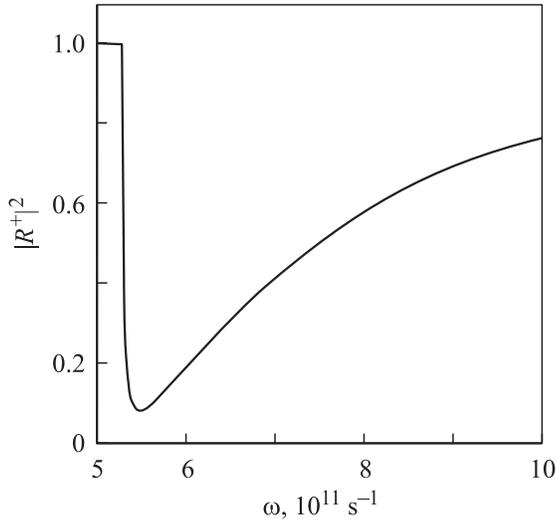
Например,  $|R|^2 > 0.9$  достигается для  $\alpha_1 = \alpha_2, M_{01} = M_{02}, L_1 = L_2$  при  $n < 0.03$  или  $n > 37.97$ .

Для выполнения условия геометричности оптики (10) толщина линзы либо зеркала ограничивается неравенством

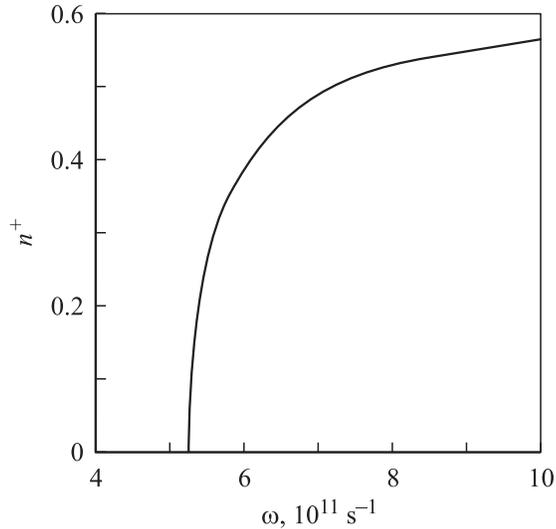
$$a \gg 2\pi \sqrt{\alpha / \left( \alpha L^2 - \beta - \rho/2 - \tilde{H}_0 \pm \sqrt{\Omega^2 + \rho^2/4} \right)}. \quad (21)$$

Как видно из (15), (20) и (21), подбор параметров для построения линзы или зеркала не представляет трудности для широкого спектра магнитных материалов [14]. В частности, в случае ферритов-гранатов из условия (21) для тонкой линзы следует, что  $a > 10^{-4} - 10^{-6}$  см.

На рис. 1, 2 представлены зависимости интенсивности отражения  $I_{R^+} = |R^+|^2$  и показателя преломления  $n^+$  от частоты поверхностной спиновой волны при характерных значениях параметров материала [14]. Хорошо видно, что путем подбора параметров материала можно добиться необходимого соотношения интенсивностей отраженной и прошедшей волн для выбранной частоты. Кроме того, как следует из рис. 3, интенсивность отражения существенно зависит от величины внешнего однородного магнитного поля, что дает возможность управлять интенсивностью отраженной волны в широких пределах путем изменения только лишь значения внешнего магнитного поля при фиксированных параметрах материала. Характер изменения показателя преломления в этом случае отражен на рис. 4.



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента отражения  $|R^+|^2$  от частоты спиновой волны  $\omega$  при  $\alpha_1 = 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\alpha_2 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\beta_1 = 50$ ,  $\beta_2 = 100$ ,  $\rho_1 = 10$ ,  $\rho_2 = 20$ ,  $L_1 = L_2 = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $M_{01} = 100 \text{ G}$ ,  $M_{02} = 125 \text{ G}$ ,  $A = 100$ ,  $\theta_1 = \pi/80$ ,  $H_0 = 1870 \text{ Oe}$ .

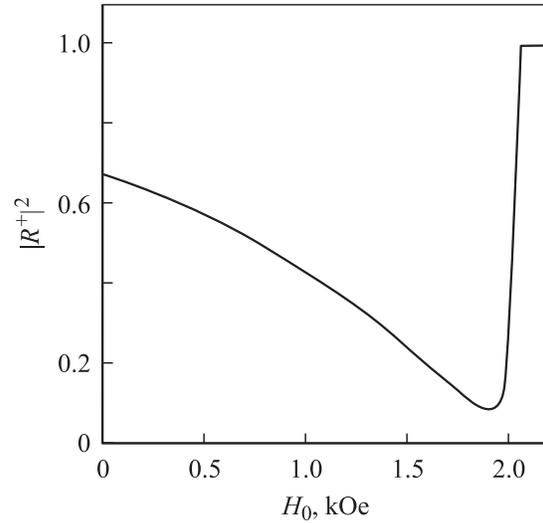


**Рис. 2.** Зависимость показателя преломления  $n^+$  от частоты  $\omega$  при  $\alpha_1 = 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\alpha_2 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\beta_1 = 50$ ,  $\beta_2 = 100$ ,  $\rho_1 = 10$ ,  $\rho_2 = 20$ ,  $L_1 = L_2 = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $M_{01} = 100 \text{ G}$ ,  $M_{02} = 125 \text{ G}$ ,  $H_0 = 1870 \text{ Oe}$ .

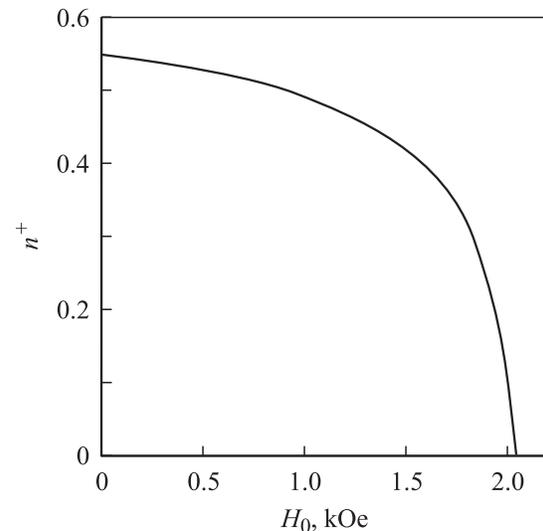
Таким образом, существует возможность достижения требуемого коэффициента отражения от неоднородного вкрапления, играющего роль линзы или зеркала, путем изменения значения внешнего магнитного поля. При этом коэффициент отражения может существенно меняться без изменения параметров среды, что позволяет использовать одну и ту же неоднородность как в качестве линзы, так и в качестве зеркала при одних и тех же параметрах структуры.

На рис. 5–8 приведены зависимости интенсивности отражения  $I_{R-} = |R^-|^2$  и показателя преломления  $n^-$

от частоты поверхностной спиновой волны и величины внешнего магнитного поля при значениях параметров материала, допускающих существование этой ветви спиновых волн. Обращение в бесконечность показателя преломления на рис. 6, 8 отвечает началу запрещенной зоны в первом материале. На рис. 5, 7 это условно отмечено линией, соответствующей полному отражению, хотя на самом деле в этом случае падающая волна отсутствует из-за быстрого затухания в первой среде.

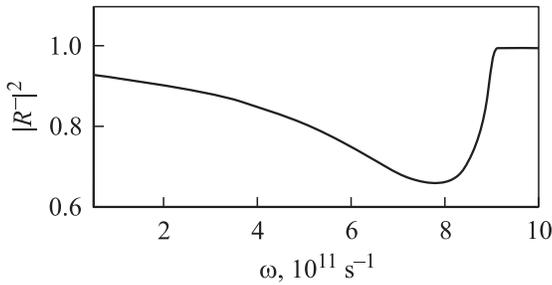


**Рис. 3.** Зависимость коэффициента отражения  $|R^+|^2$  от величины внешнего постоянного магнитного поля  $H_0$  при  $\alpha_1 = 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\alpha_2 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\beta_1 = 50$ ,  $\beta_2 = 100$ ,  $\rho_1 = 10$ ,  $\rho_2 = 20$ ,  $L_1 = L_2 = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $M_{01} = 100 \text{ G}$ ,  $M_{02} = 125 \text{ G}$ ,  $A = 100$ ,  $\theta_1 = \pi/80$ ,  $\omega = 5.55 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ .

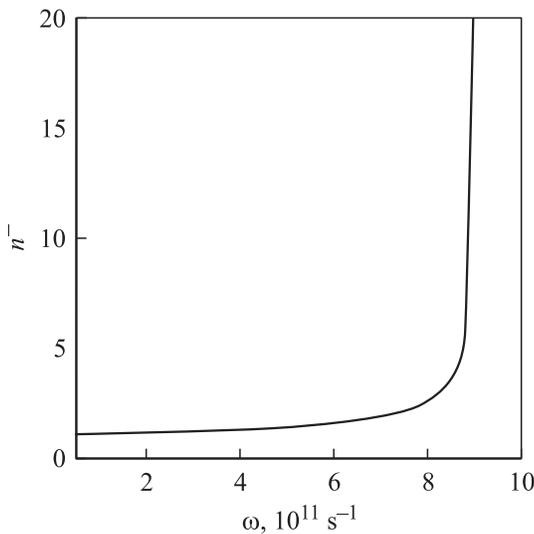


**Рис. 4.** Зависимость показателя преломления  $n^+$  от внешнего однородного магнитного поля  $H_0$  при  $\alpha_1 = 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\alpha_2 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\beta_1 = 50$ ,  $\beta_2 = 100$ ,  $\rho_1 = 10$ ,  $\rho_2 = 20$ ,  $L_1 = L_2 = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $M_{01} = 100 \text{ G}$ ,  $M_{02} = 125 \text{ G}$ ,  $\omega = 5.55 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ .

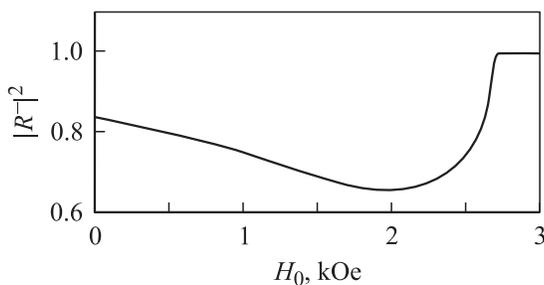
Следует отметить, что при необходимости можно подобрать параметры материала таким образом, чтобы через границу раздела проходили лишь волны, соответствующие одной из ветвей, а волны второй ветви полностью отфильтровывались. Естественно, при опре-



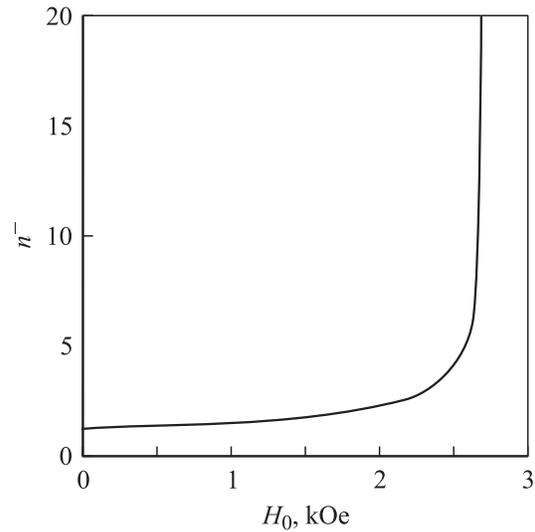
**Рис. 5.** Зависимость коэффициента отражения  $|R^-|^2$  от частоты спиновой волны  $\omega$  при  $\alpha_1 = 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\alpha_2 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\beta_1 = 50$ ,  $\beta_2 = 100$ ,  $\rho_1 = 10$ ,  $\rho_2 = 20$ ,  $L_1 = L_2 = 8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $M_{01} = 100 \text{ G}$ ,  $M_{02} = 125 \text{ G}$ ,  $A = 100$ ,  $\theta_1 = \pi/80$ ,  $H_0 = 750 \text{ Oe}$ .



**Рис. 6.** Зависимость показателя преломления  $n^-$  от частоты  $\omega$  при  $\alpha_1 = 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\alpha_2 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\beta_1 = 50$ ,  $\beta_2 = 100$ ,  $\rho_1 = 10$ ,  $\rho_2 = 20$ ,  $L_1 = L_2 = 8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $M_{01} = 100 \text{ G}$ ,  $M_{02} = 125 \text{ G}$ ,  $H_0 = 750 \text{ Oe}$ .



**Рис. 7.** Зависимость коэффициента отражения  $|R^-|^2$  от величины внешнего постоянного магнитного поля  $H_0$  при  $\alpha_1 = 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\alpha_2 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\beta_1 = 50$ ,  $\beta_2 = 100$ ,  $\rho_1 = 10$ ,  $\rho_2 = 20$ ,  $L_1 = L_2 = 8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $M_{01} = 100 \text{ G}$ ,  $M_{02} = 125 \text{ G}$ ,  $A = 100$ ,  $\theta_1 = \pi/80$ ,  $\omega = 5.55 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ .



**Рис. 8.** Зависимость показателя преломления  $n^-$  от внешнего однородного магнитного поля  $H_0$  при  $\alpha_1 = 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\alpha_2 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,  $\beta_1 = 50$ ,  $\beta_2 = 100$ ,  $\rho_1 = 10$ ,  $\rho_2 = 20$ ,  $L_1 = L_2 = 8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $M_{01} = 100 \text{ G}$ ,  $M_{02} = 125 \text{ G}$ ,  $\omega = 5.55 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ .

деленных параметрах можно реализовать и ситуацию, при которой „минусовая“ ветвь при росте частоты (или внешнего поля) сначала попадает в запрещенную зону второго материала, в то время как в первом материале зона будет все еще разрешенной. Это соответствует реальному полному отражению от границы раздела.

## 7. Выводы

Таким образом, приближение геометрической оптики, примененное для случая распространения поверхностных спиновых волн в двуосных ферромагнетиках, позволило получить условия, налагаемые на параметры материала, при которых спиновая волна проявляет лучевые свойства. Показано, что преломление спиновой волны на границе раздела двух однородных сред характеризуется эффектом двулучепреломления благодаря закреплению спинов на поверхности материала. При этом каждая из двух ветвей имеет свою зависимость коэффициента отражения спиновой волны от границы раздела сред, что позволяет добиться необходимого соотношения интенсивностей прошедших сквозь границу волн, соответствующих разным ветвям, вплоть до полного исключения одной из ветвей. Обнаруженные закономерности могут быть с успехом использованы при разработке приборов спин-волновой микроэлектроники, в том числе фильтров и спин-волновых аналогов оптических устройств.

Авторы выражают благодарность Ю.И. Горобцу за участие в обсуждении результатов работы.

## Список литературы

- [1] A.L. Sukstanskii, E.P. Stefanovskii, S.A. Reshetnyak, V.N. Varyukhin. Phys. Rev. B **61**, 13, 8843 (2000).
- [2] J.Y. Gan, F.C. Zhang, Z.B. Su. Phys. Rev. B **67**, 14, 4427 (2003).
- [3] M. Buchmeier, B.K. Kuanr, R.R. Gareev, D.E. Bürgler, P. Grünberg. Phys. Rev. B **67**, 18, 4404 (2003).
- [4] J. Fransson, E. Holmström, O. Eriksson, I. Sandalov. Phys. Rev. B **67**, 20, 5210 (2003).
- [5] V.P. Antropov. J. Magn. Magn. Mater. **262**, 2, L192 (2003).
- [6] Ю.И. Горобец, С.А. Решетняк. ЖТФ **68**, 2, 60 (1998).
- [7] Ю.И. Горобец, С.А. Решетняк. В кн.: Тр. Междунар. школы-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. М. (2002). С. 175.
- [8] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Наук. думка, Киев (1988). 168 с.
- [9] А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. Наука, М. (1967). 368 с.
- [10] Ю.А. Кравцов, Ю.И. Орлов. Геометрическая оптика неоднородных сред. Наука, М. (1980). 304 с.
- [11] Ф.М. Морс, Г. Фешбах. Методы теоретической физики. Т. 2. ИЛ, М. (1960). 868 с.
- [12] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Наука, М. (1973). 719 с.
- [13] Р. Курант. Уравнения с частными производными. Мир, М. (1964). 830 с.
- [14] А. Эшенфельдер. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. Мир, М. (1983). 496 с.