

PACS numbers: 75.30.Ds, 75.30.Kz, 75.50.-y, 75.60.-d, 75.70.-i, 76.20.+q

Влияние гиротропии на трансформацию электромагнитной волны в спиновую вблизи частот антирезонанса

Д. И. Сирота, Е. Ю. Краюшкина

*Брянский государственный технический университет,
бульв. 50 лет Октября, 7,
241035 Брянск, Россия*

Показано влияние различного вклада гиротропии на процесс возбуждения спиновых волн электромагнитной волной при частотах антирезонанса вблизи ориентационного фазового перехода в неоднородной плоско-слоистой среде. Изучено поведение сингулярной особенности в зависимостях амплитуд электромагнитных и магнитных колебаний от координаты. Выявлена связь резонансного поглощения энергии электромагнитной волны вблизи особенности с потоком энергии в направлении неоднородности. Резонансное поглощение электромагнитной энергии вблизи особенности связано с возбуждением спиновых колебаний, которые устраняют расходимость, активировав распространение спиновой волны при учете её дисперсии в тензоре магнитной восприимчивости. Для наглядной демонстрации рассматриваемых явлений приведены графики с результатами численных расчётов.

Ключевые слова: спиновые волны, ориентационный фазовый переход, плоскослоистая среда, электромагнитная волна, сингулярность.

Показано вплив різного внеску гіротропії на процес збудження спінових хвиль електромагнітною хвилею при частотах антирезонансу поблизу орієнтаційного фазового переходу в неоднорідному пласкошаруватому середовищі. Вивчено поведінку сингулярної особливості в залежностях

Corresponding author: David Ioilovich Sirota
E-mail: sirota.ioilovich@gmail.com

*Bryansk State Technical University,
750 Let Octiabrya Blvd., 241035 Bryansk, Russia*

Citation: D. I. Sirota and E. Yu. Kraiushkina, Effect of Gyrotropy on Electromagnetic Wave Transformation into Spin Wave in the Vicinity of Antiresonance Frequencies, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 42, No. 6: 767–780 (2020) (in Russian), DOI: [10.15407/mfint.42.06.0767](https://doi.org/10.15407/mfint.42.06.0767).

амплітуд електромагнітних і магнітних коливань від координати. З'ясовано зв'язок резонансного поглинання енергії електромагнітної хвилі поблизу особливості з потоком енергії в напрямку неоднорідності. Резонансне поглинання електромагнітної енергії поблизу особливості пов'язано зі збудженням спінових коливань, які усувають розбіжність, активуючи поширення спінової хвилі при врахуванні її дисперсії в тензорі магнітної сприйнятливості. Для наочної демонстрації розглянутих явищ наведено графіки з результатами чисельних розрахунків.

Ключові слова: спінові хвилі, орієнтаційний фазовий перехід, пласкошарувате середовище, електромагнітна хвиля, сингулярність.

The effect of different contributions of gyrotopropy to the excitation of spin waves by electromagnetic one at antiresonance frequencies near the orientation phase transition in an inhomogeneous plane-layered medium is shown. The singular behaviour in the amplitude of electromagnetic and magnetic oscillations on the coordinate is studied. The connection between the resonant absorption of electromagnetic wave energy near the singularity and the energy flow in the direction of inhomogeneity is revealed. Resonant absorption of electromagnetic energy near the singularity is connected with the excitation of spin oscillations, which eliminate divergence by activating the propagation of the spin wave, when its dispersion is taken into account in the magnetic susceptibility tensor. For a visual demonstration of the phenomena under consideration, the graphs with the results of numerical calculations are presented.

Key words: spin waves, orientation phase transition, plane-layered medium, electromagnetic wave, singularity.

(Получено 18 октября 2019 г.; окончат. вариант — 12 февраля 2020 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Распространение электромагнитных волн в материалах, физические параметры которых весьма чувствительны к внешнему воздействию обладает рядом интересных особенностей. Эти особенности проявляются, например, при протекании волновых процессов в области магнитных ориентационных фазовых переходов (ОФП) в ферромагнетиках [1, 2]. В настоящее время интенсивно изучаются электродинамические свойства материалов с искусственными управляемыми структурами [3–10], созданию которых может способствовать наличие неустойчивости магнитного состояния в окрестности полевого либо температурного ОФП. Дело в том, что в магнитоупорядоченных материалах могут эффективно возбуждаться и распространяться слабозатухающие электромагнитные волны на высоких частотах с длиной волны в интервале 10^{-4} – 10^{-1} см, т.е. во много раз меньшей, чем в вакууме. Эти волны носят название дипольных спиновых волн. Интерес представляет также возможность

легко возбуждать в эксперименте как прямые, так и обратные волны [11].

Эффективным механизмом возбуждения спиновых волн является волновой процесс в неоднородной среде вблизи «точек поворота», в которых возникает нескомпенсированный дипольный момент, резонансная раскачка которого электромагнитной волной является источником спиновой волны, как было показано еще в работах [12–15].

В работе [14] в модели ферромагнетика с равнодоменной полосовой структурой (толщина слоев с противоположными намагниченностями одинакова), где усреднение физических величин по периоду доменной структуры приводит к отсутствию гиротропии, либо в антиферромагнетике, может иметь место резкое возрастание амплитуды напряженности магнитного поля, когда электромагнитная волна распространяется в магнетике под углом к направлению, вдоль которого имеет место неоднородность в окрестности антирезонанса. Резко возрастающая амплитуда напряженности магнитного поля может быть эффективным генератором спиновой волны.

Однако, если слои (домены) с противоположными намагниченностями имеют разные толщины, то это может оказать существенное влияние не только на эффективность возбуждения колебаний намагниченности, но и на возможность их осуществления, поскольку в такой модели средняя гиротропия будет отлична от нуля. Наличие магнитной гиротропии приводит к появлению новых членов в уравнении, описывающем распространение электромагнитной волны, по сравнению с рассмотренными в работе [14]. Это позволит управлять волновыми процессами в искусственных средах в СВЧ-диапазоне и делает эти структуры перспективными в электронике и спинтронике [16]. Следовательно, результаты работы [14] являются частным случаем рассматриваемой модели.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной работе периодическая плоскостойкая магнитная среда представляет собой чередующиеся противоположно намагниченные слои (рис. 1). Одноосная ферромагнитная среда с осью анизотропии, ориентированной вдоль оси OZ , расположена в плоскости XOY прямоугольной системы координат. Магнитные слои расположены в плоскости YOZ , причем слои с положительной ориентацией магнитного момента имеют толщину l_1 , а слои с отрицательной ориентацией — l_2 . Пусть вектор напряженности магнитного поля \mathbf{H} распространяющейся электромагнитной волны лежит в плоскости XOY , вектор напряженности электрического поля волны \mathbf{E} ориентирован вдоль оси OZ (TE-волна), причем длина волны $\lambda \gg l_1 + l_2 = l$. Далее полагаем, например, наличие градиента температуры вдоль оси OX . В окрестности температурного ОФП часто-

та ферромагнитного резонанса меняется с изменением температуры, что приводит к зависимости от координаты x тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}(x)$ слоев, данная ситуация также может иметь место и при градиенте кристаллографической анизотропии другой природы, либо градиенте магнитного и электрического полей. Полагаем, что характерные размеры неоднородности много больше периода доменной структуры и длин волн, распространяющихся в данном веществе.

Дифференциальное уравнение, описывающее распространение электромагнитной волны в плоскостой среде в рассматриваемой модели (OZ — ось высокой симметрии) имеет вид:

$$\frac{\partial \mu_{yx}^{-1}}{\partial x} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{yy}^{-1} \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{xx}^{-1} \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где c — скорость света в вакууме.

Решение этого уравнения в дальнейшем будем искать в виде:

$$E_z = E(x) \exp(i(ky - \omega t)). \quad (2)$$

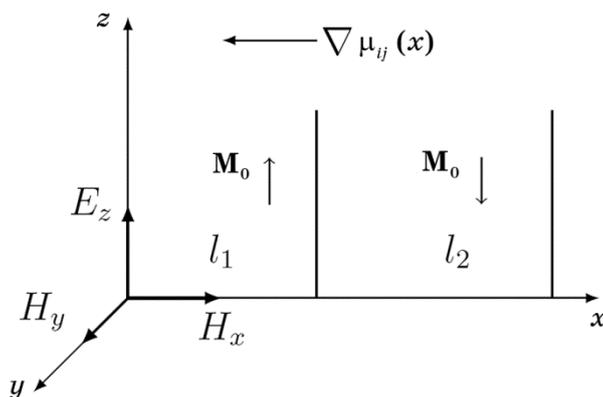


Рис. 1. Доменная конфигурация материала и схема распространения электромагнитных волн: E_z — проекция вектора напряженности электрического поля волны, H_x и H_y — проекции вектора напряженности магнитного поля волны, l_1 — толщина слоя с положительной ориентацией магнитного момента, l_2 — толщина слоя с отрицательной ориентацией магнитного момента, $\nabla \mu_{ij}$ — градиент тензора магнитной проницаемости.

Fig. 1. Domain configuration of the material and scheme of electromagnetic waves propagation: E_z —projection of the electric field vector of the wave, H_x and H_y —projections of the magnetic field vector of the wave, l_1 is the thickness of the layer with a positive orientation of the magnetic moment, l_2 is the thickness of the layer with a negative orientation of the magnetic moment, $\nabla \mu_{ij}$ —gradient of the magnetic permeability tensor.

Здесь k — волновое число для направления вдоль оси OY , а μ_{xx}^{-1} , μ_{yx}^{-1} — компоненты тензора обратного тензору $\hat{\mu}(x)$ в виде:

$$\mu_{yy}^{-1} = \mu_{xx}^{-1} = \frac{\mu}{\mu^2 - \mu_a^2} = \chi, \quad \mu_{xy}^{-1} = -\mu_{yx}^{-1} = (-1)^n \frac{i\mu_a}{\mu^2 - \mu_a^2} = (-1)^n \chi_a, \quad (3)$$

$$\mu = 1 + \frac{2\Omega\omega_f - i\omega\gamma}{\Omega^2 - \omega^2 - i\omega\Omega_f\gamma / \omega_f}, \quad \mu_a = \frac{2\omega\omega_f}{\Omega^2 - \omega^2 - i\omega\Omega_f\gamma / \omega_f}, \quad (4)$$

Здесь $\Omega = \Omega_f$ — частота ферромагнитного резонанса, являющаяся функцией координаты x , $\omega_f = 2\pi gM_0$, M_0 — плотность намагниченности подрешетки, g — гиромагнитное отношение, n — номер слоя, γ — коэффициент «трения».

При плавной неоднородности, когда характерные размеры неоднородности таковы, что изменение параметра Ω_f достаточно мало на расстояниях, сравнимых с длиной волны, полагают вид закона дисперсии таким как в однородном случае, но с учетом зависимости параметров системы от координаты. В таком приближении параметр Ω_f не является частотой ферромагнитного резонанса для всего образца, а как бы является резонансной частотой в данной точке, поэтому для приближенных расчетов используют закон дисперсии с магнитным параметром Ω_f , зависящим от координаты, и при учете дисперсии волновое число также является функцией координаты. Выражения для магнитных проницаемостей (3), (4) начинают зависеть от координат через Ω_f , что и отражается на распространении электромагнитной волны, описываемом уравнением (1). Таким образом, формализм магнитной проницаемости используем при описании распространения электромагнитных волн уравнением (1), что соответствует приближению геометрической оптики.

Усредним содержащиеся в уравнении (1) физические величины по периоду плоскостройной среды $l = l_1 + l_2$ (среднее значение будем обозначать чертой сверху). Следуя [10, 17] эффективные компоненты обратного тензора магнитной проницаемости вводятся в уравнение (1), исходя из того, что в нашей ситуации E_z непрерывна на границах, разделяющих слои, и с точностью до величин порядка $l/\lambda \ll 1$ постоянна в пределах периода доменной структуры, а выражения для компонент обратного тензора магнитной восприимчивости для каждого домена соответствуют формулам (3), (4).

В уравнении (1) процедуру усреднения продемонстрируем на примере первого слагаемого (усреднение остальных происходит аналогично):

$$\frac{1}{l} \int_x^{x+l} \frac{\partial \mu_{yx}^{-1}}{\partial x'} \frac{\partial E_z}{\partial y} dx' = \left(\frac{l_1}{l} \right) \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial y} \frac{1}{l_1} \int_x^{x+l_1} \frac{\partial \mu_{yx}^{-1}}{\partial x'} dx' + \quad (5)$$

$$+\left(\frac{l_2}{l}\right)\frac{\partial\bar{E}_z}{\partial y}\frac{1}{l_2}\int_{x+l_1}^{x+l_2}\frac{\partial\mu_{yx}^{-1}}{\partial x'}dx'=\left(\frac{l_1}{l}-\frac{l_2}{l}\right)\frac{\partial\chi_a}{\partial x}\frac{\partial\bar{E}_z}{\partial y}.$$

Усредненное уравнение (1) принимает вид:

$$v\frac{\partial\chi_a}{\partial x}\frac{\partial\bar{E}_z}{\partial y}-\frac{\partial}{\partial x}\left(\chi\frac{\partial\bar{E}_z}{\partial x}\right)-\frac{\partial}{\partial y}\left(\chi\frac{\partial\bar{E}_z}{\partial y}\right)=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\bar{E}_z}{\partial t^2}. \quad (6)$$

Здесь $\chi_a = \bar{\mu}_{yx}^{-1}$, $v = l_1/l - l_2/l$ — разность относительных толщин доменов с противоположными намагниченностями. Параметр $0 < |v| < 1$ характеризует вклад гиротропии в уравнении (6). При $v \rightarrow 1$ слоистая структура отсутствует и вклад гиротропии максимален. Если $v \rightarrow 0$ (слои имеют одинаковые толщины), то усредненная гиротропия стремится к нулю, что соответствует случаю, рассмотренному в работе [14].

На данном этапе мы опустим дисперсию и затухание в выражениях (3), (4). Поскольку частота ферромагнитного резонанса в нашей ситуации зависит от координаты, то будем полагать наличие антирезонанса $\mu^2 - \mu_a^2 = 0$ в точке $x = 0$. Антирезонанс в точке $x = 0$ реализуется при частоте ферромагнитного резонанса Ω_f , удовлетворяющей условию:

$$\Omega_f = \Omega_0 = \omega - 2\omega_f. \quad (7)$$

Тогда в окрестности $x = 0$ запишем компоненты обратного тензора в виде:

$$\bar{\mu}_{xx}^{-1} = \bar{\mu}_{yy}^{-1} = -b/x, \quad \bar{\mu}_{yx}^{-1} = ivb/x. \quad (8)$$

Здесь

$$b = \omega_f / \left(\frac{d\Omega}{dT} \frac{dT}{dx} \right). \quad (9)$$

Примем $dT/dx < 0$, чтобы обеспечить $b > 0$, так как обычно $d\Omega/dT < 0$. Производные в формуле (9) задаются в точке $x = 0$. Подставив выражения (2), (8) в уравнение (6), получим

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{x}\frac{\partial\bar{E}}{\partial x}\right)+\left[\left(\frac{kv}{x^2}\right)-\left(\frac{k^2}{x}+\frac{\omega^2}{bc^2}\right)\right]\bar{E}(x)=0. \quad (10)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Решение уравнения (10) представляет собой сумму регулярного

решения в виде степенного ряда

$$\bar{E}_1(x) = Ck^2 \left[x^2 - \frac{vk}{3} x^3 + \dots \right] \quad (11)$$

и иррегулярного, представляющего собой алгебраическую комбинацию степенных рядов и логарифмической функции

$$\bar{E}_2(x) = \bar{E}_0 \left[\frac{(v^2 - 1)(k^2 x^2 + \dots)}{2} \ln(|k|x) - 1 - vkx + \dots \right]. \quad (12)$$

Мы опустили в выражениях (11) и (12) высшие степени переменной x , имея в виду анализ особенностей электромагнитного поля вблизи точки $x = 0$. Видно, что в решении (12) расходимости отсутствуют. Напряженность магнитного поля можно вычислить согласно усредненным уравнениям Максвелла в виде:

$$\bar{H}_x = \frac{ic}{\omega} \overline{\left(\mu_{xx}^{-1} \frac{\partial E_z}{\partial y} + \mu_{yx}^{-1} \frac{\partial E_z}{\partial x} \right)} = -\frac{icb}{\omega x} \left(\frac{\partial \bar{E}_z}{\partial y} - iv \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial x} \right), \quad (13)$$

$$\bar{H}_y = \frac{ic}{\omega} \overline{\left(\mu_{yx}^{-1} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \mu_{xx}^{-1} \frac{\partial E_z}{\partial x} \right)} = \frac{icb}{\omega x} \left(iv \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial y} + \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial x} \right). \quad (14)$$

Усреднение в выражениях (13) и (14) проводилось аналогично процедуре в выражении (5):

$$\begin{aligned} \frac{1}{l} \int_x^{x+l} \mu_{yx}^{-1} \frac{\partial E_z}{\partial x} dx' &= \left(\frac{l_1}{l} \right) \chi_a \frac{1}{l_1} \int_x^{x+l_1} \frac{\partial E_z}{\partial x'} dx' - \left(\frac{l_2}{l} \right) \chi_a \frac{1}{l_2} \int_{x+l_1}^{x+l} \frac{\partial E_z}{\partial x'} dx' = \\ &= \left(\frac{l_1}{l} - \frac{l_2}{l} \right) \chi_a \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial x}. \end{aligned} \quad (15)$$

Для наглядности рассмотрения особенностей проводилось численное решение уравнения (10), при этом полагали, что неоднородная среда слева граничит с бесконечной аналогичной однородной средой, при отсутствии скачка намагниченности. Начальные условия записывались исходя из непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей к плоскости YOZ .

Графики зависимостей $[\text{Re}(E_z/E_0)]^2$ и $[\text{Re}(H_x/E_0)]^2$ от параметра $t = |k|x$ показаны на рис. 2, 3. На рисунке 3 видна расходимость $\text{Re}(H_x)$ при $t = 0$, когда $|v| < 1$.

Для исследования особенностей достаточно в выражения (13) и (14) подставить формулу (12) и удержать главные члены, тогда для проекций напряженности магнитного поля получим следующие выражения:

$$\bar{H}_x = E_0 \frac{ck(v^2 - 1)b}{\omega} \left(-vk \ln(|k|x) + \frac{1}{x} \right) e^{i(ky - \omega t)}, \quad (16)$$

$$\bar{H}_y = E_0 \frac{ick^2(v^2 - 1)b}{\omega} \ln(|k|x) e^{i(ky - \omega t)}. \quad (17)$$

В выражениях для составляющих напряженности магнитного поля имеют место расходимости, обусловленные особенностями обратного тензора магнитной проницаемости в точке антирезонанса. Из выражений (16) и (17) вытекает, что при стремлении $v \rightarrow 1$, т.е. когда слоистая структура отсутствует и вклад гиротропии максимален, особенности магнитного поля волны обнуляются. Максимальное проявление особенностей имеет место, когда $v \rightarrow 0$, т.е. слои с противоположной намагниченностью имеют одинаковую толщину. Расходимости в антирезонансе при стремлении $x \rightarrow 0$ обусловлены тем, что не учитывается малое поглощение, либо вынос энергии как-либо волновым процессом в реальной ситуации.

Действительно, рассмотрим случай наличия поглощения электромагнитной энергии в малой области в окрестности точки $x = 0$, обусловленного особенностями магнитного поля. Для этого надо учесть мнимую поправку в магнитной проницаемости, вызванную затуханием колебаний магнитного момента. Будем полагать затухание

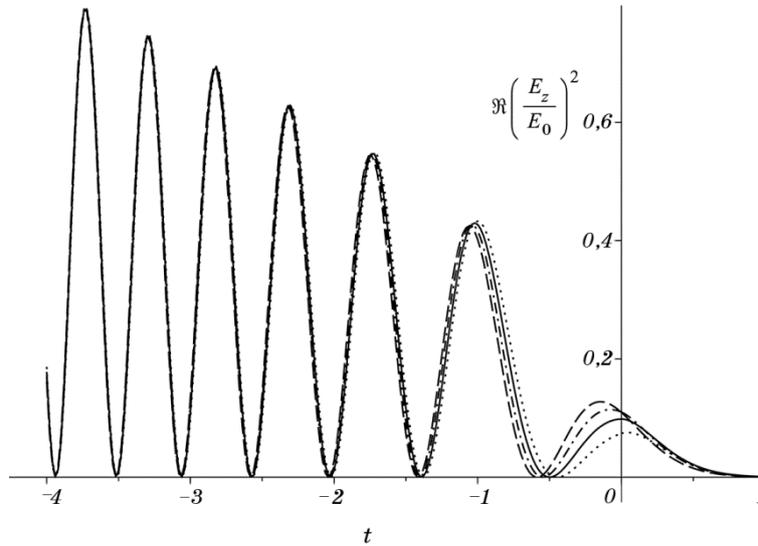


Рис. 2. Зависимость $[\operatorname{Re}(E_z/E_0)]^2$ от параметра $t = |k|x$ при различных значениях параметра v (--- $v = -1$, — $v = 0$, ... $v = 0,5$, -.- $v = -0,5$).

Fig. 2. Dependence of $[\operatorname{Re}(E_z/E_0)]^2$ on the parameter $t = |k|x$ for various values of the parameter v (--- $v = -1$, — $v = 0$, ... $v = 0.5$, -.- $v = -0.5$).

хание сколь угодно малым, что приводит к наличию сколь угодно малой мнимой добавки в выражениях (8), тогда

$$\overline{\mu_{xx}^{-1}} = \overline{\mu_{yy}^{-1}} = -\frac{1}{x/b - 2i\varepsilon}, \quad \overline{\mu_{yx}^{-1}} = i\nu \frac{1}{x/b - 2i\varepsilon}. \quad (18)$$

Здесь $\varepsilon \rightarrow +0$, мнимая часть μ . Аналитическое продолжение логарифма в формулах (16), (17) из области положительных значений в область отрицательных осуществляется обходом точки $x = 0$ в нижней полуплоскости комплексного переменного.

Средняя поглощенная энергия Q вблизи точки $x \rightarrow 0$ с учетом $\varepsilon \rightarrow +0$ и выражений (18) связана лишь с продольной составляющей H_x и дается выражением:

$$\begin{aligned} Q &= \frac{\omega}{8\pi} \varepsilon \int |H_x|^2 dx = \\ &= \frac{(E_0 ck)^2 (1 - \nu^2)}{8\pi\omega} \int \frac{2\varepsilon}{(x/b)^2 + 4\varepsilon^2} dx = \frac{(E_0 ck)^2 (1 - \nu^2)b}{8\omega}, \end{aligned} \quad (19)$$

т.е. имеет место конечная величина поглощенной энергии при бесконечно малом затухании, поскольку поглощение имеет резонансную природу.

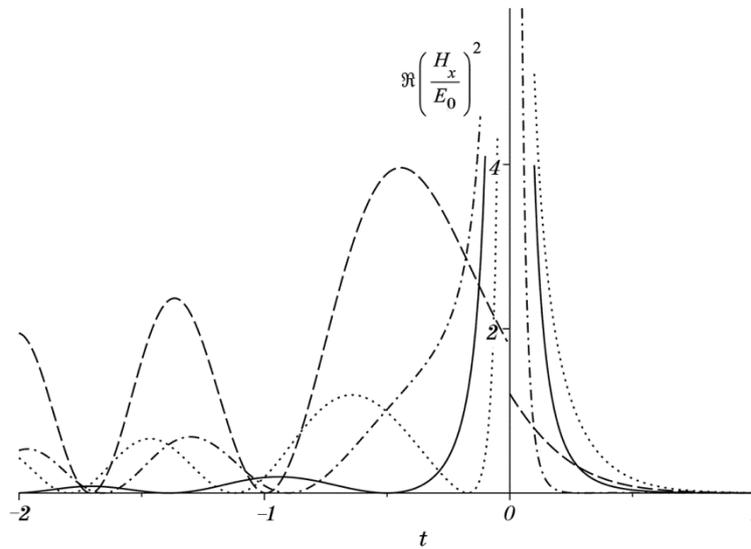


Рис. 3. Зависимость $[\text{Re}(H_x/E_0)]^2$ от параметра $t = |k|x$ при различных значениях параметра ν ($\dots \nu = -1$, $— \nu = 0$, $\cdots \nu = 0,5$, $-\cdot-\cdot \nu = -0,5$).

Fig. 3. Dependence of $[\text{Re}(H_x/E_0)]^2$ on the parameter $t = |k|x$ for various values of the parameter ν ($\dots \nu = -1$, $— \nu = 0$, $\cdots \nu = 0.5$, $-\cdot-\cdot \nu = -0.5$).

Поставщиком энергии в области антирезонанса в окрестность точки $x = 0$ является поток вдоль оси x , определяемый средним вектором Пойнтинга

$$\overline{S}_x = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(\overline{H_y^* E_z}) = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(\overline{H_y^x E_z}), \quad (20)$$

так как H_y и E_z непрерывны на границе домена.

Подставим в (20) выражение для H_y и E_z согласно выражений (12) и (17). Предварительно учтем тот факт, что при $x < 0$

$$\overline{H_y^*} = E_0 \frac{ick^2(v^2 - 1)b}{\omega} (\ln(|k||x|) - i\pi), \quad (21)$$

т.е. получим для действительной части $\overline{H_y^*}$ выражение

$$\operatorname{Re}\overline{H_y^*} = E_0 \frac{ck^2(v^2 - 1)b}{\omega} \pi. \quad (22)$$

Тогда подставив выражение (22) в формулу (20), получаем

$$\overline{S}_x = \frac{(E_0 ck)^2 (1 - v^2)b}{8\omega}. \quad (23)$$

Таким образом, значение поглощенной в точке $x = 0$ электромагнитной энергии (19) совпадает с потоком энергии (23) в этой точке.

Физика процесса заключается в следующем: наличие особенности поведения амплитуды напряженности магнитного поля в точке $x = 0$ приводит к возникновению нескомпенсированного магнитного момента m_x , наведенного продольной составляющей магнитного поля H_x ; резонансная раскачка магнитного момента m_x магнитным полем волны H_x может приводить к генерации спиновой волны. При слабой диссипации основной вклад связан с выносом энергии за счёт этой спиновой волны из области, содержащей эту сингулярность.

Для количественного рассмотрения эффекта генерации волны намагниченности необходимо учесть пространственную дисперсию вблизи точки $x = 0$. Учет этой дисперсии в формулах (3) приводит выражения (8) к виду:

$$\overline{\mu_{xx}^{-1}} = \overline{\mu_{yy}^{-1}} = -\frac{1}{\frac{x}{b} + \frac{\alpha k_x^2}{2\pi}}, \quad \overline{\mu_{yx}^{-1}} = \frac{i}{\frac{x}{b} + \frac{\alpha k_x^2}{2\pi}}. \quad (24)$$

Здесь константа неоднородного обмена k_x является числом лишь в приближении геометрической оптики, в более общем случае следует заменить волновое число оператором дифференцирования

$\widehat{k}_x = i\partial/\partial x$ и понимать диэлектрическую восприимчивость как оператор.

Учитывая все выше сказанное, приведем выражение (16) к дифференциальному уравнению, описывающему трансформацию электромагнитной волны в спиновую

$$\alpha \frac{d^2 \bar{H}_x}{dx^2} - \frac{2\pi}{b} x \bar{H}_x = \frac{E_0 ck(1-v^2)2\pi}{\omega}. \quad (25)$$

Частное решение уравнения (25) имеет вид:

$$\bar{H}_x = \frac{iE_0 ck(1-v^2)b^{2/3}}{\omega(2\pi)^{2/3}\alpha^{1/3}} \int_0^\infty d\xi \exp \left[i \left(\xi x \left(\frac{2\pi}{b\alpha} \right)^{1/3} + \xi^3 / 3 \right) \right]. \quad (26)$$

Для оценки параметра неоднородности обратимся к выражению для амплитуды спиновой волны в формуле (26). Амплитуда определяется выражением

$$A = \frac{E_0 ck(1-v^2)}{\omega(2\pi)^{2/3}} \left(\frac{b^2}{\alpha} \right)^{1/3}. \quad (27)$$

Интенсивное возбуждение спиновой волны требует достижения максимально возможного значения амплитуды. Для этого соотношение параметров системы должно быть таким, что $(b^2 / \alpha)^{1/3} \gg 1$. Учитывая (9), получим неравенство

$$\left(\frac{\omega_f}{\alpha^{1/2} d\Omega/dx} \right)^{2/3} \gg 1. \quad (28)$$

Для железо-иттриевого граната (ЖИГ) параметр неоднородного обмена $\alpha \sim 10^{-12} \text{ см}^2$, $\omega_f \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $d\Omega / dx \sim 10^{10} \text{ (с·см)}^{-1}$ [15], т.е. отношение $(b^2 / \alpha)^{1/3} \sim 10^4 \gg 1$ выполняется. Оценим градиент температуры вблизи ориентационного фазового перехода; так как $d\Omega / dx \sim 10^{10} \text{ (с·см)}^{-1}$, следовательно, $dT / dx \sim 10^{10} / (d\Omega/dT)$. Полагая $d\Omega / dT \sim 10^9 \text{ (с·К)}^{-1}$, получим $dT/dx \sim 10 \text{ К/см}$. Отметим, что величина градиента температуры очень сильно зависит от близости к точке ориентационного фазового перехода. Поскольку изменение намагниченности и констант анизотропии вблизи перехода является аномальным, то для реальных магнетиков возможен выбор интервала температур, соответствующего нашим оценкам, например, для твердых растворов $\text{YFe}_{1-x}\text{Mn}_x\text{O}_3$, ортоферрита тулия, $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, а также для некоторых чистых редкоземельных элементов, например, гадолиния и его твердых растворов с иттрием и

железом [18].

Вдали от точки $x = 0$, т.е. при $|x| \gg \lambda$ и $x < 0$, \bar{H}_x можно оценить методом перевала

$$\bar{H}_x \approx \frac{iE_0 ck(1 - v^2)b^{3/4}(2\pi)^{1/12}}{\omega(\alpha x)^{1/4}} \exp i \left\{ ky - \omega t - \pi / 4 - 2x^{3/2} \left(\frac{2\pi}{b\alpha} \right)^{1/2} \right\}. \quad (29)$$

Из уравнений (26), (29) видно, что параметр v , описывающий вклад гиротропии, существенно влияет на амплитуду спиновой волны и при $v = 1$ (слоистость отсутствует) генерация прекращается.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из вышеприведенных расчетов видно, что если размеры слоев с разной намагниченностью различны ($0 < |v| < 1$), т.е. в среднем среда гиротропна, то наличие антисимметричной части тензора магнитной проницаемости не приводит к устранению расходимостей в амплитудах электромагнитных и спиновых волн, как и в работе [14], где гиротропия отсутствует ($v = 0$), но уменьшает эффективность генерации спиновой волны. Если же ($v = 1$), то, как следует из выражений (16), (17), особенности устраняются и, как следует из уравнений (26), (29), прекращается резонансная генерация спиновых волн. Таким образом, изменение степени гиротропности, за счет вариации разности толщин слоев с противоположной намагниченностью, позволяет управлять интенсивностью генерации спиновых волн.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Бучельников, А. Н. Васильев, *УФН*, **162**, № 3: 89 (1992).
2. Д. И. Сирота, А. Ф. Журавлев, *Металлофиз. новейшие технол.*, **19**, № 7: 24 (1997).
3. С. И. Масловский, *Письма в ЖТФ*, **29**, № 1: 69 (2003).
4. С. А. Никитов, Д. В. Калябин, И. В. Лисенков, А. Н. Славин, Ю. Н. Барабаненков, С. А. Осокин, А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, М. А. Морозова, Ю. П. Шараевский, Ю. А. Филимонов, Ю. В. Хивинцев, С. Л. Высоцкий, В. К. Сахаров, Е. С. Павлов, *УФН*, **185**: 1099 (2015).
5. Н. Ю. Звездин, В. А. Папорков, А. В. Проказников, И. С. Царев, *ЖТФ*, **88**, № 6: 892 (2018).
6. С. Л. Высоцкий, Е. С. Павлов, А. В. Кожевников, Г. М. Дудко, Ю. А. Филимонов, А. И. Стогний, R. Marcelli, С. А. Никитов, *ЖТФ*, **89**, вып. 11: 1719 (2019).
7. Д. А. Татарский, Н. С. Гусев, В. Ю. Михайловский, Ю. В. Петров, С. А. Гусев, *ЖТФ*, **89**, вып. 11: 1674 (2019).
8. И. В. Вендик, О. Г. Вендик, М. С. Гашинова, *Письма в ЖТФ*, **32**, № 10: 30

- (2006).
9. А. А. Булгаков, О. В. Шрамкова, *ЖТФ*, **73**, № 3: 87 (2003).
 10. С. В. Елисеева, Д. И. Семенцов, М. М. Степанов, *ЖТФ*, **78**, № 10: 70 (2008).
 11. А. А. Вашковский, А. А. Локк, *УФН*, **176**, № 5: 557 (2006).
 12. E. Schlöman, *J. Appl. Phys.*, **35**, No. 1: 159 (1964).
 13. E. Schlöman and R. I. Joseph, *J. Appl. Phys.*, **35**, No. 1: 167 (1964).
 14. Д. И. Сирота, А. Ф. Журавлев, *ФТТ*, **33**, № 9: 2627 (1991).
 15. Ю. В. Гуляев, П. И. Зильберман, А. Г. Тимирязев, *Письма в ЖТФ*, **21**, № 19: 27 (1995).
 16. С. В. Елисеева, Ю. Н. Зубков, *Сб. трудов XX Международной школы–семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники»* (Москва: 2006), с. 1047.
 17. V. M. Agronovich, *Solid State Commun.*, **78**, No. 8: 747 (1991).
 18. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Леветин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках* (Москва: Наука: 1979).

REFERENCES

1. V. D. Buchel'nikov, and A. N. Vasil'ev, *Sov. Phys. Usp.*, **35(3)**: 192 (1992).
2. D. I. Sirota and A. F. Zhuravlev, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **19**, No. 7: 24 (1997) (in Russian).
3. S. I. Maslovski, *Tech. Phys. Lett.*, **29**: 32 (2003).
4. S. A. Nikitov, D. V. Kalyabin, I. V. Lisenkov, A. N. Slavin, Yu. N. Barabanenkov, S. A. Osokin, A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, Yu. P. Sharaevsky, Yu. A. Filimonov, Yu. V. Khivintsev, S. L. Vysotsky, V. K. Sakharov, and E. S. Pavlov, *Phys. Usp.*, **58**: 1002 (2015).
5. N. Y. Zvezdin, V. A. Paporkov, A. V. Prokaznikov, and I. S. Tsarev, *Tech. Phys.*, **63**: 866 (2018).
6. S. L. Vysotskii, E. S. Pavlov, A. V. Kozhevnikov, G. M. Dudko, Yu. A. Filimonov, A. I. Stognii, R. Marcelli, and S. A. Nikitov, *Tech. Phys.*, **64**: 1629 (2019).
7. D. A. Tatarskiy, N. S. Gusev, V. Yu. Mikhailovskii, Yu. V. Petrov, and S. A. Gusev, *Tech. Phys.*, **64**: 1584 (2019).
8. I. B. Vendik, O. G. Vendik, and M. S. Gashinova, *Tech. Phys. Lett.*, **32**: 429 (2006).
9. A. A. Bulgakov and O. V. Shramkova, *Tech. Phys.*, **48**: 361 (2003).
10. S. V. Eliseeva, D. I. Sementsov, and M. M. Stepanov, *Tech. Phys.*, **53**: 1319 (2008).
11. A. V. Vashkovskii, E. H. Lock, and R. A. Silin, *Phys. Usp.* **49**: 537 (2006).
12. E. Schlöman, *J. Appl. Phys.*, **35**, No. 1: 159 (1964).
13. E. Schlöman and R. I. Joseph, *J. Appl. Phys.*, **35**, No. 1: 167 (1964).
14. D. I. Sirota and A. F. Zhuravlev, *Phys. Solid State*, **33**, No. 9: 2627 (1991).
15. Ju. V. Gulyaev, P. I. Zilberman, and A. G. Timiryazev, *Tech. Phys. Lett.*, **21**, No. 19: 27 (1995).
16. S. V. Eliseeva and Yu. N. Zubkov, *Proc. XX Mezhdunarodnoy Shkoly–Seminar 'Novye Magnitnye Materialy Mikroelektroniki'* (Moscow: 2006), p. 1047 (in Russian).

17. V. M. Agranovich, *Solid State Commun.*, **78**, No. 8: 747 (1991).
18. К. Р. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, and Р. З. Леветин, *Orientatsionnye Perekhody v Redkozemel'nykh Magnetikakh* (Moscow: Nauka: 1979) (in Russian).