

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 538.955

DOI: 10.34680/2076-8052.2024.1(135).137-153

ГРНТИ 29.19.37

Специальность ВАК 1.3.8

Научная статья

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОВЕДЕНИЯ СЛОИСТОЙ МУЛЬТИФЕРРОИДНОЙ СТРУКТУРЫ В НЕОДНОРОДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ В ОБЛАСТИ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Никитин А. О.

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого (Великий Новгород, Россия)

Аннотация В работе на основе дисперсионных характеристик спиновых волн и теории магнитоэлектрического эффекта строится математическая модель поведения мультиферроидной структуры в неоднородном электрическом поле. Учитывается природа обменного взаимодействия, также рассматриваются обменные граничные условия Радо-Уиртмана на основе представления их в терминах плотности свободной энергии. На основе построенной математической модели оценивается вклад в дисперсионную картину спиновых волн внешнего электрического поля разной полярности. В заключении приводится ряд случаев применения построенной математической модели при проектировании электронно-управляемых устройств направленного распространения спиновых волн, а также базовых устройств для нейроморфных вычислений.

Ключевые слова: *спиновые волны, магнитоэлектрический эффект, мультиферроидные структуры, дисперсионные характеристики*

Для цитирования: Никитин А. О. Математическая модель поведения слоистой мультиферроидной структуры в неоднородных электрических полях в области сверхвысоких частот // Вестник НовГУ. 2024. 1(135). 137-153. DOI: 10.34680/2076-8052.2024.1(135).137-153

Research Article

MATHEMATICAL MODEL OF BEHAVIOR OF A LAYERED MULTIFERROIC STRUCTURE IN INHOMOGENEOUS ELECTRIC FIELDS IN THE MICROWAVE REGION

Nikitin A.O.

Yaroslav-the-Wise Novgorod State University (Veliky Novgorod, Russia)

Abstract In this work, based on the dispersion characteristics of spin waves and the theory of the magnetoelectric effect, a mathematical model of a multiferroic structure behavior in a non-uniform electric field is constructed. The nature of the exchange interaction is taken into account, and the Rado-Wirtman exchange boundary conditions are also considered based on their representation in terms of free energy density. Based on the constructed mathematical model, the contribution to the dispersion pattern of spin waves of an external electric field of different polarities is estimated. In conclusion, a number of cases of application of the constructed mathematical model in the design of electronically controlled devices for the directional propagation of spin waves, as well as basic devices for neuromorphic computing, are given.

Keywords: *spin waves, magnetoelectric effect, multiferroic structures, dispersion characteristics*

For citation: Nikitin A.O. Mathematical model of behavior of a layered multiferroic structure in inhomogeneous electric fields in the microwave region // Vestnik NovSU. 2024. 1(135). 137-153. DOI: 10.34680/2076-8052.2024.1(135).137-153

Введение

Мультиферроидные структуры, с точки зрения исследователей ученых-фундаменталистов, техников и инженеров – богатые эффектами твердотельные структуры. И, некоторые из эффектов лежат на поверхностях, позволяя достаточно быстро перейти к их практическому применению, зачастую, без глубинного изучения самой физики процессов. Исследования эффектов на основе феноменологических моделей является для исследователей хорошим подспорьем. Забегая вперед, стоит отметить, что исследования магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в низкочастотной области как раз и относиться, в большей степени, к эмпирическому исследованию [1]. Здесь речь идет о проектировании датчиков магнитных полей, и как производные – датчики тока, где рождение теории сопровождалось проведением многочисленных экспериментов.

В свою очередь, мультиферроидные структуры являются продуктом преобладающих в физике второй половины XX столетия процессов. Одним из характерных для этого революционного, с научной точки зрения, периода стал процесс объединения различных физических явлений с целью поиска качественно новых эффектов. Вследствие подобного объединения выходная многофазная система приобретала один из возможных вариантов: эффекты сосуществовали отдельно в каждой из фаз, эффекты имели взаимное межфазное влияние с суммарным выходным эффектом, или же выходной эффект во много раз превышал отдельные, фазные, эффекты. В общем понимании, мультиферроиды – структуры, имеющие несколько типов упорядочений: магнитное, электрическое, механическое. А в частности, композитные структуры, содержащие ферритовые и сегнетоэлектрические компоненты, с момента своего появления являются центром научных интересов, т. к. на их основе стало возможным проектирование нового класса СВЧ устройств с возможностью как магнитной, так и сравнительно быстрой электрической перестройкой.

В работе [2] Vopson M.V. на основе дифференциального выражения свободной энергии Гиббса привел теоретическое описание мультиферроидных структур, подробно объясняющее механизмы проявления эффектов в подобных материалах:

$$dG = -SdT - x d\sigma - P dE - M dH, \quad (1)$$

где S – энтропия, T – температура, x – деформация, σ – внешнее приложенное механическое напряжение, P – поляризация, M – намагниченность, E , H – приложенные внешние электрическое и магнитное поля соответственно.

В случае изотермальной адиабатической системы, выражение (1) приобретало вид:

$$\begin{cases} x = s\sigma + d^e E + d^m H \\ P = d^{e,c} \sigma + \chi^e E + \alpha^m H \\ M = d^{m,c} \sigma + \alpha^e E + \chi^m H \end{cases} \quad (2)$$

где $d^e, d^{e,c}$ и $d^m, d^{m,c}$ – прямой и обратный пьезоэлектрический и магнитострикционный коэффициенты соответственно, $\chi^{e,m}$ – диэлектрическая и магнитная восприимчивости, $\alpha^{e,m}$ – магнитоэлектрический коэффициент.

Важным стоит отметить разделение мультиферроиковпо типам. Отличительной их чертой является тот факт, что для первого типа характерна слабая (условно отсутствующая) зависимость электрического и магнитного упорядочений, а у второго типа электрическая поляризация появляется в силу действия магнитного упорядочения, и (или) наоборот. Также следует подчеркнуть еще одну классификацию мультиферроидных композитных структур, характерную для состоящих из сегнетоэлектрических и ферромагнитных фаз, которая связана с особенностями их применения: структуры, в которых свойства фаз используются в отдельности; структуры, в которых магнитные и сегнетоэлектрические свойства используются одновременно, но без взаимного их влияния; структуры, в которых магнитные и сегнетоэлектрические свойства связаны посредством магнитоэлектрического эффекта. Последний тип мультиферроидных структур называют магнитоэлектрические мультиферроидные структуры, или просто магнитоэлектрические структуры.

Магнитоэлектрический эффект представляет собой «вторичный» эффект в цепочке «магнитострикция – упругая деформация – пьезоэлектрический эффект» и проявляется в индуцировании электрической поляризации под действием магнитного поля, или наоборот, индуцировании намагниченности под действием электрического поля. В последнем случае мы имеем дело с обратным МЭ-эффектом, который в СВЧ диапазоне, в области ферромагнитного резонанса (ФМР) и определяет практический интерес. Стоит отметить, что история изучения МЭ эффекта и СВЧ МЭ устройств насчитывает не одно десятилетие. На сегодняшний день существует большое число работ, связанных с изучением как самого МЭ-эффекта в области ФМР, так устройств на МЭ эффекте: приемная микрополосковая антенна [3, 4] фильтр-преселектор [5], аттенюатор [6], фазовращатель [7], гиратор [8].

В процессе исследования электронно-управляемых МЭ СВЧ устройств было выявлено, что при управляемом воздействии электрического поля основное влияние на электродинамическую картину оказывает не только МЭ эффект, а существующая зависимость диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика от величины приложенного электрического поля. В подтверждении данного факта было проведено теоретико-экспериментальное исследование [9], в котором на основе теоретического описания поведения МЭ структуры, при приложении электрического поля было осуществлено моделирование в программном пакете

электродинамического моделирования ANSYS HFSS. Результат моделирования имел высокую степень подобия с экспериментальными данными. В других источниках [10] также можно было найти сведения об ограниченном влиянии обратного МЭ эффекта на мультиферроидную структуру, в сравнении с возмущениями, вызванными прямым воздействием магнитного поля. Здесь же, как один из путей преодоления существующего ограничения МЭ эффекта, был отмечен гигантский магнитоэлектрический эффект, теоретическое описание которого представлено в [11].

В настоящем исследовании предлагается рассмотреть МЭ эффект, с другой стороны. В 2022 году была опубликован совместный труд, дорожная карта, которая затрагивает вопрос применения магнотных устройств в спинволновых (СВ) вычислениях [12]. Магнот – квант спиновой волны, и, следовательно, магнотика – наука, изучающая процессы распространения волн намагниченности, а также проектирование устройств на основе физики спиновых волн. Актуальность данной темы является следствием свойств присущих данному типу колебания: спиновые волны, в отличие электронов, не несут реальных частиц, а, следовательно, имеют низкое затухание, и, дополнительно, обладают высокой степенью масштабируемости и высокой скоростью сходимости. Последнее, в большей степени относится к вычислительным нейронным сетям, построенным на спиновых волнах.

В свой черед, спиновые волны, или волны намагниченности, относят к медленным типам волн, вследствие малого значения групповой скорости $\partial\omega/\partial k$. Однако, небольшая величина МЭ эффекта и малая групповая скорость в совокупности позволило перейти к эффективной прецизионной системе управления направлением распространения данного типа колебания. В более широком смысле, из-за малого значения групповой скорости, небольшое изменение внутреннего эффективного магнитного поля ферромагнитной фазы (за счет МЭ эффекта) приводит к небольшому сдвигу линии ФМР, в свою очередь это приводит к значительному изменению постоянной распространения (фазовой постоянной) спиновой волны, за счет существующей обратной зависимости. Похожий принцип лежит в основе электронно-управляемых МЭ СВЧ фазовращателей. Однако, в отличие от представленных МЭ СВЧ устройств, в которых прикладываемое к структуре электрическое поле вызывает сдвиг дисперсионной картины, за счет МЭ эффекта, данное исследование фокусируется построении модели поведения спиновых волн в неоднородном, имеющем градиентное распределение, электрическом поле, позволяющем создать электронно-управляемую структуру направленного распространения спиновых волн. Одна из последних работ [13] подтверждает подобную возможность, в которой был достигнут электронно-управляемый поворот фронта спиновой волны в 30 градусов.

Таким образом, целью данной работы является глубинное исследование мультиферроидных структур с точки зрения использования магнитоэлектрического

эффекта в качестве прецизионного инструмента управления направлением распространением спиновых волн.

Математическая модель поведения магнитоэлектрической структуры в неоднородных электрических полях

Вопросам построения дисперсионных характеристик собственных волн слоистых мультиферроидных структур посвящено большое число работ. В той или иной степени, они способны были описывать эффекты, существующие в данных типах структур.

При построении феноменологической теории колебаний и волн в многослойных пленочных структурах чаще всего используются два подхода. Эти подходы отличаются последовательностью совместного интегрирования уравнения движения намагниченности и уравнения Максвелла. Условно эти подходы называют: теория плоских волн и теория спин-волновых мод.

Теория спин волновых мод [14] представляет собой метод решения интегро-дифференциального уравнения, выводимого из совместного рассмотрения уравнений магнитостатики и линеаризованного уравнения движения намагниченности, с учетом электродинамических и обменных граничных условий. В этом интегро-дифференциальном уравнении, учтены как диполь-дипольное и обменное взаимодействие, анизотропия. Данный метод предоставляет возможность решения большого числа задач, однако, из-за сложности конечного дисперсионного уравнения, анализ промежуточных выводов и их связь с конечными результатами не является тривиальным.

Другой подход, условно названный теорией плоских волн строится на совместном решении уравнений Максвелла, взятых в магнитостатическом приближении, и уравнения движения намагниченности. Далее решение находится в виде разложения по плоским волнам. Данный метод был использован при решении электродинамической задачи МЭ градиентных структур [15].

Вместе с тем, объектом исследования являются спиновые волны, которые могут распространяться только по ферритовой фазе магнитоэлектрического композита, и не ставится задача рассмотрения эффектов, возникающих при взаимодействии ЭМВ и СВ, поэтому имеет смысл при построении модели использовать дисперсионные выражения описывающие только спиновые волны. И, с учетом того факта, что ставится задача управления направлением распространения спиновых волн в масштабе одного ферритового слоя, стоит воспользоваться классическим описанием спиновых волн [16]. Важно отметить, что указанные выше математические модели [14, 15] также способны описывать спиновые волны, со схожими результатами.

Для спиновых волн существует зависимость направления приложенного к структуре вектора магнитного поля H_{0e} и направления распространения спиновой

волны. Здесь имеет место рассмотрение трех предельных случаев: вектор магнитного поля направлен по нормали к плоскости структуры, вектор магнитного поля лежит в плоскости структуры и направлен вдоль распространения спиновой волны, и вектор магнитного поля лежит в плоскости структуры поперек направления распространения спиновой волны. Для этих трех случаев характерно существование разных типов спиновых волн, которые описываются своими дисперсионными характеристиками:

- H_{oe} направлен по нормали к плоскости структуры, существуют прямые объемные спиновые волны:

$$\tan \left[\frac{kd}{2} \sqrt{-(1+\chi)} - \frac{n\pi}{2} \right] = \frac{1}{\sqrt{-(1+\chi)}} \quad (3)$$

- H_{oe} лежит в плоскости структуры и направлен вдоль распространения спиновой волны, существуют обратные объемные спиновые волны:

$$\tan \left[\frac{kd}{2\sqrt{-(1+\chi)}} - \frac{(n-1)\pi}{2} \right] = \sqrt{-(1+\chi)}; \quad (4)$$

- H_{oe} лежит в плоскости структуры поперек направления распространения спиновой волны, существуют поверхностная спиновая волна:

$$\omega^2 = \omega_0(\omega_0 + \omega_M) + \frac{\omega_M^2}{4} [1 - e^{-2kd}]. \quad (5)$$

В выражениях (3), (4), (5): k – постоянная распространения спиновой волны, d – толщина ферромагнетика, χ и κ – диагональный и недиагональный компоненты тензора восприимчивости Польдера:

$$\chi = \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \kappa = \frac{\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (6)$$

$$\omega_M = \gamma M_s, \quad \omega_0 = \gamma H_{eff}$$

где $\omega = 2\pi f$, f – частота спиновой волны, M_s – намагниченность насыщения ферромагнетика, γ – гиромагнитная постоянная, H_{eff} – эффективное магнитное поле ферромагнетика.

Достаточно полное представление эффективного магнитного поля приведено в теории спинволновых мод [14], и представляет собой сумму внутреннего постоянного магнитного поля H_0 , с учетом размагничивающего поля формы, и поля неоднородного обменного взаимодействия. Размагничивающие поля формы зависят от направления намагничивания структуры [17]:

- в случае нормального намагничивания (H_{oe} направлен по нормали к плоскости структуры):

$$H_{eff} = H_0 - M_s + \alpha \nabla^2 m(r, t); \quad (7)$$

• в случае касательного намагничивания (Ное лежит в плоскости структуры):

$$H_{eff} = [H_0(H_0 + M_s)]^{1/2} + \alpha \nabla^2 m(r, t). \quad (8)$$

В выражениях (7) и (8): α – константа неоднородного обменного взаимодействия, $m(r, t)$ – переменная намагниченность. Внутренне постоянное магнитное поле является суммой внешнего (приложенного) постоянного магнитного поля H_{e0} и полей анизотропии, которое учитывает магнитную кристаллографическую и магнитоупругую типы анизотропии. И, как было описано выше, через обратный магнитоэлектрический эффект, вследствие явления магнитострикции, прикладываемое электрическое поле меняет эффективное полемагнитоупругого взаимодействия. Пользуясь методом эффективных размагничивающих факторов:

$$H_0 = H_{e0} + M_s \sum_i (N_{x,y}^i - N_z^i), \quad (9)$$

где $N_{x,y,z}$ – эффективные размагничивающие факторы. Так как, в дальнейшем в качестве феррита будет использоваться железоиттриевый гранат (ЖИГ) и в качестве сегнетоэлектрика – пьезокерамика цирконат-титанат свинца (ЦТС), то дальнейшие рассуждения будут основываться на физике структуры ЖИГ-ЦТС. Вследствие того, что ферритам с решеткой типа граната свойственная кубическая кристаллографическая анизотропия, то с учетом разумного приближения данный тип анизотропии классически описывается выражением $2K_1/M_s$ [18].

В случае магнитоупругого взаимодействия вызванного МЭ эффектом математическое описание имеет чуть сложнее форму. В предположении общей теории: макроскопической однородной модели, которая рассматривает композит с точки зрения МЭ-эффекта как гомогенный материал [17], влияние электрического поля на слоистый мультиферроидный композит описывается через $N_{\sigma\rho}$ – эффективные размагничивающие факторы анизотропии магнитоупругого взаимодействия. Для системы координат многослойного композита (рисунок 1), для случая, когда электрическое поле направлено по оси симметрии, выражения будут иметь вид [19]:

$$N_{11}^{\sigma} - N_{33}^{\sigma} = 2[(B_{31} - B_{33})E + (b_{31} - b_{33})E^2] \cos^2 \theta, \quad (10)$$

$$N_{22}^{\sigma} - N_{33}^{\sigma} = 2[(B_{31} - B_{33})E + (b_{31} - b_{33})E^2] \cos 2\theta, \quad (11)$$

$$N_{12}^{\sigma} = 0, \quad (12)$$

где $1', 2', 3'$ – система координат, в которой ось $3'$ направлена вдоль равновесной намагниченности, θ – угол между равновесной намагниченностью и осью симметрии кристалла, B_{ij} и b_{ij} – линейные и нелинейные магнитоэлектрические коэффициенты, E – приложенное к структуре электрическое поле.

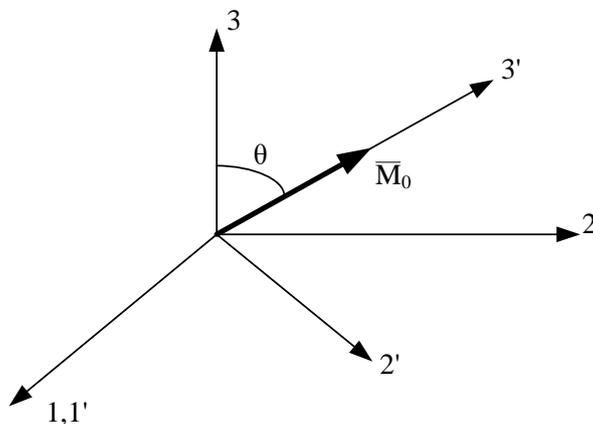


Рисунок 1. Система координат многослойного композита

И, при учете только линейных МЭ констант, а также факта со направленности электрического поля с осью симметрии кристалла, можно воспользоваться рассчитанными значениями для наиболее часто встречающихся композитов, а именно, для связки ЦТС – ЖИГ:

$$2M_0(B_{31} - B_{33}) = 0,125 [\text{Э} * \text{см/кВ}], \quad (13)$$

здесь E имеет размерность кВ/см.

Таким образом, выражение для внутреннего постоянного поля феррита принимает следующий вид:

$$H_0 = H_{e0} + \frac{2K_1}{M_s} + 0,125E \quad (14)$$

Дисперсионные характеристики спиновых волн

На основе выражений (3) – (5), с учетом (7), (8), (14), в безобменном приближении ($\alpha \nabla^2 \mathbf{m}(r, t) = 0$) и нулевом приложенном электрическом поле, были получены дисперсионные характеристики спиновых волн для трех вышеуказанных случаев (рисунок 2). На рисунках 2а и 2б, верхняя граница определяется из следующего выражения:

$$\omega_{\perp} = [\omega_0(\omega_0 + \omega_M)]^{1/2}. \quad (15)$$

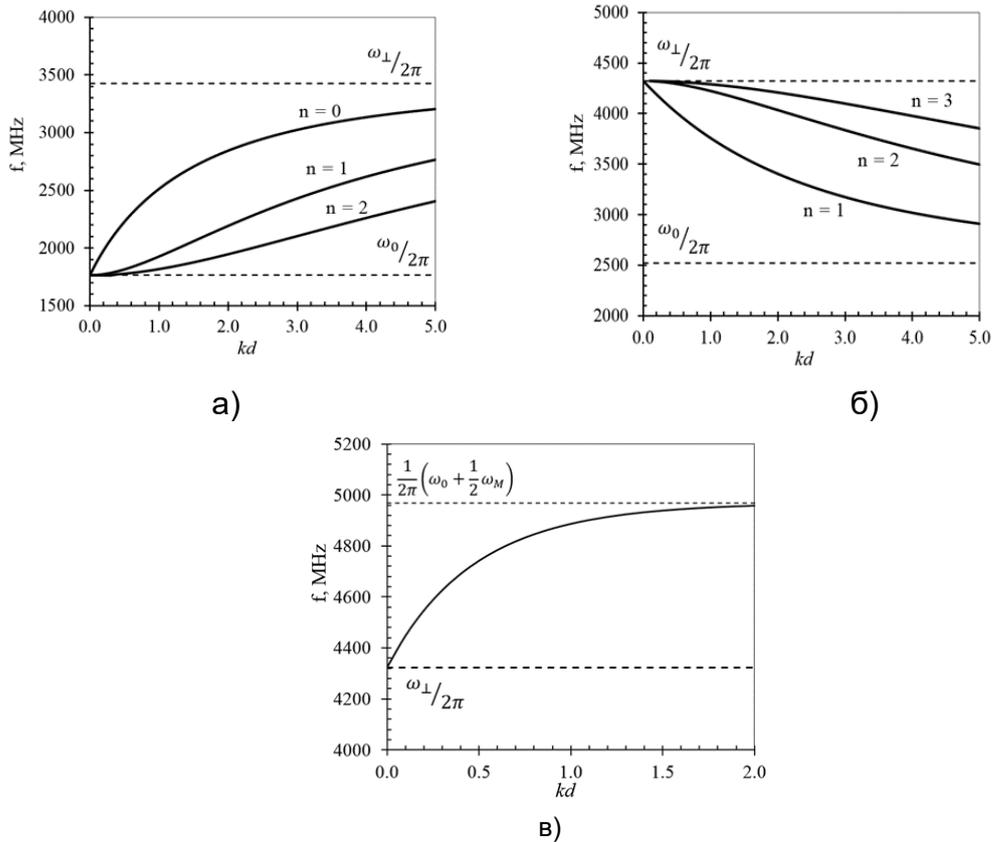


Рисунок 2. Дисперсионные характеристики спиновых волн: а) прямых объемных; б) обратных объемных; в) поверхностной

Как видно из рисунка 2, объемные спиновые волны характеризуются многомодовостью. Однако, основными переносчиками энергии являются низшие моды, из-за большего значения групповой скорости.

Сосредоточим внимание на вкладе обменного взаимодействия. Здесь имеет место разумное приближение:

$$\alpha \nabla^2 m(r, t) \equiv M_s \alpha \left[k^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right]. \quad (16)$$

Для большинства ферромагнетиков константа неоднородного обменного взаимодействия α имеет порядок 10^{-12} см², для ЖИГ $\alpha = 3.1 \cdot 10^{-12}$ см² [14]. Это подтверждается тем фактом, что основное влияние обменного взаимодействия на спектр спиновых волн оказывает в области больших волновых чисел [17]. Однако, при уменьшении толщины ферритовой пленки, обменное взаимодействие также начинает оказывать влияние, только на старшие спин-волновые моды. Такое влияние приводит к сдвигу по частоте спин-волновых мод (кроме основной). И в определенный момент происходит их пересечение с основной (низшей) модой. В этих областях происходит расщепление спектра, т.е. волны будут выталкиваться из этих областей. Этот процесс достаточно подробно описан в теории спин-волновых мод [14].

При определённой толщине возникает ситуация, при которой старшие моды отдаляются вверх по частоте настолько, что уже не пересекают основную моду. Данный факт, а также как было отмечено выше об основной (низшей) моде, как основном переносчике энергии, даёт все основания использовать при дальнейших расчетах только основную моду и пренебрежении других спин-волновых мод.

Следующим важным вопросом, который требует анализа, является учет обменных граничных условий. Данный тип граничных условий, помимо классических (электродинамических), на основе которых были построены дисперсионные выражения (4) – (6), учитывает состояние закрепления спинов на поверхностях ферритовой пленки. В работе [14] показана зависимость существования поверхностных волн от параметров закрепления. Полную картину закрепления поверхностных спинов описывают граничные условия Радо-Уиртмана [19], в 2016 году была проведена их «ревизия» в терминах плотности свободной энергии [20]:

$$K_{surf}(\vartheta, \varphi) = d[F^{surf} - F^{bulk}], \quad (17)$$

где $K_{surf}(\nu, \varphi)$ – плотность энергии поверхностной анизотропии, ν, φ – пространственные углы, d – постоянная решетки, F^{surf} и F^{bulk} – поверхностная и объемная плотности свободной энергии, соответственно. Здесь принято рассматривать два предельных частных случая: случай с полностью закрепленными спинами, для которого характерно $K_{surf}(\nu, \varphi) \gg 0$, т.е. $F^{surf} \gg F^{bulk}$ – поверхностная плотность свободной энергии значительно преобладает над объемной. Второй предельный частный случай, который по-другому называют естественное состояние, характеризуется полностью свободными спинами – $K_{surf}(\nu, \varphi) = 0$. В этом случае $F^{surf} = F^{bulk}$ поверхностная и объемная плотности свободной энергии равны. Следует сказать, что закрепление поверхностных спинов носит, в большей степени, искусственный характер, путем введения поверхностных неоднородностей, или же под действием полей особой формы. Здесь можно сделать вывод о том, что выражения (3) – (5) соответствуют ситуации с полностью свободными поверхностными спинами.

В свете вышесказанного объективно заключение, что приведенная выше математическая модель способна описывать поведение спиновых волн, которые распространяются в мультиферроидной структуре, при воздействии неоднородных электрических полей. Под неоднородным электрическим полем понимается поле, имеющее градиентное распределение в плоскости структуры. Для случая размещения магнитоэлектрической структуры в плоскости (001):

$$\mathbf{E}(x, y) = \nabla E = E \left(\hat{x} \frac{d}{dx} + \hat{y} \frac{d}{dy} \right), \quad (18)$$

где \hat{x} и \hat{y} – единичные векторы.

На рисунке 3 представлено поведение спиновых волн при приложении к структуре электрического поля 10 кВ/см и – 10кВ/см.

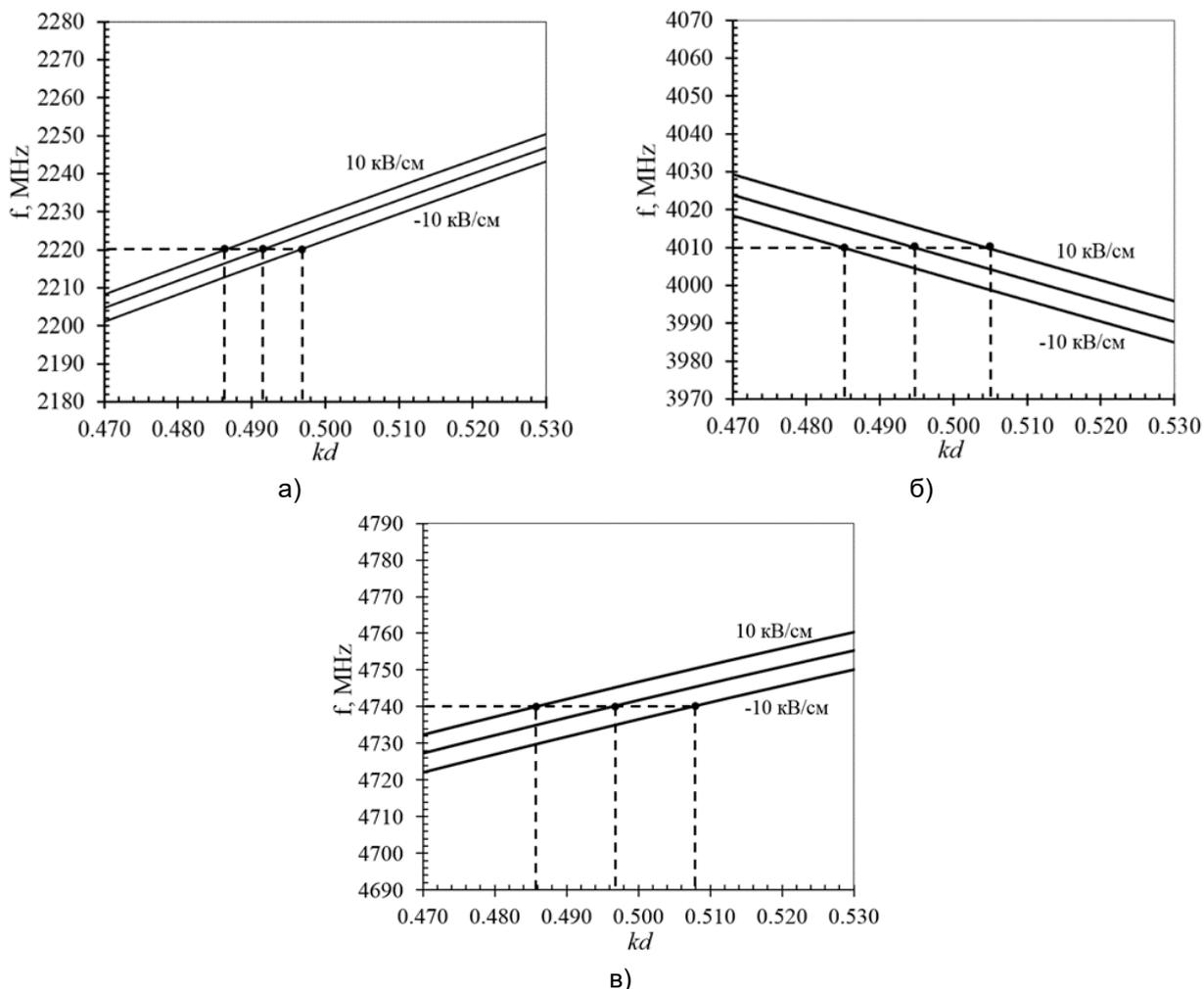


Рисунок 3. Дисперсионный характеристики спиновых волн при приложении к МЭ структуре электрического поля ± 10 кВ/см: а) прямая объемная спиновая волна; б) обратная объемная спиновая волн; в) поверхностная спиновая волна

Как видно из рисунка 3, приложение электрического поля к МЭ структуре приводит к небольшому сдвигу по частоте спектра спиновой волны. Но, как было указано выше, из-за малой групповой скорости этот небольшой сдвиг приводит к фазовому сдвигу. Оценим этот сдвиг. На оси абсцисс указанные относительные значения, произведение постоянной распространения и ширины ферромагнитного слоя kd , следовательно, для расчета фазового набега возьмем отношение длины структуры к толщине ферритового слоя:

$$kd \cdot \frac{L}{d} = kL = \varphi. \tag{19}$$

Предположим, что отношение L/d равно 10^3 , что может соответствовать вполне реальной задаче, в которой рассматривает МЭ структура длиной 1 мм с толщиной ферритовой пластины 1 мкм. В таком случае приложение

электрического поля величиной ± 10 кВ/см даст фазовый сдвиг: для прямой спиновой объемной волны (рисунок 3а) $\sim \pm 315$ град.; для обратной спиновой объемной волны (рисунок 3б) $\sim \mp 573$ град.; для поверхностной спиновой волны (рисунок 3в) $\sim \pm 630$ град. На основе «беглого анализа» можно заключить, что наибольший фазовый сдвиг характерен для поверхностной волны, а сдвиг для обратной объемной спиновой волны имеет обратный знак. Последнее является следствием свойств обратных спиновых волн, а именно фазовая и групповая скорости имеют противоположные направления.

Таким образом, построенная математическая модель способна решать задачи, связанные с распространением спиновых волн в МЭ структуре, качественно и количественно оценивать вклад внешнего электрического поля. А относительная ее простота, по сравнению с моделями, представленными в работах [14, 15], позволяет аналитически оценивать поведение результирующих дисперсионных характеристик на внешние воздействия (имеется в виду изменения внешних полей: электрического и магнитного).

Применение математической модели

Как было отмечено выше построенная математическая модели позволяет решать широкий круг задач. И, первая задача – управление направлением распространения спин-волнового колебания. Данная задача исследовалась в работе [13]. Рассматривалась структура (рисунок 4), в которой центральная часть представляла собой МЭ композит.

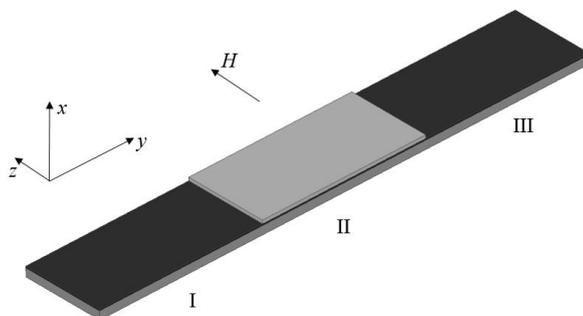


Рисунок 4. Исследуемая МЭ структура

Приложение к МЭ структуре градиентного электрического поля вызвал поворот спин-волнового колебания в 30 град (рисунки 5 и 6). Величина данного поворота описывался следующим выражением:

$$\alpha = \arctan \left(\frac{k(0) - k(40)}{k(0)} * \frac{L}{d} \right), \quad (20)$$

где L , d – длина и ширина МЭ структуры; $k(0)$ и $k(40)$ – значения постоянной распространения при значениях приложенного электрического поля 0 кВ/см и 40 кВ/см.

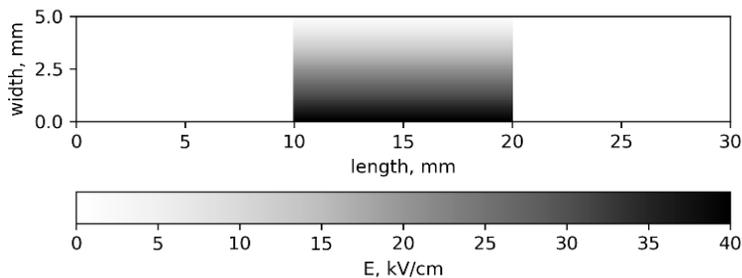


Рисунок 5. Градиентное распределение приложенного электрического поля по ширине МЭ структуры

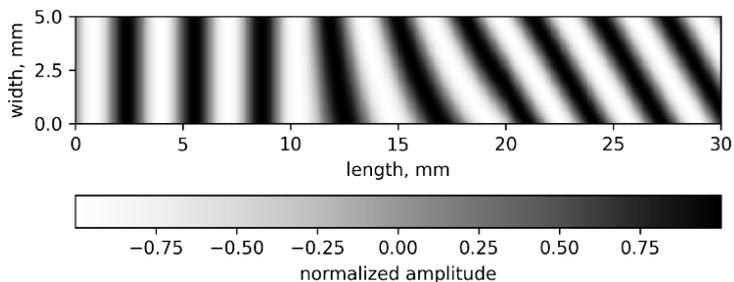


Рисунок 6. Распределение нормализованной амплитуды спиновой волны по плоскости структуры

Еще одной задачей, которая решалась с использованием построенной модели, проектирование электронно-перестраиваемого МЭ логического элемента, который в зависимости от величины прикладываемого электрического поля менял свое функциональное назначение с **XOR** на **OR**. Исследовалась структура, на основе магнитоэлектрического волнового конвольвера, в котором в активную область помещалась МЭ структура (рисунок 7).

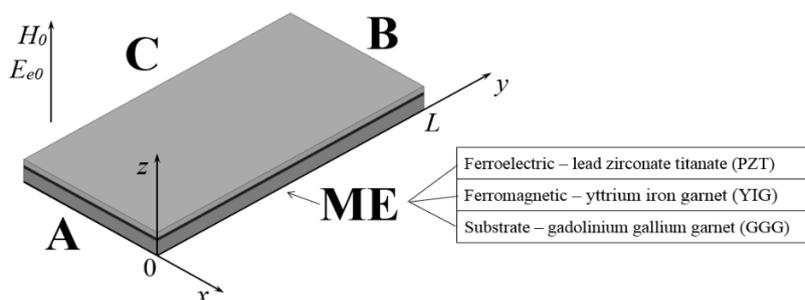


Рисунок 7. Исследуемая модель МЭ базового логического элемента

В следствии заданной ориентации магнитных полей, в структуре создавались условия существования прямой объемной спиновой волны. Далее производился расчет на основе выражения (1) со следующими параметрами: толщина ферритового слоя $d = 20$ мкм, длина $L = 10$ мм. На основе численного эксперимента было установлено, что для частоты спиновой волны $f = 2399,6$ МГц при нулевом внешнем электрическом поле фазовое расстояние между входами **A** и **B** $kL = n2\pi$, где $n = 62$, $k = 389.5$ см⁻¹. В этом случае сигналы между входами **A** и **B** находились в фазе, что соответствует логической функции **OR**. Приложение внешнего

электрического поля величиной 9,3 кВ/см, приводил к фазовому сдвигу на величину π . В этом случае сигналы между входами **A** и **B** переходили в состояние противофазы, что соответствует логической функции **XOR** (рисунок 8).

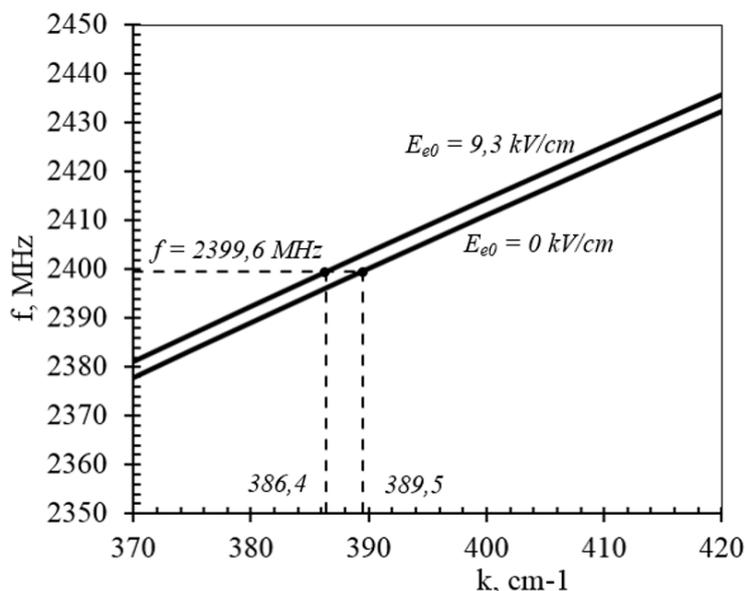


Рисунок 8. Дисперсионная характеристика прямой объемной спиновой волны при двух значениях внешнего электрического поля

Заключение

Таким образом, построена математическая модель поведения слоистой мультиферроидной структуры в неоднородных электрических полях. Данная модель может использоваться для широкого круга задач, связанных с исследованием поведения МЭ структуры, в свете прохождения через них спиновых волн, проектирование электронно-управляемых устройств направленного распространения спинволновых колебаний. Также, данная модель может использоваться в новой и актуальной на сегодняшний день области построения моделей нейроморфных вычислений на основе спиновых волн.

Благодарности

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 24-19-20045, <https://rscf.ru/project/24-19-20045/>).

Список литературы

1. Bichurin M. I., Petrov V. M., Petrov R. V., Tatarenko A. S. Magnetolectric composites. New York: Ltd, 2019. 296 p.
2. Vopson M. V. Fundamental of multiferroic materials and their possible application // Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences. 2015. 40(4). 223-250. DOI: 10.1080/10408436.2014.992584

3. Petrov R. V., Tatarenko A. S., Srinivasan G., Mantese J. V. Antenna miniaturization with ferrite-ferroelectric composites // *Microwave and Optical Technology Letters*. 2008. 50(12). 3154-3157. DOI: 10.1002/mop.23939
4. Бичурин М. И., Петров Р. В., Воробьев Ю. Д., Килиба Ю. В. Полосовой перестраиваемый магнитоэлектрический СВЧ фильтр // *Труды Международного Форума по проблемам науки, техники и образования, 8-12 декабря 1997, Москва: в 2 вып. Вып 2. Проблемы геоэкологии, разведки и эксплуатации месторождений полезных ископаемых. Применение аэрокосмических технологий в науках о Земле. Электронные, оптико-электронные и микроволновые приборы и системы. Новые информационно-интеллектуальные системы и технологии. Проблемы и достижения высшего и среднего образования. Москва, 1997. С. 234-238.*
5. Tatarenko A. S., Srinivasan G., Filippov D. A. Magnetolectric microwave attenuator // *Electronics Letters*. 2007. (43)12. 674-675. DOI: 10.1049/el:20070949
6. Bichurin M. I., Petrov R.V. Magnetolectric Phasers for PAS // *Proceedings of The 2nd International Conference on Satellite Communications. Moscow, 1996. P. 172-176. DOI: 10.1109/ICSC.1996.864274*
7. Бичурин М. И., Петров Р. В., Соловьёв И. Н., Соловьёв А. Н., Коваленко Д. В. Исследование магнитоэлектрического СВЧ-гиратора // *Современные проблемы науки и образования*. 2012. 2. 201-208.
8. Petrov R. V., Nikitin A. O., Bichurin M. I., Srinivasan G. Magnetolectric antenna array // *International Journal on Communications Antenna and Propagation*. 2020. 10(6). 371-376. DOI: 10.15866/irecap.v10i6.18658
9. *Multiferroic Materials: Properties, Techniques, and Applications / edited by Junling Wang. CRC Press, 2017. 392 p.*
10. Liu M., Sun N. X. Voltage control of magnetism in multiferroic heterostructures // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2009. 372. 20120439. DOI: 10.1098/rsta.2012.0439
11. Chumak A. V., Kabos P., Wu V., Abert C., Ademann C., Adeyeye F. O., Akerman J. et al. Advances in magnetics roadmap on spin-wave computing // *IEEE Transactions on Magnetism*. 2022. 58(6). 0800172. DOI: 10.1109/TMAG.2022.3149664
12. Nikitin A. O., Petrov R., Kiselev V., Misilin V., Bozhkov S., Milenov I., Bozhkov P. Magnonic commutator on magnetolectric gradient structure for artificial neural networks // *18th Conference on Electrical Machines, Drives and Power Systems (ELMA). Varna: Bulgaria, 2023. P. 1-4. DOI: 10.1109/ELMA58392.2023.10202336*
13. Григорьева Н. Ю., Калиникос Б. А. Теория спиновых волн в пленочных ферромагнитных многослойных структурах: монография. Санкт-Петербург: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2008. 179 с.
14. Nikitin A. O., Petrov R. V. Magnetolectric gradient structures // *Journal of Physics: Conference Series*. 2021. 2052. 012029. DOI: 10.1088/1742-6596/2052/1/012029
15. Prabhakar A., Stancil D. D. *Spin Waves: Theory and Applications*. New York, NY: Springer, 2009. 355 p.
16. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. *Магнитные колебания и волны*. Москва: Физматлит, 1994. 464 с.
17. Лакс Б., Баттон К. *Сверхвысокочастотные ферриты и ферримангнетики: перевод с английского*. Москва: Мир, 1965. 675 с.
18. Бичурин М. И., Петров Р. В., Филиппов Д. А., Сринивасан Г. *Магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах*. Великий Новгород: Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, 2005. 226 с.

19. Rado G. T., Weertman J. R. Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 1959. 11(3-4). 315-333. DOI: 10.1016/0022-3697(59)90233-1

20. Puzkarski H. Rado–Weertman boundary equation revisited in terms of the free-energy density of a thin film // *Acta Physica Polonica Series A*. 2016. 129(6). RK.129.6.1-3. DOI: 10.12693/APhysPolA.129.RK.129.6.1-1

References

1. Bichurin M. I., Petrov V. M., Petrov R. V., Tatarenko A. S. *Magnetolectric composites*. New York: Ltd, 2019. 296 p.

2. Vopson M. V. Fundamental of multiferroic materials and their possible application // *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*. 2015. 40(4). 223-250. DOI: 10.1080/10408436.2014.992584

3. Petrov R. V., Tatarenko A. S., Srinivasan G., Mantese J. V. Antenna miniaturization with ferrite-ferroelectric composites // *Microwave and Optical Technology Letters*. 2008. 50(12). 3154-3157. DOI: 10.1002/mop.23939

4. Bichurin M. I., Petrov R. V., Vorobyov Yu. D., Kiliba Yu. V. Polosovoy perestraivayemyy magnitoelektricheskiy SVCH fil'tr [Bandpass tunable magnetolectric microwave filter] // *Proceedings of the International Forum on Science, Technology and Education, December 8-12, 1997, Moscow: in issue 2, Issue. 2. Problems of geocology, exploration and exploitation of mineral deposits. Applications of aerospace technologies in geosciences. Electronic, optical-electronic and microwave devices and systems. New information and intelligent systems and technologies. Problems and achievements of higher and secondary education*. Moscow, 1997. P. 234-238.

5. Tatarenko A. S., Srinivasan G., Filippov D. A. Magnetolectric microwave attenuator // *Electronics Letters*. 2007. 43(12). 674-675. DOI: 10.1049/el:20070949

6. Bichurin M. I., Petrov R.V. Magnetolectric Phasers for PAS // *Proceedings of the 2nd International Conference on Satellite Communications*. Moscow, 1996. P. 172-176. DOI: 10.1109/ICSC.1996.864274.

7. Bichurin M. I., Petrov R. V., Soloviev I. N., Soloviev A. N., Kovalenko D. V. Issledovaniye magnitoelektricheskogo SVCH-giratora [The study of magnetolectric microwave gyrator] // *Modern problems of science and education*. 2012. 2. 201-208.

8. Petrov R. V., Nikitin A. O., Bichurin M. I., Srinivasan G. Magnetolectric antenna array // *International Journal on Communications Antenna and Propagation*. 2020. 10(6). 371-376. DOI 10.15866/irecap.v10i6.18658

9. *Multiferroic Materials: Properties, Techniques, and Applications* / edited by Junling Wang. CRC Press, 2017. 392 p.

10. Liu M., Sun N. X. Voltage control of magnetism in multiferroic heterostructures // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2009. 372. 20120439. DOI: 10.1098/rsta.2012.0439

11. Chumak A. V., Kabos P., Wu V., Abert C., Ademann C., Adeyeye F. O., Akerman J. et al. Advances in magnetics roadmap on spin-wave computing // *IEEE Transactions on Magnetism*. 2022. 58(6). 0800172. DOI: 10.1109/TMAG.2022.3149664

12. Nikitin A. O., Petrov R., Kiselev V., Misilin V., Bozhkov S., Milenov I., Bozhkov P. Magnonic commutator on magnetolectric gradient structure for artificial neural networks // *18th Conference on Electrical Machines, Drives and Power Systems (ELMA)*. Varna: Bulgaria, 2023. P. 1-4. DOI: 10.1109/ELMA58392.2023.10202336

13. Grigorieva N. Yu., Kalinikos B. A. *Teoriya spinovykh voln v plnochnykh ferromagnitnykh mnogoslonykh strukturakh: monografiya*. Saint-Petersburg: Publishing house of Saint Petersburg Electrotechnical University "LETI", 2008. 179 p.

14. Nikitin A. O., Petrov R. V. Magnetolectric gradient structures // Journal of Physics: Conference Series. 2021. 2052. 012029. DOI: 10.1088/1742-6596/2052/1/012029
15. Prabhakar A., Stancil D. D. Spin Waves: Theory and Applications. New York, NY: Springer, 2009. 355 p.
16. Gurevich A. G., Melkov G. A. Magnitnyye kolebaniya i volny [Magnetic oscillations and waves]. Moscow: Fizmatlit, 1994. 464 p.
17. Lax B., Button K. Sverkhvysokochatotnyye ferrity i ferrimagnetiki: perevod s angliyskogo [Ultra-high-frequency ferrites and ferrimagnets: translated from English]. Moscow: Mir, 1965. 675 p.
18. Bichurin M. I., Petrov V. M., Filippov D. A., Srinivasan G. Magnitoelektricheskiy effekt v kompozitsionnykh materialakh [Magnetolectric effect in magnetostriction-piezoelectric multiferroics]. Veliky Novgorod: Yaroslav-the-Wise NovSU, 2005. 226 p.
19. Rado G. T., Weertman J. R. Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1959. 11(3-4). 315-333. DOI: 10.1016/0022-3697(59)90233-1
20. Puzkarski H. Rado–Weertman boundary equation revisited in terms of the free-energy density of a thin film // Acta Physica Polonica Series A. 2016. 129(6). P. RK.129.6.1-3. DOI: 10.12693/APhysPolA.129.RK.129.6.1-1

Информация об авторе

Никитин Александр Олегович – старший научный сотрудник, Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого (Великий Новгород, Россия), ORCID: 0000-0002-0726-4047, allnikotin@gmail.com