

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 53.08,534.29

АКУСТИЧЕСКОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ В СОСТАВНОМ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

© 2022 г. Н. И. Ползикова^а, *, С. Г. Алексеев^а

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: polz@cplire.ru

Поступила в редакцию 07.08.2022 г.

После доработки 07.08.2022 г.

Принята к публикации 10.08.2022 г.

Рассмотрена одномерная модель акустической резонаторной структуры с ферромагнитным слоем на немагнитной подложке и пьезоэлектрическим тонкопленочным пьезопреобразователем. Акустическая генерация спиновых волн в условиях двойного резонанса: магнитоупругого резонанса в магнитном слое и чисто упругого во всей многослойной структуре, характеризуется поведением электрического импеданса преобразователя в магнитном поле. Получено аналитическое выражение для импеданса, при выводе которого учитывалась разориентация поляризации преобразователя и магнитного поля. Численные расчеты показали, что даже слабая разориентация $\sim 5^\circ$ приводит к проявлению эффекта акустического двулучепреломления.

DOI: 10.31857/S0033849422120166

ВВЕДЕНИЕ

Фононные системы с возможностью управления их характеристиками при помощи внешних магнитных полей и наоборот — магнотонные с электрическим управлением или гибридные системы с двойным управлением — представляют интерес в качестве современных перестраиваемых телекоммуникационных микроволновых элементов и устройств на их основе, а также элементов магнотонных и спинтронных сетей [1–8]. Для практики важно, чтобы такое управление и собственно возбуждение внешними источниками магнонов — квантов спиновых волн (СВ) — происходило с минимальным энергопотреблением. В гибридных магнотон-фононных структурах, содержащих пьезоэлектрические и ферро(ферри)магнитные слои, электроакустическое возбуждение СВ может осуществляться без приложения переменных магнитных полей (и создающих их токов), что позволяет существенно снизить омические потери в низкоэнергетических устройствах микроволновой спинтроники и магноники [6–8]. Будем называть далее акустически возбужденные спиновые волны ADSW — Acoustically Driven Spin Waves.

Для генерации ADSW используются как поверхностные акустические волны (АВ), возбуждаемые встречно-штыревыми преобразователями [1, 9–12], так и объемные АВ [7, 13], в частности, возбуждаемые в композитных СВЧ-резонаторах высоких гармоник (НВАР — High overtone Bulk Acoustic wave Resonator) [14–20]. Возбуждение

ADSW происходит за счет сочетания магнитоупругости и пьезоэффекта, существующих в различных слоях структуры, необязательно находящихся в непосредственном контакте.

Ранее в работах [14–16] мы продемонстрировали и теоретически обосновали эффективное возбуждение как линейных, так и параметрических ADSW в гиперзвуковом НВАР со слоистой структурой, содержащей пьезоэлектрический преобразователь из ZnO, нанесенный на структуру, состоящую из подложки из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) с эпитаксиальными пленками железо-иттриевого граната (ЖИГ). Также было показано, что НВАР, содержащий в контакте с пленкой ЖИГ тонкую пленку Pt, является эффективным источником спинового тока [16–20]. Использование спиновой накачки в виде спинового тока в комбинации с обратным спиновым эффектом Холла в Pt делает возможным прямое электрическое детектирование магнитной динамики на границе ферромагнетика с тяжелым немагнитным металлом, таким как Pt [21, 22].

В данной работе мы продолжили развитие теоретической модели [14, 17] для описания магнитоупругих явлений в условиях двойного резонанса: магнитоупругого резонанса в ЖИГ и чисто упругого во всей многослойной структуре НВАР. Получено аналитическое выражение для электрического импеданса структуры, которое описывает частотные и магнитополевые характеристики резонатора в случае произвольной поляризации воз-

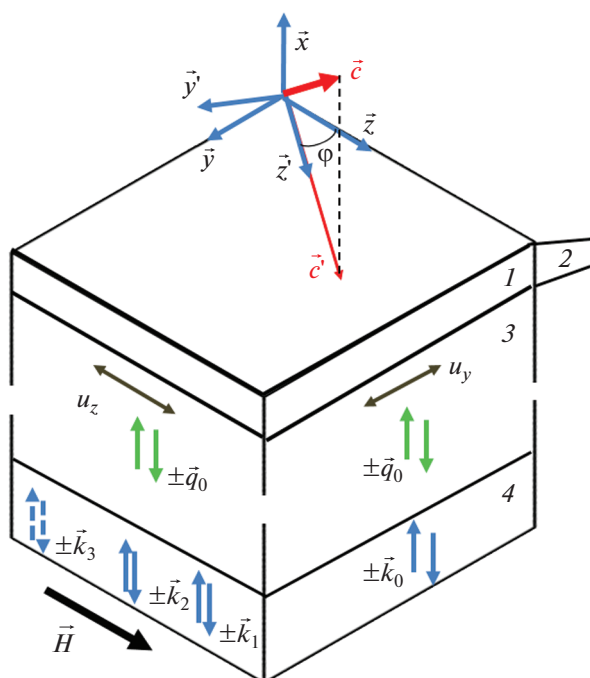


Рис. 1. Схема резонатора, материалы и геометрические параметры: 1 – пленка ZnO толщиной l_1 , 2 – электроды из Al толщиной $l_2 \approx 0$, 3 – монокристаллическая подложка из ГГГ толщиной $l_3 = d$, 4 – эпитаксиальная пленка ЖИГ с толщиной $l_4 = s$.

буждаемой АВ относительно внешнего магнитного поля. При этом мы учли эффект акустического двулучепреломления, обусловленный тем, что компоненты АВ с параллельным и перпендикулярным смещениями относительно поля имеют разный набег фаз по толщине магнитной пленки. В результате распространения в пленке ЖИГ и отражения от ее границ линейно поляризованная АВ превращается в эллиптически поляризованную. Расчет показывает, что даже при достаточно малом угле ($\sim 5^\circ$) между направлениями поляризации возбуждаемой АВ и магнитного поля возникает дополнительная гребенка резонансных частот f_n^0 , зависящих от величины магнитного поля. Такое возбуждение и детектирование немагнитноактивной моды (с поляризацией, ортогональной полю) не влияет на сдвиги частот другой серии, $f_n(H)$, связанной с магнитоактивной компонентой поляризации (параллельной полю). Понимание природы особенностей спектра представляется важным для интерпретации эксперимента и оценки параметров магнитных пленок.

1. СТРУКТУРА МАГНОН-ФОНОННОГО НВАР

Схема рассматриваемой структуры резонатора приведена на рис. 1. Резонатор состоит из толстой (порядка 500 мк) монокристаллической пластины галлий-гадолиниевого граната (3), на которой

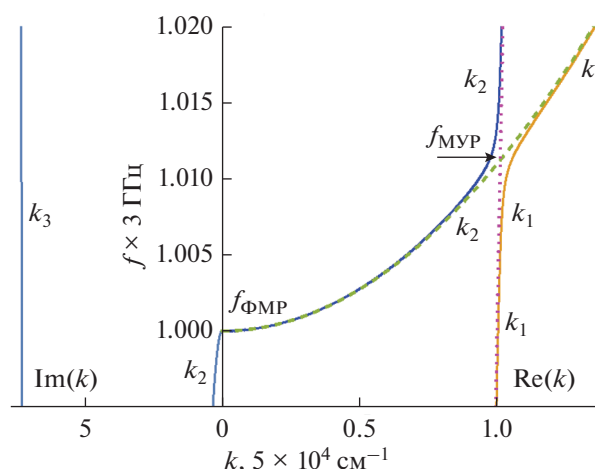


Рис. 2. Дисперсионные диаграммы для связанных магнитоупругих волн: зависимость приведенной частоты от приведенного волнового числа при $\vec{u} \parallel \vec{H}$ (сплошные линии). Штриховая и пунктирная линии – частоты не взаимодействующих СВ и АВ при $\vec{u} \perp \vec{H}$. На левой панели показаны решения, соответствующие эванесцентным модам.

расположены эпитаксиальная пленка ЖИГ (4) и преобразователь (2-1-2) из пленки ZnO (1) между двумя электродами из алюминия (2). Пьезообразователь возбуждает в гигагерцовом диапазоне частот высокие ($n \sim 500$) толщинные моды резонатора с частотами f_n и межмодовым расстоянием $\Delta f_n \sim 2...3$ МГц (рис. 2). Это расстояние определяется толщинами слоев резонатора и их упругими свойствами и, строго говоря, не является константой, а испытывает осцилляции относительно среднего значения с амплитудами, зависящими от соотношения акустических импедансов слоев [23].

Будем считать, что магнитное поле $\vec{H} = (0, 0, H)$ лежит в плоскости слоев и намагничивает пленку ЖИГ до насыщения, причем намагниченность насыщения есть $\vec{M}_s = (0, 0, M_s)$. Будем также считать, что показанные на рис. 1 оси x, y, z совпадают с кристаллографическими кубическими осями как в ГГГ, так и в ЖИГ. Кроме того, кубическая анизотропия упругих модулей мала, и ею будем пренебрегать. Мы рассматриваем только распространяющиеся по толщине структуры сдвиговые АВ, для которых в принятых приближениях возможно взаимодействие с намагниченностью [24]. Отметим, что для возбуждения преимущественно сдвиговых АВ используют преобразователь с осью текстуры \vec{c} , наклоненной под определенным углом (порядка 45°) к нормали слоев [14, 25, 26]. При этом упругая поляризация возбуждаемой сдвиговой АВ определяется проекцией \vec{c}' этой оси на плоскость (x, z) , которая со-

ставляет угол φ с магнитным полем. Будем называть вектор \vec{c}' поляризацией преобразователя.

2. МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ИМПЕДАНСА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ НВАР

Для нахождения электрического импеданса Z_e мы используем развитый в [14, 17] подход, основанный на решении уравнений движения во всех слоях структуры при соответствующих граничных условиях и последовательном применении формулы трансформации импеданса для каждого слоя:

$$\begin{aligned} z_{\text{вх}}^{(i)} &= T_{zx}(x_i + l_i) / (du_z(x_i + l_i) / dt) = \\ &= z^{(i)} \frac{Z_L^{(i)} \cos \theta_i + iz^{(i)} \sin \theta_i}{z^{(i)} \cos \theta_i + iZ_L^{(i)} \sin \theta_i}, \quad Z_L^{(i)} = z_{\text{вх}}^{(i+1)}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $z_{\text{вх}}^{(i)}$ – входной акустический импеданс слоя с индексом i ; $u_z(x)$, $T_{zx}(x)$ – решения для упругих смещений и напряжений; $z^{(i)} = \rho^{(i)} V^{(i)}$, $\theta_i = k^{(i)} l_i$, $\rho^{(i)}$, $V^{(i)}$ – материальные акустические импедансы, набеги фазы, плотности, скорости АВ для соответствующих слоев, $Z_L^{(i)}$ – импеданс нагрузки каждого слоя. Координаты нижних поверхностей слоев с индексом i обозначены как x_i , толщины слоев – как l_i . Формула трансформации записана для магнитоактивной волны с поляризацией, параллельной полю. В случае немагнитоактивной АВ с поляризацией, перпендикулярной полю, для входных акустических импедансов

$$z_{\text{вх0}}^{(i)} = T_{yx}(x_i + l_i) / (du_y(x_i + l_i) / dt)$$

справедлива аналогичная (1) формула трансформации. Конечным результатом применения формулы (1) является нахождение импеданса нагрузки преобразователя (набегом фазы по толщине электродов можно пренебречь)

$$\begin{aligned} Z_L &= Z_L^{(1)} = z_{\text{вх}}^{(2)} = z_{\text{вх}}^{(3)} = \\ &= z^{(3)} \frac{z_{\text{вх}}^{(4)} \cos \theta_3 + iz^{(3)} \sin \theta_3}{z^{(3)} \cos \theta_3 + iz_{\text{вх}}^{(4)} \sin \theta_3}, \end{aligned} \quad (2)$$

после чего электрический импеданс преобразователя находится с помощью известной формулы [27]

$$\begin{aligned} Z_e &= \tilde{U} / I = \frac{1}{i\omega C_0} \times \\ &\times \left(1 + \frac{K_t^2}{\theta_1} \frac{iz \sin \theta_1 - 2z^{(1)}(1 - \cos \theta_1)}{z^{(1)} \sin \theta_1 - iZ_L \cos \theta_1} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь \tilde{U} и I – переменные электрическое напряжение и ток, протекающий между электродами; C_0 – емкость пьезоэлектрического слоя; K_t – эффективная пьезоэлектрическая постоянная, за-

висящая от угла наклона пьезоэлектрической оси [26, 28].

Итак, проблема заключается в нахождении импеданса магнитоупругого слоя $z_{\text{вх}}^{(4)}$, входящего в соотношение (2), поскольку эта среда не может быть описана единственным волновым числом $k^{(4)}$ и соответствующими набегом фазы и акустическим импедансом. В магнитном поле, соответствующем синхронизму АВ и СВ, т.е. пересечению дисперсионных кривых невзаимодействующих волн, образуются связанные магнитоупругие волны. При этом, как видно из рис. 2, дисперсионное уравнение имеет три корня $k_{1,2,3}^2(f)$, которые должны быть учтены при построении общего решения для упругого смещения и переменной намагниченности. Соответственно, необходимо учесть и дополнительные граничные условия – условия на переменную намагниченность на границах слоя. Увеличение порядка дисперсионного уравнения связано с учетом неоднородного обмена, характеризующегося константой обменной жесткости D . Этот учет приводит к отличию частоты магнитоупругого резонанса (МУР) $f_{\text{МУР}}$ от частоты ферромагнитного резонанса (ФМР) $f_{\text{ФМР}}$ всего на 30 МГц при частоте возбуждения 3 ГГц. Однако величина магнитоупругой щели оказывается того же порядка, а в диапазоне от $f_{\text{ФМР}}$ до $f_{\text{МУР}}$ помещается около 10 резонансных частот НВАР, и поэтому вклад неоднородного обмена оказывается принципиальным [17–20].

В работе [20] получена формула для трансформации импеданса в магнитоупругом слое для случая свободных спинов на его границах. Характерно, что она может быть записана в прежнем виде (1), но с соответствующими заменами, а именно

$$\begin{aligned} z^{(4)} &\rightarrow \frac{j\sqrt{z_1 z_2}}{\tilde{\omega}}, \quad \sin \theta^{(4)} \rightarrow \frac{2\sqrt{z_1 z_2}}{z_1 + z_2}, \\ \cos \theta^{(4)} &\rightarrow \frac{z_2 - z_1}{z_1 + z_2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь

$$\begin{aligned} z_1 &= \sum_{p=1}^3 \alpha_p \gamma_p \operatorname{tg}(k_p s / 2), \quad z_2 = \sum_{p=1}^3 \alpha_p \gamma_p \operatorname{ctg}(k_p s / 2), \\ \tilde{\omega} &= \omega \sum_{p=1}^3 \gamma_p, \end{aligned}$$

$s = l^{(4)}$, α_p, γ_p – амплитудные коэффициенты, приведенные в явном виде в [17]. Набег фазы в ферромагнитном слое $\theta^{(4)}$ может быть выражен через аргумент тригонометрических функций (4):

$$\theta^{(4)} = \operatorname{arctg} \frac{2\sqrt{z_1 z_2}}{z_2 - z_1}. \quad (5)$$

Тогда вместо трех волновых чисел получаем для магнитоактивной АВ эффективное волновое число $k^{(4)} \equiv K = \theta^{(4)}/s$. Искомые импедансы слоя для волн со смещениями u_z или u_y запишутся в виде

$$\begin{aligned} z_{\text{BX}}^{(4)} &\equiv z_{\text{BX}}(K) = iz^{(4)} \text{tg}(Ks), \\ z_{\text{BX}0}^{(4)} &\equiv z_{\text{BX}}(k_0) = i\rho^{(4)}V^{(4)} \text{tg}(k_0s), \end{aligned} \quad (6)$$

где $k_0 = \omega/V^{(4)}$.

Правила замены (4), (5) оказываются весьма удобными и позволяют рассчитывать в одномерном приближении сложные слоистые структуры с произвольным количеством магнитных слоев. Далее мы используем полученные формулы соответствия для описания эффекта акустического двулучепреломления в рассматриваемой резонаторной структуре.

3. ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ В РЕЗОНАТОРНОЙ СТРУКТУРЕ

Акустическое двулучепреломление является аналогом эффекта Коттона—Мутона в магнитооптике и возникает при распространении поперечных АВ в направлении, перпендикулярном магнитному полю, что соответствует рассматриваемой геометрии. Волны со смещениями u_z и u_y , параллельным и перпендикулярным относительно поля, приобретают разницу в набегах фаз на толщине магнитной пленки тем большую, чем ближе к области МУР в заданном поле располагается частота возбуждаемых волн. Волна с линейной поляризацией под углом к магнитному полю в результате прохождения магнитного слоя превращается в эллиптически поляризованную [29].

Как отмечалось выше, в нашем случае поляризация возбуждаемой АВ определяется проекцией пьезоэлектрической оси на плоскость (x, y) . Введем новую систему координат (x, y', z') с осью $\vec{z}' \parallel \vec{c}'$ (см. рис. 1). Детектирование АВ осуществляется тем же преобразователем, следовательно, детектироваться будет только компонента смещения u_z . Получим выражение для импеданса нагрузки преобразователя в новой системе координат. Для этого воспользуемся соотношениями для преобразования компонент вектора при повороте системы координат вокруг оси \vec{x} на угол φ . Так, компоненты тензора напряжения и упругого смещения на верхней границе магнитоупругого слоя $x = x_4 + s$ в повернутой системе координат будут равны

$$\begin{aligned} T_{z'x} &= T_{yx} \sin \varphi + T_{zx} \cos \varphi, \\ T_{y'x} &= T_{yx} \cos \varphi - T_{zx} \sin \varphi, \\ u_{z'} &= u_y \sin \varphi + u_z \cos \varphi, \\ u_{y'} &= u_y \cos \varphi - u_z \sin \varphi. \end{aligned}$$

Используя определения для компонент тензора напряжения

$$T_{zx} = i\omega u_z z_{\text{BX}}(K), \quad T_{yx} = i\omega u_y z_{\text{BX}}(k_0)$$

и условия непрерывности напряжений и смещений на границе раздела, получим выражения для двух входных импедансов магнитоупругого слоя в новой системе координат:

$$z_{\text{BX}1}^{(4)} = \frac{z_{\text{BX}}(K) + z_{\text{BX}}(k_0)\Delta \text{tg} \varphi}{1 + \Delta \text{tg} \varphi}, \quad (7)$$

$$z_{\text{BX}2}^{(4)} = \frac{z_{\text{BX}}(k_0)\Delta - z_{\text{BX}}(K)\text{tg} \varphi}{\Delta - \text{tg} \varphi}. \quad (8)$$

Здесь импеданс (7) относится к коллинеарной составляющей u_z , и его следует использовать для вычисления электрического импеданса Z_e . Импеданс (8) относится к перпендикулярной компоненте u_y , и его следует использовать для нахождения величины $\Delta = (u_{y'}/u_z)_{|x=x_4+s}$. Отметим, что при разориентации направлений магнитного поля и поляризации преобразователя в магнотон-фононном резонаторе происходит возбуждение и опосредованное (через величину Δ) детектирование сдвиговой АВ не только с коллинеарной u_z , но и перпендикулярной u_y компонентами. Источником перпендикулярной компоненты является не преобразователь, а магнитоупругая пленка, в которой происходит поворот поляризации АВ вследствие двулучепреломления. В этом случае импеданс $z_{\text{BX}2}^{(4)}$ должен совпадать с импедансом нагрузки слоя 4 слоями 3-1, причем при условии, что импеданс верхней поверхности преобразователя равен нулю. Производя обратный пересчет по формуле (1), находим

$$z_{\text{BX}2}^{(4)} = iz^{(3)} \frac{z^{(3)} \text{tg} \varphi^{(3)} + z^{(1)} \text{tg} \varphi^{(1)}}{z^{(1)} \text{tg} \varphi^{(1)} \text{tg} \varphi^{(3)} - z^{(3)}}. \quad (9)$$

В результате импеданс Z_e с учетом двулучепреломления описывается формулой (3) с учетом соотношения (2), в котором следует положить

$$z_{\text{BX}}^{(4)} = z_{\text{BX}1}^{(4)} = \frac{z_{\text{BX}}(K) + z_{\text{BX}}(k_0)\delta \text{tg}^2 \varphi}{1 + \delta \text{tg}^2 \varphi}, \quad (10)$$

где

$$\delta = 1 - \frac{z_{\text{BX}}(K) - z_{\text{BX}}(k_0)}{z_{\text{BX}2}^{(4)} - z_{\text{BX}}(k_0)}.$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Приведем результаты численного расчета по полученным формулам для намагниченности насыщения, обменной жесткости, константы магнитоупругости, характерных для ЖИГ: $4\pi M_s =$

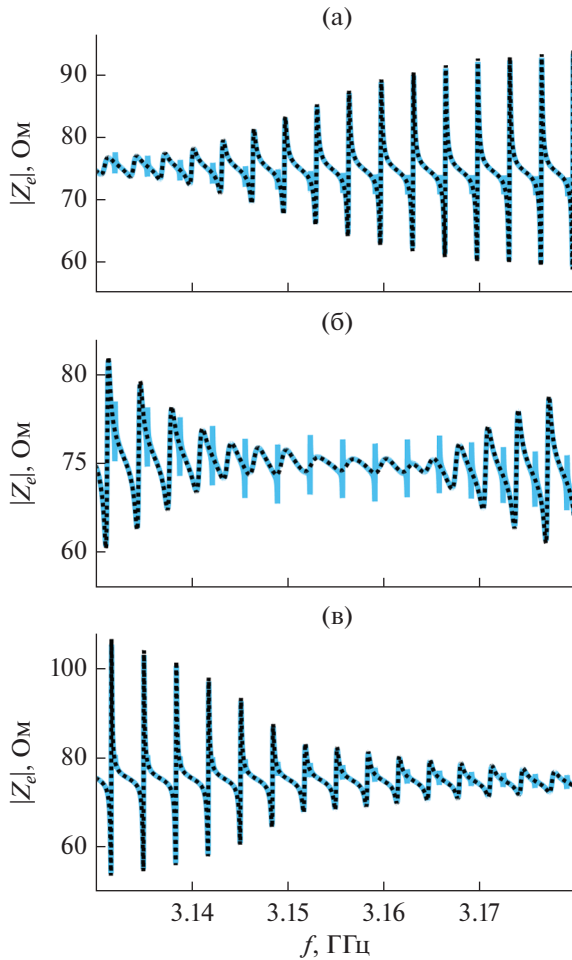


Рис. 3. Частотные зависимости $|Z_e(f)|$ при разных магнитных полях: 530 (а), 540 (б) и 550 Э (в). Темные пунктирные кривые соответствуют $\varphi = 0^\circ$, светлые сплошные кривые – $\varphi = 5^\circ$.

$= 1750$ Гс, $D = 5 \times 10^{-9}$ Э см², $b = 6 \times 10^6$ эрг/см³, упругих параметров слоев: $V^{(1)} = 2.88 \times 10^5$ см/с, $\rho^{(1)} = 5.68$ г/см³, $V^{(3)} = 3.57 \times 10^5$ см/с, $\rho^{(3)} = 7.08$ г/см³, $V^{(4)} = 3.9 \times 10^5$ см/с, $\rho^{(4)} = 5.17$ г/см³ и геометрических размеров слоев структуры: $l_1 = 3$ мкм, $l_2 = 0$, $l_3 = d = 500$ мкм, $l_4 = s = 31$ мкм.

На рис. 3а–3в приведены частотные зависимости модуля электрического импеданса для трех различных магнитных полей. Для каждого поля расчет проводился для случаев $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 5^\circ$. В поле $H = 530$ Э (рис. 3а) область МУР находится со стороны меньших частот выбранного диапазона, в поле $H = 540$ Э (рис. 3а) область МУР приходится на середину диапазона, увеличенный фрагмент которого показан на рис. 4, в поле $H = 550$ Э область МУР сдвигается в сторону больших частот. В полях $H > 570$ Э или $H < 510$ Э область МУР не попадает в рассматриваемый диапазон частот, а спектры при $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 5^\circ$ совпадают с большой точностью. На рис. 5 показаны магнитопольные

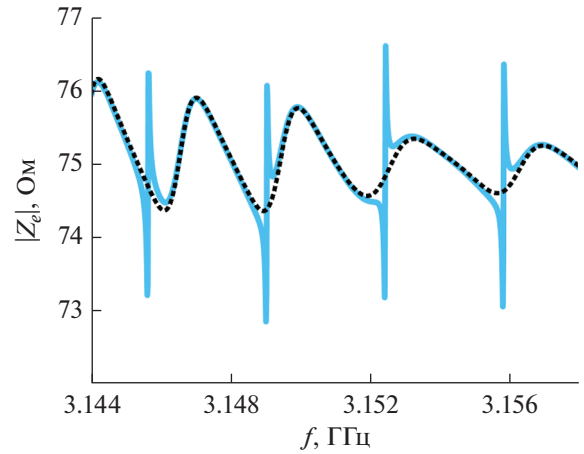


Рис. 4. Увеличенный фрагмент рис. 3б в области МУР.

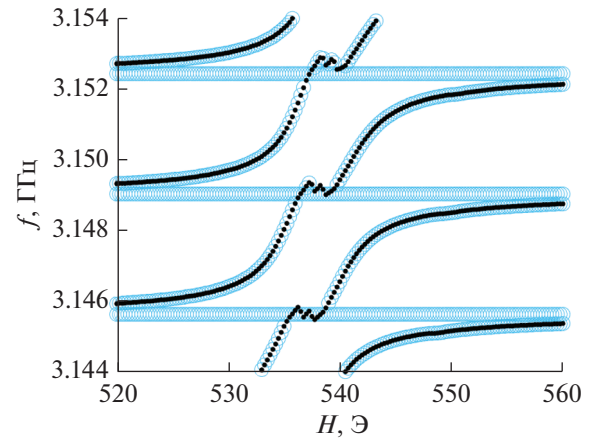


Рис. 5. Зависимость положения резонансных частот от магнитного поля при $\varphi = 0^\circ$ (темные точки) и $\varphi = 5^\circ$ (светлые кружки).

зависимости резонансных частот в диапазоне магнитных полей вблизи МУР.

Из рис. 3–5 следует, что даже при малом угле разориентации φ в довольно широком диапазоне полей вблизи МУР возникает дополнительная гребенка резонансных частот f_n^0 , независящих от величины магнитного поля. При этом поведение другой серии резонансных частот $f_n(H)$, связанной с магнитоактивной компонентой поляризации, остается неизменным и полностью соответствует поведению при $\varphi = 0^\circ$. Перестройка резонансных обертонов $f_n(H)$ в магнитном поле несет информацию о возбуждении ADSW за счет магнитоупругого взаимодействия в пленке ЖИГ и обратного действия ADSW на упругую подсистему всех слоев НВАР [14, 17, 20].

Серию частот f_n^0 можно использовать для подстройки ориентации магнитного поля, добиваясь ее исчезновения, например, при оптимизации геометрии структуры для спиновой накачки. При больших углах разориентации представляется интересной возможность управления поляризацией АВ в условиях МУР.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены аналитические выражения для электрического импеданса композитного СВЧ-резонатора объемных акустических волн со структурой ZnO–ГГГ–ЖИГ, учитывающее магнитоупругую связь в слоях ЖИГ, влияние неоднородного обмена на формирование спектра связанных волн и разориентацию поляризации преобразователя и магнитного поля, которая приводит к возникновению явления акустического двулучепреломления. Численный расчет показал, что в условиях резонансного возбуждения и детектирования сдвиговых акустических волн двулучепреломление в слое ЖИГ проявляется в виде двух серий резонансных частот, одна из которых не зависит от магнитного поля, а другая перестраивается в магнитном поле, соответствующем магнитоупругому резонансу. Независимая от поля серия частот хорошо определена уже при достаточно малой разориентации порядка 5° , что делает возможным ее использование для подстройки ориентации магнитного поля.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания “Спинтроника” и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-01075).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Puebla J., Hwang Y., Maekawa S., Otani Y. // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120. № 22. P. 220502.
2. Li Y., Zhao C., Zhang W. et al. // APL Mater. 2021. V. 9. № 6. P. 060902.
3. Latcham O.S., Gusieva Y.I., Shytov A.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 115. № 8. P. 4.
4. An K., Litvinenko A.N., Kohno R. et al. // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. № 6. P. 060407.
5. Kamra A., Keshthgar H., Yan P., Bauer G.E.W. // Phys. Rev. B, 2015. V. 91. № 10. P. 104409.
6. Azovtsev A.V., Nikitchenko A.I., Pertsev N.A. // Phys. Rev. Mater. 2021. V. 5. № 5. P. 054601.
7. Cherepov S., Amiri P.K., Alzate J.G. et al. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. № 8. P. 082403.
8. Yang W.-G., Schmidt H. // Appl. Phys. Rev. 2021. V. 8. № 2. P. 0213047.
9. Geilen M., Nicoloiu A., Narducci D. et al. // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120. № 24. P. 242404.
10. Küß M., Heigl M., Flacke L. et al. // Phys. Rev. Appl. 2021. V. 15. № 3. P. 034046.
11. Uchida K., An T., Kajiwara Y. et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. № 21. P. 212501.
12. Bhuktare S., Bose A., Singh H., Tulapurkar A.A. // Scientific Reports. 2017. V. 7. P. 840.
13. Chowdhury P., Jander A., Dhagat P. // IEEE Magnetics Lett. 2017. V. 8. P. 3108204.
14. Polzikova N., Alekseev S., Kotelyanskii I. et al. // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. № 17. P. 17C704.
15. Ползикова Н.И., Алексеев С.Г., Раевский А.О. // РЭ. 2021. Т. 66. № 11. С. 1133.
16. Alekseev S.G., Dizhur S.E., Polzikova N.I. et al. // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 117. № 7. P. 072408.
17. Ползикова Н.И., Алексеев С.Г., Лузанов В.А., Раевский А.О. // ФТТ. 2018. Т. 62. № 11. С. 2170.
18. Polzikova N.I., Alekseev S.G., Pyataikin I.I. et al. // AIP Advances. 2018. V. 8. № 5. P. 056128.
19. Alekseev S.G., Polzikova N.I., Raevskiy A.O. // J. Commun. Technol. Electron. 2019. V. 64. № 11. P. 1318.
20. Polzikova N.I., Alekseev S.G., Luzanov V.A., Raevskiy A.O. // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 479. P. 38.
21. Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G.E.W. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. № 11. P. 117601.
22. Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. № 18. P. 182509.
23. Алексеев С.Г., Котелянский И.М., Ползикова Н.И., Мансфельд Г.Д. // РЭ. 2015. Т. 60. № 3. С. 317.
24. Kittel C. // Phys. Rev. 1958. V. 110. № 4. P. 836.
25. Лузанов В.А. // РЭ. 2017. Т. 62. № 10. С. 1018.
26. Лузанов В.А., Алексеев С.Г., Ползикова Н.И. // РЭ. 2018. Т. 63. № 9. С. 1015.
27. Кайно Г. Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов. М.: Мир, 1990.
28. Foster N.F., Coquin G.A., Rozgonyi G.A., Vanatta F.A. // IEEE Trans. 1968. V. SU-15. № 1. P. 28.
29. Lüethi B. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. № 3. P. 990.