

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 53.08,534.29

### ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НАКАЧКА МАГНОНОВ В ГИБРИДНОМ МАГНОН-ФОНОННОМ РЕЗОНАТОРЕ

© 2021 г. Н. И. Ползикова<sup>a, \*</sup>, С. Г. Алексеев<sup>a</sup>, А. О. Раевский<sup>b</sup><sup>a</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация<sup>b</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
пл. Введенского, 1, Фрязино, Московской обл., 141190 Российская Федерация

\*E-mail: polz@cplire.ru

Поступила в редакцию 12.06.2021 г.

После доработки 12.06.2021 г.

Принята к публикации 21.06.2021 г.

Рассмотрены условия параметрической неустойчивости магнонов под действием чисто упругой накачки, представляющей собой моды составного резонатора акустических волн, содержащего пленки ферритмагнетика и пьезоэлектрика на монокристаллической подложке. Электрическое возбуждение объемных акустических волн происходит за счет пьезоэффекта (в пленке ZnO) на резонансных частотах резонатора  $f_n$ . В магнитоупорядоченном слое (в пленке железиттриевого граната) акустические моды при превышении пороговой мощности возбуждают магноны на частотах  $f_n/2$ . Показано, что в случае накачки поперечными акустическими модами величина порога в несколько десятков раз меньше, чем в случае накачки продольными модами и составляет примерно 100 мкВт, что согласуется с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0033849421110061

#### ВВЕДЕНИЕ

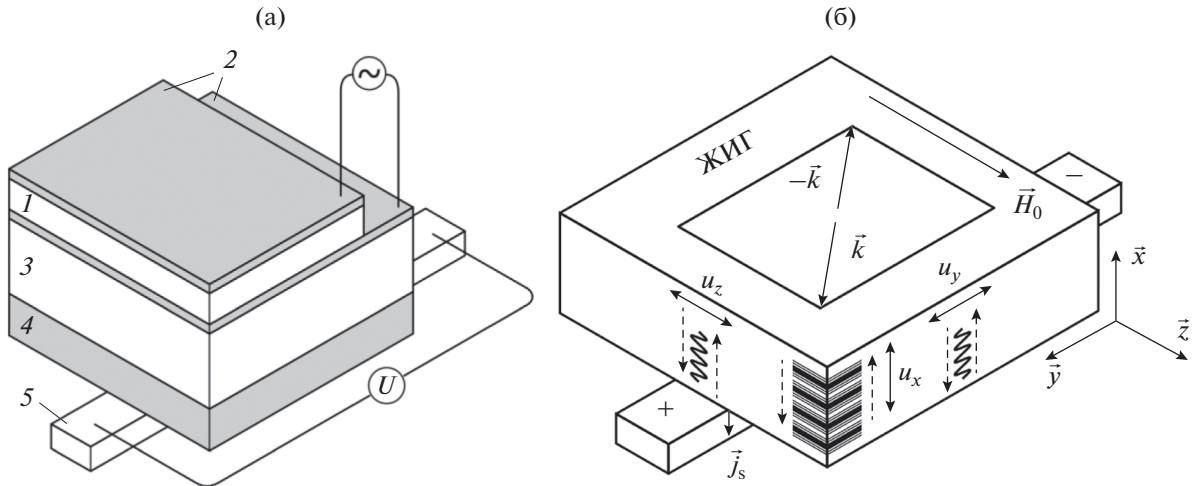
В последнее время наблюдается значительный интерес к процессам взаимодействия акустических волн (как поверхностных, так и объемных) с электронами, магнонами, квантовыми кубитами и другими квазичастицами и квантовыми объектами в различных микро и наноструктурах [1–7]. Явления, связанные с магнон-фононным взаимодействием, описанным более полувека назад [8–10], являются весьма важными, если не ключевыми, для современных областей микро- и наноэлектроники, таких как стрэйнэлектроника, спиновая калоритроника, микрорезонаторная магномеханика и др.

Одним из важнейших следствий магнитоупругой связи является возможность возбуждения спиновых волн (СВ), как линейного, так и параметрического, с помощью акустических волн (АВ), а не переменного магнитного поля и создающих его токов [8–11]. Это позволяет существенно снизить омические потери в низкоэнергетических гибридных магнон-фононных устройствах микроволновой спинтроники и магноники [1–3, 12–18]. Далее мы будем называть возбужденные таким образом спиновые волны акустическими или ADSW (Acoustically Driven Spin Waves) [19]. В структурах, содержащих пьезоэлектрические (ПЭ) и фер-

ро(ферри)магнитные (ФМ) слои, ADSW возбуждаются с помощью переменного электрического поля за счет пьезоэффекта и магнитострикции в соответствующих слоях.

Ранее [19–22] мы экспериментально продемонстрировали ПЭ-возбуждение как линейных, так и параметрических ADSW в гибридном резонаторе объемных АВ, а также электрическое детектирование ADSW с помощью эффектов спиновой накачки (СН) [23] и обратного спинового эффекта Холла (Inverse Spin Hall Effect – ISHE) [24]. В гиперзвуковом резонаторе объемных волн (High overtone Bulk Acoustic wave Resonator – HBAR) в качестве преобразователя АВ использовалась ПЭ-пленка окиси цинка ZnO, магнитоупорядоченной системы – ФМ-пленки железиттриевого граната (ЖИГ) на подложке из галлий-гадолиниевого граната граната (ГГГ), а в качестве детектора – тонкая полоска Pt, нанесенная на свободную пленку ЖИГ. Теоретическое описание особенностей линейного магнитоупругого взаимодействия в таком композитном резонаторе было приведено в работах [19, 21].

В данной работе рассмотрены условия параметрической неустойчивости магнонов под действием акустической накачки, представляющей собой моды описанного выше резонатора. При-



**Рис. 1.** Схема (не в масштабе) структуры гибридного магно-фононного НВАР (а) и направления основных векторов относительно декартовой системы координат  $(x, y, z)$  и слоев ЖИГ и Pt (б). Принятые обозначения: 1 – пленка ZnO, 2 – электроды СВЧ-напряжения, 3 – ГГГ, 4 – слой ЖИГ, 5 – слой Pt, двойные стрелки – направления поляризации в АВ, штриховые – направления распространения толщинных АВ с частотой  $f$  и с волновыми векторами  $\pm \vec{\xi}_x$ , векторы  $\pm \vec{k}$  показывают латеральные компоненты квазиимпульсов параметрических магнонов на частоте  $f/2$  (вырожденный случай параметрической накачки).

водится сравнение величин порогов для случаев накачки продольными и поперечными акустическими волнами. Показано, что подаваемая на резонатор пороговая СВЧ-мощность в случае продольных волн в несколько десятков раз выше, чем в случае поперечных волн. В последнем случае оценка величины порога согласуется с наблюдавшейся в работе [22].

## 1. СТРУКТУРА РЕЗОНАТОРА И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

На рис. 1а представлена схема рассматриваемой структуры НВАР, соответствующая экспериментальному образцу из работы [22]. Преобразователь, включенный во внешнюю электрическую цепь, за счет прямого и обратного пьезоэффекта в пленке ZnO 1 возбуждает и регистрирует объемные АВ, распространяющиеся по толщине и отражающиеся как от свободных границ структуры, так и от границ разных слоев. Когда частота  $f$  подаваемого на электроды 2 СВЧ-напряжения соответствует одной из резонансных частот структуры  $f_n$ , амплитуды всех отраженных волн складываются в фазе и формируется стоячая волна. Если пренебречь отраженными волнами на границах многослойной структуры (отличием акустических импедансов слоев [25, 26]), то резонансные частоты могут быть оценены из условия

$$\theta = 2\pi f_n D / V_{\text{эф}} = \pi n, \quad n = 1, 2, \dots, 1000, \dots, \quad (1)$$

которое означает, что в результате распространения фронта АВ по всей толщине структуры

$D = \sum_i l_i$  с эффективной фазовой скоростью  $V_{\text{эф}} = (\sum_k l_k V_k) / D$  полный набег фазы  $\theta$  кратен  $\pi$  [27]. Здесь  $l_k$  и  $V_k$  – толщины и фазовые скорости для каждого из слоев структуры с номером  $k$ ,  $n$  – номер обертона. При этом для типичных толщин  $D \sim 500$  мкм, определяемых в основном толщиной подложки, и гигагерцовых резонансных частот  $f_n$ , наиболее интересных для магнитоакустики, номера обертонов лежат в диапазоне  $n \sim 10^2 \dots 10^3$ .

Основной характеристикой НВАР является частотная зависимость входного электрического импеданса преобразователя или связанного с ним и измеряемого в эксперименте комплексного коэффициента отражения  $S_{11}(f)$ . Типичная зависимость  $|S_{11}(f)|$  имеет вид гребенки с основанием  $|S_{11}(f)|_0 \sim 1$  и квазиэквидистантными провалами с глубиной  $|S_{11}(f)|_0 - |S_{11}(f_n)|$  на частотах  $f_n$ . В зависимости от того, как расположены активные пьезоэлектрические направления (для текстурированной ПЭ-пленки это ось текстуры  $\vec{c}$ ) относительно нормали к слоям структуры, преобразователь может возбуждать либо продольные волны со смещением  $\vec{u}^L = (u_x, 0, 0)$ , если  $\vec{c} \parallel \vec{x}$ , либо сдвиговые со смещением,  $\vec{u}^S = (0, u_y, u_z)$ , если ось  $\vec{c}$  наклонена по отношению к нормали на определенный угол. На практике возбуждение продольных волн всегда сопровождается возбуждением поперечных, и наоборот. Однако области эффективного возбуж-

дения продольных и сдвиговых мод лежат в различных частотных диапазонах, а межмодовые расстояния  $f_{n+1,m+1}^{L,S} - f_{n,m}^{L,S} = V_{\text{эф}}^{L,S} / 2D$  отличаются почти в два раза, поскольку, как правило,  $V_{\text{эф}}^L \approx 2V_{\text{эф}}^S$ . Таким образом, в ряде задач можно рассматривать отдельно продольные и сдвиговые моды, что мы и будем делать в дальнейшем. Типичные широкополосные (в диапазоне частот 0.5...6 ГГц) экспериментальные и теоретические спектры композитных акустомагнитных НВАР, а также их детальное обсуждение приведены, в частности, в работах [22, 26, 28].

Далее будем считать, что в плоскости слоев приложено внешнее магнитное поле  $\vec{H}_0 = (0, 0, H_0)$ , которое намагничивает пленки ЖИГ до насыщения, и намагниченность насыщения есть  $\vec{M}_0 = (0, 0, M_0)$ . Примем, что приведенные на рис. 16 оси  $\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$ , совпадают с кристаллографическими кубическими осями как в ГГГ, так и в ЖИГ. Вследствие магнитоупругого взаимодействия в пленке ЖИГ акустические колебания могут возбуждать ADSW. При этом эффективная генерация линейных ADSW происходит на резонансных частотах  $f_n$  при выполнении условий синхронизма акустической и спиновой волн (магнитоупругий резонанс, МУР [8]) в соответствующем магнитном поле  $H_0 = H_{\text{МУР}}$ . В данной работе мы будем рассматривать только область полей, в которых возможно возбуждение параметрических ADSW на половинной частоте акустической накачки  $f_n/2$ . При той же частоте возбуждения АВ эти поля лежат

ниже поля  $H_{\text{МУР}}$  и ограничены снизу только полем насыщения.

На рис. 1 также показана схема детектирования как линейных, так и параметрических ADSW с использованием эффектов спиновой накачки (генерации спинового тока  $\vec{j}_s$ ) и ISHE, которая применялась в работах [20, 22]. Постоянное напряжение  $U$ , возникающее на разомкнутых концах полоски Pt 5, оказывается мерой числа возбужденных магненов в пленке ЖИГ (строго говоря, на границе ЖИГ/Pt), причем как линейных, так и параметрических [18]. Расположение полоски обеспечивает наилучшие условия детектирования магнитной динамики, когда электрическое поле ISHE оказывается параллельным ее длинной стороне.

## 2. МАГНИТОУПРУГАЯ ЭНЕРГИЯ, УПРУГАЯ НАКАЧКА

Описанная выше геометрия структуры была выбрана с учетом свойств симметрии пьезоэлектрического, магнитоупругого и спин-орбитального механизмов взаимодействия квазичастиц. Центральное место в комбинации этих механизмов занимает явление магнитоупругости, обусловленное зависимостью энергии магнитной кристаллической анизотропии от тензора деформации

$$u_{ij} = (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i) / 2,$$

где  $i$  и  $j$  принимают значения  $x, y, z$ . Магнитоупругий (МУ) вклад в энергию  $W^{\text{МУ}}$  имеет вид [8]

$$W^{\text{МУ}} = \int \left[ \frac{B_1}{M_s^2} (M_x^2 u_{xx} + M_y^2 u_{yy} + M_z^2 u_{zz}) + \frac{2B_2}{M_s^2} (M_x M_y u_{xy} + M_x M_z u_{xz} + M_y M_z u_{yz}) \right] dV. \quad (2)$$

Здесь  $B_{1,2}$  – константы МУ-связи,  $M_i$  – компоненты вектора намагниченности  $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}$ ,  $\vec{m} = (m_x, m_y, m_z)$  – переменная намагниченность,  $V$  – объем.

Обсудим особенности параметрической генерации магненов за счет упругой накачки в нашей структуре. Уравнение Ландау–Лифшица для прецессии намагниченности  $\vec{M}$  и уравнение Ньютона для упругого смещения  $\vec{u}$  в среде с плотностью  $\rho$  имеют вид

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M}, \vec{H}], \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}. \quad (4)$$

Здесь эффективное поле  $\vec{H}$  и упругое напряжение  $T_{ij}$  находятся через вариационные производ-

ные от полной энергии и, соответственно, содержат следующие МУ-вклады:

$$\vec{H}^{\text{МУ}} = -\delta W^{\text{МУ}} / \delta \vec{M}, \quad (5)$$

$$T_{ij}^{\text{МУ}} = (\delta W^{\text{МУ}} / \delta u_{ij}) (1 + \delta_{ij}) / 2,$$

где  $\delta_{ij}$  – символ Кронеккера.

Поскольку мы рассматриваем упругую подсистему как накачку, то будем пренебрегать обратным действием на нее параметрических ADSW, полагая  $T_{ij}^{\text{МУ}} = 0$ . Тогда для МУ-вклада в эффективное поле из (2) и (5) получаем

$$H_x^{\text{МУ}} = \left( -\frac{2}{M_0^2} \right) [B_1 u_{xx} m_x + B_2 (u_{xy} m_y + u_{xz} M_0)], \quad (6)$$

$$H_y^{\text{МУ}} = \left( -\frac{2}{M_0^2} \right) [B_1 u_{yy} m_y + B_2 (u_{xy} m_x + u_{yz} M_0)], \quad (7)$$

$$H_z^{MY} = \left( -\frac{2}{M_0} \right) [B_1 u_{zz} + B_2 (u_{xz} m_x + u_{yz} m_y)]. \quad (8)$$

Ограничимся случаем сравнительно малых колебаний, для которых справедливо условие сохранения длины вектора намагниченности  $|\vec{M}| = M_0$ . При этом в уравнении (8) следует оставить только первый член в квадратных скобках, пропорциональный  $B_1$ .

Из уравнений (6)–(8) видно, что действие упругой накачки существенно зависит от ее поляризации и в целом не сводится к эффективному полю (продольному, либо поперечному), аналогичному полю электромагнитной накачки. Это обусловлено тем, что МУ-энергия (2) квадратична по намагниченности, а зеемановская энергия взаимодействия с переменным магнитным полем накачки линейна по намагниченности [17].

Рассмотрим возможность упругой параметрической накачки за счет различных компонент тензора деформации. При этом ограничимся параметрическими процессами первого порядка и используем упрощенный подход, аналогичный работам [9, 10]. А именно, будем рассматривать однородную упругую накачку с поляризацией, зависящей от времени и координат, как

$$\vec{u} = [\vec{u}_0 \exp(i\omega_p t - i\vec{\xi}\vec{x}) + \text{к.с.}]/2,$$

где  $\omega_p = 2\pi f_p$ , – частота накачки, а к.с. означает комплексное сопряжение. Волновой вектор волны накачки  $\vec{\xi} = \vec{\xi}_x + \vec{\xi}_\parallel$  в общем случае имеет как нормальную, так и тангенциальную компоненты относительно слоев структуры:  $\vec{\xi}_x$  и  $\vec{\xi}_\parallel$ . Будем рассматривать только трехчастичные процессы распада одного фонона волны накачки на два магнона с частотами  $\omega(\vec{q}_1)$ ,  $\omega(\vec{q}_2)$  и квазиимпульсами  $\vec{q}_{1,2} = \vec{q}_{1x,2x} + \vec{k}_{1,2}$ . Законы сохранения энергии и квазиимпульса, связанные с временной и трансляционной симметрией, накладывают соответствующие условия:

$$\omega(\vec{q}_1) + \omega(\vec{q}_2) = \omega_p, \quad \vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{\xi}_\parallel. \quad (9)$$

Отметим, что в ограниченном по толщине образце закон сохранения квазиимпульса должен выполняться для компонент, лежащих в плоскости пленки  $\vec{k}_{1,2}$ , но не для компонент по толщине  $\vec{q}_{1x,2x}$ , поскольку в направлении  $Ox$  отсутствует трансляционная симметрия [9, 17].

Для нахождения пороговых амплитуд фононной накачки с теми или иными компонентами тензора деформации используется традиционный метод. Исходные уравнения (3), записанные для компонент намагниченности  $m_x$ ,  $m_y$ , сводятся к уравнениям для связанных осцилляторов, которыми в данном случае являются СВ с волновыми

векторами  $\vec{q}_1$  и  $\vec{q}_2$ . Затухание СВ учитывается с помощью замены

$$\omega(\vec{q}_{1,2}) \rightarrow \omega(\vec{q}_{1,2}) + i\gamma\Delta H(\vec{q}_{1,2}),$$

где  $\Delta H(\vec{q}_{1,2})$  – феноменологический параметр релаксации. Решение указанных уравнений ищется в виде колебаний с частотами  $\omega(\vec{q}_1)$  и  $\omega(\vec{q}_2)$  и медленно меняющимися по времени амплитудами  $\propto \exp(-\Gamma t)$ , где  $\Gamma$  – вещественная величина. При определенной пороговой амплитуде накачки может произойти смена знака этой величины, что приводит к экспоненциальному росту амплитуд СВ.

Далее будем считать, что накачка создает только одну отличную от нуля компоненту тензора деформации  $u_{ij}$ , т.е. вектор поляризации накачки  $\vec{u}_0$  и волновой вектор накачки  $\vec{\xi}$  направлены каждый по одной из осей –  $\vec{x}$ ,  $\vec{y}$  или  $\vec{z}$ . При этом их направления могут совпадать (тогда волна будет продольной –  $L$ ) или быть перпендикулярными (тогда волна будет сдвиговой –  $S$ ). Для безграничной среды компоненты волновых векторов найдутся из дисперсионных уравнений  $\xi_i^{L,S} = \omega_p / V_i^{L,S}$ , где  $V_i^{L,S}$  – скорости продольной или сдвиговой волны в направлении  $i = x, y, z$ . Для слоев конечной толщины можно говорить о квази- $L$ - или квази- $S$ -модах, поскольку строгое разделение на чисто продольные и чисто сдвиговые моды в общем случае не происходит даже в изотропном приближении.

### 3. ПОРОГОВЫЕ УПРУГИЕ СМЕЩЕНИЯ ДЛЯ ПРОДОЛЬНЫХ И ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН НАКАЧКИ

*Продольные волны.* Начнем с наиболее простого типа накачки в виде продольной волны плотности, поляризованной в направлении постоянной намагниченности:

$$\vec{u}_0 = (0, 0, u_{0z}^L), \quad \vec{\xi}_x = 0, \quad \vec{\xi}_\parallel = (0, 0, \xi_z^L).$$

В этом случае действие упругой накачки, создающей деформацию

$$u_{zz} = -i\xi_z^L [u_{0z}^L \exp(i\omega_p t - i\xi_z^L z) - \text{к.с.}]/2, \quad (10)$$

аналогично действию продольной электромагнитной накачки, т.е. сводится к продольному эффективному магнитному полю (8), колеблющемуся с частотой  $\omega_p$ . Продольная акустическая накачка была описана в работах [9, 10]. Минимальное пороговое поле  $h_{\text{пор}} = |H_z^{MY}|$  соответствует возбуждению пары магнонов с  $\omega(\vec{q}_1) = \omega(\vec{q}_2) = \omega_p/2$  и  $\vec{q}_1 = -\vec{q}_2$ , а

**Таблица 1.** Параметры пленок ЖИГ [29], использованные в расчетах

$\rho, 10^3 \text{ кг/м}^3$	$V^L, 10^3 \text{ м/с}$	$V^S, 10^3 \text{ м/с}$	$4\pi M_0, \text{ Гс}$		$B_1, 10^6 \text{ эрг/см}^3$	$B_2, 10^6 \text{ эрг/см}^3$	$\Delta H_q, \text{ Э}$
			легированный Ga, La	чистый ЖИГ			
5.18	7.2	3.85	845 [22]	1750...1770	6.96	3.48	0.25

для порогового упругого смещения получается выражение

$$|u_{0z}^L| = \frac{f_p \Delta H_q}{4\pi\gamma B_1 \xi_{sz}^L \sin^2 \theta}. \quad (11)$$

Здесь  $\Delta H_q \equiv \Delta H(\bar{q}_{1,2})$  – параметр диссипации, определяемый полной шириной резонансной кривой для доминантной группы магнонов с квазиимпульсом  $\bar{q}_1$  и  $\bar{q}_2$ , направленными под углами  $\theta$  и  $\pi - \theta$  к направлению статической намагниченности.

Перейдем теперь к случаям накачки продольными акустическими волнами, распространяющимися перпендикулярно намагниченности либо в направлении [100] ( $\xi_{y,z} = 0, u_{xx} \neq 0$ ), либо вдоль направления [010] ( $\xi_{x,z} = 0, u_{yy} \neq 0$ ). Соответствующие деформации имеют вид

$$u_{xx} = -i\xi_x^L [u_{0x}^L \exp(i\omega_p t - i\xi_x^L x) - \text{к.с.}] / 2,$$

$$u_{yy} = -i\xi_y^L [u_{0y}^L \exp(i\omega_p t - i\xi_y^L y) - \text{к.с.}] / 2.$$

Для пороговых величин смещений получаем следующие выражения:

$$|u_{0x}^L| = \frac{M_0 \Delta H_q}{B_1 \xi_x^L}, \quad (12a)$$

$$|u_{0y}^L| = \frac{M_0 \Delta H_q}{B_1 \xi_y^L}. \quad (12b)$$

*Поперечные волны.* Как видно из уравнений (6)–(8), поперечные волны накачки, поляризованные перпендикулярно направлению распространения, влияют на динамику намагниченности через поперечные эффективные поля. При этом только поперечные волны накачки с поляризациями и волновыми векторами, перпендикулярными постоянной намагниченности, дают вклад в эффективное поле  $H_{x,y}^{M\gamma} = -\frac{2}{M_0} B_2 u_{xy} m_{y,x}$ , приводящий к параметрической неустойчивости. В частности, для волн с  $\xi = \xi_x^S$  либо с  $\xi = \xi_y^S$  и с соответствующими поляризациями –

$$u_y = \frac{[u_{0y}^S \exp(i\omega_p t - i\xi_x^S x) + \text{к.с.}]}{2}$$

либо

$$u_x = [u_{0x}^S \exp(i\omega_p t - i\xi_y^S y) + \text{к.с.}] / 2,$$

пороговые смещения находятся из формул [9]

$$|u_{0y}^S| = \frac{M_0 \Delta H_q}{B_2 \xi_x^S}, \quad (13a)$$

$$|u_{0x}^S| = \frac{M_0 \Delta H_q}{B_2 \xi_y^S}. \quad (13b)$$

Что же касается сдвиговых волн, поляризованных в направлении поля и создающих деформации  $u_{xz}$  либо  $u_{zy}$ , то их вклад в поперечные компоненты эффективного поля (6), (7) приводит только к перенормировке частоты спиновых волн, но не влияет на величину затухания  $\Gamma$ .

Возвращаясь к нашей резонаторной структуре (см. рис. 1а), напомним, что накачкой являются толщинные моды многослойного резонатора, т.е. волны распространяются преимущественно перпендикулярно слоям структуры и, следовательно,  $\xi_{y,z}^{L,S} \ll \xi_x^{L,S}$ . Поэтому согласно (11) и (12) среди продольных волн наименьшим пороговым смещением  $|u_{0x}^L|$  обладает волна плотности, схематически представленная штриховкой на рис. 1б. Среди поперечных волн наименьшим пороговым смещением  $|u_{0y}^S|$  также обладает волна накачки, распространяющаяся по толщине структуры. Поэтому далее будем обсуждать только толщинные моды накачки с волновыми числами

$$\xi^{L,S} \approx \xi_x^{L,S} = \omega_p / V^{L,S}. \quad (14)$$

Сравним теперь величины пороговых смещений для квазипродольной и квазисдвиговой мод. Отношение пороговых смещений находится из (12а), (13а) и (14) в виде

$$R_u = |u_{0x}^L| / |u_{0y}^S| = (B_2 / B_1) (V^L / V^S). \quad (15)$$

При этом считается, что параметры магнитного затухания  $\Delta H_q$  не зависят от поляризации накачки. Для характерных магнитоупругих параметров пленок ЖИГ, приведенных в табл. 1, получаем  $B_2 / B_1 \approx 2, V^L / V^S \approx 2$  и, следовательно,  $R_u \approx 4$ .

#### 4. ПОРОГОВЫЕ МОЩНОСТИ АКУСТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ

На практике вместо амплитуд волны накачки целесообразно бывает оценивать их мощности. После подстановки выражений (12а), (13а) и (14) в соотношение Умова–Пойнтинга пороговые мощности накачки  $P^S$  и  $P^L$  на единицу площади  $A$  акустического потока могут быть найдены в виде

$$\begin{aligned} P^S/A &= \rho V^S (2\pi f_p)^2 \frac{|u_{0x}^S|^2}{2} = \\ &= \frac{1}{2} \rho (V^S)^3 \left( \frac{M_0 \Delta H_q}{B_2} \right)^2, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} P^L/A &= \rho V^L (2\pi f_p)^2 \frac{|u_{0x}^L|^2}{2} = \\ &= \frac{1}{2} \rho (V^L)^3 \left( \frac{M_0 \Delta H_q}{B_1} \right)^2. \end{aligned} \quad (17)$$

Далее под площадью акустического потока будем подразумевать площадь преобразователя, заданную диаметром электродов  $a$ .

Отношение пороговых мощностей находится в виде

$$R_p = P^L/P^S = (B_2/B_1)^2 (V^L/V^S)^3,$$

что для принятых выше отношений параметров дает  $R_p \approx 30$ .

Таким образом, величина пороговой мощности для квазипродольной волны накачки оказывается более чем на порядок выше, чем для квазисдвиговой волны.

Для оценки величины пороговой мощности используем приведенные в табл. 1 параметры ЖИГ, причем для намагниченности возьмем значение  $4\pi M_0 = 845$  Гс, характерное для использованной в эксперименте Ga, La замещенной пленки ЖИГ [22]. Тогда из (16) получаем  $P^S/A = 87.5$  мВт/см<sup>2</sup>, что при диаметре преобразователя  $a = 170$  мкм, дает пороговую акустическую мощность  $P^S = 20$  мВт.

Для того чтобы связать акустическую мощность с подаваемой на электроды преобразователя электромагнитной мощностью  $P_{\text{вх}}$ , удобно использовать экспериментально измеряемые  $S$ -параметры. Энергетический баланс между подаваемой мощностью, отраженной мощностью  $P_{\text{отр}} = |S_{11}(f)|^2 P_{\text{вх}}$  и мощностью  $P^S$ , переданной в акустические колебания, приводит к следующему соотношению:

$$P_{\text{вх}} = P^S / (1 - |S_{11}(f)|^2).$$

Чтобы исключить из экспериментальных данных различные высокочастотные потери, не связан-

ные с акустическим возбуждением образца, измерения проводятся обычно при предварительной калибровке измерительного тракта. Однако полностью избежать их вклада в параметр  $S_{11}(f)$  в широком диапазоне частот достаточно сложно. Поэтому, учитывая резонансный характер полезного акустического отклика, для более точной оценки пороговой электромагнитной мощности воспользуемся модифицированной формулой [12]

$$P_{\text{вх}}(f) = P^S / \Delta |S_{11}(f)|^2. \quad (18)$$

Здесь  $\Delta |S_{11}(f)|^2 = |S_{11}(f)|_0^2 - |S_{11}(f_n)|^2$  – глубина провалов в частотной зависимости  $|S_{11}(f)|^2$  в окрестности резонансной частоты  $f_n$ . Как следует из экспериментальных данных работы [22], при возбуждении резонатора в частотном диапазоне  $f_n = 2.4$  ГГц величина  $\Delta |S_{11}(f)|^2 \approx 0.2$ . Тогда из (16) и (18) пороговое значение мощности составляет  $P_{\text{вх}} = 100$  мкВт. Экспериментально в той же работе наблюдался минимальный порог 400 мкВт, что, учитывая возможные отклонения реальных магнитоупругих параметров от приведенных в табл. 1, следует считать хорошим соответствием найденной выше теоретической оценке.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены условия параметрического возбуждения спиновых волн под действием чисто акустической накачки в виде толщинных резонансных мод гиперзвукового композитного резонатора. Характерно, что к параметрической неустойчивости спиновых волн может привести накачка с упругой поляризацией, направленной перпендикулярно намагниченности. Сравнение пороговых мощностей показало, что при прочих равных условиях и для типичных параметров ЖИГ порог параметрического возбуждения спиновых волн для накачки сдвиговыми толщинными модами резонатора в 30 раз ниже, чем для накачки поперечными модами, и по величине согласуется с ранее наблюдавшимся в эксперименте.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Delsing P., Cleland A.N., Schuetz M.J.A. et al. // J. Phys. D Appl. Phys. 2019. V. 52. № 35. P. 353001.*
2. *Barman A., Gubbiotti G., Ladak S. et al. // J. Phys. Condens Matter. 2021. V. 33. P. 117146.R1.*

3. *Bozhko D.A., Vasyuchka V.I., Chumak A.V., Serga A.A.* // *Low Temp. Phys.* 2020. V. 46. № 4. P. 383.
4. *Gokhale V.J., Downey B.P., Katzer D.S. et al.* // *Nature Commun.* 2020. V. 11. P. 2314.
5. *Bas D.A., Shah P.J., McConney M.E., Page M.R.* // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 126. № 11. P. 114501.
6. *Li Y., Zhao C., Zhang W. et al.* // *APL Materials.* 2021. V. 9. № 6. P. 060902.
7. *Azovtsev A.V., Nikitchenko A.I., Pertsev N.A.* // *Phys. Rev. Materials.* 2021. V. 5. № 5. P. 054601.
8. *Kittel C.* // *Phys. Rev.* 1958. V. 110. № 4. P. 836.
9. *Haas C.W.* // *J. Phys. Chem. Solids.* 1966. V. 27. № 10. P. 1687.
10. *Matthews H., Morgenthaler F.R.* // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 13. № 21. P. 614.
11. *Pomerantz M.* // *Phys. Rev. Lett.* 1961. V. 7. № 8. P. 312.
12. *Weiler M., Huebl H., Goerg F.S. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. № 17. P. 176601.
13. *Uchida K., An T., Kajiwara Y. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 99. № 21. P. 212501.
14. *Polzikova N., Alekseev S., Kotelyanskii I. et al.* // *J. Appl. Phys.* 2013. V. 113. № 17. P. 17C704.
15. *Cheremov S., Amiri P.K., Alzate J.G. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 104. № 8. P. 082403.
16. *Chowdhury P., Jander A., Dhagat P.* // *IEEE Magnetics Lett.* 2017. V. 8. P. 3108204.
17. *Lisenkov I., Jander A., Dhagat P.* // *Phys. Rev. B.* 2019. V. 99. № 18. P. 184433.
18. *Keshtgar H., Zareyan M., Bauer G.E.W.* // *Solid State Commun.* 2014. V. 198. P. 30.
19. *Ползикова Н.И., Алексеев С.Г., Лузанов В.А., Раевский А.О.* // *ФТТ.* 2018. Т. 60. № 11. С. 2170.
20. *Polzikova N.I., Alekseev S.G., Pyataikin I.I. et al.* // *AIP Advances.* 2018. V. 8. № 5. P. 56128.
21. *Polzikova N.I., Alekseev S.G., Luzanov V.A., Raevskiy A.O.* // *J. Magn. Mater.* 2019. V. 479. P. 38.
22. *Alekseev S.G., Dizhur S.E., Polzikova N.I. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 2020. V. 117. № 7. P. 72408.
23. *Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G.E.W.* // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. № 11. P. 117601.
24. *Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G.* // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 88. № 18. P. 182509.
25. *Li J., Liu M., Wang Ch.* // *Micromachines.* 2016. V. 7. № 9. P. 159.
26. *Алексеев С.Г., Котелянский И.М., Ползикова Н.И., Мансфельд Г.Д.* // *РЭ.* 2015. Т. 60. № 3. С. 317.
27. *Мансфельд Г.Д., Алексеев С.Г., Ползикова Н.И.* // *Акуст. журн.* 2008. Т. 54. № 4. P. 552.
28. *Алексеев С.Г., Лузанов В.А., Ползикова Н.И.* // *РЭ.* 2020. Т. 65. № 11. С. 1131.
29. *Comstock R.L., Nilsen W.G.* // *Phys. Rev.* 1964. V. 136. № 2A. P. A442.