

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.613:537.622.4:537.621.4:537.876:530.182

ОСОБЫЕ ТОЧКИ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫТЕКАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНОННЫХ ПОЛЯРОНОВ

© 2024 г. О. С. Сухорукова^{a, b}, А. С. Тарасенко^b, С. В. Тарасенко^{b, *}, В. Г. Шавров^c

^a Физико-технический факультет, Донецкий государственный университет,
ул. Университетская, 24, Донецк, 283001 Россия

^b Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, ул. Р. Люксембург, 72, Донецк, 283048 Россия

^c Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корпус 7, Москва,
125009 Россия

* e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

Поступила в редакцию 14.11.2023 г.

После доработки 18.01.2024 г.

Принята к публикации 02.02.2024 г.

В рамках бездиссипативного подхода на примере магнитного слоя, разделяющего две полуограниченные идеальные жидкости, показано, что при приближении к точке формирования в спектре фононного излучения вытекающих поверхностных магнонных поляронов “темного” состояния (интерференционного или симметрично защищенного типа) на границе раздела с акустически менее плотной средой могут независимо обращаться в ноль как числитель, так и знаменатель входного волнового импеданса (в самой точке существования связанного состояния в континууме они обращаются в ноль одновременно). Расчет выполнен для двухподрешеточной модели антиферромагнетика, одновременно учитывающей магнитоупругое, неоднородное обменное и сверхтонкое взаимодействия. Найдены условия, при которых механизмы формирования связанных состояний в спектре фононного излучения вытекающих магнонных поляронов с участием квази-электронных или квазиядерных магнонов принципиально отличаются: эластодинамический или эластостатический.

Ключевые слова: квазиэлектронные и квазиядерные вытекающие магнонные поляроны, “темные” состояния, эластостатические магноны, особая поверхностная волна, поверхностный волновой импеданс

DOI: 10.31857/S0015323024040123, EDN: WQGTBA

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день идеи, связанные с заменой пространственного перемещения заряда и спина электронами переносом углового спинового момента распространяющейся спиновой волной (магнонным током), делают магнитные диэлектрики перспективной основой для создания широкой гаммы быстродействующих и энергоэффективных устройств спиновой электроники [1]. В рамках такого подхода каждая ветвь спектра спиновых колебаний рассматривается как отдельный канал спинового тока, а значит, в неограниченной модели магнитной среды число таких каналов связано с числом магнитных подрешеток рассматриваемого магнитного диэлектрика [2]. При этом, несмотря на широкий фронт исследований по этой тематике, до сих пор исследователи имели дело исключительно с магнонами, представляющими собой возбуждения в подсистеме электронных спинов,

распространяющиеся в магнитном диэлектрике. Вместе с тем хорошо известно, что если магнитные ядра имеют не равный нулю спин, то между спином электронной оболочки и спином ядра существует сверхтонкое взаимодействие (СТВ). Оно оказывает определяющее влияние на динамику коллективных возбуждений в подсистеме парамагнитных ядерных спинов, что позволяет говорить о связанных электронно-ядерных колебаниях [3], а значит, и о появлении в этом случае дополнительных каналов спинового тока: ядерных магнонов [4]. В последние годы наметился дальнейший прогресс в изучении этого типа магнонных возбуждений, в частности сообщали о наблюдении в легкоплоскостном антиферромагнитном (ЛП АФМ) диэлектрике как спинового эффекта Зеебека, так и спиновой накачки с участием ядерных магнонных каналов [4], что открывает новые возможности для развития АФМ спинтроники [2, 3]. При

этом возрастание с понижением температуры величины динамического СТВ (которое к тому же может еще и обменно усиливаться в некоторых классах АФМ-сред [5, 6]) позволяет рассчитывать на перспективность использования ядерных магнетонных возбуждений в широкой гамме гибридных спинтронных устройств, одновременно использующих как магнитные, так и сверхпроводящие среды [1].

Однако не только в акустоэлектронике, но и в магнетике оптимизация условий практической реализации эффектов, связанных со спиновым током в магнитных диэлектриках, требует корректного учета роли магнетон-фононного взаимодействия и, в частности, магнетонных поляронов [7] как собственных, так и вытекающих. Роль подобных гибридных магнетон-фононных состояний в магнетоакустике слоистых магнитных сред во многом сопоставима с тем вкладом, который, согласно [8], вносят “истинные” поляроны (“электроны в фононной шубе”) в проводимость ионных кристаллов. В настоящее время особое внимание исследователей отрываемых волноводных структур в спинтронике привлекает изучение динамических эффектов, обусловленных формированием в сплошном спектре излучения вытекающей волны локализованных состояний, обладающих нулевой радиационной шириной (связанных состояний в континууме (ССК)) [9]. Недавно в работе [10] на примере магнетонного слоя между двумя акустически неэквивалентными упругими полупространствами, в бездиссипативном приближении было показано, что гибридизация магнетонупругого (МУВ) и неоднородного обменного взаимодействий (НОВ) может приводить к формированию интерференционного типа ССК в спектре фононного излучения вытекающих поверхностных магнетонных поляронов. При этом магнетонные участвующие в формировании магнетонных поляронов представляли собой коллективные возбуждения в подсистеме электронных спинов. Вместе с тем до сих пор оставалось непонятным, есть ли отличия в формировании ССК (интерференционного или симметрично защищенного типа, согласно классификации [9]) в поле акустического излучения вытекающих магнетонных поляронов на основе не квазиэлектронных, а квазизерных магнетонов. Хорошо известно [3], что в магнетиках взаимодействие ядерных магнетонов с решеткой возможно только через подсистему электронных спинов. При этом следует учитывать, что в обменно коллинеарных АФМ в спектре спиновых волн эффекты как линейного магнетонупругого, так и сверхтонкого взаимодействий обменно усиливаются,

а частоты и волновые вектора, отвечающие магнетоакустическому резонансу с участием квазиэлектронных или квазизерных спин-волновых возбуждений, могут сильно отличаться по величине [3, 5]. Наконец, вклад СТВ в магнетонный спектр как электронных, так и ядерных спинов резко возрастает с понижением температуры. Ответ на эти вопросы на примере структуры с одним открытым каналом фононного излучения и является целью предлагаемого сообщения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В качестве примера рассмотрим магнетонный слой толщиной $2d$ и с вектором нормали к плоскости границы раздела $\mathbf{q} \parallel OY$, находящийся в идеальной жидкости, для которой потенциал смещений $\tilde{\varphi}$, плотность $\tilde{\rho}$, модуль сжатия $\tilde{\lambda}$, вектор смещения $\tilde{\mathbf{u}}$, тензор напряжений $\tilde{\sigma}$, волновой вектор $\tilde{\mathbf{k}}$ и частота ω связаны соотношениями [11]:

$$\tilde{\mathbf{u}} = \nabla \tilde{\varphi}, \quad \mathbf{q} \mathbf{q} = -\tilde{\rho} \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial t^2}, \quad \tilde{\mathbf{k}}^2 = \frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\lambda}} \omega^2. \quad (1)$$

В качестве конкретного примера магнетонной среды рассмотрим двухподрешеточную ($|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$, $\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток) модель обменно коллинеарного центросимметричного ЛП АФМ с изотропными сверхтонким, упругим, магнетонупругим и неоднородным обменным взаимодействиями, существование ядерных спинов волн в которой уже многократно подтверждено [3]. Плотность термодинамического потенциала в терминах векторов ферро- ($\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$) и антиферромагнетизма ($\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$) для подсистемы электронных спинов можно представить как [3, 5, 12]:

$$F = M_0^2 \left(\frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 - \frac{b}{2} l_z^2 + \frac{a}{2} l_x^2 + \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 + A \mathbf{l} \mathbf{l}_n - 2 \mathbf{m} \mathbf{h} \right) + \gamma M_0^2 l_i l_k u_{ik} + \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \quad |a| \gg |b|, \quad (2)$$

где δ , α , $a > 0$, b — константы однородного и неоднородного обмена, двухосной магнетонной анизотропии, γ и A — константы магнетонупругого и сверхтонкого взаимодействий, $\mathbf{l}_n$ — вектор АФМ в подсистеме ядерных спинов, M_0 — намагниченность насыщения подрешеток $\mathbf{M}_i$, λ, μ — коэффициенты Ламэ. Если $b > 0$ (OZ — ось легкого намагничивания), то в состоянии равновесия согласно (2) $\mathbf{l} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ$, $|\mathbf{m}| = 0$. В результате при $\mathbf{k} \in YZ$ или $\mathbf{k} \in YX$ возможно независимое распространение нормальных МУ-волн (а значит, и магнетонных поляронов) с вектором упругих смещений $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$. Стандартная

методика расчета основывается на совместном решении основного уравнения механики сплошной среды и уравнений Ландау-Лифшица для электронных и ядерных спинов (или эффективных уравнений движения для векторов антиферромагнетизма электронных и ядерных спинов) [3, 5, 6, 12]. Для большей наглядности результатов дальнейших расчетов будем рассматривать с учетом МУВ, СТВ и НОВ взаимодействие с упругим континуумом только низкочастотной ветви магннного спектра обсуждаемой модели ЛП АФМ (2). В этом случае соотношение для спектра нормальных магнитоакустических (МА) волн с частотой ω и произвольно ориентированным волновым вектором $\mathbf{k}$ в неограниченной АФМ среде (2) можно представить в виде:

$$|\Lambda_{ik}(\omega, \mathbf{k}) - \rho \omega^2 I_{ik}| = 0. \quad (3)$$

Здесь I_{ik} — единичный тензор, Λ_{ik} — перенормированный тензор Кристоффеля, компоненты которого отвечают случаю упругоизотропной среды [13], но с условием, что в нем упругий модуль c_{44} заменен на эффективный следующего вида ($p \equiv 1 + \omega_T^2/(\omega_n^2 - \omega^2)$):

$$c_{44}(\omega, \mathbf{k}) = \mu \frac{\omega_0^2 + c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2 p}{\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2 p}, \quad (4)$$

где $\omega_0 \equiv gM_0\sqrt{\delta b}$ — индуцированная одноосной анизотропией энергия активации спиновой волны, $\omega_{me} \equiv gM_0^2\gamma\sqrt{\delta/\mu}$ — магнитоупругая щель, $c \equiv gM_0\sqrt{\delta\alpha}$ — скорость обменных спиновых волн в неограниченном АФМ при $\gamma = 0$, $k^2 \equiv k_y^2 + k_z^2$, $\omega_n = g_n AM_0$, $g(g_n)$ — гиромагнитное отношение для электронных (ядерных) спинов, $\omega_T \equiv g\sqrt{\delta AM_0 m_0}$.

Согласно работе [3] частоты собственных частоты колебаний в подсистемах электронных и ядерных спинов сильно отличаются по величине. На этом основании ветви магннного спектра связанных электронно-ядерных колебаний рассматриваемого АФМ можно, даже с учетом влияния решетки, приближенно разделить на квазиэлектронную (в (4) $p \approx 1 - \omega_T^2/\omega^2$) и квазиядерную (в (4) $p \approx \omega_T^2/(\omega_n^2 - \omega^2)$).

В эластостатическом пределе $\omega/s_l \rightarrow 0$ из соотношений (3)–(4) следует:

$$\omega^2 p \approx \omega_0^2 + c^2 \mathbf{k}^2 + \omega_{me}^2 \left[4 \left(1 - \frac{s_l^2}{s_t^2} \right) \frac{k_y^2 k_z^2}{\mathbf{k}^4} + \frac{k_x^2}{\mathbf{k}^2} \right], \quad (5)$$

где $s_l = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$ ($s_t = \sqrt{\mu/\rho}$) — скорость распространения продольной (поперечной) упру-

гой волны в неограниченной немагнитной упругоизотропной среде [5, 11].

Как известно [3], волновые вектора и частоты магнитоакустического резонанса для электронной и ядерной спиновой подсистем магнетика существенно различны. Как следствие, на плоскости $\omega - h$ существуют области, внутри которых влияние решетки на динамику ядерных магнонов уже можно рассматривать в эластостатическом пределе, а на динамику электронных магнонов — еще нет. Другими словами, возможно, что при $p \approx \omega_T^2/(\omega_n^2 - \omega^2)$ формула (5) уже будет справедлива, а при $p \approx 1 - \omega_T^2/\omega^2$ еще нет, и для квазиэлектронной ветви магннного спектра останется в силе только общее соотношение (3), (4). В более коротковолновом пределе формула (5) будет справедлива уже не только лишь для квазиядерной, но и для квазиэлектронной ветви магннного спектра. В дальнейшем, чтобы не загромождать изложение анализом подобных частных вариантов не будем постоянно конкретизировать явный вид параметра p из (4)–(5).

“ТЕМНЫЕ” СОСТОЯНИЯ В СПЕКТРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫТЕКАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНННЫХ ПОЛЯРОНОВ

В соответствии с теорией волновых процессов в слоистых средах [11] полученные дисперсионные соотношения (3)–(5) можно использовать для определения зависимости $(\mathbf{k}\mathbf{q})$ от внешних параметров: частоты ω и продольного волнового числа h ($h \equiv (\mathbf{k}\mathbf{b})$). Здесь $\mathbf{b}$ — единичный вектор вдоль линии пересечения границы раздела магнитной и немагнитной сред и плоскости падения волны с нормалью $\mathbf{a}$ (т.е. $\mathbf{b} = [\mathbf{q}\mathbf{a}]$). Если ϑ — угол между $\mathbf{a}$ и направлением равновесного вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$, то, согласно (3)–(5), для рассматриваемой модели АФМ среды (2) такое характеристическое уравнение — полином четвертой степени относительно $\eta^2 \equiv -(\mathbf{k}\mathbf{q})^2 > 0$ с корнями $\eta_j^2(\omega, h)$, $j = 1 \div 4$, т.е. $\mathbf{k} = i\eta\mathbf{q} + h\mathbf{b}$. Как следствие, пространственную структуру вектора упругих смещений $\mathbf{u}$ и трех компонент тензора упругих напряжений, определяемых как $\sigma_{\mathbf{q}}$, для слоя АФМ среды (2)–(5) можно представить как:

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \sum_{j=1}^4 \mathbf{U}^{(j)} (A_j c_j + B_j s_j), \\ &= \sum_{j=1}^4 \sigma^{(j)} (A_j c_j + B_j s_j) e_j, \\ e_j &\equiv \exp(\eta_j y) \exp[i\psi]. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь A_j и $\mathbf{U}^{(j)}$ ($\sigma^{(j)}$) – соответственно амплитуда и векторы поляризации, отвечающие парциальной волне e_j , $c_j \equiv ch(\eta_j d)$, $s_j \equiv sh(\eta_j d)$, $\psi \equiv k_x x + k_z z - \omega t$.

Согласно модели формирования интерференционных ССК, предложенной в работе [14], число открытых каналов излучения должно быть меньше числа взаимодействующих резонаторов. В связи с этим остановимся на следующей системе межслоевых граничных условий в рассматриваемой гетероструктуре:

$$\begin{aligned} \sigma_{yy} &= \tilde{\sigma}_{yy}^{\pm}, \quad u_y = \tilde{u}_y^{\pm}, \\ \sigma_{xy} &= 0, \quad \sigma_{yz} = 0, \quad l_y = 0, \quad y = \pm d. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь индексами $\pm$ обозначены величины, относящиеся к жидкости, занимающей по отношению к рассматриваемому магнитному слою верхнее ($y > d$) и нижнее ($y < -d$) полупространства, соответственно. В этом случае, используя, как и в [10, 11], часть межслоевых граничных условий, отвечающих закрытым каналам рассеяния, можно с учетом (7) представить (6) как

$$\begin{pmatrix} u_y \\ \sigma_{yy} \end{pmatrix}_y = \begin{pmatrix} Q_{11} & Q_{12} \\ Q_{21} & Q_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

В результате для рассматриваемой магнитоакустической (МА) конфигурации структура матрицы перехода рассматриваемого магнитного слоя толщиной $2d$ с учетом (3) принимает вид:

$$\begin{pmatrix} u_y \\ \sigma_{yy} \end{pmatrix}_{y=d} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_y \\ \sigma_{yy} \end{pmatrix}_{y=-d}, \quad (9)$$

где

$$\overline{\overline{T}} = \overline{\overline{Q}}(y=d) \overline{\overline{Q}}^{-1}(y=-d). \quad (10)$$

Для общности предположим, что идеальные жидкие среды, занимающие по отношению к АФМ слою верхнее ($y > d$) и нижнее ($y < -d$) полупространства, не эквивалентны между собой по своим волновым свойствам. Введем соотношения для поверхностного волнового импеданса в каждой из этих сред: $\tilde{Z}_+ \equiv \overline{\overline{q\tilde{\sigma}_+}}/\tilde{u}_+$, $\tilde{Z}_- \equiv \overline{\overline{q\tilde{\sigma}_-}}/\tilde{u}_-$. В этом случае отвечающее краевой задаче (8) дисперсионное соотношение для спектра распространяющихся вдоль рассматриваемого слоя ЛП АФМ (8)–(10) как собственных, так и несобственных МА-возбуждений с учетом МУВ, НОВ и СТВ и введенных выше обозначений можно представить как

$$(T_{11} - iT_{12}\tilde{Z}_-)i\tilde{Z}_+ - T_{21} + iT_{22}\tilde{Z}_- = 0. \quad (11)$$

Если в обеих жидких средах одновременно ($\text{Re}\{\tilde{Z}_{\pm}\} = 0$, $\text{Im}\{\tilde{Z}_{\pm}\} \neq 0$), т.е. в этих полупространствах распространяются эванесцентные акустические волны, то (11) описывает рассчитанный при одновременном учете МУВ, НОВ и СТВ спектр собственных объемных МА волн, распространяющихся вдоль слоя ЛП АФМ (2)–(11). В частности, если в (11) одновременно $\tilde{Z}_{\pm}^{-1} \rightarrow 0$, что отвечает следующему набору граничных условий на обеих поверхностях рассматриваемого АФМ-слоя:

$$\sigma_{xy} = 0, \quad \sigma_{yz} = 0, \quad u_y = 0, \quad l_y = 0, \quad y = \pm d, \quad (12)$$

то соответствующий (3), (4), (12) спектр таких собственных МА волн может быть получен в виде:

$$\begin{aligned} D_v(\omega, h, \vartheta) &\equiv |\Lambda_{ik}(\omega, \mathbf{k}) - \rho\omega^2 I_{ik}| = 0, \\ c_{44}(\omega, \mathbf{k}) &= \frac{\omega_0^2 + c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2 p}{\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2 p}, \\ k_x &= h \cos \vartheta, \quad k_z = h \sin \vartheta, \quad \mathbf{l}_0 \parallel OZ, \\ k_y &= k_v \equiv \pi v / 2d, \quad v = 1, 2, \dots, \end{aligned} \quad (13)$$

что в эластостатическом пределе $\omega/s_l \rightarrow 0$ дает:

$$\begin{aligned} \omega^2 p &\approx \omega_0^2 + c^2(h^2 + k_v^2) + \\ &+ \omega_{me}^2 \left[4 \left(1 - \frac{s_l^2}{s_l^2} \right) \frac{k_v^2 h^2 \sin^2 \vartheta}{(h^2 + k_v^2)^2} + \frac{h^2 \cos^2 \vartheta}{h^2 + k_v^2} \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

Пусть теперь сочетание ω и h таково, что хотя бы в одном из полупространств имеется уходящая на бесконечность звуковая волна ($\text{Re}\{\tilde{Z}_{\pm}\} \neq 0$). В этом случае (11) описывает, с учетом (3)–(10), спектр несобственных (вытекающих) объемных МА-волн. Даже без учета внутренней диссипации такие магнон-фононные возбуждения имеют конечную ширину линии вследствие радиационных потерь (генерация в жидкой среде объемных акустических волн, уносящих энергию на бесконечность). Что касается появления на фоне сплошного спектра излучательных МА-мод (11) “темных” состояний, то необходимо наличие таких сочетаний частоты ω и продольного волнового числа h , при которых и действительная, и мнимая части дисперсионного соотношения (11) одновременно обращаются в ноль. Пользуясь введенными выше обозначениями (8)–(10), это условие можно представить в виде:

$$(|Q_{21}| + |Q_{11}|)(|Q_{22}| + |Q_{12}|) = 0. \quad (15)$$

Для обсуждаемой МА-конфигурации и магнитной слоистой гетероструктуры на плоскости внешних параметров “ $\omega - h$ ” точки, отвечающие ССК в спектре рассматриваемых вытекающих поверхностных магнанных поляронов, определяются, согласно (3)–(5), (8)–(10), (13)–(15), как

$$\begin{aligned} &(|c_v| + |c_p|) \times (|s_v| + |s_p|) = 0, \\ &v, p = 1, 2, \dots \quad v \neq p. \end{aligned} \quad (16)$$

Откуда с учетом (13) получим:

$$\begin{aligned} D_v(\omega, h, \vartheta) &= D_p(\omega, h, \vartheta), \\ D_v(\omega, h) &\equiv D_p\left(\omega, k_y = \frac{\pi v}{2d}, 0 \leq \vartheta \leq \pi/2\right). \end{aligned} \quad (17)$$

При этом соотношение (16), (17) означает, что ССК отвечают точки вырождения дисперсионных ветвей спектра распространяющихся объемных МА-волн (13)–(14), у которых пространственное распределение вдоль $\mathbf{q} \parallel OY$ нормальной к поверхности компоненты вектора упругих смещений симметрично или антисимметрично относительно срединной плоскости ($y = 0$) рассматриваемого АФМ-слоя.

Согласно классификации [9], из (11), (15)–(17) следует, что при $\vartheta = 0$ имеют место ССК симметрично защищенного типа с $(\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}) \perp \mathbf{l}_0$, для которых

$$\begin{aligned} D_v(\omega, \mathbf{k}, \vartheta = 0) &\equiv \omega_0^2 + c^2(h^2 + k_v^2) - p\omega^2 + \\ &+ \omega_{me}^2 \frac{h^2 - \omega^2/s_l^2}{h^2 + k_v^2 - \omega^2/s_l^2}. \end{aligned} \quad (18)$$

Что касается МА-конфигурации с $0 < \vartheta \leq \pi/2$, то в этом случае, согласно (13), (14), (16), (17), в фононном спектре излучения вытекающих поверхностных магнанных поляронов формируются ССК интерференционного типа [9, 14]. В этом случае ССК представляют собой точки вырождения рассчитанного с учетом МУВ, НОВ и СТВ-спектра объемных волноводных МА-мод с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$, распространяющихся вдоль АФМ-слоя с граничными условиями (12).

С точки зрения вклада решетки в формирование указанных типов ССК в спектре излучения вытекающих объемных магнанных поляронов и следуя терминологии [15], можно выделить эластодинамический [16] и эластостатический [17] режимы. Первый отвечает формированию ССК (как интерференционного, так и симметрично защищенного типа) в тех частях плоскости $\omega - h$, которые отвечают условию

$$s_l^2 h^2 < \omega^2, \quad (19)$$

т.е. согласно (3), (13), (17) речь идет о взаимодействии обменных магнов и объемных упругих спиновых волн [10]. Для эластостатического режима формирования ССК тех же типов условие (19) меняется на обратное. В этом случае имеется в виду взаимодействие обменных магнов и эластостатических спиновых волн [17]. Для реализации такого режима формирования ССК АФМ (2) должен быть низкотемпературным ($s_l > c$ [6]). С учетом проведенного выше обсуждения соотношений (3)–(5), это означает, что на плоскости внешних параметров “ $\omega - h$ ” имеются такие области, внутри которых эластостатический режим формирования “темных” состояний в спектре излучения существует только для вытекающих магнанных поляронов на основе квазядерных спин-волновых возбуждений.

Согласно (13), (16), (17), в случае эластодинамического механизма формирования ССК интерференционного типа в спектре излучения вытекающих поверхностных магнанных поляронов при фиксированных значениях $v, p = 1, 2, \dots$ ($v \neq p$) представляют собой два типа точек вырождения дисперсионных кривых, определяемых (13), (17), (19). Первый тип возможен уже без учета МУВ и отвечает узлам сетки Миндлина, используемой при анализе спектра упругих колебаний свободного упругого немагнитного слоя. Второй тип точек ССК – точки пересечения дисперсионных кривых, отвечающих распространяющимся объемным волноводным модам спектра эласто-обменных МУ-волн АФМ-слоя с учетом (12), (13) [16]. При этом для заданных $v \neq p$ ($v, p = 1, 2, \dots$) точка вырождения спектров мод – одна. Если речь же идет о формировании ССК интерференционного типа (при $0 < \vartheta \leq \pi/2$) по эластостатическому механизму (вне условий (19)), то для них из (14), (16) – (17) получаем:

$$\begin{aligned} &|D_{ik}^v(\omega, h, 0 < \vartheta \leq \pi/2)| = 0, \\ D_{ik}^v(\omega, h, 0 < \vartheta \leq \pi/2) &\equiv |\Lambda_{ik}(h, 0 < \vartheta \leq \pi/2)| = 0, \\ c_{44}(\omega, h, k_v, \vartheta) &\equiv \frac{\omega_0^2 + c^2(h^2 + k_v^2) - \omega^2 p}{\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2(h^2 + k_v^2) - \omega^2 p} \end{aligned} \quad (20)$$

откуда уже в частном случае $\vartheta = \pi/2$ следует:

$$\begin{aligned} \omega^2 p &\approx \omega_0^2 + c^2(h^2 + k_v^2) + \\ &+ \omega_{me}^2 \left(1 - \frac{s_l^2}{s_l^2}\right) \frac{4k_v^2 h^2}{(h^2 + k_v^2)^2}. \end{aligned} \quad (21)$$

Как показывает анализ (20)–(21) при фиксированных значениях $v, p = 1, 2, \dots$ ($v \neq p$), в слу-

чае (16)–(17) для ССК интерференционного типа возможно одновременное существование на плоскости $\omega - h$ двух точек вырождения дисперсионных кривых (21).

Отметим, что указанные выше и эластодинамический, и эластостатический режимы формирования ССК в спектре излучательных магнотных поляронов рассматриваемой слоистой структуры являются проявлением эффекта многолучевого преломления (отражения) со сменой или без смены полости поверхности рефракции соответственно при взаимодействии объемных МА волн с границей раздела магнитной и немагнитной сред [17].

Подчеркнем, что все полученные выше соотношения никак не зависят от конкретного вида поверхностных волновых импедансов немагнитных сред окружающих слой ($\tilde{Z}_{\pm}$). Поэтому найденные выражения для спектров ССК как интерференционного, так и симметрично защищенного типов (15)–(17) остаются справедливыми как для спектра отражения, так и для спектра прохождения падающей извне на магнитный слой плоской объемной упругой волны.

ЭФФЕКТЫ ОТРАЖЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ “ТЕМНЫХ” СОСТОЯНИЙ

Убедимся, что полученные выше соотношения действительно отвечают ССК в фоновом спектре излучения вытекающих поверхностных магнотных поляронов (не взаимодействуют с объемной упругой волной в жидкости, отвечающей открытому каналу излучения). Рассмотрим условия отражения объемной акустической волны, падающей из жидкости на поверхность АФМ-слоя в рассматриваемой МА-конфигурации: $\tilde{\lambda}_+ h / \tilde{\rho}_+ < \omega < \tilde{\lambda}_- h / \tilde{\rho}_-$. Согласно [11], с учетом соотношений для поверхностного акустического импеданса в немагнитных средах, для амплитудного коэффициента отражения плоской объемной волны, падающей из верхнего полупространства на поверхность рассматриваемого магнитного слоя, получим:

$$V = \frac{i\tilde{Z}_+ + Z_{in}}{i\tilde{Z}_+ - Z_{in}}, \quad Z_{in} \equiv \frac{T_{21} + T_{22}\tilde{Z}_-}{T_{11} + T_{12}\tilde{Z}_-}. \quad (22)$$

Поскольку структура спектра как собственных, так и несобственных возбуждений рассматриваемой слоистой структуры определяется (11), то несложно видеть, что для формирования “темного” состояния необходимо, чтобы в (22) одновременно выполнялось $Z_{in}(\omega, h) = 0$ и $Z_{in}^{-1}(\omega, h) = 0$.

В результате, при заданном ω , при приближении к точке ССК (16)–(17) как симметрично

защищенного типа (при $\vartheta = 0$), так и интерференционного (при $0 < \vartheta \leq \pi/2$), структура входного поверхностного волнового импеданса в (22), согласно [10, 11], принимает вид:

$$Z_{in} \approx C \frac{h - h_N(\omega)}{h - h_D(\omega)}, \quad C(\omega, h) \propto \text{const}. \quad (23)$$

Таким образом, в условиях ПВО и числитель, и знаменатель входного поверхностного импеданса в (22)–(23) могут независимо обращаться в ноль. В каждом из этих случаев для вытекающего поверхностного магнотного полярона мгновенный поток энергии через границу раздела $y = d$ между магнитной и немагнитной, акустически менее плотной средой строго равен нулю в любой момент времени. В соответствии с терминологией, предложенной в [10, 18], те сочетания ω и h , при которых в (23) в условиях ПВО $Z_{in} = 0$, будем называть законом дисперсии особой поверхностной волны (ОПВ) первого типа, а если $Z_{in}^{-1} = 0$ – ОПВ второго типа. Важным обстоятельством является тот факт, что по мере приближения в точку формирования ССК и числитель, и знаменатель входного поверхностного импеданса в (22) стремятся к нулю независимо, но в точке, отвечающей на плоскости внешних параметров ω и h “темному” состоянию, обращаются в ноль одновременно ($|h_N - h_D| \rightarrow 0$). При этом соотношение (22) принимает вид:

$$V = \exp\{i\varphi\}, \quad \text{tg} \frac{\varphi}{2} = \frac{Z_{in}}{\tilde{Z}_+}. \quad (24)$$

Отметим, что при $0 \leq \vartheta \leq \pi/2$, в точке формирования ССК (15)–(17) в (22)–(23) $Z_{in} \neq Z_-$. Указанные выше особенности в поведении входного поверхностного импеданса в (22)–(23) при изменении ω и h делают возможным “сверхусилие” незеркальных эффектов отражения первого порядка в окрестности найденных “темных” состояний (16)–(18), (20), (21), если из жидкости на поверхность магнитного слоя падает квазиплоская объемная акустическая волна [10]. В этом случае величина продольного смещения отраженного пучка (Δ) в плоскости падения вдоль направления $\mathbf{b}$ (пространственный эффект Шоха) связана со структурой коэффициента отражения (22)–(24) соотношением $\Delta = -\partial\varphi/\partial h$ [11]. Расчет в частности показывает, что на плоскости внешних параметров ω и h смещение Δ достигает локального максимума на кривых, отвечающих закону дисперсии ОПВ первого или второго типа. Его величину с учетом (23)–(24) можно представить как

$$\Delta \propto \frac{2}{h_N - h_D}. \quad (25)$$

По мере приближения к точке формирования ССК величина этого максимума формально неограниченно возрастает, поскольку в соответствии с определением ССК (8)–(11), (15) в точке его формирования $|h_N - h_D| \rightarrow 0$.

Следует, однако, отметить, что в непосредственной окрестности точки ССК используемая выше схема расчета эффектов незеркального отражения, основанная на приближении квазиплоской волны, становится неприменимой без учета конечных размеров реального пучка, например, следуя методике расчета из [11]. В этом случае возможность неограниченного роста в окрестности точки ССК незеркальных эффектов первого порядка при учете конечных размеров падающего пучка будет приводить к тому, что в отраженном пучке такое резкое усиление эффектов незеркального отражения будет характерно только для тех пространственных волновых компонент, формирующих пучок, ω и h которых отвечают условию формирования ССК. Это приведет к качественной деформации огибающей отраженного пучка по сравнению с падающим, и в результате общая картина отражения в этом случае будет во многом подобна той, что имеет место при возбуждении боковой волны (см., напр. [11]). В случае падения в рассматриваемой МА-конфигурации не квазиплоской, а квазимонохроматической волны, в соотношениях (23), (25)–(26) необходимо выполнить замену $\omega \leftrightarrow h$ [19].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как пример рассмотрен случай плоской объемной акустической волны, падающей на поверхность магнитного слоя, разделяющего две неэквивалентные по своим волновым свойствам идеальные жидкости. Показано, что в условиях акустического ПВО в окрестности точки формирования “темных” состояний в фоновом спектре излучения вытекающих поверхностных магнонных поляронов числитель и знаменатель входного поверхностного волнового импеданса структуры “слой + полупространство” могут независимо обращаться в ноль. Эти кривые отвечают спектру особой поверхностной волны первого и второго типа соответственно. Для каждой из них мгновенный поток энергии через границу раздела “магнитной и немагнитной сред равен нулю в любой момент времени. В точке, отвечающей формированию ССК симметрично защищенного или интерференционного типов, числитель и знаменатель входного поверхностного импеданса обращаются в ноль одновременно.

Показано, что возможен как эластодинамический, так и эластостатический режимы образования ССК интерференционного типа. Для существования первого из них принципиально важен учет конечности скорости распространения упругих волн в рассматриваемой магнитной среде. Существование второго режима возможно, если у рассматриваемого антиферромагнетика температура Дебая выше температуры Нееля. В силу значительной разницы собственных частот колебаний электронных и ядерных спинов существуют такие сочетания частот и волновых векторов, при которых для вытекающих поверхностных магнонных поляронов эластостатический режим формирования ССК с участием квазиядерных магнонов возможен, а с участием объемных квазиэлектронных спиновых волн еще нет. Для квазиплоской волны падающей извне на рассматриваемую магнитную гетероструктуру имеется возможность неограниченного роста незеркальных эффектов фоновонного отражения первого порядка по мере приближения параметров этой волны к тем что характерны для ССК. Однако в непосредственной окрестности точки формирования “темного” состояния используемое предположение об узком угловом (или частотном) спектре падающей из жидкости на магнетик объемной акустической волны нарушается. Оно должно быть скорректировано, например, за счет учета формы (или длительности) падающей извне на слой неплоской волны [20]. Однако это предполагается сделать в отдельной работе.

Исследование эластостатического режима формирования ССК интерференционного типа выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №20-19-00745-П, <https://rscf.ru/project/20-19-00745/>, ФГБНУ “Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова” РАН, г. Москва). Исследование эластодинамического режима формирования ССК интерференционного типа выполнено при поддержке Минобрнауки РФ за счет государственного задания ФГБНУ “Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина”.

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maekawa S., Kikkawa T., Chudo H., Ieda J., Saitoh E. Spin and spin current—From fundamentals to recent progress // J. Appl. Phys. 2023. V. 133 (2). P. 020902.
2. Baltz V., Manchon A., Tsoi M., Moriyama T., Ono T. and Tserkovnyak Y. Antiferromagnetic spintronics // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90. P. 015005.

3. Туров Е.А., Петров М.П. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1969. 260 с.
4. Rezende S.M. Introduction to nuclear spin waves in ferro- and antiferromagnets // J. Appl. Phys. 2022. V. 132. P. 091101.
5. Туров Е.А., Шавров В.Г. Нарушенная симметрия и магнитоакустические эффекты в ферро- и антиферромагнетиках // УФН. 1983. Т. 140. № 3. С. 429–462.
6. Ожогин В.И., Преображенский В.Л. Анггармонизм смешанных мод и гигантская акустическая нелинейность антиферромагнетиков // УФН. 1988. Т. 155 (4). С. 593–621.
7. Kamra A., Keshtgar H., Yan P., Bauer G.E.W. Coherent elastic excitation of spin waves // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 104409.
8. Пекар С.И. Исследования по электронной теории кристаллов. М.-Л.: ГТТЛ, 1951. 256 с.
9. Azzam S.I., Kildishev A.V. Photonic Bound States in the Continuum: from Basics to Applications // Adv. Opt. Mater. 2021. V. 9. P. 2001469.
10. Гуляев Ю.В., Сухорукова О.С., Тарасенко А.С., Тарасенко С.В., Шавров В.Г. “Суперрезонансные” состояния в спектре вытекающих поверхностных магнонных поляронов. // ДАН. 2022. Т. 505. № 1. С. 10–15.
11. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
12. Тарасенко С.В. Новые типы ядерных магнонов индуцированные немагнитным покрытием поверхности магнитного кристалла // ЖЭТФ. 1996. Т. 110. № 4. С. 1411–1432.
13. Такер Дж., Рэмington В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 453 с.
14. Friedrich H., Wintgen D. Interfering resonances and bound states in the continuum. // Phys. Rev. A. 1985. V. 32 (6). P. 3231–3242.
15. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 639 с.
16. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. Магнитоупругие волны в пластинах и пленках ферромагнетиков // Изв. Вузов. Физика. 1988. Т. 31. № 11. С. 6–23.
17. Гуляев Ю.В., Тарасенко С.В., Шавров В.Г. Спин-волновая акустика антиферромагнитных структур как магнитоакустических метаматериалов // УФН. 2011. Т. 181. № 6. С. 595–626.
18. Гуляев Ю.В., Тарасенко С.В., Шавров В.Г. Электромагнитный аналог вытекающей поверхностной упругой волны первого типа для уединенной границы раздела прозрачных диэлектриков // УФН. 2020. Т. 190. № 9. С. 933–949.
19. Chauvat D., Emile O., Bretenaker F., Le Floch A. Direct Measurement of the Wigner Delay Associated with the Goos-Hänchen Effect // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 71–74.
20. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 414 с.

Singular Points of the Radiation Spectrum of Leaky Surface Magnon Polarons

O. S. Sukhorukova^{1,2}, A. S. Tarasenko², S. V. Tarasenko^{2,*}, V. G. Shavrov³

¹*Faculty of Physics and Technology, Donetsk State University, Donetsk, 283001 Russia*

²*Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering, Donetsk, 283048 Russia*

³*Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125009 Russia*

**e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru*

Within the dissipation-free approach, for a magnetic layer separating two semi-bounded ideal fluids, it is shown that, at the point of the phonon radiation spectrum where leaky surface magnon polarons of the “dark” state are formed (of interference or symmetry-protected type) at the interface with an acoustically less dense medium, both the numerator and the denominator of the input wave impedance can independently become zero (at the very point of existence of a bound state in the continuum, they vanish simultaneously). The calculation was performed for a two-sublattice model of an antiferromagnet, which simultaneously takes into account magnetoelastic, inhomogeneous exchange, and hyperfine coupling. Conditions have been found under which the mechanisms of formation of bound states in the spectrum of phonon radiation of leaky magnon polarons involving quasi-electronic or quasi-nuclear magnons are fundamentally different: elastodynamic or elastostatic.

Keywords: quasi-electronic and quasi-nuclear leaky magnon polarons, “dark” states, elastostatic magnons, exceptional surface wave, surface wave impedance