

# Размерные магнитоакустические эффекты при резонансном рассеянии продольных фононов слоистой магнитной структурой

С. В. Тарасенко<sup>+1)</sup>, В. Г. Шавров\*

<sup>+</sup> Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, 83114 Донецк, Украина

\* Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 января 2021 г.

После переработки 10 марта 2021 г.

Принята к публикации 10 марта 2021 г.

Для магнитного слоя с границами скольжения в неограниченной немагнитной среде косвенное спин-спиновое взаимодействие через поле виртуальных фононов, поляризованных в плоскости падения, может приводить к появлению связанных состояний магнитных поляронов в сплошном спектре излучательных объемных лэмбовских магнитоакустических мод. Если на такой слой извне падает продольная плоская объемная упругая волна, то данный механизм обеспечивает и формирование как акустомагнитного резонанса Фано, так и его коллапс, а для конечной системы эквидистантных магнитных слоев – еще и реализацию эффекта акустического сверхизлучения. Падение квазиплоской продольной волны может сопровождаться резким усилением углового эффекта Шаха.

DOI: 10.31857/S1234567821070090

В основе возникшей в последние годы новой волны активного исследовательского интереса к магнитоакустике гибридных магнитных структур лежат не только задачи создания новых классов управляемых акустических метаматериалов [1, 2], но и бурное развитие магнитной спинтроники [3–5], предполагающей отказ от использования зарядовых токов в пользу токов спиновых, способных перетекать без переноса массы и электрического заряда. Ожидается, что это позволит создавать гораздо более компактные и быстродействующие устройства для хранения и переработки информации. Спиновые токи могут быть обусловлены не только электронами проводимости, но и магнонами – квазичастицами спектра спиновых волн, и класс сопутствующих динамических эффектов, представляющих не только чисто академический, но и несомненный практический интерес, постоянно расширяется. В этой связи, нельзя не отметить спин-торк эффект, спиновый пампинг, прямой и обратный спиновые эффекты Холла, спин-волновую электродинамику микрорезонаторов, эффекты спиновой сверхтекучести и Бозе-Эйнштейновской конденсации в газе магновов и т.д. На этом фоне значительное внимание уделяется также и изучению условий взаимодействия магновов с другими типами элементарных возбуждений, характерными для физики твердого тела [6, 7].

При этом не только в случае полупроводниковых гетероструктур и зарядовых токов [8], но и в случае магнитных гетероструктур и спиновых токов решение задач как оптимизации параметров уже существующих, так и создания принципиально новых спинтронных устройств требует использования таких физических моделей, которые бы наиболее корректно учитывали взаимодействие спиновых токов и упругой подсистемы [9]. Как результат, в настоящее время активно проводятся исследования в области стрейнтроники [10], магнитоакустики микрорезонаторов [11, 12], спиновой калоритроники [13], линейной и нелинейной акустической накачки спиновых волн [14, 15], переноса фононами спинового углового момента [16, 17], изучения фононных аномалий при Бозе-Эйнштейновской конденсации магновов в слоистых магнитных гетероструктурах [9, 18] и т.д. Внимание исследователей в основном сосредоточено на магнитной спинтронике магнитных гетероструктур с участием как ферро- (ФМ) [3–5], так и антиферромагнитных (АФМ) [19] материалов, причем не только проводников и полупроводников [3–5], но и диэлектриков [20]. Необходимо отметить, что в отличие от ФМ сред, в АФМ, в частности, имеет место обменное усиление скорости распространения спиновой волны, вследствие чего в неограниченном высокотемпературном АФМ ( $T_N > T_D$ , где  $T_N(T_D)$  – температура Нееля (Дебая)) [21] на плоскости внешних параметров “частота–волновое число”

<sup>1)</sup>e-mail: e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

в магнотон-фононном спектре (согласно терминологии [15, 22] “в спектре магнотонных поляронов”) будут отсутствовать точки антикроссинга (магнитоакустического резонанса), а значит, и традиционно рассматриваемый механизм формирования магнотонных поляронов [9, 12, 15]. Представляет интерес также и возможность управления, например, с помощью постоянного внешнего магнотонного или электрического поля, температуры, давления гиротропными свойствами АФМ среды (так называемые магнитокомпенсированные и магнотонескомпенсированные АФМ). Помимо этого, в случае обменноколлинеарных АФМ сред косвенное спин-спиновое взаимодействие через магнотонстатическое поле является обменно ослабленным, тогда как обменно усиливается линейное магнотон-фононное взаимодействие, что, в частности, приводит к обменному усилению не только магнотонупругих (МУ) ангармонизмов [21], но и МУ щели в спектре гибридных магнотон-фононных возбуждений [23]. Наконец, как показано в [24], в ограниченном низкотемпературном АФМ ( $T_N < T_D$ ) косвенное спин-спиновое взаимодействие через поле фононов приводит, даже без учета магнотондипольного взаимодействия, к возможности формирования и распространения вдоль магнотонного слоя (даже акустически субволновой толщины) особого класса безобменных магнотонов с уникальными дисперсионными характеристиками: эластостатических спиновых волн. Однако, несмотря на то, что к настоящему моменту изучение различных аспектов взаимодействия спиновых токов и решетки в многослойных и многокомпонентных магнотонных средах проводится достаточно широким фронтом, тем не менее, подавляющая часть работ фактически направлена на выяснение различных аспектов взаимодействия магнотонов с полем излучательных фононов в слоистых магнотонных гетероструктурах и возможности практического использования соответствующих эффектов. Вместе с тем, в отличие от оптики и акустики композитных проводящих и диэлектрических немагнотонных сред, до сих пор фактически оставался открытым вопрос как об условиях формирования “темных” магнотонных мод в спектре фононного поля излучения многослойной магнотонной структуры, так и о сопутствующих динамических аномалиях. Однако хорошо известно [25], что, независимо от физической природы, динамическая система, в поле излучения которой имеются связанные состояния в континууме (ССК) (их частным случаем и являются “темные” моды [26]), может обладать уникальными динамическими характеристиками. Так в окрестности ССК имеет место высокодобротный резонанс, радиацион-

ная ширина линии которого теоретически (в частности, геометрические размеры динамической системы должны быть не ограничены, по крайней мере, в одном измерении) может стремиться к нулю по мере приближения внешних параметров к тем, что отвечают формированию в рассматриваемой модели динамической системы указанного ССК. Данное обстоятельство, безусловно, представляет собой не только чисто академический, но и несомненный практический интерес, поскольку учет конечных размеров реального образца приводит к тому, что ССК будет обладать ненулевым радиационным затуханием, а значит, превращается в квазистационарное состояние. В результате, по мере приближения внешних параметров к критическим для такого ССК значениям рост его добротности будет ограничен сверху некоторой, пусть и достаточно большой, но конечной величиной (если воспользоваться терминологией, развитой в [27], подобная ситуация в физике открытых плазмонных структур характерна для “суперрезонансного состояния”). Тем не менее, что касается условий формирования ССК в спин-волновой динамике электромагнотонно или акустически открытых магнотонных сверхструктур, то такие исследования, вплоть до последнего времени, не проводились. Недавно, в серии работ [28-30] впервые был выполнен анализ некоторых механизмов формирования и коллапса не только электромагнотонного, но и акустического резонанса Фано в слоистых магнотонных структурах. В частности, показана принципиальная возможность формирования в спектре акустического поля излучения магнотонного слоя в симметричном немагнотонном окружении связанных спин-волновых состояний (следуя аналогии с теорией экситонных поляритонов [26] – “темных” магнотонных мод). Однако из полученных результатов следовало, что для магнотонного акустически открытого слоя субволновой толщины без учета неоднородного обменного взаимодействия (безобменное приближение) формирование “темных” магнотонных поляронов в спектре радиационных фононов невозможно. В то же время, хорошо известно [31], что одной из важных особенностей спин-волновой динамики магнотонупорядоченных сред является наличие в магнетике, помимо магнотондипольного, также и других механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия и, в частности, фононного. Тем не менее, влияние этого обстоятельства на возможность формирования связанных состояний безобменных спиновых волн в спектре радиационных фононов акустически тонкого магнотонного диэлектрического слоя в неограниченной упруго изотропной среде до сих пор не обсуждалось.

В связи с этим, целью данной работы является определение в бездиссипативном пределе необходимых условий, при выполнении которых уже в случае АФМ слоя акустически субволновой толщины в уругоизотропном немагнитном окружении косвенное спин-спиновое взаимодействие через поле виртуальных фононов, поляризованных в плоскости падения (лэмбовских фононов), может даже в безобменном приближении одновременно приводить и к коллапсу акустического резонанса Фано, и к формированию “темных” состояний объемных магнитных поляронов в фононном спектре излучения.

Для простоты и наглядности расчетов предположим, что имеется два полупространства с вектором нормали к границе раздела  $\mathbf{q} \parallel OZ$ , занятые идеальной жидкостью (соответствующие величины будем обозначать знаком тильда), в которой потенциал смещений  $\tilde{\varphi}$ , плотность и модуль сжатия ( $\tilde{\rho}$  и  $\tilde{\lambda}$ ), связаны с вектором смещений и тензором напряжений –  $\tilde{\mathbf{u}}$  и  $\tilde{\sigma}$  соотношениями [32, 33]:

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

а на границе между этими полупространствами расположен слой толщиной  $2d$  и вектором нормали к поверхности  $\mathbf{q} \parallel OZ$  пространственно однородного АФМ, легкая магнитная ось которого  $OZ$  коллинеарна  $\mathbf{q}$ . В качестве примера рассмотрим двухподрешеточную модель ( $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$ ,  $M_0$  – намагниченность насыщения подрешеток  $\mathbf{M}_{1,2}$ ) обменно коллинеарного centrosимметричного АФМ, обладающего изотропным упругим и МУ взаимодействиями. Соответствующая плотность термодинамического потенциала в терминах векторов ферро- ( $\mathbf{m}$ ) и антиферромагнетизма ( $\mathbf{l}$ ) [21] имеет вид:

$$F = M_0^2 \left( \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 - \frac{b}{2} l_z^2 + \gamma l_i l_k u_{ik} \right) + \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \\ \mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}. \quad (2)$$

Здесь  $\delta$ ,  $b$  – константы межподрешеточного обмена и легкоосной магнитной анизотропии ( $b > 0$ ),  $\gamma$  – константа МУ взаимодействия,  $\lambda$ ,  $\mu$  – коэффициенты Ламэ.

Динамика рассматриваемой модели АФМ среды (2) описывается замкнутой системой уравнений, состоящей из основного уравнения механики сплошной среды и уравнений Ландау–Лифшица для векторов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{l}$  [21, 23]:

$$\frac{1}{g} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = [\mathbf{m} H_{\mathbf{m}}] + [\mathbf{l} H_{\mathbf{l}}],$$

$$\frac{1}{g} \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} = [\mathbf{m} H_{\mathbf{l}}] + [\mathbf{l} H_{\mathbf{m}}], \quad \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}. \quad (3)$$

Здесь  $\rho$  – плотность,  $\mathbf{u}$  – вектор упругих смещений,  $g$  – гиромангнитное отношение, которое будем считать одинаковым для обеих подрешеток,  $H_r \equiv -\delta W / \delta r$  – эффективное поле,  $r = \mathbf{m}, \mathbf{l}$ .

Будем полагать, что на границе раздела магнитной ( $|z| < -d$ ) и немагнитной ( $|z| > d$ ) сред с нормалью вдоль  $\mathbf{q} \parallel OZ$  выполнена следующая система граничных условий ( $\beta = x, y$ ):

$$\sigma_{z\beta} = \tilde{\sigma}_{z\beta} = 0, \quad \sigma_{zz} = \tilde{\sigma}_{zz}, \quad u_z = \tilde{u}_z, \quad z = \pm d, \quad (4)$$

что отвечает слою толщиной  $2d$ , обе поверхности которого имеют скользящий акустический контакт с неограниченной средой [32, 33]. Если в рассматриваемой магнито скомпенсированной (в основном состоянии  $|\mathbf{m}| = 0$ ) АФМ среде (2) у распространяющейся плоской упругой волны вектор упругих смещений  $\mathbf{u} \in YZ$ , частота  $\omega$ , а волновой вектор  $\mathbf{k} \in YZ$ , то соответствующие материальные соотношения могут быть представлены в виде:

$$\sigma_{zz} = c_{33} \frac{\partial u_z}{\partial z} + c_{32} \frac{\partial u_y}{\partial y}, \quad \sigma_{yy} = c_{22} \frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{32} \frac{\partial u_z}{\partial z}, \\ \sigma_{zy} = \bar{c}_{44} \left( \frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right), \quad (5) \\ \bar{c}_{44} = c_{44} [\omega_0^2 - \omega^2] [\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2]^{-1}, \\ c_{22} = c_{33} = \lambda + 2\mu, \quad c_{23} = \lambda + \mu, \quad c_{44} = \mu,$$

где  $\omega_0$  – индуцированная одноосной анизотропией энергия активации спиновой волны,  $\omega_{me}$  – МУ щель [21, 23].

Расчет показывает, что с учетом (5) при направлении распространения лэмбовской МУ волны с  $\mathbf{u} \in YZ$  вдоль  $OY$  для краевой задачи (4) с  $\mathbf{q} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ$  получаем следующее, би-квадратное относительно  $\eta^2 \equiv -k_z^2 > 0$  характеристическое уравнение ( $\mathbf{k} = \{0, h, i\eta\}$ ) в АФМ среде с плотностью  $\rho$ :

$$(c_{33} k_z^2 + \bar{c}_{44} k_y^2 - \rho \omega^2)(c_{22} k_y^2 + \bar{c}_{44} k_z^2 - \rho \omega^2) - \\ - (c_{32} + \bar{c}_{44})^2 k_y^2 k_z^2 = 0. \quad (6)$$

Это означает, что пространственное распределение поля поляризованных вдоль  $\mathbf{q} \parallel OZ$  упругих смещений в рассматриваемой АФМ пластине отвечает двухпарциальной лэмбовской МУ волне ( $\tau = 2$ ):

$$u_z = \sum_{j=1}^{\tau} (A_j c_{jz} + B_j s_{jz}) \exp[i(hy - \omega t)], \\ \sigma_{zz} = \sum_{j=1}^{\tau} (A_j s_{jz} + B_j c_{jz}) \exp[i(hy - \omega t)], \quad (7)$$

где  $c_{jz} \equiv ch(\eta_j z)$ ,  $s_{jz} \equiv sh(\eta_j z)$ ,  $j = 1, 2$ ,  $A_j$ ,  $B_j$  – произвольные амплитуды.

По аналогии с методикой расчета из [32, 34] можно с помощью упругих граничных условий в (4) исключить из дальнейшего рассмотрения две из четырех амплитуд парциальных волн. Если речь идет о  $A_2$ ,  $B_2$ , то для рассматриваемой лэмбовской МУ волны в АФМ среде (2), (5)–(7) пространственную структуру входящих в (4), (5)  $\mathbf{u} \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$  и  $\mathbf{q} \bar{\sigma} \mathbf{q}$ , можно представить как ( $F_1 = 1$ ,  $P_j = c_{33}\eta_j + ic_{32}h$ ):

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u} \mathbf{q} \\ \mathbf{q} \bar{\sigma} \mathbf{q} \end{pmatrix}_z = \begin{pmatrix} N_{11} & N_{12} \\ N_{21} & N_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} N_{11} &= \sum_{j=1}^{\tau} F_j \frac{c_{1d}}{c_{jd}} c_{jz}, & N_{12} &= \sum_{j=1}^{\tau} F_j \frac{s_{1d}}{s_{jd}} s_{jz}, \\ N_{21} &= \sum_{j=1}^{\tau} P_j F_j \frac{c_{1d}}{c_{jd}} s_{jz}, & N_{22} &= \sum_{j=1}^{\tau} P_j F_j \frac{s_{1d}}{s_{jd}} c_{jz}, \end{aligned} \quad (9)$$

т.е. для АФМ слоя толщиной имеет место следующая матрица перехода:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u} \mathbf{q} \\ \mathbf{q} \bar{\sigma} \end{pmatrix}_{z=d} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u} \mathbf{q} \\ \mathbf{q} \bar{\sigma} \end{pmatrix}_{z=-d}, \quad (10)$$

$$\bar{T} = \bar{N}(z=d) \bar{N}^{-1}(z=-d).$$

Пусть  $\tilde{Z} \equiv \tilde{\rho} \omega^2 / \tilde{k}_z$ , тогда в соответствии с общими положениями теории волновых процессов [32, 35] в слоистых средах для заданных значений внешних параметров “ $\omega - h$ ” в случае  $\text{Re}\{\tilde{Z}\} = 0$  вдоль рассматриваемого АФМ слоя с граничными условиями (4) возможно распространение собственной вытекающей (при  $\eta_1^2 < 0$ ,  $\eta_2^2 < 0$  или  $\eta_1^0 > 0$ ,  $\eta_2^2 < 0$ ) лэмбовской МУ волны (“лэмбовского” магнотонного полярона) со спектром

$$(N_{21} - i\tilde{Z}N_{11})(N_{22} - i\tilde{Z}N_{12}) = 0. \quad (11)$$

Факторизация спектра связана с тем, что в данном случае возможно независимое распространение волн, поле упругих напряжений в которых может быть симметричным или антисимметричным относительно срединной плоскости магнитного слоя. В частном случае  $\tilde{Z} = 0$  соотношения (9), (11) определяют спектр собственной объемной лэмбовской МУ волны, распространяющейся вдоль слоя АФМ среды (2)–(5), обе поверхности которого механически свободны [32, 33]. Что же касается случая  $\tilde{Z} = \infty$ , то он отвечает слою, обе поверхности которого имеют границу скольжения с абсолютно жестким телом [33], а из (11) следует, что соответствующий спектр

“лэмбовского” магнотонного полярона, распространяющегося вдоль слоя АФМ среды (2)–(5), может быть представлен в виде:

$$D_\nu(\omega, h) = 0, \quad \kappa_\nu = \frac{\pi\nu}{2d}, \quad \nu = 1, 2, \dots \quad (12)$$

$$\begin{aligned} D_\nu(\omega, h) &\equiv (c_{33}\kappa_\nu^2 + \bar{c}_{44}h^2 - \rho\omega^2)(c_{22}h^2 + \bar{c}_{44}\kappa_\nu^2 - \rho\omega^2) - \\ &- (c_{32} + \bar{c}_{44})^2 h^2 \kappa_\nu^2. \end{aligned} \quad (13)$$

Всюду в дальнейшем ограничимся рассмотрением таких соотношений частот, для которых рассматриваемый АФМ слой (2)–(5) является акустически субволновым  $\omega < s_t \frac{\pi}{2d}$  ( $s_t^2 \equiv \mu/\rho$ ). В этом случае описание МУ динамики АФМ слоя возможно в эластостатическом пределе (т.е. формально полагая в (13)  $\rho \rightarrow 0$ ). В результате (12)–(13) будет определять спектр объемных безобменных гибридных эластостатических магнотонных (безобменных “лэмбовских” магнотонных поляронов), распространяющихся вдоль слоя АФМ (2)–(5), при условии, что в (4)  $\tilde{u}_z(z = \pm d) = 0$  [36].

Если же в (9), (11)  $\text{Re}\{\tilde{Z}\} \neq 0$ , то вдоль рассматриваемого магнитного слоя распространяется несобственная объемная лэмбовская МУ волна, конечная ширина линии которой обусловлена излучением в среду (1) объемной продольной упругой волны на бесконечность. Однако и в этом случае в спектре продольных упругих волн немагнитной среды (1) ( $\omega > h\sqrt{\tilde{\lambda}/\tilde{\rho}}$ ) на плоскости внешних параметров “ $\omega - h$ ” все же возможно формирование таких точек, в которых, несмотря на  $\text{Re}\{\tilde{Z}\} \neq 0$ , распространяющаяся вдоль АФМ слоя объемная МУ лэмбовская волна становится собственной (ее радиационное поле излучения в среду (1) строго равно нулю). Расчет показывает, что для рассматриваемой модели МУ динамики АФМ слоя (2)–(5) подобные “темные” состояния спектра безобменных “лэмбовских” магнотонных поляронов (ССК) становятся возможны, несмотря на  $\eta_1^2 < 0$ ,  $\eta_2^2 < 0$  если для  $z = \pm d$  одновременно

$$N_{21} = 0, \quad N_{11} = 0, \quad (14)$$

или

$$N_{22} = 0, \quad N_{12} = 0. \quad (15)$$

Соответствующие сочетания  $\omega$  и  $h$  с учетом (6), (7), (9), (13) будут определяться как вещественные корни следующего соотношения:

$$D_\nu(\omega, h) = D_\rho(\omega, h), \quad \nu \neq \rho, \quad \nu, \rho = 1, 2, \dots, \quad (16)$$

т.е., если выполнено (14), то в (16)  $k_\nu d = \pi(2\nu + 1)/2$ ,  $k_\rho d = \pi(2\rho + 1)/2$ , а если (15), то в (16)  $k_\nu d = \pi\nu$ ,

$k_\rho d = \pi\rho$ . Отметим, что при  $\eta_1^2 < 0$ ,  $\eta_2^2 < 0$  выполнение (14) возможно, если одновременно  $c_{1d} = c_{2d} = 0$  (в этом случае также  $N_{22} = 0$ ), а выполнение (15) имеет место, если  $s_{1d} = s_{2d} = 0$  (в этом случае также  $N_{21} = 0$ ). Оба указанных двойных равенства определяют, согласно [37], узлы решетки Миндлина, характеризующей спектр лэмбовских нормальных упругих волн в случае слоя толщиной  $2d$  упругого изотропно немагнитного диэлектрика с механически свободными поверхностями.

В пределе  $\omega \ll s_t\pi/(2d)$ , найденные ССК отвечают точкам вырождения спектра безобменных объемных “лэмбовских” магннных поляронов (12),(13), распространяющихся в слое АФМ (2)–(13) с жестким упругим закреплением обеих поверхностей. Если  $\text{Re}\{\tilde{Z}\} \neq 0$ , то для заданной частоты волны  $\omega$  корень дисперсионного соотношения спектра несобственных магннных поляронов (11) удобно представить как  $h = h'(\omega) + ih''(\omega)$ . В частности, это возможно, если  $N_{21}(\omega, h') = 0$  (в этом случае  $h'' = -\tilde{Z}N_{11}/(\partial N_{21}/h)$ ), если же  $N_{22}(\omega, h') = 0$ , то  $h'' = -\tilde{Z}N_{12}/(\partial N_{22}/h)$ . Таким образом, когда  $h'(\omega)$  стремится к значению, определяемому соответственно (14) или (15), то для таких сочетаний  $\omega-h$  величина радиационного затухания ( $h''$ ) соответствующей моды спектра несобственных “лэмбовских” магннных поляронов АФМ слоя (11) будет стремиться к нулю. В результате, следуя терминологии [27], можно говорить, что в данном случае в рамках рассматриваемой модели АФМ среды становится возможным реализация высокочрезвычайных (“суперрезонансных”) состояний.

Это обстоятельство существенно отражается и на резонансных характеристиках рассматриваемого магнитного слоя, если на него из немагнитной среды (1) падает плоская объемная продольная упругая волна. Так как для обсуждаемой слоистой магнитной гетероструктуры в (8)–(10)  $T_{11} = T_{22}$ , то для падающей извне на поверхность АФМ слоя продольной плоской упругой волны ( $\tilde{\mathbf{u}}\|\tilde{\mathbf{k}} \in YZ$ ), структура амплитудных коэффициентов прохождения  $W(\omega, h)$  и отражения  $V(\omega, h)$  определяется соотношениями вида:

$$W = \frac{i2\tilde{Z}}{i\tilde{Z}(T_{11} + T_{22}) - T_{21} + T_{12}\tilde{Z}^2}; \quad (17)$$

$$V = \frac{iW}{2} \left( \frac{T_{21}}{\tilde{Z}} + T_{12}\tilde{Z} \right).$$

Анализ (17) показывает, что на плоскости внешних параметров  $\omega-h$  в окрестности любого из полюсов (одной из вытекающих мод спектра (11)) структуру  $|W|^2$  можно представить, согласно [38], с помощью обобщенной формулы Фано. В частности,

для падающей извне продольной упругой волны с  $h = h_0$  (т.е. если  $N_{22}N_{11} = N_{12}N_{21}$ ), магнитный слой будет полностью непрозрачным ( $|W| = 0$ ), а при  $N_{22}N_{21} + \tilde{Z}^2N_{11}N_{12} = 0$  – полностью прозрачным ( $|W| = 1$ ). Что же касается сочетаний  $\omega$  и  $h$ , которые отвечают “темным” безобменным модам спектра “лэмбовских” магннных поляронов (13)–(16), то для них одновременно обращаются в ноль не только (11), но также и числитель, и знаменатель как  $W(\omega, h)$ , так и  $v(\omega, h)$  в (17) (т.е. реализуется МУ аналог коллапса резонанса Фано [39]).

Рассмотрим несколько более подробно частный случай таких сочетаний частот и продольных волновых чисел, при которых одновременно  $N_{11} \approx a(h - h')$ ,  $1 \gg |N_{21}| \neq 0$ ,  $|N_{22}| \ll 1$  или  $N_{12} \approx a(h - h')$ ,  $|N_{21}| \ll 1$ ,  $1 \gg |N_{22}| \neq 0$ . И в том и в другом случае, исходя из (17), структуру  $|W|^2$  для падающей извне на поверхность АФМ слоя (2)–(5) продольной плоской упругой волны ( $\mathbf{u}, \mathbf{k} \in YZ$ ,  $\mathbf{l}_0\|\mathbf{q}\|OZ$ ) приближенно можно представить как

$$|W|^2 \approx \frac{(H - q)^2}{H^2 + 1} \frac{1}{1 + q^2}, \quad H \equiv \frac{h - h'}{h''}, \quad q \equiv \frac{h_0 - h'}{h''},$$

$$h'' \equiv \frac{N_{21}}{a\tilde{Z}} \quad \text{или} \quad h'' \equiv \frac{N_{22}}{a\tilde{Z}}, \quad (18)$$

где  $\text{Im}\{h'\} = \text{Im}\{h''\} = 0$ . Если в (18) одновременно  $h'' \neq 0$  и  $h = h_0$ , то  $|W| = 0$ , тогда как в случае  $h'' \neq 0$  и  $h = h'$  в (18)  $|W| = q^2/(1 + q^2)$ . Если же в последнем из приведенных вариантов у падающей извне продольной волны сочетание  $\omega$  и  $h$  дополнительно отвечает и условиям формирования ССК ((14) или (15)), то  $|W| = 1$  (см. также [39]). Так как в этом случае  $h'' = 0$ , то подобный эффект можно рассматривать как формирование акустически индуцированной прозрачности слоя. Согласно (18), в окрестности подобных ССК (определяемых (14) или (15)) для падающей извне на поверхность АФМ слоя (2)–(5) продольной плоской упругой волны  $h'' \rightarrow 0$ ,  $h \rightarrow h'$ . Характер изменения структуры  $|W|^2$  в зависимости от угла падения и величины  $q(\omega, h)$  графически представлен на рис. 1.

Кроме того, расчет также показывает, что для тех точек на плоскости “ $\omega-h$ ”, в окрестности которых одновременно  $N_{11}N_{12} = 0$ ,  $N_{11} + N_{12} \approx a(h - h')$ , для падающей извне на поверхность АФМ слоя (2)–(5) продольной плоской упругой волны ( $\mathbf{u}, \mathbf{k} \in YZ$ ,  $\mathbf{l}_0\|\mathbf{q}\|OZ$ ) структуру  $W$  в (17) можно представить как

$$W \approx \frac{h - h'}{h - h' - ih''}. \quad (19)$$

В этом случае, следуя аналогии с экситонными поляритонами в одномерных брегговских кристал-

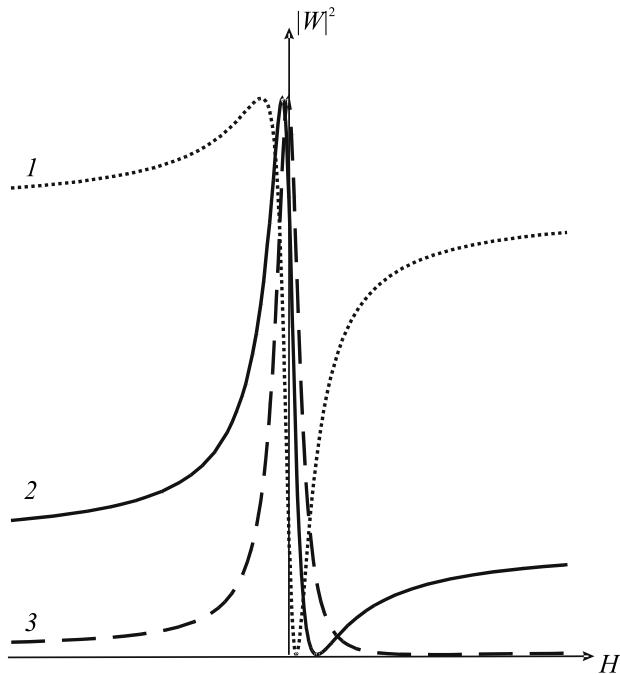


Рис. 1. В (18)  $q(3) \gg q(2) \gg q(1)$

лах [26, 40], можно ожидать, что в системе одинаковых акустически связанных слоев АФМ в рассматриваемой магнитоакустической конфигурации будет возможен и эффект сверхизлучения, но теперь акустический (когерентное излучение лэмбовским магнанным поляроном объемной продольной волны в немагнитной среде (1), окружающей рассматриваемый одномерный конечный магнитный фоновый кристалл). Как пример, пусть в рассматриваемой среде (1) имеется система из  $N$  эквидистантных идентичных слоев толщиной  $2d$  АФМ среды (2)–(5). Будем полагать, что на каждой из границ раздела такой слоистой магнитной гетероструктуры ( $-Nd \leq z \leq Nd$ ) с нормалью вдоль  $\mathbf{q}$  выполнена следующая система граничных условий (граница скольжения):

$$\sigma_{zy}^+ = \sigma_{zy}^- = 0, \quad \sigma_{zz}^+ = \sigma_{zz}^-, \quad u_z^+ = u_z^-. \quad (20)$$

Верхние индексы “ $\pm$ ” относятся соответственно к контактирующим средам выше и ниже конкретной границы раздела слоев. В результате, для падающей из среды (1) на поверхность такого конечного одномерного магнитного фонового кристалла продольной плоской упругой волны с  $\mathbf{u}, \mathbf{k} \in YZ, \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$  структуру амплитудных коэффициентов прохождения  $W_N(\omega, h)$  и отражения  $V_N(\omega, h)$ , с учетом (17) и введенных выше обозначений, можно представить

как ( $K$  – квазиблоховской вектор для рассматриваемой одномерной магнитной сверхструктуры):

$$W_N = \frac{W}{U_{N-1} - WU_{N-2}}, \quad V_N = \frac{VU_{N-1}}{U_{N-1} - WU_{N-2}},$$

$$U_{N-1} \equiv \frac{\sin(2KNd)}{\sin(2Kd)}. \quad (21)$$

Если же для (21) одновременно возможно выполнение и (19) и  $\sin(2Kd) = 0$ , то, по аналогии с [26, 40], в рассматриваемой магнитной гетероструктуре дополнительно становится возможным формирование как  $N - 1$  “темной” моды спектра “лэмбовских” магнанных поляронов (ССК), так и эффекта акустического сверхизлучения для единственной “светлой” моды из этого спектра, поскольку в этом предельном случае

$$W_N \approx \frac{h - h'}{h - h' - iNh''}, \quad V_N \approx \frac{iNh''}{h - h' - iNh''}. \quad (22)$$

Отметим, что если падающая из среды (1) продольная упругая волна не является плоской, то в условиях (2)–(10), (22) и рассматриваемой магнитоакустической конфигурации, согласно общим положениям теории волновых процессов в слоистых средах [32, 41], становятся возможными как пространственный ( $\Delta_V, \Delta_W$ ), так и угловой ( $s_V, s_W$ ) эффекты Шоха. Это связано с тем, что если в случае (2)–(10), (22) из среды (1) на внешнюю поверхность рассматриваемой  $N$ -слойной магнитной гетероструктуры падает квазиплоская продольная объемная волна, то указанные величины в полной аналогии с эффектом Гуса–Хенхен для оптики слоистых сред следующим образом связаны с введенными выше амплитудными коэффициентами прохождения  $W_N$  и отражения  $V_N$ :  $-i\Delta_V + s_W = \partial \ln W_N / \partial h$ ,  $-i\Delta_V + s_V = \partial \ln V_N / \partial h$ . Таким образом, с учетом введенных выше обозначений, из (22) получаем, что для и отраженной и прошедшей квазиплоской продольной упругой волны:

$$s_V = \frac{\partial |V_N|}{|V_N| \partial h} \approx \frac{2(h - h')}{(Nh'')^2}, \quad \Delta_V = \frac{\partial \varphi}{\partial h} \approx \frac{2}{Nh''},$$

$$s_W = \frac{\partial |W_N|}{|W_N| \partial h} \approx \frac{2}{(h - h')}, \quad \Delta_W = \frac{\partial \psi}{\partial h} \approx \frac{2}{Nh''}. \quad (23)$$

Кроме того, из (8), (10), (17), (21) следует возможность как при отражении, так и при прохождении осцилляции и величины и знака пространственного эффекта Шоха (см. также [42]). Помимо этого, в окрестности  $|W_N| = 0$ , резко возрастает величина углового эффекта Шоха для прошедшей через слой (магнитную гетероструктуру) квазиплоской продольной упругой волны. Что же касается окрестности  $|V_N| = 0$ , то в этом случае становится возможным резкое возрастание величины углового эффекта

Шаха для квазиплоской продольной упругой волны, отраженной от поверхности рассматриваемой слоистой структуры.

До сих пор все приведенные выше расчеты пренебрегали наличием в магнетике неоднородного обменного взаимодействия. Кратко обсудим влияние этого механизма пространственной дисперсии магнетика на формирование ССК в условиях прохождения плоской продольной объемной волны через слой АФМ (2), погруженный в среду (1). Как пример, рассмотрим слой толщиной  $2d$  легкоосного ( $OZ$ ) АФМ, свободная энергия которого с учетом неоднородного обменного взаимодействия, а также изотропии упругих и магнитоупругих свойств, согласно [43], имеет вид:

$$F = M_0^2 \left( \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 - \frac{b}{2} l_z^2 + \gamma l_i l_k u_{ik} \right) + \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \quad (24)$$

где  $\alpha$  – константа неоднородного обмена [21, 23]. Будем описывать динамику рассматриваемой АФМ среды с помощью связанной системы уравнений, включающей теперь в себя уравнения Ландау–Лифшица и эластодинамики. В результате, в неограниченном АФМ (2), (24) спектр МУ лэмбовской волны с  $\mathbf{k} \in YZ$  можно представить как ( $\mathbf{k}^2 = k_y^2 + k_z^2$ ,  $c = gM_0\sqrt{\delta\alpha}$  [23, 24]):

$$(c_{33}k_z^2 + \bar{c}_{44}k_y^2 - \rho\omega^2)(c_{22}k_y^2 + \bar{c}_{44}k_z^2 - \rho\omega^2) - (c_{23} + \bar{c}_{44})^2 k_y^2 k_z^2 = 0, \quad (25)$$

$$\bar{c}_{44} = c_{44} \frac{\omega_0^2 + c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2}{\omega_0^2 + c^2 \mathbf{k}^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2},$$

$$c_{22} = c_{33} = \lambda + 2\mu, \quad c_{23} = \lambda + \mu, \quad c_{44} = \mu.$$

Пусть по-прежнему  $\mathbf{k} \in YZ$ ,  $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$ ,  $\mathbf{u} \in YZ$ , но на обеих поверхностях АФМ слоя реализуется следующая система граничных условий:

$$\begin{aligned} \sigma_{zy} = \bar{\sigma}_{zy} = 0, \quad \sigma_{zz} = \bar{\sigma}_{zz}, \\ u_z = \tilde{u}_z, \quad l_y = 0, \quad z = \pm d. \end{aligned} \quad (26)$$

Это соответствует случаю, когда рассматриваемый магнитный слой имеет границы скольжения с окружающей его средой (1), а спины на обеих поверхностях слоя – полностью закреплены (киттелевские граничные условия [43]). Для  $\mathbf{u} \parallel \mathbf{q}$  решение граничной задачи (25)–(26) можно искать в виде:

$$u_z = \sum_{j=1}^3 (A_j c_{jz} + B_j s_{jz}) \exp[i(hy - \omega t)], \quad (27)$$

где  $A_{1-3}$ ,  $B_{1-3}$  – константы, подлежащие определению,  $\eta_{1-3}$  – корни характеристического уравнения (25) (полинома третьей степени относительно  $k_z^2$  при условии, что  $\eta^2 \equiv -k_z^2$ ). Расчет показывает, что при выполнении граничных условий (26) для слоя обсуждаемой АФМ среды (2), (24)–(27) в симметричном немагнитном окружении (1) спектр распространяющихся в сагиттальной плоскости  $YZ$  вытекающих (или собственных) лэмбовских МУ волн с  $\mathbf{u} \perp OX$  факторизуется и при одновременном учете как МУ, так и неоднородного обменного взаимодействия. В этом случае, после исключения с помощью (26) из дальнейшего рассмотрения констант  $A_{2,3}$ ,  $B_{2,3}$ , структура матрицы перехода по-прежнему может быть представлена как (8)–(10), но теперь с  $\tau = 3$ . В результате сохранится и структура спектра нормальных магнанных поляронов АФМ слоя (11) и структура соотношений (17)–(23). В частности при  $\tilde{Z} = \infty$  получим (12), но теперь вместо (13)

$$D_\nu(\omega, h) \equiv (c_{33}\kappa_\nu^2 + \bar{c}_{44}h^2 - \rho\omega^2)(c_{22}h^2 + \bar{c}_{44}\kappa_\nu^2 - \rho\omega^2) - (c_{32} + \bar{c}_{44})^2 h^2 \kappa_\nu^2, \quad (28)$$

$$\bar{c}_{44} =$$

$$= c_{44} [\omega_0^2 + c^2(\kappa_\nu^2 + h^2) - \omega^2] [\omega_0^2 + c^2(\kappa_\nu^2 + h^2) + \omega_{me}^2 - \omega^2]^{-1},$$

одновременно сохраняется и структура соотношений (17)–(18). Это означает, что и для рассматриваемой магнитоакустической конфигурации остаются в силе все выше отмеченные эффекты, относящиеся как к формированию и коллапсу резонанса Фано, так и к эффекту акустического сверхизлучения. С учетом (28) в условиях гибридизации МУ и неоднородного обменного взаимодействий по-прежнему сохранится и структура соотношений (14)–(16) для точек коллапса резонанса Фано (а также частот ССК) в спектре распространяющихся вдоль слоя излучательных объемных лэмбовских магнанных поляронов. В частности, соотношения (16), (28) определяют (но теперь с учетом гибридизации МУ и неоднородного обменного взаимодействия) точки вырождения спектра лэмбовских объемных МУ волн в АФМ слое с граничными условиями (25), в которых  $\tilde{u}_z(z = \pm d) = 0$ . Совместный анализ (16), (28) показывает, что для рассматриваемой магнитоакустической конфигурации гибридизация МУ взаимодействия и неоднородного обмена ( $\alpha \neq 0$ ) делает возможной реализацию новых механизмов формирования ССК в спектре излучательных объемных магнанных поляронов, распространяющихся вдоль слоя АФМ (24), (26). Например, в спектре распространяющихся вдоль АФМ слоя объемных магнанных по-

ляронов лэмбовского типа возникают точки формирования эффекта коллапса резонанса Фано (а также ССК), которые являются результатом вырождения спектров объемных обменных спиновых и лэмбовских упругих волн, распространяющихся вдоль АФМ слоя. При снятии вырождения в окрестности этих дополнительных точек ССК для объемных МУ волн, распространяющихся вдоль рассматриваемого АФМ слоя, реализуются условия магнитоакустического резонанса [43]. Кроме того, анализ (16), (28) показывает, что уже для субволнового АФМ слоя (т.е. при  $\omega < s_t\pi/(2d)$ ) на плоскости внешних параметров “ $\omega-h$ ” становится также возможным и формирование в спектре лэмбовских МУ волн точек ССК другого типа (которые сохраняются при формальном переходе в (16), (28) к пределу  $s_t \rightarrow \infty$ ). Они являются следствием вырождения спектров распространяющихся вдоль АФМ слоя эластостатических “лэмбовских” и обменных объемных спиновых волн. Для этого типа точек, отвечающих ССК, в случае антикроссинга в окрестности (16), (28) вдоль рассматриваемого АФМ слоя будут распространяться “лэмбовские” эласто-обменные спиновые волны (так как в субволновом магнитном слое реализуется эласто-обменный неоднородный спин-спиновый резонанс [24]).

Для рассматриваемой модели магнитной гетероструктуры с  $\mathbf{l} \parallel OZ$  все сказанное выше остается в силе и в случае когда одновременно  $\mathbf{k} \in YZ$ ,  $\mathbf{q} \parallel OY$ , если во всех приведенных соотношениях сделать замену  $y \leftrightarrow z$ . До сих пор при расчетах предполагалось, что МУ и упругие свойства АФМ среды (2), формирующей слой – изотропны. Однако необходимо отметить, что полученные в данной работе результаты и выводы на их основе оказываются достаточно устойчивыми к наличию у рассматриваемой АФМ среды, формирующей слой, анизотропии МУ и упругих свойств. В частности, расчет показывает, что в (5), (13), (25), (28) можно пренебречь связью между компонентами тензора упругих модулей и коэффициентами Ламэ, возникающей в предположении упругой изотропии магнитной среды. В этом случае все найденные выше соотношения, как и выводы на их основе, остаются в силе в целом ряде структур тензоров констант упругих модулей и МУ коэффициентов [44]. Для этого необходимо, чтобы: 1) для выбранной магнитоакустической конфигурации в неограниченной АФМ среде с анизотропными МУ и упругими свойствами по-прежнему было возможно независимое распространение магнотных поляронов с вектором  $\mathbf{u}$ , как лежащим в плоскости падения (волны “лэмбовского” типа), так и ортогональным к ней (волны  $SH$ -типа); 2) на обеих поверхностях рассмат-

риваемого уединенного АФМ слоя с  $\mathbf{q} \parallel \mathbf{l}$  в среде (1) выполнялись граничные условия (4), а для системы одинаковых акустически связанных АФМ слоев в среде (1) – межслоевые граничные условия (20).

Следует также подчеркнуть, что для исследуемой магнитоакустической конфигурации и выбранных граничных условий характер сделанных выше выводов принципиально не изменяется и в том случае, если в рассматриваемой модели слоистой структуры немагнитная среда 1 представляет собой упруго изотропный диэлектрик, плотность энергии которого имеет вид ( $\tilde{\lambda}$ ,  $\tilde{\mu}$ -коэффициенты Ламэ,  $u_{ik}$  – тензор упругих деформаций) [11]:

$$F = \frac{\tilde{\lambda}}{2} \tilde{u}_{ii}^2 + \tilde{\mu} \tilde{u}_{ik}^2. \quad (29)$$

В результате, если по-прежнему  $\mathbf{k} \in YZ$ ,  $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$ ,  $\mathbf{u} \in YZ$ , то рассматриваемые лэмбовские магнитные поляроны, распространяющиеся вдоль слоя АФМ среды (24), (26), теперь могут сопровождаться излучением в немагнитную среду (29) не только продольной (при  $\tilde{k}_l^2 \equiv \tilde{\rho}\omega^2/(\tilde{\lambda} + 2\tilde{\mu}) - h^2 > 0$ , волна  $P$ -типа), но и поперечной вертикальной поляризованной волны (при  $\tilde{k}_t^2 \equiv \tilde{\rho}\omega^2/\tilde{\mu} - h^2 > 0$ , волна  $SV$ -типа). Как следствие, становится возможным частичное прохождение через слой АФМ среды (24), (26) падающей извне плоской объемной волны как  $P$ -, так и  $SV$ -типа и возбуждение распространяющегося лэмбовского магнотного полярона. В частности, для падающей извне на поверхность АФМ слоя плоской упругой волны  $P$ -типа величина относительной амплитуды волны  $P$ -типа, прошедшей через слой ( $W_{ll}(\omega, h)$ ), может быть представлена как:

$$W_{ll} = \frac{(1 + A_l/B_l)}{T_{11} + T_{22} - i\tilde{Z}_l T_{12} + iT_{21}/\tilde{Z}_l}; \quad \tilde{Z}_l \equiv \frac{B_l}{\tilde{k}_l \left[1 - \frac{2\tilde{\mu}h^2}{p}\right]}, \quad (30)$$

$$p \equiv 2\tilde{\mu} \left[ h^2 - \frac{\tilde{\rho}\omega^2}{2\tilde{\mu}} \right], \quad A_l \equiv \left[ p - \frac{4(\tilde{\mu}h)^2 \tilde{k}_l \tilde{k}_t}{p} \right],$$

$$B_l \equiv \left[ p + \frac{4(\tilde{\mu}h)^2 \tilde{k}_l \tilde{k}_t}{p} \right].$$

Что же касается относительной величины амплитуды плоской объемной  $SV$ -волны, возбуждаемой в среде (29) после прохождения АФМ слоя падающей на его поверхность плоской объемной волной  $P$ -типа ( $W_{lt}$ ), то с учетом (30) она определяется как  $W_{lt} = -2\tilde{\mu}h\tilde{k}_l W_{ll}/p$ . В пределе  $\tilde{\mu} \rightarrow 0$  соотношение для  $W_{ll}$  (30) совпадает с соответствующим соотношением в (17).

Если же извне на поверхность слоя АФМ среды (24), (26) из немагнитной среды (29) падает плоская



объемная упругая волна  $SV$ -типа (волны с  $\tilde{\mathbf{u}} \parallel \tilde{\mathbf{k}} \in \in YZ$ ), то величины относительных амплитуд для волны  $SV$ -типа, прошедшей через слой  $W_{tt}(\omega, h)$ , могут быть представлены в виде:

$$W_{tt} = \frac{(1 - A_t/B_t)}{T_{11} + T_{22} - iT_{12}\tilde{Z} + iT_{21}/\tilde{Z}}; \quad \tilde{Z} = \frac{B_t h \tilde{\mu}}{\tilde{\rho} \omega^2},$$

$$A_t \equiv \left( \frac{2\tilde{\mu}}{h\tilde{k}_l} \right) \left[ \left( \frac{\tilde{\rho} \omega^2}{2\tilde{\mu}} - h^2 \right)^2 - h^2 \tilde{k}_l \tilde{k}_t \right], \quad (31)$$

$$B_t \equiv \left( \frac{2\tilde{\mu}}{h\tilde{k}_l} \right) \left[ \left( \frac{\tilde{\rho} \omega^2}{2\tilde{\mu}} - h^2 \right)^2 + h^2 \tilde{k}_l \tilde{k}_t \right].$$

При этом относительная величина амплитуды плоской объемной  $P$ -волны, возбуждаемой после прохождения АФМ слоя падающей на его поверхность плоской объемной волной  $SV$ -типа ( $W_{ll}$ ), с учетом (31), определяется как  $W_{ll} = -(\tilde{k}_t^2 - h^2)W_{tt}/2h\tilde{k}_l$ .

Поскольку, как показывает расчет, и в этом случае структура матрицы перехода может быть описана соотношениями, подобными (8), (11), то указанные выше эффекты для спектра несобственных магнанных поляронов, остаются в силе и при наличии у немагнитной среды (29), окружающей магнитный слой, ненулевого модуля сдвига. В частности, это касается магнитоакустических механизмов формирования и коллапса резонанса Фано, реализации ССК и суперрезонансных состояний. Однако в немагнитной среде (29) эти эффекты возможны при падении извне на АФМ слой с границами скольжения плоской объемной не только продольной, но и поперечной вертикально поляризованной упругой волны.

Отметим также, что теперь из-за наличия модуля сдвига в немагнитной матрице (29), из (23) следует, что если на рассматриваемый АФМ слой падает квазиплоская объемная  $P$ -волна, то с учетом (30) в окрестности  $|W_{ll}| = 0$  на выходе из слоя имеет место резкое возрастание углового эффекта Шюха для квазиплоской как продольной, так и поперечной  $SV$ -типа упругой волны. Согласно (31), аналогичный эффект также возможен, если на рассматриваемый АФМ слой падает извне квазиплоская объемная волна  $SV$ -типа при условии, что ее частота и угол наклона таковы, что  $|W_{tt}| = 0$ . Что же касается условий резкого возрастания углового эффекта Шюха для квазиплоской как продольной, так и поперечной ( $SV$ -типа) упругой волны, отраженной от поверхности АФМ слоя, то, как следует из (23), (30), такой эффект возможен в окрестности  $|W_{ll}| = 1$ , если на рассматриваемый АФМ слой падает квазиплоская объемная  $P$ -волна. Если же на рассматриваемый АФМ слой падает квазиплоская объемная волна

$SV$ -типа, то согласно (23), (31), аналогичный эффект возможен в окрестности  $|W_{tt}| = 1$ .

К сожалению, на настоящий момент времени авторам неизвестен АФМ кристалл, для которого с учетом его конечных размеров выяснен полный набор значений физических величин, необходимых для численного определения оценки возможности наблюдения предсказываемых в данной работе эффектов. В связи с этим ограничимся оценками по порядку величины. Поскольку речь идет о низкотемпературных АФМ ( $T_N < T_D$ ) для которого согласно [21]  $c < s_t$ , то МУ динамику магнанных поляронов такого АФМ можно рассматривать в эластостатическом пределе, если толщина магнитного слоя удовлетворяет условию  $d < s_t \pi / \omega_{me}$ , что для  $s_t \approx 10^5$  см/с и  $\omega_{me} \approx 10^9$  Гц дает  $d < 10^{-4}$  см. При этом для распространяющегося вдоль слоя лэмбовского магннного полярона диссипативный фон за счет собственных процессов релаксации должен быть существенно ниже, чем уровень радиационных потерь на излучение упругих волн в немагнитную среду, акустически связанную (26) со слоем.

Таким образом, проведенный в данной работе в бездиссипативном приближении расчет показал, что если на каждой границе раздела магнитной и немагнитной сред выполнены условия скольжения, то уже для акустически субволнового магнитного слоя в немагнитной матрице косвенный спин-спиновый обмен через поле виртуальных фононов, поляризованных в плоскости падения (лэмбовских фононов), может приводить к формированию связанных безобменных состояний "лэмбовских" магннных поляронов в спектре излучательных магнитоакустических мод. При таких сочетаниях частоты и продольного волнового числа для плоской продольной упругой волны, падающей извне на магнитный слой, одновременно обращаются в ноль как числитель, так знаменатель амплитудных коэффициентов и прохождения, и отражения (коллапс акустомагнитного резонанса Фано). В окрестности указанных точек, в рамках рассматриваемой бездиссипативной модели, ширина линии связанной с радиационным затуханием соответствующей вытекающей волны может быть сколь угодно малой (т.е., подобно [27], такие лэмбовские магннные поляроны можно охарактеризовать как "суперрезонансные"). В случае ограниченных низкотемпературных антиферромагнетиков гибридизация фонного и неоднородного обменного механизмов спин-спинового взаимодействия может приводить к формированию дополнительных связанных магннопольронных состояний в континууме излучательных фонных мод. Определены

условия, при которых спектр излучательных магнанных поляронов конечной акустически связанной системы идентичных магнитных слоев с границами скольжения может дополнительно характеризоваться формированием не только серии “темных” состояний безобменных “лэмбовских” магнанных поляронов, но и эффектом акустического сверхизлучения “светлым” “лэмбовским” магнанным поляроном продольной объемной упругой волны. Показано, что если падающая извне на магнитный слой объемная упругая волна  $P$ - или  $SV$ -типа является квазиплоской, то становится возможным и резкое усиление углового эффекта Шюха как для отраженной, так и для прошедшей через слой продольной или поперечной вертикально поляризованной упругой волны (независимо от  $P$ - или  $SV$ -поляризации падающей на слой волны).

Работа выполнена в рамках государственного задания.

1. K. Yu, N. X. Fang, G. Huang, and Q. Wang, *Adv. Mater.* **30**, 1706348 (2018).
2. P. Liu, X. Chen, W. Xu, and Y. Pei, *J. Appl. Phys.* **127**, 185104 (2020).
3. S. M. Rezende, *Fundamentals of Magnonics (Lecture Notes in Physics)*, Springer Nature Switzerland, Cham (2020).
4. *Spintronics Handbook*, second edition: *Spin Transport and Magnetism*, Three Volume Set ed. by E. Y. Tsymlal and I. Žutić, CRC Press, Boca-Raton FL. (2019).
5. A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, I.-L. Prejbeanu, B. Dienyd, P. Pirro, and B. Hillebrands, *JMMM* **509**, 166711 (2020).
6. D. Lachance-Quirion, Y. Tabuchi, A. Glorpe, K. Usami, and Y. Nakamura, *Appl. Phys. Express* **12**, 070101 (2019).
7. Y. Li, W. Zhang, V. Tyberkevych, W.-K. Kwok, A. Hoffmann, and V. Novosad, *J. Appl. Phys.* **128**, 130902 (2020).
8. М. Строшино, М. Дутта, *Фононы в наноструктурах*, Физматлит, М. (2006).
9. D. A. Bozhko, V. I. Vasyuchka, A. V. Chumak, and A. A. Serga, *ФНТ* **46**, 462 (2020).
10. А. А. Бухараев, А. К. Звездин, А. П. Пятаков, Ю. К. Фетисов, *УФН* **188**, 1288 (2018).
11. X. Zhang, C.-L. Zou, L. Jiang, and H. X. Tang, *Sci. Adv.* **2**, e1501286 (2016).
12. O. S. Latcham, Y. I. Gusieva, A. V. Shytov, O. Y. Gorobets, and V. V. Kruglyak, *Appl. Phys. Lett.* **117**, 102402 (2020).
13. C. H. Back, G. E. W. Bauer, and B. L. Zink, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52**, 230301 (2019).
14. C. Berk, M. Jaris, W. Yang, S. Dhuey, S. Cabrini, and H. Schmidt, *Nat. Commun.* **10**, 2652 (2019).
15. H. Hayashi and K. Ando, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 237202 (2018).
16. J. Holanda, D. S. Maior, A. Azevedo, and S. M. Rezende, *Nature Phys.* **14**, 500 (2018).
17. A. Ruckriegel and R. A. Duine, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 117201 (2020).
18. А. Н. Кузмичев, П. М. Ветошко, Г. А. Князев, В. И. Белотелов, Ю. М. Буньков, *Письма в ЖЭТФ* **112**, 749 (2020).
19. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
20. A. Brataas, B. van Wees, O. Klein, G. de Loubens, and M. Viret, *Phys. Rep.* **885**, 1 (2020).
21. В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский, *УФН* **155**, 593 (1988).
22. K. Shen and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 197201 (2015).
23. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, *УФН* **140**, 429 (1983).
24. Ю. В. Гуляев, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, *УФН* **181**, 595 (2011).
25. C. W. Hsu, B. Zhen, A. D. Stone, J. D. Joannopoulos, and M. Soljacic, *Nat. Rev. Mater.* **1**, 16048 (2016).
26. A. V. Kavokin and G. Malpuech, *Cavity polariton*, Academic Press, Cambridge (2003).
27. М. В. Рыбин, М. Ф. Лимонов, *УФН* **189**, 881 (2019).
28. О. С. Сухорукова, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, *Письма в ЖЭТФ* **112**, 458 (2020).
29. С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, *ФНТ* **46**, 976 (2020).
30. С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 345 (2020).
31. Э. Л. Нагаев, *Магнетики со сложными обменными взаимодействиями*, Наука, М. (1988).
32. Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Изд-во АН СССР, М. (1957).
33. М. А. Исакович, *Общая акустика*, Наука, М. (1973).
34. В. И. Альшиц, А. Л. Шувалов, *ЖЭТФ* **103**, 1356 (1993).
35. T. Tamir and A. A. Oliner, *Proc. Inst. Electr. Eng.* **110**, 310 (1963).
36. А. Л. Сукстанский, С. В. Тарасенко, *ЖЭТФ* **105**, 928 (1994).
37. В. Т. Гринченко, В. В. Мелешко, *Гармонические колебания и волны в упругих телах*, Наукова думка, Киев (1981).
38. М. В. Рыбин, И. С. Синев, К. Б. Самусев, М. Ф. Лимонов, *ФТТ* **56**, 560 (2014).
39. Ч. С. Ким, А. М. Сатанин, Ю. С. Джое, Р. М. Косби, *ЖЭТФ* **116**, 263 (1999).

40. Е. Л. Ивченко, А. Н. Поддубный, ФТТ **55**, 833 (2013).
41. С. W. Hsue and T. Tamir, J. Opt. Soc. Am. A **2**, 978 (1985).
42. С.-F. Li, Phys. Rev. Lett. **91**, 133903 (2003).
43. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, М. (1967).
44. Дж. Такер, В. Рэмpton, *Гиперзвук в физике твердого тела*, Мир, М. (1975).