Размерные магнитоакустические эффекты при резонансном рассеянии продольных фононов слоистой магнитной структурой

С. В. Тарасенко[+1)], *В. Г. Шавров*[*]

[+]*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 магнонных 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 Шоха.

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 магнонной 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 магнонов и т.д. На этом фоне значительное внимание уделяется также и изучению условий взаимодействия магнонов 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 магнонов в слоистых магнитных гетероструктурах [9, 18] и т.д. Внимание исследователей в основном сосредоточено на магнонной 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”

[1)]e-mail: e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

в магнон-фононном спектре (согласно терминологии [15, 22] "в спектре магнонных поляронов") будут отсутствовать точки антикроссинга (магнитоакустического резонанса), а значит, и традиционно рассматриваемый механизм формирования магнитных поляронов [9, 12, 15]. Представляет интерес также и возможность управления, например, с помощью постоянного внешнего магнитного или электрического поля, температуры, давления гиротропными свойствами АФМ среды (так называемые магнито скомпенсированные и магнитонескомпенсированные АФМ). Помимо этого, в случае обменноколлинеарных АФМ сред косвенное спин-спиновое взаимодействием через магнитостатическое поле является обменно ослабленным, тогда как обменно усиливается линейное магнон-фононное взаимодействие, что, в частности, приводит к обменному усилению не только магнитоупругих (МУ) ангармонизмов [21], но и МУ щели в спектре гибридных магнон-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 магнитодипольного взаимодействия, к возможности формирования и распространения вдоль магнитного слоя (даже акустически субволновой толщины) особого класса безобменных магнонов 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 магнитных средах проводится достаточно широким фронтом, тем не менее, подавляющая часть работ фактически направлена на выяснение различных аспектов взаимодействия магнонов с полем излучательных фононов в слоистых магнитных гетероструктурах и возможности практического использования соответствующих эффектов. Вместе с тем, в отличие от оптики и акустики композитных проводящих и диэлектрических немагнитных сред, до сих пор фактически оставался открытым вопрос как об условиях формирования "темных" магнонных мод в спектре фононного поля излучения многослойной магнитной 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, радиационная ширина линии которого теоретически (в частности, геометрические размеры динамический 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 электромагнитно или акустически открытых магнитных 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 электромагнитного, но и акустического резонанса Фано в слоистых магнитных структурах. В частности, показана принципиальная возможность формирования в спектре акустического поля излучения магнитного слоя в симметричном немагнитном окружении связанных спин-волновых состояний (следуя аналогии с теорией экситонных поляритонов [26] – "темных" магнонных мод). Однако из полученных результатов следовало, что для магнитного акустически открытого слоя субволновой толщины без учета неоднородного обменного взаимодействия (безобменное приближение) формирование "темных" магнонных поляронов в спектре радиационных фононов невозможно. В то же время, хорошо известно [31], что одной из важных особенностей спин-волновой динамики магнитоупорядоченных сред является наличие в магнетике, помимо магнитодипольного, 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 магнитного 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 упругоизотропном 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 магнонных поляронов в фононном спектре излучения.

Для простоты и наглядности расчетов предположим, что имеется два полупространства с вектором нормали к границе раздела $\mathbf{q}\|OZ$, 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 $\bar{\bar{\tilde{\sigma}}}$ соотношениями [32, 33]:

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

а на границе между этими полупространствами расположен слой толщиной $2d$ и вектором нормали к поверхности $\mathbf{q}\|OZ$ 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 центросимметричного АФМ, обладающего изотропным упругим и МУ взаимодействиями. Соответствующая плотность термодинамического потенциала в терминах векторов ферро- ($\mathbf{m}$) и антиферромагнетизма ($\mathbf{l}$) [21] имеет вид:

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

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}. \tag{2}$$

Здесь δ, b – константы межподрешеточного обмена и легкоосной магнитной анизотропии ($b > 0$), γ – константа МУ взаимодействия, λ, μ – 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]:

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

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

Здесь ρ – плотность, $\mathbf{u}$ – вектор упругих смещений, g – гиромагнитное 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 $\mathbf{q}\|OZ$ выполнена следующая система граничных условий ($\beta = x, y$):

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

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 ω, а волновой вектор $\mathbf{k} \in YZ$, то соответствующие материальные соотношения могут быть представлены в виде:

$$\sigma_{zz} = c_{33}\frac{\partial u_z}{\partial z} + c_{32}\frac{\partial u_y}{\partial y}, \; \sigma_{yy} = c_{22}\frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{32}\frac{\partial u_z}{\partial z},$$

$$\sigma_{zy} = \bar{c}_{44}\left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial y_y}{\partial z}\right), \tag{5}$$

$$\bar{c}_{44} = c_{44}[\omega_0^2 - \omega^2][\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2]^{-1},$$

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

где ω_0 – индуцированная одноосной анизотропией энергия активации спиновой волны, ω_{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 $\mathbf{q}\|\mathbf{l}_0\|OZ$ 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 ρ:

$$(c_{33}k_z^2 + \bar{c}_{44}k_y^2 - \rho\omega^2)(c_{22}k_y^2 + \bar{c}_{44}k_z^2 - \rho\omega^2) -$$

$$- (c_{32} + \bar{c}_{44})^2 k_y^2 k_z^2 = 0. \tag{6}$$

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

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

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

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) $\mathbf{u}\|\mathbf{q}\|OZ$ и $\mathbf{q}\bar{\bar{\sigma}}\mathbf{q}$, можно представить как ($F_1 = 1$, $P_j = c_{33}\eta_j + ic_{32}h$):

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

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

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

$$\begin{pmatrix} \mathbf{uq} \\ \mathbf{q}\bar{\bar{\sigma}} \end{pmatrix}_{z=d} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{uq} \\ \mathbf{q}\bar{\bar{\sigma}} \end{pmatrix}_{z=-d}, \qquad (10)$$
$$\bar{\bar{T}} = \bar{\bar{N}}(z = d)\bar{\bar{N}}^{-1}(z = -d).$$

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 $\mathrm{Re}\{\tilde{Z}\} = 0$ 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” магнонного полярона) со спектром

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

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

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

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

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) $\rho \to 0$). В результате (12)–(13) будет определять спектр объемных безобменных гибридных эластостатических магнонов (безобменных “лэмбовских” магнонных 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) $\mathrm{Re}\{\tilde{Z}\} \neq 0$, 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 “ω–h” все же возможно формирование таких точек, в которых, несмотря на $\mathrm{Re}\{\tilde{Z}\} \neq 0$, 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” магнонных поляронов (ССК) становятся возможны, несмотря на $\eta_1^2 < 0$, $\eta_2^2 < 0$ если для $z = \pm d$ одновременно

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

или

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

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

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

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 изотропного немагнитного диэлектрика с механически свободными поверхностями.

В пределе $\omega \ll s_t\pi/(2d)$, найденные ССК отвечают точкам вырождения спектра безобменных объемных "лэмбовских" магнонных поляронов (12),(13), распространяющихся в слое АФМ (2)–(13) с жестким упругим закреплением обеих поверхностей. Если $\mathrm{Re}\{\tilde{Z}\} \neq 0$, то для заданной частоты волны ω корень дисперсионного соотношения спектра несобственных магнонных 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 ω–h величина радиационного затухания (h'') соответствующей моды спектра несобственных "лэмбовских" магнонных 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 высокодобротных ("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:

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

Анализ (17) показывает, что на плоскости внешних параметров ω–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 ω и h, которые отвечают "темным" безобменным модам спектра "лэмбовских" магнонных 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

$$|W|^2 \approx \frac{(H-q)^2}{H^2+1}\frac{1}{1+q^2}, \quad H \equiv \frac{h-h'}{h''}, \quad q \equiv \frac{h_0 - h'}{h''}, \quad h'' \equiv \frac{N_{21}}{a\tilde{Z}} \ \text{ или } \ h'' \equiv \frac{N_{22}}{a\tilde{Z}}, \tag{18}$$

где $\mathrm{Im}\{h'\} = \mathrm{Im}\{h''\} = 0$. 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 ω 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 $h'' \to 0$, $h \to h'$. 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 "ω–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

$$W \approx \frac{h - h'}{h - h' - ih''}. \tag{19}$$

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

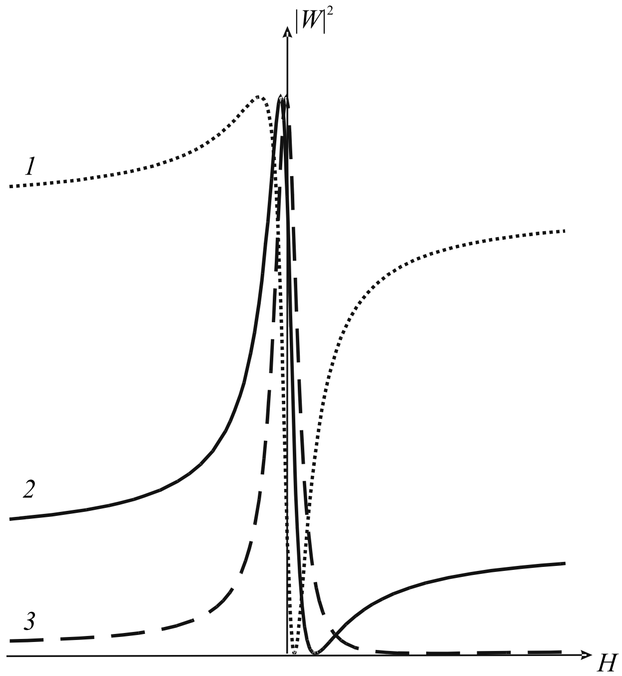

Рис. 1. В (18) $q(3) \gg q(2) \gg q(1)$

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 магнонным поляроном объемной продольной волны в немагнитной среде (1), окружающей рассматриваемый одномерный конечный магнитный фононный 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 ($-Nd \leq \leq z \leq Nd$) с нормалью вдоль $\mathbf{q}$ выполнена следующая система граничных условий (граница скольжения):

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

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 фононного кристалла продольной плоской упругой волны с $\mathbf{u}, \mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{l}_0 \| \mathbf{q} \| OZ$ 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):

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

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

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" магнонных поляронов (ССК), так и эффекта акустического сверхизлучения для единственной "светлой" моды из этого спектра, поскольку в этом предельном случае

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

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 (Δ_V, Δ_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: $-i\Delta_W + s_W = \partial \ln W_N / \partial h$, $-i\Delta_V + s_V = \partial \ln V_N / \partial h$. Таким образом, с учетом введенных выше обозначений, из (22) получаем, что для и отраженной и прошедшей квазиплоской продольной упругой волны:

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

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

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

Шоха 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 α – 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 $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{l}_0 \| \mathbf{q} \| OZ$, $\mathbf{u} \in YZ$, но на обеих поверхностях АФМ слоя реализуется следующая система граничных условий:

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

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 $\mathbf{u} \| \mathbf{q}$ 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, η_{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 взаимодействий. 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 магнонных 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 магнонных 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 магнонных поляронов, распространяющихся вдоль слоя АФМ (24), (26). Например, в спектре распространяющихся вдоль АФМ слоя объемных магнонных поляронов 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 $s_t \to \infty$). 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 $\mathbf{l}\|OZ$ все сказанное выше остается в силе и в случае когда одновременно $\mathbf{k}\in YZ$, $\mathbf{q}\|OY$, если во всех приведенных соотношениях сделать замену $y \longleftrightarrow z$. До сих пор при расчетах предполагалось, что МУ и упругие свойства АФМ среды (2), формирующей слои – 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 магнонных 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 рассматриваемого уединенного АФМ слоя с $\mathbf{q}\|\mathbf{l}$ 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]:

$$F = \frac{\tilde\lambda}{2}\tilde u_{ii}^2 + \tilde\mu\tilde u_{ik}^2. \tag{29}$$

В результате, если по-прежнему $\mathbf{k}\in YZ$, $\mathbf{l}_0\|\mathbf{q}\|OZ$, $\mathbf{u}\in YZ$, 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 магнонного 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:

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

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

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

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 $\tilde\mu \to 0$ 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 $\tilde{\mathbf{u}}\|\tilde{\mathbf{k}} \in \in YZ$), то величины относительных амплитуд для волны SV-типа, прошедшей через слой $W_{tt}(\omega, h)$, могут быть представлены в виде:

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

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

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

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

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 магнонных 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 Шоха 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 Шоха 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 магнонных 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 магнонного 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 бездисспативном 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” магнонных 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 магнонные поляроны можно охарактеризовать как “суперрезонансные”). В случае ограниченных низкотемпературных антиферромагнетиков гибридизация фононного и неоднородного обменного механизмов спин-спинового взаимодействия может приводить к формированию дополнительных связанных магнонполяронных состояний в континууме излучательных фононных мод. Определены условия, при которых спектр излучательных магнонных поляронов конечной акустически связанной системы идентичных магнитных слоев с границами скольжения может дополнительно характеризоваться формированием не только серии "темных" состояний безобменных "лэмбовских" магнонных поляронов, но и эффектом акустического сверхизлучения "светлым" "лэмбовским" магнонным 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 Шоха 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. Tsymbal and I. Žutić, CRC Press, Boca-Raton FL. (2019).
5. A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatanic, I.-L. Prejbeanu, B. Dienyd, P. Pirroe, and B. Hillebrands, JMMM **509**, 166711 (2020).
6. D. Lachance-Quirion, Y. Tabuchi, A. Gloppe, 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. Строшио, 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. C. W. Hsue and T. Tamir, J. Opt. Soc. Am. A **2**, 978 (1985).
42. C.-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. Рэмптон, *Гиперзвук в физике твердого тела*, Мир, М. (1975).