

# Особенности прохождения сдвиговой упругой волны через ограниченную мелкослоистую акустическую сверхрешетку типа магнетик–идеальный диамагнетик

© О.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.М. Юрченко

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,  
83114 Донецк, Украина

E-mail: tarasen@mail.fti.ac.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 17 мая 2004 г.)

На основе метода эффективной среды, корректно учитывающего динамическое взаимодействие спиновой и упругой подсистем, изучено влияние равновесной магнитной конфигурации на условия прохождения сдвиговой упругой волны через ограниченную магнитную сверхрешетку, состоящую из ферромагнитных и сверхпроводящих слоев, обе внешние поверхности которой имеют немагнитное покрытие.

## 1. Введение

Анализ особенностей прохождения объемной упругой волны через многокомпонентную акустическую связанную среду, обладающую одно-, дву- или трехмерным упорядочением (фононный кристалл), представляет в настоящее время особый интерес в связи с перспективами практического применения подобных композитных материалов [1,2]. В этом отношении несомненно перспективным представляется изучение упругой динамики фононных кристаллов, созданных с использованием магнитных составляющих (магнитные фотонные [3,4] кристаллы), поскольку наличие магнитоупругого взаимодействия позволяет с помощью магнитного поля (или температуры) изменять безразмерный параметр линейного динамического магнитоупругого взаимодействия  $\xi$  в широком диапазоне ( $0 < \xi < 1$ ). Однако до сих пор в основном рассматривались фононные кристаллы, полученные на основе немагнитных компонентов. Одним из наиболее простых примеров одномерного магнитного фонон-фотонного кристалла может служить двухкомпонентная магнитная сверхрешетка, представляющая собой систему чередующихся эквидистантных, акустически связанных магнитных и немагнитных слоев. При этом, если входящая в состав такой сверхрешетки немагнитная среда — идеальный диамагнетик, например, сверхпроводник ( $2\lambda/t \rightarrow 0$ , где  $\lambda$  — лондоновская глубина проникновения,  $t$  — толщина сверхпроводящего слоя), подобная структура может рассматриваться как одномерный магнитный фононный кристалл, поскольку в этом случае в качестве единственного механизма, формирующего спектр коллективных возбуждений, выступает акустическое межслоевое взаимодействие и последовательное теоретическое описание его динамики должно основываться на одновременном учете магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий. Однако для акустической сверхрешетки типа ферромагнетик–сверхпроводник расчет спектра нормальных упругих SH-волн с помощью метода матрицы переноса потребует использования матриц размером не менее чем  $4 \times 4$  [5].

Вместе с тем, если ограничиться областью достаточно малых волновых чисел (мелкослоистая сверхрешетка), анализ спектра коллективных возбуждений акустической магнитной сверхрешетки с учетом конечных размеров реального образца можно провести на основе метода эффективной среды [6]. Отметим важную особенность упругой динамики неограниченного однородного немагнитного ферромагнетика: единственной геометрией, допускающей распространение сдвиговой упругой SH-волны с волновым вектором  $\mathbf{k}$ , не совпадающим с направлением равновесного вектора намагниченности  $\mathbf{M}$ , является  $\mathbf{k} \perp \mathbf{M} \parallel \mathbf{u}$  (где  $\mathbf{u}$  — вектор упругих смещений решетки). Однако до сих пор вопрос о влиянии гиротропии на условия отражения (преломления) сдвиговой объемной упругой волны, падающей на поверхность ограниченной акустической сверхрешетки типа легкоосный ферромагнетик–идеальный диамагнетик, оставался открытым.

В связи с этим цель данной работы состоит в определении индуцированных магнитоупругим взаимодействием особенностей отражения (прохождения) упругой SH-волны через ограниченную акустическую мелкослоистую сверхрешетку типа легкоосный ферромагнетик–идеальный сверхпроводник.

## 2. Основные соотношения

Будем считать, что исследуемая магнитная сверхрешетка представляет собой систему эквидистантных ферромагнитных (среда 1) слоев толщиной  $d_1$  каждый, которые акустически связаны между собой идентичными сверхпроводящими слоями идеального сверхпроводника (среда 2) толщиной  $d_2$  каждый (т.е. в отдельном сверхпроводящем слое для лондоновской глубины проникновения  $\lambda$  с хорошей степенью точности выполнено соотношение  $2\lambda \ll d_2$ ). Как известно, сдвиговая поверхностная акустическая волна (ПАВ SH-типа) вблизи поверхности легкоосного ферромагнетика может распространяться в том случае, когда вектор упругих смещений решетки  $\mathbf{u}$  в сдвиговой упругой волне с волновым векто-

ром  $\mathbf{k}_\perp$  удовлетворяет условию  $\mathbf{n} \perp \mathbf{u} \parallel \mathbf{M} \perp \mathbf{k}_\perp$  ( $M$  — равновесный магнитный момент ферромагнетика) [7].

В качестве магнитной среды, входящей в состав исследуемой сверхрешетки, рассмотрим одноподрешеточную модель легкоосного ( $OZ$  — легкая ось) ферромагнетика [7], считая, что и магнитная, и немагнитная среды являются по своим упругим свойствам изотропными. В результате плотность энергии одноподрешеточной модели одноосного ферромагнитного кристалла  $W$  (среда 1) с учетом взаимодействия спиновой и упругой подсистем определяется следующими выражениями [7]:

$$W = -0.5bm_z^2 - mh_m + \gamma m_i m_k u_{ik} + \lambda_1 u_{ii}^2 + \mu_1 u_{ik}^2, \quad (1)$$

где  $b$  и  $\gamma$  — соответственно константы легкоосной анизотропии и изотропного магнитоупругого взаимодействия,  $\lambda_1$  и  $\mu_1$  — коэффициенты Ламэ в магнитной среде,  $u_{ik}$  — тензор упругих деформаций,  $h_m$  — магнитодипольное поле. Динамика рассматриваемой модели для немагнитной среды (среда 2;  $\lambda_2, \mu_2$  — коэффициенты Ламэ) определяется основным уравнением теории упругости, а в случае магнитной среды (среда 1) к нему добавляются уравнения Ландау–Лифшица и уравнения магнитостатики. Требование акустической сплошности на границе магнитного и немагнитного слоев исследуемой гибридной структуры приводит к следующим соотношениям ( $N = 0.1 \dots$ ;  $\xi$  — текущая координата вдоль границы раздела магнитных и немагнитных слоев в сверхрешетке):

$$u_1 = u_2, \quad \xi = d_1 + N(d_1 + d_2); N(d_1 + d_2), \quad (2)$$

$$\sigma_{ik}^{(1)} n_k^{(1)} = \sigma_{ik}^{(2)} n_k^{(2)}, \quad \xi = d_1 + N(d_1 + d_2); N(d_1 + d_2). \quad (3)$$

Здесь  $\sigma_{ik}$  — тензор упругих напряжений, индексы 1 и 2 показывают, к какой из двух рассматриваемых сред относится данная величина. Считая, что сверхпроводящая среда — идеальный диамагнетик, можно соответствующие электродинамические граничные условия на границе раздела магнитного и немагнитного слоев представить в виде

$$B_1 n = 0, \quad \xi = d_1 + N(d_1 + d_2); N(d_1 + d_2). \quad (4)$$

Таким образом, в рассматриваемой сверхрешетке единственным механизмом, формирующим спектр коллективных возбуждений, является косвенное межслоевое взаимодействие через поле фононов (т.е. данная сверхрешетка представляет собой один из вариантов магнитного фононного кристалла).

Поскольку уже в модели бесконечного легкоосного ферромагнетика (1) распространение сдвиговой упругой волны возможно только при условии, что ее волновой вектор ортогонален легкой оси и  $\mathbf{u} \parallel \mathbf{M} \parallel OZ$  [7], в дальнейшем будем считать, что: 1)  $\mathbf{k} \in XY$ ; 2) равновесные направления намагниченности во всех магнитных слоях сверхрешетки легкоосный ( $OZ$ ) ферромагнетик–сверхпроводник коллинеарны и ортогональны нормали

к границе раздела сред  $\mathbf{n}$ ; 3) в силу изотропии свойств магнетика в плоскости  $XY$  без ограничения общности можно положить, что нормаль к границе слоев  $\mathbf{n} \parallel OX$ .

В отсутствие внешнего магнитного поля возможно существование двух принципиально различных типов равновесных магнитных конфигураций в рассматриваемой сверхрешетке: коллинеарное (направления магнитных моментов любой пары соседних ферромагнитных слоев параллельны; условно назовем ее конфигурацией А) и антиколлинеарное (векторы намагниченности для любой пары соседних ферромагнитных слоев антипараллельны; конфигурация В). С точки зрения трансляционной симметрии эти структуры различны, так как в конфигурации А период рассматриваемой магнитной сверхрешетки  $D_A$  состоит из двух слоев: магнитного (толщиной  $d_1$ ) и сверхпроводящего (толщиной  $d_2$ ), т.е.  $D_A = d_1 + d_2$ , тогда как в конфигурации В элементарный период сверхрешетки  $D_B$  составляют четыре слоя: два ферромагнитных слоя (каждый толщиной  $d_1$ ) и акустически связанные с ними два сверхпроводящих слоя (каждый толщиной  $d_2$ ), т.е.  $D_B = 2D_A$ . Как уже отмечалось, мы ограничимся излучением только той области частот  $\omega$  и волновых чисел  $k_\perp$ , для которой рассматриваемая сверхрешетка может считаться мелкослоистой [6]. Это, в частности, означает, что нормальная к поверхности компонента волнового вектора  $\mathbf{k}_\parallel$  сдвиговой упругой волны в каждом из слоев, составляющих элементарный период сверхрешетки, как в магнитном ( $\mathbf{k}_{\parallel,1}$ ), так и сверхпроводящем ( $\mathbf{k}_{\parallel,2}$ ), много меньше обратной толщины соответствующего слоя ( $d_1, d_2$ )

$$k_{\parallel,1} d_1 \ll 1, \quad k_{\parallel,2} d_2 \ll 1. \quad (5)$$

В результате такую акустическую сверхрешетку и в конфигурации А, и в конфигурации В можно рассматривать как некоторую эффективную пространственно однородную среду, которая характеризуется усредненными по величине периода сверхрешетки ( $D_A$  в случае конфигурации А и  $D_B = 2D_A$  для сверхрешетки с конфигурацией В) значениями компонент тензора упругих напряжений  $\sigma_i(\langle \sigma_i \rangle)$  и тензора упругих деформаций  $u_i(\langle u_i \rangle)$ . Если удельные толщины магнитного (среда 1) и немагнитного (среда 2) слоев соответственно обозначить как

$$f_1 = \frac{d_1}{d_1 + d_2}, \quad f_2 = \frac{d_2}{d_1 + d_2}, \quad (6)$$

то в результате усредненное по периоду сверхрешетки значение некоторой физической величины  $P$  будет иметь вид

$$\langle P \rangle = f_1 P_2 + f_2 P_2 \quad (7)$$

для конфигурации А и

$$\langle P \rangle = 0.5[f_1(P_1 + P_3) + f_2(P_2 + P_4)] \quad (8)$$

для конфигурации В.

В (8) индексы 1 и 3 нумеруют соседние ферромагнитные слои (каждый толщиной  $d_1$ ) с противоположными значениями намагниченности, а индексы 2 и 4 — два идентичных немагнитных слоя (каждый толщиной  $d_2$ ), которые вместе с магнитными слоями составляют один элементарный период исследуемой акустической магнитной сверхрешетки  $D_B = 2(d_1 + d_2) = 2D_A$ .

Связь между усредненными (с учетом акустической сплошности рассматриваемой слоистой структуры — непрерывности  $\sigma_{ix}$  и  $u$  на границах раздела соседних слоев) компонентами тензора упругих напряжений  $\langle \sigma_{ik} \rangle$  и тензора упругих деформаций  $\langle u_{ik} \rangle$  определяется соответствующими эффективными модулями упругости  $c_{ik}$ . Таким образом, если ограничиться случаем  $\mu_1 = \mu_2 = \mu$ , для выбранной геометрии распространения упругой волны SH-типа ( $\mathbf{M} \parallel \mathbf{u} \parallel OZ$ ,  $\mathbf{k} \in XY$ ;  $\mathbf{n} \parallel OX$ ) в зависимости от магнитной конфигурации исследуемой сверхрешетки (конфигурации А или конфигурации В) интересующие нас компоненты тензоров  $\langle \sigma_i \rangle$  и  $\langle u_i \rangle$  могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} \bar{c}_{55}/\mu &= c_{\parallel} = \frac{\omega_2^2 - \omega^2}{\omega_1^2 - \omega^2}, \\ \bar{c}_{44}/\mu &= c_{\perp} = \frac{\omega_3^2 - \omega^2}{\omega_1^2 - \omega^2}, \\ \bar{c}_{54}/\mu &= c_* = \frac{f_1 \omega \omega_{me}}{\omega_1^2 - \omega^2} \end{aligned} \quad (9)$$

для конфигурации А и

$$\begin{aligned} \bar{c}_{55}/\mu &= c_{\parallel} = \frac{\omega_2^2 - \omega^2}{\omega_1^2 - \omega^2}, \\ \bar{c}_{44}/\mu &= c_{\perp} = \frac{\omega_4^2 - \omega^2}{\omega_2^2 - \omega^2} \end{aligned} \quad (10)$$

для конфигурации В.

Здесь  $\omega_3^2 \equiv \omega_0(\omega_0 - \omega_{me}) + \omega_{me}^2 f_1 f_2$ ;  $\omega_1^2 \equiv \omega_0^2 - f_2 \omega_0 \omega_{me}$ ;  $\omega_2^2 \equiv \omega_0^2 - \omega_0 \omega_{me}$ ;  $\omega_4^2 \equiv \omega_0^2 - \omega_{me} \omega_0 (1 + f_1) + \omega_{me}^2 f_1$ . При этом при любых  $k_{\perp}$  и  $f_1, f_2$  имеет место  $\omega_1 > \omega_3 > \omega_2$  и  $\omega_1 > \omega_2 > \omega_4$ .

Таким образом, полученные эффективные модули исследуемой акустической магнитной сверхрешетки (9), (10) в отличие от соответствующих эффективных упругих модулей неограниченного ферромагнетика ( $\mathbf{M} \parallel OZ$ ), рассчитанных без учета магнитодипольного взаимодействия  $\bar{c}_{44}$ ,  $\bar{c}_{55}$ ,  $\bar{c}_{45}$

$$\begin{aligned} \bar{c}_{44}/\mu &= \bar{c}_{55}/\mu = \frac{\omega_0(\omega_0 - \omega_{me}) - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}, \\ \bar{c}_{45}/\mu &= -\bar{c}_{54}/\mu = \frac{\omega \omega_{me}}{\omega_0^2 - \omega^2}, \end{aligned} \quad (11)$$

не только обладают временной дисперсией, но и существенно зависят от относительной толщины магнитного и немагнитного слоев. Следует особо отметить, что,

хотя рассматриваемая акустическая магнитная сверхрешетка сформирована из гиротропных (ферромагнитных) слоев, соответствующая ей гипотетическая пространственно однородная упругая среда (9), (10) может как обладать (конфигурация А,  $\bar{c}_{54} = -\bar{c}_{45} \neq 0$ ), так и не обладать гиротропными свойствами (конфигурация В,  $\bar{c}_{54} = \bar{c}_{45} = 0$ ).

Несложно убедиться, что без учета магнитоупругого взаимодействия (при формальном переходе в (9), (10) к пределу  $\gamma \rightarrow 0$ ) найденные эффективные упругие модули (9), (10) совпадают с соответствующими упругими модулями двухслойной немагнитной сверхрешетки [6].

Здесь в соответствии с обозначениями, принятыми в [7],  $\omega_{me} \equiv g H_{me4}$  — магнитоупругая щель,  $\omega_0 \equiv g(H_A + H_{me4})$  — частота ФМР,  $H_A$  и  $H_{me4}$  — соответственно поле одноосной магнитной анизотропии и магнитоупругое поле,  $g$  — магнитомеханическое отношение. Тот факт, что мы рассматриваем упругую динамику акустической сверхрешетки типа магнетик–идеальный диамагнетик в рамках метода эффективного поля, в частности, означает, что условия (4) считаются выполненными по толщине в каждом из магнитных слоев. В результате учет магнитодипольного взаимодействия в этой области волновых чисел не дает дополнительных (кроме магнитоупругого) механизмов формирования временной дисперсии упругих модулей (9), (10). Для выбранной геометрии распространения  $k \in XY$ ,  $\mathbf{u} \parallel OZ$  его наличие сведется только к перенормировке константы одноосной магнитной анизотропии  $\beta \rightarrow \beta - 4\mu$ . Кроме того, в дальнейшем будем предполагать, что плотности магнитной  $\rho_1$  и немагнитной  $\rho_2$  сред, входящих в состав рассматриваемой сверхрешетки, равны:  $\rho_1 = \rho_2 = \rho$ . В результате в рамках метода эффективной среды спектр упругой SH-волны, распространяющейся в неограниченной акустической сверхрешетке типа легкоосный ферромагнетик–идеальный сверхпроводник с  $k \in XY$ ,  $\mathbf{n} \parallel OX$ ,  $\mathbf{u} \parallel OZ$  (с учетом магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий), для обеих рассматриваемых магнитных конфигураций определяется соотношением ( $s_i^2 \equiv \mu/\rho$ )

$$\omega^2 = s_i^2 (c_{\perp} k_y^2 + c_{\parallel} k_x^2). \quad (12)$$

Из (9)–(12) следует, что независимо от конкретной равновесной магнитной конфигурации сверхрешетки (А или В) исследуемая сдвиговая упругая волна с учетом магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий представляет собой возбуждение однопарциального типа, т. е. для нее

$$\langle u_z \rangle = A \exp(ik_{\parallel} x) \exp(ik_{\perp} y - i\omega t). \quad (13)$$

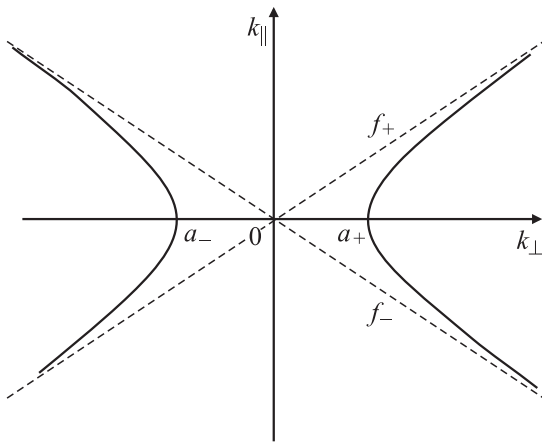
Случай  $k_{\parallel}^2 > 0$  отвечает распространяющейся объемной (тригонометрической) упругой волне SH-типа, тогда как при  $k_{\parallel}^2 < 0$  ( $k_{\parallel}^2 \equiv -\alpha^2 k_{\perp}^2$ ) вдоль поверхности рассматри-

ваемой магнитной сверхрешетки может распространяться только гиперболическая сдвиговая упругая волна, в которой

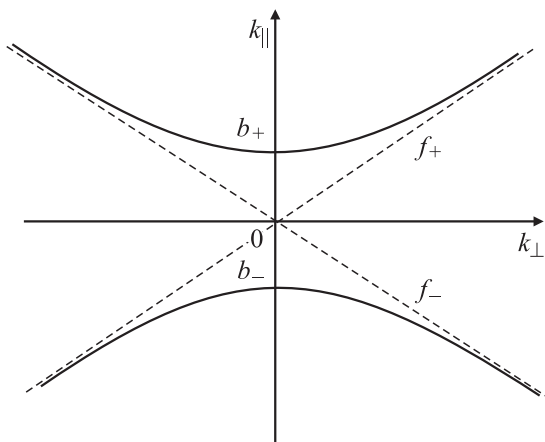
$$\langle u_z \rangle \rightarrow 0, \quad x \rightarrow -\infty, \quad (14)$$

если сверхрешетка занимает нижнее полупространство  $x < 0$ .

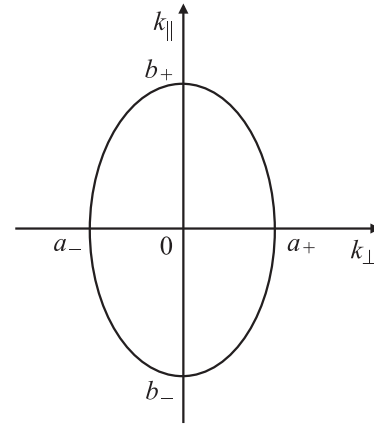
Как известно, условия отражения (прохождения) волны через среду тесно связаны с топологией изочастотной поверхности соответствующего типа нормальных колебаний [8]. В соответствии с (12) структура сечения изочастотной поверхности нормальной упругой SH-волны плоскостью падения для бесконечной акустической сверхрешетки рассматриваемого типа качественно не меняется при изменении равновесной магнитной конфигурации, но существенно зависит от знака вели-



**Рис. 1.** Сечение изочастотной поверхности объемной упругой волны SH-типа плоскостью XY в сверхрешетке типа легкоосный ферромагнетик–идеальный сверхпроводник в конфигурации А (В) (12) при  $\mathbf{k}_\perp \parallel OY$ ,  $\mathbf{u} \parallel OZ$ ,  $\mathbf{n} \parallel OX$ ,  $c_\parallel < 0$ ,  $c_\perp > 0$ ,  $f_\pm = \pm k \sqrt{c_\perp / |c_\parallel|}$ ,  $a_\pm = \pm \omega k_\perp / (s_t \sqrt{c_\perp})$ .



**Рис. 2.** Сечение изочастотной поверхности объемной упругой волны SH-типа плоскостью XY в сверхрешетке типа легкоосный ферромагнетик–идеальный сверхпроводник в конфигурации В (12) при  $\mathbf{k}_\perp \parallel OY$ ,  $\mathbf{u} \parallel OZ$ ,  $\mathbf{n} \parallel OX$ ,  $c_\parallel > 0$ ,  $c_\perp < 0$ ,  $f_\pm = \pm k_\perp \sqrt{|c_\perp| / c_\parallel}$ ,  $b_\pm = \pm \omega k_\parallel / (s_t \sqrt{c_\parallel})$ .



**Рис. 3.** Сечение изочастотной поверхности объемной упругой волны SH-типа плоскостью XY в сверхрешетке типа легкоосный ферромагнетик–идеальный сверхпроводник в конфигурации А (В) (12) при  $\mathbf{k}_\perp \parallel OY$ ,  $\mathbf{u} \parallel OZ$ ,  $\mathbf{n} \parallel OX$ ,  $c_\parallel > 0$ ,  $c_\perp > 0$ .

чин  $c_\parallel$  и  $c_\perp$  (рис. 1–3). Для того чтобы изучить условия прохождения сдвиговой упругой волны через конечный слой данной эффективной магнитной среды, необходимо исследовать поведение коэффициента отражения SH-волны при условии, что она падает из немагнитного полупространства на акустически сплошную границу раздела с полуограниченной сверхрешеткой рассматриваемого типа.

### 3. Особенности отражения объемной упругой SH-волны от поверхности полуограниченной акустической сверхрешетки типа магнетик–сверхпроводник

В рамках метода эффективной среды акустически сплошная граница раздела ( $x = 0$ ) двух полупространств, занятых соответственно ферромагнитной сверхрешеткой ( $x < 0$ ) и сверхпроводником ( $x > 0$ ), описывается соотношениями вида

$$\sigma_{ik}^+ = \langle \sigma_{ik} \rangle, \quad u_i^+ = \langle u_i \rangle, \quad x = 0. \quad (15)$$

Здесь и далее индекс + характеризует величины, относящиеся к верхнему полупространству. В этом случае стандартный расчет [8] показывает, что коэффициент отражения  $R$  объемной поперечной SH-волны, поляризованной перпендикулярно плоскости падения ( $\mathbf{u} \parallel \mathbf{M} \parallel OZ$ ,  $k \in XY$ ) и падающей из глубины немагнитной среды на поверхность полуограниченной акустической магнитной сверхрешетки, для различных типов равновесной магнитной конфигурации (А или В) сверхрешетки с учетом (9)–(13), (15) может быть представлен в виде  $(\bar{k}_\parallel^2 = \omega^2 / s_t^2 - k_\perp^2$ ,

$$k_{\parallel}^2 = (\omega^2/s_t^2 - c_{\perp})/c_{\parallel}, \quad a \equiv \mu_+/ \mu)$$

$$R_{AS} = \frac{a\tilde{k}_{\parallel} - (c_{\parallel}k_{\parallel} - ic_*\sigma k_{\perp})}{a\tilde{k}_{\parallel} + (c_{\parallel}k_{\parallel} - ic_*\sigma k_{\perp})} \quad (\text{конфигурация А-S}), \quad (16)$$

$$R_{BS} = \frac{a\tilde{k}_{\parallel} - c_{\parallel}k_{\parallel}}{a\tilde{k}_{\parallel} + c_{\parallel}k_{\parallel}} \quad (\text{конфигурация В-S}). \quad (17)$$

Здесь и далее запись А-S или В-S обозначает границу раздела полуграниченного сверхпроводника (S) и рассматриваемой полуграниченной магнитной сверхрешетки с равновесной магнитной конфигурацией А или В-типа соответственно.

Из (16), (17) следует, что в том случае, когда одновременно  $k_{\parallel}^2 > 0$  и  $\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$ , для магнитной сверхрешетки с конфигурацией В-типа возможно безотражательное прохождение объемной упругой SH-волны через границу раздела немагнитного и магнитного полупространств  $x = 0$ :  $R_{BS} = 0$ . Что же касается магнитной сверхрешетки с конфигурацией А-типа, то вследствие акустической гиротропии полное прохождение невозможно ни при каких углах падения ( $0 < |R_{AS}| < 1$ ). При этом и прошедшая, и отраженная сдвиговые объемные волны будут сдвинуты по фазе ( $\phi_A$  и  $\psi_A$  соответственно) по отношению к падающей на поверхность сверхрешетки упругой объемной волне SH-типа,

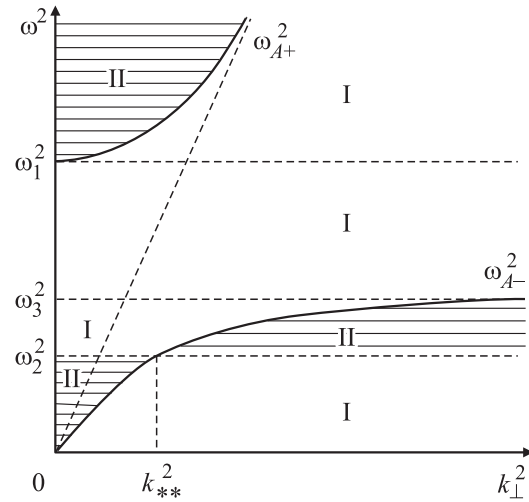
$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \phi_A &= \frac{\operatorname{Im} R_{AS}}{\operatorname{Re} R_{AS}}, \\ \operatorname{tg} \psi_A &= \frac{\operatorname{Im}(1 + R_{AS})}{\operatorname{Re}(1 + R_{AS})}. \end{aligned} \quad (18)$$

Необходимо также подчеркнуть, что для магнитной конфигурации А-типа и заданных величин  $\omega$  и  $|k_{\perp}|$  фазовый сдвиг  $\phi_A$  и  $\psi_A$ , определяемый из (9), (16) с помощью соотношения (18), обладает невзаимностью относительно замены  $k_{\perp} \rightarrow -k_{\perp}$ .

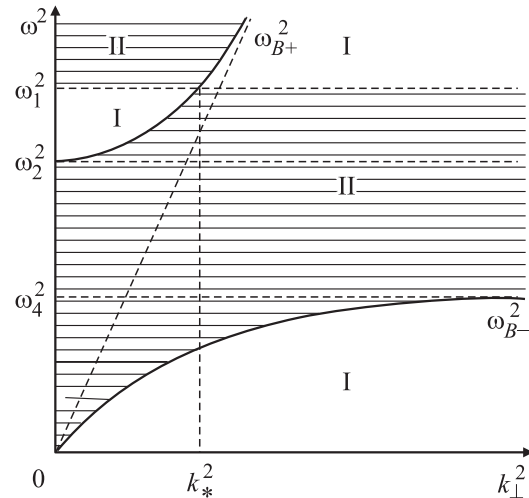
Для тех значений  $\omega$  и  $k_{\perp}$ , при которых имеет место неравенство  $k_{\parallel}^2 < 0$  ( $\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$ ) (рис. 4, 5), отражение падающей на границу раздела сред объемной SH-волны носит характер полного внутреннего отражения для обеих магнитных конфигураций рассматриваемой магнитной сверхрешетки, а отраженная сдвиговая волна приобретает дополнительный сдвиг фазы  $\phi$  ( $R = \exp i\phi$ ). Для заданных значений частоты  $\omega$  и волнового числа  $k_{\perp}$  величина последнего в случае сверхрешетки с конфигурацией А-типа является невзаимной относительно замены  $k_{\perp} \rightarrow -k_{\perp}$  и определяется в (16) не только гиротропными свойствами сверхрешетки, но и относительной величиной акустических параметров граничащих сред ( $k_{\parallel}^2 \equiv -\alpha^2 k_{\perp}^2$ )

$$\operatorname{tg}(\phi/2) = \frac{(c_*\sigma - c_{\parallel}\alpha)k_{\perp}}{a k_{\parallel}}, \quad \sigma \equiv k_{\perp}/|k_{\perp}|. \quad (19)$$

Из (16), (17) следует, что при  $\tilde{k}_{\parallel} = 0$   $R = -1$ , что означает невозможность распространения вдоль акустически



**Рис. 4.** Область I отвечает полному внутреннему отражению объемной упругой волны SH-типа (в (16)  $k_{\parallel}^2 \equiv -\alpha^2 k_{\perp}^2$ ,  $\alpha^2 > 0$ ), падающей извне на поверхность сверхрешетки типа легкоосный ферромагнетик-идеальный сверхпроводник в конфигурации А при  $\mathbf{k}_{\perp} \parallel OY$ ,  $\mathbf{u} \parallel OZ$ ,  $\mathbf{n} \parallel OX$ .  $\omega_{A\pm}$  определяется из (9), (12) при условии  $k_x = 0$ ,  $k_{**}$  определяется условием  $\omega_2 = \omega_{A-}$ .



**Рис. 5.** Область I отвечает полному внутреннему отражению объемной упругой волны SH-типа (в (17)  $k_{\parallel}^2 \equiv -\alpha^2 k_{\perp}^2$ ,  $\alpha^2 > 0$ ), падающей извне на поверхность сверхрешетки типа легкоосный ферромагнетик-идеальный сверхпроводник в конфигурации В при  $\mathbf{k}_{\perp} \parallel OY$ ,  $\mathbf{u} \parallel OZ$ ,  $\mathbf{n} \parallel OX$ .  $\omega_{B\pm}$  определяется из (10), (12) при условии  $k_x = 0$ .

сплошной  $a \neq 0$  границы раздела магнитной сверхрешетки и сверхпроводника  $x = 0$  однородной объемной сдвиговой SH-волны. Причем в случае магнитной сверхрешетки с конфигурацией В-типа такой эффект не зависит от частоты  $\omega$  и волнового числа  $k_{\perp}$  распространяющейся объемной сдвиговой волны. Что же касается случая магнитной сверхрешетки с конфигурацией А-типа, то для нее, как следует из (16), на плоскости

$\omega - k_{\perp}$  вдоль линии

$$c_{\parallel} \alpha = c_* \sigma k_{\perp} \quad (20)$$

$R = 1$ , что означает принципиальную возможность распространения однородной сдвиговой объемной волны с  $\tilde{k}_{\parallel} = 0$  в немагнитном полупространстве вдоль акустически сплошной границы раздела немагнитное полупространство–полуограниченная магнитная сверхрешетка А-типа. Этот эффект также целиком обусловлен наличием акустической гиротропии ( $c_* \neq 0$ ).

В соответствии с общей теорией волновых процессов [8] с учетом замены  $k_{\parallel} \rightarrow i\alpha k_{\perp}$ ,  $\tilde{k}_{\parallel} \rightarrow i q k_{\perp}$  рассматриваемый коэффициент отражения  $R$  (16), (17) может иметь полюс на плоскости  $\omega - k_{\perp}$ , который отвечает закону дисперсии  $\Omega_s(k_{\perp})$  ПАВ SH-типа, распространяющейся в этой геометрии ( $\mathbf{n} \parallel OX$ ,  $\mathbf{u} \parallel OZ$ ,  $\mathbf{k}_{\perp} \parallel OY$ ) вдоль акустически сплошной (15) границы раздела сверхпроводник–сверхрешетка (А- или В-типа).

Формирование сдвиговой ПАВ на границе раздела сред ( $x = 0$ ) возможно как в конфигурации А

$$\begin{aligned} k_{\perp}^2 &= \omega^2 [(c_{\perp} - c_{\parallel} \alpha^2) s_t^2]^{-1}, \\ \alpha &\equiv a q \frac{(\omega + \sigma \tilde{\omega}_-)(\omega - \sigma \tilde{\omega}_+)}{\omega_2^2 - \omega^2} > 0, \\ \sigma \tilde{\omega}_{\pm} &\equiv \left( \frac{f_1^2 \omega_{me}^2}{4a^2 q^2} + \omega_1^2 \right)^{1/2} \mp \frac{f_1 \omega_{me}}{2a q}, \end{aligned} \quad (21)$$

так и в конфигурации В

$$\begin{aligned} k_{\perp}^2 &= \omega^2 [(c_{\perp} - c_{\parallel} \alpha^2) s_t^2]^{-1}, \\ \alpha &\equiv -a q (\omega_1^2 - \omega^2) / (\omega_2^2 - \omega^2) > 0. \end{aligned} \quad (22)$$

В обоих случаях  $q^2 \equiv 1 - \omega^2 / (s_+^2 k_{\perp}^2) > 0$ ;  $s_+^2 \equiv \mu_+ / \rho_+$ ;  $a \equiv \mu_+ / \mu$ ;  $\mu_1 = \mu_2 = \mu \neq \mu_+$ . Для ПАВ SH-типа, формирующейся вблизи акустически сплошной границы раздела ( $x = 0$ ) сверхпроводящей среды и сверхрешетки с коллинеарным упорядочением равновесных магнитных моментов соседних ферромагнитных слоев (конфигурация А), из (21) следует, что ее закон дисперсии является невязанным относительно инверсии направления распространения волны  $\omega(k_{\perp}) \neq \omega(-k_{\perp})$ .

Что касается ветви спектра (21), которая формируется при  $\sigma = -1$ , то ее частота удовлетворяет условию  $\omega > \omega_2$ , однако она может иметь не только длинноволновую, но и коротковолновую точку окончания спектра, волновое число которой определяется из (21) при условии, что  $\omega = \tilde{\omega}_-$  ( $\tilde{\omega}_- > \omega_1$ ). Это позволяет считать такую поверхностную упругую SH-волну (следуя терминологии, принятой в поляритонной динамике [9]) виртуальной сдвиговой ПАВ, или сдвиговой ПАВ второго типа. Для  $\sigma = 1$  из (21) следует, что при  $a \neq 0$  структура спектра рассматриваемой ПАВ будет существенно зависеть от соотношения между  $\tilde{\omega}_+$  ( $\tilde{\omega}_+ < \omega_1$ ) и  $\omega_2$ ,  $\omega_3$  ( $\omega_2 < \omega_3$ ). Анализ (21) показывает, что для акустически

сплошной границы раздела сред при  $\sigma = 1$  рассматриваемая ПАВ имеет только одну ветвь; ее длинноволновая точка окончания спектра определяется из (21) при  $q = 0$ . При этом, если  $\tilde{\omega}_+ > \omega_3$ , дисперсионная кривая поверхностной SH-волны (21) будет существовать в области частот  $\omega > \omega_2$ . Начинаясь на линии  $q = 0$ , данная дисперсионная кривая по мере роста волнового числа при  $d_1 > d_2$  будет асимптотически стремиться к частоте  $\tilde{\Omega}_+$ , которая в эластостатическом пределе  $\omega / s_t k_{\perp} \rightarrow 0$  ( $q \rightarrow 1$ ) в случае  $a \neq 1$  ( $\mu_2 = \mu_*$ ,  $\mu_1 = \mu$ ) определяется соотношением

$$\tilde{\Omega}_+ = \omega_0 - \frac{\omega_{me}}{1+a}. \quad (23)$$

В частном случае  $a = 1$  и  $d_1 > d_2$   $\tilde{\Omega}_+ = \omega_0 - 0.5\omega_{me}$ .

В том случае, когда  $\omega_2 < \omega < \omega_3$  и  $\sigma = 1$ , рассматриваемая дисперсионная кривая (21) по-прежнему имеет длинноволновую точку окончания спектра, определяемую из (21) при  $q = 0$ , а ее спектр удовлетворяет неравенству  $\omega > \omega_2$ , но теперь она также имеет и коротковолновую точку окончания. Ее волновое число определяется соотношением

$$\omega_+^2 = s_t^2 k_{\perp}^2 \frac{\omega_3^2 - \tilde{\omega}_+^2}{\omega_1^2 - \tilde{\omega}_+^2}. \quad (24)$$

Таким образом, эта ветвь отвечает сдвиговой ПАВ второго типа, тогда как при  $\tilde{\omega}_+ > \omega_3$  она соответствовала ПАВ первого типа.

Наконец, в том случае, когда  $\omega_2 > \tilde{\omega}_+$  и  $\sigma = 1$ , из (21) следует, что дисперсионная кривая рассматриваемой ветви спектра сдвиговой поверхностной упругой волны при всех значениях волнового числа  $k_{\perp}$  должна удовлетворять неравенству  $\omega < \omega_2$ , причем частота  $\omega = \tilde{\omega}_+$  будет определять ее длинноволновую точку окончания. В эластостатическом пределе эта дисперсионная кривая стремится к частоте  $\tilde{\Omega}_+$ , получаемой на основе соотношения (23).

Таким образом, при  $\sigma = 1$  и  $\sigma = -1$  ( $\omega_2 < \tilde{\omega}_+ < \omega_3$ ) рассматриваемая дисперсионная кривая (21) отвечает сдвиговой ПАВ второго типа. Во всех остальных случаях ее дисперсионные кривые будут иметь только длинноволновую точку окончания спектра, что характерно для ПАВ первого типа.

Как следует из сопоставления (21) и (22), наиболее важной отличительной чертой спектра коллективной сдвиговой ПАВ в магнитной сверхрешетке с конфигурацией В (22) является взаимность ее спектра относительно инверсии направления распространения волны:  $\omega(k_{\perp}) = \omega(-k_{\perp})$ , несмотря на то что каждый из составляющих эту сверхрешетку магнитных слоев в данной геометрии обладает акустической гиротропией. При этом формирующаяся сдвиговая ПАВ (22) имеет как длинноволновую (при  $q = 0$ ), так и коротковолновую точку ( $\omega_* = \omega_1$ ,  $k_*^2 = \omega^2 / (c_{\perp} s_t^2)$ ) окончания спектра, т.е. также является виртуальной сдвиговой ПАВ.

Указанные особенности характера отражения объемной упругой SH-волны от границы раздела магнитная

сверхрешетка–сверхпроводник существенно влияют на условия прохождения сдвиговой объемной SH-волны через акустически сплошную структуру типа магнитный сандвич сверхпроводник–магнитная сверхрешетка–сверхпроводник (S–A–S или S–B–S).

#### 4. Особенности отражения объемной упругой SH-волны от поверхности ограниченной акустической сверхрешетки типа магнетик–сверхпроводник

Будем считать, что имеется бесконечная сверхпроводящая среда, в которую внедрена ограниченная магнитная сверхрешетка типа легкоосный ферромагнетик (среда 1)–идеальный сверхпроводник (среда 2) толщиной  $2d$  ( $-d < x < d$ ). Если на всех межслоевых границах выполнены условия (2)–(4), то такая трехслойная структура является акустически сплошной и в рамках метода эффективной среды (1) граничные условия на внешних поверхностях ограниченной сверхрешетки  $x = \pm d$  можно представить в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{ik}^+ &= \langle \sigma_{ik} \rangle, & u_i^+ &= \langle u_i \rangle, & x &= d, \\ \sigma_{ik}^- &= \langle \sigma_{ik} \rangle, & u_i^- &= \langle u_i \rangle, & x &= -d. \end{aligned} \quad (25)$$

В результате коэффициент отражения  $V$  для падающей в верхнем полупространстве на границу раздела магнитная сверхрешетка–сверхпроводящий слой  $x = d$  сдвиговой объемной упругой волны с  $\mathbf{u} \parallel OZ$  и  $\mathbf{k} \in XY$  задается следующим соотношением:

$$V = \frac{V_{32} + V_{21}(1 + V_{23} + V_{32}) \exp(i4k_{\parallel}d)}{1 - V_{23}V_{21} \exp(i4k_{\parallel}d)}, \quad (26)$$

где

$$\begin{aligned} V_{23} &= \frac{c_{\parallel}k_{\parallel} + ic_*\sigma k_{\perp} - ak_{\parallel}}{c_{\parallel}k_{\parallel} - ic_*\sigma k_{\perp} + ak_{\parallel}}, \\ V_{21} &= \frac{c_{\parallel}k_{\parallel} - ic_*\sigma k_{\perp} - ak_{\parallel}}{c_{\parallel}k_{\parallel} + ic_*\sigma k_{\perp} + ak_{\parallel}}, \\ V_{32} &= \frac{\tilde{a}k_{\parallel} - c_{\parallel}k_{\parallel} + ic_*\sigma k_{\perp}}{\tilde{a}k_{\parallel} + c_{\parallel}k_{\parallel} - ic_*\sigma k_{\perp}} \end{aligned} \quad (27)$$

для конфигурации S–A–S и

$$V_{23} = V_{21} = -V_{32} = \frac{c_{\parallel}k_{\parallel} - ak_{\parallel}}{c_{\parallel}k_{\parallel} + ak_{\parallel}} \quad (28)$$

для конфигурации S–B–S.

Здесь  $V_{ij}$  в соответствии с обозначениями, использованными в [8], определяет коэффициент отражения объемной однопарциальной SH-волны, падающей из среды  $i$  на границу сред  $ij$ ; индекс 3 — среда при  $x > d$ , индекс 2 — слой ( $-d < x < d$ ), индекс 1 — среда при  $x < -d$ . При  $d \rightarrow \infty$  выражение для  $V$  (26)

совпадает с выражением для коэффициента отражения сдвиговой упругой SH-волны в случае акустически сплошной границы раздела магнитная сверхрешетка–полубесконечный сверхпроводник (16), (17) как для конфигурации A–S ( $V = R_{AS}$ ), так и для конфигурации B–S ( $V = R_{BS}$ ). Полюса коэффициентов отражения (26)–(28) с учетом замены  $ik_{\parallel} \rightarrow \pm ak_{\perp}$  ( $ik_{\parallel} \rightarrow \pm qk_{\perp}$ ) на плоскости  $\omega - k_{\perp}$  определяют спектр поверхностной SH-волны, бегущей вдоль ограниченной акустической магнитной сверхрешетки типа легкоосный ферромагнетик–идеальный сверхпроводник, обе внешние поверхности которой  $x = \pm d$  имеют сплошной акустический контакт с немагнитной средой,

$$\frac{c_*^2 - (c_{\parallel}\alpha + aq)^2}{c_*^2 - (c_{\parallel}\alpha - aq)^2} = \exp(-2qd) \quad (\text{конфигурация S–A–S}), \quad (29)$$

$$\frac{c_{\parallel}\alpha + aq}{c_{\parallel}\alpha - aq} = \pm \exp(-qd) \quad (\text{конфигурация S–B–S}). \quad (30)$$

Исследуя модуль коэффициента отражения  $V$  (26)–(28), можно убедиться, что полное прохождение ( $|V| = 0$ ) упругой SH-волны через рассматриваемую структуру возможно независимо от типа магнитной конфигурации (A- или B-типа), если ограниченная сверхрешетка является полуволновой [8]:  $2k_{\parallel}d = m\pi$ ,  $m = 1, 2, \dots$  ( $\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$ ). Кроме того, полное прохождение сдвиговой объемной упругой волны также возможно и в том случае, когда

$$V_{32} = 0. \quad (31)$$

Для этого необходимо, чтобы ограниченная магнитная сверхрешетка была негиротропной, т.е. обладала равновесной магнитной конфигурацией B-типа (28). Условие (31) совпадает с условием полной прозрачности акустически сплошной границы раздела двух полупространств, одно из которых занято магнитной сверхрешеткой, а второе — сверхпроводником. Следует подчеркнуть, что вследствие наличия акустической гиротропии для сверхрешетки с равновесной магнитной конфигурацией A-типа выполнение условия (31) невозможно.

Так же как и в рассмотренном выше случае акустически сплошной границы раздела двух полупространств, одно из которых занято немагнитной средой, а второе — магнитной сверхрешеткой изучаемого типа, для исследуемой магнитной сандвич-структуры (S–A–S или S–B–S) распространение в немагнитной среде однородной ( $k_{\parallel} = 0$ ) объемной SH-волны возможно только в случае структуры типа S–A–S, причем для этого необходимо, чтобы  $c_{\parallel}k_{\parallel} - ic_*\sigma k_{\perp} = 0$  ( $k_{\parallel}^2 < 0$ ).

В случае  $k_{\parallel}^2 < 0$  полное прохождение, так же как полное отражение, сдвиговой упругой волны ( $\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$ ), падающей на исследуемую ограниченную ( $-d < x < d$ ) магнитную сверхрешетку, невозможно:  $0 < |V| < 1$ . Кроме того, из (26)–(28) следует, что отраженная и прошедшая упругие объемные волны SH-типа будут сдвинуты по фазе относительно падающей.

Независимо от того, какова равновесная магнитная конфигурация (А или В) сверхрешетки, занимающей нижнее ( $x < -d$ ) и верхнее ( $x > d$ ) полупространства, коэффициент отражения  $V$  упругой объемной SH-волны, падающей на поверхность жестко связанного с ними сверхпроводящего слоя ( $-d < x < d$ ), при  $d \rightarrow 0$  стремится к нулю. Следует отметить, что при выполнении определенных дополнительных условий режим полного (безотражательного) прохождения ( $|V| = 0$ ) объемной SH-волны ( $\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$ ) через ограниченную акустическую сверхрешетку рассматриваемого типа в принципе может быть реализован и в случае  $\alpha^2 > 0$  ( $k_{\parallel}^2 < 0$ ). Пусть одна из внешних поверхностей ограниченной сверхрешетки типа антиферромагнетик-идеальный сверхпроводник ( $-d < x < d$ ) (например,  $x = d$ ) жестко связана с немагнитным упругоизотропным слоем толщиной  $t$  (его упругие параметры  $\mu_0, \rho_0$ ) и обе внешние поверхности такой двухслойной структуры ( $x = -d$  и  $x = d + t$ ) имеют сплошной акустический контакт с идеальными идентичными диамагнитными полупространствами ( $x \geq d + t$  и  $x \leq -d$ ), упругие параметры которых  $\mu_+, \rho_+$ . Кроме того, будем полагать, что упругие параметры магнитной сверхрешетки ( $\mu_1 = \mu_2 = \mu, \rho_1 = \rho_2 = \rho, s_t = \mu/\rho$ ) таковы, что

$$s_t < s_0 = \mu_0/\rho_0. \quad (32)$$

В этом случае, как показывает расчет, для заданной равновесной магнитной конфигурации (А или В) коэффициент отражения объемной  $\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$  упругой SH-волны с  $\mathbf{u} \parallel OZ \parallel \mathbf{M}, \mathbf{n} \parallel OX$ , падающей из верхнего полупространства на поверхность данной структуры ( $x = d + t$ ), можно представить в виде (см. также [8])

$$W = \frac{Z_{in} - Z_+}{Z_+ + Z_{in}}, \quad (33)$$

$$Z_{in} = \frac{Z_+Z - Z_+Z_0pp_t - iZ(Zp + Z_0p_t)}{Z_0Z - Z^2pp_t - iZ_+(Z_0p + Zp_t)}Z_0,$$

$$Z_0 = i\mu_0k_0, \quad Z_+ \equiv i\mu_+ \tilde{k}_{\parallel}, \quad Z \equiv i\mu(c_{\parallel}k_{\parallel} - ic_*\sigma k_{\perp}),$$

$$p \equiv \text{tg}(k_{\parallel}2d), \quad p_t \equiv \text{tg}(k_0t), \quad k_0^2 \equiv \omega^2/s_0^2 - k_{\perp}^2 > 0.$$

Несложно понять, что в пределе  $d \rightarrow 0$  соотношение (33) совпадает с выражением (26) для коэффициента отражения  $V$  в случае акустически сплошной структуры (ограниченная магнитная сверхрешетка толщиной  $2t$  между двумя идентичными немагнитными полупространствами).

Из (33) следует, что полное прохождение объемной SH-волны ( $\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$ ) через рассматриваемую ограниченную акустическую сверхрешетку с односторонним немагнитным покрытием  $|W| = 0$  имеет место, если одновременно выполнены следующие условия ( $q_0^2 \equiv -k_0^2 k_{\perp} > 0, \alpha^2 > 0$ ):

$$Z = -Z_0, \quad p = p_t. \quad (34)$$

Отметим, что первое из этих соотношений реализуется, только если  $c_{\parallel} < 0$ . В этом случае оно при

$\alpha^2 > 0$  и  $\omega < s_0k_{\perp}$  описывает спектр сдвиговой ПАВ, распространяющейся вдоль акустически сплошной границы раздела двух полупространств, одно из которых заполнено рассматриваемой сверхрешеткой, а второе — упругоизотропным идеальным диамагнетиком (упругие параметры: модуль сдвига  $\mu_0$ , плотность  $\rho_0$ ). Таким образом, можно сделать вывод, что безотражательный режим прохождения сдвиговой объемной волны ( $W = 0$ ) в данной структуре носит резонансный характер, что связано с возбуждением сдвиговой ПАВ на границе раздела сверхрешетка-немагнитное покрытие. Естественно, что в случае наличия акустической гиротропии (магнитная конфигурация А-типа) эффект полного прохождения, так же как и спектр сдвиговой ПАВ, будет носить неэвклидовый характер.

Необходимо отметить, что, если возбуждаемая ветвь спектра сдвиговой ПАВ является ПАВ первого типа, резонансное прохождение в условиях (34) возможно при любом угле падения объемной ( $\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$ ) SH-волны. Если же при выполнении (34) генерируется виртуальная сдвиговая ПАВ, то условие безотражательного резонансного прохождения объемной SH-волны ( $k_{\parallel}^2 > 0$ ) будет более жестким. Это связано с тем, что в последнем случае речь идет о резонансном возбуждении виртуальной сдвиговой ПАВ, бегущей вдоль границы раздела полуограниченной сверхрешетки и ее немагнитного покрытия. В результате кроме выполнения (34) требуется, чтобы  $k_{\perp} \leq k_*$ , где  $k_*$  — коротковолновая точка окончания спектра  $\alpha(\omega_*) = 0$  возбуждаемой в этих условиях виртуальной ПАВ SH-типа.

До сих пор условия прохождения сдвиговой объемной упругой волны через ограниченную магнитную сверхрешетку ( $-d < x < d$ ) мы рассматривали только в случае, когда обе ее внешние поверхности имели сплошной акустический контакт с немагнитной средой, упругие параметры которой при  $x > d$  и  $x < -d$  тождественно равны. Несомненный практический интерес представляет также анализ условия прохождения объемной SH-волны через данную акустически сплошную структуру в случае, когда упругие параметры немагнитной среды при  $x > d$  и  $x < -d$  различны ( $\mu_+, \rho_+$  при  $x > d$  и  $\mu_-, \rho_-$  при  $x < -d, \mu_+ \neq \mu_-, \rho_+ \neq \rho_-$ ). Расчет, аналогичный проведенному выше, показывает, что безотражательное прохождение возможно только в том случае, когда равновесная магнитная конфигурация сверхрешетки соответствует В-типу, а ее толщина удовлетворяет соотношению  $4k_{\parallel}d = \pi\nu$  ( $\nu = 1, 2, \dots$ ) и между поверхностными импедансами контактирующих сред выполнено условие

$$Z^2 = Z_+Z_-, \quad (35)$$

$$Z_+ = i\mu_+k_{\parallel+}, \quad k_{\parallel+}^2 \equiv \omega^2/s_+^2 - k_{\perp}^2 > 0, \quad x > d,$$

$$Z = i\mu c_{\parallel}k_{\parallel}, \quad -d < x < d,$$

$$Z_- = i\mu_-k_{\parallel-}, \quad k_{\parallel-}^2 \equiv \omega^2/s_-^2 - k_{\perp}^2 > 0, \quad x < -d.$$

Это, согласно [8], отвечает случаю четвертьволнового просветляющего слоя.



## 5. Заключение

Таким образом, в данной работе на основе последовательного учета магнитоупругого взаимодействия в рамках метода эффективной среды рассмотрены особенности прохождения сдвиговой упругой объемной волны через ограниченную акустическую сверхрешетку типа лекоосный ферромагнетик–сверхпроводник. Анализ проведет как для случая параллельной (конфигурация А), так и антипараллельной (конфигурация В) ориентации равновесных магнитных моментов соседних касательно намагниченных ферромагнитных слоев сверхрешетки. Хотя неограниченная ферромагнитная среда в геометрии Фогта обладает гиротропией, тем не менее в случае магнитной сверхрешетки и той же геометрии распространения упругой волны первая из указанных магнитных конфигураций обладает макроскопической акустической гиротропией (конфигурация А), а вторая (конфигурация В) нет (в длинноволновом пределе). В соответствии с этим обстоятельством для заданных частоты  $\omega$  и волнового числа  $k_{\perp}$  условия прохождения объемной SH-волны через такую мелкослоистую магнитную акустическую сверхрешетку существенно изменяются в зависимости от типа равновесной магнитной конфигурации. В частности, наряду с „полуволновым“ механизмом безотражательного прохождения, хорошо известным для немагнитных слоев [8], в случае ограниченной магнитной сверхрешетки лекоосный ферромагнетик–сверхпроводник с равновесной конфигурацией В-типа возможен дополнительный механизм безотражательного прохождения. Что касается ограниченной магнитной сверхрешетки с равновесной конфигурацией А-типа, то для нее подобный резонанс места не имеет. Анализ показал, что, несмотря на акустически сплошную границу раздела магнитной сверхрешетки и немагнитной среды вдоль нее, в случае конфигурации А-типа возможно распространение однородной сдвиговой упругой волны. Для этого ее частота и волновое число должны удовлетворять закону дисперсии сдвиговой ПАВ, которая распространяется в этой геометрии вдоль механически свободной поверхности полуограниченной магнитной сверхрешетки рассматриваемого типа. Впервые показано, что в этом случае, когда поверхность ограниченной мелкослоистой магнитной сверхрешетки типа лекоосный ферромагнетик–сверхпроводник имеет акустически сплошное немагнитное покрытие конечной толщины, для обеих рассмотренных конфигураций возможно безотражательное прохождение объемной упругой SH-волны. Физически механизм прохождения обусловлен резонансным возбуждением падающей объемной упругой волны сдвиговой ПАВ, формирующейся на границе раздела ограниченная магнитная сверхрешетка–немагнитное покрытие конечной толщины.

Отдельно заметим, что все перечисленные выше эффекты в случае сверхрешетки с равновесной магнитной конфигурацией А-типа вследствие гиротропии обладают взаимностью относительно смены знака проекции волнового вектора упругой SH-волны на поверхность сверхрешетки.

Влияние неоднородного обменного взаимодействия на рассмотренные в данной работе эффекты будет изучено дополнительно.

Один из авторов (С.В.Т.) выражает глубокую благодарность И.Е. Дикштейну за поддержку идеи данной работы и плодотворное обсуждение.

## Список литературы

- [1] T.T. Wu, Z.G. Huang, S. Lin. Phys. Rev. B **69**, 9, 094 301 (2004).
- [2] R. Sainidou, N. Stefanou, A. Modinos. Phys. Rev. B **69**, 6, 064 301 (2004).
- [3] Ю.И. Беспятых, И.Е. Дикштейн, В.П. Мальцев, С.А. Никитов, В. Василевский. ФГТ **45**, 11, 2056 (2003).
- [4] A. Figotin, I. Vitebsky. Phys. Rev. E **63**, 066 609 (2001).
- [5] M.G. Cottam, D.R. Tilley. Introduction to Surface and Superlattice Excitations. Cambridge Univ. Press, Cambridge (1989). 355 p.
- [6] С.М. Рытов. Акуст. журн. **2**, 1, 72 (1956).
- [7] Ю.В. Гуляев, И.Е. Дикштейн, В.Г. Шапуров. УФН **167**, 7, 735 (1997).
- [8] Л.М. Бреховских. Волны в слоистых средах. Наука, М. (1973). 340 с.
- [9] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. Наука, М. (1985). 525 с.