АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2006, том 52, № 4, с. 539–548

УДК 534.2+537.6

ОСОБЕННОСТИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПОПЕРЕЧНОЙ УПРУГОЙ ВОЛНЫ В ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ ИЗ ФЕРРИМАГНИТНЫХ И СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СЛОЕВ. III. ВЫТЕКАЮЩИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ МОДЫ И СВЯЗАННЫЕ С НИМИ РЕЗОНАНСЫ

© 2006 г. О. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. М. Юрченко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины

Украина, 83114 Донецк-114, ул. Р. Люксембург 72

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

Поступила в редакцию 25.10.04 г.

В рамках метода эффективной среды определены условия существования вытекающих сдвиговых поверхностных акустических волн (ПАВ) в полуограниченной мелкослоистой магнитной сверхрешетке, состоящей из ферримагнитных и сверхпроводящих слоев. На этой основе изучена возможность резонансного взаимодействия поверхностной упругой *SH*-волны в магнитной сверхрешетке и сдвиговой объемной волны в сопряженной немагнитной среде.

PACS: 43.20.El, 43.20.Ks

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] на основе последовательного учета динамического магнитоупругого взаимодействия были изучены особенности формирования и распространения сдвиговой поверхностной упругой волны в длинноволновом пределе в одномерном фононном кристалле, представляющем собой двухкомпонентную акустическую магнитную сверхрешетку, с периодом $D = d_1 + d_2$. Решетка состоит из касательно намагниченных ферримагнитных слоев (толщиной d_1) и идеально сверхпроводящих слоев (толщиной d_2). Исследование было проведено для двух типов равновесных магнитных конфигураций, качественно различных с точки зрения упругой динамики. В первой из них (конфигурация *A*-типа) результирующие равновесные намагниченности соседних слоев параллельны, вследствие чего такая среда обладает акустической гиротропией. Вторая рассмотренная в [1, 2] равновесная конфигурация магнитных моментов соответствует антипараллельной ориентации равновесных намагниченностей соседних ферримагнитных слоев (конфигурация *B*-типа), и для нее в длинноволновом пределе акустическая гиротропия отсутствует. Расчет показал, что наличие акустической гиротропии приводит к возможности формирования сдвиговой однопарциальной ПАВ *SH*-типа уже для механически свободной внешней поверхности сверхрешетки с конфигурацией *A*-типа. Спектр данной ПАВ оказывается невзаимным относительно инверсии направления распространения $\omega(k_\perp) \neq \omega(-k_\perp)$ (ω – частота, $k_\perp$ – волновое число), а соответствующая дисперсионная кривая не имеет в рассматриваемом пределе коротковолновой точки окончания (по аналогии с теорией поверхностных поляритонов [3] она может быть названа сдвиговой ПАВ первого типа). Что же касается полуограниченной магнитной сверхрешетки с конфигурацией *B*-типа, то для нее формирование сдвиговой однопарциальной ПАВ вблизи внешней поверхности магнитной сверхрешетки возможно только при наличии акустически сплошного немагнитного покрытия (более жесткого по сравнению с усредненными по периоду сверхрешетки упругими характеристиками магнитного фононного кристалла). Для спектра этого поверхностного возбуждения эффект невзаимности отсутствует ($\omega(k_\perp) = \omega(-k_\perp)$), а дисперсионная кривая имеет не только длинноволновую, но и коротковолновую точку окончания спектра (по аналогии с теорией поверхностных поляритонов [3] такая волна может быть названа виртуальной сдвиговой ПАВ или сдвиговой ПАВ второго типа). В соответствии с общей теорией волновых процессов, указанные особенности в поверхностной упругой динамике магнитной сверхрешетки оказались тесно связанными с характером отражения объемной упругой *SH*-волны, падающей из глубины полуограниченной сверхрешетки типа "ферримагнетик–сверхпроводник" на ее поверхность.

В этой связи несомненный интерес представляет вопрос об условиях формирования на основе ПАВ, найденных в [1, 2], вытекающих однопарциальных сдвиговых ПАВ, поскольку в этом случае появляется возможность резонансного возбуждения сдвиговой ПАВ на внешней поверхности магнитной сверхрешетки типа "магнетик–идеальный сверхпроводник" за счет объемной упругой волны в акустически сопряженной со сверхрешеткой немагнитной среде. Для того чтобы бегущая вдоль поверхности магнитной сверхрешетки однопарциальная ПАВ *SH*-типа сопровождалась объемной упругой волной, необходимо, чтобы 1) поверхность магнитной сверхрешетки имела сплошной акустический контакт с немагнитным полупространством; 2) фазовая скорость объемной *SH*-волны в этом полупространстве была меньше, чем фазовая скорость сдвиговой ПАВ, распространяющейся в магнитной сверхрешетке. Однако до сих пор такая задача не рассматривалась.

Таким образом, цель данной работы состоит в анализе особенностей распространения и возбуждения вытекающей упругой однопарциальной ПАВ *SH*-типа, формирующейся вблизи поверхности мелкослоистой акустической сверхрешетки типа "ферримагнетик–идеальный сверхпроводник" в зависимости от типа равновесной магнитной конфигурации.

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Воспользуемся моделью магнитной акустической сверхрешетки, рассмотренной в [1, 2]. Считается, что магнитная сверхрешетка представляет собой систему ферримагнитных (среда 1) касательно намагниченных слоев толщиной d_1 каждый, которые акустически связаны между собой идентичными слоями идеального сверхпроводника (среда 2) толщиной d_2 (в сверхпроводнике для лондоновской глубины проникновения λ с хорошей степенью точности выполнено соотношение $2\lambda \ll d_2$). Нормаль к границе раздела слоев n совпадает с осью OX. В качестве модели ферримагнитной среды рассматривается двухподрешеточная ($\mathbf{M}_{1,2}$ – намагниченности подрешеток) модель с осью ферримагнетика OZ [4]. Предполагаем, что среда 1 и среда 2 являются упругоизотропными, причем упругие параметры: плотности и коэффициенты Ламэ магнитной (ρ_1, λ_1, μ_1) и немагнитной (ρ_2, λ_2, μ_2) сред, входящих в состав рассматриваемой сверхрешетки, совпадают: $\rho_1 = \rho_2 = \rho$, $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$, $\mu_1 = \mu_2 = \mu$). Для акустически сплошной структуры на границе раздела слоев выполнены следующие условия (см. также (I.9)–(I.11) или (II.2)–(II.4))[1]:

$$u_i^{(1)} = u_i^{(2)} \quad x = d_1 + ND, ND, \tag{1}$$

$$\sigma_{ix}^{(1)} = \sigma_{ix}^{(2)} \quad x = d_1 + ND, ND, \tag{2}$$

$$Bn = 0 \quad x = d_1 + ND, ND. \tag{3}$$

Здесь $i = x, y, z$, $\mathbf{u}$ – вектор смещений решетки, σ_{ik} – тензор упругих напряжений, $\mathbf{B}$ – вектор магнитной индукции, индексы 1 и 2 обозначают величины, относящиеся соответственно к магнитной и немагнитной среде, $N = 0, 1, \ldots$ – номер периода сверхрешетки.

Следуя [5, 6], несложно показать, что в длинноволновом пределе ($k_{\parallel 1,2}$ – нормальная к поверхности компонента волнового вектора $\mathbf{k}$ сдвиговой упругой волны в слое 1 (2)):

$$k_{\parallel 1} d_1 \ll 1, \quad k_{\parallel 2} d_2 \ll 1 \tag{4}$$

исследуемую акустическую сверхрешетку как в конфигурации A, так и в конфигурации B, можно рассматривать, как некоторую эффективную пространственно однородную среду, которая характеризуется усредненными по величине периода сверхрешетки значениями компонентов тензора упругих напряжений σ_{ik} ($\langle\sigma_{ik}\rangle$) и тензора упругих деформаций u_{ik} ($\langle u_{ik}\rangle$).

В результате, если без ограничения общности положить, что нормаль к границе раздела слоев n совпадает с OX, то для интересующей нас геометрии распространения упругой SH волны: $\mathbf{u} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$, в рамках метода эффективной среды, спектр однопарциальной упругой SH-волны ($k_\parallel^2 \equiv \equiv [\omega^2/s^2 - c_\perp k_\perp^2]/c_\parallel$, $s^2 = \mu/\rho$

$$u_z = A\exp(ik_\parallel x)\exp(i\phi), \quad \phi \equiv k_\perp y - \omega t \tag{5}$$

может быть представлен в виде [1, 2]

$$\omega^2 = s^2(\bar{c}_\perp k_\perp^2 + \bar{c}_\parallel k_\parallel^2), \tag{6}$$

где

$$c_\parallel = \bar{c}_{55}/\mu = \frac{(\omega_{1+}^2 - \omega^2)(\omega_{1-}^2 - \omega^2)}{(\omega_{2+}^2 - \omega^2)(\omega_{2-}^2 - \omega^2)},$$

$$c_\perp = \bar{c}_{44}/\mu = \frac{(\omega_{4+}^2 - \omega^2)(\omega_{4-}^2 - \omega^2)}{(\omega_{2+}^2 - \omega^2)(\omega_{2-}^2 - \omega^2)}, \tag{7}$$

$$c_* = \bar{c}_{54}/\mu = \frac{\nu\omega_E\omega_{me}^2 f_1}{(\omega_{2+}^2 - \omega^2)(\omega_{2-}^2 - \omega^2)}$$

для магнитной сверхрешетки A-типа и

[1] Ссылки на формулы работ [1] и [2] будем давать в двойной нумерации. В частности, ссылка на формулу (23) в работе [I], будет выглядеть как (I.23), а в работе [2] как (II.23).

$$c_{\parallel} = \bar{c}_{55}/\mu = \frac{(\omega_{1+}^2 - \omega^2)(\omega_{1-}^2 - \omega^2)}{(\omega_{2+}^2 - \omega^2)(\omega_{2-}^2 - \omega^2)},$$
$$c_{\perp} = \bar{c}_{44}/\mu = \frac{(\omega_{3+}^2 - \omega^2)(\omega_{3-}^2 - \omega^2)}{(\omega_{1+}^2 - \omega^2)(\omega_{1-}^2 - \omega^2)}, \quad (8)$$
$$\bar{c}_{45} = \bar{c}_{54} = 0$$

для магнитной сверхрешетки B-типа. Здесь $\omega_{1\pm}^2$ – положительные корни биквадратного уравнения $(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2)(\omega_0^2 - \omega^2) - \nu^2\omega_E^2\omega^2 = 0$; $\omega_{2\pm}^2$ – положительные корни биквадратного уравнения $(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2)(\omega_0^2 + f_1\omega_{me}^2 - \omega^2) - \nu^2\omega_E^2\omega^2 = 0$; $\omega_{3\pm}^2$ – положительные корни биквадратного уравнения $(\omega_0^2 - \omega^2)(\omega_0^2 + f_2\omega_{me}^2 - \omega^2) - \nu^2\omega_E^2\omega^2 = 0$; $\omega_{4\pm}^2$ – положительные корни биквадратного уравнения $(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2)(\omega_0^2 - \omega^2) - \nu^2\omega_E^2\omega^2 + f_1f_2\omega_{me}^4 = 0$, $f_{1,2} = d_{1,2}/(d_1 + d_2)$, $\bar{c}_{ik}$ – эффективные модули упругости ($\langle\sigma_{ik}\rangle = \bar{c}_{ik}\langle u_{ik}\rangle$) [1, 2]. Отметим, следуя [1, 2], что для любых $k_{\perp}$ имеют место следующие соотношения

$$\omega_{1-} < \omega_{4-} < \omega_{2-} < \omega_{4+} < \omega_{1+} < \omega_{2+},$$
$$\omega_{3-} < \omega_{1-} < \omega_{2-} < \omega_{3+} < \omega_{1+} < \omega_{2+}, \quad (9)$$
$$\omega_{3-} < \omega_{1-} < \omega_{3+} < \omega_{2-} < \omega_{1+} < \omega_{2+}.$$

Рассмотрим вначале наиболее простой случай формирования вытекающей сдвиговой ПАВ: акустически сплошную границу раздела двух полупространств, одно из которых занято мелкослоистой магнитной сверхрешеткой, а второе немагнитной средой.

АКУСТИЧЕСКИ СПЛОШНАЯ ГРАНИЦА РАЗДЕЛА ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ МАГНИТНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ И НЕМАГНИТНОЙ СРЕДЫ

Пусть внешняя поверхность сверхрешетки, занимающей нижнее полупространство ($x < 0$), имеет сплошной акустический контакт с полуограниченной ($x > 0$) немагнитной упругоизотропной средой (среда 3, коффициенты Ламэ λ_*, μ_*, плотность ρ_*):

$$\langle\sigma_{xi}\rangle = \sigma_{xi3}, \quad \langle u_i\rangle = u_{i3}; \quad x = 0. \quad (10)$$

Если на поверхность мелкослоистой сверхрешетки из глубины немагнитной среды падает плоская объемная SH-волна, то структуру упругих полей с $\mathbf{u} \parallel OZ$ по обе стороны от границы раздела можно представить в виде ($s_*^2 \equiv \mu_*/\rho_*$; $\tilde{k}_{\parallel}^2 \equiv \omega^2/s_*^2 - k_{\perp}^2$):

$$u_{z3} = A_-\exp(-i\tilde{k}_{\parallel}x)\exp(i\phi) + A_+\exp(i\tilde{k}_{\parallel}x)\exp(i\phi), \quad x > 0,$$
$$\langle u_z\rangle = B\exp(-ik_{\parallel}x)\exp(i\phi), \quad x < 0. \quad (11)$$

В этом случае с учетом (7), коэффициент отражения $R = A_+/A_-$ объемной упругой волны для мелкослоистой магнитной сверхрешетки A-типа можно представить в виде ($a \equiv \mu_*/\mu$, $\sigma \equiv k_{\perp}/|k_{\perp}|$):

$$R_{SA} = \frac{a\tilde{k}_{\parallel} - c_{\parallel}k_{\parallel} + ic_*\sigma k_{\perp}}{a\tilde{k}_{\parallel} + c_{\parallel}k_{\parallel} - ic_*\sigma k_{\perp}} \text{ конфигурация } S\text{–}A. \quad (12)$$

Тогда как аналогичный расчет для коэффициента отражения в случае мелкослоистой магнитной сверхрешетки B-типа с учетом (8) дает

$$R_{SB} = \frac{a\tilde{k}_{\parallel} - c_{\parallel}k_{\parallel}}{a\tilde{k}_{\parallel} + c_{\parallel}k_{\parallel}} \text{ конфигурация } S\text{–}B. \quad (13)$$

Здесь и в дальнейшем запись S–A или S–B означает границу раздела полуограниченного сверхпроводника (S) (немагнитная среда) и рассматриваемой полуограниченной магнитной сверхрешетки с равновесной магнитной конфигурацией A- или B-типа соответственно. Случай $k_{\parallel}^2 > 0$ отвечает преломлению сдвиговой упругой волны на границе раздела сред ($x = 0$) и генерации распространяющейся объемной (тригонометрической) упругой волны SH-типа в сверхрешетке ($x < 0$). При этом полное прохождение может быть реализовано, только если магнитная сверхрешетка обладает магнитной конфигурацией B-типа ($R_{SB} = 0$), тогда как для магнитной сверхрешетки A-типа одновременно $|R_{SA}| < 1$ и $\mathrm{Im}R_{SA} \neq 0$.

Из (12), в соответствии с общими положениями теории волновых процессов в слоистых средах следует, что при $c_{\parallel}\alpha - c_*\sigma = 0$ ($k_{\parallel}^2 = -\alpha^2k_{\perp}^2 > 0$) вдоль акустически сплошной границы раздела "магнитная сверхрешетка A-типа–немагнитная среда" в сопряженной немагнитной среде (среда 3), возможно распространение сдвиговой однородной объемной волны ($\tilde{k}_{\parallel} = 0$).

Случай $k_{\parallel}^2 < 0$ отвечает полному отражению объемной упругой SH-волны, распространяющейся в немагнитной среде ($\tilde{k}_{\parallel} > 0$), и является необходимым (но не достаточным) условием того, чтобы вблизи внешней поверхности магнитной сверхрешетки формировалась поверхностная сдвиговая упругая волна, для которой

$$\langle u_z\rangle \longrightarrow 0 \text{ при } x \longrightarrow -\infty. \quad (14)$$

Из (7), (12) следует, что формирование вытекающей сдвиговой ПАВ в такой структуре возможно только для магнитной сверхрешетки *A*-типа, при этом ее закон дисперсии можно с учетом замены $ik_{\parallel} \longrightarrow \alpha k_{\perp}$ ($\alpha^2 > 0$) представить в виде

$$(c_{\parallel}\alpha - c_*\sigma)k_{\perp} - ia\tilde{k}_{\parallel} = 0. \qquad (15)$$

В пределе $a \longrightarrow 0$ соотношение (15) совпадает с найденным в [2] законом дисперсии для сдвиговой ПАВ, локализованной вблизи механически свободной внешней поверхности, полуограниченной магнитной сверхрешетки *A* типа (I.30). Наличие в соотношении (15) мнимой части говорит о вытекании ПАВ из магнитной сверхрешетки ($x < 0$) за счет генерации сдвиговой объемной волны ($\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$) в верхнем полупространстве ($x > 0$). Условием малости такого вытекания является требование $a \ll 1$. Из (7), (12) следует, что при $ik_{\parallel} \longrightarrow \alpha k_{\perp}$ $|R_{SA}| = 1$, т.е. в данной структуре в пренебрежении диссипацией никакого резонансного возбуждения сдвиговой ПАВ в полубесконечной магнитной сверхрешетке с помощью падающей из немагнитной среды на внешнюю поверхность магнитной сверхрешетки объемной *SH*-волны не происходит.

Что же касается амплитудного коэффициента возбуждения сдвиговой поверхностной волны в самой магнитной сверхрешетке *A*-типа (T_{SA}), то из (7), (12) следует, что он может быть представлен в виде

$$T_{SA} = B/A_{-} = 1 + R_{SA} = \frac{2a\tilde{k}_{\parallel}}{a\tilde{k}_{\parallel} + i(c_{\parallel}\alpha - c_*\sigma)k_{\perp}}. \qquad (16)$$

Таким образом, интенсивность возбуждения сдвиговой ПАВ вблизи внешней поверхности магнитной сверхрешетки *A*-типа ($x = 0$), определяется соотношением

$$|T_{SA}|^2 = \frac{2a^2\tilde{k}_{\parallel}^2}{a^2\tilde{k}_{\parallel}^2 + (c_{\parallel}\alpha - c_*\sigma)^2 k_{\perp}^2} \qquad (17)$$

и имеет максимум при условии, что частота ω и волновое число $k_{\perp}$ падающей из немагнитной среды объемной *SH*-волны удовлетворяют закону дисперсии сдвиговой ПАВ, распространяющейся вдоль механически свободной поверхности мелкослоистой магнитной сверхрешетки *A*-типа (I.30). Следует отметить, что вследствие акустической гиротропии не только спектр (15), но и условия возбуждения данного типа вытекающей ПАВ обладают невзаимностью относительно инверсии знака угла падения объемной *SH*-волны в среде 3 ($T_{SA}(\sigma = 1) \neq T_{SA}(\sigma = -1)$).

Что же касается сдвиговой ПАВ, формирующейся в магнитной сверхрешетке *B*-типа, то поскольку она реализуется только при наличии сплошного акустического покрытия на поверхности магнитной сверхрешетки [2], то для ее возбуждения необходимо использовать более сложную слоистую структуру. Вместе с тем, расчет показывает, что для конфигурации "*S–B*" амплитудный коэффициент $T_{SB} = 1 + R_{SB}$ имеет максимум, если частота ω и волновое число $k_{\perp}$ падающей из немагнитной среды объемной *SH*-волны удовлетворяют закону дисперсии однородной сдвиговой объемной волны, распространяющейся в рассматриваемой мелкослоистой магнитной сверхрешетке *B*-типа (см. соотношения (6), (8) при $k_{\parallel} = 0$). Такая ситуация в принципе невозможна, если частота падающей волны ω такова, что одновременно $c_{\parallel} > 0$ и $c_{\perp} < 0$.

Пользуясь аналогией с поверхностными поляритонами, рассмотрим упругий аналог схемы Отто, широко применяемой при возбуждении поверхностных поляритонов [3]: акустически сплошную сэндвич-структуру типа "полубесконечная мелкослоистая магнитная сверхрешетка–немагнитный слой–полубесконечная немагнитная среда". В следующем разделе будет показано, что подобная структура позволяет резонансным образом возбуждать сдвиговую ПАВ вблизи внешней поверхности полуограниченной магнитной сверхрешетки, как в конфигурации *A*-, так и *B*-типа за счет падающей из немагнитной среды объемной *SH*-волны.

РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ УПРУГОЙ *SH*-ВОЛНЫ В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ ТИПА "НЕМАГНИТНОЕ ПОЛУПРОСТРАНСТВО–НЕМАГНИТНЫЙ СЛОЙ–ПОЛУОГРАНИЧЕННАЯ МАГНИТНАЯ СВЕРХРЕШЕТКА"

Рассмотрим акустически сплошную слоистую структуру, в которой упругоизотропный немагнитный слой (среда 0, коэффициенты Ламэ λ_0, μ_0, плотность ρ_0) толщиной t ($0 < x < t$) расположен между полуограниченной мелкослоистой сверхрешеткой типа "ферримагнетик–идеальный сверхпроводник", занимающей нижнее полупространство ($x < 0$), и немагнитной упругоизотропной средой (среда 3), занимающей верхнее полупространство ($x > t$).

Условие акустической сплошности указанной структуры можно представить в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{xi0} &= \sigma_{xi3}, \quad u_{i0} = u_{i3}, \quad x = t, \\ \langle \sigma_{xi} \rangle &= \sigma_{xi0}, \quad \langle u_i \rangle = u_{i0}, \quad x = 0. \end{aligned} \qquad (18)$$

Если по своим упругим параметрам немагнитный слой (среда 0) является более жестким, а немагнитное полупространство (среда 3) – более мягким по отношению к скорости распространения объемных сдвиговых волн в мелкослоистой магнитной сверхрешетке ($s_0 > s > s_*$, $s_0^2 \equiv \mu_0/\rho_0$), то пространственное распределение z-компоненты

вектора упругих смещений определится соотношениями ($k_{\|0}^2 = -q_0^2 \equiv k_\perp^2 - \omega^2/s_0^2 > 0$; $\alpha^2 > 0$):

$$\begin{aligned} u_{z3} &= [A_-\exp(-i\tilde{k}_\|(x-t)) + \\ &+ A_+\exp(i\tilde{k}_\|(x-t))]\exp(i\phi), \quad x > t, \\ u_{z0} &= [C_-\exp(-ik_{\|0}x) + \\ &+ C_+\exp(ik_{\|0}x)]\exp(i\phi), \quad 0 < x < t, \\ \langle u_z\rangle &= B\exp(\alpha k_\perp x)\exp(i\phi), \quad x < 0. \end{aligned} \tag{19}$$

В этом случае выражение для коэффициента отражения для объемной *SH*-волны, падающей из верхнего полупространства на поверхность слоя $x = t$ $R = A_+/A_-$ и коэффициента возбуждения сдвиговой ПАВ ($k_\|^2 = -\alpha^2 k_\perp^2 > 0$, $\alpha^2 > 0$) вблизи внешней поверхности магнитной сверхрешетки как *A*-, так и *B*-типа $T = B/A_-$ можно с учетом (7)–(8) соответственно представить в виде

$$R = \frac{-i\bar{Z}_2(\bar{Z}_1 + \bar{Z}_2\,\mathrm{th}(q_0t)) + Z_3(\bar{Z}_1\,\mathrm{th}(q_0t) + \bar{Z}_2)}{i\bar{Z}_2(\bar{Z}_1 + \bar{Z}_2\,\mathrm{th}(q_0t)) + Z_3(\bar{Z}_1\,\mathrm{th}(q_0t) + \bar{Z}_2)}, \tag{20}$$

$$T = \frac{2Z_3\bar{Z}_2}{i\bar{Z}_2(\bar{Z}_1 + \bar{Z}_2\,\mathrm{th}(q_0t)) + Z_3(\bar{Z}_1\,\mathrm{th}(q_0t) + \bar{Z}_2)}, \tag{21}$$

где

$$\begin{aligned} Z_3 &= \mu_*\tilde{k}_\|, \quad \bar{Z}_2 = \mu_0 q_0, \\ \bar{Z}_1 &= \mu(c_\|\alpha - c_*\sigma)k_\perp, \end{aligned} \tag{22}$$

поверхностные импедансы для конфигурации *S*–*A*–*S* и

$$Z_3 = \mu_*\tilde{k}_\|, \quad \bar{Z}_2 = \mu_0 q_0, \quad \bar{Z}_1 = \mu c_\|\alpha k_\perp, \tag{23}$$

поверхностные импедансы для конфигурации *S*–*B*–*S*. При $t \longrightarrow 0$ из (20)–(23) следует, что $R \longrightarrow R_{SA}$, $T \longrightarrow T_{SA}$.

Полюс как R, так и T определяется соотношением

$$\bar{Z}_2(\bar{Z}_1 + \bar{Z}_2\,\mathrm{th}(q_0t)) - iZ_3(\bar{Z}_1\,\mathrm{th}(q_0t) + \bar{Z}_2) = 0, \tag{24}$$

что соответствует закону дисперсии вытекающей сдвиговой ПАВ, бегущей вдоль внешней поверхности магнитной сверхрешетки ($x = 0$) *A*-типа (с учетом (7), (22)) или *B*-типа (с учетом (8), (23)).

Анализ (22)–(24) показывает, что в этом случае вытекание (мнимая часть) мало в одном из следующих случаев

$$\begin{aligned} \mu_* &\ll 1, \quad (Z_3 \longrightarrow 0), \\ 1/\mu_* &\ll 1, \quad (1/Z_3 \longrightarrow \infty), \\ \mu_0 &\ll 1, \quad (Z_2 \longrightarrow 0). \end{aligned} \tag{25}$$

В предельном варианте: $\mu_* = 0$, $1/\mu_* = 0$ или $\mu_0 = 0$ мнимая часть в (24) становится равной нулю, что отвечает отсутствию вытекания ПАВ в верхнюю немагнитную среду ($x > t$), и соотношение (24) будет определять закон дисперсии сдвиговой ПАВ, локализованной на границе раздела магнитной сверхрешетки и немагнитного слоя с механически свободной ($\mu_* \longrightarrow 0$, $b \equiv \mu_0/\mu$)

$$\begin{aligned} &(c_\|\alpha - c_*\sigma)k_\perp + bq_0\,\mathrm{th}(q_0t) = 0 \\ &(\textit{сверхрешетка A-типа}), \\ &c_\|\alpha k_\perp + bq_0\,\mathrm{th}(q_0t) = 0 \\ &(\textit{сверхрешетка B-типа}), \end{aligned} \tag{26}$$

или жестко закрепленной ($\mu_* \longrightarrow \infty$)

$$\begin{aligned} &(c_\|\alpha - c_*\sigma)k_\perp + bq_0\,\mathrm{cth}(q_0t) = 0 \\ &(\textit{сверхрешетка A-типа}), \\ &c_\|\alpha k_\perp + bq_0\,\mathrm{cth}(q_0t) = 0 \\ &(\textit{сверхрешетка B-типа}) \end{aligned} \tag{27}$$

внешней поверхностью ($x = t$). При этом для магнитной сверхрешетки *A*-типа $c_\|$, $c_\perp$, c_* определяется на основании (7), тогда как для магнитной сверхрешетки *B*-типа $c_\|$, $c_\perp$ определяется на основании (8). В случае $\mu_0 \longrightarrow 0$ (24) отвечает спектру сдвиговой ПАВ, реализующейся вблизи механически свободной поверхности магнитной сверхрешетки *A*-типа (I.13).

Из (21)–(23) следует, что интенсивность возбуждения ПАВ вблизи внешней поверхности сверхрешетки, за счет падения объемной *SH*-волны в немагнитной среде (среда 3) на внешнюю поверхность немагнитного слоя, ($x = t$, среда 0) описывается выражением

$$|T|^2 = \frac{2Z_3^2\bar{Z}_2^2}{\bar{Z}_2^2(\bar{Z}_1 + \bar{Z}_2\,\mathrm{th}(q_0t))^2 + Z_3^2(\bar{Z}_1\,\mathrm{th}(q_0t) + \bar{Z}_2)^2}. \tag{28}$$

Анализ (28) показывает, что $|T|$ имеет максимум в двух случаях: если частота ω и волновое число $k_\perp$ падающей сдвиговой объемной волны удовлетворяют:

1) закону дисперсии для ПАВ, формирующейся на границе раздела "полубесконечная магнитная сверхрешетка (*A*- или *B*-типа)–немагнитный слой" ((7), (26) или (8), (27)), для чего необходимо, чтобы одновременно $q_0^2 > 0$, $c_\| < 0$, $k_\|^2 < 0$;

2) закону дисперсии для ПАВ Лява, формирующейся границе раздела "полубесконечная магнитная сверхрешетка (*A*- или *B*-типа)–немагнитный слой" ((7), (26) или (8), (27)), для чего необходимо, чтобы одновременно $q_0^2 < 0$, $k_\|^2 < 0$.

Чтобы понять, при каких частотах и волновых числах падающей волны возможна такая ситуация, целесообразно, следуя [8], графически исследовать локальную геометрию сечения поверхностей волновых векторов сдвиговых колебаний с

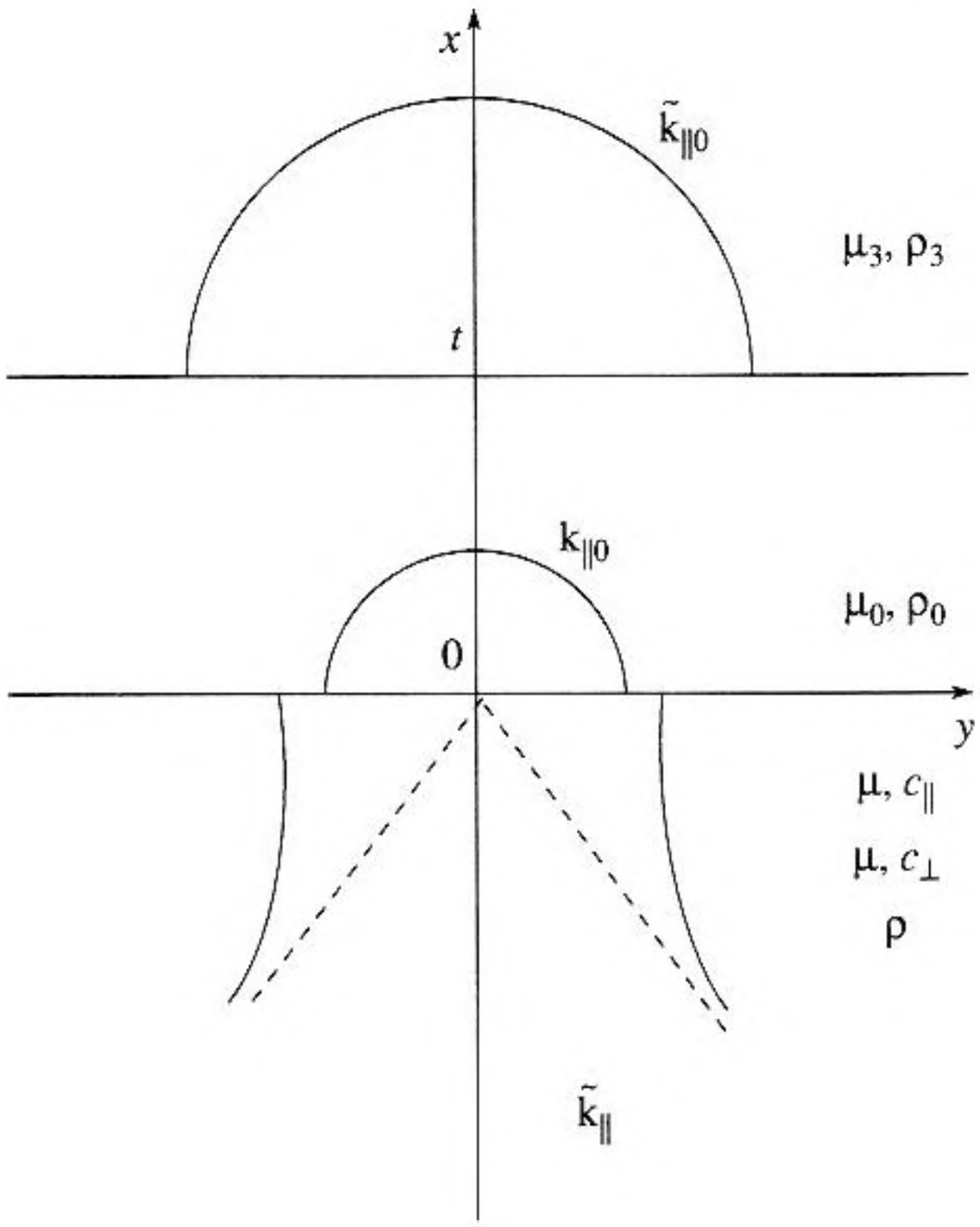

Рис. 1. Сечение поверхностей волновых векторов сдвиговых колебаний плоскостью падения в структуре типа "полуограниченная магнитная сверхрешетка–немагнитный слой–немагнитное полупространство" (19) при условии, что $c_\| < 0$; $c_\perp > 0$; $\tilde{k}_\|^2 > k_{\|0}^2 > 0$, $k_\|^2 > 0$, $s_* < s_0 < s$.

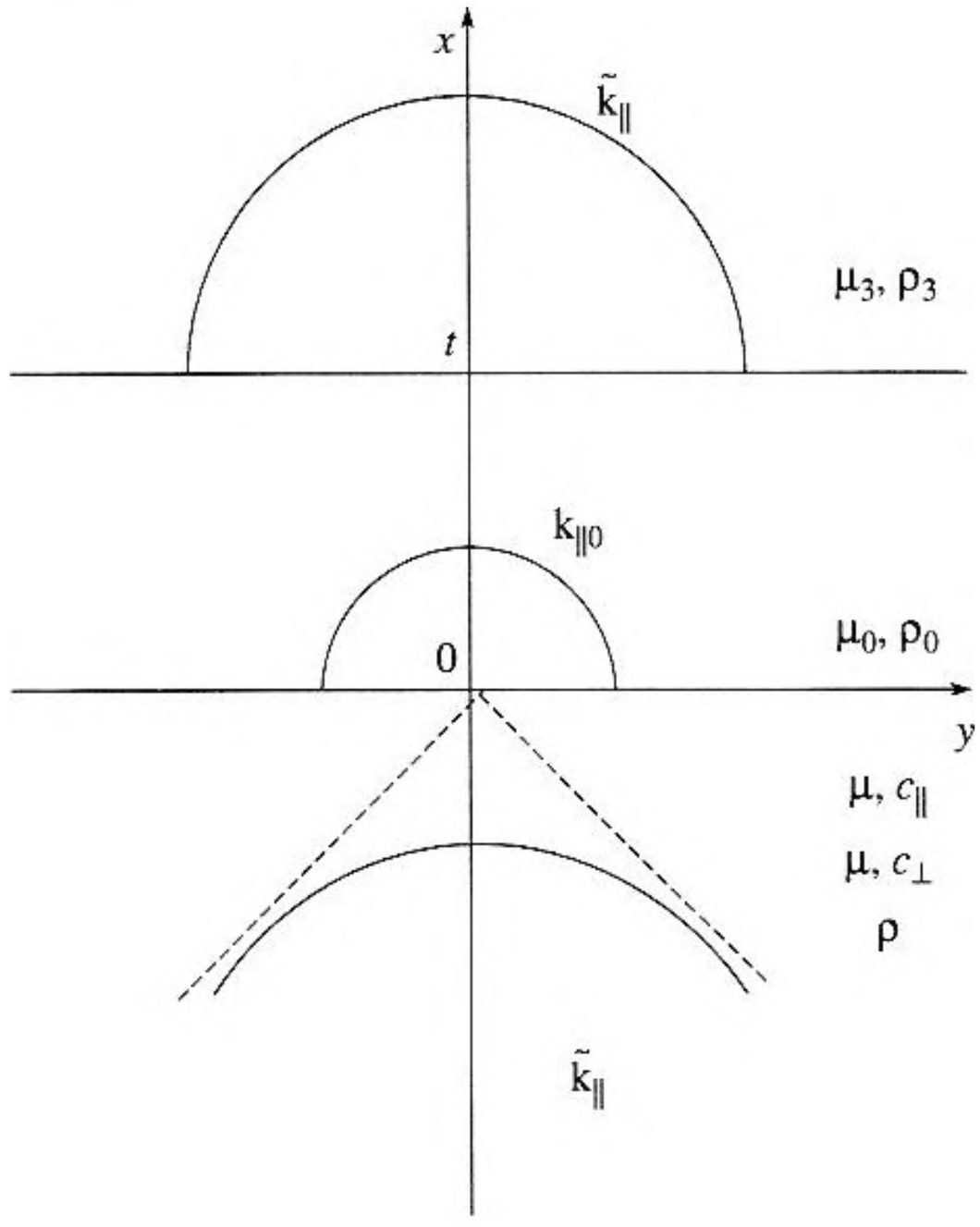

Рис. 2. Сечение поверхностей волновых векторов сдвиговых колебаний плоскостью падения в структуре типа "полуограниченная магнитная сверхрешетка–немагнитный слой–немагнитное полупространство" (19) при условии, что $c_\| > 0$; $c_\perp < 0$; $\tilde{k}_\|^2 > k_{\|0}^2 > 0$, $k_\|^2 > 0$, $s_* < s_0 < s$.

u $\|$ *OZ* плоскостью падения (*XY*) в структуре типа "полуограниченная магнитная сверхрешетка–немагнитный слой–немагнитное полупространство" (19) в зависимости от частоты падающей волны ω (см. рис. 1–3).

Однако до сих пор все расчеты проводились в предположении о том, что исследуемая магнитная сверхрешетка занимает полупространство ($x < 0$), т.е. обладает только одной внешней поверхностью.

Рассмотрим теперь, как повлияет учет конечности толщины мелкослоистой магнитной сверхрешетки вдоль нормали к границе раздела слоев на характер отражения объемной сдвиговой ПАВ падающей из полуограниченной немагнитной среды.

ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ ОБЪЕМНОЙ УПРУГОЙ *SH*-ВОЛНЫ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ОГРАНИЧЕННОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ ТИПА "МАГНЕТИК–СВЕРХПРОВОДНИК"

Будем считать, что имеется немагнитная среда (среда 3) – идеальный сверхпроводник, в которую внедрена ограниченная мелкослоистая магнитная сверхрешетка типа "ферримагнетик (среда 1)–идеальный сверхпроводник (среда 2)" толщиной $2d$ ($0 < x < 2d$), одна из поверхностей которой имеет немагнитное покрытие (среда 0) толщиной t ($2d < x < 2d + t$).

Если по-прежнему на всех межслоевых границах в магнитной сверхрешетке выполнены условия (1)–(3), то в рамках метода эффективной среды (1), граничные условия на внешних поверхностях ограниченной сверхрешетки $x = 0$, $2d$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} &\sigma_{xi3} = \sigma_{xi0}, \quad u_{i3} = u_{i0}, \quad x = 2d + t, \\ &\langle \sigma_{xi} \rangle = \sigma_{xi0}, \quad \langle u_i \rangle = u_{0i}, \quad x = 2d, \\ &\langle \sigma_{xi} \rangle = \sigma_{xi3}, \quad \langle u_i \rangle = u_{i3}, \quad x = 0. \end{aligned} \tag{29}$$

Считая, что объемная упругая *SH*-волна падает из верхнего немагнитного полупространства (среда 3), структуру поля упругих смещений u_z в каждой из сред можно представить в виде:

$$u_{z3} = [A_\exp(-i\tilde{k}_{\parallel}(x-(2d+t))) +$$
$$+ A_{+}\exp(i\tilde{k}_{\parallel}(x-(2d+t)))]\exp(i\phi), \quad x > 2d+t,$$
$$u_{z0} = [C_\exp(-ik_{\parallel 0}x) +$$
$$+ C_{+}\exp(ik_{\parallel 0}x)]\exp(i\phi), \quad 2d < x < 2d+t, \quad (30)$$
$$\langle u_z \rangle = [B_\exp(-ik_{\parallel}x) +$$
$$+ B_{+}\exp(ik_{\parallel}x)]\exp(i\phi)x, \quad 0 < x < 2d,$$
$$u_{z3} = A\exp(-i\tilde{k}_{\parallel}(x+d))\exp(i\phi), \quad x < 0.$$

В результате, коэффициент отражения $W = A_{+}/A_{-}$ для падающей в верхнем полупространстве (среда 3) на границу раздела "магнитная сверхрешетка–немагнитный слой" $x = 2d + t$ сдвиговой объемной упругой волны с $\mathbf{u} \parallel OZ$ и $\mathbf{k} \in XY$ задается следующим соотношением

$$W = \frac{V_{30} + \tilde{V}_{03}\exp(-2q_0 t)}{1 + V_{30}\tilde{V}_{03}\exp(-2q_0 t)}. \quad (31)$$

$$\tilde{V}_{03} = \frac{V_{0m} + V_{m3}\exp(-4\alpha k_{\perp} d)}{1 + V_{0m}V_{m3}\exp(-4\alpha k_{\perp} d)}. \quad (32)$$

Здесь

$$V_{30} = \frac{-\mu_0 k_{\parallel 0} + \mu_* \tilde{k}_{\parallel}}{\mu_0 k_{\parallel 0} + \mu_* \tilde{k}_{\parallel}}, \quad V_{0m} = \frac{-c_{\parallel}k_{\parallel} + ic_*\sigma k_{\perp} + bk_{\parallel 0}}{c_{\parallel}k_{\parallel} - ic_*\sigma k_{\perp} + bk_{\parallel 0}},$$

$$V_{m0} = \frac{c_{\parallel}k_{\parallel} + ic_*\sigma k_{\perp} - bk_{\parallel 0}}{c_{\parallel}k_{\parallel} - ic_*\sigma k_{\perp} + bk_{\parallel 0}}, \quad V_{m3} = \frac{c_{\parallel}k_{\parallel} - ic_*\sigma k_{\perp} - a\tilde{k}_{\parallel}}{c_{\parallel}k_{\parallel} + ic_*\sigma k_{\perp} + a\tilde{k}_{\parallel}}$$

для слоистой структуры с магнитной сверхрешеткой A-типа и

$$V_{30} = \frac{-\mu_0 k_{\parallel 0} + \mu_* \tilde{k}_{\parallel}}{\mu_0 k_{\parallel 0} + \mu_* \tilde{k}_{\parallel}}, \quad V_{0m} = \frac{-c_{\parallel}k_{\parallel} + bk_{\parallel 0}}{c_{\parallel}k_{\parallel} + bk_{\parallel 0}},$$

$$V_{m0} = \frac{c_{\parallel}k_{\parallel} - bk_{\parallel 0}}{c_{\parallel}k_{\parallel} + bk_{\parallel 0}}, \quad V_{m3} = \frac{c_{\parallel}k_{\parallel} - a\tilde{k}_{\parallel}}{c_{\parallel}k_{\parallel} + a\tilde{k}_{\parallel}}$$

для слоистой структуры с магнитной сверхрешеткой B-типа.

Для слоистой структуры с участием магнитной сверхрешетки A-типа выражения для $c_{\parallel}$, $c_{\perp}$, c_* определяются (7), а в случае конфигурации B-типа соотношения для $c_{\parallel}$, $c_{\perp}$ даны в (8). При $2d \longrightarrow 0$, выражение для W (31)–(32) совпадает с выражением для коэффициента отражения сдвиговой упругой SH-волны в случае акустически сплошной структуры: два идентичных немагнитных полупространства (среда 3), связанных немагнитным слоем (среда 0). Если же $t \longrightarrow 0$, то (31)–(32) определяет выражение для коэффициента отражения сдвиговой упругой волны от поверхности ограниченной мелкослоистой магнитной сверхрешетки (A- или B-типа) толщиной $2d$, помещенной в бесконечную немагнитную среду (среда 3) [2]. Полюс коэффициента отражения (31)–(32) при $ik_{\parallel} \longrightarrow \alpha k_{\perp}$, на плоскости $\omega - k_{\perp}$ определяет спектр поверхностной SH-волны, бегущей вдоль ограниченной акустической магнитной сверхрешетки типа "ферримагнетик–идеальный сверхпроводник", обе внешние поверхности которой $x = \pm d$ имеют сплошной акустический контакт с немагнитной средой (среда 3).

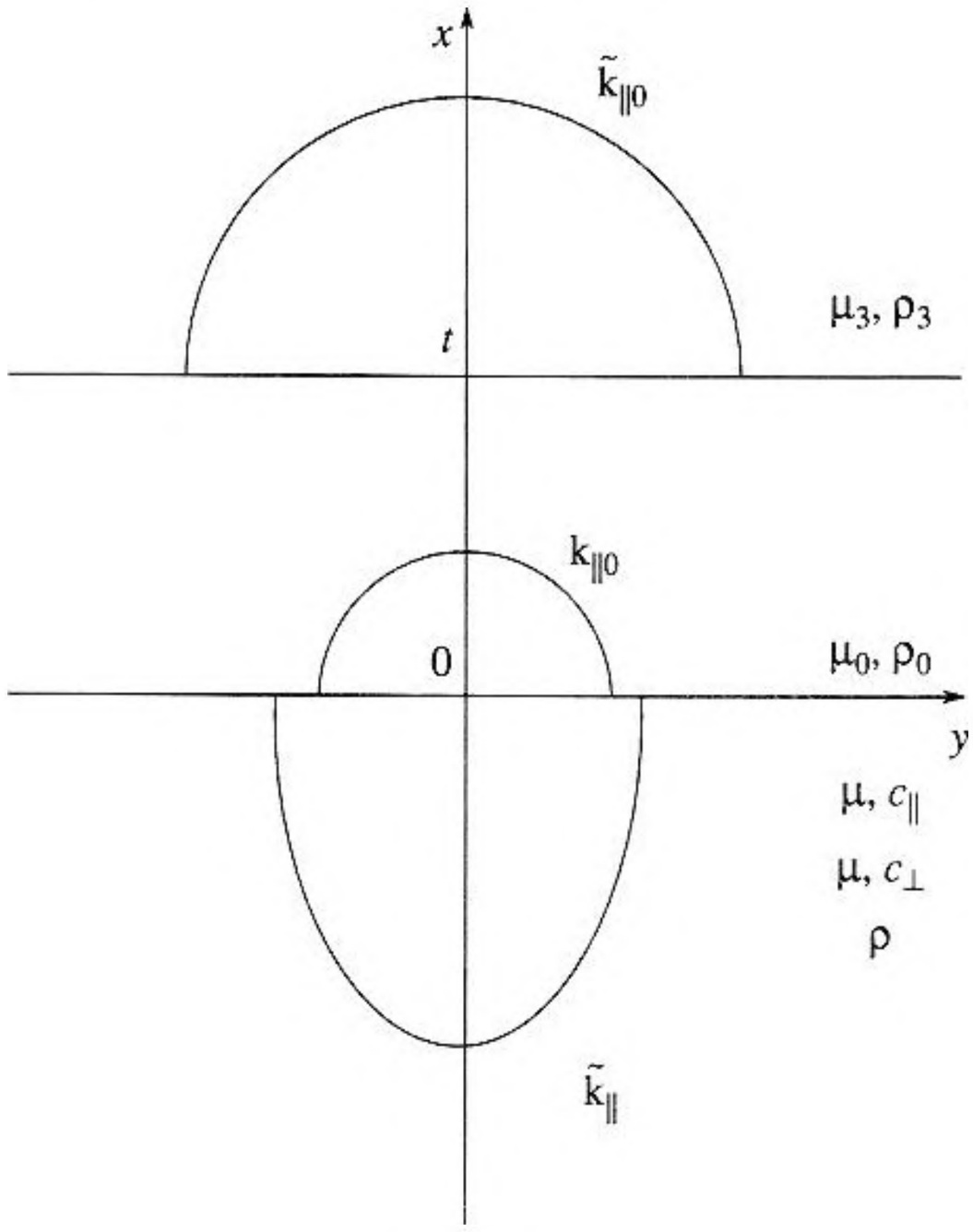

Рис. 3. Сечение поверхностей волновых векторов сдвиговых колебаний плоскостью падения в структуре типа "полуограниченная магнитная сверхрешетка–немагнитный слой–немагнитное полупространство" (19) при условии, что $c_{\parallel} > 0$; $c_{\perp} > 0$; $\tilde{k}_{\parallel}^2 > k_{\parallel 0}^2 > 0$, $k_{\parallel}^2 > 0$, $s_* < s_0 < s$.

В случае $t \neq 0$, полюс коэффициента отражения (31)–(32) при $ik_{\parallel} \longrightarrow \alpha k_{\perp}$ имеет действительную и мнимую часть и в пределе $\mu_* \longrightarrow 0$ определяет спектр сдвиговой ПАВ, распространяющейся в структуре ограниченной магнитной сверхрешетки толщиной $2d$, одна из сторон которой имеет немагнитное покрытие (среда 0) толщиной t, а вторая – механически свободна. При $\mu_* \ll 1$ эта поверхностная волна (для магнитной сверхрешетки A-типа спектр сдвиговой ПАВ имеет две ветви, для магнитной B-типа – одну) обладает слабой диссипацией за счет генерации объемной упругой SH-волны в среде 3 ($\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$).

Если исследовать модуль коэффициента отражения W (31)–(32), (7), (8), то можно убедиться, что при $t/d \longrightarrow 0$ полное прохождение ($|W| = 0$) упругой SH-волны через рассматриваемую структуру при $k_{\parallel}^2 < 0$ невозможно не зависимо от типа магнитной конфигурации (A- или B-типа): $0 < |W| < 1$.

Однако, как следует из (31)–(32), 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 $\alpha^2 > 0$ ($k_{\parallel}^2 < 0$), если $t/(2d) \neq 0$.

Из (31)–(32) следует, что он возможен только для магнитной сверхрешетки с конфигурацией B-типа и для его реализации необходимо одновременное выполнение двух условий:

$$\mu(c_{\parallel}\alpha - c_*\sigma)k_{\perp} = -\mu_0 q_0, \quad (q_0^2 > 0, \alpha^2 > 0), \quad (33)$$

$$2\alpha k_{\perp} d = q_0 t. \quad (34)$$

Анализ показывает, что первое из данных соотношений реализуется, если одновременно $\alpha^2 > 0$ и $\omega < s_0 k_{\perp}$, и в этом случае (33) описывает спектр сдвиговой ПАВ, распространяющейся вдоль акустически сплошной границы раздела двух полупространств, одно из которых заполнено рассматриваемой сверхрешеткой B-типа, а второе – упругоизотропным, идеальным диамагнетиком (среда 0). Второе условие (34) соответствует равенству фазовых толщин рассматриваемой ограниченной мелкослоистой магнитной сверхрешетки (толщиной $2d$) и немагнитного покрытия (толщиной t). Таким образом, безотражательный ($W = 0$) режим прохождения сдвиговой объемной волны в данной структуре носит резонансный характер и связан с возбуждением сдвиговой ПАВ на границе раздела "сверхрешетка B-типа–немагнитный слой". Необходимо отметить, что если возбуждаемая ветвь спектра сдвиговой ПАВ является ПАВ первого типа ($d_1 > d_2$ [2]), то резонансное прохождение в условиях (33)–(34) будет возможно при любом угле падения объемной ($\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$) SH-волны (но не на одной и той же частоте). Если же при выполнении (33)–(34) генерируется виртуальная сдвиговая ПАВ ($d_1 < d_2$ [2]), то условие безотражательного резонансного прохождения объемной SH-волны ($k_{\parallel}^2 > 0$) будет более жестким. Кроме выполнения (33)–(34), также требуется, чтобы $k_{\perp} \leq k_*$, где k_* – коротковолновая точка окончания спектра $\alpha(\omega_*) = 0$ возбуждаемой в этих условиях виртуальной ПАВ SH-типа.

Подчеркнем также, что, как следует из (31)–(34), коэффицент отражения W может обращаться в нуль, и в случае, когда $\alpha = q_0 = 0$, что отвечает точке пересечения диперсионных кривых сдвиговых однородных колебаний, распространяющихся соответственно в самой мелкослоистой магнитной сверхрешетке и в ее немагнитном покрытии (среда 0).

РОЛЬ ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ НЕМАГНИТНЫХ СЛОЕВ

Из результатов данной работы, так и из [1, 2] следует, что поверхностная динамика мелкослоистой акустической сверхрешетки типа "магнетик–идеальный диамагнетик" с параллельной (конфигурация A-типа) или антипараллельной (конфигурация B-типа) ориентацией соседних касательно намагниченных ферримагнитных слоев, образующих элементарный период сверхструктуры, качественно различна. В этой связи несомненный интерес представляет ответ на вопрос: изменится ли акустическая гиротропия в магнитной сверхрешетке B-типа, если отказаться от сделанного в данной работе (и в [1, 2]) предположения, что любые два соседних упруго изотропных немагнитных слоя, разделенные слоем ферримагнетика – идентичны как по толщине, так и по своим упругим свойствам? Для ответа воспользуемся общими соотношениями для компонент тензора эффективных модулей упругости рассматриваемой мелкослоистой магнитной сверхрешетки, приведенными в [1].

Из анализа эффективных упругих модулей $\bar{c}_{44}$, $\bar{c}_{55}$, $\bar{c}_{45}$, $\bar{c}_{54}$ следует, что наиболее чувствительными к структурному упорядочению являются эффективные модули $\bar{c}_{45}$ и $\bar{c}_{54}$, определяющие существование акустической гиротропии. В связи с этим, в дальнейшем ограничимся анализом только этих компонент тензора $\bar{c}_{ik}$. Следуя [1], рассмотрим акустическую сверхрешетку, элементарный период которой D состоит из 4 слоев, два из которых (будем обозначать их буквами a и b) акустически гиротропные ($c_{44}^{(a)} = c_{55}^{(a)}$, $c_{45}^{(a)} = -c_{54}^{(a)}$; $c_{44}^{(b)} = c_{55}^{(b)}$, $c_{45}^{(b)} = -c_{54}^{(b)}$) толщиной d_a и d_b соответственно, и они связаны между собой акустически негиротропными ($c_{44}^{(2)} = c_{55}^{(2)}$, $c_{44}^{(4)} = c_{55}^{(4)}$, $c_{45}^{(2)} = c_{54}^{(2)} = c_{45}^{(4)} = c_{54}^{(4)} = 0$) слоями (будем обозначать их 2 и 4) толщиной d_2 и d_4 соответственно. В результате, усредненные на основании (1)–(4) по элементарному периоду такой сверхрешетки $D = d_a + d_2 + d_b + d_4$ интересующие нас компоненты тензора эффективных модулей упругости $\bar{c}_{ik}$ примут вид

$$\bar{c}_{45} = [F_A c_{45}^{(A)} c_{55}^{(B)} + F_B c_{55}^{(A)} c_{45}^{B}]\Delta_*^{-1},$$
$$\Delta_* \equiv F_B c_{55}^{(A)} + F_A c_{55}^{(B)}, \qquad (35)$$
$$\bar{c}_{55} = [F_A c_{54}^{(A)} c_{55}^{(B)} + F_B c_{55}^{(A)} c_{54}^{B}]\Delta_*^{-1},$$

где

$$c_{55}^{(A)} = c_{55}^{(a)} c_{55}^{(2)} \Delta_A^{-1}, \quad \Delta_A \equiv f_2 c_{55}^{(a)} + c_{55}^{(2)} f_a,$$
$$c_{45}^{(A)} = f_a c_{45}^{(a)} c_{55}^{(2)} \Delta_A^{-1}, \quad c_{54}^{(A)} = f_a c_{54}^{(a)} c_{55}^{(2)} \Delta_A^{-1}, \qquad (36)$$
$$c_{55}^{(B)} = c_{55}^{(b)} c_{55}^{(5)} \Delta_B^{-1}, \quad \Delta_B \equiv f_4 c_{55}^{(b)} + c_{55}^{(4)} f_b,$$
$$c_{45}^{(B)} = f_b c_{45}^{(b)} c_{55}^{(4)} \Delta_B^{-1}, \quad c_{54}^{(B)} = f_b c_{54}^{(b)} c_{55}^{(4)} \Delta_B^{-1},$$

$$f_a \equiv \frac{d_a}{d_a + d_2}, \quad f_b \equiv \frac{d_b}{d_b + d_4}, \qquad (37)$$
$$F_A f_a \equiv \frac{d_a}{D}, \quad F_B f_b \equiv \frac{d_b}{D}.$$

Если

$$c_{55}^{(a)} = c_{55}^{(b)} = \nu\mu,$$
$$c_{45}^{(a)} = -c_{54}^{(a)} = -c_{45}^{(b)} = c_{54}^{(b)} = \nu_*\mu, \qquad (38)$$
$$c_{55}^{(2)} = \mu_2, \quad c_{55}^{(4)} = \mu_4,$$
$$c_{45}^{(2)} = c_{54}^{(2)} = c_{45}^{(4)} = c_{54}^{(4)} = 0,$$

то из (36)–(38) следует,что

$$\bar{c}_{45} = \frac{c_{45}^{(a)} c_{55}^{(a)} c_{55}^{(2)} c_{55}^{(4)}}{\Delta_* \Delta_A \Delta_B D}[d_a - d_b], \qquad (39)$$
$$\bar{c}_{54} = \frac{c_{54}^{(a)} c_{55}^{(a)} c_{55}^{(2)} c_{55}^{(4)}}{\Delta_* \Delta_A \Delta_B D}[d_a - d_b].$$

Таким образом, из (38)–(39) можно сделать вывод, что в случае, когда равновесные намагниченности любых двух соседних касательно намагниченных слоев толщиной d_a и d_b соответственно антипараллельны (конфигурация B-типа), появление акустической гиротропии ($\bar{c}_{45} \neq -\bar{c}_{54} = 0$) возможно, только если различны толщины двух соседних идентичных магнитных слоев, равновесные намагниченности которых ориентированы противоположно друг другу. Что же касается влияния на акустические свойства различия в толщине ($d_2 \neq d_4$) или упругих свойствах ($c_{55}^{(2)} \neq c_{55}^{(4)}$) немагнитных слоев, образующих наряду с магнитными элементарный период исследуемой сверхрешетки, то, как следует из (39), при $d_a = d_b$ магнитная сверхрешетка с конфигурацией B-типа не будет обладать акустической гиротропией ($\bar{c}_{45} = \bar{c}_{54} = 0$), независимо от того, выполнено принятое в данной работе и в [1, 2] предположение о том, что $d_2 = d_4$, $c_{55}^{(2)} = c_{55}^{(4)}$ или нет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе для полубесконечной мелкослоистой акустической сверхрешетки типа “ферримагнетик–идеальный сверхпроводник” изучена возможность резонансного возбуждения сдвиговой поверхностной упругой волны, формирующейся вблизи внешней границы сверхрешетки, за счет падающей из немагнитной среды объемной упругой SH-волны. С этой целью рассмотрены условия формирования вытекающей сдвиговой поверхностной волны в акустически сплошных структурах типа “немагнитное полупространство–полубесконечная магнитная сверхрешетка”, “немагнитное полупространство–немагнитный слой – полубесконечная магнитная сверхрешетка”, “немагнитное полупространство–немагнитный слой–ограниченная магнитная сверхрешетка–немагнитное полупространство”. Анализ проведен как для случая параллельной (конфигурация A), так и антипараллельной (конфигурация B) ориентаций равновесных магнитных моментов соседних, касательно намагниченных ферримагнитных слоев сверхрешетки. Расчет показал, что:

1) коэффициент возбуждения сдвиговой ПАВ, формирующейся вблизи поверхности магнитной сверхрешетки, имеет максимум, в случае если частота ω и проекция волнового вектора на границу раздела сред падающей из немагнитной среды объемной SH-волны одновременно удовлетворяют дисперсионному соотношению этой поверхностной волны;

2) вследствие наличия акустической гиротропии, для сдвиговой ПАВ, формирующейся вблизи поверхности полуограниченной магнитной сверхрешетки A-типа, резонансное возбуждение падающей объемной SH-волной возможно уже в случае акустически сплошной границы раздела “полуограниченная магнитная сверхрешетка–немагнитное полупространство”;

3) для мелкослоистой магнитной сверхрешетки, не обладающей акустической гиротропией (магнитная сверхрешетка B-типа) формирование сдвиговой ПАВ и ее резонансное возбуждение падающей объемной SH-волной, возможно, если имеется акустически сплошная структура типа “полуограниченная магнитная сверхрешетка–немагнитный слой–немагнитное полупространство”;

4) необходимым условием для полного (безотражательного) прохождения объемной SH-волны через ограниченную магнитную сверхрешетку A- или B-типа, помещенной в немагнитную среду, является одновременное выполнение следующих условий: *а*) наличие на поверхности магнитной

сверхрешетки – немагнитного (среда 0) покрытия конечной толщины; *b*) частота ω и волновое число $k_\perp$ падающей из немагнитной среды объемной *SH*-волны должны одновременно удовлетворять дисперсионному соотношению для сдвиговой ПАВ, бегущей вдоль границы раздела двух полупространств, одно из которых занимает немагнитная среда 0, а второе – исследуемая мелкослоистая магнитная сверхрешетка;

5) все вышеперечисленные эффекты в слоистой структуре с участием магнитной сверхрешетки *A*-типа, вследствие акустической гиротропии, обладают невзаимностью относительно смены знака у проекции волнового вектора падающей упругой *SH*-волны на границу раздела сред;

6) принятое при расчетах в [1, 2] и в данной работе предположение об эквивалентности немагнитных слоев, составляющих элементарный период сверхрешетки (равенство упругих констант и толщин), не является критичным, поскольку появление акустической гиротропии в магнитной сверхрешетке *B*-типа возможно, только если на элементарном периоде сверхрешетки разной окажется толщина соседних ферримагнитных слоев, имеющих одинаковые физические свойства, но у которых ориентация равновесной намагниченности отличается на 180°.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Тарасенко О.С., Тарасенко С.В., Юрченко В.М.* Особенности локализации поперечной упругой волны в ограниченной акустической сверхрешетке из магнитных и сверхпроводящих слоев. I. Граница скольжения // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 5. С. 699–708.
2. *Тарасенко О.С., Тарасенко С.В., Юрченко В.М.* Особенности локализации поперечной упругой волны в ограниченной акустической сверхрешетке из магнитных и сверхпроводящих слоев. II. Эффекты немагнитного покрытия // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 6. С. 833–843.
3. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.
4. *Иванов Б.А., Сукстанский А.Л.* // ЖЭТФ. Нелинейные волны намагниченности в ферритах. 1983. Т. 84. № 1. С. 370–379.
5. *Рытов С.М.* Акустические свойства мелкослоистой среды // Акуст. журн. 1956. Т. 2. № 1. С. 72–79.
6. *Рытов С.М.* Электромагнитные свойства мелкослоистой среды // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. № 5. С. 605–612.
7. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 340 с.
8. *Альшиц В.И., Любимов В.Н., Радович А.* Резонансное возбуждение волн Лява в структурах типа "сэндвича" // ФТТ. 1996. Т. 38. № 4. С. 1091–1099.

Localization of a Transverse Elastic Wave in a Semibounded Acoustic Superlattice of Ferrimagnetic and Superconducting Layers: 3. Leaky Surface Modes and Associated Resonances

O. S. Tarasenko, S. V. Tarasenko, and V. M. Yurchenko

Galkin Physicotechnical Institute, National Academy of Sciences of Ukraine, Donetsk, ul. R. Lyuksemburg 72, 83114 Ukraine

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

Abstract—In terms of the effective medium method, conditions for the existence of leaky shear surface acoustic waves in a semibounded fine-layered magnetic superlattice consisting of ferrimagnetic and superconducting layers are determined. On this basis, the possibility of a resonance interaction between a surface elastic SH wave propagating in the magnetic superlattice and a shear bulk wave propagating in the adjacent nonmagnetic medium is investigated.