Особенности распространения сдвиговой упругой волны в акустической сверхрешетке типа магнетик–идеальный диамагнетик: условия локализации

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

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

E-mail: tarasen@host.dipt.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 14 августа 2003 г.
В окончательной редакции 4 февраля 2004 г.)

На основе метода эффективной среды, корректно учитывающего динамическое взаимодействие спиновой и упругой подсистем, изучено влияние эффектов гиротропии на условия распространения и локализации сдвиговой упругой волны в полуограниченной магнитной сверхрешетке, состоящей из ферромагнитных и сверхпроводящих слоев.

1. Введение

Как хорошо известно, динамические свойства композитных магнитных структур, обладающих одно-, двух- или трехмерной трансляционной инвариантностью, активно исследуются в настоящее время (магнитные фотонные кристаллы [1]). В общем случае уже двухкомпонетная магнитная сверхрешетка, представляющая собой систему чередующихся эквидистантных, акустически связанных магнитных и немагнитных слоев, является примером одномерного магнитного фонон-фотонного кристалла, и последовательное теоретическое описание его динамики должно основываться на одновременном учете магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий. Если же входящая в состав такой сверхрешетки немагнитная среда — идеальный диамагнетик, например сверхпроводник ($2\lambda/t \to 0$, где λ — лондоновская глубина проникновения, t — толщина сверхпроводящего слоя), то 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. Однако уже для полуограниченной акустической магнитной сверхрешетки расчет с учетом магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий спектра нормальных упругих *SH*-волн с помощью метода матрицы переноса потребует при наличии эффектов гиротропии использования матриц размером не менее чем 4×4 [2]. 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 [3,4].

Одним из активно исследуемых в настоящее время классов одномерных магнитных фононных кристаллов являются акустические сверхрешетки типа ферромагнетик–сверхпроводник. Традиционно они (так же как и сверхрешетки типа антиферромагнетик–сверхпроводник) изучаются только с точки зрения сосуществования магнитного и сверхпроводящего типов упорядочения. При этом уже в неограниченном однородно намагниченном легкоосном и упругоизотропном ферромагнетике единственная геометрия, допускающая распространение сдвиговой упругой SH-волны с волновым вектором $\mathbf{k}$, не совпадающим с направлением равновесного вектора намагниченности $\mathbf{M}$, это $\mathbf{k} \perp \mathbf{M} \parallel \mathbf{u}$ (где $\mathbf{u}$ — вектор упругих смещений решетки). Однако до сих пор вопрос о влиянии гиротропии на условия распространения и локализацию сдвиговой упругой волны вблизи внешней поверхности полуограниченной сверхрешетки типа магнетик–идеальный диамагнетик оставался открытым.

В связи с этим цель данной работы состоит в определении на основе метода эффективной среды индуцированных гиротропными свойствами магнетика особенностей распространения и локализации упругой SH-волны, бегущей вдоль поверхности полуограниченной акустической сверхрешетки 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 (предполагаем, что в сверхпроводнике для лондоновской глубины проникновения λ с хорошей степенью точности выполнено соотношение $2\lambda \ll d_2$). Как известно, сдвиговая, линейно поляризованная акустическая волна уже в неограниченном легкоосном ферромагнетике может распространяться только в том случае, когда ее вектор упругих смещений $\mathbf{u}$ и волновой вектор $\mathbf{k}_\perp$ удовлетворяют условию $\mathbf{u} \parallel \mathbf{M} \perp \mathbf{k}_\perp$.

В качестве примера магнитной среды, входящей в состав исследуемой сверхрешетки, рассмотрим одноподрешеточную модель легкоосного (OZ — легкая ось) ферромагнетика [5], считая, что как магнитная, так и немагнитная среда являются по своим упругим свойствам изотропными. Это, например, соответствует кристаллам гексагональной симметрии при условии, что ось OZ есть шестого порядка, а волновой вектор сдвиговых акустических колебаний лежит в плоскости XY. В результате плотность энергии одноподрешеточной модели одноосного ферромагнитного кристалла W (среда 1) с учетом взаимодействия спиновой и упругой подсистем определяется следующими выражениями [5]:

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

где b и γ — соответственно константы легкоосной анизотропии и изотропного магнитоупругого взаимодействия, λ_1 и μ_1 — коэффициенты Ламэ магнитной среды, u_{ik} — тензор упругих деформаций, h_m — магнитодипольное поле. Динамика рассматриваемой модели для немагнитной среды (среда 2, λ_2, μ_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 ($N = 0, 1, \ldots,$ ξ — текущая координата вдоль границы раздела магнитных и немагнитных слоев в сверхрешетке):

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

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

Здесь σ_{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 [6]

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

Таким образом, в рассматриваемой сверхрешетке единственным механизмом, формирующим спектр коллективных возбуждений, является косвенное межслоевое взаимодействие через поле фононов, и она 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 $\mathbf{u} \parallel \mathbf{M} \parallel OZ$ [5,7], 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 n; 3) в силу изотропии свойств магнетика в плоскости XY без ограничения общности можно положить, что нормаль к границе слоев $\mathbf{n} \parallel OX$; 4) в состоянии равновесия направления магнитных моментов любой пары соседних ферромагнитных слоев параллельны. С точки зрения трансляционной симметрии элементарный период рассматриваемой магнитной сверхрешетки D состоит из двух слоев: магнитного (толщиной d_1) и сверхпроводящего (толщиной d_2), т. е. $D = d_1 + d_2$. Как уже отмечалось, мы ограничиваемся изучением только той области частот ω и волновых чисел $\mathbf{k}_\perp$, для которой рассматриваемая сверхрешетка может считаться мелкослоистой [3,4]; 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 в 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 можно рассматривать как некоторую эффективную пространственно однородную среду, которая характеризуется усредненными по величине периода сверхрешетки D 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

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

Связь между усредненными (с учетом акустической сплошности рассматриваемой слоистой структуры — непрерывности σ_{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}. Для выбранной геометрии распространения упругой волны SH-типа ($\mathbf{M} \parallel \mathbf{u} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$; $\mathbf{n} \parallel OX$) интересующие нас компоненты тензоров $\langle\sigma_i\rangle$ и $\langle u_i\rangle$ будут удовлетворять следующим условиям:

$$\langle\sigma_4\rangle = f_1\sigma_4^{(1)} + f_2\sigma_4^{(2)}, \quad \langle\sigma_5\rangle = \sigma_5^{(1)} = \sigma_5^{(2)},$$

$$\langle u_4\rangle = u_4^{(1)} = u_4^{(2)}, \quad \langle u_5\rangle = f_1 u_5^{(1)} + f_2 u_5^{(2)}. \quad (8)$$

Таким образом, для рассматриваемой акустической магнитной сверхрешетки, элементарный период которой $D = d_1 + d_2$ образован сверхпроводящим слоем (среда 2) толщиной d_2 и жестко связанным с ним слоем упругоизотропного легкоосного ферромагнетика толщиной d_1, можно определить эффективные модули упругости $\bar{c}_{44}$, $\bar{c}_{55}$, $\bar{c}_{54}$ и $\bar{c}_{45}$ из следующих соотношений:

$$\langle\sigma_5\rangle = \bar{c}_{55}\langle u_5\rangle + i\bar{c}_{54}\langle u_4\rangle,$$

$$\langle\sigma_4\rangle = \bar{c}_{44}\langle u_4\rangle + i\bar{c}_{45}\langle u_5\rangle. \tag{9}$$

В результате

$$\bar{c}_{55} = c_{55}^{(1)}c_{55}^{(2)}\Delta^{-1}, \quad \Delta \equiv f_2 c_{55}^{(1)} + c_{55}^{(2)} f_1,$$

$$\bar{c}_{45} = -\bar{c}_{54} = \left[f_1 c_{45}^{(1)}c_{55}^{(2)} + f_2 c_{55}^{(1)}c_{45}^{(2)}\right]\Delta^{-1},$$

$$c_{44}^{(1)} = f_1 c_{44}^{(1)} + f_2 c_{44}^{(2)} - f_1 f_2\left[c_{45}^{(1)} - c_{45}^{(2)}\right]^2\Delta^{-1}. \tag{10}$$

Если ограничиться случаем $\mu_1 = \mu_2 = \mu$, то для рассматриваемой акустической сверхрешетки типа легкоосный ферромагнетик–сверхпроводник следует считать, что в (9), (10)

$$c_{44}^{(1)} = c_{55}^{(1)} = \nu\mu, \quad c_{45}^{(1)} = \nu_*\mu,$$

$$c_{44}^{(2)} = c_{55}^{(2)} = \mu, \quad c_{45}^{(2)} = c_{54}^{(2)} = 0. \tag{11}$$

При этом в (11)

$$\nu \equiv \frac{\omega_0(\omega_0 - \omega_{\rm me})\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \nu_* \equiv \frac{\omega\omega_{\rm me}}{\omega_0^2 - \omega^2}. \tag{12}$$

Здесь, согласно обозначениям, принятым в [7], $\omega_{\rm me} \equiv gH_{\rm me4}$ — магнитоупругая щель; $\omega_0 \equiv g(H_{\rm A} + H_{\rm me4})$ — частота ФМР; $H_{\rm A}$ и $H_{\rm me4}$ — 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 условие (4) предполагается выполненным в каждом из магнитных слоев. В результате учет магнитодипольного взаимодействия в этой области волновых чисел не дает дополнительных (кроме магнитоупругого) механизмов формирования временно́й дисперсии упругих модулей (10), (11). Для выбранной геометрии распространения ($\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{u} \parallel OZ$) его наличие сведется только к перенормировке константы одноосной магнитной анизотропии $\beta \to \beta - 4\pi$. Кроме того, в дальнейшем будем также предполагать, что плотности магнитной ρ_1 и немагнитной ρ_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 $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{n} \parallel OX$, $\mathbf{u} \parallel OZ$, с учетом магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий для обеих рассматриваемых магнитных конфигураций определяется соотношением ($s_t^2 \equiv \mu/\rho$)

$$\omega^2 = s_t^2(c_\perp k_y^2 + c_\parallel k_x^2), \tag{13}$$

где

$$c_\parallel = \bar{c}_{55}/\mu = \frac{\omega_0(\omega_0 - \omega_{\rm me}) - \omega^2}{\omega_0^2 - f_2\omega_0\omega_{\rm me} - \omega^2},$$

$$c_\perp = \bar{c}_{44}/\mu = \frac{\omega_0(\omega_0 - \omega_{\rm me}) - \omega^2 + \omega_{\rm me}^2 f_1 f_2}{\omega_0^2 - f_2\omega_0\omega_{\rm me} - \omega^2},$$

$$c_* = \bar{c}_{54}/\mu = \frac{f_1\omega\omega_{\rm me}}{\omega_0^2 - f_2\omega_0\omega_{\rm me} - \omega^2}. \tag{14}$$

Таким образом, полученные эффективные модули исследуемой акустической магнитной сверхрешетки (14) в отличие от соответствующих эффективных упругих модулей неограниченного ферромагнетика ($M \parallel OZ$), рассчитанных без учета магнитодипольного взаимодействия $\tilde{c}_{44}$, $\tilde{c}_{55}$, $\tilde{c}_{45}$

$$\tilde{c}_{44} = \tilde{c}_{55} = \nu\mu, \quad \tilde{c}_{45} = -\tilde{c}_{54} = \nu_*\mu, \tag{15}$$

не только обладают временно́й дисперсией, но и существенно зависят от относительной толщины магнитного и немагнитного слоев ($f_{1,2}$).

Несложно убедиться, что без учета магнитоупругого взаимодействия (при формальном переходе в (14) к пределу $\gamma \to 0$) найденные эффективные упругие модули (14) совпадают с соответствующими упругими модулями двухслойной немагнитной сверхрешетки [3].

Из (13), (14) следует, что изучаемая сдвиговая упругая волна с учетом магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий представляет собой возбуждение однопарциального типа, т. е. для нее

$$\langle u_z\rangle = A\exp(ik_\parallel x)\exp(ik_\perp y - i\omega t). \tag{16}$$

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

$$\langle u_z\rangle \to 0, \quad x \to \infty, \tag{17}$$

если сверхрешетка занимает верхнее полупространство $x > 0$.

Если в соотношениях (13), (14), (16) считать ω и $k_\perp$ заданными внешними параметрами, то можно конкретизировать необходимые условия, при выполнении которых распространяющаяся сдвиговая упругая волна может локализоваться вблизи поверхности рассматриваемой магнитной сверхрешетки.

Расчет показывает, что формирование распространяющейся поверхности (гиперболической) однопарциальной упругой SH-волны (13), (14), (16) возможно, только если $\alpha^2 > 0$, т. е. если ее частота ω и волновое число $k_\perp$

удовлетворяют одному из следующих соотношений:

$$k_\perp > k_{**}, \quad \omega_-(k_\perp) < \omega < \omega_+(k_\perp),$$
$$k_\perp < k_{**}, \quad \omega_2(k_\perp) < \omega < \omega_+(k_\perp),$$
$$k_\perp > k_{**}, \quad \omega < \omega_2(k_\perp),$$
$$k_\perp < k_{**}, \quad \omega < \omega_-(k_\perp),$$
$$c_\parallel = \frac{\omega_2^2-\omega^2}{\omega_1^2-\omega^2}, \quad c_\perp = \frac{\omega_3^2-\omega^2}{\omega_1^2-\omega^2}, \quad c_* = \frac{f_1\omega\omega_{\mathrm{me}}}{\omega_1^2-\omega^2}. \quad (18)$$

Здесь $\omega_3^2 \equiv \omega_0(\omega_0-\omega_{\mathrm{me}})+\omega_{\mathrm{me}}^2 f_1 f_2$, $\omega_1^2 \equiv \omega_0^2 - f_2\omega_0\omega_{\mathrm{me}}$, $\omega_2^2 \equiv \omega_0^2 - \omega_0\omega_{\mathrm{me}}$, $\omega_\pm^2(k_\perp) \equiv 0.5P_{\mathrm{A}} + \sqrt{0.25P_{\mathrm{A}}^2 - Q_{\mathrm{A}}}$, $P_{\mathrm{A}} \equiv \omega_1^2 + s_t^2 k_\perp^2$, $Q_{\mathrm{A}} \equiv \omega_3^2 s_t^2 k_\perp^2$. При этом несложно убедиться, что $\omega_1 > \omega_3 > \omega_2$. Волновое число k_{**} определяется условием $\omega_2(k_{**}) = \omega_-(k_{**})$. При ω и $k_\perp$, не удовлетворяющих (18), локализация сдвиговой объемной упругой волны вблизи поверхности рассмтриваемой магнитной сверхрешетки невозможна (в (16) $k_\parallel^2 > 0$).

Однако выполнение соотношений (18) обеспечивает реализацию только необходимых условий формирования поверхностной упругой SH-волны для данной магнитной конфигурации. Ее закон дисперсии определяется из граничных условий на поверхности сверхрешетки как условие существования нетривиального решения соответствующей граничной задачи относительно произвольной амплитуды упругой волны A в (16). Пусть поверхность $x = 0$ рассматриваемой эффективной среды (мелкослоистой магнитной сверхрешетки), занимающей верхнее полупространство $x > 0$, является границей скольжения с идеальным сверхпроводником, занимающим нижнее полупространство ($x < 0$),

$$\langle\sigma_{xz}\rangle = 0, \quad x = 0. \quad (19)$$

Расчет с учетом (13), (14), (16) показывает, что в этих условиях сдвиговая поверхностная акустическая волна (ПАВ) SH-типа вблизи поверхности акустической магнитной сверхрешетки типа ферромагнетик–сверхпроводник может формироваться, только если она обладает акустической гиротропией ($c_* \neq 0$). Соответствующее дисперсионное уравнение с учетом (18) может быть представлено в виде

$$k_\perp^2 = \omega^2\left[(c_\perp - c_\parallel\alpha^2)s_t^2\right]^{-1}, \quad \alpha \equiv \frac{\sigma f_1\omega\omega_{\mathrm{me}}}{\omega_2^2-\omega^2},$$
$$\sigma \equiv k_\perp/|k_\perp|. \quad (20)$$

Как следует из (20), спектр исследуемой сдвиговой ПАВ $\Omega_s(k_\perp)$ обладает невзаимностью относительно инверсии направления распространения: $\Omega_s(k_\perp) \neq \Omega_s(-k_\perp)$. При этом для одной и той же величины модуля волнового числа $k_\perp$ степень локализации упругих колебаний вблизи механически свободной поверхности сверхрешетки оказывается различной: в (16) $|k_\parallel(k_\perp)| \neq |k_\parallel(-k_\perp)|$. В случае $\sigma = -1$ рассматриваемая ПАВ имеет одну ветвь и ее закон дисперсии при всех $k_\perp$ удовлетворяет условию $\Omega_s(k_\perp) > \omega_2$. Соответствующая дисперсионная кривая появляется при $k_\perp = 0$ в точке $\omega^2 = \omega_0(\omega_0 - \omega_{\mathrm{me}})$ и с ростом $k_\perp$ асимптотически стремится снизу к линии

$$\omega^2 = s_t^2 k_\perp^2 \frac{\omega_3^2-\omega^2}{\omega_1^2-\omega^2}. \quad (21)$$

Что же касается случая $\sigma = 1$, то здесь дисперсионная кривая рассматриваемой сдвиговой ПАВ (20) при всех допустимых произвольных значениях $k_\perp$ лежит в области частот $\omega^2 < \omega_0(\omega_0 - \omega_{\mathrm{me}})$, исходя из точки $\omega = 0$, $k_\perp = 0$, и с ростом волнового числа ее частота стремится снизу к величине $\Omega_+ < \omega_2$, которая в эластостатическом пределе ($\omega/s_t k_\perp \to 0$) определяется как

$$\Omega_+ \equiv \omega_2\omega_3/\omega_1. \quad (22)$$

В пределе $d_2/d_1 \to 0$ $\Omega_+ \to \omega_0 - \omega_{\mathrm{me}}$.

Поскольку обе указанные выше ветви поверхностной упругой SH-волны (20) обладают только длинноволновыми, но не коротковолновыми точками окончания, согласно терминологии, принятой в поляритонной динамике [8], обе они могут быть отнесены к сдвиговым ПАВ первого типа.

Несложно убедиться, что в пределе $f_2/f_1 \to 0$ дисперсионное соотношение (20) совпадает с выражением для закона дисперсии волны Парека, формирующейся в этой геометрии [7], при условии, что в нем предварительно выполнен формальный переход к пределу $4\pi \to 0$ (это соответствует пренебрежению магнитодипольным взаимодействием)

$$k_\perp^2 = \omega^2\left[(1-\alpha^2)s_t^2\right]^{-1}, \ \alpha \equiv \nu_*\sigma/\nu, \ \sigma \equiv k_\perp/|k_\perp|. \ (23)$$

Если же внешние поверхности рассматриваемой эффективной среды $x > 0$ и идеального полуограниченного упругоизотропного сверхпроводника $x < 0$ (плотность ρ_*, модуль сдвига μ_*, индекс $^<$ характеризует величины, относящиеся к нижнему полупространству) имеют при $x = 0$ сплошной акустический контакт

$$\langle\sigma_{xi}\rangle = \sigma_{xi}^<, \quad x = 0, \quad \langle u_i\rangle = u_i^<,$$
$$u_i^<(x \to -\infty) \to 0, \quad \langle u_i\rangle(x \to \infty) \to 0, \quad (24)$$

то расчет с учетом (13), (14), (16) показывает, что в этом случае дисперсионное уравнение для сдвиговой ПАВ, формирующейся на границе раздела сред, можно представить в виде

$$k_\perp^2 = \omega^2\left[(c_\perp - c_\parallel\alpha^2)s_t^2\right]^{-1},$$
$$\alpha \equiv aq\,\frac{(\omega+\sigma\tilde\omega_-)(\omega-\sigma\tilde\omega_+)}{\omega_2^2-\omega^2} > 0,$$
$$\sigma\tilde\omega_\pm \equiv \left(\frac{f_1^2\omega_{\mathrm{me}}^2}{4a^2q^2}+\omega_1^2\right)^{1/2} \mp \frac{f_1\omega_{\mathrm{me}}}{2aq}, \quad \sigma \equiv k_\perp/|k_\perp|,$$
$$c_\parallel = \frac{\omega_2^2-\omega^2}{\omega_1^2-\omega^2}, \quad c_\perp = \frac{\omega_3^2-\omega^2}{\omega_1^2-\omega^2}. \quad (25)$$

При этом $q^2 \equiv 1 - \omega^2/(s_*^2 k_\perp^2) > 0$; $s_*^2 \equiv \mu_*/\rho_*$; $a \equiv \mu_*/\mu$; $\mu_1 = \mu_2 = \mu \neq \mu_*$.

Если в соотношении (25) осуществить предельный переход $a \to 0$ (граница типа скольжения), то оно совпадет с (20).

Для ПАВ SH-типа, формирующейся вблизи акустически сплошной границы раздела ($x = 0$) немагнитной среды и акустической сверхрешетки типа ферромагнетик–сверхпроводник с коллинеарным упорядочением равновесных магнитных моментов соседних ферромагнитных слоев, из (25) следует, что ее закон дисперсии по-прежнему остается невзаимным относительно инверсии направления распространения волны $\omega(k_\perp) \neq \omega(-k_\perp)$ и как при $\sigma = -1$, так и при $\sigma = 1$ такие волны имеют по одной ветви.

Что касается ветви спектра (25), которая формируется при $\sigma = -1$, то ее частота, так же как и в случае (20), удовлетворяет условию $\omega > \omega_2$, однако теперь она может иметь не только длинноволновую, но и коротковолновую точку окончания спектра, волновое число которой определяется из (25) при условии $\omega = \tilde{\omega}_-(\tilde{\omega}_- > \omega_1)$. Для $\sigma = 1$ из (25) 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 (25) показывает, что для акустически сплошной границы раздела сред при $\sigma = 1$, как и в случае границы типа скольжения (20), рассматриваемая ПАВ имеет только одну ветвь и ее длинноволновая точка окончания спектра определяется из (25) при условии $q = 0$. При этом, если $\tilde{\omega}_+ > \omega_3$, дисперсионная кривая поверхностной SH-волны (25) будет существовать в области частот $\omega > \omega_2$. Появляясь 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 $\omega/s_t k_\perp \to 0$ $(q \to 1)$ в случае $a \neq 1$ $(\mu_2 = \mu_*,\ \mu_1 = \mu)$ описывается соотношением

$$\tilde{\Omega}_+ = \omega_0 - \frac{\omega_{\mathrm{me}}}{1 + \alpha}. \qquad (26)$$

В частном случае $a = 1$ и $d_1 > d_2$ $\tilde{\Omega}_- = \omega_0 - 0.5\omega_{\mathrm{me}}$. В пределе $a \to 0$ $\tilde{\Omega}_+ \to \Omega_+$, где Ω_+ определяется (22).

В том случае, когда $\omega_2 < \omega < \omega_3$ и $\sigma = 1$, рассматриваемая дисперсионная кривая (25) хотя и имеет по-прежнему длинноволновую точку окончания спектра, определяемую из (25) при условии $q = 0$, а ее спектр удовлетворяет неравенству $\omega > \omega_2$, но теперь она имеет также и коротковолновую точку окончания. Ее волновое число определяется из соотношения

$$\omega_+^2 = s_t^2 k_\perp^2 \frac{\omega_3^2 - \tilde{\omega}_-^2}{\omega_1^2 - \tilde{\omega}_-^2}. \qquad (27)$$

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 (25) следует, что дисперсионная кривая рассматриваемой ветви спектра сдвиговой поверхностной упругой волны при всех значениях волнового числа $k_\perp$ удовлетворяет неравенству $\omega < \omega_2$, причем частота $\omega = \tilde{\omega}_+$ будет определять ее длинноволновую точку окончания. В эластостатическом пределе эта дисперсионная кривая будет стремиться к частоте $\tilde{\Omega}_+$, определяемой на основе соотношения (26).

Таким образом, в вариантах $\sigma = 1$ и $\sigma = -1$ $(\omega_2 < \tilde{\omega}_+ < \omega_3)$ дисперсионная кривая (25) отвечает сдвиговой ПАВ второго типа. Во всех остальных случаях дисперсионные кривые имеют только длинноволновую точку окончания спектра, что характерно для ПАВ первого типа.

Полученные соотношения позволяют изучить условия локализации упругой SH-волны, распространяющейся вблизи плоского сверхпроводящего дефекта, внедренного в бесконечную акустическую магнитную сверхрешетку рассматриваемого типа (с учетом того, что по-прежнему $\mathbf{n} \parallel OX$, $\mathbf{u} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$).

3. Условия формирования щелевой SH-волны

Будем считать, что внедренный в рассматриваемую сверхрешетку плоский немагнитный дефект — идеальный упругоизотропный сверхпроводник с модулем сдвига μ_*, плотностью ρ_*, представляющий собой бесконечную полосу толщиной $2d$ $(-d < x < d)$. Если упругие граничные условия на обеих поверхностях такого слоя $(x = \pm d)$ отвечают границе скольжения (19), то в длинноволновом пределе условия формирования сдвиговой магнитоупругой ПАВ в такой структуре не будет отличаться от рассмотренного выше случая границы скольжения полуограниченной магнитной сверхрешетки и полуограниченного идеального сверхпроводника с (20) как при $x > d$, так и при $x < -d$.

Если же условия скольжения (19) выполнены на одной границе сверхпроводящего слоя (например, $x = d$), а сплошной акустический контакт (24) реализуется на другой (в данном случае $x = -d$), то в длинноволновом пределе условия локализации упругой SH-волны для полуограниченной сверхрешетки типа ферромагнетик–сверхпроводник при $x > d$ будут совпадать с (20), тогда как условия локализации такой волны при $x < -d$ определяются соотношениями (25) с учетом замены $aq \to aq\,\mathrm{th}(qk_\perp 2d)$ (акустический контакт полуограниченной сверхрешетки $x < -d$ и сверхпроводящего слоя толщиной $2d$, внешняя поверхность $x = d$ которого механически свободна). Как в том, так и в другом случае структура поля z-компоненты вектора упругих смещений $\mathbf{u}$ в сдвиговой ПАВ в полуограниченной сверхрешетке определяется с учетом магнитной конфигурации соотношениями (16), (17) и (13), (14), причем формирование сдвиговой ПАВ, локализованной вблизи поверхности сверхпроводящего дефекта $(-d < x < d)$, в каждом из полупространств происходит независимо.

Качественно иная ситуация имеет место в случае жесткого контакта обеих поверхностей сверхпроводящего дефектного слоя толщиной $2d$ с окружающей его акустической магнитной сверхрешеткой, т.е. в случае, когда при $x = \pm d$ выполнены условия акустической сплошности (24). В дальнейшем запись $F{-}S{-}F$ будет означать, что сверхпроводящий слой S внедрен в рассматриваемую магнитную сверхрешетку. Пространственная структура вектора смещений решетки u_z для упругой SH-волны с $\mathbf{u} \parallel OZ$ и $k_\perp \parallel OY \perp \mathbf{n}$ определяется в этом случае соотношениями ($\tilde{k}_\parallel^2 \equiv -q^2 k_\perp^2$)

$$u_z = A_+ \exp(ik_\parallel x + ik_\perp y - i\omega t), \quad x > d,$$

$$u_z = A_0 \exp(ik_\parallel x + ik_\perp y - i\omega t) + B_0 \exp(-ik_\parallel x + ik_\perp y - i\omega t), \quad x > d,$$

$$u_z = A_- \exp(ik_\parallel x + ik_\perp y - i\omega t), \quad x < -d, \qquad (28)$$

и локализация вблизи сверхпроводящего дефекта ($-d < x < d$) сдвиговой упругой волны теперь не происходит независимо в каждом из полупространств. Такая волна называется щелевой волной SH-типа. Соответствующее дисперсионное уравнение для спектра данной сдвиговой локализованной волны с учетом (14), (28) может быть представлено в виде ($\alpha^2 \equiv [c_\perp - \omega^2/(s_t^2 k_\perp^2)]/c_\parallel$)

$$(\beta_1 + \beta_2)\tilde{k}_\parallel \operatorname{ctg}(2k_\parallel d) = \tilde{k}_\parallel^2 - \beta_1\beta_2,$$

$$\tilde{k}_\parallel^2 \equiv \omega^2/(s_* k_\perp)^2 - k_\perp^2,$$

$$\beta_1 \equiv (ac_\parallel - c_*\sigma)/a, \quad \beta_2 \equiv (\alpha c_\parallel + c_*\sigma)/a. \qquad (29)$$

Что касается необходимых условий для формирования щелевой SH-волны в том случае, когда обе стороны сверхпроводящего слоя ($x = \pm d$) имеют сплошной акустический контакт с полуограниченной акустической магнитной сверхрешеткой в конфигурации $F{-}S{-}F$, то, как следует из (14), (29), для тех ω и $k_\perp$, при которых одновременно

$$\alpha^2 > 0, \quad c_\parallel > 0, \qquad (30)$$

спектр формирующейся щелевой SH-волны имеет только одну ветвь, причем для этого одновременно должны быть выполнены и соотношения

$$|\alpha^2 c_\parallel^2 - c_*^2| d > [\alpha a |c_\parallel|], \quad \alpha^2 c_\parallel^2 < c_*^2. \qquad (31)$$

Если же

$$\alpha^2 > 0, \quad c_\parallel < 0, \qquad (32)$$

то спектр расссматриваемой щелевой SH-волны (14), (29) будет иметь две ветви при условии, что одновременно также выполнены и соотношения

$$|\alpha^2 c_\parallel^2 - c_*^2| d > [\alpha a |c_\parallel|], \quad \alpha^2 c_\parallel^2 > c_*^2. \qquad (33)$$

В случае $\alpha^2 c_\parallel^2 < c_*^2$ спектр упругой SH-волны (29), локализованной вблизи сверхпроводящего слоя ($-d < x < d$), в области ω и $k_\perp$, определяемой (32), будет иметь только одну ветвь.

В пределе $d \to \infty$ (толщина внедренного сверхпроводящего слоя $2d$ неограниченно возрастает) выражения для спектра щелевой SH-волны (29) переходят в (25), т.е. в соотношения для спектра сдвиговой ПАВ, бегущей вдоль акустически сплошной границы раздела двух полупространств магнитная сверхрешетка–сверхпроводник.

4. Заключение

Таким образом, в данной работе на основе одновременного учета магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий в рамках метода эффективной среды рассмотрены особенности распространения сдвиговой упругой волны вдоль поверхности полуограниченной акустической сверхрешетки типа легкоосный ферромагнетик–идеальный сверхпроводник. Анализ проведен для случая параллельной ориентации равновесных магнитных моментов соседних касательно намагниченных ферромагнитных слоев сверхрешетки.

Показано, что наличие гиротропии уже в случае механически свободной поверхности приводит, в частности, к формированию сдвиговой ПАВ первого типа (только с длинноволновой точкой окончания спектра).

Из проведенного анализа следует, что существование немагнитного покрытия, имеющего сплошной акустический контакт с поверхностью рассматриваемой магнитной сверхрешетки, может принципиально повлиять на структуру спектра формирующейся ПАВ и, в частности, привести к появлению у части ее ветвей не только длинноволновой, но и коротковолновой точки окончания спектра.

Для границы раздела полупространств магнитная сверхрешетка–немагнитная среда все перечисленные выше эффекты вследствие гиротропии обладают невзаимностью относительно смены знака у проекции волнового вектора упругой SH-волны на поверхность сверхрешетки.

Если имеется немагнитный слой, внедренный в исследуемую магнитную сверхрешетку, то вблизи от него возможно формирование распространяющейся щелевой упругой SH-волны, причем ее спектр остается взаимным относительно инверсии направления распространения.

Влияние внутрислоевого неоднородного обменного взаимодействия и особенности отражения (преломления) объемной упругой SH-волны, падающей на поверхность акустической сверхрешетки типа магнетик–сверхпроводник, будут изучены отдельно.

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

Список литературы

[1] Ю.И. Беспятых, И.Е. Дикштейн, В.П. Мальцев, С.А. Никитов, В. Василевский. ФТТ **45**, *11*, 2056 (2003).
[2] M.G. Cottam, D.R. Tilley. Introduction to surface and superlattice excitations. Cambridge Univ. Press, Cambridge (1989). 355 p.
[3] С.М. Рытов. Акуст. журн. **2**, *1*, 72 (1956).
[4] С.М. Рытов. ЖЭТФ **29**, *5*, 605 (1955).
[5] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. УФН **140**, *3*, 429 (1983).
[6] В.И. Альшиц, А.С. Горкунова, А.Л. Шувалов. ЖЭТФ **110**, *3*(*9*), 924 (1996).
[7] Ю.В. Гуляев, И.Е. Дикштейн, В.Г. Шавров. УФН **167**, *7*, 735 (1997).
[8] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. Наука, М. (1985). 525 с.