

Эффекты магнитоупругого взаимодействия при распространении сдвиговой волны в одномерном магнитном акустически гиротропном фононном кристалле

© Т.В. Лаптева, О.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина Национальной академии наук Украины, 83114 Донецк, Украина

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

(Поступила в Редакцию 3 июля 2006 г.)

На примере ограниченной одномерной магнитной сверхрешетки, состоящей из акустически гиротропного и акустически негиротропного слоев, изучены особенности локализации и распространения сдвиговой объемной волны, индуцированные магнитоупругим взаимодействием, в случае, когда длина упругой волны соизмерима с периодом сверхрешетки.

PACS: 43.35.Rw, 43.35.Pt, 74.78.Fk

1. Введение

Известно, что в пренебрежении магнитодипольным взаимодействием упругую динамику пространственно однородной магнитной среды можно описать с помощью набора эффективных упругих модулей, часть которых обладает временной дисперсией [1]. В такой гипотетической упругой среде в зависимости от частоты распространяющейся упругой волны величина отдельных эффективных упругих модулей может не только изменяться от нуля до бесконечности, но и становиться отрицательной. Данное обстоятельство может представлять несомненный интерес для физики акустически сплошных композитных сред, структурные элементы которой демонстрируют одно-, дву- или трехмерную трансляционную симметрию (фононные кристаллы) [2]. Важной особенностью таких сред является наличие ярко выраженного различия в упругих свойствах отдельных контактирующих элементов (акустический контраст). Использование магнитной среды в качестве одного из структурных элементов фононного кристалла позволит управлять степенью акустического контраста с помощью легко изменяемых внешних параметров, к которым помимо частоты падающей волны можно отнести магнитное поле, давление и т. д.

В настоящее время активно исследуется электродинамика таких композитных магнитных сред [3]. Что же касается акустических свойств, то в немногочисленных работах, посвященных этой теме [4–10], анализ проводился в рамках метода эффективной среды, т. е. предполагалось, что длина упругой волны вдоль оси сверхрешетки много больше элементарного периода сверхрешетки.

В данной работе на примере ограниченной двухкомпонентной магнитной сверхрешетки, слои которой образованы акустически гиротропной и акустически негиротропной средами, с помощью метода матрицы перехода выяснены особенности локализации и прохождения объемной сдвиговой SH -волны, индуцирован-

ные магнитоупругим взаимодействием, при условии, что длина волны вдоль нормали к границе раздела слоев оказывается соизмеримой с элементарным периодом сверхрешетки.

Работа состоит из нескольких разделов. В разделе 2 содержится постановка задачи, рассчитана структура матрицы перехода для двухслойной акустически сплошной структуры, состоящей из акустически гиротропного и акустически негиротропного слоев, здесь же получено дисперсионное уравнение для спектра SH -волн в неограниченной сверхрешетке типа „ферромагнетик–легкоосный антиферромагнетик“. В разделе 3 рассчитано дисперсионное уравнение и проанализированы условия формирования коллективной поверхностной сдвиговой волны для полуограниченной сверхрешетки типа „легкоосный ферромагнетик–легкоосный антиферромагнетик“ или „легкоосный ферромагнетик–немагнитный диэлектрик“. Рассмотрен случай как механически свободной внешней поверхности сверхрешетки, так и акустически сплошной границы раздела магнитная сверхрешетка–пространственно однородная акустически негиротропная среда. В разделе 4 аналогичный анализ проведен для полуограниченной магнитной сверхрешетки, состоящей из ферромагнитных слоев с антиферромагнитным упорядочением намагниченностей соседних слоев. В разделе 5 получены условия, при выполнении которых падающая на внешнюю поверхность ограниченной акустически гиротропной сверхрешетки объемная сдвиговая волна будет иметь нулевой коэффициент отражения.

2. Основные соотношения

В качестве примера акустически гиротропной среды (среда a) будем рассматривать легкоосный ферромагнетик, а акустически негиротропной среды (среда b) — немагнитную среду или легкоосный антиферромагнетик в коллинеарной фазе. Геометрии, при которых для перечисленных выше сред возможно распространение сдвиговой упругой волны, перечислены, например, в

работах [4–10]. Для того чтобы дальнейшее рассмотрение было справедливо для всех геометрий, проанализированных в [4–10], будем полагать, что задана декартова система координат с осями x_1, x_2 и x_3 , причем направление нормали к границе раздела слоев \mathbf{n} (оси сверхрешетки) совпадает с осью x_1 , вектор упругих смещений \mathbf{u} в сдвиговой волне всегда направлен вдоль оси x_3 , а плоскостью распространения SH -волны является плоскость x_1x_2 . В результате для такой сдвиговой волны соотношения, связывающие в легкоосном упругоизотропном ферромагнетике компоненты тензора упругих напряжений σ_{ik} и вектора смещений решетки \mathbf{u} , имеют вид (модуль сдвига μ_a)

$$\begin{aligned} \sigma_{31} &= \mu_a \left[c_{\parallel}^a \frac{\partial u_3}{\partial x_1} + i c_*^a \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right]; \\ \sigma_{32} &= \mu_a \left[-i c_*^a \frac{\partial u_3}{\partial x_1} + c_{\perp}^a \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

Для того чтобы в легкоосном (ось OZ) ферромагнетике было возможно распространение рассматриваемой сдвиговой упругой волны, необходимо, чтобы $x_1 = OX, x_2 = OY, x_3 = OZ$. В этом случае

$$c_{\parallel}^a = c_{\perp}^a = \frac{\omega_{0a}^2 - \omega^2}{\tilde{\omega}_{0a}^2 - \omega^2}; \quad c_*^a = \frac{\omega \omega_{me}^a}{\tilde{\omega}_{0a}^2 - \omega^2}. \quad (2)$$

Здесь $\omega_{0a}, \tilde{\omega}_{0a}$ и ω_{me}^a — соответственно частоты однородного ферромагнитного резонанса без и с учетом магнитоупругого взаимодействия и магнитоупругая щель в неограниченном легкоосном ферромагнетике [5–7]. Что же касается легкоосного (ось OZ) антиферромагнетика в коллинеарной фазе (среда b), то для него $c_* = 0$, и с учетом замены $a \rightarrow b$, выполняется соотношение, аналогичное (1), однако теперь существует три геометрии, допускающие распространение сдвиговой упругой волны с $\mathbf{u} = \mathbf{u}_3 \neq 0$,

$$c_{\parallel}^b = c_{\perp}^b = \frac{\omega_{0b}^2 - \omega^2}{\tilde{\omega}_{0b}^2 - \omega^2}; \quad x_1 = OX, \quad x_2 = OY, \quad x_3 = OZ, \quad (3)$$

$$c_{\parallel}^b = \frac{\omega_{0b}^2 - \omega^2}{\tilde{\omega}_{0b}^2 - \omega^2}; \quad c_{\perp}^b = 1; \quad x_1 = OZ, \quad x_2 = OY, \quad x_3 = OX, \quad (4)$$

$$c_{\perp}^b = \frac{\omega_{0b}^2 - \omega^2}{\tilde{\omega}_{0b}^2 - \omega^2}; \quad c_{\parallel}^b = 1; \quad x_1 = OY, \quad x_2 = OZ, \quad x_3 = OX. \quad (5)$$

Здесь $\omega_{0b}, \tilde{\omega}_{0b}$ — соответственно частоты однородного антиферромагнитного резонанса без и с учетом магнитоупругого взаимодействия и магнитоупругая щель в неограниченном легкоосном антиферромагнетике в коллинеарной фазе [10,11]. Для SH -волны с $\mathbf{u}_3 \neq 0$ в упруго изотропной немагнитной среде b с модулем сдвига μ_b в соотношениях (1), (3)–(5) следует считать, что при любой указанной выше геометрии

$$c_{\perp}^b = c_{\parallel}^b = 1, \quad c_*^b = 0. \quad (6)$$

Так как элементарный период рассматриваемой акустически сплошной сверхрешетки D состоит из двух слоев: один толщиной d_a (среда a), а второй толщиной d_b (среда b), то это означает, что с учетом введенной выше системы координат на границах раздела каждого из слоев, составляющих сверхрешетку (ось сверхрешетки совпадает с осью x_1), выполнена следующая система граничных условий $D = d_a + d_b, v = 0, 1, 2, \dots$:

$$\sigma_{i1} = \bar{\sigma}_{i1}, \quad \mathbf{u}_{i1} = \bar{\mathbf{u}}_{i1}, \quad x_1 = d_a + vD, \quad vD. \quad (7)$$

Здесь и далее величины, относящиеся к среде b , обозначены чертой сверху.

Введем в каждой из сред двухкомпонентный вектор-столбец

$$\mathbf{B}^a(x_1) = \begin{pmatrix} \mathbf{u}_3(x_1) \\ \sigma_{31}(x_1) \end{pmatrix}; \quad \mathbf{B}^b(x_1) = \begin{pmatrix} \bar{\mathbf{u}}_3(x_1) \\ \bar{\sigma}_{31}(x_1) \end{pmatrix} \quad (8)$$

и в каждой из сред, составляющей сверхрешетку, пространственное распределение ненулевой компоненты вектора упругих смещений \mathbf{u}_3 (сдвиговая волна) представим в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_3 &= [A_-^a \exp(-q_a x_1) + A_+^a \exp(q_a x_1)] \\ &\times \exp(-i\omega t - ik_{\perp} x_2); \quad q_a^2 = \frac{1}{c_{\parallel}^a} \left[c_{\perp}^a k_{\perp}^2 - \frac{\omega^2}{s_a^2} \right]; \\ \bar{\mathbf{u}}_3 &= [A_-^b \exp(-q_b x_1) + A_+^b \exp(q_b x_1)] \\ &\times \exp(-i\omega t - ik_{\perp} x_2); \quad q_b^2 = \frac{1}{c_{\parallel}^b} \left[c_{\perp}^b k_{\perp}^2 - \frac{\omega^2}{s_b^2} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь \mathbf{u}_3 относится к среде a , $\bar{\mathbf{u}}_3$ относится к среде b , $s_{a,b}$ — фазовая скорость в среде a или b соответственно.

В этом случае матрица перехода N_{ik}^v , связывающая значения вектора \mathbf{B}_i на границах одного и того же акустически негиротропного слоя (среда b), с учетом (1)–(6), (8) может быть представлена в виде [11,12]

$$\mathbf{B}_i^b(d_b) = N_{ik}^b \mathbf{B}_k^b(0), \quad N_{ik}^b = \begin{pmatrix} N_{11}^b & N_{12}^b \\ N_{21}^b & N_{22}^b \end{pmatrix}, \quad (10)$$

$$N_{11}^b = \text{ch}(q_b d_b); \quad N_{12}^b = \frac{\text{sh}(q_b d_b)}{Z_b};$$

$$N_{21}^b = Z_b \text{sh}(q_b d_b); \quad N_{22}^b = \text{ch}(q_b d_b). \quad (11)$$

Здесь $Z_b = \mu_b c_{\parallel}^b q_b$ и $Z_b = \mu_b q_b$ — поверхностные акустические импедансы для SH -волны в магнитной и немагнитной среде b соответственно.

Аналогичные соотношения для акустически гиротропного слоя (среда a) с учетом (1)–(9) могут быть представлены в виде

$$\mathbf{B}_i^a(d_a) = G_{ik}^a \mathbf{B}_k^a(0), \quad G_{ik}^a = \begin{pmatrix} G_{11}^a & G_{12}^a \\ G_{21}^a & G_{22}^a \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} G_{11}^a &= \text{ch}(q_a d_a) + \text{sh}(q_a d_a) \frac{Z_a + Z_a^*}{Z_a - Z_a^*}, \\ G_{12}^a &= \frac{2 \text{sh}(q_a d_a)}{Z_a - Z_a^*}, \\ G_{21}^a &= \frac{2 Z_a Z_a^*}{Z_a - Z_a^*} \text{sh}(q_a d_a); \\ G_{22}^a &= \text{ch}(q_a d_a) - \text{sh}(q_a d_a) \frac{Z_a + Z_a^*}{Z_a - Z_a^*}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $Z_a = \mu_a (c_{\parallel}^a q_a + c_{\perp}^a \sigma k_{\perp})$ и $Z_a^* = \mu_a (-c_{\parallel}^a q_a + c_{\perp}^a \sigma k_{\perp})$ — поверхностные акустические импедансы для SH -волны в среде a , $\sigma \equiv k_{\perp}/|k_{\perp}|$.

Как видно из (10)–(13), обе матрицы перехода N_{ik}^b и G_{ik}^a являются унимодулярными ($|N_{ik}^b| = 1$, $|G_{ik}^a| = 1$). Таким образом, матрица перехода T_{ik} , связывающая значения компонент введенного выше вектора \mathbf{B}_i в начале и в конце элементарного периода $D = d_a + d_b$ рассматриваемой двухслойной акустически гиротропной сверхрешетки,

$$\mathbf{B}_i^a(D) = T_{ik} B_k^b(0). \quad (14)$$

В частности, для акустической сверхрешетки, элементарный период которой составляют акустически гиротропная среда (среда a) и акустически негиротропная среда (среда b),

$$T_{ik} = G_{il}^a N_{lk}^b. \quad (15)$$

В результате дисперсионное уравнение для спектра нормальных объемных сдвиговых колебаний неограниченного двухкомпонентного одномерного акустически гиротропного магнитного фононного кристалла для всех рассматриваемых геометрий (2)–(5) с учетом (7), (14), (15) определяется соотношением

$$\cos QD = \frac{T_{11} + T_{12}}{2}. \quad (16)$$

Следует отметить, что с учетом (2)–(5) данное уравнение определяет спектр нормальных сдвиговых волн в неограниченной сверхрешетке типа „легкоосный ферромагнетик-1–легкоосный ферромагнетик-2“, „легкоосный ферромагнетик–легкоосный антиферромагнетик“, „легкоосный ферромагнетик–немагнетик“.

Как и в работах [5–11], будем полагать, что в пренебрежении магнитоупругим взаимодействием обе среды, составляющие элементарный период сверхрешетки, идентичны по своим упругим характеристикам: $\mu_a = \mu_b$, $s_a = s_b$ (нулевой акустический контраст). В этом случае при $T > T_C$ ($T_C = T_K$, T_K — температура Кюри в случае ферромагнетика, $T_C = T_N$, T_N — температура Нееля в случае антиферромагнетика) спектр акустических колебаний такой среды не будет отличаться от спектра пространственно однородной упругоизотропной немагнитной среды, в частности исчезнет зонная структура спектра, а $Q^2 = -q_b^2$. Таким образом, все особенности в условиях распространения сдвиговой упругой волны через рассматриваемый магнитный фононный кристалл, возникающие при $T < \min(T_K, T_N)$, будут индуцированы исключительно магнитной подсистемой.

В зависимости от конкретной геометрии распространения (2)–(5), частоты ω и волнового числа k_{\perp} распространяющейся сдвиговой упругой волны формирование зонного спектра нормальных SH -колебаний неограниченного магнитного фононного кристалла возможно путем реализации одного из следующих вариантов: 1) две гиперболических SH -волны ($q_a^2 > 0$ и $q_b^2 > 0$); 2) две тригонометрических SH -волны ($q_a^2 < 0$ и $q_b^2 < 0$); 3) в одном из слоев волна тригонометрическая, а во втором — гиперболическая ($q_a^2 q_b^2 < 0$). Запрещенные зоны в спектре объемных сдвиговых колебаний рассматриваемой магнитной сверхрешетки на плоскости внешних параметров ω и k_{\perp} определяются с помощью (10)–(15) неравенством

$$T_{11} + T_{22} \geq 2. \quad (17)$$

Несомненный интерес представляет ответ на вопрос: как указанная выше „тонкая“ структура нормальных акустических колебаний магнитной сверхрешетки влияет на условия локализации и распространения SH -волн в полуограниченной магнитной сверхрешетке?

3. Полуограниченная акустически гиротропная магнитная сверхрешетка типа „ферромагнетик–антиферромагнетик“

Будем считать, что обсуждаемая магнитная сверхрешетка занимает нижнее полупространство, причем направление нормали к границе слоев \mathbf{n} (направление оси сверхрешетки) совпадает с осью x_1 . Если внешняя поверхность сверхрешетки $x_1 = 0$ имеет сплошной акустический контакт с полуограниченной ($x_1 > 0$) пространственно однородной упругоизотропной немагнитной средой с коэффициентами Ламэ $\tilde{\lambda}$, $\tilde{\mu}$, то помимо условий (7) на ее поверхности ($x_1 = 0$) должны быть также выполнены соотношения

$$\tilde{\sigma}_{i1} = \sigma_{i1}, \quad \tilde{u}_{i1} = u_{i1}. \quad (18)$$

Рассмотрим условия прохождения через границу раздела магнитная сверхрешетка–немагнитная среда сдвиговой объемной волны, падающей на внешнюю поверхность сверхрешетки из немагнитной среды. В этом случае пространственную структуру ненулевой компоненты вектора упругих смещений решетки в SH -волне $\tilde{\mathbf{u}}_3$ можно представить в виде ($R \equiv C_+/C_-$ — коэффициент отражения, \tilde{s} — фазовая скорость сдвиговой волны в верхнем полупространстве)

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{u}}_3 &= C_- [\exp(-i\tilde{k}_{\parallel} x_1) + R \exp(i\tilde{k}_{\parallel} x_1)] \\ &\times \exp(-i\omega t - ik_{\perp} x_2); \quad \tilde{k}_{\parallel}^2 = \left[\frac{\omega^2}{\tilde{s}^2} - k_{\perp}^2 \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

В результате с помощью теоремы Флоке [11] и соотношений (7), (9), (10)–(15) можно показать, следуя [13,14], что коэффициент отражения R для сдвиговой объемной SH -волны, падающей на внешнюю поверхность обсуждаемой полуограниченной сверхрешетки, с помощью приведенной выше матрицы перехода T_{ik} можно представить в виде ($\beta^2 = -Q^2 > 0$)

$$R = \frac{\tilde{Z}T_{12} + \exp(-\beta D) - T_{11}}{\tilde{Z}T_{12} - \exp(-\beta D) + T_{11}}, \quad (20)$$

$$W = \frac{2\tilde{Z}T_{12}}{\tilde{Z}T_{12} - \exp(-\beta D) + T_{11}}. \quad (21)$$

Здесь $\tilde{Z} \equiv i\tilde{\mu}\tilde{k}_{\parallel}$ — импеданс немагнитной среды, занимающей верхнее полупространство ($x_1 > 0$). Анализ соотношений (20), (21) показывает, что в случае

$$T_{21} = 0 \quad (22)$$

амплитуда коэффициента прохождения W сдвиговой объемной упругой волны через поверхность раздела немагнитная среда–магнитная сверхрешетка достигает максимума. Причина состоит в том, что в данном случае падающая из немагнитной среды на поверхность сверхрешетки сдвиговая объемная упругая волна возбуждает коллективную сдвиговую поверхностную акустическую волну (ПАВ), которая формируется вблизи механически свободной поверхности акустически гиротропной магнитной сверхрешетки. В присутствии немагнитного полупространства (при $x_1 > 0$) в области $\omega > \tilde{s}k_{\perp}$ эта сдвиговая поверхностная волна становится вытекающей (генерируя в верхней среде объемную SH -волну с теми же ω и k_{\perp}). Характер локализации данной неоднородной SH -волны вблизи поверхности полуограниченной магнитной сверхрешетки при $x_1 < 0$ с учетом (12), (13) определяется соотношением

$$\mathbf{u}_3(x_1) = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_{3\nu} \exp \left[i \left(\beta + \frac{2\pi\nu}{D} \right) x_1 \right] \times \exp(-i\omega t - ik_{\perp}x_2); \quad \beta = \varepsilon \frac{i \ln |T_{11}|}{D}. \quad (23)$$

Здесь $\varepsilon = 1$ для $T_{11} > 0$ и $\varepsilon = -1$ для $T_{11} < 0$.

Подчеркнем, что при $s_a = s_b$ формирование рассматриваемой ПАВ обусловлено исключительно присутствием в данной композитной структуре магнитоупругого взаимодействия. Вследствие (22) волна представляет собой колебания одного периода рассматриваемой сверхрешетки при условии, что обе его внешние поверхности являются механически свободными. В зависимости от типа колебания (тригонометрический или гиперболический), реализующегося в условиях (22), в каждом из слоев, составляющих элементарный период сверхрешетки, для заданной геометрии распространения в принципе возможно от одного до трех типов сдвиговой коллективной ПАВ. Первый из них формируется при

распространении объемных волн в каждом из слоев ($q_a^2 < 0, q_b^2 < 0$). Область, в которой возможен второй вариант коллективной сдвиговой ПАВ (объемная SH -волна в одном слое и гиперболическая — в другом), определяется $q_a^2 q_b^2 < 0$. Третий вариант коллективной ПАВ SH -типа формируется в случае, когда в каждом из слоев распространяется сдвиговая волна гиперболического типа ($q_a^2 > 0, q_b^2 > 0$). Следует отметить, что если первые два из отмеченных типов ПАВ возможны при любой геометрии сверхрешетки, то третий тип сдвиговой ПАВ существует только в том случае, когда на акустически сплошной границе раздела двух полупространств, одно из которых занято средой a , а второе — средой b , имеет место формирование сдвиговой поверхностной ПАВ. При этом спектр и степень локализации такой поверхностной акустической SH -волны обладают невзаимностью относительно инверсии направления распространения волны вдоль границы раздела слоев (оси x_2).

Следует отметить, что если одновременно выполнены соотношения

$$Z_a = -Z_b, \quad (24)$$

$$q_a d_a = q_b d_b, \quad (25)$$

то для таких ω и k_{\perp} из (13), (15), (23) следует, что $\beta = 0$. Это отвечает коллективной моде сдвиговых колебаний рассматриваемой сверхрешетки, бегущей вдоль ее механически свободной внешней поверхности и характеризующейся тем, что при $x_1 = -ND$ ($N = 0, 1, 2, \dots$) амплитуда смещений сдвиговой волны та же, что и на внешней поверхности сверхрешетки ($\mathbf{u}_3(0)$). При этом первое из соотношений определяет закон дисперсии сдвиговой ПАВ, формирующейся на границе раздела двух пространственно однородных полупространств, одно из которых занято легкоосным ферромагнетиком, а второе — средой b (как уже отмечалось выше, это может быть как другой легкоосный ферромагнетик, так и акустически негиротропная среда, например легкоосный антиферромагнетик и/или немагнитный диэлектрик). В соответствии с общей теорией волновых процессов в слоистых средах [14] на плоскости внешних параметров ω и k_{\perp} полюс найденного выше коэффициента отражения R в области, определяемой соотношениями $\tilde{k}_{\parallel}^2 < 0$ и $\beta^2 > 0$, отвечает спектру сдвиговой ПАВ, локализованной вблизи механически сплошной границы раздела „полуограниченная магнитная сверхрешетка–полуограниченный немагнитный диэлектрик“:

$$\tilde{Z}^2 T_{12} + \tilde{Z}(T_{11} - T_{22}) - T_{21} = 0, \quad (26)$$

а глубина спадания коллективной сдвиговой ПАВ в глубь сверхрешетки ($x_1 < 0$) определяется соотношением ($\beta^2 \equiv -Q^2$)

$$\exp(-\beta D) = T_{11} + \tilde{Z}T_{12}. \quad (27)$$

Если предположить по аналогии с работой [15], что SH -волна в слое a — тригонометрическая ($q_a^2 < 0$), а в слое b — гиперболическая ($q_b^2 > 0$), то в случае, когда одновременно $\tilde{Z} = Z_b$ (b — акустически неактивная среда) и $\text{sh}(q_a d_a) = 0$, из (13), (26), (27) получаем, что возможны следующие варианты коллективной поверхностной SH -волны, локализованной вблизи внешней границы раздела $x_1 = 0$ (границы акустически гиротропная магнитная сверхрешетка — пространственно однородная акустическая негиротропная среда). В первом варианте рассматриваемая ПАВ SH -типа имеет закон дисперсии ($\nu = 0, 1, 2, \dots$)

$$k_{\perp}^2 = \frac{1}{c_{\perp}^a} \left[\frac{\omega^2}{s_a^2} - c_{\parallel}^a \frac{4\nu^2 \pi^2}{d_a^2} \right], \quad q_b^2 > 0, \quad (28)$$

а из (27) следует, что для нее

$$\beta = \frac{q_b d_b}{D}. \quad (29)$$

Во втором варианте сдвиговая коллективная ПАВ имеет закон дисперсии

$$k_{\perp}^2 = \frac{1}{c_{\perp}^a} \left[\frac{\omega^2}{s_a^2} - c_{\parallel}^a \frac{(2\nu + 1)^2 \pi^2}{d_a^2} \right], \quad q_b^2 > 0, \quad (30)$$

а из (24) следует, что в этом случае

$$\beta = \frac{q_b d_b + i\pi}{D}. \quad (31)$$

Отметим, что в обоих вариантах дисперсионные кривые на плоскости внешних параметров ω и k_{\perp} лежат в запрещенных для распространения коллективных объемных сдвиговых волн межзонных интервалах (т.е. удовлетворяют соотношениям (17)).

Как и в случае немагнитной сверхрешетки [15], в вариантах (28)–(31) для фиксированного значения волнового числа k_{\perp} число мод ν в спектре коллективной сдвиговой ПАВ может существенно меняться. Для рассматриваемого типа магнитной сверхрешетки величина ν определяется одним из следующих неравенств:

$$c_{\parallel}^a \left(\frac{\pi\nu}{d_a k_{\perp}} \right)^2 < \frac{s_b^2}{s_a^2} c_{\perp}^b - c_{\perp}^a, \quad \text{если } c_{\parallel}^b > 0;$$

$$c_{\parallel}^a \left(\frac{\pi\nu}{d_a k_{\perp}} \right)^2 > \frac{s_b^2}{s_a^2} c_{\perp}^b - c_{\perp}^a, \quad \text{если } c_{\parallel}^b < 0. \quad (32)$$

В частном случае $c_{\parallel}^a = c_{\parallel}^b = c_{\perp}^a = c_{\perp}^b = 1$ первое из соотношений (32) совпадает с полученным в работе [15]. Отметим, что даже если среды a и b идентичны по своим упругим параметрам ($s_a = s_b$), магнитоупругое взаимодействие существенно влияет на характер спектра формирующейся коллективной сдвиговой ПАВ (28)–(31).

Кроме того, если в немагнитной сверхрешетке все моды являлись волнами прямого типа ($k_{\perp} \partial\omega/\partial k_{\perp} > 0$), то в случаях (28)–(31) в зависимости от частотного

диапазона тип конкретной ветви под влиянием магнитоупругого взаимодействия может меняться с прямого на обратный ($k_{\perp} \partial\omega/\partial k_{\perp} < 0$). В частности, именно такая ситуация реализуется, если при $q_a^2 < 0$ одновременно $c_{\parallel}^a > 0$ и $c_{\perp}^a < 0$.

Рассмотрим теперь третий вариант формирования коллективной сдвиговой ПАВ вблизи внешней поверхности рассматриваемой сверхрешетки (и в слое a , и в слое b для заданных ω и k_{\perp} обе распространяющиеся SH -волны — гиперболические ($q_a^2 > 0$, $q_b^2 > 0$)). В этом случае при $\tilde{Z} = Z_b$ из (26), (27) следует, что если

$$Z_b = -Z_a, \quad (33)$$

то формирование коллективной поверхностной ПАВ на границе раздела „магнитная сверхрешетка — пространственно однородная магнитная среда“ возможно только при условии

$$\beta = \frac{q_a d_a - q_b d_b}{D} > 0, \quad (34)$$

причем если верхний слой сверхрешетки (среда a) — акустически гиротропный, то в этом случае закон дисперсии (33) имеет вид $\sigma \equiv k_{\perp}/|k_{\perp}|$,

$$k_{\perp}^2 = \frac{1}{c_{\perp}^a} \left[\frac{\omega^2}{s_a^2} - c_{\parallel}^a q_a^2 \right]; \quad c_{\parallel}^a q_a + c_{\parallel}^a \sigma k_{\perp} + q_b. \quad (35)$$

Отметим, что соотношение (35) определяет спектр сдвиговой ПАВ, которая формируется за счет магнитоупругого взаимодействия вблизи границы раздела двух полупространств с нормалью \mathbf{n} вдоль оси x_1 , одно из которых заполнено немагнитной средой, а второе — легкоосным ферромагнетиком (1)–(2), намагниченным вдоль оси x_3 . В отличие от рассмотренных выше вариантов формирования коллективной сдвиговой ПАВ (28)–(31) дисперсионное соотношение (35) обладает свойством невзаимности относительно инверсии направления распространения волны ($k_{\perp} \rightarrow -k_{\perp}$).

Рассмотрим теперь особенности формирования коллективной сдвиговой ПАВ в случае, когда период сверхрешетки D образуют два идентичных по своим свойствам слоя легкоосного ферромагнетика (1), (2) толщиной d_a и d_b , намагниченных касательно к своей поверхности ($D = d_a + d_b$).

4. Полуограниченная акустически гиротропная магнитная сверхрешетка с антиферромагнитным упорядочением соседних ферромагнитных слоев

Если на межслоевых границах сверхрешетки по-прежнему выполнены условия акустической сплошности (7), то спектр нормальной объемной SH -волны, поляризованной вдоль оси x_3 неограниченной сверхрешетки, по-прежнему определяется условием (16), однако

теперь матрица перехода $T_{ik} = G_{il}^a G_{lk}^b$ с учетом (12), (13) принимает вид

$$\begin{aligned} T_{11} &= \text{ch}(q_a d_a - q_b d_b) - \text{sh}(q_a d_a - q_b d_b) \frac{Z_a + Z_a^*}{Z_a - Z_a^*}, \\ T_{12} &= -\frac{2 \text{sh}(q_a d_a - q_b d_b)}{Z_a - Z_a^*}, \\ T_{21} &= \frac{2Z_a Z_a^*}{Z_a + Z_a^*} \text{sh}(q_a d_a - q_b d_b); \\ T_{22} &= \text{ch}(q_a d_a - q_b d_b) + \text{sh}(q_a d_a - q_b d_b) \frac{Z_a + Z_a^*}{Z_a - Z_a^*}. \end{aligned} \quad (36)$$

Если внешняя поверхность такой полуограниченной магнитной сверхрешетки механически свободна, то из (22) следует, что в отличие от рассмотренной выше сверхрешетки в данном случае возможна реализация только третьего из перечисленных вариантов формирования коллективной сдвиговой ПАВ. Ее закон дисперсии и степень локализации в сверхрешетке определяются соответственно соотношениями

$$(c_{\parallel}^a q_a - \sigma c_{*k\perp}^a)(c_{\parallel}^a q_a + \sigma c_{*k\perp}^a) = 0; \quad q_a^2 = q_b^2 > 0; \quad (37)$$

$$\beta = \frac{q_a(d_a - d_b)}{D} > 0. \quad (38)$$

Следует отметить, что дисперсионное соотношение (37) определяет спектр сдвиговой ПАВ, которая формируется за счет магнитоупругого взаимодействия в касательно намагниченной пластине легкоосного ферромагнетика, обе поверхности которой являются механически свободными. В отличие от (22) дисперсионное соотношение (37) является взаимным относительно инверсии направления распространения сдвиговой ПАВ ($k_{\perp} \rightarrow -k_{\perp}$).

Рассмотрим теперь случай, когда верхнее полупространство заполнено упруго изолированной средой с импедансом $\tilde{Z} = \tilde{Z}^*$, а импеданс верхнего слоя сверхрешетки равен Z . Совместный анализ соотношений (26), (27) и (36) показывает, что в этом случае есть только третий вариант формирования коллективной ПАВ SH -типа. Локализованная вблизи внешней поверхности сверхрешетки сдвиговая волна для заданных ω и k_{\perp} формируется за счет гиперболических SH -волн и в слое a , и в слое b ($q_a^2 > 0$, $q_b^2 > 0$). Степень ее локализации в сверхрешетке определяется с помощью (27) и (36) соотношением

$$\beta = \frac{q_a(d_a - d_b)}{D} > 0, \quad (39)$$

а дисперсионное уравнение имеет вид

$$c_{\parallel}^a q_a + c_{*k\perp}^a \sigma = 0; \quad q_a^2 = q_b^2 > 0. \quad (40)$$

Следует отметить, что данное дисперсионное соотношение определяет спектр сдвиговой ПАВ, которая формируется за счет магнитоупругого взаимодействия вблизи

механически свободной поверхности полуограниченно- легкоосного ферромагнетика. При этом, как и в случае (35), дисперсионное соотношение (40) обладает свойством невзаимности относительно инверсии направления распространения волны ($k_{\perp} \rightarrow -k_{\perp}$).

5. Условия безотражательного прохождения SH -волны через ограниченную магнитную сверхрешетку

Проанализируем теперь случай, когда рассматриваемая двухкомпонентная сверхрешетка конечна (толщина $L = ND$, N — число элементарных периодов сверхрешетки) и расположена между двумя полупространствами, заполненными упругоизотропным диэлектриком, причем коэффициенты Ламе при $x_1 > L$ и $x_1 < 0$ различны (λ_+ , μ_+ при $x_1 > L$ и λ_- , μ_- при $x_1 < 0$). В соответствии с теоремой Абеля [11] N — степень матрицы перехода T_{ik} для такой $2N$ -слойной акустически сплошной периодической структуры может быть представлена в виде ($x \equiv 0.5(T_{11} + T_{22})$, $U_{N-1}(\gamma) \equiv \sin N\gamma / \sin \gamma$),

$$\begin{aligned} T_N &= (T_{ik})^N \\ &= \begin{pmatrix} T_{11}U_{N-1}(x) - U_{N-2}(x) & T_{12}U_{N-1}(x) \\ T_{21}U_{N-1}(x) & T_{22}U_{N-1}(x) - U_{N-2}(x) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (41)$$

В результате коэффициент отражения сдвиговой объемной SH -волны, падающей из верхнего полупространства на границу раздела магнитная сверхрешетка–пространственно однородная среда, можно представить в виде

$$\begin{aligned} \tilde{Z}_{\pm} &= \pm i \tilde{k}_{\pm} \mu_{\pm}, \quad \tilde{k}_{\pm}^2 = \left[\frac{\omega^2}{s_{\pm}^2} - k_{\perp}^2 \right] \\ R_N &= \frac{-\tilde{Z}_+ \tilde{Z}_- T_{12} + \tilde{Z}_+ T_{11} - \tilde{Z}_- T_{22} + T_{21}}{-\tilde{Z}_+ \tilde{Z}_- T_{12} + \tilde{Z}_+ T_{11} + \tilde{Z}_- T_{22} - T_{21}}. \end{aligned} \quad (42)$$

Анализ (42) показывает, что в случае, когда одновременно выполнены условия

$$T_{11} = T_{22} = 1, \quad T_{21} = T_{12} = 0, \quad (43)$$

выражение для коэффициента отражения R (42) существенно упрощается:

$$R_N = \frac{\tilde{Z}_+ - \tilde{Z}_-}{\tilde{Z}_+ + \tilde{Z}_-}. \quad (44)$$

Таким образом, если рассматриваемая ограниченная магнитная сверхрешетка с обеих сторон нагружена идентичными по своим упругим свойствам немагнитными полуограниченными средами $\tilde{Z}_+ = \tilde{Z}_-$, то имеет место режим безотражательного ($R_N = 0$) прохождения сдвиговой акустической волны, падающей на внешнюю поверхность магнитной сверхрешетки. Совместный анализ

соотношений (1)–(5) и (10), (11), (13) показывает, что выполнение условий (43) возможно, если слои, образующие элементарный период сверхрешетки, идентичны по своим свойствам, имеют одинаковую толщину ($d_a = d_b$) и сформированы легкоосным ферромагнетиком (1), (2), но намагниченности любых двух соседних слоев упорядочены антипараллельно. В этом случае условие безотражательного прохождения объемной сдвиговой волны через такую ограниченную сверхрешетку при любом числе периодов N заключается в требовании, чтобы частота ω и угол падения k_{\perp} упругой волны одновременно удовлетворяли соотношению (40). Таким образом, необходимым условием реализации обсуждаемого механизма безотражательного прохождения сдвиговой объемной волной N -периодной двухкомпонентной сверхрешетки является возбуждение сдвиговой ПАВ на границе раздела двух слоев, формирующих элементарный период сверхрешетки. При этом данный эффект будет обладать свойством невзаимности относительно инверсии волнового числа (угла наклона к оси сверхрешетки) падающей объемной SH -волны ($k_{\perp} \rightarrow -k_{\perp}$).

Отметим, что в частном случае, когда $\tilde{Z}_+ = \tilde{Z}_- = Z_b$ и $q_b^2 < 0$, из (12), (13) и (43) следует, что безотражательное прохождение ограниченной сверхрешетки рассматриваемого типа может быть достигнуто при любом количестве периодов N и без выполнения условий (40): необходимо, чтобы $q_a^2 < 0$, $\text{sh}(q_a d_a) = 0$.

6. Заключение

С помощью метода матрицы переноса проанализировано влияние магнитоупругого взаимодействия на спектр нормальных колебаний SH -типа бесконечной и полуграниченной акустической гиротропной магнитной сверхрешетки типа „легкоосный ферромагнетик–легкоосный антиферромагнетик“, „легкоосный ферромагнетик–немагнитный диэлектрик“ и сверхрешетки, в которой намагниченности соседних ферромагнитных слоев упорядочены антиферромагнитно.

1) Определены условия существования и дисперсионные соотношения для трех вариантов формирования сдвиговых ПАВ SH -типа вблизи внешней поверхности магнитной сверхрешетки; вследствие магнитоупругого взаимодействия их существование возможно, даже если все слои сверхрешетки идентичны по своим упругим свойствам.

2) Сформулированы условия безотражательного прохождения сдвиговой объемной упругой волны через ограниченную одномерную акустически гиротропную сверхрешетку.

3) Показано, что в определенных случаях и спектр коллективной сдвиговой ПАВ, и условия безотражательного прохождения могут обладать невзаимностью относительно инверсии направления распространения сдвиговой волны вдоль поверхности сверхрешетки.

Совместный учет эффектов гибридизации магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействия в динамике магнитных сверхрешеток планируется провести в отдельной работе.

Список литературы

- [1] Р. Ле-Кроу, Р. Комсток. В сб.: Физическая акустика. Динамика решетки / Под ред. У. Мэзона. Мир, М. (1968). С. 156.
- [2] R. Sainidou, N. Stefanou, A. Modinos. Phys. Rev. B **66**, 212 301 (2002).
- [3] I.L. Lyubchanskii, N.N. Dadoenkova, M.I. Lyubchanskii, E.A. Shapovalov, Th. Rasing. J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, R 277 (2003).
- [4] О.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.М. Юрченко. Письма в ЖЭТФ **80**, 551 (2004).
- [5] О.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.М. Юрченко. ФТТ **46**, 2033 (2004).
- [6] О.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.М. Юрченко. ФТТ **46**, 2200 (2004).
- [7] О.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.М. Юрченко. ФТТ **47**, 556 (2005).
- [8] О.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.М. Юрченко. Акуст. журн. **50**, 699 (2004).
- [9] О.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.М. Юрченко. Акуст. журн. **50**, 833 (2004).
- [10] О.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.М. Юрченко. Кристаллография **51**, 323 (2006).
- [11] О.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.М. Юрченко. Кристаллография **51**, 512 (2006).
- [12] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. Наука, М. (1989). 287 с.
- [13] M.G. Cottam, D.R. Tilley. Introduction to surface and superlattice excitations. Cambridge Univ. Press, Cambridge (1989). 355 p.
- [14] Л.М. Бреховских, О.А. Годин. Акустика слоистых сред. Наука, М. (1989). 412 с.
- [15] R.E. Camley, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, A. Maradudin. Phys. Rev. B **27** 7318 (1983).