

05;09  
©1992

## ПОПЕРЕЧНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ МАГНИТОУПРУГИЕ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

*И.А.Кайбичев, В.Г.Шавров*

Подтвержден вид известного дисперсионного соотношения поперечных поверхностных магнитоупругих волн (ПМУВ) на границе раздела двух ферромагнетиков. Показано, что Камлеем и Марадуциным неправильно определено направление распространения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) на границе раздела двух ферромагнитных сред. В зависимости от соотношения магнитных и магнитоупругих параметров двух сред возможно существование двух типов кривых дисперсии ПМУВ. В одном случае кривые дисперсии аналогичны полученным Скоттом и Миллсом для ПМУВ в полуограниченном ферромагнетике с перенормировкой параметров. В другом случае существует изгиб кривых дисперсии при низких частотах в одном направлении распространения ПМУВ и отсутствуют волны при частотах, меньших критической, в противоположном направлении. Это связано с тем, что одна из ПМСВ на границе раздела двух сред представляет собой поверхностные стоячие колебания намагниченности. Определена критическая частота, которая по величине оказалась меньше, чем у Камлея и Марадуцина.

Впервые возможность распространения в ферромагнетиках чисто сдвиговой поверхностной магнитоупругой волны (ПМУВ) показана Парреком [1,2], а более детальные исследования представлены в работах [3,4]. Глубина проникновения механических смещений в ферромагнетик и длина волны, как правило, много меньше размеров образца, поэтому в дальнейшем используется общепринятая [1-4] теоретическая идеализация распространения волны в полуограниченной среде. Поперечные ПМУВ в ферромагнетиках по многим сходны с поверхностными волнами Гуляева-Блюстейна в пьезоэлектриках [5,6], однако им присуще и такое отличительное свойство, как эффект невзаимности. Под ним понимают различие волнового вектора  $k$  и глубины проникновения для волн одной и той же заданной частоты  $\omega$ , но с противоположными направлениями распространения.

В данной работе рассматриваются поперечные ПМУВ, распространяющиеся на границе раздела двух полуограниченных кубических ферромагнетиков (рис. 1). Ранее их исследовали Камлей и Мараудин [7]. Однако дисперсионные кривые таких волн получены только для частного случая равенства механических параметров двух ферромагнитных сред. Кроме того, не ясны причины изгиба кривых дисперсии при низких частотах, когда ПМУВ распространяется в положительном направлении

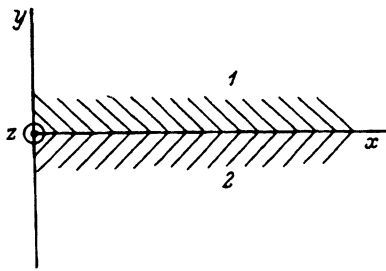


Рис. 1. Геометрия рассматриваемой в работе задачи.

Намагниченности двух полубезграничных ( $y \geq 0$ ,  $y \leq 0$ ) ферромагнитных кристаллов  $M_{0j}$  ( $j = 1, 2$  соответственно) и внешнее магнитное поле  $H_0$  параллельны поверхностным граням и направлены в положительном направлении оси  $Z$ . ПМУВ распространяются вдоль оси  $X$ . Считаем все переменные величины  $\sim \exp(ikx - i\omega t)$  и не зависящими от  $Z$ .

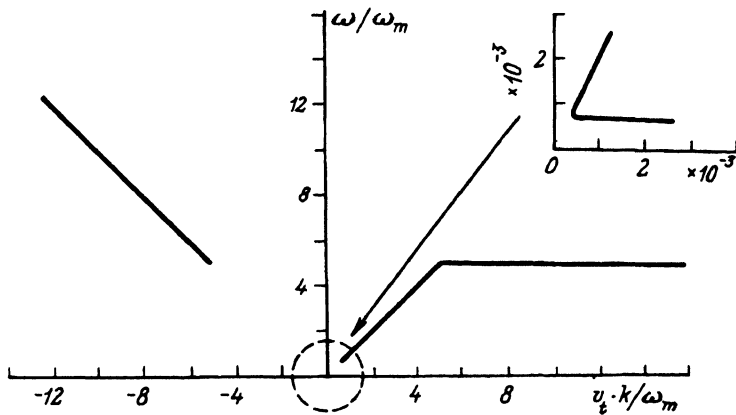


Рис. 2. Кривые дисперсии поперечных ПМУВ на границе раздела двух одинаковых по механическим параметрам ферромагнетиков [7].

Материалы: ЖИГ ( $y \geq 0$ ,  $j = 1$ ); ЖИГ, легированный Ga ( $y \leq 0$ ,  $j = 2$ );  $\omega_m = \gamma M$ ,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $M = 139.3$  Гс — намагниченность насыщения ЖИГ,  $v_s = 385$  см/с — скорость звука в ЖИГ. На вставке поведение кривых дисперсии при низких частотах.

оси  $X$ , а также отсутствия волн при частотах, меньших критической, в отрицательном направлении (рис. 2). Дисперсионное соотношение поперечных ПМУВ на границе раздела двух ферромагнетиков получено также Веласко [8]. Оно совпадает с аналогичным результатом Камлея и Марадудина [7], но анализ данного соотношения в [8] отсутствует. В предлагаемой работе предпринята попытка выяснить причины изгиба дисперсионных кривых при низких частотах, а также отсутствия таких волн при частотах ниже критической.

Поверхностные акустические волны к настоящему времени удается возбуждать в диапазоне частот до нескольких ГГц [9], что соответствует области значений волновых векторов  $k \leq 10^5$  см $^{-1}$ . При таких  $k$  обменное взаимодействие в энергии магнитостатической волны мало по сравнению с другими вкладками — диполь-дипольным и зеемановским. Следовательно, его можно не учитывать при распространении магнитоупругих волн.

Исключение составляют случаи, когда система находится в окрестности ориентационного фазового перехода. Кроме того, для области частот в несколько ГГц выполняется условие  $ck > \omega$ , где  $c$  — скорость света. Это позволит пренебречь эффектами запаздывания и использовать магнитостатическое приближение. Магнитно-анизотропным взаимодействием в дальнейшем пренебрегаем, считая поле магнитной анизотропии  $H_{Aj} \leq H_0$ ,  $4\pi M_{0j}$  ( $H_0$  — внешнее магнитное поле,  $M_{0j}$  — намагниченность насыщения).

Распространение ПМУВ в ферромагнетиках описывают [1-4] системой уравнений теории упругости, Максвелла и Ландау-Лифшица в форме, предложенной Гильбертом. Такую систему после ряда преобразований удобно записать в виде

$$\begin{aligned} \Delta \Psi_j &= 0, & \Delta u_{zj} + u_{zj} D(\bar{\omega}_j^2) &= 0, \\ \Psi_j &= \Phi_j + u_{zj} j_j b_{2j} \frac{4\pi\omega_{Hj}}{\omega_{Hj}\omega_{Bj} - \bar{\omega}_j^2}, \\ D(\bar{\omega}_j^2) &= \eta(\bar{\omega}_j^2) \frac{\omega^2}{v_{tj}^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\Phi_j$  — магнитный скалярный потенциал, определяющий размагничивающие поля  $h_j = -\nabla\Phi_j$ , связанные со спиновым движением;  $u_{zj}$  — компонента вектора механического смещения;  $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$  — оператор Лапласа;

$$\eta(\bar{\omega}_j^2) = \left\{ 1 - \frac{\xi_j \omega_{Hj}^2}{\omega_{Hj}\omega_{Bj} - \bar{\omega}_j^2} \right\}^{-1}$$

— акустический аналог комплексного показателя преломления рассеивающей среды;  $v_{tj} = \sqrt{\mu_j/\rho_j}$  — скорость поперечного звука,  $\mu_j$  — упругий модуль сдвига,  $\rho_j$  — плотность кристалла;  $b_{2j}$  — постоянная магнитоупругой связи;  $j_j$  — гиромагнитное отношение;

$$\xi_j = \frac{\gamma_j b_{2j}^2}{\rho_j v_{tj}^2 M_{0j} \omega_{Hj}}$$

— безразмерный параметр магнитомеханической связи,  $\omega_{Hj} = \gamma_j H_0$ ,  $\omega_{Mj} = 4\pi\gamma_j M_{0j}$ ,  $\omega_{Bj} = \omega_{Hj} + \omega_{Mj}$ ,  $\bar{\omega}_j = \omega + i/\tau_j$ ,  $\tau_j$  — время поперечной релаксации спинов.

В ферромагнитных средах решения уравнений (1) для механических смещений и потенциала магнитного поля предполагаем в форме поверхностной волны

$$\begin{aligned} u_{zj} &= u_{0j} \exp [(-1)^j \alpha(\bar{\omega}_j^2, k) y], \\ \Phi_j &= \Psi_{0j} \exp [(-1)^j |k| y] - \\ &- u_{0j} \exp [(-1)^j \alpha(\bar{\omega}_j^2, k) y] \partial_y b_{2j} \frac{4\pi\omega_{Hj}}{\omega_{Hj}\omega_{Bj} - \bar{\omega}_j^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Множитель  $\exp(ikx - i\omega t)$  для краткости записи здесь опущен. Параметры  $\alpha(\bar{\omega}_j^2, k)$  в (2) являются величиной, обратной глубине проникновения механических смещений в кристалл, и имеют вид

$$\alpha(\bar{\omega}_j^2, k) = |k| \sqrt{1 - \eta(\bar{\omega}_j^2) \omega^2 / v_{ij}^2 k^2} \equiv |k| \bar{\alpha}(\bar{\omega}_j^2, k).$$

Решения (2) должны удовлетворять граничным условиям нашей задачи — непрерывности тангенциальных компонент механических смещений и напряжений, магнитных потенциалов  $\Phi_j$  и нормальной компоненты вектора магнитной индукции на границе раздела двух ферромагнитных сред. В результате получаем дисперсионное соотношение чисто сдвиговых ПМУВ на границе двух ферромагнетиков

$$\det W = 0, \quad (3)$$

где  $W$  — квадратная матрица размера  $4 \times 4$  с компонентами

$$W_{11} = -W_{13} = W_{32} = -W_{34} = 1,$$

$$W_{12} = W_{14} = 0, \quad W_{21} = a_1, \quad W_{23} = -a_2,$$

$$W_{22} = f_1, \quad W_{24} = -f_2,$$

$$W_{31} = -c_1, \quad W_{33} = c_2,$$

$$W_{41} = -d_1, \quad W_{43} = d_2,$$

$$W_{42} = e_1, \quad W_{44} = -e_2.$$

При записи последних формул использованы обозначения

$$a_j = \mu_j \left[ (-1)^j \bar{\alpha}(\bar{\omega}_j^2, k) \eta^{-1}(\bar{\omega}_j^2) - \frac{\xi_j \omega_{Hj} \bar{\omega}_j \sigma}{\omega_{Hj} \omega_{Bj} - \bar{\omega}_j^2} \right],$$

$$f_j = \frac{\gamma_j b_{2j}}{\bar{\omega}_j \sigma - (-1)^j \omega_{Hj}}, \quad c_j = \frac{4\pi \gamma_j b_{2j} \omega_{Hj}}{\omega_{Hj} \omega_{Bj} - \bar{\omega}_j^2},$$

$$d_j = \frac{4\pi \gamma_j b_{2j} \bar{\omega}_j \sigma}{\omega_{Hj} \omega_{Bj} - \bar{\omega}_j^2}, \quad e_j = (-1)^{j+1} + \frac{\omega_{Mj}}{\bar{\omega}_j \sigma - (-1)^j \omega_{Hj}}.$$

Различие (3) с аналогичным выражением (8) работы Камлея и Марадудина [7] связано с тем, что там при записи определителя используется в качестве переменных магнитное поле вместо магнитных потенциалов. Вместе с тем в соотношении (8) Камлеем и Марадудиным допущена опечатка: в третьем столбце верхней строки вместо 1 должен стоять 0. Для дальнейшего исследования дисперсионное соотношение (3) удобно записать в виде

$$R_Y(\bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2) R_M(\bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2) + \Pi_{MY}(\bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2) = 0, \quad (4)$$

где

$$R_Y(\bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2) = \mu_1 \left\{ \bar{\alpha}(\bar{\omega}_1^2, k) \eta^{-1}(\bar{\omega}_1^2) + \xi_1 \omega_{H1} \bar{\omega}_1 \sigma / [\omega_{H1} \omega_{B1} - \bar{\omega}_1^2] \right\} +$$

$$+\mu_2 \left\{ \tilde{\alpha}(\bar{\omega}_2^2, k) \eta^{-1}(\bar{\omega}_2^2) - \xi_2 \omega_{H2} \bar{\omega}_2 \sigma / [\omega_{H2} \omega_{B2} - \bar{\omega}_2^2] \right\},$$

$$R_M(\bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2) = 2 + \omega_{M1} / [\bar{\omega}_1 \sigma + \omega_{H1}] - \omega_{M2} / [\bar{\omega}_2 \sigma + \omega_{H2}],$$

$$\Pi_{MY}(\bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2) = [d_2 - d_1][f_1 - f_2] + [c_2 - c_1][e_1 f_2 - e_2 f_1].$$

Наличие второго члена в (4) приводит к возможности распространения чисто сдвиговых ПМУВ вдоль границы раздела двух ферромагнитных сред. Частотный диапазон области существования подобных волн ограничивается условиями

$$k^2, \quad \operatorname{Re} \alpha(\bar{\omega}_j^2, k) > 0. \quad (5)$$

Ввиду сложности общего дисперсионного уравнения (4) рассмотрим ряд частных случаев.

В пределе  $\xi_j \rightarrow 0$ , но при произвольном соотношении параметров двух ферромагнитных сред исследуемое уравнение (4) допускает наличие только двух ветвей ( $n = -1, n = +1$ ) поверхностных магнитостатических волн на границе раздела с частотами

$$\omega_{G(n)} = \frac{\tilde{1}}{2} \left\{ \sigma [\bar{\omega}_{S2} - \bar{\omega}_{S1}] + n \sigma \left( [\bar{\omega}_{S2} - \bar{\omega}_{S1}]^2 - \omega_{M1} \omega_{M2} \right)^{1/2} \right\}, \quad (6)$$

$$\bar{\omega}_{Sj} = \omega_{Sj} + i(-1)^{j+1} \sigma / \tau_j,$$

где

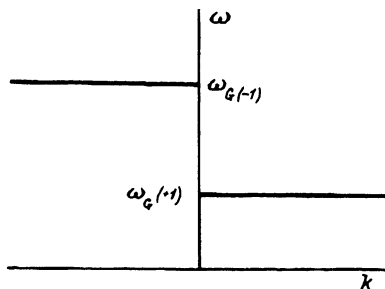
$$\omega_{Sj} = \frac{1}{2} [\omega_{Hj} + \omega_{Bj}]$$

— известный высокочастотный предел спектра магнитостатических поверхностных мод Дэймона-Эшбаха [10,11].

Из (6) видна однонаправленность (рис. 3) мод  $n = -1, n = +1$  ( $\sigma = -1, +1$  соответственно). Волна с  $n = -1, \sigma = -1$  при  $\omega_{S1} > \omega_{S2}$  является высокочастотной, а в случае  $\omega_{S1} < \omega_{S2}$  низкочастотной ветвью ПМСВ на границе раздела двух ферромагнетиков. Волна с  $n = +1, \sigma = +1$  является при  $\omega_{S1} > \omega_{S2}$  низкочастотной, а при  $\omega_{S1} < \omega_{S2}$  высокочастотной ветвью ПМСВ. Интересен невзаимный характер подобных волн, связанный при одновременном возбуждении мод  $n = +1, -1$ , согласно (6), с различием параметров двух ферромагнитных сред. При совпадении магнитных характеристик двух кристаллов эти ветви переходят в объемные магнитостатические волны. Пренебрегая затуханием, получаем совпадение результатов данной работы с итогами исследования Камлея и Марадудина [12], подтвержденными впоследствии Гилинским [13]. Есть, однако, в этом случае и отличие: моды  $n = -1, +1$  оказались однонаправленными.

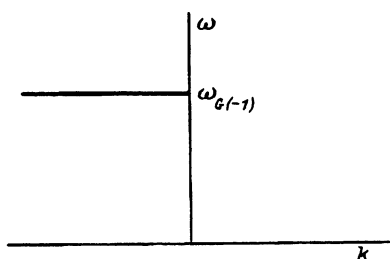
В случае совпадения механических параметров двух ферромагнетиков ( $v_{i1} = v_{i2} = v_i, \rho_1 = \rho_2 = \rho$ ) и отсутствия внешнего магнитного поля  $H_0$  из (4) получаем следующее дисперсионное соотношение для ПМУВ:

$$\begin{aligned} & [\tilde{\alpha}(\omega, k) + \kappa_2 \sigma / 2\bar{\omega}_2 - \kappa_1 \sigma / 2\bar{\omega}_1] [1 + \omega_{M1} / 2\bar{\omega}_1 \sigma - \omega_{M2} / 2\bar{\omega}_2 \sigma] + \\ & + [\sqrt{\kappa_2 \omega_{M2}} / \bar{\omega}_2 - \sqrt{\kappa_1 \omega_{M1}} / \bar{\omega}_1]^2 / 4 = 0, \end{aligned} \quad (7)$$



**Рис. 3.** Дисперсионные кривые ПМСВ на границе раздела двух ферромагнетиков во внешнем магнитном поле при отсутствии затухания и  $\omega_{S1} > \omega_{S2}$ .

При  $\omega_{S2} > \omega_{S1}$  кривые дисперсии получаются заменой  $\omega_{G(\mp 1)} \rightarrow \omega_{G(\pm 1)}$ ,  $k \rightarrow -k$ .



**Рис. 4.** Кривые дисперсии ПМСВ на границе раздела двух ферромагнетиков при отсутствии внешнего магнитного поля и затухания в случае  $\omega_{M1} > \omega_{M2}$ .

При  $\omega_{M2} > \omega_{M1}$  кривые дисперсии получаются заменой  $\omega_{G(-1)} \rightarrow \omega_{G(+1)}$ ,  $k \rightarrow -k$ .

где  $\kappa_j = \xi_j \omega_{Hj}$  — параметр магнитоупругой связи, имеющий размерность частоты.

В пределе  $\kappa_j \rightarrow 0$  решением уравнения (7) являются две ветви ( $n = -1, +1$ ) ПМСВ на границе раздела двух ферромагнетиков с частотами (6), где  $\bar{\omega}_{Sj} = \omega_{Mj} + i(-1)^{j+1}\sigma / \tau_j$  и объемные ультразвуковые волны  $\omega = v_j k$ . В случае  $\omega_{M1} > \omega_{M2}$  и отсутствия затухания

$$(\tau_j \rightarrow \infty) \omega_{G(-1)} = \frac{1}{2} [\omega_{M1} - \omega_{M2}],$$

а  $\omega_{G(+1)} = 0$ , т.е. существует только одна однонаправленная ПМСВ с  $n = \sigma = -1$ , а вторая ветвь представляет собой поверхностные стоячие колебания намагниченности на границе раздела двух ферромагнетиков (рис. 4). При  $\omega_{M1} < \omega_{M2}$  результат будет аналогичным, но с заменой  $n = \sigma = -1 \rightarrow n = \sigma = +1$ ,  $\omega_{G(\mp 1)} \rightarrow \omega_{G(\pm 1)}$ ,  $\omega_{M1} \rightarrow \omega_{M2}$ ,  $\omega_{M2} \rightarrow \omega_{M1}$ . В случае отсутствия затухания соотношение (7) удобно записать в виде

$$\tilde{\alpha}(\omega, k) = \frac{1}{2\omega} \frac{\omega [\kappa_1 - \kappa_2] - \frac{\sigma}{2} [\sqrt{\kappa_1 \omega_{M2}} - \sqrt{\kappa_2 \omega_{M1}}]^2}{\omega \sigma + [\omega_{M1} - \omega_{M2}] / 2}. \quad (8)$$

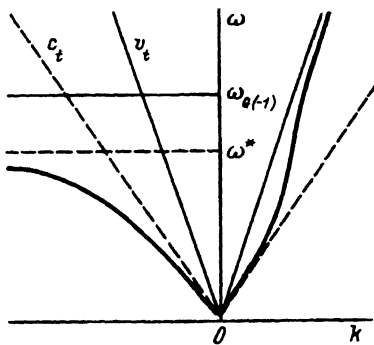


Рис. 5. Кривые дисперсии поперечных ПМУВ на границе раздела двух ферромагнетиков при отсутствии внешнего магнитного поля и затухания,  $\kappa_2/\kappa_1 = \omega_{M2}/\omega_{M1}$ ,  $\omega_{M1} > \omega_{M2}$ .

При  $\omega_{M2} > \omega_{M1}$  кривые дисперсии получаются заменой  $\omega_{G(-1)} \rightarrow \omega_{G(+1)}$ ,  $k \rightarrow -k$ ;  $k^* = -\sigma(\omega_{M1} - \omega_{M2})/2 + \sigma\kappa_1(1 - \omega_{M2}/\omega_{M1})/2$ ;  $c_t = v_t[1 - (\kappa_1/\omega_{M1})^2/2]$  — скорость ПМУВ в пределе  $k \rightarrow 0$ .

Если  $\kappa_2/\kappa_1 = \omega_{M2}/\omega_{M1}$ , то поведение дисперсионных кривых поперечных ПМУВ на границе раздела двух ферромагнетиков (рис. 5) отличается от результата Камлея и Марадудина [7]. Во-первых, Камлеем и Марадудиным неправильно определено направление распространения ПМСВ на границе раздела двух ферромагнитных сред (на рис. 2 следует заменить  $k$  на  $-k$ ). При  $\omega_{M1} > \omega_{M2}$  такая волна распространяется в отрицательном направлении оси  $X$ . Во-вторых, никакого изгиба кривых дисперсии и отсутствия волн при низких частотах в данном случае нет. Кривые дисперсии во многом аналогичны полученным Скоттом и Миллосом для поперечных ПМУВ в полуограниченном ферромагнетике [3]. Различие в перенормировке параметра магнитоупругой связи, а также в замене частоты ПМСВ Дэймона-Эшбаха [10,11] на частоту ПМСВ на границе раздела двух ферромагнитных сред. Если  $\kappa_2/\kappa_1 \neq \omega_{M2}/\omega_{M1}$ , то дисперсионное соотношение (8) является иной формой записи результата (12) работы Камлея и Марадудина [7]. Распространение ПМУВ на границе раздела двух ферромагнитных сред в положительном (при  $\kappa_1 > \kappa_2$ ) или отрицательном (при  $\kappa_2 > \kappa_1$ ) направлении оси  $X$  возможно только при выполнении условия

$$\omega \geq \omega_{kp} = \left[ \sqrt{\kappa_1 \omega_{M2}} - \sqrt{\kappa_2 \omega_{M1}} \right]^2 / |\kappa_1 - \kappa_2|,$$

$$k \geq k_{kp} = \omega_{kp} / v_t. \quad (9)$$

Отметим, что у Камлея и Марадудина данная критическая частота значительно больше по величине. Она порядка частоты ПМСВ на границе раздела двух ферромагнитных сред [7]. Из (8) следует наличие решений

$$\omega = v_t |k| \left[ 1 - \frac{1}{2} F^2(\omega_0) \right] \quad (10a)$$

— упругая ветвь,  $\omega_0 = v_t |k|$ ,

$$\omega = -\sigma [\omega_{M1} - \omega_{M2}] / 2 + \sigma [\sqrt{\kappa_1 \omega_{M1}} - \sqrt{\kappa_2 \omega_{M2}}]^2 / 2 [\omega_{M1} - \omega_{M2}] \beta(k) \quad (10б)$$

— кривая типа ПМСВ на границе раздела двух ферромагнитных сред,

$$\omega = -\sigma [\sqrt{\kappa_1 \omega_{M2}} - \sqrt{\kappa_2 \omega_{M1}}]^2 / 2 [\omega_{M1} - \omega_{M2}] \quad (10в)$$

— ветвь, появляющаяся при видоизменении магнитоэластики стоячих колебаний намагниченности в пространстве. При записи последних формул использованы обозначения

$$F(\omega) = \frac{1}{2\omega} \frac{\omega [\kappa_1 - \kappa_2] - \frac{\sigma}{2} [\sqrt{\kappa_1 \omega_{M2}} - \sqrt{\kappa_2 \omega_{M1}}]^2}{\omega \sigma + [\omega_{M1} - \omega_{M2}] / 2},$$

$$\beta(k) = \sqrt{1 - ([\omega_{M1} - \omega_{M2}] / 2v_t k)^2}.$$

Механические смещения в таких волнах локализуются вблизи границы раздела ферромагнитных сред. Глубина локализации

$$H_j |k|^{-1} F^{-1}(\omega_0) \quad (11а)$$

для упругой ветви

$$H_j = |k|^{-1} \beta^{-1}(k) \left\{ 1 + \beta^{-1}(k) [1 - \beta^{-2}(k)] [\sqrt{\kappa_1 \omega_{M1}} - \sqrt{\kappa_2 \omega_{M2}}]^2 / [\omega_{M1} - \omega_{M2}]^2 \right\} \quad (11б)$$

для ветви типа ПМСВ на границе раздела двух ферромагнитных сред,

$$H_j = |k|^{-1} \left\{ 1 - \left( \frac{1}{2} \frac{[\sqrt{\kappa_1 \omega_{M2}} - \sqrt{\kappa_2 \omega_{M1}}]^2}{[\omega_{M1} - \omega_{M2}] v_t k} \right)^2 \right\}^{-1/2} \quad (11в)$$

для ветви, являющейся видоизменением стоячих колебаний намагниченности. Заметим, что формулы (10), (11) для ветвей типа упругой и магнитоэластической справедливы вдали от тех значений частоты и волнового вектора (называемых в дальнейшем точками синхронизма), где пересекаются кривые дисперсии ПМСВ на границе раздела двух ферромагнитных сред и поперечного ультразвука  $\omega = v_t k$ . В окрестности точки синхронизма ( $\omega_c = -\sigma [\omega_{M1} - \omega_{M2}] / 2$ ,  $k_c = \omega_c / v_t$ ) из (8) получаем

$$\omega = \omega_c - Q^{2/3}(\omega_c), \quad (12)$$

где

$$Q(\omega_c) = -\frac{\sigma}{2\sqrt{2\omega_c}} \left\{ \omega_c [\kappa_1 - \kappa_2] - \sigma [\sqrt{\kappa_1 \omega_{M2}} - \sqrt{\kappa_2 \omega_{M1}}]^2 / 2 \right\}.$$



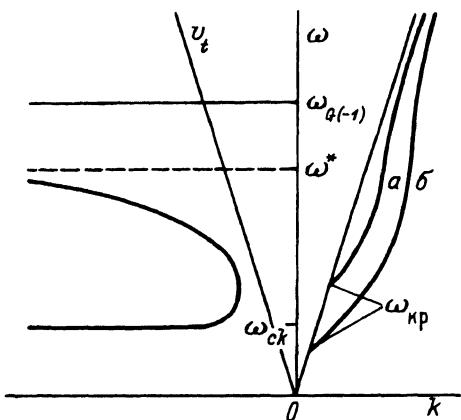


Рис. 6. Кривые дисперсии поперечных ПМУВ при отсутствии внешнего магнитного поля и затухания,  $\kappa_2/\kappa_1 = \omega_{M2}/\omega_{M1}$ ,  $\omega_{M1} > \omega_{M2}$ ,  $\kappa_1 > \kappa_2$  и при  $\kappa_1 - \kappa_2 < \omega_{M1} - \omega_{M2}$  (а),  $\kappa_1 - \kappa_2 > \omega_{M1} - \omega_{M2}$  (б).

Кривые дисперсии для случая  $\omega_{M1} < \omega_{M2}$ ,  $\kappa_1 < \kappa_2$  и при  $\kappa_2 - \kappa_1 < \omega_{M2} - \omega_{M1}$  или  $\kappa_2 - \kappa_1 > \omega_{M2} - \omega_{M1}$  получаются соответственно из ситуаций а или б заменой  $\omega_{G(-1)} \rightarrow \omega_{G(+1)}$ ,  $k \rightarrow -k$ ;  $\omega^* = -\sigma(\omega_{M1} - \omega_{M2})/2 + \sigma(\sqrt{\kappa_1\omega_{M1}} - \sqrt{\kappa_2\omega_{M2}})^2/2(\omega_{M1} - \omega_{M2})$ ,  $\omega_{ck} = -\sigma(\sqrt{\kappa_1\omega_{M2}} - \sqrt{\kappa_2\omega_{M1}})^2/2(\omega_{M1} - \omega_{M2})$  — частота ветви ПМУВ, являющейся видоизменением стоячих колебаний намагниченности при учете магнитострикции,  $\omega_{G(-1)} = (\omega_{M1} - \omega_{M2})/2$  ( $\sigma = -1$ ),  $\omega_{G(+1)} = (\omega_{M2} - \omega_{M1})/2$  ( $\sigma = +1$ ) — частоты ПМСВ на границе раздела двух ферромагнитных сред.

Глубина локализации механических смещений равна

$$H_j = |k|^{-1} \sqrt{\omega_c / 2Q^{2/3}(\omega_c)}. \quad (13)$$

Волна при этом оказывается как магнитостатической, так и упругой, возможно ее возбуждение электромагнитными и акустическими методами. Наибольший интерес здесь представляет тот факт, что в точке синхронизма ветви (10 а), (10 б) оказываются волнами Гуляева–Блюстейна [5,6]. При удалении от точки синхронизма глубина локализации упругой ветви (10 а) возрастает, а магнитостатической (10 б) уменьшается до такой степени, что последнюю уже нельзя отнести к классическому типу [5,6] слабонеоднородной волны. Несмотря на довольно существенное возрастание глубины локализации упругой ветви она сохраняет характер волны Гуляева–Блюстейна.

Кривые дисперсии поперечных ПМУВ на границе раздела двух ферромагнетиков обладают невзаимным характером (рис. 6). Изгиб кривых при низких частотах, впервые обнаруженный Камлеем и Марадудиным [7], связан с наличием ветви ПМУВ, являющейся видоизменением стоячих колебаний намагниченности при учете магнитострикции. Отметим, что такая ветвь является однонаправленной. При  $\omega_{M1} > \omega_{M2}$  она распространяется в отрицательном направлении оси  $X$ , а в случае  $\omega_{M1} < \omega_{M2}$  — в положительном. Поэтому изгиб кривых дисперсии ПМУВ возможен при распространении волн в положительном и отрицательном направлениях оси  $X$ . Ранее считалось возможным существование такого изгиба только в положительном направлении [7].

Таким образом, в данной работе подтвержден вид дисперсионного соотношения поперечных ПМУВ на границе раздела двух ферромагнит-

ных сред, ранее установленный Камлеем и Марадудиным [7], Веласко [8]. Установлена однонаправленность ранее известных ПМСВ на границе раздела двух ферромагнетиков. Показано, что в случае равенства механических параметров сред, отсутствия внешнего магнитного поля и затухания характер кривых дисперсии ПМУВ зависит от выполнения равенства отношений частот магнитоупругой связи  $\kappa_2/\kappa_1$  и  $\omega_{M2}/\omega_{M1}$ . При равенстве данных отношений кривые дисперсии подобны известным для поперечных ПМУВ в полуограниченном ферромагнетике [3]. Изгиба кривых и отсутствия волн при низких частотах в данном случае нет. В случае неравенства указанных отношений появляется изгиб кривых дисперсии и отсутствие волн при низких частотах. Это связано с тем, что одна из ветвей ПМСВ на границе раздела двух ферромагнетиков представляет собой поверхностные стоячие колебания намагниченности на данной границе. Учет магнитострикции приводит к появлению однонаправленной ветви ПМУВ, являющейся видоизменением стоячих колебаний намагниченности (т.е. к изгибу кривых дисперсии) и к отсутствию волн при частотах ниже критической. Ввиду ограниченности объема данной работы анализ дисперсионного уравнения поперечных ПМУВ на границе раздела двух ферромагнитных сред во внешнем магнитном поле будет проведен отдельно.

В заключение выражаем благодарность Е.А.Турову и Б.Н.Филиппову за внимание к работе, Ю.П.Ирхину, А.Б.Личенко и А.Б.Золотовицкому за полезное обсуждение.

#### Список литературы

- [1] *Parekh J.P.* // Electron. Lett. 1969. Vol. 5. N 14. P. 322-323.
- [2] *Parekh J.P.* // Electron. Lett. 1969. Vol. 5. N 21. P. 540-541.
- [3] *Scott R.Q., Mills D.L.* // Phys. Rev. B. 1977. Vol. 15. N 7. P. 3545-3557
- [4] *Camley R.E., Maradudin A.A.* // Phys. Rev. B. 1981. Vol. 24. N 3. P. 1255-1260.
- [5] *Гуляев Ю.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. Вып. 1. С. 63-65.
- [6] *Bleustein J.L.* // Appl. Phys. Lett. 1968. Vol. 13. N 12. P. 412-413.
- [7] *Camley R.E., Maradudin A.A.* // Appl. Phys. Lett. 1981. Vol. 38. N 8. P. 610-612.
- [8] *Velasco V.R.* // J. Phys. C. 1985. Vol. 18. N 25. P. 4923-4932.
- [9] *Викторов И.А.* // Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 288 с.
- [10] *Domon R.W., Eshbach J.R.* // J. Phys. Chem. Sol. 1961. Vol. 19. N 3/4. P. 308-320.
- [11] *Brundle L.K., Freedman N.J.* // Electron. Lett. 1968. Vol. 4. N 7. P. 132-134.
- [12] *Camley R.E., Maradudin A.A.* // Sol. State Commun. 1982. Vol. 41. N 8. P. 585-588.
- [13] *Гилинский И.А.* // ФММ. 1983. Т. 55. № 3. С. 455-458.

Институт радиотехники  
и электроники  
Москва

Поступило в Редакцию  
14 августа 1991 года.

В окончательной редакции  
31 января 1992 года.