АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2006, том 52, № 1, с. 65–73

УДК 534.2

# ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ ЖИДКОСТЬ–ФЕРРОМАГНИТНЫЙ СПЛАВ ГЕЙСЛЕРА

**© 2006 г. М. М. Карпук, Д. А. Костюк*, Ю. А. Кузавко**, В. Г. Шавров ****

*Politechnika Koszalinska 75–620 ul. Raclawicka-4, Koszalin, Poland*

** Брестский государственный технический университет*
*224017 Брест, ул. Московская 267, Беларусь*
*E-mail: kuzavko@newmail.ru*

*** Институт радиотехники и электроники РАН*
*103907 Москва, ул. Моховая 18*

Поступила в редакцию 16.06.04 г.

Рассмотрено падение акустической волны на плоскую границу жидкости с ферромагнитным кристаллом сплава Гейслера $Ni_{2+x+y}Mn_{1-x}Ga_{1-y}$ с памятью формы, находящимся в области предмартенситного или мартенситного фазового перехода по температуре. Определены направления распространения, поляризации и амплитуды отраженной, прошедших квазипродольной и квазипоперечной волн в плоскости (110) кристалла. Начиная с некоторого критического угла падения, продольная волна в кристалле становится неоднородной и скользящей вдоль границы раздела сред сопутствующим поверхностным колебанием, а при большей степени близости к точке фазового перехода может начать излучаться в объем кристалла. Исходя из экспериментальных данных Тривисонно для скоростей и поглощения ультразвука в кристалле $Ni_2MnGa$, проведены численные оценки указанных акустических эффектов.

При прохождении акустической волны через границу раздела жидкой и твердой сред возникают отраженная и две прошедшие волны – продольная (LA) и поперечная (TA) [1]. Ранее [2–6] нами подробно исследовалось распространение акустических волн в магнитоупорядоченных веществах в области ориентационных фазовых переходов (ФП) на примере антиферромагнетика с анизотропией типа "легкая плоскость" гематита $\alpha$-$Fe_2O_3$ в области ориентационного ФП по внешнему магнитному полю **H**, приложенному в базисной $xy$-плоскости кристалла. В частности, отражение звука в таких кристаллах рассматривалось от их свободной границы [2], от границы с жидкой [3, 4] и твердой [5, 6] средами. В указанных материалах в области ФП индуцируется сильная анизотропия их упругих свойств, управляемая магнитным полем, существенно превышающая их собственную анизотропию и анизотропию известных акустических кристаллов [1, 7, 8]. Так, наблюдаемое уменьшение скорости поперечного звука в гематите составляло 50% [7], и следовательно параметр анизотропии кристалла $A = 4$. Данное обстоятельство определяло возможность реализации и наблюдения линейных и нелинейных магнитоакустических эффектов [8, 9] в таких материалах в области их ориентационных ФП.

Еще более сильная анизотропия упругих свойств наблюдается в новом классе функциональных материалов – ферромагнитных сплавах Гейслера $Ni_{2+x+y}Mn_{1-x}Ga_{1-y}$ с эффектом памяти формы как по температуре, так и по магнитному полю [10]. Такие материалы в зависимости от их стехиометрического состава и легирования другими элементами (Fe, Co, Al, *etc*) обладают целым каскадом ФП: ферромагнитным, мартенситным, предмартенситным и ориентационными. При этом подбором состава сплавов ФП могут находится в области комнатных температур [11]. Согласно экспериментальным данным Тривисонно [12, 13], параметр анизотропии $A = C_{44}/C'$ ($C' = (C_{11} - C_{12})/2$ – упругий модуль для мягкой моды $TA_2$) $Ni_2MnGa$ вблизи предмартенситного (ПМ) ФП при $T = 265$ K достигает исходного значения $A = 28$, также $A$ значительно и вдали от ПМ ФП при $T = 300$ K, $A = 23$ (см. таблицу), т.е. степень анизотропии рассматриваемых здесь ферромагнитных кристаллов сплава Гейслера на порядок превосходит аналогичные параметры для ранее рассматривавшихся магнитоакустических материалов, в частности, наиболее подробно исследованного гематита [2–7]. Согласно [10], точка ПМ ФП, также как и для других ФП, определяется не только температурой, но и зависит от магнитного поля, давления, напряжения и недавно обнаруженной зависимости от интенсивности низкочастотных ультразвуковых колебаний, вводимых в кристалл [14].

Пусть $LA_1$ падает из жидкости 1 ($y \le 0$) в рассматриваемый материал под углом $\alpha$ к нормали границы ($y = 0$). При отражении она преобразовывается зеркально только в $LA_1$, но при прохож-

Акустические параметры кристалла $Ni_2MnGa$. Плотность $\rho = 8.13 \times 10^3$ кг/м$^3$

| $T$, K | $C_l$ | $C_{44}$ | $C'$ | $C_{11}$ | $C_{12}$ | $V_l$ | $V_{44}$ | $V'$ | $A$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $10^{11}$ Па | | | | | $10^3$ м/с | | | |
| 300 | 2.50 | 1.03 | 0.045 | 1.52 | 1.43 | 5.54 | 3.56 | 0.740 | 23 |
| 260 | 2.43 | 0.86 | 0.031 | 1.59 | 1.53 | 5.46 | 3.26 | 0.617 | 28 |
| 215 | 2.48 | 0.98 | 0.067 | 1.61 | 1.48 | 5.53 | 3.47 | 0.908 | 15 |

дении во вторую среду будет преломляться в квазипродольную $LA_2$ и квазипоперечную $TA_2$ волны с углами преломления $\beta$ и $\gamma$ соответственно (см. рис. 1), при этом в общем случае поляризации $LA_2$ и $TA_2$ будут составлять с направлением их распространения соответственно острый и тупой угол.

Для рассматриваемого кристалла $Ni_2MnGa$ характерен переход из высокотемпературной кубической (аустенитной) фазы в низкотемпературную тетрагональную (мартенситную) фазу через промежуточную – предмартенситную модулированную фазу [12, 13], в области которой возникает мягкая мода – медленная $TA_2$ с волновым вектором $\mathbf{k} = (\xi\ \xi\ 0) \parallel [110]$ и поляризацией $\mathbf{e} \parallel [1\bar{1}0]$, теоретически ее скорость обращается в нуль при $\xi = 0.33$, хотя и в области рассматриваемых низких частот (1–100 МГц) изменение скорости как $TA_2$ (18%), так и $TA_1$ (8%), LA (2%) существенно [13]. При этом все колебания рассматриваются в плоскости (110) кристалла, в которой эффекты смягчения скорости ультразвука максимальны. Неучет спиновой системы в явном виде при таком рассмотрении оправдан для частот $\omega \ll \omega_m + \omega_{me}$, где $\omega_m$ и $\omega_{me}$ – соответственно магнитная и магнитоупругая щель в спектре спиновых волн [2]. Известно, что в кристалле $Ni_2MnGa$ магнитный структурный (МС) ФП связан с переходом из кубической фазы в тетрагональную, при этом магнитный момент $\mathbf{M}_0 \parallel [111]$ отклоняется к направлению [001]. Реализация тетрагональной фазы с $\mathbf{M}_0 \parallel [001]$ накладывает достаточно жесткие условия на упругие и магнитоупругие константы материала, величину и направление внешнего магнитного поля. Вследствие этого вначале происходит структурный ФП, а затем при понижении температуры и в поле $\mathbf{H} \parallel [001]$ может быть реализован ориентационный ФП. Их близкое расположение

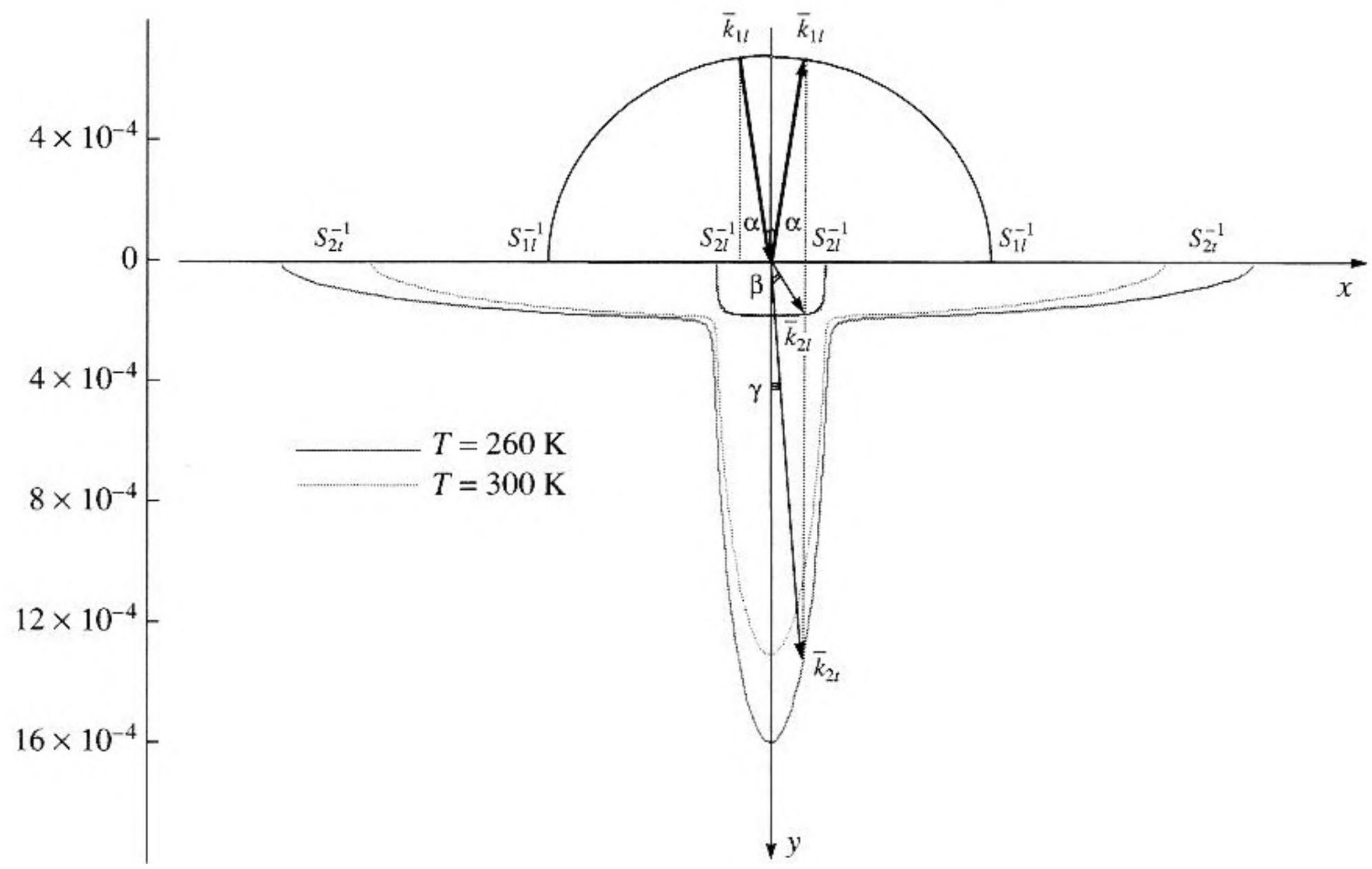


**Рис. 1.** Геометрическое построение волновых векторов для падающей $LA_1$ и отраженной $LA_1$ продольной, преломленных продольной $LA_2$ и поперечной $TA_2$ волн на границе вода–кристалл $Ni_2MnGa$.

и даже совпадение выполнить весьма затруднительно. Обычно в магнитных кристаллах $\omega_m \gg \omega_{me}$, и лишь в точке ориентационного ФП магнитная щель обращается в нуль: $\omega_m = 0$. Согласно данным [15], магнитоупругая щель в $Ni_2MnGa$ принимает наименьшее значение в аустенитной фазе $\omega_{me} = 20$ МГц, так как $M_0 = 500$ Ое, поле анизотропии $H_A = 300$ Ое, константа магнитострикции $\gamma = 0.1$ и эффективное поле магнитострикции $H_{me} = 0.005$ Ое, и следовательно $H'_{me} = (H_A H_{me})^{1/2} \approx 1.2$ Ое.

Заметим, что в экспериментах Тривисонно ультразвуковые частоты не превышали 10 MHz, и следовательно вышеоговоренное предположение являлось оправданным. Отметим, что в используемой здесь теории ФП Ландау МСФП является ФП I рода и обусловлен упругим ангармонизмом, определяющим затухание звуковых волн и их нелинейные взаимодействия [10]. Здесь вклад в перенормировку упругих модулей от ангармонизма учитывается использованием приближения $C' = a(T - T_{ПМ})$, где $a$ – константа, удовлетворительно описывающим в области ФП экспериментально наблюдаемое поведение скорости мягкой моды $TA_2$. В используемом выражении для свободной энергии кристалла учтены перенормировки упругих модулей, обусловленные упругим ангармонизмом и магнитострикцией. Неучет последних в явном виде обусловлен сделанным замечанием, а также малыми амплитудами исследуемых волн [16].

При заданных направлении, поляризации и амплитуде падающей волны необходимо определить направления распространения, поляризации и амплитуды отраженной и прошедших волн. Для решения задачи составляются волновые уравнения распространения волн в обеих средах и граничные условия, имеющие в данном случае вид [17]:

$$\begin{aligned} T^I_{l,iy} + T^R_{l,iy} &= T^T_{t,iy} + T^T_{l,iy}, \\ U^I_{l,y} + U^R_{l,y} &= U^T_{t,y} + U^T_{l,y}, \end{aligned} \tag{1}$$

представляющие собой непрерывность нормальной к границе составляющей упругих смещений $U_y$ и механических напряжений $T_{yi}$ $(i = x, y)$. Индексы $I$, $R$, $T$ соответствуют падающей ($LA_1$), отраженной ($LA_1$) и прошедшим ($LA_2$ и $TA_2$) волнам.

Для упругих смещений в случае плоских гармонических падающей, отраженной и преломленных волн имеем:

$$\begin{pmatrix} U^I_{1l,x} \\ U^I_{1l,y} \end{pmatrix} = U^I_{1l0}\begin{pmatrix} \sin\alpha \\ \cos\alpha \end{pmatrix}\times$$

$$\times \exp[j(K_{1l}x\sin\alpha + K_{1l}y\cos\alpha - \omega^I_{1l}t)],$$

$$\begin{pmatrix} U^R_{1l,x} \\ U^R_{1l,y} \end{pmatrix} = U^R_{1l0}\begin{pmatrix} \sin\alpha \\ -\cos\alpha \end{pmatrix}\times$$

$$\times \exp[j(K_{1l}x\sin\alpha + K_{1l}y\cos\alpha - \omega^R_{1l}t)],$$

$$\begin{pmatrix} U^T_{2l,x} \\ U^T_{2l,y} \end{pmatrix} = U^T_{2l0}\begin{pmatrix} \sin(\beta + \Delta_l) \\ \cos(\beta + \Delta_l) \end{pmatrix}\times \tag{2}$$

$$\times \exp[j(K_{1l}x\sin\beta + K_{2l}y\cos\beta - \omega^T_{2l}t)],$$

$$\begin{pmatrix} U^T_{2t,x} \\ U^T_{2t,y} \end{pmatrix} = U^T_{2t0}\begin{pmatrix} \cos(\gamma + \Delta t) \\ -\sin(\gamma + \Delta t) \end{pmatrix}\times$$

$$\times \exp[j(K_{2t}x\sin\gamma + K_{2t}y\cos\gamma - \omega^T_{2t}t)],$$

где $U_0$ – амплитуда волн. Из граничных условий (1) следует, что $\omega^I_{1l} = \omega^R_{1l} = \omega^T_{2t} = \omega^T_{2t} = \omega$ и в любой точке плоскости $y = 0$ $k^I_{1l,x} = k^R_{1l,x} = k^T_{2l,x} = k^T_{2t,x} = k_x$. Согласно этому соотношению, направления распространения волн определяются выражениями

$$\frac{\sin\alpha}{s_{1l}} = \frac{\sin\beta}{s_{2l}(\beta)} = \frac{\sin\gamma}{s_{2t}(\gamma)}, \tag{3}$$

или следующим из них соотношениями

$$\sin\beta = \sqrt{\left(1 - \frac{B}{A} - \frac{\sqrt{B^2 - AC}}{A}\right)/2}, \tag{4}$$

$$\sin\gamma = \sqrt{\left(1 - \frac{B}{A} + \frac{\sqrt{B^2 - AC}}{A}\right)/2}, \tag{5}$$

где

$$A = \lfloor (C_{12} + C_{44})^2 - (C_{11} - C_{44})^2 \rfloor \sin^4\alpha - \rho_2^2 S^4_{1l},$$

$$B = \rho_2 S^2_{1l}\lfloor (C_{11} + C_{44})\sin^2\alpha - \rho_2 S^2_{1l} \rfloor,$$

$$C = (C_{11} - C_{44})^2 \sin^4\alpha - [\rho_2 S^2_{1l} - (C_{11} + C_{44})]^2.$$

Указанные направления также могут быть найдены на основании выражения (3) графически, исходя из геометрического построения поверхностей обратных фазовых скоростей всех волн, как это показано на рис. 1.

Скорость продольной $LA_2$ и поперечной $TA_2$ волн определяется выражением

$$s^2 = \frac{C_{11} + C_{44} \pm \sqrt{(C_{11} - C_{44})^2 \sin^2 2\alpha + (C_{12} + C_{44})^2 \cos^2 2\alpha}}{2\rho_2}, \tag{6}$$

где знак "+" соответствует $LA_2$, а знак "–" – медленной $TA_2$. Распространяющаяся в этой же плоскости быстрая $TA_1$ со скоростью $S_{44} = \sqrt{C_{44}/\rho}$ и поляризацией $\mathbf{e} = [001]$ не связана с $LA_2$ и $TA_2$ ни дисперсионным уравнением, ни граничными условиями. Скорости $LA_2$ и $TA_2$ в низкосимметричной тетрагональной мартенситной фазе определяются также соотношением (1) при замене $C_{44} \longrightarrow C_{66}$.

В плоскости (110) кубического кристалла LA и $TA_2$ являются чистыми модами лишь при их распространении вдоль высокосимметричных направлений: [100], [110], [111] и им подобным. В произвольном направлении, как и рассматриваемом здесь, имеют место квазипродольная LA и квазипоперечная $TA_2$ волны, т.е. их поляризации $\mathbf{e}_l$ и $\mathbf{e}_{2t}$ отклоняются на небольшие углы $\Delta_l$ и $\Delta_t$ соответственно от вектора $\mathbf{k}$ и вектора, ему ортогонального. Отклонения поляризации $\mathbf{e}_l$ и $\mathbf{e}_{2t}$ определяются при подстановке решений для LA и $TA_2$ в исходные волновые уравнения и выражаются следующим образом:

$$\mathrm{tg}\Delta_l = \frac{1 - A_+ B}{A_+ - B}, \tag{7}$$

$$\mathrm{tg}\Delta_l = \frac{A_- - B}{1 + A_- B}, \tag{8}$$

где

$$A_{+-} = ((C_{11} - C_{44})\sin 2\varphi \pm [(C_{11} - C_{44})^2 \sin^2 2\varphi + (C_{12} + C_{44})^2 \cos^2 2\varphi]^{1/2})/(C_{12} + C_{44})\cos^2 2\varphi,$$

$$B = (\mathrm{tg}\varphi + 1)/(\mathrm{tg}\varphi - 1).$$

Отметим, что при $\varphi = 0, \pi/4, \pi/2$ и т.д. $\Delta_l = 0$ и $\Delta_t = 0$. При $\varphi \ll 1$ справедливы приближенные соотношения

$$\Delta_l \approx \Delta_t \approx \frac{C_{12} - C_{11} + 2C_{44}}{C_{11} - C_{44}}\varphi = \frac{2C_{44}}{C_{11} - C_{44}}(1 - A)\varphi.$$

В жидкости практически всегда $s_{1l} < s_{2t} < s_{2l}$, но в данном случае первое неравенство при $\gamma \longrightarrow 0$, $\pi/2$ ($TA_2$ вдоль направлений [110] и $[1\bar{1}0]$ является мягкой модой) может и не выполняться в отличие от ранее рассматривавшихся ситуаций [1–6] (см. таблицу). Анализ формул (3)–(5) показывает, что существует критический угол падения $\alpha_{cr}$, начиная с которого при $\alpha > \alpha_{cr} = \arcsin(s_{1l}/s_{2l})$ ($s_{2l} = \sqrt{(C_{11} + C_{12} + 2C_{44})/\rho_2}$ – скорость $LA_2$ вдоль направлений [110] и $[1\bar{1}0]$) $LA_2$ распространяется вдоль границы раздела сред, приобретая характер сопутствующего поверхностного колебания (СПК). Согласно (4) и (5), на рис. 2 показана зависимость углов преломления $\beta$ и $\gamma$ от угла падения $\alpha$ при разной степени близости к точке ПМ ФМ. Откуда видно, что изменением температуры можно добиться управления углом преломления, особенно для возникающей в материале поперечной $TA_2$, скорость которой в точке ПМ ФП стремится к нулю. На вставке к рис. 2 демонстрируется угловая зависимость векторов поляризации волн, при этом максимальные значения $\Delta_l = \Delta_t \approx 20°$ реализуются вдали от ФП, но также существенны и вблизи ФП.

При $\alpha > \alpha_{cr}$ $LA_2$, распространяясь вдоль границы, является неоднородной: ее скорость $s'_{2l}$ и глубина проникновения ($U_{2l} \sim \exp[-y/\Lambda_{2l}]$) в материал зависят от угла падения $\alpha$ следующим образом:

$$s'_{2l} = \frac{s_{11}}{\sin\alpha}, \quad \Lambda_{2l} = \frac{s_{11}}{\omega\sqrt{\sin^2\alpha - s_{1l}^2/s_{11}^2}}. \tag{9}$$

Из граничных условий (1) после подстановки в них выражений (2), имеющих после преобразований вид

$$\begin{pmatrix} \cos\alpha & \cos(\beta + \Delta_l) & -\sin(\gamma + \Delta_l) \\ -2\rho_l s_{1l} & [(C_{11} + C_{12})\cos\Delta_l + 2C_{44}\cos(2\beta + \Delta_l)]/s_{2t} & [(C_{11} + C_{12})\cos\Delta_l + 2C_{44}\cos(2\gamma + \Delta_l)]/s_{2t} \\ 0 & \sin(2\beta + \Delta_l)/s_{2t} & \cos(2\gamma + \Delta_l)/s_{2t} \end{pmatrix}, \tag{10}$$

$$\begin{pmatrix} R_{ll} \\ T_{ll} \\ T_{lt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha \\ -2\rho_1 S_{1l} \\ 0 \end{pmatrix},$$

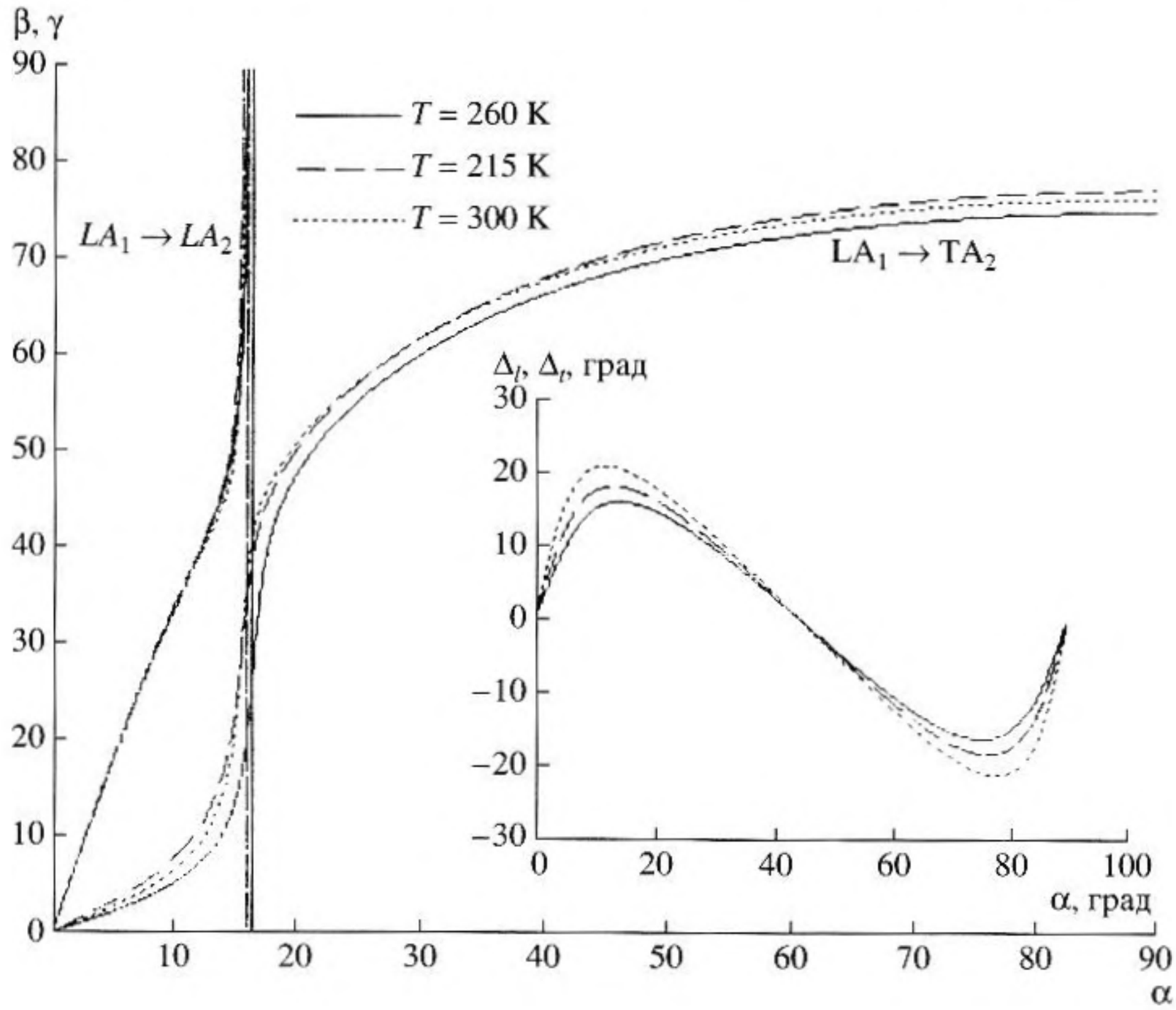


**Рис. 2.** Зависимости: угла преломления β продольной волны и угла ее преобразования γ в поперечную волну от угла падения α продольной волны. На вставке приведены угловые зависимости поляризаций волн. Данные значения температуры использованы при построении и всех последующих рисунков.

определяются амплитудный коэффициент отражения $LA_1$ $R_{ll} = U^R_{1l0}/U^I_{1l0}$, а также ее амплитудные коэффициенты преобразования в прошедшие $LA_2$ $T_{ll} = U^T_{2t0}/U^I_{1l0}$ и $TA_2$ $T_{lt} = U^T_{2t0}/U^I_{1l0}$. Из-за громоздкости аналитические решения $R_{ll}$, $T_{ll}$, и $T_{lt}$ системы не приводим. На рис. 3, 4, 5 представлены результаты их численных расчетов для границы вода–кристалл $Ni_2MnGa$.

Отражение $LA_1$ от кристалла $Ni_2MnGa$ является значительным и без изменения ее фазы. Исключение составляет лишь малая область скользящих углов падения $\alpha \le 90°$, при которых амплитуда отраженной $LA_1$ уменьшается на порядок, а ее фаза убывает вплоть до –180°. При критическом угле падения $\alpha_{cr}$ $LA_1$ испытывает резкий амплитудный пик при отражении, а $LA_2$ становится СПК. При нормальном падении $LA_1$ максимально проникает в кристалл, а затем ее амплитуда убывает, при этом до $\alpha = \alpha_{cr}$ фаза прошедшей волны $LA_2$ не изменяется. Следует отметить, что при $T = 260$ K, т.е. вблизи ПМ ФП, и $\alpha \approx 26°$ амплитуда СПК минимальна, а его фаза испытывает заметный скачок ≈50°. Данное обстоятельство также определяет слабый максимум на угловой зависимости амплитуды, возникающей в кристалле $TA_2$, которая максимально возбуждается при $\alpha = \alpha_{cr}$. Однако согласно рис. 5, она остается достаточно слабой: $u_{2t0} \approx 0.12u_{1l0}$, а переносимая ею энергия ≈1%. С другой стороны, при $\alpha \ge \alpha_{cr}$ амплитуда $u_{2t0} \approx 0.03$–$0.05u_{1l0}$ и приближенно постоянна вплоть до углов скользящего падения возбуждающей ее $LA_1$. Фаза $TA_2$ вначале инвертирована относительно фаз $LA_1$ и $LA_2$, при $\alpha \approx \alpha_{cr}$ испытывает резкие скачки, а в дальнейшем примерно постоянна, ≈150° вплоть до предельного угла падения $LA_1$.

Несмотря на слабое проникновение продольной волны в кристалл, обнаруженные особенности ее отражения, проникновения и преобразования в поперечную волну представляют заметный интерес. Во-первых, возбуждение $TA_2$ максимально в области критических углов $\alpha_{cr}$ и при достаточной интенсивности легко возбуждаемой ультразвуковыми пьезокерамическими преобразователями $LA_1$ может быть легко зарегистрировано экспериментально. Во-вторых, по таким данным можно точно определять точку ФП и гистерезисное поведение акустических параметров ферромагнитных сплавов Гейслера. В-третьих, отраженная $LA_1$ при α, близких к $\alpha_{cr}$ и 90°, несет

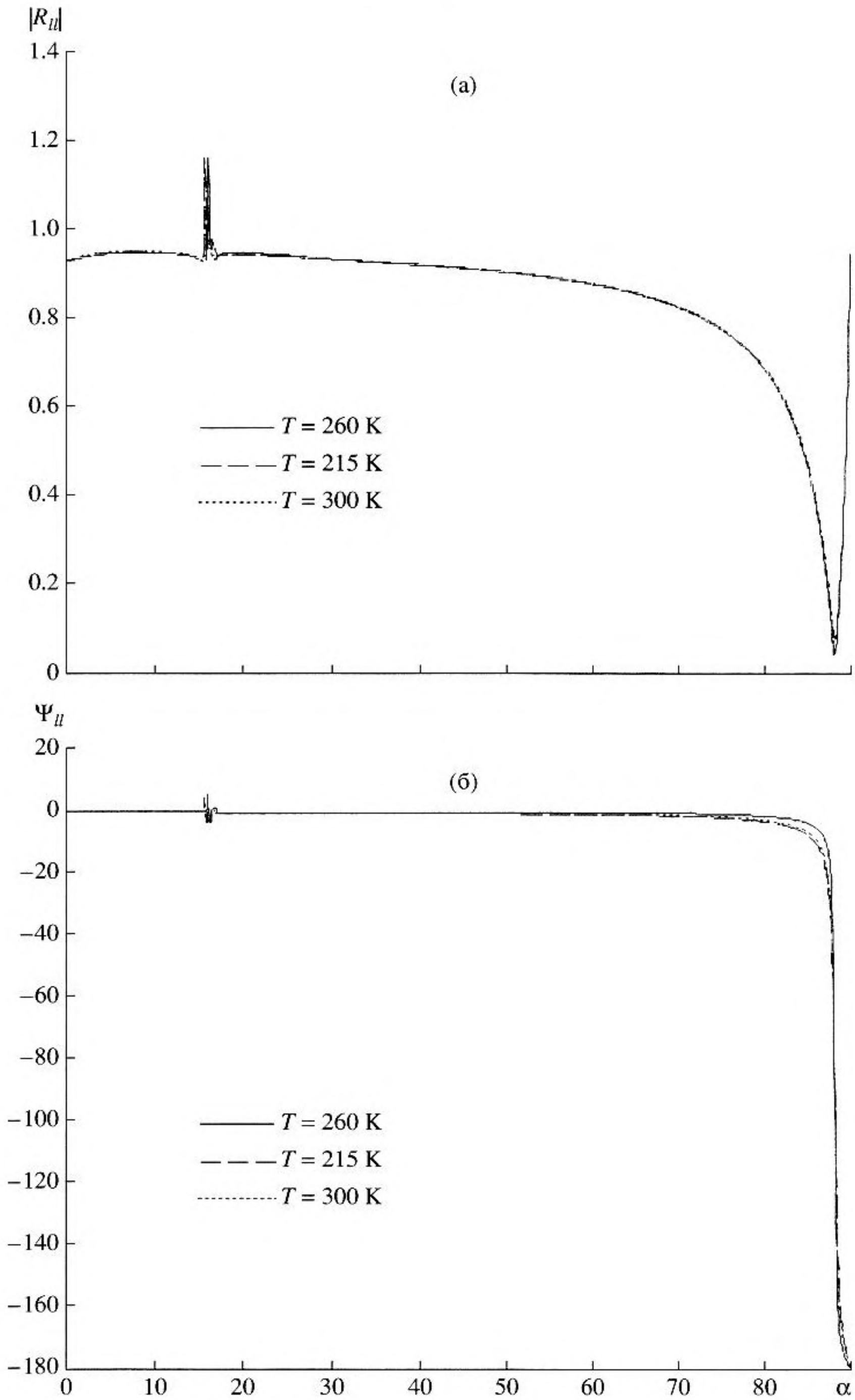


**Рис. 3.** Зависимость коэффициента отражения $R_{II}$ продольной волны от ее угла падения α.

информацию об акустических свойствах исследуемого кристалла. Следует сказать, что возникающее в области $\alpha \approx \alpha_{cr}$ значение коэффициента $|R_{II}| \geq 1$ не противоречит закону сохранения акустической энергии, т.к. возникающие при этом СПК и $TA_2$ имеют фазы, отличные от $LA_1$, и за-

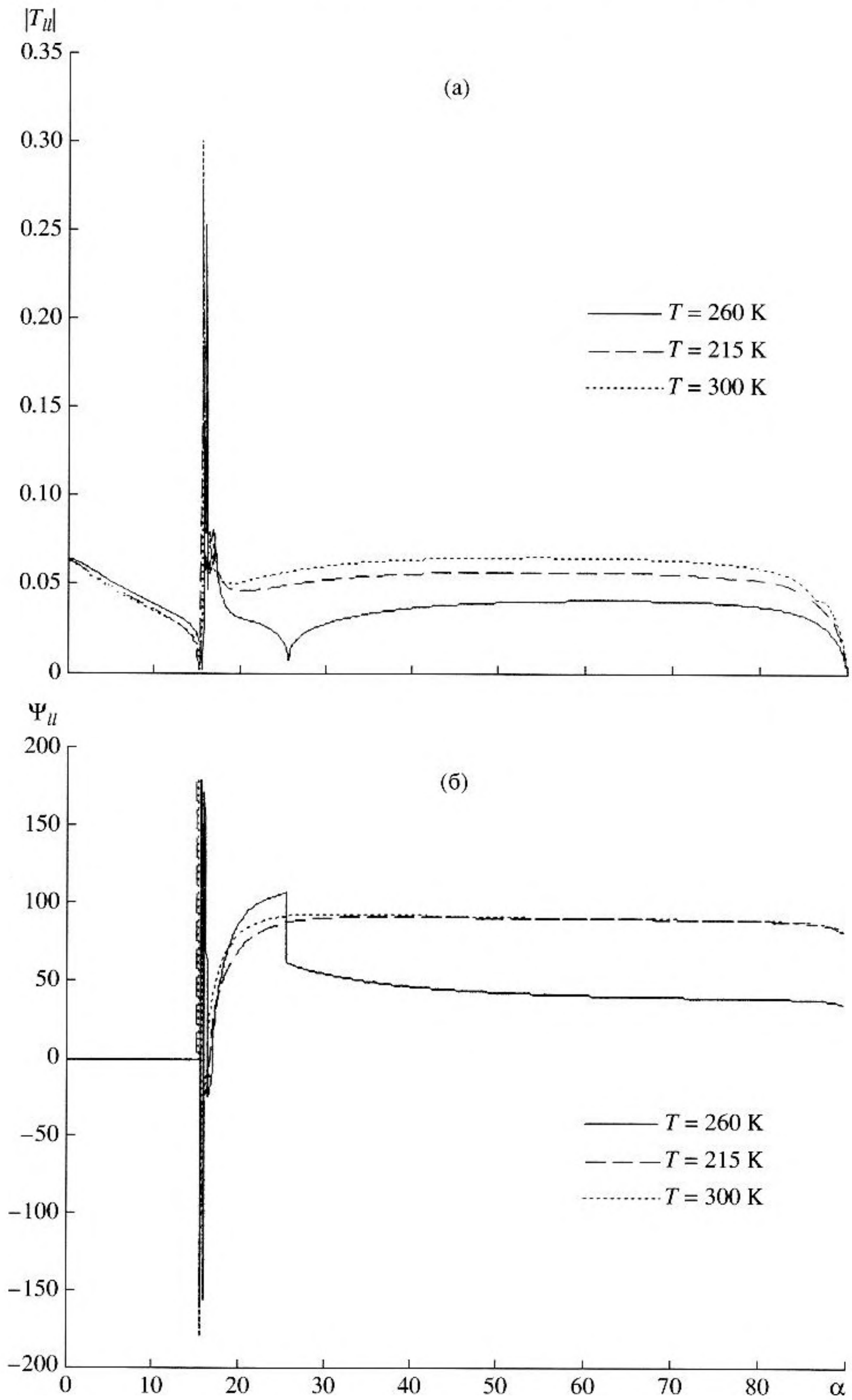


**Рис. 4.** Зависимость модуля коэффициента преобразования $|T_{ll}|$ и его фазы $\Psi_{ll}$ для продольной волны от угла падения α.

кон сохранения энергии не нарушается. Данное обстоятельство свидетельствует лишь о нетривиальном распределении энергии между возникающими акустическими колебаниями. Заметим, что распространение $TA_2$ в непосредственной окрестности ПМ ФП ($\Delta T = |T - T_{пм}| < 5$ K) вследствие ее

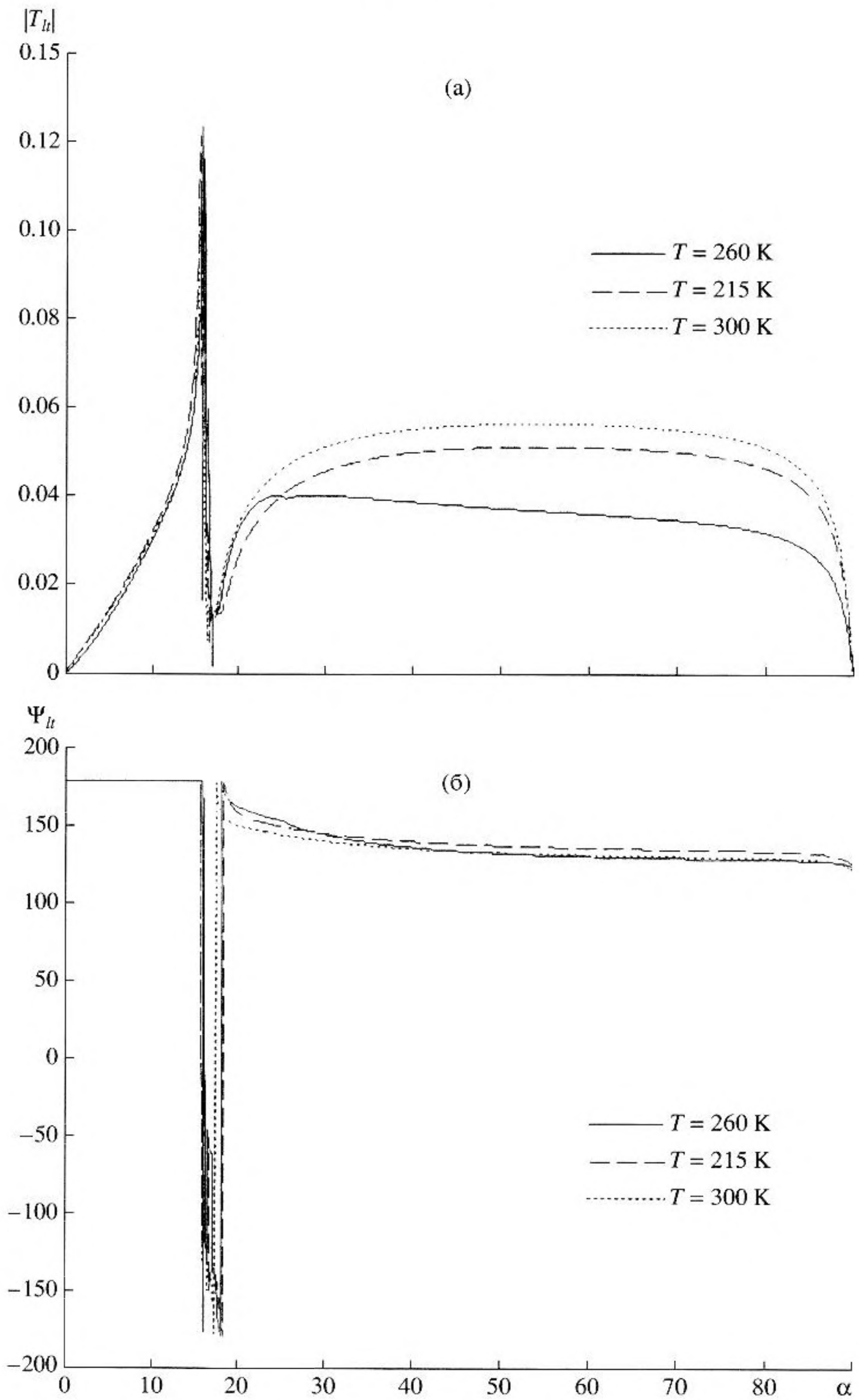


**Рис. 5.** Зависимость модуля коэффициента преобразования $|T_{lt}|$ продольной волны в поперечную и его фазы $\Psi_{lt}$ от угла ее падения α.

значительного затухания экспериментально не наблюдалось. С другой стороны, возникновение СПК и его излучение в объем возникает от LA, которая поглощается существенно слабее по сравнению с $TA_2$, и следовательно, рассмотренный эффект может быть зарегистрирован.

Авторы благодарны Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований и Российскому фонду фундаментальных исследований (гранты Ф04Р-080Р и 02-02-81030 Бел2002-а, 04-02-81058, 03-02-17443) за финансовую поддержку выполненных исследований.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Балакирев М.К., Гилинский И.А.* Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 240 с.
2. *Кузавко Ю.А., Шавров В.Г.* Отражение магнитоакустических волн в магнетиках в окрестности спиновой переориентации // Акустический журнал. 1993. Т. 39. № 6. С. 1088–1092.
3. *Карпук М.М., Костюк Д.А., Кузавко Ю.А., Шавров В.Г.* Аномалии распространения упругих волн через границу жидкость–магнитоакустический материал // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. № 17. С. 86–94.
4. *Карпук М.М., Костюк Д.А., Кузавко Ю.А., Шавров В.Г.* Отражение и преломление упругих волн в слоистой структуре магнитоакустический материал-жидкость // ФММ. 2004. Т. 97. № 5. С. 5–11.
5. *Карпук М.М., Костюк Д.А., Кузавко Ю.А., Шавров В.Г.* Отражение и преломление акустических волн на границе диэлектрик–магнитоакустический материал // ЖТФ. 2003. Т. 73. № 7. С. 97–104.
6. *Карпук М.М., Костюк Д.А., Кузавко Ю.А., Шавров В.Г.* Отражение и преломление акустических волн на границе магнитоакустический материал-диэлектрик // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 5. С. 638–645.
7. *Андрющак Е.А., Евтихиев Н.Н., Погожев С.А., Преображенский В.Л.* Акустические колебания в антиферромагнитных резонаторах // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 2. С. 170–178.
8. *Туров Е.А., Шавров В.Г.* Нарушенная симметрия и магнитоакустические эффекты в ферро- и антиферромагнетиках // УФН. 1983. Т. 140. № 3. С. 429–462.
9. *Ожогин В.И., Преображенский В.Л.* Ангармонизм смешанных мод и гигантская акустическая нелинейность антиферромагнетиков // УФН. 1988. Т. 155. С. 593.
10. *Васильев А.Н., Бучельников В.Д., Такаги Т., Ховайло В.В., Эстрин Э.И.* Ферромагнетики с памятью формы // УФН. 2003. Т. 173. № 6. С. 577–608.
11. *Божко А.Д., Васильев А.Н., Ховайло В.В. и др.* Магнитные и структурные фазовые переходы в ферромагнитных сплавах с памятью формы $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. № 5. С. 1740–1755.
12. *Worgull J., Petti E., Trivisonno J.* Behavior of the elastic properties near an intermediate phase transition in $Ni_2MnGa$ // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 15695–15699.
13. *Stenger T.E., Trivisonno J.* Ultrasonic study of the two-step martensitic phase transformation in $Ni_2MnGa$ // Phys. Rev. B. 1998. V. 57. P. 2735–2744.
14. *Buchelnikov V., Dikshtein I., Grechishkin R.* et all. Ultrasound induced martensitic transition in ferromagnetic $Ni_{2.15}Mn_{0.81}Fe_{0.04}Ga$ shape memory alloy // JMMM. 2004. V. 272–276. P. 2025–2027.
15. *Albertini F., Morellon L., Algarabel P.A., Ibarra M.R., et all.* Magnetoelastic effects and magnetic anisotropy in $Ni_2MnGa$ polycrystals // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. № 10. P. 5614–5617.
16. *Karpuk M.M., Kuzavko Yu.A.* Reflection and refraction of the beam of longitudinal elastic waves on the boundary liquid-magnetoacoustic material in the region of phase transition on the magnetic field // Digests 7th International Conference on Intermolecular and Magnetic Interactions in Matter. Poland. Miendzyzdroje. 2003. P. 34.
17. *Лепендин Л.Ф.* Акустика. М: Высшая школа. 1978. С. 448.

# Acoustic Wave Propagation through the Boundary between a Liquid and the Heusler Ferromagnetic Alloy

**M. M. Karpuk*, D. A. Kostyuk**, Yu. A. Kuzavko***, and V. G. Shavrov*****

** Politechnika Koszalinska, ul. Raclawicka 4, Koszalin, 75-620 Poland*

*** Brest State Technical University, ul. Moskovskaya 267, Brest, 224017 Belarus*

**** Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, ul. Mokhovaya 18, Moscow, 103907 Russia*

*e-mail: kuzavko@newmail.ru*

**Abstract**—Incidence of an acoustic wave upon a plane boundary between a liquid and a ferromagnetic crystal is considered. The ferromagnet is the $Ni_{2+x+y}Mn_{1-x}Ga_{1-y}$ Heusler alloy with a shape memory, which is in the region of the premartensite or martensite phase transition in temperature. The directions of propagation and polarization and the amplitudes of the reflected and transmitted quasi-longitudinal and quasi-transverse waves in the (110) plane of the crystal are determined. Starting from a certain critical angle of incidence, a longitudinal wave in the crystal becomes inhomogeneous and gliding along the boundary with an accompanying surface oscillation. In the vicinity of the phase transition point, this wave may be radiated into the crystal bulk. Proceeding from the experimental data by Trivisonno for ultrasonic velocities and absorption in a $Ni_2MnGa$ crystal, numerical estimates are obtained for the aforementioned acoustic effects.