

05:08

Особенности отражения упругих волн в кристалле сплава Гейслера Ni_2MnGa в области фазовых переходов

© М.М. Карпук,¹ Д.А. Костюк,² Ю.А. Кузавко,³ В.Г. Шавров⁴¹ Politechnika Koszalin,
75-343 Koszalin, Poland² Брестский государственный технический университет,
224017 Брест, Белоруссия³ Полесский аграрно-экологический институт НАН Белоруссии,
224020 Брест, Белоруссия
e-mail: kuzavko@newmail.ru⁴ Институт радиотехники и электроники РАН,
103907 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 4 февраля 2008 г.)

Рассмотрено отражение продольной и поперечной акустических волн от свободной поверхности ферромагнитного сплава Ni_2MnGa с памятью формы, находящегося в области предмартенситного и мартенситного фазовых переходов. Определены направления распространения и амплитуды отраженных волн в плоскости (001) кристалла, не являющихся чистыми модами, а приобретающих характер существенно квазипродольных и квазипоперечных колебаний. В силу колоссальной акустической анизотропии кристалла в широкой области его фазовых превращений показана возможность эффективного управления с помощью температуры и магнитного поля углами отражения и преобразования типов волн.

Начиная с некоторого критического угла падения квазипоперечной волны возникшая при отражении квазипродольная волна приобретает характер сопутствующего поверхностного колебания, а при большей степени близости к точке фазового перехода — может начать излучаться в объем кристалла. Установлены два угла полного преобразования падающей квазипродольной волны в квазипоперечную волну и их температурная зависимость. Исходя из экспериментальных данных Тривисонно для скоростей и поглощения ультразвука в кристалле Ni_2MnGa проведены численные оценки указанных акустических эффектов.

PACS: 75.50.Cc, 72.55.+s

Введение

При отражении упругой волны от свободной поверхности твердой среды в плоскости ее падения всегда возникают две отраженные (продольная LA и поперечная TA) волны [1]. Ранее [2–4] для антиферромагнетика с анизотропией типа „легкая плоскость“ в области ориентационного фазового перехода (ФП) по внешнему магнитному полю \mathbf{H} , приложенному к базисной x -плоскости кристалла, была продемонстрирована возможность эффективного управления с помощью поля углами отражения и преломления и преобразования типов волн. При этом даже для изотропного по упругим и магнитоупругим свойствам магнетика вблизи ФП индуцируется сильная анизотропия динамических упругих модулей, влекущая за собой изменение скорости продольного звука и особенности скорости поперечного звука, достигавшего экспериментально наблюдаемого уменьшения в гематите $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ от 4200 до 2100 м/с, т.е. 50% [5]. Индуцируемая анизотропия существенно превосходит собственную анизотропию акустических кристаллов [6] и тем самым позволяет наблюдать ряд линейных и нелинейных акустических эффектов [3,4,7], в обычных кристаллах не реализуемых.

В последнее время [8,9] большое внимание уделяется созданию и исследованию нового класса функциональ-

ных материалов, в которых возможно обратимое управление их формой и размерами с помощью механического напряжения, электрического и магнитного полей. К ним принадлежат магнитоакустические материалы МАМ [2–6], пьезоэлектрические материалы [1] и вещества с памятью формы [8–10]. Иерархия достижимых обратимых деформаций веществ за счет магнитоэстрокиции, пьезоэффекта и памяти формы соответственно такова: 10^{-3} , 10^{-2} и 10^{-1} . Материалы с памятью формы применяются для изготовления термочувствительных силовых устройств, сенсоров, двигателей микророботов, а также в качестве разъемных и неразъемных соединений, не требующих механических или иных креплений [9]. Наибольшие достижения в этом направлении достигнуты для ферромагнитного сплава Гейслера Ni_2MnGa . Применение этого уникального сплава, а точнее, целого семейства сплавов $\text{Ni}_{2+x+y}\text{Mn}_{1-x}\text{Ga}_{1-y}$ нестехиометрического состава, позволило достигнуть управляемого магнитным полем изменения линейных размеров кристалла до 6%, что соответствует теоретическому пределу деформации кристалла при превращении его из высокотемпературной кубической (аустенитной) фазы в низкотемпературную тетрагональную (мартенситную) фазу.

Отметим, что мартенситные превращения — это структурные ФП бездиффузионного кооперативного ти-

Акустические параметры кристалла Ni_2MnGa . Плотность $\rho = 8.13 \cdot 10^3 \text{ Kg/m}^3$

| T, K | C_1 | C_{44} | C' | C_{11} | C_{12} | V_1 | V_{44} | V' | A |
|------|----------------------|----------|-------|----------|----------|--------------------|----------|-------|----|
| | 10^{11} Pa | | | | | 10^3 m/s | | | |
| 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 |

па. Наиболее характерной их чертой является то, что они происходят в твердой среде при низких температурах, когда диффузионные переходы заморожены. В зависимости от стехиометрического состава температура мартенситного перехода T_M может находиться в области комнатных температур и ниже точки Кюри материала.

Иногда мартенситному ФП предшествует предмартенситный (ПМ ФП) [8], в области которого наблюдаются существенные особенности скорости и поглощения продольных и поперечных акустических волн [11,12] (см. таблицу). Особенно сильно смягчается поперечная мода TA_2 в окрестности ПМ ФП с волновым вектором $\mathbf{k} = (\xi, \xi, 0)$ при $\xi = 0.33$ и вектором поляризации $\mathbf{e} = (1\bar{1}0)$. Так как для нее скорость $S_{t2} = \sqrt{\frac{C'}{2\rho}}$ изменяется от 740 m/s ($T = 300 \text{ K}$) до 614 m/s ($T_{PM} = 255 \text{ K}$) и 903 m/s ($T_M = 215 \text{ K}$) при частоте $f = 3.7 \text{ MHz}$ [12], где $C' = (C_{11} - C_{12})/2$ — упругий модуль, ответственный за ее распространение и теоретически образующийся в нуль при $\xi = 0.33$ в точке ФП. В то время как скорость LA $S_l^2 = (C_{11} + C_{12} + 2C_{44})/(2\rho)$ вдоль этого же направления от температуры практически не зависит. Таким образом, индуцируемая при магнитном структурном фазовом переходе (МСФП) анизотропия кристалла $A = C_{44}/C'$ теоретически обращается в бесконечность, как в случае МАМ в точке ФП. Экспериментально достигнутое при этом для гематита $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ значение $A = 4$, в то время как в Ni_2MnGa при ПМ ФП $A = 28$.

Постановка задачи

Указанное обстоятельство стимулировало предпринятое здесь исследование отражения волн LA и TA при их наклонном падении в кристаллографической плоскости (100), в которой эффекты смягчения ультразвука максимальны, от свободной поверхности кристалла (110). Пусть LA падает под углом α к нормали границы ($y = 0$) (рис. 1). Ось y совпадает с направлением $[110]$ кристалла. При отражении волна преобразуется зеркально в LA и с углом отражения β — в TA_2 .

Воспользовавшись выражением для свободной энергии кристалла Ni_2MnGa [8], несложно определить ско-

рости LA и TA_2 в плоскости (001)

$$S^2 = \frac{C_{11} + C_{44} \pm \sqrt{(C_{11} - C_{44})^2 \sin^2 2\alpha + (C_{11} + C_{44})^2 \cos^2 2\alpha}}{2\rho}, \quad (1)$$

где знак „+“ соответствует LA , а знак „-“ — медленной TA_2 . Распространяющаяся в этой же плоскости быстрая TA_1 со скоростью $S_{44} = \sqrt{C_{44}/\rho}$ и поляризацией $e = [001]$ не связана с LA и TA_2 ни дисперсионным уравнением, ни граничными условиями. Скорости LA и TA_2 в низкосимметричной тетрагональной мартенситной фазе также определяются соотношением (1) при замене $C_{44} \rightarrow C_{66}$. При заданных направлении, поляризации и амплитуде падающей волны и при конкретных упругих свойствах среды необходимо определить направления распространения, поляризации и амплитуды отраженных волн. Для решения задачи составляются волновые уравнения распространения волн в среде и граничные условия на свободной поверхности кристаллов, имеющие в данном случае вид [1]:

$$T_{iy}^I + \sum_R T_{iy}^R = 0, \quad (2)$$

представляющие собой непрерывность механических напряжений T_{iy} ($i = x, y$). Индексы I и R соответствуют падающей (продольной LA или поперечной TA_2) и отраженным (продольной LA и поперечной TA_2) волнам.

Неучет спиновой системы в явном виде при таком рассмотрении оправдан для частот $\omega \ll \omega_m + \omega_{me}$, где ω_m и ω_{me} — соответственно магнитная и магнитоупругая щель в спектре спиновых волн [2-4]. Известно, что в кристалле Ni_2MnGa МСФП 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

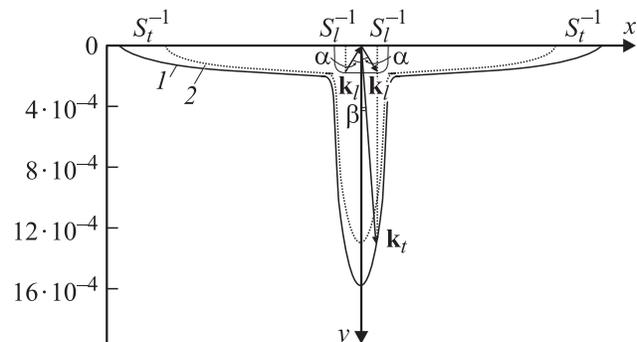


Рис. 1. Геометрическое построение волновых векторов для падающей продольной, отраженных продольной и поперечной волн на свободной границе кристалла Ni_2MnGa . Температура, T : 1 — 260, 2 — 300 К.

происходит структурный ФП, а затем при понижении температуры в поле $\mathbf{H} \parallel [001]$ может быть реализован ориентационный ФП. Их близкое расположение 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 [10], магнитоупругая щель в Ni_2MnGa принимает наименьшее значение в аустенитной фазе $\omega_{me} = 20 \text{ MHz}$, так как $M_0 = 500 \text{ Oe}$, поле анизотропии $H_A = 300 \text{ Oe}$, константа магнито-стрикции $\gamma = 0.1$, эффективное поле магнито-стрикции $H_{me} = 0.005 \text{ Oe}$ и, следовательно, $H'_{me} = (H_A H_{me})^{1/2} \approx 1.2 \text{ Oe}$. Заметим, что в экспериментах Тривисонно ультразвуковые частоты не превышали 10 MHz и, следовательно, оговоренное выше предположение являлось оправданным. Отметим, что в используемой здесь теории ФП Ландау МСФП является ФП I рода и обусловлен упругим ангармонизмом второго и третьего порядков, определяющим затухание звуковых волн и их нелинейные взаимодействия. Здесь вклад в перенормировку упругих модулей от упругого ангармонизма учитывается использованием приближения $C' = a(T - T_{PM})$, удовлетворительно описывающим в области ФП экспериментально наблюдаемое поведение скорости мягкой моды TA_2 . Здесь, как и ранее [2-4], не учитывается влияние диссипации акустических колебаний на сам процесс отражения. При необходимости в случае отражения плоскопараллельного и ограниченного по апертуре акустического пучка ослабление отраженных сигналов вследствие неоднородности диссипации энергии его лучей из-за их различных путей распространения в материале может быть учтено введением в структуру получаемых решений соответствующих экспонент [7].

Продольная волна

Для упругих смещений в случае плоских гармонических падающей LA и отраженных LA и TA_2 волн имеем:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} U_{1l,x}^I \\ U_{1l,y}^I \end{pmatrix} &= U_{1l_0}^I \begin{pmatrix} \sin(\alpha - \Delta_l) \\ -\cos(\alpha - \Delta_l) \end{pmatrix} \\ &\times \exp[i(k_{1l}^I x \sin \alpha - k_{1l}^I y \cos \alpha - \omega_{1l}^I t)], \\ \begin{pmatrix} U_{1l,x}^R \\ U_{1l,y}^R \end{pmatrix} &= U_{1l_0}^R \begin{pmatrix} \sin(\alpha + \Delta_l) \\ \cos(\alpha + \Delta_l) \end{pmatrix} \\ &\times \exp[i(k_{1l}^R x \sin \alpha + k_{1l}^R y \cos \alpha - \omega_{1l}^R t)], \\ \begin{pmatrix} U_{1r,x}^R \\ U_{1r,y}^R \end{pmatrix} &= U_{1r_0}^R \begin{pmatrix} \cos(\beta + \Delta_r) \\ -\sin(\beta + \Delta_r) \end{pmatrix} \\ &\times \exp[i(k_{1r}^R x \sin \beta - k_{1r}^R y \cos \beta - \omega_{1r}^R t)], \quad (3) \end{aligned}$$

где U_0 и ω — амплитуда и частота волн. Из граничных условий (2) следует, что в любой момент времени t

$\omega_{1l}^I = \omega_{1l}^R = \omega_{1r}^R = \omega$ и в любой точке плоскости $y = 0$ $k_{1l,x}^I = k_{1l,x}^R = k_{1r,x}^R = k_x$.

Из вышесказанного следует, что направление распространения преобразованной TA_2 волны определяется соотношением

$$\frac{\sin \alpha}{S_l(\alpha)} = \frac{\sin \beta}{S_r(\beta)} \quad (4)$$

$$\sin \beta = \sqrt{\left(1 - \frac{B_1}{A_1} + \frac{\sqrt{B_1^2 - A_1 C_1}}{A_1}\right) / 2}, \quad (4')$$

где

$$\begin{aligned} A_{1,2} &= 4[(C_{11} - C_{44})^2 - (C_{12} + C_{44})^2] \sin^4 \alpha \\ &+ (C_{11} + C_{44} \pm D)^2, \end{aligned}$$

$$B_{1,2} = (C_{11} + C_{44} \pm D)[(C_{11} + C_{44}) \cos 2\alpha \pm D],$$

$$C_{1,2} = [(C_{11} + C_{44}) \cos 2\alpha \pm D]^2 - 4(C_{11} - C_{44})^2 \sin^4 \alpha,$$

$$D = \sqrt{(C_{11} + C_{44})^2 \sin 2\alpha + (C_{12} + C_{44})^2 \cos^2 2\alpha},$$

а также может быть найдено на основании этого выражения графически исходя из геометрического построения поверхностей обратных фазовых скоростей, как показано на рис. 1.

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, рассматриваемом здесь, имеют место квазипродольная LA и квазипоперечная TA_2 волны, т.е. их поляризации \mathbf{e}_l и \mathbf{e}_r отклоняются на небольшие углы Δ_l и Δ_r соответственно от вектора \mathbf{k} и вектора, ему ортогонального.

Отклонения поляризации \mathbf{e}_l и \mathbf{e}_r определяются при подстановке решений для LA и TA_2 в исходные волновые уравнения и выражаются следующим образом:

$$\text{tg } \Delta_l = \frac{1 - A_+ B}{A_+ - B}, \quad (5)$$

$$\text{tg } \Delta_r = \frac{A_- - B}{1 + A_- B}, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \frac{(C_{11} - C_{44}) \sin 2\varphi \pm \sqrt{(C_{11} - C_{44})^2 \sin^2 2\varphi + (C_{12} + C_{44})^2 \cos^2 2\varphi}}{(C_{12} + C_{44}) \cos^2 2\varphi}, \\ B &= \frac{\text{tg } \varphi + 1}{\text{tg } \varphi - 1}. \end{aligned}$$

Отметим, что при $\varphi = 0, \pi/4, \pi/2$ и т.д. $\Delta_l = 0$ и $\Delta_r = 0$, т.е. вдоль этих направлений и им подобным, моды являются чистыми. При $\varphi \ll 1$ справедливы приближенные соотношения

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

Рассчитанная численными методами исходя из экспериментальных результатов Тривисонно [12] зависимость угла преобразования $\beta(\alpha)$ LA при отражении в TA_2 при различной степени близости Ni_2MnGa к точке ПМФП представлена на рис. 2. На вставке к нему демонстрируется угловая зависимость векторов поляризации, при этом максимальные значения $\Delta_l = \Delta_r \approx 20^\circ$ реализуются вдали от ФП, но также существенны и вблизи ФП.

Из граничных условий (2) после подстановки в них выражений (3) определяется амплитудный коэффициент отражения падающей волны LA:

$$R_{ll} = \frac{U_{1l_0}^R}{U_{1l_0}^I} = \frac{X_- - Y_-}{X_+ + Y_+}, \quad (7)$$

а также амплитудный коэффициент ее преобразования в TA_2 :

$$R_{lt} = \frac{U_{1t_0}^R}{U_{1t_0}^I} = \frac{C_-}{X_+ + Y_+}. \quad (8)$$

Здесь

$$\begin{aligned} X_{\pm} &= \sin(2\alpha \pm \Delta_l) [(C_{11} + C_{12}) \sin \Delta_l + 2C_{44} \sin(2\beta + \Delta_l)], \\ Y_{\pm} &= \cos(2\beta + \Delta_r) [(C_{11} + C_{12}) \cos \Delta_l + 2C_{44} \cos(2\alpha \pm \Delta_l)], \\ C_- &= [(C_{11} + C_{12}) \cos^2 \Delta_l \sin 2\alpha + C_{44} \sin 4\alpha] \sin \beta / \sin \alpha. \end{aligned}$$

При определенных углах падения α_0 , определяемых, согласно соотношению

$$\begin{aligned} (C_{11} + C_{12}) [\sin(2\alpha - \Delta_l) \sin \Delta_l - \cos(2\beta + \Delta_r) \cos \Delta_l] \\ = 2C_{44} \cos(2\alpha + 2\beta - \Delta_l + \Delta_r), \end{aligned}$$

LA полностью преобразовывается в TA_2 , при этом величина α_0 определяется параметром анизотропии кристал-

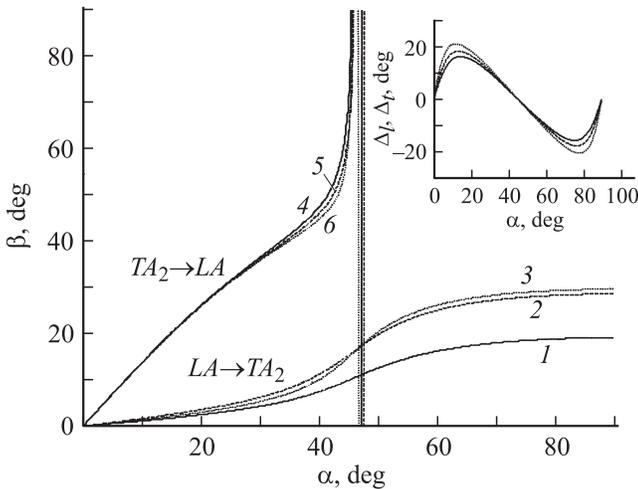


Рис. 2. Зависимости угла преобразования β поперечной волны от угла падения α продольной и угла преобразования β продольной волны от угла падения α поперечной волны. На вставке приведены угловые зависимости поляризации волн. Температура, T : 1, 4 — 260, 2, 5 — 215, 3, 6 — 300 К. Данные значения температуры использованы при построении всех последующих рисунков.

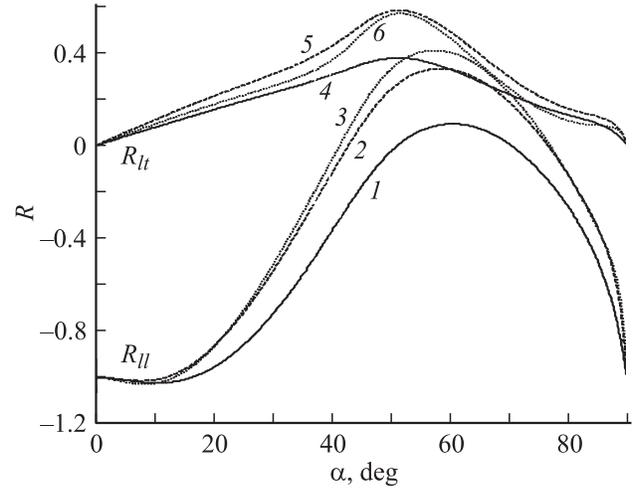


Рис. 3. Зависимость коэффициентов отражения R_{ll} и преобразования R_{lt} продольной волны от угла ее падения α .

ла, т.е. близостью его к точке ФП. Полное преобразование легко возбуждаемой ультразвуковыми пьезокерамическими преобразователями продольной волны в поперечную важно при создании устройств измерительной техники, в частности, в диагностике. Кроме того, появляется дополнительная возможность управления эффективностью преобразования с помощью температуры, а также, что особенно важно, с помощью магнитного поля.

На рис. 3 представлены расчетные зависимости коэффициентов A_{ll} и A_{lt} , из которых видно, что при двух значениях $\alpha = \alpha_{1,2}$ $A_{ll} = 0$, т.е. LA полностью преобразовывается в TA_2 .

Поперечная волна

Перейдем теперь к рассмотрению отражения падающей на границу поперечной волны TA_2 , для упругих смещений которой имеем

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} U_{1t,x}^I \\ U_{1t,y}^I \end{pmatrix} &= U_{1t_0}^I \begin{pmatrix} -\cos(\alpha - \Delta_r) \\ -\sin(\alpha - \Delta_r) \end{pmatrix} \\ &\times \exp[i(k_{1t}^I x \sin \alpha - k_{1t}^I y \cos \alpha - \omega t)]. \quad (9) \end{aligned}$$

Отраженные LA и TA_2 определяются вторым и третьим соотношениями (3) соответственно с заменой $\beta \rightarrow \alpha$ и $\alpha \rightarrow \beta$.

Направление преобразованной LA определяется соотношением

$$\frac{\sin \alpha}{S_t(\alpha)} = \frac{\sin \beta}{S_t(\beta)} \quad (10)$$

или следующим из него соотношением

$$\sin \beta = \sqrt{\left(1 - \frac{B_1}{A_1} - \frac{\sqrt{B_1^2 - A_1 C_1}}{A_1}\right) / 2}, \quad (10')$$

а также могут быть найдены графически исходя из геометрического построения поверхностей обратных фа-

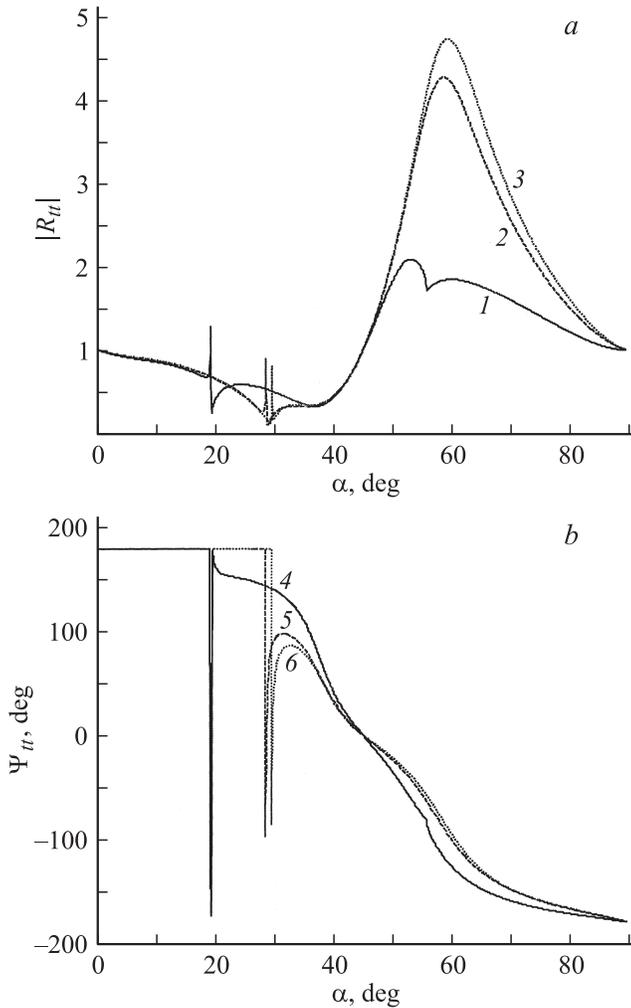


Рис. 4. Зависимость модуля коэффициента отражения $|R_{rl}|$ (a) и его фазы ψ_{rl} (b) поперечной волны от угла ее падения α .

зовых скоростей всех волн, аналогично тому, как это показано на рис. 1. На рис. 2 приведена зависимость угла преобразования β от угла падения α TA_2 . Видно, что $\beta = 90^\circ$ при $\alpha = \alpha_{cr}$. Начиная с $\alpha > \alpha_{cr}$ $\sin^2 \beta > 1$, и при построении кривых $\beta(\alpha)$ на рис. 2 рассматривалась только действительная часть $\sin \beta$.

Так же во всех случаях $\beta > \alpha$, то при определенном

$$\alpha_{cr} = \arccos \left(\frac{C_{11}C_{44}}{2C_{44}(C_{11} - C_{12}) + C_{12}^2} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

следующим из (10), LA становится неоднородной скользящей вдоль границы волной, т.е. сопутствующим поверхностным колебанием (СПК). Его скорость S'_l и глубина проникновения Λ_l ($U_l \approx \exp[-y/\Lambda_l]$) начинают зависеть от угла падения следующим образом:

$$S'_l = \frac{S_l}{\sin \beta}, \quad (12)$$

$$\Lambda = \frac{S_l}{\omega \sqrt{\sin^2 \beta - 1}}, \quad (13)$$

где $S_l = \sqrt{C_{11}/\rho}$. Амплитудный коэффициент отражения падающей TA_2 запишется следующим образом:

$$R_{rl} = \frac{U_{1l0}^R}{U_{1l0}^I} = -\frac{U_- + V_-}{U_+ + V_+}, \quad (14)$$

амплитудный коэффициент ее преобразования в LA :

$$R_{il} = \frac{U_{1l0}^R}{U_{1l0}^I} = -\frac{C_+}{U_+ + V_+}, \quad (15)$$

где

$$U_{\pm} = (C_{11} + C_{12}) [\cos(2\alpha \pm \Delta_r) + \sin(2\beta + \Delta_r) \sin \Delta_r],$$

$$V_{\pm} = 2[C_{44} \cos(2\alpha \mp 2\beta \pm \Delta_r \mp \Delta_l)],$$

$$C_+ = 2[(C_{11} + C_{12}) \sin^2 \Delta_r \sin 2\alpha + C_{44} \sin 4\alpha] \sin \beta / \sin \alpha.$$

На рис. 4 и 5 представлены расчетные зависимости коэффициентов A_{rl} и A_{il} . Численный анализ (10') показывает, что при определенных значениях упругих модулей C_{11} , C_{12} и C_{44} и углах падения α TA_2 детерминант

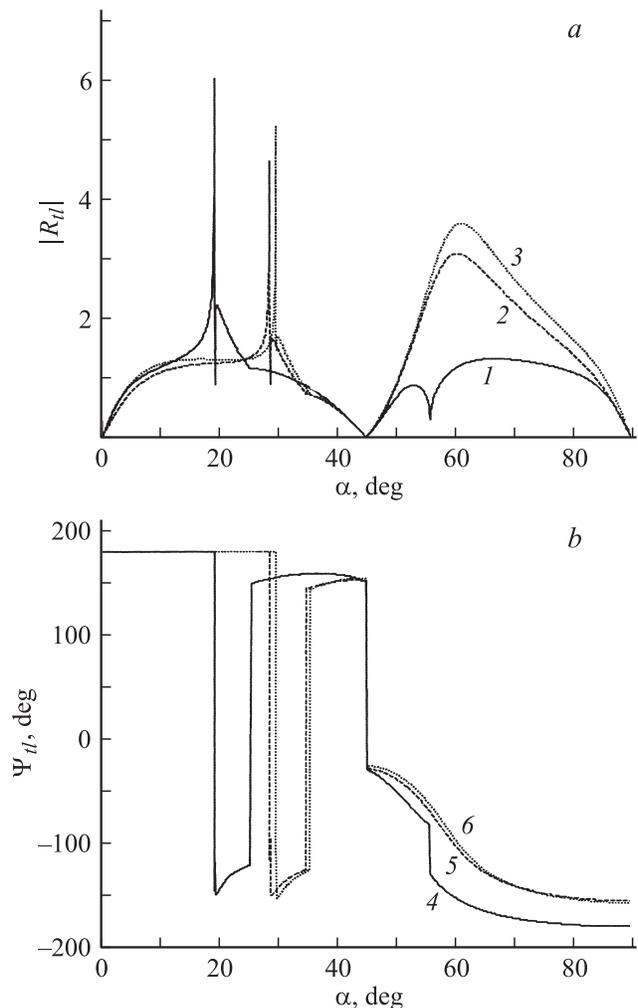


Рис. 5. Зависимость модуля коэффициента преобразования $|T_{rl}|$ и его фазы ψ_{rl} поперечной волны от угла ее падения α .

выражения ($10'$) становится отрицательным. Данное обстоятельство говорит о том, что формально $\sin^2 \beta$ становится комплексным, а СПК разрушается, т.е. под некоторым углом β' , зависящим от вышеприведенных параметров, начинает излучаться в объем кристалла. Отметим, что эти требования являются достаточно жесткими и при использовавшихся здесь экспериментальных данных Тривисонно выполнены быть не могут. Заметим, что распространение TA_2 в непосредственной окрестности ПМФП ($\Delta T = |T - T_{PM}| < 5$ К) вследствие ее значительного затухания экспериментально не наблюдалось. С другой стороны, возникновение СПК и его излучение в объем происходит от LA , которая в исследуемом кристалле поглощается существенно слабее по сравнению с TA_2 , и, следовательно, эффект может быть зарегистрирован.

Заключение

В работе выполнен теоретический анализ отражения продольной и поперечной волн от свободной поверхности кристалла ферромагнитного сплава Ni_2MnGa с памятью формы, находящегося в области предмартенситного и мартенситного фазовых переходов. Определены направления распространения, поляризации, амплитуды и характер отраженных волн в плоскости (001) кристалла, когда нормалью к его поверхности является [110]. При переходе кристалла из аустенитной фазы через промежуточную — предмартенситную — в мартенситную фазу исследуемые акустические волны становятся существенно квазипродольными и квазипоперечными вследствие колоссальной акустической анизотропии, возрастающей с приближением кристалла к точкам ФП.

При падении продольной волны в силу симметрии поверхности обратных фазовых скоростей ее отражение является зеркальным, а для возникающей поперечной волны имеет место предельный угол. Всегда существует два угла падения, зависящие от близости кристалла к точкам его ФП, при которых реализуется полное преобразование продольной волны в поперечную.

Авторы благодарны Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований и Российскому фонду фундаментальных исследований (гранты № 04-02-81058-Бел, 05-02-19935-ЯФ, 05-08-50341, 06-02-16266, 06-02-16984, Т06М-227), а также Совету по грантам президента РФ для поддержки ведущих научных школ (НШ-8269.2006.2, МК-5658.2006.2), Министерству образования РФ и CRDF (Y2-P-05-19).

Список литературы

- [1] Балакирев М.К., Гилинский И.А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 240 с.
- [2] Кузавко Ю.А., Шавров В.Г. // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 2. С. 170–178.
- [3] Карпук М.М., Кузавко Ю.А., Костюк Д.А., Шавров В.Г. // Письма в ЖФТ. 2003. Т. 20. Вып. 17. С. 86–94.
- [4] Карпук М.М., Кузавко Ю.А., Костюк Д.А., Шавров В.Г. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 7. С. 97–104.
- [5] Андриюцак Е.А., Евтихийев Н.Н., Погосев С.А., Преображенский В.Л. // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 2. С. 170–178.
- [6] Туров Е.А., Шавров В.Г. // УФН. 1983. Т. 140. № 3. С. 429–462.
- [7] Karpuk M.M., Kuzavko Yu.A. // Digests 7th Int. Conf. of Interemolecular and Magnetic Interactions in Matter. Poland, Międzyzdroje, 2002. P. 44.
- [8] Васильев А.Н., Бучельников В.Д., Такаги Т., Ховайло В.В., Эстрин Э.И. // УФН. 2003. Т. 173. № 6. С. 577–608.
- [9] Ullakko K., Aaltrio I., Yakovenko P., Sozinov A., Likhatchev A.A., Heczko O. // J. Phys. France. 2001. Vol. 11. P. 8–243.
- [10] Albertini F., Morellon L., Algarabel P.A., Ibarra M.R. et al. // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 89. N 10. P. 5614–5617.
- [11] Worgull J., Petti E., Trivisonno J. // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. P. 15 695–15 699.
- [12] Stenger T.E., Trivisonno J. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. P. 2735–2744.