

УДК 548 : 537.611.44

© 1990

## ПРЯМОЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАЗВУКА С БЛОХОВСКИМИ ЛИНИЯМИ И ДОМЕННЫМИ ГРАНИЦАМИ

В. К. Власко-Власов, О. А. Тихомиров

Изучены вынужденные линейные колебания блоховских линий и  $180^\circ$  доменных стенок, а также намагниченности в доменах под действием звуковых волн частотой ниже 1 МГц в монокристаллических пластинках ИЖГ. При больших амплитудах звука выявлены эффекты направленного движения, непрерывной генерации и изменения плотности блоховских линий и границ. Эти эффекты, аналогичные наблюдаемым в переменных магнитных полях, рассматриваются как возникновения турбулентности в нелинейной системе, возбуждаемой переменной внешней силой.

Наличие магнитоупругой связи приводит к возникновению в магнетиках перекрестных эффектов, определяемых взаимодействием статических упругих напряжений и колебаний решетки с намагниченностью в доменах и доменных границах, а также с собственными магнитными модами. Многие из этих эффектов (например, влияние упругих и пластических деформаций на анизотропию, намагниченность и коэрцитивную силу кристаллов [1], генерация звука переменным магнитным полем, вращение плоскости поляризации акустической волны в магнетике [2], магнитоупругие волны, магнитоакустический резонанс [3] и т. д.) изучены весьма подробно и имеют убедительное теоретическое объяснение.

В то же время пока остаются открытыми принципиальные вопросы взаимодействия ультразвука с элементами доменной структуры. Причем если генерации упругих волн при стационарном движении и колебаниях доменных границ уделялось сравнительно большое внимание [4-8], то непосредственное воздействие звука на домены и доменные стенки обсуждалось лишь в небольшом числе теоретических работ [9-12] в связи с изучением рассеяния ультразвука в магнетиках (изучалось также направленное давление звука на домены [13, 14]) и последовательного экспериментального анализа практически не имеет.

Несмотря на то что взаимодействие с доменными границами (ДГ) давно рассматривается как один из основных механизмов, определяющих затухание  $\delta$  и изменение скорости звука  $V_s$  под действием магнитного поля ( $\Delta E$ -эффект) в ферромагнитных металлах [15], соответствующие измерения  $\delta$  и  $V_s$  могут служить лишь косвенным подтверждением указанного взаимодействия. Более того, между существующими теоретическими моделями и экспериментом по  $\Delta E$ -эффекту имеются заметные разногласия (см., например, [16]).

Известно лишь несколько эпизодичных попыток прямого экспериментального изучения взаимодействия звука с доменами и доменными стенками. Так, в [17] с помощью порошковой техники наблюдалось смещение границ в Ni при облучении ультразвуком. Границы смещались необратимо или релаксировали к исходному состоянию после выключения звука. Изменения доменной структуры после «озвучивания» (смещения и изменения числа ДГ) были зафиксированы (наблюдением по эффекту Керра) также в FeSi [18]. В [19] с использованием просвечивающего электронного

микроскопа были выявлены уширения изображения и скачки доменных границ в тонких пленках Ni под действием ультразвука. При этом предполагалось, что увеличение видимой ширины ДГ отвечает их колебаниям с частотой звука. В пленке феррограната наблюдались генерация, неупорядоченные смещения и коллапс цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) при воздействии ударной упругой волны, возбуждаемой сфокусированным лазерным импульсом [20]. Наконец, недавно удалось наблюдать направленное смещение ЦМД достаточно интенсивной поверхностной акустической волной [21]. Таким образом, экспериментально показано, что звук может эффективно воздействовать на доменную структуру (ДС), однако даже общепринятые положения о синхронных колебаниях границ и намагниченности в объеме доменов в поле упругой волны [15] не имеют пока надежного подтверждения.

Следует отметить, что прямой эксперимент по взаимодействию звука с ДС интересен не только для проверки выводов развитой линейной теории. Поскольку динамика намагниченности в магнитоупорядоченных кристаллах является существенно нелинейной, можно ожидать, что достаточно интенсивный звук приведет к возбуждению в магнитной подсистеме турбулентности и процессов динамического структурообразования [22], активно изучаемых в последнее время. Кроме того, подобные исследования представляются практически полезными в связи с поисками новых способов управления доменной магнитной структурой и анализом условий работоспособности магнитных запоминающих устройств, а также при разработке электронных элементов на поверхностных акустических волнах.

Взаимодействие переменного упругого поля звуковой волны с магнитными неоднородностями определяется наличием в них собственных стрикционных напряжений  $\sigma_{ij}$ . Например, для  $180^\circ$  блоховской ДГ в кубическом магнетике (плоскость ДГ  $\parallel xz$ , в доменах легкая ось  $\parallel z$ , компоненты намагниченности  $M_y = 0$ , а  $M_x, M_z$  и деформации  $u_i$ , зависят только от  $y$ )  $\sigma_{zz} = -\sigma_{xx} = -b_1 m_z^2$ ,  $\sigma_{xz} = b_2 m_x m_z$  и  $\sigma_{yy} = \sigma_{xy} = \sigma_{yz} = 0$  (здесь  $b_i$  — магнитоупругие постоянные,  $m_i = M_i/M$ ) [23]. Еще более неоднородными полями экстранпряжений должны обладать блоховские линии (БЛ). Можно показать, что в БЛ поле напряжений имеют четыре отличные от нуля компоненты  $\sigma_{xx}, \sigma_{zz}, \sigma_{xz}$  и  $\sigma_{xy}$ . Поэтому можно ожидать (учитывая подвижность БЛ, превышающую в  $\sim 1/\kappa$  раз подвижность ДГ [24];  $\kappa$  — затухание), что линии будут более эффективно откликаться на звуковое воздействие, чем границы.

В настоящей работе на основе прямых магнитооптических наблюдений, а также с помощью стробоскопической установки изучены элементарные процессы взаимодействия звука с доменной структурой: выявлены и исследованы вынужденные колебания блоховских линий и доменных границ, а также намагниченности доменов в поле упругой волны. Продемонстрирована возможность определения амплитуды звука в кристалле по величине колебаний намагниченности в доменах. Зарегистрированы нелинейные эффекты генерации и направленного дрейфа БЛ и ДГ при достаточно большой интенсивности ультразвука.

## 1. Методика эксперимента

Исследования проводились на тонких (30—50 мкм) пластинках (112) ИЖГ, содержащих в плоскости ось легкого намагничивания  $[11\bar{1}]$  и имеющих домены  $180^\circ$  соседства с намагниченностью вдоль этой оси.  $180^\circ$  ДГ располагались в основном перпендикулярно плоскости образца (в плоскости  $(110)$ ) и были разбиты на сегменты противоположной полярности вертикальными БЛ (вообще говоря, вблизи поверхностной кристалла они несколько изогнуты, соответственно около линий имеется приповерхностный изгиб ДГ [25]). С помощью магнитооптической установки на основе поляризационного микроскопа проводились прямые наблюдения за состоянием доменной структуры и измерения колебаний блоховских линий и до-

менных границ в звуковой волне. На основе фотометрирования микрообластей, вырезавшихся в плоскости изображения измерительной диафрагмой и включавших разные участки границ, фиксировались смещения БЛ вдоль ДГ —  $Z$  и движения ДГ в перпендикулярном направлении —  $Y$ . Для измерения  $Z(t)$  и  $Y(t)$  сигнал ФЭУ подавался на стробоскопический осциллограф, с выхода которого записывался в ЭВМ и усреднялся по большому числу (до  $10^4$ ) реализаций [26]. Для записи частотных зависимостей  $Z(f)$  и  $Y(f)$  в диапазоне частот  $f=0.01 \div 1$  МГц отклик ФЭУ обрабатывался с помощью анализатора спектров СК4-59, а затем также усреднялся по многим реализациям с помощью ЭВМ. Зависимости  $Z$  и  $Y$  от амплитуды звука при постоянной частоте регистрировались по точкам, при этом сигнал ФЭУ переключался на вход селективного микровольметра.

Звук к образцам подводился от пьезокерамических преобразователей, представляющих собой прямоугольные пластины ( $10 \times 4 \times 1$  мм), поляризованные в плоскости вдоль одного из ребер, с посеребренными развитыми границами. Края образцов салолом приклеивались к поверхности двух идентичных преобразователей, один из которых запитывался от генератора переменного тока. Во избежание нагрева преобразователи обдувались струей воздуха. Для оценки амплитуды  $u_s$  упругих волн проводились магнитооптические измерения амплитуды колебаний намагниченности в доменах, на основании которых (из сравнения с эквивалентным переменным магнитным полем, как будет описано ниже) вычислялась  $u_s$ . Частотные изменения колебаний БЛ и ДГ  $Z(f)$  и  $Y(f)$  снимались при постоянных значениях напряжения на преобразователе  $V$ . При этом интенсивность звука имела максимумы на частотах собственных упругих резонансов преобразователей (которые регистрировались по сигналу второго преобразователя при его непосредственной приклейке к первому), а также на частотах упругих мод образцов.

## 2. Звуковые волны в образцах

Прежде всего необходимо было определить тип звуковых волн, распространяющихся в пластинках ИЖГ. Проконтролировать характеристики ультразвука в наших образцах при  $f < 1$  МГц с помощью прямых методов оказалось практически невозможно. Кроме того, собственные резонансы образцов, на которых из сравнения с расчетом можно было бы определить точно тип звуковых колебаний, были недостаточно интенсивными и амплитудные измерения проводились вблизи резонансов преобразователей, где удалось изменить амплитуду звука в широких пределах, в области 100—300 кГц, для которой был проделан описанный ниже анализ. При этом колебания в образце, вообще говоря, не обязаны в точности соответствовать волнам преобразователей: распространяться должны лишь моды, которые могут существовать в образце. Учитывая, что характерные размеры в плоскости намного больше толщины образцов, можно рассматривать для них звуковые моды, получаемые в теории бесконечных пластин, а именно рэлеевские, лэмбовские и сдвиговые волны [27].

1) Рэлеевские поверхностные волны, которые могут распространяться вдоль пластинки, имея в общем случае две компоненты смещения, поперечные волновому вектору  $k|z$ , затухают вглубь на расстояниях  $1/q$  и  $1/s$  (соответственно для скалярного  $\Phi \sim \exp(-qx + i(kz - \omega t))$  и векторного потенциала  $\chi \sim \exp(-sx + i(kz - \omega t))$ ), определяющих смещения. При линейной дисперсии  $\omega = kc$  (скорость рэлеевских волн определяется из уравнения [27])

$$\eta^6 - 8\eta^4 - 8(3 - 2\xi^2)\eta^2 - 16(1 - \xi^2) = 0, \quad (1)$$

где  $\eta = c/c_z$ ;  $\xi = c_z/c_t$ ;  $c_t$ ,  $c_z$  — скорости продольного и поперечного звука. Для ИЖГ  $c_z = 3.8 \cdot 10^5$ ,  $c_t = 7.2 \cdot 10^5$  см/с [2] и получается лишь один корень, отвечающий рэлеевской волне  $\eta_R \approx 0.928$ . Учитывая связь  $q^2 = k^2 - \omega^2/c_z^2$  и

$s^2 = k^2 - \omega^2/c_T^2$ , находим, что при частотах, использованных в эксперименте, волна должна затухать на глубине, много превышающей толщину пластинки (при  $f=150$  кГц, для которой ниже приводится большинство экспериментальных данных,  $1/q \sim 0.5$  см и  $1/s \sim 1$  см). Таким образом, рэлеевские решения для нашего случая не подходят.

2) Волны Лэмба могут распространяться вдоль пластин в виде продольных или изгибных нормальных мод. Соответствующие дисперсионные соотношения [27]

$$\operatorname{tg} \beta b / \operatorname{tg} \alpha b = -4 (kb)^2 (\beta b) (ab) / [(kb)^2 - (\beta b)^2]^2 \quad \text{для продольных волн,} \quad (2)$$

$$\operatorname{tg} \beta b / \operatorname{tg} \alpha b = [(kb)^2 - (\beta b)^2]^2 / 4 (kb)^2 (\beta b) (ab) \quad \text{для изгибных волн,} \quad (3)$$

где  $\alpha^2 = \omega^2/c_T^2 - k^2$ ,  $\beta^2 = \omega^2/c_L^2 - k^2$ ,  $2b$  — толщина пластины. Низкочастотная асимптотика для (2):  $kb \approx \omega b / 2c_T \sqrt{1 - \xi^2}$ . Т. е. в ИЖГ, где  $2\sqrt{1 - \xi^2} = 1.7$ , для  $f=150$  кГц получаем длину волны  $2\pi/k \approx 4.3$  см, что в несколько раз больше длины образцов. Для изгибных волн при низких частотах из (3) получаем  $kb \approx (3/4 (1 - \xi^2))^{1/4} (\omega b / c_T)^{1/2}$ , так что длина волны при 150 кГц  $\lambda \sim 0.2$  см, т. е. такие волны могли бы существовать в наших пластинках. Другие лэмбовские моды являются значительно более высокочастотными, и мы их не рассматриваем.

3) Еще один тип пластинчатых волн — сдвиговые (*SH*-моды). Они могут быть антисимметричными (*AS*) и симметричными (*SS*) в соответствии с изменением смещений по толщине пластины и имеют общее дисперсионное уравнение [27]

$$\omega b / c_T = [(kb)^2 + (\pi r)^2]^{1/2}, \quad (4)$$

где  $r = n - 1/2$  ( $n=1, 2, 3, \dots$ ) для *AS* и  $r = m$  ( $m=0, 1, 2, \dots$ ) для *SS* волн. Наиболее низкочастотная мода *SS* (0) представляет собой однородный поперечный звук, бегущий вдоль пластины, в котором поляризация колебаний параллельна поверхности. Она отделена от ближайшей *AS* (1) моды щелью  $\omega_0 = \pi c_T / 2b$ , что для нашего случая дает частоту гораздо выше использованных в эксперименте (для  $2b=50$  мкм  $f_0 \approx 38.5$  МГц). *SS* (0) волна при 150 кГц имеет длину волны  $\lambda \sim 2.5$  см, которая более чем вдвое превышает длину образцов.

Таким образом, распространение упругой волны в исследуемых кристаллах может рассматриваться в строгом смысле лишь при возбуждении низшей изгибной лэмбовской моды. Однако в эксперименте не были выявлены изменения фазы или амплитуды магнитооптического сигнала вдоль образцов, которые должны были бы проявиться на расстояниях  $\lambda/2$  ( $\sim 1$  мм для  $f \sim 150$  кГц) соответственно для бегущей или стоячей изгибной волны. По-видимому, эта мода в наших условиях не возбуждалась.

Наиболее вероятной модой, появляющейся при генерировании звука пьезоизлучателем, поляризация которого параллельна плоскости образца, является рассмотренная выше *SS* (0) волна. Длина волны в этом случае превышает размеры образца, так что распределение смещений может отличаться от рассчитанного для бесконечной пластины такой же толщины. Тем не менее основной компонентой деформации, как и в *SS* (0) моде, очевидно, должна быть  $u_{yz}$ , неоднородность которой вдоль образца определяется отношением его длины к  $\lambda$ .

Увеличение магнитооптического сигнала в доменах при наклоне образца вокруг легкой оси показывает, что вектор намагниченности колеблется под действием звука, описывая концом эллипс, вытянутый вдоль нормали к ДГ ( $\parallel y$ ). Это отвечает эффективному полю  $h_y^z$ , которое и должно возникать у поперечного звука с  $u_{yz}$ .

### 3. Результаты эксперимента

1) Колебания намагниченности в доменах под действием звука. Для количественного анализа взаимодействия БЛ и ДГ с ультразвуком необходимо определить интенсивность звуковой

волны в кристалле. Оказалось невозможным измерить амплитуду звука  $u$ , по сигналу пьезопреобразователя, однако удалось определить  $u$ , по колебаниям намагниченности в доменах. Идея эксперимента состоит в подборе переменного магнитного поля, эквивалентного по величине и направлению эффективному полю ультразвука. Упругие деформации  $u_{ij}$ , вводимые звуковой волной, изменяют плотность энергии в домене на величину

$$W_{\text{мг}} = b_1 u_{ij} m_i^2 + 2b_2 u_{ij} m_i m_j \quad (i > j), \quad m_i = M_i/M, \quad (5)$$

где  $b_i$  — магнитоупругие константы,  $M_i$  — компоненты,  $M$  — абсолютная величина намагниченности. Для поперечного звука, распространяющегося

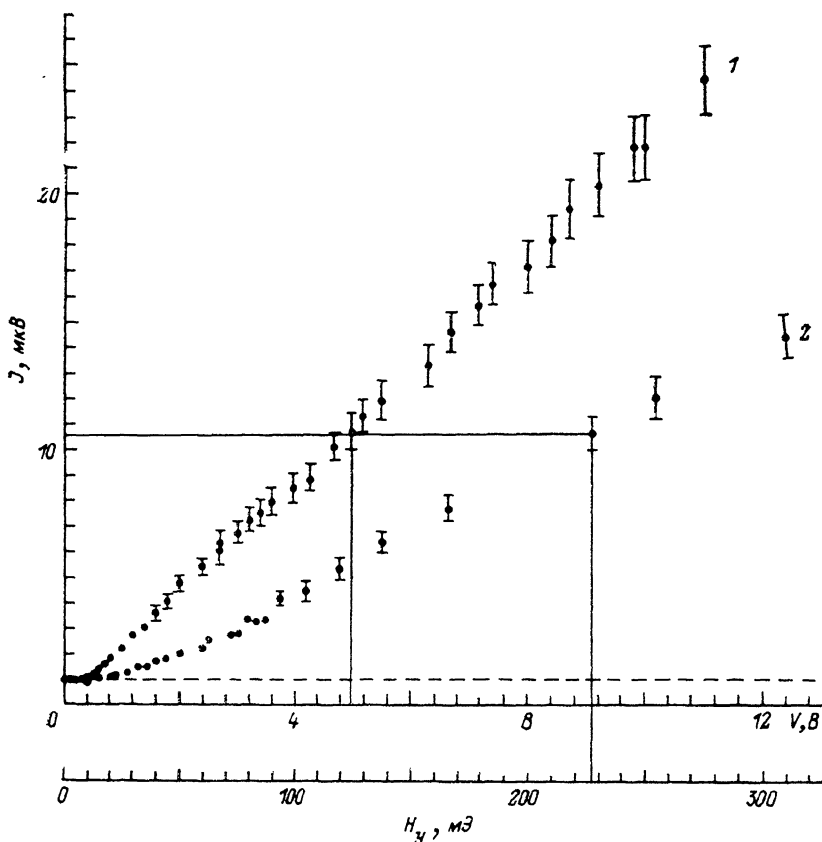


Рис. 1. Зависимости амплитуды колебаний магнитных моментов в доменах (в шкале величин магнитооптического сигнала  $\mathcal{J}$ ) от амплитуды напряжения на пьезоизлучателе  $V$ , пропорциональной амплитуде звука ( $I$ ), и от переменного магнитного поля  $H_y$ , нормального к доменным границам ( $2$ ).

Загиб при малых  $V$  и  $H_y$  связан с наличием фонового сигнала (штрихи). Из сравнения  $V$  и  $H_y$  при заданной величине  $\mathcal{J}$  определяется амплитуда упругих колебаний в образце.

вдоль легкой оси  $z$  и вызывающего колебания атомов параллельно поверхности пластины вдоль  $y$  (как было показано выше, такие волны наиболее вероятны в нашей геометрии), только  $u_{yx} \neq 0$ . Тогда эффективное поле  $H_y^{\text{эф}} = -\partial W_{\text{мг}} / \partial M_i$  в домене имеет в линейном приближении лишь компоненту  $H_y^{\text{эф}}$ . Соответствующие малые колебания  $\mathbf{M}$  в этом случае

$$M_y = (\gamma M \omega_x H_y^{\text{эф}} / (\omega_x \omega_y - \omega^2)) \cos \omega t, \quad M_x = (\gamma M \omega H_y^{\text{эф}} / (\omega_x \omega_y - \omega^2)) \sin \omega t,$$

$\omega$  — частота звука,  $\omega_i = \gamma (H_x + N_i M)$ ,  $H_x$  — поле анизотропии,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $N_i$  — размагничивающий фактор вдоль  $i$ -оси. Если теперь приложить переменное магнитное поле  $h_y$ , вызывающее такие же колебания  $\mathbf{M}$ , то можно проградуировать величину  $u_{yx}$  по соответствующим

значениям  $h_y$  ( $h_y = H_y^0 = b_2 M_z u_{yz} / M^2$ ). В эксперименте измерялась величина магнитооптического сигнала от микрообластей в доменах в зависимости от напряжения на пьезоизлучателе. Затем измерялся сигнал от этих же участков в переменном (той же частоты) магнитном поле  $h_y$  в зависимости от его амплитуды. Из сопоставления значений  $V$  и  $h_y$ , дающих одну и ту же величину сигнала (рис. 1),<sup>1</sup> и пересчета  $h_y$  в соответствующие значения  $u_{yz}$  интенсивность звуковой волны связывалась с величиной  $V$  (на данной частоте). Эта связь была линейна при всех использованных  $V$ , и, кроме того, сохранялась пропорциональность величины магнитооптического сигнала и  $V$ , что свидетельствовало о линейном режиме преобразователя и линейности колебаний  $M$  в доменах на частоте звука.

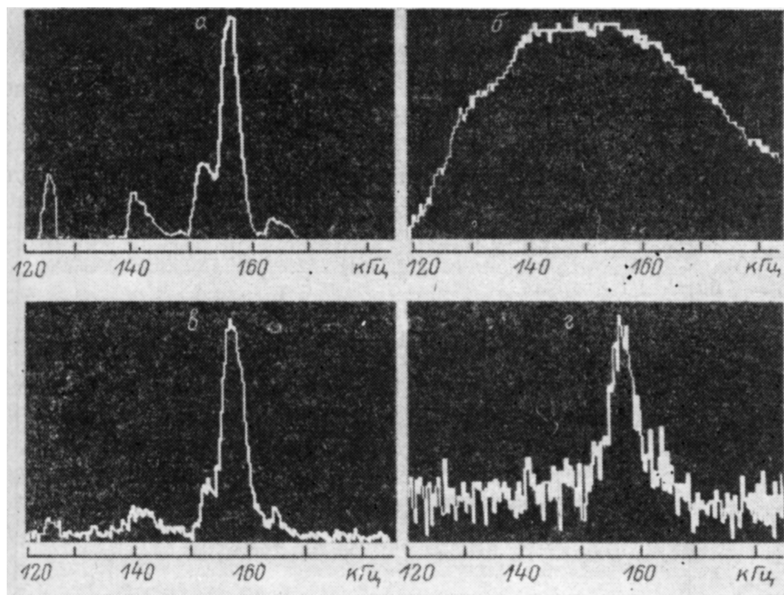


Рис. 2. Зависимости амплитуды колебаний БЛ (а), ДГ (в) и намагниченности доменов (г) от частоты напряжения на пьезоизлучателе.

Для сравнения дан спектр колебаний БЛ в переменном магнитном поле  $h_z$  (б).

2) Взаимодействие ультразвука с БЛ и ДГ. Перейдем теперь к рассмотрению воздействия звука на структуру и положение ДГ в кристалле. Наиболее сильный отклик на включение звука, как и предполагалось, демонстрировали БЛ. При малых значениях  $V$  колебания БЛ можно было наблюдать по размытию их изображения лишь на частотах упругих резонансов  $f_p^*$  (преобразователей и образца). Магнитооптический сигнал от колебаний БЛ также надежно выявлялся над уровнем шума лишь вблизи  $f_p^*$ . Однако с ростом  $V$  колебания линий на частоте звука регистрировались во всем частотном диапазоне. Типичная картина наблюдаемых изменений амплитуды колебаний БЛ вдоль границ (при  $V = \text{const}$ ) с частотой  $Z(f)$  показана на рис. 2, а. Для сравнения на рис. 2, б представлен спектр колебаний этой же БЛ в переменном магнитном поле  $h_z$  (при  $h_z^0 = \text{const}$ ). Видно, что линии резонансных колебаний БЛ в поле имеют ширину намного больше ширины пиков колебаний БЛ под действием ультразвука.

<sup>1</sup> Во время измерений в доменах образец наклонялся вокруг легкой оси на угол  $\sim 10^\circ$ . В этих условиях магнитооптический сигнал определялся в основном компонентой  $M_y$ . Отметим также, что фазы сигнала в соседних доменах при измерениях в ультразвуке сдвинуты на  $180^\circ$ , а в магнитном поле  $h_y$  совпадают. Это связано с тем, что знак эффективного поля ультразвука  $H_y^0$  определяется композицией  $M_x$ .

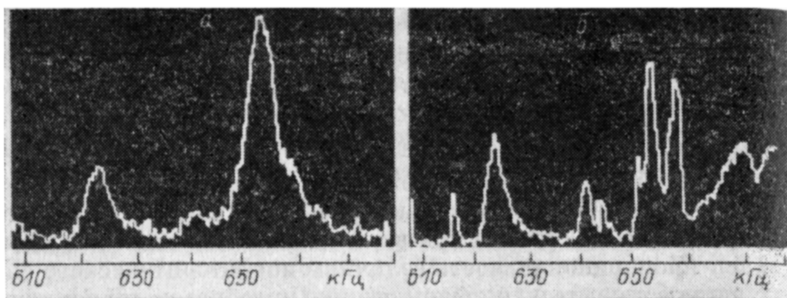


Рис. 3. Расщепление спектра колебаний БЛ под действием звука при наличии поля  $H_x$ , параллельного намагниченности субдоменов ДГ.  $H_x=0$  (а) и 1.5 Э (б).

Последние, как уже отмечалось, связаны с упругими резонансами на  $f_p^i$  и, казалось бы, не должны зависеть от структуры ДГ. Однако, как показали измерения в присутствии постоянных подмагничивающих полей, при изменении состояния БЛ наблюдается раздвоение пиков (рис. 3). Это показывает, что колебания БЛ в поле ультразвука в области частот их собственных

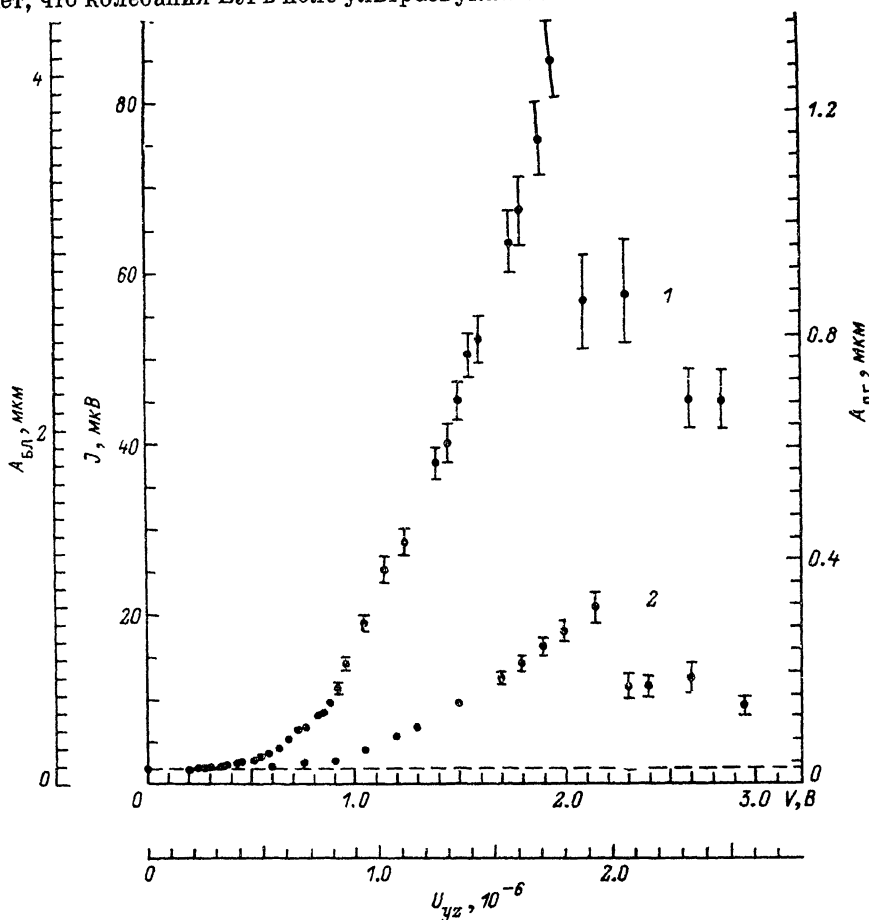


Рис. 4. Амплитуда колебаний БЛ и ДГ (приведена также шкала магнитооптического сигнала  $\mathcal{S}$ ) в зависимости от амплитуды деформаций  $u_{yx}$  в звуковой волне (показана также шкала напряжений  $V$  на пьезоизлучателе).

магнитных резонансов не просто индицируют возрастание  $u_s$  на  $f_p^i$ , но отвечают магнитоупругому возбуждению колебаний БЛ вблизи границ зоны Бриллюэна [28]. Отметим, что в соответствии с [28] наблюдаемая ширина расщепления возрастает с увеличением подмагничивающего поля, ориен-

тированного вдоль намагниченности в субдоменах границы ( $H_x$ ). Подобным же образом расщепляются и собственные линии колебаний БЛ в магнитном поле, однако расщепление видно хуже, поскольку линии широкие и перекрываются. При звуковом же возбуждении из расщепленных в  $H_x$  линий колебаний БЛ выявляются лишь узкие участки, ширина которых задается шириной упругих резонансов ( $< 10$  кГц).

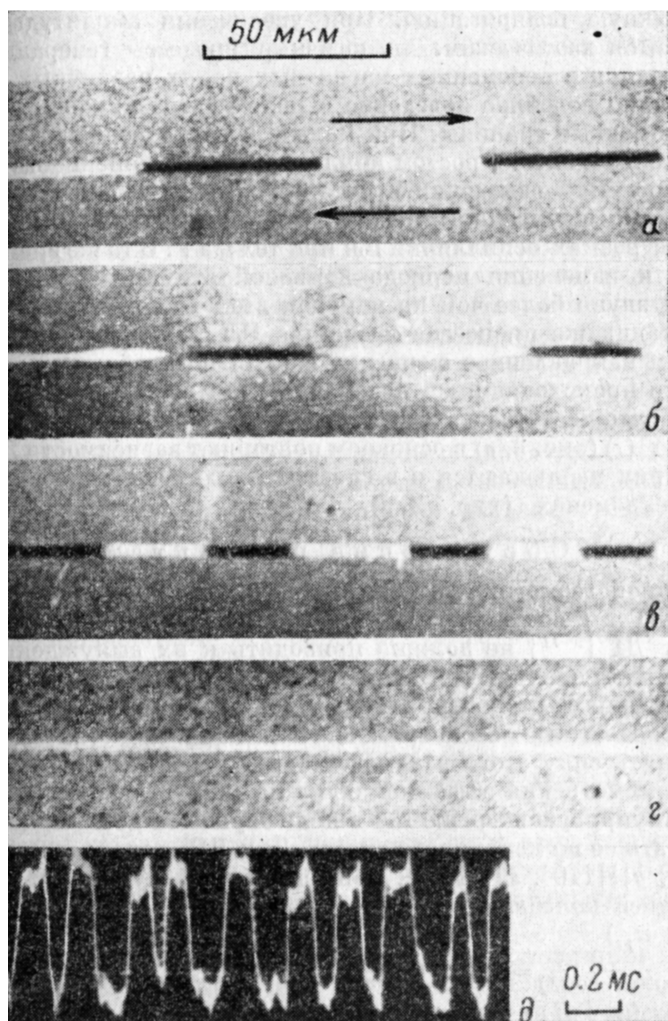


Рис. 5. Преобразования структуры ДГ при увеличении амплитуды ультразвука.

а — исходная ДГ,  $V = 0$ ; б — вынужденные колебания БЛ в поле упругой волны,  $V = 0.7$  В,  $f = 243$  кГц; в — изменение плотности БЛ,  $V = 0.85$  В; г — непрерывная генерация и дрейф БЛ,  $V = 1.2$  В; д — магнитооптический сигнал, отвечающий г.

На постоянных частотах были измерены зависимости амплитуды колебаний блоховских линий  $A$  от интенсивности звуковой волны  $V$ . На рис. 4 (кривая 1) представлена такая зависимость для  $f = 150$  кГц. Начальный загиб  $A(V)$  на рис. 4 связан с наличием фонового сигнала (его уровень отмечен штрихом), который оказывается при малых  $V$  больше полезного. Не исключено также, что при малых амплитудах сказываются эффекты послепействия. При  $V$ , когда полезный сигнал превышает уровень фона, зависимость  $A(V)$  демонстрирует линейный ход, причем аппроксимация к  $A = 0$  указывает на наличие коэрцитивности. При достижении некоторого достаточно большого значения  $V_1$  появляется излом на  $A(V)$  и разброс точек возрастает. Прямое наблюдение показывает, что начиная с  $V_1$



структура ДГ становится неустойчивой: в ней инициируются процессы зарождения и однонаправленного смещения БЛ. Сначала эти процессы происходят сравнительно редко и нерегулярно, при этом видны изменения плотности БЛ и ДГ (рис. 5, а—е), а с ростом  $V > V_1$  процесс становится квазипериодическим и изображение субдоменов в ДГ размывается (рис. 5, е). Магнитооптический сигнал в этих условиях (рис. 5, д) демонстрирует смещение через выбранную точку ДГ темных и светлых субдоменов, имеющих противоположную поляризацию. При увеличении амплитуды звука процесс становится хаотическим. Аналогичные процессы генерации и дрейфа БЛ наблюдаются в переменных магнитных полях различных ориентаций.

Качественно подобное поведение в поле ультразвуковой волны демонстрируют доменные границы. При малых  $V$  они совершают вынужденные линейные колебания, а с ростом амплитуды звука линейность нарушается примерно при том же значении  $V_1$ , что и в случае БЛ. При этом амплитуда колебаний ДГ в линейном режиме (рис. 4, кривая 2) в несколько раз меньше, чем размах осцилляций БЛ при тех же  $V$ . В то же время генерация новых ДГ и изменения периода доменной структуры начинаются при амплитудах звука более чем на порядок выше, чем необходимы для возбуждения таких же процессов в системе БЛ. Удалось наблюдать также генерацию и направленное смещение границ под действием ультразвука, аналогичные происходящим в переменном магнитном поле [29].

Отметим, что частотные изменения амплитуды колебаний границ в звуковом поле  $Y(f)$  (рис. 2, е) в основном повторяют зависимости  $Z(f)$  для БЛ. Такие же пики наблюдаются и в спектре амплитуды колебаний намагниченности в доменах (рис. 2, г).

#### 4. Обсуждение результатов

В описанной геометрии эксперимента упругая волна распространяется вдоль  $180^\circ$  ДГ и в соответствии с имеющимися линейными расчетами для одномерных ДГ [9–11] не должна приводить к их вынужденным колебаниям. Возможно, однако, что наблюдаемые колебания ДГ связаны с гиротропными силами со стороны осциллирующих в поле ультразвука блоховских линий. Поэтому рассмотрим сначала взаимодействие звука с БЛ.<sup>2</sup> Можно оценить силу этого взаимодействия, используя подход, развитый в [10] при рассмотрении эффектов звука на ДГ. Для этого нужно определить магнитоупругую энергию БЛ в поле звуковых деформаций и продифференцировать ее по координате линии. Для ДГ, параллельной плоскости  $zx$  ( $z || [111]$ ,  $y || [1\bar{1}0]$ ,  $x || [112]$ ), при поперечном звуке вдоль легкой оси  $z$  с поляризацией колебаний вдоль  $y$  (т. е. имеется лишь одна компонента деформаций  $u_{yz}$ )

$$W_{xy} = (1/M^2) (b_3^* M_y M_x - 4\sqrt{2} b_4^* M_x M_y) \sigma_{yz}, \quad (6)$$

где  $b_3^* = (4b_1 + b_2)/3$ ,  $b_4^* = (2b_1 - b_2)/12$ ,  $b_i$  — магнитоупругие константы в кубических осях. Для ИЖГ  $b_1 = 3.48 \cdot 10^6$ ,  $b_2 = 6.96 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup> [2],  $b_4^* \approx 0$ . Переходя к сферическим координатам  $M_x = M \sin \theta \cos \varphi$ ,  $M_y = M \sin \theta \sin \varphi$ ,  $M_z = M \cos \theta$  ( $\theta$  — угол  $M$  с ЛО,  $\varphi$  — угол  $M$  с плоскостью ДГ) и предполагая, что структура БЛ не изменяется под действием звука (причем  $\theta = \theta(y)$ ,  $\varphi = \varphi(z)$ ), добавку к энергии линии в поле упругой волны (смещения  $u_y = u_y^0 \sin(kz - \omega t)$ , а деформации  $u_{yz} = 1/2 k u_y^0 \cos(kz - \omega t)$ ) получим как интеграл от  $W_{xy}$  по объему линии

$$\Delta \gamma_{БЛ} = \frac{b_3^* k u_y^0}{2} \int_{-l/2}^{l/2} dz \cos(kz - \omega t) \sin \varphi(z - p) \int_{-\infty}^{\infty} \sin \theta \cos \theta dy, \quad (7)$$

здесь  $l$  — размер сегмента одной полярности в ДГ,  $p$  — координата БЛ вдоль  $z$ . Если ДГ симметрична по  $y$ , интеграл по  $dy$  обращается в нуль. Однако если в области БЛ граница несимметрична, то

<sup>2</sup> Известна лишь одна теоретическая работа по этому вопросу, в которой изучалось излучение упругих волн движущейся БЛ при ее скорости  $\sim V_s$  [30].

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sin \theta \cos \theta dy = c\Delta \neq 0$$

$\epsilon c < 1$  — безразмерная константа,  $\Delta$  — параметр толщины ДГ) и для линейного разворота  $\varphi$  в БЛ ( $\varphi(z) = \pi z / \Lambda$ ,  $\Lambda$  — ширина линии) получим силу на единицу длины БЛ со стороны звука

$$F = -\frac{\partial \gamma_{\text{БЛ}}}{\partial p} = \frac{\pi c \Delta}{\Lambda} \frac{k u_y^0 b_3^*}{2} \int_p^{p+\Delta} \cos \frac{\pi}{\Lambda} (z-p) \cos (kz - \omega t) dz = \\ = \frac{\pi c \Delta}{\Lambda} b_3^* u_y^0 \frac{k^2}{\pi^2 / \Lambda^2 - k^2} \cos \frac{k \Lambda}{2} \sin \left[ k \left( p + \frac{\Lambda}{2} \right) - \omega t \right]. \quad (8)$$

Получившаяся сила связана с градиентами деформации в звуковой волне, определяющими зависимость магнитоупругой энергии БЛ от ее положения. Она описывает прямое воздействие на БЛ поперечного звука, бегущего вдоль границ, приводящее к ее вынужденным колебаниям на частоте звука с амплитудой, пропорциональной его силе  $u_y^0$ . Этот механизм качественно мог бы объяснить выявленные линейные осцилляции БЛ. Однако оказалось, что измеренная амплитуда осцилляций более чем в  $\sim 10^4$  раз превышает вычисленную на основе (8).<sup>3</sup>

В [12] показано, что изменение энергии доменных границ  $\sigma$  в поле звуковой волны должно приводить к вариации периода ДС с частотой звука и соответственно к колебаниям ДГ (в этом случае осцилляции БЛ связаны с гиротропными силами). Магнитоупругая добавка к энергии ДГ  $\Delta \sigma$  изменит период доменов как  $d = d_0 ((\sigma_0 + \Delta \sigma) / \sigma_0)^{1/2}$ , где  $\sigma^0 = 4\sqrt{AK}$ ;  $A, K$  — постоянные обмена и анизотропии. Тогда смещение ДГ будет  $Y \approx \Delta \sigma (d_0 / 2\sigma_0)$ . В первом приближении деформации  $u_{yx}$  не изменяют  $\sigma$  (так как в  $180^\circ$  ДГ отсутствует компонента  $M_y$ ). Однако с учетом отклонения намагниченности в доменах от легкой оси на угол  $\theta_0 = 1/2 \arctg (b_3^* k u_y^0 / 2K)$  (антинаправленность  $M$  в доменах сохраняется) получается  $\sigma = 4 \sqrt{A (K \cos^2 \theta_0 - 2\pi M^2 \sin^2 \theta_0 + 1/4 b_3^* k u_y^0 \sin 2\theta_0)}$ . Так как  $\theta_0$  мал,  $\Delta \sigma / \sigma_0 \approx 1/2 (3 - 2\pi M^2 / K) \times (b_3^* k u_y^0 / 4K)^2$ . Отсюда видно, что обсуждаемый механизм в нашем случае может привести лишь к нелинейным колебаниям ДГ (они могут быть линейными в других ситуациях, например, если звук падает нормально к ДГ [12]), что качественно расходится с экспериментом. Кроме того, по величине колебания ДГ оказываются на 4 порядка больше, чем дает оценка по приведенной выше формуле для  $Y$ .

Можно попытаться объяснить наблюдаемые осцилляции БЛ и ДГ как результат непрямого воздействия на них звука через поля рассеяния, возбуждаемые им в доменах. Наиболее эффективно на БЛ действует поле  $H_x$ , связанное с выходом  $M$  из плоскости образца. Нормальная поверхности компонента  $M$ , появляющаяся в звуковом поле,  $M_x \approx (b_3^* k u_y^0 \omega \cos \omega t) / [2\gamma (H_K + 4\pi M) H_K]$ , и поле рассеяния, действующее на БЛ,  $h_x^2 \approx -4\pi M_x$ . Компонента имеет один и тот же знак во всех доменах, поэтому размагничивающее поле почти однородно. В то же время эффективное поле в пластинке при намагничивании ее по нормали внешним  $H_x^{\text{вн}}$ :  $h_x^2 = H_x^{\text{вн}} / (1 + 2\pi M^2 / K)$ . Для экспериментальных значений  $H_x^{\text{вн}}$  ( $\sim 2 \cdot 10^{-3}$  Э), приводящих к таким же колебаниям БЛ, что и звук данной амплитуды ( $k u_y^0 \sim 10^{-6}$ ), получается  $h_x^2 / h_x^2 \approx 1.6$ . Таким образом, наиболее вероятно, что выявляемые эффекты звука на ДС определяются в основном возбуждаемыми им колебаниями магнитных моментов в доменах, приводящими к осциллирующим магнито-

<sup>3</sup> Эквивалентное магнитное поле  $h_x^2$ , приводящее к тем же смещениям БЛ, что и звук, определяется как  $h_x^2 = F / 2M\Delta$ . Для частоты  $f = 150$  кГц  $k = 2.5$  см<sup>-1</sup>,  $h_x^2 / u_y^0 = \epsilon b_3^* k^2 \Delta / 2\pi M < 0.083$  Э/см. В то же время из эксперимента получается  $h_x^2 / u_y^0 \approx 1.56 \times 10^3$  Э/см.

статическим полям. Последние вызывают колебания БЛ, инициирующих через гиротропные силы вибрации ДГ. Не исключено, что колебания границ связаны также со смещением в звуковом поле нестеровьмидесятиградусных замыкающих доменов. Однако для проверки этого предположения необходимы дальнейшие экспериментальные исследования.

Переходя к процессам генерации, направленного движения и изменения плотности <sup>4</sup> БЛ и ДГ при достаточно большой интенсивности ультразвука, напомним, что качественно аналогичные явления наблюдаются в переменных магнитных полях различных ориентаций в широком диапазоне частот [<sup>29</sup>, <sup>31</sup>] много ниже  $f_{\text{ФМР}}$ . В [<sup>32</sup>, <sup>33</sup>] было показано, что высокочастотное поле может порождать эффективное квазистационарное поле, способное вызывать дрейф границ. При этом корректный расчет [<sup>33</sup>] (с усреднением по быстрой переменной в уравнениях движения) был выполнен лишь для  $f > f_{\text{ФМР}}$ . Недавно Йорданскому и Марченко [<sup>34</sup>] удалось получить квадратичную по амплитуде переменного поля среднюю во времени силу, которая должна действовать на БЛ и приводить к их одностороннему смещению. Это могло бы объяснить появление дрейфа БЛ не только в переменном магнитном поле, но и в эффективном поле ультразвука. При этом, однако, нужно иметь в виду, что частотная характеристика силы дрейфа ( $F_D \sim (4\pi^2 f^2 + \tau^{-2})^{-1}$ , где  $\tau^{-1}$  — затухание), вообще говоря, не согласуется с наблюдаемыми на эксперименте зависимостями от  $f$  полей начала дрейфа БЛ [<sup>29</sup>], которые должны быть пропорциональны  $F_D$ .

Представляется, что описанные эффекты могут рассматриваться как возникновение турбулентности в магнитной подсистеме кристалла при сильной накачке. В пользу этого говорит, в частности, периодический, с последующей хаотизацией, режим генерации БЛ и ДГ, наблюдаемый в переменных магнитных и упругих полях. Он качественно подобен автоколебаниям и переходу к хаосу поглощаемой мощности в спин-волновых экспериментах [<sup>35</sup>].

Таким образом, в настоящей работе непосредственно измерены колебания магнитных моментов в объеме доменов и осцилляции отдельных ДГ и БЛ в переменном упругом поле ультразвука. Оценки показывают, что для описания наблюдаемой реакции доменной структуры на звуковое воздействие необходимо рассматривать коллективный отклик, поскольку косвенные силы, связанные с возникающими в доменах переменными полями рассеяния, могут приводить к эффектам на БЛ и ДГ, намного превышающим прямое воздействие на них звука.

Как и в переменных магнитных полях, в сильной ультразвуковой волне инициируются низкочастотные, упорядоченные (периодические), а затем стохастические процессы генерации и направленного дрейфа БЛ и ДГ, которые, по-видимому, связаны с возникновением турбулентности в магнитной подсистеме.

Авторы выражают благодарность В. И. Никитенко за интерес к работе и ценные замечания, а также Н. П. Кобелеву за предоставление и консультации по использованию пьезокерамики.

#### Список литературы

- [1] Modern Probleme der Metallphysik. Bd 2 / Ed. A. Seeger. Berlin, N. Y., 1966. 490 p.
- [2] Ле-Кроу Р., Комсток Р. Физическая акустика / Под ред. У. Мэсона. Т. III. Ч. Б. М., 1968. С. 156—243.
- [3] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спировые волны. М., 1967. 368 с.
- [4] Tsang C. H., White R. L. // AIP Conf. Proc. 1974. N 24. P. 749—750.
- [5] Четкин М. В., Кузьменко А. П., Гадецкий С. Н., Филатов В. Н., Ахуткина А. И. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. № 5. С. 223—226.
- [6] Звездин А. К., Попков А. Ф. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 5. С. 1334—1343.

<sup>4</sup> Как отмечено выше, измерения числа доменов и их необратимое смещение в ферромагнитных металлах под действием ультразвука наблюдались ранее в [<sup>17-19</sup>].

- [7] Yeh R. J., Wigen P. E., Dötsch H. // Sol. St. Comm. 1982. V. 44. N 8. P. 1183—1186.
- [8] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. № 6. С. 2183—2195.
- [9] Недлин Г. М., Шапиро Р. X. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 6. С. 1696—1702.
- [10] Туров Е. А., Луговой А. А. // ФММ. 1980. Т. 50. № 5. С. 903—913.
- [11] Митин А. В., Тарасов В. А. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 2. С. 793—802.
- [12] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А. // ФММ. 1975. Т. 39. № 3. С. 478—485.
- [13] Панина Л. В., Преображенский В. Л. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 1. С. 287—289.
- [14] Carr W. J. // AIP Conf. Proc. 1973. N 10. P. 369—372.
- [15] Mason W. P. // Phys. Rev. 1951. V. 83. N 3. P. 683—684.
- [16] Basu B. K., Mehta M. J., Pattalwar S. M. // J. Magn. Mag. Mater. 1981. V. 23. N 3. P. 241—246.
- [17] Naascke G., Jaumann J. // Z. Angew. Phys. 1960. V. 12. N 7. P. 289—297.
- [18] Лаптей Д. А., Черкашин В. С. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1961. Т. 25. № 12. С. 1461—1464.
- [19] Bostanjoglo O. // Phys. St. Sol. (a). 1974. V. 25. N 1. P. K9—K11.
- [20] Cambou V., Le Gall H. // IEEE Trans. Magn. 1981. V. 17. N 6. P. 2784—2786.
- [21] Юров А. С., Карпов А. Н., Раев В. К., Ходенков Г. Е., Шорыгин М. П. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 4. С. 201—205.
- [22] Хакен Г. Синергетика. Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. М., 1985. 419 с.
- [23] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 620 с.
- [24] Лисовский Ф. В. Физика цилиндрических магнитных доменов. М., 1979. 192 с.
- [25] Власко-Власов В. К., Дедух Л. М., Никитенко В. И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 6. С. 2291—2304.
- [26] Горнаков В. С., Полянский А. А. // ПТЭ. 1988. № 6. С. 156—159.
- [27] Микер Т., Мейтцлер А. Физическая акустика / Под ред. У. Мэсона. Т. I. Ч. А. М., 1966. С. 140—203.
- [28] Никифоров А. В., Сохин Э. Б. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 4. С. 1309—1317.
- [29] Власко-Власов В. К., Успенская Л. С. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 4. С. 1483—1494.
- [30] Мелихов Ю. В., Переход О. А. // Укр. физ. журн. 1984. Т. 29. № 9. С. 1349—1353.
- [31] Горнаков В. С., Дедух Л. М., Никитенко В. И. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 4. С. 1505—1515.
- [32] Schlömann E. // IEEE Trans. Magn. 1975. V. 11. N 4. P. 1051—1056.
- [33] Елеонский В. М., Звездин А. К., Редько В. Г. // ФММ. 1977. Т. 43. № 1.. С. 7—14.
- [34] Иорданский С. В., Марченко В. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 5. С. 1867—1874.
- [35] Gibson G., Jeffries C. // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. N 2. P. 811—818.

Институт физики твердого тела  
АН СССР  
Черноголовка  
Московская обл.

Поступило в Редакцию  
2 ноября 1989 г.