

УДК 537.613:537.622.4:537.621.4:537.876:530.182

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ МАГНОН-ФОНОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

© 2017 г. В. В. Тихонов^{1,3, *}, С. А. Никитов^{1,2}

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского, Саратов

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники
имени В.А. Котельникова Российской академии наук, Москва.

³ООО “СпинЛаб”, Саратов.

*E-mail: tvlad4@yandex.ru

Обнаружены эффекты параметрической магнон-фононной неустойчивости и автомодуляции магнитостатических и быстрых магнитоупругих волн. Установлено, что неустойчивость вызвана распадами исходных волн, которые стимулировались высокодобротными акустическими резонансами. Наблюдались распады первого и второго рода (трех- и четырехволновые распады). Выявлены их особенности и условия существования. Установлено, что распады магнитостатических волн имеют не только нижние, но и верхние пороги. При достижении верхнего порога распады прекращаются. Существование верхних порогов было обусловлено наличием нескольких конкурирующих сценариев распада.

DOI: 10.7868/S0367676517080117

ВВЕДЕНИЕ

Исследования процессов магнон-фононного взаимодействия начались в 1958 году с открытия Спенсером и Ле-Кроу параметрического магнитоупругого резонанса [1]. В том же году Ахизер, Барьяхтар и Пелетминский опубликовали теорию связанных магнитоупругих волн в ферромагнетиках [2], а Киттель развил теорию взаимодействия спиновых и ультразвуковых волн [3]. В 1961 году Ле-Лроу, Спенсер и Гордон обнаружили исключительно высокую акустическую добротность монокристаллов железиттриевого граната (ЖИГ), которая оказалась на порядок выше, чем в монокристаллах кварца [4]. Это послужило началом масштабных исследований.

Вопросам магнитоупругого взаимодействия было посвящено большое количество работ, но до сегодняшнего дня это направление остается актуальным. На современном этапе исследуются новые ферритовые материалы и новые аспекты магнон-фононного взаимодействия [5–8]. Исследуются процессы нелинейной динамики магнитоакустического резонанса [9–13]. В работах [14, 15] был предложен метод мандельштам-бриллюэновской спектроскопии для отдельной визуализации связанных магнитных и упругих колебаний.

Особый интерес представляли эффекты гибридизации дипольных спиновых (магнитостатических) и упругих волн в тонких пластинах и многослойных феррит-диэлектрических структурах [16, 17]. Было известно, что возбуждение в пленке ЖИГ бегущих

магнитостатических волн сопровождается излучением звука вглубь немагнитной подложки гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). В обычной ситуации, когда звук рассеивается в подложке, его влияние на магнитостатические волны пренебрежимо мало. Но, если акустическая добротность структуры ЖИГ-ГГГ достаточно велика, то даже слабое излучение звука может вызывать интенсивное возбуждение акустических волноводных мод (мод Лэмба). При этом в пленочной структуре ЖИГ-ГГГ образуются гибридные быстрые магнитоупругие волны. Их возбуждение проявляется в пиковом затухании и S-образном искажении дисперсии магнитостатических волн.

Впервые быстрые магнитоупругие волны были обнаружены при нормальном намагничивании пленки ЖИГ [18]. Эффекты гибридизации наблюдались в виде регулярной серии узкополосных пиков в полосе возбуждения прямых объемных магнитостатических волн. Были измерены законы дисперсии и затухания быстрых магнитоупругих волн [19]. Впоследствии те же волны были обнаружены при касательном продольном и касательном поперечном намагничивании пленки ЖИГ [20, 21]. Нелинейные свойства быстрых магнитоупругих волн были обнаружены в работах [22, 23]. Нелинейность проявлялась в виде модуляционной неустойчивости гибридных волн.

В данной работе исследовали спектральные характеристики быстрых магнитоупругих и прямых объемных магнитостатических волн в зависимости от частоты и мощности входного сигнала. Был проведен анализ модуляционных спектров с позиции законов

сохранения энергии и импульса. Показано существование множества сценариев развития магнот-фононной неустойчивости, сделаны оценки порогов их появления и исчезновения.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для проведения экспериментов был отобран пленочный образец пленки ЖИГ с максимальной высокой акустической добротностью $Q \sim 10^3 \dots 10^4$. Образец имел размеры $12 \cdot 4$ мм, толщина пленки составляла $d \approx 4$ мкм, намагниченность насыщения пленки ЖИГ $4\pi M_0 \approx 1750$ Гс, ширина линии ферромагнитного резонанса $2\Delta H \approx 1$ Э. Толщина структуры ЖИГ-ГГГ составляла $D \approx 430$ мкм. Неоднородность толщины образца не превышала 0.5 мкм.

Эксперименты проводились при нормальном намагничивании пленки ЖИГ полем $H_0 = 1870$ Э. Возбуждение и прием прямых объемных магнитостатических волн осуществлялись при помощи микрополосковых преобразователей шириной

20 мкм, длиной 2 мм. Расстояние между входным и выходным преобразователями выбирали минимальным – равным 0.5 мм. В выбранном диапазоне частот $f = 440 \dots 460$ МГц волновые числа возбуждаемых волн составляли $q = 300 \dots 400$ см⁻¹. При этом на длине пробега 0.5 мм укладывалось по крайней мере несколько длин волн $\lambda \approx 150 \dots 200$ мкм. Исследовались спектральные характеристики прошедшего сигнала в зависимости от частоты f и мощности входного сигнала P_0 . Входная мощность определялась как разница мощностей падающего и отраженного СВЧ-сигнала. Величина входной мощности варьировалась в пределах $P_0 = 0.5 \dots 600$ мВт.

Измерялись частоты и амплитуды спектральных составляющих прошедшего сигнала. Частота сигнала выбиралась внутри и вне полосы магнитоупругого резонанса. В качестве ориентира для выбора частот использовалась амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) прошедшего сигнала, измеренная в линейном режиме при $P_0 < 1$ мВт (см. вставку I на рис. 1). Результаты измерений

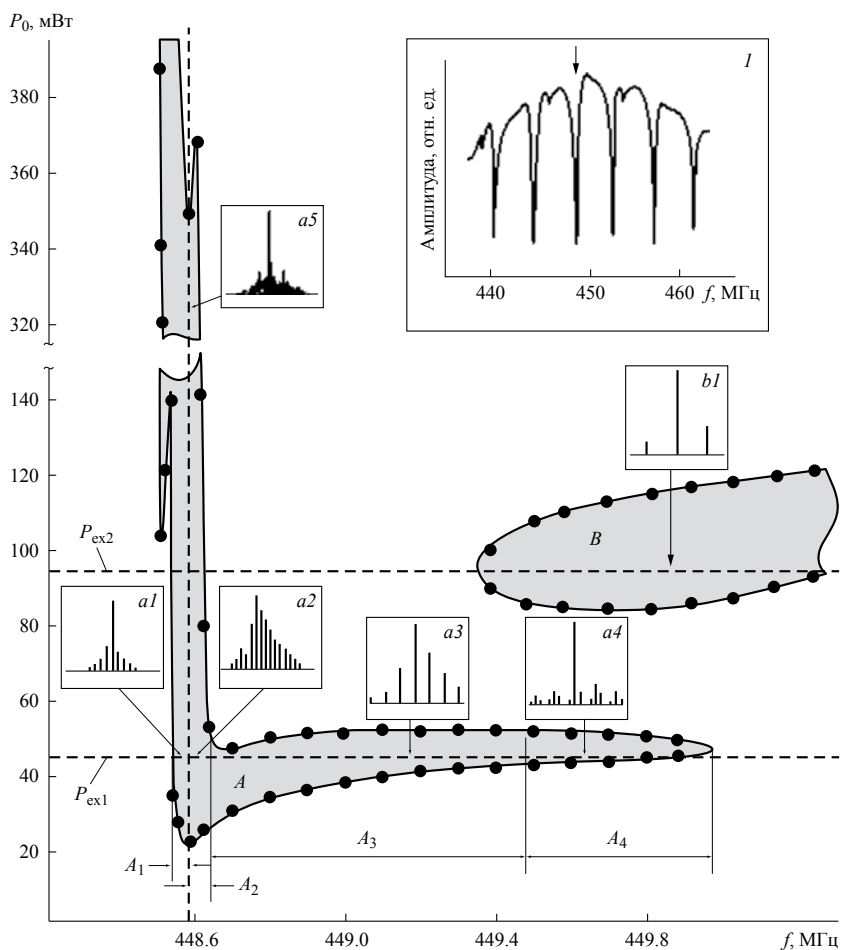


Рис. 1. Области наблюдения спектральных составляющих прошедшего сигнала. Вертикальная штриховая линия – центральная частота магнитоупругого резонанса; горизонтальные штриховые линии – фиксированные мощности входного сигнала; на вставке I – АЧХ прошедшего сигнала, измеренная в линейном режиме; на вставках $a1$ – $a5$, $b1$ – типичные виды спектров в выделенных областях.

практически не зависели от выбора пика возбуждения быстрых магнитоупругих волн, поэтому ниже приведены результаты, полученные в окрестности только одного пика, отмеченного стрелкой на вставке 1 рис. 1. Выбранный пик имел центральную частоту $f_n = 448.52$ МГц и ширину полосы $2\delta f \approx 0.6$ МГц. Выбранный пик соответствовал возбуждению сдвиговой моды Лэмба с номером $n = 104$. Интервалы частот следования соседних пиков составляли $\Delta f_n \approx 4.32$ МГц.

Порог неустойчивости фиксировался по факту зарождения в спектре прошедшего сигнала боковых гармоник (волн спутников). Величина порога P_1' оценивалась по уровню входной мощности P_0 . Такая оценка давала несколько завышенные значения порогов, так как спектры наблюдались на выходном преобразователе, где прошедший сигнал был несколько ослаблен из-за затухания волны на длине пробега. Однако для нашего эксперимента это было не столь существенным.

При мощностях входного сигнала $P_0 \geq P_1'$ спутники возникали сериями справа и слева от несущей частоты f с равными интервалами частот $\Delta f \sim 0.1 \dots 1$ МГц. Вне резонансной линии на частотах $f > f_n + \delta f_n$ был обнаружен еще и верхний порог P_1'' , при достижении которого спутники в спектре полностью исчезали. При дальнейшем увеличении мощности спутники возникали вновь и наблюдались в интервале мощностей $P_2' \leq P_0 \leq P_2''$.

На рис. 1 представлены две непересекающиеся области наблюдения спутников – области A и B (выделены штриховкой). Область A перекрывала всю полосу частот магнитоупругого резонанса и выходила за пределы резонансной полосы. Область B целиком располагалась вне полосы возбуждения быстрых магнитоупругих волн. На вставках $a1$ – $a5$ рис. 1 представлены виды спектров, наблюдаемые в области A . Спектры вида $a1$ – $a4$ наблюдались при относительно малом уровне входной мощности $P_{01} = 44$ мВт (отмечен на рис. 1 горизонтальной штриховой линией). В спектре вида $a4$ наблюдались промежуточные серии спутников, которые также имели регулярный характер. Шумовой спектр вида $a5$ наблюдался только на центральной частоте магнитоупругого резонанса f_n при мощностях $P_0 \geq 200$ мВт. При отстройке несущей частоты на ± 10 КГц шумовой спектр преобразовывался в дискретный вида $a1$ или $a2$. Существенно, что при сдвиге частоты входного сигнала f частота ближайшего спутника (высокочастотного при $f < f_n$ или низкочастотного при $f > f_n$) практически не менялась и совпадала с центральной частотой магнитоупругого резонанса f_n . При этом модуляционные частоты Δf изменялись

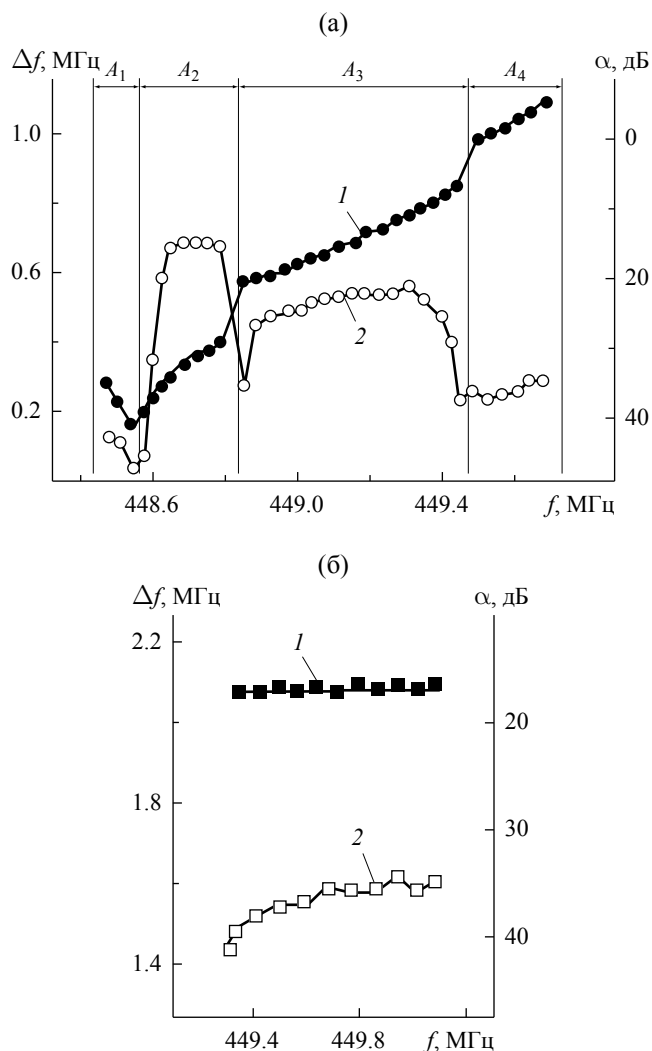


Рис. 2. Частотные зависимости модуляционных частот (кривые 1) и ослаблений ближайших спутников (кривые 2). a – в области A , b – в области B .

пропорционально сдвигу частоты входного сигнала f .

На рис. 2 представлены частотные зависимости модуляционных частот $\Delta f(f)$ (кривая 1) и амплитуд $\alpha(f)$ ближайших спутников (кривая 2), которые были измерены в области A при фиксированной мощности входного сигнала $P_{01} = 44$ мВт (рис. 2а) и в области B при $P_{02} = 85$ мВт (рис. 2б). На рис. 2а видно, что на частотах $f < f_n$ (в интервале A_1) с ростом частоты f модуляционные частоты Δf убывали, а при $f > f_n$ (в интервалах A_2, A_3, A_4) возрастали. На границах интервалов зависимость $\Delta f(f)$ испытывала небольшие скачки, которые сопровождалась резким ослаблением амплитуд волн спутников. Иная картина наблюдалась в области B . Спектр состоял только из одной пары спутников $f_{\pm 1} = f \pm \Delta f$, расположенных симметрично

относительно несущей частоты f (см. вставку $b1$ на рис. 1), причем сдвиг несущей частоты сопровождался аналогичным сдвигом обоих спутников. При этом разностная частота $\Delta f \approx 2.2$ МГц практически совпадала с полушириной интервала между соседними резонансными пиками $\Delta f_n/2 \approx 2.18$ МГц. Частотные зависимости амплитуд спутников в области B не имели ярко выраженных особенностей (см. рис. 2.б).

2. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В области A мы наблюдали эффекты модуляции быстрых магнитоупругих волн и прямых объемных магнитоэластических волн, которые сопровождалась рождением новой быстрой магнитоупругой волны на центральной частоте магнитоупругого резонанса. При этом, согласно закону сохранения энергии $\omega = \omega_1 + \Delta\omega$, где $\omega = 2\pi f$, $\omega_1 = 2\pi f_n$ – круговые частоты исходной волны и волны-спутника, должна возбуждаться еще и третья волна на разностной частоте $\Delta\omega = \omega - \omega_n$. Это не могла быть прямая объемная магнитоэластическая волна или быстрая магнитоупругая волна, поскольку ее частота $\Delta\omega \approx 0.1...1$ МГц была много меньше нижней границы спектра таких волн $\omega_0 = \gamma(H_0 - 4\pi M_0) \approx 336$ МГц, где $\gamma = 2.83$ МГц·Э⁻¹ – гиромангнитное отношение. Это также не могла быть электромагнитная волна, поскольку на этих частотах ее длина $\lambda = c/\Delta\omega \sim 10^4$ см, где $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ см·с⁻¹ – скорость света, была несоизмеримой с размерами образца. Оставалось предположить, что в результате распада возбуждалась чисто упругая волна. Это предположение было оправдано тем, что упругие волны могут возбуждаться на низких частотах, и что на данных частотах их длины $\lambda_S = v_S/\Delta\omega \leq 1$ см, где $v_S \sim 10^6$ см·с⁻¹ – скорость звука, были сравнимы с размерами образца. Для проверки этого предположения были проведены дополнительные эксперименты. К обратной стороне подложки ГГГ приклеивался пьезодатчик, который при появлении в спектре боковых гармоник уверенно регистрировал сигнал на разностной частоте $\Delta\omega$. С учетом этого становится понятным появление множества регулярных гармоник в спектрах области A (рис. 1). Их появление можно было объяснить модуляцией прямых объемных магнитоэластических волн на упругих деформациях образца. Заметим, что эффекты модуляции магнитоэластических волн на звуке наблюдались и раньше (см., например, [24]), но в прежних экспериментах звук вводился в пленку ЖИГ извне. В наших экспериментах низкочастотный звук возбуждался самопроизвольно как продукт распада исходной волны. На этом основании можно было говорить о наблюдении автомодуляции магнитоупругих волн.

Эффекты распада с возбуждением низкочастотного звука были известны и ранее. В оптике они получили название “комбинационное рассеяние” [25] и описывались нелинейными уравнениями баланса энергии и импульса

$$2\omega = \omega + (\omega_1 + \Delta\omega_S), \quad (1)$$

$$2\vec{q} = \vec{q} + (\vec{q}_1 + \Delta\vec{q}_S), \quad (2)$$

где $\Delta\omega_S$ и $\Delta\vec{q}_S$ – круговая частота и волновой вектор низкочастотного звука. Из уравнений (1), (2) непосредственно следовали уравнения распадов первого рода (трехволновые распады)

$$\omega = \omega_n + \Delta\omega_S, \quad (3)$$

$$\vec{q} = \vec{q}_n + \Delta\vec{q}_S. \quad (4)$$

Согласно закону сохранения энергии (3), в результате распада можно было ожидать рождение относительно низкочастотного (стоксового) спутника $\omega_{-1} = \omega - \Delta\omega_S$. Для возбуждения высокочастотного (антистоксового) спутника $\omega_{+1} = \omega + \Delta\omega_S$ требовалось существование звука на частоте $\Delta\omega_S$. В наших экспериментах антистоксовые спутники наблюдались без стороннего возбуждения звука. Его появление могло быть вызвано рассеянием акустической моды Лэмба.

Действительно, для магнитоэластического возбуждения моды Лэмба необходимо было выполнение условий фазового синхронизма

$$\vec{q}_S \cdot \vec{x} = \vec{q} \cdot \vec{x} \quad (5)$$

и поперечного акустического резонанса

$$\vec{q}_S \cdot \vec{z} = \frac{n\pi}{D}, \quad (6)$$

где $\vec{q}_S = \omega/v_{st}$ – волновой вектор излучаемого звука, v_{st} – скорость сдвиговой упругой волны (в ГГГ $v_{st} \approx 3.75 \cdot 10^5$ см·с⁻¹), ω и \vec{q} – круговая частота и волновой вектор быстрой магнитоупругой волны, n – номер моды акустического резонанса. Единичный вектор \vec{x} совпадает с направлением распространения магнитоэластической волны, вектор \vec{z} ориентирован по нормали структуры ЖИГ-ГГГ. Выражения (5), (6) удобнее переписать в скалярном виде:

$$q_S \cos \theta_S = q, \quad (7)$$

$$q_S \sin \theta_S = \frac{n\pi}{D}, \quad (8)$$

где $\theta_S = \arctg(n\pi/qD)$ – угол излучения звука в подложку ГГГ.

Диссипативные процессы в пленке ЖИГ обуславливают статистический разброс (дисперсию) волнового вектора излучающей волны \vec{q} и, соответственно, волнового вектора излучаемого звука \vec{q}_S . Это проявляется в случайном отклонении вектора \vec{q}_S от наиболее вероятного направления, заданного углом излучения θ_S . При этом угол отклонения $\Delta\theta_{S\pm 1}$ может быть и положительным, и отрицательным, как показано на вставках 1, 2 рис. 3. При этом в подложку будет излучаться множество плоских волн, которые в основном рассеиваются. Исключения составляют только те волны, векторы которых $\vec{q}_{S\pm 1} = \vec{q}_S \pm \Delta\vec{q}_{S\pm 1}$ удовлетворяют условиям возбуждения моды Лэмба: $q_{S\pm 1} \sin(\theta_S \pm \Delta\theta_{S\pm 1}) = n\pi/D$ и $q_{\pm 1} = q_{S\pm 1} \cos(\theta_S \pm \Delta\theta_{S\pm 1})$ на центральной частоте акустического резонанса $\omega_{\pm 1} = \omega \pm \Delta\omega_{S\pm 1} \approx \omega_n$. Здесь $\Delta\omega_{S\pm 1}$ и $\Delta\vec{q}_{S\pm 1} = \Delta\omega_{S\pm 1}/\vec{v}_{st}$ – частота и волновой вектор низкочастотного звука.

Вновь образованные моды Лэмба за счет обратного эффекта магнитострикции возбуждали в пленке ЖИГ связанные прямые объемные магнитостатические волны, из которых собственными являлись только те, которые удовлетворяли закону дисперсии быстрой магнитоупругой волны. Существование собственных волн-сателлитов было обусловлено S-образным искажением закона дисперсии быстрой магнитоупругой волны, как показано на рис. 3. Но, как следует из отношения уравнений баланса (3) и (4),

$$\frac{\omega - \omega_{\pm 1}}{q - q_{\pm 1}} = \frac{\Delta\omega_{S\pm 1}}{\Delta q_{S\pm 1}} = v_{st} > 0, \quad (9)$$

эти распады были разрешены только для волн с положительной дисперсией.

Графическая иллюстрация процессов распада быстрой магнитоупругой волны представлена на рис. 3. На дисперсионной кривой рис. 3 стрелками соединены исходные (ω, q) и конечные $(\omega_{\pm 1}, q_{\pm 1})$ точки распада быстрой магнитоупругой волны. Наклон стрелок распада определялся соотношением (9) и оставался неизменным в интервалах частот A_1 и A_2 . При этом конечные точки распада попадали на участок кривой с отрицательным наклоном дисперсии. В интервале частот A_1 распады сопровождалось рождением высокочастотных (антистоксовых) сателлитов, а в интервале A_2 – низкочастотных (стоксовых) сателлитов. Именно такая ситуация наблюдалась в наших экспериментах (см. кривую 1 на рис. 2а).

Пороги трехволновых распадов определялись из условия равенства мощности накачки ближайших сателлитов $P_{\pm 1}^{(+)} \sim w^2 P_0$ и мощности потерь волн-сателлитов $P_{\pm 1}^{(-)} \sim \exp(2v''_{\pm 1} q''_{\pm 1} / \omega_{\pm 1})$, где w – вероят-

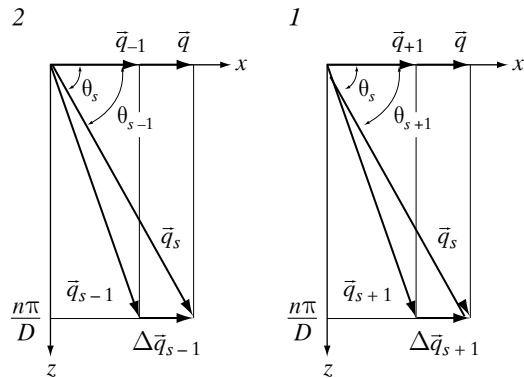
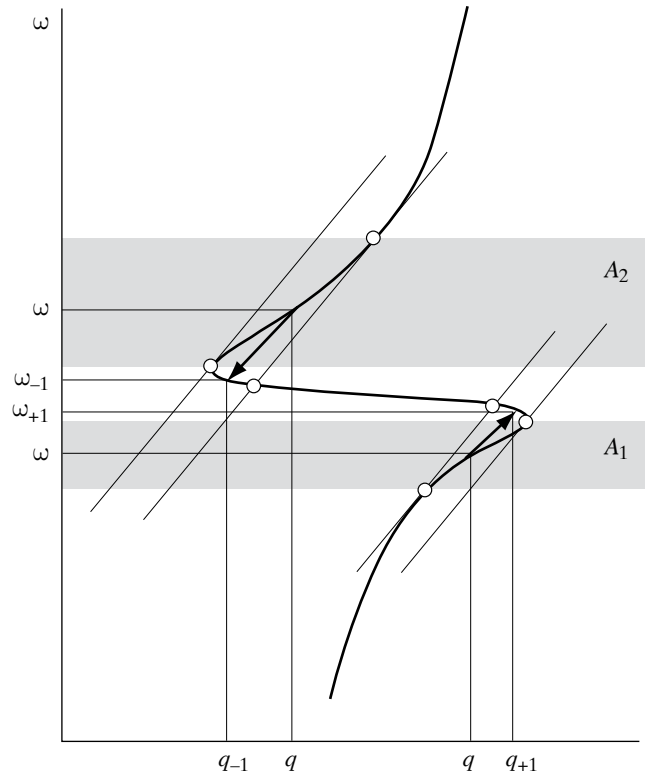
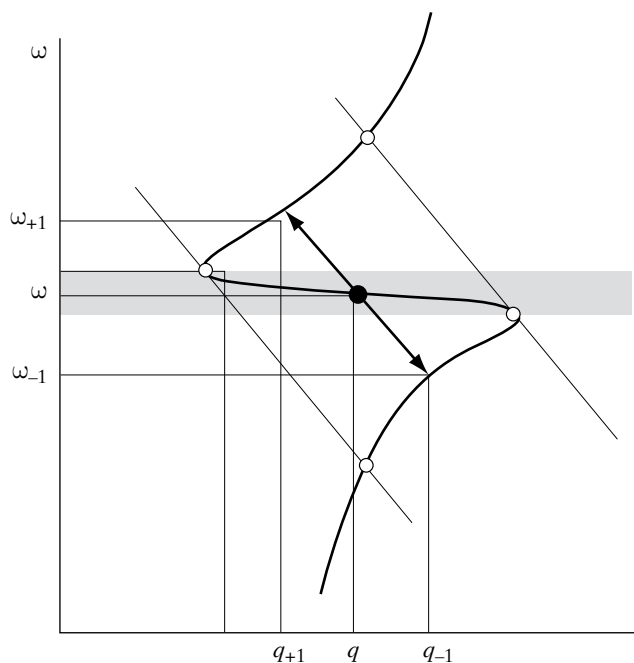


Рис. 3. Графическая иллюстрация трехволновых распадов быстрой магнитоупругой волны. На вставке 1 – иллюстрация рождения быстрой магнитоупругой волны (антистоксового сателлита), на вставке 2 – иллюстрация рождения быстрой магнитоупругой волны (стоксового сателлита).

ность отклонения волнового вектора излучаемого звука на угол $\Delta\theta_{S\pm 1}$, $v''_{\pm 1}$ и $q''_{\pm 1}$ – групповая скорость и декремент волн-сателлита. Полагая, что угол отклонения мал $\Delta\theta_{S\pm 1} \ll 1$ и подчиняется нормальному закону распределения, нетрудно было получить оценку порога входной мощности в виде

$$P'_{\pm 1} \sim \exp \left[\frac{v''_{\pm 1} q''_{\pm 1}}{\omega - \Delta\omega_{\pm 1}} + \left(\frac{n\pi}{qD} \right)^2 \left(\frac{\Delta\omega_{\pm 1}}{\omega - \Delta\omega_{\pm 1}} \right)^2 \right]. \quad (10)$$



исключало возможность существования распадов второго рода (четырёхволновых распадов), которые, как и в предыдущем случае, могли быть вызваны рассеянием мод Лэмба. Четырёхволновые распады описывались уравнениями баланса энергии и импульса в виде

$$2\omega = (\omega_{-1} + \Delta\omega_{S_{-1}}) + (\omega_{+1} + \Delta\omega_{S_{+1}}), \quad (11)$$

$$2\vec{q} = (\vec{q}_{-1} + \Delta\vec{q}_{S_{-1}}) + (\vec{q}_{+1} + \Delta\vec{q}_{S_{+1}}). \quad (12)$$

Графическая иллюстрация четырехволновых распадов быстрых магнитоупругих волн представлена на рис. 4. Как и в предыдущем случае, рассеяние излучаемого звука происходило в соответствии с законом сохранения импульса. При этом также находилась пара рассеянных волн с векторами $\vec{q}_{S_{\pm 1}} = \omega_{\pm 1} / \vec{v}_{st}$, удовлетворяющих условиям синхронизма (7) и акустического резонанса (8). Но, поскольку исходная волна была с отрицательной дисперсией, соотношение (9) становилось меньше нуля:

$$\frac{\omega - \omega_{\pm 1}}{q - q_{\pm 1}} = -\frac{\Delta\omega_{S_{\pm 1}}}{\Delta q_{S_{\pm 1}}} = -v_{st} < 0. \quad (13)$$

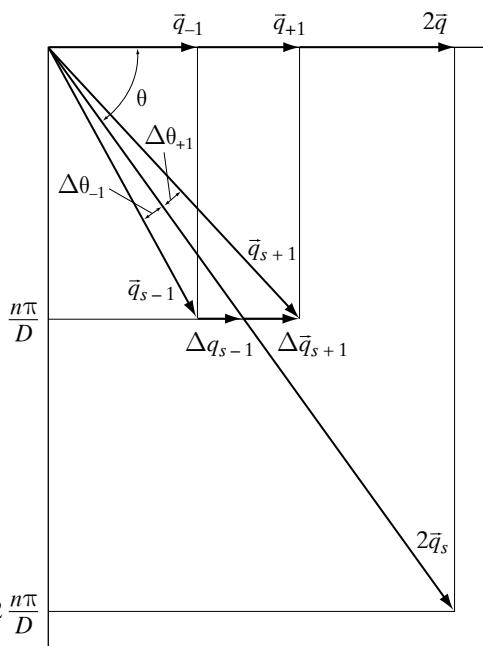


Рис. 4. Графическая иллюстрация четырехволнового распада быстрой магнитоупругой волны. На вставке иллюстрация рождения пары быстрых магнитоупругих волн (стоксового и антистоксового сателлитов).

Из выражения (10) следует, что пороги трехволновых распадов достигают минимума при $\Delta\omega_{\pm 1} \rightarrow 0$, т.е. вблизи центральной частоты магнитоупругого резонанса. Именно это и наблюдалось в наших экспериментах (см. рис. 1).

На отрицательном участке дисперсии трехволновые распады были запрещены, но это не

При этом стрелки распадов должны были иметь отрицательный наклон, как показано на графике рис. 4, а порождаемые сателлиты должны обладать положительной и более крутой дисперсией. При этом малейшая нестабильность частоты входного сигнала должна была вызывать более значительную нестабильность частот сателлитов, которая к тому же дополнительно усиливалась автомодуляцией на нестабильном низкочастотном звуке. В конечном итоге это вызывало зашумленность спектра, как показано на вставке *a5* рис. 1.

Пороговая мощность четырехволновых распадов определялась выражением

$$P'_{\pm 1} = 2 \max(P'_{-1}, P'_{+1}), \quad (14)$$

где P'_{-1}, P'_{+1} – пороги рождения стоксового и антистоксового сателлитов. При этом минимум порога достигался при условии $P'_{-1} = P'_{+1}$, которое, как следует из выражения (10), выполняется при симметричных распадах, т.е. при $\Delta\omega_{S_{-1}} = \Delta\omega_{S_{+1}}$ и $v''_{-1}q''_{-1} = v''_{+1}q''_{+1}$. Такого рода распады могут возникать на центральной частоте магнитоупругого резонанса, как показано на графике рис. 4.

Вне полосы магнитоупругого резонанса распады (в области A_3) также могли быть вызваны диссипативным рассеянием прямой объемной магнитоэластической волны. При этом волновой вектор излучаемого звука не мог удовлетворять условию поперечного резонанса (6), что, однако, не

исключало возможность возбуждения акустического резонанса на частоте рассеянного звука, как показано на вставке на рис. 5. По аналогии с предыдущим резонансы рассеянных волн приводили к рождению быстрой магнитоупругой волны и звука на разностной частоте. Однако в этом случае распады могли происходить по двум различным сценариям. В соответствии с первым сценарием $(\omega, q) \rightarrow (\omega_{-1}^{(-)}, q_{-1}^{(-)})$ можно было ожидать рождение сателлита с отрицательной дисперсией, а в соответствии со вторым сценарием $(\omega, q) \rightarrow (\omega_{-1}^{(+)}, q_{-1}^{(+)})$ – с положительной дисперсией (см. рис. 5). В обоих случаях наклоны стрелок распада определялись соотношением

$$\frac{\omega - \omega_{-1}^{(\pm)}}{q - q_{-1}^{(\pm)}} = v_{st} \sqrt{1 + \frac{(q \cdot \operatorname{tg} \theta_s - n\pi/D)^2}{(q - q_{-1}^{(\pm)})^2}}, \quad (15)$$

где $\theta_s = \arccos\left(\frac{q}{\omega} v_{st}\right)$ – угол излучения звука.

Пороги обоих сценариев распада прямой объемной магнитоэластической волны имели вид аналогичный (10), но различались количественно. Последнее обстоятельство обуславливало их жесткую конкуренцию. Реализовывался тот сценарий распада, который имел наименьший порог. При достижении порога менее выгодного сценария распада, происходило перераспределение мощности накачки. В результате действующий распад прекращался, а менее выгодный так и не мог начаться. Этим объяснялось появление верхнего порога P_1'' (порога прекращения распадов), который наблюдался вне полосы магнитоупругого резонанса.

Из анализа выражения (10) следовало, что соотношение порогов двух сценариев распада прямой объемной магнитоэластической волны было неоднозначным. На более низких частотах (в интервале A_3) более выгодными оказывались распады по первому сценарию, поскольку в конечных точках распада соотношения групповых скоростей $v_{-1}^{(-)} \ll v_{-1}^{(+)}$ и разностных частот $\Delta\omega_{-1}^{(-)} < \Delta\omega_{-1}^{(+)}$ превалировали над соотношением декрементов сателлитов $q_{-1}^{(-)} \gg q_{-1}^{(+)}$. На более высоких частотах (в интервале A_4), когда конечные точки распада располагались вблизи области перегиба дисперсионной кривой, более выгодными становились распады по второму сценарию, так как здесь групповые скорости $v_{-1}^{(-)} \approx v_{-1}^{(+)}$ и разностные частоты $\Delta\omega_{-1}^{(-)} \approx \Delta\omega_{-1}^{(+)}$ примерно сравнивались, а соотношение декрементов $q_{-1}^{(-)} \gg q_{-1}^{(+)}$ оставалось в силе из-за пикового

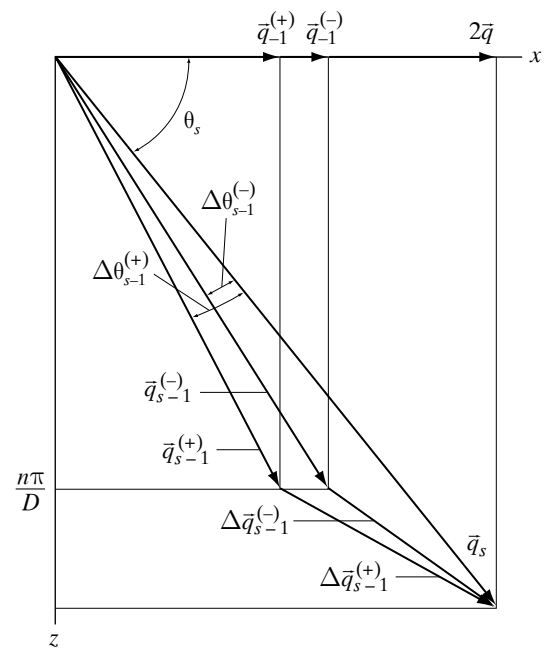
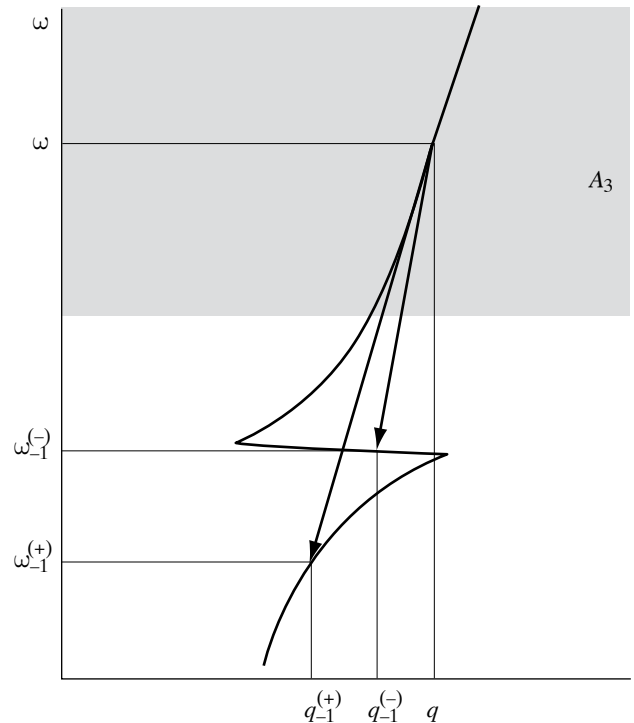


Рис. 5. Графическая иллюстрация двух сценариев трехволнового распада прямых объемных магнитоэластических волн. На вставке – иллюстрация рождения быстрых магнитоупругих волн (стоксовых сателлитов) с отрицательной дисперсией (первый сценарий) и с положительной дисперсией (второй сценарий).

затухания быстрых магнитоупругих волн. В точке перехода от одного сценария к другому пороги обоих распадов сравнивались, но при этом, как было

показано выше, распады вообще не могли существовать. Этим, по-видимому, был обусловлен резкий спад амплитуд сателлитов на границе интервалов A_3 и A_4 (см. кривую 2 на рис. 2а).

При достаточно высокой интенсивности распадов по второму сценарию возникали вторичные распады быстрых магнитоупругих волн-сателлитов, механизм которых был рассмотрен выше (в интервале A_1). В результате вторичных распадов порождалась еще одна быстрая магнитоупругая волна (антистоксовый сателлит) и звук на еще более низкой разностной частоте. Автомодуляция прямых объемных магнитостатических волн на вторичном звуке вызывала появление промежуточных серий модуляционных частот, которые наблюдались в спектрах $a4$ на рис. 1.

В области B при мощностях, значительно превышающих пороги прекращения трехволновых распадов прямых объемных магнитостатических волн, возникали четырехволновые распады этих волн, которые описывались уравнениями баланса (11), (12). Как и в предыдущем случае, диссипативное рассеяние прямых объемных магнитостатических волн сопровождалось излучением в подложку упругих волн с волновыми векторами $2\vec{q}_s = 2\omega/\vec{v}_{st}$, $\vec{q}_{S_{\pm 1}} = \omega_{\pm 1}/\vec{v}_{st}$, $\Delta\vec{q}_{S_{\pm 1}} = \Delta\omega_{\pm 1}/\vec{v}_{st}$, как показано на рис. 6. Эти волны не удовлетворяли условию акустического резонанса, но при этом не исключалась возможность резонанса суммарного вектора низкочастотного звука

$$(\Delta\vec{q}_{S_{-1}} + \Delta\vec{q}_{S_{+1}}) \cdot \vec{z} = \frac{l\pi}{D}. \quad (16)$$

Поперечные резонансы (16) обуславливали возбуждение собственных низкочастотных мод Лэмба l -го порядка. При этом, согласно законам сохранения, в пленке должна возбуждаться пара сопутствующих прямых объемных магнитостатических волн на частотах $\omega_{\pm 1} = \omega \pm \Delta\omega_{S_{\pm 1}}$. Выражения для разностных частот $\Delta\omega_{S_{\pm 1}}$ были получены из условия (16). Для этого его удобнее было переписать в скалярном виде:

$$\frac{\Delta\omega_{S_{-1}}}{v_{st}} \sin(\theta_S + \Delta\theta_{S_{-1}}) + \frac{\Delta\omega_{S_{+1}}}{v_{st}} \sin(\theta_S - \Delta\theta_{S_{+1}}) = \frac{l\pi}{D}. \quad (17)$$

Тогда для случая симметричных распадов $\Delta\omega_{S_{-1}} = \Delta\omega_{S_{+1}}$ и с учетом малости углов рассеяния $\Delta\theta_{S_{\pm 1}} \ll 1$ нетрудно было получить простое выражение

$$\Delta\omega_{S_{\pm 1}} = \frac{1}{2} \frac{l\omega_1}{\sin\theta_S}, \quad (18)$$

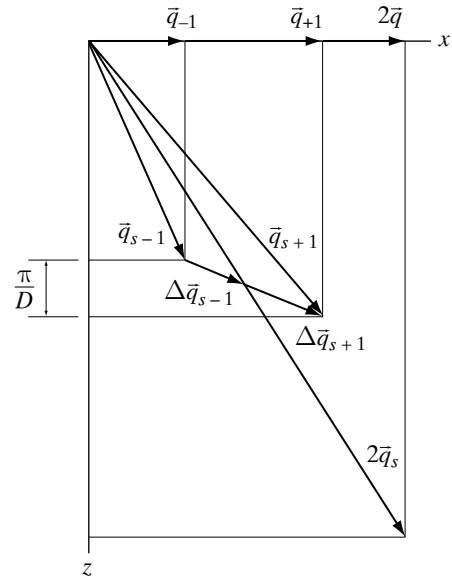


Рис. 6. Графическая иллюстрация сценариев четырехволнового распада прямых объемных магнитостатических волн.

где $\theta_S = \text{arctg}(q/q_{st}) \approx \pi/2$ – угол излучения звука соответственно $\sin\theta_S \approx 1$, $\omega_1 = \pi v_{st}/D = \Delta\omega_n$ – частота отсечки первой моды Лэмба, совпадающая с интервалом частот соседних пиков на рис. 1. Заметим, что в выражение (18) не входит частота ω . Это означает, что при сдвиге частоты исходной прямой объемной магнитостатической волны разностные частоты $\Delta\omega_{S_{\pm 1}}$ должны оставаться неизменными, что и наблюдалось в области B . Согласно (18), при четырехволновых распадах прямых объемных магнитостатических волн могли возбуждаться низкочастотные моды Лэмба с номерами $l = 1, 2$ и так далее. Это означало возможность существования множества сценариев распада. Однако в действительности, как было показано выше, мог быть реализован только один сценарий. В нашем случае это сценарий с возбуждением первой моды Лэмба, поскольку именно он имел наименьший порог P_2' . Он же обуславливал рождение сателлитов на разностной частоте $\Delta\omega_{S_{\pm 1}} \approx \Delta\omega_n/2$. При достижении порога распада с возбуждением второй моды Лэмба P_2'' , когда $\Delta\omega_{S_{\pm 1}} \approx \Delta\omega_n$, распады прекращались. Этим объяснялось появление верхней границы области B .

Отсутствие регулярных серий модуляционных частот в спектрах области B объяснялось отсутствием поверхностных деформаций структуры ЖИГ-ГГГ при возбуждении первой (полуволновой) моды Лэмба. Понятно, что при отсутствии деформации в пленке ЖИГ магнитострикционный механизм модуляции прямых объемных магнитостатических волн не действовал.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, было установлено, что эффекты параметрической магнон-фононной неустойчивости характеризуются разнообразием типов. Общим для них являлось то, что все они были вызваны диссипативным рассеянием связанных волн и стимулировались высокодобротными акустическими резонансами. Была показана возможность существования трех- и четырехволновых распадов быстрых магнитоупругих волн и прямых объемных магнитостатических волн. В результате распадов возбуждались новые быстрые магнитоупругие волны и низкочастотный звук. Возбуждение низкочастотного звука обуславливало появление эффектов автомодуляции прямых объемных магнитостатических волн, которые приводили к появлению множества регулярных составляющих в спектре прошедшего сигнала.

Трехволновые распады быстрых магнитоупругих волн обуславливали возможность рождение как стоксовых, так и антистоксовых волн-сателлитов. Эти распады были разрешены только на боковых частотах магнитоупругого резонанса, где дисперсия быстрых магнитоупругих волн имела положительный наклон. Продуктами распада являлись новая быстрая магнитоупругая волна на центральной частоте магнитоупругого резонанса и чисто упругая волна на разностной частоте. На центральной частоте магнитоупругого резонанса, где дисперсия быстрой магнитоупругой волны была отрицательной, возникали четырехволновые распады, продуктами которых являлись пара новых быстрых магнитоупругих волн на боковых частотах магнитоупругого резонанса и чисто упругая волна на удвоенной разностной частоте.

Вне полосы магнитоупругого резонанса возникали трех- и четырехволновые распады прямых объемных магнитостатических волн. Продуктами трехволнового распада являлись ближайшая и более низкая по частоте быстрая магнитоупругая волна и чисто упругая волна на разностной частоте. При этом распады прямых объемных магнитостатических волн могли происходить по двум различным сценариям: с возбуждением быстрой магнитоупругой волны на центральной частоте магнитоупругого резонанса (в области отрицательного наклона дисперсии) и на удаленной боковой частоте (в области положительного наклона дисперсии). Из двух сценариев распада реализовывался только один, имеющий наименьший порог начала распада. Достижение порога менее выгодного сценария приводило к прекращению процессов распада. Соотношение порогов прямых объемных магнитостатических волн

было неоднозначным. На более высоких частотах, где порог распада по второму сценарию оказывался ниже, можно было наблюдать вторичные трехволновые распады, которые сопровождалось рождением новых быстрых магнитоупругих волн (антистоксовых сателлитов) и еще более низкочастотного звука.

При мощностях, значительно превосходящих верхний порог трехволнового распада прямых объемных магнитостатических волн, возникали четырехволновые распады этих волн, в результате которых рождалась симметричная пара новых прямых объемных магнитостатических волн и чисто акустическая мода Лэмба первого порядка. Эти распады также имели множество сценариев. При достижении порога менее выгодного сценария с возбуждением второй моды Лэмба четырехволновые распады прямых объемных магнитостатических волн прекращались.

Обнаруженные эффекты параметрической магнон-фононной неустойчивости могут представлять практический интерес как эффективный способ преобразования частоты и типа сигнала. В частности, они могут быть использованы для построения безгетеродинных устройств понижения частоты СВЧ-сигнала на 2–3 порядка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Spencer E.G., Le Craw R.C.* // Phys. Rev. Lett. 1958. V. 7. № 1. P. 241.
2. *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. № 1. С. 228.
3. *Kittel C.* // Phys. Rev. 1958. V. 110. № 4. P. 836.
4. *Le Craw R.C., Spencer E.G., Gordon E.I.* // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6. № 9. P. 620.
5. *Жуков Е.А., Кузьменко А.П.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. № 4. С. 58.
6. *Кызыргулов И.Р., Альмухаметова Н.Р.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 5. С. 732.
7. *Бучельников В.Д., Даньшин Н.К., Долгушин Д.М. и др.* // Физика тв. тела. 2005. Т. 47. № 10. С. 1813.
8. *Гуляев Ю.В., Тарасенко С.В., Шавров В.Г.* // УФН. 2011. Т. 181. № 6. С. 595.
9. *Ye M., Dotsch H.* // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. № 17. P. 9458.
10. *Мирсаев И.Ф.* // Физика тв. тела. 1998. Т. 40. № 11. С. 2080.
11. *Бугаев А.С., Горский В.Б.* // Физика тв. тела. 2002. Т. 44. № 7. С. 1285.
12. *Харисов Т., Шамсутдинов М.А., Сакаев Р.Д.* // ФММ. 2004. Т. 97. № 2. С. 3.

13. Вахитов Р.М., Ряхова О.Г. // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 8. С. 59.
14. Litvinenko A.N., Sadovnikov A.V., Tikhonov V.V. et al. // IEEE Magn. Lett. 2015. V. 6. С. 7303930.
15. Тихонов В.В., Литвиненко А.Н., Садовников А.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 10. С. 1389.
16. Бугаев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. и др. // Физика тв. тела. 1981. Т. 23. № 9. С. 2647.
17. Бугаев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. и др. // РЭ. 1982. № 10. С. 1979.
18. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Казаков Г.Т. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 39. № 9. С. 500.
19. Казаков Г.Т., Тихонов В.В., Зильберман П.Е. // Физика тв. тела. 1983. Т. 25. № 8. С. 2307.
20. Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В. // ЖТФ. 2002. Т. 47. № 1. С. 38.
21. Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В. // РЭ. 2002. Т. 47. № 8. С. 1002.
22. Зильберман П.Е., Казаков Г.Т., Тихонов В.В. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 13. С. 769.
23. Зильберман П.Е., Куликов В.М., Темиряев А.Г. и др. // Физика тв. тела. 1988. Т. 30. № 5. С. 1540.
24. Медников А.М., Попков А.Ф. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 8. С. 485.
25. Брандмюллер И., Мозер Г. Введение в спектроскопию комбинационного рассеяния света. Пер. с нем. М.: Наука, 1964. 628 с.