

УДК 535.243

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С ДОМЕННЫМИ ГРАНИЦАМИ В ПЛЕНКАХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ С ОДНООСНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

С. Ю. Давыдов, С. К. Тихонов, С. Э. Хабаров

Проведены измерения затухания и скорости поверхностных акустических волн в пленках редкоземельных феррит-гранатов во внешнем магнитном поле. Исследованы частотные характеристики и зависимость затухания от расстояния. Показано, что наблюдаемые эффекты определяются доменными границами.

1. Исследования магнитоупругих свойств неоднородно-намагниченной анизотропной среды акустическими методами являются актуальной задачей физики магнитных диэлектриков.

Одним из наиболее интересных объектов исследования в рамках этой проблемы представляются эпитаксиальные пленки феррит-гранатов, где

Параметры исследуемых образцов

	I	II
Толщина, мкм	6.4	4.7
Поле коллапса ЦМД H_c , Э	85	128
Намагниченность насыщения $4\pi M_S$, Гс	152	282
Поле одноосной анизотропии H_A , Э	1000	1600

может существовать регулярная доменная структура (ДС), например полосовая [1]. Наиболее адекватным методом исследования таких объектов является измерение характеристик распространения (затухания и изменения скорости поверхностных акустических волн (ПАВ) [2-9]). Большинство экспериментов проводилось на пленках железоиттриевого граната, где магнитные и акустические потери чрезвычайно малы. Пленки редкоземельных феррит-гранатов, отличающиеся большими магнитными потерями, исследованы сравнительно мало [7-9].

2. Образцы, на которых проводились измерения затухания и скорости ПАВ в зависимости от величины и направления внешнего магнитного поля, представляли собой линии задержки (ЛЗ), состоящие из подложки, выполненной из гадолиний-галлиевого граната ориентации (111), эпитаксиальной пленки редкоземельного феррит-граната, полученной методом жидкофазной эпитаксии, пьезоэлектрической пленки ZnO, выращенной методом магнетронного ионного реактивного распыления, и встречно-штыревых преобразователей (ВШП), выполненных из Al и ориентированных в плоскости (111) таким образом, чтобы направление распространения возбуждаемых ими ПАВ были коллинеарны [10]. В экспериментах использовались ЛЗ, имевшие центральные частоты 40, 80 и 160 МГц. Расстояние между центрами ВШП варьировалось в пределах от 2.5 до 25 мм. Для исследований были взяты образцы двух составов: $Y_1Sm_{0.25}Tm_1Ca_{0.75}Fe_{4.9}Ge_{0.9}O_{12}$ (I), $Y_{1.31}Sm_{0.34}Lu_{0.46}Ca_{0.88}Fe_{4.12}Ge_{0.89}O_{12}$ (II), параметры которых приведены в таблице.

3. Затухание ПАВ рэлеевского типа в исследованных ЛЗ измерялось по изменению амплитуды огибающей радиоимпульса при его прохождении через ЛЗ, помещенную в электромагнит.

На рис. 1 представлены зависимости затухания ПАВ от величины планарного поля H_{\parallel} , направленного вдоль $[110]$. При противоположном направлении поля картина не изменяется. Аналогичные результаты были получены в [8, 9]. Авторы [8] считают, что наблюдаемая зависимость $A(H_{\parallel})$ есть обычная магнитоакустическая резонансная характеристика, а значительная ширина кривой объясняется большими потерями в спиновой системе, характерными для редкоземельных феррит-гранатов. Однако, как было показано в [9] и следует из наших данных, в полях, превышающих поле анизотропии H_A , затухание резко спадает до нуля. Следовательно, можно заключить, что затухание ПАВ существенным образом

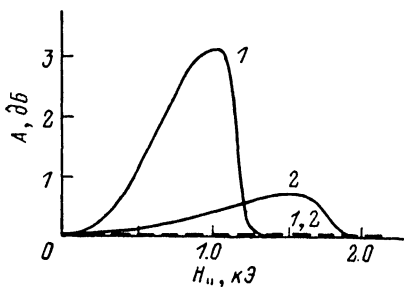


Рис. 1. Зависимость затухания ПАВ A от поля H ($f=80$ МГц).

1 — образец I, 2 — образец II. Сплошная линия — $H_{\perp} < H_c$, штриховая — $H_{\perp} > H_c$.

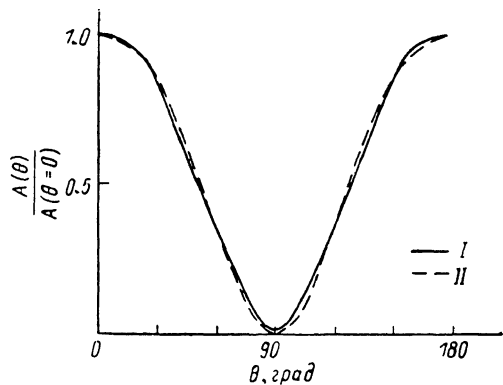


Рис. 2. Зависимость относительного затухания ПАВ от угла θ ($f=80$ МГц).

$H_{\parallel} = 800$ и 1200 Э для образцов I и II соответственно.

зависит от состояния гранатовой пленки (многодоменной или насыщенного). Корреляция между спадом затухания и исчезновением ДС подтверждается зависимостью A от поля H_{\perp} , перпендикулярного плоскости пленки (рис 1): при $H_{\perp} > H_c$, когда пленка переходит в насыщенное состояние, затухание почти скачкообразно падает до нуля. Таким образом, можно заключить, что спад затухания связан не с уходом от точки магнитоакустического резонанса, а с исчезновением многодоменной структуры.

Говоря о ДС исследованных пленок, следует отметить, что при нулевом значении внешнего поля H_{\parallel} ДС была лабиринтного типа, а при $H_{\parallel} = 50 \div 100$ Э возникали блоки полосовых доменов, ориентированных преимущественно по полю H_{\parallel} . Однако вплоть до насыщения образцов имелись участки полосовых доменов, повернутых относительно H_{\parallel} на угол порядка 30° . Их доля от общего числа доменов (т. е. отношение площади, занимаемой ими, к общей площади) составляла 20—30 %.

На рис. 2 представлены зависимости нормированного затухания ПАВ от угла θ между направлением распространения волны k и H_{\parallel} . Затухание максимально, когда k и H_{\parallel} коллинеарны, и близко к нулю при $\theta = 90^\circ$. Так как полосовые домены выстраиваются преимущественно по полю H_{\parallel} , то отсюда следует, что существенно затухает только ПАВ, распространяющаяся вдоль доменов. Таким образом, возникает следующая картина явления: 1) домен является «прозрачным», а затухание ПАВ происходит на доменной границе (ДГ); 2) при приложении магнитного поля H_{\parallel} вследствие перестройки ДС пленки увеличивается длина пути ПАВ вдоль ДГ и затухание возрастает (рис. 1); 3) при достижении критического значения поля, когда образец насыщается, затухание спадает до нуля.

4. Для измерения скорости ПАВ использовалось включение ЛЗ в цепь обратной связи ПАВ автогенератора [10].

На рис. 3 приведены зависимости относительного изменения скорости $\Delta v/v$ от планарного магнитного поля при нескольких значениях θ . Для образца I $\Delta v/v$ спадает с ростом H_{\parallel} до полей $H_{\parallel} \leq H_B$, затем резко возрастает до значений, близких к $\Delta v/v$ при $H_{\parallel}=0$. Аналогичный характер

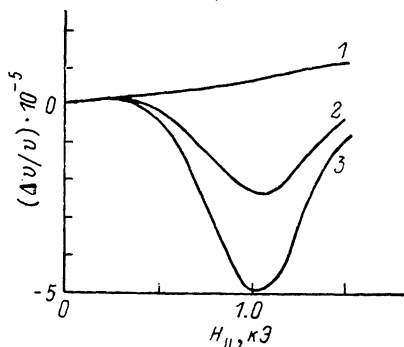


Рис. 3. Зависимость относительного изменения скорости ПАВ от поля H_{\parallel} для образца I. $\theta=90$ (1), 45 (2) и 0° (3).

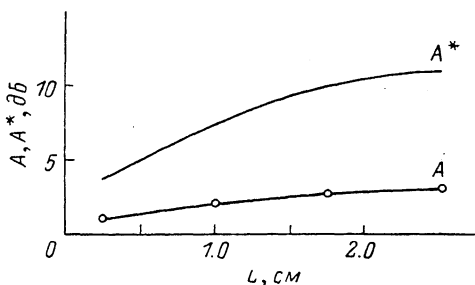


Рис. 4. Зависимость затухания ПАВ в слоистой структуре A и пленке A* от расстояния L между ВШП для образца I.

имеет зависимость $\Delta v/v$ и для образца II. Из сравнения рис. 3 с рис. 1, 2 видно, что изменение скорости коррелирует с затуханием. Следовательно, качественная картина, предложенная для описания экспериментов по затуханию ПАВ, применима и в данном случае. В пользу этого говорит и то, что измерения зависимости $\Delta v/v$ от поля $H_{\perp} \leq H_c$ и $H_{\perp} > H_c$ дают существенно различный результат: при $H_{\perp} \leq H_c$ величина H_{\perp} не влияет на

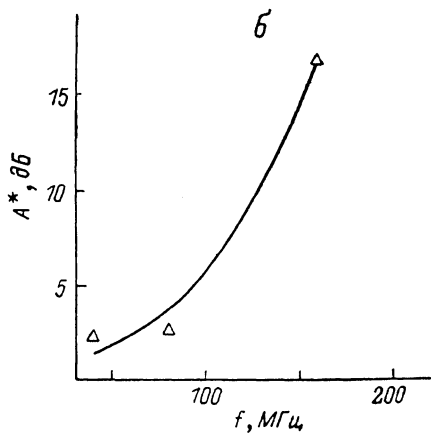
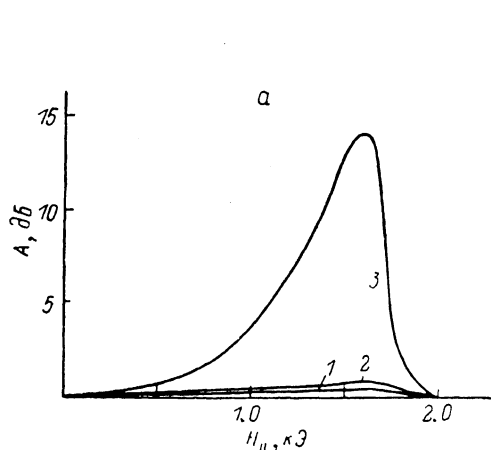


Рис. 5. Зависимости затухания ПАВ A от поля H_{\parallel} для различных частот (а) и A^* от частоты при $H_{\parallel}=1200$ Э (б).

f , МГц: 1 — 40, 2 — 80, 3 — 160.

отношение $\Delta v/v$; если же $H_{\perp} > H_c$ и образец переходит в насыщенное состояние, то независимо от величины H_{\parallel} наблюдается сравнительно медленный рост $\Delta v/v$ с увеличением H_{\perp} .

5. Измерения, описанные выше, проводились при расстоянии между ВШП $L=10$ мм. Результаты измерений $A(L)$ при фиксированном значении поля H_{\parallel} для образца I показаны на рис. 4. Здесь следует, однако, отметить, что в экспериментальной установке измерялось полное затухание ПАВ в слоистой структуре. Так как длина ПАВ λ превышала толщину пленки h , то для определения на основании измеренных значений

А затухания ПАВ в гранатовой пленке A^* было использовано соотношение, предложенное в работе [11]

$$A = rA^* + (1 - r) A^{**},$$

где A^{**} — затухание ПАВ в подложке; r — доля энергии ПАВ, сосредоточенная в пленке толщиной h . Затухание A^{**} в силу отсутствия магнитоупругого взаимодействия в подложке считаем равным нулю. График $A^*(L)$ приведен на рис. 4. Аналогичный характер имеет зависимость $A^*(L)$ и для образца II. Из рис. 4 видно, что затухание не является экспоненциальной функцией расстояния.

Для изучения процессов взаимодействия ПАВ со спиновой системой гранатовой пленки большой интерес представляет также зависимость величины наблюдаемых эффектов от частоты ПАВ. Насколько известно авторам, подобные эксперименты в литературе не описаны. Такие измерения были проведены на образцах II. Качественный характер зависимостей затухания ПАВ от внешнего магнитного поля не менялся для трех значений частот ПАВ: 40, 80 и 160 МГц. Однако величина A (при прочих фиксированных параметрах) возрастает

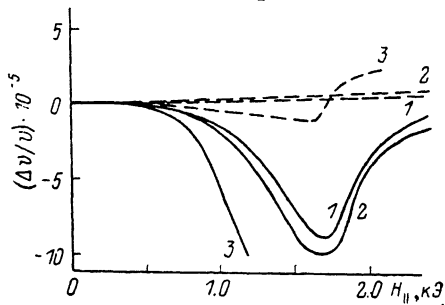


Рис. 6. Зависимость относительного изменения скорости ПАВ $\Delta v/v$ от поля $H_{||}$ для образца II.

Сплошная линия — $\theta=0$, штриховая — 90° . 1 — $f_1=41$, 2 — $f_2=82.8$, 3 — $f_3=157$ МГц.

с увеличением частоты ПАВ (рис. 5, а). Зависимость $A^*(f)$, учитывающая, что с изменением частоты меняется доля энергии ПАВ, сосредоточенная в пленке, представлена на рис. 5, б.

Зависимость изменения скорости от частоты представлена на рис. 6.¹ Метод ПАВ автогенератора, являясь весьма чувствительным, позволил выявить ряд особенностей. Так, при $H_{||} \perp k$ ($\theta=90^\circ$), когда измеренное затухание близко к нулю, для частот f_1, f_2 наблюдалось монотонное возрастание $\Delta v/v$ с ростом $H_{||}$, причем эта зависимость является значительно более слабой, чем уменьшение $\Delta v/v$ с ростом $H_{||}$ при малых θ . Для f_3 , когда эффект изменения скорости является более сильным, наблюдается уменьшение $\Delta v/v$ при увеличении магнитного поля до $H_{||} \leq H_A$ и при $\theta=90^\circ$. Наличие такого уменьшения можно связать с тем фактом, что с ростом $H_{||}$ не все полосовые домены выстраиваются вдоль поля (и соответственно перпендикулярно k).

6. Природа выявленных закономерностей затухания и изменения скорости ПАВ требует построения соответствующей теории. Однако основной результат работы — доминирующая роль ДГ — можно объяснить на основе имеющихся представлений. Как показал еще Винтер [12] (см. также [13]), многодоменная структура характеризуется двумя резонансными частотами: $\omega_{01} = \hbar^{-1} [2K'M_S \cdot 4\pi (g\beta)^2 M_S]^{1/2}$, отвечающей колебаниям магнитного момента в ДГ, и $\omega_{02} = \hbar^{-1} [2KM_S \cdot 4\pi (g\beta)^2 M_S]^{1/2}$, соответствующей колебаниям в доменах. Здесь M_S — намагниченность насыщения, K — константа одноосной анизотропии, K' — константа квазиупругой энергии блоховской стенки (БС), g — фактор Ланде, β — магнетон Бора. Определяя константу анизотропии известным соотношением $K = H_A M_S / 2$ [14], получим: $K M_S^2 = 6 \cdot 10^3$ (I) и $18 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³ (II). Отсюда находим: $\omega_{02} = 5.2 \cdot 10^9$ (I) и $8.9 \cdot 10^9$ рад·с⁻¹ (II). Предполагая, как и авторы работы [13], что $K' = 10^{-2} K$, получим, что резонансная частота колебаний магнитного момента в ДГ $\omega_{01} = 5.2 \cdot 10^8$ (I) и $8.9 \cdot 10^8$ рад·с⁻¹

¹ Из-за более сильного затухания на частоте f_3 наблюдался срыв генерации с ростом $H_{||}$, что не позволило измерить максимальную величину эффекта.

(II). Для звука с частотой 80 МГц $\omega_{зв} = 5 \cdot 10^8$ рад·с⁻¹, для 160 МГц — 10^9 рад·с⁻¹. Из сравнения $\omega_{зв}$ с ω_{01} и ω_{02} сразу же следует, что звуковые частоты лежат в окрестностях резонансных частот колебаний момента в БС. Следовательно, именно ДГ «сопротивляются» распространению ПАВ, тогда как доменные области, характеризующиеся более высокими резонансными частотами, остаются «прозрачными». В магнитном поле, направление которого совпадает с направлением распространения звука, лабиринтная ДС перестраивается в полосовую. Эффективная длина пути ПАВ вдоль БС увеличивается, и затухание (и, естественно, изменение скорости) ПАВ растет. По достижении $H \sim H_A$ магнитная система становится однородной и затухание ПАВ резко снижается.

Л и т е р а т у р а

- [1] Малоземов А., Слозуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [2] Lewis M. F., Patterson E. Appl. Phys. Lett., 1972, vol. 20, N 8, p. 276—278.
- [3] Volluet G., Désormière B., Auld B. A. AIP Conf. Proc., 1976, N 34, p. 274—276.
- [4] Komoriya G., Thomas G. J. Appl. Phys., 1979, vol. 50, N 10, p. 6459—6462.
- [5] Guliaev Yu. V., Zaitsev E. D., Kalinin V. Yu., Sinitsin N. I. Proc. Int. Symp. «Surface waves in solids and layered structures». ISSWAS, Novosibirsk, 1986, vol. II, p. 293—295.
- [6] Звездин А. К., Медников А. М., Попков А. Ф. Электронная промышл., 1983, № 8, с. 14—20.
- [7] Hanna S. M., Friedlaender F. I., Gunshor R. L., Sato H. IEEE Trans. Mag., 1983, vol. MAG-19, N 5, p. 1802—1804.
- [8] Hanna S. M., Friedlaender F. I. J. Appl. Phys., 1985, vol. 57, N 8 (11B), p. 3823—3825.
- [9] Тихонов С. К., Бокоев В. А., Леонов Е. И. и др. ЖТФ, 1987, т. 57, № 6, с. 1211—1213.
- [10] Дворников А. А., Огурцов В. И., Уткин Г. М. Стабильные генераторы с фильтрами на поверхностных акустических волнах. М.: Радио и связь, 1983. 136 с.
- [11] Anisimkin V. I., Kotelyanskiy I. M. Proc. Int. Symp. «Surface waves in solids and layered structures». ISSWAS, Novosibirsk, 1986, vol. I, p. 323—326.
- [12] Winter J. M. Phys. Rev., 1961, vol. 124, N 2, p. 452—459.
- [13] Митин А. В., Тарасов В. А. ЖЭТФ, 1977, т. 72, № 2, с. 793—802.
- [14] Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976, т. 2, с. 16.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
23 мая 1988 г.