

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО (≈ 40 МГц) ДИАПАЗОНА В Ga, Sc - ЗАМЕЩЕННЫХ ПЛЕНКАХ ЖИГ

Г.Т. Казаков, А.В. Маряхин,
Б.П. Нам, А.Г. Сухарев,
Ю.А. Филимонов, И.В. Шейн,
Ю.И. Суоров, Р.Ю. Марголина

1. Магнитостатические волны (МСВ) активно исследуются и находят применение в диапазоне СВЧ [1]. Вместе с тем, актуальной является задача освоения высокочастотного (ВЧ) диапазона частот (частоты $f \lesssim 300$ МГц), поскольку при этом существенно расширяются возможности технических применений МСВ. Кроме того, на ВЧ можно ожидать более яркого проявления тех эффектов, наблюдение которых затруднено на СВЧ, например магнитоупругого взаимодействия [2], а также усиления МСВ током в структурах феррит-полупроводник [3]. Однако в настоящее время существенно продвинуться в область ВЧ не удалось - бегущие МСВ наблюдались лишь на частотах $f \approx 200-400$ МГц в пленках ЖИГ, намагниченных в поле H_0 , перпендикулярном поверхности [4]. Минимальные частоты возбуждения МСВ $f = 200-400$ МГц характерны для чистого ЖИГ [4-7] и обусловлены полями кубической (H_K) и роторной (магнитоупругой $H_{МУ}$) анизотропии. В ферритовых пленках с малыми значениями полей H_K и $H_{МУ}$ частота возбуждения МСВ может оказаться меньше 200 МГц. Изменить поля H_K и $H_{МУ}$ можно введением в ЖИГ немагнитных ионов, например Ga [8] или La [7], за счет уменьшения констант кубической анизотропии K_1 и магнитострикции λ_{111} , а также упругих напряжений σ , возникающих из-за рассогласования параметров решеток пленки (a_f) и подложки (a_s).

В данной работе сообщается о первом наблюдении МСВ на частотах ≈ 40 МГц в Ga, Sc замещенных пленках ЖИГ.

2. Экспериментально исследовалось распространение МСВ в нормально намагниченных эпитаксиальных пленках состава $\{Y_3\} [Fe_{2-y}Sc_y](Fe_{3-x}Ga_x)O_{12}$, полученных на подложках из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) ориентации (111). Одна из пленок имела намагниченность насыщения $4\pi M_0 \approx 400$ Гс ($x \approx 1$, $y \approx 0.25$) и размеры $8 \times 6 \times 0.014$ мм³, другая - $4\pi M_0 \approx 360$ Гс ($x \approx 1.03$, $y \approx 0.26$), $8 \times 6 \times 0.006$ мм³. МСВ возбуждались и принимались закороченными микрополосками длиной 3 мм и шириной 15 мкм. Расстояние между микрополосками могло плавно меняться, что использовалось, аналогично [5, 6], для измерения волнового числа q и декремента $q''(q)$ МСВ.

В пленке толщиной $d = 14$ мкм ($4\pi M_0 \approx 400$ Гс) возбуждение МСВ наблюдалось при внешнем поле $H \approx 310$ Э в полосе частот от $f_{min} \approx 60$ МГц до $f_{max} \approx 110$ МГц с волновыми числами

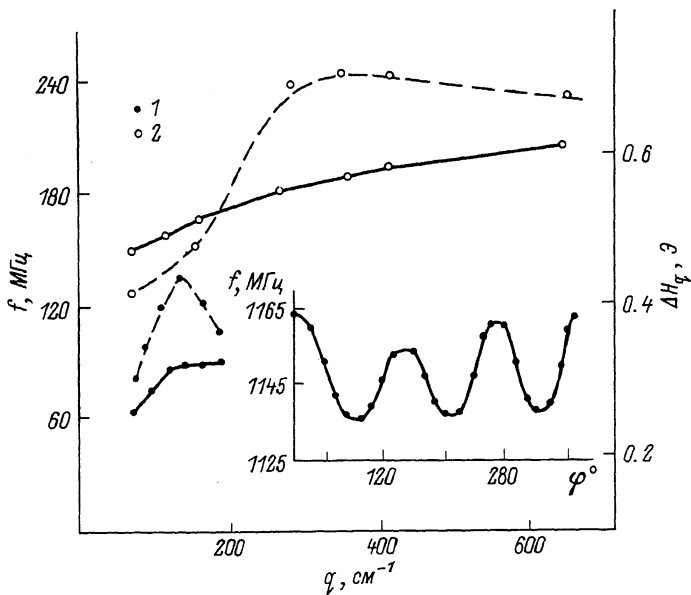


Рис. 1. Дисперсионные зависимости $f(q)$ и зависимости параметра ΔH_q от волнового числа q (пунктиром) для ПОМСВ при различных внешних полях. 1 - $H_0 = 310$ Э, 2 - $H_0 = 350$ Э. На вставке вид экспериментальной кривой $f_{min}(\varphi)$.

$q \approx (60-120) \text{ см}^{-1}$. Характер дисперсии возбуждаемых волн отвечал прямым объемным МСВ (ПОМСВ) и показан при нескольких значениях поля H_0 на рис. 1. В отличие от [4], частота ПОМСВ с увеличением поля монотонно возрастала. Одновременно рост H_0 приводил к расширению диапазона возбуждаемых частот и волновых чисел, что мы связываем с трехмагنونными процессами распада ПОМСВ, идущими на частотах $f > 2f_{min}$ при мощности МСВ $P \approx (2-3)$ мкВт. Декремент ПОМСВ с полем существенно не менялся и составлял $q'' \approx (6-18) \text{ см}^{-1}$. На рис. 1 пунктиром показана зависимость ширины линии ФМР $\Delta H_q = \Delta H(q)$, рассчитанная по измеренным значениям q'' с помощью формул [3].

Аналогичные свойства имели ПОМСВ в пленке $d = 6$ мкм ($4\pi M_0 = 360$ Гс), где возбуждение волн начиналось с частот $f_{min} \approx 40$ МГц при поле $H_0 \approx 225$ Э. Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) сигнала с выходной антенны при нескольких значениях H_0 показана на рис. 2. Обращают на себя внимание участки "сбоя" и "замирания" интерференции, возникающие при $H_0 = 240$ Э, которые становились еще более заметными с ростом H_0 . Положение таких участков отвечает обменным "щелям" в спектре ПОМСВ, т.к. хорошо описывается соотношением $f_N = f_{min} + \gamma M_0 \alpha (N/d)^2 \cdot \pi^2$, где γ - гиромангнитное отношение, N - номер "щели", α - обменная константа, значение которой необходимо взять $d \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2$.

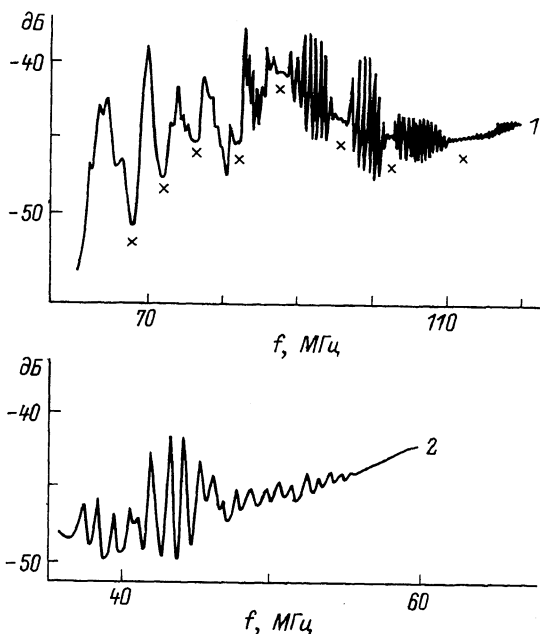


Рис. 2. Вид АЧХ прохождения ПОМСВ в пленке ЖИГ $d = 6$ мкм. 1 - $H_0 = 240$ Э, 2 - $H_0 = 225$ Э. На кривой 1 отмечены (x) участка „сбоя“ интерференции.

3. Для измерения H_K мы воспользовались зависимостью длинноволновой границы спектра f_{min} от ориентации оси $[110]$ в плоскости пленки, характеризуемой углом φ по отношению к проекции поля H_0 на плоскость пленки. На вставке к рис. 1 показана экспериментальная зависимость $f_{min}(\varphi)$ для случая пленки $4\pi M_0 \approx \approx 400$ Гс и поля $H_0 = 481$ Э, ориентированного под углом $\theta_H = 30^\circ$ к нормали. С другой стороны, для такой зависимости мы, следуя пути, указанному, например, в [9], получили выражение $f_{min}(\varphi) = f_{min}^0 - \Delta f \sin 3\varphi$, где $\Delta f \sim K_1/M_0$. Как видно, периоды экспериментальной и теоретической зависимостей согласуются, а наилучшее количественное совпадение получается при $K_1/M_0 \approx -4$ Э ($K_1 \approx -127$ эрг/см²), что существенно меньше, чем для чистого ЖИГ, где $K_1/M_0 \approx -42$ Э ($K_1 \approx -6000$ эрг/см²).

Методом двухкристалльной рентгенодифрактометрии [10] в положении (444; 444) на трехкристалльном рентгеновском спектрометре в излучении $CuK\alpha_1$ был измерен параметр рассогласования $\Delta a = a_f - a_g$ решеток подложки (a_g) и пленки феррита (a_f), оказавшийся равным $\Delta a = -(0.004-0.006)$ Å. Поскольку для подложки ПГГ $a_g = 12.382$ Å, то постоянная решетки исследуемых Ga, Sc

замещенных пленок составляла $a_f = (12.375-12.378)\text{Å}$ (для чистого ЖИГ $a_f = 12.376\text{Å}$). Магнитоупругое поле, связанное с параметром рассогласованием решеток Δa , в случае нормально намагниченных пленок (III) можно записать $H = 36\lambda_{111}/M_0$, где $\zeta = (E/1-\nu) \cdot (\Delta a/a_s)$, E - модуль Юнга, ν - коэффициент Пуассона. Считая, что упругие модули в исследуемых пленках имеют значения, отвечающие чистому ЖИГ ($E = 2 \cdot 10^{12}$ дин/см², $\nu = 0.29$), а значение $\lambda_{111} = -0.75 \cdot 10^{-6}$, что отвечает степени легирования ЖИГ ионами Ga , $x \approx 1.0$ [8], получим для пленки $4\pi M_0 \approx 400$ Гс, $H = -(112-64)\text{Э}$, для пленки $4\pi M_0 \approx 360$ Гс, $H = -(125-72)\text{Э}$. Такие значения H хорошо согласуются с условиями возбуждения МСВ ($H = 4\pi M_0^{МУ} + H_{МУ} - H_k$) и оказываются меньше, чем для чистого ЖИГ, где $H_{МУ} \approx -(210-84)\text{Э}$ [4].

Таким образом, легирование ЖИГ ионами Ga и Sc позволяет понизить поля кубической и ростовой анизотропии и делает возможным распространение МСВ в ВЧ диапазоне. Обнаруженные ВЧ МСВ обладают всеми чертами, присущими СВЧ МСВ, что, по-видимому, открывает вопрос о возможности конкуренции МСВ-устройств с устройствами на акустических волнах в ВЧ диапазоне. Действительно, благодаря сильной дисперсии МСВ можно достичь значительной миниатюризации ВЧ устройств типа перестраиваемых линий задержки и фазовращателей, причем подмагничивающие системы будут иметь малые размеры или отсутствовать совсем [5, 11].

Л и т е р а т у р а

- [1] В а п н э Г.М. - Обзоры по электронной технике, 1984, серия 1, в. 8 (1060), с. 1-80.
- [2] Л у к о м с к и й В.П. - ФТТ, 1966, т. 8, в. 12, с. 3400-3402.
- [3] Б у г а е в А.С., Г у л я е в Ю.В., З и л ь б е р м а н П.Е. Ф и л и м о н о в Ю.А. - ФТТ, 1979, т. 21, в. 10, с. 2983-2986.
- [4] Г у л я е в Ю.В., З и л ь б е р м а н П.Е., К а р м а з и н С.В. - Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, в. 1, с. 11-15.
- [5] Г у л я е в Ю.В., З и л ь б е р м а н П.Е., К а з а к о в Г.Т., Т и х о н о в В.В. - Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, в. 2, с. 97-101.
- [6] Г а л к и н О.Л., З и л ь б е р м а н П.Е., К а з а к о в Г.Т. и др. - Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, в. 14, с. 866-870.
- [7] L e G a l l H., M a h a s o r o D., D e s v i g n e s J.M. Single Domain Ferromagnetic Resonances in the UHF Range Induced From Magnetoelastic Interaction in La - Substituted Garnet Films. - Proceedings of the XXIV INTERMAG, USA, Phoenix, 1986, EC - 5.
- [8] H a n s e n P. - J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 8, p. 3638-3642.

- [9] Б е р е г о в А.С. - Изв. Вузов, Сер. Радиоэлектроника, 1984, т. 27, № 10, с. 9-16.
- [10] G l a s s H.L. - Mat. Res. Bull., 1983, v. 7, p. 385-396.
- [11] С у х а р е в А.Г., М а р я х и н А.В. В кн.: Проблемы совершенствования устройств и методов приема, передачи и обработки информации. Тезисы докладов, М., 1988, с. 40-41.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Саратовский филиал

Поступило в Редакцию
5 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
4 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 19 12 октября 1988 г.

ПРОХОЖДЕНИЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ПЕРИОДИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННЫЙ МОНОКРИСТАЛЛ

М.М. Г у к е т л о в, М.А. К у м а х о в

Как было впервые показано экспериментально [1], изогнутый монокристалл обладает способностью захватывать заряженные частицы в режим связанного движения с кристаллографическими плоскостями или осями при углах ориентации частиц на входе в кристалл больше критического угла Линдхарда $\psi_{кр}$. Захват происходит в объеме кристалла, в области, где направление движения частицы совпадает с касательной к изогнутой кристаллографической плоскости.

В настоящей работе методом компьютерного моделирования траекторий заряженных частиц исследовано с учетом объемного захвата прохождение ультрарелятивистских электронов вдоль атомных плоскостей в кристаллической решетке, модулированной возбуждением стоячих поперечных ультразвуковых колебаний. Получены толщинные зависимости углового распределения всего пучка и числа частиц, находящихся в различных режимах движения в кристалле. Обнаружен эффект заметного увеличения угловой плотности частиц пучка, движущихся в связанных состояниях с атомными.

Рассматривалось прохождение пучка электронов с энергией $E = 1$ Гэв и угловой расходимостью $\theta = 20 \psi_{кр}$ вдоль атомных плоскостей (110) монокристалла кремния толщиной $L = 500$ мкм. Полагалось, что вдоль направления движения (ось Z) установились ультразвуковые стоячие поперечные волны, которые смещают атомные плоскости в направлении Y , перпендикулярному оси Z , на величину $Y(Z) = A \sin(2\pi Z/\lambda)$, где A - амплитуда колебаний, λ - длина ультразвуковой волны. Пучок направлялся под углом $\psi_z = 0$ к плоскостям (110), где ψ_z - угол между направлением движения частицы в кристалле и осью Z .