



приведенными решениями для двумерных структур. Результаты показывают, что рассмотренная толщина оболочки ФКВ недостаточна для хорошей селекции мод. Уравнения для полубесконечной периодической оболочкой приведены в [23]. Для плоскостоего волновода типа ПКД их можно записать в явном аналитическом виде.

Список литературы

1. Briks T.A., Roberts P.J., Russell P.St.J., Atkin D.M., Shepherd T.J. Full 2-D photonic bandgap in silica/air structures // *Electron. Lett.* 1995. Vol.31, №22. P.1941–1943.
2. Cregan R.F., Mangan B.J., Knight J.C., Briks T.A., Russell P.St.J., Roberts P.J., Allan D.C. Single mode photonic bandgap guidance of light in air // *Science*. 1999. Vol.285, №5433. P.1537–1539.
3. Желтиков А.М. Дырчатые волноводы // *УФН*. 2000. Т.170, №11. С.1203.
4. Мелехин В.Н., Маненков А.Б. Диэлектрические трубы как волноводы с малыми потерями // *ЖТФ*. 1968. Т.38, №12. С.2113–2115.
5. Мелехин В.Н., Маненков А.Б. Диэлектрические трубы – открытые волноводы с малыми потерями и редким спектром // *Электроника больших мощностей*. М.: Наука, 1969. Вып.6. С.161–178.
6. Казанцев Ю.Н., Харлашкин О.А. Прямоугольные волноводы класса «полый канал в диэлектрике» // *РЭ*. 1978. Т.23, №10. С.2060–2068.
7. Chou R.C., Lee S.W. Modal attenuation in multilayered coated waveguides // *IEEE Trans.* 1988. Vol.MTT-36, №7. P.1167–1176.
8. Давидович М.В. Улучшение самофильтрации мод в полых волноводах с многослойной магнитодиэлектрической оболочкой // *РЭ*. 1994. Т.39, №1. С.53–61.
9. Голант Е.И., Голант К.М. Новый метод расчета спектра и радиационных потерь вытекающих мод многослойных оптических волноводов // *ЖТФ*. 2006. Т.76, вып.8. С.99–106.
10. Давидович М.В. Фотонные кристаллы: функции Грина, интегродифференциальные уравнения, результаты моделирования // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2006. Т.49, №2. С.150–163.
11. Benisty H. Modal analysis of optical guides with two-dimensional photonic band-gap boundaries // *J. Appl. Phys.* 1996. Vol.79. P.7483–7492.
12. Kohn W., Rostoker N. // *Phys. Rev.* 1954. Vol.94. P.1111.
13. Цидильковский И.М. Электроны и дырки в полупроводниках. М.: Наука, 1972. 640 с.
14. Иваненко Д.Л., Соколов А.А. Классическая теория поля. М.: Гостехиздат, 1951. 480 с.
15. Singh S., Richards W.F., Zinecker J.R., Wilton D.R. Accelerating the convergence of series representing the free space periodic Green's function // *IEEE Trans.* 1990. Vol.AP-38, №12. P.1958–1962.
16. Yasumoto K., Yoshitomi K. Efficient calculation of lattice sums for free-space periodic Green's function // *IEEE Trans Antennas and Propagat.* 1999. Vol.AP-47, №6. P.1050–1055.
17. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь, 1983. 296 с.
18. Ordal M.A., Long L.L., Bell R.J., Bell S.E., Bell R.R., Alexander P.W., Word C.A. Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared // *Appl. Optics*. 1983. Vol.22, №7. P.1099–1120.
19. Du F., Lu Y., Wu S. Electrically tunable liquid-crystal photonic crystal fiber // *Appl. Phys. Lett.* 2004. Vol.85, №12. P.2181–2183.
20. Давидович М.В. Численный метод для задач дифракции на полубесконечных структурах // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2006. Т.49, №3. С.235–245.
21. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977. 736 с.
22. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. 476 с.
23. Davidovich M.V. Integral and integrodifferential equations for unbounded pseudoperiodic structures // *Mathematical Methods in Electromagnetic Theory: Proc. of 12th Intern. Conf. (MMET'2008)*. Odesa, Ukraine. 2008. P.346–348.

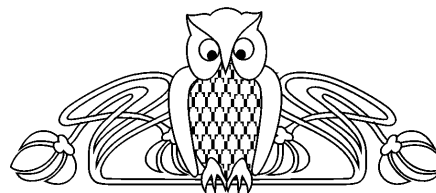
УДК 537.611.46:538.975

РЕЗОНАНСНЫЙ МЕХАНИЗМ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ МОНОЛИТНЫХ ФЕРРИТ-ФЕРРИТОВЫХ СТРУКТУРАХ

В.В. Тихонов

Саратовский государственный университет
E-mail: tvlad4@rambler.ru

Обнаружена высокая (до 80% и более) эффективность импульсного преобразования обменных спиновых волн (ОСВ) и звука в имплантированных пленках ЖИГ. Импульсы ОСВ распространялись в глубь пленки ЖИГ и отражались от ее противоположной поверхности. Исследованы резонансные эффекты коллинеарно-



го и неколлинеарного преобразования ОСВ. Показано, что эффекты преобразования имеют длительный характер. Это позволяет достигать высокой эффективности преобразования энергии быстрых и медленных типов волн даже при слабой интенсивности излучения ОСВ.



Ключевые слова: спиновые волны, магнитоэластические волны, упругие волны, обменное взаимодействие, дипольное взаимодействие, дипольно-обменное взаимодействие, магнитоупругое взаимодействие, феррит, железиттриевый гранат, пленки ЖИГ, ионная имплантация.

THE RESONANT MECHANISM OF EXCITATION EXCHANGE SPIN WAVES IN LAYERED MONOLITHIC FERRITE-FERRITE STRUCTURES

V.V. Tikhonov

It is found out high (up to 80% and more) efficiency of pulse transformation of exchange spin waves (ESW) and a sound in implanted YIG films. Impulses ESW extended deep into YIG film and were reflected from its opposite surface. Resonant effects colinear and noncolinear transformations ESW are investigated. It is shown, that these effects have long character that allows to reach high efficiency of transformation of energy of fast and slow types of waves even at weak intensity of radiation ESW.

Key words: spin waves, magnetostatic waves, elastic waves, exchange interaction, dipole-exchange interaction, magnetoelastic interaction, ferrite, yttrium iron garnet, YIG films, ionic implantation.

Введение

Перенос энергии в монокристаллах ферритов может осуществляться посредством спиновых волн (СВ). Известны два типа спиновых волн – обменные СВ, распространяющиеся за счет короткодействующего обменного взаимодействия нескомпенсированных спинов, и дипольные СВ, распространяющиеся за счет дальнедействующего диполь-дипольного взаимодействия. Существование обменных спиновых волн (ОСВ) было предсказано в знаменитой работе Блоха еще в 1930 году [1]. Эти волны характеризуются исключительно малыми длинами $\lambda \sim 0.01 \dots 1$ мкм – порядка радиуса обменного взаимодействия. Типичные скорости ОСВ $v \sim (10^3 - 10^5)$ см/с, что порядка скорости звука и менее. Однако уникальные свойства ОСВ оказались серьезным препятствием для их использования. Для возбуждения обменных спиновых волн (ОСВ) необходимо было создавать локальные неоднородности СВЧ поля с недостижимо малыми размерами $\delta \leq \lambda/4 \sim 0.01$ мкм. В этом смысле более доступными оказались относительно длинноволновые $\lambda \sim (0.1 - 1)$ мм дипольные спиновые волны, в литературе их чаще называют магнитоэластическими волнами (МСВ) [2]. МСВ эффективно возбуждались в пленках железиттриевого граната (ЖИГ) при помо-

щи закороченных отрезков микрополосковых линий (МПЛ). Применение той же технологии для возбуждения ОСВ было практически невозможно, поскольку требуемая ширина полоска $w \sim 1 \dots 10$ нм становилась недостижимо малой. Кроме того, возможность длительного распространения ОСВ была под вопросом. Существовала реальная угроза фатального рассеяния ОСВ на структурных дефектах и тепловых колебаниях кристаллической решетки.

Впервые обменные спиновые волны были обнаружены косвенным путем в виде продуктов нелинейного распада (параметрическое возбуждение) [3]. Позднее были обнаружены резонансы ОСВ, которые наблюдались в тонких пермалоевых пленках [4]. Это явление получило название спин-волнового резонанса (СВР). Важно, что для возбуждения СВР не требовалась высокая локализация магнитных полей, они могли возбуждаться даже в однородном СВЧ поле. Позднее резонансы ОСВ наблюдались в пленках ЖИГ [5–7], причем наиболее интенсивные резонансы наблюдались в спектре возбуждения МСВ в виде гибридных дипольно-обменных волн [7]. В пленках ЖИГ удавалось возбуждать дипольно-обменные резонансы достаточно высокого порядка $m = 10 \dots 100$. По оценкам ширин резонансных линий Δf , добротность обменных резонансов была достаточно велика: $Q = f / \Delta f \geq 10^2$. Из этого следовало, что затухание обменных волн не могло быть очень большим. Последнее обстоятельство наталкивало на мысль о возможности возбуждения ОСВ, бегущих в поперечном направлении пленки. Но существенным осложнением было то, что резонансы ОСВ возбуждались не во всех пленках ЖИГ, а только в тех, которые имели так называемые «закрепленные» спины на поверхности. Состояние «закрепления» возникало достаточно редко и случайным образом, причина его возникновения оставалась не выясненной.

Само понятие поверхностного «закрепления» спинов было введено Киттелем еще в 1958 году [8]. Оно понадобилось для теоретического описания обнаруженного эффекта СВР. В макроскопической теории состояние



«закрепления» выразилось в виде граничного условия

$$\vec{m}|_s = 0, \quad (1)$$

где \vec{m} – переменная составляющая спонтанной намагниченности. Но было получено и другое граничное условие [9]

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial n}|_s = 0, \quad (2)$$

где \vec{n} – нормаль к поверхности пленки, которая характеризовала «свободное» состояние поверхностных спинов. Согласно теории Киттеля, резонансы ОСВ могли возбуждаться только при полном (1) или частичном «закреплении» спинов. В случае «свободных» спинов возбуждение СВР оказывалось невозможным. Но и в случае полного «закрепления», согласно расчетам [10], эффективность возбуждения обменных волн была очень мала – порядка 0.3%. Этого могло быть достаточно для возбуждения высокочастотных резонансов, но для возбуждения и приема распространяющихся ОСВ было явно мало. Тем не менее эффекты возбуждения обменных волн были обнаружены.

Впервые возбуждение и прием бегущих ОСВ наблюдались в имплантированных пленках ЖИГ [11, 12]. При этом была обнаружена исключительно высокая эффективность преобразования, которая достигала 80% и более [12]. Позднее те же результаты были получены в пленках ЖИГ с плавно меняющейся намагниченностью по толщине пленки [13, 14]. В обоих случаях результаты эксперимента находились в явном противоречии с теоретическими прогнозами [10] и требовали своего объяснения.

В данной работе обсуждаются механизмы преобразования бегущих ОСВ, возникающие в тонком легированном слое феррита. Исследуются процессы излучения/поглощения ОСВ за счет резонансного взаимодействия электромагнитных и обменных спиновых волн (коллинеарное возбуждение) и за счет гибридизации магнитостатических волн с волноводными модами ОСВ (неколлинеарное возбуждение). Показано, что неколлинеарное излучение ОСВ имеет длительный характер. Это позволяет достигать высокой

эффективности преобразования энергии гибридных дипольно-обменных волн даже при слабой интенсивности излучения ОСВ.

1. Коллинеарное возбуждение ОСВ. Теория

Исходя из здравого смысла, можно было предположить, что поверхностное «закрепление» спинов как-то связано с магнитной неоднородностью, локализованной в тонком поверхностном слое феррита. Согласно (1), толщина этого слоя должна была быть много меньше длин возбуждаемых ОСВ. Однако реально это условие никогда не выполнялось, поскольку требуемая толщина слоя должна была быть порядка 1...10 нм, что сравнимо с толщиной молекулярного слоя кристалла. Но, однако, в этом случае уже перестает работать макроскопическая теория, и понятие усредненной намагниченности теряет смысл. Оставалось предположить, что в экспериментах [11, 12] имплантированный слой имел толщину, по крайней мере, сравнимую с длиной ОСВ, но тогда он мог обладать и собственными резонансными свойствами. Если предположить, что резонансы имплантированного слоя действительно имели место, то картина процессов возбуждения ОСВ существенно менялась. В этом случае имплантированный слой мог выполнять функции согласующего четвертьволнового резонатора. При этом эффективность преобразования должна возрасти пропорционально добротности имплантированного слоя. Впоследствии эта гипотеза нашла теоретическое подтверждение [15].

Процессы возбуждения ОСВ рассматривались на упрощенной модели имплантированной пленки, состоящей из полубезграничного феррита, содержащего на поверхности тонкий легированный слой, отличающийся только намагниченностью насыщения $4\pi M_0$. Для простоты был рассмотрен случай нормального падения электромагнитной волны (ЭМВ) на поверхность нормально намагниченного феррита. Диссипативные потери не учитывались.

Решалась краевая задача с учетом неоднородного обменного взаимодействия. Геометрия задачи представлена на рис. 1. Направления волновых векторов \vec{k}_v , где $v = 0$,

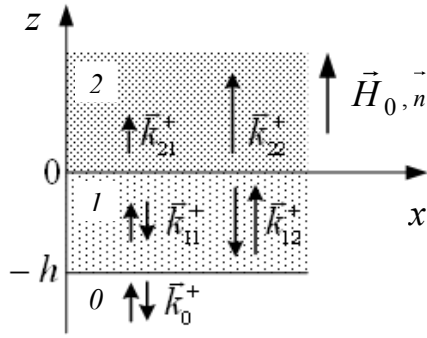


Рис. 1. Геометрия задачи: 0 – вакуум, 1 – легированный слой, 2 – чистый феррит

1, 2 – номер области, и вектор намагничивающего поля \vec{H}_0 совпадали с нормалью к поверхности $\vec{n} \parallel \vec{z}$.

Динамика векторов электрических $\vec{E}_v = \vec{e}_v \exp(i\omega t - \vec{k}_v \cdot \vec{z})$ и магнитных полей $\vec{H}_v = \vec{H}_{0v} + \vec{h}_v \exp(i\omega t - \vec{k}_v \cdot \vec{z})$, где $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, $\vec{H}_{0v} = \vec{H}_0 - 4\pi\vec{M}_{0v}$ – внутреннее поле феррита ($H_{0v} \gg h_v$), описывалась системой уравнений Максвелла [16]

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{e}_v &= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{h}_v + 4\pi\vec{m}_v), \quad \text{div}(\varepsilon_v \vec{e}_v) = 0, \\ \text{rot } \vec{h}_v &= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_v \vec{e}_v), \quad \text{div}(\vec{h}_v + 4\pi\vec{m}_v) = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где ε_v – диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon_0 = 1, \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$, прецессия векторов намагниченности $\vec{M}_v = \vec{M}_{0v} + \vec{m}_v \exp(i\omega t - \vec{k}_v \cdot \vec{z})$, где $\vec{M}_{0v} = (0, 0, M_{0v})$ – намагниченность насыщения феррита ($M_{0v} \gg m_v, M_{00} = 0, m_0 = 0$), в феррите описывалась линеаризованным уравнением Ландау–Лифшица [2, 17]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \vec{m}_v}{\partial t} + (\vec{m}_v \times \vec{H}_{0v}) + (\vec{M}_{0v} \times \vec{h}_v) + \\ + \alpha_v (\vec{M}_{0v} \times \nabla^2 \vec{m}_v) = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\gamma = 2.8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение, $\alpha = 2A_v/M_{0v}^2$ – постоянная неоднородного обмена (для чистого ЖИГ $\alpha = 3,3 \times 10^{-11}$ см²), A_v – обменная жесткость феррита.

В координатной форме уравнения (3), (4) сводились к системе восьми обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка, которая при заданном условии $\vec{k}_v \parallel \vec{H}_0 \parallel \vec{M}_{0v}$ разделялась на две независимые системы 4-го порядка для волн с правой $a^+ = a_x + ia_y$ и левой $a^- = a_x - ia_y$ круговой поляризации:

$$\begin{aligned} \frac{\partial e_v^\pm}{\partial z} &= -\delta^\pm k_0 (h_v^\pm + 4\pi m_v^\pm), \\ \frac{\partial h_v^\pm}{\partial z} &= -\delta^\pm k_0 \varepsilon e_v^\pm, \quad \frac{\partial m_v^\pm}{\partial z} = p_v^\pm, \\ \frac{\partial p_v^\pm}{\partial z} &= -\frac{1}{\alpha_v} h_v^\pm + \frac{\Omega_v^\pm}{\eta_v} m_v^\pm, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\delta^\pm = \pm 1, k_0 = \omega/c, \Omega_v^\pm = \omega_{Hv} - \delta^\pm \omega, \omega_{Hv} = \gamma H_{0v}, \eta_v = \gamma \alpha_v M_{0v}$.

Подстановка в систему уравнений (5) решений в виде $a^\pm \exp(k_v^\pm z)$ сводила задачу к системе однородных алгебраических уравнений 4-го порядка

$$([A^\pm] - k_v^\pm [I]) \vec{X}_v^\pm = 0, \quad (6)$$

где $[A^\pm]$ – квадратная матрица системы (5), $[I]$ – единичная матрица, $\vec{X}_v^\pm = (e_v^\pm, h_v^\pm, m_v^\pm, p_v^\pm)$, и отысканию собственных значений k_v^\pm и собственных векторов \vec{X}_v^\pm . Значения k_v^\pm определялись из условия нетривиальности решения системы

$$\det ([A_v^\pm] - k_v^\pm [I]) = 0, \quad (7)$$

которое при раскрытии определителя сводилось к биквадратному уравнению:

$$\begin{aligned} \eta_v (k_v^\pm)^4 - (\Omega_v^\pm - \eta_v \varepsilon k_0^2) (k_v^\pm)^2 - \\ - \varepsilon k_0^2 (\Omega_v^\pm + \omega_{Mv}) = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

и имело простое аналитическое решение:



$$k_{vj}^{\pm} = \pm \sqrt{\frac{\Omega_v^{\pm} - \eta_v \varepsilon k_0^2 \pm \sqrt{(\Omega_v^{\pm} + \eta_v \varepsilon k_0^2)^2 + 4\eta_v \varepsilon k_0^2 \omega_{Mv}}}{2\eta_v}}, \quad (9)$$

где индексом $j = 1, 2$ обозначены два типа волн в феррите («быстрые» и «медленные» волны), которые соответствовали знакам (-) и (+) перед радикалом под знаком квадратного корня. С учетом этого общие решения для полей в феррите записывались в виде

$$\begin{aligned} e_v^{\pm} &= \sum_{j=1}^2 \delta^{\pm} k_{vj}^{\pm} S_{vj}^{\pm} m_v^{\pm}, \\ h_v^{\pm} &= \sum_{j=1}^2 S_{vj}^{\pm} m_{vj}^{\pm}, \\ m_v^{\pm} &= \sum_{j=1}^2 m_{vj}^{\pm}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $m_{vj}^{\pm} = C_{vj}^{\pm} \exp(k_{vj}^{\pm} z) + D_{vj}^{\pm} \exp(-k_{vj}^{\pm} z)$, $C_{vj}^{\pm}, D_{vj}^{\pm}$ – амплитуды волн намагниченности, $S_{vj}^{\pm} = 4\pi\varepsilon k_0^2 / [(k_{vj}^{\pm})^2 + \varepsilon k_0^2]$ – безразмерная величина.

Вне феррита электромагнитные поля имели вид

$$\begin{aligned} e_0^{\pm} &= i[\exp(ik_0 z) - R_0^{\pm} \exp(-ik_0 z)], \\ h_0^{\pm} &= \exp(ik_0 z) + R_0^{\pm} \exp(-ik_0 z), \end{aligned} \quad (11)$$

где R_0^{\pm} – коэффициент отражения электромагнитной волны на границе феррит–вакуум.

Подстановка общих решений (10) и (11) в граничные условия сводила задачу к системе алгебраических уравнений, которая решалась численными методами. При расчетах функциональная зависимость $\alpha_v(M_{0v}) = 2A_v(M_{0v})/M_{0v}^2$ задавалась как дополнительный параметр. В общем случае, как было показано в работе [18], зависимость $A_v(M_{0v})$ могла иметь немонотонный характер. С учетом этого следовало бы записать $A_v(M_{0v}) = \sum \sigma_k M_{0v}^k$, но определение коэффициентов σ_k не входило в задачу данной работы. Для примера были рассмотрены два варианта расчетов: при $\alpha_1 = \alpha_2 = \text{const}$ и при $A_1 = A_2 = \text{const}$.

Для определения девяти неизвестных коэффициентов $C_{vj}^{\pm}, D_{vj}^{\pm}, R_0^{\pm}$ использовались шесть электродинамических граничных условий:

$$\begin{aligned} e_0^{\pm} - e_1^{\pm}|_{z=-h} &= 0, & e_1^{\pm} - e_2^{\pm}|_{z=0} &= 0, \\ e_2^{\pm}|_{z=\infty} &= 0, & h_0^{\pm} - h_1^{\pm}|_{z=-h} &= 0, \\ h_1^{\pm} - h_2^{\pm}|_{z=0} &= 0, & h_2^{\pm}|_{z=\infty} &= 0 \end{aligned} \quad (12)$$

и три дополнительных граничных условия. Дополнительные граничные условия были получены из уравнения Ландау–Лифшица (4). При этом не делалось никаких предположений о наличии поверхностного «закрепления» спинов [8] или о наличии «обменной связи» [19, 20] на границе ферритовых слоев. Использовалась стандартная процедура получения граничных условий из уравнения баланса [16].

Уравнение Ландау–Лифшица переписывали в виде уравнения баланса вектора прецессии намагниченности

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{m}_v}{\partial t} - \text{div}(\gamma \alpha_v \nabla \vec{m}_v \times \vec{M}_{0v}) &= \\ = -\gamma(\vec{m}_v \times \vec{H}_{0v}) - \gamma(\vec{M}_{0v} \times \vec{h}_v), \end{aligned} \quad (13)$$

где $(\nabla \vec{m}_v)_{ij} = \partial(\vec{m}_v)_i / \partial x_j$ – тензор 2-го ранга. После интегрирования уравнения (13) и применения теоремы Остроградского–Гаусса на границе ферритовых слоев было получено условие

$$\alpha_1 \frac{\partial \vec{m}_1}{\partial n} \cdot \vec{M}_{01} - \alpha_2 \frac{\partial \vec{m}_2}{\partial n} \cdot \vec{M}_{02} \Big|_s = 0, \quad (14)$$

где $\partial \vec{m}_v / \partial n = (\vec{n} \cdot \nabla \vec{m})$. Данное условие можно было записать на границе феррит–вакуум, положив $\vec{M}_{01} = 0$. При этом оно совпадало с известным условием «свободных» поверхностных спинов [9]

$$\frac{\partial \vec{m}_2}{\partial n} \Big|_s = 0. \quad (15)$$



В координатной форме для право- и левополяризованных волн условия (14) и (15) записывались в виде двух дополнительных условий:

$$\alpha_1 \frac{\partial m_1^\pm}{\partial n} \cdot M_{01} - \alpha_2 \frac{\partial m_2^\pm}{\partial n} \cdot M_{02} \Big|_{z=0} = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\partial m_2^\pm}{\partial n} \Big|_{z=-h} = 0.$$

Но, однако, для решения краевой задачи этого было не достаточно.

Поскольку резервы получения линейных граничных условий были исчерпаны, оставалось использовать квадратичное условие. Уравнение (13) скалярно умножалось на вектор \vec{m}_v . При этом уравнение баланса получалось в виде

$$\frac{\partial \vec{m}_v^2}{\partial t} + \text{div} [2\gamma\alpha_v \nabla \vec{m}_v \cdot (\vec{M}_{0v} \times \vec{m}_v)] = 2\gamma\vec{M}_{0v} \cdot (\vec{h}_v \times \vec{m}_v). \quad (17)$$

Аналогично предыдущему из уравнения (17) было получено квадратичное граничное условие:

$$\vec{m}_1 \cdot \left(\alpha_1 \frac{\partial \vec{m}_1}{\partial n} \cdot \vec{M}_{01} \right) - \vec{m}_2 \cdot \left(\alpha_2 \frac{\partial \vec{m}_2}{\partial n} \cdot \vec{M}_{02} \right) \Big|_S = 0, \quad (18)$$

из которого, используя (14), нетрудно было выделить линейное условие:

$$\vec{m}_1 - \vec{m}_2 \Big|_S = 0. \quad (19)$$

Особенность условия (19) состояла в том, что его можно было записать только на границе феррит-феррит, где $|\vec{M}_{01}|$ и $|\vec{M}_{02}|$ строго больше нуля. На границе феррит-вакуум квадратичное условие (18) не накладывало на вектор \vec{m}_v никаких ограничений, поскольку, согласно (14), при $\vec{M}_{0v} = 0$ в уравнении (18) скалярные множители в скобках обращались в ноль. При этом вектор \vec{m}_v мог принимать любые значения. Тем не менее на границе феррит-феррит условие (19) давало последнее недостающее условие

$$m_1^\pm - m_2^\pm \Big|_{z=0} = 0, \quad (20)$$

необходимое для решения краевой задачи.

Для анализа эффектов возбуждения обменных волн представляли интерес расчеты только правополяризованных волн, совпадающих по типу поляризации с ОСВ [2, 17]. Левополяризованные волны в дальнейшем не рассматривались. На рис. 2 представлены дисперсионные характеристики $\omega(k_{vj}^+)$ волн в безграничном феррите, рассчитанные по формуле (9). Расчеты проводились при намагниченностях, равных намагниченности в поверхностном легированном слое и в полупространстве чистого ЖИГ. Мнимые значения волновых чисел соответствовали распространяющимся волнам, действительные – затухающим волнам.

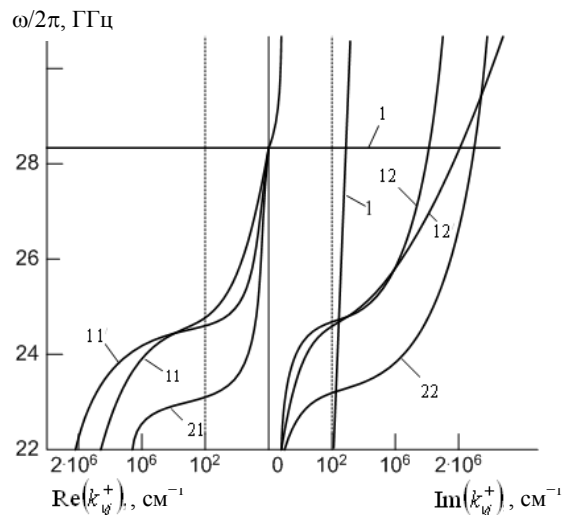


Рис. 2. Дисперсионные зависимости: 11, 12 – $\omega(k_{11}^+)$, $\omega(k_{12}^+)$ ($4\pi M_0 = 1.2$ КГс, $\alpha_1 = \alpha_2$); 11', 12' – $\omega(k_{11}^+)$, $\omega(k_{12}^+)$ ($4\pi M_0 = 1.2$ КГс, $A_1 = A_2$); 21, 22 – $\omega(k_{21}^+)$, $\omega(k_{22}^+)$ ($4\pi M_0 = 1.75$ КГс); 1 – $k_{vj}^+(\omega) = i\epsilon k_0^+$; 1' – $\omega = \gamma H_0$ ($M_{01} \rightarrow 0$); $H_0 = 10$ кЭ

На рис. 3, 4 представлены наиболее характерные АЧХ волн намагниченности $m_{20}^+(\omega)$, излучаемые в полупространство чистого ЖИГ. Расчеты проводились при различных параметрах легированного слоя. На рис. 3 кривые отличались толщиной слоя h , намагниченность слоя $4\pi M_{01} = 1200$ Гс фиксировалась. На рис. 4 варьировалась намагниченность слоя $4\pi M_{01}$, толщина слоя $h = 0.5$ мкм фиксировалась.

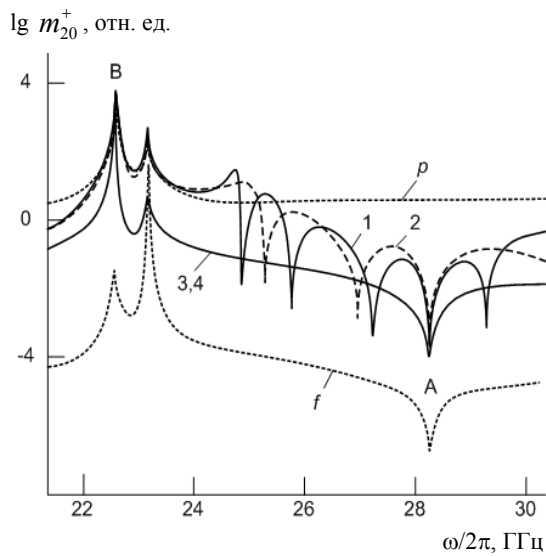


Рис. 3. Зависимости АЧХ от толщины ИС:
 1 – $h = 0.5$ мкм, $\alpha_1 = \alpha_2$; 2 – $h = 0.5$ мкм, $A_1 = A_2$;
 3 – $h = 0.005$ мкм, $\alpha_1 = \alpha_2$; 4 – $h = 0.005$ мкм, $A_1 = A_2$;
 f – «свободные» спины; p – «закрепленные» спины;
 $H_0 = 10$ кЭ, $4\pi M_0 = 1.2$ кГц

Для сравнения на рис. 3 и 4 представлены АЧ, отн. ед. итанные при отсутствии поверхностного слоя, но с учетом полного закрепления поверхностных спинов. На рис. 3 дополнительно представлена АЧХ, рассчитанная при отсутствии закрепления (кривая p) на поверхности чистого ЖИГ. Минимумы на АЧХ соответствовали нулевым значениям функции $m_{20}^+(\omega)$. Кривые АЧХ на рис. 3 и 4 имели общие особенности, не зависящие от параметров имплантированного слоя. Совпадающие минимумы на АЧХ с литерой А точно соответствовали частоте однородных электромагнитных колебаний в феррите $\omega_0 = \gamma H_0$. На этой частоте дисперсионные кривые ЭМВ на рис. 2 переходили из области затухающих в область распространяющихся волн. При этом их волновые числа обращались в ноль $k_{11}^+(\omega) = k_{21}^+(\omega) = 0$.

Совпадающие максимумы с литерой В соответствовали частоте наилучшего согласования. Здесь импедансы падающей ЭМВ в вакууме $Z_0 = e_0^+/h_0^+ = i$ и возбуждаемой ОСВ в феррите $Z_2 = e_2^+/h_2^+ = k_{22}^+/\epsilon k_0 = i$ были равны. Остальные максимумы были вызваны резонансами ОСВ в имплантированном слое. Это подтверждалось совпадением их частот с резонансными частотами слоя ω_l , где $l = 1,$

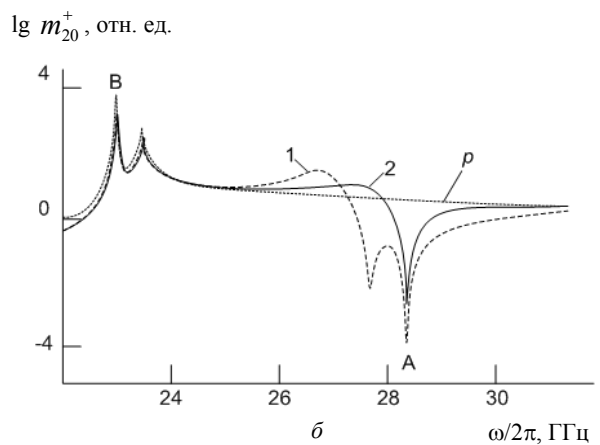
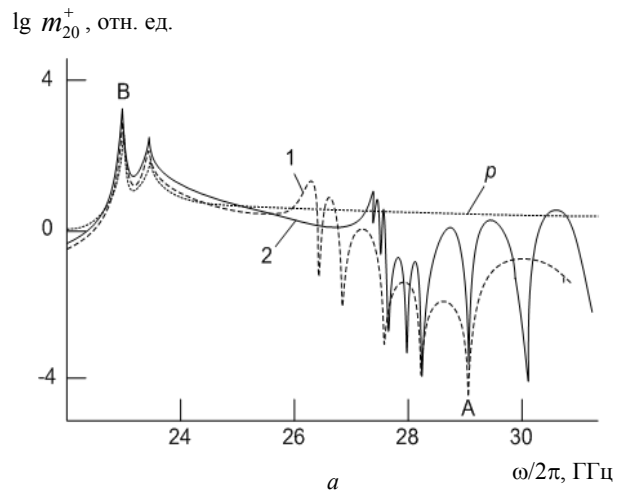


Рис. 4. Зависимости АЧХ от намагниченности имплантированного слоя: a – при $\alpha_1 = \alpha_2$: 1 – $4\pi M_0 = 600$ Гс, 2 – $4\pi M_0 = 600$ Гс; b – при $A_1 = A_2$: 1 – $4\pi M_0 = 600$ Гс, 2 – $4\pi M_0 = 600$ Гс; $H_0 = 10$ кЭ, $h = 0.5$ мкм

2, 3 – номера резонансов, которые определялись из дисперсионных кривых рис. 2 при подстановке $k_{12}^+(\omega_l) = l\pi/h$.

Варьирование параметрами легированного слоя деформировало кривые АЧХ. При уменьшении толщины слоя h резонансные минимумы разреживались и смещались в сторону более высоких частот (ср. кривые 1 и 2 на рис. 3). При этом интенсивность возбуждения ОСВ спадала, а влияние зависимости $\alpha_1(M_{01})$ уменьшалось. Так, уже при толщине слоя $h = 5$ нм кривые АЧХ, рассчитанные при $\alpha_1 = \alpha_2$ и при $A_1 = A_2$, практически полностью сливались (ср. кривые 3 и 4 на рис. 3). В пределе $h \rightarrow 0$ реализовался случай «свободных» поверхностных спинов (кривая f на рис. 3). Напротив, при уменьшении намагниченности легированного слоя M_{01} вли-



яние зависимости $\alpha_1(M_{01})$ на АЧХ заметно усиливалось (см. рис. 4). Это также проявлялось в изменении характера дисперсии (см. рис. 2). В пределе $M_{01} \rightarrow 0$: при $\alpha_1 = \alpha_2$ дисперсионная зависимость трансформировалась в прямые $\omega = \gamma H_0$ и $k_{vj}^+ = i\epsilon k_0$ (кривые I и I' на рис. 2), а АЧХ приближалась к случаю «свободных» поверхностных спинов (см. рис. 4, а); при $A_1 = A_2$ дисперсия приближалась к случаю однородных спиновых колебаний $k_{v2}^+(\omega) = 0$ и $k_{v2}^-(\omega) = i\epsilon k_0$, а АЧХ стремилась к случаю «закрепленных» спинов всюду, кроме частоты ω_0 (см. рис. 4, б).

Объяснение обнаруженных эффектов во многом следовало из самой постановки задачи. Условия сшивания полей обуславливали взаимодействие на границах слоя длинноволновых (электромагнитных) и коротковолновых (спиновых) возбуждений, которые в безграничном феррите могли существовать только независимо друг от друга. Рассеяние падающей ЭМВ₀ на внешней границе вакуум–феррит возбуждало в слое пару волн ЭМВ₁ и ОСВ₁, которые в соответствии с законом дисперсии могли быть или бегущими или затухающими. При вторичном рассеянии этих волн на внутренней границе феррит–феррит в глубь феррита излучалась новая пара волн ЭМВ₂ и ОСВ₂ (также бегущие или затухающие), а внутри слоя устанавливались неоднородные спиновые колебания. Колебания в слое играли важную роль, они вносили «закрепление» спинов на границе феррит–феррит и тем самым дополнительно стимулировали преобразование типов волн ЭМВ₂ → ОСВ₂. В интервале частот $\gamma(H_0 - 4\pi M_0) \leq \omega \leq \gamma H_0$ возбуждение бегущих ОСВ₂ было вызвано преобразованием затухающих ЭМВ₂, а на частотах $\omega \geq \gamma H_0$ – преобразованием бегущих ЭМВ₂.

Механизм «закрепления» пограничных спинов в пределах спектра возбуждения ОСВ₂ имел качественные различия. В начале спектра в интервале частот $\gamma(H_0 - 4\pi M_{02}) \leq \omega \leq \gamma(H_0 - 4\pi M_{01})$ «закрепление» спинов было вызвано возбуждением в слое быстро затухающих ОСВ₁ (бегущие

ОСВ₁ отсутствовали) (см. кривые II и II' на рис. 2). Это обуславливало резкий экспоненциальный спад прецессии намагниченности на границе феррит–феррит. Такое «закрепление» имело монотонный характер и, по существу, мало отличалось от известного киттелевского «закрепления». Этим объясняется слияние кривых I , 2 и p на рис. 3 в самом начале спектра. На более высоких частотах $\omega \geq \gamma(H_0 - 4\pi M_{01})$ ситуация резко менялась. В слое оказывалось возможным возбуждение бегущих ОСВ₁ (затухающие ОСВ₁ отсутствовали), которые возбуждались в виде стоячих волн. При этом максимальное «закрепление» и, соответственно, максимальное излучение ОСВ₂ достигалось при образовании узла прецессии намагниченности на границе феррит–феррит. Ясно, что для реализации такого механизма «закрепления» толщина слоя должна была быть сравнимой с длиной ОСВ₁.

Эффекты резонансного и нерезонансного «закрепления» пограничных спинов были весьма критичны к параметрам легированного слоя, они могли возникать только при пониженной намагниченности слоя и при толщинах, сравнимых с длинами обменных волн. При уменьшении толщины слоя эффекты «закрепления» исчезали, реализовывался случай «свободных» поверхностных спинов, возбуждение бегущих ОСВ прекращалось.

2. Неколлинеарное возбуждение ОСВ. Эксперимент

Механизм неколлинеарного возбуждения ОСВ реализуется в двухслойной ферритовой структуре при гибридизации электромагнитных и/или магнитостатических волн с быстрыми волноводными модами ОСВ, возбуждаемыми в тонком легированном слое феррита. На полупрозрачной границе феррит–феррит обменная волна может частично вытекать из легированного слоя, распространяясь в глубь чистого слоя феррита. Особенность такого механизма преобразования состоит в том, что он имеет длительный и обратимый характер. В пределе он может продолжаться до полного преобразования энергии быстрых типов волн в энергию бегущих



ОСВ и обратно. Обнаружение такого типа преобразования входило в задачу данного эксперимента.

Для проведения экспериментов были выбраны обычные пленки ЖИГ (с «незакрепленными» спинами), которые были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) с ориентацией поверхности (111). Толщины пленок d_0 составляли 3 и 14 мкм, ширины линий ФМР $2 \Delta H < 1$ Э. Толщины структур пленка ЖИГ-подложка ГГГ D_0 составляли 511 и 514 мкм. Размеры образцов составляли 10×10 мм².

Пленки имплантировались ионами He^+ с энергией 120 КэВ и дозой 10^{16} см⁻². Ионная имплантация создавала магнитную неоднородность пленки в тонком поверхностном слое. Толщина имплантированного слоя (ИС) оценивалась на основании статистических расчетов концентрации N ионов He^+ по глубине залегания x от поверхности пленки ЖИГ [21]. Расчеты функции распределения $N(x)$, проводились методом Монте-Карло при использовании фактических режимов имплантации. Результаты представлены на рис. 5. Видно, что толщина ИС составляла $x = (0.3 \pm \pm 0.2)$ мкм, что по порядку величины совпадало с характерными длинами ОСВ.

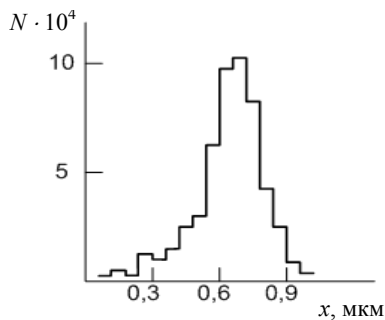


Рис. 5. Расчетная зависимость концентрации имплантированных ионов He от глубины залегания от поверхности пленки ЖИГ

Для обнаружения бегущих ОСВ использовалась импульсная методика измерений. О возбуждении ОСВ можно было судить по факту наблюдения отраженных эхоимпульсов. Длительность возбуждающего импульса выбиралась равной 20 нс. Этого было достаточно для уверенного разрешения эхоим-

пульсов, поскольку при толщине пленки $d \sim 3$ мкм и групповой скорости ОСВ $v_{\text{гр}} \sim \sim 10^4$ см/с задержка отраженного эхоимпульса должна была составлять $\tau = 2d/v_{\text{гр}} \sim 60$ нс.

В качестве возбудителей и приемников ОСВ использовались микрополосковые линии передачи ЭМВ, которые также использовались для возбуждения и приема МСВ. Эксперименты проводились при нормальном и касательном (продольном и ортогональном к полосковым преобразователям) намагничивании пленки ЖИГ, что соответствовало возбуждению в пленке прямых объемных (ПОМСВ), поверхностных (ПМСВ) и обратных объемных МСВ (ООМСВ).

Измерения проводились в непрерывном и импульсном режимах. В непрерывном режиме измерялись амплитудно-частотные (АЧХ) и амплитудно-полевые характеристики (АПХ) прошедшего или отраженного сигнала. В импульсном режиме измерялись время задержки и ослабление эхоимпульсов.

Эффекты преобразования ЭМВ \leftrightarrow ОСВ исследовались на макете, представленном на вставке рис. 6. Пленка ЖИГ приклеивалась к МПЛ преобразователю и помещалась в постоянное магнитное поле. С целью подавления сигналов МСВ полосковый преобразователь выбирался достаточно широким (0.5 мм) и был закорочен на конце. Исследовались отраженные сигналы МПЛ преобразователя. Падающие и отраженные сигналы разделялись при помощи ферритового Y-циркулятора.

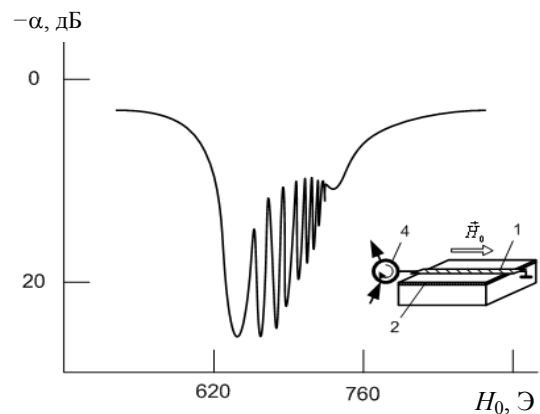


Рис. 6. АЧХ отраженного сигнала МПЛ преобразователя. На вставке – экспериментальный макет: 1 – МПЛ преобразователь; 2 – имплантированная пленка ЖИГ; 3 – подложка ГГГ; 4 – ферритовый циркулятор



Качественная картина наблюдаемых эффектов мало зависела от ориентации поля, но наиболее сильные эффекты были обнаружены при касательном продольном намагничивании пленки (геометрия возбуждения ПМСВ). Ниже приведены результаты измерений именно для этого случая намагничивания.

В непрерывном режиме на АЧХ отраженного сигнала была обнаружена область поглощения, как показано на рис. 6, которая смещалась полем H_0 . При определенных значениях поля в области поглощения обнаруживалась серия относительно узкополосных резонансных пиков. В импульсном режиме в области частот наблюдения пиков, помимо основного отраженного импульса, были обнаружены две серии задержанных эхоимпульсов, как показано на осциллограммах (рис. 7, а, б).

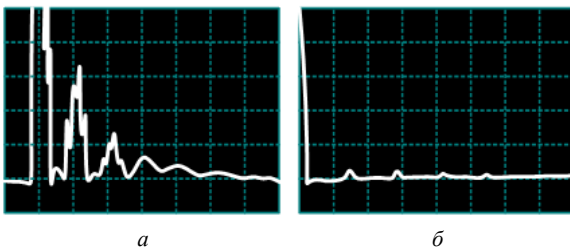


Рис. 7. Осциллограммы эхоимпульсов, полученные в режиме отражения от МПЛ преобразователя: а – ОСВ, б – упругих волн

Первая серия эхоимпульсов (рис. 7, а) отличалась относительно большими амплитудами и малыми временами задержки $\tau \approx 20 \div 50$ нс. Появление данной серии не было вызвано отражением магнитостатических волн от краев пленки, что проверялось путем смещений пленки ЖИГ относительно преобразователя. При смещении пленки задержка эхоимпульсов также не менялась. Задержка зависела только от величины намагничивающего поля H_0 и от толщины пленки. Следовательно, появление эхоимпульсов могло быть вызвано возбуждением волн, распространяющихся в поперечном направлении пленки. Согласно предварительной оценке скоростей $v = 2d_0/\tau \sim (10^4 - 10^5)$ см/с, это могли быть только обменные спиновые волны.

Подтверждение этого было получено при сравнении экспериментальных результатов с расчетной зависимостью времени пробега обменной волны $\tau(H_0) = 2d_0^{\text{эф}}/v_{\text{гр}}$, где $d_0^{\text{эф}}$ – эффективная толщина пленки ЖИГ. Формула для расчета $v_{\text{гр}}$ была получена из дисперсионного уравнения обменных волн [17] для случая $\vec{q}' \perp \vec{H}_0$ и имела вид

$$v_{\text{гр}} = 2\pi\eta q' \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_M}{2\omega}\right)^2}, \quad (21)$$

где

$$q' = \sqrt{\frac{\sqrt{\omega^2 + (\omega_M/2)^2} - \omega_M/2 - \omega_H}{\eta}}, \quad (22)$$

$\omega_M = \gamma 4\pi M_0$, $\omega_H = 2H_0$, $\omega = 2\pi f$, $\eta = \alpha \omega_M$, $\gamma = 2.83$ МГц/Э – гиромагнитное отношение, $\alpha = 2.6 \cdot 10^{-12}$ см² – постоянная неоднородного обмена, $4\pi M_0 = 1750$ Э – намагниченность насыщения чистого ЖИГ.

Расчетные зависимости $\tau(H_0)$ и $q'(H_0)$ представлены на рис. 8. Совпадение экспериментальных точек с расчетной кривой $\tau(H_0)$ возникало при подстановке в уравнения (21), (22) эффективной толщины $d_0^{\text{эф}} = 1.5$ мкм при фактической толщине пленки $d_0 = 3$ мкм. Такое расхождение можно было считать удовлетворительным, поскольку $d_0^{\text{эф}}$ характеризовало длину пробега ОСВ в однородной (неимплантированной) части пленки, которая была меньше d_0 на толщину имплантированного слоя и толщину переходного слоя на границе пленка–подложка. В сумме эти толщины могли составлять 1–2 мкм (см., например, [21]). По результатам измерений были сделаны оценки волновых характеристик обнаруженных ОСВ:

$$q' = (0,5 \dots 2,5) \cdot 10^5 \text{ см}^{-1},$$

$$\lambda = 2\pi/q' = (0,3 \dots 0,6) \text{ мкм},$$

$$v_{\text{гр}} = (0,5 \dots 2,0) \cdot 10^4 \text{ см/с},$$

$$v_{\phi} = \omega/q' = (1,0 \dots 5,0) \cdot 10^5 \text{ см/с},$$

где v_{ϕ} – фазовая скорость ОСВ.

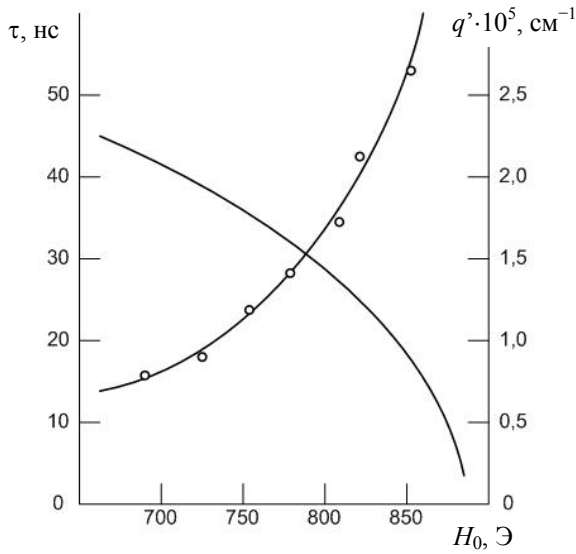


Рис. 8. Полевые зависимости задержки эхоимпульсов (1) и волновых чисел ОСВ (2)

Коэффициенты преобразования k и декременты ОСВ q'' определялись путем обработки осциллограмм импульсных сигналов отраженных от входного преобразователя (см. рис. 7, а). Для этого использовалась следующая методика. Измерялись амплитуды первого A_1 и второго A_2 эхоимпульсов, которые были связаны с амплитудой входного сигнала A_0 следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} A_1 &= A_0 k^2 \exp(-2q'' d^{\text{эф}}), \\ A_2 &= A_1 (1 - k) \exp(-2q'' d^{\text{эф}}). \end{aligned} \quad (23)$$

Из выражений (23) нетрудно было получить расчетные формулы:

$$\begin{aligned} k &= \frac{A_1^2}{A_0 A_1} \left[\sqrt{1 + \frac{2A_0 A_2}{A_1^2}} - 1 \right], \\ q'' &= -\frac{1}{2d^{\text{эф}}} \ln \left[\frac{A_2}{A_1} \left(\sqrt{1 + \frac{2A_0 A_2}{A_1^2}} - 1 \right) \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

Результаты расчета коэффициентов преобразования k и декрементов ОСВ q'' представлены и на рис. 9. Видно, что полевая зависимость $k(H_0)$ имела немонотонный характер и в максимуме достигала $k \approx 30\%$. При этом декременты $q''(H_0) \approx (0,6 \dots 0,8) \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ в пределах погрешности измерений оставались практически постоянными. Интерес-

но, что временные декременты ОСВ $\omega'' = 20 \ln(q'' v_{\text{гр}}) \approx 20 \text{ дБ/мкс}$ оказались того же порядка, что и в случае МСВ, хотя длины обменных волн были на 2–3 порядка меньше.

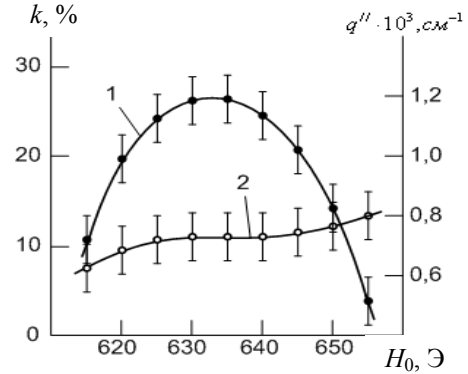


Рис. 9. Полевые зависимости коэффициента преобразования (1) и декремента ОСВ (2)

Вторая серия эхоимпульсов (см. рис. 7, б) возникала вместе с первой, но отличалась от нее меньшими амплитудами и большими временами задержки $\tau \approx 290 \text{ нс}$. Эти волны также возбуждались в поперечном направлении пленки, но их задержка не зависела ни от толщины пленки d_0 , ни от величины поля H_0 , а зависела, причем линейно, только от толщины структуры пленка-подложка D_0 . Это не могли быть ОСВ, но могли быть чисто упругие волны, бегущие в поперечном направлении в глубь подложки ГГГ. Это подтверждалось расчетом времени задержки эхоимпульсов $\tau_s = 2D/v_{st} = 288 \text{ нс}$, где $v_{st} = 3.57 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ – скорость сдвиговых упругих волн в ГГГ. Возбуждение упругих волн могло быть вызвано, по крайней мере, двумя причинами: во-первых, вытеканием волноводных акустических мод, гибридованных с модами ОСВ в тонком имплантированном слое; во-вторых, коллинеарным (или почти коллинеарным) магнитострикционным взаимодействием бегущих ОСВ и звука [22] в чистой пленке ЖИГ.

Еще более интенсивные эффекты преобразования ОСВ и звука были обнаружены в спектре возбуждения магнитоэлектрических волн, как показано на вставке рис.10. Здесь МПЛ преобразователи имели существенно меньшую ширину $\approx 20 \text{ мкм}$ и предназначались для возбуждения и приема поверхност-



ных МСВ. В непрерывном режиме на АЧХ прошедшего сигнала ПМСВ были обнаружены известные дипольно-обменные резонансы, аналогичные [7], которые, однако, отличались ярко выраженной немонотонностью амплитуд (см. рис. 10). В импульсном режиме (рис. 11, *а, б*) были обнаружены те же две серии задержанных эхоимпульсов – импульсов ОСВ (рис. 11, *а*) и упругих волн (рис. 11, *б*). При таком способе возбуждения эффективность преобразования МСВ ↔ ОСВ достигала $k \approx 60\%$. Акустические эхоимпульсы также имели существенно большие амплитуды (ср. рис. 11, *б* и рис. 7, *б*).

С целью еще большего повышения интенсивности возбуждения ОСВ оба типа преобразования МСВ ↔ ОСВ и ЭМВ ↔ ОСВ были объединены в меандровой конструкции МПЛ преобразователя (см. вставку на рис. 12).

Меандровая линия имела пять периодов с шагом 0.5 мм, длину плеч 5 мм, ширину полоска 50 мкм. Прошедший сигнал поступал с выхода меандра. Как и в предыдущем случае, на АПХ прошедшего сигнала ЭМВ (см. рис. 12) обнаруживались резонансные

пики, которые служили ориентирами для импульсных измерений. В импульсном режиме обнаруживались те же обменные и акустические эхоимпульсы, которые отличались еще большими интенсивностями (рис. 13, *а, б*).

Характерно, что при таком способе возбуждения наблюдался только один (первый) эхоимпульс ОСВ (см. рис. 12, *а*), а все последующие эхоимпульсы оказывались за пределами чувствительности осциллографа. При этом эффективность преобразования достигала $k \approx 80\%$, но она могла быть еще больше при увеличении длины меандра.

Столь высокую эффективность преобразования и в особенности немонотонность амплитуд резонансных пиков на рис. 10, 12 невозможно было объяснить без учета резонансов имплантированного слоя, наличие которых было установлено прямыми наблюдениями при нормальном намагничивании пленки ЖИГ [23]. Резонансы ИС наблюдались на АПХ отраженного сигнала МПЛ (рис. 14, вставка) вне спектра возбуждения ПОМСВ (рис. 14, область *А*). Они отличались большей интенсивностью и следовали

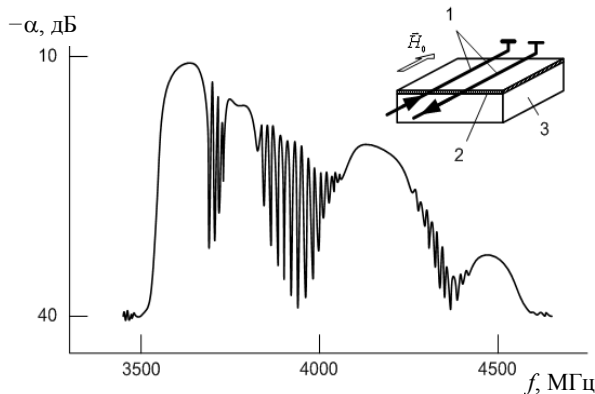


Рис. 10. АЧХ прошедшего сигнала ПОМСВ. На вставке – экспериментальный макет: 1 – МПЛ преобразователя; 2 – имплантированная пленка ЖИГ; 3 – подложка ГГГ

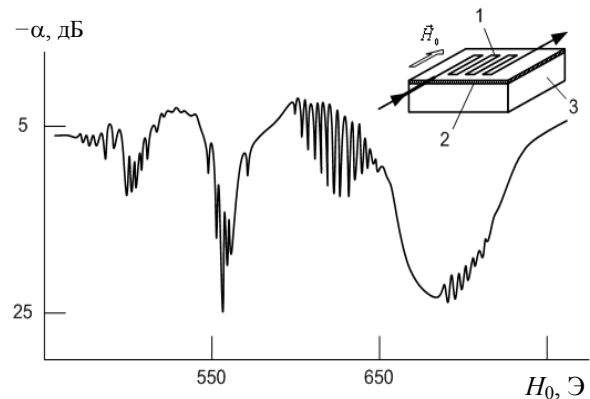


Рис. 12. АПХ прошедшего сигнала меандрового МПЛ преобразователя. На вставке – экспериментальный макет: 1 – меандровый МПЛ преобразователь; 2 – имплантированная пленка ЖИГ; 3 – подложка ГГГ

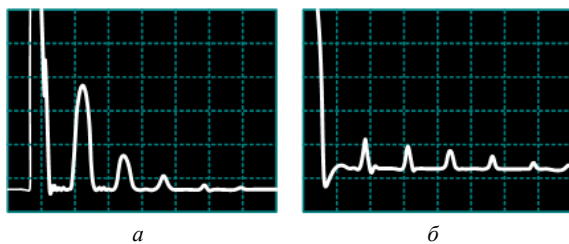


Рис. 11. Осциллограммы эхоимпульсов, полученные в режиме распространения ПМСВ: *а* – ОСВ, *б* – упругих волн

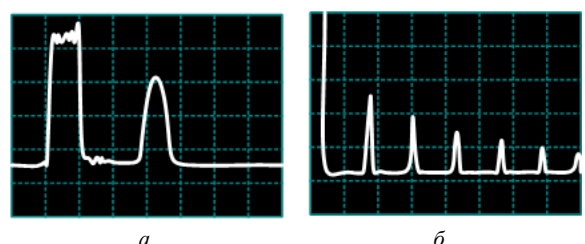


Рис. 13. Осциллограммы эхоимпульсов, полученные в режиме распространения ЭМВ: *а* – ОСВ, *б* – упругих волн

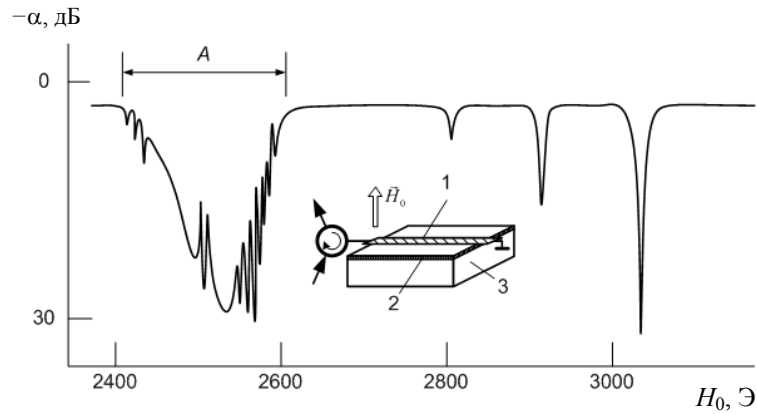


Рис. 14. АЧХ отраженного сигнала МПЛ преобразователя при нормальном намагничивании пленки ЖИГ. На вставке – экспериментальный макет: 1 – МПЛ преобразователь; 2 – имплантированная пленка ЖИГ; 3 – подложка ГГТ

с большими интервалами полей $\Delta H_0 \approx 115$ Э и 120 Э. В пределах спектра ПОМСВ пики дипольно-обменных резонансов располагались значительно плотнее $\Delta H_0 \sim (10 - 15)$ Э, поскольку устанавливались по толщине всей пленки.

По измерениям резонансных полей (см. рис. 14) можно было рассчитать эффективную толщину $d_i^{\text{эф}}$ и эффективную намагниченность $4\pi M_{0i}^{\text{эф}}$ имплантированного слоя. Для этого использовалось уравнение поперечного резонанса ОСВ в двухслойной ферритовой структуре, полученное при условии отсутствия возбуждения спиновых волн в одном из слоев. При нормальном намагничивании пленки это условие выполнялось в интервале полей $H_{\parallel} < H_0 < H_{\parallel}^{\text{эф}}$, где $H_{\parallel} = \omega/\gamma + 4\pi M_0$ и $H_{\parallel}^{\text{эф}} = \omega/\gamma + 4\pi M_{0i}^{\text{эф}}$ – предельные поля существования обменных волн в чистом ЖИГ и в имплантированном слое, а само уравнение имело вид

$$q' d_i^{\text{эф}} + \arctg\left(\frac{\text{Im} q'}{q'}\right) = n\pi, \quad (25)$$

где q' , q'_i – волновые числа ОСВ в чистом ЖИГ и в имплантированном слое соответственно. Волновые числа были определены из дисперсионного уравнения обменных волн в свободном пространстве при $\vec{q}', \vec{q}'_i \parallel \vec{H}_0$ в виде $q' = i\sqrt{(\omega_H - \omega)/\eta}$, $q'_i = \sqrt{(\omega - \omega_H)/\eta}$,

где $\omega_H = \gamma(H_0 - 4\pi M_0)$, $\omega_{Hi} = \gamma(H_0 - 4\pi M_{0i}^{\text{эф}})$, $\eta = \alpha\gamma 4\pi M_0$. Подстановка в уравнение (24) значений резонансных полей давала систему уравнений, которая решалась численными методами. Из решения системы были получены оценки величин $d_i^{\text{эф}} = (0.3 \pm 0.1)$ мкм и $4\pi M_{0i}^{\text{эф}} = (1270 \pm 80)$ Гс. Заметим, что оценка толщины имплантированного слоя $d_i^{\text{эф}}$ с хорошей точностью совпадала с расчетной (см. рис. 5).

Резонансы имплантированного слоя также наблюдались на АЧХ отраженного сигнала, но при этом пики возникали на частотах, расположенных ниже нижней границы спектра возбуждения ПОМСВ. При детальном рассмотрении АЧХ была обнаружена тонкая структура резонансных пиков, которая хорошо видна на развертке первого (наиболее интенсивного) пика (рис. 15). Тонкая структура представляла собой серию эквидистантных (с интервалами частот $\Delta f = 3.54$ МГц) узкополосных (шириной < 1 МГц) резонансных пиков, амплитуда которых достигала максимума в центре широкополосного пика и спадала к периферии. При заданном поле $H_0 = 2690$ Э наибольшая интенсивность узкополосных пиков наблюдалась в диапазоне частот 2...3 ГГц. Подобные пики наблюдались и ранее. В работах [24, 25] было показано, что их появление могло быть вызвано возбуждением в подложке ГГТ гиб-

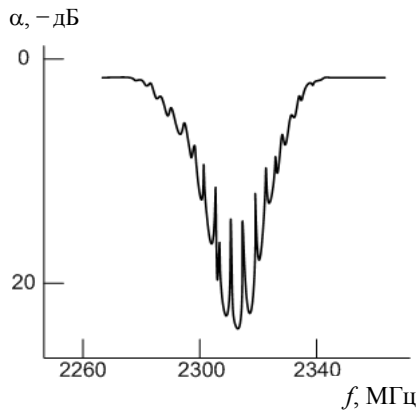


Рис. 15. АЧХ первого резонансного пика имплантированного слоя

ридизованных акустических мод Лэмба, но в данном случае гибридизация могла возникать только с волноводными модами ОСВ, возбуждаемыми в тонком имплантированном слое.

Немонотонность амплитуд дипольно-обменных резонансов на рис. 10, 12, 14 можно было пояснить на упрощенной модели двухслойной пленки. Вследствие симметрии внешних граничных условий в двухслойной пленке ЖИГ могли возбуждаться только симметричные (полуволновые) резонансы ОСВ. Но, однако, полуволновые резонансы могли существовать только при условии возбуждения в каждом из слоев несимметричных (четвертьволновых) резонансов. С учетом конечных ширин резонансных линий это условие можно было записать в виде

$$f_{n1} - \delta f_{n1} < (f_{n2} \pm \delta f_{n2}) < f_{n1} + \delta f_{n1}, \quad (26)$$

где $f_{ni} = n_i v_i / (2d_i)$ – резонансные частоты в контактирующих слоях: при $i = 1$ – в тонком (имплантированном) слое, при $i = 2$ – в слое чистого ЖИГ, $\delta f_{ni} = f_{ni} / Q_{ni}$ – полуширины резонансных линий, Q_{ni} – добротности резонансов ($Q_{n2} > Q_{n1}$), n_i – номера мод четвертьволнового резонанса, v_i – фазовые скорости ОСВ, d_i – толщины слоев ($d_2 \gg d_1$). Из условия (25) нетрудно было получить правило отбора допустимых номеров четвертьволновых резонансов n_2 в толстом (неимплантированном) слое при заданных номерах резонансов n_1 в тонком (имплантированном) слое

$$n_1 \frac{d_2 v_1}{d_1 v_2} \left(1 - \frac{1}{Q_{n1}}\right) \left(1 + \frac{1}{Q_{n2}}\right)^{-1} < n_2 < n_1 \frac{d_2 v_1}{d_1 v_2} \left(1 + \frac{1}{Q_{n1}}\right) \left(1 - \frac{1}{Q_{n2}}\right)^{-1}, \quad (27)$$

и соответственно правило отбора допустимых номеров полуволновых резонансов в двухслойной структуре $n_0 = (n_1 + n_2) / 2$, которое с учетом (27) можно было записать в виде

$$2n_1 \left[1 + \frac{d_2 v_1}{d_1 v_2} \left(1 - \frac{1}{Q_{n1}}\right) \left(1 + \frac{1}{Q_{n2}}\right)^{-1}\right] < n_0 < 2n_1 \left[1 + \frac{d_2 v_1}{d_1 v_2} \left(1 + \frac{1}{Q_{n1}}\right) \left(1 - \frac{1}{Q_{n2}}\right)^{-1}\right]. \quad (28)$$

Заметим, что интервалы частот между соседними четвертьволновыми резонансами $\Delta f_{ni} = v_i / (2d_i)$ обратно пропорциональны толщинам слоев. Из этого следует, что $\Delta f_{n1} \gg \Delta f_{n2}$. Из-за толщинной неоднородности имплантированного слоя его добротность была значительно ниже добротности чистой пленки ЖИГ. Из этого следовало, что $\delta f_{n2} < \delta f_{n1}$, но тогда при достаточной толщине пленки могло оказаться, что $\delta f_{n2} < \Delta f_{n2} < \delta f_{n1}$. В этом случае в полосе резонансных частот имплантированного слоя должен возбуждаться не один, а несколько резонансов двухслойной пленки ЖИГ. Понятно, что на промежуточных частотах $f_{n1} + \delta f_{n1} < f < f_{n1+1} - \delta f_{n1+1}$ резонансы ОСВ возбуждаться не могут. Из этого следует, что дипольно-обменные резонансы в имплантированной пленке ЖИГ должны возбуждаться в порядке следования номеров, но с чередующимися интервалами спада амплитуд.

Заметим, что при построении модели двухслойной пленки мы не делали никаких предположений о «закреплении» спинов. Тем не менее из условия (25) следовало, что на частотах четвертьволновых резонансов на границе ферритовых слоев должен возникать узел прецессии намагниченности. Следуя



традициям, можно было трактовать возникновение узла, как наведенное динамическое (или резонансное) «закрепление» пограничных спинов. Понятно, что такого рода «закрепление» могло оказаться достаточно сильным даже при небольшом скачке намагниченности на границе ферритовых слоев.

Резонансный механизм «закрепления» спинов оставался в силе и при отсутствии резонансов в одном из слоев, например, при кратковременном (импульсном) возбуждении ОСВ, когда резонансы в толстом слое ЖИГ еще не успевали установиться. В этом случае «закрепленная» граница выполняла функции преобразователя бегущих ОСВ. Понятно, что такого рода преобразование должно было иметь резонансный характер, причем полоса частот (или полей) импульсного преобразования ОСВ должна соответствовать полосе собственных резонансов ИС. Но, однако, в экспериментах эта полоса оказывалась значительно шире, чем на рис.14. Оценка добротности имплантированного слоя по ширине полосы кривой $k(H_0)$ (см. рис. 9), которая практически повторяла форму резонансной кривой первой моды ОСВ, составляла $Q \approx H_0/\Delta H_0 \approx 10$, что оказалось на порядок ниже добротности собственных резонансов имплантированного слоя. Но так и должно быть, поскольку таким способом оценивалась добротность нагруженного резонатора. Нагруженность резонансов ИС возникала из-за излучения бегущих ОСВ.

Интенсивность импульсного преобразования ОСВ быстро спадала с ростом номера гибридной моды ОСВ имплантированного слоя. Так, например, на частоте ближайшей третьей моды она уже не превышала 5%. Этот спад можно было объяснить снижением добротности собственных резонансов ИС, вызванного рассеянием ОСВ на толщинных неоднородностях имплантированного слоя. С учетом этого становится понятной причина слабого возбуждения ОСВ при нормальном намагничивании пленки. В этом случае эффекты излучения были вызваны возбуждением только высших мод с номерами $n_1 > 7$. Напомним, что низшие, наиболее интенсивные моды ОСВ, возбуждались

вне спектра существования ОСВ в чистой пленке ЖИГ. По измерениям амплитуд резонансных пиков на рис.14 можно было оценить спад интенсивности резонансных пиков приблизительно как $1/n_1^2$. С учетом этого эффективность возбуждения ОСВ на частоте седьмой моды имплантированного слоя должна была составлять приблизительно 2% от максимально возможной. Примерно в таком же соотношении находились предельные коэффициенты преобразования ОСВ, измеренные при нормальном и при касательном намагничивании пленки ЖИГ.

Интенсивность излучения бегущих ОСВ определялась интенсивностью волноводных мод ОСВ, которая зависела от типа волны-возбудителя – электромагнитной или магнитостатической волны. Но, однако, эффективность преобразования энергии ЭМВ \leftrightarrow ОСВ и МСВ \leftrightarrow ОСВ определялась не только интенсивностью излучения, но и длительностью процесса излучения, то есть зависела от длины пробега вытекающей моды ОСВ. При неограниченной длине пробега можно было ожидать практически полного преобразования энергии даже при слабой интенсивности излучения.

Заключение

На основании экспериментальных исследований и расчетов было показано, что в слоистых монокристаллических феррит-ферритовых структурах возможно высокоэффективное возбуждение обменных спиновых волн. Эффекты возбуждения ОСВ возникают за счет преобразования энергии быстрых типов волн (электромагнитных и/или магнитостатических) и носят ярко выраженный резонансный характер. Возможно коллинеарное и неколлинеарное возбуждение ОСВ.

Коллинеарное возбуждение ОСВ возникает при нормальном падении электромагнитной волны на поверхность слоистой феррит-ферритовой структуры. Тонкий легированный слой выполняет функции согласующего четвертьволнового резонатора. При этом на границе ферритовых слоев возникает узел прецессии намагниченности, который можно трактовать как динамическое или ре-



зонансное закрепление пограничных спинов. Показано, что при стремлении к нулю толщины поверхностного легированного слоя эффекты закрепления исчезают.

Неколлинеарное возбуждение возникает за счет частичного вытекания волноводных мод ОСВ, возбуждаемых в тонком легированном слое феррита за счет эффектов гибридизации с быстрыми типами волн. Обратное преобразование возникает за счет частичного проникновения бегущих ОСВ в глубь имплантированного слоя, возбуждения в нем волноводных мод и связанных с ними быстрых типов волн. Особенность такого механизма преобразования состоит в том, что он имеет длительный характер. Это позволяет даже при слабой интенсивности излучения/поглощения ОСВ достигать высокой эффективности преобразования энергии ЭМВ \leftrightarrow ОСВ и МСВ \leftrightarrow ОСВ.

Показано, что в имплантированных пленках ЖИГ параллельно с ОСВ возбуждаются чисто упругие волны, которые убегают в глубь подложки ГГГ. Это возбуждение возникает вследствие неколлинеарного излучения связанных акустических волноводных мод Лэмба, возбуждаемых в имплантированном слое за счет гибридизации с модами ОСВ, а также за счет коллинеарного излучения звука обменными волнами бегущими в чистой пленке ЖИГ.

Предложенный способ высокоэффективного преобразования коротковолновых обменных спиновых волн и звука открывает широкие перспективы создания принципиально новых сверхминиатюрных спинволновых устройств аналоговой обработки радиосигналов в диапазоне СВЧ вплоть до миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн.

Список литературы

1. Bloch F. // Zs. für Phys. 1930. Bd.61, №3–4. S.206–216.
2. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз, 1973. 497 с.

3. Suhl H. // J. Phys. Chem. 1973. Bd.1, №4. P.209–227.
4. Seavey M.H., Tannenwald P.E. // Phys. Rev. Lett. 1958. Vol.1, №5. P.168–169.
5. Wames R.E. de, Wolfram T. // J. Appl. Phys. 1970. Vol.41. P.987–993.
6. Adam J.P., O'Keeffe T.W., Patterson R.W. // J. Appl. Phys. 1979. Vol.50, №3. P.2446–2448.
7. Гуляев Ю.В., Бугаев А.С., Зильберман П.Е., Игнатьев И.А., Коновалов А.Г., Луговской А.В., Медников А.М., Нам Б.П., Николаев Е.И. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т.30, №9. С.600–603.
8. Kittel C. // Phys. Rev. 1958. Vol.110, №6. P.1295–1299.
9. Rado G., Weertman I. // Phys. Rev. Vol.94, №5. P.1386–1392.
10. Зильберман П.Е., Шишкин В.Г. // РЭ. 1990. Т.35. С.204–206.
11. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Санников Е.С., Тихонов В.В., Толкачев А.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т.14, №10. С.884–888.
12. Тихонов В.В., Толкачев А.В. // ФТТ. 1994. Т.36, №1. С.185–193.
13. Зильберман П.Е., Темирязов А.Г., Тихомирова М.Н. // УФН. 1995. Т.165, №10. С.1219–1223.
14. Зильберман П.Е., Темирязов А.Г., Тихомирова М.Н. // ЖЭТФ. 1995. Т.108, №1(7). С.281–302.
15. Тихонов В.В., Нефедов И.С. // ЖТФ. 1996. Т.66, №8. С.133–142.
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1957. 532 с.
17. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
18. Высоцкий С.Л., Казаков Г.Т., Маряхин А.В., Сухарев А.Г., Филимонов Ю.А., Хе А.С. // ФТТ. 1992. Т.34, №5. С.1376–1383.
19. Hoffman F. // Phys. Stat. Sol. 1970. Vol.41. P.807–813.
20. Visotsky S.L., Kazakov G.T., Nam B.P., Filimonov Yu.A., He F.S. // JMMM. 1994. Vol.131, №12. P.2067–2074.
21. Кудряшкин И.Г., Крутогин Д.Г., Ладыгин Е.А., Летюк Л.М., Маряхин А.В., Нам Б.П., Хе А.С., Фетисов Ю.К. // ЖТФ. 1989. Т.59, №3. С.70–77.
22. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. // ЖЭТФ. 1958. Т.35, №1. С.228–239.
23. Тихонов В.В., Толкачев А.В., Остафийчук Б.К. // Письма в ЖТФ. 1991. Т.17, №15. С.49–52.
24. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Казаков Г.Т., Сысоев В.Г., Тихонов В.В., Филимонов Ю.А., Нам, Б.П., Хе А.С. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т.39, №9. С.500–504.
25. Казаков Г.Т., Тихонов В.В., Зильберман П.Е. // ФТТ. 1983. Т.25, №8. С.2307–2312.