

УДК 537.611.46:538.975

©1994

ЛИНЕЙНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ ЖИГ

В.В.Тихонов, А.В.Толкачев

В имплантированных пленках железоиттриевого граната (ЖИГ) обнаружена высокая (до 80% и более) эффективность преобразования импульсного СВЧ сигнала в бегущие обменные спиновые волны (ОСВ). Импульсы ОСВ распространялись в глубину пленки ЖИГ и отражались от ее противоположной поверхности. По измерениям амплитуд и времени задержки эхо-импульсов были сделаны оценки волновых характеристик и эффективности преобразования ОСВ. Показано, что частотная зависимость коэффициента преобразования ОСВ имеет ярко выраженный немонотонный характер из-за наличия резонансных свойств имплантированного слоя.

Обменные спиновые волны (ОСВ) в ферритах теоретически были предсказаны гораздо раньше, чем дипольные спиновые (магнитостатические) волны (МСВ) (ср., например, [1-3]). Однако к настоящему времени наибольшее развитие получило направление, связанное с использованием МСВ. Основное преимущество МСВ состояло в простоте их возбуждения и приема при помощи микрополосковых (МПЛ) преобразователей [4]. Применение МПЛ преобразователей для ОСВ было практически невозможно из-за малости их длин волн, порядка 0.1 мкм и менее. Поэтому экспериментально возбуждение ОСВ могло наблюдаться либо в виде продуктов нелинейного распада МСВ (параметрическое возбуждение) [5,6], либо в виде стоячих волн (спин-волновых резонансов — СВР) [7,8]. Наблюдались также эффекты трансформации МСВ-ОСВ в неоднородных внешних полях [9,10] и эффекты трансформации звук-ОСВ [11,12], но эти эффекты сопровождались большими потерями преобразования. Позднее было обнаружено, что ионная имплантация пленок ЖИГ значительно повышает эффективность возбуждения СВР [13] и обеспечивает возможность наблюдения в спектре МСВ гибридных дипольно-обменных волн [14]. Сравнительно недавно было обнаружено, что в имплантированных пленках ЖИГ можно наблюдать достаточно эффективное импульсное преобразование ОСВ [15]; были обнаружены собственные СВР имплантированного слоя [16].

В данной работе исследовано влияние резонансных свойств имплантированного слоя на эффекты преобразования ОСВ. Обсуждается механизм преобразования электромагнитных колебаний и МСВ в бегу-

щие ОСВ. Предложены конструкции высокоэффективных ОСВ преобразователей.

1. Методика эксперимента и результаты

Эксперименты проводились с эпитаксиальными пленками ЖИГ, выращенными на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) с ориентацией поверхности (111). Толщины пленок составляли $d_0 = 3$ и $d_0 = 14$ мкм. Толщина структуры пленка ЖИГ-подложка ГГГ составляла $D = 514$ мкм. Образцы пленок с размерами 10×10 мм имплантировались ионами He^+ с энергией 120 кэВ, дозой 10^{16} см $^{-2}$. Для возбуждения и приема ОСВ использовались МПЛ и меандровые преобразователи. Пленка вместе с преобразователями помещалась в постоянное магнитное поле H_0 . На вход преобразователя подавался СВЧ сигнал. Исследовались отраженные СВЧ сигналы от входного МПЛ преобразователя и прошедшие сигналы с выходного МПЛ преобразователя или с выхода меандра. Измерения проводились в непрерывном и импульсном режимах. Длительность импульсов 10–20 нс.

К а с а т е л ь н о е н а м а г н и ч и в а н и е. В импульсном режиме при исследовании отраженного сигнала МПЛ преобразователя в дискретных интервалах полей (или частот) было обнаружено появление серии задержанных эхо-импульсов, типичная осциллограмма которых представлена на рис. 1, а. Относительная задержка эхо-импульсов не зависела от формы образца и места расположения преобразователя, но зависела от толщины пленки, а также от величины и ориентации намагничивающего поля. С ростом поля задержка эхо-импульсов монотонно возрастала (рис. 2, кривая 1). При этом отчетливо выделялись три интервала полей, внутри которых амплитуды эхо-импульсов имели максимумы. Наиболее интенсивно эхо-импульсы наблюдались при ориентации магнитного поля H_0 вдоль полоска. При такой ориентации поля в плоскости пленки возбуждались поверхностные МСВ (ПМСВ) [2], однако эхо-импульсы ПМСВ практически не наблюдались из-за из невзаимности. Одновременно с первой серией можно было наблюдать вторую серию эхо-импульсов, задержка которых была значительно больше (порядка 290 нс) и не зависела от величины поля. Типичная осциллограмма второй серии представлена на рис. 1, б.

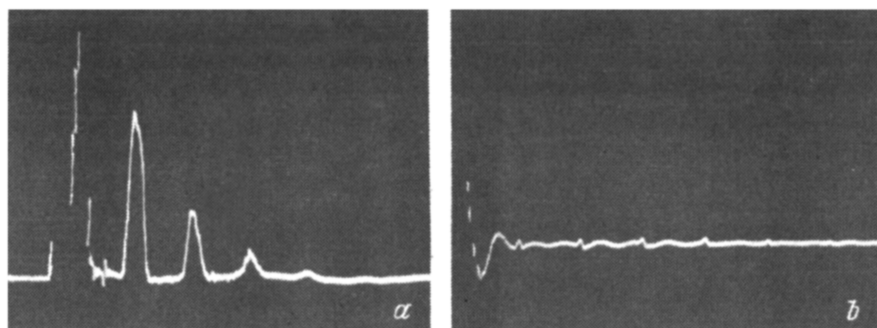


Рис. 1. Осциллограммы эхо-импульсов.

а — эхо-импульсы ОСВ, несущая частота импульса $f = 4$ ГГц, $H_0 = 630$ Э, $d_0 = 14$ мкм;
б — акустические эхо-импульсы, $f = 3892$ МГц, $H_0 = 705$ Э, $d_0 = 3$ мкм.

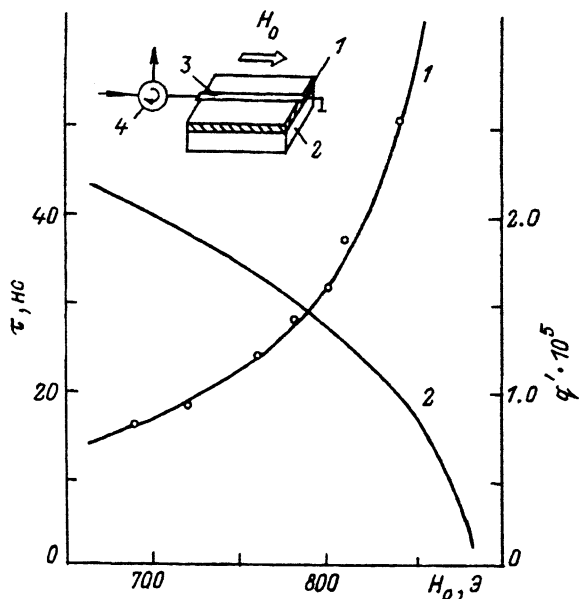


Рис. 2. Полевая зависимость относительного времени задержки эхо-импульсов ОСВ и волнового числа ОСВ.

1 — время задержки эхо-импульсов, 2 — волновое число ОСВ. $f = 4$ ГГц, $d_0 = 3$ мкм. На вставке (здесь и на рис.3) — Экспериментальный макет. 1 — пленка ЖИГ, 2 — подложка ГГГ, 3 — МПЛ преобразователь, 4 — СВЧ циркулятор. МПЛ преобразователь: ширина полоска 50 мкм, длина 6 мм.

При исследовании импульсного распространения ПМСВ (схема на вставке к рис. 3) было обнаружено, что выходным преобразователем помимо импульса ПМСВ также принимаются задержанные эхо-импульсы, аналогичные первой серии (рис. 1,а), но значительно большей амплитуды. При тех же условиях в непрерывном режиме на амплитудно-частотной характеристике (АЧХ) сигнала ПМСВ наблюдались дипольно-обменные пики, аналогичные описанным в [13,14], но отличающиеся ярко выраженной немонотонной зависимостью амплитуд (рис. 3).

Наиболее интенсивные эхо-импульсы были обнаружены при исследовании прошедшего сигнала меандрового преобразователя (см. вставку к рис. 4,б). При этом амплитуда второго эхо-импульса была на грани чувствительности приемника, а третий эхо-импульс вообще не наблюдался (рис. 4,а). Оценка эффективности преобразования за-

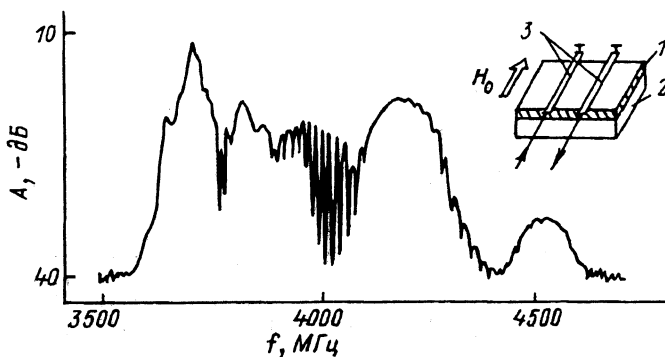


Рис. 3. АЧХ прошедшего сигнала ПМСВ. $H_0 = 630$ Э, $d_0 = 14$ мкм.

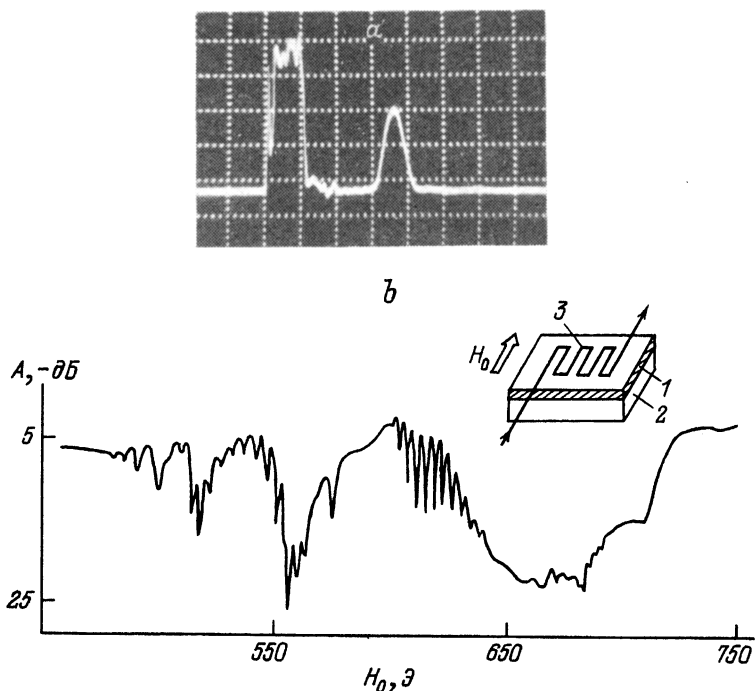


Рис. 4. Измерения прошедшего СВЧ сигнала меандровой линии.
a — осциллограмма эхо-импульсов ОСВ, $f = 4$ ГГц, $H_0 = 630$ Э, $d_0 = 14$ мкм, $\tau = 60$ нс;
b — АПХ прошедшего СВЧ сигнала, $f = 4$ ГГц. На вставке — экспериментальный макет.
 1 — пленка ЖИГ, 2 — подложка ГГГ, 3 — меандровый полосковый преобразователь.
 Характеристики меандра: период 300 мкм, ширина полоски 30 мкм, длина плеч меандра 2 мм, длина меандра 2.1 мм, число периодов 7.

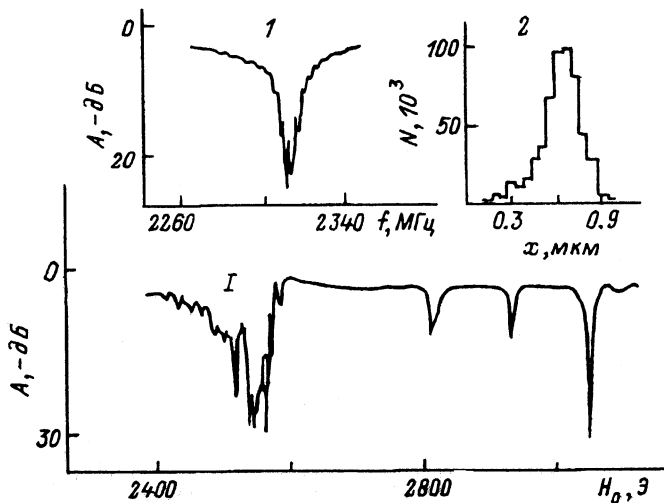


Рис. 5. АПХ отраженного сигнала МПЛ преобразователя при нормальном намагничивании пленки ЖИГ.

$f = 2340$ МГц, $d_0 = 3$ мкм. Цифрой I отмечена область возбуждения МСВ.
 1 — АЧХ первого собственного резонанса ОСВ в имплантированном слое, $H_0 = 2690$ Э;
 2 — рассчитанный профиль концентрации имплантированных ионов He в пленке ЖИГ.

держанного сигнала, измеренная по спаду амплитуды исходного импульса, давала величину порядка 80%. Аналогично предыдущему в непрерывном режиме на амплитудно-полевой характеристике (АПХ) меандрового преобразователя наблюдались серии дипольно-обменных пиков (рис. 4, b), характер которых совпадал с пиками на рис. 3.

Нормальная намагнитивание. В этом случае интенсивность эхо-импульсов оказалась гораздо слабее. Но зато в непрерывном режиме в спектре отраженного сигнала было обнаружено появление дополнительных резонансных пиков, которые наблюдались вне спектра прямых объемных ОСВ (ПОМСВ) при более высоких полях (см. АПХ на рис. 5). На АЧХ в полосах частот дополнительных пиков наблюдалась тонкая структура в виде узкополосных (шириной менее 1 МГц), эквидистантных (с интервалом $\Delta f = 3.54$ Гц) резонансных пиков (рис. 5, вставка 1).

2. Обсуждение результатов эксперимента

Как уже отмечалось, появление первой серии эхо-импульсов (рис. 1, a) не было связано с возбуждением ПМСВ. В связи с этим возникал вопрос о причине появления эхо-импульсов. Учитывая, что задержка эхо-импульсов пропорционально возрастала при увеличении толщины пленки и что их появление наблюдалось только на частотах наблюдения дипольно-обменных пиков, уместно было предположить, что появление эхо-импульсов было вызвано возбуждением обменных волн, распространяющихся в глубь пленки ЖИГ и отражающихся от ее противоположной поверхности. Для проверки этого предположения были сделаны сравнения экспериментальной полевой зависимости времени задержки эхо-импульсов $\tau(H_0)$ с расчетной зависимостью $\tau(H_0) = 2d'_0/v_{гр}$, где d'_0 — эффективная толщина пленки, $v_{гр} = du/dq'$ — групповая скорость ОСВ, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, q' — волновое число ОСВ. Формула для расчета $v_{гр}$ была получена из дисперсионного уравнения плоских ОСВ [17, 18] для случая $q' \perp H_0$ и имела вид

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

где

$$q' = \sqrt{\left[\sqrt{\omega^2 + (\omega_M/2)^2} - \omega_M/2 - \omega_H\right] / \eta}, \quad (2)$$

$\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = \gamma 4\pi M_0$, $\eta = \alpha \omega_M$, $4\pi M_0 = 1750$ Э — намагнитченность насыщения, $\gamma = 2.83$ МГц/Э — гиромагнитное отношение, $\alpha = 2.6 \cdot 10^{-12}$ см² — постоянная неоднородного обмена. Совпадение теоретической и экспериментальной кривых было получено при подстановке в (1), (2) $d'_0 = 1.25$ мкм при фактической толщине пленки $d_0 = 3$ мкм. Полученное значение эффективной толщины d'_0 можно было считать удовлетворительным, поскольку она совпадала с длиной пробега ОСВ в однородной части пленки, т.е. была меньше фактической толщины d_0 на толщину имплантированного слоя и толщину переходного слоя на границе пленка-подложка. В сумме эти толщины могли составлять величину 1–2 мкм (см., например, [19]). На основании расчетов были сделаны оценки волновых характеристик ОСВ:

$q' = (0.5-2.5) \cdot 10^5 \text{ 1/см}$, $\lambda = 2\pi/q' = 0.3 \div 0.6 \text{ мкм}$, $v_{\text{гp}} = (0.5-2.0) \cdot 10^4 \text{ см/с}$,
 $v_{\phi} = \omega/q' = (1.0 - 5.0) \cdot 10^5 \text{ см/с}$, где v_{ϕ} — фазовая скорость ОСВ.

По измерениям резонансных частот дополнительных пиков (рис. 5) были сделаны оценки эффективной толщины имплантированного слоя d'_i и нормальной составляющей скачка внутри поля имплантированного слоя δH_i . Для этого использовалось уравнение поперечного резонанса ОСВ в двухслойной пленке, полученное при условии отсутствия возбуждения спиновых волн чистом слое ЖИГ. При нормальном намагничивании это условие выполнялось в интервале полей $H_{\text{кр}} < H_0 < H_{\text{кр}} + \delta H_i$, где $H_{\text{кр}} = \omega/\gamma + 4\pi M_0$ — предельное поле существования ОСВ в чистом ЖИГ, а само уравнение имело вид

$$q'_i d'_i + \text{arctg}(\text{Im } q'/q'_i) = n\pi, \quad (3)$$

где

$$q' = i\sqrt{(\omega_H - \omega_M - \omega)/\eta}, \quad q'_i = \sqrt{(\omega + \gamma\delta H_i - \omega_H - \omega_M)/\eta}$$

— соответственно волновые числа ОСВ в чистом ЖИГ и в имплантированном слое. Подстановка в (3) величин полей, соответствующих номерам резонансов $n = 1, 2, 3$, давала систему трех уравнений, численное решение которых давало следующие оценки величин: $d'_i = 0.3 \pm 0.1 \text{ мкм}$, $\delta H_i = 430 \pm 80 \text{ Э}$. Для сравнения были сделаны независимые оценки толщины имплантированного слоя на основе статистических расчетов распределения концентрации N имплантированных ионов He^+ по глубине их залегания x от поверхности пленки ЖИГ [19]. Результаты расчетов представлены на вставке 2 к рис. 5. Видно, что толщина имплантированного слоя по уровню $N' = \max(N)/2$ составляет величину порядка 0.3 мкм, что совпадает с предыдущей оценкой. Выяснить характер изменения магнитных свойств имплантированного слоя из результатов эксперимента не представлялось возможным, хотя с определенной степенью вероятности можно было предположить, что появление скачка δH_i было вызвано магнитоупругим напряжением имплантированного слоя из-за имплантации ионов He^+ в межузельное пространство кристаллической решетки ЖИГ.

По измерениям отраженного сигнала МПЛ преобразователя были сделаны оценки коэффициента преобразования k и декрементов ОСВ q'' . Для этого использовалась следующая методика. Измерялись амплитуды первого A_1 и второго A_2 эхо-импульсов, которые были связаны с амплитудой исходного импульса A_0 следующими соотношениями:

$$A_1 = A_0 k^2 \exp(-2q'' d'_0), \quad A_2 = A_1 (1 - k) \exp(-2q'' d'_0). \quad (4)$$

Используя соотношение (4), нетрудно было получить

$$k = \frac{A_1^2}{A_0 A_2} \left[\sqrt{1 + \frac{2A_0 A_2}{A_1^2}} - 1 \right],$$

$$q'' = -\frac{1}{2d'_0} \ln \left[\frac{A_2}{A_1} \left(\sqrt{1 + \frac{2A_0 A_2}{A_1^2}} - 1 \right) \right]. \quad (5)$$

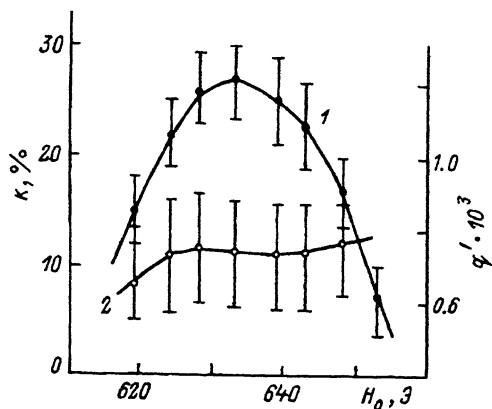


Рис. 6. Полевые зависимости коэффициента преобразования (1) и декремента ОСВ (2). $f = 4$ ГГц, $d_0 = 14$ мкм.

Результаты измерений k и q'' представлены в виде полевой зависимости на рис. 6. Видно, что в интервале измерений эффективность преобразования ОСВ имела немонотонный характер и в максимуме достигала $k \approx 30\%$, а декременты практически не менялись. При этом временные декременты ОСВ $\omega'' = 20 \lg(q'' v_{\text{гп}}) \sim 20$ дБ/мкс оказались того же порядка, что и в случае МСВ [20], хотя их длины волн были на 3–4 порядка меньше. Отметим, что в этих измерениях не были учтены эхо-импульсы ОСВ, излучаемые магнитостатической волной вдаль от входного преобразователя. Это означало, что по данной методике оценивались величины k только прямого преобразования СВЧ сигнала в ОСВ, исключая еще более эффективный тип преобразования МСВ–ОСВ. В случае меандрового преобразователя оба типа преобразования действовали совместно благодаря локализации магнитостатических колебаний пленки ЖИГ в пределах плоскости меандра. При этом достигалась максимальная эффективность преобразования $k \sim 80\%$, но она могла бы быть еще больше при увеличении длины меандровой линии.

Столь высокую эффективность преобразования ОСВ, в особенности немонотонный характер зависимости $k(H_0)$ в имплантированных пленках ЖИГ, невозможно было объяснить без учета влияния конечной толщины и сложной структуры имплантированного слоя. Однако для качественного объяснения зависимости $k(H_0)$ было достаточно рассмотреть условия возбуждения ОСВ на упрощенной модели двухслойной пленки ЖИГ со свободными поверхностными спинами [17]. Для возбуждения в феррите бегущих ОСВ необходимо было создать локальную неоднородность прецессии спиновых моментов с очень малыми размерами $l < \lambda/4 \sim 0.05$ мкм [4]. Поскольку в экспериментах возбуждения ОСВ осуществлялось практически однородным переменным магнитным полем, необходимая неоднородность прецессии могла быть вызвана только неоднородностью магнитных свойств имплантированной пленки ЖИГ. Измеренная эффективная толщина имплантированного слоя не удовлетворяла условию малости [4], поэтому оставалось предположить, что возбудителем ОСВ являлся тонкий переходный слой на границе имплантированного слоя и чистой пленки ЖИГ. Действительно, в переходном слое магнитная восприимчивость, а следовательно, и амплитуда прецессии спиновых моментов должны были

испытывать резкий скачок, причем величина этого скачка должна была дополнительно зависеть от характера неоднородных спин-волновых колебаний, установившихся в имплантированном слое ЖИГ. В частности, если на границе имплантированный слой-пленка ЖИГ возникал узел колебаний имплантированного слоя, то это можно было трактовать как наведение на границе дополнительного «динамического» закрепления спинов [21]. При таких условиях и при достаточно коротком импульсном возбуждении можно было ожидать максимума излучения бегущих ОСВ в глубь пленки ЖИГ. Ясно, что такие максимумы должны были наблюдаться с определенной периодичностью и спадать по мере уменьшения длин возбуждаемых ОСВ.

Появление второй серии эхо-импульсов на рис. 1, б было вызвано возбуждением сдвиговых акустических волн, бегущих в глубь подложки ГГГ. Это подтверждалось расчетом времени задержки эхо-импульсов $\tau_s = 2D/v_{st} = 288$ нс, где $v_{st} = 3.57 \cdot 10^5$ см/с — скорость сдвиговых волн в ГГГ. Ясно, что возбуждение импульсов акустических волн могло быть вызвано только за счет координатного магнитоупругого взаимодействия ОСВ и звука. Появление тонкой структуры на АЧХ дополнительных пиков (рис. 5) было вызвано возбуждением магнитоупругих резонансов, которые устанавливались по всей толщине структуры пленка ЖИГ-подложка ГГГ аналогично [22].

Таким образом, показано, что ионная имплантация пленки ЖИГ способствует интенсивному преобразованию импульсного СВЧ сигнала в бегущие ОСВ, распространяющиеся в глубь пленки ЖИГ. Обнаружены два типа преобразования: 1) непосредственное преобразование СВЧ сигнала в ОСВ и 2) преобразования типа МСВ-ОСВ. В случае меандрового преобразователя оба типа преобразования действовали совместно, при этом суммарная эффективность преобразования достигала 80%.

На основании измерений было установлено, что источником возбуждения ОСВ в однородном СВЧ поле мог быть тонкий переходный слой на границе имплантированного слоя и чистой пленки ЖИГ, в пределах которого амплитуды прецессии спиновых моментов испытывали скачок. Величина скачка и соответственно эффективность преобразования ОСВ в значительной мере усиливались за счет резонансных свойств имплантированного слоя ЖИГ, но при этом частотная зависимость коэффициента преобразования приобрела ярко выраженный немонотонный характер. Максимумы коэффициента преобразования наблюдались с периодичностью, соответствующей образованию узла прецессии спиновых моментов на границе имплантированный слой-пленка ЖИГ. Обнаруженные эффекты высокоэффективного преобразования ОСВ в слоистых ферритовых структурах открывают перспективы дальнейшего исследования и практического использования обменных спиновых волн.

Авторы благодарны Ю.А.Филимонову за полезное обсуждение работы.

Список литературы

- [1] Bloch F. // Zs. fur Phys. 1930. V. 61. N 3-4. P. 206-216.
- [2] Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V. 19. N 3-4. P. 308-320.
- [3] Барьяхар В.Г., Каганов М.И. Ферромагнитный резонанс, М., 1961. С. 226-284.

- [4] Emtage P.R. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 49. P. 5122-5125.
- [5] Suhl H. // J. Phys. Chem. 1957. V. 1. N 4. P. 209-227.
- [6] Зильберман П.Е., Голубев Н.С., Темирязов А.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 7. С. 585-589.
- [7] Kittel C. // Phys. Rev. 1958. V. 110. N 6. P. 1295-1299.
- [8] Seavey M.H., Tannenwald P.E. // Phys. Rev. Lett. 1958. V. 1. N 5. P. 168-169.
- [9] Schloman E. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. N 1. P. 159-166.
- [10] Schloman E., Joseph R.I. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. N 1. P. 164-170.
- [11] Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. № 1. С. 228-239.
- [12] Ле Кроу Р., Комсток Р. Физическая акустика / Под ред. У. Мезона. М., Т. 3. Ч. Б. С. 156-243.
- [13] Algra H.A., Robertson J.M. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 7. P. 3821-3826.
- [14] Яковлев Ю.М. // Обзоры по электронной технике. Сер. 6. Материалы. В. 7(1227). М., 1968. 56 с.
- [15] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Тихонов В.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 10. С. 884-888.
- [16] Тихонов В.В., Толкачев А.В., Остафийчук Б.К. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 15. С. 49-52.
- [17] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М., 1973. 591 с.
- [18] Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М., 1967. 368 с.
- [19] Кудряшкин И.Г., Крутогин Д.Г., Ладыгин Е.А. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 3. С. 70-77.
- [20] Исхак В.С. // ТИИЭР. 1988. Т. 76. № 2. С. 86-104.
- [21] Cochran J.F., Heinrich B., Agrott A.S. // Phys. Rev. 1986. V. 34. N 11. P. 7788-7801.
- [22] Казаков Г.Т., Тихонов В.В., Зильберман П.Е. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 8. С. 2307-2312.

Институт радиотехники и
электроники РАН
Саратов

Поступило в Редакцию
9 августа 1993 г.