

фио-поликристаллические состояния структуры пленки, имеющие коэффициент поглощения меньший, чем первоначальная фаза [6]. Используя достаточно близкую к линейной зависимость контраста от мощности лазерного пучка, можно изготавливать на пленках аморфного кремния полутонные фотошаблоны, необходимые для создания высокоэффективных дифракционных оптических элементов [4]. При переносе топологии полутонного фотошаблона в фоторезист для работы на линейном участке его характеристики достаточно иметь максимальный диапазон модуляции пропускания фотошаблонов от 1:4 до 1:10. Низкое пропускание просветленных лазерным лучом участков пленки кремния можно скомпенсировать увеличением экспозиции при копировании и выбором фоторезиста с высокой чувствительностью.

Одним из важнейших параметров регистрирующей среды является разрешающая способность. Она определяется как диаметром лазерного записывающего пучка в фокусе, так и свойствами материала, в том числе нелинейностью используемого для записи процесса. Исследование пространственного разрешения прямой оптической записи на пленках *a*-кремния показало возможность получения линий шириной 0.25—0.4 мкм при диаметре записывающего пучка 0.8 мкм.

На рис. 2, *a* показана микрофотография групп линий, записанных при скорости сканирования 100 см/с с периодом от 0.48 до 1 мкм, а на рис. 2, *б* — при скорости сканирования 100 мкм/с (радиус 8 мкм) с периодом 0.79 мкм. Некоторая неравномерность периода обусловлена влиянием микросейсм на фотопостроитель. Высокое разрешение в широком диапазоне скоростей и получение линий, в 2—3 раза меньших диаметра записывающего пучка, может быть объяснено следующими причинами. Во-первых, аморфный кремний имеет теплопроводность, на порядок меньшую, чем кристаллический кремний [6], что существенно уменьшает расплывание температурного распределения, индуцированного лазерным лучом в пленке. Во-вторых, из-за просветления пленки в процессе записи уменьшается поглощение лазерного излучения. В сочетании с гауссовским распределением интенсивности в фокальном пятне это приводит к остановке роста температуры и локализации структурных превращений в небольшой зоне в центре пятна. Такой механизм увеличения разрешения записи без применения высокоапертурных микрообъективов или коротковолновых лазеров указывает на перспективность поиска материалов, просветляющихся под действием лазерного излучения.

#### Литература

- [1] Janai M., Moser F. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 3. P. 1385—1386.
- [2] Lee Ming Shih, Tseng Chau Jern, Huang Chien Rong, Huang Tzer Hsiang. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. Pt 1. Vol. 26. N 2. P. 193—196.
- [3] Rao L. K., Harshavardhan K. S., Selvarajan A., Hegde M. S. // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49. N 13. P. 826—828.
- [4] Коронкевич В. П., Ленкова Г. А., Михальцова И. А. и др. // Автометрия. 1985. № 1. С. 4—25.
- [5] Baeri P., Barbarino A. E., Campisano S. V. // Laser and Electron Beam Interactions with Solids. New York, 1982. P. 227—232.
- [6] Webber H. C., Gullis A. G., Chew N. G. // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 43. N 7. P. 669—671.

Институт автоматизации и электрометрии  
СО АН СССР  
Новосибирск

Поступило в Редакцию  
15 февраля 1988 г.

### РАССЕЯНИЕ ОБЪЕМНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ДИНАМИЧЕСКОЙ МАГНИТНОЙ РЕШЕТКЕ

А. Н. Мясоедов, Ю. К. Фетисов

Распространение магнитостатических спиновых волн (МСВ) в пленках феррита с пространственно-временной периодичностью свойств сопровождается эффективным рассеянием, что может быть использовано для управления характеристиками волн в устройствах спинволновой электроники. Экспериментально исследовано рассеяние МСВ без изменения ча-

стоты на статических неоднородностях (система канавок [1], имплантированная решетка [2], пространственно-периодическое магнитное поле [3]) и с изменением частоты на динамической неоднородности — акустической волне [1]. В настоящей работе обнаружено и изучено рассеяние объемных МСВ на динамической магнитной решетке, созданной пространственно-периодическим нестационарным магнитным полем. Такая решетка легко формируется с помощью нанесения на поверхность пленки феррита проводника в форме меандра [5], по которому пропускается переменный ток, и представляется перспективной для создания управляемых рассеивающих МСВ структур.

В экспериментах использовалась пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ) (размером  $0.02 \times 4 \times 20$  мм<sup>2</sup>,  $4\pi M = 1750$  Гс,  $\Delta H \leq 0.5$  Э), выращенная на немагнитной подложке. МСВ возбуждались и регистрировались с помощью двух микрополосковых преобразователей шириной по 50 мкм, напыленных на расстоянии 0.8 см друг от друга на поликоровой подложке, прижатой к пленке. На той же подложке между преобразователями был нанесен проводник шириной 50 мкм в форме меандра с апертурой 5 мм. Период использованных меандров составлял  $\Lambda = 200, 500$  или 1000 мкм, а полная длина  $L = 0.7$  см. Постоянное магнитное поле

$H_0$  прикладывалось касательно вдоль оси структуры или нормально к структуре при возбуждении соответственно обратных или прямых объемных МСВ. Для модуляции поля на меандр подавался переменный ток  $I \cos(2\pi Ft)$  величиной до  $I = 0.2$  А с частотой  $F = (20-150)$  МГц, который создавал в феррите поле напряженностью до  $h_0 \sim 20$  Э. В диапазоне частот  $f = 3-9$  ГГц регистрировались спектры частот сигнала на выходном преобразователе и сигнала, отраженного от входного преобразователя.

Измерения дисперсии и частотной зависимости амплитуды сигнала передачи объемных МСВ в исследуемой структуре без тока показали, что меандр при малых площадях металлизации ( $\Lambda = 500, 1000$  мкм) практически не искажает дисперсию МСВ по сравнению со свободной пленкой феррита, а только увеличивает изрезанность амплитудно-частотной характеристики. При рассеянии на динамической магнитной решетке обратных объемных МСВ, возбужденных монохроматической накачкой с частотой  $f_0$ , в спектре частот прошедшего сигнала (рис. 1) появлялись боковые составляющие с частотами  $f_0 \pm F$ . Соотношение амплитуд центральной и боковых составляющих спектра зависело от положения  $f_0$  внутри области частот существования МСВ при заданном значении поля  $H_0$ , амплитуда боковых составляющих линейно возрастала с увеличением модулирующего тока  $I$  и уменьшением периода меандра. Типичная зависимость амплитуды боковых составляющих от частоты модуляции  $F$  показана на рис. 1 штриховой линией, причем максимумы амплитуд верхней и нижней боковых составляющих могли находиться на разных расстояниях от  $f_0$ . Кроме того, для определенных значений частот падающей на решетку волны обнаружено полное подавление верхней составляющей  $f_0 + F$  или центральной частоты  $f_0$  в спектре прошедшего сигнала. При больших значениях модулирующего тока в спектре прошедшего и отраженного сигналов наблюдалось до трех равноотстоящих составляющих с каждой стороны от центральной частоты. Аналогичное преобразование спектра частот обнаружено также в случае рассеяния на динамической магнитной решетке прямых объемных МСВ.

Отметим прежде всего, что текущий по меандру ток модулирует продольную  $h_y$  и нормальную  $h_x$  к поверхности пленки феррита составляющие магнитного поля и формирует магнитную решетку, обеспечивающую эффективное рассеяние именно объемных МСВ и значительно менее эффективное рассеяние поверхностных МСВ [6]. Создаваемое меандром переменное поле  $h(y, t)$  можно разложить в ряд по пространственно-временным гармоникам, причем основная (а также любая высшая) гармоника представима в виде двух бегущих навстречу друг другу магнитных волн

$$h_y(y, t) \approx h_0 \cos \Omega t \cos py = \frac{h_0}{2} \cos(\Omega t - py) + \frac{h_0}{2} \cos(\Omega t + py),$$

где  $\Omega = 2\pi F$ ,  $p = 2\pi/\Lambda$ .

Согласно общим представлениям [7], рассеяние МСВ может происходить на любой из этих волн при выполнении условий фазового синхронизма

$$f = f_0 \pm nF, \quad k = k_0 \pm n\mathbf{p},$$

где  $(f_0, \mathbf{k}_0)$ ,  $(f, \mathbf{k})$ ,  $(F, \mathbf{p})$  — частоты и волновые векторы падающей рассеянной МСВ и магнитной волны;  $n=1, 2, \dots$  — номер гармоники.

Диаграмма коллинеарного рассеяния основной моды обратных объемных МСВ на динамической магнитной решетке приведена на рис. 2. Видно, что возможны процессы рассеяния как вперед, так и назад с увеличением или уменьшением частоты. Показаны также зависимости частот двух рассеянных волн от частоты падающей волны, рассчитанные с использованием закона дисперсии МСВ в свободной пленке феррита при значениях параметров, соответствующих условиям эксперимента. Уменьшение периода магнитной решетки приводит к удалению частот рассеянных волн от центральной частоты и возрастанию разницы расстояний верхней и нижней частот от центральной, что наблюдалось и в эксперименте.

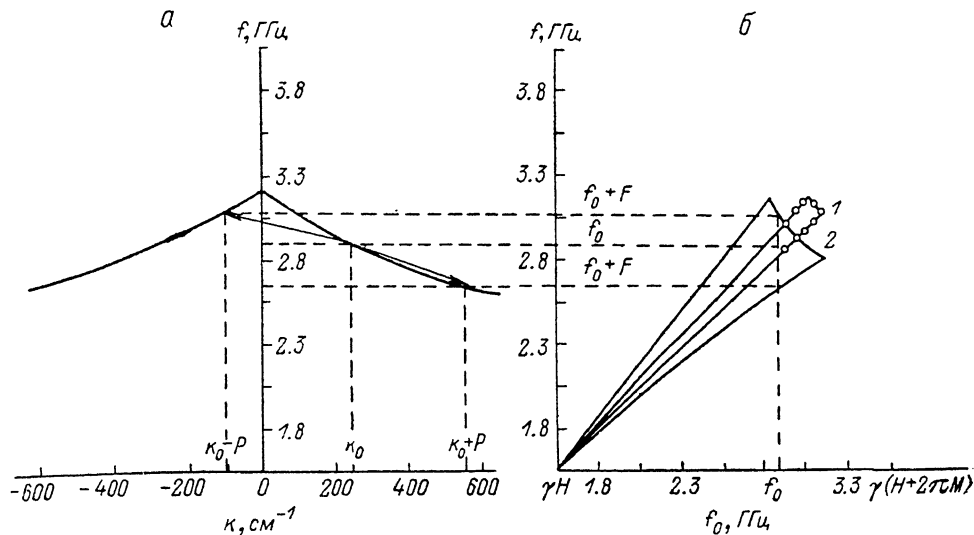


Рис. 2. Диаграмма (а) и кривые частотного синхронизма (б) для рассеяния обратных объемных МСВ на динамической магнитной решетке.

$H_0=550$  Э,  $\gamma=2.8$  МГц/Э;  $\Delta$ , мкм: 1 — 1000, 2 — 200.

Одновременно расширяется область частот (рис. 2, верхняя замыкающая часть кривой синхронизма), когда рассеянная волна отражается назад. Экспериментальные точки на рис. 2 соответствуют обнаруженному рассеянию вперед и назад МСВ с частотами вблизи верхней границы интервала существования, где эффективность возбуждения—приема волны максимальна. Ширина полосы изменения частоты МСВ, рассеянной на решетке конечной длины  $L$ , составляет  $\Delta f \approx 2v_r/L \sim 50$  МГц ( $v_r$  — групповая скорость МСВ) и также хорошо согласуется с экспериментом. Случай подавления верхней составляющей частотного спектра (рис. 2) отвечает рассеянию падающей МСВ с частотой  $f_0$  в волну с  $k=0$ , которая не регистрируется приемным преобразователем. Наблюдавшееся подавление центральной частоты в спектре прошедшего сигнала обусловлено, по-видимому, интерференцией падающей МСВ с сигналом прямой электромагнитной наводки на определенной частоте при совпадении амплитуд магнитостатической волны и наводки. Возникновение нескольких составляющих в спектре МСВ также объясняется взаимодействием падающей МСВ с пространственно-временными гармониками магнитной решетки более высокого порядка.

В заключение отметим возможность использования эффекта рассеяния МСВ на динамической магнитной решетке для преобразования частоты сверхвысокочастотных сигналов.

Авторы выражают благодарность Л. В. Тихонравовой за помощь в изготовлении мандров.

#### Литература

[1] Sykes C. G., Adam J. D., Collins J. H. // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29. N 6. P. 388—400.

- [2] Carter R. L., Owens J. M., Smith C. V., Reed K. W. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 3. P. 2655—2657.
- [3] Вороненко А. В., Герус С. В. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 9. С. 1841—1843.
- [4] Медников А. М., Никитов С. А., Попков А. Ф. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 10. С. 3008—3013.
- [5] Вороненко А. В., Герус С. В., Красножен Л. А. // Тез. докл. конф. «Спириволновые явления электроники СВЧ». Краснодар, 1987. С. 57—58.
- [6] Вороненко А. В., Герус С. В. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 12. С. 746—748.
- [7] Элаши Ш. // ТИИЭР. 1976. Т. 64. № 12. С. 22—58.

Московский институт  
радиотехники, электроники и автоматики

Поступило в Редакцию  
15 февраля 1988 г.

## ОСОБЕННОСТИ ИМПУЛЬСНОГО МГД ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МИКРОНЕСПЛОШНОСТИ В МЕДИ

В. И. Бетехтин, А. Б. Пахомов, Б. П. Перегуд, А. И. Петров,  
М. В. Разуваева

Проводилось исследование влияния микросекундных импульсов тока большой плотности ( $\sim 10^7$  А/см<sup>2</sup>), протекающего через твердый металл, на микроскопические дефекты его структуры, в основном микротрещины и поры, образующиеся, например, в процессе высокотемпературной ползучести [1].

Результат воздействия импульсного тока на материал образца определяется, во-первых, его разогревом при выделении джоулева тепла, во-вторых, электромагнитным взаимодействием с полем собственного тока. Эти факторы в отдельности или вместе могут быть причиной разрушения образца [2] или его поверхности [3]. При величине тока, превышающей некоторую критическую, твердый образец может быть разрушен за счет того, что он в поле собственного тока неустойчив по отношению к возмущениям формы (МГД неустойчивость). Но неустойчивость не приведет к разрушению, если время воздействия меньше характерного времени развития неустойчивости  $t \leq (r/H_0) \sqrt{\rho/\mu_0}$  [4], где  $H_0$  — напряженность магнитного поля на поверхности образца,  $r$  — его радиус,  $\rho$  — плотность,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума.

Магнитное поле импульсного тока, протекающего через проводник, создает в нем магнитное давление [5], величина которого определяется амплитудой тока и распределением его плотности в сечении, формой и размерами проводника. Амплитуда магнитного давления  $P$  в цилиндрическом образце просто выражается через величину напряженности магнитного поля на поверхности  $H_0 = I_0/2\pi r$  (где  $I_0$  — амплитуда тока) при следующих допущениях. Если распределение однородно, т. е. толщина скин-слоя  $\delta \gg r$ , то давление на оси образца равно  $P = \mu_0 H_0^2$ . При  $\delta \ll r$  величина  $P = 1/2 \mu_0 H_0^2$  равна плотности энергии магнитного поля на поверхности. Полагая плотность тока однородной в приповерхностном слое толщиной  $\delta$ , нетрудно показать, что

$$P = \frac{1}{2} \mu_0 H_0^2 \varphi\left(\frac{\delta}{r}\right), \quad (1)$$

где  $\varphi(x)$  — непрерывная монотонная функция, возрастающая от 1 до 2 при изменении аргумента от 0 до 1.

Ожидаемый эффект от воздействия давлением на материал с несплошностями — уменьшение их объема при превышении давлением пороговой величины [6]. Нашей задачей было зафиксировать эффект залечивания пористости импульсным магнитным давлением, а также выявить возможные особенности процесса, связанные с наличием поля и малостью длительности воздействия.

Последнее особенно интересно, поскольку ранее опыты по залечиванию пористости при длительности импульса давления в микросекундном диапазоне не проводились. В [7] показано, что в диапазоне времен от  $10^1$  до  $10^3$  с степень залечивания определяется в основном