

05;09  
©1995

## ВОЛНОВОДНЫЕ МОДЫ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СИЛЬНОНЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ ПОДМАГНИЧИВАНИЯ ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ОРИЕНТАЦИИ

*И.В.Васильев*

Эффективным средством управления дисперсией магнитостатических волн (МСВ) является использование неоднородного подмагничивания  $H_0$  [1,2]. В качестве объяснения наблюдаемого в эксперименте эффекта прохождения СВЧ-сигнала в ферритовой пленке (ФП) в условиях сильнонеоднородного поперечного подмагничивания изменяющейся ориентации высказано предположение, что в исследуемой структуре имеет место волноводное распространение поверхностных МСВ (ПМСВ) [2]. Поскольку интерпретация наблюдаемых в подобных экспериментах результатов затруднена, актуальной представляется проблема математического моделирования дисперсии МСВ в условиях неоднородности  $H_0$ . Между тем в предыдущих работах либо использовалось приближение слабонеоднородного подмагничивания в предположении медленного изменения обеих поперечных компонент  $H_{0x}$  и  $H_{0z}$  (рис. 1) поля  $H_0$  в поперечнике исследуемой структуры [3,4], либо не учитывалась нормальная к поверхности ферритовой пластины компонента  $H_{0z}$  [5,6].

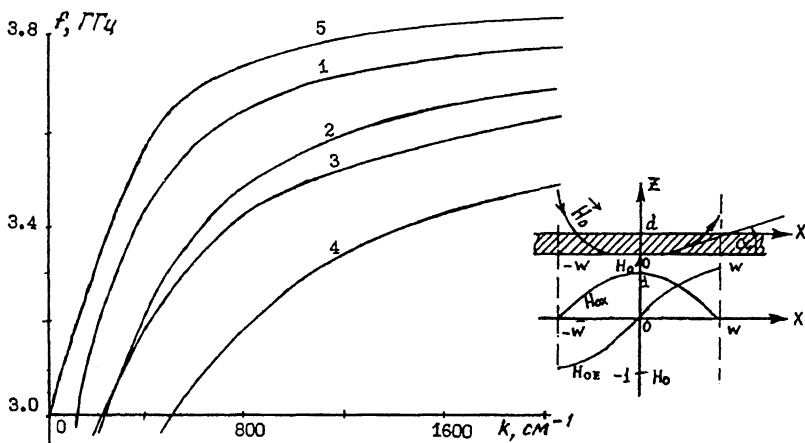
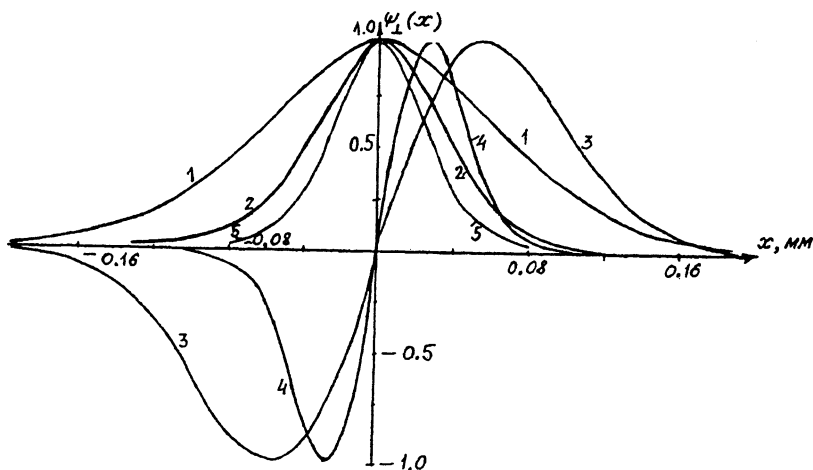


Рис. 1. Поперечное сечение исследуемого волновода, нормированное распределение компонент  $H_{0X}$ ,  $H_{0Z}$  поля подмагничивания  $H_0$  по  $X$  и дисперсионные зависимости волноводных мод ПМСВ исследуемого волновода: кривые 1, 2 — 1 и 2-й моды при  $w = 0.1$  мм, 3, 4 — то же для  $w = 0.25$  мм. Кривая 5 — зависимость  $k(f)$  ПМСВ в неограниченной ФП при однородном подмагничивании.

В настоящей работе изложены результаты применения созданной в [7,8] универсальной методики моделирования волноводов МСВ к исследованию дисперсии МСВ в волновом канале, образованном неоднородностью поперечного ( $H_{0Y} = 0$ ) поля  $H_0$ , обе компоненты  $H_{0X}$ ,  $H_{0Z}$  которого считаются отличными от нуля и зависящими от обеих поперечных координат  $X$ ,  $Z$ . Используемая методика в отличие от работ [3,4] не накладывает ограничений на характер функций  $H_{0X}(x, z)$ ,  $H_{0Z}(x, z)$ .

Пусть неограниченная по ширине ФП толщиной  $d$  намагничена до насыщения полем  $H_0$ , имеющим в пределах участка неоднородности постоянную величину и изменяющуюся ориентацию (угол наклона вектора  $H_0$  к оси  $X$ ,  $\alpha$  изменяется от значения  $-\pi/2$  при  $X = -w$  до  $\pi/2$  при  $X = w$  так, что компоненты  $H_{0X}$ ,  $H_{0Z}$  зависят от  $X$  по гармоническому закону (рис. 1)).

Будем искать решение магнитоэлектростатической краевой задачи  $\text{div}(\vec{\mu}(x, z)\nabla\Psi) = 0$  в виде  $\Psi = \Psi_{\perp}(x, z)\exp[i(ky - \omega t)]$ , где  $k$  — искомое волновое число,  $\Psi_{\perp}$  — поперечное распределение собственного магнитного потенциала исследуемой



**Рис. 2.** Распределение магнитного потенциала волноводных мод ПМСВ по ширине структуры при  $F = 3.08$  ГГц: 1, 3 — для 1-й ( $k = 175.8$  см $^{-1}$ ) и 2-й ( $k = 298$  см $^{-1}$ ) при  $w = 0.25$  мм; 2, 4 — то же для  $w = 0.1$  мм при  $K = 293.2$  см $^{-1}$  и  $K = 627.4$  см $^{-1}$  соответственно. Кривая 5 — распределение  $\Psi(x)$  1-й моды при  $F = 3.7$  ГГц,  $K = 1127$  см $^{-1}$ .

волны,  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота. Ограничим структуру прямоугольным контуром  $L$ , расположенным столь далеко от исследуемого ВК, что можно положить  $\Psi_{\perp} = 0$  в каждой его точке, и покроем поперечное сечение ВК неоднородной прямоугольной сеткой, густота и шаг которой зависят от требуемой точности решения задачи и характера распределения  $\Psi_{\perp}(x, z)$ . В результате применения интегрирующей версии метода конечных разностей задача сводится к квадратичной проблеме собственных значений с действительными в приближении нулевых магнитных потерь ленточными матрицами. Используя метод обратной итерации для решения указанной проблемы, получаем искомые значения  $k$  и  $\Psi_{\perp}$ . Используемая здесь универсальная методика моделирования волноводов МСВ общего вида позволила без каких-либо усовершенствований численного алгоритма произвести исследование дисперсии МСВ в данном волноводе аналогично тому, как это было сделано в работе [9] для анализа дисперсии МСВ в ФП конечной ширины при строгом учете неоднородности размагничивающего поля.

Расчеты проводились при следующих значениях параметров:  $|\mathbf{H}_0| = 500 \text{ Э}$ , модуль вектора намагниченности  $4\pi M_0 = 1760 \text{ Гс}$ ,  $d = 0.02 \text{ мм}$  для двух значений  $w = 0.1$  и  $0.25 \text{ мм}$ .

Получены следующие результаты (рис. 1, 2). Установлено, что в структуре могут существовать в виде бегущих волн волноводные моды поверхностных МСВ (ПМСВ) в полосе частот, примерно совпадающей со спектром частот поверхностной МСВ (ПМСВ) при однородном  $\mathbf{H}_0$  ( $f_{\perp} < f < f_M/2 + f_0$ ,  $f_0 = |\gamma| |\mathbf{H}_0|$ ,  $f_{\perp} = \sqrt{f_0(f_0 + f_M)}$ ,  $f_M |\gamma| 4\pi M_0$ , сравни кривые 1-4 и 5, рис. 1). Моды отличаются между собой формой распределения потенциала  $\Psi_{\perp}(x)$  по ширине волновода. Как видно из (рис. 2), зависимость  $\Psi_{\perp}(x)$  имеет форму полуволн, число которых соответствует порядковому номеру моды; низшая по номеру мода имеет меньшее значение  $k$  на одной и той же частоте. Распределение  $\Psi_{\perp}(z)$  исследуемых мод имеет обычный для ПМСВ в неограниченной ФП характер — при выбранной ориентации поля  $\mathbf{H}_0$  максимум зависимости  $\Psi_{\perp}(z)$  локализован у верхней границы феррит-диэлектрик, при смене знака  $\mathbf{H}_0$  максимум распределения поля волноводных мод располагается у нижней границы ФП. Кроме того, на частотах, лежащих в промежутке  $f_0 < f < f_{\perp}$ , существует множество близко расположенных волн, отличающихся распределением как по  $x$ , так и по  $z$  и имеющих очень узкие частотные спектры. Они соответствуют обнаруженным в [2] при экспериментальном исследовании похожей структуры "дискретным модам". Как видно из рис. 2, поле волноводных мод даже в длинноволновой части спектра практически полностью втянуто в участок неоднородности  $\mathbf{H}_0$ , сужение последнего приводит автоматически к уменьшению ширины волновода. С увеличением частоты, т. е. с уменьшением длины волны волновод еще более сужается (кривая 5, рис. 2). Сравнение дисперсионных кривых двух низших волноводных типов, рассчитанных при разной ширине участка неоднородности, показывает, что ее уменьшение приводит к увеличению различия значений волновых чисел первой и второй мод и к снижению групповой скорости аналогично тому, как это имеет место в случае волновода МСВ в виде узкой ФП [10].

Полученные результаты являются расчетным подтверждением сделанного в экспериментальной работе [2] предположения о существовании спектра волноводных мод ПМСВ в волновых каналах с сильной ориентационной неоднородностью поля подмагничивания. Границы области локализации поля по ширине структуры, т. е. волнового канала, совпадают с границами участка неоднородности поля  $\mathbf{H}_0$ , что указывает на эффективность использования сильнеоднородного по направлению подмагничивания для изоляции между собой миниатюрных волноводов МСВ.

## Список литературы

- [1] *Morgenthaler F.R.* // J. of Appl. Phys. 1981. V. 52. N 3. P. 2267.
- [2] *Stancil D.D., Morgenthaler F.R.* // IEEE Trans. on Magn. 1980. V. 16. N 5. P. 1156.
- [3] *Вызулин С.А., Коротков В.В., Розенсон А.Э.* // РиЭ. 1991. Т. 36. № 10. С. 2024.
- [4] *Бурлак Г.Н., Тримальский В.В.* // РиЭ. 1994. Т. 39. № 1. С. 33.
- [5] *Koshiha M., Y. Long* // IEEE Trans. on MTT. 1989. V. 37. N 11. P. 1768-1772.
- [6] *Sawado E., Chang N.S.* // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. P. 1062-1067.
- [7] *Васильев И.В., Ковалев С.И.* // РиЭ. 1993. Т. 38. № 12. С. 2174-2125.
- [8] *Vasil'ev I.V., Kovalev S.I.* // IEEE Trans. on MTT-42. 1994. N 7. P. 1. P. 1238-1246.
- [9] *Васильев И.В., Ковалев С.И.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 13. С. 89-93.
- [10] *Васильев И.В., Ковалев С.И.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 7. С. 56-60.

Саратовский  
государственный  
технический университет

Поступило в Редакцию  
30 ноября 1994 г.  
В окончательной редакции  
27 апреля 1995 г.

