

05;09

## **Набег фазы поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся в неоднородно намагниченных ферритовых пленках и структурах феррит–металл**

© В.И. Зубков, В.И. Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязино

Поступило в Редакцию 10 июня 1998 г.

Показано, что при распространении поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в структуре феррит–металл, намагниченной линейно неоднородным полем, набег фазы ПМСВ во много раз превышает набег фазы при распространении в ферритовой пленке, а также в структуре феррит–металл, намагниченной однородным полем, и может достигать огромных значений — десятков тысяч радиан. Это свидетельствует о перспективности разработки фазовращателей СВЧ на структурах феррит–металл, намагниченных неоднородными полями.

Поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ), распространяющиеся в касательно намагниченных ферритовых пленках (ФП) и в пленочных структурах на их основе, используются для создания широкого класса устройств обработки информации в диапазоне СВЧ [1–4]. Применение неоднородных подмагничивающих полей позволяет, с одной стороны, уменьшить геометрические размеры известных устройств, а с другой — создать устройства на совершенно новых принципах [5–9]. К настоящему времени изучены траектории ПМСВ, а также изменения волнового числа и векторов фазовой и групповой скоростей волны в процессе распространения [7–9] в неоднородном подмагничивающем поле  $H_g$ , тогда как вопрос о набеге фаз этих волн остается открытым. Однако, для конструирования фазовращателей и ряда многофункциональных устройств СВЧ необходимо значение именно набеге фаз. Ниже впервые рассчитан набег фаз для ПМСВ, распространяющихся в поле  $H_g$ .

Был исследован набег фаз при распространении ПМСВ в ФП и в ФП с металлизированной поверхностью. Последняя ФП называется далее

структурой феррит–металл (ФМ-структурой). Расчет проводился методами геометрической оптики [7–9]. ФП и ФМ-структура намагничены линейно неоднородным полем  $H_g$ . Система координат выбрана так, что плоскость  $yOz$  совпадает с плоскостью ФП, а ось  $Ox$  перпендикулярна ей. Подмагничивающее линейно неоднородное поле  $H_g$  прикладывалось в плоскости ФП вдоль оси  $Oz$ . Его направление не меняется, а напряженность зависит от координаты  $z$  по закону:

$$H_g = H_z(z) = 4\pi M_0(\Omega_H + za^{-1}), \quad (1)$$

где  $4\pi M_0$  — намагниченность насыщения ФП,  $\Omega_H = H_0(4\pi M_0)^{-1}$ ,  $H_0$  — однородная часть поля  $H_g$ .

Предполагается, что ПМСВ с частотой  $\omega_i = 2\pi f_i$  и волновым числом  $k_i$  возбуждается в начале координат, а вектор ее фазовой скорости составляет с осью  $Oy$  угол  $\varphi$  (в точке возбуждения  $\varphi = \varphi_0$ ). Набег фазы  $\Phi$  определяется как интеграл от произведения волнового числа на расстояние по траектории ПМСВ  $z(y)$ :

$$\Phi = \int_{y_b}^{y_e} k(y, z(y)) \sqrt{1 + (dz/dy)^2} dy, \quad (2)$$

где  $y_b$  и  $y_e$  —  $y$ -координаты начальной и конечной точек траектории. Траектории ПМСВ  $z(y)$  и зависимости волнового числа  $k(y)$  и углов наклона векторов фазовой  $\varphi(y)$  и групповой  $\psi(y)$  скоростей рассчитывались по методике, описанной в [7–9].

Напомним [8,9], что при угле  $\varphi_0 > 0$  траектории ПМСВ представляют собой параболообразные кривые: ПМСВ сначала идет в сторону уменьшения поля  $H_g$  (уменьшения  $z$ ), а затем поворачивает в сторону увеличения поля  $H_g$  (увеличения  $z$ ). ПМСВ с заданными частотой  $\Omega_i = \omega_i(4\pi\gamma M_0)^{-1}$  ( $\gamma$  — модуль гиромагнитного отношения для электрона) и углом  $\varphi_0$  в поле  $H_g$  может распространяться только в интервале  $\delta H = H_{gu} - H_{gi}$  изменения поля  $H_g$ . Границы интервала  $\delta H$  определяются из дисперсионного соотношения для ПМСВ в ФП и в ФМ-структуре при  $\Omega_i = \text{const}$ .

Верхняя граница  $\Omega_{gu} = H_{gu}(4\pi M_0)^{-1}$  равна [8,9]:

$$\Omega_{gu} = 0.5 \left( \sqrt{4\Omega_i^2 + 1} - 1 \right). \quad (3)$$

Нижняя граница  $\Omega_{gl} = H_{gl}(4\pi M_0)^{-1}$  равна:  
для ФП [8]

$$\Omega_{gl} = 0.5 \left( \sqrt{4\Omega_i^2 + \exp(-2k_{y,i}d)} - 1 \right), \quad (4)$$

для ФМ-структуры [9]

$$\Omega_{gl} = \frac{-(1 + \varkappa_{+1}) + \sqrt{(2\varkappa_{+1}\Omega_i - 1)^2 + \varkappa_{+1}\varkappa_{-1}}}{2\varkappa_{+1}}, \quad (5)$$

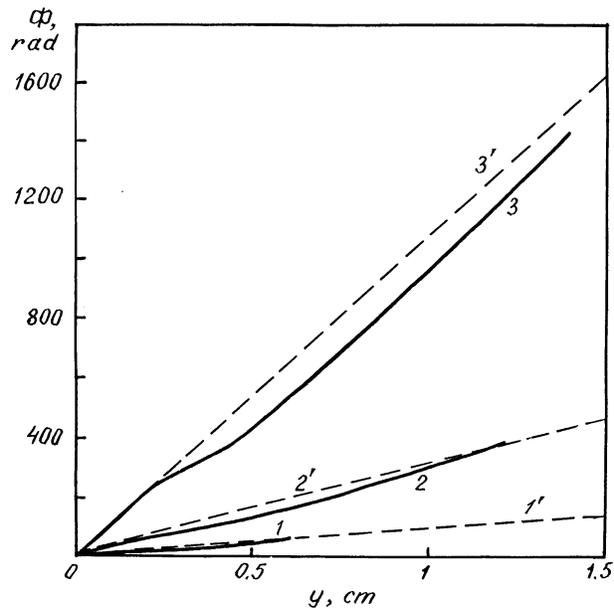
где  $\varkappa_{-1} = \text{th}k_{y,i}d - 1$  и  $\varkappa_{+1} = \text{th}k_{y,i}d + 1$ ,  $k_{y,i}$  — проекция волнового вектора на ось  $Oy$ ,  $d$  — толщина ФП.

При достижении поля  $\Omega_{gl}$  и в ФП, и в ФМ-структурах происходит поворот направления распространения ПМСВ, а при достижении поля  $\Omega_{gu}$  в ФП — зеркальное отражение ПМСВ [7–9]. Это и обуславливает параболообразный вид траекторий ПМСВ  $z(y)$  и зависимостей  $k(y)$ .

Расчеты проводились для следующих параметров:  $\Omega_H = 0.25$ ,  $a = 8 \text{ см}^{-1}$ ,  $4\pi M_0 = 1750 \text{ Gs}$  (ФП из железиттриевого граната),  $d = 15 \mu\text{m}$ , угол  $\varphi_0 = 30^\circ$ . Полученные результаты представлены на рис. 1 и 2.

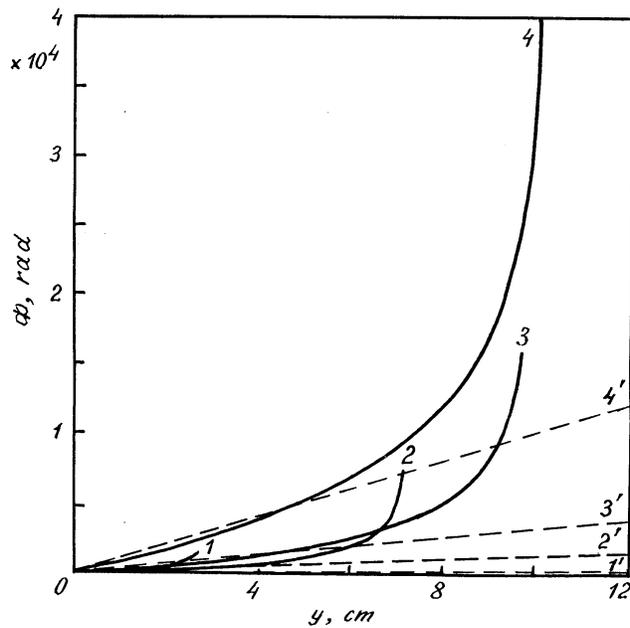
На рис. 1 представлена зависимость набег фаз  $\Phi$  от расстояния  $y$  для ПМСВ различных частот в ФП. Из рис. 1 видно, что наклон кривых набег фаз тем больше, чем выше частота ПМСВ  $f$ . Кривые набег фаз  $\Phi$  для ПМСВ, распространяющейся в поле  $H_g$ , обрываются тогда, когда волна выходит из области допустимых значений поля  $H_g$ , определяемых по (3) и (4). Кривые для поля  $H_g$  мало отличаются от кривых для поля  $H_0$  (разница  $\approx 10\%$ ). На большей части траектории кривые набег фаз  $\Phi$  для ПМСВ в поле  $H_g$  лежат ниже, чем для ПМСВ в поле  $H_0$ . В нижней части частотного диапазона существования ПМСВ на конце траектории, когда волна приближается к верхней границе поля  $H_{gu}$ , кривая для ПМСВ в поле  $H_g$  пересекает кривую для ПМСВ в поле  $H_0$  и далее идет незначительно выше нее.

На рис. 2 представлена зависимость набег фаз  $\Phi$  от расстояния  $y$  для ПМСВ различных частот в ФМ-структурах. Траектории ПМСВ так же, как и в ФП, представляют собой параболообразные кривые [9]. Однако, как следует из сравнения (4) с (5), область допустимых значений поля  $H_g$  для ПМСВ с заданной частотой значительно больше, и ее траектория удлиняется в 5–10 раз. Чем выше частота ПМСВ  $f$ , тем больше наклон кривых набег фаз  $\Phi$ . В отличие от ПМСВ в ФП, в ФМ-структурах



**Рис. 1.** Набег фазы ПМСВ различных частот в ФП. Сплошные кривые для ПМСВ в поле  $H_g$ , штриховые — в поле  $H_0$ . Кривые: 1 —  $f = 2.9$  GHz, 2 —  $f = 3.1$  GHz, 3 —  $f = 3.3$  GHz.

ПМСВ не достигает верхней границы поля  $\Omega_{gu}$ , ее траектория в плоскости ФП асимптотически приближается к границе, соответствующей полю  $\Omega_{gu}$  и параллельной оси  $Oy$ , и уходит в бесконечность не обрываясь, вектор групповой скорости асимптотически стремится к направлению оси  $Oy$ , вектор фазовой скорости — к оси  $Oz$ , а угол  $\vartheta$  между ними — к  $90^\circ$ . При  $\vartheta = 90^\circ$  ПМСВ перестает переносить энергию и ее рассмотрение теряет физический смысл. Поэтому в расчетах траектория  $z(y)$  ограничена значением  $z^*$ , при котором угол  $\varphi = 89^\circ$ . Кривые набега фаз  $\Phi$  для ПМСВ в поле  $H_g$  на участках траектории, приближающихся к верхней границе поля  $\Omega_{gu}$ , сильно отличаются от таковых в поле  $H_0$  (рис. 2 и [4]). При этом кривые для ПМСВ в поле  $H_g$  лежат значительно выше кривых для ПМСВ в поле  $H_0$  и ушли бы на бесконечность, если бы траектории не были ограничены значением  $z^*$ . Чем выше



**Рис. 2.** Набег фазы ПМСВ различных частот в ФМ-структуре. Сплошные кривые для ПМСВ в поле  $H_g$ , штриховые — в поле  $H_0$ . Кривые: 1 —  $f = 2.8$  GHz, 2 —  $f = 3.6$  GHz, 3 —  $f = 4.4$  GHz, 4 —  $f = 5.2$  GHz.

частота ПМСВ, тем подъем кривых вверх проявляется сильнее. Набег фазы достигает десятков тысяч радиан и при одних и тех же значениях координаты  $y$  в сотни раз превышает набег фазы в однородном поле (сравни с [4,10]).

Итак, показано, что при распространении ПМСВ в ФМ-структуре, намагниченной линейно неоднородным полем, набег фазы ПМСВ во много раз превышает набег фазы в ФП, а также в ФМ-однородном поле и может достигать огромных значений — десятков тысяч радиан. Это свидетельствует о перспективности разработки фазовращателей СВЧ на ФМ-структурах, намагниченных неоднородными полями. Выбор вида неоднородного поля позволяет формировать любые типы зависимостей  $\Phi(y)$ , определяющие желаемую крутизну настройки фазовращателей.

## Список литературы

- [1] *Исхан В.С.* // ТИИЭР. 1988. Т. 76. № 2. С. 86–104.
- [2] *Ваиковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П.* // Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во СГУ, 1993. 312 с.
- [3] *Вугальтер Г.А., Гилинский И.А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 10. С. 1187–1220.
- [4] *Бондарев А.С., Хитровский В.А.* // Вестник Киевского политехнического ин-та. Радиоэлектроника. 1980. № 17. С. 26–28.
- [5] *Morgenthaler F.R.* // Microwave Journ. 1982. V. 25. № 2. P. 83–90.
- [6] *Tsutsumi M., Masaoka Y., Ohira F., Kumagai N.* // IEEE Trans. on MTT. 1981. V. 29. N 6. P. 583–587.
- [7] *Vashkovsky A.V., Zubkov V.I., Lock E.H., Shcheglov V.I.* // IEEE Trans. on Magn. 1990. V. 26. N 5. P. 1480–1482.
- [8] *Ваиковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // РЭ. 1991. Т. 36. № 1. С. 18–23.
- [9] *Ваиковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. № 8. С. 78–89.
- [10] *Hansson V.E.R., Aditya S., Larsson M.A.* // IEEE Trans. on MTT. 1981. V. 29. N 3. P. 209–215.