

05;09;11

©1994 г.

## АНИЗОТРОПНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЛЕНКЕ ФЕРРИТА В НЕСТАЦИОНАРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю.К. Фетисов

Московский институт радиотехники, электроники и автоматики, 117454  
(Поступило в Редакцию 8 июня 1993 г.)

Теоретически исследованы особенности анизотропного распространения поверхностных магнитостатических спиновых волн (ПМСВ) в пленке феррита железиттриевого граната (ЖИГ), помещенной в касательное однородное нестационарное внешнее магнитное поле. В приближении пространственно-временной геометрической оптики рассчитаны траектории лучей ПМСВ. Показано, что неколлинеарность фазовой и групповой скоростей волн приводит к искривлению траекторий лучей при модуляции напряженности поля и появлению траекторий периодического типа при гармонической модуляции направления поля. Обнаруженные эффекты могут быть использованы для спектрального анализа СВЧ сигналов.

### Введение

Распространение магнитостатических спиновых волн (МСВ) в планарных магнитных структурах с нестационарными параметрами сопровождается рядом эффектов, которые представляют интерес с физической точки зрения и могут быть использованы для создания управляемых устройств обработки и формирования СВЧ сигналов. Были экспериментально обнаружены и исследованы серродийный сдвиг и линейная частотная модуляция спектра МСВ [1,2], сжатие квазимонохроматических пакетов МСВ [3], параметрическое взаимодействие МСВ [4] в нестационарно однородно намагниченных пленках феррита железиттриевого граната (ЖИГ) и другие явления.

Характерным свойством МСВ, распространяющихся в касательно намагниченных структурах, является сильная анизотропия, в общем случае направления фазовой  $V$  и групповой  $V_g$  скоростей волн не совпадают [5]. В нестационарных условиях это обстоятельство должно приводить к целому ряду особенностей при возбуждении и распространении волн, которые будут оказывать влияние на работу традиционных МСВ устройств и могут послужить основой для создания новых устройств обработки СВЧ сигналов.

В данной работе теоретически исследовано распространение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в пленке ЖИГ, помещенной в однородное медленно изменяющееся намагничивающее поле, и обсуждаются возможности применения обнаруженных эффектов для спектрального анализа СВЧ сигналов.

## Геометрия распространения ПМСВ

Исследуем распространение волновых пучков (пакетов) ПМСВ, обладающих наиболее ярко выраженной анизотропией, в пленке феррита, помещенной во внешнее касательное магнитное поле  $\mathbf{H}$ . Ограничимся рассмотрением только достаточно широких пучков, апертюра которых значительно превышает длину волны ПМСВ, что позволяет не учитывать дифракционные эффекты. Такая ситуация часто реализуется на практике, так как апертюра преобразователей МСВ обычно составляет 3–5 мм, а длины волн равняются десяткам-сотням мк.

В однородно и стационарно намагниченной пленке феррита энергия переносится волнами вдоль групповой скорости  $\mathbf{V}_g$ , направление которой можно рассчитать, зная частоту волны  $f$ , напряженность магнитного поля  $H$  и ориентацию волнового вектора  $\mathbf{k}$  относительно направления поля [6].

В неоднородно стационарно намагниченной пленке феррита энергия переносится ПМСВ вдоль лучей, касательные к которым в каждой точке пространства совпадают с направлением  $\mathbf{V}_g$  волны. Траектории пучков ПМСВ рассчитываются методами геометрической оптики неоднородных сред [7].

Если же внешнее намагничивающее поле однородно в пространстве, но медленно по сравнению с частотой волны изменяется во времени  $H(t)$  ( $\partial H/\partial t \ll fH$ ), то задача нахождения траекторий пучков ПМСВ решается методами пространственно-временной геометрической оптики и сводится к нахождению траекторий лучей, касательные к которым в каждой точке также совпадают с направлением  $\mathbf{V}_g$ .

В работах [1,8] было показано, что траектории лучей МСВ в плоскости пленки  $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$  могут быть найдены из условия стационарности фазы (эйконала) волны в результате решения следующей системы уравнений:

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0 + \int_{t_0}^t \mathbf{V}_g(\mathbf{k}_0, t') dt', \quad f(\mathbf{k}_0, t_0) = f_0, \quad (1)$$

где  $f$ ,  $\mathbf{k}_0$ ,  $\mathbf{V}_g(\mathbf{k}_0) = -2\pi \nabla_{\mathbf{k}} f(\mathbf{k}_0, \mathbf{H})$  — частота, волновой вектор и групповая скорость фрагмента волны, возбужденного в точке  $\mathbf{r}_0$  в момент времени  $t_0$  соответственно.

Начальные значения  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{V}_g$  задаются частотой возбуждающего СВЧ сигнала  $f_0$ , величиной намагничивающего поля  $H(t_0)$  и ориентацией возбуждающего преобразователя. При распространении фрагмента волны его волновой вектор  $\mathbf{k}_0$  сохраняется вследствие однородности пространства, в то время как величина и направление групповой скорости  $\mathbf{V}_g$  изменяются из-за изменения мгновенной частоты волны  $f$  в соответствии с дисперсионным уравнением ПМСВ. Это приводит

к искривлению траекторий лучей ПМСВ, распространяющихся в нестационарно намагниченной пленке феррита.

Рассмотрим два вида нестационарности магнитного поля: модуляцию напряженности поля при его неизменном направлении и модуляцию направления поля фиксированной напряженности.

Пусть в первом случае поле  $\mathbf{H}$  лежит в плоскости пленки феррита  $x-y$ , направлено вдоль оси  $y$  и его напряженность линейно меняется со скоростью  $s$ :  $H(t) = H_0 + st$ . ПМСВ возбуждаются длинным линейным преобразователем так, что волновой вектор  $\mathbf{k}$  направлен под углом  $\varphi$  к оси  $y$ . Во втором случае поле  $\mathbf{H}$  также лежит в плоскости пленки, но, оставаясь постоянным по величине, совершает колебания вблизи оси  $y$  с угловой амплитудой  $\varphi_0$ , частотой  $F = 2\pi/T$  и начальной фазой  $\psi$ :  $\mathbf{H}(t) = H_0(\sin \varphi, \cos \varphi)$ , где  $\varphi = \varphi_0 \cos(2\pi Ft + \psi)$ . Волновой вектор ПМСВ  $\mathbf{k}$  направлен строго вдоль оси  $x$ .

Качественно объяснить процесс формирования траекторий лучей ПМСВ в нестационарно намагниченной пленке феррита можно используя изочастотные кривые в пространстве волновых векторов, построенные с помощью дисперсионного уравнения [9], и установленные в [8] закономерности распространения МСВ в нестационарных средах.

В случае модуляции напряженности и фиксированной ориентации поля начальные направления лучей ПМСВ в пленке феррита задаются мгновенным значением частоты возбуждающего сигнала  $f_0$ , углом  $\varphi(t_0)$  и напряженностью поля  $H(t_0)$  в момент возбуждения  $t_0$ . На рис. 1 приведены изочастотные кривые для ПМСВ, отвечающие одной и той же частоте  $f_0 = 3.25$  ГГц, но разным значениям напряженности поля: кривая 1 —  $H_0 = 500$ , кривая 2 — 530, кривая 3 — 560 Э. Групповые скорости ПМСВ  $V_g$  обозначены на рисунке стрелками, направленными

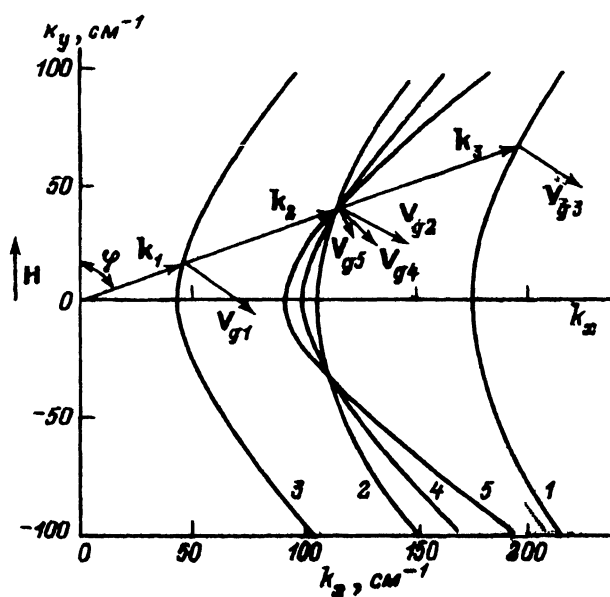


Рис. 1. Изочастотные кривые для ПМСВ с фиксированной частотой (1-3) и с фиксированным волновым вектором (2,4,5) при различных напряженностях магнитного поля.

ми по нормали к касательной в каждой точке изочастотной кривой, их величины пропорциональны длине стрелок. Видно, что при неизменном  $\varphi = 80^\circ$  в моменты времени, соответствующие разным значениям  $H$ , возбуждаются фрагменты пакета ПМСВ, имеющие различные волновые векторы  $k_1, k_2, k_3$ , групповые скорости которых  $V_{g1}, V_{g2}, V_{g3}$  отличаются по направлению и модулю. Таким образом, даже при возбуждении пакета ПМСВ квазимонохроматическим СВЧ сигналом в точке возбуждения формируется пучок лучей с вполне определенной угловой расходимостью.

В процессе дальнейшего распространения каждого фрагмента пакета МСВ по пленке феррита его волновой вектор сохраняется, однако из-за изменения  $H$  происходит изменение мгновенной частоты  $f$ , модуля и направления  $V_g$ . На том же рис. 1 показаны три изочастотные кривые для ПМСВ с волновым вектором  $k_2$ , отвечающие разным значениям напряженности намагничивающего поля (кривая 2 —  $H_0 = 500$ , кривая 4 — 1000, 5 — 2000 Э), и обозначены соответствующие групповые скорости  $V_{g2}, V_{g4}, V_{g5}$ . Видно, что при увеличении напряженности намагничивающего поля траектории лучей ПМСВ в пленке постепенно отклоняться от продольной оси  $x$ .

Для случая модуляции направления намагничивающего поля процесс формирования траекторий лучей ПМСВ можно объяснить с помощью изочастотных кривых совершенно аналогичным образом. Изменение направления  $H$  приводит к образованию сектора начальных направлений лучей ПМСВ в точке возбуждения и искривлению траекторий лучей в процессе распространения волны вследствие изменения направления и модуля  $V_g$  фрагментов пакета ПМСВ. Из-за периодического характера модуляции поля траектории лучей ПМСВ должны иметь вид осциллирующих кривых с различными пространственными периодами вдоль продольной оси пленки.

### Траектории лучей ПМСВ в нестационарном поле

Траектории пучков ПМСВ, распространяющихся в условиях нестационарного магнитного поля, находились путем численного интегрирования уравнений (1). Расчеты проведены для пленки ЖИГ с намагнитченностью насыщения  $4\pi M = 1750$  Гс и толщиной  $d = 10$  мкм. Затухание ПМСВ не учитывалось ( $\Delta H = 0$ ), так как оно слабо влияет на дисперсию, а следовательно, и на форму траекторий лучей.

Траектории лучей ПМСВ, выходящих из начала координат, в случае линейного увеличения напряженности поля от значения  $H_0 = 600$  Э со скоростью  $s = 1000$  Э/мкс показаны на рис. 2. Нижняя часть рисунка соответствует лучам ПМСВ с одной и той же ориентацией  $k$  ( $\varphi = 80^\circ$ ), но разными начальными частотами: кривая 1 —  $f_0 = 3.25$ , кривая 2 — 3.5, кривая 3 — 3.75, кривая 4 — 3.8 ГГц. Лучи в верхней части рисунка имеют одну начальную частоту  $f_0 = 3.25$  ГГц, но разные направления волнового вектора  $k$ : кривая 5 —  $\varphi = 91$ , кривая 6 — 100, кривая 7 — 110, кривая 8 — 130°.

Из рис. 2 видно, что изменение напряженности поля приводит, как и ожидалось, к незначительному искривлению траекторий лучей ПМСВ. Лучи отклоняются от продольной оси пленки, причем искривление лучей тем заметнее, чем больше отличие угла  $\varphi$  от  $90^\circ$  и выше частота

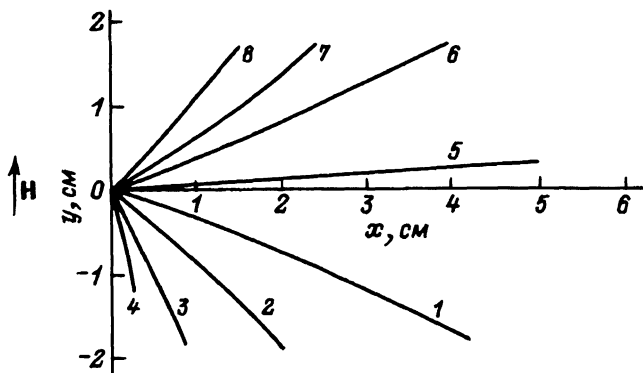


Рис. 2. Траектории лучей ПМСВ в пленке феррита при фиксированной ориентации и модуляции напряженности намагничивающего поля.

возбуждающего сигнала. В процессе распространения вдоль каждого луча происходит также увеличение мгновенной частоты ПМСВ в соответствии с изменением напряженности поля  $H$ .

Траектории лучей ПМСВ в случае модуляции направления поля напряженностью  $H_0 = 600$  Э с частотой  $F = 2$  МГц приведены на рис. 3. Верхняя часть рис. 3, *a* соответствует одной угловой амплитуде модуляции поля ( $\varphi_0 = 20^\circ$ ,  $\phi = 270^\circ$ ), но разным частотам возбуждающего сигнала: кривая 1 —  $f_0 = 3$ , кривая 2 — 3.2, кривая 3 — 3.41, кривая 4 — 3.6, кривая 5 — 3.8 ГГц. Нижняя часть рисунка демонстрирует

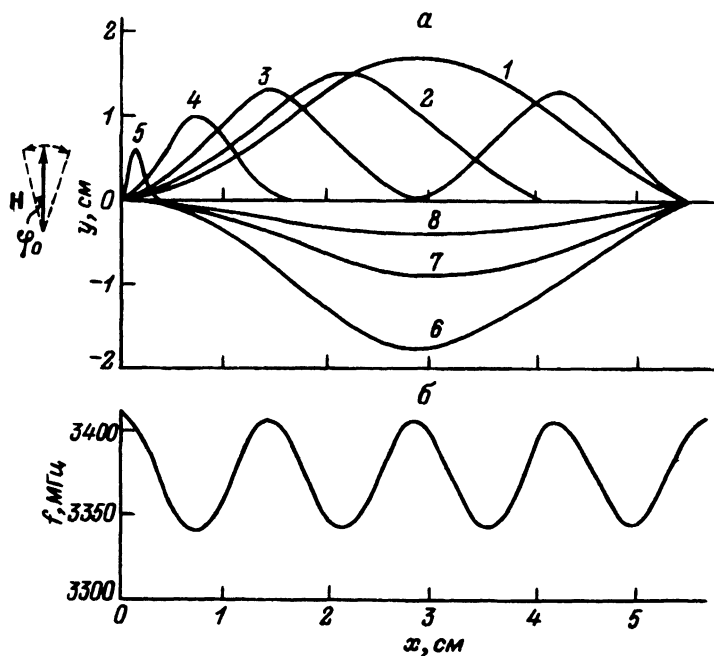


Рис. 3. Траектории лучей ПМСВ в пленке феррита при гармонической модуляции ориентации намагничивающего поля (*a*) и зависимость мгновенной частоты ПМСВ от координаты для луча 3 (*b*).

влияние амплитуды угловой модуляции поля ( $\psi = 90^\circ$ ) на траектории лучей ПМСВ, возбужденных сигналами с частотой  $f_0 = 3.0$  ГГц: кривая 6 —  $\varphi_0 = 20$ , кривая 7 — 10, кривая 8 —  $5^\circ$ . Изменение мгновенной частоты ПМСВ в процессе распространения вдоль оси  $x$  отражено на рис. 3, б.

Как и ожидалось, траектории лучей ПМСВ имеют вид периодических кривых. Расстояние  $x_T$ , проходимое волной за один период изменения направления магнитного поля ( $t = T$ ), резко сокращается при увеличении частоты  $f_0$  возбуждающего сигнала или при увеличении частоты модуляции поля  $F$ , в то время как максимальное отклонение пучка от продольной оси пленки  $y_{\max}$  падает более медленно. Величина отклонения пучка  $y_{\max}$  нелинейно растет с увеличением  $\varphi_0$  и может достигать значений, сравнимых с пространственным периодом  $x_T$  траекторий в продольном направлении.

При возбуждении ПМСВ с одной и той же частотой  $f_0$ , но в разные моменты времени образуется семейство лучей, выходящих из начальной точки в различных направлениях, осциллирующих вдоль оси  $x$  и пересекающих эту ось на расстояниях, кратных периоду  $x_T$ . Мгновенная частота  $f(t)$  фрагмента волны, как видно из рис. 3, б, также является периодической функцией вдоль луча, однако ее период в два раза меньше периода траектории. Начальное значение частоты достигается в те моменты времени, когда ориентация намагничивающего поля совпадает с ориентацией поля в момент возбуждения.

Как показали расчеты, если амплитуда  $\varphi_0$  угловой модуляции поля велика, так что  $\varphi$  становится меньше предельного угла  $\varphi_c = \arctg \sqrt{H_0/4\pi M}$  существования ПМСВ при заданном значении  $H_0$ , то форма траекторий лучей качественно сохраняется, однако на внешних участках траекторий, соответствующих значениям  $\varphi < \varphi_c$ , характер волн меняется с поверхностного на объемный, а частоты смещаются в область частот основной моды обратной объемной МСВ.

## Заключение

Полученные результаты демонстрируют, с одной стороны, необходимость учета анизотропии распространения при исследовании МСВ в планарных магнитных структурах с нестационарными параметрами, а с другой стороны, показывают новые возможности применения МСВ для обработки СВЧ сигналов. Например, из рис. 2 следует возможность пространственного разделения пучков ПМСВ с различными частотами в пленке, помещенной в осциллирующее по направлению намагничивающее поле. Следовательно, используя один широкополосный входной микрополосковый преобразователь для возбуждения ПМСВ и набор выходных преобразователей, расположенных на продольной оси пленки параллельно входному преобразователю на различных расстояниях от него, можно реализовать параллельный спектральный анализ или согласованную частотно-временную фильтрацию импульсных СВЧ сигналов. Характеристики таких устройств могут изменяться в широких пределах путем вариации параметров модулирующего магнитного поля и топологии используемых преобразователей.

## Список литературы

- [1] *Евтихийев Н.Н., Медведев В.В., Преображенский В.Л.* и др. // ФТТ. 1985. Т. 27. Вып. 1. С. 90-94.
  - [2] *Лунаев С.Н., Грязных И.В., Мясоедов А.Н.* и др. // РЭ. 1990. Т. 35. № 11. С. 2453-2455.
  - [3] *Преображенский В.Л., Рыбаков В.П., Фетисов Ю.К.* // Письма в ЖЭТФ. Т. 46. Вып. 3. С. 94-96.
  - [4] *Dupaev S.N., Fetisov Y.K.* // Electron. Lett. 1992. Vol. 28. N 21. P. 1998-2000.
  - [5] *Collins J.H., Pizzarello F.A.* // Intern. J. of Electronics. 1973. Vol. 34. N 3. P. 319-351.
  - [6] *Фетисов Ю.К., Преображенский В.Л.* // ЖТФ. 1987. Т. 37. Вып. 3. С. 564-566.
  - [7] *Беспятых Ю.И., Зубков В.И., Тарасенко В.В.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 1. С. 190-195.
  - [8] *Преображенский В.Л., Фетисов Ю.К.* // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 31. № 11. С. 54-66.
  - [9] *Damon R.W., Eshbach J.H.* // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol. 19. N 3/4. P. 308-320.
-