

ВОЛНОВОДНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ  
МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛНК.В. Г р е ч у ш к и н, А.В. С т а л ь м а х о в,  
В.А. Т ю л ю к и н

В настоящее время в большинстве разрабатываемых приборов на основе магнитостатических волн (МСВ) в качестве волноведущей структуры используются ограниченные по ширине ферритовые пленки, поэтому изучение различных аспектов физики распространения МСВ в пленках конечной ширины (ферритовом волноводе) представляет большой практический интерес. Ранее исследовалось поведение (дисперсия, задержка СВЧ сигнала) отдельных мод в таком волноводе [1, 2]. Однако осуществление одномодового режима требует специальных условий возбуждения МСВ, которые чрезвычайно трудно реализовать в широкой полосе частот.

В настоящей работе впервые рассмотрена задача о многомодовом распространении МСВ в ограниченной ферритовой пленке. Задача решалась в магнитостатическом приближении без учета потерь в феррите и обменного взаимодействия. Пусть ферритовая пленка имеет ширину  $\sigma$  и толщину  $h$ , начало системы координат выберем на верхней поверхности пленки. Направим ось  $x$  по нормали к плоскости пленки, а ось  $y$  вдоль ее края. Излучающий микрополосковый преобразователь длиной  $2S$  будем считать расположенным вдоль оси  $z$ . Предположим, что длина электромагнитной волны в микрополосковой линии значительно больше  $2S$ , а длина МСВ значительно меньше  $2S$ , что практически всегда выполняется при возбуждении МСВ. В этом случае, пренебрегая краевыми эффектами на концах преобразователя, можно считать, что волна возбуждается только под микрополоской с постоянной вдоль нее амплитудой  $y$ -составляющей магнитной индукции  $B$ . Для решения задачи необходимо задать граничные условия на плоскостях  $x=0$ ,  $x=-h$  и  $z=0$ ,  $z=\sigma$ . Для первых двух выберем общепринятые граничные условия, заключающиеся в непрерывности магнитостатического потенциала  $\psi$  и нормальной составляющей магнитной индукции  $B_x$  [3]. На плос-

костях же  $Z=0$  и  $Z=b$  будем считать справедливыми либо граничное условие вида [1]  $\Psi=0$ , либо граничное условие  $B_z=0$ , которое соответствует помещению волноведущей структуры между идеально проводящими металлическими экранами. Решение будем искать в виде линейной комбинации собственных функций нашей краевой задачи. В этом случае в плоскости  $x=0$  для поверхностной и одной моды (связанной с распределением поля по толщине ферритовой пленки) прямой объемной МСВ можно получить

$$\Psi(y, z) = i \sum_{n=1}^{\infty} k_n^{-1} \alpha_n \sin\left(\frac{n\pi}{b} z\right) e^{-ik_n y} + i \sum_{n=0}^{\infty} K_n^{-1} b_n \cos\left(\frac{n\pi}{b} z\right) e^{-iK_n y}, \quad (1)$$

где  $K_n$  - постоянная распространения, которая находится из решения дисперсионного уравнения соответствующего типа МСВ [1, 4]. Коэффициенты  $\alpha_n$  и  $b_n$  можно определить из условия, что при  $y=0$   $B_y=1$  под излучающей микрополоской и  $B_y=0$  вне ее. Для граничного условия  $\Psi=0$  получаем

$$b_n = 0, \quad \alpha_n = \frac{4}{n\pi} \sin\left(\frac{n\pi}{b} p\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} s\right).$$

Для граничного условия  $B_z=0$

$$\alpha_n = 0, \quad b_0 = \frac{2s}{b}, \quad b_n = \frac{4}{n\pi} \cos\left(\frac{n\pi}{b} p\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} s\right),$$

где  $p$  - значение координаты  $z$  центра излучающего преобразователя. Следует отметить, что характер распространения поверхностной и прямой объемной МСВ в ферритовом волноводе отличаются тем, что  $K_n$  для поверхностной МСВ остаются действительными для любого  $n$ . Это означает, что все моды поверхностной волны в ограниченной ферритовой пленке являются распространяющимися, т. е. ее распространение в ферритовом волноводе всегда носит многомодовый характер. Исключением является единственный случай, когда при  $z=0$  и  $b$  выполняется граничное условие  $B_z=0$  и параметры волновода такие, что  $s=p=\frac{b}{2}$ , в этой ситуации распространяется только мода с  $n=0$ , т. к. все коэффициенты в формуле (1) (кроме  $b_0$ ) обращаются в ноль.

В отличие от поверхностной МСВ для объемной волны  $K_n$  становятся мнимыми, если величина  $\frac{n\pi}{b}$  становится больше  $K_0$ , т. е. в этом случае в ферритовом волноводе распространяется конечное число мод, причем их число зависит от частоты в диапазоне существования объемной МСВ. При этом с уменьшением частоты число распространяющихся мод уменьшается, и всегда существует частотный диапазон одномодового распространения прямой объемной волны.

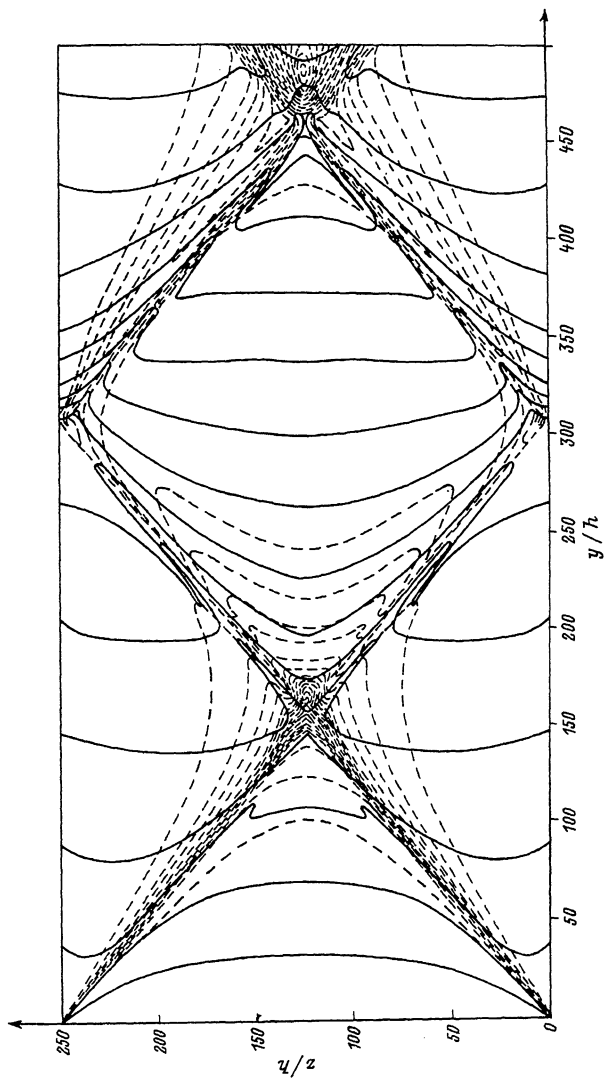


Рис. 1. Фазовые фронты (сплошные линии) и линии равной интенсивности (штриховые линии) поверхностной МСВ в ферритовом волноводе. Расчет выполнен для  $S = \rho = 1.25h$ ,  $b = 250h$ ,  $f = 1.74\gamma h$ ,  $\delta = 2.8 \frac{MГц}{Э}$ ,  $\frac{4\pi M}{H} = 2$ , где  $4\pi M$  — намагниченность феррита,  $H$  — постоянное магнитное поле. Линии равной фазы построены через  $36^\circ$ . Линии равной интенсивности построены через 0.5 относительных единиц (значение интенсивности под излучателем принято равным единице).

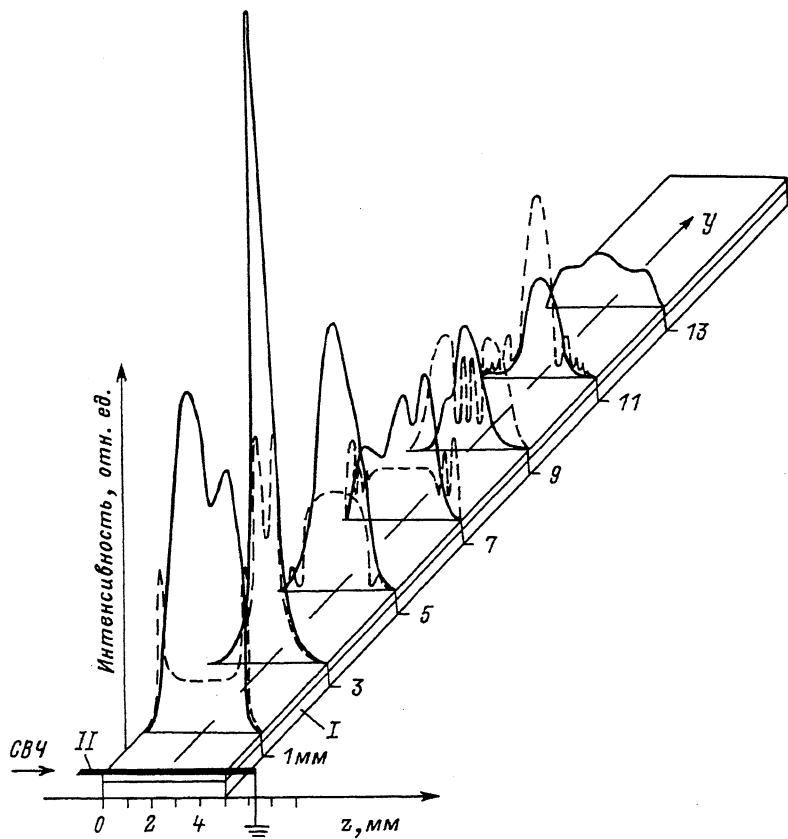


Рис. 2. Профили интенсивности поверхностной МСВ в ферритовом волноводе для  $b=5$  мм,  $s=p=2.5$  мм,  $f=4$  ГГц,  $H=740$  Э. Штриховыми линиями показаны результаты расчета, сплошными – эксперимент (цифры у кривых – расстояние от излучающего преобразователя). 1 – ферритовый волновод, II – излучатель.

Для выяснения особенностей многомодового распространения МСВ в ферритовом волноводе на основе полученных выражений для различных граничных условий и соотношений между шириной волновода и длиной излучающего преобразователя рассчитывались фазовые фронты и линии равной интенсивности продольной компоненты вектора магнитной индукции  $B_y$ , которая регистрировалась в ходе проведенных экспериментов по исследованию волноводного распространения МСВ. Результаты расчета для наиболее часто встречающегося на практике случая, когда длина излучателя совпадает с шириной ферритового волновода, представлены на рис. 1. Расчет проведен для поверхностной МСВ и частоты  $f$ , лежащей в начале диапазона

ее существования, с использованием граничного условия  $\Psi=0$ . Видно, что по мере распространения волны от излучающего преобразователя фазовые фронты поверхностной МСВ начинают искажаться, а линии равной интенсивности показывают неоднородность распределения поля в волноводе, несмотря на то что длина излучателя равна ширине ферритовой пленки. Кроме этого, на рисунке хорошо видно существование двух линий, в районе которых амплитуда волны максимальна и вдоль которых наблюдаются резкие искажения и даже разрывы фазовых фронтов. Как показал анализ, направления этих линий соответствуют тем направлениям групповой скорости  $V$ , для которых  $V$  и волновой вектор безграничной плоской волны взаимно ортогональны [5]. Аналогичная картина поведения фазовых фронтов в ферритовом волноводе наблюдается во всем частотном диапазоне существования поверхностной МСВ.

Для подтверждения справедливости предложенной модели описания ферритового волновода были проведены зондовые измерения распределения интенсивности продольной составляющей магнитной индукции —  $B_y$  поверхностной МСВ для различных ферритовых волноводов из пленки железиттриевого граната толщиной 22 мкм и различных длин излучающего преобразователя. Экспериментальная установка позволяла получать графики распределения интенсивности  $B_y$  в поперечном сечении волновода. На рис. 2 показаны рассчитанные и экспериментально измеренные профили интенсивности поверхностной волны в ферритовом волноводе. Видно, что в соответствии с расчетом распределение интенсивности неоднородно на любых расстояниях от излучателя, несмотря на то что его длина равна ширине пленки. Причем на определенных расстояниях от излучателя наблюдается резкое увеличение интенсивности МСВ в центре ферритового волновода. Некоторое несовпадение результатов эксперимента с расчетом, по-видимому, объясняется тем, что реальные граничные условия на боковых краях волновода несколько отличаются от используемого в расчете граничного условия  $\Psi=0$ .

Таким образом, проведенные исследования показали качественное отличие волноводного распространения поверхностных МСВ от распространения волн в обычных электромагнитных и акустических волноводах, что должно учитываться в физических экспериментах и при разработке устройств на основе МСВ.

## Л и т е р а т у р а

- [1] O'Keefe T.W., Patterson R.W. — J. Appl. Phys., 1978, v. 49, N 9, p. 4886–4895.
- [2] Ковшиков Н.Г. Тез. докл. П Всес. школы „Спинволновая электроника СВЧ“, Ашхабад, 1985, с. 109.
- [3] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [4] Bajpai S.N., Srivastava N.C. — Electronics Letters, 1980, v. 16, N 7, p. 269–270.

[5] Вашковский А.В., Гречушкин К.В., Стальмахов А.В., Тюлюкин В.А. — Радиотехника и электроника, 1988, т. 33, № 4, с. 876-879.

Институт радиотехники  
и электроники АН СССР  
Саратовский филиал

Поступило в Редакцию  
19 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 21

12 ноября 1988 г.

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПЕРЕСТРОЙКУ СВЕТОМ ШУМА $1/f$ В $GaAs$

Н.В. Дьяконова, М.Е. Левинштейн

Несмотря на многолетние усилия, вопрос о природе шума  $1/f$  в полупроводниках все еще остается нерешенным.

Недавно было впервые экспериментально доказано (см., например, [1]), что в определенных условиях поверхностный компонент шума  $1/f$  может быть обусловлен суперпозицией процессов захвата электронов и их освобождения с ловушек, расположенных в слое окисла вблизи поверхности (модель Макуортера [2]). В настоящей работе, основываясь на экспериментальных данных по влиянию температуры на эффект перестройки светом шума  $1/f$  в  $GaAs$ , мы покажем, что объемный шум  $1/f$  в чистом эпитаксиальном  $n-GaAs$  может быть обусловлен суперпозицией объемных генерационно-рекомбинационных процессов.

Ранее в работах [3, 4] было показано, что шум  $1/f$  в  $n-GaAs$  имеет объемную природу и обусловлен флуктуациями числа носителей (а не подвижности). В работах [5, 6] было показано, что свет с энергией фотонов  $\varepsilon_{\varphi} \approx \varepsilon_g$  ( $\varepsilon_g$  — ширина запрещенной зоны) приводит к качественной перестройке шума  $1/f$  в  $GaAs$ . В настоящей работе излагаются результаты исследования процесса перестройки в широком диапазоне температур и приводится простое модельное объяснение полученных результатов.

Исследовались образцы  $n-GaAs$ , выращенного методом газовой эпитаксии на  $\kappa^+$  подложке. Форма, размеры и параметры образцов аналогичны исследовавшимся в [5, 6].

На рис. 1 показаны типичные темновые (без освещения) частотные зависимости спектральной плотности шума для одного из образцов при различных температурах. Из рисунка видно, что в диапазоне температур 120-360 К зависимость  $S_I/I^2$  от частоты представляет собой суперпозицию шума типа  $1/f$  и отдельных лоренцианов. Уровень шума  $1/f$  соответствует значению параметра Хоуге  $\alpha \sim 10^{-5}-10^{-4}$ . Сходные зависимости неоднократно наблюдались для германия (см., например, [7, 8]) и использовались для определения параметров глубоких уровней (шумовая спектроскопия).