

01;05;09

©1995 г.

## МОДЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В КАНАЛЕ, СОЗДАВАЕМОМ НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

*А.Ю.Анненков, И.В.Васильев, С.В.Герус, С.И.Ковалев*

Институт радиотехники и электроники РАН,  
141120, Фрязино, Московская область, Россия  
(Поступило в Редакцию 18 мая 1994 г.)

Проведены экспериментальное исследование и моделирование на ЭВМ распространения мод поверхностных магнитостатических волн (МСВ) в каналах, образованных двумерно-неоднородным магнитным полем малогабаритного магнита в неограниченной ферромагнитной пленке. Используемый в работе метод измерения позволял средствами спектрального анализа исследовать многомодовый режим возбуждения волновода. Численное моделирование проведено на основе решения двумерной магнитостатической задачи сеточным методом. Найдены распределения МСВ мод по поперечному сечению волновода и исследовано их поведение в зависимости от частоты. Получены дисперсионные кривые МСВ мод. Показано, что в области малых волновых векторов поверхностные МСВ трансформируются в объемные. Расчетные и экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии.

Развитие систем радиолокации, навигации и связи требует разработки и создания элементной базы интегральных схем СВЧ для аналоговой обработки сигналов непосредственно в СВЧ диапазоне. С технической точки зрения весьма перспективными в этом плане являются устройства на магнитостатических волнах (МСВ), обладающие рядом привлекательных свойств: широким диапазоном рабочих частот (до  $\cong 60$  ГГц), относительно низкими потерями, возможностью электронной перестройки обрабатываемых частот и согласования с существующими твердотельными генераторами и усилителями. Кроме того, дальнейшее развитие технологии тонких магнитных пленок, по-видимому, позволит располагать на общей подложке полупроводниковые и спин-волновые элементы устройств вместе с миниатюрными пленочными магнитами, что обеспечит стабильность параметров приборов и значительно снизит их габариты. Микромагниты, локально намагничивая ферритовую пленку, создают в ней неоднородные в поперечном сечении каналы, в которых могут распространяться МСВ. В связи с вышесказанным возникает необходимость изучить волноведущие свойства указанных каналов и исследовать типы распространяющихся в них МСВ.

Проблема канализирования МСВ, в том числе и неоднородными магнитными полями, уже решалась разными методами авторами достаточно большого числа работ. Теоретические работы, посвященные этой теме, можно условно разделить на три категории. К первой относятся исследования, проводимые методами геометрической оптики, когда исходная краевая задача решается в приближении  $kl \gg 1$ , где  $k$  — волновой вектор МСВ,  $l$  — характерный размер неоднородности поля подмагничивания или ширина пучка. На основе такого подхода были рассчитаны траектории МСВ и показана возможность фокусировки поверхностных МСВ (ПМСВ) в касательно намагниченных однородном полем ферритовых пластинах, в которых этот эффект достигается за счет краевых неоднородных полей размагничивания [1,2], а также исследованы траектории МСВ в неоднородно намагниченных пленках [3-8]. Рассчитана фокусировка (а значит, и возможность канализации) прямых объемных МСВ (ПОМСВ) в нормальном к пленке поле с неоднородностью типа "желоба" [5,8] и ПМСВ в касательном поле типа "вала" [6].

Ко второй категории относятся работы, в которых делается попытка хотя бы на начальном этапе решить задачу аналитически [9], а затем используется компьютер либо выбирается настолько специфическая модель неоднородности поля, что конечное решение удастся довести до формул [10-12]. В работе [9] продемонстрирован переход от ПОМСВ к краевым волнам типа поверхностных в нормально намагниченных МСВ волноводах, а в [10-12] на основе моделирования подмагничивающего поля ступенчатой, косинусоидальной и дробно-линейной функциями исследованы моды и дисперсионные кривые ПМСВ, ООМСВ и ПОМСВ. Утверждается, что моды указанных МСВ могут распространяться в неоднородных полях как типа "вал", так и "желоб".

К третьему типу можно отнести работы по машинному моделированию МСВ волноводов. В этих работах используются численные методы граничных элементов [13,14], связанных интегральных уравнений [15], частичных областей [6], конечных элементов [17] для анализа однородно намагниченных МСВ волноводов конечной ширины [13,15-17] и ферритовых пленок с неоднородным внутренним полем, канализующим МСВ [14,17]. В последних двух, так же как и в [6], показано существование краевых ПМСВ в нормально намагниченной пленке, но для модели ступенчатого [14] и параболического [17] полей. Следует еще указать на работу [18], в которой методом конечных разностей исследуется влияние электромагнитных полей на распространение МСВ в неоднородных полях подмагничивания. Причем это, по-видимому, первая работа, в которой используется не искусственное одномерное магнитное поле, а внутреннее поле, рассчитанное для конкретной физически реализуемой конфигурации. В этой же работе указывается на ограниченность использованных в [13-16] методов для анализа рассматриваемых структур.

Экспериментальные работы можно условно разделить по аналогии с теоретическими на те, в которых исследуется распространение лучей МСВ в неоднородном поле [6,7] и непосредственно изучается волноводный эффект в какой-либо ферритовой структуре [8,11,12,19-24]. В

работах [6,7] с использованием подвижных зондов изучались траектории лучей ПМСВ в полях типа "вал" и "желоб". Показано формирование волноведущего канала в поле типа "вал" и расползание пучков в поле типа "желоб". В работе [12] методом подвижного зонда исследовались дисперсионные характеристики ПМСВ волноводов, образованных синусоидальным в поперечнике полем подмагничивания, т.е. в которых поля типа "вал" и "желоб" многократно повторялись по фронту волны. В других экспериментальных работах изучается распространение МСВ в каналах, причем каналы создаются либо за счет ограничения поперечных размеров ферритовой пленки [19,24], либо неоднородностью внешнего магнитного поля [8,11,20-23]. К сожалению, в последних работах исследовались только характеристики каналов как линий задержки, амплитудно-частотные и фазо-частотные характеристики. Не было исследовано распределение энергии МСВ по ширине волновода (например, зондовым методом), из-за чего вызывает сомнение трактовка эксперимента в некоторых работах [11,20,21], поскольку канализирование МСВ в рассмотренных ситуациях противоречит здравому смыслу и результатам многих других цитированных работ. В предшествующих работах практически не производилось разделение мод, поэтому изучались в основном низшие типы МСВ в каналах.

Таким образом, из анализа литературы можно сделать вывод, что, несмотря на обилие работ по распространению МСВ мод в неоднородных магнитных полях, собственно модовый состав волноводов экспериментально еще не был исследован, а теоретические работы опирались на недостаточно реальные модели, что создавало трудности при сопоставлении их с экспериментом.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований МСВ волноводов, образованных в ферритовой пленке при намагничивании ее полем магнита, имеющего форму прямоугольного параллелепипеда. Измерение подвижным зондом позволило просканировать поверхность канала и тем самым разделить исследуемые моды, измерить распределение их амплитуд по ширине волновода и измерить дисперсионные кривые МСВ мод. Численные исследования, проведенные методом конечных разностей, позволили рассчитать реальное внутреннее статическое магнитное поле, распределение волновых функций МСВ мод в ферритовом волноводе и их дисперсионные кривые.

## 1. Эксперимент

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки, на которой были проведены основные измерения. Исследования производились с помощью панорамного измерителя комплексных коэффициентов передачи СВЧ сигналов 1, подключенного к ЭВМ 2. Неоднородное поле подмагничивания создавалось бруском прямоугольной формы 3 из SmCo магнита с характерным размером порядка  $1 \times 3.5 \times 40$  мм. Брусок намагничивался вдоль стороны со средним размером. Ферритовый образец 4, на котором проводились исследования, представлял собой пленку железо-иттриевого граната (ЖИГ) с линейным размером в развитой плоскости порядка нескольких сантиметров. Толщина используемых пленок лежала в пределах от 9 до 20 мкм. Пленка 4 располагалась вблизи магнита 3, благодаря чему в ней создавалась

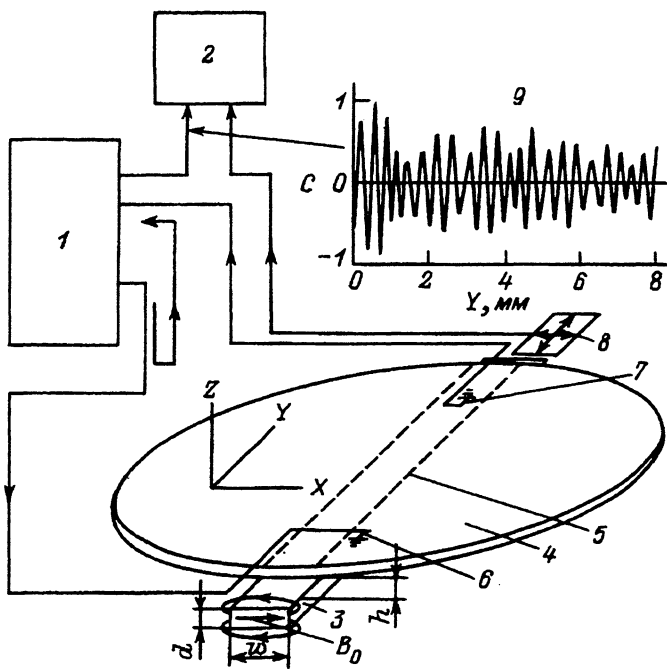


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — измеритель коэффициентов передачи; 2 — ЭВМ; 3 — прямоугольный магнит; 4 — пленочный образец ЖИГ; 5 — условное расположение канала, создаваемого полем магнита 2; 6, 7 — возбуждающий и приемный преобразователи; 8 — датчики положения приемного преобразователя; 9 — вид сигнала  $C$ , поступающего в ЭВМ 2 в зависимости от перемещения шупа 7 вдоль оси  $y$ ;  $d = 1.5$  мм,  $w = 4$  мм и  $B_0 = 7630$  Гс — поперечные размеры магнита и его остаточная индукция;  $h$  — расстояние от магнита 3 до пленки 4.

намагниченная до насыщения область в виде протяженного канала 5 с практически неизменными свойствами вдоль него. В поперечнике канал был неоднороден и поэтому не имел жестких и точно обозначенных границ, так как его свойства определялись плавно меняющимся поперек канала внутренним магнитным полем. МСВ распространялись в некоторой центральной области указанного канала. Волны возбуждались и принимались проволочными однополосковыми преобразователями 6, 7 электромагнитной волны в МСВ диаметром 20–30 мкм. Длина проволок варьировалась от 0.16 до 4 мм. Положение преобразователей на пленке ЖИГ могло изменяться как вручную, так и с помощью электроприводов, что давало возможность с помощью подключенных к ЭВМ датчиков перемещения 8 выходного преобразователя автоматизировать эксперимент. Датчики позволяли определять положение преобразователей с точностью до 1 мкм.

Параллельно с измерениями в неоднородном поле проводились исследования дисперсионных характеристик тех же образцов в однородном поле. Для этих измерений использовалась установка, аналогичная показанной на рис. 1. Разница состояла в том, что вместо магнитного бруска 3 применялся громоздкий двухполюсный магнит, создающий однородное магнитное поле в достаточно большом объеме. Чтобы исключить изменение характеристик, связанное с анизотропией и неоднородностью образца, измерения проводились так, что МСВ распространялись по одним и тем же путям в исследуемых пленках ЖИГ. Из-

мерения в однородном поле производились методом подвижного зонда. Этот метод основан на измерении изменения фазы МСВ  $\Delta\varphi$  при перемещении приемного преобразователя вдоль канала распространения на расстояние  $\Delta y$ . Значение  $k = \Delta\varphi/\Delta y$  является величиной волнового вектора МСВ, соответствующего частоте измерения  $\omega$ .

По дисперсионной кривой поверхностной МСВ, измеренной в однородном поле методом минимизации среднеквадратичного отклонения от теоритической кривой Леймона-Эшбаха, определялись эффективные толщина пленки ЖИГ и ее намагниченность насыщения  $M_0$ . Они отличаются от реальных, поскольку в используемых теоритических моделях не учитываются анизотропия и обменное взаимодействие. Как известно [5], в пленках ЖИГ с развитой плоскостью (111), исследуемых в области частот 2-4 ГГц и волновых чисел 5-1000 см<sup>-1</sup>, анизотропия и обменное взаимодействие вносят малые возмущения в энергию магнитной системы кристалла, поэтому используемые модели описывают физические процессы достаточно адекватно и отличие измеренных параметров от реальных невелико.

Метод подвижного зонда хорошо себя зарекомендовал для исследования колебаний, имеющих одномодовый характер, например ПМСВ в одномодовом поле. Для изучения многомодовых структур, каким является исследуемый неоднородный волновод, данный метод не подходит, так как фаза выходного сигнала, являющегося суммой нескольких пространственных гармоник, не дает возможности извлечь информацию об этих гармониках.

Выделение гармоник из зависимостей сложной формы позволяет осуществлять метод спектрального анализа. Пусть по волновому каналу в направлении  $y$  на заданной частоте  $\omega$  распространяется колебание, являющееся суммой некоторого числа  $N$  собственных мод волновода

$$A(y, t) = \sum_n A_n \exp(ik_n y - i\omega t). \quad (1)$$

Для извлечения изучаемых гармонических составляющих из этого СВЧ сигнала, снимаемого с приемного преобразователя, к нему добавляется опорный сигнал генератора вида  $A_0 \exp(-i\omega t)$  и полученное колебание подается на вход квадратичного детектора прибора 1 (рис. 1). В результате детектирования получается электрический сигнал, зависящий от расстояния  $y$  по закону

$$C(y) = A_0^2 + \sum_n A_n^2 + 2A_0 \sum_n A_n \cos(k_n y) + 2 \sum_{n \neq m} A_n A_m \cos(k_n - k_m)y. \quad (2)$$

В реализуемом в эксперименте случае выполняется соотношение  $A_0 \gg A_n$ , поэтому вторым и четвертым членами формулы (2) можно пренебречь и функция  $C(y)$  приобретает вид суммы гармонических слагаемых, описывающих динамические характеристики волновода. Гармонический анализ функции  $C(y)$  позволяет выявить волновые числа МСВ мод  $k_n$  и их амплитуды  $A_n$ .

Измерения проводились следующим образом. При фиксированной частоте  $\omega$  приемный преобразователь 7 перемещался вдоль волноводного канала 5. Через равные отрезки перемещения преобразователя ЭВМ считывала сигнал  $y$  с датчика положения 8 и сигнал  $C(y)$  с измерителя 1. Общая длина перемещения преобразователя составляла

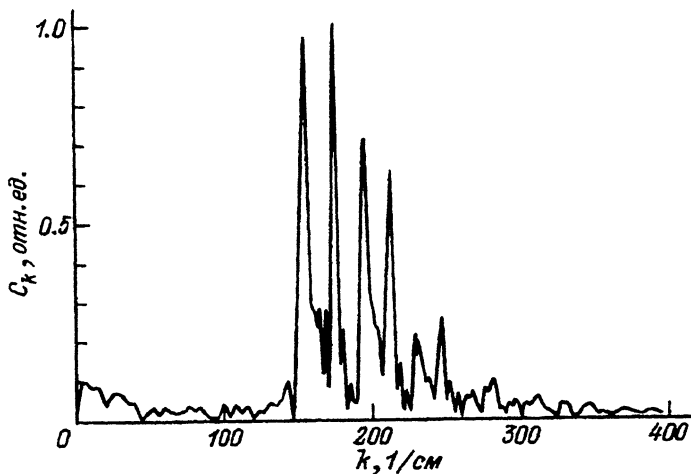


Рис. 2. Спектр  $C_k$  сигнала  $C(y)$  (частота  $F = 3.4$  ГГц).

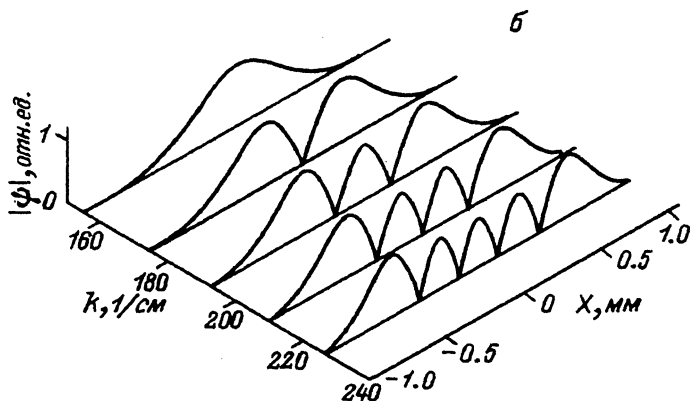
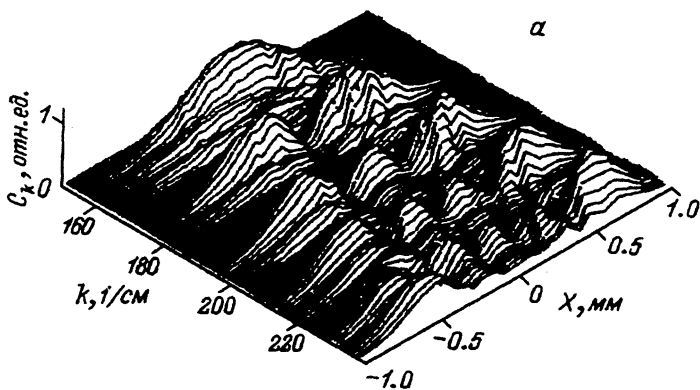


Рис. 3. Распределения амплитуд первых пяти МСВ мод по ширине волновода  $x$  в зависимости от их волнового числа  $k$ .  
 Частота  $F = 3.6$  ГГц; а — эксперимент, б — расчет.

15 мм, при этом считывалось порядка 500 точек. Характерный вид снятой таким образом зависимости  $C(y)$  представлен на рис. 1. Далее производилось дискретное преобразование Фурье функции  $C(y)$ . Полученный таким образом пространственный спектр представлен на рис. 2. Он состоит из серии пиков различной амплитуды, каждый из которых соответствует своему волновому числу, представляющему данную моду.

Каждая мода характеризуется не только своим волновым числом, описывающим поведение волны вдоль канала, но и распределением амплитуды в его поперечном сечении. Для того чтобы экспериментально исследовать указанное распределение, необходимо провести серию описанных выше измерений при различных значениях координаты  $z$ . Апертура выходного преобразователя 7 (рис. 1) выбиралась как можно меньшей (приблизительно 0.16 мм), что обеспечивало достаточную разрешающую способность при сканировании поперечного сечения волновода. После объединения спектров, полученных для различных (около 30) продольных промеров канала, было получено пространственное распределение спектра мод по ширине волновода. На рис. 3,а приведены распределения МСВ мод для частоты 3.6 ГГц, которая находится в средней частотной части области существования МСВ. Видно, что эффективная ширина волновода, занимаемая модой, расширяется с увеличением ее номера. Измерение, проведенные для разных частот, показывают, что эффективная ширина канала заметно зависит от частоты: наибольшая ширина достигается МСВ модами в низкочастотной области (с малыми волновыми числами), с возрастанием волнового вектора ширина канала для данной моды убывает.

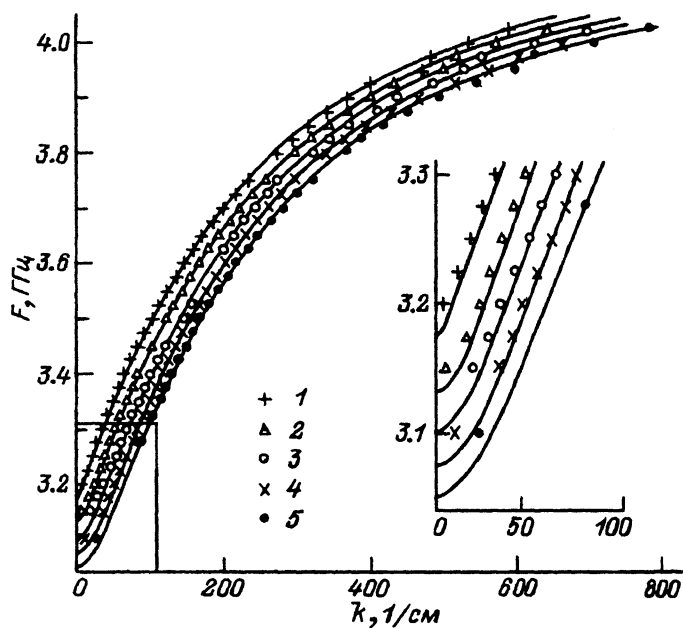


Рис. 4. Дисперсионные кривые первых пяти мод МСВ. Сплошная кривая — расчет, значки — эксперимент, числа у значков — номера мод. В прямоугольнике показана более подробно область малых значений  $k$ .

Приведенная выше методика позволяла одновременно измерять дисперсионные характеристики всех наблюдаемых мод. Для этого не было необходимости проводить подробные измерения спектров (рис. 2) по ширине канала, так как местоположение пиков в спектрах не зависит от координаты  $x$ , а меняются только их амплитуды. Достаточно было выбрать один или два продольных сечения волновода. Координата  $x$  сечения устанавливалась таким образом, чтобы в получаемом спектре присутствовало максимальное число исследуемых мод, затем проводились измерения спектра при различных частотах генератора. Для каждой частоты спектр  $S_k$  определял набор волновых чисел МСВ мод. Одновременно наблюдалось до десяти мод. На рис. 4 представлены дисперсионные кривые первых пяти мод. Эти зависимости в верхней части сходны с дисперсионными кривыми для ПМСВ, а в нижней части они имеют точку перегиба и вогнутость, характерную для ПМСВ волноводов [24]. Расстояние между кривыми по оси волновых чисел  $k$  неэквидистантны и зависят от частоты, что вызвано различием эффективной ширины волновода для разных частот и мод МСВ.

## 2. Теория

Аналитическое решение задачи распространения МСВ в двумерно неоднородном магнитном поле представляется невозможным из-за сложности возникающих интегродифференциальных уравнений с коэффициентами, зависящими от координат. Поскольку создаваемое поле очень неоднородно и ширина канала сравнима с длиной волны, то нет возможности добиться успеха ни методом теории возмущений, ни с помощью подходов лучевой оптики. Таким образом, единственным способом, дающим возможность описать процессы в исследуемых неоднородных каналах, является их численное моделирование.

Математическую основу численного эксперимента составляют сеточные методы решения операторных уравнений с частными производными [26]. Применялся метод конечных разностей (МКР) в интегроинтерполяционной формулировке к краевой задаче, вытекающей из магнитостатического приближения системы уравнений Максвелла,

$$\operatorname{div} [\hat{\mu}(x, z) \nabla \psi] = 0 \quad (3)$$

с граничными условиями типа "магнитной" или "электрической" стенки на внешнем прямоугольном контуре  $S$ , ограничивающем волновод. Контур выбирается на достаточно большом расстоянии от волноводной части структуры, поэтому на нем собственный магнитостатический потенциал  $\psi$  исследуемой моды можно считать равным нулю. В данной постановке задачи считается, что зависимость СВЧ полей волны от времени  $t$  и координат оси  $y$  описывается множителем  $\exp(ky - \omega t)$ . Тензор  $\hat{\mu}(x, z)$  описывает магнитные свойства заполнения данной волноводной структуры внутри контура  $S$  и учитывает неоднородность всех компонент векторов внутреннего магнитного поля  $H_0(x, z)$  и намагниченности  $M_0(x, z)$ . Анизотропные свойства ферромагнитной среды и обменное взаимодействие, как указывалось выше, не учитываются.



В результате применения МКР к поставленной задаче она сводится к квадратичной проблеме собственных значений однородного матричного оператора вида

$$(P + Qk + Rk^2)X = 0, \quad (4)$$

где  $P, Q$  и  $R$  — ленточные комплексные матрицы, причем  $Q$  и  $R$  — диагональные,  $x$  — искомый собственный вектор, компоненты которого равны значениям  $\psi$  в узлах прямоугольной неоднородной сетки, покрывающей поперечное сечение волноведущей структуры.

Уравнение (4) решается методом обратной итерации с постоянным сдвигом аналогично тому, как это делается в работе [18]. Для обеспечения хорошей сходимости начальное приближение для волнового числа  $k$  должно несильно отличаться от своего истинного значения, а от начального значения вектора  $x$  сходимость практически не зависит.

Для решения динамической задачи, как указывалось выше, требуется знать распределение внутреннего магнитного поля и эффективного магнитного момента в ферромагнитной пленке. Применительно к данной задаче это означает, что требуется определить внутреннее поле в ферритовой пленке, наводимое прямоугольным магнитом. Это статическая, сугубо нелинейная задача решается в том же приближении, что и предыдущая, также методом конечных разностей. Подходы к решению таких задач описаны, например, в [27]. Система интегральных уравнений, описывающих поведение векторного потенциала магнитной индукции, сводится к системе нелинейных уравнений, которые решаются методом прогонки итерациями, причем на каждой итерации система линеаризуется и уточняется сетка. Метод дает неплохую сходимость при хорошо подобранной исходной сетке.

При расчетах использовались эффективные значения толщины пленки ЖИГ и ее намагнитченности насыщения  $4\pi M_0$ , получаемые, как указывалось выше, из эксперимента в однородном поле. В результате расчета были получены распределения статических магнитных полей в пленке (рис. 5), скалярного потенциала МСВ в канале распространения (рис. 3, б и 5) и дисперсионные кривые исследуемых мод (рис. 4).

### 3. Анализ теоретических и экспериментальных результатов

На рис. 4 представлены расчетные дисперсионные кривые и экспериментальные точки для первых пяти волноводных мод. Первая мода при расширении канала переходит в классическую поверхностную МСВ, существующую в однородно намагнитченной ферритовой пленке. Как видно из рис. 4, формы теоретических кривых почти совпадают с экспериментальными точками. Что же касается местоположения теоретической кривой, то для ее совмещения с экспериментальными точками в качестве подгоночного параметра использовалась остаточная индукция  $B_0$  бруска  $\text{SmCo}$  магнита, которая совместно с толщиной и намагнитченностью насыщения ферритовой пленки является величиной, определяющей магнитные свойства исследуемой структуры. Таким образом, эта операция одновременно является способом измерения поля макромагнита и его параметра  $B_0$ .

На рис. 5 представлены рассчитанные распределения внутреннего статического магнитного поля  $H_0$ , образующего волновой канал, и скалярного потенциала  $\psi$  первой моды МСВ. Как следует из рис. 3 и 5,

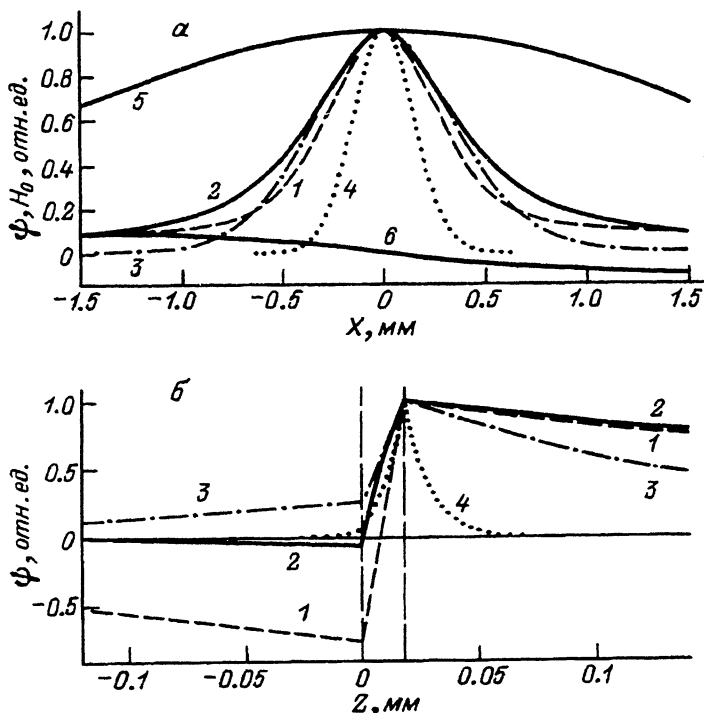


Рис. 5. Расчетные распределения потенциала  $\psi$  первой моды МСВ в волновом канале для разных частот.

1 —  $F = 3.176 \text{ ГГц}$ ,  $k = 0.53 \text{ см}^{-1}$ ; 2 —  $F = 3.19 \text{ ГГц}$ ,  $k = 8 \text{ см}^{-1}$ ; 3 —  $F = 3.37 \text{ ГГц}$ ,  $k = 58.5 \text{ см}^{-1}$ ; 4 —  $F = 4.1 \text{ ГГц}$ ,  $k = 925 \text{ см}^{-1}$  и внутреннего поля подмагничивания  $H_0$ , образующего канал ( $H_{\text{max}} = 546 \text{ Э}$ ): 5 —  $H_{0x}$ , 6 —  $H_{0z}$  по координате  $x$  (ширине канала) (а), по координате  $Z$  (вертикальными штриховыми линиями на рис. 5, б обозначены границы ферритовой пленки) (б).

и расчеты, и эксперимент показывают, что при указанном распределении статического поля оно создает в ферритовой пленке довольно узкий канал распространения МСВ. Иными словами, МСВ локализуется в области малого градиента магнитного поля. Следовательно, если требуется расширить канал, например, для увеличения его энергетической пропускной способности, необходимо осуществить распределение поля, более близкое к П-образному.

С другой стороны, как эксперименты, так и расчеты показывают, что в канале с достаточно плавным градиентом МСВ по-разному локализируются в зависимости от частоты. Причем, как следует из расчетов, эта зависимость носит немонотонный характер. Указанное проиллюстрировано на рис. 5 для первой моды, однако это справедливо и для мод высших порядков. Так, в самом начале дисперсионной кривой ( $k \approx 0$ ) волновая функция имеет узел по толщине пленки (рис. 5, б, кривые 1 и 2), т.е., строго говоря, волна является объемной. Дисперсионная кривая (рис. 4) в этой области значений  $k$  является вогнутой. При увеличении частоты (волнового числа) уменьшается отрицательная часть распределения волновой функции по толщине ферритовой пленки, одновременно происходит увеличение области, занимаемой волновой функцией по ширине канала. На определенной частоте

те волна становится поперечной. Начиная с этой точки дисперсионная кривая становится выпуклой, а эффективная ширина волновой функции начинает уменьшаться. При дальнейшем увеличении частоты ширина волновода уменьшается в несколько раз. Это явление можно использовать для частотно-зависимой обработки МСВ в процессе их распространения.

На рис. 3 представлен модовый состав исследуемого волновода, полученный в результате эксперимента и расчетов. Показаны волновые функции нескольких первых мод исследуемого волновода. Как видно из указанных рисунков, распределение МСВ моды по ширине изучаемого волновода представляет собой набор "полуволн", количество которых соответствует номеру моды. Расстояние между модами по оси волновых векторов в представленной геометрической конфигурации составляет величину порядка  $20 \text{ см}^{-1}$ , хотя, как указывалось выше, эта величина зависит как от номера моды, так и от частоты.

Эффективная ширина, занимаемая каждой модой на данной частоте, нарастает с увеличением ее номера. Амплитуды и ширины "полуволн" больше по краям волновода и уменьшаются к его центру, что особенно ярко выражено на малых частотах. Эти особенности становятся понятны, если воспользоваться методами геометрической оптики, которые пусть и неприменимы к данной конфигурации, поскольку длины исследуемых МСВ сравнимы с шириной канала, однако позволяют качественно интерпретировать уже полученные результаты. Опишем распространяющуюся в неоднородном канале моду в виде лучей, преломляющихся между его условными стенками. Моде с номером  $n$  и волновым числом  $k$  соответствует плоская волна (луч), у которой продольная компонента волнового вектора равна  $k_y = k$ , а компонента  $k_x$  удовлетворяет соотношению  $\beta(w) = n\pi$ , где

$$\beta(x) = \int_0^x k_x(x') dx' \quad (5)$$

— побег фазы при пересечении канала,  $w$  — эффективная ширина канала на данной частоте.

Зависимость  $k_x(x)$  получаем исходя из того, что в приближении геометрической оптики величина  $k_x$  определяется вектором подмагничивающего поля  $H_0$ , которое в свою очередь зависит от  $x$ . "Полуволны", о которых говорилось выше, описываются кривой вида  $\sin(\beta(x))$ . Поскольку внутреннее магнитное поле спадает от центра к периферии волновода, то и  $k_x$  спадает при удалении от центра, достигая нуля на краю канала. Следовательно, фаза  $\beta(x)$  нарастает быстро в середине канала и медленно на его краю, что и объясняет меньшую ширину "полуволн" в центре и большую на краю волновода.

Для заданной частоты  $\omega$  с нарастанием номера моды  $n$  величина  $\beta(w)$  увеличивается, а с ней возрастает и ширина канала  $w$ . Причем величина  $w$  с ростом  $n$  стремится к своему пределу  $w_0$ , который подчиняется уравнению верхней частотной границы области существования ПМСВ  $\omega = \gamma(H_0(w_0) - 2\pi M_0)$ , где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $M_0$  — намагниченность насыщения ферритовой пленки.

Таким образом, показано, что протяженное двумерно-неоднородное магнитное поле образует канал в образце неограниченного по ширине пленочного феррита. В работе были экспериментально измерены

и промоделированы на ЭВМ квазиповерхностные МСВ моды, распространяющиеся в этом канале. Показано, что происходит частотно-независимая локализация мод по ширине волновода. В области малых волновых векторов эта зависимость носит немонотонный характер, причем распределение амплитуды МСВ моды по толщине пленки имеет форму, свойственную объемным волнам. А по ширине канала моды с большими номерами распределены так, что их энергия больше сосредоточена у краев канала. С увеличением волнового вектора МСВ моды становятся поверхностными, ширина волновода, занимаемого модой, уменьшается, распределение амплитуд модовых пучков по ширине становится более равномерным.

Проведенные исследования финансировались по гранту № 94-02-03507(а) Российского фонда фундаментальных исследований.

### Список литературы

- [1] *Awai I., Ikegoue J.* // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. N 5. P. 2326-2331.
- [2] *Беспятых Ю.И., Зубков В.И., Тарасенко В.В.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 1. С. 140-146.
- [3] *Бурлак Г.Р.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 24. С. 1476-1480.
- [4] *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г.* // РЭ. 1991. Т. 36. № 1. С. 18-23.
- [5] *Вызулин С.А., Коротков В.В., Розенсон А.Э.* // РЭ. 1991. Т. 36. № 10. С. 2024-2030.
- [6] *Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И.* // РЭ. 1990. Т. 35. № 8. С. 1617-1623.
- [7] *Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 7. С. 138-142.
- [8] *Tsutsumi M., Tanaka K., Kumagai N.* // IEEE Trans. 1986. Vol. MAG-22. N 5. P. 853-855.
- [9] *Morgenthaler F.R.* // Circuits Syst. Signal Process. 1985. Vol. 4. N 1-2. P. 63-88.
- [10] *Каменецкий Е.О., Соловьев О.В.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 8. С. 124-131.
- [11] *Tsutsumi M., Masaoka Y., Ohira T., Kumagai N.* // IEEE Trans. 1981. Vol. MTT-29. N 6. P. 583-587.
- [12] *Анненков А.Ю., Герус С.В., Сотников М.В.* // РЭ. 1990. Т. 37. № 8. С. 1371-1380.
- [13] *Yashiro Y., Miyazaki M., Ohkawa S.* // IEEE Trans. 1985. Vol. MTT-33. N 3. P. 248-253.
- [14] *Miyazaki M., Yashiro Y., Ohkawa S.* // IEEE Trans. 1985. Vol. MTT-33. N 5. P. 421-424.
- [15] *Radmanesh M., Chu C.-M., Haddad G.I.* // IEEE Trans. 1986. Vol. MTT-34. N 12. P. 1377-1382.
- [16] *Radmanesh M., Chu C.-M., Haddad G.I.* // IEEE Trans. 1987. Vol. MTT-35. N 12. P. 1226-1230.
- [17] *Koshiba M., Long Y.* // IEEE Trans. 1989. Vol. MTT-37. N 11. P. 1768-1772.
- [18] *Васильев И.В., Ковалев С.И.* // РЭ. 1993. Т. 38. № 12. С. 2174-2185.
- [19] *Новиков Г.М., Петрунькин Е.З.* // РЭ. 1984. Т. 29. № 9. С. 1691-1695.
- [20] *Tsutsumi M., Masaoka Y., Ohira T., Kumagai N.* // Appl. Phys. Lett. 1979. Vol. 35. N 2. P. 204-206.
- [21] *Stancil D.D., Morgenthaler F.R.* // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 3. P. 1613-1618.
- [22] *Talisa S.H., Emtage P.R., Daniel M.R., Adam J.D.* // IEEE Trans. 1986. Vol. Mag-22. N 5. P. 856-858.
- [23] *Каменецкий Е.О., Соловьев О.В.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 12. С. 2411-2414.
- [24] *O'Keefe T.W., Patterson R.W.* // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 9. P. 4886-4895.
- [25] *Вороненко А.В., Герус С.В., Красножен Л.А.* // Микроэлектроника. 1989. Т. 18. № 1. С. 61.
- [26] *Самарский А.А.* Теория разностных схем. М.: Наука, 1984. 610 с.
- [27] *Александрова М.Г., Белянин А.Н., Брюкнер В.* и др. Расчет электрических цепей и электромагнитных полей на ЭВМ. М.: Радио и связь, 1983. 344 с.