01; 09

© 1992

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОЛНОВОДНЫХ МОД МСВ УЗКОГО ФЕРРИТОВОГО ВОЛНОВОДА ПРИ СТРОГОМ УЧЕТЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ВНУТРЕННЕГО СТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

И.В. Васильев, С.И. Ковалев

Исследования процессов возбуждения и распространения магнитостатических волн в каналообразующих структурах конечных размеров – волноведущих структурах (ВС) – представляет актуальную проблему электродинамики СВЧ [1–2]. Математическое моделирование ВС МСВ основывается на численном решении краевой задачи, вытекающей из системы уравнений Максвелла в магнитостатическом приближении ($rot\,\vec{H}=0$, $\vec{H}=\nabla\psi$, $\psi=\psi(x,z)\,exp\{i(\omega t-ky)$) где ψ – магнитный потенциал, К – продольное волновое число, ω – частота сигнала),

$$div\{\overleftrightarrow{\mu}(x,z)\nabla\psi\}=0, \tag{1}$$

с граничными условиями вида $\alpha\psi+\beta\nabla\psi=0$ на прямоугольном контуре L, ограничивающем расчетную область [3], что позволяет моделировать ВС МСВ, содержащие неоднородно намагниченные ферритовые пластины (ФП) конечной ширины. Алгоритм анализа волноводов МСВ [3], использующий сеточную аппроксимацию оператора (1), дополнен процедурой восстановления собственного электрического поля $\dot{E}$ МСВ-мод и расчета потока вектора Умова-Пойнтинга П(ω).

В магнитостатическом приближении поле $\vec{\dot{E}}$ может быть найдено посредством решения неоднородной системы уравнений

$$rot\,\vec{\dot{E}}=-i\omega\overleftrightarrow{\mu}\nabla\psi, \tag{2}$$

$$div(\dot{\varepsilon}\vec{\dot{E}})=0, \tag{3}$$

где $\dot{\varepsilon}=\dot{\varepsilon}(x,z)$ – комплексная при учете потерь диэлектрическая проницаемость прямоугольных слоев, образующих ВС, зависимость от поперечных координат может учитывать плавное изменение $\dot{\varepsilon}$ в пределах слоя, а также скачкообразное ее изменение на границах слоев. Система (2), (3) может быть сведена после исключения поперечных компонент к единственному неоднородному уравнению относительно всюду непрерывной компоненты $\dot{E}_y$:

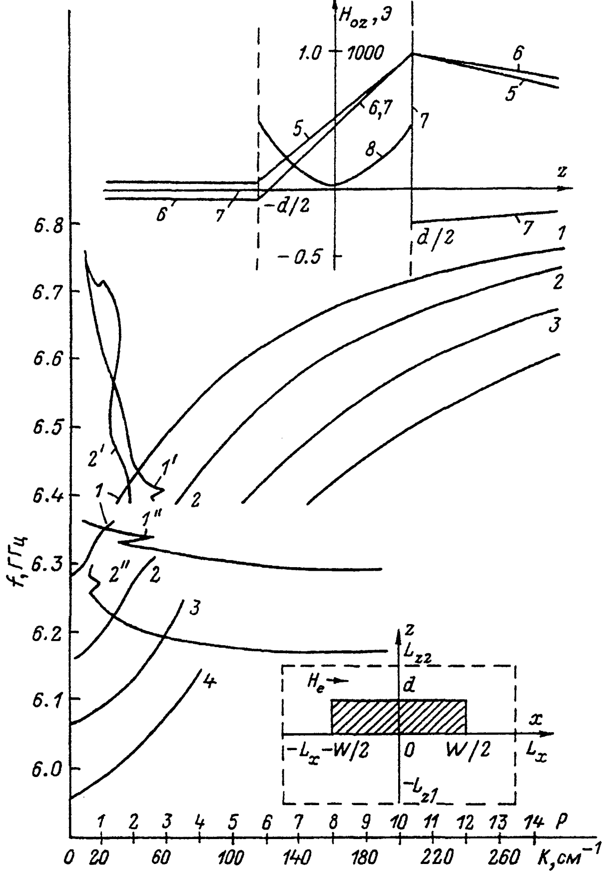

Рис. 1. Поперечное сечение исследуемого волновода и дисперсионные характеристики волноводных мод, отличающихся распределением ψ по ширине ФП: 1, 2 – дисперсионные кривые низших четной и нечетной по x мод для уточненного распределения $\vec{H}_0$; 1', 2' – зависимости П(F) соответствующих мод в части спектра поверхностных волн; 1'', 2'' – то же в области объемных волн; 3, 4 – дисперсионные кривые вторых четной и нечетной мод. Кривые 5–7 – типичные z-распределения при x=0 потенциала ψ, x-компоненты поля $\dot{E}$ и P_y в части спектра поверхностных волн. Кривая 8 – зависимость H_{oz} (z) при x =0.5 мм. Зависимость П(F) даны в безразмерных единицах.

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\dot{\varepsilon}\frac{\partial \dot{E}_y}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\dot{\varepsilon}\frac{\partial \dot{E}_y}{\partial z}\right)-K^2\dot{\varepsilon}\dot{E}_y=i\omega\left(\frac{\partial}{\partial x}(\dot{\varepsilon}\dot{B}_z)-\frac{\partial}{\partial z}(\dot{\varepsilon}\dot{B}_x)\right) \quad (4)$$

при граничном условии $\dot{\varepsilon}\dot{E}_n$ =0 на контуре L (рис. 1) и $\vec{B}= =\dot{\vec{\mu}}\nabla\psi$. Формально уравнения (1) и (4) отличаются видом правой части, поэтому методика получения из (1) разностного уравнения может быть использована для решения (4). Полученное неоднородное матричное уравнение с ленточной матрицей решается методом треугольного разложения. После расчета значений $\dot{E}$ в узлах сетки и восстановления компонент $\dot{E}_x$, $\dot{E}_z$ поток мощности, переносимый волной, находится посредством интегрирования по сечению ВС у-компоненты вектора Умова-Пойнтинга $P=\frac{1}{2}\left[\vec{E}, \nabla\psi^*\right]$.

Строгий электродинамический анализ ВС МСВ требует также наличия достоверной информации относительно распределения внутреннего поля подмагничивания $\vec{H}_0$, распределение и ориентация которого в случае достаточно узких ФП ($W/d \sim$ 10–20) могут существенно отличаться от профиля и ориентации внешнего поля $\vec{H}_e$ или от результатов приближенных аналитических вычислений [4]. Поэтому здесь было использовано распределение компонент H_{0x} и H_{0z}, полученное в результате решения методом конечных разностей нелинейной двумерной задачи с учетом реального вида кривой намагниченности ЖИГ. Программа анализа поля $\vec{H}_0$ использует те же входные данные, что и программы электродинамического анализа; это позволяет исследовать ВС с произвольным подмагничиванием в рамках единого программного комплекса.

В качестве примера проведено исследование электродинамических характеристик распространяющихся волн узкого одиночного волновода МСВ [2, 3], помещенного в однородное поле $\vec{H}_0=1590\vec{x}$, Э, d =0.046 мм, W =1 мм, $4\pi M_0$=1750 Г. Расчеты дисперсионных кривых (рис. 1) проводились на достаточно густой сетке, обеспечивающей относительную погрешность расчета $K \sim 1$ %. Установлено, что уточнение распределения поля $\vec{H}_0$ по сравнению с расчетами в [3] по формулам [4] приводит к сдвигу дисперсионных кривых вверх на величину ~100 МГц для области объемных мод и соответствующему смещению ветвей поверхностных мод вправо по отношению к расчетам в [3]. Это связано с тем, что уточненные значения H_{0x} на величину ~30 Э превышают результаты расчетов по формулам [4] (ср. кривые 1, 2 рис. 2). Кроме того, численное решение дает ненулевые значения компоненты H_{0z} (кривая 3), оказывающей заметное влияние на модуль вектора $\vec{H}_0$ у краев ФП. Ширина частотной щели между спектрами объемных и поверхностных волн, отличная от нуля, как известно из [3], при учете неоднородности H_{0x}, при этом возрастает.

Сравнение с экспериментом [2] за отсутствием там экспериментальных дисперсионных кривых удобно осуществлять посредством сопоставления хода экспериментальных АЧХ с рассчитанными нами частотными зависимостями $\Pi(F)$. Сравним наши результаты для четных мод (кривые 1, 3 рис. 1) с графиком Б рис. 1 работы [2]. Подъему кривой 1, на частотах 6.39–6.41 ГГц отвечает повышение уровня прохождения $G(F)$, т.е. начальному участку спектра поверхностной моды (см. кривую 1). Максимумы кривой 1′ и АЧХ при этом совпадают с точностью до единиц МГц. Убыванию функции $\Pi(F)$ отвечает спад $G(F)$ до минимального значения при $F > 6.41$ ГГц. В области ОМСВ максимумы зависи-

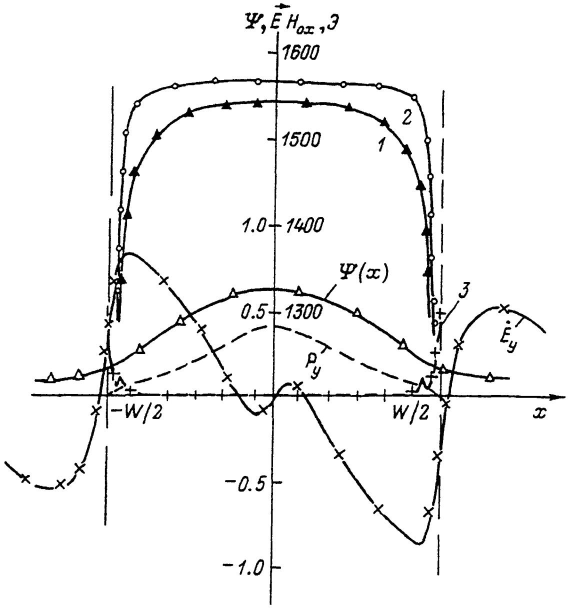

Рис. 2. Типичные для низшей четной моды распределения полей $\vec{H}_0$, ψ, E_y по x при z =0.023 мм: кривая 1 – зависимость $H_{ox}(x)$, рассчитанная согласно [4], 2, 3 – зависимости $H_{ox}(x)$ и $H_{oz}(x)$, полученные в результате численного решения статической задачи.

мостей $G(F)$ и $1''$ при F =6.28 ГГц совпадают, далее наблюдается на обеих зависимостях провал в полосе 6.30–6.33 ГГц, связанный, вероятно, с вырождением типа волны (распределение поля $\psi(z)$ здесь качественно изменяется, затрудняя идентификацию типа волны). Отсутствие прохождения сигнала на частотах 6.22–6.24 ГГц можно объяснить наличием при F =6.22 ГГц отсечки 2-й четной моды; излом графика при F =6.27 ГГц соответствует нижней частоте спектра низшей моды. Передача сигнала в полосе 6.06–6.13 ГГц осуществляется, по-видимому, на 2-й моде, как и следует из [2]. Частотная щель между объемной и поверхностной частями спектра низшей моды (кривая 1) оказывается более узкой, чем та же полоса нечетных мод, что совпадает с выводом авторов [2].

Сравнение кривых 2, 4 для низшей и второй нечетных мод с кривой А рис. 2 [2] позволяет отождествить левую часть полосы прозрачности в спектре объемных волн с возбужденпем второй моды (кривая 4), а вторую ее часть (6.16–6.23 ГГц) – с возбуждением низшей моды, причем нижняя граница разделяющего полосу провала близка к верхней граничной частоте второй моды, а верхняя –

к нижней частоте отсечки низшей моды. Дальнейшему спаду $G(F)$ отвечает падение зависимости П(F) низшей моды, пропусканию в полосе 6.26–6.29 ГГц отвечает локальный максимум кривой 2'. Нижняя частота поверхностных мод примерно соответствует АЧХ, верхняя граница расчетных кривых превышает наблюдаемую в эксперименте, что, по-видимому, обусловлено неучетом магнитных потерь при расчетах К.

На рис. 2 представлены типовые зависимости от x потенциала и компоненты $\dot{E}_y$-поля низшей четной объемной моды, компонента $\dot{E}_x$ претерпевает разрыв на границе феррит-диэлектрик-, $\vec{y}$-компонента вектора P близка к нулю за пределами ФП. Все функции нормированы к их максимальным значениям при z=0.046 мм. Типичные зависимости ψ, $\dot{E}_x$, P_y от z для поверхностной части спектра приведены на рис. 1. Смена знака P_y на границе феррит-диэлектрик отвечает известному в теории неограниченных ВС МСВ эффекту встречного переноса мощности в феррите и окружающей изотропной среде.

В заключение отметим, что усилия по расчету реального распределения поля $\vec{H}_0$ окупились лучшим по сравнению с [3] соответствием численных и экспериментальных кривых. При проведении дальнейших экспериментов с волноводами МСВ, содержащими ФП конечной ширины, желательно измерять распределение обеих компонент $\vec{H}_0$ на поверхности ФП, что облегчило бы проведение расчетов $\vec{H}_0$ внутри пластин. Анализ ВС МСВ полезно завершать построением частотных зависимостей потока мощности сигнала. Процедура восстановления электрического поля МСВ, помимо расчета зависимости П(F), может оказаться полезной при анализе антенн ВС МСВ с ФП конечной ширины.

Авторы благодарны С.В. Герусу за предоставление программы и результатов расчета распределения статического магнитного поля.

Список литературы

[1] Васильев И.В., Нефедов Е.И. В кн.: Волноводы и дифракция. Тбилиси: ТГУ, 1985. Т. 2. С. 320.

[2] Каменецкий Е.О., Соловьев О.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 9. С. 20–25.

[3] Васильев И.В., Ковалев С.И. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 7. С. 56–60.

[4] Joseph R.J., Schlomann E. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. N 3. P. 1579–1589.

Поступило в Редакцию
27 марта 1992 г.