

ваемым тем обстоятельством, что у цилиндрических антенн затенение проявляется значительно сильнее, чем у осесимметричных [6]. В секторе $95^\circ < \theta < 125^\circ$ заметен переливчатый лепесток, за которым следует область тени. Кривые 2 и 3 представляют собой ДН антенны, рассчитанные по апертурной теории как без учета затенения, так и с учетом последнего. Видно, что если затенение не учитывается, то удовлетворитель-

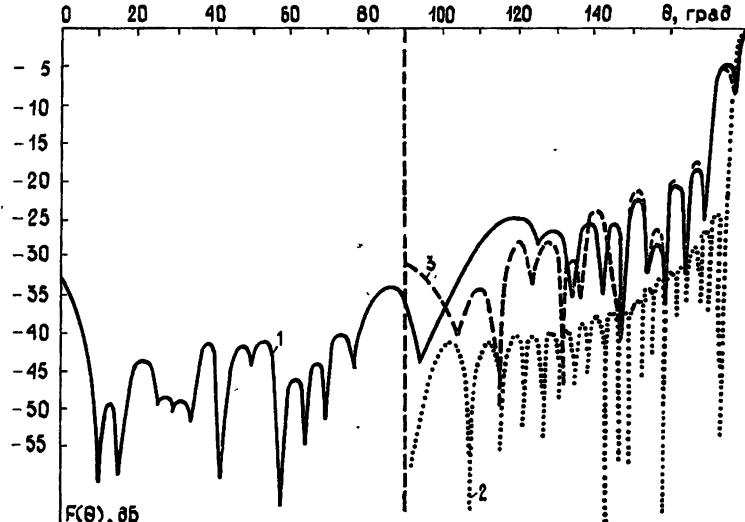


Рис. 3.

но в кривых 1 и 2 совпадают только главные лепестки, а при учете затенения область совпадения расширяется, хотя заднее и дальнее боковое излучения апертурной теорией передаются плохо.

ЛИТЕРАТУРА

1. Марцафей В. В., Мельникова Т. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, № 9, с. 1168.
2. Жук М. С., Молочков Ю. Б. Проектирование антенно-фидерных устройств. — М.: Энергия, 1966. — 648 с.
3. Фрадин А. З. Антенно-фидерные устройства. — М.: Связь, 1977. — 440 с.
4. Захаров Е. В., Пименов Ю. В. Численный анализ дифракции радиоволн. — М.: Радио и связь, 1982. — 184 с.
5. Ханнан. — Зарубежная радиоэлектроника, 1961, № 12, с. 71.
6. Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г., Терешин О. Н. Антенны УКВ. — М.: Связь, 1977, ч. 2. — 288 с.

Одесский электротехнический
институт связи

Поступила в редакцию
6 ноября 1986 г.

УДК 536.27

СООТНОШЕНИЕ БИОРТОГОНАЛЬНОСТИ СОБСТВЕННЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ С ГИРОТРОПНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Б. Г. Цикин, Е. С. Пылаев

Ортогональность собственных волн волновода позволяет использовать их при построении теории возбуждения волновода сторонними токами [1]. Как известно, соотношение ортогональности не выполняется для собственных волн систем с потерями или с анизотропным заполнением. При обобщении формул [1] на подобные случаи записывают соотношение биортогональности, в которое входят собственные волны анализируемого волновода и некоторой вспомогательной волноведущей структуры.

Рядом авторов (см., например, [2, 3]) были найдены вспомогательные структуры для нескольких типов волноводов. В настоящей работе обращается внимание на общий метод получения преобразования, связывающего вспомогательную структуру с исходной. Ранее подобная методика использовалась при исследовании волновода, заполненного электронным потоком [4]. Здесь изучается специфика гиротропной системы с пространственной дисперсией.

Рассмотрим однородный в продольном направлении экранированный волновод, в состав которого входит область, занятая гиротропной средой (рис. 1). Комплексные амплитуды e , h , d и b компонент электромагнитного возмущения в волноводе описываются уравнениями Максвелла:

$$\operatorname{rot} h = j(\omega/c) d + (4\pi/c) i^e; \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} e = -j(\omega/c) b - (4\pi/c) i^m, \quad (2)$$

где i^e и i^m — объемные плотности сторонних электрических и магнитных токов (зависимость от времени $e^{j\omega t}$). Полагаем, что гиротропия среды проявляется в ее высокочастотных магнитных свойствах (при этом $d = ee$, где e — скаляр). Для определенности считаем, что внутри волновода находится подмагниченный феррит, так что $b = h + 4\pi m$, где для высокочастотной намагниченности m имеет место уравнение Ландау — Либшица [5]:

$$j\omega m + \gamma \{ [M_0(h + \alpha v^2 m)] + [m H_0] \} = 0. \quad (3)$$

Здесь γ — гиромагнитное отношение, α — константа неоднородного обмена, H_0 и M_0 — постоянные составляющие магнитного поля и намагниченности в феррите. Слагаемое $\alpha v^2 m$ соответствует наличию в системе пространственной дисперсии.

Уравнения (1) — (3) позволяют проанализировать возбуждение волновода сторонними токами частоты ω , если известен набор собственных волн структуры, — возмущений на частоте ω , удовлетворяющих (1) и (3) (и соответствующим граничным условиям) при $i^e = i^m = 0$, а также доказана их способность возбуждаться и существовать независимо друг от друга. Проблема определения спектра собственных волн гиротропной структуры представляет отдельный интерес и подробно исследуется (см., например, [6]). Мы обратимся ко второй части задачи.

Введем в рассмотрение собственные волны двух электродинамических систем: совпадающей с данным волноводом и вспомогательной. Собственные волны этих систем будем отмечать индексами « s » и « $-r$ » соответственно (s и r — целые положительные числа). Соотношение биортогональности удается получить, если выбирать вспомогательную структуру так, чтобы в s -й и $-r$ -й системах постоянные распространения Γ_s и Γ_{-s} собственных волн с одинаковыми номерами s были противоположными:

$$\Gamma_s = -\Gamma_{-s} \quad (4)$$

(Γ_s и Γ_{-r} — в общем случае комплексные числа). Требование (4) однозначно определяет преобразование, ставящее данному волноводу в соответствие вспомогательную структуру. Вид этого преобразования отыскивается при сопоставлении равенств (1) — (3), записанных с учетом (4) для s -й и $-r$ -й систем. Одновременно с этим находится связь амплитуд s -х и $-r$ -х собственных волн.

Для широкого класса волноводов с гиротропным заполнением искомое преобразование состоит в замене подмагничивающего поля H_0 на противоположное:

$$H_0 \rightarrow -H_0. \quad (5)$$

В качестве примеров отметим структуры, в состав которых входит слой феррита (изотропного либо с одноосной, или кубической симметрией), намагниченного в поле H_0 , направленном перпендикулярно оси l волновода либо вдоль нее (последнее — если вариация поля волны по одной из поперечных координат ξ , η отсутствует).

Компоненты мембранных функций ($\hat{h}_s = \hat{h}_s \exp(j\Gamma_s l)$, $\hat{h}_{-r} = \hat{h}_{-r} \exp(j\Gamma_{-r} l)$ и т. д.) собственных волн s -й и $-r$ -й систем связаны в перечисленных случаях соотношениями вида

$$\begin{aligned} \hat{e}_s^\xi &= \pm \hat{e}_{-s}^\xi & \hat{h}_s^\xi &= \pm \hat{h}_{-s}^\xi & \hat{m}_s^\xi &= \pm \hat{m}_{-s}^\xi \\ \hat{e}_s^\eta &= \mp \hat{e}_{-s}^\eta & \hat{h}_s^\eta &= \mp \hat{h}_{-s}^\eta & \hat{m}_s^\eta &= \mp \hat{m}_{-s}^\eta \\ \hat{e}_s^l &= \pm \hat{e}_{-s}^l & \hat{h}_s^l &= \pm \hat{h}_{-s}^l & \hat{m}_s^l &= \pm \hat{m}_{-s}^l \end{aligned} \quad (6a)$$

или

$$\begin{aligned} \hat{e}_s^\xi &= \pm \hat{e}_{-s}^\xi & \hat{h}_s^\xi &= \mp \hat{h}_{-s}^\xi & \hat{m}_s^\xi &= \mp \hat{m}_{-s}^\xi \\ \hat{e}_s^\eta &= \pm \hat{e}_{-s}^\eta & \hat{h}_s^\eta &= \mp \hat{h}_{-s}^\eta & \hat{m}_s^\eta &= \mp \hat{m}_{-s}^\eta \\ \hat{e}_s^l &= \mp \hat{e}_{-s}^l & \hat{h}_s^l &= \pm \hat{h}_{-s}^l & \hat{m}_s^l &= \pm \hat{m}_{-s}^l \end{aligned} \quad (6b)$$

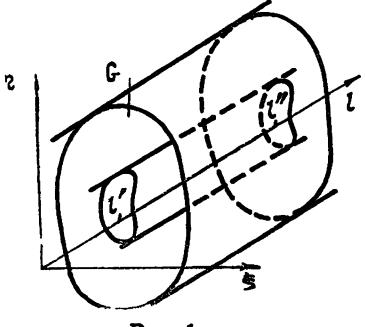


Рис. 1.

(в формулах следует брать верхние либо нижние знаки). Соотношения (6а) и (6б) имеют место для волноведущих структур, отличающихся друг от друга ориентацией \mathbf{H}_0 и конфигурацией поля волн.

Поступая аналогично [4] (см. также [3]), получим для собственных волн s -й и $-r$ -й систем соотношение биортогональности (случай жордановой кратности не рассматриваем):

$$\int_G \left\{ \frac{c}{4\pi} ([e_s h_{-r}] - [e_{-r} h_s]) - \alpha j \omega (m_s \nabla m_{-r} - m_{-r} \nabla m_s) \right\} l^0 dG = \begin{cases} 0, & s \neq r \\ N_s, & s = r \end{cases}, \quad (7)$$

где

$$N_s = \int_G \left\{ \frac{c}{4\pi} ([e_s h_{-s}] - [e_{-s} h_s]) - \alpha j \omega (m_s \nabla m_{-s} - m_{-s} \nabla m_s) \right\} l^0 dG, \quad (8)$$

l^0 — орт продольной оси, G — поперечное сечение волновода. Используя формулы связи (6а) и (6б), можно преобразовать выражение (8) для нормы N_s s -й собственной волны к виду

$$N_s = \mp 2 \int_G \left\{ \frac{c}{4\pi} (\hat{e}_s^\xi \hat{h}_s^\eta + \hat{e}_s^\eta \hat{h}_s^\xi) + \alpha \omega \left(j m_s^\xi \frac{\partial}{\partial \xi} \hat{m}_s^I - \Gamma_s (\hat{m}_s^I)^2 \right) \right\} dG \quad (9a)$$

или

$$N_s = \mp 2 \int_G \left\{ \frac{c}{4\pi} (\hat{e}_s^\xi \hat{h}_s^\eta - \hat{e}_s^\eta \hat{h}_s^\xi) + \alpha \omega (j m_s^\xi \frac{\partial}{\partial \xi} \hat{m}_s^I + j m_s^\eta \frac{\partial}{\partial \eta} \hat{m}_s^I - \Gamma_s (\hat{m}_s^I)^2) \right\} dG, \quad (9b)$$

куда входят компоненты волн только s -й системы.

Анализ распространения собственных волн с постоянными амплитудами (для которых $\operatorname{Re} \Gamma_s = \Gamma_s$) в системе без потерь показывает, что в этом случае

$$N_s = 4P_s, \quad (10)$$

где

$$P_s = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_G \left\{ \frac{c}{4\pi} [e_s h_s^*] - \alpha j \omega m_s \nabla m_s^* \right\} l^0 dG \quad (11)$$

— полный поток мощности, переносимый s -й волной (звездочки отмечены комплексно-сопряженные величины). Второе слагаемое в подынтегральном выражении (11) соответствует неэлектромагнитной компоненте потока мощности [5], переносимого по структуре. Эта компонента не равна нулю в системе с пространственной дисперсией (ср. с [3] и [4]). Формула (11) выявляет физический смысл соотношения биортогональности (7): оно отражает независимость полных потоков мощности собственных волн с постоянными амплитудами.

Придерживаясь методики [1], с помощью соотношения биортогональности (7) запишем формулы возбуждения волновода:

$$\mathbf{h} = \sum_{s>0} C_s \mathbf{h}_s, \quad \mathbf{b} = \sum_{s>0} C_s \mathbf{b}_s, \quad \mathbf{e} = \sum_{s>0} C_s \mathbf{e}_s - (4\pi/j\omega e) i_l^e; \quad (12)$$

$$\frac{dC_s}{dt} = \frac{1}{N_s} \int_G (i^e e_{-s} - i^m h_{-s}) dG \quad (13)$$

(i_l^e — продольная компонента электрического тока). Разложение поля (12) ведется по собственным волнам s -й системы, а в уравнении (13) для коэффициентов C_s фигурируют собственные волны вспомогательной структуры, от которых можно перейти к s -м волнам с помощью формул связи (6). Отметим, что (13) совпадает по форме с аналогичным уравнением из [1], однако входящая в него норма N_s содержит неэлектромагнитную компоненту, что подчеркивает специфику анализируемой системы с пространственной дисперсией.

С использованием полученных уравнений возбуждения и соотношения биортогональности можно, как это было сделано в [4], установить для волновода с гиротропным заполнением факт независимости возбуждения собственных волн с действительными постоянными распространения. Закон сохранения энергии для таких волн, бегущих в пределах участка волновода $l' < l < l''$ со сторонними источниками, имеет, при отсутствии потерь, вид

$$(|C_s(l'')|^2 - |C_s(l')|^2) P_s = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_V C_s(l) (i^e e_s - i^m h_s) dV \quad (14)$$

(V — объем, занятый токами). Из формулы (14) следует, что изменение амплитуды собственной волны происходит лишь за счет отбора мощности от сторонних токов; передача мощности от одной собственной волны к другой отсутствует.

Таким образом, для гиротропной волноведущей структуры с пространственной дисперсией получены соотношения, демонстрирующие возможность использования системы ее собственных волн при анализе возбуждения такой структуры сторонними токами.

При выводе соотношения биортогональности мы постулировали равенство (4). Вид преобразования, связывающего вспомогательную структуру с анализируемым волноводом, при этом определялся автоматически из требований инвариантности уравнений Максвелла (1), (2) и материального соотношения (3) относительно перехода от s -й системы к $-r$ -й. В работах [4, 5], напротив, изначально задавалось некоторое конкретное преобразование, для которого, в частности, доказывалась справедливость равенства типа (4). Для нахождения вида преобразования в [4] привлекались дополнительные соображения, что приводило к наложению излишне жестких ограничений на рассматривавшиеся классы задач. Так, соотношения, полученные в [4], описывают только системы без пространственной дисперсии, а формулы из [5] затруднительно применять при анализе волноводов с поверхностными потерями, а также неоднородных структур в случае комплексных постоянных распространения собственных волн.

Авторы благодарны С. С. Аркадакскому, А. Г. Рожневу, Ш. Т. Мевлюту, А. А. Барыбину и Б. А. Калиникову, принимавшим участие в обсуждении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. — М.: Сов. радио, 1973.
2. Никольский В. В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. — М.: Наука, 1967; Фелсен Л., Маркувиц Г. Излучение и рассеяние волн. — М.: Мир, 1978, т. 2; Маненков А. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 1, с. 84.
3. Вагубин А. А. — J. Appl. Phys., 1975, 46, № 4, р. 1707.
4. Аркадакский С. С., Чикин Б. Г. — ЖТФ, 1981, 51, вып. 4, с. 687.
5. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. — М.: Наука, 1967.
6. Калиников Б. А. — Изв. вузов — Физика, 1981, № 8, с. 42.

Саратовский филиал института
радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
25 июля 1986 г.

УДК 621.391.822.4 → 621.317,346

НЕГАУССОВЫ СВОЙСТВА ТОКОВОГО ШУМА В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ХРОМОВЫХ МИКРОРЕЗИСТОРАХ

А. А. Александров, Г. Н. Бочкин, А. А. Дубков, А. И. Чикин

Ранее авторами в [1] были обнаружены специфические свойства вероятностного распределения текущей мощности $1/f$ -шума в тонкопленочных графитовых резисторах малого объема, свидетельствующие о его существенной негауссности. Подобные гистограммы еще раньше наблюдались в отдельных «аномально шумящих» большеобъемных полупроводниковых образцах: обратносмещенных $p-n$ -переходах, германьевых резисторах, угольных гранулированных композитах и др. В металлических проводниках аналогичные исследования до сих пор не проводились.

1. В данном сообщении представлены результаты измерений вероятностного распределения мощности токового $1/f$ -шума специально приготовленных тонкопленочных хромовых микрорезисторов в заданной полосе частот по экспериментальной методике, описанной в [1]. Образцы представляли собой микрорезисторы на основе тонких хромовых пленок толщиной $h \approx 2-3 \cdot 10^{-3}$ мкм с «геометрией» (см. рис. 1), формируемой лучом лазера по заданной программе ($d=70$ мкм, $l=860$ мкм). Сопротивление образцов составляло 77,6 кОм. На выходе измерительной схемы по 200—300 выборкам строились гистограммы процесса

$$z(t) = \frac{K}{V_k \tau} \int_{t-\tau}^t x^2(u) du,$$