

УДК 537.874.6

**ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ В ОГРАНИЧЕННЫХ ЛЕНТОЧНЫХ
МИКРОПОЛОСКОВЫХ АНТЕННАХ***С. Н. Воробьев, Ю. Б. Нечаев, С. Л. Просвирнин*

На основе строгого электродинамического подхода, в котором аналитически точно учитываются особенности поля на ребрах излучателя, исследовано взаимное влияние излучающих элементов в ленточной микрополосковой антенне. Применен спектральный метод в комбинации с методом полуобращения выделением сингулярной части функции Грина. Выяснена степень взаимодействия элементов микрополосковой структуры по основной и высшим гармоникам тока, а также оценена применимость различных приближенных методик и аппроксимаций.

В последнее десятилетие наблюдается повышенный интерес к микрополосковым антеннам (МПА) [1 - 4]. Он вызван такими качественными особенностями МПА, как их небольшие размеры и вес, низкосилуэтность и конформность; МПА достаточно просты в изготовлении, они обладают стабильностью параметров и жесткостью конструкции; стоимость МПА невелика.

Известно, что электродинамические параметры МПА могут существенно изменяться вследствие взаимного влияния излучающих элементов. Обычно эти изменения приводят к значительному ухудшению реальных характеристик МПА [5, 6]. Необходимо отметить, что полный учет взаимодействия элементов при построении математической модели МПА является достаточно сложной задачей. Поэтому значительный интерес представляет исследование взаимного влияния в ленточной МПА, проведенное на основе строгого электродинамического подхода. Несмотря на то, что рассматривается двумерная задача (излучающие элементы - бесконечно длинные металлические ленты), анализ результатов непосредственно переносится на трехмерный случай (прямоугольные излучающие элементы). Решение задачи в строгой постановке, где аналитически точно учитываются особенности поля на ребрах излучателя, позволяет выяснить степень взаимодействия излучающих элементов по основной и высшим гармоникам тока, а также оценить применимость различных приближенных методик и

аппроксимаций.

Формулировка задачи и метод решения

Металлические ленты шириной $2d$ (рис. 1) расположены на магнитоэлектрическом слое (с диэлектрической ϵ_1 и магнитной μ_1 проницаемостями) толщиной h , лежащем на идеально проводящем экране (плоскость $z = 0$). Число лент равно $M + N + 1$, y_n - координата середины ленты с номером n по оси Oy .

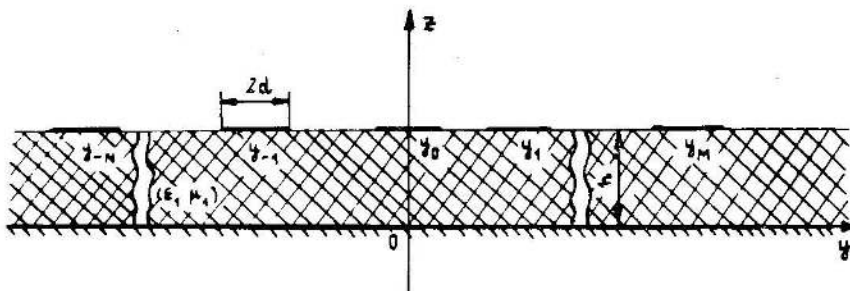


Рис. 1.

Геометрия ленточной микрополосковой структуры.

Будем интересоваться собственными и взаимными сопротивлениями лент с номерами n и m в случае возбуждения структуры сторонними токами $j^{(n)}(y)$, текущими по лентам. Вследствие двумерности задачи зависимость от координаты x отсутствует. Взаимные сопротивления введены так же, как в [7]. Однако с самого начала отметим, что будем рассматривать широкие ленты, например такие, у которых $2d = \lambda_g/2$ или даже $2d = \lambda_g$ (где λ_g - длина волны в магнитоэлектрике). Поэтому полагать распределение тока вдоль координаты y постоянным (как в [7, 8]) или пользоваться только одним членом разложения $j^{(n)}(y)$ в ряд по некоторому базису (как в [9, 10]) здесь, вообще говоря, нельзя.

Строгое электродинамическое решение задачи проведем с использованием спектрального метода в комбинации с методом полуобращения выделением сингулярной части функции Грина в выражении для собственных сопротивлений [11]. Представим E_x -компоненту электромагнитного поля вне и внутри магнитоэлектрического слоя в виде интегралов Фурье. Других составляющих электрическая компонента полного поля не имеет. Удовлетворив граничным условиям на экране ($z = 0$) и на границе раздела слой - свободное пространство ($z = h$), получим оператор, связывающий фурье-амплитуды токов на лентах с фурье-амплитудой тангенциальной компоненты электрического поля в области $z \geq h$.

Тогда выражение для E_x в области $z \geq h$ можно записать в следующем виде:

$$E_x(y, z) = -\frac{2i}{c} k \mu_1 \sum_{n=-N}^M \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{j}_x^{(n)}(\alpha) \frac{\exp[i\tilde{\gamma}_2(z-h)]}{i\mu_1\tilde{\gamma}_2 - \tilde{\gamma}_1 \operatorname{ctg}(\tilde{\gamma}_1 h)} e^{i\alpha y} d\alpha, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число, $\tilde{\gamma}_1 = \sqrt{k^2 \epsilon_1 \mu_1 - \alpha^2}$, $\tilde{\gamma}_2 = \sqrt{k^2 - \alpha^2}$, для функций $\tilde{\gamma}_1(\alpha)$ и $\tilde{\gamma}_2(\alpha)$ выбраны ветви корня, удовлетворяющие условию излучения на бесконечности (т.е. $\operatorname{Re} \tilde{\gamma} > 0$, а если $\operatorname{Re} \tilde{\gamma} = 0$, то $\operatorname{Im} \tilde{\gamma} > 0$), $\tilde{j}_x^{(n)}(\alpha)$ - фурье-амплитуда тока $j_x^{(n)}(y)$, текущего по n -й ленте. Зависимость от времени принята в виде $e^{-i\omega t}$ и в формулах для краткости опущена.

Заметим, что изложенный подход, приводящий к выражению (1), по существу основывается на использовании функции Грина магнитодиэлектрического слоя с металлической подложкой и принципа суперпозиции. Он во многом аналогичен методам, приведенным в [7, 8, 12, 13].

Разложим ток $j_x^{(n)}(y)$, текущий на ленте с номером n , по полной ортогональной системе базисных функций, представляющих собой полиномы Чебышева 1-го рода $T_\nu(\hat{y}_n)$ с весом $(1 - \hat{y}_n^2)^{-1/2}$, где $\hat{y}_n = (y - y_n)/d$. Базисные функции $\varphi_\nu(\hat{y}_n) = T_\nu(\hat{y}_n)/\sqrt{1 - \hat{y}_n^2}$, где $\nu = 0, 1, 2, \dots$, $-N \leq n \leq M$, аналитически учитывают особенности поля на ребрах лент. Подставим указанное разложение $j_x^{(n)}(y)$ в выражение (1) и удовлетворим граничному условию в плоскостях лент ($z = h$):

$$E_x + E_x^{\text{стоп}} = 0, \quad y_m - d \leq y \leq y_m + d, \quad -N \leq m \leq M.$$

Спроектировав затем полученную систему функциональных уравнений на систему функций $\varphi_\mu(\hat{y}_m)$, где $\mu = 0, 1, 2, \dots$, получим в результате следующую систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения $I_\nu^{(n)}$ тока на ленте:

$$\frac{2}{c} \pi^2 \eta \mu_1 i^\mu \sum_{n=-N}^M \sum_{\nu=0}^{\infty} (-i)^\nu I_\nu^{(n)} \int_{-\infty}^{\infty} J_\nu(\eta \xi) \frac{e^{i\eta \xi y_{mn}}}{f(\xi)} d\xi = dF_\mu^{(m)}, \quad (2)$$

$$\mu = 0, 1, 2, \dots, \quad -N \leq m \leq M,$$

где $F_\mu^{(m)} = \int_{-1}^1 E_x^{\text{стоп}}(du + y_m) [T_\mu(u) (1 - u^2)^{-1/2}] du$ - правые части,

зависящие от способа возбуждения структуры или вида стороннего поля $E_x^{\text{стор}}$. Множитель d перед $F_\mu^{(m)}$ отражает тот факт, что мы оперируем с поверхностной плотностью тока. Функция $f(\xi)$ имеет вид

$$f(\xi) = \mu_1 \gamma_2(\xi) + i \gamma_1(\xi) \operatorname{ctg}(\gamma_1(\xi) kh), \quad (3)$$

а уравнение $f(\xi) = 0$ является дисперсионным уравнением поверхностных волн в магнитоэлектрическом слое. Число нулей $f(\xi)$ равняется числу распространяющихся в подложке волн [6 - 8]. В (2) для удобства осуществлен переход к безразмерным величинам: $\gamma_1 = (\epsilon_1 \mu_1 - \xi^2)^{1/2}$, $\gamma_2 = (1 - \xi^2)^{1/2}$, $\eta = kd$, $y_{mn} = (y_m - y_n)/d$, а $J_\nu(\xi)$ - функция Бесселя.

Если ввести обозначение

$$Z_{\nu\mu}^{nm} = \frac{2}{c} \pi^2 \eta \mu_1 i^\mu (-i)^\nu \int_{-\infty}^{\infty} J_\nu(\eta\xi) J_\mu(\eta\xi) \frac{e^{i\eta\xi y_{mn}}}{f(\xi)} d\xi, \quad (4)$$

то (4), в соответствии с общепринятой терминологией [4, 7, 8], есть взаимные сопротивления лент с номерами n и m ($n, m \in [-N, M]$) на гармониках тока ν и μ ($\nu, \mu \in [0, \infty)$). Если $n = m$, то $Z_{\nu\mu}^{nn}$ - собственные сопротивления n -й ленты на гармониках тока ν и μ . Нетрудно видеть, что нахождение матрицы $Z_{\nu\mu}^{nm}$ практически есть решение всей электродинамической задачи. Удобно в (4) перейти к полубесконечному интервалу интегрирования

$$Z_{\nu\mu}^{nm} = \frac{4}{c} \pi^2 \eta \mu_1 \int_0^{\infty} J_\nu(\eta\xi) J_\mu(\eta\xi) \frac{\cos[\eta\xi y_{mn} + (\pi/2)(\mu - \nu)]}{f(\xi)} d\xi, \quad (5)$$

где $\nu, \mu \in [0, \infty)$, $n, m \in [-N, M]$.

Для перехода в систему СИ в (5) следует заменить коэффициент $4/c$ на 120 Ом, ϵ_1 и μ_1 при этом меняются на относительные проницаемости ϵ_r и μ_r соответственно.

Сделаем несколько замечаний относительно $Z_{\nu\mu}^{nm}$, следующих непосредственно из (5). Очевидно, что взаимные сопротивления симметричны по индексам n, m и ν, μ , т.е. $Z_{\nu\mu}^{nm} = Z_{\mu\nu}^{mn}$. Кроме того, для $Z_{\nu\mu}^{nm}$ справедлива рекуррентная формула по индексам ν и μ [14, 15], значительно сокращающая объем и время численных расчетов. Матрица собственных сопротивлений симметрическая: $Z_{\nu\mu}^{nn} = Z_{\mu\nu}^{nn}$, причем отличны от нуля только те ее члены, у которых индексы ν и μ одновременно либо четные, либо нечетные числа. Для взаимных

сопротивлений если индексы ν и μ имеют одинаковую четность, то $Z_{\nu\mu}^{nm} = Z_{\mu\nu}^{nm}$, а если разную, то $Z_{\nu\mu}^{nm} = -Z_{\mu\nu}^{nm}$, т. е. $Z_{\nu\mu}^{nm} = (-1)^{\nu+\mu} Z_{\mu\nu}^{nm}$.

Собственные сопротивления

Для собственных сопротивлений формула (5) принимает вид

$$Z_{\nu\mu}^{nn} = \frac{4}{c} \pi^2 \eta \mu_1 \cos \left[\frac{\pi}{2} (\mu - \nu) \right] \int_0^{\infty} J_{\nu}(\eta\xi) J_{\mu}(\eta\xi) \frac{d\xi}{f(\xi)}. \quad (6)$$

Выполним в (6) преобразования для улучшения сходимости несобственных интегралов. Выделим из (6) выражение для $Z_{\infty\infty}^{nn}$. Введем функцию $\varepsilon(\xi)$, малую при больших ξ , следующим равенством: $\varepsilon(\xi) = 1 - i(1 + \mu_1)\xi/f(\xi)$. Заметим, что $\varepsilon(\xi) = o(\xi^{-2})$ при $\xi \rightarrow \infty$. Окончательно, после преобразований, получим

$$Z_{\infty\infty}^{nn} = \frac{4}{c} \pi^2 \eta \mu_1 \int_0^{\infty} J_0^2(\eta\xi) \frac{d\xi}{f(\xi)}; \quad (7)$$

$$Z_{\nu\mu}^{nn} = i \frac{4}{c} \pi^2 \eta \frac{\mu_1}{1 + \mu_1} \left\{ -\frac{\delta_{\nu\mu}}{2\mu} + \cos \left[\frac{\pi}{2} (\mu - \nu) \right] \times \right. \quad (8)$$

$$\left. \times \int_0^{\infty} J_{\nu}(\eta\xi) \frac{J_{\mu}(\eta\xi)}{\xi} \varepsilon(\xi) d\xi \right\}, \quad \mu \in [1, \infty), \quad \nu \in [0, \infty),$$

где $\delta_{\nu\mu}$ - символ Кронекера. Подынтегральное выражение в (8) с возрастанием аргумента убывает как ξ^{-4} , поэтому вычисление (8) на ЭВМ не представляет трудностей.

Из (8) следует, что элементы на главной диагонали матрицы $Z_{\nu\mu}^{nm}$ и вне ее с возрастанием индексов имеют такую зависимость от ν и μ , что с помощью введения новых неизвестных бесконечная система линейных алгебраических уравнений (2) приводится к виду системы уравнений II рода с фредгольмовым оператором [14 - 16].

Вычисление собственных и взаимных сопротивлений

Заметим, что с интегралом в (8) вычислительных проблем нет (за исключением простых полюсов на действительной оси в интервале изменения аргумента $1 \leq \xi \leq \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$ вследствие возможных нулей функции $f(\xi)$, о чем будет сказано ниже), тогда как подынтегральные

выражения в (5) и (7) убывают с ростом ξ только как ξ^{-2} . Если не осуществлять никаких преобразований в (5) и (7), то для достижения точности вычислений не хуже 1% следует выбрать верхний предел не менее 200 (см. [8]). Можно воспользоваться быстрым преобразованием Фурье (так как интеграл в (4) является интегралом типа Фурье), как это сделали авторы [7]. Можно также свести интегралы в (5) и (7) к интегралам в конечных пределах (как, например, в [8, 13]) с помощью тригонометрической или какой-либо другой замены переменных. Однако все эти подходы в нашем случае приводят к большим объемам вычислений. Основная причина - это то обстоятельство, что интегралы имеют быстроосциллирующую знакопеременную подынтегральную функцию, содержащую произведение функций Бесселя с разными индексами.

Возможно также деформировать контур интегрирования, аналитически продолжив подынтегральную функцию на всю комплексную плоскость $\xi = \xi' + i\xi''$, и преобразовать интегралы по действительной оси в (5) и (7) к интегралам вдоль мнимой оси по берегам разрезов, проведенных из точек ветвления функций $\gamma_1(\xi)$ и $\gamma_2(\xi)$, значительно улучшив при этом их сходимость (как это было сделано в [16, 17]). Но при таком подходе открытым остается вопрос о возможных комплексных корнях уравнения $f(\xi) = 0$, а следовательно, и вычетах в этих точках.

В данной работе используется подход, позволяющий аналитически вычислить с заданной точностью вклад интеграла при больших значениях аргумента и оценить погрешность, вносимую отброшенным остатком. Остальная часть интеграла представляет собой интеграл в конечных пределах и вычисляется на ЭВМ с помощью квадратурной формулы Гаусса. Основное преимущество этого подхода заключается в том, что для достижения точности результатов вычислений не хуже 1% верхний предел при численном интегрировании не превышает 15. Следует отметить, что подход, базирующийся на идее преобразования Куммера для улучшения сходимости при больших аргументах, не дает здесь желаемых результатов, поскольку асимптотика подынтегральных выражений в (5) и (7) также не интегрируется в явном виде, а приводит к интегральным синусам и интегральным косинусам. Такого рода оценки отбрасываемого остатка используются в [7].

Разобьем бесконечный интервал интегрирования в формулах (5) и (7) на две части: $0 \leq \xi \leq A$ и $A \leq \xi < \infty$, где $A \gg 1$ (в нашем случае $A = 15$). Рассмотрим интегралы в (5) и (7) в пределах от A до бесконечности, воспользовавшись асимптотическими разложениями для функций Бесселя при больших значениях аргумента и учитывая, что

$f(\xi) \approx i(1 + \mu_1)\xi$. Опуская громоздкие преобразования, получим

$$\int_A^\infty J_0^2(\eta\xi) \frac{d\xi}{f(\xi)} = \frac{1}{i\pi(1 + \mu_1)\eta A} \left[1 + \frac{\cos(2\eta A)}{2\eta A} + \frac{\sin(2\eta A)}{2\eta^2 A^2} + o(A^{-3}) \right]; \quad (9)$$

$$\int_A^\infty \frac{J_\nu(\eta\xi) J_\mu(\eta\xi)}{f(\xi)} \cos \left[\eta\xi y_{mn} + \frac{\pi}{2}(\mu - \nu) \right] d\xi = \frac{1}{i2\pi(1 + \mu_1)\eta^2 A^2} \times$$

$$\times \left\{ (-1)^\nu \frac{\cos[\eta A(2 + y_{mn})]}{2 + y_{mn}} + (-1)^\mu \frac{\cos[\eta A(2 - y_{mn})]}{2 - y_{mn}} - \right. \quad (10)$$

$$\left. - 2\cos \left[\frac{\pi}{2}(\mu - \nu) \right] \frac{\sin(\eta A y_{mn})}{y_{mn}} \right\} + o(A^{-3}).$$

Напомним, что $|y_{mn}| > 2$, (если $|y_{mn}| = 2$, то соседние ленты соприкасаются), значит, никаких особенностей в выражении (10) не возникает. Из формул (9), (10) ясна зависимость точности вычислений от параметра A .

Возвратимся теперь к выражению (3) и проследим поведение функции $f(\xi)$ на интервале изменения аргумента $[0, A]$. Этот интервал делится точками ветвления функций $\gamma_1(\xi)$ и $\gamma_2(\xi)$ - соответственно $\xi = \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}$ и $\xi = 1$ - на три части. Если $0 \leq \xi \leq 1$, то $\gamma_2(\xi)$ и $\gamma_1(\xi)$ вещественны, а функция $f(\xi) = f_1$ - комплексная, причем уравнение $f_1(\xi) = 0$ действительных корней не имеет. На интервале $1 \leq \xi \leq \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}$ γ_1 - действительная величина, а $\gamma_2 = i(\xi^2 - 1)^{1/2}$ - чисто мнимая; $f(\xi) = f_2 = i[\mu_1(\xi^2 - 1)^{1/2} + \gamma_1 \operatorname{ctg}(\gamma_1 kh)]$, а уравнение $f_2(\xi) = 0$ может иметь действительные корни. В этом случае в подложке существуют поверхностные волны, а в интегралах, стоящих в формулах (5), (7) и (8), появляются простые полюса в подынтегральных выражениях. Поскольку в рассматриваемой структуре распространяются только H -волны (или TE -волны), то существует соотношение между параметрами магнитоэлектрического слоя и длиной волны, определяющее наличие или отсутствие волн в слое. Если выполняется неравенство $4h/\lambda\sqrt{\epsilon_1 \mu_1 - 1} < 1$, то корней у уравнения $f_2(\xi) = 0$ нет, как нет и волн, распространяющихся в подложке. Если $4h/\lambda\sqrt{\epsilon_1 \mu_1 - 1} \leq (2j + 1)$, где j - положительное целое число, то j - число волн, распространяющихся в магнитоэлектрическом слое.

Наконец, на интервале $\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \leq \xi < \infty$ величины γ_1 и γ_2 чисто мнимые: функция $f(\xi)$ равна

$$f(\xi) = f_3(\xi) = i \left[\mu_1 \sqrt{\xi^2 - 1} + \sqrt{\xi^2 - \varepsilon_1 \mu_1} \operatorname{cth} \left(\sqrt{\xi^2 - \varepsilon_1 \mu_1} kh \right) \right],$$

а уравнение $f_3(\xi) = 0$ действительных корней не имеет.

В соответствии с изложенным интервал интегрирования в (5) и (7) делится на части следующим образом:

$$\int_0^{\infty} (\dots) d\xi = \int_0^1 (\dots) d\xi + \int_1^{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}} (\dots) d\xi + \int_{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}}^{\Lambda} (\dots) d\xi + \int_{\Lambda}^{\infty} (\dots) d\xi. \quad (11)$$

Последний интеграл в (11) вычисляется с помощью формул (9), (10). Из анализа функции $f(\xi)$ следует, что в действительную часть взаимных и собственных сопротивлений дает вклад только первый интеграл из правой части (11) и интегралы по дугам вокруг полюсов на вещественной оси во втором слагаемом в (11), а в мнимую часть - все четыре слагаемые. Для собственных сопротивлений, рассчитываемых по формуле (8), последний интеграл в (11) не нужен, а величина Λ для достижения точности не хуже 1% составляет $\Lambda = 5$.

Вычисление или исключение полюсов подынтегральной функции, лежащих на действительной оси в интервале $1 < \xi < \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$, можно осуществлять различным образом [7, 8, 11].

Разложим функцию $f(\xi)$ в ряд Тейлора вблизи корней ξ_j уравнения $f_2(\xi) = 0$, ограничиваясь вторым членом разложения:

$$f(\xi) \underset{\xi \rightarrow \xi_j}{\approx} (\xi - \xi_j) \left. \frac{df(\xi)}{d\xi} \right|_{\xi = \xi_j} = i (\xi - \xi_j) \xi_j \left[kh + \mu_1 \frac{\varepsilon_1 \mu_1^{-1} + kh \mu_1 (\xi_j^2 - 1)}{\sqrt{\xi_j^2 - 1} (\varepsilon_1 \mu_1 - \xi_j^2)} \right].$$

Любой из интегралов в выражениях (5), (7) и (8) на интервале изменения аргумента, содержащем полюса подынтегральной функции, можно представить в виде

$$I = \int_1^{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}} \frac{F(\xi)}{f_2(\xi)} d\xi,$$

где $F(\xi)$ - регулярная часть подынтегральной функции. Учитывая, что полюсы ξ_j контур интегрирования обходит снизу, опустив промежуточные выкладки [17], получим

$$\int_1^{\sqrt{\epsilon_1 \mu_1}} \frac{F(\xi)}{f(\xi)} d\xi = \int_1^{\sqrt{\epsilon_1 \mu_1}} \left[\frac{F(\xi)}{f(\xi)} - \sum_{(j)} \frac{F(\xi_j)}{(\xi - \xi_j) f'_\xi(\xi_j)} \right] d\xi + \quad (12)$$

$$+ \sum_{(j)} \frac{F(\xi_j)}{f'_\xi(\xi_j)} \left(\ln \frac{\sqrt{\epsilon_1 \mu_1} - \xi_j}{\xi_j - 1} + i\pi \right).$$

Интеграл в правой части выражения (12) особенностей не имеет и может быть найден численными методами на ЭВМ.

Обсуждение численных результатов

Известно [3], что в качестве подложки в МПА обычно используется магнетодиэлектрик с малыми потерями, имеющий относительные диэлектрическую и магнитную проницаемости $\epsilon_r = 2 - 2,6$ и $\mu_r = 1 - 1,5$. При этом в типовых конструкциях МПА толщина подложки h составляет от $\lambda_g/30$ до $\lambda_g/150$. Ряд авторов исследует подложки с большими значениями ϵ_r , так, например, в [5, 12] приводятся данные для следующих материалов: РТФЕ с $\epsilon_r = 2,55$, кварца с $\epsilon_r = 3,78$ и арсенида галлия с $\epsilon_r = 12,8$, а в [13] изучены подложки, имеющие значения ϵ_r , равные 2,2; 4,5 и 9,8. Преимущества и недостатки больших значений ϵ_r достаточно хорошо известны [1, 2] и в данной работе обсуждаться не будут.

Для численного анализа взаимных и собственных сопротивлений в МПА ограничимся значениями ϵ_r , равными 2,55; 4,5 и 9,8, которым соответствуют кривые 3, 2 и 1 на всех последующих рисунках (рис. 2-7). Для рис. 2-4 ширина лент выбрана $2d = \lambda_g/2$, а для рис. 5-7 ширина лент вдвое больше $2d = \lambda_g$. Длина волны в магнетодиэлектрике $\lambda_g = \lambda/\sqrt{\epsilon_{\text{эфф}}}$, где λ - длина волны в свободном пространстве, а выражение для $\epsilon_{\text{эфф}}$ можно найти в [8, 12, 13]. Магнитную проницаемость подложки в расчетах взяли $\mu_r = 1$. Толщина подложки равна $h/\lambda = 0,05$, эта величина характерна для большинства реальных МПА.

При выбранных параметрах МПА поверхностных волн в подложке нет. Поэтому зависимости $Z_{\nu\mu}^{nm}(y_{mn})$ при их осциллирующем характере с увеличением расстояния между лентами стремятся к нулю.

Как показали предыдущие расчеты, для вычисления амплитуды и фазы тока на ленте с точностью не хуже 1% в разложении тока следует брать $\text{entire}(2\eta)$ членов (т.е. гармоник тока). Это справедливо как для одиночной ленты [14], так и для периодической [17] или неэквидистантной [15] системы из лент. Из этих же соображений

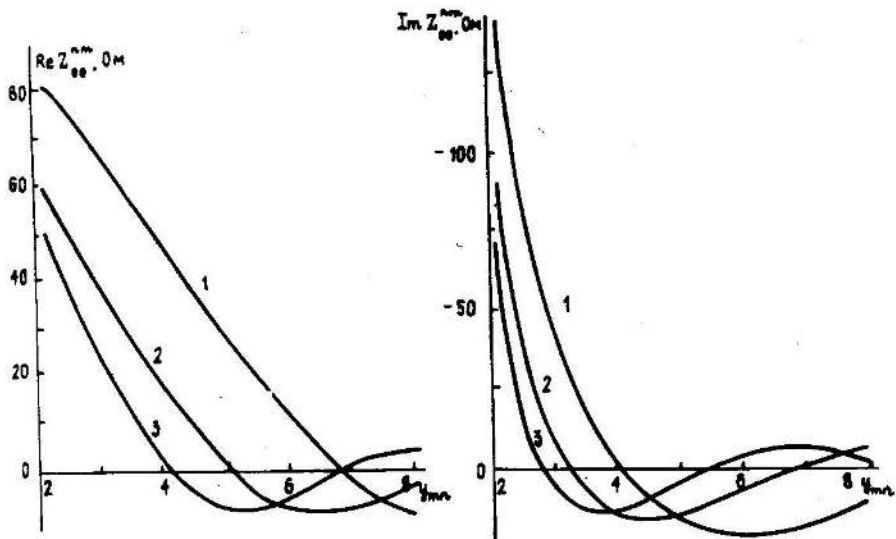


Рис. 2.

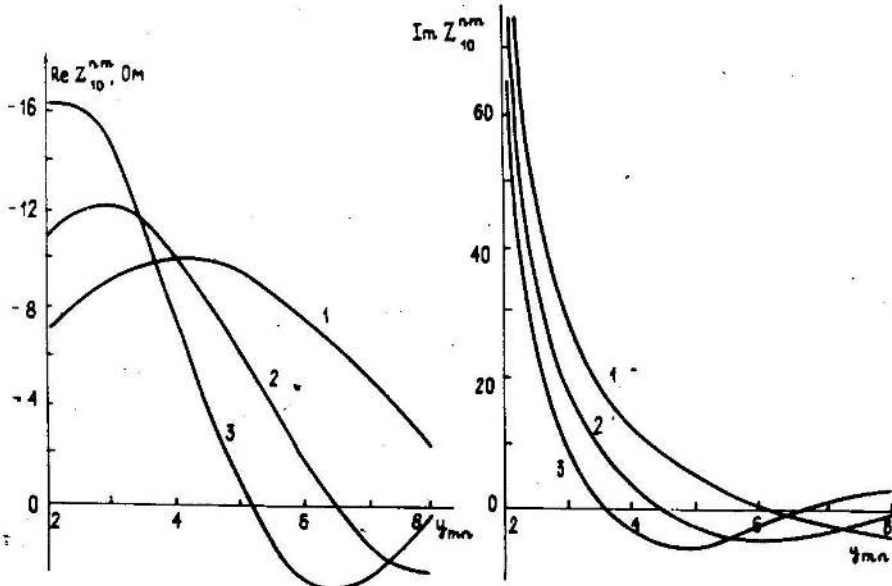


Рис. 3.

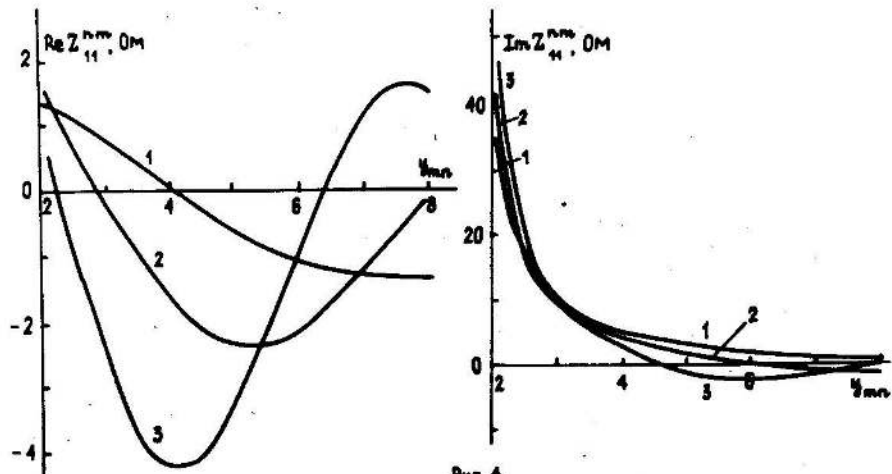


Рис. 4.

Зависимости действительной и мнимой частей взаимных сопротивлений элементов от расстояния между ними; $2d = \lambda_g/2$.

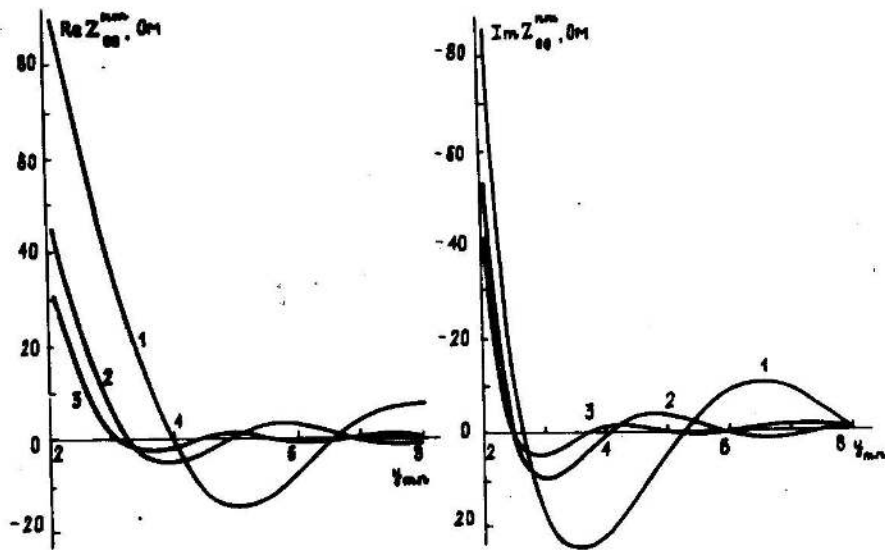


Рис. 5.

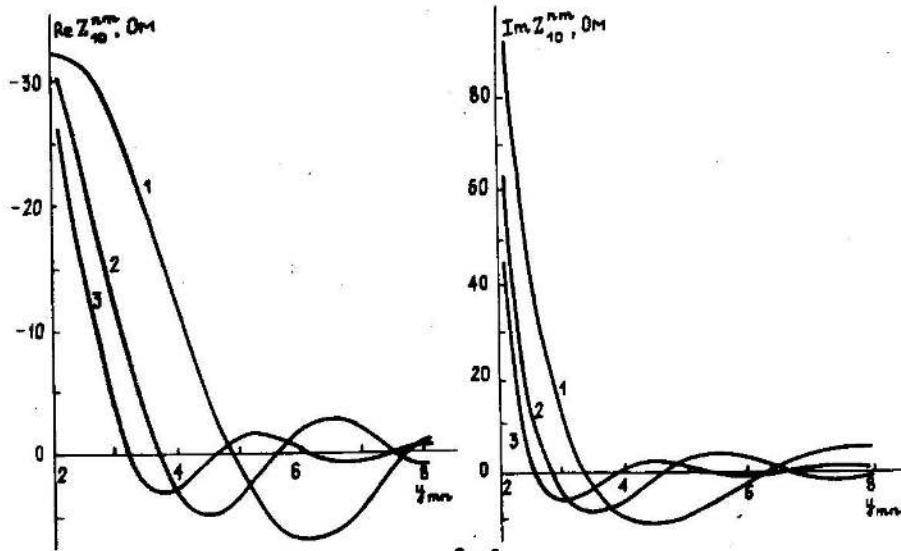


Рис. 6.

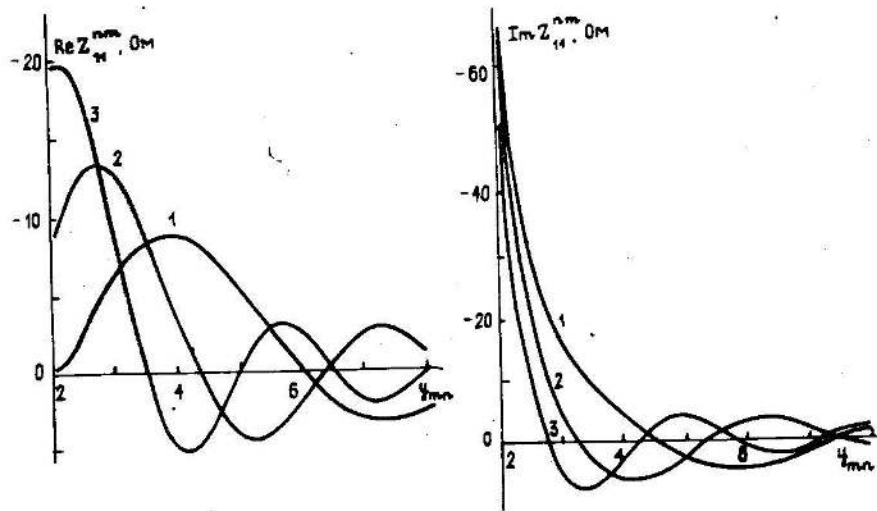


Рис. 7.

Зависимости действительной и мнимой частей взаимных сопротивлений элементов от расстояния между ними; $2d = \lambda_g$.

выбиралось и число гармоник тока в данной работе.

Не приводя всех значений $Z_{\nu\mu}^{nm}$, будем анализировать только взаимные сопротивления на гармониках тока с индексами 0 и 1, которые и приведены на графиках, хотя для широких лент (рис. 5-7) порядок редукции R по индексам ν и μ для $\epsilon_r = 2,55$ составлял 5, для $\epsilon_r = 4,5$ $R = 4$, а для $\epsilon_r = 9,8$ $R = 3$.

Из графиков $Z_{\nu\mu}^{nm}$ видно, что для более узких лент мнимые части взаимных сопротивлений больше по величине, чем действительные части, хотя убывают $\operatorname{Re}Z_{\nu\mu}^{nm}$ с возрастанием y_{mn} медленнее, чем $\operatorname{Im}Z_{\nu\mu}^{nm}$ (рис. 2-4).

Естественно, что доминирующую роль играет взаимодействие лент на основной гармонике тока ($\nu = \mu = 0$) (рис. 2 и рис. 5). Однако даже в случае меньшей ширины лент (рис. 3) значения Z_{10}^{nm} нельзя считать малыми, а при увеличении ширины лент (рис. 6) величины Z_{10}^{nm} возрастают и становятся сопоставимыми с Z_{00}^{nm} . Следует также отметить тот факт, что с увеличением расстояния между лентами убывание Z_{10}^{nm} не является быстрым.

Заметим, что зависимости Z_{00}^{nm} , приведенные на рис. 2 и 5, хорошо физически согласуются с аналогичными данными в других работах [6].

Для сравнения на рисунках приведены величины собственных сопротивлений на тех же гармониках тока. С увеличением ширины лент величина взаимных сопротивлений на высших гармониках тока возрастает, что видно из сравнения кривых на рис. 4 и 7; изменяется также и сам вид зависимостей Z_{11}^{nm} . Кроме того, с ростом индексов ν и μ действительная часть взаимных сопротивлений по абсолютной величине уменьшается намного быстрее, чем величина мнимой части.

В заключение отметим, что для МПА, состоящих из широких лент (прямоугольников или квадратов), следует для полного и правильного описания взаимодействия излучающих элементов учитывать в расчетах не только основную моду тока, но, по крайней мере, и его первую гармонику. Анализ зависимостей взаимных и собственных сопротивлений может служить основой для выбора порядка редукции в разложении тока на излучателях, а значит, и обеспечить расчет характеристик МПА с необходимой степенью точности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нефедов Е. И., Козловский В. В., Згурский А. В. Микрорезонансные излучающие и резонансные устройства. - Киев: Техника, 1990. - 160 с.

2. Панченко Б. А., Нефедов Е. И. Микрополосковые антенны. - М.: Радио и связь, 1986. - 146 с.
3. Ломан В. И., Ильинов М. Д., Гоцуляк А. Ф. //Зарубежная радиоэлектроника. 1981. N 10. С. 99.
4. Чаплин А. Ф. Анализ и синтез антенных решеток. - Львов: Вища школа, 1987. - 179 с.
5. Pozar D. M. //IEEE Trans. Ant. and Propag. 1983. V. 31. N 5. P. 740.
6. Mohammadian A. N., Martin N. M., Griffin D. W. //IEEE Trans. Ant. and Propag. 1989. V. 37. N 10. P. 1217.
7. Чаплин А. Ф., Ящишин Е. М., Михайлов М. Ю. //Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1985. Т. 28. N 9. С. 8.
8. Pozar D. M. //IEEE Trans. Ant. and Propag. 1982. V. 30. N 6. P. 1191.
9. Jackson D. R., Richards W. F., Ali-Khan A. //IEEE Trans. Ant. and Propag. 1989. V. 37. N 3. P. 269.
10. James J. R. Microstrip antenna design//Recent advances in antenna theory and design/Edited by P.Clarricoats and C.Parini. Queen Mary College. University of London. Microwave exhibitions and publishers ltd. 1989. P.272.
11. Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л. Спектральные операторы рассеяния в задачах дифракции на плоских экранах. - Киев: Наукова думка, 1984. - 240 с.
12. Pozar D. M. //IEEE Trans. Ant. and Propag. 1986. V. 34. N 5. P. 658.
13. Perlmutter P., Shtrikman S., Treves D. //IEEE Trans. Ant. and Propag. 1985. V. 33. N 3. P. 301.
14. Воробьев С. Н., Просвирнин С. Л. //Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. N 1. С. 163.
15. Воробьев С. Н. //Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. N 4. С. 687.
16. Воробьев С. Н., Нечаев Ю. Б., Просвирнин С. Л. //Тематический курс лекций 5 Всесоюзной школы-семинара Математическое моделирование, САПР и конструкторско-технологическое проектирование ОИС СВЧ и КВЧ диапазонов. - Тула: 1990. Ч. 2. С. 3.
17. Воробьев С. Н., Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л. //ЖВММФ. 1986. Т. 26. N 6. С. 894.

Радиоастрономический институт
АН Украины

Поступила в редакцию
24 мая 1991 г.

MUTUAL COUPLING OF ELEMENTS IN FINITE-ELEMENT
OF MICROSTRIP ANTENNAS

Vorob'ev S.N., Nechaev Yu.B., Prosvirnin S.L.

The mutual coupling of radiating strip elements in the microstrip antenna has been investigated using rigorous

electrodynamical method which accounts strictly field singularities on radiators edges. The spectral method combined with the method of semi-inversion by the extracting of the Green function singularity has been used.

The strength of the mutual coupling between elements in the microstrip structure at the main and higher current harmonics has been studied and availability of various approximations has been also estimated. The results obtained for two-dimensional model of the problem described above can be used in three-dimensional case as well (i.e. for rectangular or square elements).