

06; 09

ВОЗБУЖДЕНИЕ И ПРИЕМ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН МНОГОЭЛЕКТРОДНЫМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ. I

И. А. Гилинский, И. М. Щеглов

Построена строгая электродинамическая теория возбуждения и приема поверхностных магнитостатических волн многоэлектродными преобразователями. Выведена система интегральных уравнений, определяющих плотности токов на электродах. Получена система телеграфных уравнений, связывающих силы токов и напряжения на электродах. Матрица взаимных импедансов выражена через интегралы от плотностей тока на электродах. Учтено взаимное влияние приемного и излучающего преобразователей.

В работах [1-5] была развита строгая электродинамическая теория возбуждения и приема поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) микрополосковым преобразователем. Результаты [1] хорошо согласуются с экспериментальными данными [2]. На практике в ряде случаев ПМСВ возбуждаются и принимаются не отдельным преобразователем, а системой преобразователей, соединенных параллельно либо образующих решетку типа меандр [6]. В настоящей работе строится обобщение теории возбуждения и приема ПМСВ на многоэлектродный случай.

Постановка задачи. Плотность тока и заряда на электродах

Рассмотрим многоэлектродную слоистую структуру возбуждающего микрополоскового преобразователя (см. рисунок). При $0 < x < d$ расположен диэлектрик полосковой линии с проницаемостью ϵ , поверхность $x=d$ считаем идеально проводящей. В плоскости $x=0$ расположено N идеально проводящих полосок — токовых электродов преобразователя. Центр n -й полоски расположен при $y=y_n=b_n+a_n/2$, ширина полоски $w_n=b_n-a_n$. Всю совокупность точек, принадлежащих полоскам, обозначим символом L . В случае приемного преобразователя все координаты отсчитываются от $y=y_0$, где y_0 — координата его центра. При $-l < x < 0$ расположена ферритовая пленка с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 , при $x < -l-d_1$ — вакуум.

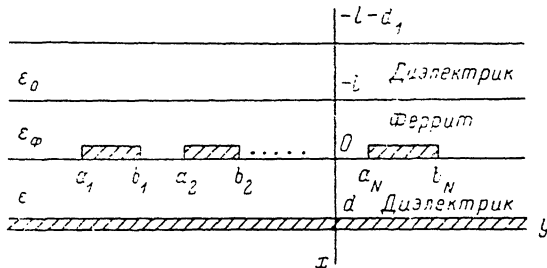
Геометрия преобразователей обычно такова, что все его поперечные размеры малы по сравнению с характерной длиной электромагнитной волны. Поэтому можно считать поперечные электрические и магнитные поля E_x, E_y, H_x, H_y квазистатическими и определять их из уравнений электростатики и магнитостатики. Действуя, как в [1], получаем для полей в диэлектрике полосковой линии

$$\mathbf{E} = -\nabla V(x, y, z), \quad \mathbf{H} = -\nabla \varphi(x, y, z),$$

$$V(x, y, z) = 4\pi \int \frac{\sigma(k, z) D_1(k)}{|k| D(k)} (e^{-|k|x} - e^{k|x-2d|}) e^{iky} dk, \quad (1)$$

$$\varphi(x, y, z) = \frac{4\pi i}{c} \int \frac{j_z(k, z) \Delta_1(k)}{k \Delta(k)} (e^{-|k|x} + e^{|k|(x+2d)}) e^{iky} dk + \frac{a_0(z) (e^{-k_0 x} + e^{k_0(x+2d)}) e^{ik_0 y}}{k_0 (1 - e^{-2k_0 d})}. \quad (2)$$

Здесь $a_0(z)$ — амплитуда H_x — компоненты падающей на преобразователь волны в плоскости $x=0$; $j_z(y, z)$, $\sigma(y, z)$ — плотность продольного тока и заряда соответственно, определенные на каждом из N электродов; $j_z(k, z)$ и $\sigma(k, z)$ — их Фурье-компоненты. Определения функций $\Delta(k)$, $\Delta_1(k)$, $D(k)$, $D_1(k)$ даны в [1]. Полос при $k=k_0$ в (2) и в последующих формулах обходится снизу, при $k=-k_0$ — сверху. Как и в предшествующих работах, считаем $k_0 d \gg 1$ и пренебрегаем различием волновых чисел ПМСВ, распространяющихся по и против оси y . Интегральные уравнения для плоскости тока и заряда получаются из граничных условий $E_y=0$ и $B_x=0$ на электродах [1].



Геометрия задачи.

Обратимся сначала к определению магнитных характеристик системы. Компонента магнитной индукции $B_x(x > 0, y, z)$ имеет вид

$$B_x = a_0(z) e^{ik_0 y - k_0 x} + \int_l j_z(y', z) G_h(x, y - y') dy',$$

$$G_h(x, y) = \int G_h(k) e^{iky} dk,$$

$$G_h(k) = \frac{2i\eta}{c} \frac{\Delta_1(k)}{\Delta(k)} (e^{-|k|x} - e^{|k|(x-2d)}), \quad \eta = \text{sign } k. \quad (3)$$

Символ \int_L обозначает здесь и далее сумму интегралов, взятых по каждому из электродов. Аналитический вид функции $G_h(x, y)$ приведен в [1]. Найдем прежде всего амплитуду a_0 волны, падающей на приемный преобразователь. Для этого полагаем в (3) $a_0 \equiv 0$ и рассматриваем поле, созданное возбуждающим преобразователем в дальней зоне. Считая $y > 0$, $y - b_n \gg l$, получаем

$$B_x \equiv a_0 e^{ik_0 y - k_0 x} = \frac{8\pi^2 \mu j_z^n(k_0)}{cl [\mu^2 - (\mu' + 1)^2]} e^{ik_0 y - k_0 x}, \quad (4)$$

где $j_z^n(k_0)$ — значение Фурье-компоненты распределения токов излучающего преобразователя при $k=k_0$.

Поле, рассеянное приемной антенной, выражается через Фурье-компоненты плотности тока на приемном преобразователе $j_z^n(\pm k_0)$. Для волны, рассеянной в обратном направлении, легко найдем

$$B_x \equiv b_0 e^{-ik_0 y - k_0 x} = - \frac{8\pi^2 \mu j_z^n(-k_0)}{cl [\mu^2 - (\mu' - 1)^2]} e^{-ik_0 y - k_0 x}. \quad (5)$$

Перейдем к определению $j_z(y, z)$. Полагая в (3) $B_x(x \rightarrow 0, y, z) = 0$ и используя результаты [1], получаем

$$\mu j_z(y, z) + \frac{(\mu^2 - \mu'^2 + \mu)}{\pi i} \int_{L'} \frac{j_z(y', z) dy'}{y' - y} + \frac{[(\mu + 1)^2 - \mu'^2]}{2\pi} \int_{L'} j_z(y', z) K_0(y - y') dy' + \frac{c [(\mu + 1)^2 - \mu'^2]}{4\pi i} a_0(z) e^{ik_0 y} = 0, \quad y \in L. \quad (6)$$

Функция $K_0(y)$ регулярна при $y \rightarrow 0$ и определена в [1]. Уравнение (6) — сингулярное интегральное уравнение типа Коши, имеющее $N+1$ линейно независимых решений. Поступая, как в [3], можно показать, что плотность тока на электродах $j_z(y, z)$ представляется в виде

$$j_z(y, z) = \sum_{n=1}^N F_n(y) I_n(z) + \frac{c l a_0(z)}{8\pi^2} e^{ik_0 y} F_0(y). \quad (7)$$

Функции $E_n(y)$ и $F_0(y)$ удовлетворяют соотношениям

$$\int_{a_m}^{b_m} F_n(y) dy = \delta nm, \quad (8)$$

$$\int_{a_m}^{b_m} F_0(y) dy = 0. \quad (9)$$

Координата y в этих формулах отсчитывается от центра преобразователя y_0 . Как видно из (7)—(9), распределение тока на приемном преобразователе складывается из двух частей. Член, пропорциональный $a_0(z)$, описывает плотность тока, возникающую при дифракции ПМСВ на системе разомкнутых электродов, на каждом из которых полный ток равен нулю. Первые члены в (7) дают распределение плотности тока в возбуждающем преобразователе той же геометрии, по которому текут токи $I_n(z)$. Дополнительные условия (8) и (9) определяют единственное решение (6). Методика численного решения сингулярных интегральных уравнений типа (6) хорошо развита [7], и на деталях мы не останавливаемся. Отметим только, что сначала решается однородное уравнение (6) ($a_0(z) \equiv 0$) и последовательно находятся функции $F_1(y)$, $F_2(y)$, ..., $F_n(y)$, удовлетворяющие добавочным условиям (8) (т. е. эквивалентная система алгебраических уравнений решается N раз). Затем полагаем в (6) $a_0 e^{ik_0 y} \equiv 1$, решаем неоднородное уравнение с добавочным условием (9) и находим функцию $F_0(y)$. Плотность тока по известным $F_0(y)$, $F_1(y)$, ..., $F_n(y)$ определяется формулой (7).

Плотность заряда $\sigma(y, z)$ определяется из уравнения

$$E_y(y, z) = \int_L \sigma(y', z) G_z(x=0, y-y') dy' = 0, \quad (10)$$

справедливого на металлических электродах. Функция $G_z(x, y)$ определена в [1]. Проводя рассуждения, аналогичные использованным, при нахождении j_z , можно показать, что

$$\sigma(y, z) = \sum_{n=1}^N Q_n(z) Y_n(y), \quad (11)$$

где $Q_n(z)$ — погонный заряд n -го электрода, а функция $Y_n(y)$ является решением (10), удовлетворяющим условию

$$\int_{a_m}^{b_m} Y_n(y) dy = \delta mn.$$

При дальнейшем исследовании будем предполагать, что функции F_0, F_1, \dots, F_N и Y_1, Y_2, \dots, Y_n известны.

**Телеграфные уравнения для токов
и напряжений в преобразователе**

Будем называть напряжением на m -м электроде $V_m(z)$ величину $V(x=0, y_0+a_m \leq y \leq y_0+b_m, z)$. В силу условия $E_y=0$ на электродах V_m не зависит от y на каждом электроде, поэтому на m -м электроде можно положить $y=y_0+y_m$, y_m — координата центра электрода, отсчитываемая от центра преобразователя. Тогда

$$V_m(z) = 4\pi \int \frac{\sigma(k, z) D_1(k) e^{ik(y_0+y_m)} (1 - e^{-2|k|d}) dk}{|k| D(k)} \quad (12)$$

Поскольку, согласно (1), $V(x=d)=0$, то $V_m(z)$ есть фактически разность потенциалов между электродом и основанием. Используя соотношение (11), получаем

$$Q_m(z) = \sum_{n=1}^N C_{mn} V_n(z),$$

$$C_{mn}^{-1} = 4\pi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Y_n(k) D_1(k)}{|k| D(k)} (1 - e^{-2|k|d}) e^{iky} dk, \quad (13)$$

$$Y_n(k) = \frac{1}{2\pi} \sum_{r=1}^N \int_{a_r}^{b_r} Y_n(y') e^{-iky'} dy'. \quad (14)$$

При вычислении $Y_n(k)$ отсчитываем координаты от центра преобразователя, так как $Y_n(y)$ фактически зависит от $y-y_0$; C_{mn} — элементы матрицы взаимных емкостей электродов преобразователя.

Теперь легко получить первую систему телеграфных уравнений, связывающих токи и напряжения в преобразователе. Для этого интегрируем по ширине m -го электрода двумерное уравнение непрерывности

$$\frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z} - i\omega\epsilon = 0.$$

Учитывая, что на краях электрода $j_y=0$, и используя (13), находим

$$\frac{dI_m(z)}{dz} = i\omega \sum_{n=1}^N C_{mn} V_n(z). \quad (15)$$

Для вывода второй системы телеграфных уравнений, как и в [3], используем выражение ($x \geq 0$)

$$E_z = -i \frac{\partial}{\partial z} \int \frac{E_y(x, k, z)}{k} e^{iky} dk + \frac{\omega}{c} \int \frac{B_x(x, k, z) e^{iky}}{k} dk. \quad (16)$$

На электродах $E_z=0$ при $x=0$, $y \in L$. Более того, на каждом из электродов и первый, и второй члены в (16) не зависят от y , так как $E_y=0$ и $B_x=0$ на всех электродах. Учитывая это, можно положить $x=0$, $y=y_0+y_m$ на m -м электроде. Вспомогая определение $V_m(z)$ и формулу (3), найдем

$$-\frac{dV_m(z)}{dz} + \frac{2\pi\omega}{c} \int \frac{dk}{k} j_z(k) G_h(k) e^{ik(y_0+y_m)} + \frac{a_0(z)\omega}{ck_0} e^{ik_0(y_0+y_m)} = 0. \quad (17)$$

Здесь $G_h(k) \equiv G_h(x=0, k)$. Находя $j_z(k)$ из (7) и подставляя в (17), получаем вторую систему телеграфных уравнений

$$\frac{dV_m(z)}{dz} = - \sum_{n=1}^N Z_{mn} I_n(z) + a_0(z) e^{ik_0 y_0} E_m, \quad (18)$$

где

$$Z_{mn} = -\frac{2\pi\omega}{c} \int \frac{F_n(k) G_h(k)}{k} e^{iky_m} dk,$$

$$E_m = \frac{\omega l}{4\pi} \int \frac{F_0(k) G_h(k) e^{iky_m}}{k} dk + \frac{\omega}{ck_0} e^{iky_m}, \quad (19)$$

$$F_n(k) = \frac{1}{2\pi} \sum_{r=1}^N \int_{a_r}^{b_r} F_n(y) e^{-iky} dy, \quad F_0(k) = \frac{1}{2\pi} \sum_{r=1}^N \int_{a_r}^{b_r} F_0(y) e^{-iky} dy. \quad (20)$$

Уравнения (15) и (18) для определения токов и напряжений в многоэлектродном преобразователе являются естественными обобщениями телеграфных уравнений для одиночной микрополосковой линии, полученных впервые в [8]. $Z_{mn}(\omega) = R_{mn} - i\omega L_{mn}$ — матрица взаимных сопротивлений многоэлектродной линии передачи; R_{mn} , ωL_{mn} — активная и реактивная части взаимного сопротивления m -го и n -го электродов; $\varepsilon_m(\omega)$ — погонная эдс, возникающая на m -м электроде приемного преобразователя, расположенного на расстоянии y_0 от передающего, под действием падающей ПМСВ единичной амплитуды. Отметим здесь, что в работе [5] и только что появившейся статье [8] развивается другой подход к проблеме многоэлектродных преобразователей, математически эквивалентный используемому в нашей работе, но применимый и для многослойных анизотропных и гиротропных сред. Однако конкретное исследование возбуждения и приема ПМСВ в [8] не приводится.

Телеграфные уравнения должны быть дополнены граничными условиями, определяющими связь токов и напряжений на концах электродов. Будем считать, что все электроды имеют одинаковую длину b . Вид граничных условий в точках $z=0$ и $z=b$ зависит от характера соединения электродов. Рассмотрим два типичных случая.

а) Параллельное соединение электродов. Будем считать, что в точке $z=0$ все электроды излучающего преобразователя присоединены к генератору с эдс E и внутренним сопротивлением ρ . В точке $z=b$ m -й электрод присоединен к реактивному сопротивлению Z_m^n . Тогда граничные условия для излучающего преобразователя имеют вид

$$E = \rho \sum_{m=1}^N I_m^n(0) + V^n(0),$$

$$V_1^n(0) = V_2^n(0) = \dots = V_N^n(0) = V^n(0), \quad (21)$$

$$Y_m^n(b) = Z_m^n I_m^n(b). \quad (21')$$

Индексом «и» мы отмечаем величины, относящиеся к излучающему преобразователю. Приемный преобразователь характеризуется тем, что в точке $z=0$ он нагружен сопротивлением Z_H . Тогда граничные условия для приемного преобразователя таковы:

$$V^n(0) + Z_H \sum_{m=1}^N I_m^n(0) = 0,$$

$$V_1^n(0) = V_2^n(0) = \dots = V_N^n(0) = V^n(0), \quad (22)$$

$$V^n(b) = Z_H^n I_m^n(b). \quad (22')$$

В случае короткозамкнутых электродов ($Z_H^n=0$, $Z_H^n=0$) условия (21) и (22) заменяются на

$$V_m^n(b) = 0, \quad V_m^n(b) = 0,$$

а в случае разомкнутых электродов ($Z_H^n \rightarrow \infty$, $Z_H^n \rightarrow \infty$) имеем

$$I_m^n(b) = 0, \quad I_m^n(b) = 0.$$

б) Соединение электродов типа «меандр». В том случае, когда возбуждающие и (или) приемные электроды образуют решетку типа меандра [6], телеграфные уравнения (15) и (18) остаются в силе, но граничные условия необходимо изменить. Пусть первый электрод излучающего преобразователя присоединен к генератору, N -й нагружен на реактивное сопротивление Z_0^n и $z=b$, а соседние электроды соединены идеально проводящими перемычками в точках $z=b$ и $z=0$. Тогда, пренебрегая реактивным сопротивлением перемычек, имеем

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \rho I_1^n(0) + V_1^n(0), \\ V_1^n(b) &= V_2^n(b), \quad V_2^n(0) = V_3^n(0), \dots, \\ I_1^n(b) &= I_2^n(b), \quad I_2^n(0) = I_3^n(0), \dots, \\ V_N^n(b) &= Z_0^n I_N^n(b). \end{aligned} \quad (23)$$

Если первый электрод приемного преобразователя замкнут на нагрузку, то первое уравнение из (23) следует заменить на соотношение

$$V_1^n(0) + Z_H I_1^n(0) = 0.$$

Если же нагрузка включена между началом первого электрода и концом N -го в точке $z=0$, то имеем вместо первого и последнего из уравнений (23)

$$\begin{aligned} V_1^n(0) - V_N^n(0) + Z_H I_1^n(0) &= 0, \\ I_1^n(0) &= I_N^n(0). \end{aligned}$$

Взаимное влияние излучающего и приемного преобразователей

До сих пор молчаливо предполагалось, что взаимным влиянием излучающего и приемного преобразователей можно пренебречь. Иными словами, мы считали, что амплитуда a_0 волны, падающей на приемный преобразователь, определяется только распределением плотности тока в возбуждающем преобразователе, причем влиянием на этот преобразователь отраженной от приемника волны можно пренебречь. Это всегда так при достаточно большом поглощении¹ и большом расстоянии между центрами преобразователей. Однако в некоторых случаях, например при создании отражающих решеток и резонаторов на ПМСВ, учет взаимного влияния генератора и приемника является принципиальным. Такой учет легко провести в рамках развиваемой теории. Поступим следующим образом. Пусть на излучающий преобразователь справа падает ПМСВ с амплитудой b_0 . Тогда в полной аналогии с формулой (7) мы можем написать плотность тока на его электродах в виде

$$j_z^n(y, z) = \sum_{m=1}^N I_m^n(z) F_m^n(y) + \frac{c b_0(z)}{8\pi^2} F_0^n(y). \quad (24)$$

Индексом «п» мы отмечаем приемный преобразователь, индексом «и» — излучающий. Функции F_m^n являются решениями однородного уравнения (6) ($a_0 \equiv 0$), а функция F_0^n — решением неоднородного уравнения (6), в котором нужно положить $y_0=0$, заменить $a_0 \rightarrow b_0$ и $k_0 \rightarrow -k_0$ в свободном члене (вид $K_0(y-y')$ остается прежним). F_m^n и F_0^n по-прежнему удовлетворяют условиям (8) и (9). Используя определения амплитуд a_0 и b_0 (4), (5), легко находим для них

$$a_0 = \frac{8\pi^2 \mu}{cl} \frac{\left\{ \sum_{m=1}^{N_H} I_m^n F_m^n(k_0) + \Gamma_- e^{i k_0 y_0} \sum_{m=1}^{N_H} I_m^n F_m^n(-k_0) \right\}}{[\alpha^2 - (\alpha' + 1)^2] [1 - \Gamma_+ \Gamma_- e^{2i k_0 y_0}]},$$

¹ Поглощение ПМСВ, как известно [9], легко учесть, если в выражении для k_0 заменить $\omega_0 \rightarrow \omega_0 - i\omega\delta$, где δ — безразмерный параметр релаксации в уравнении Ландау—Лифшица—Гильберта.

$$b_0 = \frac{8\pi^2\mu e^{ik_0y_0}}{cl} \frac{\left\{ \sum_{m=1}^{N_{II}} I_m^n F_m^n(-k_0) + \Gamma_+ e^{ik_0y_0} \sum_{m=1}^{N_{II}} I_m^n F_m^n(k_0) \right\}}{[\mu^2 - (\mu' - 1)^2] [1 - \Gamma_+ \Gamma_- e^{2ik_0y_0}]},$$

$$\Gamma_- = -\frac{\mu F_0^n(k_0)}{\mu^2 - (\mu' - 1)^2}, \quad \Gamma_+ = \frac{\mu F_0^n(-k_0)}{\mu^2 - (\mu' + 1)^2}. \quad (25)$$

Здесь Γ_{\pm} есть коэффициенты отражения от преобразователя волны, падающей на него в направлении положительных и отрицательных y соответственно. Множитель $\exp(ik_0y_0)$ учитывает набег фазы при распространении волны между преобразователями. Заметим, что отражение определяется только распределением тока в преобразователях с разомкнутыми электродами и нулевыми токами. N_{II} и N_{II} — числа электродов в приемном и излучающем преобразователях. Формула (25) имеет прозрачный физический смысл. Числитель a_0 определяется излучением токов возбуждающего преобразователя и волной, созданной токами приемного преобразователя, падающей на излучающий и однократно им отраженной. Резонансный знаменатель, имеющий стандартный для любого резонатора вид, описывает многократное отражение этих двух волн. Соответственно амплитуда b_0 определяется непосредственно токами в приемном преобразователе (первый член числителя) и волной, возбужденной излучающим преобразователем и однократно отраженной от приемного (второй член числителя). Отметим здесь, что отношение амплитуд обратной и прямой волн b_0/a_0 пропорционально параметру $\xi = (\mu^2 - (\mu' + 1)^2) / (\mu^2 - (\mu' - 1)^2) = (\omega_0 + \omega_m/2 - \omega) / (\omega_0 + \omega_m/2 + \omega)$, который всегда достаточно мал.

Формула (25) позволяет получить полную систему уравнений для токов и напряжений, учитывающих взаимную связь приемного и излучающего преобразователей. Для этого используем в случае излучающего преобразователя уравнение, аналогичное (17), в котором $j_x \rightarrow j_x^n$, $a_0 \rightarrow b_0$ и положено $y_0 = 0$. В результате получаем аналог уравнения (18), где a_0 заменяется на b_0 , $y_0 = 0$, а V_m , Z_{mr} , I_r , E_m содержат индекс «и». Подставляя значения a_0 и b_0 из (25), окончательно находим

$$\frac{dV_m^n}{dz} = - \sum_{r=1}^{N_{II}} \tilde{Z}_{mr}^n I_r^n - \sum_{r=1}^{N_{II}} Z_{mr}^{nn} I_r^n,$$

$$\frac{dI_m^n}{dz} = i\omega \sum_{n=1}^{N_{II}} C_{mn}^n V_n^n,$$

$$\frac{dV_m^u}{dz} = - \sum_{r=1}^{N_{II}} \tilde{Z}_{mr}^u I_r^u - \sum_{r=1}^{N_{II}} Z_{mr}^{uu} I_r^u,$$

$$\frac{dI_m^u}{dz} = i\omega \sum_{r=1}^{N_{II}} C_{mr}^u V_r^u, \quad (26)$$

Мы обозначили

$$\tilde{Z}_{mr}^n = Z_{mr}^n + \frac{8\pi^2\mu\Gamma_+ F_r^n(k_0) E_m^n e^{2ik_0y_0}}{cl [\mu^2 - (\mu' - 1)^2] [1 - \Gamma_+ \Gamma_- e^{2ik_0y_0}]},$$

$$\tilde{Z}_{mr}^u = Z_{mr}^u - \frac{8\pi^2\mu\Gamma_- F_r^n(-k_0) E_m^n e^{2ik_0y_0}}{cl [\mu^2 - (\mu' + 1)^2] [1 - \Gamma_+ \Gamma_- e^{2ik_0y_0}]},$$

$$Z_{mr}^{nn} = \frac{8\pi^2\mu F_r^n(-k_0) E_m^n e^{ik_0y_0}}{cl [\mu^2 - (\mu' - 1)^2] [1 - \Gamma_+ \Gamma_- e^{2ik_0y_0}]},$$

$$Z_{mr}^{uu} = - \frac{8\pi^2\mu F_r^n(k_0) E_m^n e^{ik_0y_0}}{cl [\mu^2 - (\mu' + 1)^2] [1 - \Gamma_+ \Gamma_- e^{2ik_0y_0}]}. \quad (27)$$

Величины Z_{mn}^n , Z_{mr}^n , E_m^n , E_n^n вычисляются по формулам (19), (20) в которых нужно подставить значения $F_n^n(k)$, $F_n^n(k)$, $F_0^n(k)$ и $F_0^n(k)$ соответственно. Необходимо учесть, что при вычислении E_m^n по формуле (20) нужно заме-

нить во внеинтегральном члене $k_0 \rightarrow -k_0$. Уравнения (26), (27) описывают токи и напряжения в преобразователях с учетом их связи между собой за счет магнитостатической волны. Граничные условия (21)—(23) остаются неизменными. Найдя V_m и I_m , мы определяем амплитудно-частотную характеристику системы как отношение падения напряжения на сопротивлении нагрузки к ЭДС генератора E . Энергетический коэффициент двойного преобразования электромагнитной волны в ПМСВ и ПМСВ в электромагнитную волну определяется как отношение мощности, выделившейся в нагрузке, к мощности $|E|^2/8\rho$, падающей от генератора на приемный преобразователь.

Литература

- [1] Гилинский И. А., Щеглов И. М. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 12. С. 2323—2332.
- [2] Щеглов И. М., Гилинский И. А., Сорокин В. Г. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 5. С. 943—952.
- [3] Вугальтер Г. А., Гилинский И. А. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 11. С. 2250—2252.
- [4] Вугальтер Г. А., Малалин В. Н. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 3. С. 497—505.
- [5] Гипсман А. И. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1984. № 10. С. 41—43.
- [6] Вашковский А. В., Зубков В. И., Лебедь Б. М., Новиков Г. М. // РИЭ. 1985. Т. 30. № 8. С. 1513—1521.
- [7] Белоцерковский С. М., Лифанов И. К. Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях. М.: Наука, 1985. 256 с.
- [8] Гипсман А. И., Красноперкин В. М., Силин Р. А. Аптечны. М.: Радио и связь, 1987. Вып. 34. С. 52—68.
- [9] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
24 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
17 июня 1988 г.