

К-14038

П304910

ВЕСТНИК

ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

№ 227

ВНУТРЕННИЕ И ВНЕШНИЕ ЗАДАЧИ
ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

95 к.



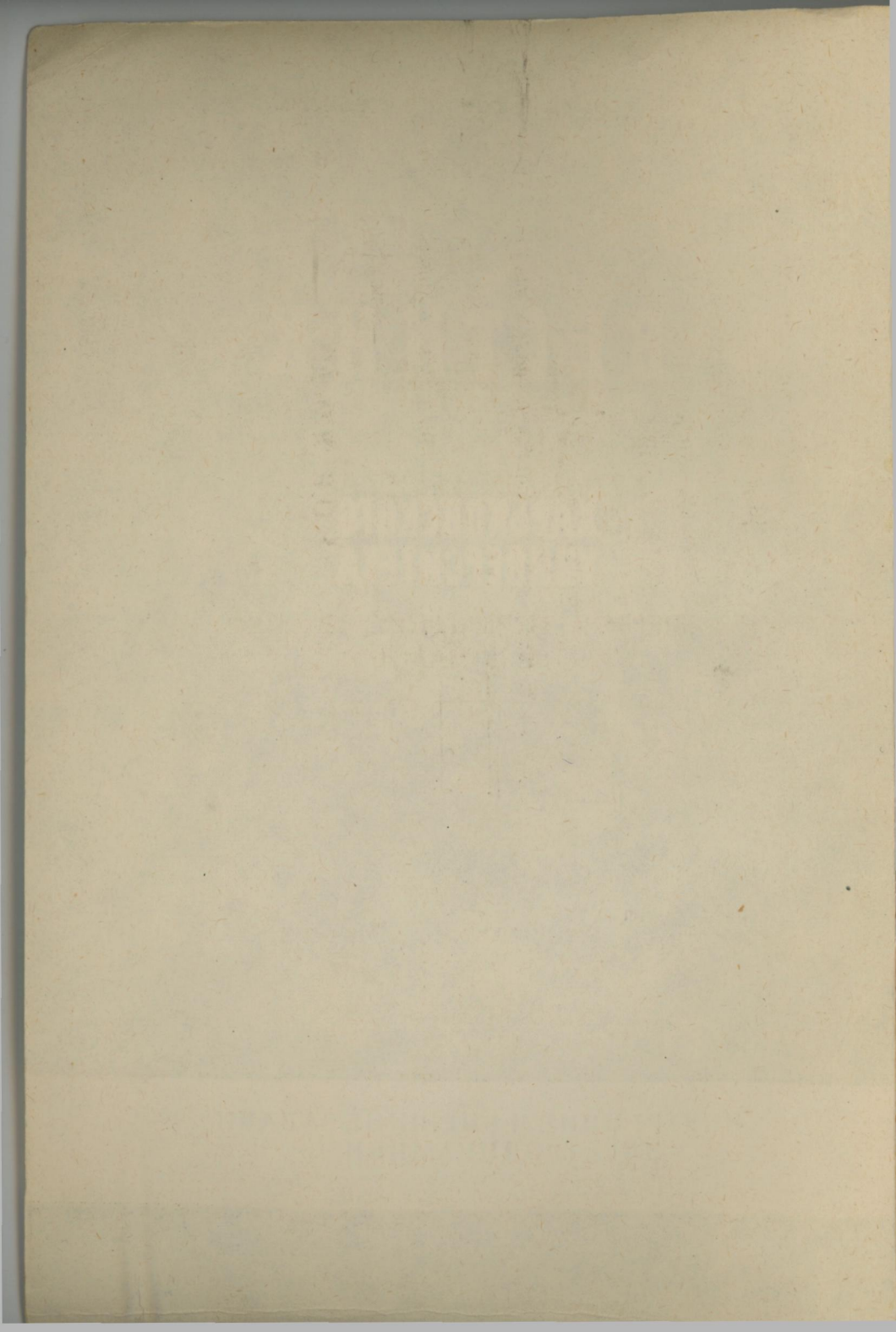
Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227, 1—89.

V.N. Karazin Kharkiv National University



00280009

3



МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 227

ВНУТРЕННИЕ И ВНЕШНИЕ ЗАДАЧИ
ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Основан в 1971 г.

ХАРЬКОВ
ИЗДАТЕЛЬСТВО ПРИ ХАРЬКОВСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ
ИЗДАТЕЛЬСКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ «ВИЩА ШКОЛА»
1982

22.313

УДК 621.372

В вестнике приведены результаты дальнейшего развития и применения методов внутренних и внешних задач электродинамики. Рассмотрены вопросы применения их к решению задач теории дифракции, распространения и излучения радиоволн, физики плазмы и полупроводников, спектроскопии и биофизики.

Для специалистов в области радиофизики и электроники, а также для студентов старших курсов и аспирантов.

Редакционная коллегия: Н. А. Хижняк (отв. ред.), Л. Д. Степин (отв. секр.), Н. Н. Горобец, В. М. Кузьмичев, В. А. Мисюра, Э. Д. Прохоров, В. М. Седых, О. А. Третьяков, Д. М. Ваврив.

Печатается по постановлению Ученого совета радиофизического факультета от 21 февраля 1981 г.

Адрес редакционной коллегии: 310077, Харьков-77, пл. Дзержинского, 4, университет, радиофизический факультет, тел. 40-14-76

Редакция естественнонаучной литературы

В 1704040000—026
М226(04)—82

© Харьковский государственный университет, 1982

Центральна наукова
БІБЛІОТЕКА ХДУ

Інв. № 304910

Н. Н. ГОРОБЕЦ, канд. физ.-мат. наук,
Ю. И. ДАВИДЧЕВСКИЙ, канд. техн. наук, Г. М. ЧЕКАЛИН

КОМПЛЕКСНЫЙ СПЕКТР СИГНАЛОВ С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ И ПРОИЗВОЛЬНОЙ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Для повышения информационных свойств различных систем в современной радиофизике и радиотехнике прибегают к все более сложным сигналам. Например, некоторые характеристики радиолокационных объектов определяют с помощью сигналов с поляризацией, изменяющейся от импульса к импульсу: круговой, линейной с различной плоскостью поляризации [1]. Используются также сигналы с различной поляризацией на несущей и в боковых гармониках, замеченные в эффекте Зеемана и получившие название «триплета Лоренца» [2]. Сигналы с произвольной линейной и вращающейся поляризацией будем называть волновыми векторными. В связи с этим актуальны задачи разработки спектральных представлений волновых векторных сигналов и аппаратного анализа, а также создание поляризационно-спектральных и комплексно-спектральных анализаторов [3, 4].

1. Спектры волновых векторных сигналов. Спектральные представления неекторных сигналов достаточно хорошо разработаны [5]. Сигналы $S(t)$ однозначно и единственным образом представляются дискретным или континуальным спектром, поэтому параметры спектра гармоник — спектр амплитуд и спектр фаз (спектр комплексных амплитуд или комплексный спектр) служат «паспортом» сигнала при теоретическом и аппаратном анализе.

Однако для векторных по своей природе волновых сигналов с произвольной линейной или вращающейся поляризацией (одномерных или двумерных) характерна неединственность спектральных представлений. Например, двумерный векторный периодический сигнал $S(T, t)$ (представляющий огибающую волнового сигнала в ТЕМ-плоскости волны для какой-либо точки свободного пространства) можно записать суммой векторных гармоник Φ_k , явный вид которых найдем далее:

$$S(T, t) = \Phi_1(f_1) + \dots + \Phi_k(f_k) + \dots + \Phi_N(f_N), \quad (1)$$

где T — период сигнала; $f_1 = 1/T$; $f_k = kf_1$; $1/N \neq 0$.

Каждая из гармоник Φ_k в общем случае по-разному эллиптически поляризована и сама может быть представлена рядом базисов, составленных из других гармоник различной поляризации. Из множества базисов выберем ортогональные, но разной поляризации—линейной, круговой, эллиптической: $\Phi_k = \Phi_{pk} + \Phi_{sk}$ (2), где $\Phi_{sk} \perp \Phi_{pk}$ ($\perp$ — знак ортогональности). Отсюда получим по крайней мере четыре типа спектров сигнала $S(T, t)$ с учетом (1), (2):

$$S(T, t) = \sum_{k=1}^N \Phi_k \quad (3); \quad S(T, t) = \sum_k \Phi_{Lpk} + \sum_k \Phi_{Lsk} \quad (4); \quad S(T, t) =$$

$$= \sum_k \Phi_{Kpk} + \sum_k \Phi_{Ksk} \quad (5);$$

$$S(T, t) = \sum_k \Phi_{\mathcal{E}pk} + \sum_k \Phi_{\mathcal{E}sk}, \quad (6)$$

где индексы Л, К, Э относятся соответственно к типам ортогональных компонент базиса: линейной (Л), круговой (К), эллиптической (Э) поляризации.

Для определенности запишем один из типов спектров — по линейно поляризованному базису (4). Декартову систему координат, определяемую репером $0, x^0, y^0, z^0$, расположим так, чтобы орт z^0 был ориентирован по направлению распространения волны, а орты x^0 и y^0 были компланарны ТЕМ-плоскости. Используя спектральные представления величин каждой из линейно поляризованных компонент сигнала $S(T, t)$ как не векторных сигналов [5], запишем спектр (4) в явной форме:

$$S(T, t) = x^0 S_x(T, t) + y^0 S_y(T, t) = x^0 \sum_k A_{xk} \cos(\omega_k t + \varphi_{xk}) + y^0 \sum_k A_{yk} \cos(\omega_k t + \varphi_{yk}) \quad (7),$$

где $\omega_k = k\omega_1$, $\omega_1 = 2\pi/T$, индексы $x \equiv Lp$, $y \equiv Ls$.

Векторная гармоника Φ_k в этом случае, как видно из (7), представлена в явной форме: $\Phi_k = x^0 A_{xk} \cos(\omega_k t + \varphi_{xk}) + y^0 A_{yk} \cos(\omega_k t + \varphi_{yk})$, (8) где $A_{yk} \neq A_{xk}$, $\varphi_{yk} \neq \varphi_{xk} + n\pi$, $n = 0, 1, \dots$

Гармонический базис Φ_k удовлетворяет условию (2): $\Phi_k = \Phi_{xk} + \Phi_{yk}$ (9), где $\Phi_{yk} \perp \Phi_{xk}$.

Каждый из спектров (3)—(6) однозначно отображает сигнал $S(T, t)$. Можно найти множество физических систем, реа-

лизующих такое спектрально-поляризационное представление волновых векторных сигналов. Однако смысл проблемы спектрального анализа векторных сигналов состоит в том, что из множества спектральных представлений необходимо выбрать такой тип спектра, параметры которого были бы «паспортом» векторного сигнала. Для сигналов неvectorных — $S(t)$ такой проблемы не стояло [5]. «Паспортный» спектр векторного сигнала должен быть удобным для теоретического анализа и пригодным для аппаратного анализа. Опустим ряд вопросов, важных для проблемы спектрального анализа сигналов с произвольной поляризацией, и рассмотрим лишь центральные.

2. Комплексно-сигнальная запись векторного сигнала. Для решения задач электродинамики используются различные математические «языки» записи волновых векторных сигналов: векторный, комплексно-векторный, кватернионы, вектор-параметр Стокса, комплексно-сигнальный и др. [8, с. 14—22]. Эффективность языка проявляется в различных возможностях средств описания и средств анализа сигнала [6, 7].

Согласно [9, с. 77] использование комплексных чисел для представления векторов в двух измерениях тривиально. Однако трактовка векторных сигналов как комплексных не так уж проста. Обычно не разделяют четко два разных «языка» — комплексно-сигнальный и комплексно-векторный. На такое различие иногда указывается, например в [10, с. 16], однако без должного обоснования. Мы такое различие оговариваем. Комплексно-векторный язык в электродинамике общезвестен. Подробно рассмотрим язык комплексных сигналов.

Ортам x^0, y^0 указанной ранее системы координат, определяющим ТЕМ-плоскость волны, поставим в соответствие орты комплексной плоскости 1, j : $x^0 \equiv 1, y^0 \equiv j$ (10).

Комплексные сигналы рассмотрим на примере векторного периодического сигнала $S(T, t)$. Выразим его через линейно-поляризованные компоненты (7):

$S(T, t) = S_x(T, t) + S_y(T, t)$ (11), где $S_x(T, t) = x^0 S_x(T, t)$; $S_y(T, t) = y^0 S_y(T, t)$; S_x, S_y — неvectorные сигналы, подчиняющиеся условиям Дирихле [5].

При условии (10) векторный сигнал $S(T, t)$ отождествляется с комплексным сигналом $\hat{S}(T, t)$: $S(T, t) \equiv \hat{S}(T, t) = S_x(T, t) + j S_y(T, t)$ (12), где S_x, S_y записанные формально одинаково с (11), имеют иную трактовку и иные свойства, превращаются из неvectorных в vectorные. Тождества и превращения рассмотрим на примере vectorной гармоник (8), которая отождествляется с комплексной гармоникой Φ_k :

$$\Phi_k \equiv \hat{\Phi}_k = A_{xk} \cos(\omega_k t + \varphi_{xk}) + j A_{yk} \cos(\omega_k t + \varphi_{yk}). \quad (13)$$

Так, функция $A_{xk} \cos(\omega_k t + \varphi_{xk})$, бывшая частью vectorной линейно-поляризованной гармоник $\Phi_{xk} = x^0 A_{xk} \cos(\omega_k t + \varphi_{xk})$

(ее величиной), на языке комплексных сигналов обозначает саму векторную гармонику (ибо орт 1 в комплексной записи опускается):

$$\Phi_{xk} \equiv \dot{\Phi}_{xk} = A_{xk} \cos(\omega_k t + \varphi_{xk}). \quad (14)$$

Гармоника $\dot{\Phi}_{xk}$ ориентирована по действительной оси. Гармоника $\dot{\Phi}_{yk}$, ориентированная по мнимой оси и тождественная компоненте Φ_{yk} , получается из гармоники $A_{yk} \cos(\omega_k t + \varphi_{yk})$ действием оператора поворота [10, с. 77] — комплексного числа j : $\dot{\Phi}_{yk} = j A_{yk} \cos(\omega_k t + \varphi_{yk})$ (15), где $j = e^{j\frac{\pi}{2}}$ (16). В общем случае линейно поляризованная гармоника Φ_{Lk} вида $\Phi_{Lk} = n_k^0 A_k \cos(\omega_k t + \varphi_k)$ (17), где $n_k^0 = x_0 \cos \beta_k + y^0 \cos \beta_k$ (18), записывается в форме комплексной гармоники с учетом (18) и (10): $\Phi_{Lk} = e^{j\beta_k} A_k \cos(\omega_k t + \varphi_k)$ (19), где $e^{j\beta_k} = n_k^0 = n_k^0$ (20).

Одним из эффективных средств языка комплексных сигналов является запись кругополяризованных гармоник в явной форме — через амплитуды и фазы: $\dot{\Phi}_{Kk}(\omega_k) = \dot{\Phi}_{Rk} = A_{Rk} e^{j\omega_k t}$; $\dot{\Phi}_{Kk}(-\omega_k) = \dot{\Phi}_{Lk} = A_{Lk} e^{-j\omega_k t}$ (21), где $A_{Rk} = A_{Rk} e^{j\varphi_{Rk}}$; $A_{Lk} = A_{Lk} e^{j\varphi_{Lk}}$ (22).

Тригонометрическая форма записи кругополяризованных гармоник трактуется как разложение по линейно-поляризованному ортогональному базису:

$$\dot{\Phi}_{Rk} = A_{Rk} \cos(\omega_k t + \varphi_{Rk}) + j A_{Rk} \sin(\omega_k t + \varphi_{Rk}); \quad \dot{\Phi}_{Lk} = A_{Lk} \times \\ \times \cos(\omega_k t + \varphi_{Lk}) - j A_{Lk} \sin(\omega_k t + \varphi_{Lk}) \quad (23).$$

Запись эллиптически поляризованной гармоники $\dot{\Phi}_h$ рассмотрим отдельно.

3. Обобщенная формула Эйлера. Тригонометрическую (23) и показательную (21) формы кругополяризованных гармоник обычно связывают формулой Эйлера:

$$A \cos(\omega t + \varphi) = \frac{A}{2} e^{j\omega t} + \frac{A^*}{2} e^{-j\omega t}. \quad (24)$$

Дадим векторную трактовку формулы Эйлера. Знак равенства в (24) указывает, что справа и слева — объекты одной природы — комплексные гармоники. Слева в (24) — комплексная линейно поляризованная гармоника, ориентированная по действительной оси комплексной плоскости (по орту x^0 ТЕМ-плоскости). Справа — кругополяризованный ортогональный базис. Поэтому (24) можно записать так:

$$A \cos(\omega t + \varphi) = \dot{A}_R e^{j\omega t} + \dot{A}_L e^{-j\omega t} \quad (25), \quad \text{где } \dot{A}_R = A/2 e^{j\varphi}, \quad \dot{A}_L = A/2 e^{-j\varphi} \quad (26).$$

Для такой гармоники выполняется условие: $\dot{A}_L = \dot{A}_R^*$ (27).

Используя (24) — (26), можно представить кругополяризован-
ным базисом эллиптически поляризованную гармонику Φ_k ви-
да (13):

$\Phi_k = \dot{A}_{Rk} e^{i\omega_k t} + \dot{A}_{Lk} e^{-j\omega_k t}$ (28), где $\dot{A}_{Rk} = \frac{1}{2}(\dot{A}_{xk} + j\dot{A}_{yk})$; $\dot{A}_{Lk} =$
 $= \frac{1}{2}(\dot{A}_{xk}^* + j\dot{A}_{yk}^*) = \frac{1}{2}(\dot{A}_{xk} - j\dot{A}_{yk})^*$ (29); $\dot{A}_{xk}$, $\dot{A}_{yk}$ — комп-
лексные амплитуды (комплексно-векторного языка) линейно-
поляризованных гармоник базиса Φ_k .

Выражение (28) можно рассматривать как обобщенную фор-
мулу Эйлера. Обобщенность состоит в следующем: во-первых,
кругополяризованным базисом представляется общий случай
комплексной гармоники — эллиптически поляризованной:

$\dot{A}_{yk} = \dot{A}_{xk}^*$ (30); во-вторых, в связи с (30) равенство (27)
становится частным случаем, как видно из (29) при учете
(30): $\dot{A}_{Lk} = \dot{A}_{Rk}^*$ (31).

Используя обобщенную формулу Эйлера (28), найдем явные
выражения спектров векторного сигнала по кругополяризован-
ному базису типа (5) и покажем их инвариантность.

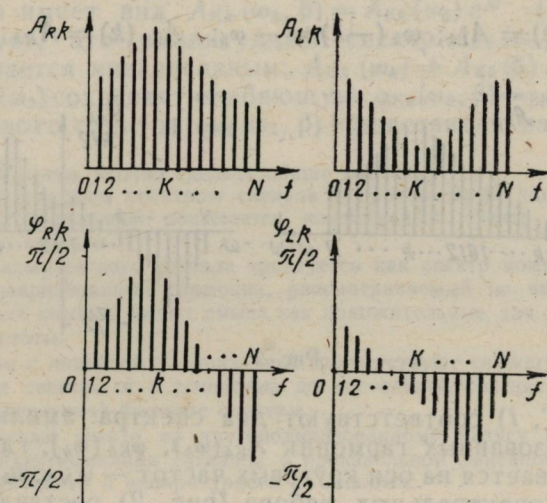


Рис. 1

4. Спектр векторного сигнала в кругополяризованном бази-
се. На основе формулы Эйлера (28) рассмотрим два спектраль-

ных представления комплексного сигнала $\dot{S}(T, t)$, где кругополяризованный базис выражен в явной форме. Первый спектр типа (5) получим из выражений (7), (12), (8), (13), записывая каждую комплексную гармонику $\dot{\Phi}_k$ формулой Эйлера (28):

$$\dot{S}(T, t) = \sum_{k=1}^N \dot{\Phi}_k = \sum_k \dot{A}_{Rk} e^{j\omega_k t} + \sum_k \dot{A}_{Lk} e^{-j\omega_k t}, \quad (32)$$

где в левый ряд (правой части) комплексных кругополяризованных гармоник собраны все гармоники с правым вращением, а в правый ряд правой части — все гармоники с левым вращением. Комплексные спектры каждого из рядов, исходя из (32), рассматриваются по частоте гармонических колебаний f_k , что дает по два спектральных набора амплитуд A_{Rk} и A_{Lk} и фаз φ_{Rk} и φ_{Lk} (рис. 1). Второе представление получим из (32), если сумму $\sum \dot{A}_{Lk} e^{-j\omega_k t}$ запишем в обратном порядке, введя отрицательный индекс суммирования ($-k$). Тогда выражение для спектра сигнала $\dot{S}(T, t)$ имеет вид

$$\dot{S}(T, t) = \sum_{k=0}^N \dot{A}_{Rk} e^{j\omega_k t} + \sum_{k=-N}^0 \dot{A}_{Lk} e^{-j\omega_k t} = \sum_{-N}^N \dot{A}_{Kk} e^{j\omega_k t}, \quad (33)$$

где $\dot{A}_{Kk}(-k) = \dot{A}_{Lk}$; $\omega_k(-k) = -\omega_k$; $\dot{A}_{Kk}(k) = \dot{A}_{Rk}$; $\omega_k(k) = \omega_k$ (34).

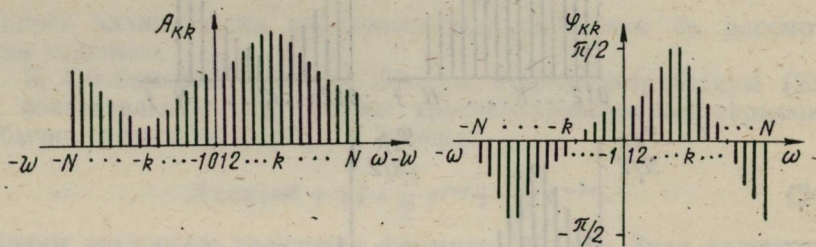


Рис. 2

Сигналу $\dot{S}(T, t)$ соответствуют два спектра: амплитуд и фаз кругополяризованных гармоник $A_{Kk}(\omega_k)$, $\varphi_{Kk}(\omega_k)$, где частота ω_k рассматривается на оси круговых частот $-\omega_N \leq \omega_k \leq \omega_N$ (35).

Эти два спектральных набора (рис. 2) составляют один комплексный спектр $\dot{A}_{Kk}(\omega_k)$, который отображает комплексный сигнал $\dot{S}(T, t)$ и соответственно векторный $S(T, t)$, что запишем: $\dot{A}_{Kk}(\omega_k) \leftrightarrow S(T, t) \equiv S(T, t)$ (36).

Здесь (для кругополяризованных векторных гармоник) приобретает смысл физического (а не формального) параметра отрицательная частота кругового вращения ($-\omega_k$).

Используя язык комплексных сигналов, нетрудно показать инвариантность комплексного спектра $\dot{A}_{kk}(\omega_k)$ при повороте базисной системы координат (в ТЕМ-плоскости волны). Вращение базисной системы 0, x^0 , y^0 , z^0 относительно сигнала $S(T, t)$ эквивалентно вращению самого сигнала на угол β . Языком комплексных сигналов последнее записывается весьма просто, например, (19) как умножение на оператор $e^{j\beta}$:

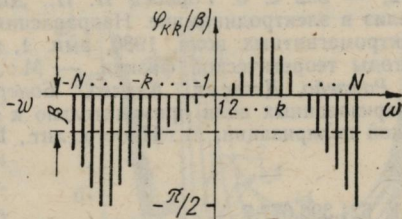


Рис. 3

$$\dot{S}(T, t, \beta) = e^{j\beta} \dot{S}(T, t). \quad (37)$$

Выразив $\dot{S}(T, t)$ рядом из (33), получим

$$\dot{S}(T, t, \beta) = e^{j\beta} \sum_{-N}^N \dot{A}_{kk} e^{j\omega_k t} = \sum_{-N}^N \dot{A}_{kk} e^{j\beta} e^{j\omega_k t}. \quad (38)$$

Как видно из (38), комплексный спектр повернутого на угол β сигнала имеет вид $\dot{A}_{kk}(\omega_k, \beta) = \dot{A}_{kk}(\omega_k) e^{j\beta}$ (39). Отсюда следует, что амплитудный спектр $A_{kk}(\omega_k)$ при поворотах остается инвариантным: $A_{kk}(\omega_k) \neq A_{kk}(\beta)$ (40), а фазовый $\varphi_{kk}(\omega_k)$ сохраняет огибающую: $\varphi_{kk}(\omega_k, \beta) = \varphi_{kk}(\omega_k) + \beta$ (41). Вид фазового спектра $\varphi_{kk}(\omega_k, \beta)$ представлен на рис. 3.

Таким образом, можно сделать общие выводы:

Под комплексным спектром сигнала с произвольной линейной или вращающейся поляризацией понимается комплексный спектр тождественного комплексного сигнала.

Спектр комплексного сигнала трактуется как спектр комплексных амплитуд кругополяризованных гармоник, рассматриваемый по частоте кругового вращения, для которой имеют смысл как положительные, так и отрицательные значения частоты.

Сигналам с линейной поляризацией соответствуют симметричные (четные) амплитудные спектры и с точностью до постоянной составляющей антисимметричные (нечетные) фазовые спектры.

Комплексный спектр по кругополяризованному базису может быть основой для идентификации сигналов с произвольной линейной или вращающейся поляризацией и аппаратного их анализа.

Список литературы: 1. Qlin I. D., Queen F. D. A polarization diversity and tracking antennas system for airborne use. — Int. Conf. Antennas Aircraft, Spacecraft, 1975. London, 1975, p. 8—13. 2. Зоммерфельд А. Оптика. — М.: Иностр. лит., 1953. — 487 с. 3. А. с. № 672582 (СССР). Устройство для поляризационно-спектрального анализа периодических сигналов с произвольной поляризаци-

ей/Горобец Н. Н., Давидчевский Ю. И. — Оpubл. в Б. И., 1979, № 25.
 4. Горобец Н. Н., Давидчевский Ю. И., Чекалин Г. М. Поляризационно-спектральные анализаторы волновых сигналов с произвольной поляризацией. — Элементы радиоприемных устройств, вып. 30, с. 15—16. 5. Харкевич А. А. Спектры и анализ. — М.: Техн.-теор. издат., 1957. — 192 с. 6. Латхи Б. П. Системы передачи информации. — М.: Связь, 1971. — 320 с. 7. Трахтман А. М. Введение в обобщенную спектральную теорию сигналов. — М.: Сов. радио, 1972, — 352 с. 8. Горобец Н. Н., Давидчевский Ю. И. Поляризационный анализ в электродинамике. Направления и методы поляризационного анализа электромагнитных волн, 1980, вып. 1, с. 3—66. 9. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. — М.: Иностран. лит., 1958. — Т. 1. 930 с. 10. Рамзей, Десчетт, Кейлсо, Бонерт. Методы описания эллиптически поляризованных волн применительно к антеннам. — В кн.: Антенны эллиптической поляризации. М.: Иностран. лит., 1961, с. 25—120.

Поступила в редколлегию 17.02.81.

УДК 621.396.677.7

Н. Н. ГОРОБЕЦ, канд. физ.-мат. наук,
 Л. В. ОРЛОВА

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ОТКРЫТОГО КОНЦА ШИРОКОРАЗМЕРНОГО КРУГЛОГО ВОЛНОВОДА

Из строгого решения задачи дифракции электромагнитных волн на открытом конце круглого волновода [1] следует, что при увеличении его диаметра уменьшается уровень фонового бокового и заднего излучения. Это явление может быть использовано на практике для создания антенных систем с низким уровнем шумов.

Нами исследованы энергетические, фазовые и поляризационные характеристики направленности излучателя в виде открытого конца широкоразмерного круглого волновода, возбуждаемого волной основного типа как с линейной, так и с круговой поляризацией.

Согласно методике [1] разработан алгоритм и программа расчета на ЭВМ исследуемых характеристик. В связи с тем что при увеличении диаметра волновода возрастает количество возбуждаемых неоднородностью в виде открытого конца волновода высших типов волн (с той же азимутальной зависимостью, что и поле набегающей волны [1]) и значительно усложняются расчеты, ограничимся рассмотрением случая $\nu_1 < \kappa < \mu_2$, когда по волноводу распространяется, кроме волны типа H_{11} , отраженная волна типа E_{11} . Здесь $\kappa = ka = 2\pi a/\lambda$, a — радиус волновода, λ — длина волны, $\nu_1 = 3,83$ — первый корень функции Бесселя первого порядка, $\mu_2 = 5,33$ — второй корень ее производной.

Результаты расчетов амплитудных и фазовых диаграмм направленности излучателя для $\kappa = 4 \div 5,2$ приведены на рис. 1 и 2 соответственно. Здесь сплошными линиями представлены расчеты характеристик в плоскости электрического вектора поля линейнополяризованной волны H_{11} в волноводе, а пунктирными—

в плоскости магнитного, угол θ отсчитывается от направления внешней нормали к раскрыву волновода. Как видно, при увеличении диаметра волновода четче проявляется лепестковая структура диаграммы направленности. В частности, в отличие от случая одномодового волновода, нули диаграммы направленности имеют место как в плоскости электрического (в направлениях $\theta \approx 48 \div 75^\circ$), так и в плоскости магнитного (в направлениях $\theta \approx 90 \div 140^\circ$) векторов поля. Уровень фона в секторе между главным и задним лепестком диаграммы направленности для всего рассматриваемого диапазона длин волн в волноводе не превышает 1% мощности излучения в направлении главного максимума, причем уровень фона выше в плоскости электрического вектора поля. Максимум фоновое излучения в этой плоскости имеет место в направлении $\theta = 180^\circ$ и его уровень не превышает 2% мощности в главном максимуме. В плоскости маг-

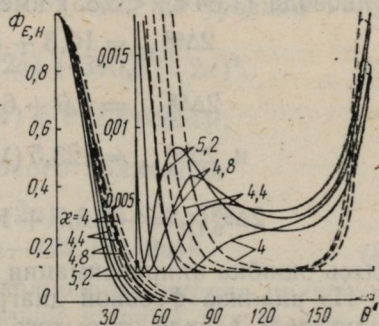


Рис. 1

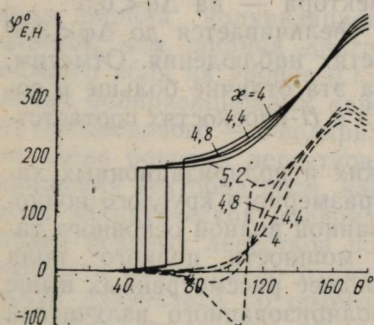


Рис. 2

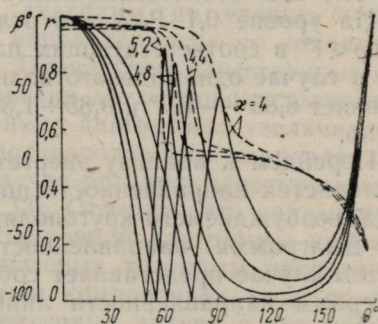


Рис. 3

нитного вектора поля максимум заднего излучения несколько выше, он выше, чем в направлении $\theta = 180^\circ$ (на десятые доли процента) и достигается в направлениях $\pm 175^\circ$.

Главный лепесток диаграммы направленности излучателя, в отличие от случая одномодового волновода [2], в плоскости электрического вектора поля уже, чем в плоскости магнитного. Расчетная зависимость ширины главного лепестка по уровню половины мощности в главном максимуме от $\lambda/2a$ аппроксимируется в обеих плоскостях соотношениями

$$2\Delta\theta_{0,5E}^\circ = -1,1 + 60,6(\lambda/2a); \quad 2\Delta\theta_{0,5H}^\circ = 9,3 + 54(\lambda/2a); \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \text{а по уровню } 0,1 P_{\max} \\ 2\Delta\theta_{0,1E}^0 = 137,7 - 315,4 (\lambda/2a) + 317,3 (\lambda/2a)^2, \\ 2\Delta\theta_{0,1H}^0 = -8,85 + 176,8 (\lambda/2a) - 55,6 (\lambda/2a)^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Отметим, что соответствующие зависимости для одномодового волновода ($1,84 < \kappa < 3,83$) имеют вид

$$\begin{aligned} 2\Delta\theta_{0,5E}^0 &= 10,3 + 50,6 (\lambda/2a) - 2 (\lambda/2a)^2; \\ 2\Delta\theta_{0,5H}^0 &= 8,6 + 64,5 (\lambda/2a) - 12,7 (\lambda/2a)^2; \\ \text{и } 2\Delta\theta_{0,1E}^0 &= 123,5 (\lambda/2a) - 7,3 (\lambda/2a)^2; \\ 2\Delta\theta_{0,1H}^0 &= -18,7 + 172,3 (\lambda/2a) - 41 (\lambda/2a)^2. \end{aligned} \quad (3)$$

$$(4)$$

Здесь ошибка аппроксимации не превышает 2%.

Из анализа фазовой диаграммы направленности видно, что излучатель в виде открытого конца круглого волновода, строго говоря, не имеет фазового центра. Однако в пределах главного лепестка диаграммы направленности фронт волны отличается от сферического незначительно. Так, на уровне $0,5 P_{\max}$ фаза поля излучателя в плоскости электрического вектора отличается от фазы поля в направлении главного максимума на величину $\Delta\varphi < 1^\circ$, а в плоскости магнитного вектора — на $\Delta\varphi < 0,5^\circ$.

На уровне $0,1 P_{\max}$ это отличие увеличивается до $\Delta\varphi < 3,5^\circ$ и $\Delta\varphi < 1^\circ$ в соответствующих плоскостях наблюдения. Отметим, что в случае одномодового волновода это отличие больше и составляет $6,85 \div -6,3^\circ$ и $9,85 \div 1,35^\circ$ в E - и H -плоскостях соответственно.

Перейдем к анализу энергетических и поляризационных характеристик направленности широкоразмерного круглого волновода, возбуждаемого кругополяризованной волной основного типа. Диаграмма направленности по мощности полного поля в этом случае представляет собой среднее рассмотренных выше диаграмм направленности линейнополяризованного излучателя в главных плоскостях. Зависимости ширины диаграммы по полному полю от $\lambda/2a$ на уровнях $0,5 P_{\max}$ и $0,1 P_{\max}$ следующие:

$$2\Delta\theta_{0,5p}^0 = 5,7 + 55 (\lambda/2a) \quad (5); \quad 2\Delta\theta_{0,1p}^0 = 113,6 (\lambda/2a). \quad (6)$$

Фоновое боковое и заднее излучение также усредняется, поэтому в пределах всего пространства нет направлений, в которых поле отсутствовало бы. Минимум фонового излучения по полному полю наблюдается при углах $\theta = 105 \div 130^\circ$ и не превышает 0,2% от мощности излучения в главном максимуме диаграммы.

Расчеты зависимости коэффициента эллиптичности r и угла ориентации β поляризационного эллипса от направления на точ.

ку наблюдения (рис. 3) показали, что для широкоразмерных круглых волноводов характерны широкие поляризационные диаграммы направленности.

Зависимости расчетной ширины поляризационной диаграммы направленности открытого конца круглого волновода в рассматриваемом случае $3,83 < \kappa < 5,33$ от $\lambda/2a$ по уровням $r=0,7$ и $r=0,5$ имеют вид

$$2\Delta\theta_{0,7}^0 = 138,2 - 365,6 (\lambda/2a) + 390,6 (\lambda/2a)^2, \quad (7)$$

$$2\Delta\theta_{0,5}^0 = 328,2 - 910 (\lambda/2a) + 812,5 (\lambda/2a)^2.$$

Отметим, что в случае одномодового волновода

$$\begin{aligned} 2\Delta\theta_{0,7}^0 &= -10 + 261,5 (\lambda/2a) - 94 (\lambda/2a)^2; \\ 2\Delta\theta_{0,5}^0 &= 20,7 + 337,5 (\lambda/2a) - 122,3 (\lambda/2a)^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Как и в случае одномодового волновода, ширина поляризационных диаграмм излучателей больше ширины диаграммы направленности по мощности полного поля по уровню половины мощности в направлении главного максимума более чем в полтора—два раза во всем диапазоне частот двухмодового волновода. С увеличением диаметра волновода поляризационные диаграммы направленности сужаются быстрее, чем для одномодового случая. В большей части рассматриваемого диапазона длин волн ширина поляризационных диаграмм по уровню $r=0,7$ меньше, чем ширина диаграмм направленности по мощности полного поля на уровне $0,1 P_{\max}$. Подчеркнем качественные отличия поляризационных характеристик двухмодового волновода от одномодового — в поляризационных диаграммах увеличивается число боковых лепестков с противоположным направлением вращения векторов поля, как в случае больших апертурных антенн эллиптической поляризации [3]. Отметим, что запыливание нулей боковых лепестков поляризационной диаграммы направленности обусловлено отличием фазовых диаграмм направленности излучателя по ортогональным компонентам поля от постоянных, аналогично случаю апертурных антенн с квадратичными распределениями в излучающем раскрытии. Угол ориентации поляризационного эллипса в пределах главного лепестка диаграммы направленности не изменяется.

Таким образом, из расчетов следует, что широкоразмерные волноводные излучатели имеют малый уровень боковых лепестков и обеспечивают стабильные поляризационные характеристики в широком секторе углов.

Список литературы: 1. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции и метод факторизации. — М.: Сов. радио, 1966. — 431 с. 2. Горобец Н. Н., Орлова Л. В. Энергетические и поляризационные характеристики излучения из открытого конца круглого волновода. — Радиотехника, 1982, вып. 62, с. 5—10. 3. Горобец Н. Н. Основы теории антенн эллиптической поляризации. Киев: «Знання», 1980. — 24 с.

Поступила в редколлегию 04.03.81.

В. Б. КАЗАНСКИЙ, канд. физ.-мат. наук

О РАСЧЕТЕ ОДНОЙ МОДЕЛИ СОГЛАСОВАННОЙ
ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

В качестве модели согласованной фазированной антенной решетки (ФАР) в работе исследуется бесконечная вдоль оси OY периодическая (с периодом l) решетка из идеально проводящих бесконечных вдоль оси OX цилиндров прямоугольного поперечного сечения высотой h (рисунок). Волноведущие каналы (щели шириной d) заполнены симметричной относительно плоскости $z=0$ кусочно-однородной диэлектрической средой с произвольным в общем случае числом $(2t+1)$ слоев из различного материала (ϵ_j). Решетка возбуждается плоской монохроматической электромагнитной волной, волновой вектор ($k=2\pi/l$) которой образует в плоскости ZOY угол φ с нормалью к решетке, а вектор напряженности магнитного поля ориентирован параллельно образующим цилиндры.

Известно, что существует единственное решение этой задачи, которое удовлетворяет уравнению Гельмгольца, условию Флоке с параметром $kla = kls \sin \varphi$ и условию излучения в парциальной форме, а именно:

$$H_x = e^{ik(\alpha y - \beta z)} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{ik\rho_n(z-h)} e^{ik\alpha y + i\frac{2\pi n}{l}y}, \quad z \geq h;$$

$$H_x^{(j)} = \sum_{m=0}^{\infty} [b_m^{(j)} e^{-q_m^{(j)} z} + c_m^{(j)} e^{q_m^{(j)} z}] \cos \frac{\pi m}{d} \left(y + \frac{d}{2} \right),$$

$$\sum_{s=0}^t \delta_s \leq |z| \leq \sum_{s=0}^{j-1} \delta_s; \quad H_x = \sum_{n=-\infty}^{\infty} d_n e^{-ik\rho_n(z+h)} e^{ik\alpha y + i\frac{2\pi n}{l}y}, \quad z \leq -h,$$

где $\rho_n = \sqrt{x^2 - (\alpha x + n)^2}/x$, $q_m^{(j)} = if_m^{(j)}/l = i\pi \sqrt{4x^2 \theta^2 \epsilon_j - m^2}/l\theta$,

$x = kl/2\pi$, $\alpha = \sin \varphi = \sqrt{1 - \beta^2}$, $\theta = d/l$, δ_j — толщина слоя с диэлектрической проницаемостью ϵ_j ($2h = 2 \sum_{j=-t}^{+t} \delta_j$), $\text{Im } \rho_n > 0$, если $\text{Im } \rho_n = 0$, то $\text{Re } \rho_n > 0$. Коэффициенты a_n , d_n , $b_m^{(j)}$ и $c_m^{(j)}$ —

неизвестные амплитуды затухающих и распространяющихся волн. Связь между j -ми коэффициентами в волноводных каналах определяется условиями непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей полей.

Следуя [1], получаем системы бесконечных линейных алгебраических уравнений второго рода относительно неизвестных $X_n = a_n + d_n + \delta_n^0 \exp(-2\pi\kappa\beta h/l)$ и $Y_n = a_n - d_n + \delta_n^0 \times$

$$\times \exp(-i2\pi\kappa\beta h/l); \begin{cases} X_n \\ Y_n \end{cases} - \sum_{s=-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix} A_{ns} X_s \\ B_{ns} Y_s \end{Bmatrix} = 2\beta \delta_n^0 \exp(-i2\pi\kappa\beta h/l), \quad (1)$$

где $\begin{Bmatrix} A_{ns} \\ B_{ns} \end{Bmatrix} = \frac{8\theta^3(\alpha\kappa + n)(\alpha\kappa + s)}{\pi^3 \epsilon_t V \kappa^2 - (\alpha\kappa + s)^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(2 - \delta_m^0) f_m^{(t)} \sin \frac{\pi}{2} [2\theta(\alpha\kappa + n) - m]}{4\theta^2 (\alpha\kappa + n)^2 - m^2} \times$
 $\times \frac{(\alpha\kappa + n) - m \sin \frac{\pi}{2} [2\theta(\alpha\kappa + s) - m]}{4\theta^2 (\alpha\kappa + s)^2 - m^2} \begin{Bmatrix} \Phi_m^+ \\ \Phi_m^- \end{Bmatrix}; \delta_n^0 - \text{символ Кронекера; } \epsilon_t - \text{диэлектрическая проницаемость слоя, прилегающего к раскрытию волновода; } \Phi_m^{\pm} - \text{функции, зависящие от материальных параметров кусочно-однородной среды, толщины и числа слоев, размера щели и длины волны. В частности для трехслойной структуры } (t=1)$

$$\Phi_m^+ = i \frac{\sin \frac{\delta_1 f_m^{(1)}}{l} \cos \frac{\delta_0 f_m^{(0)}}{l} + \frac{\epsilon_1 f_m^{(0)}}{\epsilon_0 f_m^{(1)}} \cos \frac{\delta_1 f_m^{(1)}}{l} \sin \frac{\delta_0 f_m^{(0)}}{l}}{\cos \frac{\delta_1 f_m^{(1)}}{l} \cos \frac{\delta_0 f_m^{(0)}}{l} - \frac{\epsilon_1 f_m^{(0)}}{\epsilon_0 f_m^{(1)}} \sin \frac{\delta_1 f_m^{(1)}}{l} \sin \frac{\delta_0 f_m^{(0)}}{l}};$$

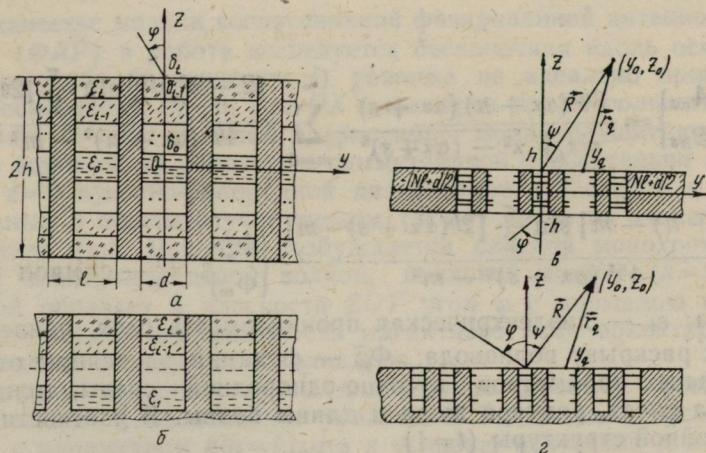
$$\Phi_m^- = i \frac{\sin \frac{\delta_1 f_m^{(1)}}{l} \sin \frac{\delta_0 f_m^{(0)}}{l} + \frac{\epsilon_1 f_m^{(0)}}{\epsilon_0 f_m^{(1)}} \cos \frac{\delta_1 f_m^{(1)}}{l} \cos \frac{\delta_0 f_m^{(0)}}{l}}{\cos \frac{\delta_1 f_m^{(1)}}{l} \sin \frac{\delta_0 f_m^{(0)}}{l} + \frac{\epsilon_1 f_m^{(0)}}{\epsilon_0 f_m^{(1)}} \sin \frac{\delta_1 f_m^{(1)}}{l} \cos \frac{\delta_0 f_m^{(0)}}{l}}.$$

В длинноволновой области для значений $\kappa\theta \ll 1$, когда слагаемыми в $A_{ns}(B_{ns})$ с $m \geq 1$ можно пренебречь, системы (1) имеют простое решение:

$$X_n(Y_n) = 2e^{-i2\pi\kappa\beta h/l} \left[\beta \delta_n^0 + \frac{\theta}{V \epsilon_t} \frac{\Phi_0^+(\Phi_0^-) \frac{\sin \pi\theta(\alpha\kappa + n)}{\pi\theta(\alpha\kappa + n)}}{1 - \frac{\kappa\theta}{V \epsilon_t} \Phi_0^+(\Phi_0^-) S_0} \right], \quad (2)$$

где $S_0 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{V \kappa^2 - (\alpha\kappa + n)^2} \left[\frac{\sin \pi\theta(\alpha\kappa + n)}{\pi\theta(\alpha\kappa + n)} \right]^2.$

Рассмотренная модель позволяет определить характеристики рассеянного поля для периодической гребенчатой отражательной структуры с многослойным диэлектрическим заполнением канавок, для чего в исходной модели необходимо устремить значение диэлектрической проницаемости центрального слоя к бесконечности (рисунок). Если, например, ограничиться трех-



слойным заполнением ($t=1$), то основная гармоника рассеянного поля при $x \ll 1$ и $x\theta \ll 1$ имеет вид:

$$a_0 = e^{-i2\pi x \frac{h}{l}} \left[1 + \frac{2i\theta}{\beta \sqrt{\epsilon_1}} \cdot \frac{\operatorname{tg} 2\pi x \sqrt{\epsilon_1} \frac{\delta_1}{l}}{1 - \frac{i x \theta}{\sqrt{\epsilon_1}} \operatorname{tg} (2\pi x \sqrt{\epsilon_1} \frac{\delta_1}{l}) S_0} \right]. \quad (3)$$

Отсюда следует и уточненное значение импеданса [2] для такой обобщающей модели гребенчатых структур:

$$z_0 = -\frac{i\theta}{\sqrt{\epsilon_1}} \operatorname{tg} 2\pi x \sqrt{\epsilon_1} \frac{\delta_1}{l} \left[1 + \frac{i x \theta}{\sqrt{\epsilon_1}} \operatorname{tg} (2\pi x \sqrt{\epsilon_1} \frac{\delta_1}{l}) S_0 \right]^{-1}.$$

Наиболее существенные характеристики переизлучающего поля реальными большими ФАР (когда излучателей больше 50 [3]) могут быть достаточно точно описаны, исходя из особенностей поведения рассеянного поля бесконечной периодической решеткой [4]. Будем предполагать, что переизлученное поле каждым волноведущим каналом в дискретной апертуре ($|y| < Nl + d/2$) из ограниченного числа ($2N+1 \gg 1$) волноводов, дополненной идеально проводящими фланцами ($Nl + d/2 < |y| < \infty$) (рисунок в), совпадает с соответствующим полем в бесконечной совокупности адекватных раскрытов. Тогда, согласно первой ин-

тегральной формуле Гюйгенса, поле в теневой области ($z < -h$) в точке с координатами (z_0, y_0) можно представить в виде [5]:

$$H_x(z_0, y_0) = \frac{i}{2} \sum_{q=-N}^N e^{ikql \sin \varphi} \int_{-d/2}^{d/2} \frac{\partial H_x(-h, y_q)}{\partial z} H_0^{(1)} \times \\ \times (k\sqrt{(y_0 - y_q)^2 + (z_0 - h)^2}) dy_q.$$

В этой формуле введем фазовый множитель, учитывающий отличие между фазами возбуждающей волны q -го и центрального ($q=0$) волноводов. А также учтено, что напряженность электрического поля $\left(E_y \sim \frac{\partial H_x(-h, y)}{\partial z}\right)$ на фланцах равна нулю.

Для определения поля в дальней зоне воспользуемся асимптотикой функции Ханкеля $H_0^{(1)}$ и после несложных вычислений получим

$$H_x(\psi, R) = -\pi\theta \sqrt{\frac{2}{\pi k R}} e^{-i\frac{\pi}{4} + ikR} \frac{\sin[(2N+1)\pi x(\sin \varphi - \sin \psi)]}{\sin[\pi x(\sin \varphi - \sin \psi)]} \times \\ \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \rho_n d_n \frac{\sin\{\pi\theta[x(\sin \varphi - \sin \psi) + n]\}}{\pi\theta[x(\sin \varphi - \sin \psi) + n]}.$$

Можно найти ДН и отражательной гребенчатой структуры (рисунк, з), только в качестве поля на апертуре следует использовать напряженность отраженного поля ($\sim \sum_{n=-\infty}^{\infty} \rho_n a_n$).

Таким образом, изложенный подход расширяет возможности практического приложения разработанных строгих математических методов решения задач дифракции на бесконечных периодических решетках в приборах и устройствах СВЧ, где используются их ограниченные аналоги.

Список литературы: 1. Шестопалов В. П., Литвиченко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. — Харьков: Изд-во ХГУ, 1973. — 287 с. 2. Каценеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика. — М.: Наука, 1966. — 240 с. 3. Скорохватова И. В. Численное исследование излучения конечной волноводной решеткой. Численные методы электродинамики, 1977, вып. 2, с. 23—39. 4. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. — М.: Мир, 1974. — 456 с. 5. Шендеров Е. Л. Волновые задачи гидроакустики. — Л.: Судостроение, 1972. — 352 с.

Поступила в редколлегию 29.12.80.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
НА РЕШЕТКАХ С КОНЕЧНЫМ ЧИСЛОМ ЭЛЕМЕНТОВ

Исследуя взаимодействие электромагнитной волны с периодическими структурами [1], в большинстве случаев предполагают, что падающие электромагнитные волны плоские и монохроматические, а структура бесконечно протяженная. В реальных случаях с ограниченными структурами взаимодействует волновой пучок, что приводит к некоторым расхождениям в результатах модельной задачи и эксперимента. Поэтому интересно выяснить влияние параметров волнового пучка и конечных размеров переизлучающих структур на характеристики рассеянного поля.

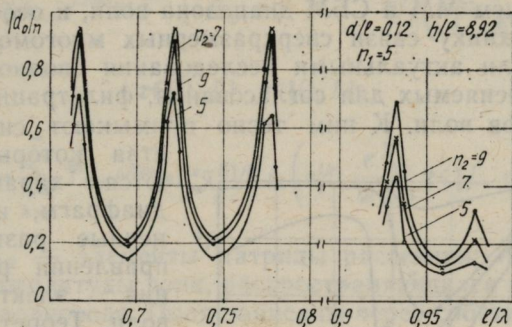
Экспериментально исследовали взаимодействие H -поляризованного волнового пучка различной ширины с периодической структурой из металлических прямоугольных брусьев, а также определяли количество элементов структуры, влияющих на коэффициент прохождения. Измерения проводили в миллиметровом диапазоне на двухпозиционной установке квазиоптического типа. Структура находилась в дальней зоне приемного и излучающего рупоров. Ширина падающего пучка задавалась размером отверстия в поглощающем экране, установленном на расстоянии $\sim \lambda/2$ перед структурой со стороны падающего поля (λ — длина волны). Элементы структуры, расположенные против отверстия (их число n_1), назовем активными. С теневой стороны структуры имеется аналогичный экран. Элементы, расположенные в области геометрической тени первого экрана и не закрытые вторым, назовем пассивными. Число элементов против отверстия во втором экране равно n_2 .

Экспериментально коэффициент прохождения $|d_0|_n$ определяется как отношение амплитуды поля, прошедшего через структуру, ограниченную экранами, к амплитуде поля, прошедшего только через отверстие в первом экране, в той же точке пространства [2]. Как следует из дисперсионных зависимостей коэффициента прохождения $|d_0|_n = f(l/\lambda)$ (l — период структуры), при постоянном n_1 и различных n_2 (рисунок) пассивные элементы существенно изменяют рассеянное поле за структурой. В зависимости от фазы токов, наведенных на пассивных элементах, поле, переизлученное ими, будет либо увеличивать, либо уменьшать амплитуду результирующего поля рассеяния.

В области $l/\lambda < 0,8$ от шести до десяти пассивных элементов с каждой стороны влияют на $|d_0|_n$. Дальнейшее увеличение числа пассивных элементов так же, как и ширины падающего пучка, несущественно сказывается на коэффициенте прохождения, который стремится к значению, характерному для бесконечной

структуры [1]. Очевидно, токи на далеко расположенных пассивных элементах имеют малую амплитуду и различные фазы, что приводит к усреднению излучаемого ими поля. По мере расширения падающего пучка начинает проявляться эффект усреднения токов на каждом пассивном элементе.

Когда длина волны λ становится соизмеримой с периодом l , как и при расширении пучка, увеличивается число пассивных



элементов ($n_2 = 30 \div 40$), влияющих на коэффициент прохождения, причем в большей степени, чем в длинноволновой области.

Уменьшение коэффициента прохождения $|d_0|_n$ на резонансных частотах можно объяснить, используя представление волнового пучка в виде суперпозиции парциальных плоских волн, распространяющихся под различными углами α к плоскости структуры (α отсчитывается от нормали к плоскости структуры). Парциальные волны, распространяющиеся в секторе от 90° до α_0 , который определяется из соотношения $\sin \alpha_0 = \lambda/l - 1$, удовлетворяют условию образования дифракционных гармоник. При $l/\lambda \approx 1$ число парциальных волн, удовлетворяющих условию образования гармоник, увеличивается и, как следствие, уменьшается энергия основной гармоники и коэффициент прохождения. С расширением падающего пучка возрастает энергия волн, распространяющихся в главном направлении, что приводит к увеличению $|d_0|_n$.

Полученные результаты могут быть полезны при конструировании фазированных антенных решеток, квазиоптических управляющих устройств на основе дифракционных структур, а также могут быть использованы в метрологии.

Список литературы: 1. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1973. — 290 с. 2. Обоснование методики экстремального исследования свойств дифракционных решеток/Д. Д. Иванченко, Н. Н. Колчигин, Л. Н. Литвиненко и др. — Изв. вузов. Радиосфизика, 1979, 22, № 9, с. 1109—1116.

Поступила в редколлегию 14.01.81.

А. В. ВОДОЛАЖЕНКО,
Б. Б. КАЗАНСКИЙ, канд. физ.-мат. наук

О РЕЗОНАНСНОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ВОЛНОВОДНЫХ ВОЛН АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ ДИАФРАГМОЙ

С освоением ММ и СБМ диапазона волн, и особенно с внедрением в технику связи сверхразмерных многомодовых линий передач, стали актуальными исследования волноводных устройств, применяемых для согласования, фильтрации и преобразования типов волн. К ним тесно примыкают системы, свойства которых определяются характеристиками диафрагм, имеющих конечные размеры в направлении распространения электромагнитных волн. Теоретические успехи методического плана были достигнуты в работах [1, 2], где свойства простейшей одноступенчатой диафрагмы описываются бесконечными системами линейных алгебраических уравнений II рода (СЛАУ-II), полученными методом полуобращения.

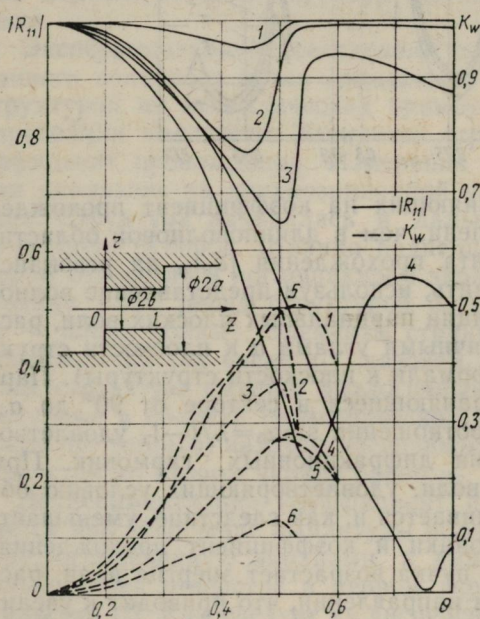


Рис. 1

Нами исследованы условия оптимального преобразования мод колебаний типа H_{01} в круглом волноводе аксиальносимметричной диафрагмой. В теоретической модели волновод и диафрагма предполагаются идеально проводящими, радиус волновода — a , длина диафрагмы — L , радиус отверстия — b (параметр заполнения $\theta = b/a < 1$). Вид структуры и зависимости $|R_{11}|$ и K_W от θ показаны на рисунке. Для коэффициента отражения частотный параметр κ : 1—0,50; 2—0,55; 3—0,60; 4—0,65; 5—0,70. Коэффициент преобразования волны H_{01} в H_{02} 1— $\kappa=0,7$; 2— $\kappa=0,6$. Распределение энергии моды H_{02} между отраженной (3, 4) и прошедшей (5, 6) волнами для 0,6 и 0,7 соответственно. Рассеянное поле (в классе H -волн), удовлетворяющее уравнению Гельмголь-

ца, условиям на проводящих поверхностях и условиям излучения, ищем в виде

$$E_{\varphi n}^I = I_1(\alpha_1^{(n)} \frac{r}{a}) e^{i2\pi\omega_{n1} \frac{z}{b}} + \sum_{k=1}^{\infty} R_{kn} I_1(\alpha_1^{(k)} \frac{r}{a}) e^{-i2\pi\omega_{k1} \frac{z}{b}},$$

$$z \in (-\infty, 0], r \in [0, a];$$

$$E_{\varphi}^{II} = \sum_{k=1}^{\infty} [A_{kn} e^{i2\pi\omega_{k2} \frac{z}{b}} + B_{kn} e^{i2\pi\omega_{k2} \frac{z-L}{b}}] I_1(\alpha_1^{(k)} \frac{r}{b}), \quad (1)$$

$$z \in [0, L], r \in [0, b];$$

$$E_{\varphi n}^{III} = \sum_{k=1}^{\infty} T_{kn} e^{i2\pi\omega_{k1}(z-L)/b} I_1(\alpha_1^{(k)} \frac{r}{a}), \quad z \in [L, \infty],$$

где R_{kn} и T_{kn} — элементы матрицы рассеяния; A_{kn} и B_{kn} — неизвестные амплитуды волн, распространяющихся или затухающих в узком волноводе. Поля записаны через собственные функции круглого волновода для волны H_{0n} :

$$\left\{ I_1\left(\alpha_1^{(n)} \frac{r}{r_0}\right) \right\}_{n=1}^{\infty}, \quad \text{где } r_0 \text{ — радиус волновода;}$$

$$\omega_{n1} = \sqrt{x^2 - [\alpha_n^{(1)} \theta / 2\pi]^2}; \quad \omega_{n2} = \sqrt{x^2 - [\alpha_1^{(n)} / 2\pi]^2} -$$

продольные постоянные распространения в широком и узком волноводах; $\kappa = b/\lambda$; λ — длина волны в свободном пространстве; $\alpha_1^{(n)}$ — n -й корень уравнения $I_1(x) = 0$.

Для продольных постоянных распространения выбирается такая ветвь $\sqrt{\beta}$, что $\operatorname{Re} \sqrt{\beta} > 0$ при $\operatorname{Im} \sqrt{\beta} = 0$ и $\operatorname{Im} \sqrt{\beta} > 0$ при $\operatorname{Re} \sqrt{\beta} = 0$. Временная зависимость — $\exp(-i\omega t)$.

При расчете электродинамических характеристик применялся метод переразложений с СЛАУ-1, который позволяет, не усложняя алгоритма вычислений, исследовать не только одноступенчатые диафрагмы. Следуя [3], имеем

$$\begin{aligned} -\frac{I_1(\alpha_1^{(n)\theta})}{\omega_{n1}^2 - \varphi_m^2} &= \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ \frac{X_{kn}}{Y_{kn}} \right\} \frac{1}{\omega_{k1}^2 - \varphi_m^2}, \quad r \in [b, a]; \quad I_1(\alpha_1^{(n)\theta}) \left[\frac{1}{\omega_{n1} + \omega_{m2}} \pm \right. \\ &\left. + \frac{e^{i2\pi\omega_{m2}V}}{\omega_{n1} - \omega_{m2}} \right] = \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ \frac{X_{kn}}{Y_{kn}} \right\} \left[\frac{1}{\omega_{k1} - \omega_{m2}} \pm \frac{e^{i2\pi\omega_{m2}V}}{\omega_{k1} + \omega_{m2}} \right], \quad r \in [0, b], \\ m &= 1, 2, \dots, \infty, \end{aligned}$$

где $V = L/b$ — приведенная толщина диафрагмы.

$\varphi_m^2 = \kappa^2 - [b\mu_m/2\pi]^2$; μ_m — корни уравнения $I_1(\mu_m b) N_1(\mu_m a) - I_1(\mu_m a) N_1(\mu_m b) = 0$. Искомые R_{kn} и T_{kn} определяются следующим образом:

$$R_{kn} = (X_{kn} + Y_{kn})/2I_1(\alpha_1^{(k)0}); \quad T_{kn} = (X_{kn} - Y_{kn})/2I_1(\alpha_1^{(k)0}) \quad (3).$$

Считались достоверными результаты, когда условия на металле и закон сохранения энергии выполнялись не хуже, чем 10^{-3} — 10^{-4} и 0,2% соответственно, а поле в окрестности ребра убывало как $r^{-1,2}$. Это достигалось при таком способе редукции, когда число уравнений в подсистемах относилось, как их области определения [3]. Общее число уравнений выбиралось, как правило, в три-четыре раза больше, чем число распространяющихся гармоник в заданной частотной области.

Точность результатов определяли по методике, изложенной в [1, 2], сравнивая различные вычисленные значения $|R_{kn}|$ и $|T_{kn}|$ при увеличении порядка редукции с 10 до 30. Во всех случаях погрешность не превышала нескольких процентов.

При анализе электродинамических характеристик структуры уделялось внимание такому режиму работы, при котором внутренний волновод является запердельным. Так как размеры внутреннего волновода позволяют распространяться в нем электромагнитной волне, начиная с $\kappa \approx 0,6098$, то исходя из общих соображений можно было бы сделать вывод об очень низкой пропускной способности структуры при $\kappa < \kappa_0$. Тем не менее, для значений $\theta \approx 0,5$ было выявлено значительное уменьшение отражательной способности структуры по I гармонике (рисунок). Подобное явление можно было бы объяснить тем, что для данных θ ребро неоднородности, попадая в максимум поля волны H_{01} , приводит к его сильному возмущению и, как следствие, затеканию силовых линий поля в область запердельного волновода. Обнаруженный эффект резонансного преобразования волны H_{01} при запердельном режиме работы узкого волновода отражается и на входном сопротивлении эквивалентной T-схемы диафрагмы.

При наличии двухмодового режима в подводящих волноводах имеет место значительное преобразование падающей волны H_{01} в энергию волны H_{02} для значений $\theta \approx 0,5$ (коэффициент преобразования по энергии K_w , равный отношению энергии, преобразованной в моду H_{02} , к энергии падающей волны H_{01} , достигает 0,5). Причем, при запердельных размерах узкого волновода основная часть энергии моды H_{02} отражается, тогда как при его размерах, больших критических, энергия волны H_{02} распределяется примерно поровну между коэффициентами прохождения и отражения для моды H_{02} (см. рисунок). Аналогичные результаты были получены при возбуждении подводящих волноводов волной H_{02} .

Список литературы: 1. Яшина Н. П. Рассеяние электромагнитных волн на некоторых скачкообразных неоднородностях в круглых волноводах. — Дис. ... канд. физ.-мат. наук, Харьков, 1979. — 207 с. 2. Кириленко А. А., Шестопалов В. П., Яшина Н. П. Строгое решение задачи о скачке поперечного сечения круглого волновода. — Журн. вычислит. математики и мат. физики, 1977, 17, № 6, с. 1482—1493. 3. Миттра Р., Ли С. У. Аналитические методы теории волноводов. — М.: Мир, 1974. — 327 с. 4. Кириленко А. А., Сенкевич С. Л. Обусловленность некоторых систем уравнений 1 рода в электродинамике и явления «относительной сходимости». — Радиотехника и электроника, 1979, 24, с. 1391—1397.

Поступила в редколлегию 15.01.81.

УДК 621.396.671

И. В. БОРОВСКИЙ,
Н. А. ХИЖНЯК, д-р физ.-мат. наук

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЭШЕЛЕТТОМ

Диэлектрический эшелетт, который используется в оптическом и квазиоптическом диапазоне, может найти столь же широкое применение и в радиофизике. Известны работы об общих

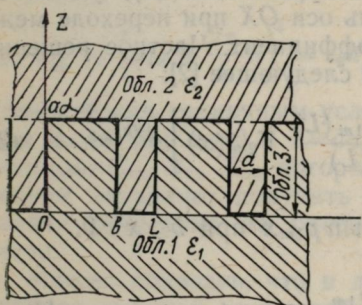


Рис. 1

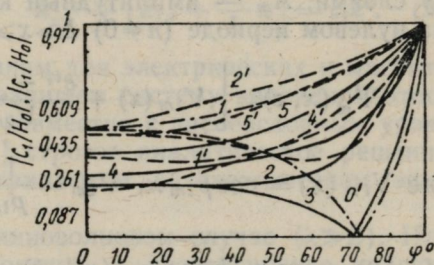


Рис. 2

свойствах диэлектрических эшелеттов [1, 2]. Рассмотрим двумерный диэлектрический эшелетт с прямоугольными «зубьями» (рис. 1), для которого задача рассеяния имеет строгое решение и допускает аналитическое исследование, по крайней мере, в длинноволновом приближении, что позволяет отметить ряд интересных особенностей рассеянных полей.

Если на двумерный диэлектрический эшелетт (рис. 1) падает плоская электромагнитная волна из области 1 ($z < \alpha$), то поведение рассеянных полей существенно зависит от поляризации падающего поля. Поэтому рассеяние поля для разных поляризаций исследуется отдельно. Предполагается, что поля зависят от времени как $e^{-i\omega t}$ и от координат x и z , так как вдоль оси OY структура эшелетта однородна.

Детальное построение поля выполним на примере падающей волны с магнитной поляризацией. Основная задача состоит в построении электрической компоненты поля $E^{(3)}(x, z)$ в области 3 ($a\alpha \gg z \gg 0$), которая служит источником рассеянных полей для областей 1 и 2 ($z > a\alpha$). Пусть компонента падающего поля $E_{0y}(x, z) = E_0 e^{i(k_{1x}x + k_{1z}z)}$, где $k_{1x}^2 + k_{1z}^2 = \epsilon_1 k^2$, $k = \omega/c$, тогда $E_y^{(3)}(x, z)$ удовлетворяет уравнению с периодически изменяющимися коэффициентами:

$$\frac{\partial^2 E_y^{(3)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y^{(3)}}{\partial z^2} + k^2 \epsilon(x) E_y^{(3)} = 0, \quad (1)$$

$$\text{где } \epsilon(x) = \begin{cases} \epsilon_1, & nL + b \geq x \geq nL \\ \epsilon_2, & (n+1)L \geq x \geq nL + b, \end{cases} \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Решение его имеет вид

$$E_y^{(3)}(x, z) = \sum_m A_m \Psi_m(x) [e^{ik_{3m}z} + \eta_m e^{-ik_{3m}z}], \quad (2)$$

где $\Psi_m(x) e^{\pm ik_{3m}z}$ — частное решение уравнения (1), удовлетворяющее граничному условию вдоль оси OX при переходе между слоями; A_m — амплитудный коэффициент. Частное решение на нулевом периоде ($n=0$) $L \geq x \geq 0$ следующее [2]:

$$\Psi_m(x, z) = \left[V_{1m}(x) + \frac{e^{i\psi} - V_{1m}(L)}{V_{2m}(L)} V_{2m}(x) \right] e^{\pm ik_{3m}z}, \quad (3)$$

где $V_{1m}(x) = \cos p_{1m}x$, $V_{2m} = \frac{1}{p_{1m}} \sin p_{1m}x$ при $b \geq x \geq 0$;

$$V_{1m}(x) = \cos p_{1m}b \cos p_{2m}(x - b) - \frac{p_{1m}}{p_{2m}} \sin p_{1m}b \sin p_{2m}(x - b);$$

$$V_{2m}(x) = \frac{1}{p_{1m}} \sin p_{1m}b \cos p_{2m}(x - b) + \frac{1}{p_{2m}} \cos p_{1m}b \sin p_{2m}(x - b),$$

при $b \leq x \leq L$, $p_{1m} = \sqrt{\epsilon_1 k^2 - k_{3m}^2}$; $p_{2m} = \sqrt{\epsilon_2 k^2 - k_{3m}^2}$ (4).

Ввиду периодичности эшелетта $\Psi_m(x + L, z) = \Psi_m(x, z) e^{i\psi}$;

$$\Psi_m(x) = \sum_n C_{nm} e^{i(k_{1x} + \frac{2\pi}{L}n)x} \quad (5), \text{ где } \psi \text{ — фазовый сдвиг на пери-}$$

оде эшелетта, который удовлетворяет уравнению, дисперсионно-относительно k_{3m} :

$$\cos \psi = \cos p_{1m}b \cos p_{2m}a - \frac{1}{2} \left(\frac{p_{1m}}{p_{2m}} + \frac{p_{2m}}{p_{1m}} \right) \sin p_{1m}b \sin p_{2m}a. \quad (6)$$

Каждому корню k_{3m}^2 сопоставляется функция $\psi_m(x, z)$. Из уравнений Максвелла получаем магнитные компоненты поля в области 3:

$$H_x^{(3)} = -\frac{1}{k} \sum_n \left\{ \sum_m A_m C_{mn} k_{3m} (e^{ik_{3m}z} - \eta_m e^{-ik_{3m}z}) e^{i(k_{1x} + \frac{2\pi}{L}n)x} \right\},$$

$$H_z^{(3)} = \frac{1}{k} \sum_n \left(k_{1x} + \frac{2\pi}{L}n \right) \left\{ \sum_m A_m C_{mn} (e^{ik_{3m}z} + \eta_m e^{-ik_{3m}z}) e^{i(k_{1x} + \frac{2\pi}{L}n)x} \right\}. \quad (7)$$

Компоненты поля $E_y^{(1,2)}(x, z)$ в областях 1 и 2 соответственно представим в виде

$$E_y^{(2)} = \sum_n B_n e^{i \left\{ -k_{nz}^{(2)}(z - a) + (k_{1x} + \frac{2\pi}{L}n)x \right\}};$$

$$E_y^{(1)} = \sum_n C_n e^{i \left\{ -k_{nz}^{(2)}z + (k_{1x} + \frac{2\pi}{L}n)x \right\}}, \quad (8)$$

$$\text{где } k_{nz}^{(2)2} + \left(k_{1x} + \frac{2\pi}{L}n \right)^2 = \epsilon_2 k^2; \quad k_{nz}^{(1)2} + \left(k_{1x} + \frac{2\pi}{L}n \right)^2 = \epsilon_1 k^2. \quad (9)$$

Удовлетворяя граничным условиям для электрических и магнитных полей при $z=0$ и $z=aa$, запишем систему уравнений относительно C_m, B_m, A_m , которая совместно с дисперсионным уравнением позволяет получить [1] строгое аналитическое решение задачи рассеяния на рассматриваемом диэлектрическом эшелете.

Можно показать, что в длинноволновом случае ($\lambda \gg L$). Названная система уравнений конечна, а дисперсионное уравнение (6) имеет конечное число нетривиальных действительных корней k_{3m}^2 . Так, если в уравнении (6) удерживать члены порядка малости не выше $\left(\frac{\lambda}{L} \right)^2$, то оно имеет два действительных корня:

$$k_{31} = \pm \sqrt{\epsilon_x k^2 - k_{1x}^2}, \quad \text{где } \epsilon_x = (a\epsilon_2 + b\epsilon_1)(a+b). \quad (10)$$

Соответственно нетривиальные значения B_m, C_m найдем из выражений

$$B_1 = \frac{2k_{0z}^{(1)} E_0}{k_{0z}^{(1)} + k_{31} F^M} (\cos \theta + i F^M \sin \theta),$$

$$C_1 = E_0 \frac{k_{0z}^{(1)} - k_{31} F^M}{k_{0z}^{(1)} + k_{31} F^M}, \quad (11)$$

где $F^m = \frac{k_{0z}^{(2)} \cos \theta - ik_{31} \sin \theta}{k_{31} \cos \theta - ik_{0z}^{(2)} \sin \theta}$; $\theta = k_{31} a \alpha$ — фазовый набег на

толщине эшелетта.

Формулы (11) представляют собой формулы Френеля, обобщенные на случай раздела двух сред с анизотропным переходным слоем.

Если на рассматриваемый эшелетт падает плоское электромагнитное поле электрической поляризации (компоненты E_x, H_y, E_z), где $H_y = H_0 e^{i(k_{1x}x + k_{1z}z)}$, то при решении задачи рассеяния сохраняется тот же подход, что и в случае магнитной поляризации. Решая уравнение с периодически изменяющимися коэффициентами

$$\varepsilon(x) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\varepsilon(x)} \frac{\partial H_y^{(3)}}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2 H_y^{(3)}}{\partial z^2} + k^2 \varepsilon(x) H_y^{(3)} = 0, \quad (12)$$

$$\text{получаем } H_y^{(3)}(x, z) = \sum_{m,n} A_m C_{mn} (e^{ik_{3m}z} + \eta_m e^{-ik_{3m}z}) e^{i(k_{1x} + \frac{2\pi}{L}n)x}.$$

$$\text{Тогда } E_x^{(3)} = \sum_{m,n} \frac{k_{3m}}{k} A_m C'_{mn} (e^{ik_{3m}z} - \eta_m e^{-ik_{3m}z}) e^{i(k_{1x} + \frac{2\pi}{L}n)x}; \quad (13)$$

$$E_z^{(3)} = - \sum_{m,n} \frac{\left(k_{1x} + \frac{2\pi}{L}n\right)}{k} A_m C'_{mn} (e^{ik_{3m}z} + \eta_m e^{-ik_{3m}z}) e^{i(k_{1x} + \frac{2\pi}{L}n)x},$$

а компоненты рассеянного поля в областях 1 и 2 представим соответственно в виде:

$$H_{y \text{ отр}}^{(1)} = \sum_n C_n e^{i\left\{-k_{nz}^{(1)} + (k_{1x} + \frac{2\pi}{L}n)x\right\}}; \quad (14)$$

$$H_y^{(2)} = \sum_n B_n e^{i\left\{k_{nz}^{(2)}(z-a\alpha) + (k_{1x} + \frac{2\pi}{L}n)x\right\}}. \quad (15)$$

В рассматриваемой поляризации дисперсионное уравнение отличается от уравнения (6):

$$\cos \psi = \cos p_{1m} b \cos p_{2m} a - \frac{1}{2} \left(\frac{p_{1m} \varepsilon_2}{p_{2m} \varepsilon_1} + \frac{p_{2m} \varepsilon_1}{p_{1m} \varepsilon_2} \right) \sin p_{1m} b \sin p_{2m} a. \quad (16)$$

В длинноволновом случае ($\lambda \gg L$) дисперсионное уравнение (16), как и (6), имеет два корня:

$$k_{31} = \pm \sqrt{\varepsilon_z / \varepsilon_x (\varepsilon_x k^2 - k_{1x}^2)} \quad (17), \text{ где } \varepsilon_z = (a+b)\varepsilon_1 \varepsilon_2 / (a\varepsilon_1 + b\varepsilon_2),$$

$$\varepsilon_x = (a\varepsilon_2 + b\varepsilon_1) / (a+b),$$

а амплитудные коэффициенты рассеянных полей в областях 1, 2, 3 соответственно равны:

$$C_1 = H_0 \frac{k_{0z}^{(1)} - k_{31}\varepsilon_1 F^3}{k_{0z}^{(1)} + k_{31}\varepsilon_1 F^3}; \quad B_1 = H_0 \frac{2k_{0z}^{(1)}}{k_{0z}^{(1)} + k_{31}\varepsilon_1 F^3} (\cos \theta + i \frac{C_{00}}{C'_{00}} F^3 \sin \theta), \quad (18)$$

$$\text{где } F^3 = \frac{C'_{00}}{C_{00}} \cdot \frac{x \cos \theta - i \sin \theta}{\cos \theta - i x \sin \theta}; \quad x = \frac{C_{00}}{C'_{00}} \frac{k_{0z}^{(2)}}{\varepsilon_2 k_{31}};$$

C'_{00} и C_{00} — коэффициенты Фурье известных функций $\varphi_m(x)$ и $\frac{\varphi_m(x)}{\varepsilon(x)}$, соответствующих функциям $\psi_m(x)$ и $\frac{\psi_m(x)}{\varepsilon(x)}$ в магнитной поляризации.

Из формул (10) и (17) следует, что диэлектрический эшелет по сравнению с плоской границей раздела позволяет существенно увеличить угол падения, при котором происходит полное отражение падающего поля. Для обеих поляризаций величина этого угла

$$\varphi_{кр} = \arcsin \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} + \left(1 - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right) b/L}, \quad \text{в то время как для плоской границы раздела } \varphi_{кр}^0 = \arcsin \sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1}.$$

Нами сняты кривые зависимости модулей $\left| \frac{C_1}{E_0} \right|$ и $\left| \frac{C_1}{H_0} \right|$ от угла падения φ соответственно для магнитной и электрической поляризации (рис. 2). Штрих-пунктирные линии — для плоской границы: 0' — для электрической поляризации, 1 — для магнитной. Сплошные линии (магнитная поляризация): 2, 5 — для $\theta = 60^\circ$ (120°), $a/L = 0,1$ и $0,5$ соответственно; 3, 4 — $\theta = 90^\circ$, $a/L = 0,1$ и $0,5$ соответственно; штриховые линии (электрическая поляризация): 1, 2 — для $\theta = 60^\circ$, $a/L = 0,5$ и $0,1$ соответственно, 3 — для $\theta = 150^\circ$, $a/L = 0,5$; 4, 5 для $\theta = 90^\circ$, $a/L = 0,5$ и $0,1$ соответственно. Как видно из рис. 2, зависимость модуля коэффициента отражения от ширины канавок $(1-b/L)$ и их глубины (θ) существенна для обеих поляризаций. При всех углах падения поля магнитной поляризации модуль коэффициента отражения $|C_1/H_0|$ ниже, чем для случая отражения от плоской границы раздела двух сред (кривые 1 — 5, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 10$). Минимального уровня коэффициент отражения C_1/H_0 достигает при $\theta = 90^\circ$ для обоих значений $a/L = 0,1$; $0,5$. В этом случае в широком диапазоне углов падения понижается $|C_1/H_0|$ (кривые 2—3). При углах падения $\varphi_5 \approx 71^\circ$ ($\theta = 90^\circ$, $a/L = 0,1$) модуль коэффициента отражения $|C_1/E_0|$ равен нулю, что принципиально невозможно в магнитной поляризации для плоской границы раздела двух сред. В то же время для полей электрической поляризации для

рассматриваемого эшелетта ($\theta = 90^\circ$, $a/L = 0,1$) значение $|C_1/H_c|$ достаточно высоко, достигает 0,8. Это явление позволяет использовать диэлектрический эшелетт как поляроид.

Отметим, что при электрической поляризации падающего поля диэлектрический эшелетт может как понижать (рис. 2, кривые 1, 3, 4), так и повышать значение $|C_1/H_0|$ (рис. 2, кривые 2, 5) по сравнению со значением для плоской границы. При углах падения более 70° уровень $|C_1/H_0|$ для плоской границы всегда ниже, чем для эшелетта. Отмечаем, что при электрической поляризации падающего поля угол Брюстера для рассматриваемого эшелетта отсутствует.

Список литературы: 1. Карпов С. Ю. Дифракция электромагнитной волны на периодических границах раздела произвольной формы.— Журн. техн. физики, 1978, 48, вып. 9, с. 1774—1779 2. Файнберг Я. Б., Хижняк Н. А., Искусственно анизотропные среды. Журн. техн. физики, 1955, XXV, вып. 4, с. 1565—1570.

Поступила в редколлегию 20.12.80.

УДК 621.372.4

Н. М. БОГОМОЛОВ О ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ РЕЗОНАТОРА С ДВОЙНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ

Рассматривается двумерная задача о возбуждении плоского резонатора электронным потоком, движущимся между двумя дифракционными решетками, составленными из металлических брусьев прямоугольного поперечного сечения, перпендикулярно к брусьям решеток. Период, ширина щелей и толщина брусьев решеток равны соответственно $2l$, $2d$ и $2h$. Расстояние между решетками равно $2a$, расстояние от решеток до экранов — b_1 и b_2 . Толщина электронного потока — $2b_3$.

Данная резонансная система представляет интерес как модель генератора дифракционного излучения с периодической электростатической фокусировкой, которая обеспечивается с помощью двойной дифракционной решетки.

Исследуется излучение, уходящее от решетки в виде плоских волн (дифракционное излучение). Решение проводится в приближении линейной самосогласованной теории [1]. При этом решается неоднородное волновое уравнение для единственной отличной от нуля компоненты потенциала Герца, ориентированной нормально к образующим решеток, с учетом того, что плотность заряда и тока, а также скорость электронов в пучке, определяющие поляризационный потенциал в правой части уравнения, удовлетворяют соответственно уравнению непрерывности и уравнению движения. Учитывая периодичность структуры и считая движение электронов одномерным, амплитуды высокочастотных полей малыми, а плотность электронов в пучке и их

скорость незначительно отличающимися от соответствующих средних значений, можно линеаризовать исследуемую систему уравнений и свести ее к двум однородным уравнениям колебаний для компонент Фурье поля, соответствующих областям внутри и вне электронного потока. Далее решение производится методом сшивания.

Используя граничные условия для полей, запишем систему функциональных уравнений, а из нее однородную систему линейных алгебраических уравнений второго рода относительно коэффициентов Фурье поля. Из последней при условии $(a/l)^2 \ll 1$ аналогично [2] можно вывести уравнение, связывающее комплексную постоянную распространения α с частотой колебаний поля, геометрическими параметрами резонатора и параметрами электронного потока, которое и является дисперсионным уравнением данной резонансной структуры:

$$[1 + (\Psi_1 + H_1) \operatorname{ctg} 2\gamma - \Psi_1 H_1][1 + (\Psi_2 + H_1) \operatorname{ctg} 2\gamma - \Psi_2 H_1] - 4(\operatorname{ctg} 2\gamma - \Psi_1)(\operatorname{ctg} 2\gamma - \Psi_2) H_2^2 = 0,$$

где обозначено:

$$\begin{aligned} \Psi_{1(2)} &= \theta \sum_{s=-\infty}^{\infty} P_s \operatorname{ctg} p_s b_{1(2)}, \quad H_{1(2)} = i\theta \sum_{s=-\infty}^{\infty} P_s \frac{f_s^{(1,2)}}{R_s}, \quad P_s = \\ &= \left(\frac{\sin \pi x \theta \alpha_s}{\pi x \theta \alpha_s} \right)^2 \cdot \frac{1}{\xi_s}, \quad x = \frac{\omega l}{\pi c}, \quad \theta = \frac{d}{l}, \quad f_s^{(1)} = \zeta_s (\rho_s + \epsilon_s) \times \\ &\times (1 + \rho_s \epsilon_s) + (\rho_s - \epsilon_s) (1 - \rho_s \epsilon_s), \quad f_s^{(2)} = \zeta_s (\rho_s - \epsilon_s) (1 + \rho_s \epsilon_s) + (\rho_s + \epsilon_s) (1 - \rho_s \epsilon_s), \\ &R_s = (\rho_s - \epsilon_s)^2 - \zeta_s^2 (\rho_s + \epsilon_s)^2, \quad \rho_s = 1 - \frac{x_p^2 x^{-2}}{1 - \beta \alpha_s} = \\ &= \frac{\Gamma_s^2}{p_s^2}, \quad p_s^2 = k^2 (1 - \alpha_s^2) = k^2 \xi_s^2, \quad k = \frac{\omega}{c}, \quad \gamma = \frac{kh}{2}, \quad \epsilon_s = itg p_s a, \\ \zeta_s &= e^{i2\Gamma_s b_3}, \quad x_p = \frac{\omega_p l}{\pi c}, \quad \omega_p^2 = 4\pi \frac{e}{m} \rho_0, \quad \alpha_s = \alpha + \frac{s}{x}, \quad \beta = \frac{v_0}{c}. \end{aligned}$$

Для отыскания корней дисперсионного уравнения можно применить метод последовательных приближений. В качестве нулевого приближения выбираются корни уравнения для собственных колебаний резонансной системы, в которой пучок отсутствует. Предельный переход к такой системе можно совершить, полагая $b_3 = 0$ и $\omega_p = 0$.

Список литературы: 1. Возбуждение электронным пучком плоского резонатора, содержащего дифракционную решетку/Л. Н. Литвиненко, А. М. Радин, В. Г. Сологуб и др. — Изв. вузов. Радиофизика, 1969, XII, № 5, с. 752—762.
2. Богомолов Н. М. Дисперсионное уравнение резонансной системы со сдви

Поступила в редколлегию 22.02.80.

УДК 538.561

А. В. БЕЛОБРОВ

ОБРАТНОЕ ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЦУГ ЗАРЯДОВ, ДВИЖУЩИЙСЯ ВБЛИЗИ ПРОВОДЯЩЕГО ПРЕПЯТСТВИЯ

Поле дифракционного излучения, возникающего при движении сгустков заряженных частиц вблизи проводящих препятствий, при определенных условиях заметно влияет на параметры сгустка. Поэтому весьма важной является задача определения сил, действующих со стороны поля излучения на пучки зарядов.

Рассмотрим сгусток зарядов, движущийся параллельно идеально проводящей металлической ленте шириной $2d$ на расстоянии a от ее плоскости. Начало прямоугольной системы координат расположено в середине ленты. Мгновенная плотность заряда сгустка определяется выражением

$$\rho(y, z, t) = \rho_0 \psi^{(i)}(y - vt) \delta(z - a),$$

где ρ_0 — объемная плотность заряда сгустка; функции $\psi^{(i)}(x)$ — распределения плотности заряда сгустка, например по прямоугольному ($i=1$), треугольному ($i=2$) и гауссовому ($i=3$) законам; v — скорость пучка ($v = \text{const}$). Время $t=0$ соответствует положению центра сгустка в точке с координатами $y=0$, $z=a$. Функции $\psi^{(i)}(x)$:

$$\psi^{(1)}(x) = 1/2b, \quad \psi^{(2)}(x) = (1 - |x|/b)/b, \quad |x| \leq b; \quad \psi^{(1,2)}(x) = 0, \quad |x| > b;$$

$$\psi^{(3)}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}b} \exp(-x^2/b^2). \quad (1)$$

Вид функций $\psi^{(i)}(x)$ выбран таким образом, что выполняется нормировка $\int_{-\infty}^{\infty} \psi^{(i)}(x) dx = 1$.

При $b \rightarrow 0$ функции $\psi^{(i)}(x)$ стремятся к дельта-функции. Итак, при решении задачи дифракционного излучения сгустков возможен предельный переход к известным результатам для локализованного в точке с координатами $y=vt$, $z=a$ источника [1].

Выражение для собственного электромагнитного поля сгустка заряженных частиц с распределением плотности заряда (1) наиболее удобно получить, используя методику [2]. Электрическая и магнитная компоненты собственного поля имеют вид

$$E(y, z, t) = -\frac{\rho_0}{\beta c} \int_{-\infty}^{\infty} [i\gamma\beta \operatorname{sign}(\omega) e_y - \operatorname{sign}(z - a) e_z] \tilde{\psi}^{(i)}(\omega b/v) \times$$

$$\times e^{i\omega(y-vt)/v-k\gamma|z-a|} d\omega; H(y, z, t) = e_x \frac{\rho_0}{c} \operatorname{sign}(z-a) \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\psi}^{(1)}(\omega b/v) \times \\ \times e^{i\omega(y-vt)/v-k\gamma|z-a|} d\omega, \text{ где } \beta - \text{ скорость сгустка, отнесенная к} \\ \text{ скорости света; } \gamma = \sqrt{1-\beta^2}/\beta; k = \omega/c: \text{ функции } \tilde{\psi}^{(i)}(\zeta) - \text{ Фурье-} \\ \text{ преобразования функций плотности: } \tilde{\psi}^{(1)}(\zeta) = (\sin \zeta)/\zeta; \tilde{\psi}^{(2)}(\zeta) = \\ = 2(1 - \cos \zeta)/\zeta^2; \tilde{\varphi}^{(3)}(\zeta) = \exp(-\zeta^2/4).$$

Из граничных условий для полного электромагнитного поля (собственного поля и поля излучения, удобно представляемого в виде двойного интеграла Фурье, аргументами искомой подынтегральной функции $\varphi(\omega, \eta)$ которого являются частота ω ($|\omega| < \infty$) и переменная η , имеющая смысл косинуса угла распространения плоской волны) следуют функционально связанные интегральные уравнения [1]. Такая система по ряду причин неудобна для решения. Обращение «главной» части этих уравнений методом задачи Римана—Гильберта [3] приводит к интегральному уравнению Фредгольма второго рода:

$$\varphi(x, \eta) = -2\pi\beta\gamma K(1/\beta, \eta) e^{-x\gamma a/d} \tilde{\psi}^{(1)}(xb/\beta d) + \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, \eta) [|\xi| + \\ + i\sqrt{1-\xi^2}] K(\xi, \eta) d\xi, \quad (2)$$

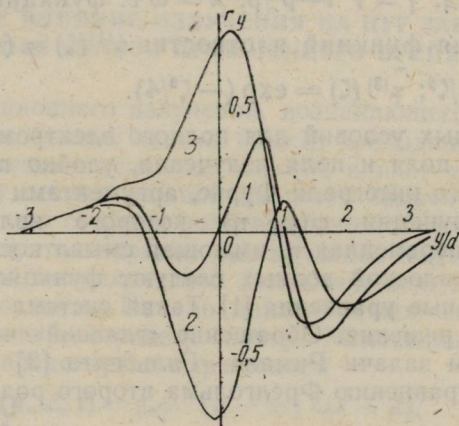
где $K(\xi, \eta)$ — известная комбинация функций Бесселя [3]; $x = kd$.

Интегральное уравнение (2) допускает приближенное решение при $x \ll 1$. Для значений длин волн излучения, соизмеримых с шириной ленты, уравнение (2) решено численно с помощью метода последовательных уточнений [4]. В этом диапазоне частот интенсивность дифракционного излучения максимальная [1].

По решению интегрального уравнения вычислены спектральные характеристики дифракционного излучения. Интегрированием соответствующих спектральных функций по частоте найдены зависимости поля излучения от координат и времени. Сила $F = e_y F_y + e_z F_z$, действующая на сгусток со стороны поля излучения, определена суммой кулоновской силы и силы Лоренца. Электрическая и магнитная компоненты поля дифракционного излучения, входящие в выражение для F , отыскивались в тех точках на траектории движения пучка зарядов, в которых он находится в данный момент времени.

На рисунке представлены распределения продольной силы реакции излучения вдоль траектории движения, действующих на центр, «голову», «хвост» сгустка прямоугольной формы (кривые 1, 2, 3 соответственно) с параметрами $\beta = 0,5$, $a/d = 0,5$.

$b/d=0,5$ и размерным множителем $\rho_0^2/d=1$. При движении сгустка над лентой $|y/d| \leq 1$ его центр испытывает торможение на участке $-1 < y/d < 0$ и ускорение при $0 < y/d < 1$. «Хвост» сгустка при его движении над плоскостью ленты сильно ускоряется, а его «голова» тормозится. Амплитуда ускоряющей силы,



действующей на «хвост» сгустка, и силы, тормозящей «голову» сгустка, практически равны, т. е. отчетливо выражен эффект «голова — хвост». На участках траекторий движения, удовлетворяющих условиям $y/d < -1$ и $y/d > 1$, продольные составляющие сил реакции, действующие на различные части сгустка, приблизительно равны.

Поперечные составляющие сил реакции, действующие на центры сгустков с различным распределением плотности заряда при равном значении параметра b/d имеют одинаковый характер поведения от y/d . Центры различных типов пучков прижимаются к ленте. Поперечная компонента силы реакции максимальна в те моменты времени, когда центр сгустка находится на кратчайшем расстоянии от ребра ленты. Это объясняется тем, что амплитуда поля дифракционного излучения максимальна в момент пролета источника поля вблизи ребра неоднородности, например ребра ленты или полуплоскости [5, 6].

Сказанное при определенных параметрах справедливо для остальных типов пучков (1).

Список литературы: 1. Белобров А. В., Литвиненко Л. Н., Просвириин С. Л. Спектральные и энергетические характеристики дифракционного излучения при движении заряженной нити вблизи металлической ленты. — Изв. вузов. Радиофизика, 1978, 21, № 2, с. 195—204. 2. Болотовский Б. М., Воскресенский Г. В. Поле заряженной нити, равномерно пролетающей мимо проводящей полуплоскости. — Журн. техн. физики, 1964, 34, № 1, с. 11—15. 3. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана—Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. — Харьков: Изд-во при Харьк. ун-те

1971.— 401 с. 4. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л. Численный метод для решения линейных уравнений с Фредгольмовым оператором.— Докл. АН УССР. Сер. А, 1973, № 4, с. 353—357. 5. Белобров А. В., Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л. Дифракционное излучение нити, движущейся вблизи ленты.— Докл. АН УССР. Сер. А, 1978, № 2, с. 157—160. 6. Кузнецов А. Б., Рубин С. Б. К вопросу о торможении релятивистского заряда при пролете мимо идеально проводящего препятствия.— Журн. техн. физики, 1971, 41, № 9, с. 1851—1857.

Поступила в редколлегию 14.02.80.

УДК 539.216

П. В. ГОРСКИЙ

ЗАРЯДОВОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ И ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛАХ

В теоретических работах по зарядовому упорядочению в ди-халькогенидах переходных металлов [1, 2] выявлена возможность зарядового упорядочения внутри слоев, обусловленного совместным действием электрон-фононного и кулоновского взаимодействий. Наряду с этим установлено, что к трехмерному упорядочению волн зарядовой плотности приводит межслоевое квантовое туннелирование.

Покажем, что электрон-фононное и кулоновское взаимодействие приводит к межслоевому зарядовому упорядочению, не зависящему от упорядочения в слоях. Термодинамику межслоевого зарядового упорядочения исследуем с помощью гамильтониана [4, 5]:

$$H = \sum_{k, q, s} E(k, q) a^+(k, q, s) a(k, q, s) + \sum_Q \hbar \omega(Q) b^+(Q) b(Q) + \\ + (N_A)^{-1/2} \sum_{k, q, s, Q} g_{ph}(Q) a^+((k, q) + Q, s) a(k, q, s) (b(Q) + b^+(-Q)) + \\ + \text{э. с.} + \frac{1}{2V} \sum_{\substack{k, q, s \\ k', q', s', Q}} g_0(Q) a^+(k, q, s) a^+(k', q', s') a((k', q') - Q, s') \times \\ \times a((k, q) + Q, s) \quad (1),$$

где
$$E(k, q) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \Delta_0 (1 - \cos \alpha_0 q) \quad (2)$$

— закон дисперсии электронов с двумерным квазимпульсом k в плоскости слоя и квазимпульсом q в направлении, перпендикулярном слоям; спином s и эффективной массой m^* в плоскости слоя, причем Δ_0 — полуширина зоны в приближении бли-

жайших соседей; a_0 — расстояние между ближайшими слоями; $\omega(Q)$ — закон дисперсии фононов; $g_{ph}(Q)$ — функция электрон-фононной связи; $g_0(Q)$ — Фурье-образ матричного элемента кулоновского взаимодействия электронов; $a^+(\dots)$, $a(\dots)$ — операторы рождения и уничтожения электронов; $b^+(\dots)$, $b(\dots)$ — операторы рождения и уничтожения фононов с соответствующими квазимпульсами; Q — квазимпульс рассеяния электронов на электронах и фононах; V — объем кристалла; N_A — число элементарных ячеек.

Согласно работам [3, 4] кулоновское взаимодействие электронов в слоистых кристаллах является анизотропно экранированным. Учтем эту экранировку уже в исходном гамильтониане, т. е. примем $g_0(0) < \infty$. Пусть количество электронов на слое много больше единицы, а распределение их в плоскости слоя равномерно. Кроме того, для простоты положим, что волновой вектор ВЗП $Q_0 = (0; 0; \pi/a_0)$ и, вводя функции Грина электронной подсистемы, согласно [2] запишем

$$G_1((k, q), s, t) = -i\partial(t) \langle [a((k, q), s; t), a^+((k, q), s)]_+ \rangle; \quad (3)$$

$$G_2((k, q), s, t) = -i\partial(t) \langle [a((k, q + Q_0), st), a^+((k, q), s)]_+ \rangle.$$

Составим теперь уравнения движения, вводя электронный параметр упорядочения по формуле

$$\delta = \frac{1}{n_0 V} \sum_{(k, q) s} \langle a^+((k, q), s), a((k, q + Q_0), s) \rangle. \quad (4)$$

Применяя приближение самосогласованного поля с учетом статичности поляризации решетки, получаем следующий спектр элементарных фермионных возбуждений:

$$\epsilon_{1,2}(k, q) = \frac{1}{2} n_0 g_0(0) + \Delta_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \sqrt{\Delta_0^2 \cos^2 a_0 q + \epsilon_g^2 \delta^2}, \quad (5)$$

$$\text{где} \quad \epsilon_g = \left[\frac{4|g_{ph}(Q_0)|^2 v}{\hbar \omega(Q_0)} - g_0(Q_0) \right] n_0, \quad (6)$$

v — объем элементарной ячейки кристалла; n_0 — концентрация носителей тока.

Из уравнения (5) вытекает, что в приближении самосогласованного поля при пренебрежении неравномерностью внутрислоевого распределения электронов характер движения электронов в плоскости слоев не изменяется, а узкая минизона проводимости расщепляется на две подзоны, разделенные щелью ширины $2\epsilon_g$, причем ширина подзон уменьшается, поскольку образование волны зарядовой плотности (ВЗП) затрудняет «свободное» движение электронов между слоями.

Используя решения для Фурье-образов одноэлектронных функций Грина [2] с учетом (5) и определение (4) относительно

ного параметра упорядочения δ , характеризующего неэквивалентность заполнения соседних слоев электронами, выполним интегрирование по частотам и двумерному квазимульсу k . В результате запишем уравнения для определения приведенного химического потенциала $\tilde{\epsilon}$ и параметра δ :

$$n_0 = \frac{m^* k T}{2\pi^2 a_0 \hbar^2} \int_0^\pi dx \left\{ \ln \left[1 + \exp \left(\tilde{\xi} + \frac{V \epsilon_g^2 \delta^2 + \Delta_0^2 \cos^2 x}{k T} \right) \right] + \right. \\ \left. + \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\tilde{\xi} - V \epsilon_g^2 \delta^2 + \Delta_0^2 \cos^2 x}{k T} \right) \right] \right\}; \quad (7)$$

$$\delta = \frac{m^* k T \epsilon_g \delta}{2\pi^2 a_0 \hbar^2 n_0} \int_0^\pi \frac{dx}{V \Delta_0^2 \cos^2 x + \epsilon_g^2 \delta^2} \ln \frac{1 + \exp \left(\frac{\tilde{\xi} + V \Delta_0^2 \cos^2 x + \epsilon_g^2 \delta^2}{k T} \right)}{1 + \exp \left(\frac{\tilde{\xi} - V \Delta_0^2 \cos^2 x + \epsilon_g^2 \delta^2}{k T} \right)} \quad (8)$$

причем приведенный химический потенциал связан с обычным соотношением $\tilde{\xi} = \xi - \frac{1}{2} n_0 g_0(0) - \Delta$. (9)

Из выражения (8) видно, что необходимым условием существования нетривиальных решений для δ является положительность величины ϵ_g , т. е. преобладание притягивающего взаимодействия, возникающего за счет статистической поляризации решетки над кулоновским отталкиванием электронов.

Проанализируем более подробно случай сильной электрон-фононной связи $\epsilon_g / \Delta \gg 1$. В этом приближении в системах (7), (8) неизвестные разделяются, и она приобретает вид

$$\delta = t \alpha \ln \frac{\exp \left(\frac{1+\delta}{t} \right) - 1}{\exp \left(\frac{1-\delta}{t} \right) - 1} \quad (10); \quad \frac{\tilde{\xi}}{\xi_0} = \frac{t}{2} \ln \left[\exp \left(\frac{1+\delta}{t} \right) - 1 \right] \times$$

$$\times \left[\exp \left(\frac{1-\delta}{t} \right) - 1 \right] \quad (11), \text{ где } \alpha = \frac{\pi \hbar^2 a_0}{2 m^*} \left[\frac{4 |g_{ph}(Q_0)|^2 v}{\hbar \omega(Q_0)} - g_0(Q_0) \right]^{-1}; \\ t = \frac{k T}{\xi_0}; \quad 2 \xi_0 = \frac{\pi \hbar^2 n_0 a_0}{(1/2) m^*}.$$

Из выражения (10) следует, что в приближении изолированных слоев критическая температура фазового перехода $\frac{k T_c}{\xi_0} = t_c = - \frac{1}{\ln(1-2\alpha)}$ (12).

Отсюда видно, что рассматриваемые ВЗП в приближении само-согласованного поля устойчивы при

$$0 < \frac{\pi \hbar^2 a_0}{m^*} \left[\frac{4 |g_{ph}(Q_0)|^2 v}{\hbar \omega(Q_0)} - g_0(Q_0) \right]^{-1} < 1, \quad (13)$$

т. е. когда эффективное притяжение между электронами за вычетом экранированного кулоновского отталкивания превышает

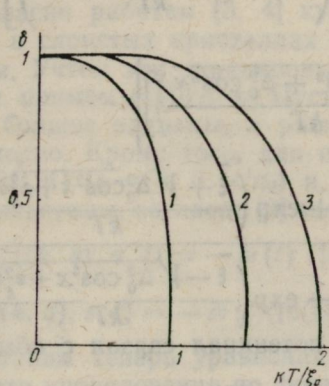


Рис. 1

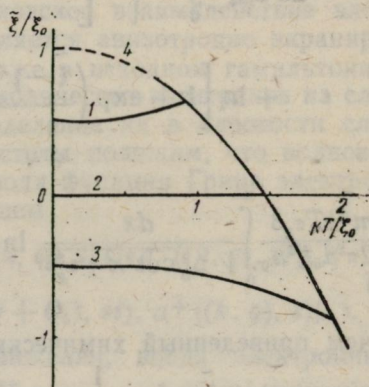


Рис. 2

отталкивание на одном слое, обусловленное принципом Паули.

Температурная зависимость параметра порядка показана на рис. 1 (α : 1 — 1/3; 2 — 1/4; 3 — 1/5), а приведенного химического потенциала — на рис. 2 (α : 1 — 1/3; 2 — 1/4; 3 — 1/5; 4 — без упорядочения). Как видно, при всех допустимых значениях постоянной α параметр $\delta \rightarrow 1$ при $T \rightarrow 0$, причем зависимость δ от температуры характерна для фазовых переходов II рода. Это подтверждается изломом при $t = t_c$ на всех кривых, температурной зависимостью химического потенциала. С увеличением эффективного притягивающего взаимодействия возрастают значения T_c . Для сравнения на рис. 2 также приведена температурная зависимость химического потенциала при $\delta \equiv 0$, откуда видно, что наличие ВЗП снижает химический потенциал системы.

При $\alpha = 1/4$ в области $t \leq t_c$ химический потенциал равен нулю и не зависит от температуры, при $1/4 \leq \alpha \leq 1/2$ и $t \leq t_c$ он увеличивается с повышением температуры, а при $0 \leq \alpha \leq 1/4$ и $t \leq t_c$ он падает с ростом температуры, то его поведение является типично двузонным.

Из разложения Ландау следует, что параметр порядка δ при $t \rightarrow t_c$ стремится к нулю по закону $\delta = 6\alpha/(1 - \alpha)\sqrt{t_c - t}$ (14).

Усредняя часть гамильтониана, содержащую электронные операторы в рассмотренных ранее приближениях, получим внутреннюю энергию электронной подсистемы:

$$\frac{U_{эл}}{N\varepsilon_0} = \frac{t^2}{2} \left[F_1 \left\{ \ln \left(\exp \left(\frac{1+\delta}{t} \right) - 1 \right) \right\} + F_1 \left\{ \ln \left(\exp \left(\frac{1-\delta}{t} \right) - 1 \right) \right\} \right] - \frac{\delta^2}{2\alpha} + \Phi_0, \quad (15)$$

где $\Phi_0 = \frac{m^* g_0(Q)}{\pi a_0 \hbar^2} \quad (16);$

N — общее количество электронов в системе; $F_1(x)$ — интеграл Ферми первого порядка.

Анализ температурной зависимости внутренней энергии (рис. 3, а: 1 — 1/3; 2 — 1/4; 3 — 1/5; 4 — без упорядочения) по-

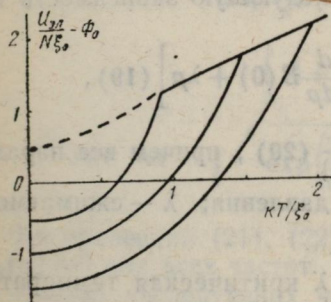


Рис. 3

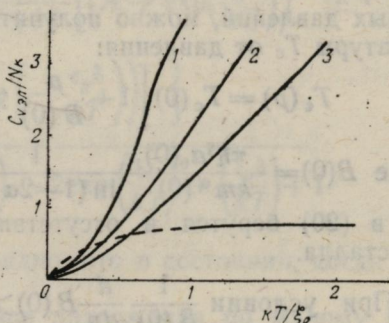


Рис. 4

казал, что зарядовое упорядочение понижает внутреннюю энергию подсистемы. Температурная зависимость теплоемкости подсистемы электронов представлена на рис. 4.

Из разложения Ландау в окрестности t_c следует, что электронная часть теплоемкости при критической температуре превышает скачок, равный

$$\frac{\Delta C_{v,эл}}{Nk} = \frac{1,5}{(1-\alpha)} \left[1 + \frac{(2\alpha-1) \ln(1-2\alpha)}{2\alpha} \right]. \quad (17)$$

Таким образом, межслоевое упорядочение приводит к фазовому переходу II рода в электронной подсистеме, что качественно согласуется с экспериментом.

Можно показать, что при наличии указанных ВЗП смещение атомов в направлении, перпендикулярном слоям, пропорционально произведению $(-1)^l \text{Re } g_{ph}(Q_0)$, где l — номер слоя. Поэтому, если функция электрон-фононной связи является действи-

тельной или комплексной, то смещения соседних слоев находятся в противофазах, а если чисто мнимой [1, 2], то образование описанных ВЗП не сопровождается упорядочением сверхструктуры в направлении, перпендикулярном слоям. Сделанные выводы согласуются с полученными ранее в [3, 7].

Используя спектр (5) и Фурье-образы одноэлектронных функций Грина (3), можно показать, что в приближении $\varepsilon_g/\Delta \gg 1$ плотность состояний в каждой из разрешенных подзон постоянна и равна $m^*/2\pi a_0 \hbar^2$. В общем случае в области энергий

$$-\varepsilon_g \delta \leq (\varepsilon - \frac{1}{2} n_0 g_0(0) - \Delta_0) \leq \varepsilon_g \delta \quad (18)$$

полная плотность состояний также постоянна и равна $\frac{m^*}{2\pi a_0 \hbar^2}$.

Этот результат также согласуется с экспериментом [7] в 2H-NbSe₂, где показано, что в определенной области температур ВЗП не влияет на плотность состояний.

Принимая во внимание выражение для t_c (12) в области малых давлений, можно получить следующую зависимость температуры T_c от давления:

$$T_c(p) = T_c(0) \left[1 + \frac{p}{B(0)} \times \frac{d}{dp} B(0) + \lambda p \right] \quad (19),$$

где $B(0) = \frac{\pi \hbar^2 a_0(0)}{k m^*(0)} \frac{1}{\ln(1 - 2\alpha(0))}$ (20), причем все параметры в (20) берутся в отсутствие давления; λ — сжимаемость кристалла.

При условии $\frac{1}{B(0)} \frac{d}{dp} B(0) > -\lambda$ критическая температура линейно возрастает с давлением, что соответствует экспериментальным данным [6]. Известно также, что парамагнитная восприимчивость VSe₂ подчиняется закону Кюри [6] даже при низких температурах, что легко объяснить, если принять во внимание температурную зависимость химического потенциала (рис. 2). Таким образом, расчеты и их сопоставление с экспериментом свидетельствуют, что при определенных условиях межслоевое зарядовое упорядочение в слоистых кристаллах возникает и существует независимо от упорядочения в слоях.

Проанализируем влияние ВЗП на распространение электромагнитных волн в слоистых кристаллах. С этой целью исследуем компоненту σ_{zz} тензора электропроводности. Используя спектр (5), формулу Кубо [8] и вводя феноменологически среднее время релаксации $\tau_{zz} \equiv \tau$, после несложных вычислений получаем

$$\text{Re } \sigma_{zz}(\omega) = \frac{e^2 \tau m^* a_0 \Delta_0^4}{8\pi^2 \hbar^4 (\omega^2 \tau^2 + 1)} \int_0^\pi \frac{dx \sin^2 2x}{\varepsilon_g^2 \delta^2 + \Delta_0^2 \cos^2 x} \times$$

$$\times \left\{ \left[1 + \exp \frac{\epsilon_g^2 \delta^2 + \Delta_0^2 \cos^2 x - \tilde{\xi}}{kT} \right]^{-1} + \right. \\ \left. + \left[1 + \exp \left(\frac{-V}{\epsilon_g^2 \delta^2 + \Delta_0^2 \cos^2 x - \tilde{\xi}} \right) \right]^{-1} \right\}, \quad (20)$$

где ω — частота электромагнитной волны.

Рассматривая состояние, близкое к полному упорядочению, которое реализуется при малых $\frac{\Delta_0}{\epsilon_g \delta}$ и α и больших n_0 в достаточно широком интервале температур, формулу (20) можно упростить. Пренебрегая зависимостью от x в знаменателе подынтегрального выражения и экспоненциальных членах, запишем

$$\text{Re } \sigma_{zz}(\omega) = \frac{e^2 \tau m^* a_0 \Delta_0^4 A}{16 \pi \hbar^4 \epsilon_g^2 \delta^2 (\omega^2 \tau^2 + 1)} \left[\left(A + \exp \left(\frac{\epsilon_g \delta}{kT} \right) \right)^{-1} + \right. \\ \left. + \left(A + \exp \left(-\frac{\epsilon_g \delta}{kT} \right) \right)^{-1} \right], \quad (21)$$

$$\text{где } A = \sqrt{\exp \left(\frac{2\tilde{\xi}_0}{kT} \right) - 2 \exp \left(\frac{\tilde{\xi}_0}{kT} \right) \text{ch} \left(\frac{\tilde{\xi}_0 \delta}{kT} \right) + 1}. \quad (22)$$

Из уравнений (21), (22) видно, что в состоянии, когда $\delta \approx 1$ $\sigma_{zz}(\omega) \approx 0$ для всех частот.

Анализ последующих членов разложения по малому параметру $\frac{\Delta_0^2}{\epsilon_g^2 \delta^2}$ в формуле (20) при $\delta \approx 1$ не изменяет этого вывода.

Следовательно, в зарядово-упорядоченном состоянии слоистый кристалл практически не поглощает электромагнитных волн, линейно поляризованных в направлении, перпендикулярном слоям. Чем сильнее связь электронов с фононами, волновой вектор которых равен π/a_0 , и чем больше концентрация носителей тока, тем меньше поглощение этих волн, так как условия для образования ВЗП становятся более благоприятными [9].

Резкое падение проводимости поперек слоев в зарядово-упорядоченном состоянии можно объяснить одновременным действием двух факторов: резким сужением разрешенных минизон и снижением концентрации носителей тока, участвующих в поперечной проводимости. При этом проводимость зарядово-упорядоченных кристаллов в направлении, параллельном слоям, как правило, на четыре-шесть порядков выше проводимости в перпендикулярном направлении.

Список литературы: 1. Булаевский Л. Н., Хомский Д. И. Трехмерное упорядочение волн зарядовой плотности в квазидвумерных и слоистых кристаллах.— Журн. эксперим. теор. физики, 1977, 73, вып. 3 (9), с. 1149—1162. 2. Кононов А. И., Конаев Ю. В. Модель структурного фазового перехода в слоистых соединениях.— ФТТ, 1974, 16, № 4, с. 1122—1128. 3. Андришин Е. А., Келдыш Л. В., Силин А. П. Электронно-дырочная жидкость и фазовый переход «металл-диэлектрик» в слоистых системах. — Журн. эксперим. теор. физики, 1977, 73, вып. 3 (9), с. 1163—1173. 4. Берча Д. М., Маслак В. Т. Межчастичные корреляции и экранирующие свойства электронного газа в слоистых структурах. Ужгород, 1976.— 12 с. Депон. в ВИНТИ, № 3579—76. 5. Пашицкий Э. А., Шпигель А. С. О существовании сверхпроводимости и ферромагнетизма в слоистых системах.— ФНТ, 1978, 4, № 8, с. 976—983. 6. Friend R. H., Jerome D., Schleich D. M., Molinie P. Pressure enhancement of charge density wave formation in VSe_2 , the role of Coulomb correlations.— Solid State Commun, 1978, 27, N 2, p. 169—173. 7. Karper I. M., Geballe T. H. Heat capacity of $2H-NbSe_2$ with DSW-formation.— Phys. Let., 1975, A-54, N 1, p. 27—28. 8. А. Исихара. Статистическая физика.— М.: Мир, 1973.— 370 с. 9. Zeller C., Foley G. M. T., Falardeau E. R., Vogel F. L. Measurement of electrical conductivity under conditions of high anisotropy in graphite intercalation compounds.— Mater. Sci. and Eng., 1977, 31, p. 255—259.

Поступила в редколлегию 25.09.80.

УДК 621.372.852

В. Н. ВЕЛИКОЦКИЙ, В. Я. ДВАДНЕНКО,
Л. П. МОТОРНЕНКО

РАСЧЕТ ФАЗОВЫХ ПОСТОЯННЫХ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА С ПЯТИСЛОЙНЫМ СИММЕТРИЧНЫМ ФЕРРИТО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

В современных электрически управляемых устройствах для оптимизации параметров систем применяют слоистые ферритодиэлектрические структуры. Чтобы рассчитать их, необходим набор фазовых постоянных, соответствующих учитываемым типам волн. Универсальные подходы к расчету общего случая прямоугольного волновода со слоистым заполнением громоздки и требуют много машинного времени [1, 2]. Поэтому целесообразно упростить постановку задачи и получить дисперсионное уравнение, а также составить программу расчета фазовых постоянных для конкретного практически важного случая прямоугольного волновода с пятислойной симметричной ферритодиэлектрической структурой, в центре которой расположен ферритовый слой.

Диэлектрическую проницаемость каждого слоя будем считать скалярной величиной, причем $\epsilon_1 = \epsilon_5$, $\epsilon_2 = \epsilon_4$; магнитную проницаемость центрального слоя определим через тензор для гиротропной среды, который соответствует поперечно намагниченному поликристаллическому ферриту. Предположим, что в нашей системе существуют волны класса TE_{m0} , т. е. электрическое

поле имеет одну составляющую E_z . Функции распределения электрического поля по слоям при $y=0$ представим как

$$E_z(x) = \begin{cases} A_m \sin x_m^{(1)} x, & 0 < x \leq g \\ C_m^{(2)} \sin x_m^{(2)} (x - g) + D_m^{(2)} \cos x_m^{(2)} (x - g), & g < x \leq g + s \\ C_m^{(3)} \sin x_m^{(3)} (x - g - s) + D_m^{(3)} \cos x_m^{(3)} (x - g - s), & g + s < x \leq a - g - s \\ C_m^{(4)} \sin x_m^{(4)} (x + g + s - a) + D_m^{(4)} \cos x_m^{(4)} (x + g + s - a), & a - g - s < x \leq a - g \\ B_m \sin x_m^{(5)} (a - x), & a - g < x < a, \end{cases} \quad (1)$$

где $x_m^{(1)} = x_m^{(5)} = \sqrt{\epsilon_1 k_0^2 - \Gamma_m^2}$, $x_m^{(2)} = x_m^{(4)} = \sqrt{\epsilon_2 k_0^2 - \Gamma_m^2}$, $x_m^{(3)} = \sqrt{\epsilon_3 \mu_{\perp} \times \sqrt{k_0^2 - \Gamma_m^2}}$; $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число свободного пространства; $\mu_{\perp} = (\mu^2 - \mu_a^2)/\mu$; μ и μ_a — диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной проницаемости феррита; Γ_m — постоянная распространения m -й волны; A_m , B_m , $C_m^{(2)}$, ..., $D_m^{(2)}$... — неизвестные амплитудные коэффициенты.

Используя уравнения Максвелла, определяем магнитные компоненты поля H_x и H_y через электрическую E_z . Из граничных условий для касательных составляющих электрических и магнитных полей областей 1, 2, 3, 4 и 5 получаем дисперсионное уравнение для постоянных распространения Γ_m волновода с пятислойным феррито-диэлектрическим симметричным слоистым заполнением:

$$\begin{aligned} & 2r_{2m} r_{3m} [r_{2m} \operatorname{tg} x_m^{(1)} g + r_{1m} \operatorname{tg} x_m^{(2)} s] [r_{2m} \operatorname{tg} x_m^{(2)} s \operatorname{tg} x_m^{(1)} g - r_{1m}] + \\ & + \operatorname{tg} x_m^{(3)} d [r_{1m}^2 r_{3m}^2 \operatorname{tg}^2 x_m^{(2)} s + r_{2m}^2 r_{3m}^2 \operatorname{tg} x_m^{(1)} g - r_{1m}^4 r_{2m}^2 - r_{2m}^4 \operatorname{tg}^2 x_m^{(2)} s \times \\ & \times \operatorname{tg}^2 x_m^{(1)} g] + r_m^2 \operatorname{tg} x_m^{(3)} d [r_{2m} \operatorname{tg} x_m^{(1)} g + r_{1m} \operatorname{tg} x_m^{(2)} s]^2 + 2r_{1m} r_{2m} [r_{3m}^2 + \\ & + r_{2m}^2] \operatorname{tg} x_m^{(3)} d \operatorname{tg} x_m^{(2)} s \operatorname{tg} x_m^{(1)} g = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

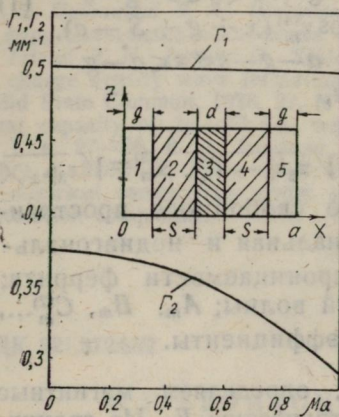
где $r_{1m} = x_m^{(1)}/\mu_{\perp}$, $r_{2m} = x_m^{(2)}/\mu_{\perp}$, $r_{3m} = x_m^{(3)}/\mu_{\perp}$, $r_m = \mu_a \Gamma_m / \mu_{\perp} \mu$.

В случае, когда $s=0$ и $\epsilon_2=1$ или $g=0$ и $\epsilon_1=1$, уравнение (2) совпадает с дисперсионным уравнением для ферритового слоя в прямоугольном волноводе [3].

Численно уравнение (2) решали в два этапа. Сначала методом половинного деления определяли интервал, в котором аналитическая функция на базе уравнения (2) меняет знак, далее методом Ньютона за три-четыре итерации достигалась заданная степень точности счета. Поиск первых десяти корней занял 9 с. Параметры расчета на ЭВМ ЕС-1022 следующие:

$\mu=0,75$, $\varepsilon_3=15$ (феррит 10СЧ6), $\varepsilon_2=11,6$, $\varepsilon_1=2,2$, $g/\lambda=0,025$, $s/\lambda=0,1625$, $d/\lambda=0,05$, $a/\lambda=0,425$, установлена зависимость двух фазовых постоянных от приложенного магнитного поля (рисунок).

Как видно из графиков для постоянных распространения Γ_1 и Γ_2 в зависимости от недиагональной компоненты магнитной проницаемости μ_a , изменение Γ_2 более существенно (рисунок).



Объясняется это тем, что центральный ферритовый слой, находится в максимуме магнитного поля волны TE_{20} и в минимуме — волны TE_{10} .

Таким образом, разработанный подход к расчету постоянных распространения позволяет определить первые пять корней дисперсионного уравнения для пятислойной феррито-диэлектрической структуры с заданной точностью $\Delta=10^{-7}$ на ЭВМ ЕС-1022 за 4 с. Аналогично можно вычислить и комплексные корни уравнения для сложной волноводной структуры, например, несимметричное расположение слоев или

в случае сред с комплексными магнитными и диэлектрическими параметрами.

Список литературы: 1. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. — М.: Сов. радио, 1967. — 216 с. 2. Силин Р. А., Чурзин А. Ф., Шульга Н. В. Программа расчета характеристик собственных типов волн волноводов с неоднородным слоистым феррито-диэлектрическим заполнением. — Электронная техника. Электроника СВЧ, 1979, вып. 8, с. 125—127. 3. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. — М.: Физматгиз, 1960. — 408 с.

Поступила в редколлегию 09.01.81.

УДК 621.372.852.1

Д. С. ДЕНИСОВ, канд. физ.-мат. наук,
В. М. СЕДЫХ, д-р физ.-мат. наук, В. Ф. УЖИК, Е. А. ШАУЛОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ СВОЙСТВ ПРОВОДЯЩИХ ПЛАСТИН В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Известно [1—4], что внесение в волновод проводящих тел может вызывать резонансные явления. Нами экспериментально исследованы резонансные свойства тонких металлических пластин, не имеющих электрического контакта со стенками волновода и расположенных в одной плоскости поперечного сечения

волновода. Такие резонансы могут быть объяснены возникновением волн высших типов.

Эксперимент проводился с целью выяснить возможности создания устройств типа резонатор-фланец. Такие устройства можно изготавливать способом фотолитографии или каким-либо способом химического покрытия. Они могут обладать всеми преимуществами печатных схем (малые габаритные размеры, масса, простота изготовления и др.) и применяться в качестве резонансных устройств, фильтров и др.

Измерения проводили в 10-сантиметровом диапазоне волн с использованием автоматического измерителя КСВН Х1-28. В поперечном сечении прямоугольного волновода ($72 \times 34 \text{ мм}^2$) помещали пластину ($\epsilon=1$), практически не влияющую на распространение электромагнитных волн в волновode. После нанесения на поверхность пенопласта тонкой латунной пластины наблюдались отчетливые резонансы.

Установлены экспериментальные зависимости резонансной частоты (рисунок, сплошные линии) и полосы пропускания (пунктирные), измеренного на уровне 3 дБ, от смещения пластинки от центра волновода к узкой стенке для различных поперечных размеров пластинки при $l/b = \text{const}$ ($W_1=0,03 \text{ а}$; $W_2=0,06 \text{ а}$; $t_1=0,05 \text{ мм}$; $t_2=0,1 \text{ мм}$; t — толщина пластины).

t_1								t_2							
Δx мм	0	5	10	15	20	25	30	0	5	10	15	20	25	30	
W_1															
A дБ	св. 40	св. 40	30	25	20	17	9,5	30	св. 40	34	30	19	17	11	
W_2															
A дБ	30	св. 40	св. 40	25	25	23	13,5	30	св. 40	св. 40	30	30	23	16	

В таблице приведены соответствующие значения вносимого затухания, измеренные на резонансной частоте.

Аналогичные сняты зависимости и для случая двух пластинок, расположенных симметрично в поперечном сечении волновода. Исследованы также зависимости резонансных частот от

угла поворота пластинки в плоскости поперечного сечения волновода.

Полученные результаты подтверждают целесообразность использования плоских резонансных систем в тех случаях, когда нет особых требований к полосе пропускания и крутизне резонансной кривой.

Список литературы: 1. Нимия Ясуки, Сигиура Гоо. Фильтр с изменяемой полосой частот. Япон. пат., кл. 93(3) С32, (H01p), № 5054, заявл. 26.04.68, опубл. 12.02.72. 2. Петленко В. А., Хижняк Н. А. Рассеяние электромагнитных волн идеально проводящими телами в прямоугольном волноводе.— Изв. вузов. Радиотехника, 1978, 21, № 9, с. 1325—1331. 3. Konishi Yoshihiro. Объемные и плоские элементы, установленные в волноводе.— НХК гикэн гэнпо, NHK Techn. Rept, 1973, 16, № 4, с. 122—127. 4. Березовский В. К., Мошинский А. В. Анализ электродинамических характеристик прямоугольного волновода с идеально проводящей цилиндрической неоднородностью.— Радиотехника и электроника, 1977, XXII, № 7, с. 1350—1354.

Поступила в редколлегию 19.01.81.

УДК 621.372.852.1(008.8/438).

Д. С. ДЕНИСОВ, канд. физ.-мат. наук,
Н. Я. МАКАРОВА, Б. Д. ТРУФАНОВ, Е. А. ШАУЛОВ

О ПОДСТРОЙКЕ ЧАСТОТЫ ПОЛОСНО-ПРОПУСКАЮЩИХ ФИЛЬТРОВ НА СВЯЗАННЫХ МИКРОПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЯХ

При создании интегральных схем СВЧ-диапазона используют микрополосковые полосно-пропускающие фильтры (ППФ) на параллельно-связанных четвертьволновых резонаторах. Данные для расчета таких фильтров приведены в работе [1]. Однако из-за погрешностей при расчете и технологических трудностей реализации фильтра его параметры обычно отличаются от расчетных.

Нами исследована возможность постройки рабочей частоты и параметров фильтра с помощью диэлектрических пластин с $\epsilon_r \approx 1$.

По методике, описанной в работе [2] с учетом поправочных коэффициентов, был рассчитан ППФ на центральную частоту $f_0 = 3,65$ ГГц с параметрами: $2\Delta f_n = 0,2$ ГГц, $2\Delta f_3 = 0,5$ ГГц, $a_n = 2$ дБ, $a_3 = 25$ дБ, $\Delta a_n = 0,2$ дБ. Фильтр был реализован на ситалловой подложке ($\epsilon_r = 9,8$) толщиной 1 мм. Измерения показали, что полученный фильтр имеет следующие параметры: $f_0 = 3,72$ ГГц, $2\Delta f_n = 0,245$ ГГц, $2\Delta f_3 = 0,62$ ГГц, $a_n = 2$ дБ, $a_3 = 25$ дБ, $\Delta a_n = 0,3$ дБ.

Исключить расхождение с расчетными параметрами можно наложением на фильтр диэлектрических пластинок. При этом

существенно изменяется центральная частота практически без увеличения затухания в полосе пропускания, что позволяет подстроить центральную частоту фильтра к расчетной частоте.

На исследуемый ППФ накладывались диэлектрические пластины с разной толщиной S и относительной диэлектрической проницаемостью. Эти же пластины навешивались над ППФ с зазором Δx . Зависимость центральной частоты ППФ f_0 от зазора Δx для навешенных пластин толщиной $S=1$ мм при различных ϵ_r приведена на рис. 1, а зависимость f_0 от толщины подложки S

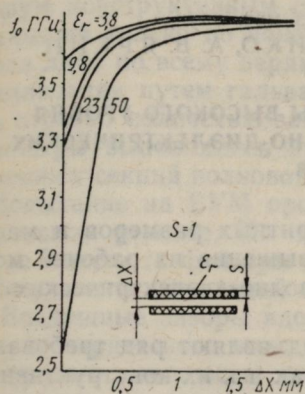


Рис. 1

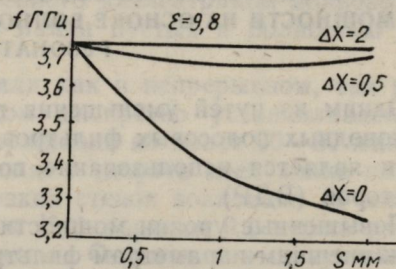


Рис. 2

для $\epsilon_r=9.8$ отражена на рис. 2. Поскольку наложение или навешивание подстроечной диэлектрической пластины увеличивает $\epsilon_{эф}$, значения f_0 смещаются только в низкочастотную часть диапазона. Поэтому наибольшее влияние на f_0 оказывает значение ϵ_r навешенной диэлектрической пластины. Так как пластины с одинаковым ϵ_r и разной толщиной, а тем более с одинаковой толщиной и разными ϵ_r не всегда имеются в наличии, то удобно подстройку f_0 осуществлять уменьшением зазора Δx между ППФ и диэлектрической пластиной определенной толщины и ϵ_r .

Как видно из графиков, при использовании пластин толщиной $S=1$ мм и $\epsilon_r=3.8 \div 50$ изменением зазора Δx можно сместить f_0 в низкочастотную часть диапазона до 30%.

Следует учитывать, что при таком способе подстройки несколько изменяются полосы пропускания и запираания ППФ. Так, при подстройке исследуемого ППФ диэлектрическими пластинами с $\epsilon_r=9.8$ полоса пропускания изменялась в пределах $2 (1 \div 1.2) \Delta f_n$, а полоса запираания — $2 (0.95 \div 1.05) \Delta f_z$.

Поскольку такие фильтры имеют значительные потери ($a_n \sim 2$ дБ), их целесообразно применять в устройствах, в которых потери фильтра можно компенсировать последующим включением усилительных каскадов.

Список литературы: 1. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники.— М.: Сов. радио, 1967.— 651 с. 2. Справочник по элементам полосковой техники/О. И. Мазепова, В. П. Мещанов, Н. И. Прохорова и др.— М.: Связь, 1979.— 336 с.

Поступила в редколлегию 13.02.81.

УДК 621.371.162

Н. И. ПЯТАК, канд. физ.-мат. наук,
Л. И. БАБАРИКА, А. А. ОРЛЕНКО, А. В. ЯРКИН

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ СВЧ-ФИЛЬТРЫ ВЫСОКОГО УРОВНЯ МОЩНОСТИ НА ОСНОВЕ ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Одним из путей уменьшения габаритных размеров и массы волноводных полосовых фильтров, повышения их рабочей мощности является использование волноводно-диэлектрических резонаторов (ВДР).

Повышенные уровни мощности предъявляют ряд требований как к внешним параметрам фильтра, так и к его конструктивным элементам, в частности высокое согласование тракта при малых диссипативных потерях, термостабильность, отсутствие волн высших типов, возбуждаемых конструктивными элементами, отсутствие зазоров, пересекающих вектор электрического поля рабочего типа волны. Конструкция многорезонаторного фильтра с использованием волноводно-диэлектрических резонаторов в виде чередующихся диэлектрических слоев, полностью заполняющих поперечное сечение волновода, удовлетворяют этим требованиям. Расчет такого фильтра и экспериментальное исследование его параметров при низком уровне мощности в тракте приведены в работе [1].

В качестве элементов фильтра использованы вкладыши из лейкосапфира $\epsilon = 9,2$; $\operatorname{tg} \delta \sim 10^{-4}$. Благодаря их электрическим и механическим свойствам реализованы 3-резонаторные фильтры с диссипативными потерями, не превышающими 0,2 дБ. Это обеспечивало КСВН не хуже 1,15 в полосах частот от 4 до 10% в зависимости от типа фильтра, который выполнялся на стандартном волноводе (более широкополосный) либо на отрезке запредельного волновода. Так как исследуемые фильтры — широкополосные, а теплофизические свойства лейкосапфира таковы, что температурный уход частоты фильтров не превышает 0,04 МГц/град, специальных мер по термостабилизации фильтра не предпринималось.

Основное условие использования ВДР при высоком уровне мощности в тракте — отсутствие воздушных зазоров между стенками волновода и диэлектрическими вкладышами.

Зазоры устраняли посредством металлизации поверхностей вкладышей, соприкасающихся со стенками волновода, и последующей впайкой в волновод припоями на основе серебра.

Исследованы два наиболее простых метода металлизации диэлектрических вкладышей [2] — вжигание серебряной пасты и вакуумное напыление меди на подслои хрома. В последнем случае, чтобы улучшить адгезию, металлизированные поверхности вкладышей предварительно полировали. Фильтры выполнялись по двум конструктивным схемам — с металлизацией и впайкой вкладышей только по поверхностям вдоль широких стенок волновода либо по всему периметру вкладыша. При втором способе металлизации путем гальванического наращивания образовывались отрезки полностью заполненного диэлектриком волноводов и фильтры выполнялись путем пайки пустых и полностью заполненных секций волновода.

Испытание на ВУМ проводили как в непрерывном, так и в импульсном режиме. На каждом дискретно устанавливаемом уровне мощности фильтры выдерживали не менее 20—30 минут.

Результаты испытаний позволяют сделать следующие выводы. Воздушные зазоры вдоль узких стенок волновода (в минимуме электрического поля волны H_{10}) порядка 0,1 мм на рабочий уровень мощности не влияют. Ограничения допустимого уровня мощности исследуемых фильтров связаны с пористостью поверхности металлической пленки, более высокие ее поверхностным сопротивлением, вследствие чего происходит ее локальное прогорание. Необходима тщательная состыковка заполненных диэлектриком и пустых участков волноводных элементов фильтра. Лучшие образцы исследуемых фильтров выдерживали воздействие мощности около 900 Вт в непрерывном режиме и 200 кВт в импульсном.

Дальнейшее увеличение допустимого уровня мощности связано с необходимостью улучшить качество металлизации поверхности диэлектрических вкладышей и пайки волноводных элементов.

Список литературы: 1. Груцк В. И., Пятак Н. И., Коробкин В. А. К расчету отражения электромагнитных волн многослойными диэлектрическими структурами. — Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника, 1980, вып. 9, с. 52—53. 2. Конюшков Г. В., Зотов Б. М., Меркин Э. И. Ферриты и их соединения с металлами и керамикой. — М.: Энергия, 1979. — 231 с.

Поступила в редколлегию 16.01.81.