

УДК 621.372.8

КОМПЛЕКСНЫЕ ВОЛНЫ В ЭКРАНИРОВАННЫХ ПОЛОСКОВЫХ И ЩЕЛЕВЫХ ЛИНИЯХ

Ю. А. Отмахов, В. П. Попов, Г. С. Филиппова

Получены дисперсионные уравнения для собственных волн экранированных полосковых и щелевых линий. Показано, что эти уравнения имеют комплексные корни, сформулированы условия их существования в случае двухкратного вырождения нормальных волн экрана.

1. В работах [1, 4] численными методами показано, что в определенной полосе частот некоторые запердельные волны прямоугольного волновода (экрана) с диэлектрическим слоем, связанные между собой полосковым проводником, образуют пары комплексных «экранных» волн (КЭВ).

В настоящей работе предлагается аналитический подход к исследованию таких волн в экранированных полосковых и щелевых линиях (ЭПЛ и ЭЩЛ соответственно), основанный на изучении нормальных волн экрана в области точек 2-, 3- и 4-кратного их вырождения по постоянным распространения. Для этого с использованием квазистатической аппроксимации плотности тока на полоске или напряженности электрического поля на щели получены дисперсионные уравнения для собственных волн. В приближении слабой связи, обусловленной наличием полоски или щели и приводящей к снятию вырождения, эти уравнения исследуются аналитически; получены асимптотические выражения для постоянных распространения КЭВ и сформулированы условия их существования в случае двухкратного вырождения нормальных волн экрана.

2. При выводе дисперсионных уравнений для ЭПЛ или ЭЩЛ воспользуемся однородными интегральными уравнениями (20) и (21) работы [1], определяющими поперечное распределение плотности тока η на полоске или напряженность электрического поля E на щели. В случае относительно узких щелей ($d/a \ll 1$, рис. 1, 2) достаточно хорошо выполняются следующие квазистатические приближения:

для плотности тока

$$\eta_x \approx 0, \quad \eta_z(x, z) \approx e^{-\pi z} \left\{ \sin^2 \frac{\pi d}{2a} - \sin^2 \left[\frac{\pi}{a} \left(\frac{a}{2} - x \right) \right] \right\}^{-1/2}; \quad (1)$$

для напряженности поля [2]

$$E_z \approx 0, \quad E_x(x, z) \approx e^{-\pi z} \sin \frac{\pi}{a} x \left\{ \sin^2 \frac{\pi d}{2a} - \sin^2 \left[\frac{\pi}{a} \left(\frac{a}{2} - x \right) \right] \right\}^{-1/2}. \quad (2)$$

Очевидно, что выражения (1), (2) применимы лишь для описания волн, у которых число вариаций m вдоль оси Ox (для волновода без полоски или щели) удовлетворяет соотношению $m < a/d$.

Подставляя (1), (2) в указанные интегральные уравнения, выделяя и суммируя в каждом случае медленно сходящиеся ряды, получим дисперсионные уравнения:

$$\sum_{m=0}^{\infty} \left(G_{2m+1,B} - \frac{g_B^{\infty}}{2m+1} \right) F_{2m+1,B}^2 + g_B^{\infty} \delta_B = 0; \quad (3)$$

$$G_{0,A} F_{0,A}^2 + \sum_{m=1}^{\infty} \left(G_{2m,A} - \frac{g_A^{\infty}}{2m} \right) F_{2m,A}^2 + g_A^{\infty} \delta_A = 0, \quad (4)$$

где $G_{m,A}$, $G_{m,B}$ — слагаемые соответствующих компонент тензорных ядер для «адмитансных» и «импедансных» интегральных уравнений, которые определяются с помощью формулы (11) из [1];

$$F_{m,B} = \frac{2}{a} \int_{(a-d)/2}^{(a+d)/2} \eta_z(x) \sin \frac{m\pi x}{a} dx, \quad \delta_B = -2 \ln \frac{\pi d}{8a},$$

$$F_{m,A} = \frac{2}{a} \int_{(a-l)/2}^{(a+d)/2} E_x(x) \cos \frac{m\pi x}{a} dx, \quad \delta_A = -2 \ln \left(\sin \frac{\pi d}{2a} \right),$$

$$g_{A,B}^{\infty} = \lim_{m \rightarrow \infty} m G_{m,A,B}.$$

Для проверки точности дисперсионного уравнения (3) были проведены численные расчеты постоянных распространения основного и высших типов волн. На рис. 1 показаны сплошными линиями дисперсионные кривые первых пяти типов волн ЭПЛ при $a=3,5$ мм, $b_1=1,5$ мм, $b_2=0,5$ мм, $d=0,5$ мм, $\epsilon_2=9$. Четвертая и пятая волны образуют «петли», ограничивающие область КЭВ в точках А и В. Эти результаты с графической точностью совпадают с дисперсионными кривыми, приведенными на рис. 6 работы [1].

Решение дисперсионного уравнения (4) для первых девяти типов собственных волн ЭЩЛ показано на рис. 2; сплошные линии относятся к случаю $b/a=0,01$, пунктирные — $b/a=1/7$ (в обоих примерах $a=3,5$ мм, $b_1=1,5$ мм, $b_2=0,5$ мм, $b_3=2$ мм, $\epsilon_2=9$). Как следует из этого рисунка, дисперсионные кривые ЭЩЛ также могут образовывать «петли». Интересно заметить, что некоторые кривые практически не зависят от ширины щели и соответствуют слабо возмущенным волнам экрана без щели.

3. Исследуем теперь дисперсионное уравнение (3) с точки зрения существования комплексных волн для случая экспоненциально узкой металлической полоски $\delta_B \gg 1$. Пусть в точке (ω_0, Γ_0) пересекаются две дисперсионные кривые $\Gamma_1(\omega)$ и $\Gamma_2(\omega)$ экрана с диэлектрическим слоем. В достаточно малой окрестности этой точки дисперсионное уравнение (3) можно представить в виде следующего разложения:

$$\left(\Delta\Gamma - \frac{\Delta\omega}{v_1} \right) \left(\Delta\Gamma - \frac{\Delta\omega}{v_2} \right) = \frac{1}{\delta_B} (\gamma + \alpha\Delta\Gamma + \beta\Delta\omega), \quad (5)$$

где $\Delta\Gamma = \Gamma - \Gamma_0$, $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, $v_n = \partial\omega / \partial\Gamma_n|_{\omega_0, \Gamma_0}$, $n=1, 2$, γ, α, β — константы разложения, зависящие от геометрических размеров линии, диэлектрической проницаемости и положения точки (ω_0, Γ_0) . Если

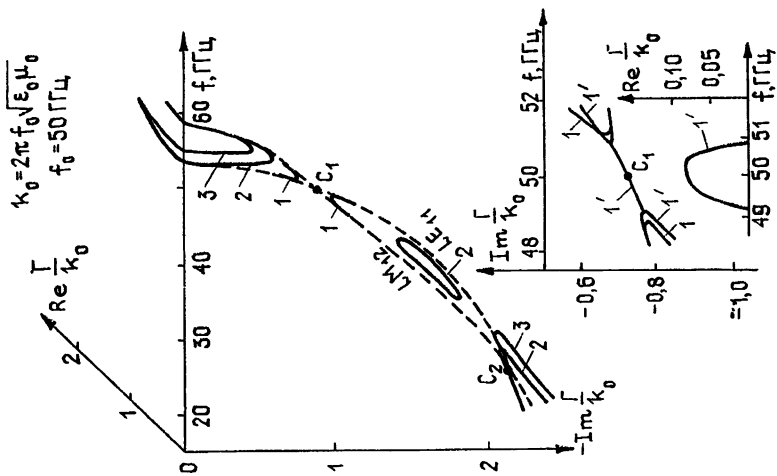


Рис. 3.

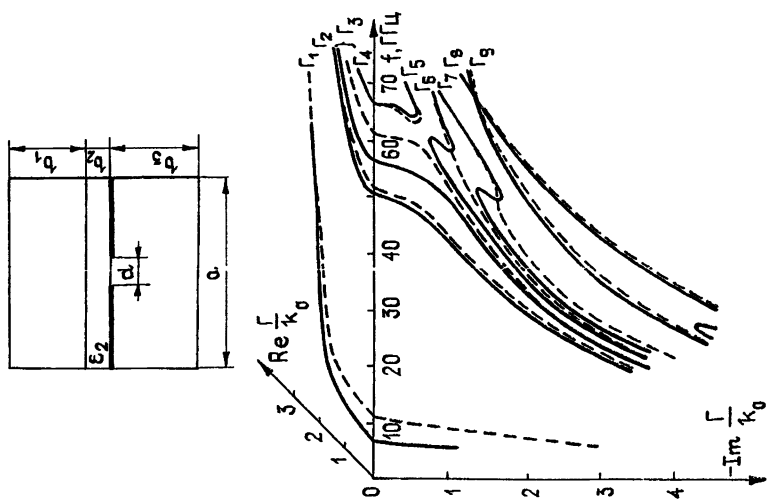


Рис. 2.

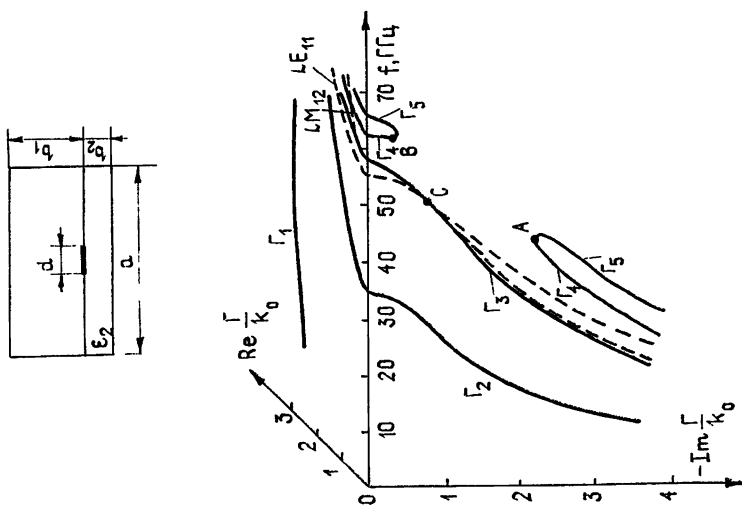


Рис. 1.

$\gamma \neq 0$, то следующие члены в правой части уравнения (5) можно не рассматривать. Анализ дисперсионного уравнения (3) показывает, что $\gamma \neq 0$ только в случае, когда пересекающиеся дисперсионные кривые исходного двухслойного волновода соответствуют LM - и LE - волнам с одинаковым числом вариаций m вдоль оси Ox и, кроме того, $\Gamma_0 = -im/a$. Исследование знака дискриминанта квадратного уравнения (5) позволяет сразу записать условие существования КЭВ в окрестности этой точки ($\gamma < 0$) или, учитывая явный вид γ ,

$$i(v_2 - v_1) < 0, \quad (6)$$

где индекс 1 соответствует LM -волне, индекс 2 — LE -волне. Заметим, что этот простейший случай допускает описание с помощью телеграфных уравнений для двух связанных линий [3].

Если же для этих волн, по-прежнему, $m_1 = m_2$, но $\gamma = 0$, или же $m_1 \neq m_2$, то условие существования КЭВ становится другим:

$$g_m^2 g_{m_1}^2 \Gamma_0^2 < 0, \quad g_m^2 = \left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \Gamma_0^2. \quad (7)$$

Когда связь осуществляется между волнами одинакового типа (две LM -волны или LE -волны) и числа их вариаций вдоль оси не совпадают ($m_1 \neq m_2$, $\gamma = 0$), то уравнение (5) имеет комплексные корни только при условии

$$g_{m_1}^2 g_{m_2}^2 < 0. \quad (8)$$

Очевидно, условия (7) и (8) могут быть выполнены только для мнимых значений Γ_0 . На рис. 3 показаны области комплексных волн, возникающие в окрестностях двух точек ($C_1(\gamma \neq 0)$, $C_2(\gamma = 0)$) пересечения дисперсионных кривых LM_{12} - и LE_{11} -волн двухслойного волновода (показаны пунктиром) при введении узкой металлической полоски на границе раздела сред. Исходные данные были следующими: $a = 3,5$ мм, $b_1 = 0,75$ мм, $b_2 = 0,6$ мм, $\epsilon_2 = 9$. Дисперсионные кривые 1 ($\delta_B = 800$), 2 ($\delta_B = 80$) и 3 ($\delta_B = 29,4$) получены при решении уравнения (3) с помощью ЭВМ; кривые 1, соответствующие первому случаю, получены аналитически из решения уравнения (5) при $\gamma \neq 0$ в окрестности точки $C_1(\Gamma_0 = -\pi i/a)$. Случай 3 интересен тем, что здесь две области комплексных волн сливаются в одну.

Следует подчеркнуть, что представление дисперсионного уравнения (3) в виде (5) справедливо лишь в окрестности точки пересечения. Существуют точки касания дисперсионных кривых LM - и LE -волн с одинаковым числом вариаций вдоль оси Ox . В окрестностях таких точек уравнение (3) может быть записано в следующем виде:

$$\left[\Delta \Gamma - \frac{\Delta \omega}{v} - \alpha^E (\Delta \omega)^2 \right] \left[\Delta \Gamma - \frac{\Delta \omega}{v} - \alpha^M (\Delta \omega)^2 \right] = \frac{\beta \Delta \omega}{\delta_B},$$

где $v = \partial \omega / \partial \Gamma_1|_{\omega_0, \Gamma_0} = \partial \omega / \partial \Gamma_2|_{\omega_0, \Gamma_0}$, α^E , α^M — константы разложения.

Поскольку в этом случае $\beta > 0$, то КЭВ существуют в интервале $-\sqrt[3]{4\beta/\delta_B(\alpha^E - \alpha^M)^2} < \Delta \omega < 0$. Пример такого случая показан на рис. 1. Область комплексных волн, ограниченная точками A и B , при $d/a \rightarrow 0$ соответствует точке $C(\Gamma_0 = -\pi i/a)$ касания дисперсионных кривых LM_{12} - и LE_{11} -волн двухслойного волновода.

4. Проведем аналогичное исследование для ЭЩЛ. Когда щель отсутствует, внутри экрана имеются два прямоугольных волновода, один из которых является двухслойным. Поэтому в случае малой щели ($\delta_A \gg 1$) зоны КЭВ могут образовываться вблизи точек пересечения

дисперсионных кривых нормальных волн как одного из этих волноводов, так и двух волноводов. Если пересекаются две кривые, то в окрестности такой точки, как и для ЭПЛ, дисперсионное уравнение (4) можно представить в виде (5). Нетрудно показать, что приведенные выше условия (6)—(8) существования КЭВ справедливы в соответствующих случаях и для ЭЩЛ, если в пустом прямоугольном волноводе нормальные волны классифицировать как LM - и LE -волны (рис. 2).

Но в ЭЩЛ при некотором выборе параметров может быть реализована и более сложная ситуация, когда в одной точке пересекаются три или четыре дисперсионные кривые нормальных волн экрана без щели. Случай вырождения трех волн имеет место для двух нормальных волн двухслойного волновода и H_{0m} -волны прямоугольного волновода. Естественно, что ему соответствует следующее упрощенное представление уравнения (4):

$$\begin{aligned} & (\Delta\omega - v_1\Delta\Gamma) (\Delta\omega - v_2\Delta\Gamma) (\Delta\omega - v_3\Delta\Gamma) = \\ & = (1/\delta_A) [p_1\Delta\omega + p_2\Delta\Gamma + p_3(\Delta\omega)^2 + p_4\Delta\omega\Delta\Gamma + p_5(\Delta\Gamma)^2], \end{aligned} \quad (9)$$

где, как и в (5), $v_n = \partial\omega/\partial\Gamma_n|_{\omega_0, \Gamma_0}$, $n=1, 2, 3$; p_i — коэффициенты разложения ($i=1\div 5$).

Случай вырождения четырех волн реализуется с помощью двух волн двухслойного волновода и E_{mq} - и H_{mp} -волн прямоугольного волновода, причем у последних дисперсионные кривые совпадают. Можно показать, что в окрестности точки пересечения уравнение (4) равносильно системе двух уравнений, первое из которых имеет вид кубического уравнения (9), а второе — $(\Delta\omega - v_4\Delta\Gamma) = 0$, где $v_4 = v_3$, и соответствует нормальной волне, которая узкой щелью не возмущается.

Для уравнения (9) затруднительно записать критерии существования КЭВ, поэтому ограничимся некоторыми численными иллюстрациями. На рис. 4 показаны результаты решения дисперсионных уравнений (4) и (9) (кривые 1 и 2 соответственно), когда в одной точке пересекаются дисперсионные кривые волн LM_{23} и LM_{41} двухслойного волновода и волны H_{01} прямоугольного волновода (показаны пунктиром).

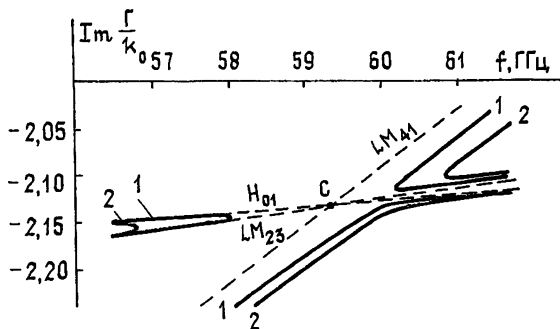


Рис. 4.

Исходные параметры следующие: $a=3,5$ мм, $b_1=1,5$ мм, $b_2=0,5$ мм, $b_3=1,07$ мм, $\ln(2a/\pi d)=25$, $\epsilon_2=9$. В окрестности точки пересечения C существуют три гибридные волны, две из которых — КЭВ.

5. Рассмотренный выше аналитический метод исследования КЭВ в ЭПЛ и ЭЩЛ является достаточно строгим лишь для экспоненциально узких полоски или щели ($\ln(a/d) \gg 1$), но, в принципе, позво-

ляет обнаружить зоны КЭВ и для реальных значений параметра d/a , что, в частности, полезно при численном решении строгих дисперсионных уравнений. Следует отметить «трехмерность» этих волн и происхождение их из обычных запредельных волн экрана. Возникновение КЭВ из распространяющихся волн экрана в данных линиях невозможно (по крайней мере, в случае узкой полоски или щели).

ЛИТЕРАТУРА

1. Никольский В. В., Никольская Т. И. — Изв. вузов. — Радиоп физика, 1981, 24, № 12, с. 1423.
2. Левин Л. Современная теория волноводов. — М.: ИЛ, 1954, с. 59.
3. Белянцев А. М., Гапонов А. В. — Радиотехника и электроника, 1964, 9, № 7, с. 1188.
4. Никольский В. В., Никольская Т. И. В кн.: Машинное проектирование устройств и систем СВЧ. — М.: МИРЭА, 1979, с. 17.

Поступила в редакцию
3 мая 1984 г.

COMPLEX WAVES IN SHIELDED MICROSTRIP LINES AND FIN-LINES

Yu. A. Otmakhov, V. P. Popov, G. S. Filippova

Dispersion equations of the eigen mode lines were derived in approximation of a narrow metal strip or slot. The presence of complex roots in such equations is analytically shown. The conditions of their occurrence were given for particular cases with 2-fold normal shield wave degeneration.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Колачевский Н. Н. Флуктуационные явления в ферромагнитных материалах. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1985. — 15 л.

В книге обобщены результаты теоретических и экспериментальных исследований флуктуационных процессов, возникающих при перемагничивании ферромагнетиков. Описаны методы измерения магнитных шумов. Приведены данные о шумах ряда современных ферромагнитных материалов и построенных на их базе технических устройств. Рассмотрены возможности контроля свойств ферромагнитных материалов по их шумовым характеристикам.

Для научных и инженерно-технических работников, изучающих шумовые процессы; разработчиков малошумящих магнитомеров, магнитных усилителей и приборов неразрушающего контроля; студентов и аспирантов, специализирующихся в области статистической радиоп физики и физики магнитных явлений.

Мурзин В. Н. Субмиллиметровая спектроскопия коллективных и связанных состояний носителей тока в полупроводниках. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1985. — 20 л.

В книге рассмотрена проблема конденсации носителей. Обсуждаются уникальные квантовые свойства электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) — нового состояния вещества, физические явления, обусловленные взаимодействием электромагнитного излучения с ЭДЖ. Изложены теоретические представления и экспериментальный материал, основанный на спектроскопических исследованиях в области энергий связи квазичастичных систем (субмиллиметровый диапазон спектра).

Для специалистов в области физики твердого тела, физики плазмы, атомной и молекулярной физики, аспирантов и студентов старших курсов, специализирующихся в области физики и техники спектроскопии.