

295219
Ж-14038
П 295219/151

ВЕСТНИК

ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

№ 151

РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

Выпуск 6

53 коп.



Вестник Харьковского университета, 1977, № 151, вып. 6, 1—113,7.

МИНИСТЕРСТВО
ВЫСШЕГО
И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ
УССР

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 151

РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

ВЫПУСК 6

ХАРЬКОВ
ИЗДАТЕЛЬСКОЕ
ОБЪЕДИНЕНИЕ
«ВИЩА ШКОЛА»
ИЗДАТЕЛЬСТВО
ПРИ ХАРЬКОВСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ
УНИВЕРСИТЕТЕ
1977



Печатается по решению Ученого совета радиофизического факультета (протокол № 2 от 26 февраля 1976 года).

В вестнике содержатся решения частных задач, относящиеся к проблемам генерации, распространения и рассеяния электромагнитных волн в свободном пространстве, волноводных, периодических и твердотельных структурах. Приводятся результаты исследования радиофизическими методами околоземной, лабораторной и твердосплавной плазмы, а также биологических веществ. Рассматриваются некоторые характеристики радиотехнических устройств, применяемых в народном хозяйстве и в научных исследованиях.

Рассчитан на инженерно-технических и научных работников, специализирующихся в области радиофизики и электроники.

Редакционная коллегия:

В. Я. Блудов, Н. Н. Горобец, В. Н. Костин,
В. М. Кузьмичев, В. М. Седых, Л. Д. Степин
(отв. секр.), О. А. Третьяков, Н. А. Хижняк
(отв. ред.).

Адрес редакционной коллегии:
310077, Харьков, 77, пл. Дзержинского, 4. Харьковский
государственный университет, радиофизический факуль-
тет. Тел. 40-14-76.

Редакция естественнонаучной литературы
И. о. зав. редакцией Н. Н. Сорокун

© Харьковский государственный университет, 1977.



СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЧАСТИЧНО ОТРАЖЕННЫХ СИГНАЛОВ

В предположении, что частично отраженные (ЧО) сигналы обусловлены рассеянием импульсного зондирующего сигнала на случайных мелкомасштабных ($l_0 \sim \lambda$, где $\lambda = 2\pi c/\omega$, l_0 — радиус корреляции неоднородностей электронной концентрации N , ω — центральная частота зондирующего сигнала, c — скорость света в вакууме) неоднородностях N , движущихся «заморожено» в горизонтальном направлении со скоростью $V(h)$ (h — высота над поверхностью Земли), при помощи корреляционного анализа [1] возможно определить высотный профиль $V(h)$.

Однако наблюдаются случаи [3, 4], когда помимо объемного рассеяния имеет место когерентное (френелевское) отражение зондирующего сигнала от неподвижных горизонтальных границ резкого изменения N . Пренебрежение когерентно составляющей ЧО сигнала может привести к дополнительным погрешностям определения $V(h)$. В настоящей статье для определения $V(h)$ предлагается спектральный анализ, справедливый для произвольного значения отношения энергий отраженного и рассеянного сигналов (β^2).

Очевидно, что по измерению спектра ЧО сигнала невозможно определить $V(h)$, поскольку доплеровское смещение частоты ($\omega' = \omega'' - \omega' - \omega$) каждой спектральной составляющей ($\omega' + \omega$) зондирующего сигнала за счет V много меньше полосы частот ($\Delta\omega$) зондирующего сигнала (ω'' — частота спектра отраженного сигнала). Действительно, со-

гласно оценкам $\Delta\omega \sim \frac{2\pi}{\tau_u} = 4\pi \cdot 10^4$ гц ($\tau_u = 50$ мксек), а $\omega'_{\max}$,

как будет показано ниже, составляет $\omega'_{\max} \sim V \frac{4\pi}{\lambda} \theta_0 \sim 1$ гц

($\lambda = 150$ м, $\theta_0 = 20^\circ$, $V = 100$ м/сек), где θ_0 — полуширина эффективной диаграммы направленности приемопередающей антенны по уровню 0,5.

Поле ЧО сигнала каждой спектральной составляющей зондирующего сигнала можно представить в виде

$$E'(t) = E'_0 \cos \omega' t + \sum_k^p \sum_{i=1}^{n_k} \{E'_{k,i} \cos [(\omega' - \omega'_k)t + \gamma_i] +$$

$$+ \varepsilon'_{k,i} \cos[(\omega' + \Omega'_k) t + \alpha'_i]], \quad (1)$$

где $E_{k,i}$, γ_i — относится к отдельному рассеивателю, переизлучающему падающую волну с доплеровским смещением частоты $-\Omega'_k$; $\varepsilon'_{k,i}$, α'_i — то же для Ω'_k ;

E_0 — поле френелевского отражения;

$2n_k$ — число неоднородностей, порождающих частоту смещения $|\Omega'_k|$;

p — число спектральных линий дискретного преобразования Фурье [5] (Д. П. Ф.), при помощи которого определяется спектр амплитуды ЧО сигнала A .

Выражение (1) преобразуется к виду $E'(t) = A'(t) \times \cos(\omega't + \beta')$, где

$$A'(t) = \left\{ \left[E_0 + \sum_k^p \sum_i^{n_k} [E'_{k,i} \cos(\Omega'_k t + \gamma'_i) + \varepsilon'_{k,i} \cos(\Omega'_k t + \alpha'_i)] \right]^2 + \left[\sum_k^p \sum_i^{n_k} [E'_{k,i} \sin(\Omega'_k t + \gamma'_i) - \varepsilon'_{k,i} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \sin(\Omega'_k t + \alpha'_i)] \right]^2 \right\}^{1/2}.$$

В силу симметрии рассеивателей относительно плоскости $\varphi = 0$ (φ — азимут), можно положить $\gamma'_i \simeq \alpha'_i$, $E'_{k,i} \simeq \varepsilon'_{k,i}$, тогда

$$A'(t) = E_0 + 2 \sum_k^p \sum_i^{n_k} [(E'_{k,i} \cos \gamma'_i) \cos \Omega'_k t - (E'_{k,i} \sin \gamma'_i) \sin \Omega'_k t],$$

$$\beta' = 0.$$

Суммарное поле ЧО всех спектральных составляющих зондирующего сигнала можно записать в виде $E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E'(t) G \times$

$\times (\omega + \omega') d\omega'$, где $G(\omega + \omega')$ — спектральная плотность зондирующего импульсного сигнала. Поскольку $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-2}$ ($\omega = 4\pi \cdot 10^6$ гц, $\tau_u = 50$ мксек), то $\frac{dE_0}{d\omega'} \simeq 0$ и $\frac{dE'_{k,i}}{d\omega'} \simeq 0$, поэтому

$$E(t) = A(t) \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega + \omega') \cos(\omega + \omega') t d\omega', \quad \text{где}$$

$$A(t) = A'(t) \Big|_{\Omega'_k = \Omega_k = \omega^* - \omega, \omega^* = 0}. \quad (2)$$

В этом случае $A(t)$ описывает медленные изменения $E(t)$ во времени. Интегральный сомножитель описывает быстрые осцилляции, продолжительность которых зависит от длительности зондирующего импульса.

Из (2) легко определить связи средней (по реализации) спектральной мощности $A(t)$ ($\langle c^2(\Omega_k) \rangle$) со статистическими параметрами поля $E(t)$

$$\begin{aligned} \langle c^2(\Omega_k) \rangle &= 4 \sum_i^{n_k} \langle E_{k,i}^2 \rangle \simeq 4n_k \langle E_{k,i}^2 \rangle, \quad \Omega_k \neq 0, \\ \langle c^2(0) \rangle &= \langle E_0^2 \rangle + 2 \sum_i^{n_0} \langle E_{0,i}^2 \rangle \simeq \langle E_0^2 \rangle + 2n_0 \langle E_{0,i}^2 \rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

Из (3) видно, что спектральная мощность A пропорциональна неизвестной функции распределения неоднородностей по значениям n_k и зависит только от центральной частоты зондирующего сигнала. Поэтому ниже найдем связь спектральной мощности рассеянного монохроматического сигнала с одной стороны с n_k (и через него со спектральной мощностью A), а с другой — с параметрами ионосферной плазмы, в частности с V .

Усредненную по времени спектральную мощность ЧО сигнала $P_n(\Omega)$ можно записать в виде $P_n(\Omega) = P_\phi \delta_{\Omega,0} + P(\Omega)$,

где $\delta_{0,\Omega} = \begin{cases} 1, & \text{при } \Omega = 0 \\ 0, & \text{при } \Omega \neq 0, \end{cases}$ P_ϕ — мощность когерентно отра-

женного (френелевского) сигнала, $P(\Omega)$ — спектральная плотность мощности рассеянного сигнала, усредненная по времени.

В работе [6] $P(\Omega)$ находят, основываясь на предположении, что энергия, рассеянная в единичном телесном угле $dW(\theta, \varphi)$, пропорциональна косинусу зенитного угла θ . Одна-

ко в результате проверки оказалось, что $\int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} dW(\theta, \varphi) \neq \int_{-\infty}^{\infty} P(\Omega) d\Omega$.

Поэтому мы предположили, что $P(\Omega)$ пропорциональна числу неоднородностей, переизлучающих падающую волну, с доплеровским смещением частоты $\vec{q}\vec{V}$, где $\vec{q}$ — разность падающего и рассеянного волновых векторов

$$P(\Omega) = P(\vec{q}\vec{V}) = k_1 f(\vec{q}\vec{V}), \quad (4)$$

где k_1 — коэффициент пропорциональности, $f(\vec{q}\vec{V})$ — функция распределения неоднородностей в рассеивающем объеме по значениям $\vec{q}\vec{V}$.

Зависимость $P(\Omega)$ от длительности зондирующего импульса не рассматривается. Поскольку $\omega \gg \omega_p$ (ω_p — плазменная частота D -области ионосферы), то $|\vec{q}_{o,h}(h)| \simeq \text{const}$ для всей D -области (O и H — относятся к обыкновенной и необыкновенной компонентам ЧО сигнала).

Получим выражение для $P(\Omega)$ в предположении, что эффективную диаграмму направленности приемопередающей антенны можно аппроксимировать функцией

$$F(\theta) = \begin{cases} 1, & \text{при } \theta \leq \theta_0 \\ 0, & \text{при } \theta > \theta_0 \end{cases}.$$

В сферических координатах θ, φ $\vec{q}\vec{V}$ имеет вид

$$\vec{q}\vec{V} = qV \sin \theta \cdot \cos \varphi = \Omega. \quad (5)$$

Как известно, (5) в координатах θ, φ и Ω представляет собой поверхность. Очевидно, что значение $f(\vec{q}\vec{V} = \text{const})$ пропорционально длине линии S , получающейся в результате сечения поверхности плоскостью $\Omega = \text{const}$

$$S = 2 \int_{\arcsin a}^{\theta_0} \frac{V \sin^4 \theta - 2a^2 \sin^2 \theta + a^2}{\sin \theta \sqrt{\sin^2 \theta - a^2}} d\theta, \quad (6)$$

где $a = \Omega/qV$, $\Omega \neq 0$ ($a_{\max} = \sin \theta_0 < 1$).

При $\Omega = 0$ $S = 2 \left(\frac{\pi}{2} + \theta_0 \right)$. Ограничиваясь в разложениях $\sin \theta$ и $\arcsin a$ по θ и a соответственно вторыми членами малости (6), после интегрирования приводим к виду

$$S \simeq 2 \left\{ \arccos \frac{\Omega}{qV\theta_0} - \frac{2}{3} \theta_0 \frac{\Omega}{qV} \left(1 - \frac{\Omega^2}{q^2 V^2 \theta_0^2} \right)^{1/2} \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \frac{1}{4} \cdot \frac{\theta_0^2}{\left(\frac{\Omega}{qV} \right)^2} \right] - \arccos \left[1 - \frac{\left(\frac{\Omega}{qV} \right)^2}{6} \right] + \frac{1}{2\sqrt{3}} \left(\frac{\Omega}{qV} \right)^3 \right\}. \quad (7)$$

В случае узкой диаграммы направленности ($\theta_0 \ll 1$) (7) упрощается $S \simeq 2 \arccos \frac{\Omega}{qV\theta_0}$.

Таким образом,

$$f(\Omega) \simeq k_2 \arccos \frac{\Omega}{qV\theta_0}, \quad (8)$$

где k_2 — коэффициент пропорциональности. Используя (4), (8) и условие

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} P(\Omega) d\Omega,$$

где P — мощность рассеянного сигнала, для $P(\Omega)$ находим

$$P(\Omega) \simeq \frac{P}{2q\theta_0 V} \cdot \arccos \frac{\Omega}{qV\theta_0}, \quad P(0) \simeq \frac{P \left(\frac{\pi}{2} + \theta_0 \right)}{2qV\theta_0}. \quad (9)$$

Из (9) можно получить $V = \frac{\Omega_0}{q\theta_0}$, где Ω_0 — полуширина

спектра по нулевым значениям спектральной мощности (не зависит от энергии френелевского отражения). Однако нулевые значения экспериментальных спектров выражены неявно (согласно расчетам, теоретические спектры в случае аппроксимации реальных эффективных диаграмм направленности функцией $F_1(\theta) = \exp[-\theta^2/\theta_0^2]$ убывают экспоненциально с ростом Ω), поэтому для определения $V(h)$ следует использовать значение полной спектральной мощности P_n при $\Omega=0$. Как показывают расчеты, погрешность определения спектральной мощности, а следовательно, и V в этом случае также будет много меньше ($\sim 8\%$). Нормируя (3) на величину $\sum_{k=0}^p C^2(\Omega_k) = \bar{A}^2$, черта-усреднение по времени, имеем

$$\frac{\langle C^2(0) \rangle}{\sum_{k=0}^p C^2(\Omega_k)} = R(0) = \frac{\langle E_0^2 \rangle + 2 \sum_i^{n_0} \langle E_{0,i}^2 \rangle}{\bar{A}^2}. \quad (10)$$

Очевидно, что

$$\frac{1}{\Delta\Omega} \sum_i^{n_0} \langle E_{0,i}^2 \rangle \simeq \frac{P}{2qV\theta_0} \cdot \frac{\pi}{2}, \quad \frac{1}{\Delta\Omega} \cdot \langle E_0^2 \rangle = \bar{E}_0^2, \quad (11)$$

где $\bar{E}_0^2$ и $P = \sum_S \bar{E}_S^2$ — мощности отраженного и рассеянного сигналов, определяемые из статистического анализа флуктуаций A [2]; $\Delta\Omega$ — расстояние между спектральными линиями Д. П. Ф.

Используя (10) и (11), имеем

$$V = \frac{\pi}{2q\theta_0} \cdot \frac{\Delta\Omega \sum_s \bar{E}_s^2 / \bar{A}^2}{R(0) - \Delta\Omega \bar{E}_0^2 / \bar{A}^2}. \quad (12)$$

Если $E_0 = 0$ ($\beta = 0$), то (12) упрощается: $V \simeq \frac{\Delta\Omega\pi}{2q\theta_0 R(0)}$.

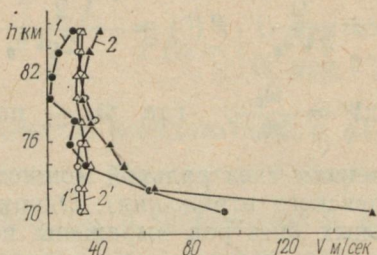


Рис. 1. Высотные профили скорости ветра, полученные корреляционным и спектральным методом в предположении $\beta=0$.

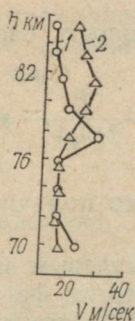


Рис. 2. Высотные профили скорости ветра, полученные спектральным методом, справедливым для произвольного значения β .

На рис. 1 кривые 1 и 2 — профили $V(h)$, полученные при помощи корреляционного анализа [1], кривые 1' и 2' — при помощи спектрального анализа A_0 и A_n соответственно (в первом и во втором случаях полагали $\beta=0$). Поскольку в нижней ионосфере $q_{0,n} \sim 1$, то разброс значений V для «О» и «Н» волн объясняется погрешностью анализа. Как видно, разброс значений V в случае спектрального анализа амплитуд «О» и «Н» волн много меньше, чем при корреляционном анализе. Эксперимент проводился в районе г. Волгограда в декабре 1972 г. в $11^h 31^m$, $\frac{\omega}{2\pi} = 2,07 \cdot 10^6$ гц, $\tau_u = 50$ мксек, длительность регистрации около 12 мин, длительность каждой реализации, которая подвергалась Д. П. Ф., составляла 20 сек.

На рис. 2 представлены профили $V(h)$, полученные применением к этой же регистрации спектрального анализа (справедливого для произвольного значения β) к A_0 (кривая 1) и A_n (кривая 2). Как видно из сравнения рис. 1 и 2 неучет β ($\beta \sim 1$) привел к завышению скорости ветра ($\sim 100\%$).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Денисов Н. Г., Тамойкин В. В. О корреляционной теории обратного рассеяния радиоволн. — «Изв. ВУЗов, Радиофизика», 1971, т. 14, № 9, с. 1331—1335.
2. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. М., «Наука», 1972. 563 с.
3. Newman D. B. Differential phase volume model and amplitude measurements of partial reflections. Scientific report 426, Pennsylvania, 1974. 180 с.
4. Радиофизические исследования параметров ионосферы и ее неоднородностей. — В кн.: Всесоюзная конференция по распространению радиоволн (Казань, 1975 г.). Тезисы докладов, № 3. Казанский университет, с. 18—20. Авт.: В. А. Мисюра, Л. В. Безродная, А. А. Гордеев, Ю. Г. Ерохин, Г. Ф. Засов, В. И. Иванов, В. Е. Морозов, Л. А. Пивень, В. Г. Сомов, Н. П. Светличный, М. Г. Трухан, Ю. П. Федоренко, Л. Ф. Черногор, И. Б. Шеляг, И. С. Шлюгер.
5. Сороко Л. М., Стриж Т. А. Спектральные преобразования на ЦВМ. Дубна, 1972. 80 с.
6. Banerji R. B. The proceedings of the physical Society. Section B, vol. 66, part 2, N 398 B, 1953, p. 105—114.

УДК 621.371.164

А. А. МАРТЫНОВ,
А. А. ВЕРГАСОВ

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО МЕТОДА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ

В настоящей работе исследуется возможность использования поляризационного метода для измерения параметров плазмы. Его суть заключается в том, что поляризация отраженной диэлектриком электромагнитной волны определяется параметрами, характеризующими диэлектрик (диэлектрическая проницаемость и проводимость). Следовательно, если поляризация отраженной волны известна, то можно определить эти параметры.

Вопрос о возможности измерения диэлектрической проницаемости ϵ и проводимости σ среды поляризационным методом впервые был рассмотрен в работах [1, 2]. Этот метод применяется для определения характеристик твердых диэлектриков с использованием волн сантиметрового, миллиметрового и оптического диапазонов [3, 4]. Предлагается распространить применение метода на изучение характеристик плазмы с использованием СВЧ-волн.

Рассмотрим плазму с частотой соударений ν и плотностью электронов N . Выберем частоту ω падающей волны такой, чтобы выполнялось условие $\omega > \nu$. В этом случае диэлектрическая проницаемость и проводимость среды описываются выражениями [5]

$$\epsilon = 8,85 \cdot 10^{-12} \left(1 - 3190 \frac{N}{\omega^2} \right); \quad (1)$$

$$\sigma = 2,82 \cdot 10^{-8} \frac{N}{v} \quad (2)$$

(размерность здесь и далее — в системе СИ).

Комплексная диэлектрическая проницаемость $\dot{\epsilon}$ [4, 5] равна

$$\dot{\epsilon} = \epsilon + i60\lambda\sigma = |\epsilon| (\cos \gamma + i \sin \gamma), \quad (3)$$

$$|\epsilon| = \sqrt{\epsilon^2 + (60\lambda\sigma)^2}; \quad \gamma = \operatorname{arctg} \frac{60\lambda\sigma}{\epsilon}; \quad (4)$$

где λ — длина волны.

Комплексная проницаемость определяет комплексный коэффициент поляризации плоской электромагнитной волны произвольной поляризации, отраженной от статистически неровной поверхности с конечной проводимостью. В случае обратного отражения для нахождения коэффициента поляризации $\dot{p}$ (фазора) в линейном ортогональном базисе можно воспользоваться соотношением [4, 6]

$$\begin{aligned} \dot{p} &= \frac{\dot{E}_y}{\dot{E}_x} = p (\cos \delta + i \sin \delta) = \\ &= \frac{(\dot{A} + \cos \theta)^2 [\dot{A} (\sin^2 \theta - \dot{\epsilon} \cos^2 \theta) - 2\dot{\epsilon} \sin^2 \theta \cos^2 \theta]}{(\dot{A} + \dot{\epsilon} \cos \theta)^2 (\dot{A} - 2 \sin^2 \theta \cos \theta)}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\dot{E}_x$, $\dot{E}_y$ — комплексные амплитуды составляющих ортогонально-линейного разложения принимаемой волны; θ — угол падения (равный углу отражения); δ — фазовый параметр (разность фаз между ортогональными компонентами поля отраженной волны с учетом фазовых соотношений между ними в падающей волне).

Для практических целей удобнее пользоваться разложением принимаемой волны в круговом ортогональном базисе, так как для определения коэффициента эллиптичности и направления вращения плоскости поляризации при ортогонально-круговом разложении нет надобности производить фазовые измерения, что является существенным достоинством данного способа разложения. Комплексный коэффициент поляризации при этом будет равен [4]

$$\dot{q}_0 = \frac{1 + i\dot{p}}{1 - i\dot{p}} = \frac{E_{\text{лев}}}{E_{\text{прав}}} e^{i\delta_0} = q_0 e^{i\delta_0}, \quad (6)$$

$$q_0 = \sqrt{\frac{1 + 2p \sin \delta + p^2}{1 - 2p \sin \delta + p^2}}; \quad \delta_0 = \operatorname{arctg} \frac{2p \cos \delta}{1 - p^2}, \quad (7)$$

где $E_{\text{прав}}, E_{\text{лев}}$ — модули ортогонально-круговых компонент принимаемой волны. Зная фазор, нетрудно определить коэффициент эллиптичности в комплексном виде [4]

$$\dot{K} = Ke^{2i\vartheta} = \frac{E_{\min}}{E_{\max}} e^{2i\vartheta} = \frac{1 - q_0}{1 + q_0} e^{2i\vartheta}, \quad (8)$$

$$\text{где } E_{\min} = \frac{E_{\text{прав}} - E_{\text{лев}}}{2}; \quad E_{\max} = \frac{E_{\text{прав}} + E_{\text{лев}}}{2}; \quad \vartheta = \frac{\delta_0}{2}.$$

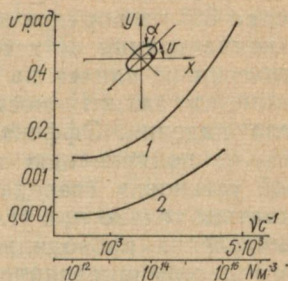
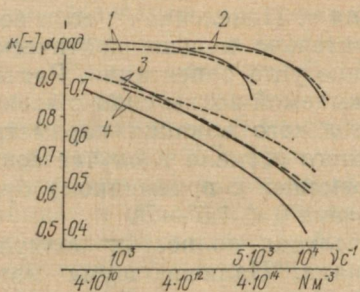


Рис. 1.

Рис. 2.

Вспомогательной характеристикой эллиптически поляризованной волны является угол эллиптичности $\alpha = \arctg K$.

Рассмотрим поляризационные характеристики отраженной от плазмы волны, считая, что граница плазмы — плоская шероховатая поверхность с конечной проводимостью.

Поляризацию излученного сигнала считаем круговой. На рис. 1 приведены зависимости коэффициента и угла эллиптичности от изменения электронной концентрации N в области отражения при постоянной частоте соударения ν и угле падения θ . Как видно, с ростом N поляризация принимаемой волны превращается из круговой в эллиптическую. При этом наиболее существенное изменение эллиптичности происходит при приближении N к критической концентрации.

На рис. 1 приведены зависимости коэффициента и угла эллиптичности от изменения частоты соударения ν в области отражения при постоянных N и θ ,

- где 1 при $\nu = 10^3 \text{ c}^{-1}$; $\theta = 1^\circ$;
 2 при $\nu = 10^3 \text{ c}^{-1}$; $\theta = 2^\circ$;
 3 при $\theta = 1^\circ$, $N = 4 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$;
 4 при $\theta = 2^\circ$; $N = 10^{16} \text{ м}^{-3}$;

K — — —

α — — —

$$N_{KP} = 5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}.$$

Коэффициент эллиптичности более чувствителен к изменению ν .

На рис. 2 изображены зависимость угла ориентации поляризационного эллипса θ от частоты соударений ν в области отражения, а также зависимость θ от электронной концентрации N , где 1 при $\theta=2^\circ$; $N=10^{16} \text{ м}^{-3}$;

2 при $\theta=2^\circ$; $\nu=10^3 \text{ см}^{-1}$;

$$N_{KP} = 5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}.$$

Угол падения волны θ полагается постоянным. Как видно, крутизна кривой $\theta=f(\nu)$ при N и θ постоянных, составляет примерно 35° на порядок изменения ν . Изменение N , если величина концентрации остается значительно меньше критической, практически не влияет на изменение угла ориентации. Расчеты показали, что эллиптичность принимаемой волны сильно зависит от угла падения. Эффект значительного влияния параметров плазмы на поляризацию отраженного сигнала в случае совмещенной установки (передатчик совмещен с приемником) будет сказываться только при углах падения $\theta \leq 1,5^\circ-2^\circ$.

Вычисления проводились для случая полностью поляризованного детерминированного сигнала. Наличие шума может ухудшить определение параметров плазмы.

ВЫВОДЫ

1. При помощи совмещенной приемо-передающей установки, использующей поляризационный метод, в принципе могут быть определены такие параметры плазмы, как электронная концентрация N и частота соударений ν .

2. Эффект существенного влияния изменения N и ν плазмы на поляризацию отраженной волны сказывается при углах падения θ , не превышающих $1,5^\circ-2^\circ$.

3. Достоинством обсуждаемого метода определения параметров плазмы является возможность использования для измерений установок с рабочими частотами, меньшими критической частоты исследуемой плазмы. Использование для диагностики плотной плазмы частот, превышающих критическую, сопряжено со значительными техническими трудностями (метод измерения затухания на разнесенных частотах).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Валитов Р. А., Поздняк С. И. Способ определения параметров диэлектриков. Авторское свидетельство 130077, — «Бюл. изобрет.», 1960, № 4, с. 17.
2. Поздняк С. И. Измерение электрических параметров среды поляризационным методом. — «Радиотехника и электроника», 1960, т. V, № 10, с. 1730—1733.
3. Горшков М. М. Эллипсометрия. М., «Сов. радио», 1974. 200 с.
4. Поздняк С. И., Мелитицкий В. А. Введение в статистическую теорию поляризации радиоволн. М., «Сов. радио», 1974. 480 с.
5. Долуханов М. П. Распространение радиоволн. М., «Связь», 1965. 400 с.
6. Поздняк С. И., Аникеенко Г. И., Казаков В. И. Исследование поляризации электромагнитной волны, рассеянной пологой двумерной статистически шероховатой поверхностью с конечной проводимостью. — «Радиотехника», 1969, т. 24, № 11, с. 62—68.

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ВЫСОТНОГО ПРОФИЛЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПО ОБЫКНОВЕННОЙ КОМПОНЕНТЕ ЧАСТИЧНО ОТРАЖЕННОГО СИГНАЛА

Одной из причин ограничения сверху высотного диапазона метода частичных отражений (ЧО) является расхождение по высоте (различие групповых скоростей) рассеивающих объемов обыкновенной (О) и необыкновенной (Н) компонент ЧО сигналов. Развив методику [1] (позволяющую повысить точность и расширить высотный диапазон метода ЧО путем учета указанного расхождения) на случай одновременного существования двух механизмов ЧО: френелевского (когерентного) отражения от неоднородностей электронной концентрации (N) типа «резкая граница» и объемного рассеяния на случайных мелкомасштабных неоднородностях N ($l_0 \sim \lambda$, где l_0 — радиус корреляции флуктуаций N , λ — длина волны зондирующего сигнала). Экспериментально подтверждена возможность повышения точности и расширения высотного диапазона метода ЧО в случае произвольного значения отношения энергий отраженной ($\bar{E}_{o,n}^2$) и рассеянной ($\bar{E}_{s,o,n}^2$) составляющих зондирующего сигнала (β^2) (см. рисунок). Однако указанную методику нельзя использовать на высотах, где «Н» компонента ЧО сигналов в силу сильного поглощения становится сравнимой с уровнем шумов. Для таких высот в предположении, что ЧО обусловлены только объемным рассеянием, и при ряде других допущений $N(h)$ [h — высота отражения] пытались определять по «О» компоненте ЧО сигнала [4]. Методика основывается на сравнении среднеквадратичных значений амплитуд, отстоящих друг от друга по высоте на $\Delta h = c\tau_u/2$, где c — скорость света в вакууме, τ_u — длительность зондирующих импульсов. В результате принятых допущений экспериментальные значения N оказались на порядок завышенными относительно значений N , полученных в аналогичных условиях методикой дифференциального поглощения.

Поскольку определение $N(h)$ в верхней части области D , области E и особенно во впадине между областями E и F , где чаще всего имеет место сильное поглощение «Н» компоненты, представляет большой интерес и известно также, что на этих высотах помимо рассеянной составляющей может иметь место когерентная составляющая ЧО сигнала [5], в настоящей работе дается развитие методики [4] на случай двух механизмов ЧО (произвольное значение β) и совершенствование этой методики аналогично [6] с целью уменьшения погрешности. Приво-

дятся результаты экспериментальной проверки методики получения $N(h)$ по «О» компоненте ЧО сигнала.

Используя [7, 8] $\bar{E}_{s_0}^2$ и $\bar{E}_{k_0}^2$ можно представить в виде

$$\bar{E}_{s_0}^2(h) = k_1(\Delta N_0)^2 \cdot e^{-\frac{I_0^2 \omega^2}{c^2}} \cdot \frac{R_0^2(h)}{h^2} \cdot \frac{\text{sh } y_0}{y_0} \cdot e^{-4\frac{\omega}{c} \int_0^h x_0(h') dh'}, \quad (1)$$

$$\bar{E}_{k_0}^2(h) = k_2(\Delta N)^2 \cdot \frac{R_0^2(h)}{h^2} \cdot e^{-4\frac{\omega}{c} \int_0^h x_0(h') dh'},$$

где k_1, k_2 — коэффициенты пропорциональности, зависящие от параметров приемопередающей антенны и других величин $(\Delta N_0)^2(h)$, $(\Delta N)^2(h)$ — интенсивность флуктуаций N в мелко-масштабных неоднородностях и интенсивность отклонения N в неоднородностях типа «резкая граница»;

$$\omega = 2\pi c/\lambda; R_0^2(h) = \frac{4\pi^2 e^4}{\omega^2 m^2 v_m^2(h)} [Z_0^2 C_{3/2}^2(Z_0) + \frac{25}{4} C_{5/2}^2(Z_0)];$$

$$Z_0(h) = \frac{\omega + \omega_L}{v_m(h)}; \omega_L = \frac{eH_L}{mc}; C_P(Z) = \frac{1}{\Gamma(P+1)} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^P e^{-\varepsilon} d\varepsilon}{\varepsilon^2 + Z^2},$$

где m, e — масса и заряд электрона; H_L — проекция геомагнитного поля на вертикаль; $x_0(h) = \frac{5\pi e^2 N(h)}{\omega m v_m(h)} C_{5/2}(Z_0)$; $y_0(h) = \omega \tau_u x_0(h)$; v_m — частота столкновений электронов с нейтралами. Экспериментальные значения $\bar{E}_{s_0}^2$, $\bar{E}_{k_0}^2$ определяются из системы уравнений [3]:

$$\bar{A}_0 = \sqrt{\frac{\pi \bar{E}_{s_0}^2}{4}} \cdot e^{-\frac{\beta_0^2}{2}} \left[(1 + \beta_0^2) I_0\left(\frac{\beta_0^2}{2}\right) + \beta_0^2 I_1\left(\frac{\beta_0^2}{2}\right) \right],$$

$$\bar{A}_0^2 = \bar{E}_{s_0}^2 (1 + \beta_0^2),$$

где A_0 — амплитуда поля, «—» — операция усреднения, I_0, I_1 — функция Бесселя первого рода нулевого и первого порядков от мнимого аргумента.

Поскольку согласно природе френелевского отражения $(\Delta N)^2(h)$ может существенно изменяться с h , а $(\Delta N_0)^2(h)$ в исследуемой области можно положить постоянной, то для вычисления $N(h)$ следует использовать (1). Даже при $\omega \geq 23$ Мгц для «О» волны и для $h \geq 75$ км в (1) можно пренебречь погло-

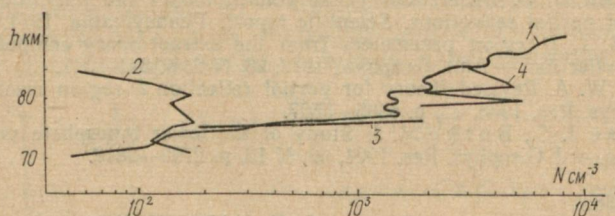
щением в рассеивающем объеме, т. е. положить $shy_0/y_0 \approx 1 (y_m \ll \omega)$. Тогда из (1) для $N(h)$ получаем выражение

$$N(h_i) = \frac{c y_m(h_i) \ln \left[\frac{h_i^2}{h_{i+1}^2} \cdot \frac{R_O^2(h_{i+1})}{R_O^2(h_i)} \cdot \frac{\bar{E}_{sO}^2(h_i)}{\bar{E}_{sO}^2(h_{i+1})} \right]}{20\pi \left(\frac{e^2}{m} \right) \Delta h \cdot C_{5/2} [Z_O(h_i)]}, \quad (2)$$

где

$$\tilde{Z}_O(h_i) = \frac{\omega + \omega_L}{v_m(h_i)}; \quad v_m(h_i) = \frac{v_m(h_i) + v_m(h_{i+1})}{2},$$

$\Delta h = h_{i+1} - h_i$, h_i — дискретные значения h .



1 — профили, полученные методом импедансного зонда, установленного на метеорологической ракете МР-12 (кривая 1 — 12.02, 1.12.72 Волгоград) [2] и методом ЧО (кривая 2, 3, 4 — 11.31, 1.12.72 Волгоград). 2 — получено по методике дифференциального поглощения без учета когерентной составляющей ЧО сигнала и расхождению рассеивающих объемов, обусловленного различием групповых скоростей «О» и «Н» волн. 3 — получен по методике дифференциального поглощения с учетом расхождения рассеивающих объемов и дифференциального поглощения волн в рассеивающем объеме. Для вычисления использовались среднеквадратичные значения «О» и «Н» компонент рассеянной составляющей ЧО сигнала, которые определялись по средним и среднеквадратичным значениям амплитуды ЧО сигнала при помощи методики [3]. 4 — получен методикой, обуславливаемой в настоящей работе. Для вычисления использовались среднеквадратичные значения «О» компоненты рассеянной составляющей ЧО сигнала.

На рисунке кривая 4 получена по формуле (2). Используя кривую 1, установили, что завышение значений 4 относительно значений кривой 1, полученной в одном и том же месте, и близкое время к регистрации ЧО сигнала методом импедансного зонда на метеорологической ракете МР-12 [2], увеличивается при учете поглощения в рассеивающем объеме и учете зависимости $(\Delta N_O)^2$ от h [$(\Delta N_O)^2(h) = \text{const} \cdot N(h)$]. По-видимому, несовпадение кривых 1 и 4 вызвано как погрешностью метода импедансного зонда, так и погрешностью обсуждаемого метода,

которая в основном обусловлена наклонными отражениями — полуширина эффективной диаграммы направленности передающей антенны составляла $\sim 16^\circ$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Развитие комплексных исследований нижней ионосферы. — В сб.: Ионосферные исследования. М., «Наука», 1975, № 23, с. 16—21. Авт.: В. А. Мисюра, О. А. Литвиненко, Л. А. Пивень, Ю. П. Федоренко, Л. Ф. Черногор.
2. Комплексные исследования нижней ионосферы. — Всесоюзная конф. по физике ионосферы. Ростов-на-Дону, 1974. Авт.: В. А. Мисюра, Л. Б. Волкова, В. Т. Дымшиц, Ю. Г. Ерохин, Г. Ф. Засов, В. И. Иванов, О. А. Литвиненко, Л. А. Пивень, В. Т. Розуменко, В. П. Ткач, В. Г. Сомов, М. Г. Трухан, Ю. П. Федоренко, Ю. К. Часовитин, Л. Ф. Черногор, С. С. Шлюгер.
3. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн в ионосфере. М., «Наука», 1972. 563 с.
4. Beer B. I. *D-region parameters measured by partial reflections at varying pulsewidths.* — Ann. Geophys., 1968, 24, N 1, p. 1069—1071.
5. Newman D. B. Differential phase volume model and amplitude measurements of partial reflections. Scientific report. Pennsylvania, 1974, 426. 180 p.
6. Beer B. T. *D-region parameters from the extraordinary component of the partial reflection.* — Ann. Geophys., 1972, 28, N 2, p. 341—347.
7. Flood W. A. Revised theory for partial reflection *D-region* measurement. — J. Geophys. Res., 1968, 73, p. 5585—5597.
8. Belrose J. S., Burke M. J. Study of the lower ionosphere using partial reflection. — J. Geophys. Res., 1964, 69, N 13, p. 2799—2818.

УДК 550.388.2

С. И. МАРТЫНЕНКО,

Л. Ф. ЧЕРНОГОР, канд. физ.-мат. наук

О НОВЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ МЕТОДА ИМПУЛЬСНОЙ КРОССМОДУЛЯЦИИ

Для увеличения количества информации при исследовании нижней ионосферы методом импульсной кроссmodуляции (КМ) целесообразно использовать греющий импульс, модулированный по амплитуде низких частот. Независимые измерения величин μ_{A_0} , μ_{φ_0} , $\mu_{A_{\Omega}}$, $\mu_{\varphi_{\Omega}}$ ($\mu_{A_0, \varphi_0, \Omega}$ — коэффициенты амплитудной и фазовой КМ в случае немодулированного греющего импульса и добавки за счет модуляции соответственно) позволяют получать больше информации о параметрах нижней ионосферы. Взаимодействие импульсов описывается выражением

$$\mu_{0, \Omega} = \int_0^{z_b} \left(\frac{\partial \chi_2}{\partial \nu} \cdot \frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_0 \Delta T_{0, \Omega} dz, \quad (1)$$

где $\mu_{0, \Omega} = \mu_{A_0, \Omega}$, $\chi_2 = \chi_2$ для амплитудных измерений; $\mu_{0, \Omega} = \mu_{\varphi_0, \Omega}$, $\chi_2 = n_2$ для фазовых измерений; z_b — верхняя граница области взаимодействия; ν и T — эффективная частота соударений и температура электронов; $\Delta T_0 = A(z) f(z_b, z)$ — возмущение T немодулированным греющим импульсом; $\Delta T_{\Omega} =$

$= \frac{2\mu}{\alpha} \Delta T_0$ — добавка к возмущению T за счет модуляции;

$A(z) = T_0 \frac{E_1^2(0)}{E_p^2} e^{-2K_1(z)} \frac{\omega_1^2 + \nu_0^2}{(\omega_1 \pm \omega_L)^2 + \nu_0^2}$; $E_1(0)$ — напряженность

греющей волны на границе плазмы; $K_1(z) = \int_0^z \kappa_1 dz$; E_p — плаз-

менное поле; κ_1 , ω_1 и τ_1 — коэффициент поглощения, частота и длительность греющего импульса (см. кн.: А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М., «Наука», 1973. 272 с.); δ_0 — коэффициент передачи энергии для электронов; c — скорость света в вакууме; индексом «0» обозначены параметры невозмущенной ионосферы; знаки « $\pm$ » относятся к обыкновенной и необыкновенной компонентам греющей волны; ω_L — продольная составляющая гирочастоты электронов; κ_2 и n_2 — коэффициенты поглощения и преломления для зондирующего импульса длительностью τ_2 ;

$$f(z_b, z) = \begin{cases} \text{а) } \frac{1}{\delta_0 \nu_0 \tau_2} f_1 f_2 f_3 \exp \left[\frac{c}{2} (\tau_1 + \tau_2) \right], \\ \text{для } 0 \leq z < z_b - \frac{c}{2} (\tau_1 + \tau_2); \\ \text{б) } \frac{1}{\tau_2} \left\{ \frac{2}{c} [z - z_b + \frac{c}{2} (\tau_1 + \tau_2)] + \frac{1}{\delta_0 \nu_0} [1 + \right. \\ \left. + (\exp(-\delta_0 \nu_0 (\tau_1 + \tau_2)) - \exp(-\delta_0 \nu_0 \tau_1) - \exp(-\delta_0 \nu_0 \tau_2)) \times \right. \\ \left. \times f_3 \exp(\delta_0 \nu_0 (\tau_1 + \tau_2))] \right\}, \\ \text{для } z_b - \frac{c}{2} (\tau_1 + \tau_2) \leq z < z_b - \frac{c \tau_{1,2}}{2}; \\ \text{в) } \frac{1}{\tau_2} \left\{ \tau_{2,1} - \frac{1}{\delta_0 \nu_0} f_{2,1} f_3 \exp(\delta_0 \nu_0 \tau_{2,1}) \right\}, \\ \text{для } z_b - \frac{c \tau_{1,2}}{2} \leq z < z_b - \frac{c \tau_{2,1}}{2}; \\ \text{г) } \frac{1}{\tau_2} \left\{ \frac{2}{c} (z_b - z) - \frac{1}{\delta_0 \nu_0} (1 - f_3) \right\}, \\ \text{для } z_b - \frac{c \tau_{2,1}}{2} \leq z \leq z_b; \end{cases}$$

$$f_1 = 1 - \exp(-\delta_0 \nu_0 \tau_1); f_2 = 1 - \exp(-\delta_0 \nu_0 \tau_2);$$

$$f_3 = \exp \left[-2 \frac{\delta_0 \nu_0}{c} (z_b - z) \right];$$

у членов с двойной индексацией первый индекс относится к случаю $\tau_2 < \tau_1$, а второй — к случаю $\tau_2 > \tau_1$; высота z отсчитывается

от начала ионосферы; Ω и μ — частота и глубина амплитудной модуляции (считаем, что $\mu \ll 1$).

Выделяя $\mu_{A\Omega}$ и зная μ_{A0} , определяем с шагом по высоте Δz величину $\delta_0 v_0$ по формуле $\delta_0 v_0 = \Omega(\alpha^2 - 1)^{-1/2}$, где α получаем из $\mu_{A0, \Omega}$. Затем, задаваясь δ_0 , просто вычисляется v_0 . Если v_0 определяется по записям μ_{A0} , $\mu_{\varphi 0}$, то можно получить δ_0 . Для увеличения эффективности предлагаемой методики необходимо, чтобы $\Omega \sim \delta_0 v_0$. Поэтому $\Omega/2\pi \sim 1 - 10^2$ Кгц при $z \approx 50 - 80$ км. Поскольку за время τ_2 должно происходить хотя бы несколько колебаний с частотой Ω , желательно использовать $\Omega/2\pi \sim 30 - 60$ Кгц при $z \approx 50 - 70$ км. При этом $\mu_{\Omega}/\mu_0 \sim 0,1$, так как $\mu \ll 1$.

УДК 550.388.2

В. И. АБОЛТИН,
В. Т. МИРОШНИЧЕНКО, канд. техн. наук

МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАЗРАБОТКИ УСТРОЙСТВА, ИЗМЕРЯЮЩЕГО АВТОКОРРЕЛЯЦИОННУЮ ФУНКЦИЮ НЕКОГЕРЕНТНО РАССЕЯННЫХ ИОНОСФЕРНОЙ СИГНАЛОВ

Измерение некогерентно рассеянных (НР) радиолокационных сигналов, в спектральных характеристиках которых содержится информация о параметрах ионосферы, является одним из основных методов исследования ионосферы.

Для экспериментального определения параметров спектральных характеристик НР сигналов используются спектроанализаторы (СА) и коррелометры. Повышение пространственного разрешения измерений при использовании СА за счет уменьшения длительности зондирующего импульса приводит к некоторой потере информации за счет свертки спектров зондирующего и рассеянного сигналов и ограничивается полосой пропускания узкополосных фильтров СА.

Измерение автокорреляционной функции (АКФ) позволяет устранить вышеуказанные недостатки [1]. Обработка регистраций АКФ позволяет определить электронную концентрацию N_e , температуру электронов T_e , температуру ионов T_i , ионный состав N_i , плотность нейтральной атмосферы N_n , скорость дрейфа плазмы V_d и др.

Определение параметров ионосферы связано с применением аппаратного корреляционного анализа. Разработан ряд цифровых корреляторов, основанных на методе умножения, полярном, релейном методах, определения АКФ через измерение условного среднего. Подробный обзор методов измерений приведен в [2—4].

Требования к коррелометру определяются особенностями метода НР. Некогерентно рассеянный сигнал в различные моменты времени соответствует областям ионосферы, расположен-

ным на разных высотах. Следовательно, оценки АКФ НР сигналов целесообразно производить одновременно во всем доступном для измерений интервале высот. Известно, что, например, в переходное время суток значения регулярных параметров ионосферы могут изменяться на порядок за ~ 1 ч. Исследование волновых движений в ионосфере с характерными периодами в несколько минут также требуют высокого разрешения по времени.

Современное состояние радиолокационной техники обеспечивает регистрацию параметров НР сигналов за время накопления 5—10 мин [5, 6]. Казалось бы, что при таком соотношении между характерным временем изменения ионосферы и временем накопления сигнала для уменьшения последнего необходимо применять многоуровневое квантование. Однако в ряде случаев ограниченные возможности ЦВМ по быстродействию и объему памяти не позволяют его реализовать. Для исследования ионосферы методом НР наиболее целесообразно применить полярный метод. Его применение позволяет значительно упростить приборную реализацию и снизить требования к ЦВМ.

Значительное время определения параметров ионосферы с помощью коррелятора последовательного действия, в котором для определения K точек АКФ на интервале времени задержки $K \cdot \Delta t$ затрачивается время $T_{\Sigma} = K T_0$ (T_0 — время измерения одной точки АКФ, Δt — интервал дискретизации), не позволяет определить параметры с требуемой точностью. Применение коррелятора параллельного действия, затрачивающего на эту же операцию время $T_{\Sigma} \cong T_0$, позволяет выполнить вышеуказанные требования.

При измерении АКФ НР сигналы квантуются по времени и амплитуде и в дискретном виде обрабатываются с помощью специализированной ЦВМ. Поскольку интервалы измерения ограничены, то используются оценки истинных АКФ

$$\rho^*(\tau_n) = \frac{\frac{1}{M} \sum_{i=1}^M S(t_i) S(t_{i-n})}{\frac{1}{M} \sum_{i=1}^M S^2(t_i)}, \quad (1)$$

где $S(t_i)$ и $S(t_{i-n})$ — дискретные отсчеты сигнала $S(t)$;

M — число выборок сигнала.

Экспериментально наиболее просто оценивать вероятность того, что знаки отклонений сигнала $S(t)$ от некоторого постоянного порогового значения в момент времени t_i и t_{i-n} одинаковы, например, положительны. В этом случае нормированная АКФ $\rho(\tau_n)$ сигнала $S(t)$ и знаковая корреляционная функция (ЗКФ) $\rho^{++}(\tau_n)$ связаны между собой соотношением [7]

$$\rho(\tau_n) = -\cos [2\pi \rho^{++}(\tau_n)]. \quad (2)$$

Оценка ЗКФ производится согласно выражению

$$p^{*}_{++}(\tau_n) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M S(t_i) S(t_{i-n}), \quad (3)$$

где $S(t_i)$ и $S(t_{i-n})$ — дискретные отсчеты сигнала $S(t_i)$, причем

$$S(t_i) S(t_{i-n}) = \begin{cases} 1 & \text{при } S(t_i) > 0; S(t_{i-n}) > 0 \\ 0 & \text{при } S(t_i) \text{ и } S(t_{i-n}) \leq 0. \end{cases} \quad (4)$$

Функциональная схема для измерения АКФ НР сигналов приведена на рис. 1, где 1 — тактическая импульсация, 2 — им-

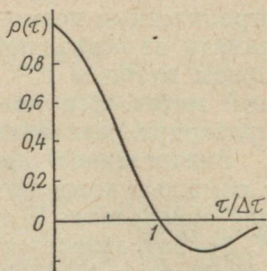
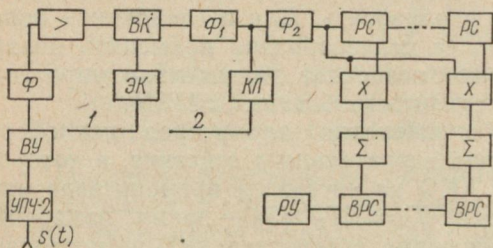


Рис. 1.

Рис. 2.

пульсное разрешение выдачи информации. Принятый радиолокационный (РЛС) сигнал после усиления в усилителе промежуточной частоты (УПЧ-2) поступает во входное устройство (ВУ), где производится перенос спектра сигнала $S(t)$ с несущей частоты $\omega_{\text{ПЧ1}}$ на $\omega_{\text{ПЧ2}}$, которая выбирается из условия $\Delta\tau \cdot \omega_{\text{ПЧ2}} = n\pi$ ($\Delta\tau$ — интервал дискретизации).

Как известно, принятый РЛС сигнал представляет собой сумму двух случайных независимых процессов НР сигналов и собственных шумов приемника. Ширина АЧФ НР сигналов и собственных шумов приемной части определяются, соответственно, параметрами плазмы в рассеивающем объеме и величиной полосы пропускания приемной части. Полоса пропускания приемной части ΔF фильтра Φ подбирается таким образом, чтобы время задержки, при котором АЧФ собственных шумов первый раз обращается в нуль, равнялась Δt при измерении АЧФ НР сигналов.

Во временном квантователе (ВК) принятый сигнал преобразуется в случайную последовательность импульсов, усиливается и формируется усилителями — формирователями (Φ_1) и (Φ_2). Амплитуда и длительность импульсов, вырабатываемая Φ_1 и Φ_2 ,

определяется требованием надежной работы ЦВМ. После поступления на ключ (КЛ) импульса разрешения выдачи информации последний открывается и соответствующие дискретные значения сигнала $S(t)$ поступают на регистр сдвига (РС) и далее на перемножитель («Х»), сумматор (Σ), выходной регистр сдвига (ВРС) и регистрирующее устройство (РУ).

На рис. 2 приведена АКФ собственных шумов, вычисленная по известной амплитудно-частотной характеристике (АЧХ) согласно соотношению

$$\rho(\tau) = \sum_{m=-n}^{n-1} S^2(t) \cos \pi n k / N, \quad (5)$$

где N — число отсчетов АЧХ; k — номер точки АКФ собственных шумов приемника; $\tau = \frac{1}{N\Delta}$; Δ — интервал выборок

АЧХ; $m = -n, \dots, 0, \dots, n-1$; $S(t)$ — значения АЧХ в точках отсчета.

Следует отметить, что при использовании ЗКФ теряется универсальность устройства и в некоторой степени возрастает погрешность. Допустимая погрешность аппроксимации АКФ в зависимости от верхней частоты спектра сигнала f_v и $\Delta\tau$ определяется выражением [4]

$$\delta p_a^{++}(\tau_n) = \frac{(\Delta\tau \cdot \pi f_v)^2}{2}. \quad (6)$$

Среднеквадратичная погрешность $\delta\rho(\tau_n)$ определения $\rho(\tau_n)$ по регистрации ЗКФ $p^{++}(\tau_n)$, обусловленная конечностью выборки измеряемых сигналов, определяется выражением [8]

$$\delta\rho(\tau_n) = \frac{\pi}{2\sqrt{M}} \{(1-k)^2 [1 - (p^{++})^2]\}^{1/2}. \quad (7)$$

Анализ погрешностей определения T_e и T_i , обусловленных конечностью выборки измеряемых сигналов, показывает, что в характерных условиях нашего эксперимента среднеквадратичная погрешность $\delta\tau_T$ определения $\tau_T = T_e/T_i$ составляет 0,03, а δT_i — около 0,05.

Измерение АКФ НР сигналов уменьшает погрешность измерения T_e и T_i в несколько раз (~ 5) по сравнению с погрешностями при измерениях спектров.

Применение предложенной схемы для измерения АКФ НР сигналов позволило упростить приборную реализацию, а также наиболее оптимально использовать возможности ЦВМ.

1. Розуменко В. Т. К методике измерения автокорреляционной функции некогерентно рассеянных в ионосфере радиолокационных сигналов. — «Вестн. Харьк. ун-та, № 110. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 16—19.
2. Котюк А. Ф., Ольшевский В. В., Цветков Э. И. Методы и аппаратура для анализа характеристик случайных процессов. М., «Энергия», 1967. 240 с.
3. Мирский Г. Я. Аппаратурное определение характеристик случайных процессов. М., «Энергия», 1972. 456 с.
4. Грибанов Ю. И., Веселова Г. П., Андреев В. Н. Автоматические цифровые корреляторы. М., «Энергия», 1971. 240 с.
5. Эванс Дж. В. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн. — ТИИЭР, 1969, т. 57, № 4, с. 139—175.
6. Мисюра В. А. Комплексные многолетние радиофизические исследования ионосферы, околоземного космического пространства и распространения радиоволн от космических объектов. — В сб.: Космические исследования на Украине. Киев, 1973, вып. 3, с. 3—20.
7. Нестерук В. Ф., Порфирьев Н. Н. Об одном методе определения корреляционной функции нормальных случайных процессов. — Изв. ВУЗов. Приборостроение, 1965, т. 5, № 6, с. 55—57.
8. Farley D. T. Incoherent scatter correlation function measurements. — Radio Sci., 1969, N 4, vol. 10, p. 935—953.

УДК 621.372.8

А. А. ЗВЯГИНЦЕВ,

А. С. СЫСОЕВ, канд. физ.-мат. наук,

О. А. ТРЕТЬЯКОВ, д-р физ.-мат. наук

РАССЕЯНИЕ ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ ЛЕНТОЧНОЙ РЕШЕТКОЙ

В работах [1, 2] дано общее решение задачи дифракции плоской частично поляризованной волны на ленточной решетке и подробно исследован случай квазимонохроматических полей. Представляет интерес исследовать энергетические и поляризационные параметры рассеянного решеткой поля и для случая, когда падающий на решетку сигнал не является квазимонохроматическим. Именно этому общему случаю широкополосных электромагнитных процессов и посвящено данное сообщение.

1. Будем полагать [1, 2], что статистически однородная плоская частично поляризованная волна, заданная матрицей энергетического спектра $S_{\alpha,\beta}(x)$, ($\alpha, \beta = x, y$), падает нормально на решетку. Коэффициенты разложений $a_n^E, b_n^E, a_n^H, b_n^H$ рассеянных полей в ряды Фурье при дифракции регулярных плоских E - и H -поляризованных волн на решетке и матрицы энергетического спектра мощности $S_{\alpha,\beta}(x)$ падающей нерегулярной волны полностью определяют элементы поляризационной матрицы n -й пространственной гармоники рассеянного поля и ее

энергетические параметры. Матрица плоской волны является четырехэлементной и ее элементы определяются выражениями

$$I_{xx}^{(n)} = \int_0^\infty \left\{ \frac{|a_n^E(x)|^2}{|b_n^E(x)|^2} \right\} S_{xx}(x) dx; \quad (1)$$

$$I_{xy_n}^{(n)} = I_{y_nx}^{(n)*} = \int_0^\infty \left\{ \frac{a_n^E(x)}{b_n^E(x)} \frac{a_n^{H*}(x)}{b_n^{H*}(x)} \right\} S_{xy}(x) dx; \quad (2)$$

$$I_{y_ny_n}^{(n)} = \int_0^\infty \left\{ \frac{|a_n^H(x)|^2}{|b_n^H(x)|^2} \right\} S_{yy}(x) dx, \quad (3)$$

где верхние символы берутся для полупространства, откуда падает волна, нижние — для другого полупространства, параметр $x = \frac{l}{\lambda}$ безразмерная частота (λ — длина волны, l — период решетки).

Степень поляризации n -й пространственной гармоники рассеянного поля с использованием соотношений (1) — (3) находится из формулы

$$P(n) = \left[1 - \frac{4 \|I_{\alpha\beta}^{(n)}\|}{(I_{xx}^{(n)} + I_{y_ny_n}^{(n)})^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

Энергетические параметры рассеянного поля — коэффициенты преобразования поля падающей волны в n -ю гармонику отраженного поля R_n и в n -ю гармонику прошедшего поля — T_n определяются формулами

$$R_n = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{I_{xx}} \int_0^\infty |a_n^E(x)|^2 S_{xx}(x) dx + \right. \\ \left. + \frac{1}{I_{yy}} \int_0^\infty |a_n^H(x)|^2 S_{yy}(x) dx \right]; \quad (5)$$

$$T_n = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{I_{xx}} \int_0^\infty |b_n^E(x)|^2 S_{xx}(x) dx + \right. \\ \left. + \frac{1}{I_{yy}} \int_0^\infty |b_n^H(x)|^2 S_{yy}(x) dx \right], \quad (6)$$

где $I_{\alpha\beta}$ — элементы поляризационной матрицы падающего поля, связанные с элементами матрицы энергетического спектра соотношениями

$$I_{\alpha\beta} = \int_0^{\infty} S_{\alpha\beta}(x) dx, \quad (\alpha, \beta = x, y).$$

Из формул (1) — (6) видно, что для достаточно широкополосных падающих на решетку сигналов дисперсионная зависимость коэффициентов a_n^E , b_n^E , a_n^H и b_n^H может вызвать

существенные изменения в энергетических и поляризационных характеристиках рассеянных полей по сравнению с квазимонохроматическими сигналами.

2. В настоящей работе остановимся подробно на свойствах степени поляризации и коэффициента прохождения основной гармоники ($n=0$) прошедшего поля, которая представляет наибольший интерес на практике. Энергетический спектр падающего поля будем полагать изотропным, т. е. $S_{xx}=S_{yy}=S$ и зададим его в виде

$$S(x) = \frac{L^2}{4\pi} e^{-\frac{L^2}{4}(x_0-x)^2}, \quad (7)$$

что соответствует гауссовой временной корреляционной функции поля с безразмерным параметром корреляции

$L = 2\pi \frac{\Delta t}{\tau}$, где Δt — полуширина временной корреляционной

функции, $\tau = \frac{l}{c}$ — время, за которое волна проходит рас-

стояние равное периоду решетки.

Падающей плоской монохроматической волне с частотой ω_0 соответствует предельный переход $L \rightarrow \infty$.

На рис. 1 приведены графики степени поляризации основной гармоники, а на рис. 2 — коэффициента прохождения для случая решетки с половинным заполнением (отношение ширины щели d к периоду l равно 0,5) и четырех соотношений между временным интервалом корреляции Δt и харак-

терным для решетки временем τ : $1 - \frac{\Delta t}{\tau} = \infty$ — монохро-

матический сигнал; $2 - \frac{\Delta t}{\tau} = 3$ — узкополосный сигнал; $3 -$

$-\frac{\Delta t}{\tau} = 1,5$; $4 - \frac{\Delta t}{\tau} = 0,5$ — широкополосные сигналы.

Анализ графиков позволяет сделать вывод, что частично поляризованные сигналы с отношением $\frac{\Delta t}{\tau} > 3$ являются

в задаче дифракции на ленточной решетке узкополосными, а степень поляризации и коэффициент прохождения их дифрагированного сигнала близки к аналогичным для

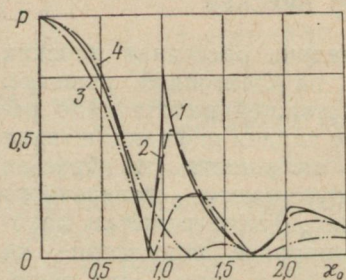


Рис. 1.

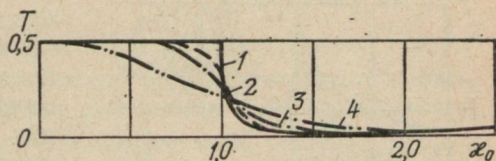


Рис. 2.

квазимонохроматических сигналов. Частично поляризованные сигналы с отношением $\frac{\Delta t}{\tau} \approx 1$ являются при дифракции на ленточной решетке широкополосными и на поляризационные и энергетические характеристики их дифрагированных полей заметно сказываются флуктуации падающего поля. Флуктуации в этих сигналах приводят к замыканию поверхностных резонансов в точках возникновения новых распространяющихся гармоник и смещением средних частот спектра x_0 , в которых прошедшее поле является полностью неполяризованным. Для частично поляризованных сигналов с $\frac{\Delta t}{\tau} < 1$ флуктуации сильно изменяют дифракционную картину по сравнению с аналогичной для квазимонохроматических $\frac{\Delta t}{\tau} \gg 1$ частично поляризованных сигналов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Звягинцев А. А., Сысоев А. С., Третьяков О. А. Рассеяние частично поляризованного поля плоскими одномерно периодическими структурами. — «Изв. вузов. Радиоэлектроника», 1976, т. XIX, № 2, с. 17—21.
2. Звягинцев А. А., Сысоев А. С., Третьяков О. А. Отражательная способность решеток для полностью неполяризованного поля. — «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1975, вып. 4, № 130, с. 142—145.

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКИХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН НА РЕШЕТКАХ ИЗ БРУСЬЕВ

В работе [1] была исследована задача рассеяния плоских эллиптических поляризованных волн на ленточной решетке.

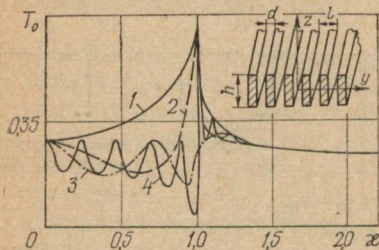


Рис. 1.

В настоящей работе дано решение задачи дифракции таких волн на решетке из брусьев прямоугольного поперечного сечения. Такие решетки находят широкое применение на практике, и кроме того решение задачи дифракции для них позволяет учесть влияние конечной толщины лент в задаче, рассмотренной в [1].

1. Пусть на решетку из брусьев, геометрия которой приведена на рис. 1, расположенную в плоскости xoy , из области $z > \frac{h}{2}$ нормально к решетке падает плоская эллиптически поляризованная волна единичной амплитуды с заданными поляризационными параметрами: φ — угол эллиптичности, θ — угол ориентации поляризационного эллипса.

Рассеянное решеткой поле представим в виде суперпозиции пространственных гармоник, часть которых распространяется от решетки, а другая часть экспоненциально затухает при удалении от поверхности решетки. Распространяющиеся от решетки гармоники поля также являются эллиптически поляризованными с параметрами поляризации — углы эллиптичности $\varphi_n^\pm$ и углы ориентации $\theta_n^\pm$ — определяющимися из соотношений

$$\sin 2\varphi_n^\pm = \sin 2\gamma_n^\pm \sin \Delta_n^\pm; \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} \theta_n^\pm = \frac{\sin 2\gamma_n^\pm \cos \Delta_n^\pm}{\cos 2\gamma_n^\pm + \cos 2\varphi_n^\pm}, \quad (2)$$

где знак плюс берется для полупространства над решеткой ($z > \frac{h}{2}$), а минус — под решеткой ($z < -\frac{h}{2}$).

Параметры $\gamma_n^\pm$, $\Delta_n^\pm$ рассеянных полей связаны с параметрами γ и Δ падающего поля соотношениями

$$\gamma_n^\pm = \operatorname{arctg}(k^\pm \operatorname{tg} \gamma); \quad (3)$$

$$\Delta_n^{\pm} = \Delta + (\delta_E^{\pm} - \delta_H^{\pm}) - \pi; \quad (4)$$

$k^{+} = \frac{|a_n^H|}{|a_n^E|}$; $k^{-} = \frac{|b_n^H|}{|b_n^E|}$, а сами параметры γ и Δ находятся из выражений

$$\gamma = \arctg \sqrt{\frac{1 - \cos 2\varphi \cos 2\theta}{1 + \cos 2\varphi \cos 2\theta}}. \quad (5)$$

$$\cos \Delta = \frac{\cos 2\varphi \sin 2\theta}{\sqrt{1 - \cos^2 2\varphi \cos^2 2\theta}}; \quad \sin \Delta = \frac{\sin 2\varphi}{\sqrt{1 - \cos^2 2\varphi \cos^2 2\theta}}. \quad (6)$$

Коэффициенты разложений a_n^H и b_n^H рассеянного поля в ряды Фурье для задачи дифракции плоской H -поляризованной волны, а также a_n^E и b_n^E — для задачи дифракции E -поляризованной волны на решетке из брусьев представлены в (3)—(4) в виде

$$\begin{Bmatrix} a_n^E \\ b_n^E \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} |a_n^E| \\ |b_n^E| \end{Bmatrix} e^{i\delta_{E(n)}^{\pm}}; \quad \begin{Bmatrix} a_n^H \\ b_n^H \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} |a_n^H| \\ |b_n^H| \end{Bmatrix} e^{i\delta_{H(n)}^{\pm}},$$

где верхние символы, как и ранее, справедливы в полупространстве $z > \frac{h}{2}$, нижние — при $z < -\frac{h}{2}$. Вывод этих коэффициентов приведен в монографии [2].

Амплитуды гармоник A_n отраженного поля и B_n — прошедшего поля определяются формулами

$$A_n = \{ |a_n^E|^2 [(\cos \varphi \cos \theta)^2 + (\sin \varphi \sin \theta)^2] + |a_n^H|^2 [(\cos \varphi \sin \theta)^2 + (\sin \varphi \cos \theta)^2] \}^{1/2}; \quad (7)$$

$$B_n = \{ |b_n^E|^2 [(\cos \varphi \cos \theta)^2 + (\sin \varphi \sin \theta)^2] + |b_n^H|^2 [(\cos \varphi \sin \theta)^2 + (\sin \varphi \cos \theta)^2] \}^{1/2}. \quad (8)$$

Тогда энергетические характеристики рассеянного поля — коэффициенты преобразования R_n падающего поля в n -ю гармонику отраженного поля и T_n — в n -ю гармонику прошедшего поля определяются равенствами $R_n = A_n^2$; $T_n = B_n^2$, а сами коэффициенты отражения R от решетки и коэффициенты прохождения T сквозь решетку будут равны $R = \sum_{(n^2 < x^2)} R_n$; $T = \sum_{(n^2 < x^2)} T_n$, где суммирование производится по

всем распространяющимся от решетки гармоникам поля ($x \geq n$).

2. В дальнейшем мы подробно остановимся на свойствах основной ($n=0$) гармоники прошедшего поля, так как в подавляющем большинстве случаев решетки, используются на про-

хождение и в одноволновом режиме ($\kappa < 1$), когда распространяющейся от решетки является только гармоника с $n=0$.

Соответствующие расчеты, проведенные по формулам (1) — (2) показывают, что учет конечной толщины решетки по сравнению с результатами работы [1] существенно сказывается на коэффициентах отражения R_0 прохождения T_0 и поляризационных параметрах φ_0 , θ_0 рассеянного поля. Зависимость коэффициента прохождения T_0 от безразмерной частоты $\kappa = \frac{l}{\lambda}$ для различных толщин решетки приведен на рис. 1. При толщине $h=0,2l$ коэффициент прохождения претерпевает уже значительные изменения по сравнению с аналогичным для ленточной решетки ($h=0$), а при $h=0,5l$ в поведении коэффициента прохождения как функции частоты начинают проявляться резонансные свойства, обусловленные резонансом H -поляризованной части эллиптически поляризованного поля. Начиная с толщины $h=0,5l$ решетка приобретает свойства поляризационного фильтра — частично или при некоторых условиях полностью пропускается H -поляризованная часть падающей эллиптически поляризованной волны и полностью отражается E -поляризованная часть. Поэтому частотная зависимость коэффициента прохождения аналогична частотной зависимости коэффициента прохождения при падении на решетку H -поляризованной плоской волны. Таким образом, для решеток с $h > 0,5l$ прошедшее поле при падении на решетку эллиптически поляризованной волны в значительном частотном диапазоне аналогично прошедшему полю, образуемому при падении на решетку H -поляризованного поля с амплитудой $(\cos \varphi \sin \theta)^2 + (\sin \varphi \cos \theta)^2$.

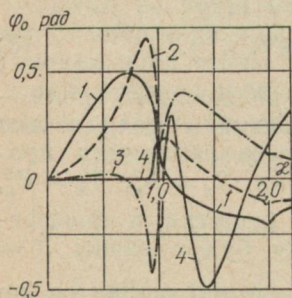


Рис. 2.

Граница частотного диапазона, где наблюдается указанное выше совпадение, определяется из следующего условия: на всем этом диапазоне коэффициент прохождения для случая падения на решетку E -поляризованной плоской волны должен быть равен нулю.

Как известно из работы [2], при узких щелях решетки последнее условие выполняется практически во всем одноволновом диапазоне ($\kappa < 1$), при $\frac{d}{l} = 0,5$ (половинное заполнение ре-

шетки), как видно из рис. 2, такое условие выполняется в диапазоне $\kappa = 0-0,7$, и с увеличением размера щели диапазон выполнения этого условия все время уменьшается.

Здесь представляет практический интерес следующий вопрос — могут ли достаточно толстые решетки $h > 0,5l$ при паде-

нии на них волн с круговой поляризацией сохранять в прошедшем поле поляризацию падающего. Из рассмотренного выше следует, что решетки с $h > 0,5l$ и с узкими щелями ($\frac{d}{l} < 0,25$)

на это не способны, и, таким образом, для эллиптически поляризованной волны они будут чистым поляризационным фильтром.

Для решеток с половинным заполнением ($\frac{d}{l} = 0,5$) это возможно только вблизи границы одноволновой области, а для решеток с широкими щелями и внутри одноволновой области. Сама частота λ , при которой наблюдается сохранение круговой поляризации в падающем поле, является сложной функцией параметров $\frac{d}{l}$ и h и может быть определена только численным счетом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Звягинцев А. А., Сысоев А. С., Третьяков О. А. Рассеяние плоских эллиптически поляризованных волн ленточной решеткой. — «Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника», 1976, т. XII, № 17, с. 21.
2. Дифракция волн на решетках. Харьков, Изд-во ХГУ, 1973. 285 с. Авт.: В. П. Шестопалов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб.

УДК 538.574.6

В. А. ГРИДИНА,
В. Б. КАЗАНСКИЙ, канд. физ.-мат. наук,
С. А. ОБЛЫВАЧ

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ ВОЛНОВОДНЫХ ДИАФРАГМ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Частотное уплотнение антенно-волноводных трактов достигается применением полосовых, режекторных фильтров, различного рода решеток, невзаимных элементов [1]. Лучшими частотными характеристиками среди этого класса приборов обладают протяженные неоднородности в виде толстых диафрагм, основанные на интерференционном принципе селекции.

Для повышения избирательности подобных систем, а следовательно, увеличения высокочастотных стволов в радиорелейных линиях в работе предлагается последовательное включение в волноводном тракте диафрагм разной высоты и длины. Поскольку собственная частота каждой образованной таким образом волноводной области определяется в основном ее длиной, а связь — величиной разрыва поперечного сечения, то подбирая эти параметры, можно добиться требуемой прозрачности в соответствующем рабочем диапазоне длин волн.

Рассматривается модель фильтра из трех последовательно включенных симметричных идеально проводящих выступов разной высоты и длины в волноводе, образованном двумя бесконечными металлическими плоскостями. Структура однородна вдоль оси OZ (рис. 1). Магнитный вектор первичного поля параллелен металлическим плоскостям. Предполагаемое применение филь-

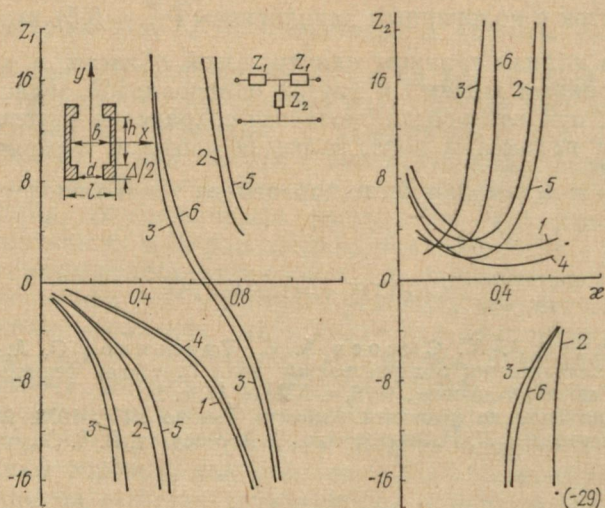


Рис. 1. Дисперсионные зависимости эквивалентных сопротивлений для структуры $\frac{h}{l} = 0,5$, $\frac{d}{l} = 0,2$: 1 — $\frac{b}{l} = 0,8$; $\frac{\Delta}{l} = 0,05$; 2 — $\frac{b}{l} = 0,8$; $\frac{\Delta}{l} = 0,5$; 3 — $\frac{b}{l} = 0,8$; $\frac{\Delta}{l} = 1$; 4 — $\frac{b}{l} = 0,4$; $\frac{\Delta}{l} = 0,05$; 5 — $\frac{b}{l} = 0,4$; $\frac{\Delta}{l} = 0,5$; 6 — $\frac{b}{l} = 0,4$; $\frac{\Delta}{l} = 1$.

ра в широком диапазоне частот потребовало для исследования его электродинамических свойств решение задачи дифракции в строгой постановке методом перераспределений, когда внешние диафрагмы бесконечно тонкие ($\Delta=0$) [2], и операторным — при $\Delta \neq 0$ [3]. Полученные бесконечные алгебраические системы уравнений позволили провести анализ без ограничения на диапазон частот и характерные размеры структуры. Основное внимание уделялось наиболее интересному для приложений диапазону $\kappa = \frac{l}{\lambda} \leq 1$, где l — размер волновода, λ — длина волны в свободном пространстве. В этом случае в волноводе с неоднородностью распространяется только один тип волны, коэф-

коэффициенты прохождения (D_0) и отражения (A_0), которые связаны с параметрами эквивалентных T - и Π -схем (рис. 1, 2) следующим образом [4]:

$$Z_1 = \frac{1 + A_0 - D_0}{1 - A_0 + D_0}, \quad Z_2 = \frac{2D_0}{(1 - A_0)^2 - D_0^2};$$

$$Y_1 = \frac{1 - A_0 - D_0}{1 + A_0 + D_0}, \quad Y_2 = \frac{2D_0}{(1 + A_0)^2 - D_0^2}.$$

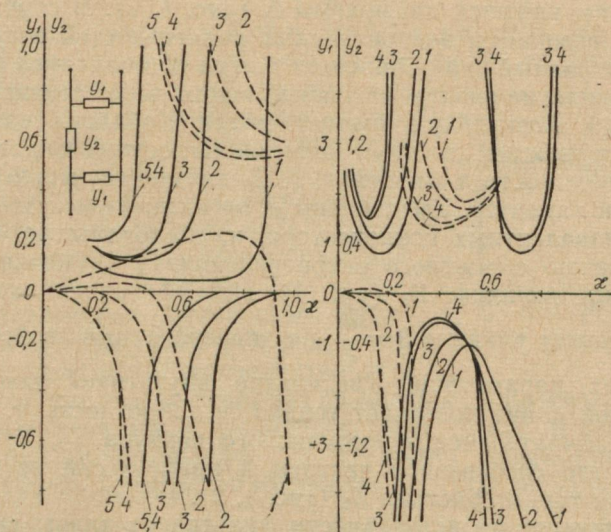


Рис. 2. Дисперсионные зависимости эквивалентных проводимостей для структуры $\frac{d}{l} = 0,1$, $\frac{\Delta}{l} = 0$, слева

$$\frac{h}{l} = 0,1: 1 - \frac{b}{l} = 0,1, 2 - \frac{b}{l} = 0,3, 3 - \frac{b}{l} = 0,5;$$

$$4 - \frac{b}{l} = 0,7, 5 - \frac{b}{l} = 0,9; \text{справа } \frac{h}{l} = 1:$$

$$1 - \frac{b}{l} = 0,3, 2 - \frac{b}{l} = 0,5, 3 - \frac{b}{l} = 0,7.$$

$$4 - \frac{b}{l} = 0,9; \text{----- для проводимостей } Y_1;$$

——— для проводимостей Y_2 .

Последние соотношения позволяют представить результаты исследования в виде дисперсионных зависимостей эквивалентных реактивностей. Такое представление, хотя и имеет некоторую ограниченность, является физически наглядным и удобным для расчетов традиционными методами теории длинных линий.

Частотные характеристики систем, имеющих четкие границы, определяются интерференционными явлениями между переотраженными волнами и зависят от фазовых соотношений. Когда расстояние между границами близко к кратному числу полувольт, в системе существует собственный режим колебаний. Это наглядно иллюстрируется, во-первых, разрывами дисперсионных зависимостей Z_1 и Z_2 (Y_1 , Y_2), характерными для параллельного (последовательного) контура, во-вторых, смещением резонансных частот в длинноволновую область с увеличением длины внешней диафрагмы Δ (рис. 1, 2). В случае малой длины Δ резонансы эквивалентных реактивностей отсутствуют, однако их разный знак объясняет всегда наблюдаемое резонансное прохождение электромагнитной волны через структуру в области $\kappa < 1$. Поскольку в квазистатической области связь между верхней и нижней частями диафрагмы осуществляется через токи проводимости и смещения, то Z_1 имеет индуктивный, а Z_2 — емкостной характер. Уменьшение Δ адекватно уменьшению площади эквивалентных конденсатора, и, следовательно, приводит к увеличению емкостного сопротивления Z_2 и уменьшению по абсолютной величине Z_1 (рис. 1). Интерференционная концепция объясняет влияние $\theta = \frac{d}{l}$ на дисперсионные свойства экви-

валентных параметров. Увеличение внутренней полости при постоянной длине повышает только ее добротность, т. е. увеличивает избирательность резонансного контура Z_2 , Y_2 и Y_1 , не изменяя его собственной частоты и практически не влияя на частотные характеристики Z_1 (рис. 1, 2).

Зависимость избирательности фильтра от длины внутренней полости удобно проследить по поведению эквивалентных проводимостей в П-схеме (рис. 2). Как и следовало ожидать, ее увеличение повышает число зон прозрачности, что отражается на дисперсионных свойствах эквивалентной проводимости Y_2 . Знание параметров эквивалентных схем позволяет определить точки абсолютной прозрачности фильтров из условия равенства единице модуля входного сопротивления или проводимости.

Эти исследования показали высокую избирательность рассмотренного фильтра, возможность эффективного управления его частотными характеристиками и перспективности его использования для частотной и поляризационной селекции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Модель А. М. Фильтры СВЧ в радиорелейных системах. М., «Связь», 1967. 352 с.
2. Масалов С. А., Тарапов И. Е. Дифракция электромагнитных волн на пространственной периодической решетке, составленной из брусьев прямоугольного поперечного сечения. — «Радиотехника и электроника», 1964, т. 9, вып. 1, с. 53—60.

3. Pace J., Mittra R. Generalized Scattering Matrix Analysis of waveguide discontinuity problems. Proc. Symp. Quasioptic Polytechnic Inst. of Brooklyn, 1964, p. 177—197.
4. Справочник по волноводам. Под ред. Я. Н. Фельда, М., «Сов. радио», 1952. 429 с.

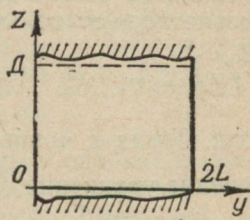
УДК 621.372.413

Д. М. ВАВРИВ,
А. А. ШМАТЬКО, канд. физ.-мат. наук

ИМПЕДАНСНЫЙ ПОДХОД К ТЕОРИИ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Современные математические методы решения внутренних и внешних задач электродинамики не позволяют до конца строго рассмотреть задачу о собственных колебаниях в открытых резонансных системах. Поэтому важное значение приобретают различные приближенные методы исследования. В данной работе построена приближенная теория открытого резонатора, образованного зеркалами сложной формы.

Для определения собственных функций и собственных значений открытого резонатора рассмотрим вспомогательную задачу о собственных колебаниях резонатора, образованного импедансными стенками в плоскостях $y=0$, $y=2L$ и зеркалами произвольной конфигурации (см. рисунок). Будем рассматривать колебания, которые описываются y — составляющей электрического вектора герца $\vec{\Pi} = \vec{y}_0 \Pi$. Поле в области $0 < Z < D$ может быть представлено в виде разложения по ортонормированной системе функций импедансного волновода



$$\Pi = \sum_{(m)} C_m(Z) \hat{\Psi}_m(y).$$

Собственные функции Π есть решение уравнения

$$\frac{\partial^2 \Psi_m}{\partial y^2} + q_m^2 \Psi_m = 0 \quad (1)$$

и удовлетворяют условиям Леонтовича

$$\begin{aligned} ik_0 \Psi_m &= Z_0 \frac{\partial \Psi_m}{\partial y} \quad \text{при } y = 0 \\ ik_0 \Psi_m &= -Z_0 \frac{\partial \Psi_m}{\partial y} \quad \text{при } y = 2L, \end{aligned} \quad (2)$$

где q_m — собственные числа задачи, Z_0 — искомое эффективное сопротивление окружающей среды.

Ортонормированные собственные функции $\hat{\Psi}_m$ находятся путем ортогонализации Ψ_m известными методами [1].

Решение (1) ищем в виде

$$\Psi_m = A_m \sin q_m y + B_m \cos q_m y. \quad (3)$$

Из заданных условий для Ψ_m следует уравнение для определения собственных чисел

$$\operatorname{tg} 2Lq_m = \frac{2iq_m \frac{Z_0}{k_0}}{\left(\frac{Z_0}{k_0} q_m\right)^2 + 1}. \quad (4)$$

При $Z_0=0$ q_m и Ψ_m переходят в хорошо известные собственные числа и соответствующие им собственные функции волновода из идеального магнетика. Для произвольного Z_0 уравнению (4) удовлетворяют только комплексные q_m . Ищем их, полагая, что $\left(\frac{Z_0 \lambda}{L}\right)^2 \ll 1$, тем самым задав область рассматриваемых длин

волн. Тогда с точностью до членов $\sim \left(\frac{Z_0 \lambda}{L}\right)^2$ можно записать решение уравнения (4)

$$q_m = \frac{\pi m}{2L} \left[1 - \frac{ik_0 Z_0}{ik_0 Z_0 - k_0^2 L - L(Z_0 q_0)^2} \right], \quad m \neq 0 \quad (5)$$

$$q_0 = \frac{\pi m}{2L},$$

m — номер вида колебаний, возбуждаемого в резонаторе. Величину q_m определим из равенства собственных значений закрытого резонатора с импедансной стенкой (3) и собственных значений открытого резонатора, полученных в [2]:

$$\tilde{q}_m = \frac{\pi m}{2L \left(1 + \beta \frac{1+i}{M} \right)}; \quad \beta = 0,824, \quad M = \sqrt{\frac{4k_0 L^2}{D}}.$$

Для высокочастотных типов колебаний $m^2 < \frac{4k_0 L^2}{D}$ получаем значение импеданса в плоскостях $y=0$, $y=2L$, учитывающего излучение в окружающее пространство

$$Z_0 = \frac{1}{2\beta} \sqrt{k_0 D} (1-i). \quad (6)$$

Собственные функции резонатора, удовлетворяющие условию (2), определяются формулой

$$\Psi_m = \sin q_0 y - \alpha y \cos q_0 y + \frac{Z_0 q_0}{ik_0} (\cos q_0 y + \alpha y \sin q_0 y), \quad (7)$$

$$\text{где } \alpha = \frac{iZ_0 k_0 \pi m}{2L [iZ_0 k_0 - k_0^2 L - L(Z_0 q_0)^2]}.$$

Таким образом, показано, что построение приближенной теории открытых резонаторов может быть сведено к решению граничной задачи для закрытой области с импедансными стенками, учитывающими дифракционные потери. Указанная методика может быть перенесена без существенных усложнений при расчете открытых резонансных систем с дифракционными решетками и другими неоднородностями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., «Наука», 1974. 832 с.
2. Вайнштейн А. И. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., «Сов. радио», 1966. 476 с.

УДК 621.396.677.741

Н. Н. ГОРОБЕЦ, канд. физ.-мат. наук,
Т. Г. НАЗАРЕНКО

ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ КРУГЛЫХ И КВАДРАТНЫХ ВОЛНОВОДОВ С ПРОДОЛЬНЫМИ ГРЕБНЯМИ

Задача уменьшения поперечных размеров слабонаправленных антенн в настоящее время весьма актуальна, в частности, при разработке сканирующих антенных решеток с широким сектором сканирования. Одним из вариантов решения этой проблемы при создании излучателей с круговой поляризацией является использование открытых концов круглых и квадратных волноводов с продольными гребнями. Действительно, введение в волновод продольных гребней, параллельных электрическому вектору поля, приводит к увеличению длины волны колебаний низшего типа в волноводе. В случае кругополяризованных излучателей для обеспечения их симметрии необходимы гребни и в ортогональной плоскости. Они приводят к некоторому укорочению критической длины волны. Однако как показывают расчеты, квадратные и круглые волноводы с симметрично расположенными четырьмя продольными гребнями имеют большие критические длины волн по сравнению с полыми волноводами.

Дисперсионные характеристики четырехгребневых квадратных и круглых волноводов исследованы в [1]. Квадратный волновод в случае, когда соседние гребни имеют разную ширину, а противоположные — одинаковую, исследован Н. А. Гальченко и А. Л. Джиевым.

Рассмотрим излучение из открытых концов подобных волноводов.

Для расчета амплитудных, фазовых и поляризационных характеристик излучения необходимо знать поле в излучающем раскрыве волновода. Эта задача — определения полей в раскрыве — решалась мето-

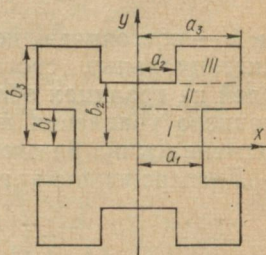


Рис. 1.

дом частичных областей. Для квадратного волновода в силу симметрии системы рассматривалась одна четверть раскрыва, которую разбивали на три прямоугольные области (рис. 1).

Из уравнения, описывающего поле в плоскости поперечного сечения волновода

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + k^2 H_z = 0, \quad (1)$$

и граничных условий: на металле $\frac{\partial H_z}{\partial n} = 0$, на линиях $x = 0$

$\frac{\partial H_z}{\partial x} = 0$ и $y = 0$ $H_z = 0$ следует, что выражения для полей

в I, II, III областях имеют вид

$$H_I = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \sin q_m y \cos r_m x, \quad (2)$$

$$H_{II} = \sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos p_m (y - a) \cos s_m x, \quad (3)$$

$$H_{III} = \sum_{m=0}^{\infty} C_m \cos \mu_m (y - b_3) \cos \eta_m (x - a_2), \quad (4)$$

$$\text{где } r_m = \frac{m\pi}{a_1}, \quad s_m = \frac{m\pi}{a_3}, \quad \eta_m = \frac{m\pi}{a_3 - a_2},$$

$$q_m^2 + r_m^2 = p_m^2 + s_m^2 = \mu_m^2 + \eta_m^2 = k^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_{кр}} \right)^2,$$

α и k — постоянные, которые определяются из условия равенства тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на границах областей I—II и II—III. При выводе дисперсионного уравнения и определении коэффициентов A_m , B_m , C_m применялся приближенный метод Галеркина [2].

Дисперсионное уравнение имеет вид

$$\begin{cases} |M_{\vartheta j} - P_0 N_{\vartheta j}| = 0 \\ |M'_{\vartheta j} - P'_0 N'_{\vartheta j}| = 0, \end{cases} \quad (5)$$

где

$$M_{\vartheta j} = \int_0^{a_1} \int_0^{a_1} \varphi_{\vartheta}(\xi) P(\xi, x) \varphi_j(x) d\xi dx,$$

$$N_{\vartheta j} = \int_0^{a_1} \int_0^{a_1} \varphi_{\vartheta}(\xi) \varphi_j(x) d\xi dx,$$

$$P(\xi, x) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2 \operatorname{tg} q_m b_1}{a_1 q_m} \cos r_m \xi \cos r_m x +$$

$$+ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2 \operatorname{ctg} P_m (b_1 - \alpha)}{a_3 P_m} \cos s_m \xi \cos s_m x,$$

$$P_0 = \frac{\operatorname{tg} k b_1}{a_1 k} + \frac{\operatorname{ctg} k (b_1 - \alpha)}{a_3 k},$$

$$M'_{\vartheta j} = \int_{a_2}^{a_3} \int_{a_2}^{a_3} \varphi'_{\vartheta}(\xi) P'(\xi, x) \varphi'_j(x) d\xi dx,$$

$$N'_{\vartheta j} = \int_{a_2}^{a_3} \int_{a_2}^{a_3} \varphi'_{\vartheta}(\xi) \varphi'_j(x) d\xi dx,$$

$$P'(\xi, x) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2 \operatorname{ctg} p_m (b_2 - \alpha)}{a_3 p_m} \cos s_m \xi \cos s_m x -$$

$$- \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2 \operatorname{ctg} \mu_m (b_2 - b_3)}{(a_3 - a_2) \mu_m} \cos \eta_m \xi \cos \eta_m x,$$

$$P'_0 = \frac{\operatorname{ctg} k (b_2 - \alpha)}{a_3 k} - \frac{\operatorname{ctg} k (b_2 - b_3)}{(a_3 - a_2) k}.$$

Если ограничиться в методе Галеркина тремя членами ряда (аналогично [2]), коэффициенты A_m , B_m , C_m определяются следующими выражениями:

$$A_0 = \frac{1}{a_1 k \cos k b_1} \left[\beta_1 a_1 + \beta_2 \frac{a_1^3}{3} + \beta_3 \frac{a_1^5}{5} \right], \quad (6)$$

$$A_m = \frac{2 a_1 (-1)^m}{r_m^2 a_1 q_m \cos q_m b_1} \left[\beta_2 + 4 \beta_3 \left(a_1^2 - \frac{6}{r_m^2} \right) \right], \quad (7)$$

$$B_0 = - \frac{1}{a_3 k \sin (b_1 - \alpha) k} \left[\beta_1 a_1 + \beta_2 \frac{a_1^3}{3} + \beta_3 \frac{a_1^5}{5} \right], \quad (8)$$

$$B_m = -\frac{2}{a_3 s_m p_m \sin p_m (b_1 - a)} \left\{ \beta_1 + \beta_2 \left(a_1^2 - \frac{2}{s_m^2} \right) + \right. \\ \left. + \beta_3 \left(a_1^4 - \frac{12a_1^2}{s_m^2} + \frac{24}{s_m^4} \right) \sin s_m a_1 + \frac{2a_1}{s_m} \left[\beta_2 + 2\beta_3 \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(a_1^2 - \frac{6}{s_m^2} \right) \right] \cos s_m a_1 \right\}; \quad (9)$$

$$C_0 = \frac{1}{k \sin k (b_2 - a)} \left[\gamma_1 + \gamma_2 \frac{(a_3 - a_2)^2}{3} + \gamma_3 \frac{(a_3 - a_2)^4}{5} \right], \quad (10)$$

$$C_m = \frac{4}{\eta_m \mu_m \sin \mu_m (b_3 - b_2)} \left[\gamma_2 + 2\gamma_3 (a_3 - a_2)^2 + \frac{6\gamma_3}{\eta_m^2} \right]. \quad (11)$$

Зная выражения для полей в раскрыве волновода, с помощью векторизованного интеграла Кирхгофа [3] можно записать поля в дальней зоне квадратного волновода с гребнями:

$$E_\theta = -\frac{k_0 \omega \mu \psi(R)}{\pi k^2} (1 + \Gamma) \left[\frac{W_0}{W_1} \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} \cos \theta + 1 \right] \times \\ \times \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} A_m (-1)^m f_1 (k_0 q_m f_2 \sin \theta \cos^2 \varphi + r_m^2 f_3 \sin \varphi) + \right. \\ \left. + \sum_{m=0}^{\infty} B_m (-1)^m f_4 (p_m k_0 f_5 \sin \theta \cos^2 \varphi + s_m^2 f_6 \sin \varphi) + \right. \\ \left. + \sum_{m=0}^{\infty} C_m f'_1 (\mu_m k_0 f'_2 \sin \theta \cos^2 \varphi + \eta_m^2 f'_3 \sin \varphi) \right\}; \quad (12)$$

$$E_\varphi = \frac{k_0 \omega \mu \psi(R)}{\pi k^2} (1 + \Gamma) \left[\frac{W_0}{W_1} \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} + \cos \theta \right] \times \\ \times \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} A_m (-1)^m f_1 \left(\frac{1}{2} k_0 q_m f_2 \sin \theta \sin 2\varphi - r_m^2 f_3 \cos \varphi \right) + \right. \\ \left. + \sum_{m=0}^{\infty} B_m (-1)^m f_4 \left(\frac{1}{2} k_0 p_m f_5 \sin \theta \sin 2\varphi - s_m^2 f_6 \cos \varphi \right) + \right. \\ \left. + \sum_{m=0}^{\infty} C_m f'_1 \left(\frac{1}{2} k_0 \mu_m f'_2 \sin \theta \sin 2\varphi - \eta_m^2 f'_3 \cos \varphi \right) \right\}. \quad (13)$$

$$f_1 = \frac{\sin(k_0 a_1 \sin \theta \cos \varphi)}{(k_0 \sin \theta \cos \varphi)^2 - r_m^2};$$

$$f_2 = \frac{\cos q_m b_1 \sin(k_0 b_1 \sin \theta \sin \varphi) k_0 \sin \theta \sin \varphi - q_m \sin q_m b_1 \cos(k_0 b_1 \sin \theta \sin \varphi)}{(k_0 \sin \theta \sin \varphi)^2 - q_m^2},$$

$$f_3 = \frac{k_0 \sin \theta \sin \varphi \sin q_m b_1 \cos(k_0 b_1 \sin \theta \sin \varphi) - q_m \cos q_m b_1 \sin(k_0 b_1 \sin \theta \sin \varphi)}{(k_0 \sin \theta \sin \varphi)^2 - q_m^2},$$

$$f_4 = \frac{\sin(k_0 a_3 \sin \theta \cos \varphi)}{(k_0 \sin \theta \cos \varphi)^2 - s_m^2},$$

$$f_5 = \frac{k_0 \sin \theta \sin \varphi [\sin p_m (b_1 - \alpha) \sin(k_0 b_1 \sin \theta \sin \varphi) - \sin p_m (b_2 - \alpha) \sin(k_0 b_2 \sin \theta \sin \varphi)]}{p_m^2 - (k_0 \sin \theta \sin \varphi)^2} +$$

$$p_m [\cos p_m (b_1 - \alpha) \cos(k_0 b_1 \sin \theta \sin \varphi) - \cos p_m (b_2 - \alpha) \times$$

$$\times \cos(k_0 b_2 \sin \theta \sin \varphi)]$$

$$+ \frac{}{p_m^2 - (k_0 \sin \theta \sin \varphi)^2},$$

$$f_6 = \frac{k_0 \sin \theta \sin \varphi [\cos p_m (b_2 - \alpha) \cos(k_0 b_2 \sin \theta \sin \varphi) - \cos p_m (b_1 - \alpha) \cos(k_0 b_1 \sin \theta \sin \varphi)]}{p_m^2 - (k_0 \sin \theta \sin \varphi)^2} +$$

$$p_m [\sin p_m (b_2 - \alpha) \sin(k_0 b_2 \sin \theta \sin \varphi) - \sin p_m (b_1 - \alpha) \times$$

$$\times \sin(k_0 b_1 \sin \theta \sin \varphi)]$$

$$+ \frac{}{p_m^2 - (k_0 \sin \theta \sin \varphi)^2},$$

$$f_1^1 = \frac{(-1)^m \sin(k_0 a_3 \sin \theta \cos \varphi) - \sin(k_0 a_2 \sin \theta \cos \varphi)}{\eta_m^2 - (k_0 \sin \theta \cos \varphi)^2},$$

$$f_2^1 = \frac{\mu_m [\cos(k_0 b_3 \sin \theta \sin \varphi) - \cos \mu_m (b_2 - b_3) \cos(k_0 b_2 \sin \theta \sin \varphi)]}{\mu_m^2 - (k_0 \sin \theta \sin \varphi)^2} -$$

$$- \frac{k_0 \sin \theta \sin \varphi \sin \mu_m (b_2 - b_3) \sin(k_0 b_2 \sin \theta \sin \varphi)}{\mu_m^2 - (k_0 \sin \theta \sin \varphi)^2},$$

$$f_3^1 = \frac{k_0 \sin \theta \sin \varphi [\cos \mu_m (b_2 - b_3) \cos(k_0 b_2 \sin \theta \sin \varphi) - \cos(k_0 b_3 \sin \theta \sin \varphi)]}{\mu_m^2 - (k_0 \sin \theta \sin \varphi)^2} +$$

$$+ \frac{\mu_m \sin \mu_m (b_2 - b_3) \sin(k_0 b_2 \sin \theta \sin \varphi)}{\mu_m^2 - (k_0 \sin \theta \sin \varphi)^2},$$

$$W_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}, \quad W_1 = \frac{\omega\mu}{\sqrt{k_0^2 - k^2}}, \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad \Psi(R) = \frac{e^{-ik_0 R}}{R},$$

Γ — коэффициент отражения от конца волновода.

На рис. 2 представлены диаграммы направленности в плоскостях электрического (сплошная линия) и магнитного векторов поля открытого конца квадратного волновода с четырьмя про-

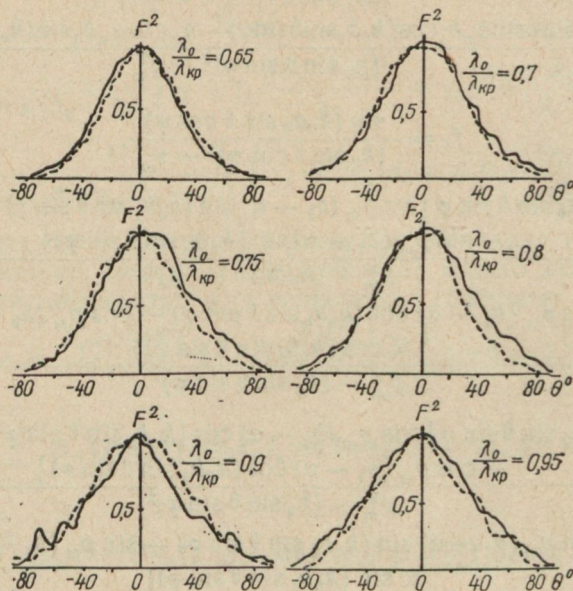


Рис. 2.

дольными гребнями, измеренные в 3-см диапазоне волн. Результаты измерений и расчетов показывают, что при одинаковых критических длинах волн диаграммы направленности волноводного излучателя с продольными гребнями шире диаграмм полого волновода.

Рассмотрим далее круглый волновод с продольными гребнями трапецидальной формы. Дисперсионное уравнение для H -волн имеет вид

$$A_{1m} J'_m(kb) 2\varphi = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} A_{1n} J_n(kb) \frac{C_{pn} C_{pm}}{\delta_{p\varphi}} \times \\ \times \frac{I'_{\pi p/2\varphi}(kb) Y'_{\pi p/2\varphi}(ka) - I'_{\pi p/2\varphi}(ka) Y'_{\pi p/2\varphi}(kb)}{I'_{\pi p/2\varphi}(kb) Y'_{\pi p/2\varphi}(ka) - I'_{\pi p/2\varphi}(ka) Y'_{\pi p/2\varphi}(kb)}, \quad (14)$$

$n=l+Ns$; l — номер типа волны.

Дисперсионное уравнение для E -волн

$$A_{1m} J_m(kb) 2\varphi = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} A_{1n} J'_n(kb) \frac{D'_{np} D_{mp}}{\varphi} \times$$

$$\times \frac{J_{\pi p}(kb) Y_{\pi p}(ka) - J_{\pi p}(ka) Y_{\pi p}(kb)}{J'_{\pi p}(kb) Y_{\pi p}(ka) - I_{\pi p}(ka) Y'_{\pi p}(kb)} \quad (15)$$

Выражения для коэффициентов A , C , D , D' весьма громоздкие и здесь не приводятся.

Результаты расчетов дисперсионных характеристик для двух низших типов волн в волновод с числом гребней $N=4$, 6 и 8 при $2\varphi = \frac{2\pi}{N} - 0,01\pi$ представлены

на рис. 3. Из полученных результатов видно, что увеличение числа гребней незначительно изменяет критическую длину волны, причем $\lambda_{кр}$ при $N=4$ и 8 практически совпадают. Отметим, что дисперсионные характеристики рис. 3 мало отличаются от соответствующих данных, приведенных в [1]. Следовательно, форма гребней слабо влияет на дисперсионные характеристики круглых волноводов с продольными гребнями.

Ортогональные компоненты электромагнитного поля в дальней зоне излучателя описываются такими же громоздкими выражениями, как и в случае квадратного волновода с продольными гребнями. Как показывают расчеты и эксперименты, диаграммы направленности круглых и квадратных гребневых волноводов отличаются мало.

Расчеты и измерения поляризационных характеристик излучения из гребневых волноводов показывают, что поляризационные диаграммы имеют столбчатую форму и значительно шире диаграмм направленности по мощности полного поля, как и в случае излучения из полых волноводов квадратного и круглого сечения [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chen M. N., Tsandoulas G. N., Willwert F. G. Modal characteristics of quadrupleridged circular and square waveguides. — IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn., 1974, vol. MTT-22, N 8, p. 801—804.
2. Дерюгин Л. Н. Расчет критической частоты H - и E -волноводов. «Радиотехника», 1948, т. 3, № 6, с. 49—61.
3. Шубарин Ю. В. Антенны сверхвысоких частот, Харьков, Изд-во ХГУ, 1960. 284 с.
4. Горобец Н. Н. Энергетические и поляризационные диаграммы слабо-направленных кругополяризационных антенн. — «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 36—44.

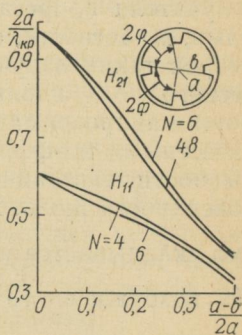


Рис. 3.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛНОВОДА С ГРЕБЕНЧАТОЙ СТРУКТУРОЙ
ПОВЕРХНОСТНЫМ МАГНИТНЫМ ТОКОМ

В диапазоне СВЧ широко применяются волноводно-щелевые антенны. Для расширения возможностей сканирования щелевые излучатели прорезаются в волноводах с замедляющими системами, в частности, с гребенчатой структурой. Для расчета параметров таких излучателей нужно знать распределение электрического поля вдоль щелей. Последнее в случае узких щелей можно аппроксимировать набором координатных функций с неизвестными коэффициентами, определяемыми из условия непрерывности тангенциальной составляющей магнитного поля на поверхности щели. Магнитное поле со стороны внутреннего объема складывается из невозмущенного поля $\vec{H}^0$ и вторичного поля $\vec{H}^i$, возбужденного щелью в волноводе. Со стороны внешнего объема — это поле $\vec{H}^e$, возбужденное щелью во внешней области.

Поля $\vec{H}^i$ и $\vec{H}^e$ на поверхности щели могут быть найдены из решения внутренней и внешней задач возбуждения соответствующего объема заданными источниками.

Наибольшую сложность представляет собой внутренняя задача, для решения которой все известные ранее стандартные методы оказываются непригодными ввиду сложности границы в волноводе с гребенкой.

В настоящем сообщении излагается новая методика решения этой задачи, основанная на использовании теоремы эквивалентности и знании поля, возбужденного щелью в волноводе за ее пределами.

Суть метода состоит в следующем. В волноводе прямоугольного поперечного сечения с гребенчатой замедляющей системой и узкой щелью, произвольно расположенной на широкой стенке, выделяем объем V , ограниченный боковой поверхностью волновода и поперечными сечениями S_1 и S_2 , расположенными соответственно с обеих сторон от щели. Объем V разбиваем на ряд простых объемов: объем пространства взаимодействия и объемы канавок.

Неметаллизированные части границы в каждом из элементарных объемов заменяем металлизированными с распределенными по ним поверхностными магнитными токами. Тогда каждый из объемов можно рассматривать как прямоугольный резонатор, возбуждаемый магнитным током $\vec{j}^M = [\vec{n}, \vec{E}]$, где

$\vec{n}$ — внешняя для данного объема нормаль, $\vec{E}$ — значение вектора электрического поля на металлизированной поверхности.

Электрическое поле на щели полагаем заданным. На поперечных сечениях S_1 и S_2 оно представляется в виде суперпозиции полей нормальных волн волновода с гребенчатой структурой с коэффициентами, которые определяются с помощью леммы Лоренца.

Электрическое поле на поверхности канавок представляем в виде разложения по координатным функциям поперечного сечения канавки с неизвестными коэффициентами. Неизвестные коэффициенты в представлении магнитного тока на поверхности канавок определяем из условия непрерывности тангенциальной составляющей вектора магнитного поля на границе канавок и пространства взаимодействия. (Поле в канавках и пространстве взаимодействия определяется с помощью тензорной функции Грина прямоугольного резонатора). Условия непрерывности путем процедуры Галеркина сводятся к системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов. Порядок системы уравнений равен произведению числа координатных функций, описывающих поле на поверхности канавки, на число канавок в рассматриваемом объеме.

После нахождения амплитуд гармоник поля в канавках все поверхностные токи, возбуждающие поле в пространстве взаимодействия, становятся известными при условии, что задача нахождения собственных чисел для волновода с гребенкой решена. Используя функцию Грина прямоугольного резонатора, можно найти возбуждаемое этими токами магнитное поле в пространстве взаимодействия. Интегрируя это поле по поверхности щели с весом функции распределения электрического поля, получаем частичную внутреннюю проводимость щели, соответствующую той или иной пространственной гармонике функции распределения поля на щели. В целях краткости изложения полученные выражения для проводимости не приводятся.

Для проверки правильности полученного решения проведены тестовые расчеты частичной внутренней проводимости продольной щели в случае, когда распределение поля вдоль узкой щели аппроксимируется полувошной синусоиды, на поперечных сечениях учитывается только поле распространяющейся волны, возбужденной щелью, а в канавках — только по одному типу колебаний основного типа.

Известно, что активная часть внутренней проводимости щели определяется полем распространяющейся волны и может быть найдена энергетическим методом. Сравнивая результаты расчета активной проводимости двумя методами, можно проверить правильность новой методики.

Одним из критериев правильности решения задачи должно быть отсутствие зависимости внутренней проводимости от вели-

чины расстояния s между поперечными сечениями S_1 и S_2 . Однако, следует учитывать тот факт, что каждый в отдельности вклад в проводимость от поперечных сечений, канавок и непосредственно от щели зависит от этого расстояния, более того, эта зависимость носит резонансный характер. Поэтому для уменьшения погрешности расчета следует выбирать такой объем, при котором указанные вклады в проводимость принимают значения, далекие от резонансных.

Как оказалось в результате анализа решения задачи для продольной щели наилучшее совпадение активной части проводимости с таковой, полученной энергетическим методом, наблюдается, когда выполняется условие $s = 2\pi m / \beta_{0z}$, где β_{0z} — постоянная распространения нулевой гармоники волны основного типа в волноводе с гребенкой, а m принимает значения 1, 2, 3... Критичность выбора указанного размера при расчете активной проводимости зависит от геометрии системы. Так, в ряде случаев, в частности, когда гребенку можно заменить импедансной стенкой, полученные нами значения активной проводимости хорошо согласуются с проводимостью, полученной энергетическим методом, и практически не зависят от размера s . Реактивная проводимость во всех рассчитанных нами случаях не критична к выбору размера.

В результате проведенных тестовых исследований можно сделать вывод о том, что предложенная методика решения задачи возбуждения волновода с гребенкой поверхностным магнитным током является верной. Она может быть использована для определения внутренней проводимости щели в тех случаях, когда решение этой задачи в приближении импедансной стенки [1] или в других приближениях [2] оказывается несправедливым.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марков Г. Т., Бодров В. В., Панковский А. А. Расчет электромагнитного поля импедансного волновода по заданной системе источников. — Тезисы докл. Всесоюз. науч. сессии, посвящ. дню радио. НТОРЭС им. А. С. Попова. М., 1973, с. 35.
2. Langster A. I., Hawkins D. C. Radiating apertures in a corrugated rectangular waveguide. — Electronics Letters, 1973, vol. 9, N 15, p. 329—331.

УДК 621.382.2

В. М. ХРИСТЕНКО,

А. В. ПРОВАЛОВ, канд. физ.-мат. наук,

С. В. БУТАКОВА, канд. техн. наук

ШУМЫ СВЧ-КЛЮЧА С *pin*-ДИОДОМ

При разработке радиотехнических устройств с *pin*-диодными ключами возникает вопрос об их шумовых свойствах. Например, при разработке радиометров модуляционного типа жесткие требования предъявляются к модуляторам, осуществляющим пре-

образование сигнала на входе радиометрического приемника. Анализируя возможность применения *pin*-диодного ключа в радиометре, следует иметь в виду, что шум-фактор ключа может существенным образом зависеть не только от шумов, создаваемых самим плазменным диодом, но также от модуляции КСВ в тракте радиометра и скорости переключения модулятора.

В настоящем сообщении приведены результаты экспериментально измеренных шумовых параметров *pin*-диодного СВЧ-ключа [1], в сантиметровом диапазоне с плоскостным диодом типа 2А508А (структура типа *nipin*).

Кратко остановимся на общих соображениях, касающихся шумовых свойств непосредственно плазменных диодов. Согласно корпускулярной теории шумов А. Ван дер Зила и Беккинга [2], позднее распространенной и на *pin*-диоды [3], все носители можно разделить на три группы.

1. Ток неравновесных носителей, поступающих в базу из сильно легированных областей и рекомбинирующих в объем базы.

2. Ток неравновесных носителей, движущихся из базы в сильно легированные области.

3. Ток неравновесных носителей, которые поступают в базу из сильно легированных областей и не успев рекомбинировать, возвращаются обратно.

Полный шумовой ток *pin*-диода можно записать в виде

$$\bar{i}^2 = 4kT\Delta fG - 2qI_D\Delta f, \quad (1)$$

где G — активная проводимость диода,

I_D — ток через диод (в зависимости от смещения) или

$$\bar{i}_{ш}^2 = \bar{i}_{ш_1}^2 + \bar{i}_{ш_2}^2 + \bar{i}_{ш_3}^2. \quad (2)$$

Носители заряда, образующие токи первых двух групп, создают одиночные случайные импульсы тока прямой и обратной полярности со случайными временными интервалами между ними. Следовательно, эти токи создают полный дробовой шум на всех частотах

$$\bar{i}_{ш_1}^2 = 2q(I_D + I_s)\Delta f; \quad (3)$$

$$\bar{i}_{ш_2}^2 = 2qI_s\Delta f. \quad (4)$$

Носители заряда, образующие ток группы 3, создают пары коротких импульсов тока противоположной полярности со случайным временным интервалом между импульсами каждой пары. Так как возвращение носителей заряда из базы через переход происходит вследствие диффузии (тепловой процесс), токам группы 3 можно приписать тепловой шум за счет появления избыточной активной проводимости. Для достаточно больших

прямых токов эквивалентный шумовой ток насыщенного диода запишется в виде

$$I_{\text{экв}} \approx I_{\text{пр}} + \frac{2\alpha kT}{q} (G_{\infty} - G_0), \quad (5)$$

где $(G_{\infty} - G_0)$ — избыточная проводимость, $I_{\text{пр}}$ — характеризует полный дробовой шум диода.

Таким образом, можно ожидать, что шум диода на НЧ растет с увеличением частоты, а затем уменьшается, причем на СВЧ спектральная плотность шумов, превышающих омический тепловой шум, может быть весьма малой.

Эксперимент показывает, что шум *pin*-диодов на СВЧ имеет действительно малую величину порядка нескольких градусов Кельвина. В таблице приведены измеренные величины шумовой температуры диафрагменного ключа [1] с диодом 2A508A. Измерения проводились измерительным приемником П5-10А, ток диода — 60 ма.

$f, \text{ МГц}$	9230	9380	9500	9850	8900
$T_{\text{ш}}^{\circ}, \text{ К}$	6	10,5	10,5	9	9,9

При увеличении тока диода до 100 миллиампер шумовая температура ключа возросла с 9,9 до 14,4 К на частоте 8900 МГц, что совпадает с результатами формулы (5).

Таким образом, полностью подтверждается тот факт, что ключи на *pin*-диодах не создают в диапазоне СВЧ сколько-нибудь заметных избыточных шумов в стационарном режиме, что делает перспективным их применение в малошумящей аппаратуре и, в частности, в радиометрических приемниках и радиоастрономических устройствах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Христенко В. М., Провалов А. В., Тотьев Ю. К. Экспериментальное исследование СВЧ узлов с переключающими диодами. — «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 81—83.
2. Van der Ziel, Becking G. T. Variance fluctuations in flicker noise and current noise. — Proc. IRE, 1958, vol. 46, p. 1—4.
3. Perala R. A., Van der Ziel. Low-frequency variance noise. — IEEE Trans., 1967, vol. ED-14, N 3, p. 2913—2916.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
НОЖЕВЫХ РЕШЕТОК

В статье приведены рассчитанные на основе строгого решения дифракционной задачи номограммы для определения поляризационных характеристик ножевых решеток в широкой области изменения их геометрических размеров при нормальном падении электромагнитной волны на решетку.

Для выяснения общих закономерностей, не зависящих от типа и размеров антенны, возбуждающей решетку, рассмотрим поляризатор в виде идеально проводящей ножевой решетки, состоящей из параллельных бесконечно тонких лент (рис. 1). Алгоритм решения задачи приведен в [1, 2].

При аналитическом рассмотрении ограничимся изучением тех случаев, при которых длина волны падающего поля и ширина лент решетки таковы, что первая волноводная волна в щелях является распространяющейся, а вторая волна оказывает ничтожно малое влияние на взаимодействие полей над и под решеткой, т. е. $e^{2i\omega_2 \frac{\pi\delta}{x}} \ll 1$ и $0,5 \leq x \leq 1$. Относительная простота получаемых при этих предположениях приближенных формул позволяет дать достаточно полное описание основных свойств решения задачи. Из строгого решения можно получить следующее выражение для амплитуды прошедшей основной E -поляризованной волны

$$b_0^E = e^{i2\omega_1 \frac{\pi\delta}{x}} \frac{(1-C) \frac{f(\Gamma_0)f(-\omega_1)}{f(-\Gamma_0)f(\omega_1)}}{1 - e^{i4\omega_1 \frac{\pi\delta}{x}} C \left(\frac{f(-\omega_1)}{f(\omega_1)} \right)^2}, \quad (1)$$

$$\text{где } C = \left(\frac{\Gamma_0 - \omega_1}{\Gamma_0 + \omega_1} \right)^2,$$

$$f(\omega) = \frac{e^{i\omega 2 \ln 2}}{(\Gamma_1 - \omega)(\Gamma_{-1} - \omega)} \prod_{m=2}^{\infty} \frac{(\omega_m - \omega) 2im}{(\Gamma_m - \omega)(\Gamma_{-m} - \omega)},$$

$$\Gamma_n = \sqrt{x^2 - n^2}, \quad \omega_m = \sqrt{x^2 - \left(\frac{m}{2}\right)^2}, \quad x = \frac{l}{\lambda}, \quad \delta = \frac{2h}{\lambda}.$$

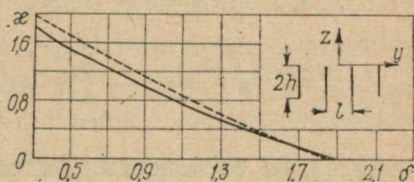


Рис. 1.

Погрешность решения задачи, определяемая этим выражением, порядка $O[\exp(-2\pi \frac{\delta}{x} \sqrt{1-x^2})]$. Прежде всего отметим некоторые свойства бесконечных произведений, входящих в (1). В наших предположениях $\operatorname{Re} \omega_m = 0$ ($m=2, 3, \dots$) и $\operatorname{Re} \Gamma_n = 0$ ($n=\pm 1, \pm 2, \dots$). Следовательно,

$$\frac{f(\Gamma_0)f(-\omega_1)}{f(-\Gamma_0)f(\omega_1)} = e^{i\alpha_1}, \quad \left(\frac{f(-\omega_1)}{f(\omega_1)} \right)^2 = e^{i\alpha_2}.$$

Здесь: $\operatorname{Im} \alpha_1 = \operatorname{Im} \alpha_2 = 0$ и, например,

$$\alpha_2 = -8\omega_1 \ln 2 - \pi + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \left[\operatorname{arc} \operatorname{ctg} \frac{\omega_1}{|\omega_m|} - 2 \operatorname{arc} \operatorname{ctg} \frac{\omega_1}{|\Gamma_m|} \right].$$

Общие члены бесконечных рядов в α_1 и α_2 убывают с ростом номера как $\frac{1}{m^2}$. С учетом этого

$$b_0^E = \frac{1-C}{1-C \cdot e^{i(4\omega_1 \frac{\delta}{x} + \alpha_2)}} e^{i(2\omega_1 \frac{\delta}{x} + \alpha_1)}. \quad (2)$$

Из (2) видно, что с указанной точностью модуль коэффициента прохождения является периодической функцией δ с периодом, равным $\frac{x}{2\omega_1}$. С изменением x в интервале от 0,5 до 1 период

по δ изменяется от ∞ до $\frac{1}{\sqrt{3}}$. Отметим, что в точках максимумов падающая волна проходит через решетку без отражения. Условие полного прохождения имеет вид

$$\delta = \delta_N = \frac{x}{4\omega_1 \pi} (2N\pi - \alpha), \quad N = 0, 1, 2, \dots, 0,5 \leq x \leq 1.$$

Резонансные значения x такие, при которых набег фазы распространяющейся волноводной волны на расстоянии, равном эффективной ширине ленты $2k + \frac{\alpha_2}{2\pi\omega_1} l$, совпадают с $N\pi$.

Минимальные значения коэффициента прохождения отличны от нуля. Они достигаются при $\delta = \delta_N = \frac{x(2N\pi - \pi - \alpha_2)}{4\omega_1 \pi}$,

$$N = 1, 2, \dots \text{ и равны } |b_0^E| = \frac{1-C}{1+C} = \frac{2\omega_1 \Gamma_0}{\Gamma_0^2 + \omega_1^2}.$$

Для вычисления r (коэффициента эллиптичности по полю) необходимо также знать величину разности фаз между ортого-

нальными компонентами E - и H -поляризованных волн на нижнем раскрыве решетки, т. е. величину $\Theta = \arg b_0^E - \arg b_0^H$. Падающая по нормали на ножевую решетку H -поляризованная волна полностью проходит через решетку, величина фазы в плоскости $z = -2h$ при этом равна $\arg b_0^H = 2\pi\delta$. Величину же $\arg b_0^E$ можно определить из (2).

Таким образом,

$$\Theta = -2\pi\delta + 2\omega_1\pi \frac{\delta}{\kappa} + \alpha_1 + \gamma(\kappa, \delta), \quad (3)$$

где $\gamma(\kappa, \delta)$ есть величина изменения фазы, обусловленная вторым сомножителем в (2).

Прежде чем исследовать фазовые характеристики, укажем на то, что углы α_1 и α_2 имеют четкий физический смысл. Можно показать, что угол $\frac{\alpha_1}{2}$ есть скачок фазы поля при прохождении волны через раскрыв решетки из полуплоскостей. В то же время $\frac{\alpha_2}{2}$ есть фаза коэффициента отражения первой волноводной волны от раскрыва щелей. Тот факт, что коэффициенты преобразования волн на раскрывах щелей отличны от единицы по модулю и дают не нулевые фазовые скачки, приводит к резонансной зависимости модуля коэффициента прохождения от δ , к отличию (за счет $\alpha_2 \neq 0$) резонансной высоты δ от целого числа длин полуволн и к тому, что фазовый набег в прошедшем поле при резонансе не равен фазовому набегу волноводной волны вдоль ширины лент.

Численное и аналитическое исследования строгого решения показывает, что для каждого κ в интервале $0,5 < \kappa < 1$ при нормальном падении волны на решетку углы α_1 и α_2 таковы, что всегда найдется δ , при котором существуют условия, позволяющие создать кругополяризованную волну или близкую к ней. Если пренебречь скачками фаз ($\alpha_1 = \alpha_2 = 0$) и отражением от раскрывов щелей ($C=0$), то из (2) следует известная приближенная формула, обычно применяемая на практике при расчете таких поляризаторов

$$\delta = \frac{n + 0,5}{2 \left(\frac{\omega_1}{\kappa} - 1 \right)}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Для определения границ применимости приближенной формулы (4) на рис. 1 представлены на плоскости κ, δ кривые максимальных возможных значений r , рассчитанные по приближенной методике (пунктирная кривая) и строгим методом (сплошная кривая). Здесь при расчетах строгим методом использована оптимальная программа, обеспечивающая, в отличие от [2],

автоматический поиск максимальных значений коэффициента эллиптичности. Видно, что максимальное расхождение между кривыми наблюдается в области малых значений κ (порядка 10—15%) и уменьшается при увеличении κ . Хотя линии, определяющие максимальные значения r на плоскости κ, δ рассчитанные по строгой и приближенной теории, проходят достаточно близко, само значение r на этих кривых существенно отличается друг от друга. Так, при $\kappa=0,6, 0,7, 0,8$ и $0,9$ значения r в точках кривой (4) равны соответственно 0,65, 0,8, 0,9 и 0,94. Истинные значения r в ближайшей точке на строгой кривой при этом соответственно равны 0,98, 0,96, 0,99 и 0,995. Соотношение (4) при $n=1$ приближенно описывает $r_{\max}$ второго «хребта» на плоскости κ, δ . При этом значения r в точках линии (4) будут определяться с еще большей погрешностью, чем в случае первого «хребта», из-за сильной зависимости коэффициента эллиптичности от κ, δ вблизи линии максимума.

Во втором приближении можно учесть энергетические коэффициенты отражения волн от раскрывов щелей, пренебрегая только фазовыми скачками $\alpha_1=\alpha_2=$. При этом получаем

$$b_0^E = \frac{4\kappa\omega_1}{(\kappa + \omega_1)^2 - (\kappa - \omega_1)^2} e^{i\left(-\pi\delta + 2\omega_1\frac{\delta}{\kappa}\right)} e^{4i\pi\omega_1\frac{\delta}{\kappa}} \quad (5)$$

Интересно заметить, что к этому выражению можно прийти используя теорию длинных линий, если рассчитывать соответствующие энергетические коэффициенты по скачкам волновых сопротивлений на границах раздела между решеткой и свободным пространством. Это совпадение обусловлено тем, что из строгого решения задачи дифракции на решетке из полуплоскостей в одномодовом режиме следует совпадение выражений модулей коэффициентов преобразования с соответствующими формулами теории длинных линий.

Легко видеть, что второй сомножитель в (2) является периодической функцией δ с периодом, равным $\frac{\kappa}{2\omega_1}$, а значит, функция $\gamma(\kappa, \delta)$ в (3) будет периодична с периодом $\frac{\kappa}{2\omega_1}$. Первые два слагаемые в (3) изменяются на 2π при добавлении к δ величины $\frac{\kappa}{\omega_1 - \kappa}$. Заметим, что функция $\frac{\kappa}{2\omega_1}$ в исследуемом диапазоне частот положительная и изменяется от $+\infty$ до некоторой величины. Функция же $\frac{\kappa}{\omega_1 - \kappa}$ отрицательна и ограничена. Поскольку величина r периодична по θ с периодом, равным π , то отсюда следует, что r будет периодичной по δ функцией в тех случаях, когда ве-

величина $\frac{\kappa}{2\omega_1}$ будет равна целому числу p величин $\frac{\kappa}{2(\kappa - \omega_1)}$,

т. е. при условии

$$\kappa_p = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{(1+p)^2}}}, \quad p = 1, 2, \dots \quad (6)$$

Для каждого κ_p ($\kappa_p = 0,5774, 0,53, \dots, 0,5$) при $p = 1, 2, \dots$, коэффициент эллиптичности имеет свой период по δ , равный $\frac{p+1}{2}$ и изменяющийся от 1 до ∞ .

Если при $\kappa = \kappa_p$ величина r строго периодически по δ , то в области $\kappa_1 < \kappa < 1$ строгой периодичности не наблюдается. Все же с ростом κ влияние первого сомножителя в (2) на функцию r становится определяющим и можно говорить, что функция r при $\kappa > \kappa_1$ будет по δ квазипериодична с периодом, равным

$$\frac{\kappa}{2(\kappa - \omega_1)}.$$

При фиксированной высоте лент δ зависимость $|b_o^E|$ от κ в интервале $0,5 < \kappa < 1$ имеет осциллирующий характер, причем наибольшая амплитуда осцилляций наблюдается вблизи $\kappa = 0,5$, а с ростом κ амплитуда осцилляций быстро падает и стремится к нулю, величина $|b_o^E|$ при этом стремится к единице. Это объясняется тем, что волноводную волну, распространяющуюся в плоском волноводе, можно представить в виде суммы двух плоских волн. Если длина волны близка к ее критической длине, то направление распространения этих плоских волн с нормалью к стенкам волновода составляют малый угол Δ . Поэтому при дифракции на краях щели образуются отраженные волны подобно тому, как они образуются на открытом конце волновода. Эти дифракционные явления и приводят к осцилляциям $|b_o^E|$ вблизи критической длины волны. С уменьшением длины волны угол Δ возрастает, а роль отраженных от концов щели волн соответственно падает. Это приводит к тому, что с ростом κ роль второго сомножителя в (2) становится незначительной (его модуль стремится к единице), а формула (4) все более правильно описывает линию с максимальными значениями r .

Результаты численного решения задачи представлены (рис. 2, 3) в виде линий постоянных значений величины коэффициента эллиптичности поляризационного эллипса r и линий равной амплитуды суммарной прошедшей мощности $\frac{1}{2}(|b_o^E|^2 + |b_o^H|^2)$ в координатах (κ, δ) . Эти рисунки представляют собой номограммы для определения размеров решеток, обеспечивающие

получение заданного коэффициента эллиптичности и позволяющие произвести оценку суммарных потерь падающего поля.

Поверхность $r(\kappa, \delta)$ образована чередующимися «хребтами», где коэффициент эллиптичности имеет максимальное значение, и «ущельями» с линейной поляризацией. Первый слева «хребет» поверхности $r(\kappa, \delta)$ расположен вблизи линии, определяемой

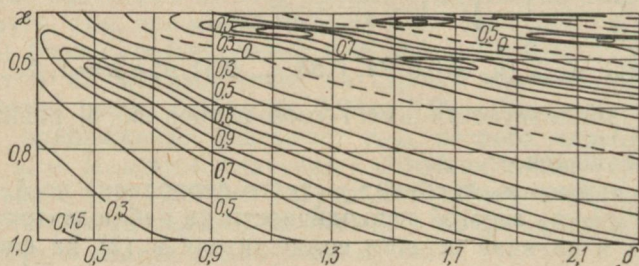


Рис. 2.

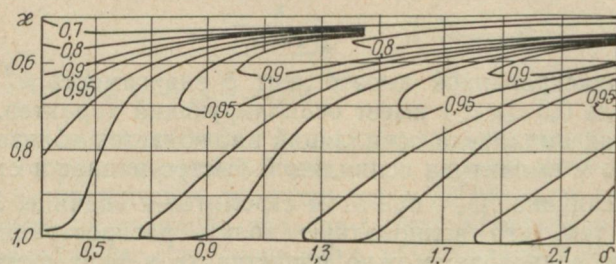


Рис. 3.

формулой (4). Существенная погрешность формулы (4) при малых κ обусловлена большими отражениями от раскрытов решетки, начавшей при $\kappa=0,5$ распространяться первой волноводной волны. С ростом κ уменьшаются и отражения и погрешность расчетов. Учет энергетических коэффициентов отражения в формуле (5) приводит к более точным результатам.

Значения r на вершине первого «хребта» не опускается ниже 0,95, а в области $0,75 < \kappa < 1$ близки к единице. На линиях дна «ущелий» $r=0$.

Отметим, что с уменьшением κ_p возрастает и величина периода изменения r по δ . Именно наличие строгой периодичности в фиксированных точках и увеличение периода с уменьшением κ_p приводит к своеобразному распределению линий равной величины $r(\kappa, \delta)$. Вытянутость этих линий вдоль диагонали объясняется ростом периода изменения r вдоль δ с ростом $\kappa > \kappa_1$.

Как известно, ориентация поляризационного эллипса в фазовой плоскости волны определяется углом β между большей осью

эллипса и осью y выбранной системы координат. Из условия однозначного определения положения эллипса значения угла ориентации β ограничиваются пределами $\pm 90^\circ$, однако так как в случае нормального падения при любых размерах решетки выполняется условие $|b_0^H| \geq |b_0^E|$, пределы изменения β ограничиваются диапазоном $\pm 45^\circ$.

При выполнении условий круговой поляризации ($|b_0^E| = |b_0^H|$, $\theta = 90^\circ$) β не определено, так как поляризационный эллипс вырождается в окружность. В случае $\theta = 90^\circ$, а $|b_0^H| > |b_0^E|$ большая ось эллипса расположена по оси y , т. е.

перпендикулярно пластинам решетки, при этом $r = \left| \frac{b_0^E}{b_0^H} \right|$,

$\beta = 0^\circ$. При $|b_0^H| = |b_0^E|$, $0^\circ < \theta < 90^\circ$ поляризационный эллипс ориентирован под углом 45° к ломелям решетки. При отсутствии сдвига фаз или при условии кратности этого угла π , $\theta = n\pi$ ($n=0, 1, 2, \dots$) эллиптическая поляризация превращается в линейную.

На рис. 3 при каждом κ вдоль δ наблюдается периодическая зависимость суммарной прошедшей мощности с периодом $\frac{\pi}{2\omega_1}$.

При $\kappa=0,5$ период обращается в бесконечность, поэтому все линии равной амплитуды асимптотически приближаются с ростом δ к линии $\kappa=0,5$. Поскольку $|b_0^E|=0$ при достаточно больших δ и $\kappa=0,5$, то на линии $\kappa=0,5$ величина прошедшей мощности равна 0,5. С ростом δ первая по κ точка полного прохождения E -поляризованной волны стремится к $\kappa=0,5$, поэтому чем больше δ , тем более осциллирующей по δ будет прошедшая мощность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дифракция волн на решетках. Харьков, Изд-во Харьк. ун-та, 1973. 288 с. Авт.: В. П. Шестопалов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб.
2. Поляризационные характеристики ножевых решеток при наклонном падении электромагнитной волны. «Радиотехника и электроника», 1975, т. 20, № 12, с. 2609—2612. Авт.: Н. Н. Горобец, А. А. Кириленко, С. А. Масалов, Ю. И. Сергиенко.

УДК 621.372.82

В. М. СЕДЫХ, канд. физ.-мат. наук,
Е. А. ШАУЛОВ

РАСЧЕТ ПОПЕРЕЧНО-НЕРЕГУЛЯРНОГО ВОЛНОВОДА

В статье А. Я. Яшкина «Расчет критической волны низшего типа для прямоугольных волноводов с продольными прямоугольными канавками и выступами» («Радиотехника», 1958, т. 13, вып. 3, с. 8—14) дан расчет критической длины волны волно-

водов сложной формы поперечного сечения с применением метода Галеркина. В данной работе приведен расчет более простым методом неопределенных коэффициентов.

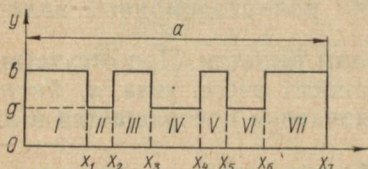
Рассмотрим волновод без потерь, заполненный идеальным диэлектриком, в котором распространяется синусоидальная волна, имеющая осевую составляющую $H_z = H(x, y)$, удовлетворяющую волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + k^2 H_z = 0 \quad (1)$$

при условии равенства нулю нормальной производной

$$(\partial H_z / \partial n)|_L = 0 \quad (2)$$

на контуре поперечного сечения волновода L , где k — собственные числа волнового уравнения $k = 2\pi/\lambda_k$, λ_k — критическая длина волны.



Для решения волнового уравнения (1) с граничным условием (2) используем метод частных областей. Сложная область поперечного сечения

волновода разбивается на простые прямоугольные области (рисунки), в каждой из которых переменные x и y разделяются. Общие решения для каждой области имеют вид

$$H_{zi} = \sum_{n=0}^{\infty} C_{in} \cos r_{in} y \cos x_{in} (x - \alpha_i), \quad (3)$$

где C_{in} — неизвестные коэффициенты; α_i — неизвестные пока параметры (из граничных условий следует, что в первой и в последней областях α равны 0 и α соответственно);

$$r_{in} = n\pi/b_i, \quad b_i = b, \quad b_{i+1} = g, \quad (i = 1, 3, 5, \dots), \quad (4)$$

$$x_{in} = \sqrt{k^2 - r_{in}^2}; \quad (5)$$

i — номер области.

Условия непрерывности полей на границах раздела областей

$$H_{zi} = H_{z,i+1}, \quad \frac{\partial H_{zi}}{\partial x} = \frac{\partial H_{z,i+1}}{\partial x}, \quad 0 < y < g. \quad (6)$$

Рассмотрим случай, когда $b_i > b_{i+1}$. Условия (6) на границе $x = X_i$ дают

$$C_{i0} \cos k(X_i - \alpha_i) + \sum_{n=1}^{\infty} C_{in} \cos r_{in} y \cos x_{in} (X_i - \alpha_i) =$$

$$\begin{aligned}
&= C_{i+1,0} \cos k(X_i - \alpha_{i+1}) + \sum_{m=1}^{\infty} C_{i+1,m} \cos r_{i+1,m} y \cos x_{i+1,m}(X_i - \alpha_{i+1}); \\
&C_{i0} k \sin k(X_i - \alpha_i) + \sum_{n=1}^{\infty} C_{in} x_{in} \cos r_{in} y \sin x_{in}(X_i - \alpha_i) = \\
&= C_{i+1,0} k \sin k(X_i - \alpha_{i+1}) + \sum_{m=1}^{\infty} C_{i+1,m} x_{i+1,m} + \cos r_{i+1,m} y \times \\
&\quad \times \sin x_{i+1,m}(X_i - \alpha_{i+1}). \quad (7)
\end{aligned}$$

Для вывода характеристических уравнений воспользуемся методом неопределенных коэффициентов. Введем обозначения

$$\begin{aligned}
A_{i0} &= C_{i0} k \sin k(X_i - \alpha_i), \\
A_{in} &= C_{in} x_{in} \sin x_{in}(X_i - \alpha_i), \\
A_{i+1,0} &= C_{i+1,0} k \sin k(X_i - \alpha_{i+1}), \\
A_{i+1,m} &= C_{i+1,m} x_{i+1,m} \sin x_{i+1,m}(X_i - \alpha_{i+1})
\end{aligned} \quad (8)$$

и подставим в (7):

$$\begin{aligned}
&A_{i0} \frac{\operatorname{ctg} k(X_i - \alpha_i)}{k} + \sum_{n=1}^{\infty} A_{in} \frac{\operatorname{ctg} x_{in}(X_i - \alpha_i)}{x_{in}} \cos r_{in} y = \\
&= A_{i+1,0} \frac{\operatorname{ctg} k(X_i - \alpha_{i+1})}{k} + \sum_{m=1}^{\infty} A_{i+1,m} \frac{\operatorname{ctg} x_{i+1,m}(X_i - \alpha_{i+1})}{x_{i+1,m}} \times \\
&\quad \times \cos r_{i+1,m} y = \psi(y), \quad (9)
\end{aligned}$$

$$A_{i0} + \sum_{n=1}^{\infty} A_{in} \cos r_{in} y = A_{i+1,0} + \sum_{m=1}^{\infty} A_{i+1,m} \cos r_{i+1,m} y = \varphi(y). \quad (10)$$

Пусть коэффициенты $A_{i+1,m}$ являются коэффициентами разложения функции $\varphi(y)$ в ряд Фурье по $\cos r_{i+1,m} y$ на интервале $(0, g)$. Тогда их можно представить в виде

$$\begin{aligned}
A_{i+1,0} &= A_{i0} + \sum_{n=1}^{\infty} A_{in} \frac{\sin r_{in} g}{r_{in} g}, \\
A_{i+1,m} &= \frac{2}{g} \sum_{n=1}^{\infty} A_{in} (-1)^m \frac{r_{in} \sin r_{in} g}{r_{in}^2 - r_{i+1,m}^2}.
\end{aligned} \quad (11)$$

Введем в уравнение (9) новые обозначения

$$\begin{aligned} B_{i0} &= A_{i0} \frac{\operatorname{ctg} k (X_i - \alpha_i)}{k}, \\ B_{in} &= A_{in} \frac{\operatorname{ctg} x_{in} (X_i - \alpha_i)}{x_{in}}, \\ B_{i+1,0} &= A_{i+1,0} \frac{\operatorname{ctg} k (X_{i+1} - \alpha_{i+1})}{k}, \\ B_{i+1,m} &= A_{i+1,m} \frac{\operatorname{ctg} x_{i+1,m} (X_{i+1} - \alpha_{i+1})}{x_{i+1,m}} \end{aligned} \quad (12)$$

и запишем (9) с учетом (12)

$$B_{i0} + \sum_{n=1}^{\infty} B_{in} \cos r_{in} y = B_{i+1,0} + \sum_{m=1}^{\infty} B_{i+1,m} \cos r_{i+1,m} y = \Psi(y). \quad (13)$$

Аналогично считаем, что коэффициенты B_{in} являются коэффициентами разложения функции $\psi(y)$ в ряд Фурье по $\cos r_{in} y$ на интервале $(0, b)$. При этом учитываем, что $E_{yi} = 0$ при $g < y < b$. Тогда коэффициенты B_{in} можно представить в виде

$$B_{i0} = \frac{g}{b} B_{i+1,0}, \quad (14)$$

$$B_{in} = \frac{2}{b} g B_{i+1,0} \frac{\sin r_{in} g}{r_{in} g} + \frac{2}{b} g \sum_{m=1}^{\infty} B_{i+1,m} (-1)^m \frac{r_{in} \sin r_{in} g}{g(r_{in}^2 - r_{i+1,m}^2)}. \quad (15)$$

Подставляя выражения (11) и (12) в (15), приходим к системе уравнений ($n=0, 1, 2, \dots$)

$$\begin{aligned} A_{in} \frac{\operatorname{ctg} x_{in} (X_i - \alpha_i)}{x_{in}} - \frac{2g}{b} \sum_{n=0}^{\infty} A_{in} \frac{\operatorname{ctg} k (X_i - \alpha_{i+1})}{k} \left(\frac{\sin r_{in} g}{r_{in} g} \right)^2 - \\ - \frac{4g}{b} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{in} \frac{\operatorname{ctg} x_{i+1,m} (X_i - \alpha_{i+1})}{x_{i+1,m}} \left[\frac{r_{in} \sin r_{in} g}{g(r_{in}^2 - r_{i+1,m}^2)} \right]^2 = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Для случая, когда $b_i < b_{i+1}$, аналогично получим

$$\begin{aligned} A'_{in} \frac{\operatorname{ctg} x_{in} (X_{i-1} - \alpha_i)}{x_{in}} - \frac{2g}{b} \sum_{n=0}^{\infty} A'_{in} \frac{\operatorname{ctg} k (X_{i-1} - \alpha_{i-1})}{k} \times \\ \times \left(\frac{\sin r_{in} g}{r_{in} g} \right)^2 - \frac{4g}{b} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A'_{in} \frac{\operatorname{ctg} x_{i-1,m} (X_{i-1} - \alpha_{i-1})}{x_{i-1,m}} \times \\ \times \left[\frac{r_{in} \sin r_{in} g}{g(r_{in}^2 - r_{i-1,m}^2)} \right]^2 = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Полученные бесконечные системы уравнений имеют нетривиальные решения в случае, когда их детерминант равен нулю. Их можно решить с любой степенью точности. Решая в нулевом приближении, получим для случая $b^i > b_{i+1} \operatorname{ctg} k(X_i - a_i) = \frac{g}{b} \operatorname{ctg} k(X_i - a_{i-1})$

и для случая $b_i < b_{i+1} \operatorname{ctg} k(X_{i-1} - a_i) = \frac{g}{b} \operatorname{ctg} k(X_{i-1} - a_{i-1})$.

Характеристические уравнения в нулевом приближении получились такими же, как и в работе А. Я. Яшкина, однако они получены более простым методом.

УДК 621.385.632.12.001.5

К. П. ЯЦУК, канд. физ.-мат. наук,
Ю. И. ГРЕБЕНЮК

СВЯЗАННЫЕ ЛОГАРИФМИЧЕСКИЕ СПИРАЛИ С ЭКРАНОМ И ДИЭЛЕКТРИКОМ ДЛЯ РАДИАЛЬНЫХ ЛБВ

В связи с миниатюризацией приборов СВЧ представляет интерес радиальная ЛБВ, где можно получить большой КПД в низковольтном режиме [1, 2]. Для продвижения в область коротких волн имеет смысл изготавливать плоские логарифмические спирали методом тонкопленочной технологии на диэлектрической подложке. Наличие диэлектрика так же, как и экрана, приводит к уменьшению сопротивления связи, использование двух спиралей с противоположными углами намотки увеличивает его [3]. В связи с этим интересно провести расчеты связанных спиралей при наличии диэлектрика и экрана.

Исследуемая система представляет собой спираль с углом намотки ψ_1 , расположенную в плоскости $z=0$ цилиндрической системы координат r, φ, z . На расстоянии $z=-a$ находится вторая спираль с углом намотки ψ_2 , на расстоянии $z=-b$ — экран. Между второй спиралью и экраном размещен диэлектрик с $\varepsilon \neq 1$.

Задача решается в приближении анизотропно проводящей плоскости [4] для симметричных волн. Дисперсионное уравнение при произвольных $\psi_1, \psi_2, a, b, \varepsilon$ получается в виде

$$\begin{aligned} & \Delta^2 e^{-2\gamma a} (\gamma a)^2 (n-1) [\beta - a - n(a - \varepsilon \beta)] - \Delta^2 n (n-1) (a + \varepsilon \beta) \times \\ & \times [\Delta^2 - (\gamma a)^2] - \{e^{-2\gamma a} [\Delta^2 n - (\gamma a)^2] - \Delta^2 + (\gamma a)^2\} \times \\ & \times [(\gamma a)^2 (a + \beta) - (a + \varepsilon \beta) \Delta^2 n] = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\alpha = e^{-2\gamma a} - e^{-2\gamma a m}$;

$$\beta = e^{-2\gamma a} + e^{-2\gamma am}; \quad m = \frac{b}{a};$$

$$\Delta = ak \operatorname{ctg} \Psi_1; \quad n = \frac{\operatorname{ctg} \Psi_1}{\operatorname{ctg} \Psi_2}.$$

Если положить $\varepsilon=1$ и $b \rightarrow \infty$, то придем к уравнению (27) работы [4], полученному для свободных спиралей.

Сопротивление связи согласно [5]

$$R_{\text{св}} = \frac{|E_r|^2}{2\gamma^2 P}, \quad (2)$$

где $|E_r|^2$ — квадрат амплитуды радиальной составляющей электрического поля, P — поток мощности через поперечное сечение системы, $\gamma = \frac{\omega}{v_\Phi}$ — постоянная распространения вдоль координаты r . В области между спиралями $-a < z < 0$ нормированное (к сопротивлению связи одинарной спирали в свободном пространстве $R_{\text{св}}^0$) значение $R_{\text{св}}/R_{\text{св}}^0$ принимает вид

$$\frac{R_{\text{св}}}{R_{\text{св}}^0} = 4 \frac{(1 - Le^{-2\gamma a})}{Q}, \quad (3)$$

где $R_{\text{св}}^0$ определяется в той же плоскости z , что и $R_{\text{св}}$:

$$\begin{aligned} L &= -(\gamma a)^{-2} [\Delta^2 - (\gamma a)^2 + i\Delta + \gamma a M]; \quad Q = Z^2 + P_1^2 + \\ &+ B_1(1 - e^{-2\gamma a}) - B_2(1 - e^{2\gamma a}) - 2\gamma a B_3 + \frac{1}{\varepsilon} [B_4 \alpha - B_5 \beta - \\ &- 2B_6 \gamma a (m - 1)]; \quad B_1 = CC^* + 1; \quad B_2 = MM^* + LL^*; \quad i = \sqrt{-1}; \\ B_3 &= CM^* + MC^* + L^* + L; \quad B_4 = \varepsilon DD^* + AA^*; \quad B_5 = \varepsilon NN^* + \\ &+ KK^*; \quad B_6 = \varepsilon ND^* + \varepsilon DN^* + KA^* + AK^*; \\ M &= \frac{e^{-2\gamma a} \left[\frac{\Delta^2}{n} - (\gamma a)^2 \right] - \Delta^2 - (\gamma a)^2}{\Delta (n^{-1} - 1)}; \quad C = -i\Delta (\gamma a)^{-1}; \quad P_1 = L - 1; \\ Z &= i\gamma a \Delta^{-1} P_1; \quad A = \frac{\varepsilon}{\alpha} [e^{-2\gamma am} - L]; \quad K = e^{-2\gamma am} A; \quad N = e^{-2\gamma am} D; \\ D &= \frac{C e^{-2\gamma a} + M}{\alpha}; \end{aligned}$$

α — определяется из (1).

Для эффективного возбуждения системы интересно знать волновое сопротивление ее в точке возбуждения. Последнее рас-

считывалось для спирали, расположенной при $z = -a$, по формуле

$$R_B = \left| \frac{U}{I} \right|, \quad (4)$$

$$\text{где } U = \int_{-b}^{\infty} E_z dz; \quad I = 2\pi r I_z;$$

$$I_z = \frac{c}{4\pi} \left(H_{\varphi}^{\text{II}} - H_{\varphi}^{\text{I}} \right)_{z=-a}.$$

H_{φ}^{I} — в области $-b < z < -a$; H_{φ}^{II} в области $-a < z < 0$.

В системе СИ выражение для R_B приобретает вид

$$R_B = \frac{60}{\varepsilon k r} \left| A \left[e^{-2\gamma a m} [1 - e^{-\gamma a(1-m)}] - [e^{-2\gamma a} - e^{-\gamma a(1+m)}] - \right. \right. \\ \left. \left. - \varepsilon(1 - e^{-\gamma a})(1 - L) - \varepsilon P_1 e^{-\gamma a} \right] [e^{-2\gamma a}(1 - A) - K + L]^{-1} \right| \text{ ом}, \quad (5)$$

где A, K, L, P_1 — определены в (3).

По формулам (1), (3), (5) была составлена программа и произведен расчет в обобщенных координатах $\gamma a, ak \operatorname{ctg} \Psi_1$

при фиксированных $m = \frac{b}{a}$; ε ; $n = \frac{\operatorname{ctg} \Psi_1}{\operatorname{ctg} \Psi_2}$ для $R_{\text{св}}/R_{\text{св}}^0$ при $z = -a/2$ и R_B при $z = -a$.

Сопоставим наши результаты с литературными. В работе [4] было показано, что в системе двух связанных спиралей с равными углами намотки $\psi_1 = \psi_2$ существует одна волна с фазовой скоростью $v_{\text{ф}}$, равной фазовой скорости одинарной спирали $v_{\text{фод}}$; при $\psi_1 \neq \psi_2$ — две; «быстрая» с $v_{\text{фб}} > v_{\text{фод}}$ и «медленная» с $v_{\text{фм}} < v_{\text{фод}}$. В работе [5] показано, что для $\psi_1 = \psi_2$ $R_{\text{св}}$ всегда меньше, чем $R_{\text{св}}$ одинарной спирали.

Наши расчеты (см. рис. 1, 2) показывают, что для $\psi_1 = \psi_2$ $R_{\text{св}}$ «быстрых» волн (кривые 2', 3', 4') больше, чем $R_{\text{св}}$ «медленных» (кривые 2'', 3'', 4''). Кривая 1 соответствует $\psi_1 = \psi_2$, $\varepsilon = 1$, $b \rightarrow \infty$. Для получения большого усиления в ЛБВ нужно одновременно выбирать режим с большим $R_{\text{св}}$ и большим замедлением (чтобы число замедленных волн в системе было большим) [2]. Из расчетов следует, что при фиксированном n присутствие диэлектрика уменьшает $R_{\text{св}}$, но замедляет «быструю» волну (см. кривые 2' для $\varepsilon = 1$ и 3' для $\varepsilon = 3,7$ при $n = -1,25$).

Исследование влияния отношения углов намотки ψ_1 и ψ_2 показало, что для заданных $m = \frac{b}{a}$ и ε можно найти оптимальные n , при которых $R_{\text{св}}/R_{\text{св}}^0$ будут больше единицы. При этом для противоположных углов намотки ($n < 0$) $R_{\text{св}}/R_{\text{св}}^0$ больше,

чем для одинаковых ($n > 0$), а замедление при $n < 0$ меньше, чем при $n > 0$ (см. кривые 3' для $n = -1,25$ и 4' для $n = 1,43$ на рис. 3, где приведены наибольшие значения $R_{св}/R_{св}^0$ как для $n > 0$, так и для $n < 0$).

Для сравнения приведены кривые 5', 5'' для $n = -1$, $\epsilon = 1$, $b \rightarrow \infty$. Видно, что без экрана и диэлектрика $R_{св}/R_{св}^0$ увеличивается в области низких частот (при фиксированных a и $\text{ctg} \psi_1$).

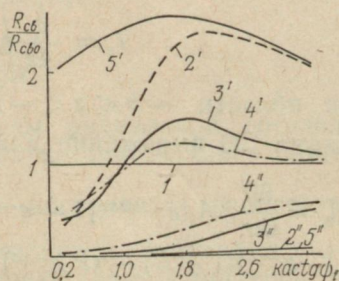
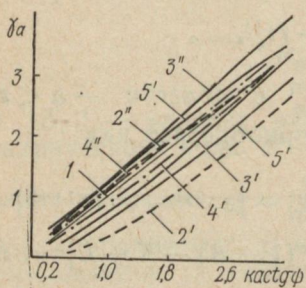


Рис. 1.

Рис. 2.

Однако для целей миниатюризации и удобств возбуждения экран в системе должен присутствовать.

Для оценки возможности возбуждения только «быстрых» волн были рассчитаны $R_{вkr}$ по формуле (5). На рис. 3 приведены результаты расчета в зависимости от безразмерного параметра $ak \text{ctg} \psi_1$. Из рисунка следует, что изменение отношения углов намотки n влияет на величину волновых сопротивлений «быстрых» и «медленных» волн, т. е. оптимальному режиму по $R_{св}/R_{св}^0$ должно соответствовать рассчитанное для данных параметров $R_{вkr}$.

Все представленные результаты относятся к случаю $|n| > 1$, что соответствует менее густой спирали у экрана. Расчеты для $|n| < 1$ (густая спираль у экрана) показали, что $R_{св}/R_{св}^0$ в этом случае оказывается меньше единицы.

Таким образом, проведенный расчет показал, что уменьшение $R_{св}/R_{св}^0$ за счет диэлектрика и экрана может быть скомпенсировано использованием связанных спиралей с разными углами намотки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Савельев В. С., Кущенко Г. И. Экспериментальное исследование ЛБВ с радиальным электронным потоком. — «Радиотехника и электроника», 1970, т. 15, № 12, с. 2567—1573.
2. Кальман Г. В., Балашов Л. А., Рубинштейн Ю. И. Применение логарифмической спирали в качестве замедляющей системы ЛБВ. — «Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ», 1973, вып. 4, с. 115—117.
3. Cook I. S., Kompfner R., Quatl C. P. Coupled Helixes, Bell Syst. — Techn. I, 1956, vol. XXXV, No 1, p. 127—178.
4. Сазонов В. П. Свойства радиально связанных спиралей. — «Электроника», 1959, № 6, с. 80—98.
5. Евтушенко Ю. Ф., Савельев В. С. Расчет сопротивления связи радиальной линии замедления. — «Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ», 1967, вып. 3, с. 75—86.

УДК 621.372.85

Л. И. БАБАРИКА,

В. А. КОРОБКИН. канд. физ.-мат. наук

ВЛИЯНИЕ МАЛЫХ ЗАЗОРОВ МЕЖДУ ДИЭЛЕКТРИКОМ И СТЕНКАМИ ВОЛНОВОДА НА ЧАСТОТУ ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА

На участке стандартного прямоугольного волновода с диэлектрическим заполнением конечной длины при выполнении резонансных условий могут существовать волноводно-диэлектрические резонансы за счет закритичности пустого участка волновода для резонирующего типа волны. Уравнения для резонансных частот колебаний типа $H_{m0\delta}$ (δ — часть полуволны внутри диэлектрического вкладыша вдоль оси волновода) можно получить из условия непрерывности тангенциальных составляющих электрических и магнитных полей на торцах диэлектрического вкладыша [1]

$$\text{четный тип колебаний} — \gamma_z = \Gamma_z \operatorname{tg} \Gamma_z \cdot \frac{L}{2},$$

$$\text{нечетный тип колебаний} — \gamma_z = -\Gamma_z \operatorname{ctg} \Gamma_z \cdot \frac{L}{2}, \quad (1)$$

где Γ_z и γ_z — постоянные распространения и затухания волны H_{m0} в заполненном диэлектриком и пустом волноводе соответственно; L — длина диэлектрического вкладыша.

Влияние малых зазоров между диэлектриком и стенками волновода на резонансную длину волны резонатора в первом приближении можно оценить методом возмущений, используя квазистатическую аппроксимацию поля в зазоре, выделив зазоры. параллельные широким стенкам волновода и параллельные узким стенкам. Очевидно, в первом случае в одноволновом приближении поле в зазоре в ϵ_g раз превышает поле в диэлектрике, величина возмущения не зависит от места расположения зазора

и определяется суммарной его величиной $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$ рис. 1, 2, где — теоретические кривые, - - — экспериментальные. Малые зазоры вдоль узких стенок волновода (в минимуме электрического поля) оказывают пренебрежимо малое влияние на резонансную частоту [2] и поэтому в дальнейшем рассматриваться не будут. С учетом указанных ограничений, пользуясь известной формулой возмущений [2], легко получить относительное изме-

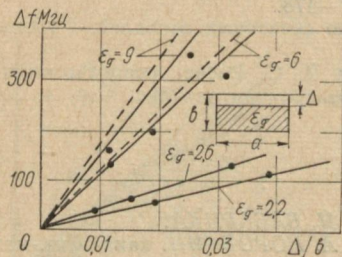


Рис. 1.

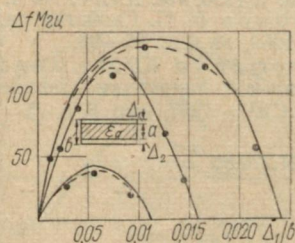


Рис. 2.

нение резонансной частоты резонатора в зависимости от величины зазора между диэлектриком и широкой стенкой волновода

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = \frac{\Delta}{2b} \frac{\varepsilon_g (\varepsilon_g - 1) \left(\frac{L}{2} + \frac{\sin \Gamma_z L}{2\Gamma_z} \right)}{\left\{ \varepsilon_g \left(\frac{L}{2} + \frac{\sin \Gamma_z L}{2\Gamma_z} \right) + \frac{\cos^2 \Gamma_z \frac{L}{2}}{\gamma_z} \right\}} \quad \text{— для четного типа,} \quad (2)$$

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = \frac{\Delta}{2b} \frac{\varepsilon_g (\varepsilon_g - 1) \left(\frac{L}{2} - \frac{\sin \Gamma_z L}{2\Gamma_z} \right)}{\left\{ \varepsilon_g \left(\frac{L}{2} - \frac{\sin \Gamma_z L}{2\Gamma_z} \right) + \frac{\sin^2 \Gamma_z \frac{L}{2}}{\gamma_z} \right\}} \quad \text{— для нечетного типа,} \quad (3)$$

го типа колебаний, где ω , ω_0 — собственные частоты возмущенного и невозмущенного резонатора соответственно.

Для простых инженерных расчетов в квазистатическом приближении можно считать, что появление зазора изменяет эквивалентную проницаемость диэлектрического вкладыша [4]

$$\varepsilon_{\text{экв}} = \frac{\varepsilon_g \cdot b}{(\varepsilon_g - 1) \Delta + b}. \quad (3)$$

При этом использование дисперсионных соотношений (1) или графических зависимостей, посчитанных по этим формулам [1],

позволяет быстро оценить влияние малых зазоров. Для сравнения на рис. 1 приведены результаты расчета по методу возмущений (сплошная линия) и использована $\epsilon_{\text{экв}}$ (пунктирная линия). Экспериментальные результаты указаны точками. Как видно из рис. 1, оба метода дают хорошее совпадение с экспериментом (при $\epsilon_g < 4$ полное совпадение) при зазорах $\frac{\Delta}{b} < 0,03$

и $\epsilon_g < 10$, что было отмечено ранее в работе [3]. При более высоких значениях ϵ_g кривая, посчитанная с учетом $\epsilon_{\text{экв}}$, дает завышенный результат. Следует заметить, что квазистатическая аппроксимация поля в зазоре и $\epsilon_{\text{экв}}$ более справедливы, когда

$\frac{b}{\lambda} \ll 1$, так как в этом случае поля носят квазистатический

характер [4]. Однако для стандартных волноводов даже для малых зазоров необходимо учитывать возбуждение зазором продольной составляющей электрического поля и появления вариации поля вдоль оси, перпендикулярной широким стенкам волновода.

Использование продольных волн многослойных волноводов [4] позволяет существенно уточнить полученные результаты, определить изменение резонансной частоты при перемещении диэлектрического вкладыша от одной стенки волновода к другой. В одноволновом приближении резонансные частоты будут определяться из уравнений (1), где постоянная распространения Γ_z определяется из дисперсионных уравнений для многослойных волноводов [4]

$$\frac{\Gamma_{y1}}{\Gamma_{y2}} \epsilon_g \operatorname{tg} \Gamma_{y1} \cdot \Delta + \operatorname{tg} \Gamma_{y2} (b - \Delta) = 0 \quad (4)$$

для двухслойного волновода, рис. 1 и

$$\operatorname{tg} \Gamma_{y1} \Delta_1 + \frac{\Gamma_{y2}}{\Gamma_{y1}} \cdot \frac{1}{\epsilon_g} \operatorname{tg} \Gamma_{y2} d + \operatorname{tg} \Gamma_{y1} \cdot \Delta_2 - \frac{\Gamma_{y1}}{\Gamma_{y2}} \epsilon_g \operatorname{tg} \Gamma_{y1} \Delta_1 \operatorname{tg} \Gamma_{y2} d \times \\ \times \operatorname{tg} \Gamma_{y1} \Delta_2 = 0 \quad (5)$$

для трехслойного волновода, рис. 2, где Γ_{y1} и Γ_{y2} — поперечные волновые числа в зазорах и диэлектрике соответственно.

На рис. 2 приведены рассчитанные по формулам (1, 5) теоретические и экспериментально полученные кривые изменения резонансной частоты от величины зазора Δ_1 для трех значений высоты d диэлектрического вкладыша. Если диэлектрический вкладыш находится в центре волновода, то частота волноводно-диэлектрического резонанса максимальна. Величина этого максимума определяется суммарной величиной зазора $\Delta_1 + \Delta_2$. Смещение вкладыша от центрального положения в ту или иную сторону относительно широких стенок волновода ведет к понижению частоты диэлектрического резонанса.

Как видно из рис. 2, имеются участки кривых, близкие к линейным. Изменение частоты в пределах этих участков может достигать величины порядка 100 МГц. При этом изменение зазора не превышает 0,1 мм. Осуществляя перемещение диэлектрического вкладыша в волноводе в направлении, перпендикулярном широкой стенке, можно производить механическую перестройку частоты резонатора.

Большая крутизна перестройки частоты резонатора с изменением зазора позволяет реализовать термостабилизацию частоты таких резонаторов путем перемещения диэлектрического вкладыша за счет изменения длины термочувствительного элемента, связанного с вкладышем и расположенного вне волновода.

Температурная нестабильность частоты волноводно-диэлектрических резонаторов, термостабилизированных этим способом, не превышает ± 2 МГц в интервале температур $\pm 60^\circ\text{C}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Определение параметров диэлектриков на СВЧ с помощью волноводно-диэлектрических резонансов. — «Приборы и техника эксперимента», 1976, вып. 3. Авт.: В. А. Коробкин, Н. И. Пятак, Л. И. Бабарика, Ю. Г. Макеев.
2. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М., Физматгиз, 1960. 173 с.
3. Вамберский М. В., Казанцев В. И. Инженерный расчет волноводных H -плоскостных Y -циркуляторов. — «Радиотехника», 1968, т. 23, № 10, с. 15—22.
4. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. М., «Сов. радио», 1967, с. 19—60.

УДК 537.525.6

В. Н. КОСТИН, канд. физ.-мат. наук,
В. В. БЕЛОУС, канд. физ.-мат. наук,
С. И. ШИПИЦЫН

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЧ-РАЗРЯДА МЕЖДУ ВНЕШНИМИ КОЛЬЦЕВЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ В ИМПУЛЬСНЫХ ЛАМПАХ НАКАЧКИ ОКГ

Задачей настоящей работы является исследование влияния параметров ГРП на маломощный ВЧ-разряд между внешними кольцевыми электродами.

Для исследования ВЧ-разряда использовались промышленные трубчатые импульсные лампы типа ИФП 1200-2, наполненные ксеноном высокой чистоты (ГОСТ 10219—67) либо на производстве, либо в лабораторных условиях до давления $p=300\text{—}500$ Тор, контролируемого закрытым U -образным ртутным манометром с точностью до 0,5 Тор.

На лампу надевались широкие ($h=30$ мм) или узкие ($h=4$ мм) внешние кольцевые электроды (на расстоянии 5,5 мм), на которые подавалось ВЧ-напряжение ($v=0,19$ МГц) от стандартного ВЧ-генератора ГЗ-41, модулированное (на 80%) с ча-

стотой 4 кГц от 3Г-10 и усиленное до $U_{ВЧ} \sim 1,5$ кВ нестандартным усилителем.

На рис. 1 показаны вольтамперные характеристики ВЧ-разряда между двумя узкими электродами для ламп, наполненных на производстве. При получении характеристик производилось разделение емкостного I_c и конвекционного I_p токов с учетом их сдвига по фазе. Видно, что с увеличением эффективного ВЧ-напряжения горения разряда $U_{ВЧ}$ конвекционный ток I_p возрастает примерно по линейному закону, что можно объяснить увеличением коэффициента ВЧ-ионизации [1]: $\xi = (\nu_i)_{\sim} / DE^2$. ξ вводится по аналогии с коэффициентом ионизации η в постоянном электрическом поле. Численная оценка E/p для начальной и конечной точек нижней экспериментальной кривой дала усреднение по промежутку значения E/p большее 2 и 3 В/см·Тор, чему соответствует возрастающая ветвь зависимости коэффициента ионизации ξ от E/p [см. Г. Френсис. Ионизационные явления в газах. М., Атомиздат, 1964. 303 с.] и, следовательно, возрастание разрядного тока.

При увеличении p (рис. 1) вольтамперная характеристика смещается в сторону меньших токов. По-видимому, это объясняется уменьшением числа электронов, способных ионизировать атомы ксенона на длине свободного пробега, так как с увеличением давления число их убывает в соответствии с законом распределения длин свободного пробега.

Для ВЧ-разряда между двумя узкими электродами зависимость U_3 от p была строго линейной (рис. 2, кривая 1), а разброс значений U_3 составлял ~ 1 деление шкалы прибора, или ~ 3 Тор. Для широких электродов линейность зависимости $U_3(p)$ нарушалась при $p \sim 300\text{--}350$ Тор.

Поскольку U_3 для первого пробоя всегда оказывалось выше последующих и уменьшалось с уменьшением паузы между пробоями, то для однозначного определения U_3 производилось 2—3 «холостых» пробоя, а затем несколько раз определялось U_3 при одной и той же паузе 20 сек. Нагрев колбы лампы при разряде ($\Delta t \sim 30^\circ\text{C}$ за 60 сек) не является причиной зависимости U_3 от паузы. По-видимому, сказывается влияние остаточных зарядов на внутренней поверхности колбы лампы.

Зависимость $U_n(p)$ также носила линейный характер (рис. 2, кривая 5) и имела меньший наклон, чем $U_3(p)$, так как при больших давлениях в момент погасания разряда наблюдается большая величина конвекционного тока, и выход ВЧ-генератора сильнее шунтируется разрядом. Поэтому разность $U_3 - U_n$ с ростом p растет.

Сравнение кривых 1 и 5 показывает, что между напряжением зажигания и погасания ВЧ-разряда имеется прямая корреляционная связь. Так как напряжение зажигания выше напряжения горения, а напряжение погасания является минимальной величиной напряжения горения, то U_n должно быть меньше U_3 .

При повышении давления U_z увеличивается и U_n должно увеличиваться, так как равенство числа зарождающихся в разрядном промежутке и убывающих из него электронов при более высоких давлениях поддерживается при более высоких напряжениях.

Было установлено, что добавление примеси воздуха к ксенону в лампе существенно повышает U_z (рис. 2, кривые 2, 3, 4,

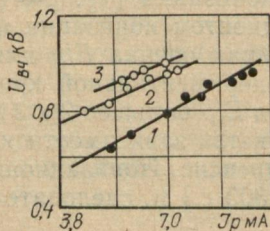


Рис. 1.

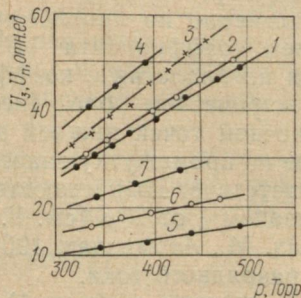


Рис. 2.

процент примеси 0,7; 8,6 и 14,6% соответственно) и увеличивает интенсивность зеленой части спектра излучения разряда. Еще более сильное влияние примесь оказывает на U_n (рис. 2, кривые 6 и 7, примесь 0,7% и 9,3% соответственно). Влияние примеси воздуха на U_z и U_n можно объяснить наличием электроотрицательных газов (O_2 , N_2) в примеси, к молекулам которых прилипают электроны с образованием отрицательных ионов, имеющих малую подвижность и низкую ионизационную способность.

УДК 537.526.6

Ю. П. АНДРЕЕВ, д-р хим. наук,
Н. И. ВИНУКОВ, канд. физ.-мат. наук,
Ю. Х. ГУКЕТЛЕВ,
Ю. Н. ЕГОРОВ, канд. техн. наук,
В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОВОГО НАПОЛНЕНИЯ В ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ИСТОЧНИКАХ СВЕТА

Известно [1], что электрические, оптические и эксплуатационные параметры газоразрядных источников света в значительной степени определяются составом газового наполнения и его давлением. В процессе эксплуатации или хранения ламп состав газового наполнения изменяется за счет натекания, химических реакций, газовыделения из стекла и электродов и т. д., что приводит к преждевременному выходу ламп из строя. Поэтому разработка методов неразрушающего контроля параметров га-

зового наполнения является актуальной задачей газоразрядной техники.

Одновременное определение состава и давления газа в газоразрядных приборах трудно разрешимо простыми способами. Однако в ряде случаев состав газового наполнения может считаться известным. Так большинство импульсных источников света наполняются чистым ксеноном, а наиболее вероятной примесью, попадающей в лампу, является воздух.

В данной работе были проведены исследования некоторых электрических параметров разряда в зависимости от давления ксенона и примесей воздуха, чтобы установить возможность использования этих параметров при разработке неразрушающих методов контроля состава газового наполнения.

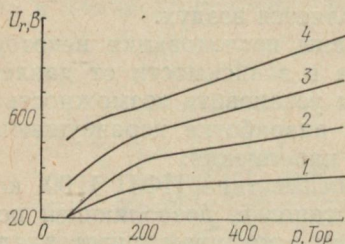
Исследования проведены на лампах типа ИФП 1200, которые припаивались к вакуумной установке, позволяющей получать вакуум $\sim 10^{-6}$ Тор. Смесь ксенона с воздухом приготавливалась в отдельном стеклянном баллоне, который припаивался к установке. После откачки и обезгаживания лампа наполнялась заранее приготовленной смесью с известным содержанием ксенона и воздуха. Давление контролировалось ртутным манометром. Наполнение производилось через ловушку с охлаждающей смесью.

В таблице представлены данные, характеризующие влияние примесей на напряжение поджига $U_{\text{п}}$, напряжение зажигания $U_{\text{з}}$, напряжение самопробы $U_{\text{с}}$ и время запаздывания $t_{\text{з}}$ для двух давлений 200 и 400 Тор. При наличии примесей под p понимается суммарное давление ксенона и воздуха.

Напряжение	$p, \text{ Тор}$	$\theta, \%$				
		0	0,5	1	3	5
$U_{\text{п}}, \text{ кВ}$	200	3,9	4	4	4	4,2
$U_{\text{с}}, \text{ кВ}$		2,9	3	3	5	6
$U_{\text{з}}, \text{ В}$		500	700	920	1030	1150
$t_{\text{з}}, \text{ мкс}$		4,5	5,7	6	6,5	6,5
$U_{\text{п}}, \text{ кВ}$		4,3	4,3	4,5	4,5	5
$U_{\text{с}}, \text{ кВ}$	400	5,4	5,6	7	9	11
$U_{\text{з}}, \text{ В}$		750	1050	1300	1450	1600
$t_{\text{з}}, \text{ мкс}$		6,3	6,9	22	8,7	10

Напряжение поджига, представляющее затухающие высокочастотные колебания ($f=130 \text{ кГц}$), подавалось на спираль, навитую на лампу. В таблице приведены значения амплитуды первой полуволны этих колебаний. Значения $U_{\text{п}}$ слабо зависят от θ , но растут с увеличением давления. Это свойство $U_{\text{п}}$ свидетельствует о возможности использования высокочастотных разрядов с внешними электродами для измерения давления в лампах без их разбива.

Наиболее чувствительным параметром к примеси воздуха является напряжение зажигания, что согласуется с результатами работы [2]. Однако оно сильно зависит и от давления ксенона. Измерения U_z на отпаянных лампах показали наличие сильного разброса от измерения к измерению. Наличие этого разброса, зависимость от p , а также неудобство отсчета ставят



под сомнение целесообразность разработки метода контроля примесей воздуха, основанного на использовании зависимости U_z от θ .

В ходе экспериментов было обнаружено, что наиболее удобным как с точки зрения чувствительности к примесям, так и удобства отсчета, является использование напряжения го-

рения U_r стационарного разряда. На рисунке представлены зависимости U_r от давления для лампы ИФП 1200. Кривая 1 — для чистого ксенона, 2, 3, 4 — соответственно для 1, 2, и 3-х процентного содержания примесей воздуха.

Для измерений был выбран падающий участок вольтамперной характеристики, соответствующей переходу тлеющего разряда в дуговой. Путем подбора балластного сопротивления был выбран такой режим разряда, при котором на поверхности катода присутствует «катодная светящаяся пленка», а типичное для дугового разряда катодное пятно отсутствует.

Из рисунка видно, что значения U_r в диапазоне давлений 200—600 Тор (особенно при $\theta \sim 1\%$) слабо зависят от давления. Это дает возможность использовать параметр U_r для контроля примесей воздуха, даже если давление ксенона точно не известно.

Таким образом, для методов неразрушающего контроля давления ксенона и концентрации примесей в трубчатых лампах накачки наиболее перспективными являются безэлектродный высокочастотный разряд и слаботочный разряд постоянного тока. Исследование влияния примесей воздуха на параметры импульсного разряда в лампах накачки показывает, что примесь воздуха резко увеличивает напряжение зажигания ламп и, по-видимому, является основной причиной отказов при наличии микротечей в баллоне лампы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рохлин Р. Н. Газоразрядные источники света. М.-Л., «Энергия», 1966. 560 с.
2. Маршак И. С., Субботин В. А. Исследование зависимости напряжения зажигания импульсных ламп от чистоты наполняющего лампы газа. — «Сб. материалов по вакуумной технике», 1957, вып. 12, с. 28—41.