

ЭЛЕКТРОННЫЙ РЕГУЛЯТОР МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ CO₂-ЛАЗЕРА

Нами разработан электронный регулятор, обеспечивающий управление мощностью излучения лазера ИЛГН-705 в пределах от 3 Вт (номинальная мощность) до 0,06 Вт методом широтно-импульсной модуляции тока разряда активного элемента.

В цепь катода активного элемента включен триод (тетрод ГИ-30 в триодном включении) по схеме с общей сеткой. Запирающие импульсы формируются транзистором ключевым каскадом, выполненным по схеме с общим эмиттером. Генератор импульсов собран на операционном усилителе по мостовой схеме с разделенными цепями заряда и разряда конденсатора [2]. Задающими элементами длительности импульсов являются фотосопротивления двух оптоэлектронных пар, включенных в разделенные диодами цепи отрицательной обратной связи. Световой поток изменяется с помощью шторки с клинообразными прорезями, расположенными так, что при увеличении освещенности одного из фотосопротивлений освещенность другого уменьшается. Такая схема обеспечивала плавное изменение скважности импульсов от 1,02 до 50. Частота следования при этом изменялась в пределах 0,1 ... 1 кГц.

Описанный регулятор использовался в установке для лазерной сварки и обработки кварцевых оптических волокон вместо применяемого раньше механического модулятора [1]. Результаты испытаний показали преимущества электронного регулятора: свободный выбор места расположения органа управления, отсутствие механических вибраций, широкий диапазон регулирования, возможность автоматизации технологического процесса.

1. Свирид В. А., Богомолов Н. Ф., Яровой Л. К. Лазерная сварка световодов // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. 1983. Т. 26, № 5. С. 75—76. 2. Яковлев В. Н., Воскресенский В. В., Мирошниченко В. И. и др. Справочник по микроэлектронной импульсной технике. Киев: Техніка, 1983. 359 с.

Поступила в редколлегию 19.09.84

УДК 621.315.61

В. И. ПРАВДА, канд. техн. наук, Н. Г. МЕНДРУЛ, студ.

ЭКВИВАЛЕНТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СТЕРЖНЕВОГО ДЕРЖАТЕЛЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Прямоугольные диэлектрические волноводы в последнее время все шире применяются при создании генераторов СВЧ. Для их расчета необходимо знание импеданса относительно зажимов полупроводникового диода.

Используемый нами анализ основан на методе, разработанном в работе [2]. Стержневой держатель диода представляется в виде антенны, помещенной в волноводе [3], возбуждаемой полем падающей

волны основного типа колебаний, которое обуславливает появление в стержне тока $J(r)$. Этот ток создает вторичное поле, электрическую составляющую которого в любой точке волновода можно определить с помощью уравнения

$$E(r) = -j\omega\mu_0 \int_V G(r|r') J(r) dV. \quad (1)$$

Функцию Грина для прямоугольного диэлектрического волновода находим по выражению

$$G(r|r') = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2(k_1^2 - k_{yn}^2) e^{-\Gamma_{mn}|z-z'|}}{A_m B_n k_1^2 \Gamma_{mn}} \cos k_{xm}x \cos k_{xm}x' \times \\ \times \cos k_{yn}y \cos k_{yn}y', \quad (2)$$

где $k_1 = (2\pi/\lambda) \sqrt{\epsilon_1}$, $\Gamma_{mn} = \sqrt{k_{xm}^2 + k_{yn}^2 - k_1^2}$, $A_m = a + 1/2k_{xm} \sin 2k_{xm}a$, $B_n = b + 1/2k_{yn} \sin 2k_{yn}b$. Постоянные распространения k_{xm} и k_{yn} определяются для E_{mn}^y мод [1]. Для аппроксимации распределения тока по стержню выберем разложение

$$J(r) = J_0 U(y) U(x) \delta(z-0); \quad (3)$$

$$U(y) = \sum_{l=1}^{\infty} 2/B_l C_l \cos k_{yl}y; \quad (4)$$

$$U(x) = \sum_{f=1}^{\infty} 2/A_f D_f \cos k_{xf}x; \quad (5)$$

$$\delta(z-0) = \begin{cases} 1 & z=0, \\ 0 & z \neq 0. \end{cases}$$

Здесь нормированные коэффициенты разложения, полученные с учетом граничных условий, определяются из

$$D_f = w \cos k_{xf}s (\sin \theta_f / \theta_f), \quad (6)$$

где $\theta_f = k_{xf}w/2$. Подставим выражения для $G(r|r')$, $J(r)$ в формулу (1) и, выполнив интегрирование, получим

$$E(r) = -\frac{z_1}{k_1} J_0 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2(k_1^2 - k_{yn}^2) e^{-\Gamma_{mn}|z|}}{A_m B_n} C_n D_m \cos k_{xm}x \cos k_{yn}y, \quad (7)$$

где $z_1 = z_0/\sqrt{\epsilon_1}$, $z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$.

Разложение поля в зазоре стержня можно записать в виде

$$E_A = \frac{u}{g} \Omega(y) \Omega(x) \delta(z-0), \quad (8)$$

где $\Omega(y) = \sum_{p=1}^{\infty} 2/B_p S_p \cos k_{yp}y$, $\Omega(x) = 1$; u — напряжение, действующее

шее на зазоре держателя. Коэффициент разложения

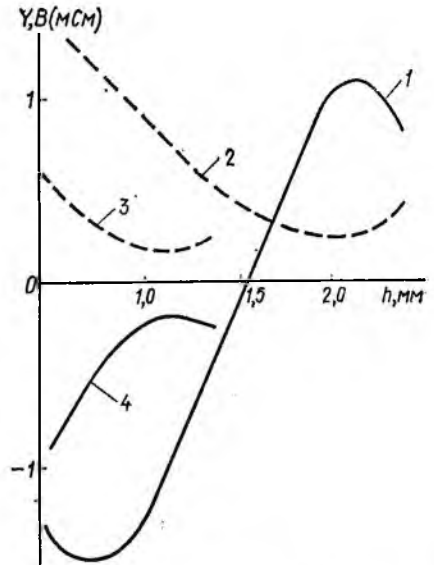
$$S_p = g \cos k_{yp} h (\sin \varphi_p / \varphi_p), \quad (9)$$

где $\varphi_p = k_{yp} / 2g$.

В соответствии с теоремой взаимности для n -й пространственной гармоники можно записать равенство

$$\begin{aligned} \int_V E_{An}(1) J_n(1) dV &= \\ &= \int_V E_n(2) J_n(2) dV, \quad (10) \end{aligned}$$

где E_{An} — поле антенны для n -й пространственной гармоники; $J_n(1)$ — n -я пространственная гармоника тока в зазоре; $J_n(2)$ — n -я пространственная гармоника тока по стержню; $E_n(2)$ — поле для n -й пространственной гармоники в рассматриваемом объеме волновода V . Подставляя $E(r)$, E_A и $J(r)$ в выражение (10) и интегрируя обе части по плоскости $z = 0$, получим



$$\int_0^a \int_0^b E_{An} J_n dx dy = \frac{-2uJ_0 \omega C_n \cos k_{yn} h}{B_n} \left(\frac{\sin \varphi_n}{\varphi_n} \right) = -uI_n = -P_n; \quad (11)$$

$$I_n = \frac{2C_n \omega}{B_n} \cos k_{yn} h \left(\frac{\sin \varphi_n}{\varphi_n} \right); \quad (12)$$

излучаемая антенной мощность

$$P_n = \frac{2jz_1 J_0^2 \omega^2 (k_1^2 - k_{yn}^2) C_n^2}{k_1 B_n} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos k_{xm} S}{A_m \Gamma_{mn}} \left(\frac{\sin \theta_m}{\theta_m} \right)^2; \quad (13)$$

импеданс для n -й пространственной гармоники

$$z_n = \frac{jz_1 (k_1^2 - k_{yn}^2) B_n}{2k_1 \cos^2 k_{yn} h (\sin \varphi_n / \varphi_n)^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos^2 k_{xm} S}{A_m \Gamma_{mn}} \left(\frac{\sin \theta_m}{\theta_m} \right)^2, \quad n = 1, 2 \dots \infty. \quad (14)$$

Входная проводимость зазора

$$Y = \sum_{n=1}^{\infty} 1/z_n. \quad (15)$$

Рассчитанные значения активной и реактивной составляющих проводимости в зависимости от высоты зазора держателя h для двух длин волн (λ/λ_0) приведены на рисунке пунктирной и сплошной линиями соответственно (1, 2 — 8, 3 и 4 — 4).

1. Введение в интегральную оптику. М.: Мир, 1977. 367 с. 2. Эйзенгарт Д., Кан С. Теоретическое и экспериментальное исследование держателя СВЧ элемента в волноводе // Зарубеж. радиоэлектроника. 1972. № 8. С. 102—124. 3. Ямаши-та Т., Бейсерз Д. Теория генератора на туннельном диоде со стержневым держателем // ТИЭР, 1966. Т. 54, № 4. С. 546—561.

Поступила в редколлегию 01.09.84

УДК 621.315.61

В. И. ПРАВДА, канд. техн. наук, А. А. БОРИСЕНКО, асп.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЭФФЕКТИВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА МОД ЗЕРКАЛЬНОГО ПРЯМОУГОЛЬНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Метод эффективной диэлектрической проницаемости (ЭДП), рассматриваемый в статье, был применен в работе [4] для расчета собственных волн H -образного диэлектрического волновода (ДВ), а в работах [3, 5] использовался для анализа различных волноводных структур на базе ДВ. Полученные расчетные данные имели доста-

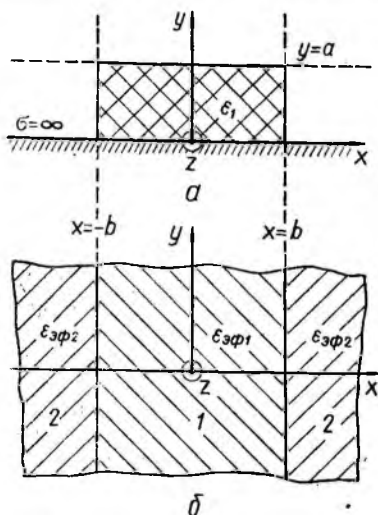


Рис. 1

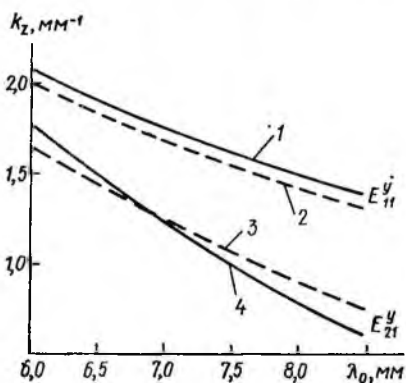


Рис. 2

точную для практических нужд точность. Анализ, проведенный в работе [2], показал, что при расчетах модовых характеристик ДВ метод ЭДП нужно применять осторожно. Точность расчета зависит от размеров сечения волновода. Это является следствием деполяризации типа волны и вырождения высших мод, которые не могут быть в рамках метода ЭДП и наряду с конечной ошибкой численных расчетов служат существенным его ограничением.