УДК 537.86.:621.372.8

В. Е. Захаров, Д. С. Котова

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМА РАБОТЫ ЛИНИИ ВЫТЕКАЮЩЕЙ ВОЛНЫ

Получено выражение для мощности излучения через щель построенной системы антенны вытекающей волны. Выведено уравнение баланса мощностей в волноводе с учетом затухания волны в нем, вызванного излучением через щель. Получено уравнение для определения коэффициента затухания. Исследована возможность приближенного упрощения этого уравнения.

An expression for the radiated power through the slit of the constructed system leaky wave antenna is obtained. The equation of balance of power in the waveguide is evolved. The loss of the wave power from the waveguide through the slit is taken into account. To calculate the damping factor, the equation is obtained. The possibility of an approximate simplification of this equation is investigated.

Ключевые слова: антенны вытекающей волны, мощность излучения, коэффициент затухания мощности в волноводе.

Key words: leaky wave antenna, radiated power, the damping factor of power in the waveguide.

Антенны вытекающей волны относятся к классу антенн бегущей волны [1]. Эти антенны работают на излучаемой (вытекающей) волне. Волновой вектор $\mathbf{k}$ излучаемой волны имеет составляющую k_z как вдоль образующей антенны (оси z), так и поперек — в направлении от антенны.

Пусть линией передачи служит прямоугольный волновод с воздушным заполнением, возбужденный на волне основного типа H_{10} с частотой ω. Волна H_{10} распространяется вдоль оси z. Размеры сторон поперечного сечения волновода обозначим a, b, причем $a > b$. Декартовые оси координат x и у направим вдоль сторон a и b соответственно. Стенки волновода толщиной h — тонкие, так что $h \ll b$.

Излучение из волновода наружу происходит через продольную щель в узкой стенке волновода. Длина и ширина щели равны ℓ и d соответственно. Узкая щель ($d \ll \ell$ и $d \ll \lambda_z$, где λ_z — длина волны в волноводе) локализована на интервале $0 < z < \ell$.

Вытекающую через щель волну можно трактовать как поверхностную с продольным волновым числом $k_z = 2\pi/\lambda_z$ и коэффициентом (постоянной) затухания α. Затухание, если пренебречь потерями в самой антенне, определяется потерями на излучение, то есть излученной энергией.

Экспериментальные исследования поля длинной продольной щели в ближней зоне позволяют заключить, что волна в волноводе накладывается в щели на «щелевую волну», которая распространяется вдоль щели со скоростью света и на конце щели частично отражается [1]. Чем шире щель, тем большая часть энергии приходится на эту волну. Обычно в дальней зоне направление главного максимума диаграммы направленности относительно нормали к антенне — значительное ($40^0 \div 50^0$) [1].

Цель работы — расчет мощности излучения и коэффициента затухания мощности для указанной антенны.

Воспользуемся допущением метода физической оптики [2] о том, что внутри отверстия (щели) в стенке волновода поле в основном определяется полем волны, падающей из волновода на отверстие. При этом предполагается, что электрические токи растекания с внутренней поверхности стенки волновода на внешнюю поверхность стенки в основном сконцентрированы у кромки щели.

В месте расположения щели геометрия линий тока проводимости существенно нарушается. Благодаря этому из волновода наружу через щель эффективно излучаются электромагнитные волны.

Применим методику расчета поля излучателей щелевого типа в дальней зоне, развитую в теории антенн [1]. Поле излучения через узкую щель можно найти как поле магнитного вибратора с комплексной амплитудой линейной силы тока

$$\dot{I}_z(z) = \dot{I}_0 \quad \exp(-j\gamma kz - \alpha z), \tag{1}$$

где $\gamma = k_z / k$, k — полное волновое число, $\dot{I}_0 = \dot{I}_z(0)$.

На основании теоремы электродинамики об эквивалентных токах [2] имеем

$$\dot{I}_0 = -\dot{E}_0 \quad d\,, \tag{2}$$

где $\dot{E}_0$ - комплексная амплитуда колебаний (вдоль оси y) напряженности электрического поля на левом крае щели (при $z = 0_+$).

При распространении волны H_{10} в прямоугольном волноводе без щели колебания поверхностного электрического тока на узкой стенке происходят вдоль стороны b (оси y) [1], причем амплитуда линейной плотности этого тока равна

$$C = \frac{2\pi}{a^2}\sqrt{\frac{P_0 a}{b k_z \omega \mu_0}}, \tag{3}$$

где P_0 — средняя за период колебаний мощность, подводимая к волноводу без потерь; μ_0 — магнитная проницаемость вакуума.

Применим теорему о непрерывности полного тока [2] к границе раздела «стенки волновода — щель». Получим, что при таком переходе нормальная к границе раздела компонента тока проводимости по непрерывности замещается соответствующей компонентой тока смещения. Отсюда при $z = 0_+$ найдем

$$C = j\omega\varepsilon_0 h\dot{E}_0, \tag{4}$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Из (2—4) следует:

$$\dot{I}_0 = -d\frac{C}{j\omega\varepsilon_0 h} = j\frac{d}{\omega\varepsilon_0 h}\frac{2\pi}{a^2}\sqrt{\frac{P_0 a}{bk_z\omega\mu_0}}. \tag{5}$$

Введем сферическую систему координат (r, ϑ, φ), где r — расстояние от точки O в центре магнитного вибратора ($z = \ell/2$) до точки наблюдения; φ — азимутальный угол. Компоненты напряженности поля излучения магнитного вибратора в дальней зоне [2]:

$$\dot{E}_\varphi = \dot{E}_{\varphi 0} f(\vartheta); \dot{H}_\vartheta = -\frac{\dot{E}_\varphi}{Z_{св}}, \tag{6}$$

где ϑ — угол между осью z и направлением на точку наблюдения, $Z_{св}$ — волновое сопротивление свободного пространства,

$$Z_{св} = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}\ ;\ \dot{E}_{\varphi 0} = \frac{1}{4\pi j}\dot{I}_0 k\sin\vartheta\frac{\exp(-jkr)}{r}, \tag{7}$$

и, с учетом (1)

$$f(\vartheta) = \frac{1}{\dot{I}_0}\int_0^\ell \dot{I}_z(z)\exp(jkz\cos\vartheta)dz = \frac{\exp(-j(\gamma-\cos\vartheta)k\ell - \alpha\ell) - 1}{-j(\gamma-\cos\vartheta)k - \alpha}. \tag{8}$$

Магнитный вибратор расположен внутри щели в стенке волновода. Поэтому мощность излучения из волновода через щель наружу выразим половиной мощности излучения этого вибратора. С учетом (5—8) найдем

$$P_\Sigma = \frac{1}{2}\int_S \mathrm{Re}\{\dot{\mathbf{E}}\times\dot{\mathbf{H}}^*\}d\mathbf{S} = -\frac{1}{2}\int_S \dot{E}_\varphi\dot{H}_\vartheta^* dS = \frac{k^2|\dot{I}_0|^2}{32\pi Z_{св}}\int_0^\pi |f(\vartheta)|^2\sin^3\vartheta d\vartheta =$$

$$= \frac{1}{8}\left(\frac{d}{h}\right)^2\frac{\pi}{a^3 b}\frac{P_0}{\gamma k^2}\times$$

$$\times\int_0^\pi \frac{\sin^3\vartheta}{(\gamma-\cos\vartheta)^2k^2+\alpha^2}\{1+\exp(-2\alpha\ell) - 2\exp(-\alpha\ell)\cos[(\gamma-\cos\vartheta)k\ell]\}d\vartheta, \tag{9}$$

где в качестве поверхности S удобно выбрать полусферу радиуса r с центром в точке O, расположенную в дальней зоне поля излучения магнитного вибратора, и $dS = \pi r^2\sin\vartheta d\vartheta$.

Уменьшение средней мощности электромагнитной волны в волноводе при переходе от поперечного сечения волновода $z = 0$ (начала щели) к поперечному сечению $z = \ell$ (конца щели) равно $P_0 - P_0\exp(-2\alpha\ell)$. Согласно закону сохранения энергии, это уменьшение обусловлено мощностью, излучаемой через щель из волновода, то есть $P_0(1-\exp(-2\alpha\ell)) = P_\Sigma$. Отсюда, с учетом (9), следует уравнение для расчета коэффициента затухания α :

$$1-\exp(-2\alpha\ell) = \frac{1}{8}\left(\frac{d}{h}\right)^2 \frac{\pi}{a^3 b}\frac{1}{\gamma k^2}\Big[\big(1+\exp(-2\alpha\ell)\big)F_1(\alpha) - 2\exp(-\alpha\ell)F_2(\alpha)\Big], \quad (10)$$

где

$$F_1(\alpha) = \int_0^\pi \frac{\sin^3\vartheta}{(\gamma-\cos\vartheta)^2 k^2 + \alpha^2}\, d\vartheta =$$

$$= \frac{1}{k^2}\left\{-2 + \Big[\big(1-\gamma^2\big)k^2 + \alpha^2\Big]\frac{1}{\alpha k} arctg\frac{2\alpha k}{\alpha^2 - k^2\big(1-\gamma^2\big)} - \ln\left(\frac{k^2(1-\gamma)^2 + \alpha^2}{k^2(1+\gamma)^2+\alpha^2}\right)\right\};$$

$$F_2(\alpha) = \int_0^\pi \frac{\sin^3\vartheta}{(\gamma-\cos\vartheta)^2 k^2 + \alpha^2}\cos[(\gamma-\cos\vartheta)k\ell]\,d\vartheta\,.$$

Некоторое упрощение уравнения (10) достигается для случая слабого затухания ($\alpha\ell << 1$) волны в волноводе со щелью, длина которой много меньше длины волны ($k\ell << 1$). Тогда $F_2(\alpha) \approx F_1(\alpha)$, $\exp(-\alpha\ell) \approx 1-\alpha\ell$, $\exp(-2\alpha\ell) \approx 1-2\alpha\ell$, и вместо (10) получим приближенное уравнение

$$2\alpha\ell \approx \frac{1}{8}\left(\frac{d}{h}\right)^2 \frac{\pi}{a^3 b}\frac{1}{\gamma k^2}\big(1-F_1(\alpha)\big). \quad (11)$$

Уравнение (10) (или (11)) может быть решено численно относительно коэффициента α затухания амплитуды волны в волноводе. После этого можно найти мощность излучения антенны вытекающей волны по формуле (9).

Список литературы

1. *Воскресенский Д.И., Гостюхин В.Л., Максимов В.М.* и др. Антенны и устройства СВЧ / под ред. Д.И. Воскресенского. М., 2008.

2. *Марков Г.Т., Петров Б.М., Грудинская Г.П.* Электродинамика и распространение радиоволн. М., 1979.

Об авторах

Вениамин Ефимович Захаров — д-р физ.-мат. наук, проф., Балтийский федеральный университет им. И. Канта.

Дарья Сергеевна Котова — асп., Балтийский федеральный университет им. И. Канта.

Authors

Veniamin Zakharov — Dr., prof., I. Kant Baltic Federal University.

Darya Kotova — PhD student, I. Kant Baltic Federal University.