

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА INTEGRATED RADIOELECTRONIC DEVICES

УДК 537.873/621.396.4

Энергетические характеристики распространения электромагнитных волн внутри зданий

А.В. Гуреев

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

Energetic Characteristics of Indoor Wave Propagation

A.V. Gureev

National Research University of Electronic Technology, Moscow

Проанализированы энергетические характеристики распространения электромагнитных волн внутри зданий. Помещения представлены в виде объемных резонаторов прямоугольной формы, в которых возбуждаются многомодовые колебания. Получены простые расчетные соотношения для определения потоков мощности через ограничивающие структуру стенки. Результаты работы можно рассматривать как теоретическое обоснование волноводной модели расчета беспроводных сетей передачи информации внутри зданий.

Ключевые слова: распространение радиоволн внутри зданий; волноводная модель; прямоугольный резонатор; энергетические характеристики многомодовых колебаний.

The energetic characteristics of indoor wave propagations have been analyzed. The building units have been presented as rectangular cavity resonators, exciting the multimode oscillations. The simple formulas for the power flow leaking over the boundary walls have been obtained. The results of the work can be considered as the theoretical validation of the energetic formulation of the waveguide indoor propagation model.

Keywords: indoor wave propagation; waveguide propagation model; rectangular cavity resonator; energetic characteristics of multimode oscillation.

Введение. В последнее время активно развивается подход к анализу электромагнитных явлений внутри зданий [1–3] и в плотной городской застройке [4–6]. Согласно данному подходу помещения и коридоры здания, а также городские площади и улицы рассматриваются в виде соединенных между собой объемных резонаторов и волноводов (волноводная модель). Предложенный в работе [1] вариант использования такой модели отличается простотой и хорошей точностью.

© А.В. Гуреев, 2015

При таком подходе для расчета характеристик распространения электромагнитных волн необходимо решать задачу о возбуждении электромагнитных колебаний в объемных резонаторах с потерями прямоугольной формы, которую в 90 % случаев имеют помещения и улицы. Расчетные соотношения для энергетических характеристик объемных резонаторов [7] получены в основном только для низших типов колебаний, поскольку именно они находят практическое применение при проектировании СВЧ-устройств [7]. Вместе с тем при реализации волноводной модели распространения волн внутри зданий необходимо учитывать:

- малый размер длины волны колебаний по сравнению с размерами резонатора;
- множество мод колебаний, возбуждаемых источником (многомодовый режим возбуждения);
- различные материалы ограничивающих стен и, соответственно, различные их электрические характеристики, что существенно влияет на перераспределение уходящих в них потоков энергии.

При таких условиях особенности протекания электромагнитных процессов в объемных резонаторах подробно не исследовались. В связи с этим актуальна задача анализа электромагнитных явлений в прямоугольном объемном резонаторе со стенками из различных поглощающих материалов при его возбуждении источником, длина волны которого много меньше геометрических размеров структуры.

Постановка задачи. Рассмотрим объемный прямоугольный резонатор. Его резонансные частоты ω_m вычисляются по формуле [7]

$$\omega_m = c_0 \sqrt{k_{m1}^2 + k_{m2}^2 + k_{m3}^2},$$

где $k_{m1} = n_1\pi/a_1$, $k_{m2} = n_2\pi/a_2$, $k_{m3} = n_3\pi/a_3$ – парциальные волновые числа; $c_0 = (\epsilon_0\mu_0)^{-1/2}$ – скорость света в среде, заполняющей резонатор; ϵ_0 , μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости этой среды; a_1, a_2, a_3 – геометрические размеры резонатора; n_1, n_2, n_3 – неотрицательные целые числа; m – индекс, соответствующий совокупности индексов $\{n_1, n_2, n_3\}$ собственного колебания (колебаниям электрического и магнитного типа с одинаковыми наборами $\{n_1, n_2, n_3\}$ присваиваются разные m).

Поглощающие свойства материалов, из которых изготовлены стенки резонатора, характеризуются глубиной проникновения поля в материал $\Delta_{ст}$, связанной с электрическими параметрами стенок соотношением [8]

$$\Delta_{ст} = \frac{\sqrt{2}}{k_0} \left\{ \sqrt{1 + \sigma_{ст}^2 / (\omega\epsilon_{ст})^2} - 1 \right\}^{-1/2},$$

где $\sigma_{ст}$, $\epsilon_{ст}$ – соответственно проводимость и диэлектрическая проницаемость материала, из которого изготовлена стена.

Физический смысл глубины проникновения поля в материал состоит в расстоянии, на котором поле в стене уменьшается в $e = 2,7183$ раза (на 8,7 дБ). Для металлических стенок $\Delta_{ст}$ представляет собой толщину скин-слоя.

Электрическое и магнитное поля вынужденных колебаний представим в виде [8]

$$\mathbf{E} = \sum_m A_m \mathbf{E}_m, \quad \mathbf{H} = \sum_m B_m \mathbf{H}_m, \quad (1)$$

где \mathbf{E}_m и \mathbf{H}_m – собственные векторы электрического и магнитного поля рассматриваемого резонатора; A_m и B_m – безразмерные коэффициенты.

Согласно [7, 8]

$$\begin{aligned} A_m &= \frac{1}{2W_m} \cdot \frac{i}{\omega^2 - \omega_m^2} \int (\omega \mathbf{j}_{\text{ст}}^{\text{э}} \mathbf{E}_m - \omega_m \mathbf{j}_{\text{ст}}^{\text{м}} \mathbf{H}_m) dV, \\ B_m &= \frac{1}{2W_m} \cdot \frac{i}{\omega^2 - \omega_m^2} \int (\omega_m \mathbf{j}_{\text{ст}}^{\text{э}} \mathbf{E}_m - \omega \mathbf{j}_{\text{ст}}^{\text{м}} \mathbf{H}_m) dV, \end{aligned} \quad (2)$$

где $W_m = \frac{1}{2} \oint_V (\epsilon \mathbf{E}_m \cdot \mathbf{E}_m^* + \mu \mathbf{H}_m \cdot \mathbf{H}_m^*) dV$ – норма m -го колебания, равная средней за период энергии, запасаемой в объеме резонатора этим колебанием; $\omega_m = \omega_{0m} \left(1 + \frac{i}{2Q_m} \right)$ –

собственная частота m -го колебания; $Q_m \gg 1$ – его добротность колебания; $\mathbf{j}_{\text{ст}}^{\text{э}}$ и $\mathbf{j}_{\text{ст}}^{\text{м}}$ – плотности сторонних электрического и магнитного токов.

Асимптотическое решение. Рассмотрим случай, когда возбуждающим источником является монохроматический произвольно ориентированный точечный электрический диполь ($\mathbf{j}_{\text{ст}}^{\text{м}} = 0$) [8], расположенный в точке x_0 с координатами (x_1^0, x_2^0, x_3^0) . Будем считать, что его частота велика настолько, что выполняется соотношение $\lambda_0 = 2\pi/k_0 \ll \min\{a_1, a_2, a_3\}$, где λ_0 – длина волны в свободном пространстве; k_0 – волновое число. Плотность тока такого источника запишем в виде [9]

$$\mathbf{j}_{\text{ст}}^{\text{э}} = \frac{I_{\text{ст}}}{k_0} \delta(x_0) \mathbf{y}_0 e^{i\omega_0 t}, \quad (3)$$

где $\delta(\mathbf{r}_0)$ – дельта-функция Дирака; \mathbf{y}_0 – единичный вектор, определяющий пространственную ориентацию диполя.

При $\lambda_0 \ll \min\{a_1, a_2, a_3\}$ число собственных колебаний N резонатора, попадающих в сколь угодно малый частотный диапазон $[\omega_0 - \delta \dots \omega_0 + \delta]$, много больше 1 и в пределе при $\omega_0 \rightarrow \infty$ их число стремится к бесконечности даже при достаточно малых δ . Наличие множителя $(\omega_m^2 - \omega_0^2)^{-1}$ в формулах для коэффициентов разложения поля приводит к тому, что они быстро убывают при $\omega_m \neq \omega_0$. Поэтому с хорошей степенью точности решение задачи о возбуждении рассматриваемого резонатора при указанных ограничениях может быть получено суммированием в (1) только по тем частотам, у которых $|\omega_0 - \omega_{0m}| \rightarrow 0$. Тогда

$$\begin{aligned} \omega_0^2 - \omega_m^2 &= -\frac{i\omega_0^2}{Q_m} \left(1 + \frac{i}{4Q_m} \right) \cong -\frac{i\omega_0^2}{Q_m}; \\ A_m = B_m &= -\frac{Q_m I_{\text{ст}} E_{my}}{2W_m \omega_0 k_0}, \end{aligned}$$

где $E_{my} = (\mathbf{E}_m(x_0) \cdot \mathbf{y}_0) = E_{m1}(x_0)\alpha_1 + E_{m2}(x_0)\alpha_2 + E_{m3}(x_0)\alpha_3$; $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ – направляющие косинусы вектора \mathbf{y}_0 ($\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$).

Из равенства $A_m = B_m$ следует, что мощность P_l , которая вытекает через l -ю стенку резонатора, рассчитывается по формуле

$$P_l = \sum_m P_{ml} = \omega_0 \sum_m \frac{|A_m|^2 W_m}{Q_{ml}}, \quad (4)$$

где $l = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ – номер стенки; P_{ml} – мощность m -го колебания, вытекающая через l -ю стенку; $P_m = \sum_{l=1}^6 P_{ml}$ – мощность m -го колебания, вытекающая через все стенки резонатора; $Q_m = \omega_0 \frac{W_m}{P_m}$ и $Q_{ml} = \omega_0 \frac{W_m}{P_{ml}}$ – полная и парциальные добротности m -го колебания.

Выберем все нормы волн W_m одинаковыми. Очевидно (из закона сохранения энергии), что

$$\sum_{l=1}^6 P_l = P_r, \quad (5)$$

откуда с учетом $\sum_{l=1}^6 1/Q_{ml} = 1/Q_m$ следует

$$\frac{P_l}{P_r} = \sum_m |E_{my}|^2 Q_m \frac{Q_m}{Q_{ml}} \left[\sum_m |E_{my}|^2 Q_m \right]^{-1}. \quad (6)$$

Каждому собственному колебанию с индексом m в разложении (6) отвечает набор индексов (k_{m1}, k_{m2}, k_{m3}) , и, соответственно, эти собственные колебания можно рассматривать как точку в трехмерном пространстве поперечных волновых чисел $\{k_1, k_2, k_3\}$. Поскольку учитываемые в (6) собственные колебания удовлетворяют условию $|\omega_0 - \omega_{0m}| \rightarrow 0$, в пространстве $\{k_1, k_2, k_3\}$ они располагаются на сферической поверхности $k_0 = \sqrt{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2} = \text{const}$. Для такого случая целесообразно использовать сферическую систему координат $\{k, \varphi, \theta\}$, в которой соответствующая m -му колебанию точка будет иметь координаты $(k_0, \varphi_m, \theta_m)$, причем

$$k_{m1} = k_0 \sin \theta_m \cos \varphi_m, \quad k_{m2} = k_0 \sin \theta_m \sin \varphi_m, \quad k_{m3} = k_0 \cos \theta_m. \quad (7)$$

Тогда составляющие электромагнитного поля и парциальные добротности собственных колебаний [7] можно записать в виде:

$$\begin{aligned} E_{m1} &= e_{m1} \cos(\bar{x}_{m1}) \sin(\bar{x}_{m2}) \sin(\bar{x}_{m3}), \\ E_{m2} &= e_{m2} \sin(\bar{x}_{m1}) \cos(\bar{x}_{m2}) \sin(\bar{x}_{m3}), \quad E_{m3} = e_{m3} \sin(\bar{x}_{m1}) \sin(\bar{x}_{m2}) \cos(\bar{x}_{m3}), \\ H_{m1} &= h_{m1} \sin(\bar{x}_{m1}) \cos(\bar{x}_{m2}) \cos(\bar{x}_{m3}), \\ H_{m2} &= h_{m2} \cos(\bar{x}_{m1}) \sin(\bar{x}_{m2}) \cos(\bar{x}_{m3}), \\ H_{m3} &= h_{m3} \cos(\bar{x}_{m1}) \cos(\bar{x}_{m2}) \sin(\bar{x}_{m3}), \\ Q_{ml}^{-1} &= q_{ml}^{-1} \bar{S}_l, \quad l = 1, \dots, 6, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\bar{x}_{m1} = k_{m1}x_1$, $\bar{x}_{m2} = k_{m2}x_2$, $\bar{x}_{m3} = k_{m3}x_3$; $\bar{S}_l = S_l\Delta_l/V$; S_l – площадь l -й стенки; $V = a_1a_2a_3$ – объем резонансной структуры; Δ_l – глубина проникновения поля в l -ю стенку.

Для E -колебаний относительно координаты x_3 в (8) имеем

$$\begin{aligned} e_{m1} &= ie_0 \cos(\varphi_m) \cos(\theta_m), \quad e_{m2} = ie_0 \sin(\varphi_m) \cos(\theta_m), \quad e_{m3} = -ie_0 \sin(\theta_m), \\ h_{m1} &= (e_0/\rho_0) \sin(\varphi_m), \quad h_{m2} = -(e_0/\rho_0) \cos(\varphi_m), \quad h_{m3} = 0, \\ q_{m1}^{-1} &= q_{m4}^{-1} = \cos^2(\varphi_m), \quad q_{m2}^{-1} = q_{m5}^{-1} = \sin^2(\varphi_m), \quad q_{m3}^{-1} = q_{m6}^{-1} = 1. \end{aligned} \quad (9a)$$

Для H -колебаний относительно координаты x_3 в (8) имеем

$$\begin{aligned} e_{m1} &= ie_0 \sin(\varphi_m), \quad e_{m2} = -ie_0 \cos(\varphi_m), \quad e_{m3} = 0, \\ h_{m1} &= -(e_0/\rho_0) \cos(\varphi_m) \cos(\theta_m), \quad h_{m2} = -(e_0/\rho_0) \sin(\varphi_m) \cos(\theta_m), \\ h_{m3} &= (e_0/\rho_0) \sin(\theta_m), \\ q_{m1}^{-1} &= q_{m4}^{-1} = \cos^2(\varphi_m) \sin^2(\theta_m) + \sin^2(\varphi_m), \\ q_{m2}^{-1} &= q_{m5}^{-1} = \sin^2(\varphi_m) \sin^2(\theta_m) + \cos^2(\varphi_m), \quad q_{m3}^{-1} = q_{m6}^{-1} = \cos^2(\theta_m). \end{aligned} \quad (9б)$$

Здесь $\rho_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ – волновое сопротивление среды, заполняющей резонатор; e_0 – коэффициент, определяющий норму колебаний, которая выбрана одинаковой для всех типов колебаний: $W_m = \varepsilon_0 e_0^2/8$.

В (9а), (9б) формулы для парциальных добротностей колебаний получены с помощью метода, изложенного в работах [10, 11].

Возбуждение направленным источником. Рассмотрим случай, когда источник направлен вдоль оси x_3 . Тогда возбуждаются только E -колебания относительно этой оси, $|E_{my}|^2 = e_0^2 \sin^2(\theta_m)$ и подстановка (8) и (9а) в (6) дает:

$$\begin{aligned} \frac{P_l}{\bar{S}_l P_r} &= \frac{\sum_m \sin^2(\theta_m) Q_m^2(\varphi_m) q_{ml}^{-1}(\varphi_m) \sin^2(\bar{x}_{m1}^0) \sin^2(\bar{x}_{m2}^0) \cos^2(\bar{x}_{m3}^0)}{\sum_m \sin^2(\theta_m) Q_m(\varphi_m) \sin^2(\bar{x}_{m1}^0) \sin^2(\bar{x}_{m2}^0) \cos^2(\bar{x}_{m3}^0)} = \\ &= \frac{\sum_m F_l(k_m, \varphi_m, \theta_m)}{\sum_m F_0(k_m, \varphi_m, \theta_m)}, \quad l = 1, 2, 3, 4, 5, 6. \end{aligned} \quad (10)$$

Будем рассматривать члены рядов в числителе и знаменателе (10) как значения непрерывных функций $F_l(k, \varphi, \theta)$ и $F_0(k, \varphi, \theta)$ в точках $(k_m, \varphi_m, \theta_m)$. Эти точки отстоят друг от друга на расстоянии $d_1 = \pi/a_1$ вдоль оси k_1 , $d_2 = \pi/a_2$ вдоль оси k_2 и $d_3 = \pi/a_3$ вдоль оси k_3 . Следовательно, $f_{il}(k, \varphi, \theta) = F_{il}(k, \varphi, \theta)/(d_1 d_2 d_3)$ и $f_0(k, \varphi, \theta) = F_0(k, \varphi, \theta)/(d_1 d_2 d_3)$ можно рассматривать как функции плотности значений членов рядов в числителе и знаменателе (10). Их использование позволяет заменить суммирование в (10) на интегрирование:

$$\frac{P_l}{P_r} = \frac{\int_K \bar{f}_l(k, \varphi, \theta) dK}{\int_K \bar{f}_0(k, \varphi, \theta) dK}, \quad (11)$$

где $\bar{f}_l(k, \varphi, \theta) = \sin^2(\theta) Q^2(k, \varphi) q_l^{-1}(k, \varphi) \sin^2(\bar{x}_1^0) \sin^2(\bar{x}_2^0) \cos^2(\bar{x}_3^0)$,

$\bar{f}_0(k, \varphi, \theta) = \sin^2(\theta) Q(k, \varphi) \sin^2(\bar{x}_1^0) \sin^2(\bar{x}_2^0) \cos^2(\bar{x}_3^0)$,

а под K понимается область в пространстве поперечных волновых чисел $\{k_1, k_2, k_3\}$ (см. рис. 2), в которой для всех принадлежащих ей точек с координатами (k_1, k_2, k_3) выполняются соотношения:

$$k_1 \geq 0, \quad k_2 \geq 0, \quad k_3 \geq 0, \quad k_0 - \delta/c_0 \leq k_m \leq k_0 + \delta/c_0.$$

Обоснованием правомерности перехода от (10) к (11) служит тот факт, что при увеличении k_0 углы $\Delta\varphi$ и $\Delta\theta$ между ближайшими точками в пространстве поперечных волновых чисел, отвечающие собственным колебаниям, по которым проводится суммирование в (10), уменьшаются и в пределе при $k_0 \rightarrow \infty$ стремятся к нулю.

Учитывая, что $\delta/c_0 \ll k_0$, будем считать подинтегральные функции в (11) независимыми от k , в результате чего соотношение (11) приобретает вид

$$\frac{P_l}{S_l P_r} = \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \bar{f}_l(k_0, \varphi, \theta) \sin \theta d\theta d\varphi \left[\int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \bar{f}_2(k_0, \varphi, \theta) \sin \theta d\theta d\varphi \right]^{-1}. \quad (12)$$

Часть сомножителей, входящих в выражения для функций $\bar{f}_l(k_0, \varphi, \theta)$, $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$, запишем в виде

$$\begin{aligned} & \sin^2(\bar{x}_1^0) \sin^2(\bar{x}_2^0) \cos^2(\bar{x}_3^0) = \\ & = \frac{1}{8} \left\{ 1 + \sum_{n=1}^3 \beta_n \cos 2\bar{x}_n^0 + \frac{1}{2} \sum_{\substack{n,u=1 \\ n \neq u}}^3 \gamma_{nu} \cos 2(\bar{x}_n^0 \pm \bar{x}_u^0) + \frac{1}{4} \sum_{\substack{n,u,w=1 \\ n \neq u \neq w}}^3 \eta_{lmu} \cos 2(\bar{x}_n^0 \pm \bar{x}_u^0 \pm \bar{x}_w^0) \right\}, \quad (13) \end{aligned}$$

где коэффициенты β_n , γ_{nu} и η_{muw} равны ± 1 .

Если выполнены условия $k_0 x_{ml}^0 \gg 1$, $l = 1, 2, 3$, смысл которых состоит в том, что расстояние от места расположения источника до ближайшей стенки превышает несколько длин волн, то при изменении углов φ и θ от 0 до $\pi/2$ все слагаемые в фигурных скобках в правой части (13), за исключением первого, являются быстроосциллирующими функциями по сравнению с другими сомножителями функций $\bar{f}_1(k_0, \varphi, \theta)$ и $\bar{f}_2(k_0, \varphi, \theta)$. При интегрировании в (12) их вклад в суммарный интеграл согласно лемме Римана–Лебега [12] стремится к нулю, откуда получаем

$$\begin{aligned} \frac{P_l}{S_l P_r} &= \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \sin^3(\theta) Q^2(k_0, \varphi) q_l^{-1}(k_0, \varphi) d\theta d\varphi \left[\int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \sin^3(\theta) Q(k_0, \varphi) d\theta d\varphi \right]^{-1} = \\ &= \int_0^{\pi/2} Q^2(\varphi) q_l^{-1}(k_0, \varphi) d\varphi \left[\int_0^{\pi/2} Q(k_0, \varphi) d\varphi \right]^{-1}, \quad l = 1, 2, 3, 4, 5, 6. \quad (14) \end{aligned}$$

Интегралы по φ для всех l в числителе и знаменателе (14) сводятся к табличным [13]. В результате имеем

$$\frac{P_{1,4}}{P_r} = \frac{\bar{S}_{1,4}}{2(\bar{S}_1 + \bar{S}_4 + \bar{S}_3 + \bar{S}_6)}, \quad \frac{P_{2,5}}{P_r} = \frac{\bar{S}_{2,5}}{2(\bar{S}_2 + \bar{S}_5 + \bar{S}_3 + \bar{S}_6)},$$

$$\frac{P_{3,6}}{P_r} = \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{S}_{3,6}}{\bar{S}_1 + \bar{S}_4 + \bar{S}_3 + \bar{S}_6} + \frac{\bar{S}_{3,6}}{\bar{S}_2 + \bar{S}_5 + \bar{S}_3 + \bar{S}_6} \right). \quad (15)$$

Полученный результат можно объяснить следующим образом. Ориентированный вдоль оси x_3 источник возбуждает собственные колебания, которые можно рассматривать как стоячие волны прямоугольного волновода сечением S_3 . Каждая из таких волн, образующих собственное колебание, в свою очередь, может быть представлена двумя парами парциальных плоских волн [7, 8], распространяющихся под некоторыми углами к оси x_3 . Плоский фронт одной из таких пар параллелен оси x_1 , а другой – оси x_2 . Таким образом, в рассматриваемой структуре при заданном источнике возбуждения циркулируют два вида потоков энергии: один соответствует плоским волнам, многократно отражающимся от стенок S_1, S_4, S_3, S_6 (рис.1,а), другой – от стенок S_2, S_5, S_3, S_6 (рис.1,б). При каждом отражении часть мощности поглощается стенкой. Общие суммарные потери энергии для первого типа потока равны сумме мощностей P_1 и P_4 и частью мощностей P_3 и P_6 , определяемой первым слагаемым в формуле (15). Общие суммарные потери энергии для второго типа потока равны сумме мощностей P_2 и P_5 и частью мощностей P_3 и P_6 , определяемой вторым слагаемым в формуле (15). От стенки S_3 и S_6 отражаются волны, принадлежащие обоим типам потоков, вследствие чего формулы для потерь энергии в них содержат два слагаемых и отличаются от аналогичных формул для потерь энергии в других стенках. Отметим, что суммарные потери энергии, вызванные указанными типами потоков энергии, равны:

$$P_1 + P_4 + P_{31} + P_{61} = P_2 + P_5 + P_{32} + P_{62} = \frac{1}{2} P_r, \quad (16)$$

где P_{31} и P_{61} вычисляются по (15) при условии, что второе слагаемое равно нулю, а P_{32} и P_{62} вычисляются по (15) при условии, что первое слагаемое равно нулю.

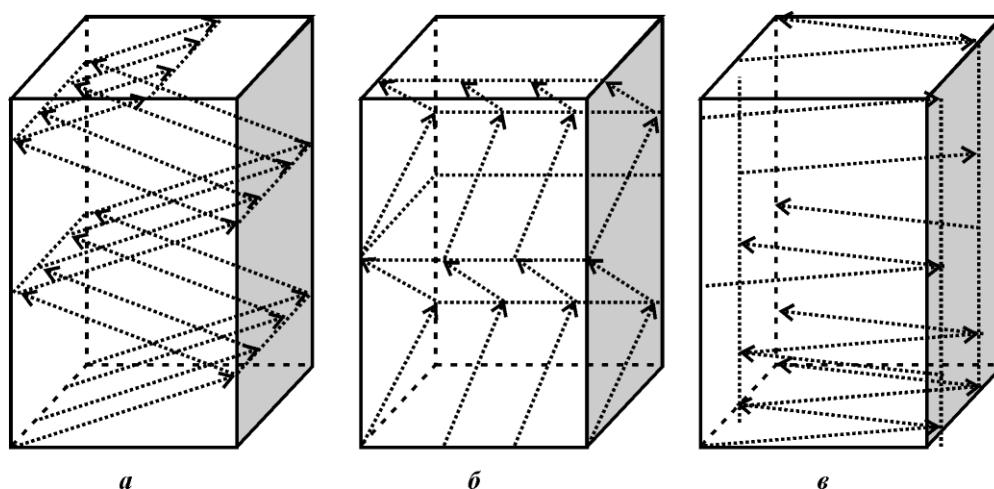


Рис.1. Пространственное распределение потоков энергии парциальных плоских волн при возбуждении точечным электрическим диполем, направленным вдоль оси x_3 (а, б), и изотропным источником (а, в)

Соотношения (15) получены для предельного случая $k_0 \rightarrow \infty$. Вместе с тем в результате численных экспериментов установлено, что в широком диапазоне изменения геометрических и электрических размеров структуры (для $0,1 < \bar{S}_1/\bar{S}_3 < 10$, $0,1 < \bar{S}_2/\bar{S}_3 < 10$), а также для разного местоположения возбуждающего источника (при $0,05 < x_1^0/\lambda_0 < 0,95$; $0,05 < x_2^0/\lambda_0 < 0,95$; $0,05 < x_3^0/\lambda_0 < 0,95$) различие в значениях, получаемых по (6) и (15), уже при $k_0 \approx (15-20)/a_3$ составляет не более 0,1 %.

Возбуждение изотропным источником. Очевидно, что если возбуждающий диполь будет направлен вдоль оси x_1 или x_2 , то формулы (16) изменятся

$$\frac{P_{1,4}}{P_r} = \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{S}_{1,4}}{\bar{S}_1 + \bar{S}_4 + \bar{S}_2 + \bar{S}_5} + \frac{\bar{S}_{1,4}}{\bar{S}_1 + \bar{S}_4 + \bar{S}_3 + \bar{S}_6} \right), \quad (17)$$

$$\frac{P_{2,5}}{P_r} = \frac{\bar{S}_{2,5}}{2(\bar{S}_1 + \bar{S}_4 + \bar{S}_2 + \bar{S}_5)}, \quad \frac{P_{3,6}}{P_r} = \frac{\bar{S}_{3,6}}{2(\bar{S}_1 + \bar{S}_4 + \bar{S}_3 + \bar{S}_6)},$$

$$\frac{P_{1,4}}{P_r} = \frac{\bar{S}_{1,4}}{2(\bar{S}_1 + \bar{S}_4 + \bar{S}_2 + \bar{S}_5)}, \quad \frac{P_{2,5}}{P_r} = \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{S}_{2,5}}{\bar{S}_1 + \bar{S}_4 + \bar{S}_2 + \bar{S}_5} + \frac{\bar{S}_{2,5}}{\bar{S}_2 + \bar{S}_5 + \bar{S}_3 + \bar{S}_6} \right), \quad (18)$$

$$\frac{P_{3,6}}{P_r} = \frac{\bar{S}_{3,6}}{2(\bar{S}_2 + \bar{S}_5 + \bar{S}_3 + \bar{S}_6)}.$$

Если же источник является изотропным, то следует ожидать, что результирующая картина энергетических потоков будет представлять собой усредненную суперпозицию рассмотренных случаев. В структуре будут циркулировать три вида потоков энергии: один соответствует плоским волнам, многократно отражающимся от стенок S_1, S_4, S_3, S_6 (см. рис.3,а), другой – от стенок S_2, S_5, S_3, S_6 (см. рис.1,б), третий – от стенок S_1, S_4, S_2, S_5 (см. рис.3,в). Суммарные потери энергии, вызванные этими тремя типами потоков энергии одинаковы и равны $P_r/3$, а формулы для расчета энергии, уносимой в стенки, примут вид

$$\frac{P_{1,4}}{P_r} = \frac{1}{3} \left(\frac{\bar{S}_{1,4}}{\bar{S}_1 + \bar{S}_4 + \bar{S}_2 + \bar{S}_5} + \frac{\bar{S}_{1,4}}{\bar{S}_1 + \bar{S}_4 + \bar{S}_3 + \bar{S}_6} \right),$$

$$\frac{P_{2,5}}{P_r} = \frac{1}{3} \left(\frac{\bar{S}_{2,5}}{\bar{S}_1 + \bar{S}_4 + \bar{S}_2 + \bar{S}_5} + \frac{\bar{S}_{2,5}}{\bar{S}_2 + \bar{S}_5 + \bar{S}_3 + \bar{S}_6} \right), \quad (19)$$

$$\frac{P_{3,6}}{P_r} = \frac{1}{3} \left(\frac{\bar{S}_{3,6}}{\bar{S}_1 + \bar{S}_4 + \bar{S}_3 + \bar{S}_6} + \frac{\bar{S}_{3,6}}{\bar{S}_2 + \bar{S}_5 + \bar{S}_3 + \bar{S}_6} \right).$$

Анализ полученных результатов. Полученные результаты следует рассматривать как теоретическое обоснование энергетической формулировки волноводной модели расчета беспроводных сетей передачи информации внутри зданий [1]. Ее отличает простота расчетных соотношений, которую можно сравнить с простотой статистических [14, 15] или эмпирических одно- или многолучевых [14, 16–18] моделей, и точность, сравнимая с точностью лучевых моделей [19–20]. Более того, волноводная модель

представляет собой предельный случай лучевой модели, учитывающий бесконечно большое число лучей.

При этом в отличие от других для описания здания в волноводной модели используется доступный набор параметров, легко определяемый расчетным или опытным путем. Так, например, величина глубины проникновения поля в материал стены $\Delta_{\text{ст}}$ достаточно просто может быть определена экспериментально путем измерения затухания сигнала $L_{\text{ст}}$ в ней: $\Delta_{\text{ст}} \cong 8,7L_{\text{ст}}^{-1}d_{\text{ст}}$, где $d_{\text{ст}}$ – толщина рассматриваемой стены; $L_{\text{ст}}$ измеряется в децибелах. При затухании, равном 8,7 дБ, глубина проникновения поля в стену приблизительно равна ее толщине.

В работе [1] для расчета мощностей утечки в окружающие помещение стены используется следующая оценка:

$$\frac{\tilde{P}_l}{P_r} = \frac{\bar{S}_l}{\bar{S}_1 + \bar{S}_2 + \bar{S}_3 + \bar{S}_4 + \bar{S}_5 + \bar{S}_6}, \quad l = 1, 2, 3, 4, 5, 6. \quad (20)$$

Сравнение результатов расчета соответствующих величин по формулам (19) и (20) показывает, что различие между ними, как правило, составляет не более 1–2 дБ. Это практически не превышает погрешности измерений и укладывается в общие границы точности, предъявляемой к моделям распространения электромагнитных волн, используемым при проектировании беспроводных сетей передачи данных внутри зданий. Данный факт позволяет еще более упростить процедуру расчета в случаях (а таких большинство), когда ограничивающие помещение стены не являются однородными: в них имеются окна, двери и т.д. Очевидно, что в этом случае следует однородные части рассматривать как отдельные стены и соответствующим образом заменять знаменатель, а также при необходимости числитель (20).

Заключение. Описанный подход позволяет при минимальных вычислительных затратах более аккуратно учитывать перераспределение потоков энергии внутри помещения. Этот результат трудно достижим при использовании других моделей. Полученные в результате проведенного анализа выводы уточняют расчетные соотношения, используемые при анализе характеристик распространения сигналов внутри зданий с помощью волноводной модели.

Литература

1. *Гуреев А.В., Кустов В.А.* Волноводная модель беспроводных каналов связи внутри зданий // Электронный журнал «Исследовано в России». – 2002. – № 135. – С. 1519-1536. – URL: <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2002/135.pdf> (дата обращения 1.10.2014).
2. *Гуреев А.В.* Компьютерное моделирование беспроводных сетей передачи данных внутри зданий // Тез. докл. 58-й Всесоюзной науч. сессии, посвященной Дню радио. Т. 1. – М., 2003. – С. 96–98.
3. *Serfaty Y., Porrat D.* Waveguide phenomena in wideband indoor radio channel // IEEE 26th Convention of Electrical and Electronics Engineers in Israel (Eilat, Israel, 2010). – 2010. – Article number 5662216. – P. 310–314.
4. *Blaunstein N.* Average field attenuation in the non-regular impedance street waveguide // IEEE Trans. on Antennas Propagation. – 1998. – Vol. 46. – N. 12. – P. 1782–1789.
5. *Гуреев А.В.* Волноводная модель каналов связи в плотной городской застройке // Изв. вузов. Электроника. – 2003. – № 3. – С. 50–53.
6. *Ben-Shimol Y., Blaunstein N.* Path loss spatial distribution in indoor/outdoor RF environments // Intern. Symposium on Electromagnetic Compatibility (Rome, Italy, 2012). – Article number 6396920.
7. *Семенов Н.А.* Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1973. – 480 с.
8. *Вайнштейн Л.А.* Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988. – 440 с.
9. *Фелсен Л., Маркувиц Н.* Излучение и рассеяние волн. Т. 2. – М.: Мир, 1978. – 556 с.

10. *Гуреев А.В.* Метод учета потерь в металле при анализе экранированных резонаторов и волноводов // Радиотехника и электроника. – 1985. – Т. 30. – № 6. – С. 1058–1062.
11. *Гуреев А.В.* Расчет добротности СВЧ-резонаторов // Радиотехника. – 1988. – № 5. – С. 79–81.
12. *Натансон И. П.* Теория функций вещественной переменной. – М.: Наука, 1974. – 480 с.
13. *Двайт Г.Б.* Таблицы интегралов и другие математические формулы. – М.: Наука, 1966. – С. 190.
14. Digital mobile radio: COST 231 view on the evolution towards 3rd generation systems / *Ed. by Damosso E.* – Brussels: Final Report of the COST 231 Project, published by the European Commission, 1998.
15. *Gahleitner R., Bonek E.* Radio wave penetration into urban buildings in small cells and microcells // IEEE Vehicular Technology Conference. – 1994. – Vol. 2. – P. 887–891.
16. *Motley A. J., Keenan J. M.* Radio coverage in buildings // Bell System Technical J. – 1990. – Jan. – Vol. 8. – P. 19–24.
17. *Wolfe G., Landstorfer F. M., Gahleitner R., Bonek E.* Extensions to the field strength prediction technique based on dominant paths between transmitter and receiver in indoor wireless communications // 2nd European Personal and Mobile Communications Conference (Bonn, Germany, Sep. 30 – Oct. 2, 1997) // ITG-Fachbericht. – 1998. – Iss. 145. – P. 29–36.
18. *Wolfe G., F. Landstorfer M.* Dominant paths for the field strength prediction // 48th IEEE International Conference on Vehicular Technology (Ottawa, May 1998). – 1998. – P. 552–556.
19. *Huschka T.* Ray tracing models for indoor environments and their computational complexity // IEEE 5th International Symposium on Personal, Indoor, and Mobile Radio Communications. – 1994. – Sept. – P. 486–490.
20. *Carciofi C., Cortina A., Passerini C., Salvietti S.* Fast field prediction techniques for indoor communication systems // 2nd European Personal and Mobile Communications Conference (Bonn, Nov., 1997). – 1997. – P. 37–42.

Статья поступила
8 октября 2014 г.

Гуреев Александр Васильевич – доктор технических наук, доцент, декан факультета микроприборов и технической кибернетики, заведующий кафедрой радиоэлектроники МИЭТ. *Область научных интересов:* высокочастотная радиоэлектроника и распространение радиоволн, проектирование устройств СВЧ- и миллиметрового диапазонов, компьютерные методы моделирования радиосистем.
E-mail: re@miee.ru

**Вниманию читателей журнала
«Известия высших учебных заведений. Электроника»**

Оформить годовую подписку на электронную
копию журнала можно на сайтах

- **Научной электронной библиотеки:** www.elibrary.ru
- **Национального цифрового ресурса «Рукопт»:** www.rucont.ru