

АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ОБСТАНОВКИ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКОВ ПАРАЗИТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Введение

Эффективная защита медицинских работников при эксплуатации и наладке аппаратуры, работающей в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ), связана с выбором системы защиты и учетом реальной электромагнитной обстановки. Совокупность электромагнитных полей, создаваемых источниками внутри помещения, при наличии случайных неоднородностей вызывает необходимость разработки такого средства защиты, которое обеспечило бы оптимальность решения задач обеспечения защиты персонала.

При многолучевой интерференции количественное определение электромагнитных полей (ЭМП), с точки зрения их опасности воздействия на человека, – достаточно сложная проблема. В настоящее время методика измерений параметров поля и измерительная аппаратура, основанная на простейшей модели распространения плоской волны [1 – 3], не позволяют измерить сложную структуру ЭМП. Прямые формулировки, основанные на принципе плоской волны, следует рассматривать как неправомерные. По мнению авторов [4, 5], именно неприменимость принятых принципов и методики использования измерительной техники для определения параметров поля является причиной большинства трудностей и недоразумений в исследовании опасности электромагнитного излучения (ЭМИ).

Поэтому возникает необходимость применения фундаментальных понятий теории поля для обоснования количественного определения интенсивности ЭМП, определения границы применимости существующих принципов и методик для обеспечения надежной защиты персонала от воздействия ЭМИ.

Параметрами поля для простейшей плоской волны могут служить вектор электрического поля \vec{E} , вектор магнитного поля \vec{H} , а также усредненные по времени величины: плотность энергии электрического поля W^E , плотность энергии магнитного поля W^M , плотность энергии суммарного поля W и плотность потока мощности P . Все перечисленные величины поля могут быть измерены для простейшей плоской волны, если известны характеристики среды, то каждая величина определяется достаточно точно.

В ближнем или многолучевом поле уравнения для плоской волны перестают быть справедливыми. Отношение фундаментальных величин поля могут изменяться в широких пределах в зависимости от пространственного положения точки приема и локальной структуры поля вблизи этой точки. Так, стоячая волна, образованная в результате взаимодействия двух плоских волн одинаковой амплитуды и одной и той же линейной поляризации, но распространяющихся в различных направлениях, имеет нулевую усредненную по времени плотность энергии, хотя W^E и W^M могут в четыре раза превышать соответствующие величины первоначальных волн в некоторых конкретных точках. Далее, в пределах реактивной зоны источников, средняя по времени плотность мощности может стремиться к малому значению, в то время как E и H могут быть произвольно велики [6].

Цели и задачи исследования

Необходимо установить, какой из возможных параметров поля является существенным при исследовании электромагнитной интерференции.

Измерения ближних полей, основанные на концепции дальней зоны, следует рассматривать как упрощенные. Результатами измерения параметров поля в ближней зоне являются приближенные количественные оценки, которые не всегда дают качественно правильную картину.

Поскольку плотность мощности не может быть адекватной мерой опасности или электромагнитной интерференции в ближнем или многолучевом поле, возникает необходимость в разработке соответствующих критериев. Вследствие неоднозначности взаимозависимостей между различными параметрами для полей произвольной структуры выбранный критерий должен быть непосредственно связан с механизмом опасности или электромагнитной интерференции.

Модель распространения электромагнитных волн в помещении

Допустим, что потенциальная опасность воздействия электромагнитного поля данного типа изучена настолько хорошо, что измерения параметров невозмущенного поля могут дать информацию, достаточную для адекватной оценки степени опасности. Тогда возникает вопрос, какие параметры являются наиболее подходящими для характеристики поля? Плотность мощности, как указывалось выше, не может быть критерием для сложного поля. Наиболее естественным и теоретически обоснованным являются параметры $|E|^2$, $|H|^2$, W^M , W^D или W .

Для характеристики потенциальной опасности воздействия электромагнитного поля наиболее широко, исходя из природы поля, ниже будут использоваться параметры $|E|^2$, W^D, W .

Однако для получения общей физической картины поля в помещениях с медицинским оборудованием при описании структуры распространения ЭМП более удобной является напряженность электрического поля.

Аналитический метод расчета поля в пределах производственного помещения не может быть применен вследствие того, что поле является суперпозицией прямой волны (активные источники излучения, антенны), большего числа отраженных волн и внешних источников, имеющих случайные амплитуды и фазы.

Для оценки переизлучателей обычно вводят величину эффективной площади рассеяния [7]. Поскольку излучение происходит из антенны, а число переотраженных тел, как и излучателей, случайно, понятна невозможность детерминированного определения напряженности поля на рабочем месте [8]. Также в помещении присутствует так называемое паразитное излучение (соединение волноводных и коаксиальных трактов конструктивных отверстий).

Не следует связывать паразитные излучения и основное с помощью какого-либо коэффициента, так как поле паразитного излучателя может существовать в точках пространства, экранированных от поля основного излучателя. Мгновенное значение напряженности поля в точке приема может быть определено по формуле [9]:

$$E = \frac{\sqrt{60P_1G_1}}{r} e^{i(\omega t - kr)} \left[B + \sum_{j=1}^n \frac{\xi_j B_j R_j}{r + \Delta r_j} e^{-i(k\Delta r_j + \Theta_j)} \right] + \sum_{s=1}^s \frac{\sqrt{60P_2G_2}}{r_s} e^{i(\omega t - kr_s)} \left[B_s + \sum_{t=1}^m \frac{\xi_t B_t R_t r_s}{r_s + \Delta r_t} e^{-i(k\Delta r_t + \Theta_t)} \right] + \sum_{g=1}^a \frac{\sqrt{60P_3G_3}}{r_g} e^{i(\omega t - Kr_g)} \left[B_g + \sum_{\gamma=1}^p \frac{\xi_\gamma B_\gamma R_\gamma r_g}{r_g + \Delta r_\gamma} e^{-i(k\Delta r_\gamma + \Theta_\gamma)} \right]$$

где P_1, P_2, P_3 – мощность источников излучения; G_1, G_2, G_3 – коэффициенты усиления антенн; r, r_s, r_g – расстояние от источников до точки определения; ω – круговая частота, t – время существования опасности; K – коэффициент вихревых токов; Δr_j – разность расстояний, Θ – сдвиг фаз; B_j – множители ослабления; R_j – коэффициент отражения.

Выражения в квадратных скобках представляют собой функции ослабления, характеризующие отличие реального поля от поля в свободном пространстве. Очевидно, что они являются случайными величинами, определенными некоторыми законами распределения вероятностей, описывающими также изменение амплитудных и фазных значений напряженности поля.

Так как переизлученные волны и паразитные излучения суммируются в точке приема со случайными относительными фазами, равномерно распределенными в интервале от $0-2\pi$, амплитуда суммарного поля излучения случайна, а фазы распределены равномерно с плотностью $1/2\pi$. Для анализа амплитуды результирующего поля воспользуемся методикой, применяемой при рассмотрении случайных процессов [10]. Разложим колебания на ортогональные составляющие. Очевидно, что амплитуды ортогональных составляющих полей E_1 и E_2 являются независимыми величинами и представляют собой результирующую напряженность поля. Максимумы и минимумы на рабочих местах обусловлены изменениями амплитуды напряженности поля. Найдем закон распределения вероятности результирующей напряженности E_j .

В случае изменения положения излучающего устройства, рабочего места и взаимных перемещений переизлучающих объектов в помещении, будут меняться количество переизлучателей, разности расстояний, множители ослабления и комплексные коэффициенты отражения. Следовательно, будут меняться и амплитуды ортогональных составляющих. Предположим, что:

1. Число переизлученных полей является достаточно большим.

2. Амплитуды E_j переизлученных составляющих невелики по сравнению с их результирующей амплитудой $E_j \ll \sqrt{\sum_{j=1}^n E_j^2}$.

$$E_j \ll \sqrt{\sum_{j=1}^n E_j^2}.$$

3. Фазы отдельных составляющих E_j распределены равномерно.

4. Результирующая мощность переизлученных полей $\sum_{j=1}^n E_j^2$ постоянна.

Зная законы распределения случайных величин, можно найти законы распределения для амплитуд ортогональных составляющих E_1 и E_2 . Для суммы с указанными свойствами справедлива центральная предельная теорема вероятностей [11], поэтому можно считать, что случайные амплитуды $E_{\Sigma 1}$, $E_{\Sigma 2}$ ортогональных составляющих распределены по нормальному закону. Математические ожидания этих составляющих соответственно $E_1 = E_0$, $E_2 = 0$. Сами случайные величины E_1 и E_2 распределены по нормальному закону:

$$\rho(E_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta_1}} \exp\left[-\frac{(E_1 - E_0)^2}{2\delta_1^2}\right]; \rho(E_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta_2}} \exp\left(-\frac{E_2^2}{2\delta_2^2}\right) \quad (1)$$

Амплитуда E и фаза φ результирующей напряженности поля является случайным координатами в системе координат E_1 , E_2 . Совместную плотность вероятности для случайных величин E и φ запишем:

$$\rho(E, \varphi) = \frac{E}{2\pi\delta_1\delta_2} \exp\left[\frac{(E \cos \varphi - E_0)^2}{2\delta_1^2} - \frac{E^2 \sin^2 \varphi}{2\delta_2^2}\right], \quad (2)$$

где δ_1 , δ_2 – дисперсия случайных величин E_1 и E_2 .

Интегрируя выражение (2) по всем возможным значениям φ , находим одномерную плотность вероятности поля E :

$$p(E) = \frac{E}{\delta_1 \delta_2} \exp \left[-\frac{E_0}{2\delta_1^2} - \frac{(\delta_1^2 + \delta_2^2)}{4\delta_1^2 \delta_2^2} E^2 \right] \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \varepsilon_m * I_m \left(\frac{\delta_2^2 - \delta_1^2}{4\delta_1^2 \delta_2^2} E^2 \right) I_{2m} \frac{E_0 E}{\delta_1^2} \quad (3)$$

Исходя из физической симметрии для разложения случайной результирующей напряженности поля на ортогональное составляющее можно утверждать, что

$$\delta_1^2 = \delta_2^2 = \delta^2 = \frac{\sum_{i=1}^n E_i}{2}.$$

Анализируем выражение (3), в случае закрытых трасс (рабочие места экранированы) напряженность поля прямой волны ничтожно мала, т.е. $E_0 \rightarrow 0$

Так как для бесселевой функции

$$J_m(0) = \begin{cases} 1, m=0, \\ 0, m \neq 0 \end{cases}$$

то, представляя эти значения в (3), получаем

$$p(E) = \frac{E}{\delta^2} \exp\left(-\frac{E^2}{2\delta^2}\right). \quad (4)$$

Таким образом, плотность вероятности результирующей амплитуды случайных полей вторичного и паразитных излучений описывается нормальным законом Релея.

Для открытой трассы (рабочие места не защищены), когда поля прямой волны значительно превышают сумму полей отраженных волн,

$$p(E) = \frac{E}{\delta^2} \exp\left[-\frac{E_0^2 + E^2}{2\delta^2}\right] J_0\left(\frac{E_0 E}{\delta^2}\right), \quad (5)$$

где $J_0\left(\frac{E_0 E}{\delta^2}\right) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\left(\frac{E_0 E}{\delta^2} \cos \varphi\right) dy$.

Выражение (5) для плотности вероятности огибающей напряженности поля представляет собой обобщенный закон Релея.

Переходя в выражении (5) от напряженности к мощности, получим

$$p(P) = \frac{1}{\delta^2} \exp\left[-\frac{P + P_0}{\delta^2}\right] J_0\left[\frac{2\sqrt{PP_0}}{\delta_2}\right], \quad (6)$$

где $p_0 = \frac{E_0^2}{2}$ – мощность стабильной составляющей сигнала; $p = \frac{E^2}{2}$ – мощность результирующего сигнала.

Введем обозначение

$$m = \frac{P_0}{\delta_2} = \frac{a^2}{2}. \quad (7)$$

Тогда средняя мощность отраженного сигнала

$$\bar{p} = \delta^2 + p_0 \quad (8)$$

Учитывая (7) и (8), выражение (6) запишем в виде

$$p(P) = \frac{1+m}{p} \exp\left[-m - (1+m)\frac{P}{p}\right] J_0\left[2\sqrt{m(1+m)\frac{P}{p}}\right]. \quad (9)$$

Если стабильная составляющая отсутствует ($m=0$), то случайная величина $p(P)$ распределена по закону

$$p(P)_{m=0} = \frac{1}{p} \exp\left[-\frac{P}{p}\right] \quad (10)$$

В выражении (9) параметр m можно рассматривать как отношение мощности стабильно отраженного сигнала P_0 к среднему значению мощности всех случайных отражателей P_{Σ} .

Тогда для относительной мощности $\frac{P}{p}$ плотность распределения (9) и (10) примет вид

$$p\left(\frac{P}{p}\right) = (1+m) \exp\left[-m - (1+m)\frac{P}{p}\right] J_0\left[\sqrt{m(1+m)\frac{P}{p}}\right], \quad (11)$$

$$p\left(\frac{P}{p}\right)_{m=0} = \exp\left[-\frac{P}{p}\right]. \quad (12)$$

Рассмотрим условия применимости закона Релея для описания изменения уровня ЭМП в медицинских помещениях при различных условиях распространения электромагнитной энергии СВЧ.

На рабочем месте при неподвижном излучающем устройстве амплитуда напряженности поля прямой волны практически постоянна, если в пределах первой зоны Френеля [12] отсутствуют перемещающиеся предметы. Огибающая и фаза суммарного поля отраженных волн и паразитных излучений на рабочих местах случайны и зависят от взаимного расположения излучающего устройства, рабочего места, пассивных и паразитных излучателей. Если отсутствуют перемещения переизлучателей в пределах помещения, то огибающая и фаза суммы векторов прямой волны, векторов отраженных волн и паразитного излучения не изменяются во времени.

На изменение амплитуд переизлученных и паразитных волн за счет изменении разности расстояний Δr_j , множителей ослабления B_j и коэффициентов отражения R_j главным образом влияет взаимное перемещение излучающего устройства, рабочего места и неподвижных переизлучателей.

Для всех возможных практических случаев выполняются условия, приводящие к распределению огибающей напряженности поля на рабочем месте по закону Релея.

Обзор и моделирование источников паразитных излучений

Для выбора и разработки конкретных технических средств защиты человека от воздействия паразитных электромагнитных излучений медицинского оборудования необходима оценка уровней этих излучений. Такие оценки можно получить путем изучения амплитудно-фазных характеристик определенных электродинамических моделей реальных приборов и устройств – волноводов различного поперечного сечения с прорезанными в их боковых стенках щелями, различного вида волноводов поверхностных волн, полосковых линий и т.д. Основные свойства открытых систем определяется дифракционными явлениями, отсюда изучение данных структур можно свести к дифракционной задаче на замкнутой металлической поверхности с разрезами и отверстиями. С электродинамической точки зрения это означает, что требуется найти решение неоднородных уравнений Максвелла с источниками и разрывными граничными условиями. Существует и другой подход к изучению открытых

систем и решению однородных уравнений: рассмотрение распространения собственных волн открытого волновода.

В этом случае учет излучения энергии в свободное пространство через отверстие описывается введением комплексной постоянной распространения. Такой способ впервые был применен Хансеном [13] для анализа свойств цилиндра с продольной щелью, используемого в качестве щелевой антенны. Волны, обладающие таким характерным поведением, определяются как leaky-wave («вытекающие» волны, волны «с утечкой»). Анализ структур таких «вытекающих» волн получил широкое распространение. Собственные режимы щелевых волноводов детально изучены в работах с помощью эквивалентных схем и использования понятия поперечного резонанса.

«Вытекающие» волны являются решениями уравнений Максвелла без источников, но они не относятся к собственным модам, т.к. имеют особенность на бесконечности в направлении, перпендикулярном щели.

В литературе широко представлены работы по исследованию «вытекающих» волн прямоугольных структур, в которых предлагаются различные приближенные методы определения постоянной распространения. В. Рамсей привел широкий анализ прямоугольных вытекающих волновых систем, применяя при исследовании метод вариаций, который, как указывают Голдстон и Олинер в действительности скрытым образом включает в себя определение параметров эквивалентной цепи поперечных разрывов (щелей).

Метод эквивалентных схем позволяет распространить на волноводы хорошо разработанные способы инженерного расчета и качественного анализа длинных линий, однако существенным его недостатком является замена непосредственного строгого решения уравнений электродинамики моделированием поставленной задачи.

Среди методов, свободных от ограничений по длине щели, отметим методы, развитые Я.Н. Фельдом [14] в теории щелевых антенн. При решении полученного уравнения делается дополнительное ограничение ширины щели. Щель предполагается не просто узкой, а экспоненциально узкой, т.е. $\ln \frac{\lambda}{a} \sim \ln \frac{l}{a} \geq 1$, где l – длина, а a – ширина щели. Такое жесткое ограничение ширины щели позволяет разложить искомое напряжение в ряд по малому параметру a , где $a = (12 \ln \frac{ka}{4} \lambda)^{-1}$.

Удерживая члены первого порядка малости, Я.Н. Фельд получил дифференциальное уравнение для напряжения на щели, в которое геометрия связываемых объемов входит только через падающие поля. В остальном же задача о связи двух объемов при сделанных ограничениях оказывается тождественной задаче о связи двух полупространств через щель в бесконечно тонкой идеально проводящей плоскости.

Основной физической величиной, определяющей свойства щелевого сочленения, является напряжение между краями щели. Я.Н. Фельд провел исследование зависимости закона распределения напряжения на щели от геометрии щели, способа ее возбуждения и наличия других щелей.

Однако на практике интересуются не полем на щели, а матрицей рассеяния сочленения. Используя интегральное уравнение, можно с помощью методов, развитых Ю. Швингером, получить вариационное выражение для элементов матрицы рассеяния. Правильный выбор пробного напряжения чрезвычайно важен. В качестве пробного напряжения предлагается брать напряжение на экспоненциально узкой щели. Вариационный метод Швингера был использован для исследования узких поперечных щелей в стенках круглого и прямоугольного волноводов.

В производственных условиях щелевые излучатели чаще всего располагаются на ограниченных поверхностях неправильной формы. Возможен самый простой подход решения задачи, заключающийся в замене криволинейной металлической поверхности на касательную металлическую плоскость (бесконечный фланец). Путем сопоставления результатов

немногих строгих решений задач излучения щелей на криволинейных поверхностях (шар, цилиндр, клин и др.) установлено, что этот подход может с успехом использоваться для расчета проводимостей излучения резонансных щелей на поверхностях, линейные размеры которых (a также радиусы кривизны в месте расположения щели) имеют порядок длины волны и больше.

Система координат при анализе выбирается такой, чтобы координатная поверхность совпала с поверхностью тела. При этом упрощается математическая формулировка граничных условий, что существенно облегчает решение поставленной задачи. В качестве примера можно указать на анализ работы щели, прорезанной в волноводе прямоугольного сечения [15].

На основании изложенного далее получены расчетные формулы, пригодные с точки зрения анализа и защиты от воздействия паразитных излучений медицинского персонала, использующего в своей работе сложное оборудование диапазона СВЧ.

Однако, с точки зрения защиты человека, эта ситуация не критическая, т.к. длина волны мала и вполне достаточна защита расстоянием. Поэтому далее ограничимся анализом излучения в дальней зоне посредством получения диаграмм направленностей исследуя щели на стенках прямоугольного волновода.

Одиночная щель, прорезанная в стенке прямоугольного волновода, является излучающей, если своей широкой стороной она пересекает линии распространения поверхностных токов, текущих по внутренним стенкам волновода.

Поперечная щель на широкой стенке возбуждается продольными токами, причем интенсивность ее возбуждения уменьшается при смещении центра щели от середины широкой стенки. Продольная щель пересекает поперечный ток, если она сдвинута относительно середины широкой стенки волновода. Ее излучение возрастает с приближением щели к краю широкой стенки и полностью отсутствует при $x_0 = \frac{a}{2}$.

Наклонная щель в узкой стенке возбуждается поперечным током. Поэтому интенсивность ее возбуждения регулируется подбором угла наклона δ . При $\delta = 0$ эта щель не возбуждается, при $\delta = 90^\circ$ излучение максимально.

Как указывалось выше, продольная щель, расположенная точно по средней линии широкой стенки волновода, и поперечная щель на узкой стенке не излучают. Однако эти щели могут стать излучающими, если вблизи от них нарушится симметрия поверхностного тока стенки волновода. Несмотря на указанные отличия щели в стенке волновода от идеальной, расчеты и измерения показывают, что диаграмма направленности (ДН) в плоскости, проходящей через продольную ось волновода z , можно с удовлетворительной для инженерной практики точностью определять на основании принципа двойственности по формуле ДН щелевого вибратора, помещенного на бесконечной плоскости [8].

Для продольной щели запишем:

$$F(\theta) = \frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos kl}{\cos \theta} \cdot \frac{1}{F_m}, \quad (13)$$

где kl – длина щели; θ – угол, образованный направлением луча и нормалью к плоскости, в которой прорезана щель; F_m – постоянный множитель, нормирующий функцию к единице в направлении главного максимума.

Для полуволновой щели ($2l = 0,5\lambda$) формула (13) принимает вид

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\cos \theta} \approx \cos \theta. \quad (14)$$

Для поперечной щели имеем

$$F(\theta) = 1. \quad (15)$$

С помощью формул ДН щели в бесконечном экране можно также ориентировочно оценить ДН в плоскости, нормальной оси волновода, для случаев поперечной щели в узкой стенке. Это объясняется тем, что вдоль от щели излучение отсутствует, и поэтому размеры экрана в этом направлении мало влияют на ДН как в E – плоскости щели, так и в H – плоскости.

При определении ДН в плоскости, нормальной оси волновода, для продольной щели в широкой стенке следует учитывать, что конечные размеры волновода в направлении, перпендикулярном от щели, существенно влияют на ДН. Это связано с тем, что в этой плоскости ярко выражено явление дифракции волн на краю экрана, роль которого играет стенка волновода. Если экран конечен в направлении, перпендикулярном щели, то на его краях получается резкая неоднообразность распределения электрического поля, поскольку нормальная составляющая поля разрывна при переходе за поверхность волновода. Вследствие этого волны от краев волновода будут отражаться и интерферировать с полем, непосредственно излучаемым щелью. Таким образом, на собственное излучение щели накладывается добавочное излучение, появляющееся за счет возбуждения краев волновода, что приводит, с одной стороны, к появлению поля за теневой стороной волновода, и, с другой стороны, – к искажению диаграммы направленности в переднем полупространстве. Вследствие интерференции волн, излучаемых непосредственно щелью и дифрагирующих у краев волновода, появляются минимумы и максимумы излучения, количество которых тем больше, чем больше размер волновода по сравнению с длиной волны.

При увеличении длины щели вплоть до половины длины волны коэффициенты излучения и отражения возрастают. По мере увеличения ширины щели максимумы указанных зависимостей смещаются в сторону больших длин щели.

Выводы

Выбор модели защиты в диапазоне излучений СВЧ медицинских работников, при эксплуатации и наладке аппаратуры, связан с выбором системы защиты. Использование плотности энергии как нормируемой величины для определения системы защиты позволяет выразить интенсивности электрических, магнитных и электромагнитных полей в тех же единицах измерения (энергия на единицу объема).

Ввиду простой структуры уравнений, описывающих плотность энергии, результаты измерения поля сложной конфигурации легко могут быть пересчитаны в эквивалентные плотности энергии поля плоской волны, что, в свою очередь, позволяет сравнить эти данные с существующими результатами измерения плотности мощности и оценками степени опасности поля плоской волны.

Отметим, что, с точки зрения защиты от паразитных излучений, возникает необходимость выбора для каждого конкретного помещения его физический аналог – щель в волноводах разной конфигурации. Причем, распределение фаз интереса не представляет, а только оценка интенсивности (мощности) излучения.

Список литературы: 1. *Dovbysh V.N., Maslov M.Yu., Spodobaev Yu.M.* Electromagnetic safety of elements in power systems. – Samara : ООО ИПК “Sodruzhestvo”, 2009. – 198 p. [in Russian]. 2. *Володина Н. А.* Основы электромагнитной совместимости : учебник для вузов / Н. А. Володина, Р. Н. Карякин, Л. В. Куликова, О. К. Никольский, А. А. Сошников, А. Л. Андронов, В. С. Германенко, П. И. Семичевский ; под ред. Р.Н. Карякина. – Барнаул : ОАО «Алтайский полиграф. комбинат», 2007. – 480 с. 3. *Golestani-Rad, L.* Rigorous analysis of EM-wave penetration into a typical room using FDTD method : The Transfer Function concept / L. Golestani-Rad, J. Rashed-Mohassel, Danaie // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. – 2006. – Vol. 20, No. 7. – P. 913– 926. 4. *Антенны и устройства СВЧ. Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов / Д. И. Воскресенский, Р. А. Грановская, В. Л. Гостюхин, В. С. Филиппов и др. : учеб. пособие для вузов ; под ред. Д.И. Воскресенского. – М. : Сов. радио, 1972. – 320 с.* 5. *Андреев П. Г., Наумова И.Ю., Москвитина О. В.* Определение комплексного коэффициента отражения электромагнитных волн внутри помещений //

Труды Междунар. симпозиума «Надежность и качество». – 2013. – Т. 2. 6. *Андреев П. Г., Ширшов М. С., Якимов А. Н.* Разработка базовой модели распространения электромагнитных волн в помещениях // Радиоэлектронная техника. Межвуз. сб. науч. тр. – Ульяновск : УлГТУ, 2012. – С. 220–225. 7. *Неганов В.А.* Устройства СВЧ и антенны. Ч. 1. Проектирование, конструктивная реализация, примеры применения устройств СВЧ / В.А. Неганов, Д.С. Ключев, Д.П. Табаков. – М. : URSS, 2013. – 602 с. 8. *Герасимов С.В.* Методика оценки точности измерения при измерительном контроле параметров сложных технических комплексов / С.В. Герасимов, В.В. Стадник, М.Ю. Яковлев // Зб. наук. пр. / Інститут проблем моделювання в енергетиці. – К. : ІПМ, 2004. – Вип. 26. – С.30-35. 9. *Яманов Д.Н.* Электродинамика и распространение радиоволн. Ч. 2. – 2011. – С.172. 10. *Воробйов Г. С.* и др. Радіофізичні методи діагностики матеріалів і середовищ : монографія / Г.С. Воробйов та ін. – Суми : Сумський держ. ун-т, 2014. – 171с. 11. *Ваентцель Е.С., Овчаров Л.А.* Прикладные задачи теории вероятности. – М. : Радио и связь, 1983. – 416 с. 12. *Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е.* Электромагнитные поля и волны вблизи апертурных антенн больших электрических размеров // Вестник ХНУ им. В.Н. Каразина. – 2014. – Вып. 24, №11. – С.111-118. 13. *Хансен Р.* Сканирующие антенны системы СВЧ. – М. : Сов. радио, 1966. 14. *Фельд Я.Н., Бененсон С.* Основы теории антенн. – М. : Дрофа, 2007. – 491 с. 15. *Айзенберг Г.З.* Антенны УКВ. – М., 1977. – С. 384.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 15.03.2016