

РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА МОМЕНТОВ ДЛЯ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕНН В ДИССИПАТИВНЫХ СРЕДАХ

Пестовский И.Н.

Контрактный военнослужащий, РФ

E-mail: pin1969@mail.ru

В статье рассмотрен метод расчета электрических характеристик подземных антенн, а также особенности его применения. Проведено сравнение характеристик вибратора, размещенного в полупроводящей среде, рассчитанных различными методами. Показано, что результаты, полученные с помощью предлагаемого метода, хорошо соответствуют опубликованным результатам.

Ключевые слова: метод моментов, диссипативные среды, расчет характеристик антенн.

Введение

В настоящее время несомненно важным средством связи является радиосвязь в диапазоне дециметровых волн (ДКМВ), причем при разрушении телекоммуникационной инфраструктуры в результате чрезвычайных ситуаций она может оказаться единственным доступным видом связи. При использовании антенн ДКМВ в составе объектов высокой живучести для надежной защиты от внешних факторов их нередко размещают в толще приповерхностного слоя земли, являющегося, вообще говоря, полупроводящей средой («подземные антенны»). В связи с этим возникает задача определения электрических характеристик таких антенн с учетом электрофизических свойств среды, в которой они заложены.

Статья посвящена описанию метода расчета электрических характеристик подземных антенн, размещенных в полупроводящих средах [1], и его применению на примере конкретных модельных задач. В качестве проверки адекватности метода в статье приведено сравнение электрических характеристик вибратора, размещенного в полупроводящей среде, рассчитанных данным и ранее известными методами [2; 5].

Отметим, что описываемый в статье метод базируется на известном методе моментов [3; 5], развитом на случай линейных антенн, образованных из неоднородных, изолированных отрезков проводников, ориентированных произвольно друг относительно друга и размещенных в диссипативных средах. Подход, развитый в данной статье, позволяет свести электродинамическую задачу отыскания электромагнитного поля антенны, погруженной в диссипативную среду (подземной антенны), к задаче отыскания поля в свободном пространстве по найденным распределениям эквивалентных токов, учитывающим условия на границах раздела диэлектрических сред.

Модель антенны

Модель подземной антенны включает в себя вибратор длиной L , находящийся в изоляторе с диэлектрической проницаемостью ε_{iz} и погруженный внутрь полупроводящей среды, занимающей целиком нижнее полупространство, на глубину H . Электрические свойства среды заложения характеризуются комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon' = \varepsilon - j60\sigma\lambda$ и постоянной распространения $\gamma = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon'}}{\lambda}$, где σ – удельная электропроводность среды заложения; λ – длина волны в свободном пространстве.

В соответствии с принципом эквивалентных токов [4; 6] для расчета электромагнитного поля, создаваемого вибратором, на поверхности диэлектрического покрытия вибратора вводятся токи проводимости, возбуждаемые источниками сторонней электродвижущей силы (ЭДС) E , амплитуды и фазы которых зависят от функции распределения тока на вибраторе I . Это эквивалентно [7] введению на диэлектрической поверхности вибратора идеально проводящего проводника, разделенного на $n+1$ электрически малых сегментов (длиной $l_i \leq 0,125\lambda$) так, что ближайшие пары образуют n диполей (длиной $2l_n$), распределение тока вдоль плеч которых задается следующими функциями:

$$I(\xi_m) = e^{-j\gamma\xi_m}; \quad I(\xi_n) = e^{-j(\gamma\xi_n + \pi)}. \quad (1)$$

Таким образом, выбран экспоненциальный базис для соседних сегментов, образующих диполь с возбуждением в месте разреза. Здесь ξ – локальная координата, отсчитываемая от точки возбуждения диполя. На рис. 1 схематически изображен вибратор, разделенный на сегменты и диполи.

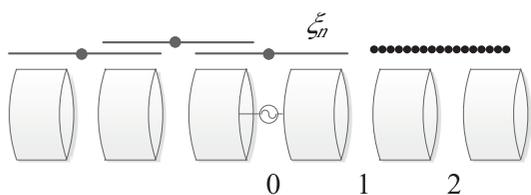


Рис. 1. Взаимное расположение сегментов и диполей

Схема решения задачи

Благодаря протекающему в вибраторе току I на внутренней и внешней сторонах бесконечно малых зазоров между сегментами возбуждаются напряжения $U_p^{внеш}$, $U_p^{внут}$, вызывающие возникновение соответствующих токов $I_p^{внеш}$, $I_p^{внут}$. При этом напряжения и токи на внутренней и внешней сторонах сегмента связаны следующими граничными условиями:

$$U_p^{внеш} = U_p^{внут}; I_p^{внеш} = -I_p^{внут}. \quad (2)$$

Таким образом, решение электродинамической задачи о нахождении электрических характеристик изолированного вибратора, размещенного в диссипативной среде, сводится к рассмотрению «внешней» ($U_p^{внеш}$, $I_p^{внеш}$) и «внутренней» ($U_p^{внут}$, $I_p^{внут}$) частных задач и их совместному решению.

Рассмотрим решение «внешней» задачи. Согласно закону Кирхгофа падение напряжения на каждом диполе равно сумме собственного напряжения на диполе, а также напряжений, наведенных остальными диполями. Аналитически решение внешней задачи можно записать следующим образом:

$$[U_p^{внеш}] = [Z_{np}] [I_p^{внеш}], \quad (3)$$

где $[Z_{np}]$ – матрица импедансов соответствующего многополюсника.

Решение «внутренней» задачи, согласно методу узловых токов, можно записать в виде системы из $(n+1)$ уравнений, описывающих «внутренний» многополюсник. В данном случае входами многополюсника являются входные зажимы антенны (точки приложения сторонних ЭДС), а выходами – внутренние стороны зазоров, в которых возбуждаются напряжения $U_p^{внут}$.

Решение «внутренней» задачи записывается следующей системой уравнений:

$$I_0 = U_0 Y_0 - [Y_{n0}]^T [U_p^{внут}], \quad (4)$$

$$[I_p^{внут}] = -[Y_{n0}] U_0 + [Y_{np}] [U_p^{внут}], \quad (5)$$

где $[Y_{n0}]$ – матрица-столбец взаимных адмитансов между входом и выходами; $[Y_{np}]$ – квадратная матрица взаимных адмитансов между выходами; I_0 , U_0 , Y_0 – ток, напряжение и проводимость на входе антенны.

Учитывая (2), из выражений (3)-(5) получаем систему уравнений, связывающую токи и напряжения в антенне:

$$([E] + [Y_{np}][Z_{np}]) [I_p^{внеш}] = [Y_{n0}] U_0, \quad (6)$$

где $[E]$ – единичная матрица. Обозначим координаты начала плеч элементарных диполей P_{nx} , P_{ny} , P_{nz} , P_{mx} , P_{my} , P_{mz} . Перейдем к локальной системе координат. Для этого из координат проводника n вычтем координаты проводника m , в результате чего получим новые координаты P_x , P_y , P_z . При этом вектор начала координат P_0 вычисляется по следующей формуле:

$$\begin{aligned} P_0^2 &= P_x^2 + P_y^2 + P_z^2 + a^2; \\ P_x &= P_{xm} - P_{xn}; \\ P_y &= P_{ym} - P_{yn}; \\ P_z &= P_{zm} - P_{zn}. \end{aligned} \quad (7)$$

Выражение для расчета элементов матрицы импедансов в декартовой системе координат выглядит следующим образом [2]:

$$\begin{aligned} Z_{np} &= 30 \{ \exp(-j\gamma M_1) [E[\gamma(r_1 + l_p + l_n - M_1)] - \\ &- E[\gamma(r_2 + l_p - M_1)] - E[\gamma(r_3 + l_n - M_1)] + \\ &+ E[\gamma(r_4 - M_1)]] + \exp(-j\gamma M_2) \cdot \\ &\cdot [E[\gamma(r_1 + l_p + l_n - M_2)] - E[\gamma(r_2 + l_p - M_2)] - \\ &- E[\gamma(r_3 + l_n - M_2)] + E[\gamma(r_4 - M_2)]] - \\ &- \frac{\exp(-j\gamma(r_2 + l_p)) \exp(-j\gamma(r_1 + l_p + l_n))}{j\gamma r_2} + \frac{j\gamma r_1}{\exp(-j\gamma r_4) \exp(-j\gamma(r_3 + l_n))} + \\ &+ \frac{j\gamma r_4}{\exp(-j\gamma r_4) \exp(-j\gamma(r_3 + l_n))} \}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} M_{1,2} &= \frac{N_n - N_p}{1 - \cos(\alpha)} \pm \\ &\pm \frac{\sqrt{N_n^2 + N_p^2 - 2N_n N_p \cos(\alpha) - P_0^2(1 - \cos^2 \alpha)}}{1 - \cos(\alpha)}, \end{aligned}$$

l_p , l_n – длины проводников p и n ; α – угол между проводниками, а также

$$\begin{aligned} N_i &= P_x \cos \psi_i \cos \chi_i + P_y \sin \psi_i \cos \chi_i + P_z \sin \chi_i; \\ r_1 &= \sqrt{P_0^2 + l_p^2 + l_n^2 - 2l_n l_p \cos \alpha + 2l_p N_p - 2l_n N_n}; \\ r_2 &= \sqrt{P_0^2 + l_p^2 + 2l_p N_p}; \quad r_3 = \sqrt{P_0^2 + l_n^2 - 2l_n N_n}; \end{aligned}$$

$r_4 = P_0$, χ_i угол, образованный i -ым проводником и плоскостью XOY, ψ_i – угол, образованный проекцией i -го проводника и осью OX.

Функция $E[z]$ в выражении (8) есть интегрально-показательная функция комплексного аргумента, которая определяется формулой:

$$E[z] = - \int_z^{\infty} \frac{\exp(-u)}{u} du. \quad (9)$$

Используя метод контурных токов и узловых напряжений, а также известные выражения входных адмитансов длинных линий [8], построим матрицу взаимных адмитансов. Волновое число в эквивалентном коаксиале определяется как $k = \omega \sqrt{\mu_{is} \epsilon_{is}}$, где ω – циклическая частота, μ_{is}, ϵ_{is} – магнитная и диэлектрическая проницаемость материала изолятора.

Волновое сопротивление коаксиала задается соотношением $Z_c = (\omega \mu / 2\pi k) \ln(b/a)$, где b – радиус цилиндра, поверхность которого совпадает с внешней поверхностью изолятора, a – радиус проводника.

Вводя обозначение $\Theta_s = \text{Arcth}(Z_s / Z_c)$, получаем выражения для распределений тока и напряжения вдоль проводника в виде:

$$I(z, h) = \frac{-jV_0}{2Z_c} \frac{\sin[k(h - |z| + j\Theta_s)]}{\cos(kh + j\Theta_s)}; \quad (10)$$

$$V(z, h) = \frac{V_0}{2} \frac{\cos[k(h - |z| + j\Theta_s)]}{\cos(kh + j\Theta_s)}. \quad (11)$$

При отыскании значений элементов матрицы взаимных адмитансов вычисляются значение тока и напряжения на n -ом сегменте по формулам (10), (11), при этом в формулах полагаются значения $z_n = \sum_{i=1}^{n-1} ls_i$, $h_n = \sum_{i=1}^{n+1} ls_i$, где ls_i – длина i -го сегмента разбиения. Тогда

$$Y_{np} = I_n / U_p, \quad (12)$$

где I_n – ток на n -ом сегменте; U_p – напряжение на p -ом сегменте; Y_{np} – элемент матрицы взаимных адмитансов.

Элементы матрицы-строки $[Y_{no}]$, входящей в (4)-(5), определяются также с использованием (10)-(11), где $z = 0$, а h пробегает все значения h_n . Значение входной проводимости Y_0 вычисляется следующим образом:

$$Y_0 = (-j / Z_c) \text{tg}(k \sum_i ls_i + j\Theta_s). \quad (13)$$

Стоит обратить внимание на то, что (10)-(11) задают распределение тока на половине вибратора (на одном плече). Для построения полного распределения и, соответственно, полной матрицы взаимных адмитансов необходимо зеркально отобразить распределение тока на второе плечо.

Таким образом, подставляя (8) и (12) в (6), можно определить функцию распределения внешних токов $[I_p^{внеш}]$, которая в дальнейшем может быть использована для расчета электрических характеристик антенны, таких, как диаграмма направленности, КУ, КНД и др. Входной импеданс антенны определяется, как $Z_0 = U_0 / I_0$, где I_0 вычисляется по (4).

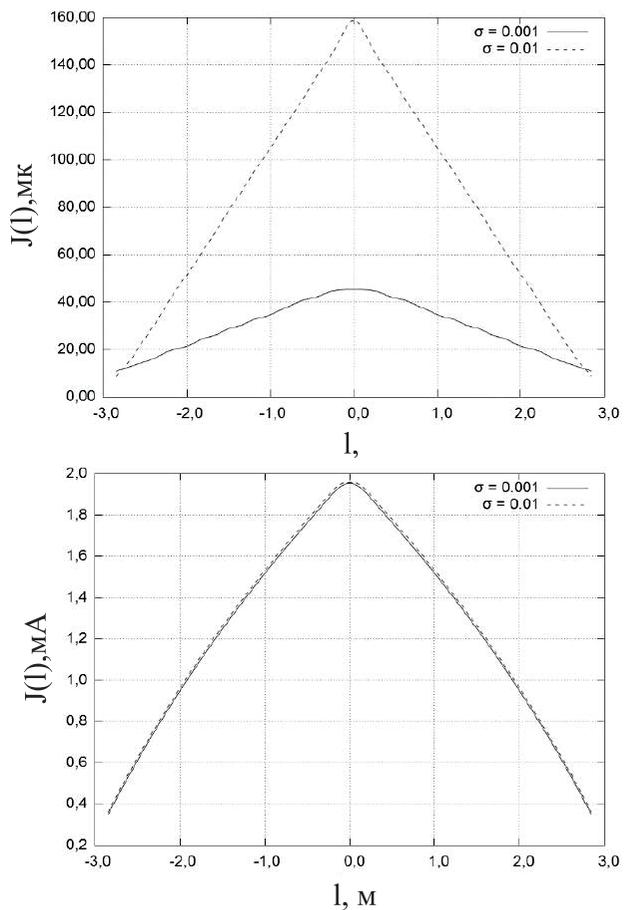


Рис. 2. Зависимость распределения тока на вибраторе от проводимости среды при фиксированной диэлектрической проницаемости ($\epsilon = 10$)

Сравнение с известными методами

Рассмотрим электродинамическую модель симметричного изолированного вибратора, горизонтально размещенного в изотропной полупроводящей среде. Произведем расчет электрических характеристик на частоте 10 МГц при различных параметрах модели.

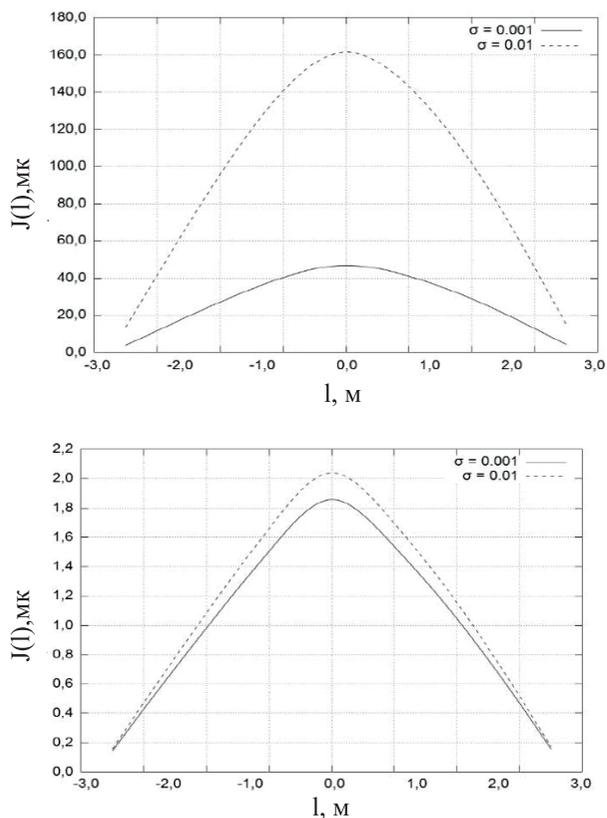


Рис. 3. Зависимость распределения тока на вибраторе от проводимости среды при фиксированной диэлектрической проницаемости ($\epsilon = 10$, Feko)

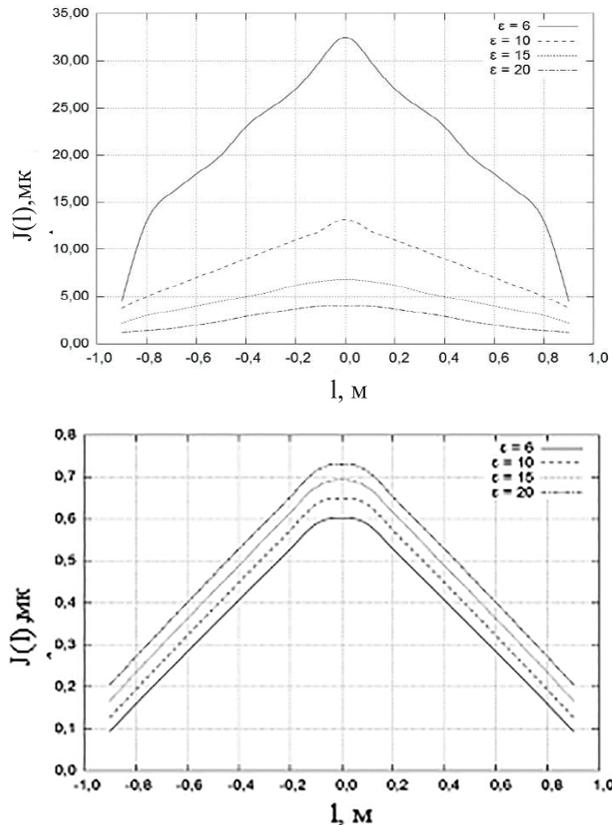


Рис. 4. Зависимость распределения тока на вибраторе от диэлектрической проницаемости среды при фиксированной проводимости ($\sigma = 0,001$)

Результаты расчетов приведены на рис. 2-5, где верхние графики соответствуют вещественной части, а нижний – мнимой части комплексной амплитуды тока.

На рис. 2 приведена зависимость распределения тока от координаты на вибраторе при различной проводимости среды и фиксированной диэлектрической проницаемости ($\epsilon = 10$). На рис. 3 приведена зависимость, аналогичная приведенной на рис. 2, полученной при помощи электродинамической модели, реализованной в программном комплексе Feko 7.0.

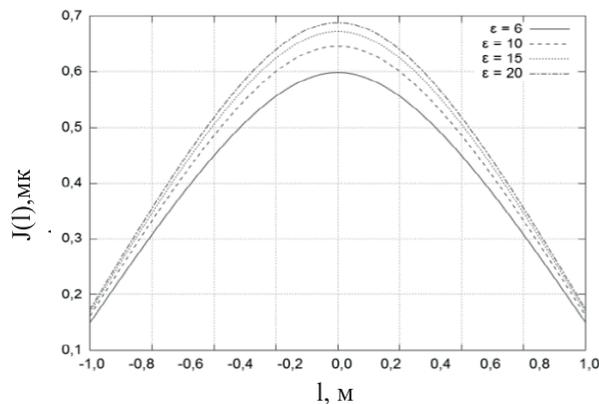
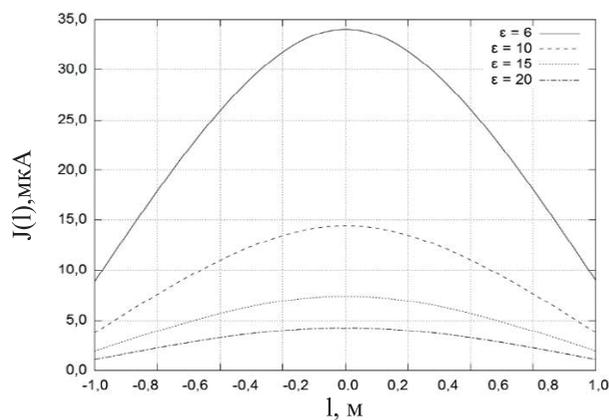


Рис. 5. Зависимость распределения тока на вибраторе от диэлектрической проницаемости среды при фиксированной проводимости ($\sigma = 0,001$, Feko)

На рис. 4 приведена зависимость распределения тока от координаты на вибраторе при различной диэлектрической проницаемости и фиксированной проводимости среды ($\sigma = 0,001$). На рис. 5 приведена зависимость, полученная с помощью программного комплекса Feko 7.0. Результаты расчета входного импеданса вибратора приведены в таблице 1.

Представленные результаты расчетов токовых функций при помощи двух принципиально различных подходов находятся в хорошем согласии.

Кроме того, полученные результаты хорошо согласуются с опубликованными данными об электрических характеристиках подземных антенн [9]. Знание функции распределения тока позволяет получить остальные электрические характеристики антенн [10]. Таким образом, хорошее совпадение функций распределения тока позволяет сделать вывод об идентичности прочих расчетных характеристик.

Таблица 1. Значения входных импедансов вибратора.

$L, \text{ м}$	ϵ	σ	Z	Z_{Feko}
2	6	0,001	$89,03 - i1653$	$94,7 - i1665$
2	10	0,001	$31,19 - i1537$	$34,5 - i1545$
2	15	0,001	$14,3 - i1463$	$16,4 - i1487$
2	20	0,001	$7,52 - i1366$	$9,0 - i1452$
6	10	0,001	$12,24 - i519,51$	$13,56 - i538$
6	10	0,01	$41,18 - i507,16$	$38,55 - i487,31$

Заключение

Результаты расчетов позволяют сделать вывод об адекватности предложенного метода. Применение описанного метода для расчета электрических характеристик возможно как в случае относительно простых антенн, так и более сложных, состоящих из совокупности произвольно ориентированных изолированных проводников, помещенных в полупроводящую среду с произвольными значениями σ и ϵ , что, в свою очередь, повышает эффективность проектирования подземных антенн.

Пестовский Игорь Николаевич, контрактный военнослужащий. Тел. 8-929-951-30-66. E-mail: pin1969@mail.ru

APPLICATION OF MOMENT METHOD FOR COMPUTING OF ANTENNA PARAMETERS OVER DISSIPATIVE MEDIUMS

Pestovskij I.N.

Military unit, Samara, Russian Federation

E-mail: pin1969@mail.ru

This work is concerned with computing of electrodynamic parameters of underground antennas, which are usually used for highly secure systems. These systems are placed underground to shield antennas. However, there is a problem of computing for parameter of mentioned devices. We propose a method based on known moment method upgraded by methods of multiport network and stated for linear antennas formed by irregular isolated conductors over random loss medium. Proposed method provides to calculate field over free space by kneed equivalent currents and by taking into account dielectric boundary conditions. An equivalent conducting surface is created for vibrator dielectric surface segmented to dipole antenna. Therefore, vibrator current induces voltage for all couple sides of equivalent surface. Both voltage and currents are related by boundary condition. Therefore, electrodynamic problem is led to solution of "outer" and "inner" problems. We present results of comparison of computed currents for symmetric isolated vibrator placed horizontally over isotropic

Литература

1. Пестовский И.Н. Метод моментов в применении к расчету электрических характеристик антенн в диссипативных средах // Радиотехника. №4, 2015. – С. 51-57
2. Курышев А.А., Озерова Л.В. К расчету входного сопротивления антенн, образованных из проводников, обтекаемых бегущей волной тока // Техника средств связи. Серия ТРС. №8. М.: ЦООНТИ «Экос». 1982. – С. 101-110.
3. Harrington R.F., Harrington J. L. Field Computation by Moment Methods. Oxford University Press, 1996. – 240 p.
4. Balanis K. Antenna Theory: Analysis and Design. 2nd Edition. John Wiley and Sons, 2001. – 120 p.
5. Вычислительные методы в электродинамике / Под. ред. Р. Митры: Пер. с англ. М.: Мир. 1977. – 485 с.
6. Дабкин А.Л., Зузенко В.Л., Кислов А.Г. Антенно-фидерные устройства. М.: Сов. радио. 1974. – 536 с.
7. Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах. Т. 1, 2. М.: Мир, 1984. – 416 с.; 824 с.
8. Коротковолновые антенны. Под ред. Г.З Айзенберга. М.: Радио и связь. 1985. – 536 с.
9. Лавров Г.А., Князев А.С. Приземные и подземные антенны. М.: Сов. радио. 1965. – 472 с.
10. Бузова М.А., Юдин В.В. Проектирование проволочных антенн на основе интегральных уравнений. М.: Радио и связь, 2005. – 184 с.

Получено 20.11.2015

medium under produced by two announced methods. Here vibrator was designed for HF-band, and computing were done for various medium parameters including dielectric capacity and conductivity. In addition, we have calculated vibrator input impedance. A good agreement was noticed.

Keywords: moment method, dissipative medium, computing of antenna parameters.

DOI: 10.18469/ikt.2016.14.1.12

Pestovskij Igor Nikolaevich, Military unit, Samara, Russian Federation. Tel.: +79299513066. E-mail: pin1969@mail.ru

References

1. Pestovskij I.N. Metod momentov v primenenii k raschetu elektricheskikh kharakteristik antenn v dissipativnykh sredakh [Method of moments used to calculate antenna characteristics in dissipative mediums]. *Radiotekhnika*, 2015. no.4, pp. 51-57.
2. Kuryshev A.A., Ozerova L.V. K raschetu vhodnogo soprotivleniya antenn, obrazovannyh iz provodnikov, obtekaemyh begushhej volnoj toka [The calculation of the input impedance of the antenna formed of the conductors, streamlined traveling wave current]. *Tehnika sredstv svyazi. Seriya TRS*, 1982, no. 8, pp. 101-110.
3. Harrington R.F., Harrington J.L. *Field Computation by Moment Methods*. Oxford University Press, 1996. 240 p.
4. Balanis C.A., *Antenna Theory: Analysis and Design*, third edition, John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, USA, 2005. 1136 p.
5. Mittra R. Ed. *Computer Techniques for Electromagnetics*. Pergamon Press, 1973. 403 p. (Russ. ed.: Pod. red. R. Mitry. *Vychislitel'nye metody v jelektrodinamike*. Moscow, Mir, 1977. 485 p.).
6. Drabkin A.L., Zuzenko V.L., Kislov A.G. *Antenno-fidernye ustrojstva. Izd. 2-e, pererab. i dop* [Antenna feeder devices. Second edition]. Moscow, Sov. Radio Publ., 1974. 536 p.
7. King R., Smith G. *Antennas in Matter*. Cambridge, MIT Press, 1981. (Russ. ed.: King R., Smit G. *Antenny v material'nyh sredah. T. 1, 2*. Moscow, Mir Publ., 1984. 824 p.)
8. Ajzenberg G.Z., Belousov S.P., Zhurbenko Je.M. et al. *Korotkovolnovye anteny. Izd. 2-e, pererab. i dop* [HF antennas. Edited by Ajzenberg G.Z. Second edition]. Moscow, Radio i svjaz' Publ., 1985. 536 p.
9. Lavrov G.A., Knjazev A.S. *Prizemnye i podzemnye anteny* [Surface and underground antenna]. Moscow, Sov. radio Publ., 1965. 472 p.
10. Buzova M.A., Judin V.V. *Proektirovanie provolochnyh antenn na osnove integral'nyh uravnenij: Uchebnoe posobie dlja VUZov* [The design of the wire antenna on the basis of integral equations. Textbook for High Schools]. Moscow, Radio i svjaz' Publ., 2005. 184 p.

Received 20.11.2015

УДК 621.396(075)

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИОКАНАЛОВ С РЕЛЕЕВСКИМИ ЗАМИРАНИЯМИ И НЕИЗОТРОПНЫМ СПЕКТРОМ ДОПЛЕРОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Елисеев С.Н., Песоцкий П.В.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, РФ
E-mail: eliseev-sn@pguti.ru

Беспроводные системы связи должны разрабатываться для работы в каналах с замираниями радиоканала при значительной вариации условий окружающей обстановки. Точное моделирование таких каналов является важным шагом в проектировании и проверке алгоритмов и современных аппаратных систем радиосвязи. В статье рассмотрены вопросы построения авторегрессионной модели канала скользящего среднего с релеевскими замираниями и неизотропным спектром доплеровского рассеяния. Спектральная плотность мощности процесса замираний референтной модели реализуется как ее аппроксимация квадратом передаточной функции рекурсивного цифрового фильтра с комплексными коэффициентами. Основное внимание уделено получению «хорошего» начального приближения для последующего численного решения задачи аппроксимации Чебышева с минимизацией числа арифметических операций, выполняемых этим фильтром.