

8. Kremenetsky S. D. Applied mathematical models for solving problems of synthesis, restoration and communication. *Antenny*, 2004, no. 8–9, pp. 88–96. (In Russian)

9. Zelkin E. G., Kravchenko V. F. *Sintez antenn na osnove atomarnykh funktsii* [Synthesis of antennas based on atomic functions, vol. 2]. Moscow, *IPRZhR*, 2003, 72 p. (In Russian)

10. Gabrielyan D. D., Voloshin V. A., Ovodov O. V. Synthesis of the amplitude-phase distribution in antenna arrays with an arbitrary contour. *Antenny*, 2010, no. 2, pp. 44–47. (In Russian)

11. Gantmakher F. R. *Teoriya matrits. 4-e izd.* [Theory of matrices]. Moscow, *Nauka*, 1983, 552 p. (In Russian)

Received December, 18, 2016

For citation: Bibarsov M. R., Griбанov E. V., Gabrielyan D. D., Fedorov Den. S., Fedorov Dan. S. Synthesis of amplitude-phase distribution in quasiconcave an antenna array. *Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii Rossii. Radioelektronika* [Journal of the Russian Universities. Radioelectronics]. 2017, no. 2, pp. 28–33. (In Russian)

Marat R. Bibarsov – Ph.D. in Engineering (1999), Associate Professor (2007) of Military Academy of Communication (Saint Petersburg). The author of more than 170 scientific publications. Area of expertise: radiophysics; radio engineering.

E-mail: BibarsovMR@rambler.ru

Evgeny V. Griбанov – Ph.D. in Engineering (2011), Faculty Member of Military Academy of Communication (Saint Petersburg). The author of 61 scientific publications. Area of expertise: radiophysics; radio engineering.

E-mail: jonoton@mail.ru

Dmitry D. Gabrielyan – D.Sc. in Engineering (1998), Professor (2000), Deputy Head of Science and Technology Complex in Research, Rostov-on-Don Research Institute of Radio Communication. The author of more than 350 scientific publications. Area of expertise: radiophysics; radio engineering.

E-mail: d.gabrieljan2011@yandex.ru

Denis S. Fedorov – Master of Science in Physics (2013), the postgraduate student of Rostov-on-Don Research Institute of Radio Communication. The author of 12 scientific publications. Area of expertise: radiophysics; radio engineering.

E-mail: d.gabrieljan2011@yandex.ru

Danil S. Fedorov – Master of Science in Infocommunication Technologies and Communication systems (2013), the postgraduate student of Rostov-on-Don Research Institute of Radio Communication. The author of 4 scientific publications. Area of expertise: radiophysics; radio engineering.

E-mail: d.gabrieljan2011@yandex.ru

УДК 537.874

К. А. Вытовтов

Астраханский государственный технический университет

Эффект втягивания электромагнитной волны одноосной анизотропной средой с магнитной анизотропией

Рассмотрено распространение плоской гармонической волны параллельно границе раздела вакуума и одноосной анизотропной среды. Описан так называемый эффект втягивания. Показано, что в данном случае в анизотропной среде может возбуждаться объемная волна, а отраженная волна должна распространяться перпендикулярно границе раздела слоев.

Одноосная анизотропная среда, эффект втягивания, коэффициент отражения, коэффициент прохождения

Впервые эффект втягивания плоской электромагнитной волны в анизотропную среду при ее распространении в вакууме параллельно границе раздела сред рассмотрен в [1], где этот эффект назван *эффектом втягивания волны*. В указанной работе показано, что действительная часть

нормальной компоненты вектора Пойтинга в анизотропной среде при распространении падающей волны вдоль границы раздела сред не является нулевой. Отсюда следует возможность распространения мощности электромагнитной волны в анизотропной среде под произвольным углом.

Авторами [1] рассмотрены также возможные практические применения данного эффекта. В частности, предложено использовать анизотропную структуру в качестве частотного детектора и делителя мощности для высокочастотных систем связи. Однако такой важный вопрос, как поведение отраженной волны, в [1] не рассматривался. Гипотеза об отражении волны перпендикулярно границе раздела выдвинута в [2], где представлены расчеты коэффициентов отражения и прохождения для электрически анизотропной среды. Однако отражение волны в [1], [2] детально не рассматривалось.

Вопрос поведения прошедшей и отраженной волн при распространении исходной волны параллельно границе раздела сред имеет важное теоретическое и практическое значение. Результаты теоретического изучения этого вопроса неизвестны, хотя подобные явления описаны в гидродинамике. С практической точки зрения этот вопрос важен, поскольку даже при лучевом распространении электромагнитной волны изучаемое явление приводит к дополнительным потерям мощности. Кроме того, использование эффекта втягивания позволяет проектировать новые устройства оптического и СВЧ-диапазонов.

В настоящей статье рассмотрены явления на границе раздела изотропной диэлектрической среды и одноосной анизотропной диэлектрической среды с произвольным направлением оси анизотропии. Описана плоская гармоническая волна, распространяющаяся параллельно границе раздела сред. Рассмотрен идеальный случай распространения волны над бесконечной плоской поверхностью раздела свободного пространства и диэлектрической анизотропной среды. Основания для допущения указанной модели, а также возможность возбуждения такой волны в статье не рассмотрены. Необходимо отметить, что описание названного предельного случая невозможно с помощью известных методов, поскольку они дают нулевое значение коэффициента прохождения. Однако в соответствии с решением уравнений Максвелла в анизотропной среде должна существовать прошедшая волна.

Очевидно, что результаты, представленные в настоящей статье, требуют экспериментальной проверки. Однако они получены прямыми аналитическими вычислениями непосредственно из уравнений Максвелла и удовлетворяют граничным условиям для компонент полей и волнового вектора. В статье изучено поведение прошедшей в одноосную анизотропную среду и отраженной в

вакуум волн. Аналитически показано, что для удовлетворения уравнений Максвелла и граничных условий отраженная волна может распространяться только перпендикулярно границе раздела сред. Получены и проанализированы выражения коэффициентов отражения и прохождения для полубесконечной анизотропной среды.

Постановка задачи. В настоящей статье изучен частный случай одноосной анизотропной магнитной среды со скалярной диэлектрической проницаемостью ϵ и тензором магнитной проницаемости

$$\boldsymbol{\mu} = \begin{vmatrix} \mu_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{33} \end{vmatrix}. \quad (1)$$

Такой средой может быть феррит вблизи области резонанса [3] при малых значениях подмагничивающего поля, когда диагональные компоненты μ_{12} и μ_{21} пренебрежимо малы.

Геометрия изучаемой задачи представлена на рис. 1, где xuz – система координат, связанная с нормалью к границе раздела сред; $x'y'z'$ – система координат, связанная с тензором магнитной проницаемости (1), причем z – нормаль к границе раздела; z' – ось анизотропии.

Пусть ось анизотропии расположена в плоскости падения под произвольным углом β к нормали к границе раздела (рис. 1).

Используя преобразование Эйлера [4], запишем тензор магнитной проницаемости в системе координат xuz :

$$\boldsymbol{\mu} = \begin{vmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ 0 & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \mu_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{33} \sin^2 \beta + \mu_{11} \cos^2 \beta & (\mu_{33} - \mu_{11}) \cos \beta \sin \beta \\ 0 & (\mu_{33} - \mu_{11}) \cos \beta \sin \beta & \mu_{11} \sin^2 \beta + \mu_{33} \cos^2 \beta \end{vmatrix}.$$

В рассматриваемой задаче в свободном пространстве (над границей раздела сред) распространяется плоская гармоническая волна с волно-

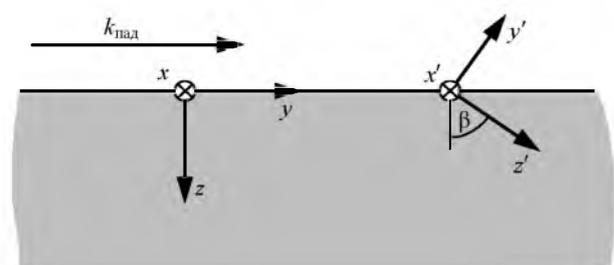


Рис. 1

вым числом $k_{\text{пад}} = k_y = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$, где ω – угловая частота; ε_0 , μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума соответственно (рис. 1).

Уравнения Максвелла. Решения уравнений Максвелла [5] для рассматриваемой геометрии задачи ищем в экспоненциальной форме $\exp(jk_x x + jk_y y + jk_z z - j\omega t)$. Уравнения в скалярной форме для данного случая принимают вид

$$\begin{cases} k_y E_z - jk_z E_y = -j\omega\mu_{xx} H_x; \\ jk_z E_x = -j\omega\mu_{yy} H_y - j\omega\mu_{yz} H_z; \\ -jk_y E_x = -j\omega\mu_{zy} H_y - j\omega\mu_{zz} H_z; \\ jk_y H_z - jk_z H_y = j\omega\varepsilon_0 E_x; \\ jk_z H_x = j\omega\varepsilon_0 E_y; \\ -jk_y H_x = j\omega\varepsilon_0 E_z, \end{cases} \quad (2)$$

причем компонента волнового вектора $k_x = 0$, поскольку волна распространяется в плоскости yOz .

Решения уравнений (2) дают две независимые волны: обыкновенную, включающую компоненты E_y, E_z, H_x , и необыкновенную, включающую компоненты E_x, E_y, H_z .

Обыкновенная волна. Геометрия рассматриваемой задачи представлена на рис. 2, где k_0 – волновое число в вакууме; $H_{\text{пад}}, E_{\text{пад}}$ – компоненты полей падающей волны, распространяющейся вдоль границы раздела; $H_{\text{отр}}, E_{\text{отр}}$ – компоненты полей отраженной волны, распространяющейся перпендикулярно границе раздела; $H_{\text{пр}}, E_{\text{пр}}$ – компоненты полей прошедшей волны, распространяющейся под углом к нормали.

Используя первое, пятое и шестое уравнения (2), получим соотношения между компонентами полей для обыкновенной волны (E_y, E_z, H_x) в анизотропной среде:

$$\begin{cases} E_y = \frac{k_z}{\omega\varepsilon_0} H_x = \sqrt{\frac{\mu_{xx} - \mu_0}{\varepsilon_0}} H_x; \\ E_z = -\frac{k_y}{\omega\varepsilon_0} H_x = -\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} H_x = -\rho_0 H_x, \end{cases} \quad (3)$$

где $\rho_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ – волновое сопротивление вакуума.

Важно отметить, что нормальная компонента электрического поля E_z и тангенциальная компонента магнитного поля H_x не зависят от частоты и угла наклона оси анизотропии. Зависи-

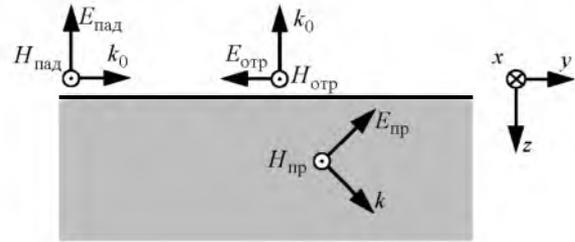


Рис. 2

мость от частоты тангенциальной компоненты электрического поля E_y возникает только в случае частотной дисперсии компонент тензора магнитной проницаемости [3].

Найдем нормальную компоненту волнового вектора k_z . С учетом условия непрерывности для тангенциальных компонент волнового вектора получаем $k_y = k_0$. Нормальная компонента волнового вектора в магнитной среде находится подстановкой (3) в первое уравнение (2):

$$k_z = \sqrt{\omega^2\varepsilon_0\mu_{xx} - k_y^2} = \omega\sqrt{\varepsilon_0}\sqrt{\mu_{xx} - \mu_0}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что угол преломления в данном случае равен

$$\alpha = \arctg(k_y/k_z) = \arctg\sqrt{\mu_0/(\mu_{xx} - \mu_0)}. \quad (5)$$

Компоненты вектора Пойтинга вычисляются с использованием соотношений [5]

$$S_z = -E_y H_x^* = \frac{k_z}{\omega\varepsilon} H_x^2 = \sqrt{\frac{\mu_{xx} - \mu_0}{\varepsilon_0}} H_x^2, \quad (6)$$

$$S_y = E_z H_x^* = \frac{k_y}{\omega\varepsilon_0} H_x^2 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} H_x^2. \quad (7)$$

Таким образом, обыкновенная волна имеет как действительную нормальную компоненту волнового вектора (4), так и действительную нормальную компоненту вектора Пойтинга (6). Следовательно, в анизотропной среде должна существовать объемная распространяющаяся волна. Угол распространения потока мощности [см. (6) и (7)] равен:

$$\alpha_S = \arctg\sqrt{\mu_0/(\mu_{xx} - \mu_0)}. \quad (8)$$

Сравнив (5) и (8), имеем $\alpha_S = \alpha$, т. е. фронт волны и поток мощности распространяются в одном направлении, как в обычной изотропной среде.

Необыкновенная волна. Геометрия рассматриваемой задачи представлена на рис. 3. Используя второе, третье и четвертое уравнения (2), получим соотношения между компонентами полей для необыкновенной волны (E_x, H_y, H_z) :

$$H_y = -\frac{k_z \mu_{zz} + k_y \mu_{yz}}{\omega(\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_{yz} \mu_{zy})} E_x = \chi_y E_x, \quad (9)$$

$$H_z = \frac{k_y \mu_{yy} + k_z \mu_{zy}}{\omega(\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_{yz} \mu_{zy})} E_x = \chi_z E_x, \quad (10)$$

где

$$\chi_y = -\frac{k_z \mu_{zz} + k_y \mu_{yz}}{\omega(\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_{yz} \mu_{zy})};$$

$$\chi_z = \frac{k_y \mu_{yy} + k_z \mu_{zy}}{\omega(\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_{yz} \mu_{zy})}.$$

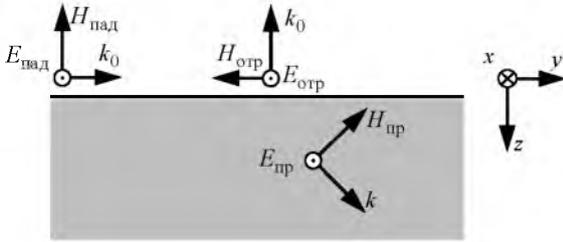


Рис. 3

Нормальная компонента волнового вектора находится подстановкой (9) и (10) в четвертое уравнение (2):

$$k_z = \frac{k_y (\mu_{yz} + \mu_{zy})}{2\mu_{zz}} \pm \left[\frac{k_y^2 (\mu_{yz} + \mu_{zy})^2}{4\mu_{zz}^2} - \frac{k_y^2 \mu_{yy} - \omega^2 \varepsilon_0 (\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_{yz} \mu_{zy})}{\mu_{zz}} \right]^{0.5}. \quad (11)$$

Прямая волна имеет волновой вектор, определяемый (11) со знаком "плюс", обратная – со знаком "минус". Угол распространения фронта волны по отношению к нормали

$$\alpha = \arctg(k_y/k_z). \quad (12)$$

Компоненты вектора Пойтинга необыкновенной волны определяются следующим образом:

$$S_z = E_x H_y^* = -\frac{k_z \mu_{zz} + k_y \mu_{yz}}{\omega(\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_{yz} \mu_{zy})} E_x^2, \quad (13)$$

$$S_y = -E_x H_z^* = -\frac{k_y \mu_{yy} + k_z \mu_{zy}}{\omega(\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_{yz} \mu_{zy})} E_x^2. \quad (14)$$

Угол распространения потока мощности по отношению к нормали:

$$\alpha_S = \arctg \frac{k_y \mu_{yy} + k_z \mu_{zy}}{k_z \mu_{zz} + k_y \mu_{yz}}. \quad (15)$$

Анализ полученных уравнений показывает, что прошедшая волна имеет действительные

нормальную (13) и тангенциальную (14) компоненты вектора Пойтинга. Следовательно, мощность этой волны в анизотропной среде распространяется под углом (15), не совпадающим с углом распространения фронта волны (12). Причем в зависимости от параметров среды и угла наклона оси анизотропии этот угол может быть как положительным, так и отрицательным.

Распространение отраженной волны. Как показано ранее, плоская гармоническая волна, распространяющаяся параллельно границе раздела вакуума и анизотропной среды, может возбуждать в этой среде объемную волну, распространяющуюся под произвольным углом к нормали. Рассмотрим распространение отраженной волны в вакууме, если она существует.

Учитывая, что тангенциальные компоненты волнового числа падающей, отраженной и прошедшей волн должны быть равны между собой и равны волновому числу в вакууме:

$$k_{\text{пад}} = k_{y \text{ пр}} = k_{y \text{ отр}} = k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}.$$

Предположим, что для удовлетворения условий непрерывности тангенциальных компонент волнового вектора отраженная волна должна распространяться либо вдоль границы, либо перпендикулярно к ней. В противном случае либо отраженная волна должна иметь большую частоту, либо не будут удовлетворены граничные условия. Действительно, если отраженная волна распространяется под произвольным углом к нормали и тангенциальная компонента равна волновому числу в вакууме, то

$$k_{\text{отр}} = \sqrt{k_y^2 + k_z^2} = \sqrt{k_0^2 + k_z^2} > k_0.$$

Более того, прошедшая волна имеет тангенциальную компоненту электрического поля для обыкновенной волны и тангенциальную компоненту магнитного поля для необыкновенной волны. Поскольку падающая волна таких компонент не имеет, то они должны существовать у отраженной волны, что невозможно при распространении отраженной волны вдоль границы раздела сред.

Исходя из этих соображений, предположим, что отраженная волна должна быть линейно поляризованной и распространяться перпендикулярно границе раздела вакуума и анизотропной среды.

Коэффициенты отражения и прохождения обыкновенной волны. Рассмотрим идеальный случай плоской волны над границей раздела вакуума и одноосной анизотропной среды. Из (3) следует, что прошедшая волна имеет компоненты

E_z, E_y, H_x . Таким образом, отраженная волна также должна содержать компоненту E_y , которая отсутствует в падающей волне.

Запишем условия непрерывности для компонент полей на границе раздела вакуума и анизотропной среды [5]:

$$\begin{cases} H_{\text{пад}} + H_{\text{отр}} = H_{\text{пр}}; \\ -E_{y\text{отр}} = E_{y\text{пр}}; \\ D_{z\text{пад}} = D_{z\text{пр}} + \sigma, \end{cases} \quad (16)$$

где $D_{z\text{пад}}$ и $D_{z\text{пр}}$ – z -компоненты векторов электрической индукции падающей и прошедшей волн соответственно.

Учитывая, что в свободном пространстве $E_y = \rho_0 H_x$ и $E_z = -\rho_0 H_x$, из (16) получим:

$$\begin{cases} 1 + R_{\text{об}} = T_{\text{об}}; \\ -\rho_0 R_{\text{об}} = [k_z / (\omega \varepsilon_0)] T_{\text{об}}; \\ \varepsilon_0 \rho_0 = (k_y / \omega) T_{\text{об}} + \sigma, \end{cases} \quad (17)$$

где $R_{\text{об}} = H_{x\text{отр}} / H_{x\text{пад}}$, $T_{\text{об}} = H_x / H_{x\text{пад}}$ – коэффициенты отражения и прохождения обыкновенной волны соответственно; σ – плотность поверхностного заряда на границе раздела. Тогда из (17) найдем коэффициенты прохождения и отражения, а также плотность поверхностного заряда

$$T_{\text{об}} = \frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\mu_0} + \sqrt{\mu_{xx} - \mu_0}}, \quad (18)$$

$$R_{\text{об}} = \frac{\sqrt{\mu_{xx} - \mu_0}}{\sqrt{\mu_0} + \sqrt{\mu_{xx} - \mu_0}}, \quad (19)$$

$$\sigma = \frac{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \sqrt{\mu_{xx} - \mu_0}}{\sqrt{\mu_0} + \sqrt{\mu_{xx} - \mu_0}}. \quad (20)$$

Анализ полученных выражений показывает, что доли электромагнитной волны, прошедшей в среду и отраженной от границы раздела, зависят только от параметров среды и не зависят в явном виде от частоты. Частотная зависимость будет наблюдаться только в случае частотной дисперсии элементов тензора магнитной проницаемости [3]. Кроме того, коэффициенты в (18)–(20) не зависят от угла наклона оси анизотропии. На поверхности раздела существует электрический заряд, являющийся следствием поляризации молекул в электромагнитном поле.

Коэффициенты отражения и прохождения необыкновенной волны. Граничные условия для компонент электромагнитного поля в данном случае (см. рис. 3) имеют вид

$$\begin{cases} E_{\text{пад}} + E_{\text{отр}} = E_{\text{пр}}; \\ -H_{y\text{отр}} = H_{y\text{пр}} + J_x; \\ -\mu_0 H_{z\text{пад}} = \mu_{zy} H_y + \mu_{zz} H_z, \end{cases} \quad (21)$$

где J_x – поверхностный ток.

Учитывая, что $E_x = -\rho_0 H_y$, $E_x = \rho_0 H_z$, и введя коэффициенты отражения $R_{\text{H}} = E_{x\text{отр}} / E_{x\text{пад}}$ и прохождения $T_{\text{H}} = E_{x\text{пр}} / E_{x\text{пад}}$, преобразуем (21) к виду

$$\begin{cases} 1 + R_{\text{H}} = T_{\text{H}}; \\ R / \rho_0 = \chi_y T + J_x; \\ -\mu_0 / \rho_0 = \mu_{zy} \chi_y T + \mu_{zz} \chi_z T. \end{cases}$$

Откуда найдем

$$\begin{cases} R_{\text{H}} = \frac{\mu_0 - \rho_0 (\mu_{zy} \chi_y + \mu_{zz} \chi_z)}{\rho_0 (\mu_{zy} \chi_y + \mu_{zz} \chi_z)}; \\ T_{\text{H}} = \frac{\mu_0}{\rho_0 (\mu_{zy} \chi_y + \mu_{zz} \chi_z)}; \\ J_x = -\frac{\mu_0 (1 + \chi_y \rho_0) - \rho_0 (\mu_{zy} \chi_y + \mu_{zz} \chi_z)}{\rho_0^2 (\mu_{zy} \chi_y + \mu_{zz} \chi_z)}. \end{cases} \quad (22)$$

После преобразований (22) получим окончательные выражения коэффициентов отражения, прохождения и поверхностного тока:

$$R_{\text{H}} = 0; \quad (23)$$

$$T_{\text{H}} = 1; \quad (24)$$

$$J_x = \frac{\mu_0 (k_z \mu_{zz} + k_y \mu_{yz})}{k_y (\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_{yz} \mu_{zy})}. \quad (25)$$

Таким образом, при распространении плоской гармонической волны, включающей компоненты E_x, H_y, H_z , вдоль границы раздела вакуума и анизотропной среды отраженная волна отсутствует (23), коэффициент прохождения равен единице (24), а на границе раздела существуют поверхностные токи (25). Данные токи фактически являются токами смещения и связаны с явлением поляризации молекул в электромагнитном поле. Они зависят от параметров среды и угла наклона оси анизотропии.

В настоящей статье рассмотрены эффекты, возникающие при распространении плоской гармонической волны параллельно границе раздела вакуума и одноосной анизотропной магнитной среды. Показано, что прошедшая в анизотропную среду волна имеет как нормальную компоненту волнового вектора, так и нормальную компоненту вектора Пойнтинга.

Доказано также, что в данном случае отраженная волна должна распространяться перпендикулярно границе раздела. При этом для необыкновенной волны отраженная волна вообще отсутствует. Коэффициенты отражения и прохождения в рассмотренной модели не зависят от частоты при отсутствии частотной дисперсии материальных параметров.

Важно остановиться на практическом использовании данного явления. В частности отметим,

что его необходимо учитывать при расчете и проектировании сверхвысокочастотных и оптических систем связи. Кроме того, эффект стягивания дает возможность создания новых сверхвысокочастотных устройств, таких как делители мощности [1], частотные детекторы с вентиляльными свойствами, фильтры с вентиляльными свойствами [6], дуплексные вентили [7], переключатели [8] для телекоммуникационных систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vytovtov K., Mospan L. Penetration Effect in Gyrotropic Slab: Theory and Applications // J. of Optical Society of America. 2012. Vol. 29, № 6. P. 877–882.
2. Vytovtov K., S. Zouhdi S. Exotic Reflection of Plane Waves by Anisotropic Structures // Metamaterials'2012: The 6th Int. Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, 17–22 sept. 2012, St. Petersburg, Russia / Roma. Metamorphose vi AISBL. 2012. P.432–434.
3. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферримангнетики. М.: Мир, 1965. 676 с.
4. Лурье А. И. Аналитическая механика. М.: Физматлит, 1961. 824 с.
5. Федоров Н. Н. Основы электродинамики. М.: Высш. шк., 1980. 399 с.
6. Vytovtov K., Gnatushenko V., Zouhdi S. Terahertz Range Double Direction Isolator Based on Stratified Antiferromagnetic–Dielectric Structures. Theoretical Investigation // Elektronika. 2015. Vol. 2. P. 75–78.
7. The Terahertz Controlled Duplex Isolator: Physical Grounds and Numerical Experiment / K. Vytovtov, S. Zouhdi, R. Dubrovka, V. Hnatushenko // Int. J. of Microwave Science and Technology. Hindawi Publishing Corporation. 2016. Vol. 2016. ID 1468508. 7 p.
8. Barabanov I. O., Maltseva N. S., Barabanova E. A. Switching Cell for Information Transmission Optical Systems // 2016 Int. Conf. on Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE 2016). Conf. Proc. P. 343–347.

Статья поступила в редакцию 13 января 2017 г.

Для цитирования: Вытовтов К. А. Эффект стягивания электромагнитной волны одноосной анизотропной средой с магнитной анизотропией // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2017. № 2. С. 33–39.

Вытовтов Константин Анатольевич – кандидат физико-математических наук (2003), доцент (2005), доцент кафедры "Связь" Астраханского государственного технического университета. Автор более 70 научных работ. Сфера научных интересов – анизотропные и бианизотропные материалы; метаматериалы; математические методы.

E-mail: vytovtov_konstan@mail.ru

К. А. Vytovtov
Astrakhan State Technical University

Penetration Effect of an Uniaxial Anisotropic Medium with Magnetic Anisotropy

Abstract. *The propagation of plane harmonic wave parallel to the boundary between vacuum and uniaxial anisotropic medium is considered. The so-called penetration effect is described. It is shown that bulk wave must exist in anisotropic medium, and reflected wave must propagate perpendicular to the interface. Behavior of two types of waves within anisotropic medium is studied: an ordinary wave and an extraordinary wave behavior. For the case considered, the reflection and transmission coefficients are obtained. It is interesting to note that in case of extraordinary wave the reflection coefficient is equal to zero. Besides, surface charges and surface currents are found to exist at the interface in case of ordinary and extraordinary waves respectively. Note that all expressions are derived directly from the Maxwell's equations by means of accurate algebraic transformation.*

Keywords: Uniaxial Anisotropic Medium, Penetration Effect, Reflection Coefficient, Transmission Coefficient.

REFERENCES

1. Vytovtov K., Mospan L. Penetration Effect in Gyrotropic Slab: Theory and Applications. J. of Optical Society of America, 2012, vol. 29, no. 6, pp. 877–882.
2. Vytovtov K., Zouhdi S. Exotic Reflection of Plane Waves by Anisotropic Structures. Metamaterials'2012: The 6th Int. Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, 17–22 sept. 2012, St. Petersburg, Russia / Roma. Metamorphose vi AISBL., 2012, pp. 432–434.
3. Laks B., Batton K. *Sverkhvysokochastotnye ferrity i ferrimagnitiki* [Super high frequency ferrites and ferrimagnets]. Moscow, Mir, 1965, 676 p. (In Russian)
4. Lur'e A. I. *Analiticheskaya mekhanika* [Analytical Mechanics]. Moscow, Fizmatlit, 1961, 824 p. (In Russian)

5. Fedorov N. N. *Osnovy elektrodinamiki* [Fundamentals of Electrodynamics]. Moscow, *Vyssshaya shkola*, 1980, 399 p. (In Russian)

6. Vytovtov K., Gnatushenko V., Zouhdi S. Terahertz Range Double Direction Isolator Based on Stratified Antiferromagnetic–Dielectric Structures. Theoretical Investigation. *Elektronika*, 2015, vol. 2, pp. 75–78.

7. Vytovtov K., Zouhdi S., Dubrovka R., Hnatushenko V. The Terahertz Controlled Duplex Isolator: Physical

Grounds and Numerical Experiment. *Int. J. of Microwave Science and Technology*, Hindawi Publishing Corporation, 2016, vol. 2016, ID 1468508, 7 p.

8. Barabanov I. O., Maltseva N. S., Barabanova E. A. Switching Cell for Information Transmission Optical Systems. *Int. Conf. on Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE 2016)*, Conf. Proc., pp. 343–347.

Received January, 13, 2017

For citation: Vytovtov K. A. Penetration effect of an uniaxial anisotropic medium with magnetic anisotropy. *Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii Rossii. Radioelektronika* [Journal of the Russian Universities. Radioelectronics]. 2017, no. 2, pp. 33–39. (In Russian)

Konstantin A. Vytovtov – Ph.D. in Physics and Mathematics (2003), Associate Professor (2005), Associate Professor the Communication Department of Astrakhan State Technical University (Astrakhan). The author of more than 70 scientific publications. Area of expertise: anisotropic, bianisotropic materials; metamaterials; mathematical methods.

E-mail: vytovtov_konstan@mail.ru

УДК 621.396.677

Р. Ю. Бородулин

Военная академия связи

им. маршала Советского Союза С. М. Буденного (Санкт-Петербург)

Методы увеличения эффективности антенн, погруженных в диссипативные среды

Рассмотрены методы увеличения эффективности антенн, погруженных в грунт с различными электрическими параметрами. Приведены результаты численного анализа действующих длин, коэффициентов усиления и входных сопротивлений погруженных вибраторов различных конструкций. Представлены результаты сравнительного анализа эффективности работы цилиндрического и пластинчатого вибраторов. Раскрыты особенности построения пластинчатых вибраторов и их преимущества перед погруженными антеннами других типов.

Погруженная антенна, изолированный вибратор, пластинчатый вибратор, коэффициент усиления, входное сопротивление, действующая длина, эффективность антенны, многовибраторная синфазная система

Интерес к антеннам, размещенным на некоторой глубине в диссипативной среде (среде с потерями), довольно высок. Указанные антенны известны достаточно длительное время, их исследованию посвящены обширные монографии и технические отчеты отечественных и зарубежных специалистов [1]–[4] и др.

Применение погруженных антенн (ПА) на практике связано с рядом особенностей распространения радиоволн в диссипативных средах. Известны попытки использования указанных антенн для увеличения помехоустойчивости радиолиний, для радиосвязи в шахтах на большой глубине, в системах посадки самолетов, радио-

геологии, радиосвязи с заглубленными и погруженными объектами и т. п. [1]. Однако эффективность таких антенн остается довольно низкой по сравнению с антеннами, расположенными в воздушном пространстве, из-за влияния среды с потерями на их характеристики.

Исторически большинство исследований электрических характеристик и параметров ПА проводились экспериментально. Однако имеются примеры расчета таких антенн с использованием приближенной теории линий передач с потерями, которая получила существенное развитие во второй половине прошлого века. Например, проф. Б. В. Соуновым аналитически учтено влияние электри-