


Математическая модель бортовой антенны возвращаемых космических аппаратов с учетом поверхностных волн

В. Ф. Михайлов , И. В. Мажник

Санкт-Петербургский государственный университет
аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

 vmikhailov@pochta.tvoe.tv

Аннотация

Введение. Бортовые антенны возвращаемых гиперзвуковых летательных аппаратов являются слабонаправленными, что достигается излучением из открытого конца волновода. При прохождении плотных слоев атмосферы они подвергаются аэродинамическому нагреву, для защиты от которого применяется нагревостойкая радиопрозрачная теплозащита. Случай однородной теплозащиты антенны можно интерпретировать как отсутствие нагрева или нагрев равномерный по толщине теплозащиты.

Цель работы. Решается задача о получении аналитического описания характеристик излучения круглого волновода, закрытого плоской однородной диэлектрической пластиной. Поскольку в такой постановке приходится рассматривать резонансную область, то требуется строгое решение уравнений Максвелла.

Материалы и методы. Из известных аналитических методов решения возможно применение метода интегральных преобразований и метода собственных функций. Оба метода и использованы в работе. При этом использовано предположение, что электрические параметры диэлектрической пластины (теплозащиты) и геометрические размеры не зависят от времени.

Результаты. Получены соотношения, описывающие диаграмму направленности круглого волновода с диэлектрической теплозащитой и учитывающие электрические параметры теплозащиты и ее толщину. Также получены выражения для полей боковых, поверхностных и вытекающих волн, которые позволяют рассчитать мощность, отводимую этими полями. Получены соотношения для разделения особых точек подынтегральных выражений на полюсы, отвечающие поверхностным, вытекающим и боковым волнам, способным оказывать определенное влияние на диаграмму направленности. Для этого вывода получены аналитические соотношения для определения полюсов подынтегральных выражений, полностью описывающих поверхностные, вытекающие и боковые волны. По некоторым из полученных соотношений были проведены численные расчеты.

Заключение. Результаты показали, что мощность боковых волн равна нулю. Также из проведенных расчетов следует, что поле излучения поверхностных и вытекающих волн отсутствует, т. е. нет их вклада в диаграмму направленности.

Ключевые слова: круглый волновод, однородная теплозащита, поверхностные волны, потери электромагнитной энергии

Для цитирования: Михайлов В. Ф., Мажник И. В. Математическая модель бортовой антенны возвращаемых космических аппаратов с учетом поверхностных волн // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2022. Т. 25, № 6. С. 50–60. doi: 10.32603/1993-8985-2022-25-6-50-60

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Статья поступила в редакцию 29.09.2022; принята к публикации после рецензирования 10.11.2022; опубликована онлайн 29.12.2022

Mathematical Model of the On-Board Antenna of Reentry Spacecraft Taking into Account Surface Waves

Victor F. Mikhailov ✉, Ilya V. Mazhnik

Saint Petersburg State University of Aerospace Instrumentation,
St Petersburg, Russia

✉ vmikhailov@pochta.tvoe.tv

Abstract

Introduction. The onboard antennas of the returned hypersonic aircraft are weakly directional, which is achieved by radiation from the open end of the waveguide. When passing through dense layers of the atmosphere, they are exposed to aerodynamic heating, for protection from which a heat-resistant radio-transparent thermal protection is used. The case of uniform thermal protection of the antenna can be interpreted as the absence of heating or heating uniform in the thickness of the thermal protection.

Aim. The problem of obtaining an analytical description of the radiation characteristics of a circular waveguide closed by a flat homogeneous dielectric plate is solved. Since in such a formulation it is necessary to consider the resonant domain, a strict solution of Maxwell's equations is required

Materials and methods. Of the known analytical methods of solution, it is possible to use the method of integral transformations and the method of eigen functions. Both of these methods are used in the work. In this case, the assumption is used that the electrical parameters of the dielectric plate (thermal protection) and the geometric dimensions do not depend on time.

Results. The relations describing the directional pattern of a circular waveguide with dielectric thermal protection and taking into account the electrical parameters of thermal protection and its thickness are obtained. Expressions are also obtained for the fields of lateral, surface and outflow waves, from which it is possible to calculate the power output by these fields. Relations for the separation of singular points of integrand expressions into poles corresponding to surface, outflow and lateral waves are obtained. Surface, outflow and lateral waves can have a certain effect on the radiation pattern. To determine this conclusion, analytical relations are obtained for determining the poles of integrand expressions that fully describe surface, outflow and side waves. All the analytical results obtained correspond to Numerical calculations were carried out on some of the obtained ratios.

Conclusion. The results showed that the power of the side waves is zero. It also follows from the calculations carried out that there is no radiation field of surface and outgoing waves, i.e. there is no contribution of them to the radiation pattern.

Keywords: circular waveguide, uniform heat protection, surface waves, efficiency

For citation: Mikhailov V. F., Mazhnik I. V. Mathematical Model of the On-Board Antenna of Reentry Spacecraft Taking into Account Surface Waves. Journal of the Russian Universities. Radioelectronics. 2022, vol. 25, no. 6, pp. 50–60. doi: 10.32603/1993-8985-2022-25-6-50-60

Conflict of interest. The authors declare no conflicts of interest.

Submitted 29.09.2022; accepted 10.11.2022; published online 29.12.2022

Введение. Бортовые антенны возвращаемых космических аппаратов подвергаются интенсивному аэродинамическому нагреву при прохождении аппаратом плотных слоев атмосферы [1, 2]. В этих условиях для защиты антенн от внешних воздействий используется теплозащита, обладающая свойствами радиопрозрачности, нагревостойкости и термостабильности электрических параметров (относительной диэлектрической проницаемости ϵ и тангенса угла диэлек-

трических потерь $\operatorname{tg} \delta$). Даже у самых термостабильных диэлектриков электрические параметры существенно изменяются при высокотемпературном аэродинамическом нагреве [3–5]. Эти изменения приводят к заметному росту потерь в теплозащите, отражению от ее границ, а также к возникновению поверхностных и боковых волн. Оценка этих изменений совершенно необходима для определения радиотехнических характеристик бортовой радиоаппаратуры.

Математическая модель бортовой антенны

возвращаемых космических аппаратов с учетом поверхностных волн

Mathematical Model of the On-Board Antenna of Reentry Spacecraft Taking into Account Surface Waves

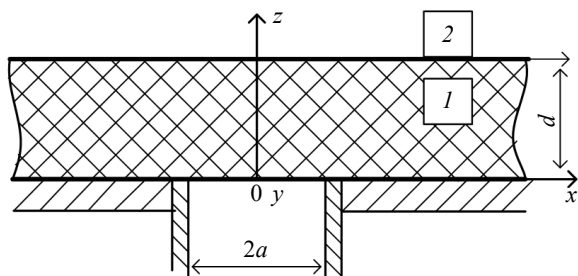


Рис. 1. Электродинамическая модель антенного окна:
 d – толщина однородного слоя теплозащиты; a – радиус волновода; x, y, z – декартовы координаты
(1 – область, занимаемая диэлектрической защитой;
2 – область за пластиной)

Fig. 1. Electrodynamic model of the antenna window:
 d – the thickness of a homogeneous layer of thermal protection;
 a – the radius of the waveguide; x, y, z – Cartesian coordinates
(1 – the area occupied by the dielectric protection;
2 – the area behind the plate)

Разработка математической модели бортовой антенны выполняется для электродинамической модели, представленной на рис. 1. В первом приближении рассматривается плоская однородная теплозащита толщиной d , закрывающая раскрыв антенны (открытый конец круглого волновода с радиусом a).

В общем случае решение задачи сводится к решению уравнений Максвелла для неоднородной среды и произвольного изменения электрических параметров среды во времени. При ряде упрощающих предположений задача решалась в приближении геометрической оптики, которое справедливо для квазиоптической области [6–8]. Для нашего случая (резонансная область) требуется строгое решение уравнений Максвелла. В первом приближении будем рассматривать плоскую однородную теплозащиту, что соответствует равномерному нагреву, а также нагрев теплозащиты с небольшим темпом, что можно интерпретировать как независимость от времени электрических параметров. Из аналитических методов решения возможно применение метода интегральных преобразований и метода собственных функций. Оба указанных метода будем использовать в дальнейшем.

Методы исследований. В первом приближении считается, что распространение поля в раскрыве излучателя не зависит от электрических и геометрических параметров диэлектрической теплозащиты. В этом случае уравнения Максвелла сводятся к волновому уравнению, которое можно решать как для

электрической, так и для магнитной компоненты поля излучения.

Решение для магнитной компоненты оказывается более удобным из-за простого вида граничных условий [9].

Волновое уравнение для магнитной компоненты H_y имеет вид

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + k^2 \varepsilon H_y = 0, \quad (1)$$

где k – волновое число; ε – относительная диэлектрическая проницаемость; $\varepsilon = \varepsilon_1$ при $0 \leq z \leq d$; $\varepsilon = 1$ при $z > d$.

Уравнение (1) получено для плоской и однородной волны, что не выполняется для излучения бортовой антенны. Тогда для применения волнового уравнения используем концепцию углового спектра плоских волн, которая реализуется использованием преобразования Фурье по координатам x и y к уравнению (1). Получим

$$\frac{\partial^2 \hat{H}_y}{\partial z^2} + (k^2 \varepsilon - k_x^2 - k_y^2) \hat{H}_y = 0, \quad (2)$$

где

$$\hat{H}_y = \int \int_{-\infty}^{\infty} H_y(x, y, 0) \exp[-j(k_x x + k_y y)] dx dy$$

– прямое преобразование Фурье H_y (угловой спектр плоских волн); k_x, k_y – проекция волнового числа на оси x и y .

Решение (2) для области, занимаемой диэлектрической пластиной (область 1 на рис. 1, $0 < z < d$), известно и будет иметь следующий вид:

$$\hat{H}_y^{(1)} = D \exp(-jk_{z1} z) + L \exp(jk_{z1} z),$$

где D и L – постоянные интегрирования;
 $k_{z1} = \sqrt{k^2 \varepsilon - k_x^2 - k_y^2}$.

Для области 2, т. е. области за пластиной ($z \geq d$), получаем

$$\hat{H}_y^{(2)} = M \exp(-jk_z z),$$

где M – постоянная интегрирования;
 $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$.

Для касательной магнитной составляющей поля H_x получаем следующие уравнения для спектральной составляющей \hat{H}_x :

$$\begin{aligned}\hat{H}_x^{(1)} &= A \exp(-jk_{z_1} z) + B \exp(jk_{z_1} z); \\ \hat{H}_x^{(2)} &= C \exp(-jk_z z),\end{aligned}$$

где A, B, C – постоянные интегрирования.

Спектральные составляющие электрического поля получим из уравнений, вытекающих из уравнения Максвелла:

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -j\omega\epsilon_0\epsilon E_x; \quad \frac{\partial H_x}{\partial z} = j\omega\epsilon_0\epsilon E_y,$$

где ω – угловая частота; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная. В результате

$$\begin{aligned}\hat{E}_x^{(1)} &= -\frac{k_{z_1}}{\omega\epsilon_0\epsilon_1} [D \exp(-jk_{z_1} z) - L \exp(jk_{z_1} z)]; \\ \hat{E}_x^{(2)} &= -\frac{k_z}{\omega\epsilon_0} M \exp(-jk_z z); \\ \hat{E}_y^{(1)} &= \frac{k_{z_1}}{\omega\epsilon_0\epsilon_1} [A \exp(-jk_{z_1} z) - B \exp(jk_{z_1} z)]; \\ \hat{E}_y^{(2)} &= \frac{k_z}{\omega\epsilon_0} [C \exp(-jk_z z)].\end{aligned}$$

Постоянные интегрирования A, B, C, D, L, M определяются из граничных условий при $z = 0$ и $z = d$. Будем рассматривать основную моду колебаний в круглом волноводе (волны типа H_{11}), тогда граничные условия примут вид

$$\begin{aligned}-\frac{k_{z_1}}{\omega\epsilon_0\epsilon_1} (D - L) &= \hat{E}_{x_0}; \\ \frac{k_{z_1}}{\omega\epsilon_0\epsilon_1} (A - B) &= \hat{E}_{y_0}; \\ D \exp(-jk_{z_1} d) - L \exp(jk_{z_1} d) &= \\ &= \frac{\epsilon_1 k_z}{k_{z_1}} M \exp(-jk_z d); \\ A \exp(-jk_{z_1} d) - B \exp(jk_{z_1} d) &= \\ &= \frac{\epsilon_1 k_z}{k_{z_1}} C \exp(-jk_z d);\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}&-k_x k_y [D \exp(-jk_{z_1} d) + L \exp(jk_{z_1} d)] + \\ &+ (k_1^2 - k_x^2) [A \exp(-jk_{z_1} d) + B \exp(jk_{z_1} d)] = \\ &= \epsilon_1 [(k^2 - k_x^2) C \exp(-jk_z d) - k_x k_y M \exp(-jk_z d)]; \\ &(k_1^2 - k_y^2) [D \exp(-jk_{z_1} d) + L \exp(jk_{z_1} d)] - \\ &-k_x k_y [A \exp(-jk_{z_1} d) + B \exp(jk_{z_1} d)] = \\ &= [(k^2 - k_y^2) M \exp(-jk_z d) - k_x k_y C \exp(-jk_z d)] \epsilon_1,\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}\hat{E}_{x_0} &= \iint_{\Pi} E_x(x', y', 0) \exp[-j(k_x x' + k_y y')] dx' dy'; \\ \hat{E}_{y_0} &= \iint_{\Pi} E_y(x', y', 0) \exp[-j(k_x x' + k_y y')] dx' dy',\end{aligned}$$

причем Π – область интегрирования по раскрыву круглого волновода; x', y' – координаты, отсчитываемые в раскрыве изучаемого волновода.

Не представляя подробных преобразований, приведем в полном виде выражения коэффициентов, входящих в решение волновых уравнений спектральных составляющих. При этом используем следующую замену переменных: $k_x = \beta \cos \alpha$,

$$k_y = \beta \sin \alpha, \quad k_z = \sqrt{k^2 - \beta^2}, \quad k_{z_1} = \sqrt{k^2 \epsilon_1 - \beta^2}.$$

Поскольку выражения коэффициентов получаются весьма громоздкими, для компактной формы записи применим следующие обозначения:

$$\begin{aligned}\sqrt{k^2 - \beta^2} &= a; \quad \sqrt{k^2 \epsilon_1 - \beta^2} = b; \quad \sqrt{k^2 \epsilon_1 - \beta^2} \cdot d = c; \\ \beta^2 \sin \alpha \cos \alpha &= e; \quad k^3 - \beta^2 \cos^2 \alpha = f; \\ k^2 \epsilon_1 - \beta^2 \cos^2 \alpha &= g; \\ k^2 - \beta^2 \sin^2 \alpha &= h; \quad k^2 \epsilon_1 - \beta^2 \sin^2 \alpha = l; \\ \sqrt{k^2 - \beta^2} \cdot d &= p.\end{aligned}$$

Тогда

$$\begin{aligned}A &= \frac{\omega\epsilon_0\epsilon_1}{b} \frac{\exp(jc)}{\Delta} \times \\ &\times \{ \hat{E}_x e a b k^2 (1 - \epsilon_1) (\cos c - j \sin c) + \\ &+ \hat{E}_y [e^2 (a + b) (j b \sin c + a \cos c) + \\ &+ (b f + a g) (-j \sin c h b \cos c l a)] \};\end{aligned} \quad (3)$$

$$B = A - \hat{E}_y \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1}{b}; \quad (4)$$

$$C = \frac{b}{a} \exp[j(p+c)] \times \\ \times \left[\hat{E}_y \frac{\omega}{b} - j \frac{2A}{\varepsilon_1} \sin c \exp(-jc) \right]; \quad (5)$$

$$D = \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1 \exp(jc)}{b\Delta} \times \\ \times \hat{E}_x \left[e^2(a+b)(jb \sin c + a \cos c) - \right. \\ \left. - (bh + al)(jlb \sin c + ag \cos c) + \right. \\ \left. + \hat{E}_y aebk^2(1 - \varepsilon_1)(j \sin c - \cos c) \right]; \quad (6)$$

$$L = D + \hat{E}_{x0} \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1}{b}; \quad (7)$$

$$M = -\frac{b}{a} \exp[j(p+c)] \times \\ \times \left[\hat{E}_{x0} \frac{\omega \varepsilon_0}{b} + j \frac{2D}{\varepsilon_1} \sin c \exp(-jc) \right], \quad (8)$$

где

$$\Delta = 2\sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \sqrt{k^2 - \beta^2} \cdot k^2 \times \\ \times \left[j\sqrt{k^2 - \beta^2} \sin(\sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \cdot d) + \right. \\ \left. + \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \cos(\sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \cdot d) \right] \times \\ \times \left[\varepsilon_1 \sqrt{k^2 - \beta^2} \cos(\sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \cdot d) + \right. \\ \left. + j\sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \sin(\sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \cdot d) \right].$$

На основании полученных выражений углового спектра плоских волн \hat{E}_{x0} и \hat{E}_{y0} для моды H_{11} и обратного преобразования Фурье получим [10]

$$E_x^{(1,2)} = \iint_{\Pi} F_{x1}^{(1,2)}(x, y, z, x', y', 0) \times \\ \times E_x(x', y', 0) dx' dy' + \\ + \iint_{\Pi} F_{x2}^{(1,2)}(x, y, z, x', y', 0) \times \\ \times E_y(x', y', 0) dx' dy'; \quad (9)$$

$$E_y^{(1,2)} = \iint_{\Pi} F_{y1}^{(1,2)}(x, y, z, x', y', 0) \times \\ \times E_x(x', y', 0) dx' dy' + \\ + \iint_{\Pi} F_{y2}^{(1,2)}(x, y, z, x', y', 0) \times \\ \times E_y(x', y', 0) dx' dy'. \quad (10)$$

Функции F в (9), (10) определяются на основании (3)–(8). После преобразования можно записать

$$F_{x1}^{(2)} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{j2 \sin(k_{z1} d)}{\Delta} - \right. \\ \left. - k_x^2 k_y^2 (k_z + k_{z1}) \times \right. \\ \times [jk_{z1} \sin(k_{z1} d) + k_z \cos(k_{z1} d)] + \\ \left. + [k_{z1} (k^2 - k_y^2) + k_z (k^2 \varepsilon_1 - k_y^2)] \times \right. \\ \times [j(k^2 - k_x^2) k_{z1} \sin(k_{z1} d) + \\ \left. + (k^2 \varepsilon_1 - k_x^2) k_z \cos(k_{z1} d)] - 1 \right\} \times \\ \times \exp \left\{ -j \left[k_z z - (k_z + k_{z1}) d \right] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ -j\beta [(x' - x) \cos \alpha + \right. \\ \left. + (y' - y) \sin \alpha] \right\} \beta d\beta d\alpha = \\ = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \Phi_x^{(2)} \exp(-jk_z z) \times \\ \times \exp \left\{ -j\beta [(x' - x) \cos \alpha + \right. \\ \left. + (y' - y) \sin \alpha] \right\} \beta d\beta d\alpha; \quad (11)$$

$$F_{x2}^{(2)} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{j2 \sin(k_{z1} d)}{\Delta} k_x k_y \times \\ \times k_{z1} k^2 k_z \exp(jk_z d) \times \\ \times \exp \left\{ -j \left[k_z z - (k_z + k_{z1}) d \right] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ -j\beta [(x' - x) \cos \alpha + \right. \\ \left. + (y' - y) \sin \alpha] \right\} \beta d\beta d\alpha = \\ = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \Phi_y^{(2)} \exp(-jk_z z) \times \\ \times \left\{ -j\beta [(x' - x) \cos \alpha + (y' - y) \sin \alpha] \right\} \beta d\beta da; \quad (12)$$

$$\begin{aligned}
 F_{y1}^{(2)} &= \\
 &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{j2 \sin(k_{z1}d)}{\Delta} k_x k_y k_z k_{z1} \times \right. \\
 &\times k^2 (1 - \varepsilon_1) [\cos(k_{z1}d) - j \sin(k_{z1}d)] \times \\
 &\times \exp[-j(k_z z) - (k_z + k_{z1})d] \times \\
 &\times \exp\{-j\beta[(x' - x)\cos\alpha + \\
 &+ (y' - y)\sin\alpha]\} \beta d\beta d\alpha = \\
 &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \xi_x^{(2)} \exp(-jk_z z) \times \\
 &\times \exp\{-j\beta_x[(x' - x)\cos\alpha + \\
 &+ (y' - y)\sin\alpha]\} \beta d\beta d\alpha; \quad (13) \\
 F_{y2}^{(2)} &= \\
 &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{j2 \sin(k_{z1}d)}{\Delta} \{k_x^2 k_y^2 (k_z + k_{z1}) \times \right. \\
 &\times [jk_{z1} \sin(k_{z1}d) + k_z \cos(k_{z1}d)] \} + \\
 &+ [k_{z1} (k^2 - k_x^2) + k_z (k^2 \varepsilon_1 - k_x^2)] \times \\
 &\times [-j(k^2 - k_y^2) k_{z1} \sin(k_{z1}d) - \\
 &- (k^2 \varepsilon_1 - k_y^2) k_z \cos(k_{z1}d)] - 1 \} \times \\
 &\times \exp\{-j[k_z z - (k_z + k_{z1})d]\} \times \\
 &\times \exp\{-j\beta[(x' - x)\cos\alpha + \\
 &+ (y' - y)\sin\alpha]\} \beta d\beta d\alpha = \\
 &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \xi_y^{(2)} \exp(-jk_z z) \times \\
 &\times \exp\{-j\beta[(x' - x)\cos\alpha + (y' - y)\sin\alpha]\} \beta d\beta d\alpha. \quad (14)
 \end{aligned}$$

Пусть круглый волновод в проводящем экране излучает основную волну H_{11} , тогда составляющие электрического поля в раскрыве при $z = 0$ имеют следующий вид [11]:

$$\begin{aligned}
 E_x(x', y', 0) &= E_r(r', \varphi') = \\
 &= \frac{-jH_0 a^2 \omega \mu_0}{\eta_{11}^2 r'} J_1\left(\frac{\eta_{11} r'}{a}\right) \cos \varphi';
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_y(x', y', 0) &= E_\varphi(r', \varphi') = \\
 &= \frac{jH_0 a \omega \mu_0}{\eta_{11}} J_1'\left(\frac{\eta_{11} r'}{a}\right) \sin \varphi',
 \end{aligned}$$

где r', φ' – цилиндрическая система координат; H_0 – амплитуда, определяемая мощностью источника поля; ω – угловая частота; μ_0 – абсолютная магнитная проницаемость воздуха; J_1 – функция Бесселя первого порядка; η_{11} – корень функции Бесселя;

$$J_1' = \frac{1}{2} \left[J_0\left(\frac{\eta_{11} r'}{a}\right) - J_2\left(\frac{\eta_{11} r'}{a}\right) \right]$$

– производная функции Бесселя первого порядка [12], где J_0 и J_2 – функции Бесселя первого рода нулевого и второго порядка соответственно.

Поверхностные волны могут изменить вид диаграммы направленности. В общем случае в соответствии с теоремой Коши интегралы для функций $F_{x1}^{(2)}, F_{y1}^{(2)}, F_{x2}^{(2)}, F_{y2}^{(2)}$ могут быть представлены в следующем виде:

$$F = \frac{1}{4\pi^2} \left[\int_l \dots d\beta + U(C_\varepsilon) \int_{l_\varepsilon} \dots d\beta + U(C_p) \int_{l_p} \dots d\beta \right], \quad (15)$$

где $U(C_{\varepsilon,p})$ – единичная функция Хевисайда;

$$\begin{aligned}
 C_{\varepsilon,p} &= \operatorname{Re} \left(\arcsin \frac{\beta_{\varepsilon,p}}{k} \right) \pm \varphi - \\
 &- \arccos \left[\operatorname{sch} J_m \left(\arcsin \frac{\beta_{\varepsilon,p}}{k} \right) \right]
 \end{aligned}$$

– величины, определяемые на комплексной плоскости β .

Первый интеграл по контуру l описывает диаграмму направленности и вычисляется методом перевала. Вторым интегралом l_ε вычисляется по берегам разреза, при этом разрез целесообразно выбрать так, чтобы это была прямая, параллельная мнимой оси на комплексной плоскости β .

Условия существования поверхностных и вытекающих волн определяются из расположения полюсов подынтегральных функций

$F_{x_1}^{(2)}, F_{y_1}^{(2)}, F_{x_2}^{(2)}, F_{y_2}^{(2)}$, причем полюсы соответствуют равенству нулю знаменателей отмеченных выражений. Представив знаменатель в виде множителей и выполнив ряд преобразований, получим следующее уравнение для полюсов:

$$\left[j\varepsilon_1 \sqrt{k^2 - \beta^2} - \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \operatorname{tg} \left(d \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \right) \right] \times \\ \times \left[j \sqrt{k^2 - \beta^2} + \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \operatorname{ctg} \left(d \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \right) \right] = 0.$$

Учитывая, что $\operatorname{Re}(k_z) \geq 0$, $j\varepsilon_1 \sqrt{k^2 - \beta^2} = \sqrt{\beta^2 - k^2}$, получим окончательно выражения для определения полюсов в виде следующих дисперсионных уравнений:

$$\varepsilon_1 \sqrt{\beta^2 - k^2} = \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \operatorname{tg} \left(d \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \right) \quad (16)$$

– для четных E -мод;

$$\sqrt{\beta^2 - k^2} = -\sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \operatorname{ctg} \left(d \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \right) \quad (17)$$

– для нечетных H -мод.

По теореме Коши интеграл (15) по контуру l_p определится суммой вычетов:

$$\int_{l_p} \dots d\beta = \sum_{i=1}^n \operatorname{Res}(\beta_i), \quad (18)$$

где β_i – корни уравнений (16) и (17).

Для дифференциации особых точек на полюсы, определяющие поверхностные и вытекающие волны, целесообразно перейти с комплексной плоскости β на плоскость комплексного угла $\beta = k \sin \tau$, где $\tau = \tau_r + j\tau_j$, а индексы r и j обозначают реальную и мнимую части. Поверхностная волна будет иметь место при

$$\tau_r = \pi/2; \tau_j > 0.$$

Вытекающие волны находятся в следующей области комплексных углов: $0 < \tau_r < \pi$, кроме $\tau_r = \pi/2$; $\tau_j > 0$. При этом область $0 < \tau_r < \pi$ определяет обратную волну, не удовлетворяющую условиям излучения на бесконечности.

При наличии потерь в диэлектрической теплозащите бортовой антенны имеем

$k_1 = k_r - jk_j$, тогда полюсы, соответствующие соотношениям для комплексного угла τ :

$$\tau_r = \arccos \left(-\frac{\varepsilon \operatorname{tg} \delta}{\operatorname{sh} \tau_j} \right); \varepsilon - \sqrt{1 - \frac{\varepsilon^2 \operatorname{tg}^2 \delta}{\operatorname{sh}^2 \tau_j}} \operatorname{ch} \tau_j < 0.$$

Если $\cos \tau_r \operatorname{sh} \tau_j \neq -\varepsilon \operatorname{tg} \delta$, то полюсы, удовлетворяющие этому соотношению, определяют поле вытекающей волны.

Для определения вклада поверхностных волн в диаграмму излучения, исходя от интеграла (15) по контуру l_θ , необходимо в (9) и (10) подставить следующие выражения:

$$F_{x_{1E}}^{(2)} = \frac{j}{2\pi} \times \\ \times \sum_{i=1}^n \frac{U(C_{p_i}) \int_0^{2\pi} \varphi_x^{(2)}(\beta_i, \alpha) N(\beta_i, \alpha) d\alpha \psi_1(\beta_i)}{\psi_1'(\beta_i)} \Big|_{\beta_i = \beta_i^E}; \quad (19)$$

$$F_{x_{2E}}^{(2)} = \frac{j}{2\pi} \times \\ \times \sum_{i=1}^n \frac{U(C_{p_i}) \int_0^{2\pi} \varphi_y^{(2)}(\beta_i, \alpha) N(\beta_i, \alpha) d\alpha \psi_1(\beta_i)}{\psi_1'(\beta_i)} \Big|_{\beta_i = \beta_i^E}; \quad (20)$$

$$F_{y_{1E}}^{(2)} = \frac{j}{2\pi} \times \\ \times \sum_{i=1}^n \frac{U(C_{p_i}) \int_0^{2\pi} \xi_x^{(2)}(\beta_i, \alpha) N(\beta_i, \alpha) d\alpha \psi_1(\beta_i)}{\psi_1'(\beta_i)} \Big|_{\beta_i = \beta_i^E}; \quad (21)$$

$$F_{y_{2E}}^{(2)} = \frac{j}{2\pi} \times \\ \times \sum_{i=1}^n \frac{U(C_{p_i}) \int_0^{2\pi} \xi_y^{(2)}(\beta_i, \alpha) N(\beta_i, \alpha) d\alpha \psi_1(\beta_i)}{\psi_1'(\beta_i)} \Big|_{\beta_i = \beta_i^E}, \quad (22)$$

где

$$\psi_1(\beta) = j \operatorname{ctg} \left(\sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \cdot d \right) \times \\ \times k^2 \varepsilon_1 \sqrt{k^2 - \beta^2} - k^2 \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2}; \\ N = -2 \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2} \sqrt{k^2 - \beta^2} \cdot k^2 \exp(-jk_z z) \times \\ \times \exp \{ -j\beta [(x' - x) \cos \alpha + (y' - y) \sin \alpha] \beta \};$$

индекс E обозначает моду.

При нахождении этих точек можно будет определить вклад поверхностных волн.

Выражения $F_{x1H}^{(2)}, F_{y1H}^{(2)}, F_{x2H}^{(2)}, F_{y2H}^{(2)}$ для H -мод будут характеризоваться уравнениями, аналогичными (11)–(14), в которых заменятся $\psi_1(\beta)$ на $\psi_2(\beta)$ и $\psi'_1(\beta)$ на $\psi'_2(\beta)$, которые и будут рассчитываться для значений β соответствующих полюсов β_i^H , причем

$$\psi_2(\beta) = \sqrt{k^2 - \beta^2} - j \operatorname{ctg}\left(d\sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2}\right) \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2}.$$

Выражения $F_{x1E}^{(2)}, F_{y1E}^{(2)}, F_{x2E}^{(2)}, F_{y2E}^{(2)}$ запишутся аналогично выражениям с заменой, соответственно, $\varphi_{xN}^{(2)}$ на $\varphi_{xN}^{(1)}$; $\varphi_{yN}^{(2)}$ на $\varphi_{yN}^{(1)}$; $\zeta_{xN}^{(2)}$ на $\zeta_{xN}^{(1)}$; $\zeta_{yN}^{(2)}$ на $\zeta_{yN}^{(1)}$, где

$$\begin{aligned}\varphi_{xN}^{(1)} &= \varphi_{x(-)}^{(1)} (N_{(-)} - N_{(+)}) - N_{(+)}; \\ \varphi_{yN}^{(1)} &= \varphi_{y(-)}^{(1)} (N_{(-)} - N_{(+)}); \\ \zeta_{xN}^{(1)} &= \zeta_{x(-)}^{(1)} (N_{(-)} + N_{(+)}); \\ \zeta_{yN}^{(1)} &= \zeta_{y(-)}^{(1)} (N_{(-)} - N_{(+)}) - N_{(+)}.\end{aligned}$$

Здесь $N_{(-)}$ соответствует выражению N с заменой $\exp(-jk_z z)$ на $\exp(-jk_{z1} z)$; $N_{(+)}$ соответствует N с заменой $\exp(-jk_z z)$ на $\exp(-jk_{z1} z)$;

$$\begin{aligned}\varphi_{x(-)}^{(1)} &= \frac{\exp(jk_{z1} d)}{\Delta} \left\{ k_x^2 k_y^2 (k_z + k_{z1}) \times \right. \\ &\times \left[jk_{z1} \sin(k_{z1} d) + k_z \cos(k_{z1} d) \right] - \\ &- \left[k_{z1} (k^2 - k_y^2) + k_z (k^2 \varepsilon_1 - k_y^2) \right] \times \\ &\times \left[(k^2 - k_x^2) k_{z1} \sin(k_{z1} d) + \right. \\ &\left. + k_z (k^2 \varepsilon_1 - k_x^2) \cos(k_{z1} d) \right] \Big\}; \\ \varphi_{y(-)}^{(1)} &= \zeta_{x(-)}^{(1)} \frac{k_z k_{z1} k_x k_y k^2 (\varepsilon_1 - 1)}{\Delta};\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\zeta_{y(-)}^{(1)} &= \frac{\exp(jk_{z1} d)}{\Delta} \times \\ &\times \left\{ \left[k_{z1} (k^2 - k_x^2) + k_z (k^2 \varepsilon_1 - k_x^2) \right] \times \right. \\ &\times \left[jk_{z1} (k^2 - k_y^2) \sin(k_{z1} d) + \right. \\ &\left. + k_z (k^2 \varepsilon_1 - k_y^2) \cos(k_{z1} d) \right] - \\ &\left. - k_x^2 k_y^2 (k_z + k_{z1}) \left[jk_{z1} \sin(k_{z1} d) + k_z \cos(k_{z1} d) \right] \right\}.\end{aligned}$$

Выражения $F_{x1H}^{(1)}, F_{y1H}^{(1)}, F_{x2H}^{(1)}, F_{y2H}^{(1)}$ оказываются аналогичны соответствующим выражениям E -мод, в которых выполнена замена $\psi_1(\beta_i)$ и $\psi'_1(\beta_i)$ на $\psi_2(\beta_i)$ и $\psi'_2(\beta_i)$.

Поверхностные волны при определенных условиях могут отводить большую часть мощности, подводимой для излучения. Для расчета этой ситуации необходимо найти полные выражения поверхностных волн, а не только в точке перевала. Рассчитать поля поверхностных волн в диэлектрической теплозащите и воздухе можно по (9), (10) и (18) совместно с (19)–(22), исключив из этих выражений множители в виде функций Хевисайда. Количественную оценку влияния поверхностных волн выполним следующим образом:

$$\nu = \frac{P_{\text{пов}}}{P_{\text{пад}}},$$

где $P_{\text{пов}}$ – мощность поверхностных волн; $P_{\text{пад}}$ – мощность падающая, подводимая к излучателю.

Мощность может быть рассчитана по следующему выражению:

$$P_{\text{пов}} = \frac{1}{2Z_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} |E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2 r^2 \sin \theta d\theta d\varphi,$$

где

$$\begin{aligned}E_\theta &= E_x \cos \theta \cos \varphi + E_y \cos \theta \sin \varphi - E_z \sin \theta; \\ E_\varphi &= E_y \cos \varphi - E_x \sin \varphi; \\ E_z &= \frac{1}{j\omega \varepsilon_0 Z_0} \frac{\partial E_x}{\partial x}; \\ r &= \sqrt{z^2 + (x' - x)^2 + (y' - y)^2}.\end{aligned}$$

Для круглого волновода с волной H_{11} имеем

$$P_{\text{пад}} = Z_0 H_0^2 \frac{k \pi a^4}{4} \sqrt{k^2 - (\eta_{11}/a)^2} \times \\ \times [J_1(\eta_{11})/\eta_{11}]^2 [1 - 1/\eta_{11}^2],$$

где Z_0 – волновое сопротивление свободного пространства;

$$P_{\text{пов}} = P_{\text{пов}}^{(1,2)E} + P_{\text{пов}}^{(1,2)H}.$$

Расчет $P_{\text{пов}}^{(1)E,H}$ выполняется по (15) с заменой Z_0 на $Z_a = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_1}}$.

Результаты. Расчет потери энергии на поверхностные волны основывается только на известных температурных зависимостях электрических параметров теплозащиты. Температурные зависимости определяются видом теплозащиты антенны, а значение температуры – траекторией полета. При интенсивном нагреве теплозащиты в разы возрастает тангенс угла диэлектрических потерь. При расчете будем считать, что нагрев по толщине теплозащиты равномерный.

На рис. 2 изображены потери на поверхностные волны для различных материалов. Для расчета взят круглый волновод с радиусом $a = 1.2$ см и длиной волны $\lambda = 3$ см. В результате расчета было выявлено, что мощность поверхностных волн в теплозащите сильно возрастает при росте тангенса угла диэлектрических потерь и относительной диэлектрической проницаемости [13–15]. На рис. 3 изображены потери на поверхностные волны для разной толщины теплозащиты. Из него следует, что при увеличении толщины теплозащиты, влияние поверхностных волн возрастает.

Заключение. Получены выражения для полей поверхностных волн, которые позволяют рассчитать мощность, поглощающую в себя

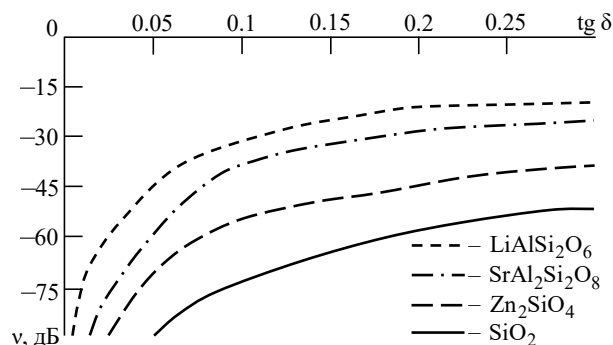


Рис. 2. Влияние поверхностных волн на потери мощности в бортовой антенне при $d = 3$

Fig. 2. The effect of surface waves on the power loss in the on-board antenna at $d = 3$

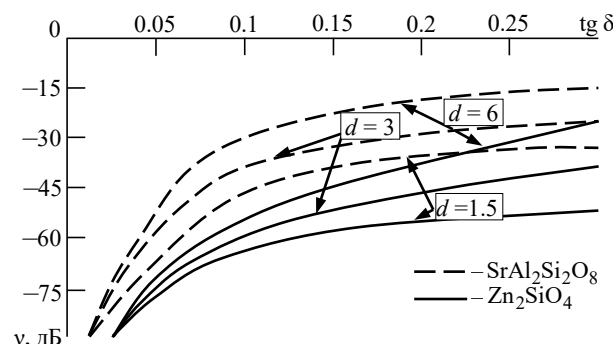


Рис. 3. Влияние поверхностных волн на потери в бортовой антенне с разной толщиной теплозащиты

Fig. 3. The effect of surface waves on losses in an on-board antenna with different thicknesses of thermal protection

часть подводимой мощности. Получены соотношения для разделения особых точек подынтегральных функций на полюсы, соответствующие поверхностным волнам. Для этого вывода были получены аналитические соотношения для определения полюсов подынтегральных функций, полностью описывающих поверхностные волны. По результатам расчета влияния поверхностных волн на радиотехнические характеристики бортовой антенны с теплозащитой можно разработать рекомендации по выбору теплозащиты, которая обеспечит наивысшую стабильность характеристик антенн в условиях эксплуатации и снизит чувствительность к воздействию высокотемпературного нагрева.

Список литературы

1. Meseguer J., Perez-Grande I., Sanz-Andres A. Thermal protection systems // Spacecraft Thermal Control. 2012. P. 305–325. doi: 10.1533/9780857096081.305
2. Mikhailov V. F. Characteristics of radiation of a round waveguide through a flat homogeneous

heat shield // Intechopen. 2020. doi: 10.5772/intechopen.92036

3. Abanti Nag, Rayasa Rao, Prasanta Panda High temperature ceramic radomes (HTCR) – A review // Ceramics International. 2021. Vol. 47, iss. 15. P. 20793–20806. doi: 10.1016/j.ceramint.2021.04.203

4. Toward the Nonstationary Theory of a Telecommunication Channel Through a Plasma Sheath / A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, N. V. Klenov, M. V. Tereshonok, A. M. Popov // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2020. Vol. 68, № 6. P. 4831–4838. doi: 10.1109/TAP.2020.2972649
5. Serdyuk V. Method of additive regularization of field integrals in the problem of electromagnetic diffraction by a slot in a conducting screen, placed before a dielectric layer // Progress in Electromagnetics Research B. 2019. Vol. 83. P. 129–151. doi: 10.2528/PIERB18102906
6. Дворянинов С. М. Антенные устройства / Самарский гос. техн. ун-т. Самара, 2007. 449 с.
7. Jiannan Tu, Song Paul, Reinisch Bodo W. Plasma sheath structures around a radio frequency antenna // J. of Geophysical Research. 2008. Vol. 114, iss. A7. P. 1–12. doi: 10.1029/2008ja013097
8. Best S. R. Advance in the Design of Electrically Small Antennas, Short Course // IEEE AP Symp. Columbus: IEEE, 2003. P. 18–27.
9. Михайлов В. Ф., Победоносцев К. А. Прогнозирование эксплуатационных характеристик антенн с теплозащитой. СПб.: Судостроение, 1994. 300 с.
10. Mikhailov V. F., Mazhnik I. V. Calculation of Radiation Characteristics of a Circular Waveguide Covered by Thermal Protection // 2020 Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems (WECONF). Saint Petersburg, Russia, 01–05 June 2020. IEEE, 2020. P. 1–5. doi: 10.1109/WECONF48837.2020.9131552
11. Collin E. R. Foundations for Microwave Engineering. 2nd ed. New Jersey: Wiley-IEEE Press, 2001. 944 p.
12. Li S., Zhu Z. A numerical method to determine mode content in circular waveguide based on an integral identity equation // Applied Mathematical Modelling, 2012. Vol. 36, № 7. P. 2926–2934. doi: 10.1016/j.apm.2011.09.067
13. Пат. RU 2610048 C2 C04B 35/80 (2006.01). Высокотермостойкий радиопрозрачный неорганический стеклопластик и способ его получения / Я. Б. Феодосий, К. Н. Любовь, П. А. Степанов; опубл. 07.02.2017. Бюл. № 4.
14. Ивахненко Ю. А., Варрик Н. М., Максимов В. Г. Высокотемпературные радиопрозрачные керамические композиционные материалы для обтекателей антенн и других изделий авиационной техники (обзор) // Тр. ВИАМ. 2016. № 5. С. 34–41. doi: 10.18577/2307-6046-2016-0-5-5-5
15. Influence of the method for producing radio-transparent ceramics based on the system SrO–BaO–Al₂O₃–SiO₂ on its properties / E. V. Chefranov, E. Y. Fedorenko, R. V. Krivobok, G. V. Lisachuk, I. A. Gusarova // SRRTC. 2018. Vol. 117. P. 167–175. doi: 10.35857/2663-3566.117.16

Информация об авторах

Михайлов Виктор Федорович – доктор технических наук (1986), профессор (1988), почетный работник высшего профессионального образования (2006). Профессор Санкт-Петербургского государственного университета аэрокосмического приборостроения. Автор более 340 научных работ. Сфера научных интересов – микроволновая техника.

Адрес: Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, ул. Б. Морская, д. 67, Санкт-Петербург, 190000, Россия

E-mail: vmikhailov@pochta.tvoe.tv

<https://orcid.org/0000-0002-1441-8032>

Мажник Илья Валерьевич – магистр (2021) по направлению "Инфокоммуникационные технологии и системы связи", Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения. Автор 11 научных работ. Сфера научных интересов – антенны и распространение радиоволн.

Адрес: Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, ул. Б. Морская, д. 67, Санкт-Петербург, 190000, Россия

E-mail: ilya.mazhnik@yandex.ru

<https://orcid.org/0000-0001-5165-0685>

References

1. Meseguer J., Perez-Grande I., Sanz-Andres A. Thermal Protection Systems. Spacecraft Thermal Control. 2012, pp. 305–325. doi: 10.1533/9780857096081.305
2. Mikhailov V. F. Characteristics of Radiation of a Round Waveguide through a Flat Homogeneous Heat Shield. Intechopen, 2020. doi: 10.5772/intechopen.92036
3. Abanti Nag, Rayasa Rao, Prasanta Panda. High Temperature Ceramic Radomes (HTCR) – A Review // Ceramics International. 2021, vol. 47, iss. 15. pp. 20793–20806. doi: 10.1016/j.ceramint.2021.04.203

4. Bogatskaya A. V., Volkova E. A., Klenov N. V., Tereshonok M. V., Popov A. M. Toward the Nonstationary Theory of a Telecommunication Channel Through a Plasma Sheath. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2020, vol. 68, no. 6, pp. 4831–4838. doi: 10.1109/TAP.2020.2972649
5. Serdyuk V. Method of Additive Regularization of Field Integrals in the Problem of Electromagnetic Diffraction by a Slot in a Conducting Screen, Placed Before a Dielectric Layer. *Progress in Electromagnetics Research B*. 2019, vol. 83, pp. 129–151. doi: 10.2528/PIERB18102906
6. Dvorjaninov S. M. *Antennye ustrojstva* [Antenna Devices]. Samara, *Samarskij gosudarstvennyj tekhnicheskij universitet*, 2007, 449 p. (In Russ.)
7. Jiannan Tu, Song Paul, Reinisch Bodo W. Plasma Sheath Structures around a Radio Frequency Antenna. *J. of Geophysical Research*. 2008, vol. 114, iss. A7, pp. 1–12. doi: 10.1029/2008ja013097
8. Best S. R. Advance in the Design of Electrically Small Antennas, Short Course. *IEEE AP Symposium*, Columbus, 2003, pp. 18–27.
9. Mihajlov V. F., Pobedonoscev K. A. *Prognozirovanie jekspluatacionnyh harakteristik antenn s teplozashhitoy* [Predicting the Performance of Thermally Shielded Antennas]. SPb., *Sudostroenie*, 1994, 300 p. (In Russ.)
10. Mikhailov V. F., Mazhnik I. V. Calculation of Radiation Characteristics of a Circular Waveguide Covered by Thermal Protection. *2020 Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems (WECONF)*. Saint Petersburg, Russia, 01–05 June 2020. IEEE, 2020, pp. 1–5. doi: 10.1109/WECONF48837.2020.9131552
11. Collin E. R. *Foundations for Microwave Engineering*, 2nd ed. New Jersey, Wiley-IEEE Press, 2001, 944 p.
12. Li S., Zhu Z. A Numerical Method to Determine Mode Content in Circular Waveguide Based on an Integral Identity Equation. *Applied Mathematical Modelling*. 2012, vol. 36, no. 7, pp. 2926–2934. doi: 10.1016/j.apm.2011.09.067
13. Feodosij Ja. B., Ljubov' K. N., Stepanov P. A. Pat. RU 2610048 C2 C04B 35/80 (2006.01). *Vysokotermostojkij radioprozrachnyj neorga-nicheskij stekloplastik i sposob ego poluchenija* [Highly Heat-Resistant Radio-Transparent Inorganic Fiberglass and Method for Its Production]. Publ. 07.02.2017. (In Russ.)
14. Ivakhnenko Yu. A., Varrik N. M., Maksimov V. G. High-Temperature Radio-Transparent Ceramic Composite Materials for Radomes of Antennas and Other Products of Aviation Technology (Review). *Proc. of VIAM*. 2016, no. 5, pp. 34–41. doi: 10.18577/2307-6046-2016-0-5-5-5 (In Russ.)
15. Chefranov E. V., Fedorenko E. Y., Krivobok R. V., Lisachuk G. V., Gusarova I. A. Influence of the Method for Producing Radiotransparent Ceramics Based on the System $\text{SrO-BaO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ on Its Properties. *SRRTC*. 2018, vol. 117, pp. 167–175. doi: 10.35857/2663-3566.117.16

Information about the authors

Victor F. Mikhailov, Dr Sci. (Eng.) (1986), Professor (1988), honorary worker of the higher school (2006). Professor of the Saint Petersburg State University of Aerospace Instrumentation. The author of 340 scientific publications. Area of expertise: microwave technology.

Address: Saint Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, 67, B. Morskaya St., St Petersburg 190000, Russia

E-mail: vmikhailov@pochta.tvoe.tv

<https://orcid.org/0000-0002-1441-8032>

Ilya V. Mazhnik, Master in "Infocommunication Technologies and Communication Systems" (2021), St. Petersburg State University of Aerospace Instrumentation. The author of 11 scientific publications. Area of expertise: antennas and propagation of radio waves.

Address: Saint Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, 67, B. Morskaya St., St Petersburg 190000, Russia

E-mail: ilya.mazhnik@yandex.ru

<https://orcid.org/0000-0001-5165-0685>