

**ОЦЕНКА ВЗАИМНОГО ВЛИЯНИЯ ДВУХ РУПОРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ,  
ВОЗБУЖДАЕМЫХ МОЩНЫМИ ШИРОКОПОЛОСНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В X-ДИАПАЗОНЕ**

О. А. СКОРОБОГАТОВА

*Военно-космическая академия им. А. Ф. Можайского Санкт-Петербург, Россия  
vka@mail.ru*

**Аннотация.** Предложена методика численного оценивания взаимного влияния двух соприкасающихся рупорных излучателей, возбуждаемых мощными широкополосными импульсами в X-диапазоне. Методика базируется на положениях геометрической теории дифракции и теории антенных решеток, она включает численное решение задачи дифракции цилиндрической волны на выпуклой двугранной импедансной клиновидной структуре при возбуждении ее негармоническим импульсом. Излучаемое поле представлено в виде суперпозиции падающего, отраженного, преломленного и дифракционного полей. При таком подходе учет широкополосности возбуждаемого сигнала заключается в представлении спектра излучаемого поля в рассматриваемой области проведением спектра возбуждаемого негармонического сигнала на пространственно-частотную характеристику импедансной клиновидной структуры. Важное преимущество предложенной методики заключается в том, что точность расчета пространственно-частотной характеристики определяется точностью асимптотического решения задачи дифракции на клине для гармонического случая и выбором числа точек дискретизации. Установлено, что вид пространственно-частотной характеристики клиновидной структуры определяется ее электрофизическими и геометрическими параметрами, направлением возбуждения и наблюдения, он оказывает влияние на характеристики и параметры возбуждаемого импульса; при этом высокочастотные составляющие спектра подвергаются большему подавлению, по сравнению с низкочастотными, приводя к изменению его амплитуды и увеличению длительности, что в конечном итоге влияет на эффективность передаваемой мощности.

**Ключевые слова:** рупорный излучатель, широкополосный сигнал, матрица рассеяния, коэффициент отражения, дифракция краевых волн, импедансный клин, пространственно-частотная характеристика клина

**Ссылка для цитирования:** Скоробогатова О. А. Оценка взаимного влияния двух рупорных излучателей, возбуждаемых мощными широкополосными импульсами в X-диапазоне // Изв. вузов. Приборостроение. 2022. Т. 65, № 10. С. 763—774. DOI: 10.17586/0021-3454-2022-65-10-763-774.

**ASSESSMENT OF THE MUTUAL INFLUENCE OF TWO HORN EMITTERS EXCITED  
BY POWERFUL BROADBAND PULSES IN THE X-BAND**

O. A. Skorobogatova

*A. F. Mozhaisky Military Space Academy, St. Petersburg, Russia  
vka@mail.ru*

**Abstract.** A technique for numerical estimation of the mutual influence of two contiguous horn emitters excited by powerful broadband pulses in the X-band is proposed. The technique is based on the provisions of the geometric theory of diffraction and the theory of antenna arrays, it includes a numerical solution of the problem of diffraction of a cylindrical wave on a convex dihedral impedance wedge-shaped structure when excited by a non-harmonic pulse. The radiated field is represented as a superposition of incident, reflected, refracted and diffraction fields. With this approach, the consideration of the broadband of the excited signal consists in representing the spectrum of the radiated field in the region under consideration by the product of the spectrum of the excited inharmonic signal on the spatial frequency characteristic of the impedance wedge-shaped structure. An important advantage of the proposed technique is that the accuracy of calculating the spatial frequency response is determined by the accuracy of the asymptotic solution of the wedge diffraction problem for the harmonic case and the choice of the number of sampling points. It is established that the type of spatial-frequency characteristic of a wedge-shaped structure is determined by its electrophysical and geometric parameters, the direction of excitation and observation, and it affects the characteristics and parameters of the excited pulse; at the same time, the high-frequency components of the spectrum are subjected to greater suppression compared to low-frequency ones, leading to a change in its amplitude and an increase in duration, which ultimately affects the efficiency of the transmitted power.

**Keywords:** feedhorn, broadband signal, scattering matrix, reflection coefficient, edge wave diffraction, impedance wedge, spatial-frequency characteristic of wedge

**For citation:** Skorobogatova O. A. Assessment of the mutual influence of two horn emitters excited by powerful broadband pulses in the X-band. *Journal of Instrument Engineering*. 2022. Vol. 65, N 10. P. 763—774 (in Russian). DOI: 10.17586/0021-3454-2022-65-10-763-774.

**Введение.** Для современных бортовых специализированных радиолокационных комплексов X-диапазона, работающих в широкой полосе частот, требуются малогабаритные антенные системы с коэффициентом перекрытия по частоте (отношение максимальной рабочей частоты к минимальной) до нескольких десятков [1, 2]. Примеры расчета различных модификаций данных антенн широко представлены в российских и зарубежных научных изданиях, например, в [3—7]. Анализ научной литературы показал, что при разработке антенных систем X-диапазона, возбуждаемых мощными широкополосными сигналами, наиболее эффективно применение конструкций рупорных излучателей, работающих на основе T-волн. Однако разработчики антенн сталкиваются с проблемой: при возбуждении близко расположенных излучателей (на расстоянии, меньшем половины длины волны излучения) мощными широкополосными импульсами регистрируется взаимное влияние излучающих элементов, вносящее искажение в диаграммы направленности соседних излучателей, возникает импедансное рассогласование с линией передачи, что приводит к снижению коэффициента полезного действия системы в целом. Экспериментальные и теоретические исследования доказывают, что взаимным влиянием соседних излучающих элементов пренебрегать нельзя. Следовательно, при проектировании рупорных антенных систем X-диапазона, возбуждаемых мощными широкополосными импульсами, необходимо уметь численно оценивать взаимное влияние близко расположенных излучающих элементов.

**Постановка задачи.** Поставленную научную задачу оценивания взаимного влияния двух рупорных излучателей предлагается решить на основе теоретических положений геометрической теории дифракции (ГТД) краевых электромагнитных волн (ЭМВ) и теории антенных решеток [5, 8]. Главной особенностью такого подхода к оценке взаимного влияния соседних излучателей при возбуждении мощными широкополосными импульсами является аналитический расчет частотной характеристики заданной электродинамической структуры при возбуждении ее негармоническим колебанием, когда спектр излучаемого поля в рассматриваемой области представляет собой произведение спектра „начальной“ функции на пространственно-частотную характеристику рассматриваемой системы.

Пусть два идентичных рупорных излучателя представляют собой синхронизированную систему, работающую в X-диапазоне. Характерные примеры рупорных излучателей X-диапазона приведены в статье [4]. Для решения поставленной задачи выберем электродинамическую модель в виде двух соприкасающихся модифицированных гребенчатых пирамидальных рупоров с пятью металлическими решетками вместо боковых стенок, находящихся в ближнем поле излучения друг друга (рис. 1). Выбранная модификация излучателя, построенная на основе гребенчатого волновода, обладает пропускной способностью по частоте 18:1 [7]. Грани соседних соприкасающихся рупорных излучателей образуют выпуклую двугранную клиновидную структуру с импедансными свойствами (рис. 2).

Эскизное проектирование выполнено в среде CST Microwave Studio [9]. Волновое сопротивление порта излучателя равно 50 Ом. Каждый отдельный излучатель согласован со своей питающей линией.

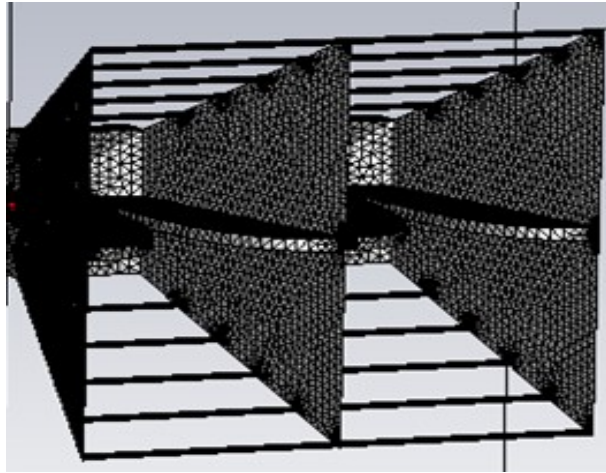


Рис. 1

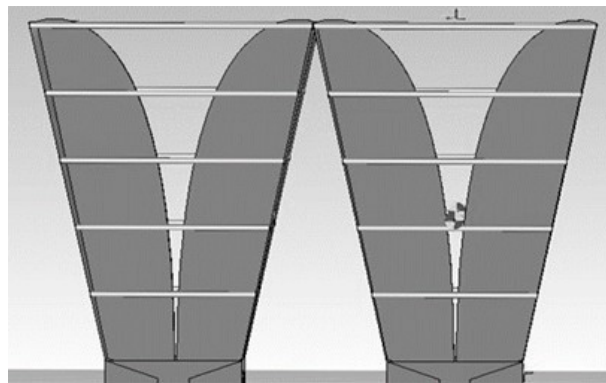


Рис. 2

Из теории антенных решеток известно, что взаимное влияние соседних излучающих элементов приводит к изменению входного импеданса и коэффициента отражения излучателя, обусловленных близостью элементов друг к другу. Взаимный импеданс  $Z_{ij}$  между  $i$ -м и  $j$ -м излучающими элементами можно вычислить на основе решения системы уравнений [5]:

$$\mathbf{V} = \mathbf{Z}_{ij}\mathbf{I}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{I}$  — матрица возбуждаемых токов на входах излучателей антенной системы (А);  $\mathbf{V}$  — матрица напряжений на входах излучателей антенной системы (В);  $\mathbf{Z}_{ij}$  — матрица собственных и взаимных нормированных сопротивлений.

При импедансном подходе поставленную задачу можно решить на основе теории многополюсников с помощью матрицы рассеяния антенной системы [10]:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} \mathbf{S}_{\alpha\alpha} & \mathbf{S}_{\alpha\beta} \\ \mathbf{S}_{\beta\alpha} & \mathbf{S}_{\beta\beta} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{S}_{\alpha\alpha}$  — квадратная матрица, определяющая передачу мощности между входами соседних излучателей;  $\mathbf{S}_{\alpha\beta}$  — квадратная матрица, описывающая работу антенной системы на прием;  $\mathbf{S}_{\beta\alpha}$  — квадратная матрица излученного поля, выраженная через возбуждающие распределения поля соседних элементов антенной системы;  $\mathbf{S}_{\beta\beta}$  — квадратная матрица, определяющая отраженное поле от согласованной нагрузки при падении сферической волны из дальней зоны.

Данные квадратные матрицы можно вычислить на основе следующей системы уравнений [10]:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{S}_{\alpha\alpha} &= (\mathbf{Z} - \mathbf{E}) \cdot (\mathbf{Z} + \mathbf{E})^{-1}, \\ \mathbf{S}_{\alpha\beta} &= 2(\mathbf{Z} + \mathbf{E})^{-1} \cdot (\mathbf{I}^T)^{-1} = (\mathbf{E} - \mathbf{S}_{\alpha\alpha}) \cdot (\mathbf{I}^T)^{-1}, \\ \mathbf{S}_{\beta\alpha} &= 2(\mathbf{I}^{-1}) \cdot (\mathbf{Z} + \mathbf{E})^{-1} = (\mathbf{I}^{-1}) \cdot (\mathbf{E} - \mathbf{S}_{\alpha\alpha}), \\ \mathbf{S}_{\beta\beta} &= -(\mathbf{I}^T)^* \cdot (\mathbf{Z}^* - \mathbf{E}) \cdot (\mathbf{Z} + \mathbf{E})^{-1} \cdot (\mathbf{I}^T)^{-1}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где  $\mathbf{E}$  — единичная квадратная матрица;  $\mathbf{I}^T$  — транспонированная матрица возбуждаемых токов;  $(\mathbf{I})^{-1}$  — обратная матрица возбуждаемых токов; звездочкой обозначена операция комплексного сопряжения всех элементов матрицы.

Тогда в режиме излучения коэффициент связи по мощности между двумя излучателями будет равен:

$$\dot{P}_2 / \dot{P}_1 = Z_{12}^2 / 4Z_{11}^2, \quad (4)$$

где  $\dot{P}_2$  — мощность, „проникающая“ во второй излучатель;  $\dot{P}_1$  — мощность, излучаемая первым излучателем.

Для определения излучаемой и „проникающей“ в соседний излучатель мощностей необходимо рассчитать поле дифракции цилиндрической волны от заданной электродинамической структуры, представленной в виде выпуклой двугранной клиновидной структуры с импедансными свойствами (см. рис. 2), при возбуждении ее негармоническим колебанием. С учетом теоретических положений ГТД возбуждаемые краевые волны, „проникающие“ во второй излучатель, находятся из решения задачи дифракции от кромки в виде суперпозиции падающего, отраженного, преломленного и дифракционного полей лучевого типа, удовлетворяющих принципу Ферма. Задача является векторной, распадается на две скалярные для Н-поляризованного (когда вектор магнитного поля параллелен кромке клина) и Е-поляризованного (когда вектор электрического поля параллелен кромке клина) случаев.

**Расчет поля дифракции цилиндрической волны на выпуклой двугранной импедансной клиновидной структуре при возбуждении негармоническим колебанием.** Импедансная клиновидная структура, образованная гранями соседних рупорных излучателей длиной  $L$ , возбуждается цилиндрической электромагнитной волной  $X$ -диапазона. Введем связанную с объектом цилиндрическую систему координат  $(r, \varphi, z)$ , когда ось  $OZ$  совпадает с кромкой клиновидной структуры. Положение граней описывается уравнениями  $\varphi = \pm\Phi$ . Расстояние от источника поля до кромки  $r_0 = L$ , при этом полярный угол может изменяться в пределах  $|\varphi_0| \leq \Phi$ . Точка наблюдения имеет координаты  $(r, \varphi)$ , при  $|\varphi_0 - \varphi| > \pi$  она находится в области тени. Величина импедансной характеристики задана введением комплексного параметра  $v_{\pm}^{H,E} = \xi'_{\pm} \mp i\xi''_{\pm}$  ( $\xi''_{\pm} \geq 0$ ), который связан с волновыми сопротивлениями через соотношения:  $\sin v_{\pm}^E = Z_0 / Z_{\pm}$  (для продольного электрического поля) и  $\sin v_{\pm}^H = Z_{\pm} / Z_0$  (для продольного магнитного поля), где  $Z_0$  — волновое сопротивление среды свободного пространства;  $Z_{\pm}$  — поверхностные импедансы граней. Здесь и далее подразумевается, что зависимость от времени определяется множителем  $\exp(j\omega t)$ .

Воспользуемся методом решения задачи дифракции ЭМВ на кромке импедансного полубесконечного клина, основанным на методе Зоммерфельда—Малюжинца, разработанном профессором А. И. Сташкевичем [11]. Согласно этому методу, точное решение задачи дифракции на импедансном полубесконечном клине  $\dot{r}(r, \varphi)$  в произвольной точке наблюдения  $(r, \varphi)$  в области  $|\varphi| \leq \Phi$  для случая установившихся гармонических колебаний определяется выражением:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}(r, \varphi) = & -i \frac{\dot{A}_0}{4\Phi} \int_c \frac{\cos \frac{\pi}{2\Phi} \left( \alpha + \begin{bmatrix} \varphi \\ \varphi_0 \end{bmatrix} \right)}{\Psi \left( \alpha + \begin{bmatrix} \varphi \\ \varphi_0 \end{bmatrix} \right)} \exp \left( ik \begin{bmatrix} r \\ r_0 \end{bmatrix} \cos \alpha \right) \times \\ & \times \int_{\gamma} \frac{\Psi \left( \beta + \begin{bmatrix} \varphi \\ \varphi_0 \end{bmatrix} \right) \exp \left( ik \begin{bmatrix} r_0 \\ r \end{bmatrix} \cos \beta \right)}{\sin \frac{\pi}{2\Phi} \left( \beta + \begin{bmatrix} \varphi \\ \varphi_0 \end{bmatrix} \right) - \sin \frac{\pi}{2\Phi} \left( \alpha + \begin{bmatrix} \varphi \\ \varphi_0 \end{bmatrix} \right)} d\alpha, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\dot{A}_0$  — комплексная амплитуда напряженности поля падающей волны, возбуждающей клин;  $\Psi(z)$  — некоторая специальная функция (функция Малюжинца):

$$\Psi(z) = \prod_{n=1}^{\infty} \prod_{m=1}^{\infty} \left[ 1 - \left[ \frac{z}{2\Phi(2n-1) + 0,5\pi(2m-1)} \right]^2 \right]^{(-1)^{m+1}}. \quad (6)$$

Выражение  $\dot{\rho}(r, \varphi)$  в клиновидной области  $|\varphi| \leq \Phi$  должно удовлетворять однородным краевым импедансным условиям на гранях вида:

$$\frac{d\rho}{rd\varphi} \pm iks \sin \nu_{\pm} \rho = 0 \quad (\varphi = \pm\Phi). \quad (7)$$

где  $k$  — волновое число свободного пространства,  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве.

Соотношение (5) вычисляется приближенными асимптотическими методами. В случае возбуждения клина цилиндрической волной, у которой магнитный вектор параллелен кромке клина, поле дифракции  $\dot{\rho}(r, \varphi) = \dot{E}(r, \varphi)$  в дальней зоне целесообразно представить в виде суммы (суперпозиции) следующих типов волн [12, 13]:

$$\dot{E}(r, \varphi) = \dot{E}_{\text{пад}} + \sum \dot{E}_{\text{отр}\pm} + \dot{E}_{\text{диф}} + \dot{E}_{\text{пов}\pm} + \dot{E}_{\text{п.д}\pm}, \quad (8)$$

где  $\dot{E}_{\text{пад}}$  — компонент вектора напряженности электрического поля падающей цилиндрической волны;  $\sum \dot{E}_{\text{отр}\pm}$  — компонент вектора напряженности электрического поля цилиндрических волн, отраженных или переотраженных импедансными гранями клина;  $\dot{E}_{\text{диф}}$  — компонент вектора напряженности электрического поля цилиндрической волны, возбуждаемой и рассеянной в пространстве кромкой клина;  $\dot{E}_{\text{пов}\pm}$  — компонент вектора напряженности электрического поля поверхностных волн, распространяющихся продольно импедансным граням, возбуждаемый непосредственно источником поля;  $\dot{E}_{\text{п.д}\pm}$  — компонент вектора напряженности электрического поля поверхностных волн, возникающий вследствие их дифракции (рассеяния) на кромке клина.

Возможные типы волн, образующиеся в результате дифракции на импедансной клиновидной структуре, представлены на рис. 3. Условие возникновения того или иного типа волн определяется геометрическими и радиофизическими свойствами рупорных излучателей.

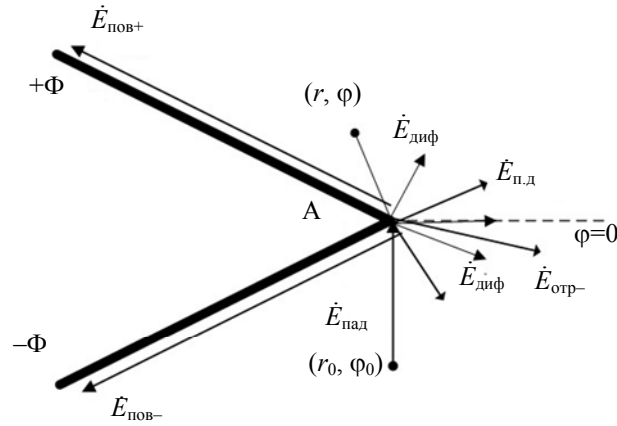


Рис. 3

Рассмотрим основные случаи взаимного расположения источника поля и точки наблюдения в окрестности выпуклого двугранного импедансного клина (рис. 4). Положение источника определяется координатами  $(r_0, \varphi_0)$ , а положение точки наблюдения обозначены координатами:  $(r_1, \varphi_1)$ ,  $(r_2, \varphi_2)$ ,  $(r_3, \varphi_3)$ .

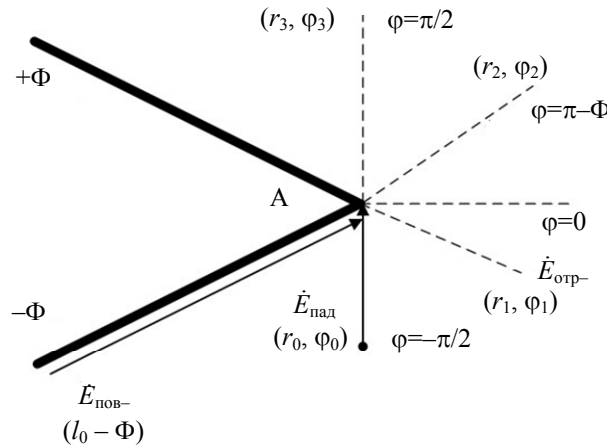


Рис. 4

Угловые координаты указанных точек удовлетворяют условиям:

$$\begin{aligned} |\varphi_0 - \Phi| < 0,5\pi; \\ -\varphi_0 - \varphi_1 + 2\Phi = -\pi; \\ \varphi_2 = \pi - \Phi; \\ \varphi_3 = \pi + \varphi_0. \end{aligned}$$

Точка наблюдения с координатами  $(r_1, \varphi_1)$  является точкой „предельного отражения“, а с координатами  $(r_3, \varphi_3)$  — точкой, расположенной на границе области „свет—тьнь“ падающей волны. Когда источник поля определяется положением  $(l_0, -\Phi)$ , т.е. принадлежит импедансной грани  $\varphi = -\Phi$ , точка наблюдения с координатами  $(r_2, \varphi_2)$  лежит на продолжение этой границы.

При учете взаимного влияния двух излучателей, когда точка наблюдения находится в секторе  $\varphi_3 \leq \varphi \leq +\Phi$ , поле дифракции в окрестности кромки клина можно записать в виде

$$\dot{E}(r, \varphi) = \dot{E}_{пад}^\pi + \dot{E}_{диф} + \dot{E}_{п.д}(-\Phi) + \dot{E}_{пов+}, \tag{9}$$

если  $\varphi_1 \leq \varphi \leq \Phi$  :

$$\dot{E}(r, \varphi) = \dot{E}_{\text{пад}}^{\pi} + \dot{E}_{\text{отр}}^{(\pm\pi)} + \dot{E}_{\text{диф}} + \dot{E}_{\text{п.д}}(-\Phi) + \dot{E}_{\text{пов.}}. \quad (10)$$

В выражениях (9) и (10) падающая цилиндрическая волна на границе „свет—тень“ рассчитывается на основе следующего выражения:

$$\dot{E}_{\text{пад}}^{\pi}(r_0, \varphi_0) = \dot{E}_{\text{пад}}^{c-m} = 0,5k\dot{A}_0 \sqrt{\frac{2\pi}{kr}} \exp i(k(r+r_0) - 0,25\pi); \quad (11)$$

отраженная цилиндрическая волна:

$$\dot{E}_{\text{отр}}^{(\pm\pi)} = \dot{E}_{\text{отр}}^{\text{пр}} = 0,5k\dot{A}_0 \frac{\Psi(\pm\pi + \varphi_0)}{\Psi(\varphi)} \sqrt{\frac{2\pi}{kr}} \cdot \exp(ik(r+r_0) - 0,25\pi). \quad (12)$$

Компоненты напряженности электрического поля, возникающие вследствие дифракции (рассеяния) на кромке, рассчитываются по формулам:

$$\dot{E}_{\text{диф}} = \frac{k\dot{A}_0}{2\Phi} \frac{\pi}{\sqrt{kr}\sqrt{kr_0}} D(\varphi_0, \varphi, v_{\pm}^E) \exp ik(r+r_0); \quad (13)$$

$$\dot{E}_{\text{п.д}} = \pm \frac{k\dot{A}_0\pi}{4\Phi} \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt{kr}} \Psi_1\Psi_2 \exp\left(ik\left(r+r_0\cos(\varphi_0 + \Phi + v_{\pm}^E)\right) - 0,25\pi\right); \quad (14)$$

$$\Psi_1 = \frac{\cos\frac{\pi\varphi}{4\Phi} \cos\frac{\pi}{4\Phi}(\pi + v_{+}^E + v_{-}^E) \cos\frac{\pi}{4\Phi}(\pi + 2\Phi)}{\Psi(\varphi) \sin\frac{\pi}{4\Phi}(\pi + \Phi + v_{-}^E + \varphi) \Psi_{\Phi}(0,5\pi + 2\Phi)}; \quad (15)$$

$$\Psi_2 = \frac{\Psi_{\Phi}(0,5\pi + 2\Phi + 2v_{-}^E) \Psi_{\Phi}(-1,5\pi + v_{+}^E - v_{-}^E)}{\cos\frac{\pi}{4\Phi}(\pi + \Phi + v_{-}^E - \varphi) \Psi_{\Phi}(1,5\pi + v_{+}^E + v_{-}^E)}. \quad (16)$$

Коэффициент дифракции  $D(\varphi_0, \varphi, v_{\pm}^E)$ , входящий в выражение (15), определяется по формуле:

$$D(\varphi_0, \varphi, v_{\pm}^E) = \frac{\cos\frac{\pi\varphi}{2\Phi}}{\Psi(\varphi)} \left[ \frac{\Psi(-\pi + \varphi_0)}{\sin\frac{\pi}{4\Phi}(-\pi + \varphi_0 - \varphi) \cos\frac{\pi}{4\Phi}(-\pi + \varphi_0 - \varphi)} - \frac{\Psi(\pi + \varphi_0)}{\sin\frac{\pi}{4\Phi}(\pi + \varphi_0 - \varphi) \cos\frac{\pi}{4\Phi}(\pi + \varphi_0 + \varphi)} \right]. \quad (17)$$

Для учета широкополосности возбуждаемого сигнала введем частотную характеристику импедансной клиновидной структуры. С этой целью воспользуемся разработанным Н. В. Зерновым [14, 15] частотно-временным методом, согласно которому падающая волна представляет собой совокупность бесчисленного множества синусоидальных волн, при этом дифракционное поле в соответствии с принципом суперпозиции можно рассматривать как совокупный отклик на элементарные воздействия:

$$d\rho_g = \frac{1}{\pi} \dot{F}(i\omega) \rho_g(\omega, r, \varphi) \exp(i\omega t) d\omega, \quad (18)$$

где  $\rho_g(\omega, r, \varphi)$  — комплексные амплитуды векторов поля дифракции на клиновидной структуре в режиме установившихся гармонических колебаний с частотой  $\omega$ ;  $\dot{F}(\omega)$  — спектральная плотность возбуждаемого негармонического сигнала на частоте  $\omega$ :

$$\dot{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S(t) \exp(-i\omega t) dt, \quad (19)$$

где  $S(t)$  — функция, отражающая закон изменения излучающего поля во времени.

Тогда искомое поле дифракции можно рассчитать по формуле:

$$\rho_g(r, \varphi, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{F}(i\omega) \rho_g(\omega, r, \varphi) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (20)$$

Таким образом, рассчитать поле дифракции на импедансной клиновидной структуре, образованной гранями соседних рупорных излучателей, для случая негармонического импульса можно следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{E}(r, \varphi, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{F}(i\omega) [ & \dot{E}_{\text{пад}} + \sum \dot{E}_{\text{отр}\pm} + \dot{E}_{\text{диф}} + \\ & + \dot{E}_{\text{пов}\pm} + \dot{E}_{\text{п.д}\pm} ] \exp(i\omega t) d\omega. \end{aligned} \quad (21)$$

Точность расчета частотной характеристики определяется точностью асимптотического решения задачи дифракции на клине для гармонического случая и выбором числа точек дискретизации.

**Оценка взаимного влияния двух соприкасающихся рупорных излучателей, возбуждаемых мощными широкополосными импульсами в  $X$ -диапазоне.** Оценивание взаимного влияния двух соприкасающихся рупорных излучателей, возбуждаемых мощными широкополосными импульсами в  $X$ -диапазоне, проводится по следующей методике.

На первом этапе задаются характеристики импульса (законы модуляции и поляризации, его амплитуда и длительность), параллельно этому выбираются параметры импедансного клина (угол раскрытия, направления облучения и наблюдения, значения электрических характеристик граней клина).

На втором этапе на основе преобразования Фурье по формуле (19) рассчитывается спектральная плотность возбуждаемого негармонического сигнала  $\dot{F}(\omega) = F[U(t)]$ . Далее по формулам (9)—(17) определяется функциональная зависимость напряженности поля от частоты и угла наблюдения для случая гармонического колебания  $\dot{\rho}_g(\omega, r, \varphi)$  во всем частотном диапазоне. Число точек дискретизации выбирается из расчета обеспечения требуемой точности вычислений (0,5—1 %).

На третьем этапе на основе обратного преобразования Фурье по формуле (21) рассчитывается комплексная пространственно-частотная характеристика (ПЧХ) клиновидной структуры в заданной полосе частот.

На последнем этапе рассчитываются коэффициенты матрицы рассеяния антенной системы.

В соответствии с предлагаемой методикой получены следующие результаты численного моделирования. Установлено, что вид ПЧХ рассматриваемой системы определяется ее электрофизическими и геометрическими параметрами, а также направлениями возбуждения и наблюдения. Из рис. 5 видно, что высокочастотные составляющие спектра подвергаются большему подавлению по сравнению с низкочастотными. Очевидно, это приведет к уменьшению амплитуды и увеличению длительности возбуждаемого импульса, а также искажению его формы.



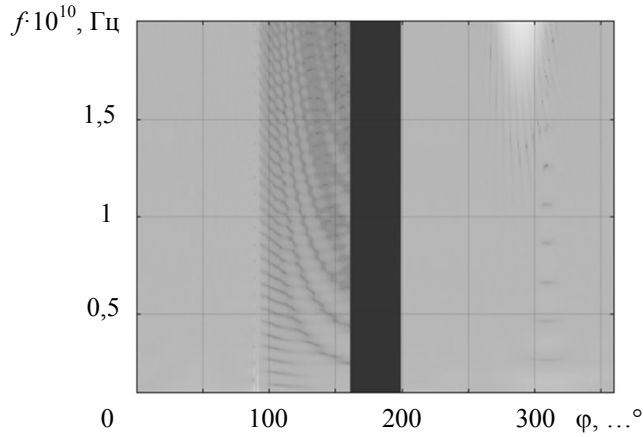


Рис. 5

Показано, что амплитудная диаграмма поля дифракции в окрестности кромки клина имеет осциллирующий характер, что вызвано интерференцией полей:  $\dot{E}_{\text{пад}} + \sum \dot{E}_{\text{отр}\pm} + \dot{E}_{\text{диф}}$  (рис. 6).

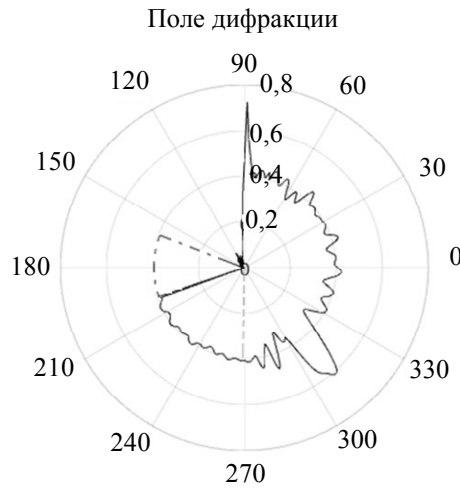


Рис. 6

Напряженность поля в области геометрической тени ( $\varphi_3 \leq \varphi \leq \Phi$ ) объясняется вкладом дифракционных компонентов электрического поля:  $\dot{E}_{\text{здиф}}$  и  $\dot{E}_{\text{пов\_диф}}$ , амплитуда которых пропорциональна  $1/(\sqrt{r}\sqrt{r_0})$  ( $1/(\sqrt{r})$ ), при этом граница „свет—тень“ выражена достаточно резко (рис. 7).

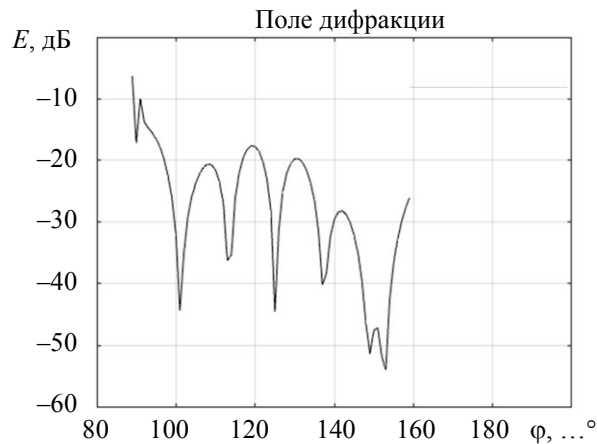


Рис. 7

Расчетное нормированное значение поля, „затекающего“ в соседний излучатель, в заданном частотном диапазоне составило до 0,1 (–20 дБ) от значений падающего поля и до 0,4 (–8 дБ) для возвратной волны, что совпадает с результатами расчета соответствующих коэффициентов отражения по напряжению. В соответствии с выражением (4) коэффициент связи по мощности между двумя излучателями в режиме излучения составил –21,6 дБ.

Результаты электродинамического моделирования коэффициента отражения с учетом и без учета взаимного влияния приведены на рис. 8 и 9 соответственно. На рис. 10 представлена зависимость входного импеданса от частоты. Приведенные графики подтверждают правомерность использования предложенной методики при оценке взаимного влияния двух соприкасающихся рупорных излучателей, возбуждаемых мощными широкополосными импульсами в X-диапазоне.

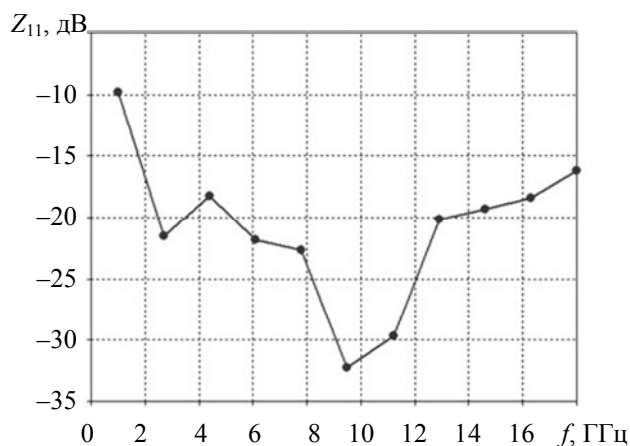


Рис. 8

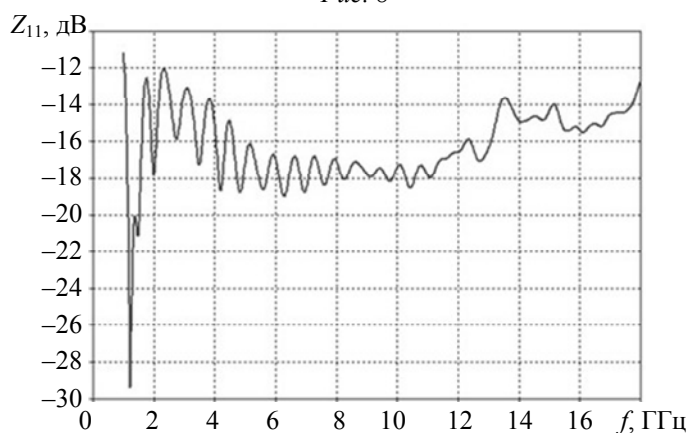


Рис. 9

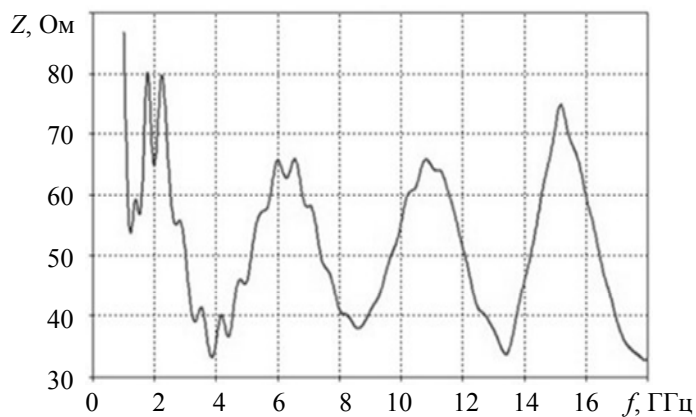


Рис. 10

**Заключение.** Взаимное влияние двух соприкасающихся рупорных излучателей, возбуждаемых мощными широкополосными импульсами в  $X$ -диапазоне, оценено на основе электродинамического подхода. Оценка получена численным решением задачи дифракции цилиндрической волны на выпуклой двугранной импедансной клиновидной структуре при возбуждении ее негармоническим импульсом, при этом учет широкополосности возбуждаемого сигнала заключается в представлении спектра излучаемого поля в рассматриваемой области произведением спектра возбуждаемого негармонического сигнала на ПЧХ импедансной клиновидной структуры. Важное преимущество предложенного решения — точность расчета ПЧХ определяется точностью асимптотического решения задачи дифракции на клине для гармонического случая и выбором числа точек дискретизации.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ефимов А. Г., Каменев А. Г., Корнеев С. А., Чистюхин В. В. Принципы проектирования бортовых многолучевых приемных АФАР систем спутниковой связи // Изв. вузов. Электроника. 2020. Т. 25, № 1. С. 73—78. DOI: 10.24151/1561-5405-2020-25-1-73-78.
2. Овчинникова Е. В., Гаджиев Э. В. и др. Особенности построения бортовых антенных решеток космических аппаратов // Радиотехнические и телекоммуникационные системы. 2018. № 3. С. 66—76.
3. Мещеряков В. В., Маркова Н. В., Юрманов П. Д. Моделирование и практическая реализация широкополосной двухгребневой рупорной антенны с шириной рабочей полосы более октавы и высоким уровнем кроссполаризационной развязки // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2019. Т. 22, № 5. С. 42—51. DOI: 10.32603/1993-8985-2019-22-5-42-51.
4. Куроптеев П. Д., Леваков В. В., Фатеев А. В. Широкополосная рупорная антенна диапазона 0,8–30 ГГц // Докл. ТУСУР. 2016. Т. 19, № 2. С. 23—27.
5. Hansen R. C. Phased Array Antennas. 2<sup>nd</sup> ed. Wiley series in microwave and optical engineering. Texas A&M University, 2009. 571 p.
6. Volakis J. Antenna Engineering Handbook. McGraw-Hill, 2007. 1755 p.
7. Bruns C., Leuchtmann P., Vahldieck R. Analysis and Simulation of a 1–18 GHz Broadband Double-Ridged Horn Antenna // IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility. 2003. Vol. 45, N 1. P. 55—60.
8. Боровиков В. А., Кинберг Б. Е. Геометрическая теория дифракции. М.: Связь, 1978. 248 с.
9. Курушин А. А., Пластиков А. Н. Проектирование СВЧ устройств в среде CST Microwave Studio. М.: Изд-во МЭИ, 2011. 155 с.
10. Сазонов Д. М. Многоэлементные антенные системы. Матричный подход. М.: Радиотехника, 2015. 144 с.
11. Бендерский Г. П., Крячко А. Ф., Сташкевич А. И., Шалдаев С. Е. Рассеяние электромагнитных волн на радиолокационных отражателях сложной формы. СПб: ВКА им. А.Ф. Можайского, 2005. 480 с.
12. Скоробогатова О. А. Особенности решения задачи дифракции электромагнитных волн на конечных импедансных клиновидных структурах при определении априорной информации о радиолокационных характеристиках средств вооружения и военной техники // Тр. Военно-космической академии имени А.Ф.Можайского. 2018. Вып. 665. С. 88—97.
13. Скоробогатова О. А. Асимптотическое решение задачи дифракции плоской электромагнитной волны на цилиндрической структуре с импедансным покрытием // Тр. Военно-космической академии имени А. Ф. Можайского. 2017. Вып. 663. С. 171—177.
14. Зернов Н. В. О решении нестационарных краевых задач электродинамики // Сб. докладов Академии наук СССР. 1951. Т. LXXX, № 1. С. 33—35.
15. Гольдштейн Л. Д., Зернов Н. В. Электромагнитные поля и волны. М.: Сов. радио, 1971. 664 с.

*Сведения об авторе*

**Ольга Анатольевна Скоробогатова** — канд. техн. наук, доцент; ВКА им. А. Ф. Можайского, старший научный сотрудник; E-mail: vka@mil.ru

Поступила в редакцию 14.06.2022; одобрена после рецензирования 22.07.2022; принята к публикации 31.08.22.

#### REFERENCES

1. Efimov A.G., Kamenev A.G., Korneev S.A., Chistyukhin V.V. *Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii. Elektronika*, 2020, no. 1(25), pp. 73–78, DOI: 10.24151/1561-5405-2020-25-1-73-78. (in Russ.)
2. Ovchinnikova E.V., Vin Fam Van, Kondratyeva S.G., Generalov A.G., Gadzhiyev E.V., Vasilyev O.V., Kalinin T.V., Vasilyev V.D. *Radio Engineering and Telecommunication Systems*, 2018, no. 3, pp. 66–76. (in Russ.)
3. Meshcheriakov V.V., Markova N.V., Iurmanov P.D. *Journal of the Russian Universities. Radioelectronics*, 2019, no. 5(22), pp. 42–51, DOI: 10.32603/1993-8985-2019-22-5-42-51. (in Russ.)
4. Kuroptev P.D., Levyakov V.V., Fateev A.V. *Proceedings of the TUSUR University*, 2016, no. 2(19), pp. 23–27. (in Russ.)
5. Hansen R.C. *Phased Array Antennas*, Wiley series in microwave and optical engineering, Texas A&M University, 2009, 571 p.
6. Volakis J. *Antenna Engineering Handbook*, McGraw-Hill, 2007, 1755 p.
7. Bruns C., Leuchtman P., Vahldieck R. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 2003, no. 1(45), pp. 55–60.
8. Borovikov V.A., Kinberg B.E. *Geometricheskaya teoriya difraktsii* (Geometric Theory of Diffraction), Moscow, 1978, 248 p. (in Russ.)
9. Kurushin A.A., Plasticov A.N. *Proyektirovaniye SVCh ustroystv v srede CST* (Microwave Studio Designing Microwave Devices in CST Microwave Studio), Moscow, 2011, 155 p. (in Russ.)
10. Sazonov D.M. *Mnogoelementnyye antennnyye sistemy. Matrichnyy podkhod* (Multi-Element Antenna Systems. Matrix Approach), Moscow, 2015, 144 p. (in Russ.)
11. Bendersky G.P., Kryachko A.F., Stashkevich A.I., Shaldaev S.E. *Rasseyaniye elektromagnitnykh voln na radiolokatsionnykh otrazhatelyakh slozhnoy formy* (Scattering of Electromagnetic Waves on Radar Reflectors of Complex Shape), St. Petersburg, 2005, 480 p. (in Russ.)
12. Skorobogatova O.A. *Proceedings of the Mozhaisky Military Space Academy*, 2018, no. 665, pp. 88–97. (in Russ.)
13. Skorobogatova O.A. *Proceedings of the Mozhaisky Military Space Academy*, 2017, no. 663, pp. 171–177. (in Russ.)
14. Zernov N.V. *Collection of reports of the Academy of Sciences of the USSR*, 1951, no. 1(LXXX), pp. 33–35. (in Russ.)
15. Goldstein L.D., Zernov N.V. *Elektromagnitnyye polya i volny* (Electromagnetic Fields and Waves), Moscow, 1971, 664 p. (in Russ.)

#### Data on author

**Olga A. Skorobogatova** — PhD, Associate Professor; A. F. Mozhaisky Military Space Academy, Senior Researcher; E-mail: vka@mil.ru

Received 14.06.2022; approved after reviewing 22.07.2022; accepted for publication 31.08.22.