

УДК 621.396.67

## СИНТЕЗ ПОЛУПРОЗРАЧНОГО ПЛОСКОГО ТРАНСПАРАНТА, ФОРМИРУЮЩЕГО ДН С ОТСЕЧКОЙ

Д. В. Татарников<sup>1,2</sup>, А. А. Генералов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Топкон Позиционинг Системс, 115114 Москва, Дербеневская наб. 7-22

<sup>2</sup>Московский Авиационный Институт, 125993 Москва, Волоколамское шоссе, д. 4

<sup>3</sup>Институт Проблем Управления РАН, 117342 Москва, Профсоюзная ул., 65

Статья поступила в редакцию 8 ноября 2016 г., после доработки – 7 февраля 2017 г.

**Аннотация.** Рассматривается полупрозрачный транспарант, обеспечивающий резкую убыль (отсечку) КУ антенны при переходе в нерабочую область углов. Задача актуальна для областей помехозащищенности, электромагнитной совместимости и спутникового позиционирования. Предложена аналитическая процедура синтеза импеданса транспаранта в геометрооптическом приближении; определены границы применимости. За пределами геометрической оптики развита численная процедура синтеза. Показано, что основным фактором, ограничивающим возможные величины отсечки, является расстояние от источника до транспаранта. Получены оценки реализуемой отсечки, в том числе с учетом частотных зависимостей реактивных компонент импеданса транспаранта.

**Ключевые слова:** Дифракция на полуплоскости, полупрозрачный слой, ДН с отсечкой поля.

**Abstract.** Semi-transparent screen forming a cut-off pattern is discussed. The results are relevant to jamming protection, electromagnetic compatibility and satellite positioning. In the geometrical optics (GO) limit, analytical approximations for impedance distribution along the screen have been developed; it has been shown that the impedance is pure resistive. To determine the domain of applicability, a numerical procedure has been implemented as a solution of the integral equation by the method of moments. The GO approximation becomes inapplicable as the distance between the source and the screen decreases. Beyond the GO approximation, an

optimization procedure for synthesis of impedance distribution has been employed. At each step of the optimization procedure, the solution of the direct problem in the form of an integral equation was carried out for a certain profile of the impedance. Minimization of the quadratic functional describing the desirable cutoff of source radiation pattern has been employed. Resulting impedance occurs to be complex with a positive (resistive) real part. Numerical estimations are discussed including that of the frequency dependence of impedance distribution. It has been shown that the main constraint factor for achieving the desired cut-off pattern is the distance between the source and the screen. For the distances more than 10 wavelengths, a 40dB cutoff is achievable within an angular sector of  $\pm 10$  degrees around a desirable light-shadow boundary. With one wavelength distance, the cutoff is 20dB. The related figure is potentially valid for 0.5 wavelength distance.

**Key words:** Half-plane diffraction, semi-transparent sheet, cut-off pattern.

## 1. Введение

Работа посвящена проблематике уменьшения излучения источника в нерабочую область углов. Для краткости, по аналогии с оптикой, эта область далее называется зоной тени. Уменьшение излучения в зону тени целесообразно не только с точки зрения снижения энергетических потерь. В ряде случаев это излучение определяет электромагнитную совместимость, помехозащищенность или предельную точность систем. Последнее справедливо для систем спутникового позиционирования, где КУ антенны в направлении ниже местного горизонта определяет [1,2] ошибку многолучевости. В отмеченных случаях желателен возможно более резкий перепад ДН источника при переходе из рабочей области к зоне тени. Иногда такие ДН называют ДН с отсечкой. Хотя этот термин не получил широкого распространения, термин представляется качественно содержательным и кратким, что нашло свое отражение в заголовке.

Хорошо известно [3], что, при наличии геометрооптической границы свет-тень, вблизи границы возникают полутеневые поля. При этом, поведение поля в зоне тени как функция углового расстояния до границы асимптотически

определяется интегралом Френеля. Однако, как обсуждалось в [4], путем отказа от резкой геометрооптической границы, крутизну отсечки поля в теневой зоне можно увеличить. Такой подход ранее обсуждался [5...7] применительно к зеркальным антеннам, где края зеркала дополнялись слоем с переменной прозрачностью.

Данная работа является продолжением [4]. Аналогично [4], ниже рассматривается модельная система, состоящая из источника излучения 1 и экрана 2 (рис.1). По оптической аналогии этот экран далее называется транспарантом. В отсутствие транспаранта источник формирует некоторую диаграмму  $F(\theta)$ . Желаемой зоной тени является область II ( $x > b, z < 0$ ). Таким образом, рассматривается задача реализации резкой убыли (отсечки) ДН системы «источник–транспарант»  $F^\Sigma(\theta)$  при переходе из области I в область II, то есть при пересечении оси  $x$  в области  $x > b$ .

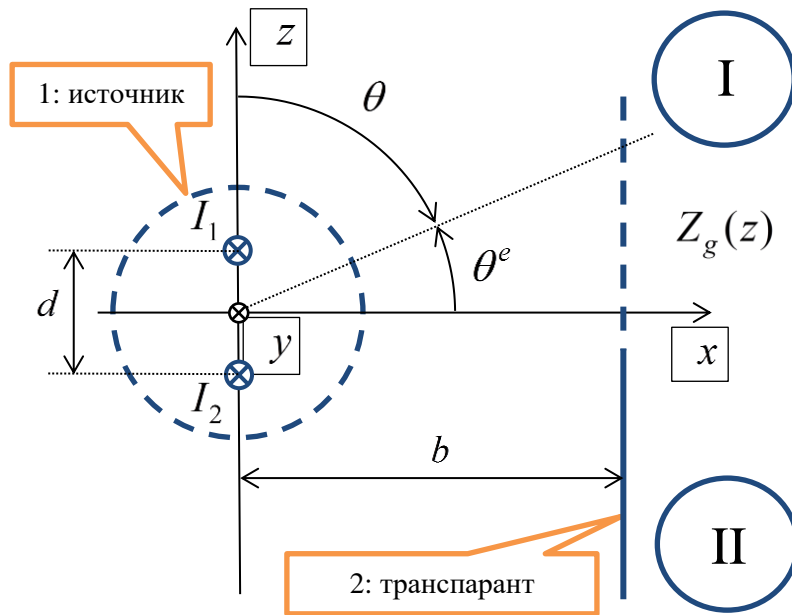


Рис. 1. Геометрия задачи.

Сформулированная задача рассматривается в двумерном приближении. Предполагается, что транспарант представляет собой полуплоскость, неограниченную в направлении  $z < 0$  и перпендикулярную чертежу. При больших отрицательных  $z$  эта полуплоскость идеально проводящая (сплошная

линия на рис.1). Часть транспаранта, примыкающая к оси  $x$ , предполагается полупрозрачной (показана пунктиром). Полупрозрачность понимается в смысле выполнения граничных условий [8] для электрически тонкого слоя. Параметром, характеризующим слой, является импеданс  $Z_g(z)$ . Импеданс предполагается комплексным и переменным как функция  $z$ . Физической реализацией такого транспаранта в диапазоне СВЧ являются сетки [9,10] с включенными комплексными нагрузками аналогично [11]. Предполагается, что при больших положительных  $z$  справедливо  $Z_g(z) \rightarrow \infty$ , таким образом осуществляется плавный переход от транспаранта к свободному пространству. Напротив, при больших отрицательных  $z$  полагается  $Z_g(z) \rightarrow 0$ , тем самым полупрозрачная часть транспаранта переходит в идеально проводящую. Задача состоит в синтезе импеданса  $Z_g(z)$ , обеспечивающего резкую убыль  $F^\Sigma(\theta)$  в области  $\theta > \pi/2$ .

Можно отметить, что вопросы дифракции на полуплоскости с полупрозрачным окончанием рассматривались в ряде работ, например [12]. Задача синтеза резистивной ленты для достижения желаемых диаграмм обратного рассеяния рассмотрена в работе [13]. Однако задачи синтеза профиля импеданса для обеспечения отсечки ДН в этих работах не упомянуты.

Основное отличие данной работы от [4] состоит в том, что при  $b \gg \lambda$  (где  $\lambda$  – длина волны) задача синтеза импеданса  $Z_g(z)$  допускает аналитическое решение в геометрикооптическом приближении, при этом импеданс  $Z_g(z)$  оказывается чисто резистивным (раздел 2). При уменьшении расстояния от источника до транспаранта геометрикооптическое приближение как таковое оказывается непригодным; синтезируемый таким образом импеданс не обеспечивает отсечки поля. Однако этот импеданс является хорошим первым шагом для численной оптимизационной процедуры; импеданс  $Z_g(z)$  приобретает комплексный характер с положительной действительной частью

(раздел 3). Работа завершается численными данными о реализуемой крутизне отсечки поля в зоне тени и о работе транспаранта в полосе частот (раздел 4).

Рассматриваемая в работе модель является удобной для выяснения основных свойств экранов антенн, обеспечивающих резкую отсечку поля при переходе в зону тени. Некоторые черты таких экранов рассматривались в [14].

## 2. Геометрооптическое приближение

Пусть  $F^\Sigma(\theta)$  - желаемая ДН в области  $x > b$ . Граничные условия на поверхности транспаранта имеют вид [8]:

$$\vec{E}_\tau^+ = \vec{E}_\tau^- \quad (1)$$

$$-\left[\vec{x}_0, \vec{H}_\tau^+ - \vec{H}_\tau^-\right] = \vec{j}^e = \frac{\vec{E}_\tau^+}{Z_g} \quad (2)$$

Здесь  $\vec{E}(\vec{H})_\tau^{+(-)}$  - касательные компоненты полей по обе стороны от транспаранта при  $x = b + (-)0$ ,  $\vec{j}^e$  - поверхностная плотность эквивалентного электрического тока транспаранта, квадратные скобки означают векторное произведение.

*H-поляризация* ( $E_y = 0$ ). Пусть  $E_z^\Sigma, H_y^\Sigma$  - компоненты желаемого поля на поверхности транспаранта при  $x = b + 0$ , а  $E_z, H_y$  - компоненты поля источника на этой же поверхности; желаемое поле создает диаграмму  $F^\Sigma(\theta)$ . Тогда поле, создаваемое током транспаранта на той же поверхности есть  $H_y^\Sigma - H_y$ , откуда

$$j_z^e = 2(H_y^\Sigma - H_y) \quad (3)$$

и из (2), с учетом непрерывности электрического поля при переходе через транспарант,

$$Z_g = \frac{E_z^\Sigma}{2(H_y^\Sigma - H_y)} \quad (4)$$

Это выражение является точным. Предположим теперь, что транспарант расположен в дальнем поле источника. Кроме того, в геометрическом приближении дальнее желаемое поле продолжается на плоскость  $x = b + 0$  непосредственно. Тогда

$$H_y^\Sigma(z) = H_0^\Sigma \frac{e^{-ikr_z}}{kr_z} F^\Sigma(\theta_z) \quad (5)$$

$$E_z^\Sigma(z) = -H_0^\Sigma W_0 \frac{e^{-ikr_z}}{kr_z} F^\Sigma(\theta_z) \sin(\theta_z) \quad (6)$$

$$H_y(z) = H_0 \frac{e^{-ikr_z}}{kr_z} F(\theta_z) \quad (7)$$

Здесь  $H_0^\Sigma, H_0$  - амплитуды желаемого поля и поля источника в дальней зоне, соответственно,  $W_0 = 120\pi$  Ом,  $k = 2\pi / \lambda$ , зависимость от времени взята  $e^{i\omega t}$ . Кроме того, использованы обозначения

$$r_z = \sqrt{b^2 + z^2} \quad (8)$$

$$\theta_z = \arctan(b / z) \quad (9)$$

Подставляя (5)...(7) в (4), имеем

$$Z_g(z) = W_0 \frac{-F^\Sigma(\theta_z) \sin(\theta_z)}{2 \left( F^\Sigma(\theta_z) - \frac{H_0}{H_0^\Sigma} F(\theta_z) \right)} \quad (10)$$

Для задач синтеза типична ситуация, когда желаемое поле известно не весьма точно. Распорядимся свободой выбора желаемого поля следующим образом. Пусть транспарант не вносит искажений в поле источника в области  $0 \leq \theta \leq \pi / 2 - \alpha$ , а затем ДН  $F^\Sigma(\theta)$  гладко обращается в ноль в области  $\pi / 2 - \alpha \leq \theta \leq \pi / 2 + \alpha$ , сохраняя при этом фазовую структуру поля источника, здесь  $\alpha$  - некоторый малый угол. Тогда  $H_0^\Sigma = H_0$  и из (10) следует, что  $Z_g(z) \rightarrow \infty$  в области  $0 \leq \theta_z \leq \pi / 2 - \alpha$ , что соответствует отсутствию транспаранта, а в области  $\pi / 2 - \alpha \leq \theta_z \leq \pi / 2 + \alpha$  имеем

$$Z_g(z) = R_g(z) = W_0 \frac{|F^\Sigma(\theta_z)| \sin(\theta_z)}{2(|F(\theta_z)| - |F^\Sigma(\theta_z)|)} > 0 \quad (11)$$

Отметим, что в области  $\theta_z > \pi/2 + \alpha$   $F^\Sigma(\theta_z) = 0$  и транспарант идеально проводящий.

*E*-поляризация ( $H_y = 0$ ). Все выводы повторяются буквально, имеем

$$Z_g = \frac{-E_y^\Sigma}{2(H_z^\Sigma - H_z)} \quad (12)$$

$$Z_g(z) = R_g(z) = W_0 \frac{|F^\Sigma(\theta_z)|}{2(|F(\theta_z)| - |F^\Sigma(\theta_z)|) \sin(\theta_z)} > 0 \quad (13)$$

Отметим, что при конечной длине волны справедливость (11), (13) определяется величиной реактивных полей на поверхности транспаранта. Малость этих полей, в свою очередь, зависит от того, насколько транспарант находится в дальнем поле источника и насколько импеданс  $Z_g(z)$  мало меняется на расстояниях порядка длины волны. Также отметим, что вместо импеданса можно было бы рассматривать локальный коэффициент отражения от транспаранта. Использование импеданса представляется более удобным так как позволяет в дальнейшем применять условие физической реализуемости пассивного транспаранта в виде  $\text{Re} Z_g > 0$ .

### 3. Численный анализ геометрооптического приближения

Для проверки применимости (11), (13) был выбран источник в виде двух нитей тока, перпендикулярных чертежу. Нити расположены симметрично на оси  $z$  (рис.1),  $d$  - расстояние между нитями,  $I_{1,2}$  - амплитуды тока. Для *H*-поляризации ток источника магнитный, а для *E*- электрический. При  $d \ll \lambda$ , при условии  $I_2 = -I_1 e^{-ikd} = -I e^{-ikd/2}$ , источник формирует кардиоидную ДН  $F(\theta) = (1 + \cos(\theta))/2$ ; эта ДН показана на рис.2 сплошной линией. Такой источник является удобной моделью для ряда приложений; источник

формирует широкоугольную ДН с максимумом при  $\theta = 0$ , причем излучение в направлении  $\theta = \pi$  подавлено.

Ток транспаранта  $\vec{j}^e$  определялся из решения точного интегрального уравнения:

$$\int G j^e dz + E_\tau = Z_g(z) j^e \quad (14)$$

Здесь  $G$  – функция Грина,  $E_\tau$  – точное поле источника. Импеданс  $Z_g(z)$  определялся по формулам (11) и (13). В этих формулах желаемая ДН  $F^\Sigma(\theta)$  была взята дважды непрерывно дифференцируемой и показана на рис.2 пунктиром. Эта ДН обращается в ноль в пределах углового сектора  $\pm 10^\circ$  относительно оси  $x$ . Уравнение (14) решалось численно методом моментов, подобно [11]. Функция Грина в (14) вычислялась в виде спектра плоских волн с характеристической осью  $x$ . Ток представлялся в виде разложения по базису конечных элементов треугольной формы. Дальнее поле определялось в виде суммы излучений источника и тока транспаранта. Последний определялся из решения системы линейных алгебраических уравнений:

$$\|Z_{gmn} - Z_{mn}\| \|I_n\| = \|U_m\| \quad (15)$$

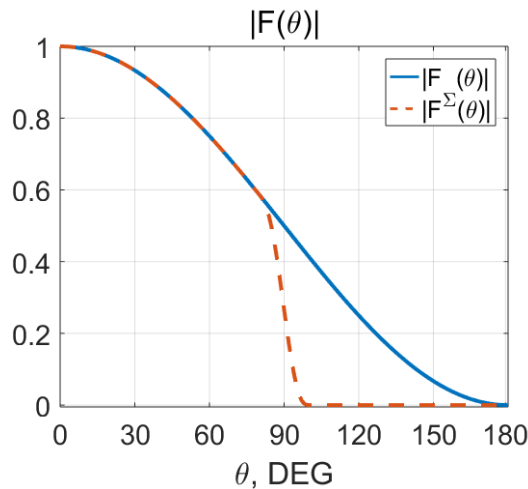


Рис.2 ДН источника (сплошная кривая) и желаемая ДН (пунктир).



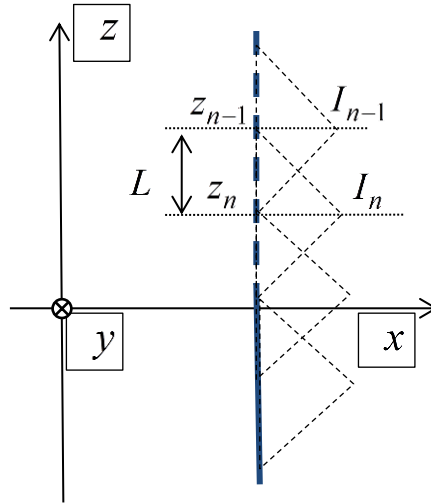


Рис.3. Базис конечных элементов треугольной формы.

Здесь  $I_n$  - амплитуды разложения тока по базису (рис.3), выражения для элементов матриц и столбца правой части имеют вид:

$$Z_{gmn} = \begin{cases} L \left( \frac{Z_g(z_n)}{12} + \frac{Z_g(z_{n+1})}{12} \right); & m = n + 1 \\ L \left( \frac{Z_g(z_{n-1})}{12} + \frac{Z_g(z_n)}{2} + \frac{Z_g(z_{n+1})}{12} \right); & m = n \\ L \left( \frac{Z_g(z_n)}{12} + \frac{Z_g(z_{n-1})}{12} \right); & m = n - 1 \end{cases} \quad (16)$$

Здесь и далее  $L$  - размер носителя базисной функции,  $W_0 = 120\pi$  Ом,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $b$  и  $d$  - расстояния в терминах рис.1.

Для Н-поляризации:

$$Z_{mn} = -\frac{W_0 L^2}{2\pi k} \int_0^\infty \left[ \frac{\sin(uL/2)}{uL/2} \right]^4 \sqrt{k^2 - u^2} \cos(u(z_m - z_n)) du \quad (17)$$

$$U_m = \frac{ikb}{4} \int_{z_m-L}^{z_m+L} \left( 1 - \frac{|z - z_m|}{L} \right) \left[ \frac{H_1^{(2)}(kr_1(z)) e^{ikd/2}}{r_1(z)} - \frac{H_1^{(2)}(kr_2(z)) e^{-ikd/2}}{r_2(z)} \right] dz \quad (18)$$

$$\text{где } r_1(z) = \sqrt{b^2 + (z - d/2)^2}, r_2(z) = \sqrt{b^2 + (z + d/2)^2}$$

ДН тока транспаранта:

$$F(\theta) = \sin \theta \frac{kL}{4} \left[ \frac{\sin(kL \cos \theta / 2)}{kL \cos \theta / 2} \right]^2 \sum_n I_n \exp(ik(z_n \cos \theta + b \sin \theta)) \quad (19)$$

Для E-поляризации:

$$Z_{mn} = -\frac{ikW_0 L^2}{2\pi} \int_0^\infty \left[ \frac{\sin(uL/2)}{uL/2} \right]^4 \frac{\cos(u(z_m - z_n))}{\sqrt{u^2 - k^2}} du \quad (20)$$

$$U_m = -\frac{kW_0}{4} \int_{z_m-L}^{z_m+L} \left( 1 - \frac{|z - z_m|}{L} \right) \left[ H_0^{(2)}(kr_1(z)) e^{ikd/2} - H_0^{(2)}(kr_2(z)) e^{-ikd/2} \right] dz \quad (21)$$

$$\text{где } r_1(z) = \sqrt{b^2 + (z - d/2)^2}, r_2(z) = \sqrt{b^2 + (z + d/2)^2}$$

ДН тока транспаранта:

$$F(\theta) = -\frac{kLW_0}{4} \left[ \frac{\sin(kL \cos \theta / 2)}{kL \cos \theta / 2} \right]^2 \sum_n I_n \exp(ik(z_n \cos \theta + b \sin \theta)) \quad (22)$$

При численных расчетах протяженность транспаранта по оси  $z$  выбиралась конечной. Размер транспаранта в области  $z < 0$  выбирался так, чтобы вклад дифракции на дальнем по отношению к источнику конце экрана оказывался несущественным в интересующей области сравнительно малых  $\theta^e$ . Здесь  $\theta^e$  - угол возвышения (рис.1).

Необходимо отметить, что из формул (11),(13) с учетом (9) следует, что при изменении расстояния  $b$  линейные размеры транспаранта изменяются пропорционально этому последнему. В частности, при уменьшении  $b$  производная  $dZ_g / dz$  нарастает по абсолютной величине, что в конечном счете приводит к потере применимости геометрооптического приближения.

Результаты расчета проиллюстрированы на рис.4,5; реализуемая ДН обозначена как  $F^1(\theta)$ . Отметим, что для ряда приложений интерес представляет отношение «низ-верх» (англ. “down/up”), определяемое как  $DU(\theta^e) = F^1(-\theta^e) / F^1(\theta^e)$ . Это отношение названо диаграммой обратного излучения (ДОИ) в [2]; это отношение удобно для иллюстрации скорости убыви поля при переходе в зону тени. Кривые на графиках рис.4,5 рассчитаны для ряда значений расстояния  $b$ , импеданс  $Z_g(z)$  в каждом из случаев определялся по (11),(13). Для сравнения на графиках пунктиром показана желаемая ДН  $F^\Sigma(\theta)$ , взятая из рис.2, и соответствующее поведение  $DU(\theta^e)$ .

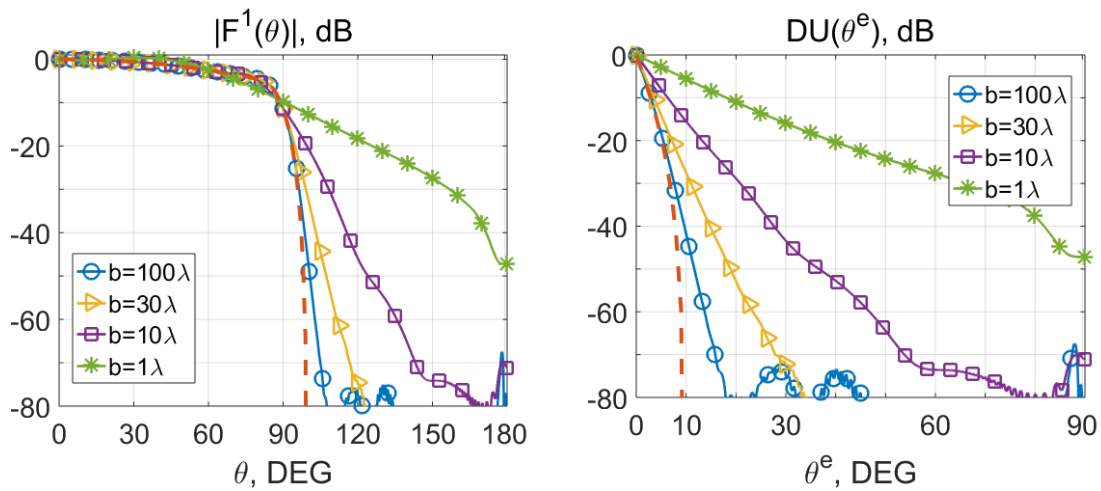


Рис.4 Е-поляризация. Слева – ДН, справа -  $DU(\theta^e)$

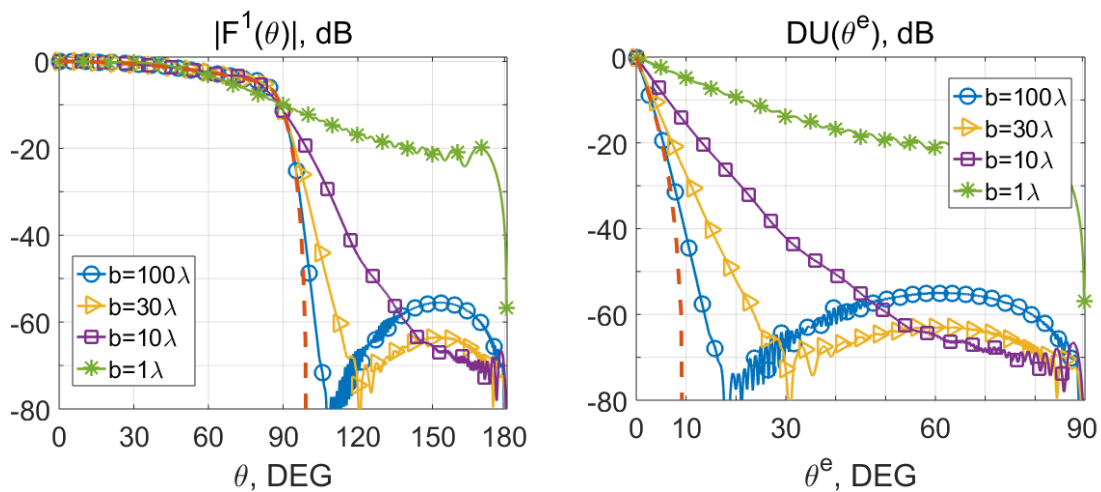


Рис.5 Н-поляризация. Слева – ДН, справа -  $DU(\theta^e)$

Из графиков видно, что при  $b=100\lambda$  реализуемая ДН отличается от заданной на величины порядка  $-50\text{дБ}$  в зоне тени. Однако, при приближении транспаранта к источнику, крутизна отсечки, обеспечиваемая импедансом (11),(13) уменьшается. При  $b=10\lambda$  отличия реализуемой ДН от заданной не превышают  $-20\text{дБ}$ , начиная от угла  $100^\circ$ . Дальнейшее уменьшение расстояния  $b$  делает синтез импеданса в геометрооптическом приближении непригодным.

#### 4. Численная процедура синтеза импеданса

Для выяснения возможности приближения транспаранта к источнику с сохранением резкой отсечки поля при переходе в зону тени была разработана численная процедура синтеза импеданса  $Z_g(z)$ . При синтезе предполагалось, что импеданс может быть комплексным с условием физической реализуемости в виде  $\text{Re}(Z_g(z)) > 0$ .

В процессе синтеза минимизировалась квадратичная функция штрафов

$$P = q_1 \left( g_+^2(DU(\theta_0) - C_0) \right) + q_2 \left( \int_{\theta_0}^{\pi/2} g_+^2(DU(\alpha) - C_1) d\alpha \right) \rightarrow \min, \quad (23)$$

$$g_+(x) = \begin{cases} x, & x > 0 \\ 0, & x \leq 0 \end{cases}; \theta_0 = 10^\circ$$

Веса  $q_{1,2}$  и штрафные константы  $C_{0,1}$  позволяли регулировать целевой уровень спада ДН при переходе в зону тени и штраф за выход ДООИ из желаемого диапазона. Отметим, что для задач спутникового позиционирования интерес представляет [1] отсечка ДООИ до  $-40\text{дБ}$  при углах возвышения, начиная с  $\theta^e = 10^\circ$ . Эти величины использовались в качестве ориентира.

На каждом шаге процедуры при фиксированном  $Z_g(z)$  ток транспаранта определялся путем численного решения интегрального уравнения (14) методом моментов по формулам (15)...(22). Поиск  $Z_g(z)$  для минимизации (23) осуществлялся с помощью квазиньютоновского алгоритма безусловной оптимизации BFGS. Этот метод основан на накоплении информации о кривизне целевой функции по наблюдениям за изменением градиента и

позволяет обходиться без явного формирования матрицы вторых частных производных [15]. Для вычисления градиента применялась конечно-разностная аппроксимация.

В качестве начального шага синтеза использовалось геометрооптическое приближение (11), (13). Этот импеданс удобно аппроксимируется линейной комбинацией двух экспонент вида:

$$f(z) = pe^{\beta z} + qe^{\gamma z} \quad (24)$$

В дальнейшем, коэффициенты  $p, q, \beta, \gamma$  варьировались для минимизации (23). Мнимая часть импеданса задавалась в виде кусочно-линейной аппроксимации.

## 5. Результаты синтеза

Синтез импеданса проводился для каждого фиксированного расстояния  $b$ , последовательно уменьшая это расстояние в интервале значений от  $b = 20\lambda$  до  $b = 0.5\lambda$ . Рис.6 посвящен сравнению результатов синтеза действительной части импеданса с выражением для случая геометрической оптики (11),(13). При  $b = 20\lambda$  синтезированный импеданс  $Z_g(\theta_z)$  практически совпадает с (11),(13), как и ожидалось. При этом  $\text{Im}Z_g(\theta_z) = 0$ . При меньших  $b$  отсечка достигается путем одновременной коррекции  $\text{Re}Z_g(z)$  и введения  $\text{Im}Z_g(z)$ . Это показано на рис. 7,8. Здесь приведены наиболее характерные результаты для Е- и Н-поляризации соответственно. Слева изображены ДОИ, справа - соответствующие им действительные и мнимые компоненты  $Z_g(z)$  для случаев  $b/\lambda = 20; 10; 1; 0.5$ . Отсечка ДОИ на 30..40 дБ в секторе  $10^\circ$  реализуется при расстояниях до транспаранта в 10...20 длин волн; отсечка до 20 дБ в этом же секторе реализуется при расстояниях порядка от 0.5 до 1 длины волны.

Во всех случаях реактивная составляющая импеданса ведет себя достаточно гладко как функция координаты, что указывает на возможность физической реализации.

Необходимо отметить, что получение отсечки ДН при малых, порядка длины волны, расстояниях от источника до транспаранта, реализуется лишь

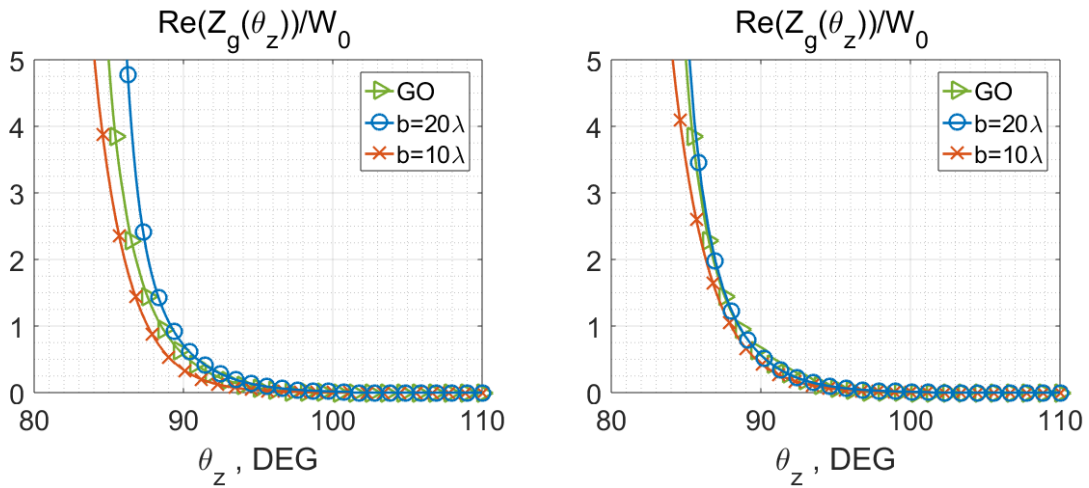


Рис. 6. Результаты синтеза импеданса в сравнении с начальным приближением. Слева -  $E$ -поляризация, справа -  $H$ -поляризация.

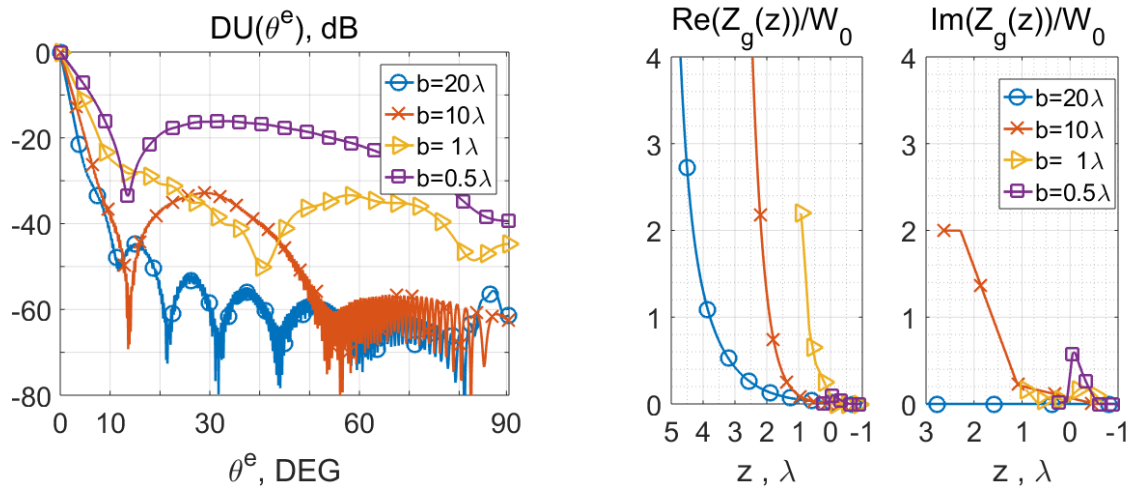


Рис. 7. Результаты синтеза.  $E$ -поляризация. Слева -  $DU(\theta^e)$ , справа -  $Z_g(z)$ .

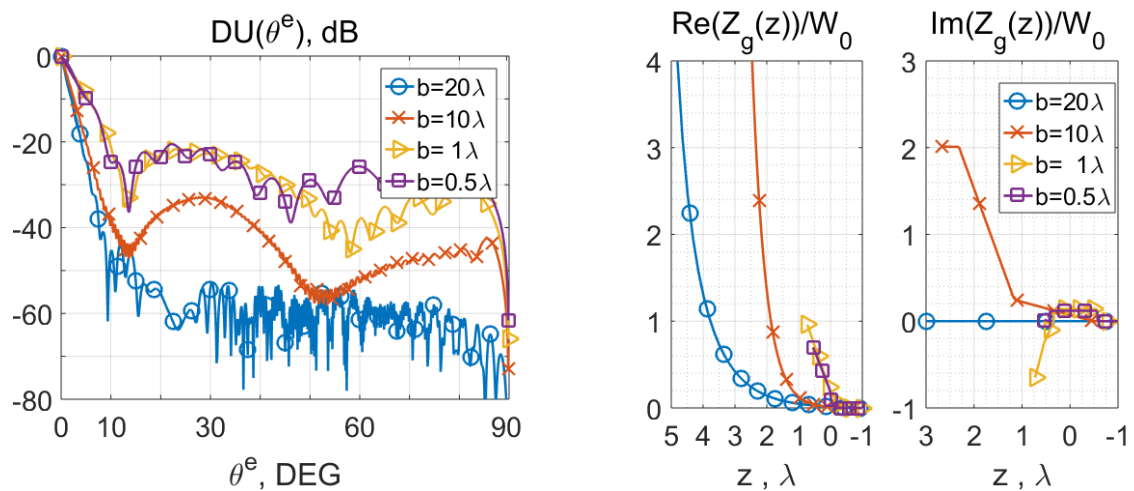


Рис. 8. Результаты синтеза.  $H$ -поляризация. Слева -  $DU(\theta^e)$ , справа -  $Z_g(z)$ .

при заметном увеличении протяженности полупрозрачной части транспаранта против выражений (11),(13). Это отчетливо видно на графиках рис. 7.8, где импеданс показан как функция координаты  $z$  точки транспаранта. Так, при  $b = \lambda$  протяженность полупрозрачной части составляет 2 длины волны.

Дополнительно исследовалось изменение ДОИ в полосе частот  $f_0 \pm 3\%$  и  $f_0 \pm 15\%$ , принимая во внимание частотную зависимость реактивных составляющих импеданса. Здесь  $f_0$  - частота, на которой осуществлялся синтез. Результаты анализа для угла  $10^\circ$  сведены в Таблицу 1. В крайней правой колонке для каждой поляризации приведены результаты синтеза на фиксированной частоте, в двух левых – наихудшие значения в полосе частот.

Таблица 1. Результаты синтеза

$\frac{b}{\lambda}$	Случай Н-поляризации, $DU(10^\circ)$ , дБ			Случай Е-поляризации, $DU(10^\circ)$ , дБ		
	$f_0 \pm 15\%$	$f_0 \pm 3\%$	$f_0$	$f_0 \pm 15\%$	$f_0 \pm 3\%$	$f_0$
100	-	-	-40	-	-	-54
50	-	-	-40	-	-	-48
20	-40	-45	-45	-40	-41	-42
10	-36	-37	-38	-37	-37	-37
5	-27	-34	-34	-21	-25	-25
2	-17(-20)	-28(-30)	-33	-20(-24)	-30(-31)	-37
1	-12(-14)	-18(-19)	-21	-12(-14)	-21(-22)	-25
0,5	-10(-12)	-17(-18)	-24	-12(-13)	-17(-18)	-19

В скобках приведены величины  $DU(10^\circ)$ , полученные в предположении, что реактивные составляющие импеданса частотно-независимы.

Из данных Таблицы 1 следует, что основным фактором, ограничивающим реализуемую крутизну отсечки поля является расстояние до транспаранта. Влияние частотных зависимостей реактивных компонентов импеданса относительно невелико.

В качестве преимущества рассмотренного подхода отметим, что в работе [4] была достигнута отсечка порядка 10дБ в секторе углов  $10^\circ$  для удалений

транспаранта на расстояние одной длины волны от источника ( $b = \lambda$ ). В настоящей работе соответствующая величина отсечки составила порядка 20дБ; кроме того, показано, что такая отсечка потенциально достижима и при  $b = 0.5\lambda$ .

## 6. Выводы

Таким образом, сформулирована аналитическая процедура синтеза импеданса полупрозрачного транспаранта в геометрооптическом приближении. Показано, что при расстояниях от источника до транспаранта порядка 100 длин волн возможно получение отсечки КУ на 50дБ в угловом секторе  $10^\circ$  относительно границы свет-тень; импеданс при этом носит чисто резистивный характер. Для меньших расстояний разработана численная процедура синтеза, импеданс при этом становится комплексным с положительной действительной частью. При расстояниях порядка 10...20 длин волн возможно получение отсечки на 30...40 дБ в указанном секторе, а при расстояниях порядка от 0.5 до 1 длины волны – на 20дБ. Показано, что частотные зависимости реактивных компонент импеданса не вносят существенных ухудшений в характеристики в полосе частот до 30%.

## Литература

1. A. Leick, L. Rapoport, D. Tatarnikov, GPS Satellite Surveying, 4-th Ed., Wiley, New York, 2015.
2. А.В. Вейцель, В.А. Вейцель, Д.В. Татарников, Аппаратура высокоточного позиционирования по сигналам глобальных навигационных спутниковых систем: высокоточные антенны, специальные методы повышения точности позиционирования/ Под ред. М.И. Жодзижского, М.: МАИ-ПРИНТ, 2010 – 386 с: ил.
3. П.Я. Уфимцев Теория дифракционных краевых волн в электродинамике. М.: Бином, 2007.
4. Д.В. Татарников, И.М. Чернецкий, Затенение полуплоскостью с полупрозрачным окончанием, Журнал Радиоэлектроники [электронный



- журнал]. 2012. №12. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/dec12/10/text.pdf>
5. В.А. Боровиков, К.А. Амбарцумова. Построение параболического зеркала с краем переменной прозрачности. Радиотехника и электроника, 1990, №12.
  6. D. Jenn, W. Rusch, Low-Sidelobe Reflector Synthesis and Design Using Resistive Surfaces, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 39, № 9, 1991, pp. 1372-1375.
  7. И.Ф. Будагян, Г.Г. Шукин Моделирование характеристик излучения зеркальных антенн с корректирующим переменным импедансом, М.: Радиотехника, Антенны, №12(91), 2004.
  8. Электродинамика антенн с полупрозрачными поверхностями / под ред. Б.З. Каценеленбаума и А.Н. Сивова, Москва, Наука, 1989.
  9. М.И. Конторович, М.И. Астрахан, В.П. Акимов, Г.А. Ферсман Электродинамика сетчатых структур. – М.: Радио и связь, 1987. – 135 с.
  10. S. Tretyakov, Analytical Modeling in Applied Electromagnetics, Artech House, Norwood, 2003.
  11. D. Tatarnikov, Semi-Transparent Ground Planes Excited by Magnetic Line Current, IEEE Antennas and Propagation, v60, №6, 2012, pp. 2843-2852.
  12. L. Kempel, J. Volakis, TM Scattering by a Metallic Half Plane with a Resistive Sheet Extension, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 41, № 7, 1993, pp. 910-917.
  13. R. Haupt, V. Liepa, Synthesis of Tapered Resistive Strips, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-35, № 11, 1987, pp.1217-1225.
  14. Д.В. Татарников, И.М. Чернецкий, Экраны с отсечкой поля, Журнал Радиоэлектроники [электронный журнал]. 2015. №10. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/oct15/9/text.pdf>
  15. Ф. Гилл, У. Мюррей и М. Райт, Практическая оптимизация, Москва: Мир, 1985.

**Ссылка на статью:**

Д.В.Татарников, А.А.Генералов. Синтез полупрозрачного плоского транспаранта, формирующего ДН с отсечкой. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №2. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/feb17/7/text.pdf>