

## ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОЖЕКТОРНОМ ЛУЧЕ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН

*Н.Н. ГОРОБЕЦ, Е.Е. ОВСЯННИКОВА*

На основе решения векторной внешней задачи электродинамики дан анализ амплитудных и фазовых характеристик электромагнитных полей в ближней и промежуточной зонах апертурных антенн. Показано, что при квадратной и близкой к ней форме излучающего раскрыва вблизи антенны вплоть до расстояния, равного размерам раскрыва, формируется «прожекторный луч» — локально плоская волна, которая распространяется без потерь как в канализирующих фидерных устройствах. Поперечное сечение прожекторного луча близко к размерам раскрыва, амплитуды полей в нем такие же, как и в середине раскрыва.

*Ключевые слова:* электромагнитные волны, апертурные антенны; ближняя, промежуточная, дальняя зоны; прожекторный луч.

### ВВЕДЕНИЕ

В современной науке и технике, промышленном и сельскохозяйственном производстве, в медицине и в быту электромагнитные поля и волны находят все более широкие и разнообразные применения. Это относится к теории и технике информационных телекоммуникационных систем и сетей (радио и телевидение, телефония, интернет и локальные компьютерные сети, радионавигация, радиотелеметрия), радиоэлектронных систем обнаружения и распознавания объектов и измерения их характеристик (радиолокация, ближняя и подповерхностная радиолокация, радиопеленгация, радиоуправление, охранные системы и системы досмотра, дистанционное зондирование Земли с авиационных и космических носителей), а также к микроволновой энергетике и воздействию электромагнитных волн на материальные среды, в частности, на биологические объекты, в том числе — на человека (электромагнитная экология). Многие из перечисленных задач и проблем не разрешены до настоящего времени, однако очевидно, что во всех случаях необходимо знать, причем как можно более точно, распределение в пространстве и во времени амплитудных, фазовых, поляризационных и спектральных характеристик электромагнитных полей и волн антенных систем разных типов и модификаций.

Сказанное выше относится в полной мере к задачам расчета и анализа характеристик электромагнитных полей в ближней и промежуточной зонах наблюдения антенных систем. Особенно важны вопросы теории ближней зоны антенн для подповерхностной радиолокации. Причина здесь не только в разной скорости убывания амплитуды различных частотных составляющих сигнала, но и отличия фазовых скоростей этих составляющих друг от друга и от скорости света [1]. Эти явления приводят к искажению амплитудного и фазового спектра и, следовательно, формы зондирующего сигнала в процессе его распространения, отражения, дифракции и рассеяния.

В [2] нами показано, что в случае апертурных антенн с раскрывом квадратной формы в их ближней зоне формируется прожекторный луч, в котором амплитуды векторов напряженности электрического и магнитного полей определяются их значениями в середине раскрыва и не зависят от его размеров. Глубина осцилляций поля и его мощности и протяженность области прожекторного луча максимальны в случае раскрывов квадратной формы. Показано также, что в случае апертурных антенн больших электрических размеров, больших примерно 50 длин волн, вблизи антенны в области прожекторного луча образуется локально плоская электромагнитная волна, амплитуда которой в процессе распространения практически не изменяется на некотором расстоянии от антенны. Другими словами, в некоторой области ближней зоны апертурных антенн больших электрических размеров электромагнитные волны распространяются как в канализирующих электродинамических системах — практически без потерь.

К настоящему времени волновые процессы в ближней зоне апертурных антенн больших электрических размеров изучены мало. С другой стороны, эти процессы весьма важны для радиофизики и радиоэлектроники вновь осваиваемого терагерцового диапазона электромагнитных волн.

Целью настоящей статьи является расчет электромагнитных полей и анализ волновых процессов в зоне прожекторного луча апертурных антенн.

### 1. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОБ ИЗЛУЧЕНИИ АПЕРТУРНОЙ АНТЕННЫ НА ПРОИЗВОЛЬНОМ РАССТОЯНИИ

Задача анализа волновых процессов при излучении электромагнитных волн в ближней и промежуточной зонах наблюдения относится к внешним задачам электродинамики и ее решение в общем виде хорошо известно. Свяжем с излучающим раскрывом декартову систему координат с началом в середине раскрыва, при-

чем ось  $OZ$  направим по нормали к раскрыву, а точки наблюдения будем определять в сферической системе с началом в той же точке середины раскрыва. Решение задачи об излучении из раскрыва  $S$  произвольной формы запишем через векторы Герца

$$\vec{E} = \text{grad div } \vec{\Pi}^\ominus + k^2 \vec{\Pi}^\ominus - i\omega\mu \text{rot } \vec{\Pi}^\text{M}; \quad (1)$$

$$\vec{H} = i\omega\epsilon \text{rot } \vec{\Pi}^\ominus + \text{grad div } \vec{\Pi}^\text{M} + k^2 \vec{\Pi}^\text{M}, \quad (2)$$

где электрический и магнитный векторы Герца определяются соотношениями

$$\vec{\Pi}^\ominus = \frac{1}{4\pi i\omega\epsilon} \int_S \vec{j}^\ominus(x, y) \psi ds; \quad (3)$$

$$\vec{\Pi}^\text{M} = \frac{1}{4\pi i\omega\mu} \int_S \vec{j}^\text{M}(x, y) \psi ds; \quad (4)$$

функция сферической волны;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число, расстояние  $r$  от точек наблюдения в раскрыве с текущими координатами  $x$  и  $y$ , по которым производится интегрирование в (3), до точки наблюдения со сферическими координатами  $\theta, \varphi, R$  равно в принятых координатах

$$r = (R^2 - 2xR\sin\theta\cos\varphi - 2yR\sin\theta\sin\varphi + x^2 + y^2)^{1/2}. \quad (5)$$

Подчеркнем, что на сферические координаты точек наблюдения не накладывается никаких ограничений, кроме того, что они должны быть вне поверхности  $S$ , по которой интегрируются источники поля в (3).

В случае апертурных антенн известные электрические и эквивалентные магнитные токи в излучающем раскрыве выразим через эквивалентные магнитные и электрические поля

$$\vec{j}^\ominus = [\vec{z}^\circ \vec{H}_S]; \quad (6)$$

$$\vec{j}^\text{M} = -[\vec{z}^\circ \vec{E}_S]. \quad (7)$$

Поле в раскрыве считаем поперечным, удовлетворяющим соотношению

$$\vec{H}_S = \frac{1}{W_S} [\vec{z}^\circ \vec{E}_S], \quad (8)$$

где  $W_S = \dot{E}_S / \dot{H}_S$  – волновое сопротивление раскрыва. Рассмотрим далее общий случай, когда электрическое поле в раскрыве имеет произвольную эллиптическую поляризацию. Тогда его можно представить в ортогональном линейно-поляризованном базисе

$$\vec{E}_S(x, y) = \vec{x}^\circ \dot{E}_x(x, y) + \vec{y}^\circ \dot{E}_y(x, y). \quad (9)$$

Далее проделав не сложные, но громоздкие преобразования в соответствии с (1), (2) и с учетом (3)–(9), получим все компоненты электромагнитного поля на произвольном расстоянии от раскрыва антенны в ближней, промежуточной и дальней зонах

$$\vec{E}_\theta = \frac{\lambda}{4\pi} \left( \frac{R}{\lambda} - \frac{iW_0 \cos\theta}{2\pi W_S} \right) \int_S (E_x \cos\varphi + E_y \sin\varphi) \times \times f_1 \psi dS - \frac{\sin\theta}{4\pi} \int_S (xE_x + yE_y) f_1 \psi dS + \frac{i\lambda W_0 \cos\theta}{8\pi^2 W_S} \times \times \int_S (x \cos\varphi + y \sin\varphi) f_2 q_1 \psi dS + \quad (10)$$

$$+ \frac{i}{2\lambda} \frac{W_0 \cos\theta}{W_S} \int_S (E_x \cos\varphi + E_y \sin\varphi) \psi dS;$$

$$\vec{E}_\varphi = -\frac{\lambda}{4\pi} \left( \frac{R \cos\theta}{\lambda} - \frac{iW_0}{2\pi W_S} \right) \int_S (E_x \sin\varphi - E_y \cos\varphi) \times \times f_1 \psi dS - \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_S} \int_S (x \sin\varphi - y \cos\varphi) f_2 q_1 \psi dS - \quad (11)$$

$$- \frac{iW_0}{2\pi W_S} \int_S (E_x \sin\varphi - E_y \cos\varphi) \psi dS;$$

$$\vec{E}_R = -\frac{\cos\theta}{4\pi} \int_S (xE_x + yE_y) f_1 \psi dS -$$

$$- \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_S} \sin\theta \int_S (E_x \cos\varphi + E_y \sin\varphi) f_1 \psi + \quad (12)$$

$$+ R - \sin\theta (x \cos\varphi + y \sin\varphi) f_2 q_1 \psi dS +$$

$$+ \frac{iW_0 \sin\theta}{2\lambda W_S} \int_S (E_x \cos\varphi + E_y \sin\varphi) \psi dS;$$

$$\vec{H}_\theta = \frac{\lambda}{4\pi} \left( \frac{R}{\lambda W_S} - \frac{i \cos\theta}{2\pi W_0} \right) \int_S (E_x \sin\varphi - E_y \cos\varphi) f_1 \psi dS -$$

$$- \frac{\sin\theta}{4\pi W_S} \int_S (xE_x - yE_y) f_1 \psi dS + \frac{i\lambda_0 \cos\theta}{8\pi^2 W} \times$$

$$\times \int_S (x \cos\varphi + y \sin\varphi) f_2 q_2 \psi dS + \frac{i}{2\lambda} \frac{\cos\theta}{W_0} \times \quad (13)$$

$$\times \int_S (E_x \sin\varphi - E_y \cos\varphi) \psi dS;$$

$$\vec{H}_\varphi = -\frac{\lambda}{4\pi} \left( \frac{R \cos\theta}{\lambda W_S} - \frac{i}{2\pi W_0} \right) \int_S (E_x \cos\varphi + E_y \sin\varphi) \times$$

$$\times f_1 \psi dS + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \int_S (x \sin\varphi - y \cos\varphi) f_2 q_2 \psi dS + \quad (14)$$

$$+ \frac{i}{2\lambda W_0} \int_S (E_x \cos\varphi + E_y \sin\varphi) \psi dS;$$

$$\vec{H}_R = \frac{\cos\theta}{4\pi W_S} \int_S (yE_x - xE_y) f_1 \psi dS +$$

$$+ \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \sin\theta \int_S (E_y \cos\varphi - E_x \sin\varphi) f_1 \psi + \quad (15)$$

$$+ \int_S [R - \sin\theta (x \cos\varphi + y \sin\varphi)] f_2 q_1 \psi dS +$$

$$+ \frac{i \sin\theta}{2\lambda W_0} \int_S (E_x \sin\varphi - E_y \cos\varphi) \psi dS;$$

$$f_1 = \frac{ikr+1}{r^2}, \quad f_2 = \frac{3}{r^4} + \frac{3ik}{r^3} - \frac{k^2}{r^2}, \quad q_1 = E_S(x-x_S) +$$

$$+ E_y(y-y_S) \text{ и } q_2 = E_x(y-y_S) - E_y(x-x_S).$$

На практике в тех случаях, когда электромагнитные волны воздействуют на биологические объекты с плоскими образующими, например, на микроорганизмы в чашке Петри, необходимо знать характеристики электромагнитных полей на плоских поверхностях. Решение подобной задачи в декартовых координатах для точек наблюдения приводит к следующим расчетным формулам для всех компонент электромагнитного поля

$$\vec{E}_x = \frac{\lambda}{4\pi} \int_S E_x^S \psi f_1 z dS + \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_S} \times \int_S (-E_x^S \psi f_1 + \psi f_1 (x - x_S) q_1) dS + \frac{iW_0}{2\lambda W_S} \int_S E_x^S \psi dS; \quad (16)$$

$$\vec{E}_y = \frac{\lambda}{4\pi} \int_S E_y^S \psi f_1 z dS + \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_S} \times \int_S (-E_y^S \psi f_1 + \psi f_2 (y - y_S) q_1) dS + \frac{iW_0}{2\lambda W_S} \int_S E_y^S \psi dS; \quad (17)$$

$$\vec{E}_z = -\frac{\lambda}{4\pi} \int_S \psi f_1 q_1 dS + \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_S} \int_S q_1 \psi f_2 z dS; \quad (18)$$

$$\vec{H}_x = -\frac{1}{4\pi W_S} \int_S E_y^S \psi f_1 z dS + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \times \int_S (\psi f_1 E_y^S + \psi f_2 (x - x_S) q_2) dS - \frac{i}{2\lambda W_0} \int_S E_y^S \psi dS; \quad (19)$$

$$\vec{H}_y = -\frac{1}{4\pi W_S} \int_S E_x^S \psi f_1 z dS + \frac{i}{8\pi^2 W_0} \times \int_S (\psi f_2 (x - x_S) q_2 - \psi f_2 E_x^S) dS + \frac{i}{2\lambda W_0} \int_S E_x^S \psi dS; \quad (20)$$

$$\vec{H}_z = \frac{1}{4\pi W_S} \int_S -q_2 \psi f_1 dS + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \int_S \psi f_2 z q_2 dS, \quad (21)$$

значения  $\psi, r, W_S, W_0, q_1, q_2, f_1, f_2$  приведены выше.

Для анализа волновых процессов в ближней зоне излучающих систем необходимо изучить зависимости от координат точек наблюдения амплитуд компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей, разности фаз поперечных компонент электрического и магнитного поля  $\arg E_0 - \arg H_\varphi$  и волновое сопротивление пространства вблизи антенны  $W = E_0/H_\varphi$ .

## 2. АНАЛИЗ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ПРОЖЕКТОРНОМ ЛУЧЕ ПРИ ИЗЛУЧЕНИИ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН

Поскольку волновой процесс имеет непрерывный характер вдоль любого луча, в расчетах и анализе не будем выделять области ближней, промежуточной и дальней зоны наблюдения, как это обычно делают при анализе волновых процессов при излучении диполя Герца.

Из теории ближней зоны антенн известно, что максимально эффективно явления ближней зоны проявляются в случае постоянных амплитудно-фазовых распределений источников поля

в раскрыве [3], т. к. в этом случае действующая площадь антенны равна геометрической площади излучающего раскрыва. Далее будем рассматривать физико-математические модели апертурных излучающих систем с постоянными амплитудными и фазовыми распределениями электрического и магнитного поля и постоянным их отношением, т. е. постоянным волновым сопротивлением среды во всем раскрыве. Другими словами, предполагаем, что раскрыв возбуждается плоской волной.

Для полноты анализа были рассчитаны аналогично [4] зависимости от координат точек наблюдения амплитуд векторов напряженности электрического и магнитного поля как в направлении нормали к раскрыву, т.е. в направлении главного максимума диаграммы направленности, так и в поперечных сечениях. Рассчитывались также аналогичные зависимости разности фаз поперечных компонент электрического и магнитного поля, определяющие величину активной и реактивной мощности электромагнитного поля в ближней зоне, и волновое сопротивление пространства вблизи антенны. Расчеты проведены для квадратных раскрывов с размерами (в длинах волн)  $10 \times 10$ ;  $15 \times 15$ ;  $20 \times 20$ ;  $40 \times 40$ ;  $50 \times 50$ ;  $75 \times 75$  и  $100 \times 100$ . Рассчитывались отмеченные выше характеристики полей в ближней и промежуточной зонах апертурных антенн с прямоугольными и близкими к линейным раскрывам.

На рис. 1, а, б приведены зависимости амплитуды вектора напряженности электрического и магнитного поля, нормированные на ее значение в середине раскрыва, от расстояния непосредственно от антенны до расстояния дальней зоны в направлении нормали к раскрыву равномерно, синфазно возбужденной квадратной апертуры с размерами  $20 \times 20$  длин волн. Из рисунка видно, что непосредственно вблизи антенны до расстояния примерно 1/3 размера излучающего раскрыва амплитуды электрического и магнитного поля осциллируют, но изменяются мало. Дальше этого расстояния характер исследуемой зависимости изменяется качественно: осцилляции поля равномерно нарастают как по амплитуде, так и по пространственному периоду. Амплитуда поля в максимуме максимумом на расстоянии 6,8 размера раскрыва достигает  $1,86E_0$ , а в минимуме минимумом на расстоянии 2,9 размера раскрыва равна  $0,6E_0$ . Таким образом, в прожекторном луче отношение максимума амплитуды поля к ее минимуму отличается в 3,1 раза, следовательно, мощности – почти в 10 раз. Из рисунка видно также, что амплитуды векторов электрического и магнитного полей в направлении нормали к раскрыву, т.е. в направлении главного максимума диаграммы направленности, совпадают не только в дальней, но и в промежуточной и ближней областях наблюдения. Этот эффект объясняется тем, что в направлении нормали, как следует из (10)–(15), электрические и магнитные поля

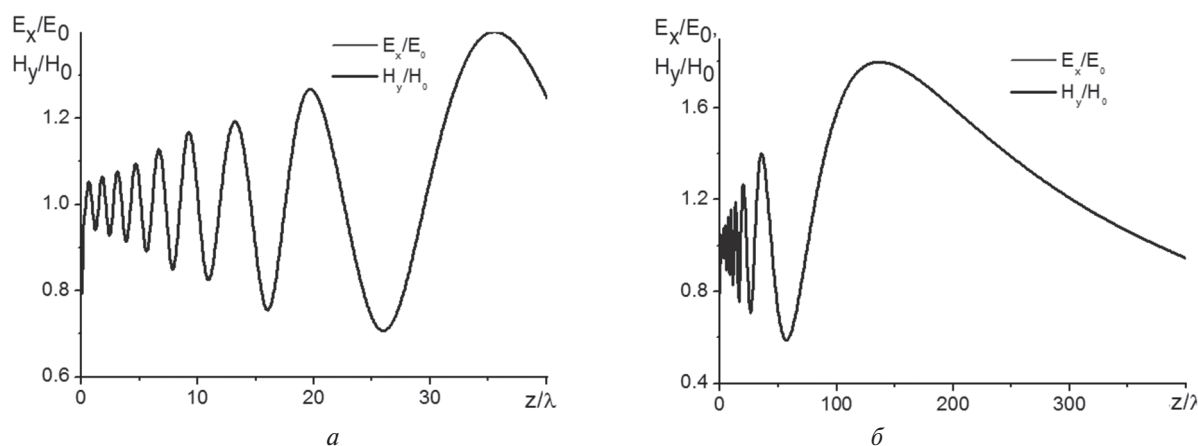


Рис. 1. Зависимость амплитуды электрического и магнитного поля антенны с квадратным раскрытием  $20\lambda \times 20\lambda$  в направлении нормали к раскрытию от расстояния:  $a$  – в ближней зоне  $R_{03} \leq 32\lambda$ ;  $b$  – до половины расстояния дальней зоны  $R_{дз} \geq 800\lambda$

строго поперечны, их продольные компоненты равны нулю. Расчеты показали также, что в этом направлении волновое сопротивление пространства в ближней зоне такое же, как и в дальней и равно волновому сопротивлению свободного пространства, а разность фаз поперечных составляющих электрического и магнитного поля равна нулю, как в бегущей волне, в любой точке луча в направлении нормали.

Отметим, что при увеличении электрических размеров излучающего раскрытия квадратной формы зависимости амплитуд полей  $E_x$  и  $H_y$  от расстояния  $z$  в направлении нормали к раскрытию качественно близки к данным на рис. 1. Однако, при увеличении размеров больше  $50-70$  длин волн в ближней к антенне области пространства размах осцилляций амплитуд полей уменьшается, причем область с практически постоянной мощностью поля тем большая, чем больше размеры раскрытия. При изменении формы раскрытия антенны от квадратной до линейной зависимости амплитуд полей от расстояния  $z$  изменяются качественно: осциллирующая вокруг значений  $E_0$  и  $H_0$  функция переходит в равномерно убывающую со слабыми осцилляциями [2].

Рассмотрим далее поведение полей в поперечных плоскостях на разных расстояниях от раскрытия антенны. На рис. 2. представлены расчеты зависимости амплитуд поперечных составляющих электрического  $E_x/E_0$  и магнитного  $H_y/H_0$  полей от координат точек наблюдения в параллельных излучающему раскрытию плоскостях на разных расстояниях от  $5\lambda$  до  $200\lambda$  от раскрытия антенны. Напомним, что в самом раскрытии амплитудное и фазовое распределение электрического и магнитного полей постоянное. Из рис. 2,  $a$  видно, что уже на расстоянии  $0,25$  размера стороны раскрытия зависимости полей  $E_x$  и  $H_y$  от поперечной координаты имеют осциллирующий характер, причем амплитуды осцилляций полей увеличиваются по мере увеличения координаты. Видно также, что нормированные к единице значения амплитуд полей  $E_x$  и  $H_y$  не со-

падают и отличаются тем сильнее, чем больше координата  $x$ . По мере удаления плоскости наблюдения от раскрытия антенны поля  $E_x$  и  $H_y$  отличаются меньше, число их осцилляций по поперечному сечению луча уменьшается (на расстоянии стороны раскрытия  $z = 20\lambda$  число осцилляций поля поперек луча уменьшается до 5) и на расстоянии  $z = 50\lambda$  нормированные поля  $E_x$  и  $H_y$  совпадают, как в дальней зоне антенны.

На рис. 3 представлены зависимости от той же поперечной координаты  $x$  разностей фаз электрических и магнитных полей в произвольной текущей точке наблюдения и в точке на оси  $z$ , т.е. при  $x = 0$ :  $\arg E_x(x) - \arg E_x(0)$  и  $\arg H_y(x) - \arg H_y(0)$ . Эти зависимости описывают фазовое распределение электрического и магнитного поля на поперечных плоскостях  $z = const$ .

Из рисунков видно, что вплоть до расстояния, равного  $2,5$  стороны раскрытия ( $z = 50\lambda$ ), основная доля мощности электромагнитной волны сосредоточена в поперечном сечении на площади, близкой к площади излучающего раскрытия антенны. Фазовые распределения полей на этих плоскостях близки к постоянным, т.е. фронт основной доли волны остается плоским. При больших расстояниях до плоскости наблюдения фронт волны остается локально плоским.

Как известно, в бегущей волне разность фаз поперечных компонент электрического и магнитного полей равна нулю, в смешанной волне эта разность фаз не равна нулю и в излучении антенны кроме активной появляется реактивная мощность [1]. Для иллюстрации этих явлений в прожекторном луче апертурных антенн на рис. 4 представлены зависимости разности фаз полей  $E_x$  и  $H_y$  от поперечной координаты  $x$ . Из рисунка видно, что эта зависимость имеет осциллирующий характер, но в пределах прожекторного луча разности фаз, следовательно и реактивная мощность поля, мало отличается от нуля. По мере увеличения координаты  $x$  исследуемая разность фаз увеличивается при всех рассчитанных вариантах рас-

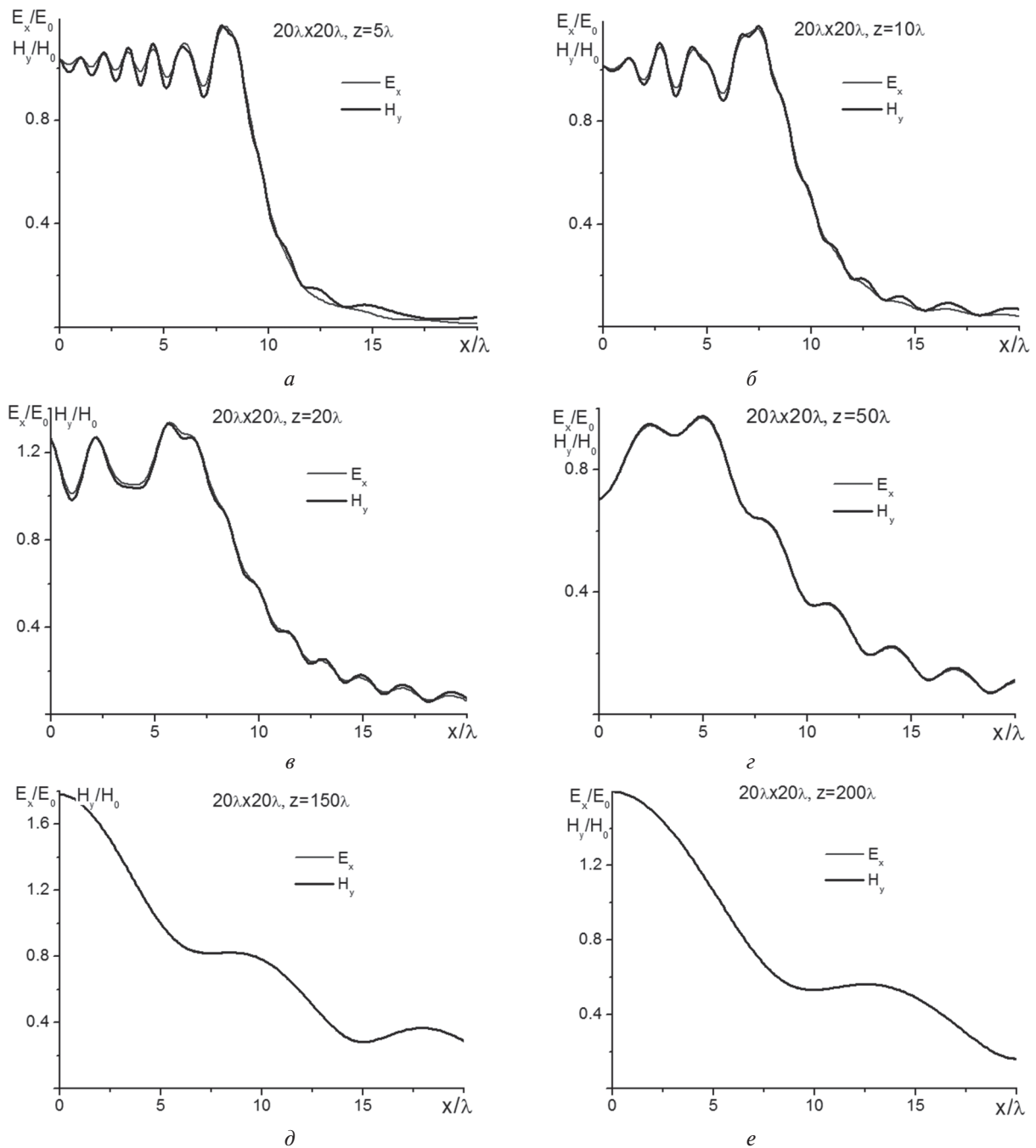


Рис. 2. Зависимости амплитуд электрического и магнитного полей от поперечной координаты  $x$  на разных расстояниях от раскрытия антенны

стояния плоскости наблюдения от антенны. Как и следовало ожидать, по мере удаления поперечной плоскости наблюдения от раскрытия антенны абсолютное значение разности фаз поперечных компонент электрического и магнитного полей уменьшается и на расстояниях, больших  $200\lambda$ , не превышает долей градуса, т.е. ничтожно мало.

Интересным проявлением особенностей волновых процессов в ближней зоне антенн является отличие отношения амплитуд электрического и магнитного полей, имеющего физический смысл волнового сопротивления пространства вблизи антенны, от волнового сопротивления свободного пространства, равного  $W_0 = 120\pi \text{ Ом}$  [1]. Расчеты показали, что в направлении нормали к раскрытию это отношение

отличается от  $W_0$  исчезающе мало при любом расстоянии от антенны, однако в поперечных плоскостях наблюдения, как видно из рис. 5, оно заметно. В прожекторном луче зависимость  $W/W_0$  от поперечной координаты  $x$  слабо осциллирует вокруг единицы, и в больших пределах вне прожекторного луча. Естественно, что при увеличении расстояния от антенны отличие  $W$  от  $W_0$  уменьшается.

## ВЫВОДЫ

В области прожекторного луча амплитуды и фазы векторов напряженности электрического и магнитного поля отличаются друг от друга, особенно при небольших электрических размерах раскрытия. Это приводит к следующим эффектам:

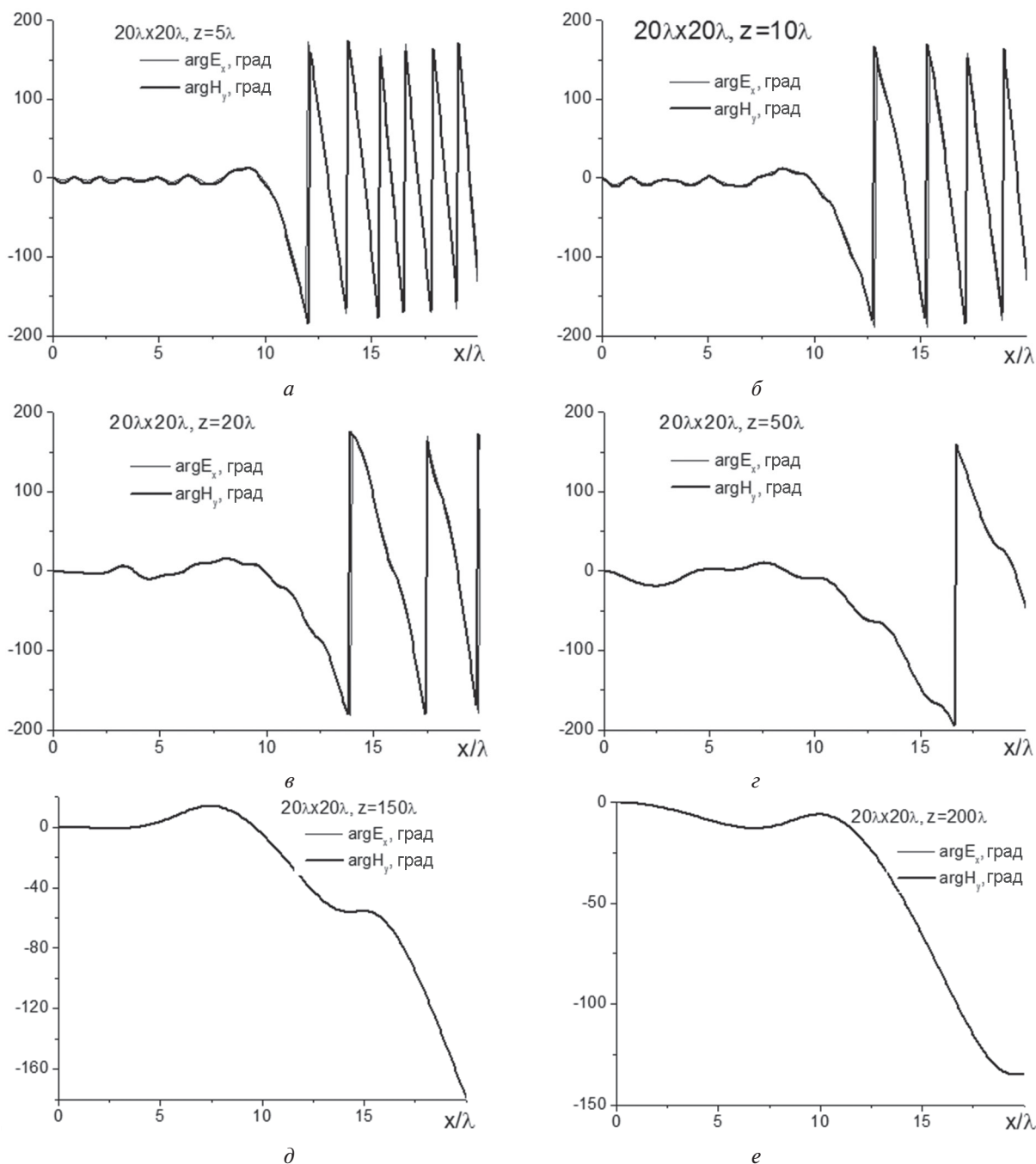


Рис. 3. Зависимости фаз электрического и магнитного полей от поперечной координаты  $x$  на разных расстояниях от раскрыва антенны

1. Поляризационные характеристики электромагнитной волны — коэффициент эллиптичности и угол ориентации поляризационного эллипса, определяемые по вектору  $E$  в радиофизике и вектору  $H$  в оптике, не идентичны [5].

2. В направлении нормали к раскрыву мощность поля только активная, т.е. в этом направлении распространяется исключительно бегущая электромагнитная волна. В других направлениях есть реактивная мощность, следовательно, имеет место режим смешанных волн.

3. В прожекторном луче волна локально плоская и распространяется практически без потерь как в канализирующих фидерных системах.

4. В пределах всего прожекторного луча амплитуда и мощность электромагнитной волны,

излучаемой апертурной антенной, близка к амплитуде и мощности поля в середине раскрыва независимо от размеров антенны.

Два последних явления объясняют экспериментальный факт меньшего взаимного влияния излучателей в антенных решетках апертурных излучателей по сравнению с антенными решетками линейных вибраторных и щелевых излучателей.

*В заключение авторы выражают глубокую благодарность доктору технических наук, профессору Якову Соломоновичу Шифрину за неизменную многолетнюю деятельную поддержку научных исследований кафедры прикладной электродинамики радиофизического факультета Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина, почетным доктором которого является Яков*

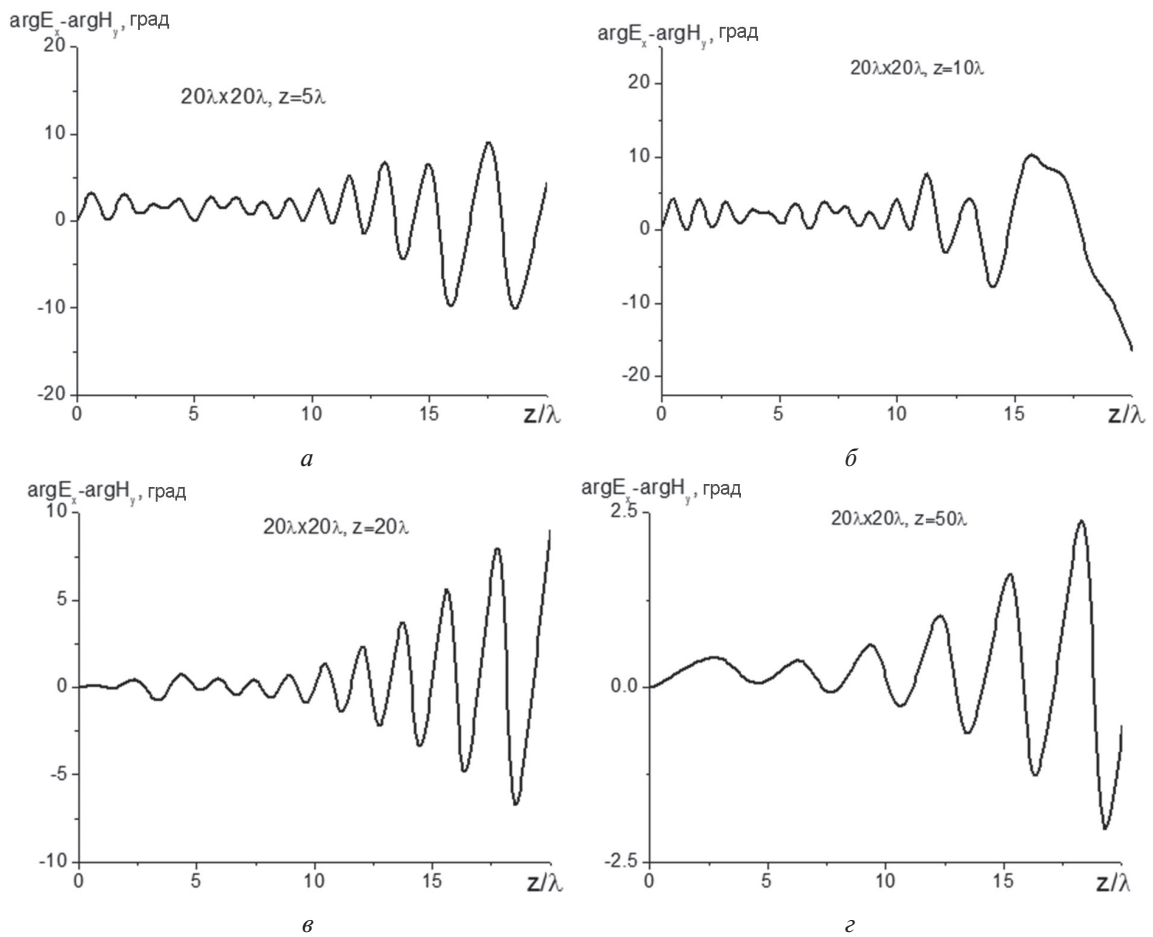


Рис. 4. Зависимости разности фаз поперечных компонент электрического и магнитного полей от поперечной координаты  $x$  на расстояниях 5; 10; 20 и 50 длин волн от раскрыва антенны

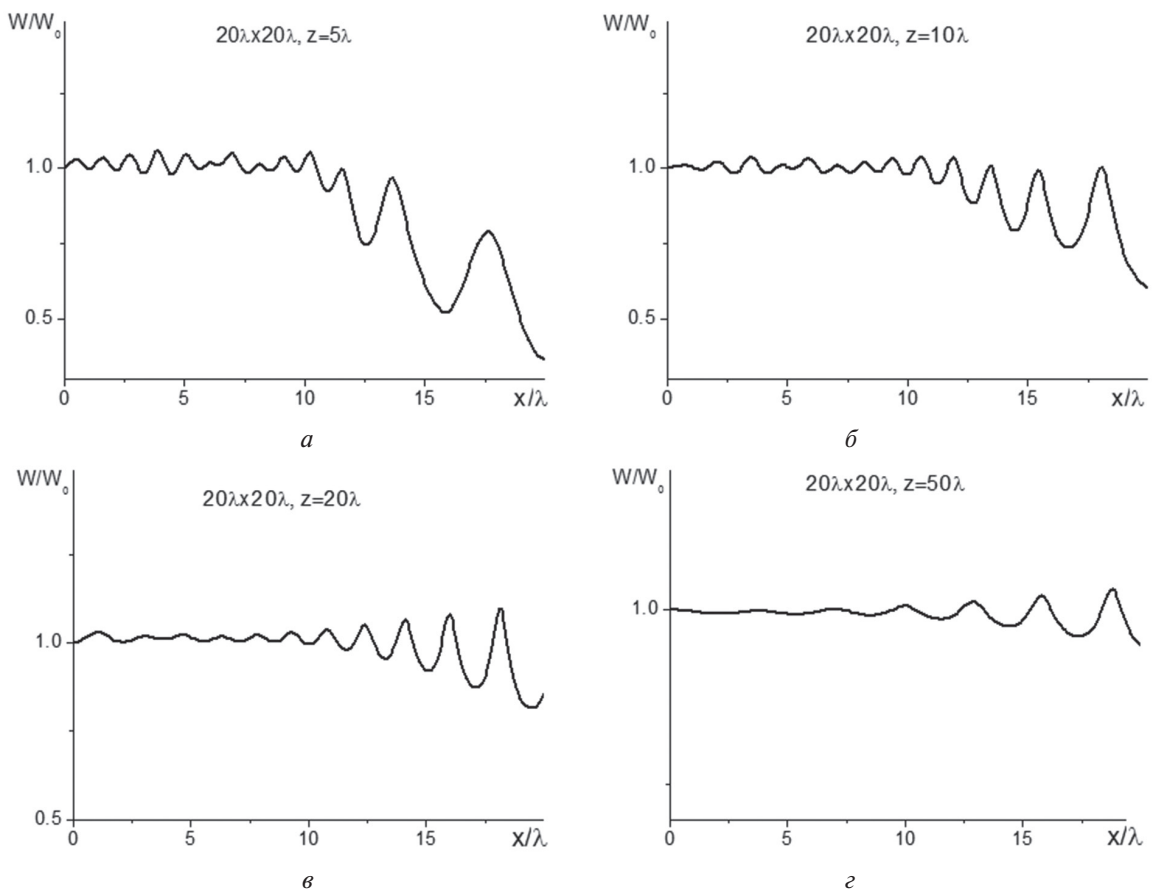


Рис. 5. Зависимости отношения  $W/W_0$  от поперечной координаты  $x$  на расстояниях 5; 10; 20 и 50 длин волн от раскрыва антенны

Соломонович. Особенно ценна для нас поддержка исследований в области теории ближней зоны излучающих систем. Большой интерес к этой области во всем мире обусловлен не только потребностями практики, связанными с обеспечением совместимости одновременно работающих радиоэлектронных систем различного функционального назначения и разных диапазонов частот, особенно на транспортных средствах и летательных аппаратах, подповерхностной и ближней радиолокации, охранных и досмотровых систем, микроволновых технологических установок, диагностических и терапевтических медицинских приборов, офисных и кампусных телекоммуникационных систем и многими другими задачами. Не менее важны в этой области знаний открывающиеся возможности более глубокого понимания фундаментального явления природы — преобразования связанных переменных токов и зарядов, возбуждаемых в антенне генератором, в свободно распространяющиеся электромагнитные волны.

Яков Соломонович много и плодотворно работал в области теории ближней зоны антенн. По его инициативе и под его руководством решена задача статистики поля в ближней зоне антенн. «Круглый стол» по вопросам теории ближней зоны, инициированный Яковом Соломоновичем на последней Международной научно-технической конференции по теории и технике антенн в Одессе в 2013 г. вызвал большой интерес специалистов.

Желаем Якову Соломоновичу крепкого здоровья, счастья, удачи и творческих успехов на многие годы!

#### Литература

- [1] Горобец Н.Н. Особенности волновых процессов в ближней зоне датчиков электрического и магнитного полей. // Методы и средства измерений в области электромагнитной совместимости. Измерения в области ЭМС. Сб. мат. конф. Винница. 1991. — С. 95–100.
- [2] Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е. Влияние размеров и формы излучающего раскрыва на характер пространственного распределения поля вблизи антенны // Вісник Харківськ. нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. № 1094. Радіофізика та електроніка. 2013. Вип. 23. — С. 51–59.
- [3] Овсянникова Е.Е., Шишкова А.В., Горобец Н.Н. Влияние вида амплитудного распределения на характеристики полей в ближней зоне апертурных антенн. // Вісник Харківськ. нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. 2009. № 853. — Вип. 14. — С. 28–36.
- [4] Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е., Шишкова А.В. Формирование равномерного распределения электромагнитного поля в ближней зоне E-секториальных рупорных антенн // Вісник Харківськ. нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. 2012. № 1038. — Вип. 21. — С. 17–24.
- [5] Горобец Н.Н. Амплитудные, фазовые и поляризационные диаграммы апертурных антенн в ближней, промежуточной и дальней зонах // Вестник Харьковск. ун-та. Радиофизика и электроника. 1980. №203. — Вып. 9. — С. 26–34.

Поступила в редколлегию 3.03.2015



**Горобец Николай Николаевич**, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой прикладной электродинамики радиотехнического факультета Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина. Научные интересы: радиофизика, прикладная электродинамика, теория и техника антенн, физика СВЧ, биофизика.



**Овсянникова Елена Евгеньевна**, научный сотрудник кафедры прикладной электродинамики Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина. Научные интересы: радиофизика, прикладная электродинамика

УДК 621.396.671

**Хвильові процеси в прожекторному промені апертурних антен** / М.М. Горобець, О.Є. Овсянникова // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 1. — С. 51–58.

На основі розв'язання векторної зовнішньої задачі електродинаміки дано аналіз амплітудних і фазових характеристик електромагнітних полів у ближній і проміжній зонах апертурних антен. Показано, що при квадратній і близькій до неї формі випромінюючого розкриву поблизу антени аж до відстані, рівної розмірам розкриву, формується «прожекторний промінь» — локально плоска хвиля, яка поширюється без втрат як в каналізуючих фідерних пристроях. Поперечний перетин прожекторного променя близький до розмірів розкриву, амплітуди полів у ньому такі ж, як і в середині розкриву.

**Ключові слова:** електромагнітні хвилі, апертурні антени; ближня, проміжна, далека зони; прожекторний промінь.

Іл.: 05. Бібліогр.: 05 найм.

UDC 621.396.671

**Wave processes in a projecting ray of aperture antennas** / N.N. Gorobets, Ye.Ye. Ovsyannikova // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 1. — P. 51–58.

Based on the solution of an external electrodynamics vector problem, the paper analyzes the amplitude and phase characteristics of electromagnetic fields in the near and intermediate zones of aperture antennas. It is shown that in the case of the square shapes and that close to it of a radiating aperture near the antenna up to a distance equal to the size of the aperture “projecting ray” — a locally plane wave — is formed which propagates without losses like in feeder channelizing devices. The projecting ray cross section is close to the aperture and the field amplitudes within it are the same as those in the middle of the aperture.

**Keywords:** electromagnetic waves, aperture antennas; near, intermediate, distant zones; projecting ray.

Fig.: 05. Ref.: 05 items.