

## ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ СЛАБОНАПРАВЛЕННЫХ АПЕРТУРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

### Введение

Слабонаправленные излучатели и антенны широко применяются на практике в радиоэлектронных системах самого разного функционального назначения в широком – от метрового до субмиллиметрового диапазона длин волн. Наиболее известные применения – в качестве облучателей остронаправленных зеркальных и линзовых антенн и в качестве элементарных излучателей остронаправленных фазированных и нефазированных антенных решеток в радиоастрономии, сверхдальней радиолокации, космических телекоммуникационных системах специальной радиосвязи и т.п. Также широко слабонаправленные антенны с широкой диаграммой направленности применяются в офисных и кампусных телекоммуникационных системах и сетях, в транспортной радиосвязи, в навигационных системах и др. При этом во многих практических приложениях приходится работать непосредственно вблизи антенны. Заметим, что эти приложения разнообразны и многочисленны. В частности, это диагностические и терапевтические медицинские приборы, термическая обработка микроволнами пищевых продуктов, микроволновая обработка сельскохозяйственной продукции, обработка материалов в химической и других отраслях промышленности, охранные системы, подповерхностная и ближняя радиолокация.

В отличие от применений электромагнитных волн и антенн на больших расстояниях, по крайней мере, в дальней зоне антенны ( $R_{ДЗ} \geq 2L^2/\lambda$ ,  $L$  – максимальный размер антенны,  $\lambda$  – длина волны), где волновые процессы сравнительно просты и хорошо изучены, в ближней зоне волновые процессы более разнообразны и сильно отличаются для разных типов антенн. Главное отличие заключается в том, что в дальней зоне закон распределения амплитуды и мощности электромагнитного поля в пространстве определяется диаграммой направленности, т.е. функцией исключительно угловых координат точек наблюдения, и не зависит от расстояния. В ближней и промежуточной зонах наблюдения зависимости амплитудных, фазовых и поляризационных характеристик полей и волн от расстояния более сложны и отличаются для разных типов антенн, причем для линейных и апертурных антенн эти отличия имеют качественный характер и зависят от размеров и формы излучающего раскрытия антенны, амплитудного и фазового распределения источников поля, согласования антенны со свободным пространством.

В дальней зоне волна обычно бегущая поперечная сферическая; амплитуды векторов напряженности электрического и магнитного полей связаны между собой через волновое сопротивление свободного пространства  $E/H = W_0$  и убывают в процессе распространения обратно пропорционально первой степени расстояния, мощность волны только активная и она убывает обратно пропорционально второй степени расстояния. При этом на любом расстоянии от антенны в дальней зоне электрическое и магнитное поля синфазны.

С точки зрения физики явлений в ближней зоне происходит трансформация обычно плоской волны в излучающем раскрытии антенны в сферическую волну в дальней зоне. В процессе этой трансформации проявляются все особенности полей и волн в ближней и промежуточной зонах. В частности, в ближней зоне образуется волна смешанного типа – бегущая и от антенны, и к антенне [1], что обычно трактуется как наличие активной и реактивной мощности вблизи антенны. Амплитуды полей  $E$  и  $H$  по мере удаления точки наблюдения от антенны изменяются по разным закономерностям. Например, в случае коротких вибраторных антенн  $|E| \sim 1/R^3$ ;  $|H| \sim 1/R^2$ , а по фазе эти поля сдвинуты на  $90^\circ$ . Фазовые скорости полей  $E$  и  $H$  отличаются друг от друга и отличаются от скорости света. Кроме того, в ближ-

ней зоне поля не поперечны, появляется продольная компонента полей. Это приводит к усложнению поляризационной структуры поля в ближней зоне излучателей.

В [2 – 6] показано, что в ближней зоне апертурных антенн больших электрических размеров образуется так называемый прожекторный луч, представляющий собой волноводную трубку, поперечное сечение которой по размерам и по форме близко к поперечному сечению излучающего раскрыва антенны. В прожекторном луче возбуждается неоднородная квазиплоская волна, которая распространяется без значительных потерь на расстояния вплоть до трех четвертей расстояния дальней зоны антенны. В случае и линейных, и апертурных антенн малых электрических размеров, как показано в [3], прожекторный луч не образуется.

Цель статьи – теоретический анализ и определение наиболее общих закономерностей волновых процессов в ближней и промежуточной зонах слабонаправленных апертурных излучателей.

### Электромагнитные поля и волны на конечных расстояниях от апертурной антенны

Задача определения амплитудных, фазовых и поляризационных характеристик векторов напряженности электрических и магнитных полей на произвольных достаточно малых расстояниях от излучающего раскрыва антенны произвольных размеров и произвольной формы, решение которой обеспечивает полный анализ волновых процессов в ближней и промежуточной зонах антенн, в общем виде решена в [2, 3] в сферической системе координат. На практике, особенно для технологических микроволновых установок, необходимо иметь решение этой задачи в декартовой системе координат. Требуемые поля получим из решения векторной внешней задачи электродинамики методом вектора Герца, согласно которому

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

$$\vec{H} = i\omega\varepsilon \text{rot} \vec{\Pi}^{\varnothing} + \text{grad div} \vec{\Pi}^M + k^2 \vec{\Pi}^M. \quad (2)$$

Электрический и магнитный векторы Герца соответственно

$$\vec{\Pi}^{\varnothing} = \frac{1}{4\pi i\omega\varepsilon} \int_S \vec{j}^{\varnothing}(x, y) \psi dS, \quad (3)$$

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

где  $\vec{j}^{\varnothing}(x, y)$  и  $\vec{j}^M(x, y)$  – электрический и эквивалентный магнитный токи источников полей в излучающем раскрыве антенны,

$$\psi = [\exp(-ikr)]/r. \quad (4)$$

Расстояние  $r$  от точек в раскрыве с текущими координатами  $x, y$ , по которым производится дифференцирование и интегрирование в (1) – (3), до произвольной точки наблюдения со сферическими координатами  $\theta, \varphi, R$  равно

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

Подчеркнем, что в отличие от теории полей в дальней зоне здесь на координаты точек наблюдения не накладываются никакие ограничения кроме того, что они должны быть расположены вне поверхности  $S$ , по которой интегрируются источники поля в (3).

При решении внешней задачи электродинамики об излучении апертурных антенн токи источников выражают через эквивалентные магнитные и электрические поля в раскрыве

$$\vec{j}^{\varnothing} = [\vec{z}^0 \vec{H}_S]; \quad \vec{j}^M = -[\vec{z}^0 \vec{E}_S], \quad (6)$$

которые принимаются известными.

Поля в раскрыве будем считать поперечными и связанными между собой соотношением

$$H_s = \frac{1}{W_s} [\bar{z}^0 E_s], \quad (7)$$

где  $\dot{W}_s = \dot{E}_s / \dot{H}_s$  – волновое сопротивление раскрыва, которое в общем случае не равно волновому сопротивлению свободного пространства  $W_0$ ,  $\bar{z}^0$  – орт внешней к раскрыву нормали.

Рассмотрим далее случай, когда поля в раскрыве имеют произвольную эллиптическую поляризацию и разложим их в ортогональном линейнополяризованном базисе:

$$\begin{aligned} \vec{E}_s(x, y) &= \bar{x}^\circ \dot{E}_x(x, y) + \bar{y}^\circ \dot{E}_y(x, y); \\ \vec{H}_s(x, y) &= \bar{x}^\circ \dot{H}_x(x, y) + \bar{y}^\circ \dot{H}_y(x, y). \end{aligned} \quad (8)$$

Проделав математические операции в соответствии с (1) – (8), получим все компоненты электромагнитных полей и волн в декартовой и сферической системах координат:

$$\dot{E}_x = \frac{1}{4\pi} \int \dot{E}_x^s \psi f_1 z dS + \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_s} \int (-\dot{E}_x^s \psi f_1 + \psi f_2 (x - x_s) q_1) dS + \frac{iW_0}{2\lambda W_s} \int \dot{E}_x^s \psi dS, \quad (9)$$

$$\dot{E}_y = \frac{1}{4\pi} \int \dot{E}_y^s \psi f_1 z dS + \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_s} \int (-\dot{E}_y^s \psi f_1 + \psi f_2 (y - y_s) q_1) dS + \frac{iW_0}{2\lambda W_s} \int \dot{E}_y^s \psi dS, \quad (10)$$

$$\dot{E}_z = -\frac{1}{4\pi} \int \psi f_1 q_1 dS + \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_s} \int q_1 \psi f_2 z dS \quad (11)$$

где  $q_1 = \dot{E}_x^s (x - x_s) + \dot{E}_y^s (y - y_s).$

$$\dot{H}_x = -\frac{1}{4\pi W_s} \int \dot{E}_y^s \psi f_1 z dS + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \int (\psi f_1 \dot{E}_y^s + \psi f_2 (x - x_s) q_2) dS - \frac{i}{2\lambda W_0} \int \dot{E}_y^s \psi dS, \quad (12)$$

$$\dot{H}_y = \frac{1}{4\pi W_s} \int \dot{E}_x^s \psi f_1 z dS + \frac{i}{8\pi^2 W_0} \int (\psi f_2 (y - y_s) q_2 - \dot{E}_x^s \psi f_2) dS + \frac{i}{2\lambda W_0} \int \dot{E}_x^s \psi dS, \quad (13)$$

$$\dot{H}_z = \frac{1}{4\pi W_s} \int -q_2 \psi f_1 dS + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \int \psi f_2 z q_2 dS, \quad (14)$$

где  $q_2 = \dot{E}_x^s (y - y_s) - \dot{E}_y^s (x - x_s)$

$$\begin{aligned} \dot{E}_0 &= \frac{\lambda}{4\pi} \left( \frac{R}{\lambda} - \frac{iW_0 \cos \theta}{2\pi W_s} \right) \int (\dot{E}_x \cos \varphi + \dot{E}_y \sin \varphi) f_1 \psi dS - \frac{\sin \theta}{4\pi} \int (x \dot{E}_x + y \dot{E}_y) f_1 \psi dS + \\ &+ \frac{i\lambda W_0 \cos \theta}{8\pi^2 W_s} \int (x \cos \varphi + y \sin \varphi) f_2 q_1 \psi dS + \frac{i}{2\lambda} \frac{W_0 \cos \theta}{W_s} \int (\dot{E}_x \cos \varphi + \dot{E}_y \sin \varphi) \psi dS; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \dot{E}_\varphi &= -\frac{\lambda}{4\pi} \left( \frac{R \cos \theta}{\lambda} - \frac{iW_0}{2\pi W_s} \right) \int (\dot{E}_x \sin \varphi - \dot{E}_y \cos \varphi) f_1 \psi dS - \\ &- \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_s} \int (x \sin \varphi - y \cos \varphi) f_2 q_1 \psi dS - \frac{iW_0}{2\lambda W_s} \int (\dot{E}_x \sin \varphi - \dot{E}_y \cos \varphi) \psi dS; \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \dot{E}_R = & \frac{\cos \theta}{4\pi} \int_S (x\dot{E}_x + y\dot{E}_y) f_1 \psi dS - \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_S} \left( \sin \theta \int_S (\dot{E}_x \cos \varphi + \dot{E}_y \sin \varphi) f_1 \psi dS + \right. \\ & \left. + \int_S (R - \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)) f_2 q_1 \psi dS \right) + \frac{iW_0 \sin \theta}{2\lambda W_S} \int_S (\dot{E}_x \cos \varphi + \dot{E}_y \sin \varphi) \psi dS; \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \dot{H}_\theta = & \frac{\lambda}{4\pi} \left( \frac{R}{\lambda W_S} - \frac{i \cos \theta}{2\pi W_0} \right) \int_S (\dot{E}_x \sin \varphi - \dot{E}_y \cos \varphi) f_1 \psi dS - \frac{\sin \theta}{4\pi W_S} \int_S (y\dot{E}_x - x\dot{E}_y) f_1 \psi dS - \\ & - \frac{i\lambda \cos \theta}{8\pi^2 W_0} \int_S (x \cos \varphi + y \sin \varphi) f_2 q_2 \psi dS + \frac{i}{2\lambda} \frac{\cos \theta}{W_0} \int_S (\dot{E}_x \sin \varphi - \dot{E}_y \cos \varphi) \psi dS; \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \dot{H}_\varphi = & \frac{\lambda}{4\pi} \left( \frac{R \cos \theta}{\lambda W_S} - \frac{i}{2\pi W_0} \right) \int_S (\dot{E}_x \cos \varphi + \dot{E}_y \sin \varphi) f_1 \psi dS + \\ & + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \int_S (x \sin \varphi - y \cos \varphi) f_2 q_2 \psi dS + \frac{i}{2\pi W_0} \int_S (\dot{E}_x \cos \varphi + \dot{E}_y \sin \varphi) \psi dS; \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \dot{H}_R = & \frac{\cos \theta}{4\pi W_S} \int_S (y\dot{E}_x - x\dot{E}_y) f_1 \psi dS + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} (\sin \theta \int_S (\dot{E}_y \cos \varphi - \dot{E}_x \sin \varphi) f_1 \psi dS + \\ & + \int_S (R - \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)) f_2 q_2 \psi dS) + \frac{i \sin \theta}{2\lambda W_0} \int_S (\dot{E}_x \sin \varphi - \dot{E}_y \cos \varphi) \psi dS. \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$f_1 = \frac{ik}{r} + \frac{1}{r^2}, \quad f_2 = \frac{3}{r^4} + \frac{3ik}{r^3} + \frac{k^2}{r^2}, \quad q_1 = x\dot{E}_x + y\dot{E}_y - R \sin \theta (\dot{E}_x \cos \varphi + \dot{E}_y \sin \varphi),$$

$$q_2 = x\dot{E}_y - y\dot{E}_x + R \sin \theta (\dot{E}_x \sin \varphi - \dot{E}_y \cos \varphi).$$

Из полученных формул следует, что в общем случае в ближней зоне апертурных антенн не равны нулю все шесть компонент электромагнитного поля. Из (9) – (20) легко видеть, что этот вывод справедлив и в случае линейной поляризации излучения апертурных антенн в ближней и промежуточной зонах наблюдения. Для изучения физических закономерностей формирования пространственного распределения электромагнитных полей в ближней и промежуточной зонах наблюдения апертурных антенн независимо от их размеров необходимы компьютерные расчеты.

### Анализ волновых процессов в ближней зоне слабонаправленных апертурных излучателей

На основе разработанных алгоритмов и компьютерных программ проведены расчеты амплитудных и фазовых характеристик электрических и магнитных полей на любом малом расстоянии от излучающей апертуры квадратной формы, допускающей излучение электромагнитных волн с произвольной линейной, эллиптической или круговой поляризацией. В расчетах амплитудное и фазовое распределения поля в раскрыве приняты постоянным и, так как в этом случае действующая площадь антенны максимальна и равна геометрической площади раскрыва. Вследствие этого эффекты ближней зоны проявляются наиболее полно. Поляризация излучения принята линейной вертикальной (вдоль оси ОХ).

На рис. 1, а, б представлены расчеты зависимости амплитуды электрического и магнитного поля от расстояния до точки наблюдения в направлении нормали к излучающему раскрыву для шести вариантов размеров раскрыва, изменяющихся от  $0,5\lambda \times 0,5\lambda$  до  $3\lambda \times 3\lambda$ . В расчетах аналогично [3 – 6] поля  $E$  и  $H$  нормированы к их значению в середине раскрыва  $E_0$  и  $H_0$  соответственно. Из рисунка видно, что при всех указанных выше размерах раскры-

ва нормированные амплитуды электрического и магнитного поля практически совпадают между собой на всех, даже очень малых, расстояниях от антенны до точки наблюдения. Следовательно, в случае апертурных антенн малых электрических размеров определение состояния поляризации электромагнитного излучения по вектору напряженности электрического и магнитного поля в ближней зоне идентичны. Подчеркнем, что этой особенностью апертурные антенны принципиально отличаются от линейных проволочных и щелевых, в случае которых эти зависимости существенно отличаются в ближней и промежуточной зонах наблюдения [1]. Из рисунка видно также, что при размерах раскрыва, меньших  $\lambda \times \lambda$ , вблизи апертурной антенны, в отличие от случаев больших электрических размеров раскрыва, прожекторный луч не формируется. Зависимости амплитуд полей от расстояния имеют вид равномерно убывающих функций, характерный для линейных антенн [1, 4]. Однако уже при размере  $\lambda \times \lambda$  в исследуемых зависимостях имеется перегиб на малом расстоянии от антенны. При больших размерах раскрыва ( $1,5\lambda \times 1,5\lambda$ ,  $2\lambda \times 2\lambda$  и  $3\lambda \times 3\lambda$ ) на рисунке видно начало процесса формирования прожекторного луча. Из сравнения с данными [4] следует, что минимальный градиент амплитуды поля по мере удаления точки наблюдения от антенны имеет место в случае слабонаправленных апертурных антенн с раскрывом квадратной формы. Из сравнения зависимостей  $E/E_0$  и  $H/H_0$  в прожекторном луче антенны с размерами раскрыва  $2\lambda \times 2\lambda$  на рис. 1 с аналогичными зависимостями для больших апертур [3 – 6] видно, что перепад амплитуд полей в прожекторном луче больших антенн существенно больше (от  $0,58 E_0$  в минимуме до  $1,8 E_0$  в максимуме), чем для случая малых антенн (от  $0,78 E_0$  до  $1,6 E_0$  для раскрыва  $2\lambda \times 2\lambda$  на рис. 1). Важно для практики и то, что максимум амплитуды поля малых апертурных антенн, меньших  $\lambda \times \lambda$ , как и линейных антенн, расположен непосредственно у раскрыва, а максимум амплитуды поля больших антенн – на значительном удалении от раскрыва. Следовательно, электрический пробой малых антенн с большой мощностью излучения наиболее вероятен непосредственно в раскрыве антенны, а больших антенн – на некотором вполне определенном расстоянии от раскрыва (в [4] для этого расстояния получена аппроксимационная формула  $R_{\max}/\lambda = 0,38(L/\lambda)^{1,98} - 0,29$ ).

Далее рассчитывались аналогично [3-6] зависимости  $E_x/E_{x0}$  и  $H_y/H_{y0}$  от поперечной координаты  $x$  при удалении плоскостей наблюдения  $z_n = const$  на некоторые расстояния от апертуры для указанных выше размеров апертур (рис. 2). Плоскости наблюдения  $z_n$  выбирались кратными четверти размера раскрыва. Как и следовало, амплитуды полей при малых размерах апертур равномерно уменьшаются с увеличением координаты  $x$  точки наблюдения. Другими словами, в исследуемом случае малых апертур, меньших одной длины волны, прожекторный луч в ближней зоне не формируется. При больших размерах раскрывов излучателей ( $1,5\lambda \times 1,5\lambda$ ,  $2\lambda \times 2\lambda$  и  $3\lambda \times 3\lambda$ ) проявляется, хотя и слабо, эффект формирования прожекторного луча.

Отметим также, что в ближней зоне апертурных излучателей пространственное распределение электрических и магнитных полей отличаются друг от друга, причем тем больше, чем меньше электрические размеры раскрыва.

На рис. 3 представлены расчеты фазового распределения электрического и магнитного полей на поперечных параллельных раскрыву плоскостях, которые расположены на расстояниях, кратных четверти размера раскрыва  $0,5\lambda \times 0,5\lambda$  и  $2\lambda \times 2\lambda$ .

Из рис. 3, а видно, что на расстоянии  $0,125\lambda$  фазовое распределение электрического поля в пределах размеров раскрыва близко к постоянному, но уже на расстоянии половины размеров раскрыва фазовое распределение электрического поля приобретает квадратичный характер, и квазиплоская волна трансформируется в сферическую. Фазовое распределение магнитного поля имеет квадратичный характер уже на расстоянии одной четверти размера

раскрыва. Из рис. 3,  $\delta - \varepsilon$  видно, что при увеличении размеров раскрыва до  $2\lambda \times 2\lambda$ , т.е. когда в ближайшей зоне излучателя формируется прожекторный луч, фазовые распределения электрического и магнитного поля практически не отличаются друг от друга и в пределах волновой трубки, соответствующей раскрыву излучателя, имеется квазиплоская волна с малой неоднородностью.

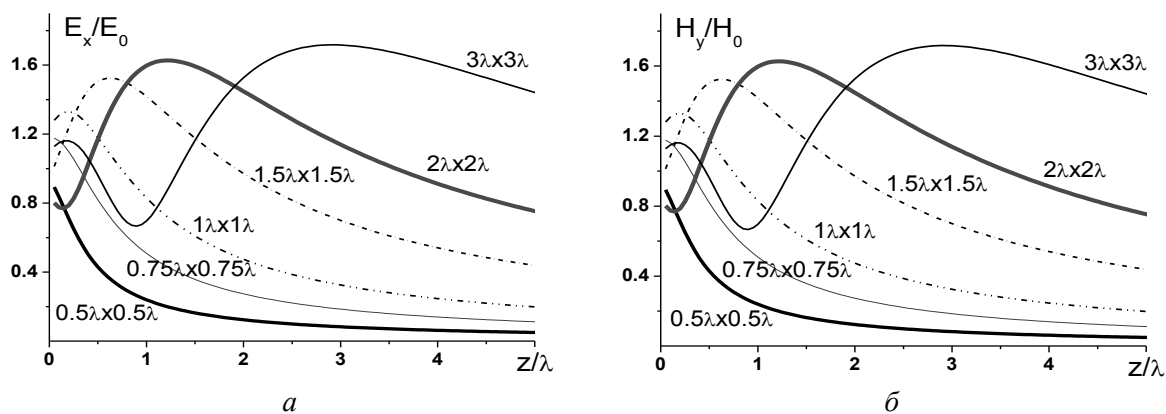


Рис. 1. Зависимости амплитуды электрического (а) и магнитного (б) полей от расстояния до излучателя в направлении к нормали

Вне этой волновой трубки электромагнитные поля быстро убывают по амплитуде, а фазовые распределения близки к квадратичным. Из этого следует, что фазовые скорости  $E$ - и  $H$ -полей в разных направлениях в ближней зоне отличаются от скорости света.

Аналогично [4] рассчитывались разности фаз электрического и магнитного поля в зависимости от поперечных направлению нормали к раскрыву координат при указанных выше размерах апертур и координат точек наблюдения (рис. 4). Из результатов расчетов видно, что в направлении нормали к раскрыву излучателя разность фаз поперечных  $E_x$  и  $H_y$  – компонент электромагнитного поля равна нулю при всех рассчитанных вариантах размеров излучателей и на любых сколь угодно малых расстояниях от антенны. Следовательно, в апертурных антеннах в направлении главного максимума диаграммы направленности в ближней и промежуточной зонах наблюдения образуется бегущая волна и мощность электромагнитного поля имеет активный характер. Этим апертурные антенны отличаются от линейных (вибраторных и щелевых), в которых в ближней зоне имеет место режим смешанных волн и мощность поля имеет активную и реактивную составляющую [1]. В направлениях, отличных от направления нормали к раскрыву антенны, также существуют смешанные волны и активная и реактивная мощность электромагнитные поля. При этом в случае антенн с малыми (меньше одной длины волны) размерами раскрыва по мере удаления от направления нормали разность фаз изменяется монотонно. В случае же больших размеров (рис. 4,  $\delta - \varepsilon$ ) в области прожекторного луча эта разность фаз изменяется по осциллирующим закономерностям, но с малым отклонением от нуля.

Рассмотрим зависимости от размеров излучателя и координат точек наблюдения волнового сопротивления пространства в ближней зоне апертурных излучателей малых электрических размеров. Из представленных на рис. 5 расчетов видно, что в направлении нормали к раскрыву, как и в случае апертурных антенн больших электрических размеров [4], волновое сопротивление пространства в ближней и промежуточной зонах наблюдения равно волновому сопротивлению свободного пространства  $W_0$ . В других направлениях и на разных расстояниях от излучателя это сопротивление отличается от  $W_0$ , причем законы его изменения в зависимости от координат существенно зависят от размеров излучателя.

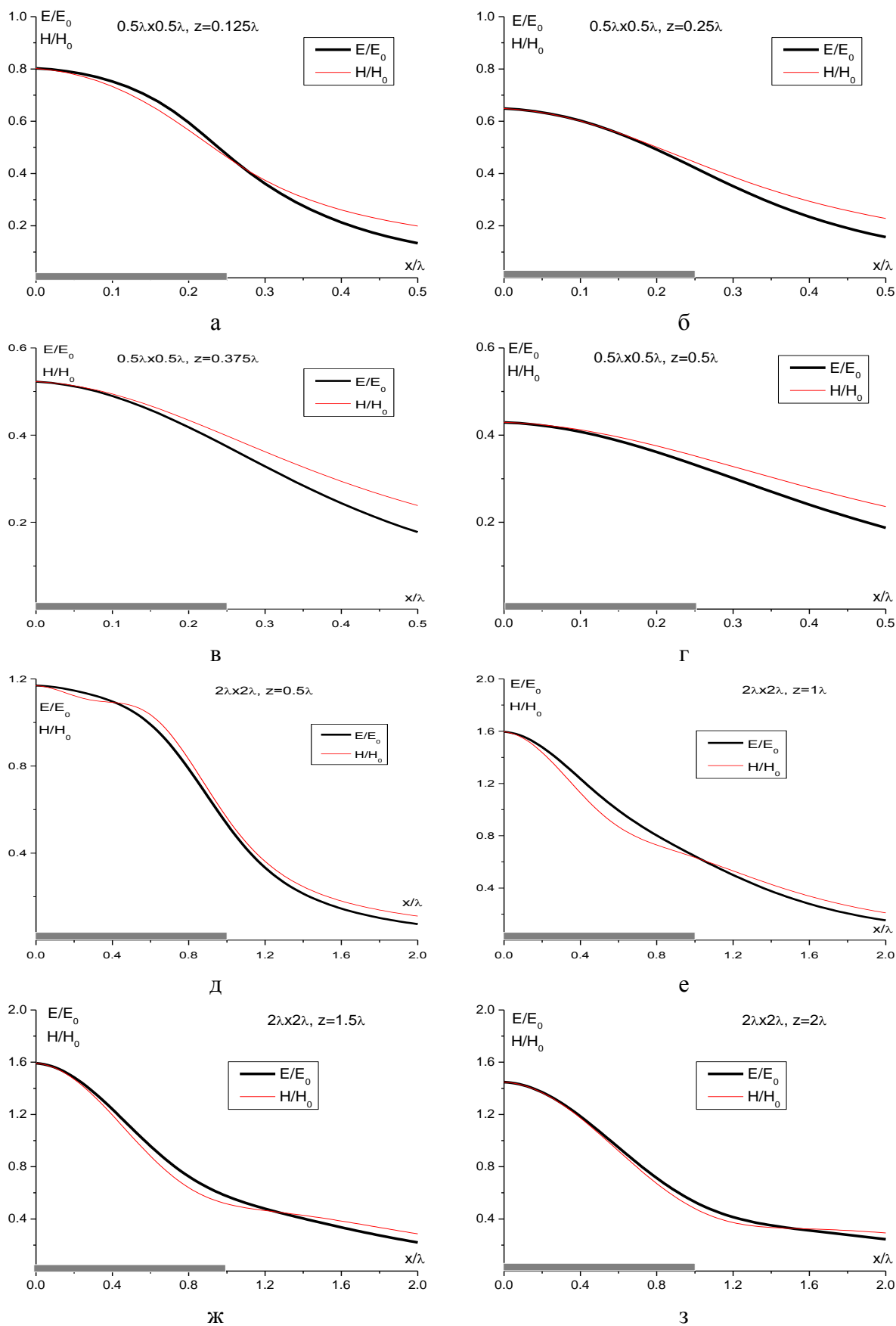


Рис. 2. Зависимости амплитуд электрического и магнитного поля от поперечной координаты на разных расстояниях от излучателя с размерами апертуры  $0,5\lambda \times 0,5\lambda$  (а – г) и  $2\lambda \times 2\lambda$  (д – з)

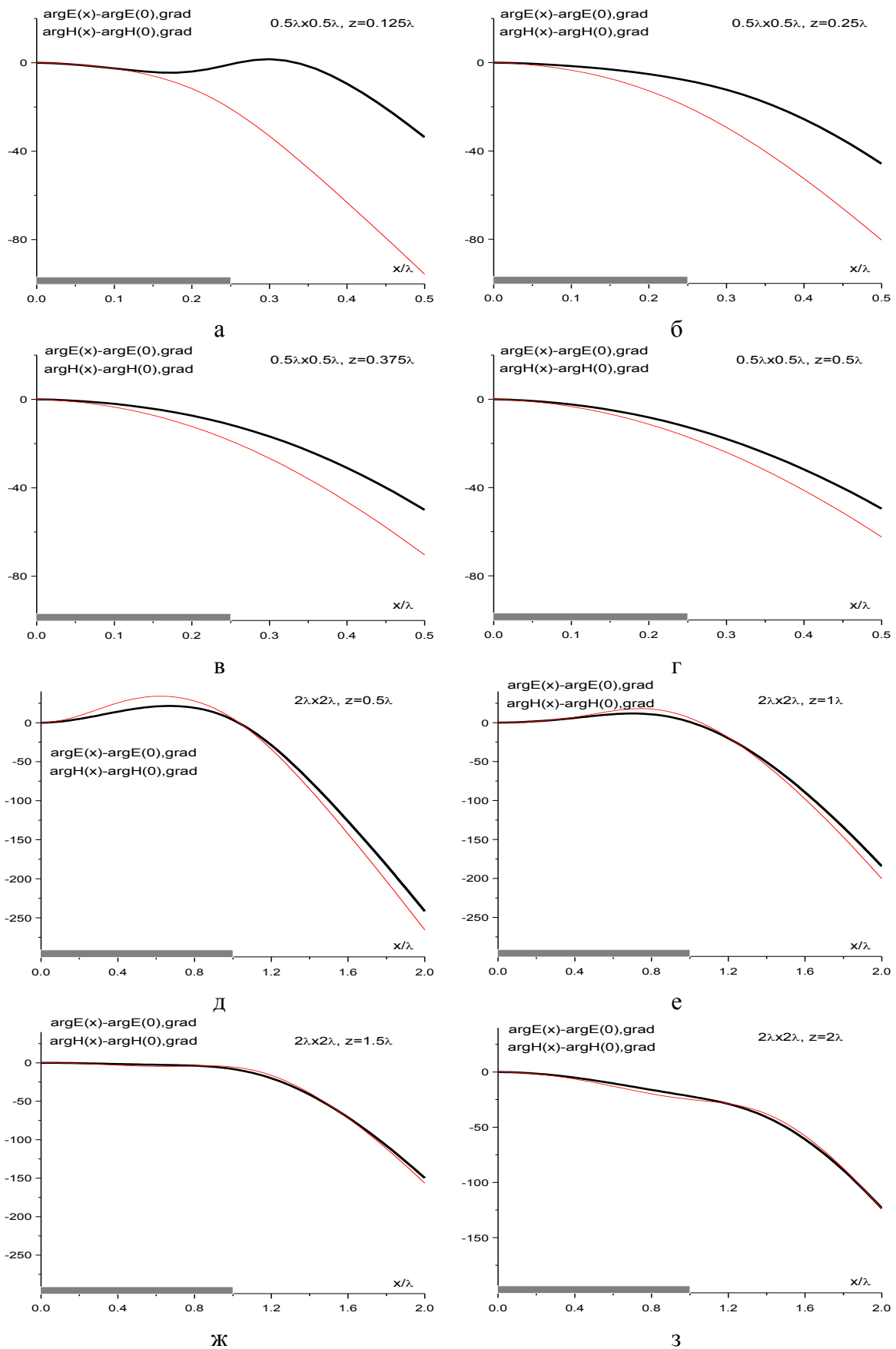
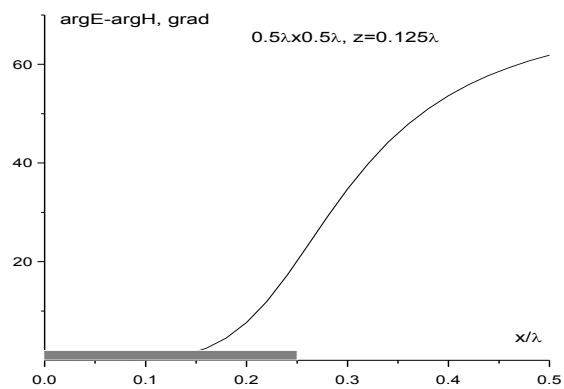
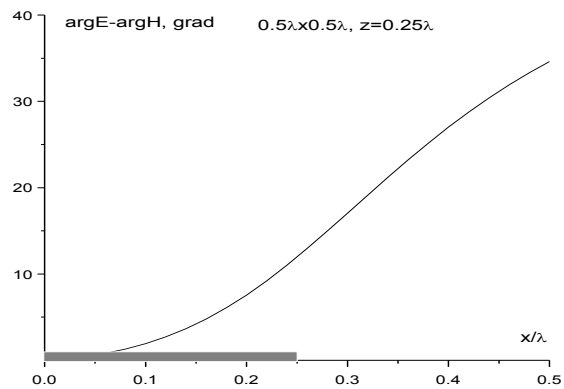


Рис. 3. Фазовое распределение электрического и магнитного поля в ближней зоне апертурных излучателей с размерами  $0,5\lambda \times 0,5\lambda$  (а – г) и  $2\lambda \times 2\lambda$  (д – з)

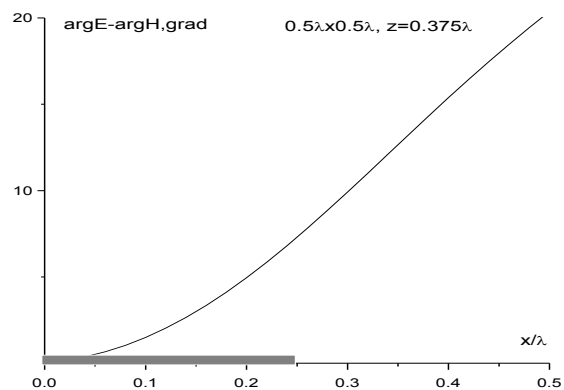




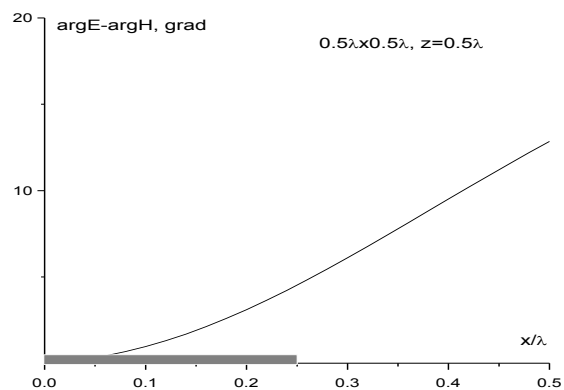
**а**



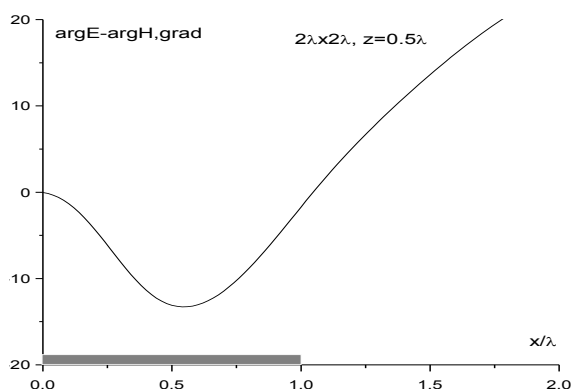
**б**



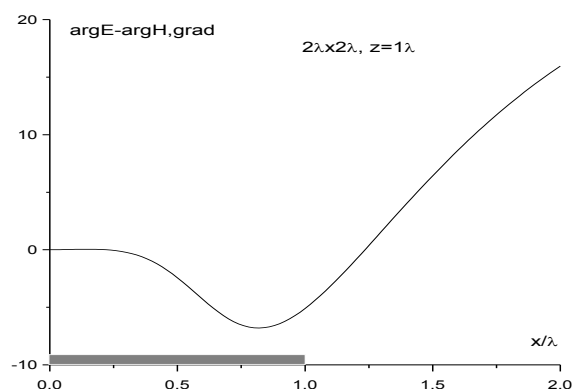
**в**



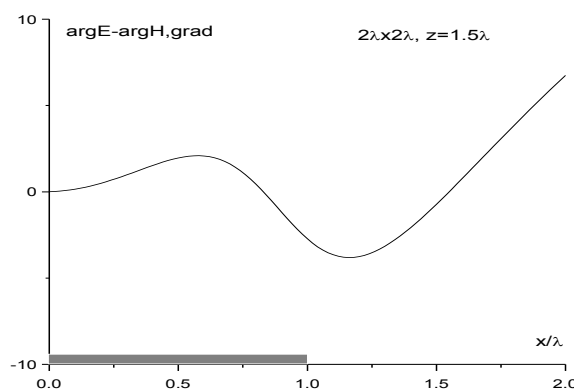
**г**



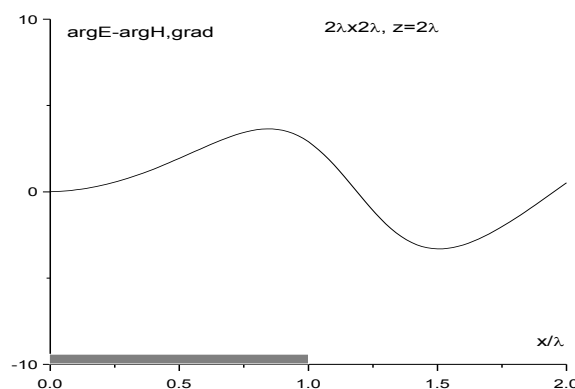
**д**



**е**



**ж**



**з**

Рис. 4. Зависимость разности фаз поперечных компонент электрического и магнитного полей в ближней зоне апертурных излучателей

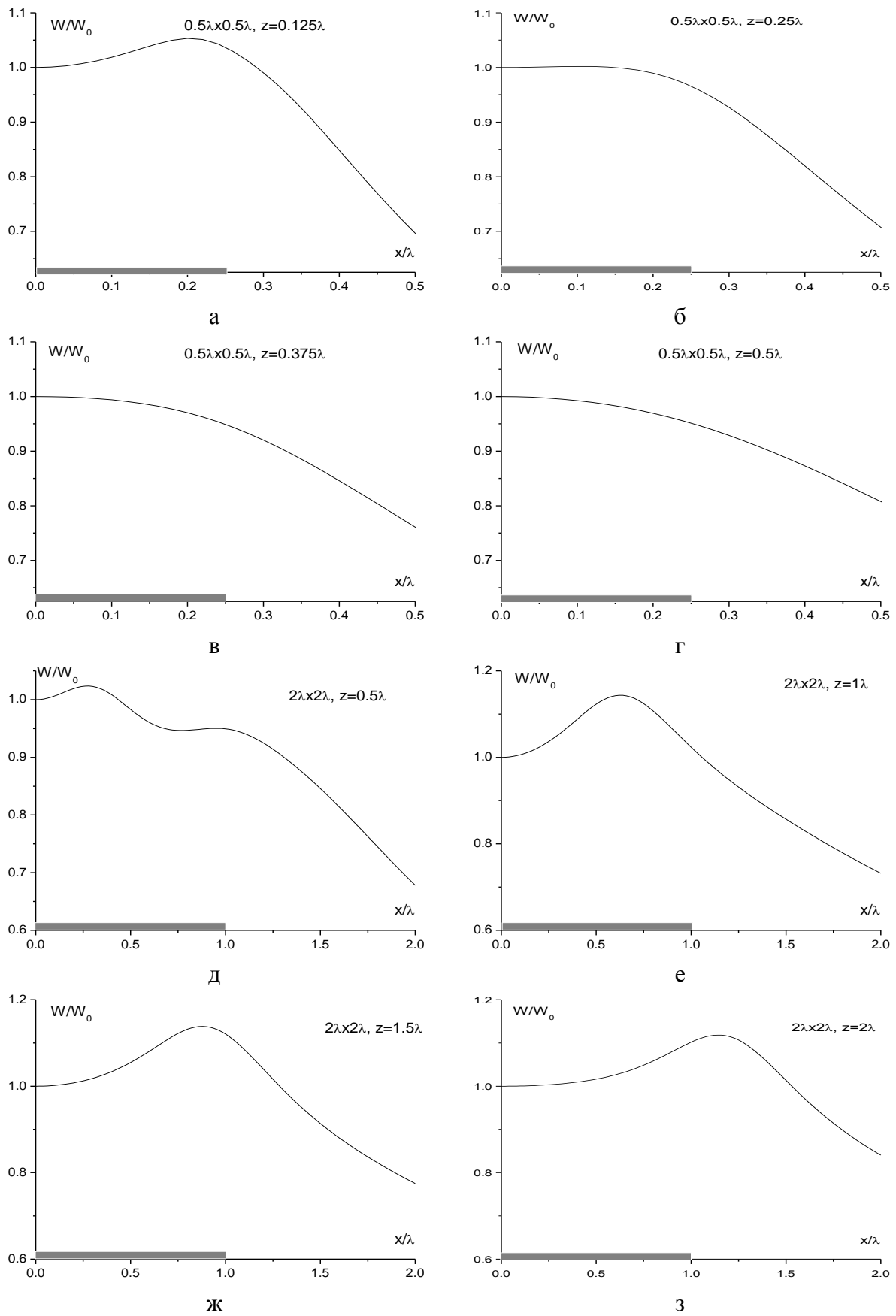


Рис. 5. Волновые сопротивления пространства в ближней зоне апертурных излучателей малых электрических размеров

## Выводы

1. На основании решения внешней векторной задачи электродинамики об излучении апертурных антенн малых электрических размеров, расчета и анализа амплитудных, энергетических и фазовых характеристик электромагнитных полей на конечном расстоянии от антенны показано, что в таких антеннах прожекторный луч в ближней зоне формируется при размерах стороны апертуры, больших одной длины волны. При меньших размерах излучателей зависимости амплитуд векторов напряженности электрического и магнитного полей от расстояния до точки наблюдения имеют равномерно убывающий характер.

2. В направлении нормали к раскрытию апертурные антенны формируют бегущую волну при любых размерах апертуры и на любом сколь угодно малом расстоянии от антенны. В других направлениях возбуждаются смешанные волны с активной и реактивной мощностью.

3. Во всех точках наблюдения на любом малом расстоянии от апертурной антенны с размером раскрытия, меньшим длины волны, нормированные к соответствующим значениям в середине раскрытия амплитуды полей  $E$  и  $H$  практически совпадают. Следовательно, определение состояния поляризации излучения таких антенн по вектору электрического или магнитного поля идентично не только в дальней, но и в ближней зоне.

4. Так как в апертурных антеннах электромагнитные поля локализуются либо вблизи раскрытия, либо в прожекторных лучах, для уменьшения взаимного влияния излучателей в антенных решетках, обеспечения электромагнитной совместимости радиоэлектронных систем и решения других подобных практических задач предпочтительно использовать апертурные антенны максимально возможных размеров.

**Список литературы:** 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. Волошин, В. А., Горобец, Н. Н. Антенно-фидерные и измерительные устройства сверхвысоких частот. – Х. : Изд-во ХГУ имени А.М. Горького, 1971. – С. 29–36. 3. Горобец, Н. Н. Амплитудные, фазовые и поляризационные диаграммы апертурных антенн в ближней, промежуточной и дальней зонах // Вестник Харьк. ун-та. Сер. Радиофизика и электроника. – 1980. – Вып. 9, №203. – С. 26–34. 4. Горобец, Н. Н., Овсянникова, Е. Е. Влияние размеров и формы излучающего раскрытия на характер пространственного распределения поля вблизи антенны // Вісник Харківськ. нац. ун-ту імені В.Н. Каразіна // Радіофізика та електроніка. – 2013. – Вип. 23, №1094. – С. 51-59. 5. Горобец, Н. Н., Овсянникова, Е. Е. Волновые процессы в прожекторном луче апертурных антенн // Прикладная радиоэлектроника. – 2015. – 14, №1. – С. 51 – 58. 6. Горобец, Н. Н., Овсянникова, Е. Е. Электромагнитные поля и волны вблизи апертурных антенн больших электрических размеров // Вісник Харківськ. нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна // Радіофізика та електроніка. – 2014. – Вип. 24, №1115. – С. 111–118.

*Харьковский национальный  
университет имени В. Н. Каразина*

*Поступила в редколлегию 07.11.2015*